

Two-way relativity wave metrics of Galilean space Двусторонние релятивистские волновые метрики ГП

Valery Timin, Russia, RME

Creative Commons Attribution 3.0 License

(September 28, 2020)

Doing this work, I proceed from the paradigm of the lifetime of a wave object proportional to the "wave interval" of its life path. The concept of "wave interval" corresponds to the fact that each object has its own scalar time (life?), which does not correspond to the coordinate "time", and it is proportional to the change in the accompanying frame of reference invariant phase of the wave field and the invariant, phase-independent, metric scalar "interval". This does not mean that the object itself is a wave object, but it is allowed. And this all means that the moving object "lives" longer, because the speed of the wave time of its "life" slows down.

The purpose of this work is to analyze different types of space – time (ST) with the so-called correspondence of their metrics to the "interval" metric of the "continuous" absolute reference system environment. The analysis is based on the selection of a certain "reference" wave device—a resonator, which is used to create standards for the length and time of the SP, and changes in its metric properties when the state of motion changes from these selected standards.

The ultimate associated goal is to convert ST for Tangherlini and special relativity A.Einstein based on the properties of the selected wave standard.

The main conclusion: no matter what transformations of the ST are used, it is important that in any coordinate system there is a metric tensor "interval" responsible for the metric properties of the ST.

This work is a "cut" of the third Chapter from my next article:

Данная работа является "вырезкой" третьей главы из следующей моей статьи:

[Valery Timin](#). Two-way Wave Metrics of Galilean Space. Двусторонние волновые метрики ГП. // Полный текст: URL: <https://vixra:2008.0186vixra:2008.0186>. Дата загрузки: 2020-08-24 20:54:29.

([Valery Timin](#). ТИМИН В. А. Все работы. URL: http://vixra.org/author/valery_timin.)

(Translated by Yandex Translator [Яндекс-Переводчик](#))

Оглавление

3. Альтернативы галилеевым волновым эталонам	3
Галилеев абсолютный поперечный эталон	3
Лабораторно–каменная интерпретация	4
Корпускулярно–волновая интерпретация.....	5
Поперечный (или перпендикулярный) эталон в ГП	7
Релятивистское продолжение корпускулярно–волновой интерпретации	7
Преобразования Тангерлини	9
Метрика ПВ с преобразованиями Тангерлини.....	11
Пространство–время СТО и преобразования координат	12
Дорелятивистское ПВ и преобразования координат	16
Процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне.....	19
Проблема одновременности на торце поперечного эталонного резонатора.....	20
По Тангерлини	21
По Эйнштейну	21
По дополнительному циклическому измерению	22
Другие промежуточные альтернативные преобразования координат	24
Сокращения и другие соглашения	24
Литература.....	25

3. Альтернативы галилеевым волновым эталонам

Альтернативные галилеевым волновым эталонным резонаторам ни в одном из направлений распространения волн не должны быть волновыми. Т.е. ни время распростране-

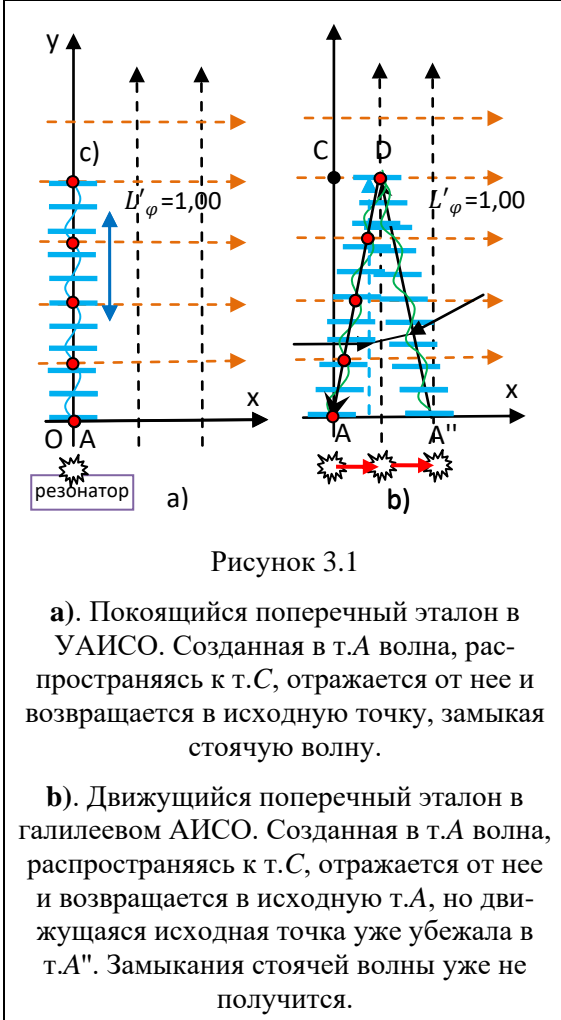


Рисунок 3.1

- а). Покоящийся поперечный эталон в УАИСО. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее и возвращается в исходную точку, замыкая стоячую волну.
- б). Движущийся поперечный эталон в галилеевом АИСО. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее и возвращается в исходную т.А, но движущаяся исходная точка уже убежала в т.А". Замыкания стоячей волны уже не получится.

ния волн в эталонном резонаторе по замкнутому пути не является абсолютной галилеевой, ни его длина не является абсолютной галилеевой длиной – эти случаи рассмотрены ранее. Это значит, что они оба (время распространения и длина пути) должны быть зависимы от скорости движения.

Галилеев абсолютный поперечный эталон

Ориентированный перпендикулярно к направлению движения, или поперечный, эталон – еще один способ использования волнового эталона на резонансе стоячей волны в ней.

Если эталон направлен перпендикулярно направлению движения, то (ковариантная!) скорость распространения волны в этом направлении в ГП с абсолютным временем

формирования фронтов волн(!) останется прежним и равным c , контравариантная скорость волны изменится и будет направлена с наклоном в обратную сторону (см. Рисунок 3.1б). Напомню: в ГП ко- и контравариантные 3-векторы, также и ко- и контравариантные "временные" элементы "волнового" вектора, соответствующие состоянию "в движении", могут отличаться друг от друга, т.к. они отличаются своими законами преобразования в ГП:

$$\begin{aligned} c'^{\perp} &= c^{\perp} - v, \\ c'_{\perp} &= c_{\perp} - v_{\parallel} = c_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь скорости $c(\perp)$ – векторы скорости фронта волны. А волна, генерируемая в эталоне, будет перемещаться визуально обратно, как бы из т.А" в т.А через т.Д: это видно из формул (3.1). Из предыдущего с необходимостью следует и существование двух длин путей распространения волны в эталоне: контра- и ковариантная длины:

$$\begin{aligned} L'^{\perp} &= L^{\perp} - v\Delta t, \\ L'_{\perp} &= L_{\perp} - v_{\parallel}\Delta t = L_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь длины $L(\perp)$ являются векторами перемещения "вперед" и/или "обратно" фронта распространяющейся волны

Времена распространения волны – как ко-, так и контравариантное – не изменятся и будут равны времени распространения в случае нахождения в состоянии покоя (1.6) Запишем эти формулы в несколько измененном виде:

$$\begin{aligned}\Delta t_{a'd} &= \Delta t_{da} = \frac{L}{c}, \\ \Delta t &= \Delta t_{a'da} + \Delta t_{da} = \frac{2L}{c}.\end{aligned}\tag{3.3}$$

Если примем к рассмотрению этот вариант волнового эталона, то время движения фронта волны "вперед" и/или "обратно" при этом по сравнению с изотропным случаем не изменяется, т.к. при расчете времени движения учитываются перпендикулярные составляющие ее скорости движения к направлению движения волны (см. (3.1), (3.3)). И тогда период и частота, а главное – количество волн на длине эталона и условие резонанса для эталона – не изменятся. При этом фронты волн будут формироваться в соответствии с абсолютным временем ГП. А это полностью соответствует разделу "Эталон является галилеевым временным объектом" и прежнему Рисунок 2.6. Со всеми имеющимися там расчетами и выводами.

Но есть и разница – если там продольный эталонный резонатор не являлся галилеевым объектом и его длина зависела от скорости движения в продольном направлении, то в этом случае поперечный эталонный резонатор является галилеевым объектом и его длина не зависит от скорости движения в продольном направлении.

Но поперечному эталону необходимо обеспечить условие перпендикулярности к направлению движения. Как следствие, условие стоячей волны в эталоне не нарушается при любой скорости движения эталона. Таким образом, поперечный резонатор в ГП может выполнять роль галилеева эталона времени. И длины – эталон длины будет определяться косвенно через время как расстояние, проходимое волной за время, равное "волновое = галилеево" эталону времени.

Но есть некоторые обстоятельства, которые дают повод сомневаться в технической полезности использования такого эталона. Рассмотрим эти "технические" (а также и реально–физические) обстоятельства. Если эталон (или реальный физический объект, принимаемый как эталон) имеет конечную ширину, то:

1) пока волна доберется до противоположной стороны, прицельная т.С противоположного отражателя эталона уйдет в сторону от фронта волны в т.С' (или D – см. Рисунок 3.1,а и b), и отражение получится уже не полным, или вообще будет отсутствовать при ширине зеркала менее некоторого минимального;

2) к тому же часть волны может взаимодействовать с боковыми поверхностями эталона (отразится от набегающей боковой стороны ограниченного эталона, нарушая направленность волны), или

3) уйдет в сторону и рассеется при "отсутствии" стенок. Стоячая волна в эталоне во всех случаях разрушится. И только для бесконечно широкого эталона условие резонанса не нарушится.

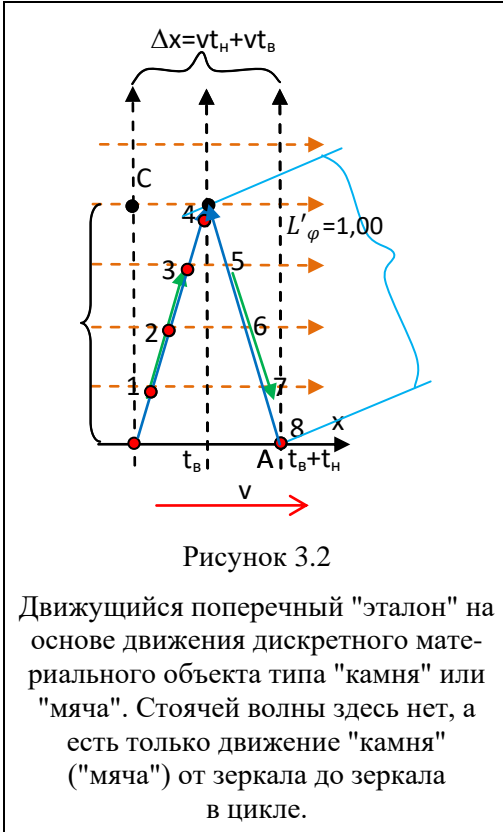
На этом рассмотрение галилеевых (или частично галилеевых) волновых эталонов заканчивается.

Лабораторно–каменная интерпретация

Эта ситуация не является рассмотрением с т.з. распространения волнового фронта, а является рассмотрением с т.з. движения объектов классической механики. Или можно сравнить ее с распространением волновых корпускул света с т.з. теории Ритца.

Если мы вместо волны будем оперировать чем то материальным типа "лабораторного галилеева не волнового камня" (см. Рисунок 3.2), то все расчеты длины пути и времени

движения к т. D и обратно к A'' от т. A было бы необходимо рассчитывать не по волновым законам, а по законам сложения скоростей в ГП. С т.з. АИСО наблюдалось бы увеличение длины его пути как в перпендикулярном, так и в продольном направлениях. Но время движения камня ("фронта" "каменной" волны) "вперед + обратно" по обоим направлениям при этом по сравнению с изотропным случаем не изменяются. Причина – при расчете времени движения учитываются расстояния и скорости движения камня в ИСО наблюдателя с учетом закона сложения скоростей в ГП, а они не изменяются по сравнению со случаем АИСО по одному и тому же закону. Проведем расчеты.



При движении "камня" в перпендикулярном направлении с т.з. УАИСО длины путей, скорость и время в пути "туда и обратно" будут равны гипотенузе соответствующего треугольника:

$$L'_{\perp} = L\sqrt{1 + \beta^2}, \quad (3.4)$$

но и скорость "каменной" волны определится той же гипотенузой:

$$c_{\perp} = c_{\perp} + v \rightarrow |c_{\perp}| = c\sqrt{1 + \beta^2} \quad (3.5)$$

Поэтому и время движения и "туда", и "обратно" не изменятся:

$$\Delta t'_{\perp} = \frac{2L'_{\perp}}{c_{\perp}} = \frac{2L\sqrt{1 + \beta^2}}{c\sqrt{1 + \beta^2}} = \frac{2L}{c}. \quad (3.6)$$

В продольном направлении с т.з. УАИСО длины путей и скорость "туда" и/или "обратно" будут равны:

$$L'_{\uparrow} = \frac{Lc}{c + v}, \quad L'_{\downarrow} = \frac{Lc}{c - v}, \quad (3.7)$$

$$c_{\uparrow} = c + v, \quad c_{\downarrow} = c - v,$$

а длины путей и время в пути на полный маршрут "туда + обратно" будут равны:

$$L'_{\parallel} = L'_{\uparrow} + L'_{\downarrow} = \frac{Lc}{c - v} + \frac{Lc}{c + v} = \frac{Lc}{c^2 - v^2},$$

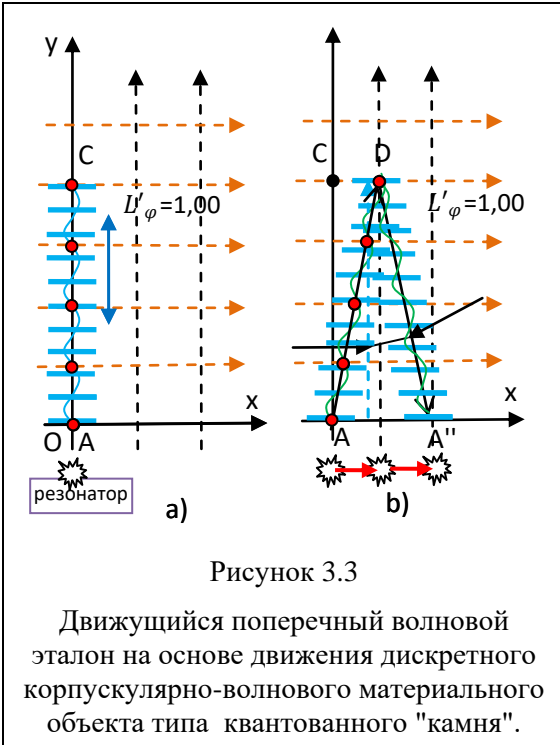
$$\Delta t'_{\parallel} = \frac{L'_{\uparrow}}{c_{\uparrow}} + \frac{L'_{\downarrow}}{c_{\downarrow}} = \frac{L'_{\uparrow}}{c - v} + \frac{L'_{\downarrow}}{c + v} = \frac{L(1 - \beta)}{c - v} + \frac{L(1 + \beta)}{c + v} = \frac{2L}{c}. \quad (3.8)$$

Можно проверить, повторив все эти же шаги, что точно эти же результаты можно получить, если поменять местами ИСО и АИСО. Это говорит о том, что в данной интерпретации с "каменным" эталоном нет преимущественной, выделенной с.о. Все с.о. эквивалентны и равноправны. Поэтому вместо АИСО здесь уместно употреблять термин УАИСО – условная абсолютная система отсчета как выделенная в качестве "начальной" при рассмотрении ситуации. Как следствие, если бы у камня были волновые свойства, то опыт Майкельсона–Морли показал бы отсутствие эфирного ветра в любом ИСО: $\Delta t'_{\perp} = \Delta t'_{\parallel}$.

Корпускулярно–волновая интерпретация

Есть еще одна возможная интерпретация такой альтернативы – корпускулярно–волновая, в которой волна, с одной стороны, ведет себя как камень, а с другой – как волна (условно!), которая всегда, независимо от скорости источника (ИСО) имеет фиксированную

скорость v относительно УАИСО¹. При этом направление (!) распространения ее фронта будет определяться по закону сложения скоростей ГП, что, в общем-то, не соответствует закону распространения перпендикулярной "галилеевой" волны. Про это см. далее в разделе 9. **Галилеев абсолютный поперечный эталон. Это может соответствовать в т.ч. и (почти) бесконечно узкому (в форме луча) фронту волны** (см. далее [Рисунок 3.3](#)), который в том



галилеевом варианте не был возможен². В этом случае, в предположении об абсолютности скорости света (точнее, ее корпускулы), получим время движения $\Delta t'_{\perp}$ "вперед – обратно" в перпендикулярном направлении дольше, чем для покоящегося корпускулярно-волнового эталона. Ее можно вычислить из уравнения треугольника по теореме Пифагора:

$$L^2 + v^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 = c^2 \Delta t'_{\perp}{}^2. \quad (3.9)$$

Решив ее, получим галилеево время движения поперечной волны в ИСО:

$$\begin{aligned} L^2 &= c^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 - v^2 \Delta t'_{\perp}{}^2 \\ &= (c^2 - v^2) \Delta t'_{\perp}{}^2. \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\Delta t'_{\perp} = \frac{L}{c\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{L}{c} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma \Delta t.$$

Т.к. длина эталона не изменилась, а время движения изменилось, то условие резонанса корпускулярно-волнового резонатора на прежней частоте будет нарушено. Следовательно, должно измениться условие резонанса волны в корпускулярно-волновом эталоне. Соблюдение условия резонанса означает, что на длине эталона по-прежнему должно укладываться исходное число волн. А это означает, что галилеевы длина, частота и период волны изменятся:

$$\begin{aligned} \lambda'_{\perp} &= \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\ \omega'_{\perp} &= \omega \sqrt{1-\beta^2} = \frac{\omega}{\gamma}, \\ \tau'_{\perp} &= \frac{\tau}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Естественным следствием опыта Майкельсона–Морли в этом случае также является отсутствие эфирного ветра. Но об этом далее.

¹ Здесь (и далее) в качестве АИСО будет применяться термин УАИСО.

² Технически изменение направления движения волны в поперечном резонаторе может осуществляться автоматически, т.к. направление движения луча будет самонастраиваться по направлению движения резонатора для автонастраивающейся системы.

Другой вариант – естественная автоволна в дополнительном циклическом измерении как "элементарная ограниченная автоволна-частица (возможно, солитоноподобная) с фронтом волны в перпендикулярном дополнительном циклическом измерении".

Поперечный (или перпендикулярный) эталон в ГП

Ориентированный перпендикулярно к направлению движения, или поперечный, эталон – еще один способ использования волнового эталона на резонансе стоячей волны в ней. Один такой случай уже был описан ранее в разделе [Галилеев абсолютный поперечный эталон](#). Здесь рассмотрим другие, не галилеевы, варианты использования поперечного волнового эталона.

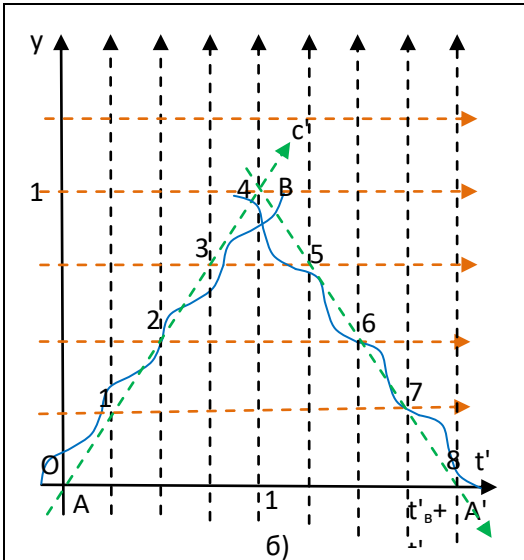


Рисунок 3.4

К расчету двустороннего распространения волны в поперечном движущемся в УАИСО эталоне АС. Движение этой же волны в ИСО ничем не отличается от представленного: фронт волны в любом случае начинается в т.А, движется к т.С, отражается от нее и возвращается в исходную т.А (а не переместившуюся т.А"). Изменяется только координата x, которая на Рисунке не представлена (хотя ее можно отождествить с осью t).

Если эталон находится в состоянии покоя относительно АИСО, то не имеет смысла делить ее на продольный и поперечный виды. Это мы отметили ранее. В этом случае время движения волны "вперед" и/или "обратно" в АИСО будет определяться по изотропным формулам (1.6), а метрика – по формулам (2.1), (2.2), (Рисунок 3.4, Рисунок 3.1a). Поэтому имеет смысл сразу начать с движущегося и ориентированного перпендикулярно к направлению движения эталона. Единственная проблема – обеспечение поперечности волнового эталона. Но в природе естественные объекты этим недостатком естественным образом не обладают.

Релятивистское продолжение корпускулярно-волновой интерпретации

Здесь продолжим рассмотрение случая корпускулярно-волнового поперечного эталона и ПВ, построенного при его использовании.

Все это означает, что частота формирования волн в поперечном эталоне замедляется. **Изменение резонансной частоты и других волновых параметров можно интерпретировать так, как если бы в движущемся в УАИСО поперечном эталоне происходит замедление скорости течения времени.** Но т.к. поперечный эталон у нас является одновременно и эталоном волнового времени, то замедляется время ИСО, связанного с ним. Далее

рассмотрим, как это скажется на метрике ВП и параметрах поперечной и продольной волн (см. [Рисунок 3.5](#) – см. далее. Рисунок построен по результатам рассмотрения данного раздела).

Точнее, не галилеева абсолютного, а волнового времени. Но частота (волновая) в собственной с.о. и продолжительность движения "вперед" и/или "обратно" по прежнему будет равна эталонной – по праву выбора эталона. Так же, как и волновая длина этого пути:

$$\begin{aligned}
 L_{\perp} &= \frac{L}{\sqrt{1-\beta^2}} \rightarrow & L_{\perp}^{\sim} &= 1, \\
 \Delta t_{\perp} &= \frac{L}{c\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\Delta t_{\perp}}{\sqrt{1-\beta^2}} \rightarrow & \Delta t_{\perp}^{\sim} &= 2 \frac{L_{\perp}^{\sim}}{c} = 2, \\
 \omega_{\perp} &= \frac{N_{\perp}}{L_{\perp}} = \omega \sqrt{1-\beta^2} \rightarrow & \omega_{\perp}^{\sim} &= \frac{N^{\sim}}{L_{\perp}^{\sim}} = \omega,
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

$$N_{\perp} = L_{\perp} \omega_{\perp} = \frac{L}{\sqrt{1 - \beta^2}} \omega \sqrt{1 - \beta^2} = L \omega = N_{\perp}^{\sim},$$

Замедление скорости течения времени на [Рисунок 3.5](#) демонстрируется бóльшим значением галилеевой координаты $t' = 2'$ по сравнению с $t = 2$.

$$\Delta t_{\perp} = \Delta t_{\perp} \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (3.13)$$

Предположим, что этим же эталоном синхронизируется работа продольного эталона. Учитывая, что продольный эталонный резонатор должен работать на этой же частоте – по праву (и обязанности) эталонов, и ее период должен равняться периоду поперечного эталона:

$$\begin{aligned} \Delta t_{\parallel}^{\sim} &= \Delta t_{\perp}^{\sim} = \frac{2L}{c\sqrt{1 - \beta^2}} \rightarrow \\ \Delta t_{\parallel}^{\sim} &= \frac{2L}{c(1 - v^2)} \times \sqrt{1 - v^2} = 2 \frac{\gamma L}{c} : \left(\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

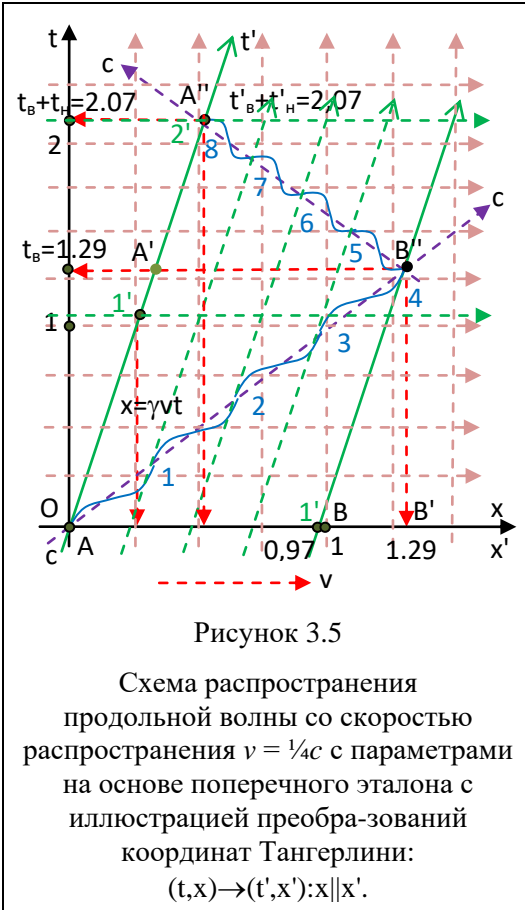
и он должен остаться в резонансе, найдем длину продольного эталона. Т.к. в продольном направлении используется тот же эталонный поперечный резонатор, то по его длине должно уложиться то же эталонное число волн, что в "поперечном" случае, и время движения волны не должно отличаться от эталонного. А все это приводит к удлинению продольных волновых расстояний по сравнению с галилеевым случаем. Из того, что время движения волны "вперед" – "обратно" должна соответствовать (3.14), делаем вывод, что **галилеева длина**

движущегося продольного эталона должна сокращаться в это же число раз (см. [Рисунок 3.5](#)).

$$\begin{aligned} L_{ab}' &= L'_{ab} \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{L \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta}, \\ L_{ba}' &= L'_{ba} \sqrt{1 - \beta^2} = \frac{L \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta}, \\ L_{aba}' &= L_{ab}' + L_{ba}' = \frac{L}{\sqrt{1 - \beta^2}} = L'_{\perp}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

При этом изменяются и длины волн в направлении "вперед" и "обратно". Найдем их. Т.к. частота волны изменилась, то в направлении "вперед" и "обратно" галилеевы длины волн будут равны (см. [Рисунок 3.5](#)):

$$\begin{aligned} \lambda_{ab}' &= \frac{\lambda \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} = L \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}, \\ \lambda_{ba}' &= \frac{\lambda \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta} = L \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}. \end{aligned} \quad (3.16)$$



Но возможности измерить их у наблюдателя не будет. Данные уравнения также говорят о том, что продольная длина продольного резонатора должна сократиться. На Рисунок 3.5 этот факт показывается смещением координаты $x' = 1'$ левее координаты т.В: $x = 1$.

$$L'_{||} = \frac{L}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.17)$$

Количества волн в каждом направлении:

$$N_{ab}' = \frac{L_{ab}'}{\lambda_{ab}'} = \frac{\frac{L\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta}}{\frac{\lambda\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta}} = \frac{L}{\lambda}, \quad (3.18)$$

$$N_{ba}' = \frac{L_{ba}'}{\lambda_{ba}'} = \frac{\frac{L\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta}}{\frac{\lambda\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta}} = \frac{L}{\lambda}.$$

Из (3.18) видно, что количество волн в каждом направлении будет одним и тем же. И их наблюдатель уже способен сосчитать. Этот факт на Рисунок 3.5 показан визуально одинаковым

количеством волн на пути в обе стороны.

Это также значит, что и в поперечном, и в продольном волновых направлениях, организованы стоячие волны одной частоты, периода и одним и тем же количеством волн в произвольных направлениях. И только галилеевы длины волн в разных направлениях в них могут различаться. Все это говорит о том, что выбором волнового пространства с волновым эталоном времени на основе поперечного эталонного резонатора мы получили независимую от эталона ГП волновое пространство со своими независимыми волновыми эталонами времени и длины во всех направлениях. И у этого ВП есть свои особенности, не присущие ГП.

В приведенных уравнениях интересно то, что наличие "поперечного" эталонного резонатора с привлечением его как эталона волнового времени, в отличие от "продольного", не позволяет наблюдателю, не имеющему галилеевых эталонов, локализовать себя в каком либо АИСО.

И в этом заключается независимость любого ИСО волнового пространства. Действительно, при любой скорости эталона количество волн в обоих направлениях распространения в эталоне будет одним и тем же. Но для этого необходимо обеспечить безусловную перпендикулярность такого эталонного резонатора к направлению движения. Соблюдение этого условия может позволить организовать независимый от ГП эталон времени в с.о. движущегося объекта.

Преобразования Тангерлини

Все вышеприведенное не позволяет однозначно задать некоторые свойства осей координат волновой с.о. Метрическая длина временного направления оси t' и ее направление определяются однозначно, в силу ее одномерности и известного релятивистского

коэффициента γ . Метрическая длина пространственных направлений осей r^i и их направления также определяются однозначно, в силу их зависимости от эталона волнового времени и известного релятивистского коэффициента. Но они не позволяют однозначно задать ее направление в новой волновой системе координат. Неоднозначность заключается в направлении пространственной координатной оси x' , направленной вдоль направления движения. Поэтому для этого необходимо определить некоторые частные "постулаты" для определения оси x' .

Если принять свойство абсолютности новой координатной системы, но с учетом релятивизма, то это приводит к следующим преобразованиям волновых координат из АИСО в ИСО (скорость фронта волны принята за единицу). В этом случае ось x' должна идти параллельно оси x . [Рисунок 3.5](#) построена именно с учетом этих преобразований:

$$\begin{cases} t' = t\sqrt{1-v^2}, \\ x' = \frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2}}, \\ y' = y, \\ z' = z. \end{cases} \quad (3.19)$$

Т.к. оси координат y и z являются перпендикулярными к направлению движения, то они остались без изменений. Но сказать, что этим мы получили истинно волновые координаты, я не могу по причине ее "абсолютности". Свойство абсолютности позволяет определить абсолютную с.о.

Преобразования (3.19) были получены в 1958 г. американским физиком Ф.Р.Тангерлини в его диссертации [*Tangherlini F R "The velocity of ligh in uniformly moving frame", Ph D Thesis (Stanford: StanfordUniv., 1958)*] и впоследствии получили наименование "преобразования Тангерлини" (ПТ). Как видно из этих формул, время замедляет свой ход, а расстояния сокращаются. И они в то же время остаются абсолютными, а это значит, что часы каждого ИСО должны синхронизироваться бесконечно быстрыми сигналами. А бесконечно быстрые сигналы не могут быть материальными. Разве что остается использовать световых "зайчиков". Или заранее "развесить" в ПВ синхронизированные специальным образом с учетом релятивистского эффекта абсолютные "часы Тангерлини".

Обратные к (3.19) преобразования следующие:

$$\begin{cases} t = \frac{t'}{\sqrt{1-v^2}}, \\ x = x'\sqrt{1-v^2} + \frac{vt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{x'(1-v^2) + vt'}{\sqrt{1-v^2}}. \end{cases} \quad (3.20)$$

Сравнивая это преобразование с преобразованием (3.19), мы видим их существенную нековариантность. Является ли это недостатком или преимуществом? Вопрос оставлю без ответа. Но одно можно сказать – ИСО и АИСО неравноправны.

Теперь вопрос: насколько реально существование ПВ с преобразованиями Тангерлини?

Ответ: вполне реально. Но с учетом замечания, что преобразование координаты времени (3.19) предполагает знание локализации в АИСО и существования сигналов с бесконечной скоростью распространения. Это подтверждается [Рисунок 3.5](#). А с помощью только эталонных поперечного волнового эталона и синхронизированного с ним продольного эталона, как отметили выше, невозможно локализовать себя в АИСО.

Метрика ПВ с преобразованиями Тангерлини

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учтывая, что в АИСО $ds^2 = dt^2 - dx^2$, и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= \left(\frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} \right)^2 - \left(dx' \sqrt{1-v^2} + \frac{vdt'}{\sqrt{1-v^2}} \right)^2 = \\
 &= \frac{dt'^2}{1-v^2} - \frac{(vdt')^2}{1-v^2} - 2vdt'dx' - (1-v^2)dx'^2 = \\
 &= \frac{1-v^2}{1-v^2} dt'^2 - 2vdt'dx' - (1-v^2)[dx']^2 = \\
 &= dt'^2 - 2vdt'dx' - (1-v^2)dx'^2.
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -v & 0 & 0 \\ -v & -(1-v^2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{3.22}$$

Метрика этой "волновой" с.к. получилась не ортонормированной. И это уравнение чем-то напоминает уравнение (2.10), только здесь поменялись местами координаты времени и пространственного направления движения эталона.

Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о. $dr' = 0$, имеем:

$$\begin{aligned}
 d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\
 d\tau'^2 &= dt'^2 - 2vdt'dx' - (1-v^2)^2 dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\
 d\tau'_{dr'=0} &= dt'.
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

Здесь $d\tau'$ – "интервал" ВП в представленном координатном ВП ИСО,

t' – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем dt' ИСО(!)**. Этого и следовало ожидать: координату t' мы специально выбрали таким образом, чтобы она соответствовала волновым часам.

С другой стороны, из этих же уравнения и (3.19), (3.20) следует, что **скорость течения волнового времени в движущемся ИСО точно так же замедляется и по сравнению с волновым "интервалом" ВП в АИСО:**

$$d\tau'_{dr'=0} = dt' = \sqrt{1-v^2} dt. \tag{3.24}$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом" dt ВП в АИСО(!)**.

Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя вдоль координатных направлений. Используя (3.20) и (3.22) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о. $dt' = 0$, имеем:

$$\begin{aligned}
 -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\
 -dl'^2 &= dt'^2 - 2vdt'dx' - (1 - v^2)dx'^2 - (dy'^2 + dz'^2), \\
 dl'_{dt'=0}{}^2 &= (1 - v^2)dx'^2 + dy'^2 + dz'^2, \\
 dl'_{dt'=0} &= \sqrt{(1 - v^2)dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}.
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Вдоль перпендикулярных направлений вдоль осей координат y' и z' интервальная длина остается неизменной:

$$(dl'_{y,z})_{dt'=0} = \sqrt{dy'^2 + dz'^2}. \tag{3.26}$$

а вдоль оси x' интервальная длина изменится и будет равна

$$(dl'_x)_{dt'=0} = \sqrt{1 - v^2}|dx'|, \tag{3.27}$$

Относительно исходной АИСО интервальная длина вдоль оси x' , с учетом преобразований (3.19), будет равна

$$(dl'_x)_{dt'=0} = \sqrt{1 - v^2} \left| \frac{dx}{\sqrt{1 - v^2}} \right| = dx, \tag{3.28}$$

т.е. не изменяется. Несмотря на то, что волновые координаты x' изменяются с учетом сокращения длин. Из этого уравнения следует, что **волновые расстояния (длины) в движущемся ИСО вдоль оси x' не соответствуют "интервалу" ВП**. Причем в направлении движения (по оси x) происходит сокращение единицы длины (волны – конечно). Это – дань не ортонормированности с.к. с т.з. физической модели как ВП. Этот факт на [Рисунок 3.5](#) подтверждается местоположением точки $1'$ на оси x' , который находится левее $t.B$. А по перпендикулярным направлениям изменения длин не происходит:

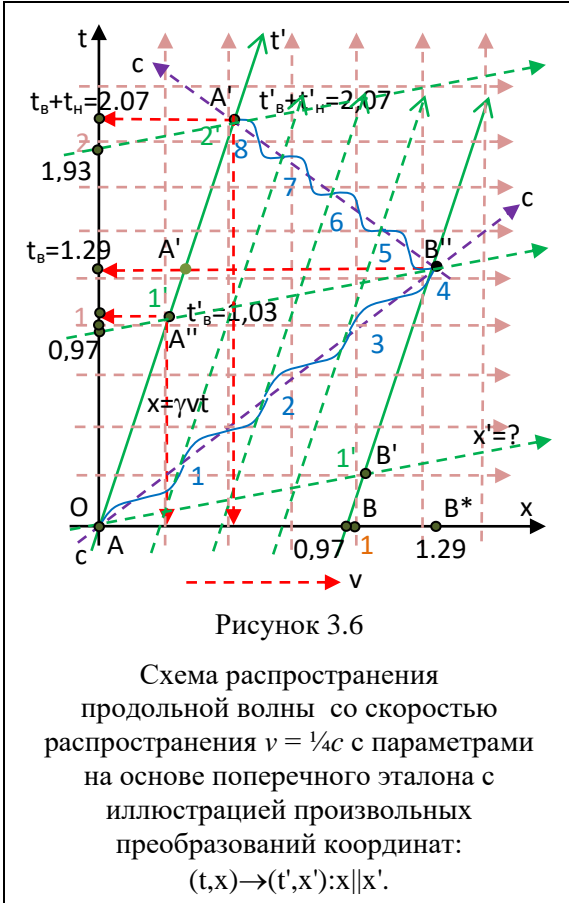
Пространство–время СТО и преобразования координат

Кроме преобразований Тангерлини, имеется еще одно интересное преобразование. Для нее нет необходимости иметь сигналы с бесконечной скоростью распространения. Оно пользуется свойством волновых часов распространяться с одной и той же скоростью и одной и той же частотой в любом направлении в УАИСО³. А также тем, что количество волн, распространяющихся в любом направлении, одна и та же. [Рисунок 3.5](#) как раз показывает такую ситуацию: количество волн, распространяющихся в поперечном эталонном эталоне любом направлении, одна и та же. В силу этого можно постулировать, что и время ее распространения должно быть одним и тем же в любом направлении: $t_b = t_n$. А это означает, что линией одновременности точки отражения волновой с.к. является "срединная" линия $A''B''$, а линией одновременности с началом координат O в ИСО будет линия x' (см. [Рисунок 3.6](#)). С т.з. синхронизации часов это означает, что синхронизация осуществляется сигналом, распространяющимся с этой же самой скоростью c .

³ Как будет видно далее, здесь будет невозможно выделить АИСО. Поэтому начальную систему отсчета можно обозвать ка "условное" АИСО.

Найдем преобразования координаты t и координатной оси x' с учетом сделанных предположений. Из **Рисунок 3.6** можно видеть, что координата t' должна быть откорректирована на величину координаты t оси x' . Для нас важно знать коэффициент наклона этой линии. А оно

будет таким же, как и линии $A''..B''$. Поэтому для этого найдем координаты точек A'' и B'' , а потом по значениям координат этих точек найдем наклон оси x' .



Координаты $t..B''$, с учетом сокращения вдоль координаты x , следующие:

$$t_{B''} = x_{B''} = \frac{1}{1-v} \sqrt{1-v^2} = \sqrt{\frac{1+v}{1-v}} \quad (3.29)$$

Координаты $t..A''$, с учетом сокращения вдоль координаты x , следующие:

$$t_{A''} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (3.30)$$

$$x_{A''} = \frac{1}{1-v^2} \sqrt{1-v^2} = \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}.$$

По координатам двух $t..A''$ и B'' найдем корректирующую функцию $\Delta t'$ и коэффициент t_0' :

$$\Delta t' = t_0 x' = \frac{t_{B''} - t_{A''}}{x_{B''} - x_{A''}} x'. \quad (3.31)$$

Найдем числитель:

$$t_{B''} - t_{A''} = \frac{1}{1-v} \sqrt{1-v^2} - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{1-v^2-1+v}{(1-v)\sqrt{1-v^2}} = v \frac{1-v}{(1-v)\sqrt{1-v^2}} = \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}. \quad (3.32)$$

и знаменатель:

$$x_{B''} - x_{A''} = \frac{1}{1-v} \sqrt{1-v^2} - \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{1-v^2-v(1-v)}{(1-v)\sqrt{1-v^2}} = \frac{1-v}{(1-v)\sqrt{1-v^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}. \quad (3.33)$$

Подставим в (3.33):

$$t_0' = \frac{t_{B''} - t_{A''}}{x_{B''} - x_{A''}} x' = \frac{\frac{v}{\sqrt{1-v^2}}}{\frac{1}{\sqrt{1-v^2}}} = v. \quad (3.34)$$

и запишем уравнение линии x' :

$$\Delta t' = t_0' x' = v \frac{x - vt}{\sqrt{1-v^2}}. \quad (3.35)$$

Найдем соответствующие преобразования координаты t . Уравнение преобразования координаты t' будет следующим:

$$\begin{aligned} t' &= t\sqrt{1-v^2} - vx' = t\sqrt{1-v^2} - v\left(\frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2}}\right) = \\ &= \frac{t(1-v^2) - vx + vvt}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{t(1-v^2 + vv) - vx}{\sqrt{1-v^2}} = \\ &= \frac{t - vx}{\sqrt{1-v^2}}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Построенная нами с.к. ничем не отличается от исходного УАИСО. Но это – другое УАИСО, в отличие от того, с которого мы начинали. С преобразованиями координат от него

$$\begin{aligned} t' &= \frac{t - vx}{\sqrt{1-v^2}}, \\ x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1-v^2}}. \end{aligned} \quad (3.37)$$

И аббревиатура "УАИСО" очень точно определяет отношение между этими АИСО и ИСО.

Обратные преобразования имеют практически точно такой же вид, только изменяется знак при скорости с.о.:

$$\begin{aligned} t &= \frac{t' + vx'}{\sqrt{1-v^2}}, \\ x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1-v^2}}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учтывая, что в УАИСО $ds^2 = dt^2 - dx^2$, и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(\frac{dt' + vdx'}{\sqrt{1-v^2}}\right)^2 - \left(\frac{dx' + vdt'}{\sqrt{1-v^2}}\right)^2 = \\ &= \frac{dt'^2 + 2vdt'dx' + v^2dx'^2 - dx'^2 - 2vdt'dx' - v^2dt'^2}{(\sqrt{1-v^2})^2} = \\ &= \frac{(1-v^2)(dt'^2 - dx'^2)}{(\sqrt{1-v^2})^2} = dt'^2 - dx'^2. \end{aligned} \quad (3.39)$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.40)$$

Очень знакомый метрический тензор, соответствующий УАИСО. Оно означает, что преобразования (3.38) являются ортонормированными. И преобразования координат, и метрика соответствуют преобразованиям Лоренца СТО А.Эйнштейна и пространства Минковского.

Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о. $dr'=0$, имеем:

$$\begin{aligned} d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\ d\tau'^2 &= dt'^2, \\ d\tau'_{dr'=0} &= dt'. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Здесь $d\tau'$ – "интервал" ВП в представленном координатном ВП,

t' – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем dt' ИСО(!)**.

С другой стороны, из этих же уравнения следует, что:

$$\begin{aligned} dt' &= \frac{dt - vdx}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= dt \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = dt\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом" dt ВП в УАИСО(!)**. С другой стороны, это утверждение можно обратить:

$$\begin{aligned} dt &= \frac{dt'(-v)(dx')}{\sqrt{1 - v^2}}. \\ d\tau_{dr=0} &= dt' \frac{1 + (-v) \frac{dx}{dt}}{\sqrt{1 - v^2}} = dt' \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = dt'\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Здесь $(-v)$ – скорость УАИСО относительно ИСО. Это уравнение дополнительно подтверждает симметричность взаимных свойств для любых произвольных ИСО и невозможность выбрать среди них одно в качестве АИСО.

Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя.

Используя (3.38) и (3.40) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о. $dt' = 0$, имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= dt'^2 - (dx'^2 + dy'^2 + dz'^2), \\ dl'_{dt'=0}^2 &= dx'^2 + dy'^2 + dz'^2, \end{aligned} \quad (3.44)$$

$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2} = |dr'|. \quad (3.45)$$

Из уравнения (3.45) следует, что "интервальная" волновая длина в движущемся ИСО находится в согласии с собственной волновой длиной dx' ИСО(!). Используя (3.38), это же расстояние можем записать через координаты УАИСО:

$$\begin{aligned} dr' &= vdt' = v \frac{dt - vdr}{\sqrt{1 - v^2}} = \\ &= vdt \frac{1 - v^2}{\sqrt{1 - v^2}} = vdt\sqrt{1 - v^2} = dr\sqrt{1 - v^2} \rightarrow \\ dl' &= |dr|\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

В этом уравнении выражение vdt' учитывает неколлинеарность осей координат x и x' . А уравнение в целом говорит о том, что расстояния в ИСО по сравнению с УАИСО при этом сокращаются. Это хорошо видно на Рисунок 3.3: координата x' т.В' находится правее координаты т.В*. С другой стороны, т.В'* находится левее т.В:

$$\begin{aligned} dr' &= \frac{dr - vdt}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ dl'_{dt'=0} &= \sqrt{\frac{(dr - vdt)^2}{1 - v^2}} = \frac{|dr|}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \\ dl &= |dr| = |dx'|\sqrt{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Это уравнение говорит о симметричности эффекта "сокращения" расстояний для любых двух ИСО, в т.ч как ИСО относительно УАИСО, так и УАИСО относительно ИСО.

Дорелятивистское ПВ и преобразования координат

Дорелятивистским пространством-временем в данной работе называю пространство со следующими преобразованиями координат:

$$\begin{aligned} t' &= t - vx, \\ x' &= x - vt. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Но с ограничениями скорости⁴ $v \ll 1$. Это ПВ во многом соответствует ПВ классической механики⁵ даже при скоростях $v < 2 \cdot 10^4$ м/с (для космических объектов в пределах Солнечной системы и ракет). При удовлетворении этому условию условие ограничения удовлетворяется: $v^2/c^2 < (2 \cdot 10^4 / 3 \cdot 10^8)^2 = 0,67 \cdot 10^{-8} \ll 1$. При земных скоростях до 100 м/с

⁴ Несмотря на свою малость для случая координат и скоростей, для для "временных" элементов 4-векторов оно может привести к достаточно ощутимым результатам.

⁵ Для координаты "время" при учете скорости света $t' = t - vx/c^2$ изменение можно не учитывать и принять $t' = t$, что полностью соответствует классической механике. К пространственным координатам и элементам векторов это не относится.

условие ограничения тем более удовлетворяется: $v^2/c^2 < (10^3 / 3 \cdot 10^8)^2 = 0,33 \cdot 10^{-10} \ll 1$. Данное преобразование с сопутствующей ей 4-мерностью позволит рассматривать классическую механику в 4-мерном тензорном виде. Но с разумным учетом сделанного ограничения, во избежание недоразумений и дополнительных парадоксов.

Обратные преобразования для этих преобразований имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} t &= \frac{t' + vx'}{1 - v^2}, \\ x &= \frac{x' + vt'}{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Найдем "волновую" метрику этого пространства. Учитывая, что в УАИСО $ds^2 = dt^2 - dx^2$, и что интервал является инвариантом, имеем:

$$\begin{aligned} ds^2 &= \left(\frac{dt' + vdx'}{1 - v^2} \right)^2 - \left(\frac{dx' + vdt'}{1 - v^2} \right)^2 = \\ &= \frac{dt'^2 + 2vdt'dx' + v^2dx'^2 - dx'^2 - 2vdt'dx' - v^2dt'^2}{(1 - v^2)^2} = \\ &= \frac{(1 - v^2)(dt'^2 - dx'^2)}{(1 - v^2)^2} = \frac{dt'^2 - dx'^2}{1 - v^2}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

А соответствующая ей метрика будет следующей:

$$g_{ij} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1 - v^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{1 - v^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.51)$$

Очень знакомый метрический тензор, соответствующий АИСО. Оно означает, что преобразования (3.38) являются ортонормированными. И преобразования координат, и метрика соответствуют преобразованиям Лоренца СТО А.Эйнштейна и пространства Минковского.

Волновое "интервальное" время

Найдем собственное волновое "интервальное" время движущегося вместе с ИСО наблюдателя. Используя (2.24) и (2.28) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной с.о. $dr'=0$, имеем:

$$\begin{aligned} d\tau'^2 &= ds'^2_{dr'=0} \rightarrow \\ d\tau'^2 &= \frac{dt'^2}{1 - v^2}, \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1 - v^2}}. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Здесь $d\tau'$ – "интервал" ВП в представленном координатном ВП,

t' – как и выше, волновое время в ИСО, соответствующие выбранным преобразованиям координат на основании выбранного типа эталонного волнового резонатора.

Из последнего из уравнений (3.23) следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО находится в согласии с собственным волновым временем dt' ИСО(!)**.

С другой стороны, из этих же уравнения следует, что:

$$\begin{aligned} dt' &= dt - vdx \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt - vdx}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt(1-v^2)}{\sqrt{1-v^2}} = dt\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Из этого уравнения следует, что **скорость течения "интервального" волнового времени в движущемся ИСО замедляется по сравнению с "интервалом" dt ВП в УАИСО(!)**. С другой стороны, это утверждение можно обратить:

$$\begin{aligned} dt' &= dt + (-v)(dx) \rightarrow \\ d\tau'_{dr'=0} &= \frac{dt'}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt + (-v)dx}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dt(1-v^2)}{\sqrt{1-v^2}} = dt\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Здесь $(-v)$ – скорость УАИСО относительно ИСО. Это уравнение дополнительно подтверждает симметричность взаимных свойств для любых произвольных ИСО и невозможность выбрать среди них одно в качестве АИСО.

Волновое "интервальное" расстояние

Найдем собственные "интервальные" волновые расстояния в ИСО наблюдателя. Используя (3.38) и (3.40) и имея в виду, что для наблюдателя ИСО в собственной волновой с.о. $dt' = 0$, имеем:

$$\begin{aligned} -dl'^2 &= ds'^2_{dt'=0} \rightarrow \\ -dl'^2 &= \frac{dt'^2}{1-v^2} - \left(\frac{dx'^2}{1-v^2} + dy'^2 + dz'^2 \right), \end{aligned} \quad (3.55)$$

$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{\frac{dx'^2}{1-v^2} + dy'^2 + dz'^2} = |dr'|. \quad (3.56)$$

Из уравнения (3.45) следует, что **"интервальная" волновая длина в движущемся ИСО находится в согласии с собственной волновой длиной dx' ИСО(!)**. Используя (3.38), это же расстояние можем записать через координаты УАИСО:

$$\begin{aligned} dr' &= vdt' = v(dt - vdx) = \\ &= vdt = vdt\sqrt{1-v^2} = dx\sqrt{1-v^2} \rightarrow \\ dl' &= |dx|\sqrt{1-v^2}. \end{aligned} \quad (3.57)$$

В этом уравнении выражение vdt' учитывает неколлинеарность осей координат x и x' . А уравнение в целом говорит о том, что расстояния в ИСО по сравнению с УАИСО при этом сокращаются. Это хорошо видно на **Рисунок 3.3**: координата x' т.В' находится правее координаты т.В*. С другой стороны, т.В'* находится левее т.В:

$$dr' = dr - vdt \rightarrow$$

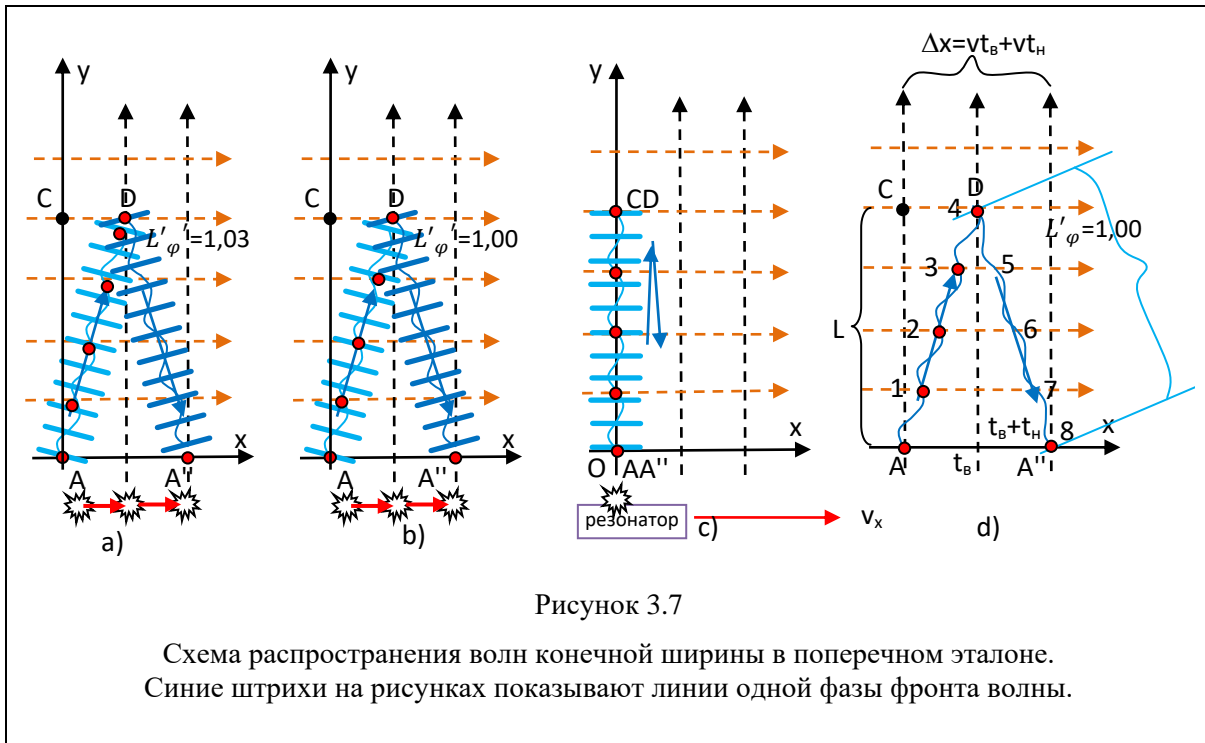
$$dl'_{dt'=0} = \sqrt{\frac{(dx - vdt)^2}{1 - v^2}} = \frac{|dx|}{\sqrt{1 - v^2}} \rightarrow \quad (3.58)$$

$$dl = |dx| = |dx'| \sqrt{1 - v^2}.$$

Это уравнение говорит о симметричности эффекта "сокращения" расстояний для любых двух ИСО, в т.ч как ИСО относительно УАИСО, так и УАИСО относительно ИСО.

Процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне

Выше в начале этого раздела я рассматривал процесс формирования и распространения фронта волны в поперечном эталоне бесконечно малой ширины (см. [Рисунок 3.3](#)). И специально это оговорил. Это позволило не останавливаться на особенностях распространения фронта волны конечной ширины. А эти особенности имеются, и они могут вызывать вопросы, т.к. такой волны не существует. И они связаны с законом распространения Гюйгенса для волн. Но не только – а и с алгоритмом синхронизации времени. Выше мы рассмотрели два способа синхронизации времени – по Тангерлини и по Эйнштейну. Для рассмотрения поставленного вопроса в обоих случаях подходит [Рисунок 3.7](#). На ней представлены четыре отдельные схемы распространения поперечных волн.



На [Рисунок 3.7a](#) показано движение галилеевой волны, синхронизированной с галилеевым временем, в с.о. УАИСО в поперечном волновом эталоне со скорректированным направлением движения фронта галилеевой волны. Созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее в т.Д и возвращается в исходную, но уже переместившуюся т.А'. Заметим следующее – **фронты волны в плоскости ху как "туда, так и обратно", не параллельны оси х, а как бы специально "юстированы"** (наклонены вперед) для того, чтобы луч "туда мог попасть в т.Д и, отразившись от нее, попасть в уже переместившуюся т.А'. Механизм "юстировки" может быть различным. Без юстировки луча по закону Гюйгенса распространения волны волна пошла бы к т.С в перпендикулярном к

оси x направлении и рисковала бы вообще не отразиться от переместившегося зеркала D (см. Рисунок 3.3).

Есть замечание к Рисунок 3.7а: юстировка автоколебательной (или другой авто...) эталонной волны в эталоне может производиться (и, безусловно, будет произведена) автоматически. При этом у волны изменится резонансная частота (Рисунок 3.7б). С т.з. УАИСО, созданная в т.А волна, распространяясь к т.С, отражается от нее в т.Д и возвращается в исходную, но уже переместившуюся т.А", замыкая стоячую волну (Рисунок 3.7а). Но этот рисунок не показывает саму стоячую волну и ее форму в резонаторе: фронт стоячей волны будет параллелен оси x .

С т.з. ИСО эталона, созданная в т.А волна, распространяясь к т.СД, отражается от нее в т.СД и возвращается в исходную, но уже переместившуюся т.АА", замыкая стоячую волну (Рисунок 3.7с). Причем, как выше было замечено, видимые картины распределения однофазного фронта стоячей волны двух лучей – прямой и отраженной, контра- и ковариантной – будут, как показано на рисунке, параллельны оси x . Как и должно быть в эталоне.

Рисунок d) показывает схему расчета длины пути фронта волны в движущемся волновом эталоне.

Далее рассмотрим интерпретации процессов распространения волны в эталонном резонаторе по Тангерлини и по Эйнштейну.

Проблема одновременности на торце поперечного эталонного резонатора

Рассматривая (Рисунок 3.7,б), можно заметить, что фронт волны, возбужденный в движущемся поперечном эталоне, в с.о. УАИСО, не параллелен основанию (или направлению движения) эталона. Именно поэтому, по закону Гюйгенса для распространяющейся волны, волна распространяется в ней по "диагонали". В с.о. (ИСО) самого эталона по этому же закону фронт волны должен быть расположен параллельно основанию (как на Рисунок 3.3,с). Т.к. точки фронта волны должны быть одновременными, то мы видим нарушение "видимое" принципа для взаимно подвижных с.о. Это значит, что то, что одновременно в с.о. подвижного эталона в ИСО (как на Рисунок 3.3,с), не одновременно в с.о. УАИСО (как на Рисунок 3.3,б). И наоборот. Как следствие, оказывается, что параллельность фронта волны поперечной волны является относительным понятием.

Для формирования такой волны нельзя применять синхронизацию фронта волны на торце по абсолютным галилеевым часам с бесконечной скоростью распространения управляющего сигнала, т.к. в этом случае получим перпендикулярный (в АИСО!) галилеев луч, который не сможет войти в состояние авторезонанса на резонаторе конечной ширины.

Специально наклонять торец излучателя для точного направления фронта волны вдоль движущегося резонатора также не имеет смысла – возвратившийся отраженный обратный луч не будет отражен с соблюдением условий авторезонанса и, скорее всего, будет рассеян.

Для получения эффекта "наклона" поперечного луча под нужным углом при параллельности плоскости "зеркал" необходимо обеспечить "запаздывание" генерации фронта волны вдоль основания "генератора" волны на некоторое время, зависящее от расстояния точки возбуждения фронта волны от "начальной" точки и скорости эталонного резонатора. При этом получится эффект "управляемой антенной решетки", используемый в современных технических антенных установках.

Это все – дополнительные не естественные для Природы "технические" трудности реализации. Но этим вариантом Природа может "воспользоваться" в автоматическом

авторезонансном режиме по своим "неписанным" законам: "автоколебания" возбуждятся именно в нужном направлении.

По Тангерлини

По Тангерлини каких либо изменений в описании распространения эталонного луча можно и не делать. Время в ней абсолютно и замедляется в соответствии с [Рисунок 3.7б](#). При использовании абсолютного времени с релятивистским коэффициентом, необходимо получить реальный наклон фронта луча "вперед". Для этого необходимо получить эффект "антенной решетки", когда в задней точке торца фронт волны будет формироваться раньше переднего (с т.з. УАИСО) на время, равное

$$\Delta t' = v\Delta x' = \frac{v\Delta x}{\sqrt{1-v^2}} \quad (3.59)$$

где Δx – ширина торца (в УАИСО). Если не обеспечить это условие, то фронт волны будет формироваться и распространяться как в галилеевом пространстве с абсолютным временем. Для этого в ГП можно использовать специальное техническое средство, позволяющее распределить формирование фронта волны в области нижнего "активного" торца эталона наподобие управляемой фазированной антенной решетки. В принципе технически этого эффекта можно добиться инъекцией волны необходимой частоты, получаемой на продольном эталоне, в поперечный эталон через полупрозрачный торец с внутренними зеркалами, с автоколебательной обратной связью на нужной частоте. Заметим следующее: значение $\Delta t'$ в (3.59) как раз соответствует (3.35).

Но для автоколебательной эталонной системы нет необходимости в использовании какой либо специальной технической системы – автоколебания сами по себе будут скорректированы с нужным наклоном. Тогда наклонная линия фронта волны будет, в принципе, наблюдаема специальными приборами и соответствовать линии однофазности. Практическая реализация преобразований Тангерлини, таким образом, способна локализовать ИСО в УАИСО. Проблема лишь в реальном выборе абсолютного АИСО.

Вопрос о физической реальности применения преобразований Тангерлини решается достаточно просто: это распространение акустической волны в воздушной среде. Именно в ней возможно обеспечить преобразования координат в соответствии с Тангерлини. Бесконечная скорость распространения информационного сигнала почти (с большой точностью) обеспечивается передачей ее электромагнитными волнами. Но здесь есть и определенная "ловушка": стоячая волна должна формироваться на активной торцевой плоскости или теле резонатора не синхронно с часами, синхронизируемыми абсолютными информационными сигналами с помощью электромагнитных волн, а на основе авторезонанса типа "лазерного", но только акустического – "сазера".

По Эйнштейну

Для автоколебательной эталонной системы по Эйнштейну нет необходимости использования какой либо специальной технической системы – автоколебания сами по себе будут скорректированы с нужным наклоном (см. (3.35) и [Рисунок 3.7с](#)). Но, в отличие от предыдущего случая, наклонная линия фронта волны будет в принципе соответствовать одновременно и линии однофазности, и линии одновременности (по Эйнштейну) в ИСО. А наклонная линия фронта волны, опять в отличие от предыдущего случая, будет уже не наблюдаема. Преобразования системы координат, соответствующие этому, следующие:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.37)$$

$$t' = \frac{t - vx}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$y' = y, z' = z.$$

Это – преобразования Лоренца координат пространства СТО. Можно сказать следующее: преобразования (3.37) просто используют условную "наклонную линию" (3.59) для формирования "пространственной" "плоскости" одновременности "волновой" "координатной" системы пространства СТО Эйнштейна (точнее, коррекцию момента формирования фронта волны на торце).

По дополнительному циклическому измерению

Дополнительное поперечное циклическое (ограниченное) измерение r^ϕ эквивалентно окружности радиуса R , а "круговая" длина поперечного направления $2\pi R$ будет выполнять роль "размера" эталонного резонатора. Для использования поперечного размера дополнительной размерности в качестве эталона длины (и времени – конечно) необходимо, чтобы этот размер был "фундаментальным". Три пространственных направления в этом случае будут определять дополнительные свободы для движения эталона как волнового объекта.

В состоянии покоя эталона фронт волны резонатора направлен вдоль круговой образующей цилиндра со скоростью распространения c , а поперечное дополнительное

$$\lambda = R,$$

$$\omega = 2\pi \frac{c}{2\pi R} = \frac{c}{R}. \quad (3.60)$$

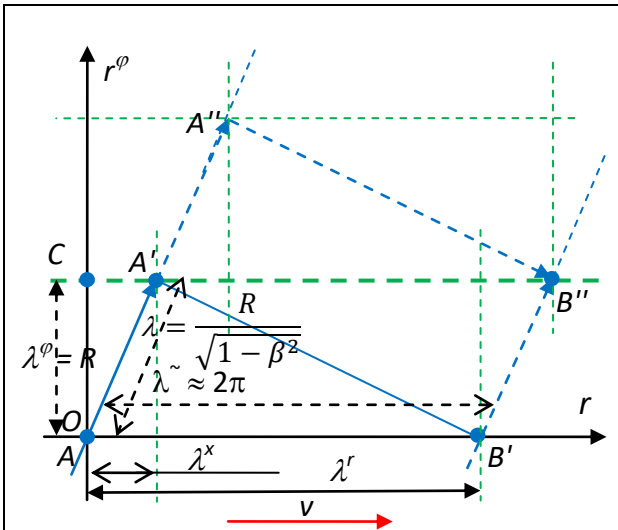


Рисунок 3.8

К расчету распространения волны в эталонном резонаторе в ПВ с дополнительной размерностью r^ϕ . Здесь линии AB , $A'B'$, $A''B''$ соответствуют фронтам волн с разницей фаз 2π , R – период дополнительной размерности, λ – длина волны (и ее проекции) в разных направлениях, v – скорость волнового эталона.

направление будет определять длину волны и ее частоту (см. Рисунок 3.8). При этом вдоль круговой образующей с каждым циклом фаза волны будет меняться на 2π , а вдоль цилиндрической образующей изменения фазы происходить не будет. Скорость волны вдоль цилиндрической направляющей равен нулю.

При движении эталона вдоль образующей цилиндра происходит изменение направления движения фронта волны точно так же, как и в случае поперечных резонаторов в трехмерном пространстве. В результате фронт волны будет направлен уже под углом к образующей цилиндра, и траектория движения конкретной точки фронта волны будет соответствовать "винтовой" линии. А в силу ограниченности размера окружности цилиндра галилеевы длина волны и частота изменятся точно так же, как и в трехмерном поперечном резонаторе (см. (3.11)).

Длина волны λ будет раскладываться по двум осям – x' и r^ϕ по теореме Пифагора для треугольника ACA' в соответствии с

уравнениями (см. Рисунок 3.8):

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}}, \\
 \lambda^\varphi &= \lambda \frac{R}{\lambda} = R, \\
 \lambda^x &= \frac{\lambda v}{c} = \frac{Rv}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \\
 \omega' &= \omega\sqrt{1-\beta^2} = \frac{c\sqrt{1-\beta^2}}{R}.
 \end{aligned}
 \tag{3.61}$$

Здесь φ – индекс циклического направления, λ^x – смещение точки фронта волны в пространственном направлении за один оборот.

Также можно определить и составляющие скорости распространения фронта волны вдоль "осей" цилиндра:

$$\begin{aligned}
 c^\varphi &= c\sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{c^2 - v^2}, \\
 c^x &= v.
 \end{aligned}
 \tag{3.62}$$

Здесь $c^x = v$ соответствует групповой скорости распространения волн в движущемся со скоростью v резонаторе в пространственных направлениях.

В связи с тем, что волна меняет направление движения, его фаза будет изменяться как вдоль круговой образующей (с каждым циклом фаза волны будет меняться, как и прежде, на 2π), так и вдоль цилиндрической образующей. Найдем длину волны λ^r , соответствующую изменению фазы на 2π вдоль образующей оси цилиндра x . Длина волны будет раскладываться по двум осям – x' и r^φ . Их можно найти из подобия треугольников ACA' и $B'A'A$ в соответствии с уравнениями (см. [Рисунок 3.8](#)):

$$\begin{aligned}
 \frac{\lambda^x}{\lambda} &= \frac{\lambda}{\lambda^r} \rightarrow \\
 \lambda^r &= \frac{\lambda^2}{\lambda^x} = \frac{\left(\frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2}{\frac{Rv}{c\sqrt{1-\beta^2}}} = \frac{\frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}}}{\frac{v}{c}} = \frac{c}{v} \frac{R}{\sqrt{1-\beta^2}} : \left\{ = \frac{c}{v} \lambda. \right\}
 \end{aligned}
 \tag{3.63}$$

Не хочу никому навязывать свое мнение, но эта формула мне напоминает формулу длины волны де Бройля⁶ λ^{dB} :

$$\lambda^r \sim \lambda^{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h\sqrt{1-\beta^2}}{mv}.
 \tag{3.64}$$

Дополнительное циклическое (ограниченное) измерение интересно тем, что реальными линейками (и часами) с ограничением предельного минимального измеримого интервала более этой циклической длины невозможно идентифицировать ее существование. Но это измерение в силу своей фундаментальности может проявляться на измеримых материальных и метрических эффектах. Длины волн λ^x и λ^r (волны де Бройля) – одни из них.

⁶ См. https://tradio.wiki/Длина_волны_де_Бройля,(1).

Другие промежуточные альтернативные преобразования координат

Выше мы рассмотрели два варианта волновых пространств – с преобразованиями Тангерлини с условно-абсолютным релятивистским временем и релятивистские преобразования Лоренца СТО А.Эйнштейна. Все другие возможности новой волновой координатной системы определяются, как уже было упомянуто выше, направлением оси x' . А само направление оси x' определяется способом синхронизации времени. Точнее, той пространственно-временной "плоскостью" (t', x') , реальные физические лабораторные (точнее – модельные) часы в которой показывают одно и то же время. А оно может быть определено из принципов устройства реального ПВ. И оно полностью определяется параметром скорости распространения информационного сигнала, используемой для синхронизации часов, в рассматриваемом ПВ. Для ПВ с преобразованиями Тангерлини эта скорость стремится к бесконечности, для ПВ с релятивистскими преобразованиями Лоренца эта скорость равна скорости распространения фронта используемых волн.

На [Рисунок 3.8](#) эти возможности условно определяются направлением оси x' как " $x' = ?$ " (без определения ее формулы, но которое будет проходит через начало координат O и пересекать линию BB'' в некоторой $t.B'$, зависящей от скорости движения ИСО и скорости синхронизирующего сигнала. От нее зависит функция преобразования координаты " $t' = t'(t, x, v, B')$ ".

Сокращения и другие соглашения

(*)	АПВ – ПВ с абсолютным временем и пространством.
А – абсолютное,	АСО (АИСО) – абсолютная (инерциальная) система отсчета,
В – время, волновое,	ВП – волновое пространство,
Г – галилеево,	ГП – галилеево пространство,
И – инерциальное,	ГПТК – линейные преобразования тензоров и координат,
К – координаты, квантовая, классическая,	ГВП – галилеево волновое пространство,
М – механика, метрическое, материя,	ИСО – инерциальная система отсчета – координатная с.о., полученная из исходного ортонормированным ЛПТК,
Н – ньютоново, неинерциальная,	КМН – классическая механика ньютонова,
О – отсчета, относительности, общая,	ЛПТК – линейные преобразования тензоров и координат,
П – пространство,	МГП – метрическое галилеево пространство,
Р – релятивистская,	МП – метрическое пространство,
С – система, специальная,	ПВ – пространство-время,
Т – теория, тензоры,	ПВМ – пространство-время-материя,
У – условный,	ГПВ – галилеево пространство-время,
Ф – физика,	ПТК – преобразования тензоров и координат.
Ч – частная,	СК, с.к. – система координат,
~ – (индекс) обозначает волновой параметр,	

\parallel – (индекс) параллельный, продольный, \perp – (индекс) перпендикулярный, поперечный.	См. – смотри, СО, с.о. – система отсчета, СТО – специальная теория относительности, (и)т.д. – (и) так далее, (и) т.п. – (и) тому прочие, в т.ч. – в том числе, т.з. – точка зрения, т.[Идентиф.точки] – точка.[Идентиф.точки], м.о. – материальный объект, с.с. – сплошная среда, См. – смотри [далее], УАИСО – Условная Абсолютная ИСО,
--	---

- 1) *При использовании более чем одной буквы.
- 2) Выделение **красным цветом** в формуле может обозначать **равный нулю элемент формулы или выражения**.
- 3) По одинаковым верхнему и нижнему индексам производится свертка (суммирование) соответствующих элементов (по правилу Эйнштейну).
- 4) По индексу в скобке типа " $_{(k)}$ " или " $^{(k)}$ " свертка не выполняется, но она привязана к соответствующему тензорному или другому индексу "функционально".
- 5) Формат ссылок на формулы: (N). При необходимости указания на конкретную строку формулы применяется формат (N):n, где n – номер строки формулы, начиная с 1 (единицы), причем эта нумерация продолжается и на дальнейшие не нумерованные формулы.

Литература

1. Аквис М. А., Гольдберг В. В. Тензорное исчисление. – М. : Наука, 1972. – 351 с.
2. Детлаф, А. А. Курс общей физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. Высшая школа, 2017. – 245 с.
3. Димитриенко Ю. И. Тензорное исчисление: Учеб. пособие для вузов. – М. :Высш. шк., 2001. – 575 с. 74
4. Иродов, И. Е. Задачи по общей физике / И. Е. Иродов. – М. : Бином, 2017. – 146 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики: В 10 т. : т. 2. – М.: Физматлит, 2002. – 224 с.
6. Малыкин Г. Б. Паралоренцевские преобразования, УФН, 179:3 (2009), 285–288; Phys. Usp., 52:3 (2009), 263–266 // Полный текстURL: [PDF файл](#) (899 kB) (дата обращения: 05.07.2019).
7. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 1. М. :Наука, 1965. [Einstein A Ann. Physik 322 891 (1905)]
8. Чепика М. Сходство и различие СЭТ и СТО. [Электронный ресурс] //URL:

http://redshift0.narod.ru/Rus/Stationary/Absolute/Absolute_Principles_4.htm(дата обращения: 16.07.2019). // Нижний Новгород, e-mail: redshift0@narod.ru.

9. Tangherlini F R "The velocity of light in uniformly moving frame", Ph D Thesis (Stanford: Stanford Univ., 1958)]
10. [Timin Valery](#). Two-way Wave Metrics of Galilean Space. Двусторонние волновые метрики ГП. [Электронный ресурс] // URL: <https://vixra:2008.0186vixra:2008.0186> (Дата загрузки: 2020-08-24 20:54:29).
11. Тимин В. А. Метрики галилеева пространства. [Электронный ресурс] //Metrics Galileia Space. URL: <http://vixra.org/abs/1907.0545>.
12. Тимин В. А. Преобразования галилеевых тензоров. [Электронный ресурс] //Galilean Transformations of Tenzors, URL:<http://vixra.org/abs/1910.0602> .
13. Тимин В. А.Уравнения распространения волн в различных пространствах. [Электронный ресурс] // URL: <http://vixra.org/abs/1908.0091>.
14. Тимин В. А. Эксперимент Майкельсона–Морли. [Электронный ресурс] // URL: <http://vixra.org/abs/1908.0574>.

Все мои работы в VIXRA.ORG:

15. Тимин В. А. Все работы.URL: http://vixra.org/author/valery_timin.

E-Mail: timinva@yandex.ru.