С 322
Н-636
Николенко В.Г.
1424/-81
БI-4-81-1

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-4-81-1

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1981

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория нейтронной физики

В.Г.Николенко

С 322
Н-636

Б1-4-81-1

ОПЕРАЦИОННЫЙ ПОДХОД К КИНЕМАТИКЕ

Рукопись поступила в издательский отдел
6 января 81

Объединенный институт ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1980 г.

Аннотация

На основе нетрадиционной системы определений и постулатов строится релятивистская кинематика, не нуждающаяся в синхронизации часов, в понятии одновременности удаленных событий. Результаты кинематических экспериментов выражаются через промежутки времени, определяемые только для событий, происходящих в точке часов.

Приступая к необычной формулировке кинематики, круг предсказаний которой не расширяет предсказаний специальной теории относительности (СТО), приходится начинать с оправдания такой попытки. С одной стороны, для многих физиков здание СТО представляется давно законченным и столь стройным и ясным, что вопросы и дискуссии, возникающие в печати, вызывают у них, по крайней мере, удивление. С другой стороны, несмотря на существование уже практически необозримого множества работ, разъясняющих некоторые утверждения СТО, подобные работы продолжают появляться. Предметом дискуссий являются основные понятия и ключевые вопросы СТО, в то время как согласие предсказаний теории с опытом ни у кого не вызывает сомнения. Эту ситуацию можно характеризовать как переосмысливание постулатов, основных понятий теории, но с сохранением ее экспериментального базиса.

Так, хотя конвенциональность утверждения изотропности скорости света Пуанкаре /I/ подчеркивал еще до создания СТО, в последнее время этот вопрос вновь часто обсуждается /2,3/. Понятие скорости света появляется в СТО до определения одновременности в удаленных точках (до рецепта синхронизации часов). Из-за такой непоследовательности в определениях конвенция в данном случае замаскирована. Под конвенцией понимаем такое утверждение теории, которое можно заменить, не противореча опыту, на другое, логически не согласующееся с первым.

Принятие конвенции об анизотропии скорости света ведет к иной, чем в СТО, конвенции об одновременности удаленных событий (с.), и значит к иным соотношениям между координатами в разных системах отсчета (с.о.) /3/. Т.о., основные понятия кинематики (одновременность, время, скорость, длина) включают в себя элементы конвенции. Выделить их из утверждений теории крайне трудно. Этим и объясняются непрекращающиеся дискуссии по основным вопросам СТО /4/. Такое положение представляется крайне неудовлетворительным, т.к. из общих соображений ясно, что конвенциональные элементы можно исключить, по крайней мере, из экспериментальных предсказаний теории.

Цель настоящей работы - систематически изложить кинематику, по возможности не пользуясь конвенциональными понятиями и основываясь на постулатах, допускающих непосредственную опытную проверку. Основные понятия и определения будем вводить, следуя операционному принципу, т.е. на основе рассмотрения экспериментальных операций, в которых соответствующие величины могут быть измерены. При координации событий будет использоваться "радиолокационный" метод /5/. Множество стандартных часов и электромагнитные сигналы (γ), распространяющиеся в вакууме, будут единственными измерительными инструментами. Свойства γ-сигналов постулируются в пункте 3 (п.3). Свойства часов задаются определением стандартных часов (п.I) и постулатом "равноправности" двух близких, разлетающихся из точки (т.) часов (п.3) в опыте наблюдения доплер-эффекта. Понятие относительного движения двух т. тоже первоначально определяется (п.2) только для близких, разлетающихся из точки часов. Затем, основываясь на определении с.о. (п.5) и на предположении (п.4) евклидовости геометрии, развивается методика координации событий в удаленных произвольно движущихся точках.

Мы будем стараться явно формулировать наиболее важные определения, предположения, постулаты. Перед определением стоит номер типа - [OI.I] , перед предположением или постулатом - [A2.3] , перед теоремами (на которые приходится ссылаться) - [3.2] . Ссылки на них даются в круглых скобках. Звездочка над строкой отсылает к приложению.

I. Регистрация совпадения некоторого события с одним из ряда событий часов (с "ударом" часов) или попадания его между двумя ближайшими "ударами" является элементарной измерительной операцией. К набору таких операций в точках разных часов, по существу, сводится, сводится любое кинематическое измерение. И прежде всего необходимо определить (фиксировать) требования, которым должны удовлетворять стандартные часы. Для этого рассмотрим совокупность $(0, 1, \cdots k, \cdots \ell \cdots)$ циклических процессов таких, что любой цикл каждого процесса приводит к событию в некоторой точке 0. Пусть в точке 0 регистрируем в промежутке между n_k соседними событиями k-го процесса n_ℓ соседних событий ℓ-го процесса. [01.1] – Если отношение чисел n_k / n_ℓ для совокупности процессов остаются неизменными при изменении некоторых физических условий, то в этих условиях можно использовать нашу совокупность процессов в качестве часов точки 0. Для кинематики важна, прежде всего, экспериментальная проверка постоянства n_k / n_ℓ при разнообразных перемещениях таких часов, и в частности, - при изменении движения часов.

Строго определенных понятий движения, ускорения мы не можем иметь без определенных до этого стандартных часов, поэтому не можем на этом этапе говорить о постоянстве n_k / n_ℓ часов скажем при ускорении 980 см/сек^2. Но это не мешает констатировать постоянство n_k / n_ℓ при падении часов в поле Земли. Подобные эксперименты можно провести, имея в распоряжении только совокупность процессов /6/ (а не один процесс), поэтому именно совокупность процессов называем часами.

Кроме сравнения разных процессов одних часов, подобным образом можно сравнить и соответственные процессы двух часов А и В при совмещении точек А и В. [01.2] - При таком сравнении стандартных часов должно выполняться равенство - $n_k(A)/ n_k(B)=1$. В дальнейшем будем иметь дело только с такими стандартными часами.

Обычно принято приписывать соседним событиям выделенного процесса (к=0) стандартных часов некоторое число М (масштабный множитель) и говорить, что промежуток времени между такими событиями равен М единиц времени. Равенство масштабных множителей разных стандартных часов А и В при совпадении точек А и В основывается на сравнении (01.2) соответственных процессов этих часов. Если же после сравнения часы разнесены в пространстве, то уже не существует опыта, который бы ограничивал нас в выборе масштабных множителей для них *. Выбор одинаковых множителей, делаемый обычно, - простейший выбор, но от этого он не перестает быть конвенциональным /7/. Частота, определяемая как число событий в единицу времени, тоже включает эту конвенцию. Но в опыте фигурируют только отношения частот /8/ (величины типа n_k / n_ℓ), которые естественно не зависят от конвенции масштабного множителя.

Имея это ввиду, обсуждаемую конвенцию легко исключить из теории с самого начала. [01.3] - Для этого определим промежуток времени часов точки 0 $\tau_{12}(0)$ между происходящими в т.0 событиями I и 2, как число укладывающихся между событиями I и 2 "ударов" выделенного (к=0) процесса стандартных часов, или как отношение n_0 / m , если с.I и 2 относятся к ряду периодических событий и насчитано m таких событий между n_0 "ударами". При этом промежуток времени выражается (точно или приближенно) рациональным числом. Так как при данном определении промежуток времени характеризует отношение между измеряемыми событиями и процессом в часах, то лишены смысла вопросы как о самоконгруэнтности показаний часов между ближайшими ударами (неизменности масштабного множителя) при переносе их, так и о конгруэнтности показаний двух удаленных часов (в пользу такой точки зрения см. замечание Клиффорда о масштабах длины /9/). Этим такое представление о времени отличается от широко распространенной точки зрения /7,10/.

Если же события a и b происходят не в точке часов, то между ними и данными часами можно установить экспериментальную связь только с помощью сигналов (например, γ -сигналов). Эту связь полностью характеризуют два события отправления γ -сигналов из точки часов 0 к событиям a , b и два события приема в точке часов этих сигналов, отраженных от точек, в которых произошли события a и b , в моменты событий a и b в них. [01.4] - Обозначим промежутки времени часов т.0 между событиями отправления γ через $\tau^-_{ab}(0)$, а между событиями приема γ через $\tau^+_{ab}(0)$ и будем называть их координатами сигналов событий a и b . Такие обозначения, несмотря на громоздкость, удобны тем, что в них отражается экспериментальная процедура и тем самым уменьшается возможность путаницы. Эти обозначения будем применять и в том случае, когда только одно из двух событий произошло не в точке часов (см. рис.Iа - $\tau^-_{14}(0) \equiv \tau_{12}(0)$, $\tau^+_{14}(0) \equiv$ $\equiv \tau_{13}(0)$).

2. Определим относительное движение двух близких т.А и 0 для случая, когда т.А проходит через т.0 и удаляется от нее. В этой экспериментальной операции (рис.Iа) часами точек А и 0 могут быть измерены только следующие величины - $\tau^-_{14}(0)$, $\tau^+_{14}(0)$, $\tau_{14}(A)$. [02.I] - Величину $\ell_{14}(0)=(\tau^+_{14} - \tau^-_{14})/2$ называем локационной координатой событий 4 (в т.А) относительно точки 0. [02.2] - Пределы $\mu^-_A(0)$, $\mu^+_A(0)$, $\mu_A(0)$, к которым стремятся соответственно отношения - $\ell_{14}(0)/\tau^-_{14}(0)$, $\ell_{14}(0)/\tau^+_{14}(0)$, $\ell_{14}(0)/\tau_{14}(A)$ при уменьшении , численно характеризуют быстроту движения т.А и γ относительно т.0. Однако, чтобы не усложнять привычной терминологии, будем говорить о движении т.А относительно т.0.

$$\ell_{14}(0) = \mu^-_A(0)\,\tau^-_{14}(0) = \mu^+_A(0)\,\tau^+_{14}(0) = \mu_A(0)\,\tau_{14}(A) \tag{I}$$

3. Постулируем особенности опыта по пересылке γ -сигналов между движущимися точками. [A3.I] - Движение источника γ не ска-

зывается на его распространение. Этим обуславливается удобство использования γ в качестве сигнала. [A3.2] - Если находящиеся в относительном движении часы точек A и O через достаточно короткое время после совпадения (с.I) обмениваются γ (рис.Iб), тогда:

$$\tau_{14}(A) / \tau_{14}^{+}(0) = \tau_{15}(0) / \tau_{15}^{+}(A) \qquad (2)$$

Т.е., в таком опыте часы "равноправны". В частности, выполнения (2) требуем независимо от равномерного или ускоренного движения часов т.A и O относительно других точек.

[3.I] - На основании (I) и (2) получаем[*] описание частного случая эффекта Допплера и связь характеристик движения:

$$\tau_{14}(A) = \tau_{14}^{+}(0)\sqrt{\mu_A^{+}(0)/\mu_A^{-}(0)} = \tau_{14}^{-}(0)\sqrt{\mu_A^{-}(0)/\mu_A^{+}(0)} \qquad (3а)$$

$$\mu_A(0) = \mu_0(A), \quad \mu^2 = \mu^{+}\mu^{-}, \quad 1/\mu^{+} - 1/\mu^{-} = 2 \qquad (3б)$$

Для точки, движущейся медленнее γ-сигнала, промежутки возможных значений μ^{-}, μ^{+}, μ соответственно таковы - $(0, \infty)$, $(0, 1/2)$, $(0, \infty)$. Из этого и соотношения (I) видно, что частица A, живущая сколь угодно коротко ($\tau_{14}(A) \to 0$), может иметь конечное $\ell_{14}(0)$. Это объясняет без ссылок на эффект "замедления времени" наблюдение у поверхности Земли μ-мезонов, рожденных в верхних слоях атмосферы.

4. [04.I] - Будем называть точки A и B покоящимися относительно друг друга, если при пересылке γ-сигналов из т.A в т.B и из т.B в т.A промежуток времени между отправлениями двух γ из одной точки ($\tau_{12}(A)$ или $\tau_{34}(B)$) равен промежутку времени между прибытиями этих γ в другую точку ($\tau_{12}^{+}(B)$ или $\tau_{34}^{+}(A)$). Вследствие это-

го локационные координаты любых событий в одной точке относительно другой точки не меняется со временем. [04.2] - Будем называть ее расстоянием между этими точками. Термин "расстояние" употребляется ниже только по отношению к неизменяющейся локационной координате. [А4.I] - Предполагаем, что некоторое множество покоящихся точек можно отобразить на область множества математических точек трехмерного пространства. [04.3] - Прямую определим как образ точек траектории γ-сигнала. [04.4] - Метрику вводим, приписывая расстояние между покоящимися точками соответствующим математическим точкам. Имея ввиду это отображение, будем говорить о пространстве покоящихся точек. Вопрос о виде геометрии в этом пространстве, после принятых определений прямой и расстояния между точками, становится вопросом эксперимента. [А4.2] - Предполагаем евклидову геометрию. [4.I] - Из определения покоящихся точек следует, что для с.I и 2 в удаленных точках I и 2 имеем $\tau_{12}^{..}(\mathrm{I})= \quad \tau_{12}^{+}(2)$.

5. [05.I] - Если система покоящихся точек такова, что для любой замкнутой траектории (задаваемой покоящимися т.) времена пробега ее   -сигналами в обоих направлениях равны между собой, то используемые для измерений точки (и часы в них) из этой системы покоящихся точек будем называть системой отсчета (с.о.). Говоря о с.о., будем указывать некоторую точку ее, например, с.о. точки А (с.о. т.А). Заметим, что для равномерно вращающихся по окружности точек приведенное выше условие не выполняется, поэтому они не могут быть использованы в качестве с.о., хотя они и покоятся (см. п.8) относительно друг друга.

[5.I] - Непосредственные следствия определения с.о. таковы: а) время пробега γ-сигнала по замкнутой траектории, заданной в некоторой с.о., равно длине траектории; в) два γ-сигнала, стартующие из одной точки, финишируют в другой, разделенные промежутком времени, равным разности длин пройденных траекторий; с) для тройки событий I,2,4 (точки I и 2 принадлежат с.о.) можно получить* "уравнение треугольника", связывающее измеряемые координаты сигналов этих событий:

$$\tau^{+}_{14}(1) + \tau^{-}_{14}(1) - \tau^{+}_{12}(1) - \tau^{-}_{12}(1) = \tau^{+}_{24}(2) + \tau^{-}_{24}(2) \qquad (4)$$

Заметим, что в отличии от СТО мы определили с.о. последовательно и только средствами кинематики. Неудовлетворительность определения инерциальной с.о. многих очень беспокоила (см., например, /II/). Обычное динамическое определение с.о. через требование прямолинейности движения тела, на которое не действуют силы, сводит его к не более определенному вопросу - как установить отсутствие сил и прямолинейность движения. Поэтому фактически в СТО за инерциальную с.о. принимается такая, в которой выполняются предсказания теории. В такой ситуации непосредственное и кинематическое определение с.о. (04.I, 05.I) представляется более предпочтительным.

Чтобы соупорядочить (координировать) К событий в точках с.о., достаточно знать для каждой пары с.I и 2 относительные координаты сигналов τ^{+}_{12}(I), τ^{+}_{21}(2) (или τ^{-}_{12}(I), τ^{-}_{21}(2), см. 4.I), а всего - К(К-I) величин. Но для каждой тройки событий имеется уравнение типа (4), связывающее координаты сигналов. Значит, для координации трех событий (если они не лежат на одной прямой, называем их базисными событиями) достаточно знать не 6, а 5 величин. Легко показать, что для четырех точек (тетраэдр, 4 треугольника) имеется только 3 независимых уравнения. Имея это ввиду, рассмотрим события в К точках. С вершиной в К-ой точке имеем (К-I)(К-2)/2 треугольников. Им соответствуют независимые уравнения, так как в каждом из них есть переменные не появляющиеся в остальных. Любой же треугольник из тройки точек, не включающий в себя К-ую точку, образует тетраэдр вместе с К-ой точкой, а значит этому треугольнику соответствует уравнение, зависимое от остальных трех уравнений для треугольников этого тетраэдра. [5.2] - Таким образом из-за (К-I)(К-2)/2 уравнений связи типа (4) для К событий из К(К-I) возможных координат сигналов остаются независимыми только 5+4(К-3)+(К-3)(К-4)/2 величин.

[5.3] - Использование факта трехмерности пространства покоящихся точек (задание расположения т.4 и 5 относительно трех базисных точек приводит к знанию τ_{45} и значит к уравнению связи $2\tau_{45} = \tau^{+}_{45}(4) - \tau^{-}_{45}(4)$) оставляет только 5+4(К-3) независимых величин - пять для координации трех базисных событий, а каждому из оставшихся (К-3) событий соответствует по четыре величины, координирующие его относительно базисных событий *. В частности, в качестве пространственных координат с.4 могут быть взяты три расстояния точки с.о., в которой произошло событие 4, от базисных точек ($2\tau_{14} = \tau^{+}_{14}(\mathrm{I}) - \tau^{-}_{14}(\mathrm{I})$), а в качестве временной координаты - любая из шести координат сигналов.

Координаты сигналов события относятся к базису, так как они меняются при переходе к другим базисным точкам данной с.о. Но расстояние между точками (этой с.о.) событий 4 и 5 τ_{45} остается инвариантом при этом. [5.3] - Кроме τ_{45}, можно из координат сигналов событий 4 и 5 построить еще инвариантную величину при замене базисных точек данной с.о. - $2T_{45} = (\tau^{+}_{\alpha 5}(A) - \tau^{+}_{\alpha 4}(A)) + (\tau^{-}_{\alpha 5}(A) - \tau^{-}_{\alpha 4}(A))$ (используем соотношение типа (4) для с.I,2,4 и с.I,2,5). Она не зависит от того, в какой т.А данной с.о. производятся измерения промежутков времени $\tau^{+}_{\alpha 5}$, $\tau^{+}_{\alpha 4}$, $\tau^{-}_{\alpha 5}$, $\tau^{-}_{\alpha 4}$ и от какого события α в т.А эти промежутки отсчитываются. Т.о., благодаря свойствам с.о. для произвольных с.4 и 5, существуют два независимых инварианта - τ_{45} и T_{45}, относящихся к с.о.

Для демонстрации существования других величин с той же инвариантностью, введем величину вида: $\bar{T}_{45}(\vec{\eta}) = T_{45} - (\vec{\tau}_{45} \cdot \vec{\eta})$, где

$\bar{\gamma}$ произвольный вектор с $|\gamma| \leq$ I (если в обозначении нет γ , то γ = 0). [5.4] - $T(\gamma)$ имеет такие свойства: а) для взаимодействия, распространяющегося между с.4 и с.5 медленнее γ, $T_{45}(\gamma) > 0$; б) для любых с.4,5,6 справедливо равенство $T_{45}(\gamma) + T_{56}(\gamma) = T_{46}(\gamma)$; в) если же с.4 и 5 происходят в одной точке (т.А), то $T_{45}(\gamma)$ равняется промежутку времени τ_{45}(A). Все это (5.3, 5.4) делает $T(\gamma)$ удобной временной координатой (существуют и другие способы введения подобных координат /3/). Конвенциональность $T(\gamma)$ сказывается в том, что можно выбирать разные γ при одних и тех же экспериментальных данных о событиях 4 и 5, задаваемых координатами сигналов (см. 0I.4, 5.3).

В п.2 и 3 рассматривалось движение двух т. только в малой окрестности этих точек. Теперь, благодаря с.о., можно задать движение произвольной т. с помощью только трех часов базисных точек. Но это становится возможным только после того, как множество покоящихся точек позволило изучить геометрию в той части мира, где мы ставим свои эксперименты.

6. Легко показать, что процедура измерения временной координаты t_{45} в СТО есть частный случай операции измерения T_{45}. Воспользовавшись этим, можно обобщить и упростить процедуру временной координации в СТО, используя измеряемую любыми часами T_{45} вместо измеряемой часами точек 4 и 5 t_{45}. При этом выпукло вырисовывается роль пересылки γ-сигналов во всех кинематических измерениях. Обычная двуступенчатость операции измерения t_{45} в СТО (синхронизация часов, отсчет показаний часов) обособляет пересылку γ от отсчета показаний часов. Поэтому инвариантность (5.3) величины $T_{45} = \tau^{+}_{45} + \tau^{-}_{45}$ остается в СТО невыясненной, а упор делается на синхронизацию часов, которая не необходима. После синхронизации в отсчете показаний часов между событиями в удаленных точках фигурируют только эти два события (как и при событиях, происходящих в

точке часов) и создается впечатление, что операции получения t одними часами и двумя часами различаются несущественно. Но, как мы видели (5.3), при получении $T(\gamma)$ для удаленных событий фигурирует четыре события (в отличие от измерения промежутка времени между событиями в точке часов) и используется конвенция выбора (соответствующая конвенции о синхронизации часов /3/).

Скорость – $V(\gamma) = \tau_{45}/T_{45}(\gamma)$, как характеристика движения, отличается от величин μ^+, μ^-, μ тем, что в ней отражается конвенциональность выбора временной координаты. Например, если некоторые точки имеют , отличающиеся только направлением, то $V(\gamma \neq 0)$ для этих точек будут отличаться и по величине (описательная не наблюдаемая "анизотропия" /3/). При $\gamma = 0$ $V(\gamma)$ совпадает со скоростью в СТО, если положить скорость света в ней равной единице ($V(0) = \mu / \sqrt{1+\mu^2}$).

7. Чтобы подчеркнуть целесообразность определения (OI.3) промежутка времени как разности показаний только одних часов, сравним бесконечнобыстрый сигнал с электромагнитным при координации событий. При допущении существования бесконечно быстрого сигнала двум (даже удаленным) событиям 4 и 5 однозначно соответствует промежуток времени – $\tau^+_{45}(B) = \tau^+_{45}(C)$, не зависящий ни от выбора точки часов, ни от ее движения. Тогда целесообразно было бы определять (в отличии от OI.3) промежуток времени как разность показаний часов между сигналами, пришедшими от этих событий.

Использование же γ-сигналов для установления соответствия между событиями и показаниями удаленных от них часов меняет дело. Если с.4 и 5 происходят в одной точке (А) некоторой с.о. (т.А,В,С), то, благодаря свойству покоящихся точек, – $\tau_{45}(A) = \tau^+_{45}(B) = \tau^-_{45}(B) = \tau^+_{45}(C)$. И для этого частного случая промежутки времени совпадали бы для обоих определений. Но для удаленных в данной с.о. событий оба рассматриваемые определения не годятся: одно из-за того, что – $\tau^+_{45}(B) \neq \tau^+_{45}(C)$, другое (OI.3) – из-за отсутствия в этой с.о. часов, в точке которых происходили бы оба события.

Целесообразно ли в такой ситуации прибегнуть к третьей возможности – называть промежутком времени между удаленными событиями временную координату $T_{45}(\gamma)$ и считать с.4 и 5 одновременными, если $T_{45}(\gamma)=0$? Чтобы при этом избежать появления множества "времен" в одной с.о. (разные γ), иногда пытаются выделить случай с $\gamma=0$ (ему соответствует ортогональная система координат в пространстве Минковского). При таком определении времени, во-первых, из всевозможных временных координат выделяется случай с $\gamma = 0$, во-вторых, временная координата T и показания часов τ не различаются. Но выбор частного значения $\gamma = 0$ (или любого другого) делается только на основании нашего удобства и является конвенцией, т.к. $T_{45}(\gamma)$ при любом γ получается на основании одних и тех же координат сигналов для с.4 и 5 (0I.4, 5.3). Основное же возражение против объединения в одно понятие понятия промежутка времени τ (0I.3) с понятием временной координаты $T(\gamma)$ (5.4) опирается на существенное различие операций измерения этих величин. Кроме того, величина τ выделена тем, что она свободна от конвенции, присущей $T(\gamma)$. Так что представляется правильным отказаться от понятия времени для удаленных событий и отличать временные координаты от промежутка времени.

<u>8</u>. Соотношение (3а) описывает опыт по пересылке γ между часами, разлетающимися из точки. Введение с.о. позволяет получить * описание подобной пересылки в общем случае, когда часы удалены, и известны в некоторой с.о. т.0 движения источника ($\mu_A(0)$) и детектора ($\mu_B(0)$) сигналов:

$$\tau_{12}(A)\sqrt{1+\mu_A^2(0)}+\tau_{24}(0)=\tau_{34}(B)\sqrt{1+\mu_B^2(0)}+\tau_{13}(0) \qquad (5)$$

Здесь с.I и 2 – отправление γ -сигналов из т.А, с.3 и 4 – прием их в т.В.

Соотношение, описывающее эффект Доплера, получается из (5) при τ_{12}, $\tau_{34} \ll \tau_{24}, \tau_{13}$ (в пределе τ_{12} и $\tau_{34} \to 0$):

$$\tau(A)\left[\sqrt{I+\mu_A^2(0)}-\mu_A(0)\cos\alpha(0)\right] = \tau^+(B)\left[\sqrt{I+\mu_B^2(0)}-\mu_B(0)\cos\beta(0)\right] \quad (6)$$

Здесь углы α и β отсчитываются от траектории γ к траекториям т.А и т.В соответственно; значения $\mu_A(0)$, $\alpha(0)$ берутся между событиями посылки γ, а $\mu_B(0)$, $\beta(0)$ – между событиями приема γ.

На основании (6) нетрудно получить * описание мёсбауровских роторных экспериментов. В частности, точки, равномерно вращающиеся по окружности, удовлетворяют условиям (04.I) покоящихся относительно друг друга точек.

Из (6) следует, что точки одной с.о. в другой с.о. имеют одинаковое движение по величине и направлению. И обратно – если некоторые точки имеют одно и то же движение в некоторой с.о., то они могут быть использованы в качестве точек другой с.о.

9. Соотношение для аберрации γ можно получить, используя постоянство отношения $\tau(A)/\tau^+(B)$ в (6), при рассмотрении опыта в с.о. т.А и в с.о. т.В:

$$\left[\sqrt{I+\mu^2}-\mu\cos\varphi(A)\right]\left[\sqrt{I+\mu^2}-\mu\cos\varphi(B)\right] = I . \quad (7)$$

Оно связывает угол $\varphi(B)$ между направлениями γ и $\mu_A(B)$ в с.о. т.В с углом $\varphi(A)$ между направлениями того же γ и $\mu_B(A)$ в с.о. т.А ($\varphi(A)$ и $\varphi(B)$ – разные углы, а не один угол в разных с.о.; $\mu_A(B)=\mu_B(A)=\mu$).

I0. Основной постулат рассматриваемой аксиоматики (А3.2) фактически утверждает существование пар "равноправных" (симметричных) опытов при обмене γ-сигналами между двумя достаточно близкими движущимися точками. Но это свойство может иметь место и для удаленных точек. Основываясь на (6) (схема пересылки γ-сигналов представлена на рис.2, внизу - с.о. т.О, вверху - с.о. т.А), приходим к следующему утверждению: если существуют такие события I-8, что $\varphi_{78}(0)= \varphi_{34}(A)$ и $\mu_{78}(0)=\mu_{34}(A)$, то -

$$\tau_{12}(A)/\tau_{34}(0) = \tau_{56}(0)/\tau_{78}(A). \qquad (8)$$

Очевидно, эти условия всегда можно удовлетворить, если т.А и О не меняют своего движения. Если при этом выбрать $\tau_{12}(A)=\tau_{56}(0)$, то опыты пересылки γ_{13}, γ_{24} из т.А в т.О и пересылки γ_{57}, γ_{68} из т.О в т.А будут симметричными опытами. По отношению к таким опытам с.о. т.О и с.о. т.А "равноправны". При $\varphi_{12}(0)= \varphi_{56}(A)=90^0$ (поперечный эффект Допплера) оба отношения в (8) будут меньше единицы. Эти факты "абсолютны" (оба могут быть получены как в одной, так и в другой с.о.), и каждый промежуток времени в (8) отсчитывается между своей парой событий, поэтому нельзя интерпретировать поперечный эффект Допплера как "относительное отставание часов".

Если же т.О ускоряется, например, между с.6 и 3 (существование с.о. т.О ограничено во времени), то для опыта пересылки γ_{57}, γ_{68} не существует симметричного опыта, т.е. "равноправие" часов т.А и т.О нарушается. Такой случай, приводящий к отставанию часов (абсолютному, а не относительному), рассматривается в следующем п. .

II. Сравнение (основываемся* на(3.I и 05.I)) показаний часов т.О некоторой с.о. и часов т.А, проходящих через точку О (с.2) и возвращающихся в т.о. (с.3) после путешествия, приводит к выражению:

$$\tau_{23}(0)= \int_0^{\tau_{23}(A)} \sqrt{1+\mu_A^2}\; d\tau(A) . \qquad (9)$$

При $\mu > 0$ из (9) следует отставание часов т.А - $\tau_{23}(0) > \tau_{23}(A)$. Отставание часов т.А не связано с ее ускорением (с действием сил), т.к. такое же неравенство имеет место для суммы показаний множества сопутствующих точке А часов, каждые из которых двигаются равномерно, сопровождая часы т.А на "спрямленных" бесконечно малых участках траектории. При этом опираемся на одинаковые свойства как неускоренных, так и ускоренных (но не портящихся при этом) часов, постулированные в п.I,3.

Если считать, что путешествующий близнец (или π -мезон) представляет собой множество непортящихся часов, то вернувшись и переживя брата (покоящегося в с.о.), он не сделает за свою жизнь большего, чем его брат за свою (относительно частоты непортящихся процессов не меняются (см. 0I.2) при движении).

<u>I2</u>. Рассматривая измерение координат сигналов τ^+, τ^- для с.4 и 5 с помощью часов с.о. т.А и с.о. т.В, движущихся относительно друг друга (μ), можно получить такие соотношения:

$$(A) + \tau^-_{45}(A) \pm \left(\tau^+_{\alpha 4}(A) - \tau^-_{\alpha 4}(A)\right) = \left[\tau^+_{45}(B) + \tau^-_{45}(B) \pm \left(\tau^+_{\beta 4}(B) - \tau^-_{\beta 4}(B)\right)\right]\sqrt{\mu^{\pm}/\mu^{\mp}} \qquad \text{(I0)}$$

$$\tau^+_{\alpha 5}(A) = \tau^-_{\beta 5}(B)$$

Здесь т.А и В (с. α и β в них) выбраны так, чтобы направление $\gamma_{\alpha 5}$, отправляемого из т.А (с. α) к событию 5, составляло с $\gamma_{\alpha 4}$ угол 90° в с.о. т.А (направления $\gamma_{\alpha 4}$ и μ_B(A) совпадают), и направление $\gamma_{\beta 5}$, отправляемого из т.В (с. β) к событию 5, составляло с $\gamma_{\beta 4}$ угол 90° в с.о. т.В.

Выберем декартовы оси – X(A), Y(A), X(B), Y(B) соответственно вдоль направлений – $\gamma_{\alpha 4}$, $\gamma_{\alpha 5}$, $\gamma_{\beta 4}$, $\gamma_{\beta 5}$. [0I2.I]–Вводя обозначения – $2X_{45}(A) = \tau^+_{\alpha 4}(A) - \tau^-_{\alpha 4}(A)$, $2 \cdot y_{45}(A) = \tau^+_{\alpha 5}(A) - \tau^-_{\alpha 5}(A)$, называем $X_{45}(A)$, $y_{45}(A)$, $X_{45}(B)$, $y_{45}(B)$ декартовыми локационными координатами пары с.4,5, соответственно относящимися к с.о. т.А и к с.о. т.В. Тогда получаем из (I0) соотношения, совпадающие с преобразованиями Лорентца, если выбираем $\nu(A) = \nu'(B) = 0$.

$$T_{45}(A,\gamma)+\bar{\tau}_{45}(A)\cdot\bar{\gamma}\pm x_{45}(A)=\left(T_{45}(B,\gamma')+\bar{\tau}_{45}(B)\cdot\bar{\gamma}'\pm x_{45}(B)\right)\sqrt{\mu^{\pm}/\mu^{\mp}}$$

$$y_{45}(A)=y_{45}(B) \qquad (11)$$

Соотношения (10) демонстрируют относительность координат сигналов τ^+, τ^-, т.е. зависимость их от того, в какой с.о. проводятся измерения. На виде же преобразований (11) для координат T, x, y сказывается как эта относительность, так и конвенция о выборе γ (A) и γ'(B). Говоря об относительности T, τ^+, τ^- (например, T_{45}(A)= = 5 сек, T_{45}(B)= 6 сек), надо не забывать, что "секунда" в данной работе не есть единый масштаб для часов т.А и т.В. Слово "секунда" указывает только на тип стандартных часов, которыми мы пользуемся в т.А и в т.В (п.1).

Локационные координаты x_{45}(A), y_{45}(A) по величине совпадают с расстояниями между точкой A и точками с.о. т.А, совпадающими в момент событий 4 и 5 с точками 4 и 5. В каждой с.о. событиям 4 и 5 соответствует своя такая пара точек.

Утверждения, делаемые в СТО на основании преобразований Лорентца о координатах x, y, T, с точки зрения настоящей работы, не могут интерпретироваться как "относительное" отставание часов и "относительное" сжатие стержней, т.к. T_{45}(A, γ) и T_{45}(B, γ') не могут совпадать с промежутками времени (01.3), а x_{45}(A) и x_{45}(B) – с расстояниями между концами стержня (04.2) сразу в обеих с.о. При незамкнутом движении часов не существует экспериментальной операции для сравнения разности показаний двух часов между двумя событиями. А для движущегося в некоторой с.о. стержня нет понятия длины его в этой с.о. и можно говорить только о разности локационных координат некоторых событий на концах стержня.

Из (10) и (11) следует, что интервал S $\left(4S_{45}^2=(\tau_{45}^+ + \tau_{45}^-)^2-\right.$ $\left.(\tau_{\alpha 5}^+ - \tau_{\alpha 5}^-)^2-(\tau_{\alpha 4}^+ - \tau_{\alpha 4}^-)^2= T_{45}^2 - x_{45}^2 - y_{45}^2\right.$ является инвариантом при переходе от одной с.о. к другой.

Для двигающихся равномерно между событиями 4 и 5 часов С – $S_{45} = \tau_{45}(C)$. Имея ввиду это и определение $\bar{\mu}$, нетрудно увидеть, что μ преобразуется как вектор ℓ_{45} с координатами x_{45}, y_{45}.

<u>I3</u>. С точки зрения настоящей работы, в СТО смешиваются понятия времени (0I.3) и временной координаты (5.4, 5.3), и термин "время" (t) применяется для названия временной координаты частного вида (η =0). Отождествление в СТО времени τ и временной координаты Т(η =0) создает иллюзию единой основы ("относительность времени") для объяснения "отставания" часов при равномерном движении их, поперечного эффекта Допплера, отставания часов, движущихся по замкнутой траектории. Но такое утверждение об "относительности времени" в значительной степени связано с конвенциональностью Т. Разделить же конвенцию и относительность в преобразованиях Лорентца очень трудно (с этим, в значительной степени, связаны недоразумения и парадоксы). В отличие от этого преобразования (I0) не содержат этой конвенции, поэтому анализ экспериментов проще делать, используя непосредственно экспериментальные величины τ , τ^+, τ^- (п.8,9,I0, II).

В основе предлагаемого построения кинематики и СТО лежат отличающиеся аксиомы (определения, постулаты, предположения). Сравнить их между собой трудно, хотя бы из-за того, что определения и понятия в обоих построениях существенно отличаются. Тем не менее, легко проследить "соответствие" некоторых положений – например, принципа относительности и постулата "равноправности" разлетающихся из точки часов (А3.2). Принцип относительности обычно сводится к следующему: существует класс лабораторий, которые можно настолько "заэкранировать" от остального мира, что он не влияет на опыты внутри каждой из этих лабораторий. Но так как нельзя "заэкронироваться" от гравитационных полей, то необходимо потребовать значительной удаленности больших масс или ограничить размеры лаборатории. Т.е., принцип относительности, строго говоря, выполняется только локально, как и постулат "равноправности" часов. А из-за того, что принцип относительности накладывает требования на все опыты, он является не столько удачным постулатом, сколько мощным эвристическим принципом, очень удобным при первоначальном построении теории. От него удобно отличается при аксиоматическом построении кинематики постулат "равноправности" часов, так как в нем постулируется требование к элементарному кинематическому опыту, и это требование локально (поэтому отпадает забота о гравитационных полях).

14. В заключение обратим внимание на следующие результаты:

а) Свойства часов постулировались в двух ситуациях: при сравнении в точке периодических процессов часов (п.I) и при произвольном движении двух часов в точке (п.3). Знание этих локальных свойств часов оказывается достаточным, чтобы изучать геометрию в системе покоящихся точек и, опираясь на это, получить все кинематические соотношения, выражаемые только через показания часов (τ , τ^+, τ^-).

б) Понятие промежутка времени (п.I) оказывается тоже локальным (определяемым только в точке часов). Такое понятие не нуждается ни в конвенции о величинах масштабных множителей удаленных в пространстве (или во времени) стандартных часов, ни в конвенции синхронизации.

в) Такого понятия времени в точке достаточно для координации событий с помощью трех базисных часов и γ -сигналов. Для временной координации любых событий достаточно одних часов некоторой с.о.

г) Из измеряемых величин τ^+, τ^- могут быть построены координаты разного вида в зависимости от той или иной конвенции. Сравнительные утверждения о координатах двух событий в разных с.о. зависят от этих конвенций.

д) Анализ измерительных операций вынуждает отличать не только временную координату от времени, но и локационную координату от расстояния (п.4,7).

е) Кинематические эксперименты могут быть проанализированы без использования конвенциальных понятий и утверждений СТО, таких как одновременность удаленных событий, относительность одновременности, относительность отставания часов и сжатия стержней, что, на наш взгляд, намного упрощает логическую структуру теории.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Нитца В.В., Попова А.Б., Тяпкина А.А., Самосвата Г.С. за полезные замечания.

Приложение.

К п.I. Обычно априори предполагают , что часы одинакового устройства обладают одинаковым ходом , не рассматривая эксперименты, на основании которых можно непосредственно установить эту "одинаковость". Такой подход имеет оправдание в том, что полученные на его основании выводы теории подтверждаются экспериментами на реальных часах. Однако предпочтительнее с самого начала опереться на опыт при определении одинаковых часов (0I,I,2). Может быть при этом понятие "времени" становится в некотором отношении узким, но зато мы можем на этом покоящимся на эксперименте фундаменте увереннее строить кинематику, в то время как "априорный" подход опирается в декларации "одинаковости" часов на справедливость кинематики в целом (при этом одинаковыми часами являются те, для которых выполняются предсказания теории). Построение понятия времени на основе экспериментальных операций естественно приводит к сравнению разных экземпляров часов в точке (OI.2), а затем к переносу их (мы предполагаем выполнение при этом требования OI.I). После переноса обычно неявно делается конвенция о выборе одинаковых масштабных множителей таких часов. Избежать конвенции не помогает и ссылка на квантовую тождественность частиц.

На произвольности выбора масштабного множителя стандарта длины основано утверждение о конвенциональности геометрии (принадлежащее Пуанкаре доказательство см. в /7/, стр.). Однако конвенция здесь (как и с часами) кажется неизбежной только в том случае, если считать длину присущей телу и масштабу каждому самому по себе. На самом деле, измеряемая в опыте длина есть отношение, характеризующее совместно тело и масштаб (масштаб укладывается вдоль стержня столько-то раз). Так что говорить о длине единственного стандартного масштаба просто не имеет смысла. Поэтому исключение представления о масштабном множителе (п.I) кажется оправданным не только из-за "экономии мышления".

Второй конвенциональный элемент, входящий в понятие времени СТО, связан с синхронизацией часов. Понимание этой конвенции позволило увидеть единство лорентцевской и эйнштейновской формулировок теории, и открыло возможность для так называемых "анизотропных" формулировок /3/. В такой ситуации естественно возникает задача выделить общее ядро этих формулировок, отказавшись от выявленных конвенций. Это и было целью настоящей работы.

<u>К п.3</u> – Применение (АЗ.2) к обмену γ между т.О и т.А (рис.I слева) дает – $\tau_{14}(A)/\tau^-_{14}(0) = \tau^+_{14}(0)/\tau_{14}(A)$, или $\tau^2_{14}(A) = \tau^+_{14}(0)\cdot\tau^-_{14}(0)$. К тому же, имея ввиду (I), получаем связь μ^+, μ^- с μ, а также (3а).

Выражение, подобное (3а), можно получить и для движения т.0 относительно т.А (рис.I) – $\tau_{13}(0)=\tau_{14}^{-}(A)\sqrt{\mu_0^{-}(A)/\mu_0^{+}(A)}$. Сравнение этого выражения с (3а) ($\tau_{13}^{-}(A)\equiv\tau_{14}(A)$ и $\tau_{14}^{+}(0)\equiv\tau_{13}(0)$) приводит к равенству $\mu_A^{\pm}(0)=\mu_0^{\pm}(A)$ (естественное следствие (А3.2)).

Величина $V=(\tau^{+}-\tau^{-})/(\tau^{+}+\tau^{-})$ совпадает с отношением скорости объекта к скорости света в СТО, но в настоящей работе она не интерпретируется как путь, пройденный в единицу времени ($\mu^{+}=$ $=V/(I+V)$, $\mu^{-}=V/(I-V)$, $\mu=V/\sqrt{I-V^2}$).

<u>К п.4,5</u> – Рассмотрим произвольные события I,2,3, имеющие место в точках с.о. I,2,3 и γ_1 , стартующий из т.I в момент с.I, проходящий через т.3, затем т.2 и возвратившийся в т.I. Этот γ_1 запаздывает в т.3 относительно с.3 на $\tau_{31}^{+}(3)=\tau_3(3)-\tau_1^{+}(3)$. Значит в т.2 он запаздывает относительно с.2 на $\tau_{31}^{+}(3)+\tau_{23}^{+}(2)$, так как γ-сигнал, координирующий события 2 и 3 (двигаясь от т.3 к т.2), запаздывает в т.2 относительно с.2 на $\tau_{23}^{+}(2)$. Сигнал же, координирующий с.I и с.2 (двигаясь от т.2 к т.I), запаздывает в т.I относительно с.I на $\tau_{12}^{+}(I)$. Значит, возвращение запаздывает к своему старту на $\tau_{31}^{+}(3)+\tau_{23}^{+}(2)+\tau_{12}^{+}(I)$, но это запаздывание должно равняться сумме сторон треугольника (см. 05.I), пройденного γ_1 . В результате получим частный случай (4):

$$\tau_{12}^{+}(I)+\tau_{23}^{+}(2)+\tau_{31}^{+}(3)=\tau_{12}+\tau_{23}+\tau_{31} \qquad \text{или}$$

$$\tau_{12}^{+}(I)+\tau_{12}^{-}(I)+\tau_{23}^{+}(2)+\tau_{23}^{-}(2)+\tau_{31}^{+}(3)+\tau_{31}^{-}(3)=0.$$

Из этого соотношения следует равенство $T_{12}+T_{23}=T_{13}$, считающееся в СТО самоочевидным (хотя оно очевидно только в концепции абсолютного времени).

Удобство системы покоящихся точек состоит, прежде всего, в том, что можно говорить о расстояниях, отвлекаясь от времени их измерения, и изучать геометрические свойства этих точек отдельно и до изучения множества событий. Но требования (04.I) для покоящихся точек не ограничиваются только условиями для расстояний, а более сильны. Так точки, по-разному удаленные от центра вращающегося диска, не относятся к покоящимся. Такое определение (04.I) вместе с определением с.о. (05.I) позволяет вывести четырехмерность координатного пространства событий (5.2), исходя из трехмерности пространства покоющихся точек (А4.2). Заметим к этому, что кроме измерения 4-х координат для каждого события, надо "постоянно" проверять условия (04.I, 05.I), которым должны удовлетворять базисные точки. Это, конечно, увеличивает (в сравнении с 5+4(К-3), см. 5.2) число измерений, необходимых для координации К событий в К покоящихся точках.

К п.8 - Рассмотрим в с.о. точки 0 пересылку между т.А ($\mu_A(0)$) и т.В ($\mu_B(0)$) двух сигналов γ_{13} и γ_{24} (с.I,2 и 3,4 - соответствуют уходу их из т.А и приему в т.В). Если бы траектории, заданные точками (с.о. т.0) I,3,4 и I,2,4, соответственно проходились бы двумя γ, γ', стартовавшими в момент с.I, то в точку 4 они пришли бы, разделенные промежутком времени $\tau^+_{34}(4) - \tau^+_{12}(2)$, (на прямой 3,4 γ опередил бы т.В на $\tau^+_{34}(4) = \tau_{34}(B)\sqrt{\mu^-_B / \mu^+_B}$, а на прямой I,2 γ' опередил бы т.А на $\tau^+_{12}(2) = \tau_{12}(A)\sqrt{\mu^-_A / \mu^+_A}$). Отсюда получаем - $\tau_{12} + \tau_{24} - \tau_{13} - \tau_{34} = \tau^+_{34}(4) - \tau^+_{12}(2)$, что после преобразований и приводит к (5). Соотношение (5) решает основную задачу кинематики - координации событий в произвольно движущихся точках. Остальные задачи (как эффект Допплера, отставание часов, переход в описании явления в другой с.о. и пр.) являются следствиями (5). Интересно, что для получения (5) нам необходимо иметь хотя бы одну с.о., а преобразования Лоренгца получаются из (5) как частное следствие.

Рассмотрим эффект Допплера при вращении источника (т.А) и детектора (т.В) в одном направлении по концентрическим окружностям (в с.о. т.О). Движения точек постоянны по величине – $\mu_A(0)$ ($V_A(0)$) и $\nu_B(0)$ ($u_B(0)$) – соответственно на окружностях радиуса r и R. Имея ввиду, что расстояние ℓ от прямой, задающей направление сигнала, до центра равно $r\cos\alpha = R\cos\beta$, получаем с помощью (5):

$$\frac{\tau_{12}(A)}{\tau_{12}^{+}(B)} = \frac{\sqrt{1+\nu_B^2} - \ell\,\nu_B/R}{\sqrt{1+\mu_A^2} - \ell\,\mu_A/r} = \frac{1-\ell\,u_B/R}{1-\ell\,V_A/r}\sqrt{\frac{1-V_A^2}{1-u_B^2}}$$

Эта формула содержит два известных, замечательных случая, когда допплеровский сдвиг не зависит от положения на окружностях т.А и В: а) $u = V$, $r = R$, в) $u/R = V/r$.

<u>К п.II</u> – После введения с.о., соотношения типа (I, 3а) можно распространить на произвольное движение т.А по криволинейной траектории (теперь с.I и 4 происходят в т.А, удаленной от точки с.о. О). Только γ-сигналы между т.А и О должны распространяться теперь по траектории т.А (пробегая последовательно между бесконечно близкими точками с.о.). При неравномерном движении т.А надо перейти в (I,3а) к бесконечно малым промежуткам времени и интегрировать такие соотношения.

Применим это к случаю замкнутого движения часов т.А с началом (с.2) и концом (с.3) в точке О. Сигнал, посланный при возвращении т.А (часы т.О показывают при этом $\bar{\tau}_{23}(0)$), двигаясь назад по траектории т.А, возвращается в т.О в момент $\tau_{25}(0)$. Эта величина больше, чем $\tau_{23}(0)$ на время пробега сигналом траектории L:

$$\tau_{25}(0) = \tau_{23}(0) + L(0) = \tau_{23}(0) + \int_0^{\tau_{23}(A)} \mu_A(0)\, d\tau(A)$$

Но $\tau_{25}(0)$ можно получить и из (2а) –

$$\tau_{25}(0) = \int_0^{\tau_{23}(A)} \sqrt{\mu_A^{-}(0)/\mu_A^{+}(0)}\, d\tau(A)$$

Приравнивая оба выражения, получаем (9).

Заметим, что в СТО нельзя только на основании принципа относительности предсказать поведение ускоренных часов. Чтобы говорить о часах (в том числе и ускоренных), мы вынуждены были сделать предположения (п.I) о их свойствах. Но, по-видимому, начиная с некоторого ускорения часы портятся - перестают удовлетворять этим предположениям.

Николенко

Литература.

1. Пуанкаре А. Избранные труды, т.Ш, стр.419, М., 1974; в сб. "Принцип относительности, сборник работ по СТО", стр.19, М., 1973.
2. Страховский Г.М., Успенский А.В. УФН, 86, стр.421, 1965.
3. Winnie J. Phil. Sci. 37, p. 81, 223, 1970;
   Тяпкин А.А. ОИЯИ-766, Дубна, 1961; УФН, 106, стр.617, 1972;
   Стрельцов В.Н. Сообщения ОИЯИ, Р2-6968, Дубна, 1973;
   Beaurgard L.A. Found. Phys. 7, p. 769, 1977.
4. Мардер Л. Парадокс часов, М., 1974;
   Молчанов Ю.Б. Эйнштейновский сборник 1971, М., 1972;
   Фейнберг Б.Л. Эйнштейновский сборник 1975-1976, М., 1978;
   Kantor W. Found. Phys. 4, p. 105, 1974.
5. Фок В.А. Теория пространства-времени и тяготения, М., 1955, стр.48;
   Марцке Р., Уилер Дж. в сб. "Гравитация и относительность", ред. Х.Цзю и В.Гоффман, М., 1964;
   Бонди Г. Относительность и здравый смысл, М., 1967.
6. Синг Дж. Общая теория относительности, М., 1963, стр.100.
7. Грюнбаум А. Философские проблемы пространства и времени, М., 1969.
8. Тоннела М.А. В Эйнштейновском сборнике 1967, стр.179.
9. Клиффорд В. Здравый смысл точных наук, Петроград, 1922, стр. 52-53.
10. Борн М. Эйнштейновская теория относительности, М., 1964, стр. 304.
11. Эйнштейн А. Собрание трудов, т.4, стр. 489-490.

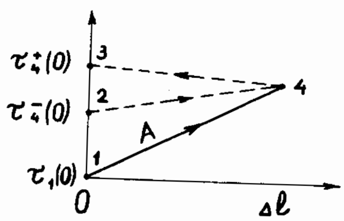

рис. 1а

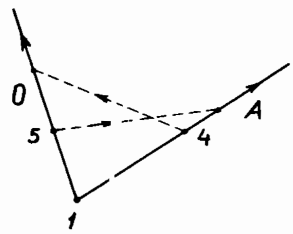

рис. 1б

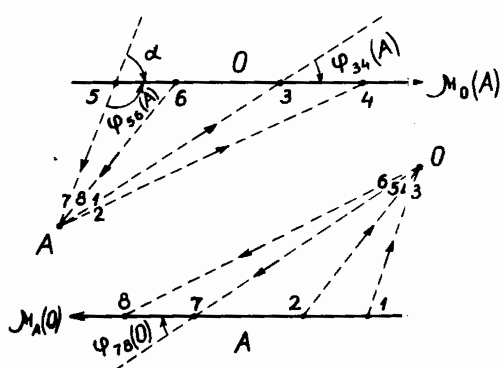

рис. 2