Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2015.№ 1. С. 70-81

МЕТОДЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

УДК 530.12

ПРОСТРАНСТВО И ВРЕМЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

И.В. Бузмаков
Россия, Новосибирск

В статье исследованы свойства пространства-времени теории относительности на примере вращающейся системы отсчета. Показана неприменимость преобразований Лоренца для непротиворечивого описания временной координаты на ободе вращающегося диска. Показано, что противоречия снимаются предельным переходом к преобразованиям Галилея.

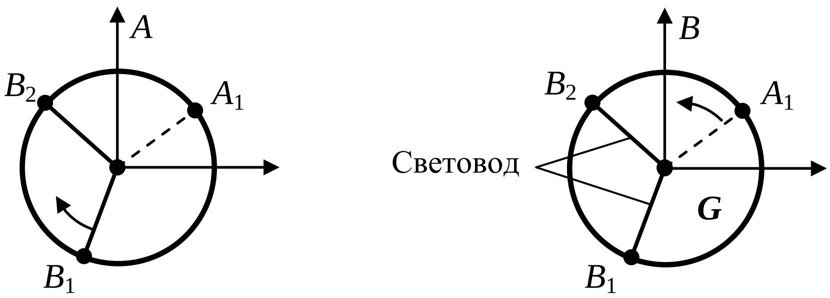
Ключевые слова: *теория относительности, преобразования Лоренца, вращающаяся система отсчета, преобразования Галилея.*

1. Введение. Создание любой физической теории состоит из двух этапов. Первый – создание математической модели физического явления, второй – обработка этой модели и получение каких-либо следствий теории. Первый этап включает в себя формулировку определений физических величин, постулатов, аксиом, границ применимости теории и прочего, т.е. перевод физических объектов и принципов в соответствующие математические эквиваленты. Второй этап включает в себя математическую обработку полученной модели – поиск неочевидных взаимосвязей и следствий теории. Без первого этапа обойтись нельзя, т.к. математика оперирует только математическими понятиями. Если есть сомнения в справедливости теории, то нужно анализировать первый этап – этап создания математической модели. Анализировать математическую часть теории равносильно проверке математических теорем на наличие ошибок. Вот как об этом,на страницах 22-23, применительно к геометрии, пишет Г. Рейхенбах [1]: «Если математик не связан использованием определенной системы аксиом и может применять аксиому не-*a* точно так же, как и аксиому *a*, тогда утверждение *a* не относится к математике, а математика есть не что иное, как наука об импликациях, то есть об отношениях типа «если ..., то ...». Следовательно, для геометрии, как математической науки, не существует проблемы истинности ее аксиом: «... Аксиомы не являются ни истинными, ни ложными, а лишь произвольными утверждениями».

Таким образом, математика ничего не может сказать об истинности аксиом теории, если только они не противоречат сами себе.

Значит использование математического аппарата теории для исследования ее справедливости совершенно бессмысленно. Такое исследование нужно проводить с помощью анализа уже известных следствий теории на предмет их соответствия очевидным и неоспоримым физическим и логическим принципам, проверяя этим математическую модель. Именно такой подход использован далее в статье для анализа релятивистского описания пространства-времени в системе отсчета вращающегося диска.

2. Синхронизация часов на вращающемся диске. Пусть в некоторой инерциальной системе отсчета (далее ИСО) A вращается плоский диск, ось вращения которого перпендикулярна плоскости диска и проходит через его центр (рис. 1а). На диске размещены одинаковые часы $B_1 - B_2$, которые прикреплены к ободу диска и вращаются вместе с ним. Такие же часы A_1 размещены в непосредственной близости от обода диска и неподвижны. Часы A_1 показывают, так называемое, координатное время, одинаковое во всех точках ИСО A.



а б

Р и с . 1 . а) ИСО A, гравитационного поля нет, часы $B_1 - B_2$ вращаются вместе с диском; б) система отсчета B, связанная с диском, в которой существует гравитационное поле G, часы $B_1 - B_2$ неподвижны, а часы A_1 вращаются

Покажем, что если часы на ободе диска были синхронизированы до начала вращения, то они будут идти синхронно всегда, независимо от характера вращения диска [6].

Перейдем в систему отсчета B связанную с диском (рис. 1б), в которой часы $B_1 - B_2$ неподвижны. Это неинерциальная система отсчета, поэтому в соответствии с теорией относительности в ней

существует некоторое гравитационное поле G [2]. Это поле зависит от характера вращения диска, оно может быть стационарным (если диск вращается с постоянной угловой скоростью) или нет, но при этом всегда будет центрально симметричным, в силу того, что оно должно оставаться неизменным при повороте системы отсчета относительно центра диска.

Пусть часы B_1 и B_2 синхронизированы до начала вращения диска. Часы B_1 и B_2 всегда абсолютно равноправны, т.к. всегда находятся в эквипотенциальных точках гравитационного поля, как при равномерном вращении диска, так и в начале его вращения. Поэтому синхронизированные по координатному времени до начала вращения диска они будут всегда синхронны, независимо от характера вращения.

С точки зрения ИСО *A* часы B_1 и B_2 тоже идут синхронно. Действительно, если в ИСО *A* рассмотреть бесконечно малый отрезок обода диска B_1B_2, и предположить, что часы в точке B_2 отстают от часов в точке B_1, тогда для следующего бесконечно малого отрезка B_2B_3 часы в точке B_3 тоже отстают (в силу симметрии) от часов в точке B_2, следовательно, и от часов B_1. То есть каждые последующие часы отстают от предыдущих. Продолжая такие итерации *n* раз вдоль обода диска получим, что любые часы B_n отстают от часов B_1, но вернувшись в начальную точку B_1 получим, что часы B_n, теперь совпадающие с B_1, отстают от самих себя! Таким образом, наше предположение о том, что часы в точке B_2 отстают от часов в точке B_1, – ошибочно. Следовательно, все часы на ободе диска могут идти только синхронно. Таким образом, уже только в силу симметрии ситуации любая пара часов на диске (синхронизированная до начала вращения) в любой фиксированный момент координатного времени не может показывать разное время, иначе это приводит к логическому противоречию.

Синхронно ход часов на ободе диска идут синхронно как с точки зрения системы отсчета *B*, так и с точки зрения ИСО *A*, означает, что события, одновременные в системе отсчета *B* будут одновременными и в ИСО *A* (и наоборот). Этот результат можно получить иначе. Пусть до начала вращения диска часы B_1 идут синхронно с координатными часами. При раскрутке диска показания часов B_1 становятся неидентичными показаниям координатных часов. С точки зрения системы отсчета *B* это связано с возникновением гравитационного поля, а с точки зрения ИСО *A* – с движением часов B_1. В зависимости от характера вращения диска показания τ_1 часов B_1 будут связаны с показаниями *t* координатных

часов некоторой функцией. С точки зрения системы отсчета *B* эта функция может быть записана в виде:

$$\tau_1 = \psi(t, \mathrm{g}_{\mu\nu}(t), \gamma_{\mu\nu}(t)). \qquad (1)$$

Она зависит от гравитационных потенциалов $g_{\mu\nu}(t)$, $\gamma_{\mu\nu}(t)$ в точке B_1. С точки зрения ИСО A эта функция может быть записана в виде:

$$\tau_1 = \varphi(t, V(t)), \tag{2}$$

и зависит от скорости $V(t)$ точки B_1. Но и функция ψ, и функция φ совершенно идентичны для различных точек на ободе диска в силу симметрии. То есть для любой другой точки B_2 на ободе диска показания ее часов связаны с координатным временем теми же самыми функциями:

$$\begin{aligned} &\tau_2 = \psi(t, g_{\mu\nu}(t), \gamma_{\mu\nu}(t)) = \tau_1, \\ &\tau_2 = \varphi(t, V(t)) = \tau_1 \quad . \end{aligned} \tag{3}$$

Это означает, что для любых двух точек на ободе диска в один и тот же момент координатного времени t (события одновременны по часам ИСО A) показания часов τ_1 и τ_2 в этих точках будут равны (события одновременны и по часам системы отсчета B).

Мы рассмотрели случай, когда часы на ободе диска синхронизированы заранее, до начала вращения диска, но как синхронизировать часы на ободе уже вращающегося диска, если они не были синхронизированы до начала вращения? Несмотря на то, что все часы на ободе диска идут с одинаковым темпом, в общей теории относительности доказывается невозможность синхронизации часов, расположенных на ободе диска, в системе отсчета диска [2], что объясняется свойствами гравитационного поля. Покажем далее, что существуют непротиворечивые способы синхронизации часов на ободе вращающегося диска, основанные на общих логических принципах, которые применяются для синхронизации часов в инерциальных системах отсчета.

С точки зрения какой-либо системы отсчета часы в точках B_1 и B_2 идут синхронно, если разность $\tau_{B2} - \tau_{B1}$ времени прихода сигнала в точку B_2 (по часам B_2) и времени испускания сигнала из точки B_1 (по часам B_1) равна разности $\tau'_{B1} - \tau'_{B2}$ времени прихода сигнала в точку B_1 (по часам B_1) и времени испускания сигнала из точки B_2 (по часам B_2) [5]. При этом предполагается, что условия распространения сигналов, посылаемых из точки B_1 в точку B_2 и обратно, абсолютно идентичны. Если время распространения сигнала из точки B_1 в точку B_2 известно и равно $\Delta\tau$, то условие синхронности часов эквивалентно следующему:

$$\tau_{B2} - \tau_{B1} = \Delta\tau \, . \tag{4}$$

(Если сигнал идет, из точки B_2 в точку B_1, а время его распространения известно и равно $\Delta\tau'$, то условие синхронности часов эквивалентно аналогичному равенству: $\tau'_{B1} - \tau'_{B2} = \Delta\tau'$). Причем применение уравнения (4) уже не требует идентичности условий распространения сигнала туда и обратно, но для его использования необходимо знать величину $\Delta\tau$ (или $\Delta\tau'$). Действительно, если (4) ложно, то часы идут несинхронно.

Рассмотрим далее способы синхронизации часов на ободе диска и проанализируем их, как с точки зрения связанной с диском системы отсчета *B*, так и с точки зрения ИСО *A*.

Способ №1. В системе отсчета *B* проложим вдоль обода диска световод. Синхронизацию часов можно осуществить и с помощью других видов сигналов, но т.к. в теории относительности с этой целью, как правило, используется свет, то мы тоже не будем отступать от этой традиции. Для синхронизации часов на ободе диска с учетом уравнения (4) нужно знать время распространения сигнала $\Delta\tau$ по световоду из точки B_1 в точку B_2, но его нельзя измерить, т.к. условия распространения сигнала туда и обратно не одинаковы. Однако измерять время распространения сигнала между точками B_1 и B_2 необязательно, его можно точно рассчитать. Для этого достаточно измерить длину L всего обода, длину l дуги B_1B_2 и время ΔT полного оборота сигнала по световоду вокруг диска. Время распространения сигнала $\Delta\tau$ тогда будет равно:

$$\Delta\tau = \Delta \mathrm{T}\cdot l/L. \qquad (5)$$

Теперь синхронизировать часы B_2 можно, послав сигнал из B_1 в B_2, измерив время его приема τ_2 в точке B_2, а также передав любым способом время его отправления τ_1 по часам точки B_1. Сигнал синхронизации нужно посылать из точки B_1 в точку B_2 в том же направлении, как и при измерении ΔT, т.к. различные направления движения сигнала вдоль обода диска неравноправны. Для того, чтобы часы B_1 и B_2 были синхронны, требуется выполнение равенства (4), в данном случае:

$$\tau_2 - \tau_1 = \Delta T\cdot l/L\ . \qquad (6)$$

Значения всех величин для точки B_2, входящих в это равенство, известны, поэтому, если оно не выполняется, скорректируем показания часов B_2 на величину несовпадения левой и правой частей уравнения. Корректность такого способа следует из того, что скорость сигнала по световоду не зависит от места на ободе диска, и поэтому время его распространения между точками B_1 и B_2 может быть точно рассчитано из геометрических соображений.

Докажем, что часы $B_1 - B_2$, синхронизированные в системе отсчета *B* этим способом, с точки зрения ИСО *A* также идут синхронно, т.е. что одновременные с точки зрения системы отсчета *B* события будут одновременными и с точки зрения ИСО *A*. До начала синхронизации часов B_1 – B_2 между собой, произведем дополнительную регулировку часов B_1, по которым потом будут синхронизированы часы B_2. Эта регулировка заключается в том, что когда часы B_1, пролетая мимо очередных координатных часов A_n, обнаруживают их нулевое показание, то часы B_1 тоже устанавливаются на ноль. Теперь собственное время τ, отсчитываемое часами B_1, связано с координатным временем t, отсчитываемым часами A_n, соотношением [6]:

$$t = \gamma\cdot\tau\ , \tag{7}$$

где: $\gamma = (1 - \omega^2\cdot r^2/c^2)^{-1/2}$ – Лоренц-фактор; ω – частота вращения диска; r – радиус диска; c – скорость света.

С точки зрения ИСО A сигнал синхронизации из точки B_1 отправляется в момент времени t_1 и приходит в точку B_2 в момент времени t_2. Время распространения сигнала между точками B_1 и B_2 (исходя из тех же геометрических соображений, а также синхронности часов ИСО A) равно:

$$t_2 - t_1 = \Delta T_0\cdot l_0/L_0\ , \tag{8}$$

где: ΔT_0, l_0 и L_0 – время полного оборота сигнала по световоду вокруг диска, длина дуги B_1B_2 и полная длина обода диска соответственно (в ИСО A).

Уравнение (6) истинно, т.к. в соответствии с ним мы синхронизировали часы B_1 – B_2. Истинно и уравнение (8), т.к. описывает синхронные часы A_n. Умножим обе части уравнения (6) на Лоренц-фактор γ и вычтем получившееся уравнение из (8):

$$(t_2 - t_1) - (\gamma\cdot\tau_2 - \gamma\cdot\tau_1) = \Delta T_0\cdot l_0/L_0 - \gamma\cdot\Delta T\cdot l/L. \tag{9}$$

Учитывая, что $\Delta T_0 = \gamma\cdot\Delta T$, а отношение длины дуги B_1B_2 к полной длине обода диска одинаково в обоих системах отсчета, получим:

$$(t_2 - t_1) - (\gamma\cdot\tau_2 - \gamma\cdot\tau_1) = 0. \tag{10}$$

Подставляя для часов B_1 выражение τ_1 из (7), имеем:

$$t_2 - \gamma\cdot\tau_2 = 0 \quad \text{или} \quad t_2 = \gamma\cdot\tau_2\ . \tag{11}$$

Мы получили уравнение, связывающее координатное время и показания часов B_2, причем абсолютно идентичное уравнению (7), связывающему координатное время и показания часов B_1. Это означает, что если $\tau_2 = \tau_1$ (события одновременны по часам B_n), то и $t_2 = t_1$ (события одновременны и по часам A_n), что и требовалось доказать.

Способ №2. Соединим часы B_1 и B_2 световодом, проложенным от часов B_1 вдоль радиуса диска к его центру и далее от центра вдоль радиуса диска к часам B_2 (Рис. 2б). Синхронизируем часы B_2 с часами B_1 следующим образом. Испустим из точки B_1 световой импульс по световоду. Измерим время его испускания τ_1 по часам B_1, время отражения τ_2 в точке B_2 по часам B_2, а также суммарную длительность распространения $\Delta\tau_1$ от точки B_1 до точки B_2 и обратно (по часам B_1). Время распространения $\Delta\tau$ светового импульса из B_1 в B_2 складывается из двух интервалов: от точки на ободе диска до его центра, и от центра диска к точке на ободе. Точно из таких же интервалов складывается время распространения светового импульса обратно, из B_2 в B_1. Поэтому, независимо от того, является ли скорость импульса константой, время распространения светового импульса из B_1 в B_2 равно времени его распространения обратно в силу симметрии, таким образом: $\Delta\tau = \Delta\tau_1/2$,

Чтобы часы B_2 были синхронны с часами B_1, требуется выполнение равенства (5), в данном случае:

$$\tau_2 - \tau_1 = \Delta\tau_1/2\ . \qquad (12)$$

Для подстройки часов B_2 под часы B_1 передадим любым способом из точки B_1 в точку B_2 информацию о времени τ_1 и интервале $\Delta\tau_1$. В точке B_2 теперь есть значения всех величин, входящих в уравнение (12), поэтому, если оно не выполняется, скорректируем показания часов B_2 на величину несовпадения левой и правой частей этого уравнения. Или наоборот, для подстройки часов B_1 под часы B_2, можно передать любым способом из точки B_2 в точку B_1 информацию о времени τ_2. Тогда в точке B_1 будут значения всех величин, входящих в уравнение (12), поэтому, если оно не выполняется, скорректируем показания часов B_1 на величину несовпадения левой и правой частей этого уравнения.

Покажем, что часы B_1 и B_2, синхронизированные в системе отсчета B этим способом, с точки зрения ИСО A также идут синхронно, т.е. что одновременные с точки зрения системы отсчета B события будут одновременными и с точки зрения ИСО A. Пусть в системе отсчета B в какой-то момент времени τ_0 из точек B_1 и B_2 одновременно испущены сигналы к центру диска по световодам, т.е. время испускания сигнала из точки B_1 по часам B_1 равно времени испускания сигнала из точки B_2 по часам B_2 и равно τ_0. Очевидно, что с точки зрения системы отсчета B сигналы придут в центр диска одновременно в силу симметрии, затратив на движение время $\Delta\tau_x$. Но одноместные и одновременные события остаются таковыми в любой системе отсчета, значит и с точки зрения ИСО A сигналы в центр диска придут тоже одновременно в какой-то момент времени t_x по координатным часам, затратив на движение в силу симметрии одинаковое время Δt_x. Следовательно, с точки зрения ИСО A оба сигнала испущены в момент координатного времени, равный: $t_0 = t_x - \Delta t_x$, то есть в одно и то же время.

В обоих способах синхронизации мы получили, что на ободе диска одновременные по собственному времени события – будут одновременными и по координатному времени.

3. Взаимосвязь времени и длины на вращающемся диске. Согласно специальной теории относительности любые тела при движении подвергаются Лоренцеву сокращению. Этот кинематический эффект напрямую связан с понятием относительности одновременности, потому что длина в движущейся системе отсчета (по определению) должна измеряться приложением концов линейки к измеряемому отрезку одновременно, по часам, отсчитывающим собственное время в системе отсчета наблюдателя (неподвижной относительно него). Рассмотрим две точки B_1 и B_2, расположенные так близко друг от друга на ободе вращающегося диска, что дугу B_1B_2 можно считать отрезком, движущимся параллельно самому себе со скоростью V. С точки зрения неподвижной ИСО A расстояние между ними пусть будет равно Δx. Для любых двух событий в точках B_1 и B_2 интервалы времени между ними (Δt в ИСО A и $\Delta t'$ в мгновенно сопутствующей отрезку B_1B_2 ИСО) связаны преобразованиями Лоренца:

$$\Delta t' = \gamma\cdot(\Delta t + V\cdot\Delta x/c^2), \qquad (13)$$

где: γ – Лоренц-фактор;

c – скорость света.

Если для длины отрезка B_1B_2 в ИСО A линейка приложена к его концам одновременно (Δt = 0), то и в системе отсчета B события совмещения концов линейки и отрезка B_1B_2 будут одновременны ($\Delta t'$ = 0). Это неизбежное следствие непротиворечивой синхронизации часов на ободе диска, подробно рассмотренной в предыдущем разделе. Учитывая, что V и Δx по условию не равны нулю, уравнение (6) может быть истинным только в случае $c \to \infty$. В этом случае преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея.

Одновременность разноместных событий в разных системах отсчета влечет за собой и отсутствие Лоренцева сокращения длины. Действительно, интервал ds в теории относительности задается выражением [3]:

$$ds^2 = d\sigma^2 - (c\cdot dt)^2, \qquad (14)$$

где: σ – пространственное расстояние между двумя точками физического пространства, между которыми произошли два события;

dt – разница во времени между этими событиями; c – скорость света.

Из (14) квадрат длины отрезка B_1B_2 в его собственной системе отсчета равен:

$$(d\sigma')^2 = (c\cdot dt')^2 + (ds')^2. \qquad (15)$$

Учитывая одновременность прикладывания линейки ($dt' = 0$) к его концам, получим:

$$(d\sigma')^2 = (ds')^2. \qquad (16)$$

Из (14) квадрат длины движущегося отрезка B_1B_2 в неподвижной ИСО A равен:

$$d\sigma^2 = (c\cdot dt)^2 + ds^2. \qquad (17)$$

Однако с точки зрения ИСО A линейка к концам отрезка тоже приложена одновременно ($dt = 0$). Это уже упоминавшееся следствие непротиворечивой синхронизации часов на ободе диска, поэтому:

$$d\sigma^2 = ds^2\ . \qquad (18)$$

В силу инвариантности интервала $ds^2 = (ds')^2$, сравнивая (16) и (18), получаем: $d\sigma = d\sigma'$, то есть длина отрезка B_1B_2 с точки зрения системы отсчета B такая же, как и с точки зрения ИСО A.

Принимая во внимание все сказанное выше, получаем, что при рассмотрении движущейся системы отсчета, связанной с вращающимся диском, невозможно на его ободе непротиворечиво ввести понятия относительности одновременности и Лоренцева сокращения длины, и только преобразования Галилея способны связать в разных системах отсчета (неподвижной и связанной с диском) пространственно-временные координаты точек обода диска.

Скорость в системе отсчета вращающегося диска. Рассмотрим в неподвижной ИСО A неподвижную точку A_1, находящуюся вблизи обода диска. В системе отсчета B, связанной с диском, эта точка движется со скоростью, равной [3]:

$$U = d\sigma/dt = \omega\cdot r/(1 - \omega^2\cdot r^2/c^2)^{1/2}\ , \qquad (19)$$

где:
$d\sigma$ – интервал собственного расстояния в системе отсчета B;
dt – интервал координатного времени (времени ИСО A);
ω – угловая скорость вращения диска;
r – расстояние от точки до центра диска;
c – скорость света.

Так как $\omega\cdot r$ может быть сколь угодно близкой к скорости света (но не превышать ее), то очевидно, что U может быть любой, в том числе и сколь угодно превышать скорость света. Но эта скорость выражена через координатное время, и вообще говоря, не является скоростью в прямом смысле этого слова. Скорость, которую фиксирует наблюдатель, должна быть выражена через собственное время τ наблюдателя. Скорость V точки A_1, для наблюдателя на ободе диска, мимо которого в данный момент она пролетает, выраженная через собственные интервалы пространства и времени наблюдателя, равна:

$$V = d\sigma/d\tau = (d\sigma/dt)\cdot(dt/d\tau) = U\cdot(dt/d\tau). \qquad (20)$$

Учитывая, что в точке, где находится неподвижный наблюдатель [3] выполняется соотношение:

$$dt/d\tau = 1/(1 - \omega^2\cdot r^2/c^2)^{½}, \qquad (21)$$

получаем:

$V = U/(1 - \omega^2\cdot r^2/c^2)^{1/2} = \omega\cdot r/(1 - \omega^2\cdot r^2/c^2)$.

Мы видим, что и эта скорость может сколь угодно превышать скорость света.

Если рассмотреть наблюдателя 2, который находится в движущейся ИСО, и в момент совмещения точки A_1 и наблюдателя 1, находящегося на ободе диска, совпадает с последним и имеет ту же скорость относительно неподвижной ИСО A (т.е. движущаяся ИСО с наблюдателем 2 является мгновенно сопутствующей ИСО для наблюдателя 1 на ободе диска), то оба эти наблюдателя должны зафиксировать одну и ту же величину скорости точки A_1. Таким образом, наблюдатель-2 в движущейся ИСО может зафиксировать скорость точки A_1, превышающую скорость света.

4. Заключение. В свете сказанного выше можно сделать заключение о неприменимости теории относительности к описанию пространства-времени на вращающемся диске. Очень наглядно противоречивость попыток такого описания представлена в [6], где анализируется движение двух тел M_1 и M_2 от точки M_0, неподвижной в системе отсчета S, связанной с диском, со скоростями $+V$ и $-V$ вдоль обода диска относительно S, цитата: «В связанной с диском системе S разность времен движения тел M_1 и M_2 будет равна нулю, если при ее вычислении пользоваться естественными временами систем, связанных с каждым телом. (Действительно, двигаясь с одинаковой скоростью, тела M_1 и M_2 проходят одинаковое расстояние.) При этом естественные времена должны измеряться двумя связанными с движущимися телами часами H_1 и H_2, которые в начальный момент синхронизируются с

неподвижными в системе S часами H, а затем сверяются с часами H при помощи световых сигналов. Когда движущиеся тела M_1 и M_2 возвратятся в начальную точку, часы H_1 и H_2 будут показывать одно и то же время. Но по отношению к H часы H_1, двигавшиеся в направлении вращения диска, будут запаздывать на $2\omega\square/c^2$, а часы H_2 – двигаться с опережением на $2\omega\square/c^2$. Таким образом, полный оборот по окружности тело M_1, двигавшееся в направлении вращения диска, совершит за больший промежуток времени, чем тело M_2. Разность времен обхода, вычисленная в естественном времени диска и измеряемая при помощи часов H, будет равна $4\omega\Box/c^2$».

Проанализируем приведенную выше цитату. Во-первых, если рассматривать разность времен движения тел M_1 и M_2 в связанной с диском системе отсчета S, то при этом нельзя вычитать естественные времена систем отсчета, связанных с каждым телом. Время это одна из координат системы отсчета, поэтому нельзя искать разность интервалов времени в системе отсчета S и для этого вычитать интервалы времени, измеренные в двух совершенно других системах отсчета. Во-вторых, скорость – это характеристика движения тела, выражаемая через пространственно-временные метрики одной и той же системы отсчета. Абсурдно сравнивать скорости, выраженные через пространственно-временные метрики, взятые из разных систем отсчета. Если, как оговорено в постановке задачи, скорости тел M_1 и M_2 равны в системе отсчета S, то учитывая, что тела проходят один и тот же путь, вернуться в исходную точку M_0 они должны одновременно по часам H системы отсчета S, а не по часам H_1 и H_2, связанным с телами M_1 и M_2. Тогда, исключая возможность ошибки в расчетах в [2], выход из ситуации возможен только при условии $c \to \infty$, которое обращает в ноль выражение $2\omega\Box/c^2$ и по сути является условием перехода к классической механике Галилея-Ньютона.

Список литературы

1. Рейхенбах Г. Философия пространства и времени, перевод с английского Ю.Б. Молчанова, общая редакция А.А. Логунова. М.: Прогресс, 1985
2. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т.II. Теория поля. 7-е изд., испр. М.: Наука, 1988.
3. Мёллер К. Теория относительности. 2-е изд. Пер. с англ. Под ред. проф. Д. Иваненко. М.: Атомиздат, 1975.
4. Борн М. Эйнштейновская теория относительности, перевод с английского Н.В. Мицкевича. 2-е изд., испр. М.: Мир, 1972
5. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. В 4 т. Т.I. Работы по теории относительности 1905-1920; под редакцией И.Е. Тамма, Я.А. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. М.: Наука, 1965.
6. Тоннела Мари-Антуанетт, Основы электромагнетизма и теории относительности, перевод с французского Г.А. Зайцева. М: Издательство иностранной литературы, 1962

SPACE AND TIME IN THE ROTATING FRAME OF REFERENCE

I.V. Buzmakov

Novosibirsk, Russia

The article studies the properties of space-time theory of relativity on the example of a rotating frame of reference. Shows the inapplicability of the Lorentz transformations for a consistent description of the coordinates on the rim of a rotating disk. It is shown, that contradictions are removed limiting transition to Galilean transformations.

Keywords: *theory of relativity, Lorentz transformations, rotating frame of reference, Galilean transformation*

Об авторе:

БУЗМАКОВ Игорь Витальевич –630054, Новосибирск e-mail: i-buzmakov@mail.ru