СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

УДК 530.12; 530.16, 535.14, 537.8, 539.17

Олейник В. П.

НОВАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФИЗИКИ
Об одном из глубочайших заблуждений XX века

Кафедра общей и теоретической физики,
Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»
Проспект Победы 37, Киев, 03056, Украина; e-mail: valoleinik@gmail.com

Представлен итог многолетних исследований в области релятивистской физики, в результате которых доказано, что **инерциальные системы отсчета (ИСО), движущиеся друг относительно друга, не являются физически эквивалентными и, вследствие этого, физическая интерпретация специальной теории относительности (СТО), принадлежащая Эйнштейну, ошибочна.** Неравноправие ИСО с физической точки зрения обусловлено тем, что **локальные времена**, входящие в преобразования Лоренца, которые связывают между собой движущиеся друг относительно друга ИСО, существенно отличаются от **глобальных времен**, на языке которых описывается эволюция физической системы в ИСО в согласии с динамическим принципом. Локальное время представляет собой временные координаты точек четырехмерного пространства-времени — некоторые параметры, изменение которых не имеет отношения к динамическому принципу. Глобальное время, в отличие от локального, имеет глубокий физический смысл: это реальное, физическое время, в котором развивается физическая система и работает наблюдатель, т.е. время, моменты которого совпадают с показаниями часов наблюдателя в фиксированной ИСО. Исходя из релятивистских уравнений движения [1], показано, что длина стержня, движущегося в некоторой ИСО, не зависит от скорости стержня и равна его собственной длине. При переходе из одной ИСО в другую изменяется масштаб длины вдоль направления относительного движения систем отсчета в той системе отсчета, в которую совершается переход, по сравнению с исходной системой отсчета. Само изменение масштаба длины служит признаком физической неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО, **так что лоренцево сокращение длины не является реальным, наблюдаемым эффектом**. Согласно полученным результатам, весьма жесткие ограничения, накладываемые принципом причинности на движение системы нескольких частиц, несовместимы с преобразованиями Лоренца. Как решения динамических уравнений, так и сами уравнения выбиваются, в результате преобразований Лоренца, из того класса, к которому принадлежат исходные решения и уравнения. Ввиду физической неэквивалентности ИСО, движение физической системы относительно некоторой системы отсчета K, преобразованное в систему отсчета K', движущуюся относительно K, не является реальным движением в K'; оно представляет собой лишь **отображение** в K' того движения, которое происходит в K. Предсказанный нами эффект относительности физических процессов как раз и обусловлен тем, что **отображение физического процесса в некоторую ИСО существенно отличается от реального процесса, протекающего в этой системе отсчета.**

Ключевые слова: физическая неэквивалентность инерциальных систем отсчета, сверхсветовая коммуникация, локальное и глобальное время, принцип причинности, принцип относительности, релятивистская инвариантность, преобразования Лоренца, световой барьер.

> Некое представление может существовать у нас с незапамятных времен… И вот какой-нибудь физик обнаруживает сомнение, он стремится к тому, чтобы заменить предрассудки чем-то более точным, и это приводит к новому представлению о Природе.
>
> *П.А.М. Дирак* [2]

> Any violation of the postulates of the special theory of relativity, no matter how small, would bring down the Minkowski space-time as the ultimately correct description of the physical universe, and by implication, the general theory of relativity as well.
>
> *F. Selleri. Foundations of Physics, 26, 641 (1995)*

1. Введение

Одним из следствий специальной теории относительности (СТО) [1, 3–5] является вывод о том, что скорость света в вакууме является максимально возможной скоростью передачи информации, существующей в природе. Согласно Эйнштейну, существование **светового барьера** следует из фундаментальных положений физики — принципа относительности и принципа причинности [5].

Однако детальное исследование уравнений электромагнитного поля показывает, что существует широкий класс решений уравнений Максвелла, ответственных за распространение сверхсветовых сигналов [6–14]. Как показано в [9, 10], **физическим носителем сверхсветовых сигналов** является собственное поле электрически заряженной частицы. Это поле превращает окружающее пространство в физическую среду, которая способна мгновенно передать сигнал (информацию) о возмущении, происходящем в некоторой точке пространства, на сколь угодно большое расстояние. **Физический механизм сверхсветовой коммуникации** обусловлен нелокальным характером связи скалярного и векторного потенциалов с напряженностями электрического и магнитного полей. Поле потенциалов выступает как особое **информационное поле**, способное к переносу информации в пространстве с произвольной скоростью.

Имеется широкий спектр теоретических и экспериментальных исследований, посвященных проблеме сверхсветовой коммуникации. Укажем среди них на работы [15–28], результаты которых свидетельствуют в пользу того, что сверхсветовые сигналы могут существовать в природе.

Из того факта, что сверхсветовые сигналы и их физический носитель могут быть строго выведены из общепринятых уравнений электромагнитного поля, следует с определенностью, что не может быть в принципе каких-либо ограничений, налагаемых законами физики, на скорость передачи информации. Это соображение побудило нас провести детальный теоретический анализ проблемы сверхсветовых сигналов, который и был дан в цикле работ [11–14], написанных по случаю столетнего юбилея СТО.

Прежде всего, оказалось, что в литературе отсутствует доказательство того, что информацию невозможно передать со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Имеются лишь наводящие соображения и качественные рассуждения, которые повторяют с незначительными вариациями аргументы, приведенные в работе Эйнштейна [5], и не содержат ничего существенно нового по сравнению с этой работой.

Простая динамическая модель причинно-следственной связи между двумя событиями, рассмотренная в [12], показывает, что никаких ограничений на скорость сигнала, передающего информацию, не возникает. Утверждение, что возникновение сверхсветовых сигналов приводит к нарушению принципа причинности, является серьезной ошибкой. Она проистекает из неправомерного отождествления **локальных времен**, входящих в преобразования Лоренца, с **глобальным временем**, в котором происходит развитие реальной физической системы, рассматриваемой в инерциальной системе отсчета (ИСО), в соответствии с динамическим принципом (принципом причинности). Суть дела состоит в том, что имеется существенное различие между глобальными временами движущихся друг относительно друга ИСО, в которых находятся наблюдатели, описывающие поведение физической системы, и локальными временами частиц. Если **глобальное время является реальным, физическим временем** ИСО, т.е. временем, в котором живет и работает наблюдатель, то **локальные времена,** будучи временными координатами произвольных точек четырехмерного пространства-времени, **представляют собой лишь параметры, изменение которых никак не связано с принципом причинности.**

Как показано в [13, 14], различие между глобальными и локальными временами в движущихся друг относительно друга ИСО может привести к несовместимости преобразований Лоренца с динамическим принципом и, следовательно, к **физической неэквивалентности ИСО**.

Существенно, что из релятивистской инвариантности уравнений движения не следует, вообще говоря, физическая эквивалентность ИСО [13]. Последние оказываются физически неравноправными между собой вследствие того, что в каждой системе отсчета время выступает не только как четвертая координата, но и как особая характеристика системы отсчета, описывающая эволюцию физической системы в соответствии с уравнениями движения. **Глобальное**

время, на языке которого формулируется принцип причинности в данной ИСО, выделяет эту систему отсчета среди всех других, движущихся относительно нее равномерно и прямолинейно. Оно **является индивидуальной физической характеристикой ИСО, связывающей динамику с геометрией.** Преобразования Лоренца обладают тем свойством, что они выбивают решения динамических уравнений из класса решений с единым глобальным временем и переводят их в решения, характеризующиеся локальными временами, не имеющими глубокого физического смысла.

Впервые на неэквивалентность движущихся друг относительно друга ИСО было обращено внимание в работе [29] (1978 г.) при исследовании квантовых процессов рассеяния, происходящих во внешнем электромагнитном поле. Как показано в [29, 30], времена, которые входят в операторы эволюции квантовой системы, относящиеся к движущимся друг относительно друга ИСО, не совпадают с временами, входящими в преобразования Лоренца. Это обстоятельство приводит к эффекту относительности физических процессов: результаты экспериментов по рассеянию, полученные независимо в двух ИСО находящимися в них исследователями и пересчитанные с помощью лоренцевых преобразований к одной и той же системе отсчета, оказываются, вообще говоря, различными [14, 29, 30].

Положение о том, что ИСО, связанные между собой преобразованиями Лоренца, физически равноправны, называемое **принципом относительности**, рассматривается ныне как окончательная научная истина. Оно принадлежит к числу «фундаментальнейших принципов современной физики» ([31], с.9). Поэтому полученные нами результаты, свидетельствующие о невыполнении принципа относительности, имеющего столь высокий статус в существующей системе научных знаний [32, 33], указывают на необходимость в обстоятельном анализе круга проблем, касающихся ИСО, с целью выявления истинной сущности СТО.

В настоящей статье представлена **новая интерпретация релятивистской физики** — той части теоретической физики, которая исходит из представления о том, что все физические процессы в природе происходят в 4-мерном пространстве времени.

Как считалось до последнего времени, основу релятивистской механики составляет СТО, созданная не только Лоренцем, Пуанкаре и Минковским [1, 3, 4], но и Эйнштейном [5]. **В данной работе доказана ошибочность принадлежащей Эйнштейну физической интерпретации СТО**. Некорректность указанной интерпретации обусловлена тем, что локальные времена, входящие в преобразования Лоренца, связывающие между собой координаты точек в движущихся друг относительно друга ИСО, принимаются в ней за истинные, физические времена, относящиеся к этим системам отсчета. Между тем локальные и глобальные времена в ИСО могут совпадать между собой лишь для простейшей физической системы — для классической точечной частицы. И лишь в этом случае движущиеся друг относительно друга ИСО оказываются физически эквивалентными и, следовательно, принцип относительности будет выполняться [14].

Ошибочность общепринятой физической интерпретации СТО особенно ярко иллюстрирует так называемое лоренцево сокращение длины движущегося стержня. Как показано в данной работе, **лоренцево сокращение длины не является реальным, наблюдаемым эффектом**. Из решения релятивистских уравнений движения следует, что как при ускоренном движении стержня относительно некоторой ИСО, так и при его движении с постоянной скоростью длина движущегося стержня остается равной собственной длине стержня. Суть дела состоит в том, что при пересчете динамических характеристик движущегося тела, необходимом при переходе от одной ИСО к другой, изменяется масштаб длины вдоль направления относительного движения систем отсчета в той системе отсчета, в которую совершается переход, по сравнению с исходной системой отсчета. **Само изменение масштаба длины служит признаком физической неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО**.

Перечислим основные результаты, содержащиеся в последующих разделах.

В разделе 2 подробно рассмотрена релятивистская механика одной материальной точки. Доказано, что для одной частицы преобразования Лоренца совместимы с динамическим принципом; вследствие этого, ИСО, движущиеся друг относительно друга, физически эквивалентны, т.е. принцип относительности выполняется. Обсуждается явление **локальной динамической неоднородности времени**, состоящее в том, что течение времени вдоль траектории движения точечной частицы в силовом поле непрерывно изменяется, и это изменение хода времени является результатом действия на частицу силового поля. Можно утверждать, что **сила, действующая на частицу в ИСО, является не только причиной изменения скорости частицы, но и причиной изменения относительного хода времени вдоль траектории движения частицы** — в этом состоит физическое содержание динамического принципа в релятивистской механике. Полученные результаты иллюстрируются на примере свободной частицы и частицы, движущейся под действием однородного электрического поля.

В разделе 3 рассмотрена система N заряженных точечных частиц ($N > 1$), взаимодействующих с электромагнитным и заданным внешним полями. Показано, что хотя по внешнему виду система динамических уравнений, преобразованных от одной ИСО к другой, и совпадает с исходной системой уравнений, между этими уравнениями имеется существенное различие, указывающее на физическую неэквивалентность ИСО. Различие состоит в том, что в исходную систему уравнений входит единое для всех частиц глобальное время (обозначим его через t), а в преобразованные уравнения, вместо глобального времени t' , входят локальные времена t'_a, $a = 1, 2, \ldots, N,$ отдельных частиц, полученные из глобального времени t в результате лоренцевых преобразований. Единый временной поток t , в котором живет и работает наблюдатель в обычной ИСО, распадается на множество временных потоков t'_a, относящихся к отдельным частицам a . Вследствие этого, аддитивные физические величины типа энергии, импульса, плотности тока, относящиеся ко всей физической системе в целом, расщепляются на составляющие, разнесенные во времени, — физическая система как бы «расплывается» во времени. Суть дела состоит в том, что весьма жесткие ограничения, накладываемые принципом причинности на движение системы N частиц ($N > 1$), несовместимы с преобразованиями Лоренца. Согласно полученным результатам, как решения динамических уравнений, так и сами уравнения выбиваются из того класса, к которому принадлежат исходные решения и уравнения. В качестве иллюстрации к выводам общей теории рассмотрена система свободных частиц, движущихся с постоянной скоростью, и система частиц в однородном электрическом поле.

В разделе 4 обсуждаются кинематические эффекты СТО. Отмечается, что движущиеся друг относительно друга ИСО заведомо неравноправны для нестабильных частиц, и поэтому применение формулы СТО, описывающей уменьшение собственного времени частицы, к нестабильным частицам не обосновано. Показано, что зависимость времени жизни частицы от ее скорости следует из решения релятивистских уравнений движения и обусловлена зависимостью релятивистской массы частицы от скорости. Согласно полученным результатам, длина стержня, движущегося в произвольной ИСО, относительно той же самой системы отсчета не зависит от скорости движения стержня и совпадает с его собственной длиной. Но если результаты измерения длины стержня, полученные в одной системе отсчета, пересчитать в другую систему отсчета, движущуюся относительно исходной, то окажется, что длина стержня относительно этой другой системы будет зависеть как от скорости стержня, так и от скорости относительного движения систем отсчета. Истинный смысл лоренцева сокращения длины стержня состоит в том, что этот «эффект», не будучи реально наблюдаемым эффектом, является следствием неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО.

В **Заключении** формулируются основные выводы и главное содержание работы.

2. Динамический принцип и принцип относительности. От механики Ньютона к релятивистской механике одной материальной точки

Как будет видно из дальнейшего, ввиду коллизии физических и геометрических свойств времени, **динамический принцип играет в релятивистской механике особую роль**. Именно динамический принцип позволяет дать логически последовательное определение физического времени как параметра, описывающего развитие и последовательность реальных событий в четырехмерном пространстве-времени. По этой причине вопросам, связанным с динамическим принципом, будет далее уделяться особое внимание.

В основе классической механики лежит **динамический принцип** (**принцип причинности**), согласно которому состояние материальной точки (будем называть её далее просто частицей) в момент времени t и закон действия на частицу внешней силы $\vec{F}$ в этот же момент должны полностью определять состояние частицы в следующий момент времени $t+\varepsilon$, $\varepsilon \to +0$. Состояние частицы описывается двумя векторами — радиусом-вектором $\vec{r}$ и вектором скорости $\vec{v}$, которые рассматриваются как функции времени t: $\vec{r}=\vec{r}(t)$, $\vec{v}=\frac{d\vec{r}}{dt}=\vec{v}(t)$. Из динамического принципа вытекает **основная задача механики**: зная состояние движения частицы в момент времени t, найти её состояние движения в последующие моменты времени $t+\varepsilon$. Эта задача решается с помощью уравнений движения Ньютона

$$m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}=\vec{F} \text{ или } \frac{d\vec{p}}{dt}=\vec{F}, \tag{1}$$

где m, $\vec{p}=m\vec{v}$ и $\frac{d^2\vec{r}}{dt^2}\equiv\vec{a}$ — масса, импульс и ускорение частицы, $m=const$. В механике Ньютона принимается, что сила взаимодействия между двумя частицами зависит только от расстояния между ними. Поэтому, если рассматриваемая частица (с радиусом-вектором $\vec{r}$) взаимодействует только с одной другой частицей (с радиусом-вектором $\vec{R}$), то функциональная зависимость силы $\vec{F}$, действующей на частицу, от радиусов-векторов частиц имеет вид:

$$\vec{F}=\vec{F}(|\vec{r}-\vec{R}|). \tag{2}$$

Систему координат, в которой временная эволюция частицы управляется уравнениями движения (1), назовем **системой отсчета** K и будем считать ее **инерциальной**. Если из системы отсчета K перейти к новой системе отсчета K', движущейся относительно системы отсчета K со скоростью $\vec{V}_0$ $(\vec{V}_0=const)$, т.е. выполнить преобразования Галилея

$$t=t', \quad \vec{r}=\vec{r}'+\vec{V}_0 t, \tag{3}$$

то в новой системе координат уравнения движения частицы сохраняют свою форму:

$$m\frac{d^2\vec{r}'}{dt'^2}=\vec{F}', \tag{4}$$

где $\vec{F}'=\vec{F}(|\vec{r}'-\vec{R}'|)$, $\vec{r}'$ и $\vec{R}'$ - радиусы-векторы частиц в системе отсчета K'.

Пусть в системе отсчета K частица движется по траектории, определяемой уравнением

$$\vec{r}=\vec{r}_0(t), \tag{5}$$

где $\vec{r}_0(t)$ — некоторая функция времени. Скорость частицы составляет: $\vec{v}=\frac{d\vec{r}_0(t)}{dt}\equiv\vec{v}_0(t)$. Подставляя в обе части равенства (5) величины $\vec{r}$ и t, определяемые преобразованиями Галилея (3), получаем следующее уравнение траектории движения частицы в системе отсчета K':

$$\vec{r}'=\vec{r}_0(t')-\vec{V}_0 t'\equiv\vec{r}_0'(t'). \tag{6}$$

Согласно (6), скорость частицы относительно системы отсчета K' дается равенством $\vec{v}'=\vec{v}_0(t)-\vec{V}_0\equiv\vec{v}_0'(t')$, представляющим собой **правило сложения скоростей** в классической механике.

Из приведенных соотношений следует, что при переходе, согласно преобразованиям Галилея, из одной инерциальной системы отсчета (ИСО) в другую

1. уравнения движения частицы сохраняют форму своей функциональной зависимости от координат и
2. каждому состоянию частицы в одной ИСО, т.е. паре векторов $\vec{r}_0(t), \vec{v}_0(t)$, можно однозначно поставить в соответствие состояние ($\vec{r}_0'(t'), \vec{v}_0'(t')$) в другой ИСО.

Нетрудно убедиться в том, что эти утверждения справедливы не только для одной частицы, но и для механической системы, состоящей из произвольного числа частиц. Физическое содержание этих утверждений, называемых **принципом относительности**, заключается в том, что все механические явления и процессы, происходящие в движущихся друг относительно друга ИСО, протекают одинаковым образом, т.е. все ИСО физически эквивалентны (равноправны) в отношении механических явлений и процессов.

Поскольку движение частицы в механике описывается четырьмя величинами — компонентами x, y, z радиуса-вектора $\vec{r}$ (всюду далее в работе используются декартовы координаты) и моментом времени t, возникает идея рассматривать время на равных основаниях с пространственными координатами, объединив пространство и время в единое **четырехмерное пространство-время**, которое естественно представить себе как обобщение привычного нам трехмерного евклидова пространства. Чтобы осуществить эту идею, необходимо, прежде всего, установить **метрику пространства-времени**. Такую задачу, очевидно, невозможно решить, оставаясь в рамках механики Ньютона. Причина состоит в том, что классическая механика описывает макроскопические тела, состоящие из громадного числа атомов и молекул, но атомы и молекулы являются микрочастицами, движение которых управляется особыми, квантовыми законами, существенно отличающимися от законов Ньютона. Законы классической механики имеют заведомо приближенный характер: они могут быть получены лишь путем статистического усреднения движения макроскопически большого числа микрочастиц. Парадоксальность ситуации, имеющей место в классической механике, хорошо выражают слова известного физика-теоретика Б.В. Медведева: «… строго говоря, классическая механика вовсе не имеет области применимости. Она оказывается как раз такой теорией, само существование которой обязано лишь приближенности описания» ([33], с.11).

С другой стороны, взаимодействие между собой материальных точек, из которых состоит макроскопическое тело, обусловлено взаимодействием между электрически заряженными частицами — электронами и ядрами, входящими в атомы и молекулы, составляющими материальные точки, и, следовательно, имеет электромагнитное происхождение. Поэтому для определения метрики 4-пространства, которое может быть использовано для описания движения классических точечных частиц, необходимо обратиться к взаимодействию электромагнитного поля с заряженными классическими частицами.

Как известно, уравнения Максвелла для электромагнитного поля не сохраняют своей формы при преобразованиях Галилея. Это означает, что преобразования Галилея не имеют отношения к принципу относительности, когда речь идет об электромагнитных явлениях. Уравнения Максвелла инвариантны относительно **преобразований Лоренца**, которые связывают время в одной системе отсчета с временем и пространственными координатами в другой, представляя собой обобщение преобразований Галилея. Это обстоятельство естественно рассматривать как указание на то, что преобразования Лоренца связывают между собой движущиеся друг относительно друга ИСО и поэтому именно с помощью этих преобразований можно определить метрику пространства-времени. Такой подход использован в специальной теории относительности (СТО) [1, 3–5, 32, 33], исходящей из представления о том, что все физические процессы протекают в 4-пространстве, геометрия которого псевдоевклидова.

Следуя предписаниям СТО, заменим преобразования Галилея (3) преобразованиями Лоренца

$$t=\gamma\left(t'+\frac{V_0}{c^2}x'\right),\quad x=\gamma\ \ x'+V_0t'\ ,\quad y=y',\quad z=z', \tag{7}$$

где $\gamma=\left(1-\dfrac{V_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, c — скорость света в вакууме. Для простоты принимаем, что галилеевы координаты, связанные с системами отсчета K и K, ориентированы таким образом, что оси y и z параллельны осям y' и z', оси x и x' совпадают, причем система отсчета K' движется со скоростью V_0 относительно K вдоль оси x в ее положительном направлении. Вычисляя дифференциалы времени и пространственных координат, определенных равенствами (7), легко получить соотношение

$$c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2=c^2dt'^2-dx'^2-dy'^2-dz'^2,$$

которое означает, что величина

$$c^2dt^2-dx^2-dy^2-dz^2\equiv dS^2 \tag{8}$$

инвариантна относительно преобразований Лоренца (7), т.е. величина dS^2 является **релятивистским инвариантом**. Принимая, что величина dS^2, определенная формулой (8), представляет собой квадрат расстояния между двумя бесконечно близкими точками, расположенными в любой области некоторого 4-пространства, приходим к четырехмерному псевдоевклидову пространству-времени (**пространству Минковского**). Положение точек в этом пространстве может быть определено 4-радиусом-вектором

$$(ct, x, y, z) = (ct, \vec{r}) \equiv x\,, \tag{9}$$

который является обобщением обычного радиуса-вектора $\vec{r}$ классической механики. В (9) постоянная c введена с тем, чтобы все четыре компоненты 4-вектора x имели одну и ту же размерность.

Для построения механики, описывающей движение частицы в 4-пространстве (называемой **релятивистской механикой**), необходимо, наряду с 4-радиусом-вектором x, ввести 4-векторы скорости u, ускорения a и импульса p, обобщающие обычные векторы скорости $\vec{v}$, ускорения $\vec{a}$ и импульса $\vec{p}$ частицы в трехмерном пространстве. Эти величины определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} &u = \frac{dx}{d\tau}, \quad u = \left(c\frac{dt}{d\tau}, \frac{d\vec{r}}{d\tau}\right) = \beta\, (c, \vec{v}) = (u_0, \vec{u}), \\ &a = \frac{du}{d\tau} = (a_0, \vec{a}), \quad p = mu = (p_0, \vec{p}) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}\right), \quad d\tau = \frac{dS}{c} = \frac{dt}{\beta}. \end{aligned} \tag{10}$$

Здесь использованы обозначения: $\beta = \left(1 - \dfrac{\vec{v}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, $\vec{v} = \dfrac{d\vec{r}}{dt}$, $\vec{r} = (x, y, z) = (x_1, x_2, x_3)$, $d\tau$ — дифференциал собственного времени, m — **масса покоя** частицы, E и $\vec{p}$ — **релятивистские энергия и импульс** частицы. В силу того, что собственное время $d\tau$ является релятивистским инвариантом, величины u, a и p, определенные равенствами (10), преобразуются при преобразованиях Лоренца как 4-вектор x и, следовательно, являются 4-векторами. Скалярное произведение 4-векторов $a = (a_0, \vec{a})$ и $b = (b_0, \vec{b})$ определяется равенством $ab = a_0 b_0 - \vec{a}\vec{b}$. Полагая в последнем равенстве $b = a$, получаем формулу для квадрата 4-вектора: $a^2 = a_0^2 - \vec{a}^2$. Введя 4-вектор $dx = (cdt, d\vec{r})$, представляющий собой дифференциал 4-вектора x (9), равенство (8) можно записать в виде: $dS^2 = dx^2$. Отметим соотношения, вытекающие непосредственно из определений (10):

$$\begin{aligned} &u^2 = c^2, \quad au = 0, \quad p^2 = m^2c^2, \\ &E = \beta mc^2 = c\sqrt{\vec{p}^2 + m^2c^2}, \quad \vec{p} = \beta m\vec{v} = \frac{E\vec{v}}{c^2}. \end{aligned} \tag{11}$$

Обобщением уравнения движения (1) классической механики на случай релятивистской механики служит уравнение Пуанкаре-Минковского

$$m\frac{d^2x}{d\tau^2} = F \ \text{ или } \ \frac{dp}{d\tau} = F\,, \tag{12}$$

где $F = (\tilde{F}_0, \tilde{\vec{F}})$ — 4-вектор силы. Из равенства $au = 0$ (см. (11)) и уравнения (12) следует, что $uF = 0$. Отсюда видно, что временная компонента силы $\tilde{F}_0$ связана с пространственными компонентами $\tilde{\vec{F}}$ равенством $\tilde{F}_0 = \dfrac{1}{c}\vec{v}\tilde{\vec{F}}$. Вектор $\tilde{\vec{F}}$, введенный впервые Пуанкаре, связан с силой $\vec{F}$, входящей в уравнения движения Ньютона (1), соотношением $\tilde{\vec{F}} = \beta\vec{F}$. Следовательно,

$$F = \beta\left(\frac{1}{c}\vec{v}\vec{F}, \vec{F}\right). \tag{13}$$

В силу соотношений (10), (11) и (13), пространственная составляющая уравнения движения (12) может быть записана в виде уравнения

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}\,, \tag{14}$$

а временная составляющая сводится к равенству $\dfrac{dE}{dt} = \vec{v}\vec{F}$, которое, ввиду тождества

$\frac{dE}{dt} = \vec{v}\,\frac{d\vec{p}}{dt}$, является, очевидно, следствием уравнения (14). Следовательно, уравнение (14) эквивалентно уравнению (12) и является его записью в 3-векторной форме.

Из релятивистской записи (12) уравнения движения частицы следует, что это уравнение сохраняет свою форму при переходе от одной ИСО к другой, связанных между собой преобразованиями Лоренца. Поэтому для доказательства эквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО в отношении одной частицы остается показать, что каждому состоянию частицы в системе отсчета K можно поставить в соответствие единственное состояние частицы в системе отсчета K'. Существование такого соответствия вытекает из следующих рассуждений.

Обозначим через $\vec{r} = \vec{r}_0(t)$ и $\vec{v} = \vec{v}_0(t)$ радиус-вектор и вектор скорости частицы в момент времени t в системе отсчета K. Эта пара векторов, описывающая состояние частицы, определяется однозначно уравнением движения (12) и начальными условиями, задаваемыми в некоторый момент времени $t = t_0$:

$$\vec{r}_0(t_0) = \vec{r}_0, \quad \vec{v}_0(t_0) = \vec{v}_0, \tag{15}$$

где $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$ — некоторые постоянные векторы.

Используя преобразования Лоренца (7), преобразуем уравнение движения (12) в систему отсчета K'. Очевидно, полученное таким путем уравнение совпадает по форме с уравнением (12):

$$m\frac{d^2x'}{d\tau'^2} = F', \tag{16}$$

где штрихованные величины имеют в системе отсчета K' тот же смысл, что и нештрихованные величины в уравнении (12) в системе отсчета K; в частности, $x' = (ct', \vec{r}')$, $d\tau' = dt'\sqrt{1 - \frac{\vec{v}'^2}{c^2}}$, $\vec{v}' = \frac{d\vec{r}'}{dt'}$ и t' - соответственно, 4-радиус-вектор, дифференциал собственного времени, вектор скорости и момент времени частицы в системе отсчета K'.

Пусть $\vec{r}' = \vec{r}_0'(t')$ и $\vec{v}' = \vec{v}_0'(t')$ — радиус-вектор и вектор скорости частицы в момент времени t' в системе отсчета K'. Эти величины удовлетворяют уравнению движения (16) и определяются однозначно начальными условиями, аналогичными (15):

$$\vec{r}_0'(t_0') = \vec{r}_0', \quad \vec{v}_0'(t_0') = \vec{v}_0'. \tag{17}$$

Величины t_0' и $\vec{r}_0'$, задающие начальные условия в системе отсчета K', определим следующим равенством, связывающим между собой начальные условия в (15) и (17):

$$x_0' = L^{-1}x_0, \tag{18}$$

где $x_0' = (ct_0', \vec{r}_0')$, $x_0 = (ct_0, \vec{r}_0)$. Здесь и в дальнейшем для упрощения записи преобразования Лоренца (7) и обратные преобразования записываются в матричной форме:

$$x = Lx', \quad x' = L^{-1}x, \tag{19}$$

где L и L^{-1} - матрицы прямого и обратного преобразований Лоренца. Начальное значение вектора скорости $\vec{v}_0'$ определим, используя правило сложения скоростей, вытекающее из преобразований Лоренца,

$$\vec{v}' = \frac{1}{1 - \frac{v_x V_0}{c^2}}\; v_x - V_0, v_y\gamma^{-1}, v_z\gamma^{-1}\;, \ (v_x, v_y, v_z) = \vec{v}, \tag{20}$$

в котором положим: $\vec{v}' = \vec{v}_0', \vec{v} = \vec{v}_0$.

Очевидно, величины $(ct', \vec{r}_0'(t')) \equiv x_0'(t')$ и $(ct, \vec{r}_0(t)) \equiv x_0(t)$ являются 4-векторами. Чтобы доказать, что они связаны между собой преобразованиями Лоренца, т.е. выполняется равенство

$$x_0'(t') = L^{-1}x_0(t), \tag{21}$$

рассмотрим 4-вектор

$$L^{-1}x_0(t) \equiv X_0'(t') = ct', \vec{R}_0'(t') \tag{22}$$

или, в развернутой форме,

$$\gamma\left(t - \frac{V_0}{c^2}\tilde{x}_0(t)\right) = t', \quad \gamma(\tilde{x}_0(t) - V_0 t), \tilde{y}_0(t), \tilde{z}_0(t) = \vec{R}_0'(t'), \tag{23}$$

где $(\tilde{x}_0(t), \tilde{y}_0(t), \tilde{z}_0(t)) = \vec{r}_0(t)$. Второе из соотношений (23) дает параметрическую зависимость вектора $\vec{R}_0'$ от t', в качестве параметра выступает временная координата t. Чтобы получить зависимость $\vec{R}_0'$ от t' в явной форме, построим функцию $t = t(t')$, выразив t через t' с помощью первого из соотношений (23). Из построения векторов $\vec{R}_0'(t')$ и $\frac{d\vec{R}_0'(t')}{dt'} \equiv \vec{V}_0'(t')$ видно, что они являются решением уравнения (16) и подчиняются начальным условиям $\vec{R}_0'(t_0') = \vec{r}_0'$, $\vec{V}_0'(t_0') = \vec{v}_0'$ (ср. с (17)). Отсюда, в силу однозначности функции $t = t(t')$ и однозначности решения уравнения (16), подчиняющегося начальному условию (17), следует, что пары векторов $\vec{r}_0'(t'), \vec{v}_0'(t')$ и $\vec{R}_0'(t'), \vec{V}_0'(t')$ описывают одно и то же состояние частицы в системе отсчета K'. Это значит, что $X_0'(t') = x_0'(t')$, т.е. равенство (21), действительно, выполняется. Таким образом, наличие требуемого соответствия между состояниями частицы в системах отсчета K и K' установлено. Тем самым доказано, что движущиеся друг относительно друга ИСО, связанные между собой преобразованиями Лоренца, физически эквивалентны для одной точечной частицы. Можно утверждать, что **в случае одной частицы построена непротиворечивым образом схема релятивистской механики, в которой выполняется принцип относительности.**

Следует подчеркнуть, что релятивистская механика, основанная на идее о движении частицы в 4-мерном пространстве, принципиально отличается от механики Ньютона. В механике Ньютона время течет одинаково во всех инерциальных системах отсчета (ход времени имеет абсолютный характер: $t = t'$, см. преобразования Галилея (3)). В релятивистской же механике время в одной ИСО представляет собой «смесь» времени и пространственных координат в другой (см. преобразования Лоренца (7)).

В связи с уравнениями движения (12) и (16) и преобразованиями Лоренца (7) интересно выяснить, как соотносятся между собой времена t и t', входящие в уравнения движения, и времена, входящие в преобразования Лоренца. Очевидно, что время t в уравнении (12) — это параметр, описывающий эволюцию частицы в соответствии с динамическим принципом и не зависящий от пространственных координат частицы в той ИСО, в которой рассматривается движение. Этот параметр, который будем называть **глобальным временем**, описывает **физические свойства времени**, так как с его помощью реализуется динамический принцип механики. Параметр же t в преобразованиях Лоренца является временной координатой точки в пространстве-времени, он входит в пространственно-временной интервал (8), определяющий геометрические свойства (метрику) 4-пространства, и поэтому можно сказать, что он описывает **геометрические свойства времени**. Параметр t, выступающий в качестве четвертой координаты точки в пространстве-времени, будем называть **локальным временем**.

При построении физической теории, основывающейся на использовании пространства-времени, возникает **коллизия**: с одной стороны, **на языке времени как величины, не зависящей от пространственных координат, формулируется главный принцип механики — динамический принцип,** а с другой — **время как один из носителей геометрических свойств 4-пространства неотделимо от пространственных координат, перепутываясь с ними при переходе из одной системы отсчета к другой**. Поэтому естественно возникает вопрос: можно ли совместить динамический принцип с преобразованиями Лоренца? Другими словами, **можно ли согласовать между собой физические и геометрические свойства времени?** Выполнение принципа относительности для одной частицы означает, что в этом простейшем случае имеется полное согласие между преобразованиями Лоренца и динамическим принципом.

Следует подчеркнуть, что **глобальное время как параметр, на языке которого фор-**

мулируется динамический принцип, имеет глубокий физический смысл: оно представляет собой реальное, физическое время, с которым работает наблюдатель, находящийся в ИСО; моменты глобального времени — это показания часов наблюдателя. Локальное время, будучи временной компонентой 4-радиуса-вектора точки пространства-времени, совпадает с глобальным временем лишь в том случае, если указанная точка находится на траектории частицы в 4-пространстве, т.е. на мировой линии частицы. Поэтому локальное время, в отличие от глобального, не имеет большого физического значения: поскольку локальное время не имеет отношения к причинно-следственным связям в физической системе, его течение не обязано подчиняться принципу причинности.

Как указывается в [31], при описании физических процессов в произвольных системах отсчета нужно различать физические и координатные величины (например, физическое и координатное время). Корректное определение физического времени имеет принципиальное значение, так как только в терминах физического времени можно получить описание, адекватное реальности. Считается, что время, промежуток которого dt входит в пространственно-временной интервал dS (8), является физическим временем в ИСО. Это утверждение неверно: величина dt, входящая в интервал dS, будет физическим временем лишь при условии, что она совпадает с приращением времени, входящего в динамические уравнения. Непонимание этого обстоятельства и привело к ошибочной физической интерпретации СТО.

Как видно из изложенного, прямое и обратное соотношения, связывающие между собой временные координаты частицы t' и t, имеют вид:

$$t' = \gamma\left(t - \frac{V_0}{c^2}x_0(t)\right), \quad t = \gamma\left(t' + \frac{V_0}{c^2}x_0'(t')\right), \tag{24}$$

где величины $x_0(t)$ и $x_0'(t')$ представляют собой x-компоненты радиусов-векторов частицы $\vec{r}_0(t)$ и $\vec{r}_0'(t')$ в системах отсчета K и K', соответственно. Обозначим через $d\vec{r}_A$ приращение радиуса-вектора частицы, находящейся на траектории в окрестности точки A с 4-радиусом-вектором $(ct_A, \vec{r}_0(t_A))$, за время dt_A в системе отсчета K, а через $d\vec{r}_A'$, dt_A' и $(ct_A', \vec{r}_0'(t_A'))$ — величины, относящиеся к системе отсчета K' и соответствующие величинам $d\vec{r}_A$, dt_A и $(ct_A, \vec{r}_0(t_A))$. Согласно (24), величины dt_A и dt_A' связаны между собой равенствами

$$dt_A' = \gamma\left(1 - \frac{V_0}{c^2}v_{0x}(t_A)\right)dt_A, \quad dt_A = \gamma\left(1 + \frac{V_0}{c^2}v_{0x}'(t_A')\right)dt_A'. \tag{25}$$

Если в системе отсчета K' частица покоится, т.е. $\vec{v}_0' = 0$, $\vec{v}_0 = (V_0, 0, 0)$, $d\vec{r}_A' = 0$, $d\vec{r}_A \neq 0$, то величина dt_A' является промежутком **собственного времени частицы**. Обозначая эту величину через $d\tau_A$, из равенств (25) получаем известную формулу, описывающую **замедление собственного времени**:

$$d\tau_A = dt_A\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}, \tag{26}$$

где dt_A - время, отсчитываемое в системе отсчета, движущейся относительно частицы со скоростью V_0, и соответствующее собственному времени $d\tau_A$.

Из (25) вытекают соотношения:

$$\frac{dt_A'}{dt_A} = \gamma\left(1 - \frac{V_0}{c^2}v_{0x}(t_A)\right), \quad \frac{dt_A}{dt_A'} = \gamma\left(1 + \frac{V_0}{c^2}v_{0x}'(t_A')\right). \tag{27}$$

Еще одно соотношение, связывающее dt_A и dt_A', следует из равенства пространственно-временных интервалов $dS^2 = c^2dt_A^2 - d\vec{r}_A^{\,2}$ и $dS'^2 = c^2dt_A'^2 - d\vec{r}_A'^{\,2}$:

$$\frac{dt_A'}{dt_A} = \sqrt{\frac{1 - \frac{v_0^2(t_A)}{c^2}}{1 - \frac{v_0'^2(t_A')}{c^2}}} = \frac{E_A'}{E_A}, \tag{28}$$

где $E_A = \dfrac{mc^2}{\sqrt{1-\dfrac{v_0^2(t_A)}{c^2}}}$ и $E'_A = \dfrac{mc^2}{\sqrt{1-\dfrac{v_0'^2(t'_A)}{c^2}}}$ — релятивистская энергия частицы в точке A на траектории в системах отсчета K и K' (см. определение энергии E (11)).

Величина dt'_A/dt_A характеризует изменение хода времени в окрестности точки A на траектории движения частицы в системе отсчета K' по сравнению с системой отсчета K. Согласно (27), если в окрестности точки A x-компонента скорости частицы изменяется со временем ($v_{0x}(t) \neq const$), то в окрестности этой точки изменяется также и **относительный ход времени**: $dt'_A/dt_A \neq const$. Если же на некотором участке траектории частица движется равномерно и прямолинейно, т.е. по инерции ($\vec{v}_0(t) = const$), то на этом участке ход времени не изменяется: $dt'_A/dt_A = const$. Отсюда следует важный вывод, впервые сформулированный в [34, 35]: поскольку, согласно основному постулату механики, изменение скорости движения частицы в ИСО обусловлено силовым воздействием на частицу со стороны физического поля, то **сила, действующая на частицу в ИСО, является причиной изменения относительного хода времени вдоль траектории движения частицы.**

Применим формулу (28) к движению частицы по траектории, выбрав на ней две различные точки A и B. В качестве инерциальной системы отсчета K' используем такую систему отсчета (назовем ее K'_A), в которой частица, находящаяся в точке A, покоится, т.е. $\vec{v}'_0(t'_A) = 0$. В бесконечно малой окрестности точки A величина dt'_A является собственным временем частицы ($dt'_A \equiv d\tau_A$) и, в силу (28), может быть записана в виде:

$$d\tau_A = dt_A\sqrt{1-\frac{v_0^2(t_A)}{c^2}}.$$

Аналогично, выбрав инерциальную систему отсчета K'_B, в которой частица покоится в точке B, т.е. $\vec{v}'_0(t'_B) = 0$, можем записать:

$$d\tau_B = dt_B\sqrt{1-\frac{v_0^2(t_B)}{c^2}}.$$

Очевидно, что состояния частицы в бесконечно малых окрестностях точки A в системе отсчета K'_A и точки B в K'_B могут отличаться друг от друга лишь бесконечно малыми поправками. Поэтому течение собственного времени частицы в указанных окрестностях точек A и B должно быть одинаковым (равномерным). Полагая $d\tau_A = d\tau_B$, из двух последних равенств выводим соотношение

$$\frac{dt_A}{dt_B} = \sqrt{\frac{1-\dfrac{v_0^2(t_B)}{c^2}}{1-\dfrac{v_0^2(t_A)}{c^2}}} = \frac{E_A}{E_B}. \tag{29}$$

Формула (29), в отличие от (28), определяет относительный ход времени между двумя различными точками A и B, лежащими на траектории движения частицы в одной и той же ИСО. Согласно (29), относительный ход времени вдоль траектории движения частицы изменяется лишь при изменении скорости частицы, т.е. при действии на частицу силового поля. Отметим, что строгий вывод равенства (29) приведен в работе [36].

Физическое содержание полученных результатов состоит в том, что **время, как и пространство, обладает физическими свойствами**. Вместе с пространством время является активным участником физических процессов. Эти выводы, ввиду их принципиальной важности, заслуживают подробного обсуждения.

Силовые поля, создаваемые материальными телами в окружающем пространстве (электромагнитные, гравитационные и др.), изменяют пространство, превращая его в особую физическую среду, способную взаимодействовать с другими телами. Тем самым **пространство приобретает физические свойства** и оказывает существенное влияние на происходящие в нем физические процессы.

Пространство и время не могут существовать независимо друг от друга. При переходе из одной ИСО в другую время перепутывается с пространственными координатами, так что время в одной системе отсчета является «смесью» времени и координат в другой. Поскольку пространство и время образуют единое целое — 4-мерное пространство-время, **время должно также обладать физическими свойствами** в том смысле, что его течение должно зависеть от физических процессов, в которых участвуют материальные тела, и изменение хода времени, обусловленное физическими процессами, должно, в свою очередь, влиять на поведение тел.

Таким образом, **объединение двух идей — представления о 4-мерном пространстве-времени и идеи физического (силового) поля позволяет открыть существование физических свойств времени и осознать их важную роль в динамике**.

Идея о существовании физических свойств времени принадлежит Н.А. Козыреву [15, 16]. Согласно его результатам, события могут происходить не только во времени, но и с помощью времени, и тогда информация о событиях передается не через силовые поля, а особым способом — по временному каналу и перенос информации происходит мгновенно.

Как видно из приведенных здесь результатов, вывод о существовании физических свойств времени строго следует из релятивистской механики без привлечения каких-либо дополнительных гипотез [34–40]. **Физические свойства времени имеют чисто динамическое происхождение: их существование вытекает из динамического принципа.** Наличие физических свойств времени проявляется в том, что **время обладает локальной неоднородностью**: его течение вдоль траектории движения точечной частицы в силовом поле непрерывно изменяется, и это изменение хода времени является результатом действия на частицу силового поля. Следует подчеркнуть, что соотношения (27), (28) и (29) описывают изменение хода времени не во всем пространстве сразу, а **локально**, в точке нахождения частицы.

Локальная динамическая неоднородность времени не противоречит закону сохранения полной энергии частицы при ее движении в произвольном однородном внешнем поле, не изменяющемся со временем. Это объясняется тем, что закон сохранения энергии является следствием независимости внешнего поля от времени в данной фиксированной ИСО. Динамическая же неоднородность времени — такое свойство времени, которое проявляется при сопоставлении течения времени вдоль траектории движения частицы либо в одной и той же точке траектории в различных ИСО, либо в различных точках траектории в одной и той же ИСО.

Отметим, что в одночастичной теории длина отрезка появляется лишь как расстояние, которое проходит частица, движущаяся по траектории, в течение некоторого промежутка времени. Если в системе отсчета K частица покоится, то $d\vec{r}=0$ (но $d\vec{r}\,'\neq 0$). По этой причине в рамках теории одной частицы невозможно вывести формулу для лоренцева сокращения длины. Вместо нее из преобразований Лоренца (7) и обратных преобразований получаются следующие соотношения:

$$dx=\gamma\left(1+\frac{V_0}{v'_{0x}(t')}\right)dx', \quad dx'=\gamma\left(1-\frac{V_0}{v_{0x}(t)}\right)dx,$$

из которых вытекает, в силу (27), правило сложения скоростей для x-компоненты вектора скорости (см. равенство (20)).

В качестве приложения рассмотрим движение свободной частицы. Решение уравнения движения (14) при $\vec{F}=0$ можно записать в виде

$$\vec{r}_0(t)=\vec{r}_0+\vec{v}_0(t-t_0), \quad \vec{v}_0(t)=\vec{v}_0, \tag{30}$$

где $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$ — значения радиуса-вектора и вектора скорости в начальный момент времени t_0. Решение уравнения движения для свободной частицы в системе отсчета K' дается аналогичной формулой:

$$\vec{r}\,'_0(t')=\vec{r}\,'_0+\vec{v}\,'_0(t'-t'_0), \quad \vec{v}\,'_0(t')=\vec{v}\,'_0. \tag{31}$$

С помощью преобразований Лоренца и правила сложения скоростей (20) можно выразить постоянные t'_0, $\vec{r}\,'_0$ и $\vec{v}\,'_0$ через t_0, $\vec{r}_0$ и $\vec{v}_0$:

$$t_0' = \gamma\left(t_0 - \frac{V_0}{c^2}x_0\right), \quad \vec{r}_0' = \gamma(x_0 - V_0 t_0), y_0, z_0 \ ,$$

$$\vec{v}_0' = \frac{1}{1 - \frac{v_{0x}V_0}{c^2}} \ v_{0x} - V_0, v_{0y}\gamma^{-1}, v_{0z}\gamma^{-1} \quad .$$

В соответствии с соотношениями (24) и (30) времена t и t', входящие в уравнения движения (12) и (16), т.е. глобальные времена частицы в K и K', связаны между собой равенством

$$t' = \gamma\left[\left(1 - \frac{v_{0x}V_0}{c^2}\right)t - \frac{V_0}{c^2}(x_0 - v_{0x}t_0)\right].$$

Подчеркнем, что временные координаты t и t', входящие в преобразования Лоренца (7), лишь на траектории движения частицы совпадают с глобальным временем частицы, хотя формула (8) для dS^2 справедлива для временных координат точек, лежащих в произвольной области 4-пространства.

На основании (27)–(29) получаем:

$$\frac{dt_A'}{dt_A} = \gamma\left(1 - \frac{V_0}{c^2}v_{0x}\right) = \sqrt{\frac{1 - \frac{v_0^2}{c^2}}{1 - \frac{v_0'^2}{c^2}}}, \quad dt_A = dt_B. \tag{32}$$

Согласно (32), относительный ход времени $\frac{dt_A'}{dt_A}$ вдоль траектории движения свободной частицы не изменяется со временем, но зависит от x-компоненты скорости частицы v_{0x} и при значениях скорости v_{0x}, равных $-V_0$, 0 и V_0 составляет, соответственно, $\gamma\left(1 + \frac{V_0^2}{c^2}\right)$, γ и γ^{-1}, причем $\frac{dt_A'}{dt_A} \to \gamma\left(1 \mp \frac{V_0}{c}\right)$ при $v_{0x} \to \pm c$. Последнее из равенств (32) означает, что ход времени вдоль траектории свободной частицы в фиксированной ИСО не зависит от скорости частицы и не изменяется со временем.

В качестве второго примера рассмотрим частицу с зарядом e, движущуюся в системе отсчета K вдоль оси x в однородном электрическом поле $\vec{E} = (E, 0, 0) = const$. Отметим, что при преобразованиях Лоренца (7) электрическое поле в системе отсчета K' остается прежним: $\vec{E}' = \vec{E}$. Решение уравнения (14) при $\vec{F} = e\vec{E}$, $\vec{r} = (x_0(t), 0, 0) \equiv \vec{r}_0(t)$, $\vec{v} = (v_0(t), 0, 0) \equiv \vec{v}_0(t)$, подчиняющееся начальному условию $x_0(0) = 0$, $v_0(0) = 0$, можно записать в виде:

$$x_0(t) = \frac{c^2}{a}\left(\sqrt{1 + \left(\frac{at}{c}\right)^2} - 1\right), \quad v_0(t) = \frac{at}{\sqrt{1 + \left(\frac{at}{c}\right)^2}}, \quad a = \frac{eE}{m}. \tag{33}$$

В системе отсчета K' состояние движения частицы описывается формулами:

$$x_0'(t') = \frac{c^2}{a}\left(\sqrt{1 + \left(\frac{at' - \gamma V_0}{c}\right)^2} - \gamma\right),$$

$$v_0'(t') = \frac{at' - \gamma V_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{at' - \gamma V_0}{c}\right)^2}}, \quad x_0'(0) = 0, v_0'(0) = -V_0. \tag{34}$$

В соответствии с (24) и (33), (34) глобальные времена частицы t' и t в системах отсчета K' и K связаны между собой соотношениями

$$\begin{aligned} t' &= \gamma t - \gamma \frac{V_0}{a}\left(\sqrt{1+\left(\frac{at}{c}\right)^2} - 1\right), \\ t &= \gamma t' + \gamma \frac{V_0}{a}\left(\sqrt{1+\left(\frac{at' - \gamma V_0}{c}\right)^2} - \gamma\right) \end{aligned} . \qquad (35)$$

Обратим внимание на нелинейную связь между t и t'. В силу (27)-(29), (33) и (35) изменение хода времени вдоль траектории частицы определяется равенствами

$$\frac{dt'_A}{dt_A} = \gamma\left(1 - \frac{V_0}{c}\frac{at_A}{\sqrt{c^2 + at_A^{\ 2}}}\right), \quad \frac{dt_A}{dt_B} = \sqrt{\frac{c^2 + at_A^{\ 2}}{c^2 + at_B^{\ 2}}}. \qquad (36)$$

Как видно из (36), **в однородном электрическом поле** течение времени частицы в фиксированной точке на траектории движения изменяется при переходе из одной ИСО в другую, а также изменяется течение времени в одной точке (A) на траектории по сравнению с другой (B) в фиксированной системе отсчета.

Отметим, что релятивистская энергия заряженной частицы, движущейся в однородном магнитном поле, является интегралом движения [41]. По этой причине **в однородном магнитном поле**, в силу (29), $dt_A = dt_B$, т.е. вдоль траектории частицы в фиксированной ИСО время течет равномерно.

Приведенные выше примеры иллюстрируют предсказание теории об изменении хода времени вдоль траектории частицы в ИСО и подтверждают вывод о существенном различии между глобальным временем, выступающим в качестве реального, физического времени, и локальным временем.

3. Неэквивалентность инерциальных систем отсчета для системы точечных частиц

Доказав физическую эквивалентность движущихся друг относительно друга ИСО для одной частицы, обратимся к рассмотрению системы N заряженных точечных частиц, взаимодействующих с электромагнитным и заданным внешним полями.

Движение частиц будем описывать уравнениями Пуанкаре-Минковского (см. (12))

$$m_a \frac{du_a}{d\tau_a} = F_a \quad (a = 1,2,\ldots,N, \quad N > 1), \qquad (37)$$

а электромагнитное поле, взаимодействующее с классическими зарядами и токами, — уравнениями Максвелла

$$\begin{aligned} \left[\nabla\vec{E}\right] &= -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \quad \nabla\vec{H} = 0, \\ \left[\nabla\vec{H}\right] &= \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}, \quad \nabla\vec{E} = 4\pi\rho. \end{aligned} \qquad (38)$$

Здесь введены следующие обозначения: m_a, $x_a = (ct, \vec{r}_a)$, $u_a = \frac{dx_a}{d\tau_a}$ и $d\tau_a = dt\sqrt{1 - \frac{\vec{v}_a^{\,2}}{c^2}}$ — соответственно, масса, 4-радиус-вектор, 4-скорость и дифференциал собственного времени частицы a, $\vec{v}_a = \frac{d\vec{r}_a}{dt}$, $F_a = F_a(x_a, u_a)$ — 4-вектор силы, действующей на частицу a, $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ и $\vec{H} = (H_x, H_y, H_z)$ — напряженности электрического и магнитного полей, ρ и $\vec{j}$ — плотности электрического заряда и тока системы частиц, образующие 4-вектор $j(x) = (c\rho, \vec{j})$.

Будем считать, что уравнения (37) и (38) записаны в инерциальной системе отсчета K. В этой системе отсчета плотности заряда $\rho = \rho(\vec{r}, t) \equiv \rho(x)$ и тока $\vec{j} = \vec{j}(\vec{r}, t) \equiv \vec{j}(x)$ частиц определяются формулами

$$\rho = \sum_a \rho_a, \quad \vec{j} = \sum_a \vec{j}_a,$$
$$\rho_a = e_a \delta(\vec{r} - \vec{r}_a(t)) \equiv \rho_a(x), \quad \vec{j}_a = e_a \vec{v}_a(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_a(t)) \equiv \vec{j}_a(x), \tag{39}$$

где e_a — электрический заряд частицы a, равенство $\vec{r} = \vec{r}_a(t) = x_a(t), y_a(t), z_a(t)$ дает закон движения частицы a, $\vec{v}_a(t) = \dfrac{d\vec{r}_a(t)}{dt}$. 4-вектор плотности заряда и тока частицы a

$$j_a(x) = (c\rho_a, \vec{j}_a) = e_a(c, \vec{v}_a(t))\,\delta(\vec{r} - \vec{r}_a(t)) \tag{40}$$

подчиняется уравнению непрерывности

$$\partial_i j_a^i = 0, \quad \partial_i = \frac{\partial}{\partial x^i}. \tag{41}$$

Здесь и далее обозначения j_a^i и x^i означают i-тую компоненту 4-векторов $j_a = (j_a^0, j_a^1, j_a^2, j_a^3) = (c\rho_a, \vec{j}_a)$ и $x = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, \vec{r})$ и используется общепринятое соглашение о суммировании индексов: если в какой-то формуле один и тот же индекс встречается дважды — один раз в качестве верхнего индекса, а второй — в качестве нижнего, то это означает суммирование по всем значениям этого индекса — 0,1,2,3. Наряду с контравариантными компонентами 4-векторов (x^i, u^i, j^i), в дальнейшем будем использовать и ковариантные (x_i, u_i, j_i), которые определим формулами вида $x_i = g_{ik} x^k$, g_{ik} - фундаментальный метрический тензор.

Чтобы представить уравнения Максвелла в четырехмерной форме, введем 4-тензор электромагнитного поля F^{ik}:

$$F^{ik} = -F^{ki}, \ (F^{01}, F^{02}, F^{03}) = -(E_x, E_y, E_z),$$
$$F^{12} = -H_z, \ F^{13} = H_y, \ F^{23} = -H_x.$$

В качестве 4-вектора силы в (37) используем силу Лоренца $F_a^i = \dfrac{e_a}{c} F^{ik} u_{ak}$. Нетрудно убедиться в том, что уравнения (38) могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} = 0, \quad \frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i. \tag{42}$$

Считая, что уравнения (37) и (42) записаны в инерциальной системе отсчета K, преобразуем эти уравнения к системе отсчета K', используя преобразования Лоренца (7). В результате преобразований получаем уравнения:

$$m_a \frac{du'_a}{d\tau'_a} = F'_a, \tag{37a}$$

$$\frac{\partial F'_{ik}}{\partial x'^l} + \frac{\partial F'_{kl}}{\partial x'^i} + \frac{\partial F'_{li}}{\partial x'^k} = 0, \quad \frac{\partial F'^{ik}}{\partial x'^k} = -\frac{4\pi}{c} j'^i, \tag{42a}$$

причем 4-вектор плотности заряда и тока j' удовлетворяет уравнению непрерывности (ср. с (41))

$$\partial'_i j'^i = 0. \tag{43}$$

Из сравнения преобразованных уравнений с исходными видно, что в системе отсчета K' уравнения движения имеют ту же форму, что и в K, т.е уравнения движения рассматриваемой физической системы релятивистски инвариантны.

Принято считать, что из релятивистской инвариантности динамических уравнений с необходимостью следует физическая эквивалентность инерциальных систем отсчета, т.е. принцип относительности. Действительно, все штрихованные величины, входящие в уравнения (37а) и (42а) (F'_{ik}, x'^i, u'_a и др.), имеют в системе отсчета K' такой же физический смысл, какой имеют в системе отсчета K соответствующие им нештрихованные величины в уравнениях (37) и (42). Поскольку указанные выше уравнения совпадают между собой по форме, то отсюда, казалось бы, следует вывод, что с физической точки зрения система отсчета K' не выделена по сравнению с системой отсчета K. Анализ проблемы показывает, однако, что **это утверждение является заблуждением**. Как станет ясно из дальнейшего, суть дела состоит в том, что различие между уравнениями (37а),(42а) и (37),(42), несмотря на их внешнее сходство, имеет принципиальный характер.

Прежде всего, отметим, что 4-радиусы-векторы частиц x_a, определяющие 4-векторы скорости u_a в уравнениях движения (37), имеют единую временную компоненту t и различные пространственные компоненты, зависящие от t: $x_a = (ct, \vec{r}_a(t))$, $a = 1, 2, \ldots, N$. Радиусы-векторы частиц $\vec{r}_a(t)$ входят также в 4-векторы плотности тока и заряда (см. (40)). Это значит, что в системе отсчета K все частицы рассматриваются в один и тот же момент времени t, который представляет собой момент **глобального времени**, относящегося к ИСО K.

Величина j', входящая в правую часть последнего из уравнений (42а), представляет собой результат преобразования 4-вектора j из системы отсчета K в K': $j' = L^{-1} j$ (см. (19)). Получим выражение для этой величины в явной форме, используя преобразования Лоренца. В соответствии с равенствами (7) находим:

$$\rho'_a = \gamma\left(\rho_a - \frac{V_0}{c^2} j_{ax}\right), \quad j'_{ax} = \gamma\left(j_{ax} - V_0 \rho_a\right), \quad j'_{ay} = j_{ay}, \quad j'_{az} = j_{az}.$$

Учитывая равенства (39), компоненты j'_a можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \rho'_a &= \gamma e_a \left(1 - \frac{v_{ax} V_0}{c^2}\right) \delta\left(\vec{r} - \vec{r}_a(t)\right), \\ \vec{j}'_a &= e_a \left(\gamma(v_{ax} - V_0), v_{ay}, v_{az}\right) \delta\left(\vec{r} - \vec{r}_a(t)\right), \end{aligned} \qquad (44)$$

где $\vec{v}_a = \vec{v}_a(t)$, $\vec{r} = \left(\gamma(x' + V_0 t'), y', z'\right)$, $t = \gamma(t' + \frac{V_0}{c^2} x')$.

Наша ближайшая задача состоит в том, чтобы величину $j'_a = (c\rho'_a, \vec{j}'_a)$, компоненты которой выражаются равенствами (44), представить в форме, аналогичной 4-вектору $j_a(x)$ (40):

$$j'_a(x') = (c\rho'_a, \vec{j}'_a) = e_a(c, \vec{v}'_a(t'))\delta(\vec{r}' - \vec{r}'_a(t')), \qquad (45)$$

где все штрихованные величины имеют в системе отсчета K' тот же смысл, что и соответствующие им нештрихованные величины, входящие в (40), в системе отсчета K.

С этой целью уравнение $x - x_a(t) = 0$ запишем, используя преобразования (7), в виде

$$\gamma(x' + V_0 t') - x_a\left(\gamma(t' + \frac{V_0}{c^2} x')\right) \equiv \varphi_a(x', t') = 0 \qquad (46)$$

и разрешим его относительно x' при фиксированном значении t'. В результате получим зависимость координаты x' частицы a в системе отсчета K' от времени t', которую запишем следующим образом:

$$x' = x'_a(t'). \qquad (47)$$

Отметим, что при заданных начальных условиях динамические уравнения механики дают однозначную зависимость координат точечной частицы от времени. Это свойство динамических уравнений сохраняется и в релятивистском случае. Поэтому уравнение (46) имеет единственный корень, который и записан в виде (47). Далее используем известную формулу

$$\delta\left(\varphi(x)\right) = \sum_n \frac{\delta(x - x_n)}{|\varphi'(x_n)|},$$

где суммирование идет по корням $x = x_n$ уравнения $\varphi(x) = 0$, $\varphi'(x) = d\varphi(x)/dx$. В результате получаем соотношение:

$$\delta(x - x_a(t)) = \frac{\delta(x' - x'_a(t'))}{\gamma\left(1 - \frac{v_{ax}(t) V_0}{c^2}\right)}, \quad t = \gamma\left(t' + \frac{V_0}{c^2} x'_a(t')\right). \qquad (48)$$

Несложные преобразования с учетом формулы (48) приводят к выражению, по внешней форме сходному с выражением (45) для 4-плотности заряда и тока частицы a в системе отсчета K', в котором

$$\vec r_a'(t') = \left(x_a'(t'), y_a'(t'), z_a'(t')\right), \quad y_a'(t') = y_a(t), \quad z_a'(t') = z_a(t),$$
$$\vec v_a'(t') = \frac{d}{dt'}\vec r_a'(t') = \frac{1}{1-\frac{v_{ax}(t)V_0}{c^2}}\left(v_{ax}(t) - V_0, v_{ay}(t)\gamma^{-1}, v_{az}(t)\gamma^{-1}\right), \tag{49}$$
$$t = \gamma\left(t' + \frac{V_0}{c^2}x_a'(t')\right).$$

Вычислим электрический заряд частицы a в системе отсчета K'. По определению, $e_a' = \int \rho_a' d^3x'$. Подставляя в эту формулу ρ_a' из (45), получаем: $e_a' = e_a$. Как видим, **электрический заряд частицы является релятивистским инвариантом.** Этот результат можно получить и другим способом, используя первую из формул (44) и условие инвариантности элемента объема 4-пространства при преобразованиях Лоренца. Действительно, из равенства $d^3x'dt' = d^3x dt$ выводим: $d^3x' = d^3x\frac{dt}{dt'}$. Величину $\frac{dt}{dt'}$ вычислим с помощью обратных преобразований Лоренца для частицы a: $\frac{dt}{dt'} = \gamma^{-1}\left(1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}\right)^{-1}$ (см. (27)). Учитывая эти соотношения и первое из равенств (44), находим:

$$e_a' = \int \rho_a' d^3x' = \int \gamma e_a\left(1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}\right)\delta\left(\vec r - \vec r_a(t)\right)\frac{dt}{dt'}d^3x = e_a.$$

Применяя преобразования Лоренца (7) к каждой из частиц рассматриваемой физической системы, обнаруживаем, что если в системе отсчета K все частицы рассматриваются в один и тот же момент времени t (это момент **глобального времени**), то в системе отсчета K' каждая частица характеризуется своим собственным моментом времени (моментом **локального времени**):

$$t' = \gamma\left(t - \frac{V_0}{c^2}x_a(t)\right) = \gamma^{-1}t - \frac{V_0}{c^2}x_a'(t') \equiv t_a',$$
$$t_a' - t_b' = -\gamma\frac{V_0}{c^2}\left(x_a(t) - x_b(t)\right) \sim V_0. \tag{50}$$

Иными словами, если t — **глобальное время** в исходной системе отсчета K, единое для всех N частиц, то соответствующее ему время t', возникающее при переходе в систему отсчета K', оказывается **локальным**, причем имеет место **расщепление** момента глобального времени t на N моментов локальных времен t_a' ($a = 1,2,\ldots,N$)[13].

Учитывая приведенные выше соотношения и формулу (50) для t', величину j', входящую во второе из уравнений (42а), можно записать так:

$$j' = \sum_a j_a', \quad j_a' = e_a(c, \vec v_a'(t_a'))\delta(\vec r' - \vec r_a'(t_a')) \equiv \tilde j_a'(t_a', \vec r'). \tag{51}$$

Мы полагали, что при переходе $K \to K'$ в результате лоренцевых преобразований получим в системе отсчета K' 4-вектор плотности заряда и тока $j'(x') = \sum_a j_a'(x')$, где 4-вектор $j_a'(x')$ зависит от $x' = (ct', \vec r')$ и дается формулой (45), t' — глобальное время, единое для всех частиц в K', но, вместо этого, пришли к величине $j' = \sum_a \tilde j_a'(t_a', \vec r')$, каждое слагаемое которой зависит от локального времени t_a' частицы a. Как видно из приведенного анализа, хотя уравнения движения и сохраняют свою форму при переходе из K в K' согласно преобразованиям Лоренца, различие между ними оказывается существенным. Различие обусловлено тем, что в системе отсчета K', в отличие от K, частицы характеризуются различными локальными временами t_a', $a = 1,...,N,$ причем $t_a' - t_b' \sim V_0$ и глобальное время в K' не определено.

Изложенное выше относится к ситуации, когда исследователь, находящийся в системе отсчета K (назовем его K-наблюдателем), изучает на основе динамических уравнений поведение частиц в электромагнитном поле. Преобразовав свои уравнения движения в систему отсчета K' согласно преобразованиям Лоренца, K-наблюдатель пришел к уравнениям (37а) и (42а), в которые входят локальные времена t'_a отдельных частиц. Для удобства все величины, полученные K-наблюдателем в результате преобразований Лоренца, снабдим знаком тильда. Выпишем некоторые из них:

$$\tilde{x}'_a = (c\tilde{t}'_a, \tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a)), \quad d\tilde{\tau}'_a = d\tilde{t}'_a\sqrt{1-\frac{\tilde{\vec{v}}'^2_a}{c^2}}, \quad \tilde{\vec{v}}'_a = \frac{d\tilde{\vec{r}}'_a}{d\tilde{t}'_a}, \quad \tilde{j}'_a(\tilde{t}'_a, \vec{r}'). \tag{52}$$

Здесь под обозначениями $\tilde{t}'_a$, $\tilde{\vec{r}}'_a$, $\tilde{j}'_a$ следует понимать величины t'_a, $\vec{r}'_a$, j'_a, определенные соотношениями (49)-(51). С точки зрения K-наблюдателя частица a движется в системе отсчета K' по закону

$$\vec{r}' = \tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a). \tag{53}$$

Теперь представим себе, что исследователь, находящийся в системе отсчета K' (K'-наблюдатель), изучает, независимо от K-наблюдателя, движение частиц, происходящее в системе отсчета K'. С точки зрения K'-наблюдателя поведение частиц нужно описывать так же, как это делает K-наблюдатель, т.е. уравнениями движения должны быть уравнения (37а) и (42а), в которые теперь входят, вместо величин (52), следующие величины:

$$x'_a = (ct', \vec{r}'_a(t')), \quad d\tau'_a = dt'\sqrt{1-\frac{\vec{v}'^2_a}{c^2}}, \quad \vec{v}'_a = \frac{d\vec{r}'_a}{dt'}, \quad j'_a(t', \vec{r}'). \tag{54}$$

С точки зрения K'-наблюдателя частица a движется в системе отсчета K' по закону (ср. с (53))

$$\vec{r}' = \vec{r}'_a(t'). \tag{55}$$

Здесь уместно подчеркнуть, что K- и K'-наблюдатели, будучи независимыми и равноправными, используют при исследовании поведения частиц лишь те величины, которые относятся к их собственным системам отсчета. Например, при описании временного хода физических процессов, в которых участвуют частицы, K- и K'-наблюдатели используют глобальные времена t и t', соответственно, которые выступают как реальные, физические времена в K и K' и рассматриваются как параметры, не зависящие от пространственных координат.

Из сравнения (52), (53) и (54), (55) следует, что величины, полученные в результате лоренцевых преобразований из K в K', существенно отличаются от исходных величин. Различие между величинами (52), (53) и (54), (55) состоит в том, что в (54), (55) входит глобальное время t' частиц в системе отсчета K, а в (52), (53), вместо глобального времени t', входят локальные времена частиц t'_a, полученные из глобального времени t в системе отсчета K в результате лоренцевых преобразований. Отличие времени t' от локальных времен t'_a и обусловленное им отличие величин x'_a, $d\tau'_a, \ldots$ от величин $\tilde{x}'_a$, $d\tilde{\tau}'_a, \ldots$ означают **физическую неэвивалентность инерциальных систем отсчета** K и K'. Этот вывод, ввиду его принципиальной важности, заслуживает более подробного обсуждения.

С точки зрения K-наблюдателя, состояние частиц в системе отсчета K описывается парами векторов $\vec{r}_a(t), \vec{v}_a(t)$, $a = 1,\ldots,N$, подчиняющихся некоторым начальным условиям. Если бы системы отсчета K и K' были физически эквивалентными, то при переходе из K в K' согласно преобразованиям Лоренца эти векторы перешли бы, при подходящем выборе начальных условий, в пары векторов вида $\vec{r}'_a(t'), \vec{v}'_a(t')$, $a = 1,\ldots,N$, где t' — глобальное время в системе отсчета K'. Однако в действительности, из-за «расщепления» времени $t \to \tilde{t}'_a$, происходит переход

$$\vec{r}_a(t), \vec{v}_a(t) \quad \to \quad \tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a), \tilde{\vec{v}}'_a(\tilde{t}'_a), \quad a = 1,\ldots,N, \tag{56}$$

из которого следует, что преобразования Лоренца выбивают решения уравнений движения из класса решений с единым глобальным временем, переводя их в решения с локальными временами отдельных частиц. Эта особенность преобразований Лоренца, примененных к системе точечных частиц, означает, что **лоренцевы преобразования несовместимы с принципом причинности**: хотя при преобразованиях Лоренца уравнения движения и сохраняют свою внешнюю форму, глобальное время в одной системе отсчета переходит в локальные времена частиц в другой, и в результате движущиеся друг относительно друга ИСО оказываются физически неэквивалентными. Неэквивалентность систем отсчета видна, в частности, из того, что скорость V_0 относительного движения систем отсчета входит в уравнения движения (37a) и (42a) (через локальные времена t'_a).

Указанная несовместимость обусловлена тем, что преобразования Лоренца устанавливают однозначное соответствие между пространственно-временными координатами произвольной точки 4-пространства в одной системе отсчета с соответствующими им величинами в другой. Принцип же причинности накладывает ограничения на возможные перемещения состояния физической системы из одной точки фазового пространства в другую, связывая состояние системы в один момент времени t с её состоянием в бесконечно близкий момент $t+dt$ при условии, что время t является параметром, не зависящим от пространственных координат. Иными словами, преобразования Лоренца связывают между собой моменты **локального времени**, которые являются **временными координатами произвольных точек 4-пространства**, а принцип причинности формулируется на языке **глобального времени**, моменты которого представляют собой не просто временные координаты точек, а **показания часов наблюдателя в фиксированной инерциальной системе отсчета**.

Трудно ожидать, чтобы весьма жесткие ограничения, накладываемые принципом причинности на движение системы частиц, были совместимыми с преобразованиями Лоренца для произвольной физической системы. Так и получается в действительности: преобразования Лоренца, будучи чисто кинематическими (геометрическими), оказываются совместимыми с динамическим принципом лишь в случае одночастичной системы (см. раздел 2), когда «расщепление» времени при лоренцевых преобразованиях, связывающих между собой системы отсчета, отсутствует. В этом случае временную координату t', в которую переходит время t из системы отсчета K при переходе из K в K', можно отождествить с глобальным временем в системе отсчета K' (при условии, что направление хода времени в обеих системах отсчета одинаково [13]).

Чтобы уточнить, в чем проявляется неэквивалентность ИСО, преобразуем уравнения Максвелла (42) к форме, более удобной для исследования. Выразив напряженности поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ через скалярный φ и векторный $\vec{A}$ потенциалы,

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{H} = [\nabla\vec{A}],$$

и наложив на потенциалы условие калибровки Лоренца

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \nabla\vec{A} = 0, \tag{57}$$

приходим к уравнению д'Аламбера

$$\Box A(x) = -\frac{4\pi}{c} j(x), \tag{58}$$

где $\Box = \nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}$, $A = (\varphi, \vec{A})$ — 4-потенциал электромагнитного поля, $\partial_i A^i = 0$ — условие Лоренца. Вводя запаздывающую функцию Грина $G_{ret}(x-x')$, подчиняющуюся уравнению

$$\Box G_{ret}(x-x') = -\delta^{(4)}(x-x'),$$

решение уравнения (58) можно записать в виде:

$$A(x) = \frac{4\pi}{c}\int d^4x'\, G_{ret}(x-x')\, j(x'). \tag{59}$$

K-наблюдатель, преобразовав уравнение (58) в систему отсчета K', получит уравнение:

$$\Box' \tilde{A}'(\tilde{x}') = -\frac{4\pi}{c}\tilde{j}'(\tilde{x}'). \quad (60)$$

Если величина $j(x)$, $j(x)=\sum_a j_a(t,\vec{r})$, входящая в уравнение (58), является 4-вектором, зависящим от t и $\vec{r}$, то, как видно из (50), (51), величина $\tilde{j}'(\tilde{x}')$, $\tilde{j}'(\tilde{x}')=\sum_a \tilde{j}'_a(\tilde{t}'_a,\vec{r}')$, входящая в (60), зависит от $\tilde{t}'_a$, $a=1,...,N$, и $\vec{r}'$, т.е. зависит от $N+3$ величин, и, следовательно, является величиной неизвестной математической природы. На примере величины $j(x)$ видно, что аддитивные физические величины при переходе в систему отсчета K' расщепляются на сумму компонент, относящихся к различным моментам локального времени отдельных частиц, — происходит как бы «расплывание» физической системы во времени. В условиях, когда величины $\tilde{t}'_a$, $a=1,...,N$, являются единственными претендентами на роль физического времени, физическая трактовка подобного «расплывания» затруднительна. Например, расщепление 4-импульса системы частиц на компоненты, относящиеся к различным моментам времени, означало бы, что закон сохранения энергии, выполняющийся в системе отсчета K, нарушается в системе отсчета K'. Таким образом, хотя уравнения (58) и (60) по внешней форме совпадают, между ними имеется принципиальное различие. Исследование показывает, в частности, что решение уравнения (60), в общем случае, невозможно записать в виде, аналогичном (59), за исключением тривиального случая одной частицы ($N=1$).

На основании изложенных выше результатов можно сделать следующие выводы. Если применить преобразования Лоренца к обычной ИСО K, в которой рассматривается движение классических точечных частиц, взаимодействующих с электромагнитным полем, то система отсчета K трансформируется в такую систему координат K', в которой отсутствует глобальное время, т.е. единое время, приписываемое всем физическим объектам в обычной ИСО. Единый временной поток t, в котором живет и работает наблюдатель в обычной ИСО K, распадается на множество временных потоков $\tilde{t}'_a$, относящихся к отдельным частицам a. Вследствие этого, аддитивные физические величины типа энергии, импульса, плотности тока, относящиеся ко всей физической системе в целом, расщепляются на составляющие, разнесенные во времени. **Как решения динамических уравнений, так и сами уравнения выбиваются из того класса, к которому принадлежат исходные решения и уравнения**. Значит, система отсчета K', в которую совершается переход согласно преобразованиям Лоренца из ИСО K, радикально отличается от исходной ИСО. Движущиеся друг относительно друга ИСО не являются физически эквивалентными.

Отметим аналогию полученных нами результатов с известными результатами квантовой теории поля. Как указывает Дирак [42], взаимодействие между квантованными полями оказывается столь сильным, что шредингеровский **вектор состояния выбивается из гильбертова пространства** за наименьший возможный промежуток времени.

В качестве иллюстрации выводов приведенной выше общей теории рассмотрим набор свободных частиц, движущихся в системе отсчета K с постоянной скоростью $\vec{v}_a$ ($\vec{v}_a = const$). Радиус-вектор частицы a в системе отсчета K запишем в виде:

$$\vec{r}_a(t) = \vec{r}_{a0} + \vec{v}_a(t-t_0), \quad \vec{r}_{a0} = (x_{a0}, y_{a0}, z_{a0}). \quad (61)$$

Чтобы преобразовать радиус-вектор $\vec{r}_a(t)$ (61) в систему отсчета K', воспользуемся уравнением (46), определяющим зависимость x' от t' в системе отсчета K', связанной с K преобразованиями Лоренца (7). Учитывая (61), это уравнение представим в форме (полагаем $t_0=0$):

$$\gamma(x'+V_0t') - x_{a0} - v_{ax}\gamma(t'+\frac{V_0}{c^2}x') \equiv \varphi_a(x',t') = 0.$$

Отсюда

$$x' = (x_{a0}\gamma^{-1} + (v_{ax}-V_0)t')\left(1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}\right)^{-1} \equiv x'_a(t'). \quad (62)$$

Далее, на основании (7), (44), (61) и (62) выводим:

$$
\begin{aligned}
&y' = y_a(t) = y_{a0} + \frac{V_0}{c^2}\frac{v_{ay}x_{a0}}{1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}} + \frac{v_{ay}\gamma^{-1}}{1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}}t' \equiv y'_a(t'),\\
&z' = z_{a0} + \frac{V_0}{c^2}\frac{v_{az}x_{a0}}{1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}} + \frac{v_{az}\gamma^{-1}}{1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}}t' \equiv z'_a(t'),\\
&t' = \gamma\left[\left(1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}\right)t - \frac{V_0}{c^2}x_{a0}\right] \equiv t'_a.
\end{aligned} \tag{63}
$$

В силу (62) и (63) векторы $\tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a)$ и $\vec{v}'_a$, определяющие 4-плотность тока (51), можно представить в виде (величины, полученные в результате использования преобразований Лоренца, отмечаем тильдой):

$$
\tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a) = \tilde{\vec{r}}'_{a0} + \vec{v}'_a\left(\tilde{t}'_a - \tilde{t}'_{a0}\right), \tag{64}
$$

где

$$
\begin{aligned}
&\tilde{t}'_{a0} = \tilde{t}'_a\big|_{t=0} = -\frac{V_0}{c^2}\gamma x_{a0}, \quad \tilde{\vec{r}}'_{a0} = \left(x_{a0}\gamma,\ y_{a0},\ z_{a0}\right),\\
&\vec{v}'_a = \left(v_{ax}-V_0,\ v_{ay}\gamma^{-1},\ v_{az}\gamma^{-1}\right)\left(1-\frac{v_{ax}V_0}{c^2}\right)^{-1}.
\end{aligned} \tag{65}
$$

Как видно из (61) и (64), состояние движения частицы a описывается векторами $\vec{r}_a(t), \vec{v}_a$ в системе отсчета K и векторами $\tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a), \vec{v}'_a$ в системе отсчета K'. **Момент глобального времени** t, общий для всех частиц в системе отсчета K, переходит, таким образом, в результате лоренцевых преобразований в **моменты локального времени** $\tilde{t}'_a$, принимающие, вообще говоря, различные значения для разных частиц.

Уточним физический смысл равенств (61) и (64). Равенства

$$
\vec{r} = \vec{r}_a(t), \quad \vec{r}_a(t) = \vec{r}_{a0} + \vec{v}_a(t-t_0) \tag{66}
$$

представляют собой закон движения частицы a в системе отсчета K. По этому закону частица a движется в системе отсчета K с точки зрения K-наблюдателя. Равенства же

$$
\vec{r}' = \tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a), \ \tilde{\vec{r}}'_a(\tilde{t}'_a) = \tilde{\vec{r}}'_{a0} + \vec{v}'_a\left(\tilde{t}'_a - \tilde{t}'_{a0}\right) \tag{67}
$$

являются результатом лоренц-преобразования закона движения (66) в систему отсчета K'.

Теперь представим себе, что исследователь, находящийся в системе отсчета K' (K'-наблюдатель), изучает, независимо от K-наблюдателя, движение свободных частиц, происходящее в системе отсчета K'. С точки зрения K'-наблюдателя частица a движется в системе отсчета K' по закону

$$
\vec{r}' = \vec{r}'_a(t'), \quad \vec{r}'_a(t') = \vec{r}'_{a0} + \vec{v}'_a(t'-t'_0), \tag{68}
$$

t'_0 - начальный момент времени, $\vec{r}'_{a0} = \vec{r}'_a(t'_0)$ - начальное значение радиуса-вектора частицы a. Закон движения (68) частицы a в системе отсчета K' аналогичен закону движения (66): время t в (66) и время t' в (68) — это глобальные времена, относящиеся к системам отсчета K и K', соответственно. В то же время, закон движения (67), полученный из (66) с помощью преобразований Лоренца, существенно отличается от (68). Время t' в (68) — это глобальное время в системе отсчета K', т.е. время, в котором происходит, в согласии с динамическими уравнениями, эволюция системы частиц в системе отсчета K'. Время же $\tilde{t}'_a$ в (67) — это локальное время частицы в системе отсчета K', т.е. просто временная координата 4-пространства, не имеющая отношения к динамическому принципу. Хотя формально движение системы частиц, описываемое законом (67), допустимо, оно не соответствует движению, с которым имеет дело на опыте K'-наблюдатель, — движению в реальном, физическом времени.

Рассмотрим теперь систему частиц, движущихся в системе отсчета K в электрическом поле $\vec{E} = (E,0,0) = const$. Движение частицы описывается уравнением

$$\frac{d\vec{p}_a}{dt} = e\vec{E}, \quad a = 1, 2, \ldots, N, \tag{69}$$

решение которого, подчиняющееся начальному условию $\vec{p}_{a0} = \vec{p}_a\big|_{t=0}$, имеет вид:

$$\vec{p}_a = e\vec{E}t + \vec{p}_{a0}\,. \tag{70}$$

Полагая для простоты, что $\vec{p}_a = (p_a, 0, 0)$, $\vec{p}_{a0} = (p_{a0}, 0, 0)$, выводим:

$$p_a = \frac{m_a v_a}{\sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}} = eEt + p_{a0} \equiv p_a(t),$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_a^2}{c^2}}} = \sqrt{1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}t + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)^2}, \quad \tilde{a} = \frac{eE}{m_a}. \tag{71}$$

Следовательно,

$$v_a = \left(\tilde{a}t + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)\left[1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}t + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)^2\right]^{-1/2} \equiv v_a(t). \tag{72}$$

Интегрирование уравнения $\frac{dx_a(t)}{dt} = v_a(t)$, в котором функция $v_a(t)$ определена равенством (72), с начальным условием $x_a(0) = x_{a0}$ дает:

$$x_a(t) = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}t + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{p_{a0}}{m_a c}\right)^2}\right) + x_{a0}\,. \tag{73}$$

Чтобы перейти в систему отсчета K', определенную преобразованиями Лоренца (7), и найти закон движения частицы в этой системе отсчета, решаем относительно x' уравнение (46), в котором функция $x_a(t)$ дается формулой (73), т.е. решаем уравнение

$$\gamma(x' + V_0 t') - \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}\gamma(t' + \frac{V_0}{c^2}x') + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{p_{a0}}{m_a c}\right)^2}\right) - x_{a0} = 0\,. \tag{74}$$

Согласно преобразованиям (7), начальному условию $x_a(t_0) = x_{a0}$ при $t_0 = 0$ соответствует в системе отсчета K' условие

$$x_a'(t') = \gamma x_{a0} \text{ при } t' = -\frac{V_0}{c^2}\gamma x_{a0} \equiv t_{a0}'\,. \tag{75}$$

При этом начальному импульсу p_{a0} в системе отсчета K отвечает в системе отсчета K' импульс

$$\tilde{p}_{a0}' = \gamma\left(p_{a0} - \frac{V_0}{c}\sqrt{m_a^2 c^2 + p_{a0}^2}\right). \tag{76}$$

Учитывая начальные условия, из (74) получаем (переобозначаем t', t_{a0}' через $\tilde{t}'$, $\tilde{t}_{a0}'$):

$$x' = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(\tilde{t}' - \tilde{t}_{a0}') + \frac{\tilde{p}_{a0}'}{m_a}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{\tilde{p}_{a0}'}{m_a c}\right)^2}\right) + \gamma x_{a0} \equiv \tilde{x}_a'(\tilde{t}'),$$

$$v_a'(\tilde{t}') = \left(\tilde{a}(\tilde{t}' - \tilde{t}_{a0}') + \frac{\tilde{p}_{a0}'}{m_a}\right)\left[1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(\tilde{t}' - \tilde{t}_{a0}') + \frac{\tilde{p}_{a0}'}{m_a}\right)^2\right]^{-1/2}, \tag{77}$$

где

$$\tilde{t}' = \gamma\left(t - \frac{V_0}{c^2}x_{a0}\right) - \gamma\frac{V_0}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}t + \frac{p_{a0}}{m_a}\right)^2} - \sqrt{1+\left(\frac{p_{a0}}{m_a c}\right)^2}\right) \equiv \tilde{t}'_a . \qquad (78)$$

Отметим, что $\tilde{p}'_{a0} = -\gamma V_0 m_a$ при $p_{a0} = 0$ и поэтому

$$\tilde{x}'_a(\tilde{t}'_a) = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(\tilde{t}'_a - \tilde{t}'_{a0}) - \gamma V_0\right)^2} - \gamma\right) + \gamma x_{a0} \text{ при } p_{a0} = 0 . \qquad (79)$$

Приведем решение уравнений движения частицы в электрическом поле в системе отсчета K', т.е. уравнений $\frac{d\vec{p}'_a}{dt'} = e\vec{E}$:

$$p'_a(t') = eE(t' - t'_0) + p'_{a0}, \quad p'_{a0} = p'_a(t'_0),$$

$$x'_a(t') = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(t' - t'_0) + \frac{p'_{a0}}{m_a}\right)^2} - \sqrt{1+\left(\frac{p'_{a0}}{m_a c}\right)^2}\right) + x'_{a0}, \quad x'_{a0} = x'_a(t'_0). \qquad (80)$$

Функция $x'_a(t')$ (80) при $t'_0 = 0$ совпадает по форме, как и должно быть, с $x_a(t)$ (73).

Подчеркнем, что функция $\tilde{x}'_a(\tilde{t}')$ (77) является результатом преобразования закона движения частицы (73) из системы отсчета K в K', $\tilde{t}'_a$ и $\tilde{t}'_{a0}$ - локальное время и начальный момент локального времени частицы в системе отсчета K', а функция $x'_a(t')$ (80) представляет собой закон движения частицы в системе отсчета K', t' и t'_0 — глобальное время и начальный момент глобального времени в этой системе отсчета.

Приведем выражение для суммарного 4-импульса рассматриваемой системы:

$$P = \sum_a p_a(t), \quad p_a(t) = \left(\sqrt{m_a^2c^2 + \vec{p}_a^{\,2}(t)}, \vec{p}_a(t)\right), \quad \vec{p}_a(t) = \left(eEt + p_{a0}, 0, 0\right),$$

$$P' = \sum_a p'_a(\tilde{t}'_a), \quad p'_a(\tilde{t}'_a) = \left(\sqrt{m_a^2c^2 + \left[\vec{p}'_a(\tilde{t}'_a)\right]^2}, \vec{p}'_a(\tilde{t}'_a)\right), \qquad (81)$$

$$\vec{p}'_a(\tilde{t}'_a) = \left(eE(\tilde{t}'_a - \tilde{t}'_{a0}) + \tilde{p}'_{a0}, 0, 0\right).$$

Здесь P - полный 4-импульс частиц в системе отсчета K, а $P' = L^{-1}P$, т.е. P' - результат преобразования 4-импульса P в систему отсчета K'. Как видно из (81), величина P' расщепляется, в отличие от P, на отдельные компоненты $p'_a(\tilde{t}'_a)$, определенные в различные моменты локального времени. В результате лоренц-преобразования мы получили в K' такую систему частиц, которая как бы «расплывается» во времени.

Таким образом, перейдя в систему отсчета K' согласно преобразованиям Лоренца, мы обнаруживаем **неравноправие** систем отсчета K и K', состоящее в том, что в системе отсчета K время t одинаково для всех частиц, но при переходе в систему координат K' оно превращается в локальное время, которое течет по-разному для разных частиц. **Система отсчета K, в которой введено глобальное время, оказывается выделенной по отношению к любой другой системе координат K', связанной с K преобразованиями Лоренца.**

Покажем, что это неравноправие приводит к последствиям, имеющим принципиальный характер. В самом деле, как видно из формул (63) и (78) для $\tilde{t}'_a$, в системе отсчета K нетрудно указать такой интервал Δt глобального времени, для которого соответствующие ему интервалы локального времени $\Delta\tilde{t}'_a$ упорядочены таким образом, что $\tilde{t}'_1 < \tilde{t}'_2 < \ldots < \tilde{t}'_N$, где $\tilde{t}'_a \in \Delta\tilde{t}'_a$, $a = 1,2,\ldots,N$. В этих условиях соседние интервалы времени $\Delta\tilde{t}'_a$ и $\Delta\tilde{t}'_{a+1}$ не пересекаются и поэтому возникает следующая странная с физической точки зрения картина. Если в системе отсчета K в моменты времени t, $t \in \Delta t$, суммарный 4-импульс описывается 4-вектором $P = \sum_a p_a(t)$, то в системе координат K' в моменты времени t', $t' \in \Delta\tilde{t}'_a$, суммарный «4-импульс» системы частиц сводится к 4-импульсу лишь одной частицы: $P' = p'_a(\tilde{t}'_a)$, а в области времен между соседними интервалами $\Delta\tilde{t}_a'$ «4-импульс» равен нулю. Следовательно, в системе координат K', при переходе от одного интервала времени $\Delta\tilde{t}_a'$ к другому, «4-импульс» и вместе с ним другие аддитивные физические величины, характеризующие систему частиц в целом, изменяются скачкообразно и могут даже обращаться в нуль, несмотря на то, что в системе отсчета K указанные физические величины заведомо отличны от нуля и изменяются непрерывно.

Итак, преобразовав систему динамических уравнений из системы отсчета K в K', мы получаем уравнения, которые по внешней форме совпадают с исходными. Однако при этом исходное глобальное время t расщепляется на множество моментов $\tilde{t}_a'$ локального времени, относящихся к отдельным частицам, что приводит к физической неэквивалентности систем отсчета K и K', связанных между собой преобразованиями Лоренца.

В связи с полученными результатами возникает вопрос: если K-наблюдатель описывает результаты опыта величинами p, j и др., то имеют ли физический смысл, в условиях неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО, величины $L^{-1}p \equiv \tilde{p}'$, $L^{-1}j \equiv \tilde{j}'$ и др., полученные с помощью преобразований Лоренца? В случае положительного ответа возникает следующий вопрос: как извлечь физическую информацию из величин типа $\tilde{p}'$?

Мы полагаем, что совпадение по форме преобразованных уравнений с исходными не может быть случайным; оно указывает на некоторые существенные особенности поведения реального мира, которые до сих пор выпадали из поля зрения. Чтобы уловить эти особенности, представим себе, что K-наблюдатель исследует поведение какой-либо физической системы, а K'-наблюдатель, находясь в системе отсчета K', пытается установить характеристики той физической системы, которую исследует K-наблюдатель. Очевидно, что эту задачу он может решить только по величинам типа $\tilde{p}'$, которые являются **отображением** величин типа p в систему отсчета K'. Но K'-наблюдатель работает на языке глобального времени t', которое является для него единственным реальным, физическим временем, связанным с принципом причинности. Поэтому локальные времена $\tilde{t}_a'$ он воспринимает не иначе, как единое глобальное время t'. Отождествив локальные времена, входящие в величины типа $\tilde{p}'$, с глобальным временем t' (такую процедуру назовем **редукцией времени**), K'-наблюдатель может идентифицировать физические процессы, происходящие в системе отсчета K. Таким образом, выполнив редукцию времени в преобразованных уравнениях динамики и их решениях, мы приходим к обычным уравнениям и таким решениям этих уравнений, которые могут быть использованы при описании движения в системе отсчета K с точки зрения K'-наблюдателя. Следует подчеркнуть, однако, что **редуцированные указанным способом величины типа** $\tilde{p}'$ **не описывают**, в условиях неэквивалентности ИСО, **реальное движение в системе отсчета** K', они дают лишь представление о движении, происходящем в системе отсчета K, для K'-наблюдателя, представление, которое может существенно отличаться от реального движения в K.

4. О кинематических эффектах СТО

Эффекты уменьшения собственного времени частицы и лоренцева сокращения длины стержня выводятся в СТО с помощью преобразований Лоренца без привлечения динамического принципа. Ввиду физической неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО, обусловленной несовместимостью преобразований Лоренца с динамическим принципом, выводы СТО, касающиеся кинематических эффектов, нуждаются в обосновании. Необходимо установить, согласуются ли они с динамическим принципом.

Принято считать, что экспериментальное подтверждение эффекта замедления собственного времени, описываемого формулой (26), дает распад π^+-мезонов. Эти частицы нестабильны, их собственное время жизни составляет величину порядка $2{,}5 \cdot 10^{-8}\,c$. За это время π^+-мезон, даже двигаясь со скоростью света, прошел бы расстояние порядка 7,5 м. Между тем, пучки π^+-мезонов высоких энергий получают на ускорителях и затем транспортируют к установкам, удаленным от ускорителей на многие сотни метров. Это возможно, как полагают, лишь благодаря тому, что в силу (26) при скорости частицы V_0, достаточно близкой к скорости света (в лабораторной системе отсчета), время жизни частицы $dt = d\tau\left(1-\frac{V_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ может значительно превышать собственное время жизни $d\tau$.

Отметим, что формула (26) получена в разделе 2 при рассмотрении одночастичной системы, т.е. в случае, когда ИСО физически эквивалентны. Следует иметь в виду, однако, что нестабильные частицы, т.е. частицы, способные распадаться на части, невозможно описать в рамках модели одной частицы. Следовательно, ИСО заведомо неэквивалентны для нестабильных частиц, и поэтому **применимость формулы (26) к нестабильным частицам вызывает сомнение**. Суть дела состоит в том, что величины dt и $d\tau$, входящие в последнюю формулу, относятся к различным ИСО. **Эта формула имеет физический смысл лишь при условии, что каждая из указанных величин является приращением глобального времени в своей системе отсчета**, т.е. изменением показаний часов наблюдателя, связанного с соответствующей системой отсчета. Если системы отсчета неравноправны, то одна из величин dt и $d\tau$ может оказаться лишь приращением временной координаты, не имеющим отношения к показаниям часов наблюдателя, и тогда обсуждаемая формула утратит физический смысл.

Покажем, что существенная зависимость времени жизни частицы от ее скорости следует из решения релятивистских уравнений движения.

Согласно квантовым представлениям, стационарное состояние микрочастицы с энергией E описывается волновой функцией $\Psi(\vec{r},t) = \varphi(\vec{r})e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$. Если частица нестабильна, то ее состояние можно описать, считая энергию комплексной: $E = E_0 - i\frac{\Gamma}{2}$, где Γ - ширина уровня энергии. Плотность вероятности нахождения частицы в таком состоянии составляет:

$$\rho = \left|\Psi(\vec{r},t)\right|^2 = \left|\varphi(\vec{r})\right|^2 e^{-\gamma t}, \quad \gamma = \Gamma/\hbar.$$

Величина γ^{-1} представляет собой **время жизни частицы.**

В классической механике нестабильное состояние частицы можно описать с помощью модели затухающего осциллятора (см. [30]). Рассматривая частицу как затухающий осциллятор, совершающий колебания в плоскости xy и способный перемещаться поступательно вдоль оси z, используем для его описания следующие уравнения движения:

$$\frac{dp_x}{dt} = -\gamma v_x - kx, \quad \frac{dp_y}{dt} = -\gamma v_y - ky, \quad \frac{dp_z}{dt} = 0, \tag{82}$$

где $\vec{p} = m\vec{v}$, $m = m_0\left(1-\frac{\vec{v}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, γ — затухание, k — коэффициент упругой силы, $\gamma, k > 0$.

Ограничимся рассмотрением случая, когда скорость частицы v близка к скорости света, причем выполняется условие $v_\perp << |v_z|$, где $\vec{v}_\perp = (v_x, v_y)$. В этом случае, пренебрегая малыми членами, можно положить в уравнениях движения (82): $v_z = v_0 = const$, $m = m_0\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-1/2} \equiv \tilde{m}.$

Полагая $x, y \sim e^{-\mu t}$, получаем следующее характеристическое уравнение для первых двух уравнений (82): $\tilde{m}\mu^2 - \gamma\mu + k = 0$, решение которого дается формулой

$$\mu = \lambda \pm i\omega, \quad \lambda = \frac{\gamma}{2\tilde{m}}, \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{\tilde{m}} - \left(\frac{\gamma}{2\tilde{m}}\right)^2}. \tag{83}$$

Следовательно, решение первых двух уравнений (82) можно представить так:

$$r_\alpha = a_\alpha \cos\omega t + b_\alpha \sin\omega t\; e^{-\lambda t}, \quad \alpha = x, y, \quad r_x = x, \quad r_y = y, \tag{84}$$

где $a_\alpha, b_\alpha = const$.

В области малых скоростей частицы ($|\vec{v}| << c$) можно пренебречь зависимостью массы частицы от скорости, заменив m на m_0 в уравнениях движения (82). Решение первых двух уравнений (82) дается прежними выражениями (84), в которых нужно выполнить замену: $\lambda \to \lambda_0 = \dfrac{\gamma}{2m_0}$, $\omega \to \omega_0 = \sqrt{\dfrac{k}{m_0} - \left(\dfrac{\gamma}{2m_0}\right)^2}$.

Обозначим через τ время жизни частицы, движущейся со скоростью v_0, близкой к скорости света, а через τ_0 — собственное время жизни частицы. Согласно (83) и (84), величины τ и τ_0 можно определить равенствами $\lambda\tau = 1$, $\lambda_0\tau_0 = 1$. Отсюда выводим:

$$\tau = \tau_0\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}, \tag{85}$$

где $\tau_0 = \dfrac{2m_0}{\gamma}$. Как видим, при $v_0 \to c$ время жизни частицы значительно превышает собственное время жизни. Этот эффект является прямым следствием релятивистских уравнений движения частицы и обусловлен релятивистской зависимостью массы частицы от скорости. Подчеркнем, что при выводе формулы (85) мы использовали уравнения движения, оставаясь в одной и той же ИСО. **Тем самым устранено сомнение в том, что время жизни τ частицы, движущейся со скоростью, близкой к скорости света, может значительно превысить время жизни τ_0 покоящейся частицы** (промежутки времени τ и τ_0 в (85) относятся к одной системе отсчета).

Согласно СТО, длина l стержня, движущегося со скоростью v относительно некоторой ИСО, всегда меньше собственной длины стержня l_0: $l = l_0\sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}$. Чтобы разобраться в сущности этого эффекта, называемого **лоренцевым сокращением длины стержня**, представим себе, что стержень расположен вдоль оси x в ИСО K и движется вдоль этой оси с постоянной скоростью v. Стержень будем рассматривать как совокупность N свободных точечных частиц, $N > 1$. Используя равенство (61), координату x частиц стержня можно записать в виде:

$$x_n(t) = a_n + v(t - t_0), \quad n = 1, 2, \ldots, N, \tag{86}$$

где $a_n = a + (n-1)d$, величины $a_1 = a$ и $a_N = b$ представляют собой координаты концов стержня в момент времени $t = t_0$, $b > a$, $b - a \equiv l_0$ — собственная длина стержня, $d = l_0/(N-1)$ — расстояние между соседними частицами стержня. В соответствии с формулой (86) длина стержня l в системе отсчета K в момент времени t составляет:

$$l = x_N(t) - x_1(t) = a_N - a_1 = l_0. \tag{87}$$

Как видим, **с точки зрения K-наблюдателя длина стержня в системе отсчета K не зависит от скорости движения стержня и совпадает с его собственной длиной**.

Чтобы ответить на вопрос, какова длина рассматриваемого стержня, движущегося в системе отсчета K со скоростью v, относительно системы отсчета K', необходимо, очевидно, преобразовать закон движения (86) частиц стержня, с помощью преобразований Лоренца, в систему отсчета K'. Используя формулы (64) и (65) для радиуса-вектора и вектора скорости частицы в системе отсчета K', полученные в результате преобразований Лоренца, и обозначая через $x'_n(t')$ x-координату частицы стержня в системе отсчета K' в момент времени t', получаем формулу (при $t_0 = 0$ в (86))

$$x'_n(t') = \gamma a_n + v'(t' - t'_{n0}), \tag{88}$$

где $\gamma = \left(1 - \dfrac{V_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, $v' = \dfrac{v - V_0}{1 - \dfrac{vV_0}{c^2}}$ - скорость частицы в системе отсчета K',

$$t' = \gamma\left[\left(1 - \frac{v\,V_0}{c^2}\right)t - \frac{V_0}{c^2}a_n\right] \equiv t_n', \tag{89}$$

t_n' - локальное время частицы n в системе отсчета K' (см. (63)), $t_{n0}' = -\frac{V_0}{c^2}\gamma a_n$ — начальный момент локального времени t' частицы n, соответствующий моменту $t_0 = 0$ (см. (86)).

Длину стержня в ИСО определим, как обычно, по координатам концов стержня, взятым в один и тот же момент глобального времени этой системы отсчета. Заметим, что время t', определяемое формулой (89) и входящее в (88), получено в результате лоренц-преобразования закона движения (86) в систему отсчета K'. Пусть для определенности $V_0 > 0$. Тогда, очевидно, при любом значении момента времени t в (89) локальные моменты времени, относящиеся к концам стержня в K', удовлетворяют условию $t_1' > t_N'$. Нам же нужны, для вычисления длины стержня в K', координаты концов стержня в системе отсчета K', взятые в один и тот же момент времени. Указанные координаты легко вычислить, зная решение уравнений движения стержня в системе отсчета K', подчиняющееся начальным условиям: $x_n'(t_{n0}') = \gamma a_n$, $v_n' = \frac{dx_n'}{dt'} = v' = const$. Из уравнения движения частицы n в системе отсчета K', $\frac{dp_n'}{dt'} = 0$ (p_n'- импульс частицы), следует, что $v_n' = const$. Полагая $v_n' = v'$, находим: $x_n'(t') = x_{n0}' + v't'$ ($x_{n0}' = const$). Используя указанное выше начальное условие, имеем: $x_n'(t_{n0}') = x_{n0}' + v't_{n0}' = \gamma a_n$. Из этого равенства определяем постоянную x_{n0}'; получается в точности формула (88), в которой теперь величина t' может принимать любое значение (хотя при этом в качестве начальных моментов времени используются величины t_{n0}', принимающие различные значения для разных частиц). В силу (88) длина стержня l' в системе отсчета K' составляет:

$$l' = x_N'(t') - x_1'(t') = \gamma(a_N - a_1)\left(1 + \frac{v'V_0}{c^2}\right).$$

Отсюда и из (87) выводим (см. (27)):

$$l' = \frac{1}{\gamma\left(1 - \frac{vV_0}{c^2}\right)}l = \gamma\left(1 + \frac{v'V_0}{c^2}\right)l\,. \tag{90}$$

Формулу (90) можно получить и другим способом — исходя из инвариантности пространственно-временного интервала между событиями, соответствующими концам стержня в системах отсчета K и K': $dS^2 = dS'^2$, где

$$dS^2 = -dx^2, \quad dS'^2 = c^2dt'^2 - dx'^2,$$

$$dx = x_N(t) - x_1(t) \equiv l, \quad dt' = t_N' - t_1' = -\frac{V_0}{c^2}\gamma \;\; x_N(t) - x_1(t) \;\; ,$$

$$dx' = x_N'(t_N') - x_1'(t_1') = \underbrace{x_N'(t_N') - x_1'(t_N')}_{l'} + x_1'(t_N') - x_1'(t_1') = l' + v'(t_N' - t_1').$$

Учитывая эти соотношения, после несложных преобразований приходим к формуле (90).

Как видно из (90), длина стержня в системе отсчета K' существенно зависит от скорости стержня. При $v = 0$ (стержень покоится в K) получается известная формула для лоренцева сокращения длины стержня: $l' = \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}l$. Если же $v = V_0$ (стержень покоится в K'), то длина стержня относительно системы отсчета K' составляет: $l' = l\left(1 - \frac{V_0^2}{c^2}\right)^{-1/2}$. Получается так, что, согласно уравнениям движения, длина стержня в системе отсчета K не зависит от скорости стержня. Но если результаты измерения длины стержня, полученные в системе отсчета K, преобразовать к системе отсчета K', то окажется, что длина стержня относительно K' зависит от скорости стержня.

Чтобы понять суть происходящего, представим себе, что K' -наблюдатель ставит опыты со стержнем независимо от K -наблюдателя. Чтобы определить зависимость длины стержня от состояния его движения в своей собственной системе отсчета, он должен будет повторить все те рассуждения, на которых основывался K -наблюдатель, работая со стержнем в системе отсчета K, при выводе соотношений (86) и (87). Очевидно, что K' -наблюдатель придет к такому же заключению, как и K -наблюдатель в отношении длины стержня в системе отсчета K: **длина стержня в системе отсчета K' не зависит от скорости движения стержня относительно K' и совпадает с собственной длиной стержня.**

Следует подчеркнуть, что перед нами две существенно разные физические ситуации. Одна из них характеризуется тем, что K -наблюдатель исследует закон движения стержня в своей собственной системе отсчета. Полученные им данные преобразуются с помощью преобразований Лоренца в систему отсчета K' и на основании преобразованных указанным способом результатов вычисляется длина стержня в системе отсчета K'. Длина стержня, определенная таким способом (обозначим ее через $\tilde{l}'$), и дается формулой (90). Вторая ситуация: длина стержня в системе отсчета K' определяется K' -наблюдателем непосредственно, на основании только тех данных, какими он располагает, без использования какой-либо информации, относящейся к системе отсчета K. Определенную этим способом длину стержня обозначим через l'. Из представленных выше результатов видно, что $\tilde{l}' \neq l'$, причем величина $\tilde{l}'$, в отличие от l', зависит как от скорости стержня, так и от скорости относительного движения систем отсчета K и K'.

На основании изложенного можно заключить, что длина стержня относительно системы отсчета K', вычисленная на основании данных, полученных K -наблюдателем при изучении им движения стержня в своей собственной системе отсчета и преобразованных согласно преобразованиям Лоренца в систему отсчета K', не является истинной длиной стержня в системе отсчета K'. **Лоренцево сокращение длины стержня не является реальным, наблюдаемым эффектом**. Формула (90) указывает лишь на неодинаковость **масштабов длин**, измеряемых вдоль осей x и x' в системах отсчета K и K', связанных между собой преобразованиями Лоренца. Равенство (90) можно записать в виде:

$$\tilde{l}' = \mu(v,V_0)l\,,\ \mu(v,V_0) = \gamma^{-1}\left(1-\frac{vV_0}{c^2}\right)^{-1}, \qquad (91)$$

где l - длина стержня, измеренная K -наблюдателем в системе отсчета K, а $\tilde{l}'$ - **длина того же стержня в K', вычисленная с помощью преобразований Лоренца на основании измерений K -наблюдателя**, $\mu(v,V_0)$ - масштабный множитель, принимающий значения в интервале $\gamma\left(1-\frac{V_0}{c}, 1+\frac{V_0}{c}\right)$ при изменении скорости v стержня от $-c$ до $+c$. Очевидно, что **само возникновение в** (91) **масштабного множителя μ, отличного от единицы, указывает на неэквивалентность ИСО, движущихся друг относительно друга**.

Неравноправие систем отсчета K и K' обусловлено тем, что если t — глобальное время в системе отсчета K, то время t', полученное в результате преобразований Лоренца и называемое нами локальным, будет просто временной координатой точки 4-пространства в K', не имеющей отношения к показаниям часов K' -наблюдателя. Вследствие этого, движение физической системы относительно системы отсчета K с глобальным временем t, преобразованное с помощью преобразований Лоренца в систему отсчета K', может качественно отличаться от движения этой же физической системы относительно системы отсчета K' (речь идет о движении в системе отсчета K' с точки зрения K' -наблюдателя, оперирующего глобальным временем t'). Указанное различие и приводит к тому, что точки зрения наблюдателей, находящихся в движущихся друг относительно друга системах отсчета, на характер и содержание физического процесса, происходящего в одной из них, могут быть существенно различными — именно такова физическая природа явления относительности физических процессов, предсказанного нами в [29] (1978 г.).

Следует подчеркнуть, что K' -наблюдатель судит о состоянии движения стержня, основываясь на соотношении (88) и исходя из представления о том, что движение стержня происходит в глобальном времени t', определенном в системе отсчета K'. Поэтому локальные моменты времени t_n', входящие в (88), он воспринимает (и не может воспринимать иначе) как моменты глобального времени t', принимающие одинаковые значения для всех частиц стержня: $t_n' = t'$. Учитывая это равенство (т.е. выполняя **редукцию времени**, см. предыдущий раздел), приходим к закону движения частиц стержня (88), в котором момент времени t' одинаков для всех частиц системы.

Выше мы рассмотрели стержень, движущийся с постоянной скоростью. Теперь рассмотрим случай, когда стержень движется ускоренно под действием внешней силы. Пусть стержень, составленный из частиц, обладающих зарядом e и массой m, и ориентированный в системе отсчета K так, как было указано выше, находится в электрическом поле с напряженностью $\vec{E} = (E,0,0) = const$. Считая, что стержень движется вдоль оси x, и используя формулу (73), координату x частиц стержня можно записать в виде (ср. с (86)):

$$x_n(t) = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\tilde{a}t}{c}+\frac{p_0}{mc}\right)^2} - \sqrt{1+\left(\frac{p_0}{mc}\right)^2}\right) + a_n\,, \tag{92}$$

где $\tilde{a} = \frac{eE}{m}$, p_0 - импульс частицы стержня в начальный момент времени $t_0 = 0$. Отметим, что при $\tilde{a} \to 0$ выражение (92) совпадает с равенством (86), в котором $v = \frac{p_0}{m}\left(1+\frac{p_0^2}{m^2c^2}\right)^{-1/2} \equiv v_0$ и $t_0 = 0$. Согласно (71), (72) и (92), в момент времени t стержень движется со скоростью

$$v = \left(\tilde{a}t + \frac{p_0}{m}\right)\left(1+\left(\frac{\tilde{a}t}{c}+\frac{p_0}{mc}\right)^2\right)^{-1/2}, \tag{93}$$

при этом импульс p_t частицы стержня и длина l стержня составляют, соответственно,

$$\tilde{a}mt + p_0 \equiv p_t \text{ и } l = x_N(t) - x_1(t) = x_N(0) - x_1(0) = b - a = l_0\,. \tag{94}$$

Таким образом, **при ускоренном движении стержня в ИСО длина стержня не изменяется со временем, оставаясь равной собственной длине стержня**.

Чтобы определить, какова длина рассматриваемого стержня, движущегося ускоренно в системе отсчета K, с точки зрения K'-наблюдателя, необходимо закон движения частиц стержня (92) преобразовать в систему отсчета K'. Используя формулу (77), получаем следующее выражение для координаты x частиц стержня в системе отсчета K':

$$x_n'(t') = \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(t'-t_{n0}') + \frac{p_0'}{m}\right)^2} - \sqrt{1+\left(\frac{p_0'}{mc}\right)^2}\right) + \gamma a_n\,, \tag{95}$$

где $p_0' = \gamma\left(p_0 - \frac{V_0}{c}\sqrt{m^2c^2+p_0^2}\right)$ — импульс частицы стержня в системе отсчета K' в начальный момент времени $t_0 = 0$, $t_{n0}' = -\frac{V_0}{c^2}\gamma a_n$ - начальный момент локального времени частицы n (см. (75)). В формуле (95) выполнена редукция времени, так что t' - глобальное время в системе отсчета K'. При $\tilde{a} \to 0$ равенство (95) переходит, как и должно быть, в равенство (88), в котором $v' = \frac{v_0 - V_0}{1-\frac{v_0V_0}{c^2}}$. Согласно (95), длина $\tilde{l}'$ стержня с точки зрения K'-наблюдателя в момент времени t' составляет:

$$x_N'(t') - x_1'(t') = \gamma(a_N - a_1) + \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(t'-t_{N0}') + \frac{p_0'}{m}\right)^2} - \sqrt{1+\frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(t'-t_{10}') + \frac{p_0'}{m}\right)^2}\right) \equiv \tilde{l}'\,. \tag{96}$$

Нетрудно убедиться в том, что величина $\tilde{l}'$ при $\tilde{a} \to 0$ совпадает с (90) и при $\tilde{a} \neq 0$ изменяется со временем.

Осталось вычислить длину l' стержня, движущегося в постоянном электрическом поле в системе отсчета K', при условии, что K'-наблюдатель определяет длину стержня, используя лишь те данные, которые относятся к системе отсчета K'. Принимаем для простоты, что движение стержня происходит вдоль оси x. Учитывая, что x-компонента импульса частицы n определяется формулой (ср. с (80))

$$p_n' = eE(t' - t_0') + p_0',$$

где t_0' - начальный момент глобального времени в системе отсчета K', p_0' — начальное значение импульса, получаем следующий закон движения частицы:

$$x_n'(t') = a_n + \frac{c^2}{\tilde{a}}\left(\sqrt{1 + \frac{1}{c^2}\left(\tilde{a}(t' - t_0') + \frac{p_0'}{m}\right)^2} - \sqrt{1 + \left(\frac{p_0'}{mc}\right)^2}\right).$$

Здесь использовано начальное условие $x_n'(t_0') = a_n$. Отсюда следует, что

$$l' = x_N'(t') - x_1'(t') = a_N - a_1 = const. \qquad (97)$$

На основании (94) и (97) можно заключить, что длина стержня, движущегося ускоренно в постоянном электрическом поле в любой ИСО, не изменяется со временем.

Последовательное решение релятивистских уравнений движения показывает, таким образом, что **в течение всего процесса, как при ускоренном движении стержня, так и при движении с постоянной скоростью, длина движущегося стержня остается равной собственной длине стержня. Лоренцево сокращение длины стержня,** не будучи реально наблюдаемым эффектом, **является следствием неэквивалентности движущихся друг относительно друга ИСО.**

5. Заключение

В данной статье подводится итог многолетних исследований в области релятивистской физики, начало которым положено работой [29].

Представленный в работе анализ движения классических точечных частиц в электромагнитном поле позволяет сделать следующие выводы.

- В случае системы, состоящей из одной классической точечной частицы, построена последовательная схема релятивистской механики, которая основана на идее о движении частицы в четырехмерном пространстве-времени и в которой выполняется принцип относительности.
- Объединение представления о пространстве-времени с идеей физического (силового) поля позволяет установить, что время, как и пространство, обладает физическими свойствами. Физические свойства времени проявляются в том, что под действием силового поля течение времени вдоль траектории движения частицы непрерывно изменяется.
- Имеется существенное различие между глобальным и локальным временем. Глобальное время представляет собой параметр, описывающий причинно-следственные связи в физической системе и выступающий в качестве реального, физического времени. Локальное время — это просто временные координаты точек четырехмерного пространства, не имеющие отношения к причинно-следственным связям.
- В случае системы N частиц ($N > 1$) преобразования Лоренца несовместимы с динамическим принципом и, вследствие этого, движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчеты не являются физически эквивалентными. Суть дела состоит в том, что ИСО, в которой введено глобальное время, оказывается выделенной по отношению к любой другой системе координат, связанной с исходной преобразованиями Лоренца.
- Неэквивалентность ИСО с физической точки зрения проявляется в том, что при переходе из одной системы отсчета в другую глобальное время исходной системы отсчета «расщепляется» на N локальных времен отдельных частиц, причем глобальное время не определено в той системе отсчета, в которую совершается переход. Преобразования

Лоренца выбивают как решения динамических уравнений, так и сами уравнения движения из того класса, к которому принадлежат исходные решения и уравнения.

- Длина движущегося стержня относительно ИСО не зависит от скорости стержня и равняется его собственной длине. Лоренцево сокращение длины стержня представляет собой элементарное следствие физической неэквивалентности ИСО, а не реальный, наблюдаемый эффект.

Главное содержание работы можно кратко выразить так: **это работа о физических свойствах времени, об определяющей роли времени в динамике физической системы.**

Ошибка общепринятой интерпретации СТО заключается в том, что **равноправие ИСО с чисто геометрической точки зрения принимается в ней,** без должного анализа проблемы, **за равноправие систем отсчета в отношении физических явлений и процессов**. Кинематика рассматривается в СТО в полном отрыве от динамики. Это проявляется в том, что геометрические свойства движения в пространстве-времени описываются так, как если бы временные координаты точки 4-пространства, входящие в преобразования Лоренца, совпадали с физическим временем в ИСО. В действительности же, как видно из наших исследований, **имеется существенное различие между глобальным временем**, представляющим собой реальное, физическое время, в котором происходит эволюция физической системы в согласии с динамическим принципом, **и локальным временем**, входящим в преобразования Лоренца, которое представляет собой лишь временные координаты точек пространства-времени, не имеющие глубокого физического смысла. **Из-за коллизии геометрических и физических свойств времени учет динамического принципа в релятивистской физике совершенно необходим.**

В настоящей работе речь идет о сопоставлении физических процессов, происходящих в движущихся друг относительно друга ИСО. Согласно нашим результатам, ввиду физической неэквивалентности ИСО, движение физической системы, исследованное в некоторой системе отсчета K и преобразованное в систему отсчета K', движущуюся относительно K, не является реальным движением в K'; оно представляет собой лишь **отображение** в K' того движения, которое происходит в K. По этому отображению K'-наблюдатель может судить о том, что происходит в системе отсчета K. Эффект относительности физических процессов, предсказанный нами в [29], как раз и обусловлен тем, что отображение физического процесса в некоторую ИСО существенно отличается от реального процесса, протекающего в этой системе. Указанный эффект необходимо учитывать при исследовании физических процессов, протекающих в одной ИСО (K), с точки зрения наблюдателя, находящегося в другой ИСО (K'), движущейся относительно первой.

Следует подчеркнуть, что представленные нами результаты не опровергают релятивистскую механику. Созданная в работах Пуанкаре и Минковского, релятивистская механика остается справедливой; как нам представляется, она дает адекватное природе описание физических явлений и процессов, происходящих в фиксированной ИСО, при условии, что должным образом учтены эффекты самоорганизации материи, т.е. учтены информационные поля, способные передавать возмущение со сверхсветовой скоростью [6-11, 43,44].

Автор признателен В.П.Прокофьеву за интерес к работе, внимательное чтение рукописи статьи и многочисленные замечания, учет которых способствовал существенному прояснению и уточнению физического содержания работы. Автор благодарит также Ю.Д.Арепьева за интерес к работе, стимулирующие дискуссии, важные замечания и сотрудничество.

Литература:

1. *Пуанкаре А.* Настоящее и будущее математической физики. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973.- С. 22-44.
2. *Дирак П. А. М.* Воспоминания о необычайной эпохе. — М.: Наука, 1990.
3. *Лоренц Г. А.* Электромагнитные явления в системе, движущейся с любой скоростью, меньшей скорости света. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А.А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 67-90.
4. *Минковский Г.* Пространство и время. // Принцип относительности. Под ред. Тяпкина А. А. — М.: Атомиздат, 1973. — С. 167-180.
5. *Эйнштейн А.* Принцип относительности и его следствия в современной физике. // Собрание научных трудов, т.1. — М.: Наука, 1965. — С. 138–164; *Einstein A.* Principe de relativité et ses conséquences dans la physique moderne. Arch. sci. phys. Natur., ser. 4, 1910, 29, 5-28, 125-144.

6. *Oleinik V. P.* Superluminal Transfer of Information in Electrodynamics. SPIE Material Science and Material Properties for Infrared Optoelectronics, 3890, p. 321-328, 1998 (http://www.spie.org /).
7. *Oleinik V. P.* Faster-than-Light Transfer of a Signal in Electrodynamics. Instantaneous action-at-a-distance in modern physics (Nova Science Publishers, Inc., New York, 1999), p. 261-281.
8. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Superluminal Signals. (Contemporary Fundamental Physics) (Nova Science Publishers, Inc., Huntington, New York, 2001).
9. *Олейник В. П.* Проблема сверхсветовой коммуникации: сверхсветовые сигналы в электромагнитном поле и их физический носитель. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2003. — №1. — С. 21-42.
10. *Oleinik V. P.* Informational Field and Superluminal Communication. http://xxx.lanl.gov/abs/physics/0306073.
11. *Олейник В. П.* Световой барьер и сверхсветовая передача информации. Накануне революции в системах коммуникации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. – 2005. – №2. – С. 20-40.
12. *Олейник В. П.* Сверхсветовые сигналы, причинно-следственная связь и явление относительности физических процессов. Заблуждение века: истоки, суть, преодоление. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2005. — №3. — С. 37-53.
13. *Олейник В. П.* Новые результаты в определении сущности принципа относительности. Об одном заблуждении XX века. // Труды Конгресса-2006 «Фундаментальные проблемы естествознания и техники». — СПб.: Изд-во «Осипов», 2006. — Ч.1. — С.277-297; Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2006. — №1. — С. 39-59.
14. *Олейник В. П.* Область действия теории относительности ограничена классической точечной частицей. О неэквивалентности инерциальных систем отсчета. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2006. — №2. — С. 20-42.
15. *Козырев Н. А.* Астрономическое доказательство реальности четырехмерной геометрии Минковского. // Проявление космических факторов на Земле и звездах. Серия: Проблемы исследования Вселенной. — М.-Л., 1980. — Вып. 9. — С. 85 — 93.
16. *Козырев Н. А.* Избранные труды. — Л.: Изд. ЛГУ, 1991.
17. *Лаврентьев М. М., Еганова И. А., Луцет М. К., Фоминых С. Ф.* О дистанционном воздействии звезд на резистор. // ДАН СССР. — 1990. — Т. 314. — №2. — С. 352 — 355.
18. *Лаврентьев М. М., Гусев В. А., Еганова И. А., Луцет М. К., Фоминых С. Ф.* О регистрации истинного положения Солнца. // ДАН СССР. — 1990. — Т. 315. — №2. — С. 368 — 370.
19. *Акимов А.Е., Ковальчук Г. У., Медведев В. П., Олейник В. К., Пугач А. Ф.* Предварительные результаты астрономических наблюдений неба по методике Н.А. Козырева. — АН Украины, Главная астрономическая обсерватория. Препринт ГАО-92-5Р, 1992. — 16 с.
20. *Anisovich K. V.* The Relativistic Superluminal Signal Carrying Information. // Problems of High Energy Physics and Field Theory (Proceeding of the XIV workshop) (Nauka, Moscow, 1992) p. 57-64.
21. *Barut A. O., Chandola H. C.* Localized Tachyonic Wavelet Solutions of the Wave Equation. Phys. Lett., A180, p.5-8 (1993); *Barut A.O.* Localized Rotating Wavelets with Half Integer Spin. Phys. Lett., A189, p. 277-281 (1994).
22. *Donnelly R., Ziolkowski R. W.* Designing Localized Waves. Proc. R. Soc. London, A460, p. 541-565 (1993).
23. *Kadomtsev B. B.* Dynamics and Information. // Physics-Uspekhi, 37 (5), p. 425-500 (1994).
24. *Recami E.* On Localized 'X-shaped' Superluminal Solutions to Maxwell Equations. // Physica, A252, p. 586 (1998).
25. *Zamboni R. M., Recami E.* A Set of New Localized Superluminal Solutions to the Maxwell Equations. // Annales de la Fondation Louis de Broglie, 27, # 2, p.187-216 (2002).
26. *Арепьев Ю. Д.* Скорость света: от нуля до бесконечности. // НТ сборник: Правовое, нормативное и метрологическое обеспечение системы защиты информации в Украине. — 2003. — №6. — С. 120-132.
27. *Арепьев Ю. Д.* Изменение собственного поля частиц, генерация электромагнитного излучения и сверхсветовая связь в природе. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2006. — №3. — С. 19-47
28. *Олейник В. П., Лега Ю. Г., Лещинский А. П.* От светового барьера к сверхсветовой коммуникуации — основному способу коммуникации будущего. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2007. — Т. 7, №3 (27). — С. 30-35.
29. *Олейник В. П.* Влияние коллективных возбуждений на характер квантовых процессов рассеяния во внешнем электромагнитном поле. // Квантовая электроника. — 1978. — Вып. 15. — С. 88-97.
30. *Олейник В. П., Белоусов И. В.* Проблемы квантовой электродинамики вакуума, диспергирующих сред и сильных полей. — Кишинев: Штиинца, 1983.
31. *Логунов А. А.* Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. — М.: Наука, 1987.
32. *Паули В.* Теория относительности.- Под ред. Гинзбурга В.Л. и Фролова В.П.- М.: Наука, 1983.
33. *Медведев Б. В.* Начала теоретической физики. — М.: Наука, 1977.
34. *Олейник В. П.* Новейшее развитие квантовой электродинамики: самоорганизующийся электрон,

сверхсветовые сигналы, динамическая неоднородность времени. // Физический вакуум и природа. — 2000. — №4. — С. 3-17 .
35. *Oleinik V. P., Borimsky Ju. C., Arepjev Ju. D.* New Ideas in Electrodynamics: Physical Properties of Time. // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. — 2000. — 3, №4. — P.558-565. E-print: quant-ph/0010027.
36. *Oleinik V. P.* The Problem of Time: Force as the Cause of Change in the Course of Time. // Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory. Proceedings of the XXIV Workshop on High Energy Physics and Field Theory. Protvino, June 27-29, 2001. Protvino, 2001, p.251-269. http://arxiv.org/abs/physics/0306074. *Олейник В. П.* Изменение хода времени в силовом поле и невесомость. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2001. — № 2. — С. 20-37.
37. *Олейник В. П.* Сверхсветовые сигналы, физические свойства времени и принцип самоорганизации. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2001. — №1. — С. 68-76.
38. *Боримский Ю. Ц., Олейник В. П.* Ход времени в классической и квантовой системах и динамический принцип. // Физический вакуум и природа. — 2001. — № 6.
39. *Oleinik V. P.* The Problem of Electron and Physical Properties of Time: To the Electron Technologies of the 21st Century. // New Energy Technologies. — 2002. — №1 (4). — P. 60-66.
40. *Oleinik V. P., Borimsky Yu. C., Arepjev Yu. D.* On the Possibility of the New Communication Method and Controlling of the Time Course. // New Energy Technologies. — 2002. — №9. — P. 6-13.
41. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. — М.: Наука, 1973.
42. *Дирак П. А. М.* Лекции по квантовой теории поля. — М.: Мир, 1971.
43. *Oleinik V. P.* Quantum Theory of Self-Organizing Electrically Charged Particles. Soliton Model of Electron. // Proceedings of the NATO-ASI "Electron Theory and Quantum Electrodynamics. 100 Years Later." (Plenum Press, N.-Y., London, Washington, D.C., Boston, 1997), p. 261-278.
44. *OleinikV. P.* Quantum Equation for the Self-Organizing Electron. // Photon and Poincare Group (Nova Science Publishers, New York, Inc., 1999), p. 188-200.

Статья поступила в редакцию 7.11.2007 г.

Oleinik V. P.

New interpretation of relativistic physics
About one of the Greatest Mistakes of the 20th Century

In this paper the results of our long-term research in the field of relativistic physics are summed up. The evidences are presented that **the inertial reference frames (IRF), moving relative to each other, are not physically equivalent and, as a consequence, physical interpretation of the special theory of relativity (STR), belonging to Einstein, is erroneous.** From the physical point of view, the inequality of rights of IRF moving relative to each other is caused by the fact that **the local times** entering into Lorentz transformations, which relate IRF to each other, essentially differ from **the global times,** in terms of which the evolution of physical system in IRF, in accord with dynamic principle, is described. The local time represents the time coordinates of points of 4-space-time — some parameters the change of which has nothing to do with dynamic principle. The global time, unlike local, has deep physical meaning: this is the real, physical time, in which the physical system develops and the observer works, and the moments of which coincide with the readings of the observer's clock in a fixed IRF. Starting from the relativistic equations of motion, it is shown that the length of a rod, moving in some IRF, does not depend on the speed of the rod and equals its proper length. When passing from one IRF to another, the scale of length changes, along the direction of relative motion of reference frames, in that reference frame, into which the transition is made, in comparison with the initial reference frame. The mere change of the scale of length is an indication of the physical nonequivalence of the IRF moving relative to each other, so **Lorentz contraction of length is not real, observable effect**. According to the results received, rather strict restrictions imposed by causality principle on the motion of the system of several particles are incompatible with Lorentz transformations. As the result of Lorentz transformations, the solutions of dynamic equations as well as the equations themselves are knocked out of the class, to which initial solutions and equations belong. In view of the physical nonequivalence of IRF, the motion of a physical system relative to some reference frame K, transformed to the reference frame K', moving relative to K, is not a real motion in K'; it represents only **a mapping into** K' of the motion which takes place in K. The effect of relativity of physical processes predicted by us is just the one which is caused by the fact that **the mapping of physical process into some IRF essentially differs from the real process occurring in this reference frame.**

Key words: the physical nonequivalence of inertial reference frames, superluminal communication, local and global time, the principle of causality, the principle of relativity, relativistic invariance, Lorentz transformations, light barrier.