ТРИ ПРОБЛЕМЫ ИНЕРЦИОННОЙ КИНЕМАТИКИ
К 100-летию принципа относительности Эйнштейна.

© 2002 ЧЕРЕПАНОВ О. А.

Производственный научно-консультативный центр «ИнжГео»,
Московский филиал, а/я 87, Москва, 125190, Россия.
E-mail: ol_al@ru.ru

Критическому рассмотрению подвергнуты основания инерционной кинематики – первого раздела математической теории движений, базирующейся на векторно-дифференциальном формализме и на антропоморфных представлениях о пространстве и о времени. Выявлены три проблемы – позиционная, метрологическая и геометрическая, проигнорированные известными теориями распространения света. Расчётным путём введено понятие квадроскорости, новое для механики и для теоретической физики. Показано, что специальная теория относительности является бессознательной попыткой спасти понятие скорости, не свойственное кинематике света, средствами геометрии и хронометрии, бесполезными из-за неестественности чисел, получаемых измерениями расстояний и времени.

Как известно, ограниченный спектр инерциальных скоростей от нулевой ($v = 0$) до световой ($v = c$) поделён между двумя представлениями об относительности – классическим и релятивистским – так, что в области малых значений v две скорости сочетаются между собой иначе, чем в движениях, быстрота которых сравнима с $c = 3\times10^8$ $м{\cdot}с^{-1}$. Поэтому убеждённые релятивисты считают, что движение световой частицы Q складывается с попутной (+) или обратной (–) ему скоростью $v = const$ излучателя по релятивистской формуле $\dfrac{c \pm v}{1 \pm vc/c^2} = c$, а не просто как $c \pm v$. Между тем, даже в области скоростей, много меньших c, классическое правило $c \pm v$ не является единственным способом вычисления переносных движений.

Пусть объект Q перемещается вдоль оси абсцисс системы отсчёта S^* со скоростью $v' = const$ относительно её начала 0*, в то время как сама система S^* со скоростью $v^* = const$ смещается по оси x системы S с неподвижным началом 0. (*Рис*. 1 и 2.) Это значит, что коллинеарные точки 0, 0* и Q образуют вырожденный треугольник 00*Q, та или иная трансформация которого во времени вроде бы задана одним и тем же правилом $v = v' + v^*$, вычисляющим скорость v объекта Q относительно пункта 0. Но у этого правила есть альтернатива, если величины v, v' и v^* определять не хроно-геометрическим, а иным способом. При этом пространственно-временная оценка инерциальных скоростей v, v' и v^* сопряжена с тремя проблемами, показывающими её неадекватность кинематике масс в природе.

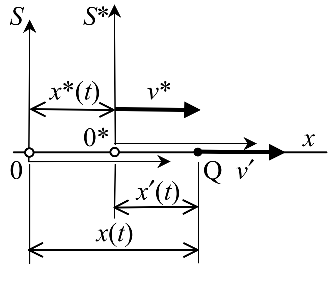

Рис. 1

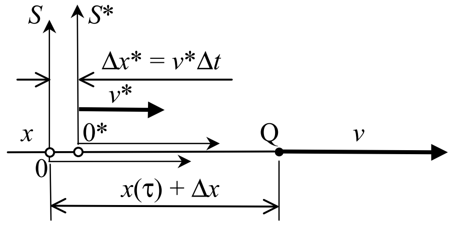

Рис. 2

В теоретической механике скорость v находят делением пути на время, предполагая их монотонность, то есть непрерывность. В этом смысле текущая координата $x(t)$ объекта Q в системе S растёт пропорционально времени t. И если в момент $t = 0$ точка Q была в её нулевом пункте 0, то $\dfrac{x(t)}{t} = v$. Аналогично, скорость v^* начала 0* движущейся системы S^* будет задана хроно-геометрическим отношением $\dfrac{x^*(t)}{t}$, если при $t = 0$ нулевые точки 0 и 0* систем S и S^* совпадали. Отсюда $x(t) - x^*(t) = x'(t)$, где $x'(t) = v't$ – текущая координата объекта Q в системе S^*. При этом пространственновременной форме $\frac{x(t)}{t} - \frac{x^*(t)}{t} = \frac{x'(t)}{t}$ кинематического правила $v - v^* = v'$ соответствует такой тип трансформации вырожденного $\Delta 00^*Q$ (*см. рис.* 1), когда попарная пропорциональность его переменных сторон $x(t)$, $x^*(t)$ и $x'(t)$ со временем сохраняется. И это потому, что в стартовый момент $t = 0$ точки 0, 0* и Q находились в одном месте общей оси абсцисс систем отсчёта S и S^*. Однако существует и другое расположение трёх точек на прямой x, альтернативное рассмотренному.

Представим, что за время $t = \tau$ объект Q удалился от начала 0 неподвижной системы отсчёта S на расстояние $x(\tau) = v\tau$ и в этот момент вслед ему двинулась система S^* (*см. рис.* 2). Ясно, что инерциальную скорость v^* системы S^* определит её сдвиг Δx^* за время Δt, последовавшее за периодом τ. То есть $v^* = \frac{\Delta x^*}{\Delta t}$, тогда как $v = \frac{x(t)}{t} = \frac{x(\tau) + \Delta x}{\tau + \Delta t} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$, где Δx – перемещение объекта Q в системе S за период Δt. Причём $\Delta x - \Delta x^* = \Delta x'$ – это пробег точки Q за время Δt в движущейся системе S^*. И как бы нет повода сомневаться, что хроно-геометрические формы $\frac{\Delta x}{\Delta t} - \frac{\Delta x^*}{\Delta t} = \frac{\Delta x'}{\Delta t}$ и $\frac{x(t)}{t} - \frac{x^*(t)}{t} = \frac{x'(t)}{t}$ кинематического правила $v - v^* = v'$ пропорциональны с коэффициентом, равным единице. Однако моменты старта точек Q и 0* от пункта 0 разделяет время τ, в результате чего трансформация вырожденного $\Delta 00^*Q$ не подобна той, что рассмотрена в предыдущем абзаце (*см. рис.* 1).

Покажем, что разностные формы $\Delta x - \Delta x^* = \Delta x'$ и $x(t) - x^*(t) = x'(t)$ представления правил $\Delta x = \Delta x' + \Delta x^*$ и $x(t) = x'(t) + x^*(t)$ аддитивного деления интервалов Δx и $x(t)$ на две части игнорируют логико-математическую проблему, обнажающую противоречие между геометрией и арифметикой.

Пусть, например, $\Delta x \equiv 2$. Тогда пробеги $\Delta x'$ и Δx^*, не стыкующиеся между собой на оси x (*см. рис.* 2), вроде бы могут быть одинаковыми и равными единице каждый. Однако дихотомия – деление сдвига Δx пополам – проблематична, поскольку

– $[\Delta x' + \Delta x^*] > 2$, если $\Delta x' \subseteq [0, 1]$ и $\Delta x^* \subseteq [1, 2]$, так как точка-число 1 входит в интервал $[\Delta x' + \Delta x^*]$ дважды;
– $[\Delta x' + \Delta x^*] < 2$, когда $\Delta x' \subseteq [0, 1)$ и $\Delta x^* \subseteq (1, 2]$, поскольку точка-число 1 исключена из интервала Δx;
– $\Delta x' \neq \Delta x^*$ при $\Delta x' \subseteq [0, 1]$ и $\Delta x^* \subseteq (1, 2]$ или $\Delta x' \subseteq [0, 1)$ и $\Delta x^* \subseteq [1, 2]$.

Понятно, что диарезис геометро-числового образа $\Delta x \subseteq [0, 2]$, то есть его разбиение на две неравные части, сопряжён с той же проблемой принадлежности точки деления, которую нельзя ни исключить, ни учесть дважды, ни отнести к какому-либо из слагаемых $\Delta x'$ и Δx^*, поскольку величины $\Delta x' \subseteq [0, \mathrm{x}]$ и $\Delta x^* \subseteq (\mathrm{x}, 2]$, как интервал и полуинтервал соответственно (здесь x – число, такое, что $\mathrm{x} \in (0, 2)$), не тождественны семантически и, значит, их нельзя складывать друг с другом.

Ясно, что проблема точки деления, сформулированная языком теории множеств, порождена аксиомой непрерывности, нужной геометрии, но чуждой арифметике. И тем не менее из сомнительных равенств $\Delta x - \Delta x^* = \Delta x'$ и $x(t) - x^*(t) = x'(t)$ делением на Δt и t соответственно в классической механике получают “физический закон” $v - v^* = v'$, где числа-скорости v и v' характеризуют движение объекта Q в инерциальных системах отсчёта S и S^*. Но при этом сомнительным оказывается сам способ оценки скоростей v, v' и v^*, поскольку он противоречит определению числа, данному Ньютоном: «Под числом мы понимаем… отвлечённое отношение какой-нибудь величины к другой величине *того же рода* (курсив мой – *О. Ч.*), принятой нами за единицу».

В самом деле, метрологический (измерительный) способ получения чисел с очевидностью не распространяется, например, на величины Δx и Δt, которые разнородны и потому не аддитивны. И тем не менее, их отношение $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ считают действительным числом, характеризуя им вектор $\mathbf{v}$, разделённый на суммируемые отрезки $\mathbf{v}'$ и $\mathbf{v}^*$, прописанные в разных системах отсчёта – S и S^* соответственно. Причём системы S и S^* в классической механике рассматривают как континуумы мнимых (геометрических) точек, а инерциальные скорости v, v' и v^* находят, связывая с каждой такой точкой воображаемые часы, синхронизированные с другими репер-часами в пространствах S и S^*. Например, объект Q в системе S как бы останавливает часы в каждой пройденной им точке. И по разности Δt показаний двух остановившихся часов и по расстоянию Δx между ними количественно определяют его скорость v.

Но хроно-геометрическая оценка скорости, во-первых, опирается на аксиому непрерывности пространства и времени, не позволяющую разделить интервал Δx на суммируемые части $\Delta x'$ и Δx^*, а во-вторых, не корректна метрологически, поскольку практикует “измерение пути временем”, получая

v как $\dfrac{\Delta x}{\Delta t} = \dfrac{x(t)}{t}$ и v' как $\dfrac{\Delta x'}{\Delta t} = \dfrac{x'(t)}{t}$. При этом отсчёт переменных расстояний $x(t)$, $x'(t)$ и $x^*(t)$, попарная пропорциональность которых не зависит от времени (*см. рис.* 1), начинается от точек 0 и 0*, движущихся с относительной скоростью $v^* = \dfrac{\Delta x^*}{\Delta t} = \dfrac{x^*(t)}{t}$. И в этом нельзя не увидеть ещё одну проблему инерционной кинематики – позиционную, третью по счёту, но первую по важности.

Представим, что при $t = 0$ начала 0 и 0* инерциальных систем отсчёта S и S^* совпадали, а к моменту $t = \tau$ они разошлись на дистанцию $v^*\tau$. (*Рис.* 3). Пусть в этот момент пункт 0*, как движущийся излучатель, произвёл световую вспышку, фрагменты которой со скоростью $c = const$ стали удаляться от него во все стороны. И хотя данная схема не нова, однако до сих пор она не понята правильно.

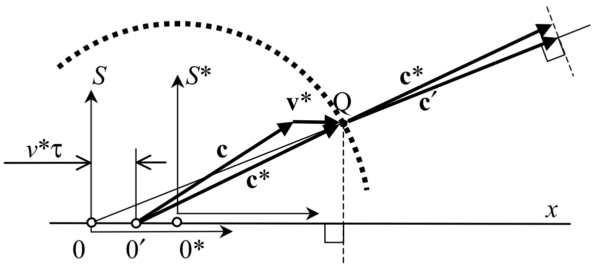

Рис. 3

Специальная теория относительности (СТО) утверждает, что скорость отдельной частицы Q сферического светового фронта в неподвижной системе отсчёта S равняется той же скорости c, что и в движущейся системе S^*. Но в классическом понимании вектор $\mathbf{c}'$ будет переменным и по значению и по направлению, если наблюдать за полётом фотона Q из нулевого пункта 0 системы S, находящегося на расстоянии $v^*\tau$ от его стартовой позиции 0′ (*см. рис.*3). Ведь направленный отрезок $\mathbf{c}'$ является проекцией вектора $\mathbf{c}^* = \mathbf{c} + \mathbf{v}^*$ на ось 0Q, поворачивающуюся вокруг точки 0 в плоскости, определяемой ещё двумя точками – 0* и Q. И только по фиксированному направлению 0′Q частица Q перемещается с постоянной скоростью $\mathbf{c}^*$, которую в классической механике находят сложением векторов $\mathbf{c}$ и $\mathbf{v}^*$ по правилу параллелограмма.

Таким образом, скорость кванта Q переменна для любого точечного наблюдателя в системе S, позиционированного вне оси 0′Q. Аналогично, в движущейся системе S^* точечный наблюдатель, находящийся вне траектории 0*Q фотона Q, тоже будет считать его скорость по отношению к себе не постоянной. В этом и состоит главная проблема метода координат, почему-то проигнорированная как классическим, так и релятивистским представлениями об относительности движений.

Итак, теория инерционных процессов (ТИП), адекватная физике природных явлений,

– не должна быть векторной, так как принятая в геометрии аксиома непрерывности не даёт арифметизировать (оценивать численно) и уверенно суммировать направленные отрезки-скорости, применяемые в классическом описании относительных и переносных движений;

– не может опираться на хроно-геометрическую оценку скорости делением пути на время, не корректную с точки зрения логики измерений и определения действительного числа;

– не обязана пользоваться методом координат, проблемным для наблюдателя, определяющего скорость движущегося объекта из произвольной позиции, не принадлежащей его траектории.

Математические модели, удовлетворяющие перечисленным требованиям, представлены в работах [1-7]. Их основой служит метод особых чисел двойной размерности, вычисляющий инерционную кинематику без пространстве и времени и формализующий криволинейное движение массивных тел без сил и энергий. Это значит, что бессиловыми оказываются перемещения космических объектов в состоянии невесомости под действием гравитации. Здесь же рассмотрим элементарную задачу, показывающую, что даже в том случае, когда наблюдатель 0 и отслеживаемые объекты 0* и Q позиционированы коллинеарно, скорость не является единственной мерой относительной кинематики двух точек, движущихся “по инерции”.

Представим, что из пункта A в пункт B выехал велосипедист 1 и одновременно навстречу ему из пункта B стартовал мотоциклист 2. (*Рис.* 4.) Примем относительную скорость $\mathrm{v} = const$ двух спортсменов единичной и по отношению к заданному масштабу оценим их скорости v_1 и v_2. А поскольку $\mathrm{v}_1 + \mathrm{v}_2 = \mathrm{v}$, где $\mathrm{v} \equiv 1'$, то аддитивные величины $\mathrm{v}_1 = const$ и $\mathrm{v}_2 =$ должны быть взаимосвязанными числами α' и A', дополняющими друг друга до единицы.

Пусть $v_1 \le \frac{v}{2}$ и $v_2 \ge \frac{v}{2}$. Тогда при $v_1 = v_2$ встреча спортсменов произойдёт в пункте C, серединном для дистанции AB = s. Если же $v_1 < v_2$, то спортсмены встретятся в пункте D, условно делящем расстояние s на неравные части s_1 и s_2.

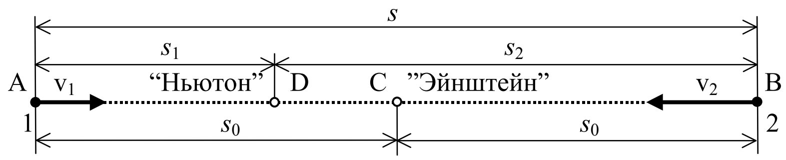

Рис. 4

Заметим, что при $v_1 < \frac{v}{2}$ и $v_2 > \frac{v}{2}$ судьи-наблюдатели в характерных пунктах C и D (назовём их “Эйнштейн” и “Ньютон”) не равноправны геометрически. Ведь расстояния $s_{1C} = \frac{s}{2} - v_1 t$ и $s_{2C} = \frac{s}{2} - v_2 t$ между спортсменами и позицией “Эйнштейна” в серединной точке C дистанции s со временем сокращаются так, что $\frac{s_{1C}}{s_{2C}} = var$, тогда как дистанции $s_{1D} = s_1 - v_1 t$ и $s_{2D} = s_2 - v_2 t$ между ними и “Ньютоном”, находящимся в точке D, зависят от времени t по-иному: $\frac{s_{1D}}{s_{2D}} = const$. Причём $\frac{s_{1D}}{s_{2D}} = \frac{s_1}{s_2} = \frac{v_1}{v_2}$. А это значит, что вырожденный треугольник 12C с “Эйнштейном” в вершине C трансформируется иначе, чем треугольник 12D, обозначенный позицией “Ньютона” между встречно движущимися точками 1 и 2.

Очевидно, что кинематические триплеты 12C и 12D аналогичны ранее выделенным (*см. рис.* 1 *и рис.* 2) треугольникам из нулевых точек 0 и 0* инерциальных систем отсчёта S и S^* и объекта Q, отличающимся хроно-геометрическими формами $\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x'}{\Delta t} + \frac{\Delta x^*}{\Delta t}$ и $\frac{x(t)}{t} = \frac{x'(t)}{t} + \frac{x^*(t)}{t}$ кинематического правила $v = v' + v^*$. Ведь разницы между теми и другими нет, поскольку в задаче с “Эйнштейном” и “Ньютоном” эти треугольники сведены вместе и представлены в графической форме, удобной для математических исследований.

Итак, оценивая скорости v_1 и v_2 велосипедиста 1 и мотоциклиста 2 численно, судьи-наблюдатели в пунктах C и D маршрута AB = s могут воспользоваться двумя методами – обычным хроно-геометрическим и скалярным, например, принимая $v \equiv 1'$. Но “Ньютон”, вооружённый рулеткой и часами, определит v_1 как $\frac{s_1}{T}$ и v_2 как $\frac{s_2}{T}$, где T – время от старта до встречи спортсменов в пункте D интервала $s = s_1 + s_2$. И этот хроно-геометрический расчёт (по периоду T) можно назвать равнодлительным. Напротив, те же скорости судья “Эйнштейн” найдёт как $v_1 = \frac{s_0}{T_1}$ и $v_2 = \frac{s_0}{T_2}$, где $T_1 > T$ и $T_2 < T$ – периоды времени, затрачиваемые спортсменами 1 и 2 на преодоление расстояния $s_0 = \frac{s}{2}$ от стартовых позиций A и B до серединной точки C интервала s. Ясно, что данный способ, тоже хроно-геометрический, следует именовать равнодлинным, поскольку расчёт “Эйнштейна” строится на пробеге s_0.

Но при том, что оба способа – равнодлительный и равнодлинный – дают одинаковые результаты ($v_1 = \frac{s_1}{T} = \frac{s_0}{T_1}$ и $v_2 = \frac{s_2}{T} = \frac{s_0}{T_2}$), они неестественны, поскольку хроно-геометрический метод в инерционной кинематике, как показано выше, проблематичен геометрически и сомнителен метрологически. То есть, геометрическое равенство $s = s_1 + s_2 = s_0 + s_0$ справедливо с точностью до точки деления интервала s на две неравные части (диарезис) или пополам (дихотомия), а отношение пути ко времени (например, s к T, что равняется v) противоречит определению действительного числа как результата сравнения двух однородных величин – измеряемой и масштаба. Поэтому предпочтительнее выглядит скалярная оценка скоростей v_1 и v_2 числами α' и A', такими, что $\alpha' + A' = 1'$, где $1' \equiv v$.

Казалось бы, значения парных чисел $\alpha' < \frac{1}{2}$ и $A' > \frac{1}{2}$ задаёт позиция “Ньютона” в пункте D встречи спортсменов 1 и 2 через период T, который примем за единицу времени. При этом протяжённость s маршрута между пунктами A и B также должна быть единичной, поскольку $v = \frac{s}{T}$. Но, не возражая против аддитивного деления $1' = \alpha' + A'$ относительной скорости спортсменов 1 и 2 на равные или неравные части α' и A', “Ньютон” и “Эйнштейн” могут принять её как за особую единицу $1'$, так и считать её единицей 1^*, формально вдвое большей, чем $1'$. Докажем это.

Скорость $v \equiv 1'$, принятую масштабом, назовём протоскоростью и не будем разлагать её на пространственный $s \equiv 1$ $[L]$ и временной $T \equiv 1$ $[T]$ компоненты, отношение $\frac{s}{T}$ которых также равняется единице. Покажем, что мера $1'$ инерционной кинематики, избавленной от хроно-геометрических представлений о скорости, не единственна хотя бы из-за неравноправия неподвижных наблюдателей в пунктах C и D, выражаемого отношениями $\frac{s_{1C}}{s_{2C}} = var$ и $\frac{s_{1D}}{s_{2D}} = const$ полярных координат встречно движущихся точек 1 и 2.

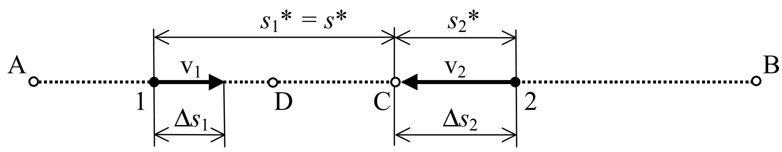

Рис. 5

Заметим, что в процессе сближения объектов 1 и 2 обязателен момент $t = \frac{T}{2}$, когда они окажутся на расстояниях $s_1^* = \frac{s_2}{2}$ и $s_2^* = \frac{s_1}{2}$ от серединной точки C интервала $s \equiv 1$. (*Рис.* 5.) Пусть через время ΔT после этого быстрая точка 2 достигнет пункта C, что определит её скорость $v_2 = \frac{s_2}{T}$ другим пространственно-временным отношением $\frac{s_2^*}{\Delta T} = \frac{\Delta s_2}{\Delta T} = w_2$. При этом пробег точки 1 за время ΔT обозначим как Δs_1, после чего её скорость $v_1 = \frac{s_1}{T}$ будет определена как $\frac{\Delta s_1}{\Delta T} = w_1$.

Казалось бы, равнодлительные формы 1) $\frac{s_1}{T} + \frac{s_2}{T} = \frac{s}{T}$ и 2) $\frac{\Delta s_1}{\Delta T} + \frac{\Delta s_2}{\Delta T} = \frac{s}{T}$ равноценных правил $v_1 + v_2 = v$ и $w_1 + w_2 = v$, называемых классическим законом сложения скоростей, пропорциональны с коэффициентом, равным единице. Однако в случае $v_1 = v_2$ у этих правил просматривается иная пропорциональность.

Выражение (2) разделим на $s_1^* = s^*$, что надо понимать как замену единичного расстояния s масштабом $s^* = \frac{s_2}{2}$. Но такое геометрическое понимание поверхностно, так как из 2*) $\frac{\Delta s_1/s^*}{\Delta T} + \frac{\Delta s_2/s^*}{\Delta T} = \frac{s/s^*}{T}$ с учётом $\frac{\Delta s_2}{s^*} = \frac{s_2^*}{s_1^*} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{s_1}{s_2}$ и $\frac{s_1}{s_2} = \frac{\Delta s_1}{\Delta s_2} = \frac{v_1}{v_2}$ получается 3) $\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 + \frac{v_1}{v_2} = \frac{s/T}{s^*/\Delta T}$, где $v_1 \equiv \alpha'$ и $v_2 \equiv A'$ по определению протоскорости $v \equiv 1'$. А так как $\frac{s}{T} \equiv 1$ и $A' + \alpha' = 1'$, то величина $\frac{s^*}{\Delta T}$, нормирующая скорость $\frac{s}{T}$ в выражении (3), в общем случае равняется $\frac{A'^2}{\alpha'}$ и принимает значение $\frac{1}{2}$, когда $v_1 = v_2 = \frac{v}{2}$, то есть при $s^* = \frac{s}{4}$ и $\Delta T = \frac{T}{2}$. Но это значит, что уменьшение вдвое единицы времени T и сокращение вчетверо масштаба длины s назначает новую единицу движения, в результате чего выражения (2) и (3) при $v_1 = v_2$ становятся пропорциональными с коэффициентом 2.

А теперь заметим, что сближение точечных позиций D “Ньютона” и C “Эйнштейна” (*см. рис.* 4), характеризуемых взаимно обратными числами $\varepsilon = \frac{s_1}{s_2} = \frac{v_1}{v_2}$ и $E = \frac{s_1{*}}{s_2{*}} = \frac{v_2}{v_1}$ и зависимостями $\frac{s_{1D}}{s_{2D}}$ $= const$ и $\frac{s_{1C}}{s_{2C}} = var$ соответственно, приводит к антисимметричному изменению скоростей $v_1 \equiv \alpha'$ и $v_2 \equiv A'$, при котором они стремятся к своему среднему арифметическому $\frac{v}{2}$ с разных сторон – первая увеличиваясь, а вторая уменьшаясь численно. Но, как видно из приведенного расчёта, совпадение точек D и C посередине интервала $s \equiv 1$ делает скаляры $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ и $E = \frac{v_2}{v_1}$ отличающимися вдвое, хотя, казалось бы, при $v_1 = v_2 = \frac{v}{2}$ они должны быть равны одной единице.

Этот арифметический факт будем понимать в том смысле, что “Ньютон” и “Эйнштейн” могут характеризовать относительную скорость велосипедиста 1 и мотоциклиста 2 разными единицами – протоскоростью $v \equiv 1'$ или квадроскоростью $w \equiv 1{*}$, связанными так, что $1{*} = 2{\cdot}1'$. Тем более, что выражения (1) и (2*), отличающиеся множителем $\frac{1}{s{*}}$, при $v_1 \to 0$, когда $v_2 \to v \equiv 1'$, также утрачивают обычную пропорциональность.

В самом деле, $s{*} \to \frac{s}{2}$, $\Delta s_1 \to 0$, $\Delta s_2 \to 0$ и $\Delta T \to 0$ в равенстве (2*), если $v_2 \to 1'$ и, соответственно, $v_1 \to 0$. Но в таком случае при $v_1 \equiv 0$, когда аддитивного деления протоскорости $v \equiv 1'$ на две части фактически нет, это равенство и его аналог (2) приобретут форму неопределенности $\frac{0}{0} + \frac{0}{0} = 2$ и утратят пропорциональность с тождеством (1), которое примет понятный вид $\frac{0}{1} + \frac{1}{1} = 1$, поскольку $s_1 \equiv 0$ и $s_2 = s \equiv 1$ при $v_2 = v \equiv 1'$. А это еще раз доказывает, что вновь введенная единица 1* равномерного движения по прямой, названная квадроскоростью, вдвое превышает протоскорость 1′, получившую арифмометрическое определение в рамках скалярной формы $A' + \alpha' = 1'$.

Итак, неподвижные наблюдатели – “Ньютон” в позиции D и “Эйнштейн” в позиции C – не только не равноправны математически из-за отношений $\frac{s_{1D}}{s_{2D}} = const$ и $\frac{s_{1C}}{s_{2C}} = var$, но вправе не согласиться друг с другом по поводу всеобщности и единственности правила $A' + \alpha' = 1'$, численно модифицирующего классический закон $v_1 + v_2 = v$ сложения инерциальных скоростей v_1 и v_2 велосипедиста 1 и мотоциклиста 2. Ведь относительную скорость 1′ двух спортсменов можно переопределить в иную меру механического движения 1*, которая названа квадроскоростью. И эта мера объективно проявляется в различных явлениях физики, например, в эксперименте Физо.

В одной из своих статей Эйнштейн охарактеризовал опыт Физо как решающий эксперимент (*experimentum crucis*) в пользу специальной теории относительности. А в 1952 году, за год до кончины, высказался за его улучшенное повторение. И действительно, сомнения в соответствии данных опыта 1851 года релятивистским принципам возникают как при знакомстве с его предисторией, так и при анализе способа подведения полученных результатов под формализм СТО.

Как известно, в 1818 году Френель объяснил опыт Араго (1810 г.) по преломлению света от далёкой звезды (к которой Земля сначала приближалась со скоростью 30 $км{\cdot}c^{-1}$ и от которой через полгода удалялась с той же орбитальной скоростью) частичным увлечением светоносной среды (эфира) движущимся прозрачным телом (призмой). А в 1851 году Физо поставил опыт по проверке формулы Френеля $c{*} = \frac{c}{n} \pm kv$ для скорости $c{*}$ света, распространяющегося внутри и вместе с прозрачным телом, скорость v которого попутна (+) или встречна (–) световому потоку. Здесь $n > 1$ – показатель преломления оптического тела, а k – коэффициент “частичного увлечения”, равный $1 - \frac{1}{n^2}$.

Количественный результат эксперимента Физо заметно (на 13 %) отличался от предсказаний теории Френеля, но определённо был не в пользу классического сложения скоростей $\frac{c}{n} = c_n$ и v (света в воде с коэффициентом преломления $n = 1{,}33$ и воды в лабораторной установке с двумя параллельными трубами общей длиной $2L$). А точнее – формула Френеля предрекала сдвиг картины интерференции на 0,20 полосы, тогда как средняя величина ряда измерений составила 0,23 полосы, что ровно вдвое меньше сдвига размером 0,46 полосы, рассчитанного по классической формуле $c_n \pm v$.

Вспомним, что расчётная разность $\Delta l = c\cdot\Delta t$ хода световых лучей, прошедших сквозь воду в трубах встречно (–) и попутно (+) её течению, задана периодом $\Delta t = \dfrac{2L}{c_n - kv} - \dfrac{2L}{c_n + kv}$. Причём $k = 1$ при классическом сочетании скоростей c_n и v, тогда как по теории Френеля $k = 1 - \dfrac{1}{n^2}$.

Заметим, что при $k = 1$ будет $\Delta t = T\,\dfrac{(2L/l)(2\cdot 1'/1^2)}{(c_n/v)^2 - 1^2}$, где l – перемещение воды в трубе за время $T = 1$ c, а $1' \equiv v$. При этом квадроединица $1^2 \equiv v^2$ появляется в алгебраически модифицированной формуле для расчётного периода Δt после нормировки её знаменателя $c_n{}^2 - v^2$ по v^2 и, скорее всего, не равна масштабу $1'$.

В самом деле, если предположить, что скорость $v \equiv 1'$ водного потока ровно в два раза отличается от величины $v^2 \equiv 1^2$, нормирующей квадрат c_n^2 скорости света в воде, то при формальном переопределении масштаба $1'$ в единицу механического движения с размерностью $[v^2]$, последний надо удвоить, то есть убрать коэффициент 2 перед числом $1'$ в формуле для Δt. В итоге геометрическая разность $\Delta l = c\cdot\Delta t$ хода световых лучей в воздухе, определявшая сдвиг интерференционных полос в установке Физо, численно сократится вдвое и предпринятое переопределение скорости $1'$ в квадроскорость 1^2 даст результат $\Delta t^* = \dfrac{\Delta t}{2}$, в точности равный опытному.

Таким образом, опыт Физо способен проверить и подтвердить введённое выше понятие квадроскорости, если его повторение с другими трубами (по длине L), с иной жидкостью (по показателю преломления n) и с различными скоростями её течения даст результат, вдвое меньший рассчитанного по классическому правилу $c_n \pm v$. При этом лабораторная установка, подобная той, что пользовался Физо, имеется у Почтарёва А. П. в г. Краснодаре.

А теперь обратимся к релятивистской трактовке эксперимента Физо и вспомним, что в 1907 году Лауэ вывел формулу Френеля $c^* = c_n \pm v\left(1 - \dfrac{1}{n^2}\right)$ из релятивистского закона сложения скоростей $\dfrac{c_n + v}{1 + c_n v/c^2} \approx (c_n + v)(1 - v/nc) = c_n + v - \dfrac{v}{n^2} - \dfrac{v^2}{nc} \approx c^*$, дважды пренебрегая членами второго порядка малости. (Здесь $n > 1$ – показатель преломления оптического тела, движущегося попутно свету со скоростью $v << c$.) И на этом основании результат опыта Физо посчитали вполне релятивистским. Но расчетные модели Френеля и Эйнштейна, коррелирующие при малых значениях v, по разному решают такую задачу:

– какой должна быть скорость $v = const$ протяженного световода Т, чтобы распространяющийся в нем свет удалялся от излучателя И с той же скоростью $c = const$, что и свет, обегающий прозрачное тело снаружи? (*Рис.*6.)

Из формулы Френеля при $c^* = c$ получается $v = c\,\dfrac{n}{n+1}$, откуда при $n = 1$ выходит $v = \dfrac{c}{2}$. Это значит, что пустой трубке Т предписана скорость $\dfrac{c}{2}$, хотя условию задачи при $n = 1$ удовлетворяет любое значение v, даже нулевое.

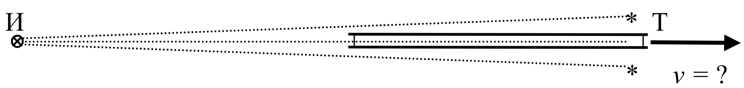

Рис. 6

Как видно, решение по Френелю исключает из множества скоростей от нуля до c ровно половину, настаивая, что $\dfrac{c}{2} \le v \le c$ при различных значениях коэффициента n от единицы до бесконечности. И этот расчётный парадокс является ещё одним примером проблемы дихотомии, общей для вскх точных наук [8]. Напротив, релятивистская формула $c^* = \dfrac{c_n + v}{1 + c_n v/c^2}$ при $c^* = c$ дает единственное решение $v = c$, неправдоподобное своей независимостью от показателя преломления n.

Таким образом, теория Френеля и СТО расходятся как раз там ($v << c$), где они объединены выводом Лауэ, который якобы объяснил опыт Физо с релятивистских позиций. И при этом обе теории одинаково игнорируют три проблемы инерционной кинематики – позиционную, метрологическую и геометрическую, на которые указано выше. А решает эти проблемы метод особых чисел двойной размерности, представленный в авторских работах из списка литературы.

1. Черепанов О. А. Скрытые постулаты теории движений, аксиомы Ньютона и явления физики, моделируемые особыми числами. Об альтернативе гуманитарным представлениям точных наук. В сб. //Проблемы аксиоматики в гидро-газодинамике. – М.: «Век книги», 2001. – С. 142-162.

2. Черепанов О. А. Логико-математические проблемы механики материальной точки. Негеометрическое моделирование движений по инерции. – Уфа: Фонд содействия развитию научных исследований (ФСРНИ), 1998. – 28 с.

3. Черепанов О. А. Артефакты в основах механики и физики. Введение в арифмометрию и глобаллистику. – Уфа: ФСРНИ, 1998. – 48 с.

4. Черепанов О. А. Опыты Араго и Физо против постулатов Эйнштейна. Световая квадроскорость в теории и в экспериментах. – Уфа: ФСРНИ, 1998. – 48 с.

5. Черепанов О. А. Гравитация без потенциального поля и без притягивающей силы. Арифметические модели невесомости. – Уфа: ФСРНИ, 1998. – 24 с.

6. Черепанов О. А. Дихотомия и диарезис. – Уфа: ФСРНИ, 1996. – 125 с.

7. Черепанов О. А. Где начало того конца? – М.: «Гончаръ», 1994. – 184 с.

8. Черепанов О. А. Сингулярное удвоение в физике, математике и механике. В сб. //Проблемы аксиоматики в гидро-газодинамике. – М.: «Прометей», 2000, вып. 8. – С. 137-142.