# О ВОЗМОЖНОМ ОТКЛОНЕНИИ РЕГИСТРИРУЕМОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ОТ СКОРОСТИ СВЕТА В ВАКУУМЕ

**В.О. Гладышев**

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*
*НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино, Россия*

vgladyshev@mail.ru

Показано, что для фундаментальных взаимодействий, распространяющихся в пространстве независимых переменных, результаты измерительной процедуры, построенной на измерении частных дифференциалов преобразований, зависят от скорости лабораторной ИСО относительно пространства распространения взаимодействий. Дана возможная интерпретация нарушения инвариантности на детекторе OPERA и в эксперименте по измерению времени регистрации нейтринного всплеска от SN1987A нейтринными и гравитационно-волновыми детекторами. Предложен способ оценки анизотропии пространства. Он основан на измерении вариаций сигнала при изменении ориентации лабораторной установки в пространстве. Отмечено, что наиболее эффективным способом определения параметра анизотропии является эксперимент SADE, предложенный в работах [1, 2] и заключающийся в поиске пространственной анизотропии по результатам интерферометрической регистрации скорости распространения электромагнитного излучения во вращающемся оптическом диске.

**Ключевые слова:** фундаментальные взаимодействия, анизотропия пространства, скорость нейтрино, системы отсчета, преобразования координат, замедление времени.

## Введение

В последнее время широко обсуждается проблема измерения скорости распространения нейтрино в связи с результатами, полученными на детекторе OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), который находится на глубине 1400 метров под итальянскими Аленнинами в подземной лаборатории Гран-Сассо (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) [3].

Проблема заключается в том, что до последнего времени считалось, что скорость света в вакууме — предельная скорость распространения физических сигналов, что является результатом обобщения принципа относительности и постулата о постоянстве скорости света.

Предельность скорости распространения фундаментальных физических взаимодействий и ее постоянство являются до настоящего времени краеугольными камнями современных представлений о пространстве-времени.

Поэтому для нас важным является ответ на вопрос, может ли в эксперименте наблюдаться отклонение скорости распространения частиц — переносчиков фундаментальных взаимодействий от скорости света в вакууме при одновременном сохранении принципа предельности скорости.

Оказывается, что в некоторых типах экспериментов измеренное значение скорости может отличаться от реального.

Отличие реальной скорости от экспериментальной само по себе вполне допустимо. Например, в работах [4,5] было показано, что при определенном наборе параметров временное положение максимума оптического отклика резонатора Фабри-Перо опережает максимум гравитационно-волнового квазипериодического сигнала. Для наблюдателя регистрация отклика гравитационно-волнового детектора, который опережает сигнал, распространяющийся со скоростью света в вакууме, воспринимается как сверхсветовая скорость передачи сигнала. Однако, парадокс убедительно объясняется интерференционной природой оптического отклика.

Существует и другое объяснение сверхсветовых скоростей, наблюдаемых в эксперименте.

Если эксперимент проводится с использованием ИСО, движущихся друг относительно друга, или в неинерциальной СО, а также при наличии в опыте движущихся элементов или сред, с которыми взаимодействует излучение при распространении, могут проявляться неинвариантные свойства преобразований [6,7], в результате чего измеряемая скорость распространения сигнала может отличаться от истинной.

При описании подобных экспериментов в ИСО наблюдателя потребуется использование преобразований 4-координат событий. При рассмотрении процесса, происходящего во времени, необходимо найти полный дифференциал функции нескольких переменных, содержащий все частные производные исходного преобразования. Если какую-либо переменную удерживать постоянной, то член с соответствующей частной производной будет равен нулю и при переходе к другой ИСО мы получим для сохранения инвариантности формы дифференциала новые преобразования. В противном случае, используя известные преобразования для полного дифференциала, мы получим для неполного дифференциала в новой ИСО другую форму, что будет означать отказ от инвариантности.

Однако, в общем случае, в физическом эксперименте измерение неполного дифференциала является часто реализуемой процедурой. Например, когда мы измеряем интервалы времени синхронизированных часов, покоящихся в различных движущихся ИСО, то мы можем сравнить эти интервалы благодаря преобразованию частных дифференциалов общих преобразований, в которых частные производные координат равны нулю. К этому типов экспериментов относится сравнение времени жизни мезонов, движущихся в атмосферном ливне, и мезонов, рожденных в лабораторной ИСО. В подобных экспериментах производится сравнение мгновенных показаний часов (например, длительности усредненного по множеству частиц элементарного акта распада частицы) в различных ИСО.

Физическое происхождение отличия преобразований для полных преобразований, в которых обнуляются некоторые переменные, и преобразований частных дифференциалов можно пояснить следующим путем.

В первом случае частные производные, стоящие перед дифференциалами переменных, зависят от поворота в 4-пространстве и для двух произвольных движущихся ИСО, соответствующих двум поворотам в исходном пространстве-времени, являются физически взаимозависимыми. Хотя, разумеется, с точки зрения математической зависимости любое новое 4-пространство будет построено на независимых переменных.

Во втором случае т.к. мы осуществляем лишь перенормировку одного масштаба, смешение переменных не возникает и частные дифференциалы физических переменных в различных ИСО являются строго независимыми.

Другими словами, если в первом случае замедление времени движущихся часов может частично компенсироваться их смещением, то во втором случае этого не может произойти в принципе.

Безусловно, и в том и в другом случае выражения для полных дифференциалов должны иметь инвариантную форму.

Здесь можно указать на эксперимент по измерению времени регистрации нейтринного всплеска от SN1987A нейтринными и гравитационно-волновыми детекторами, в котором была измерена аномально большая задержка времени регистрации сигнала разнесенными детекторами [8, 9]. Вспышка была зарегистрирована гравитационными антеннами в Мэриленде и Риме, а также нейтринным детектором в Монте-Бланке, имеющими привязку к всемирному времени. Показания детекторов имеют корреляцию в течение 2 часов с отставанием сигнала, записанного нейтринным детектором, на 1.1 с. Вероятность случайного совпадения показаний составляет $10^{-5}$.

Очевидно, что даже незначительное отклонение скорости распространения нейтрино от скорости света привело бы к тому, что разность времен регистрации сигналов оптическими телескопами, а также нейтринными и гравитационными детекторами вследствие большого расстояния между излучателем и приемником имела бы на порядки большие значения, чем то, что наблюдалось.

Кроме того, измеренная задержка времени регистрации сигнала, распространяющегося со скоростью света в вакууме в любой ИСО, не может быть объяснена временем запаздывания сигнала при распространении между детекторами и приводит к необходимости анализа используемой измерительной процедуры и соответствующих преобразований координат.

Используемая в данном эксперименте измерительная процедура построена на сравнении мгновенных значений собственных параметров физических процессов (собственного времени разнесенных часов) в различные моменты времени и основана на процедуре синхронизации удаленных часов. Это приводит к необходимости получения преобразований, которые могут применяться в случае процедуры сравнения мгновенных значений собственных параметров в различных движущихся ИСО в различные моменты времени.

Подобные преобразования точно согласуются с результатами преобразований используемой группы относительно исходной ИСО, имеют согласие с известными экспериментами и могут быть использованы при расширении группы Лоренца.

## 1 Сравнение мгновенных значений собственных параметров физических процессов

Рассмотрим преобразования, построенные на независимых переменных $x_0^i$ в некоторой исходной ИСО. Пусть соотношения для дифференциалов $dx_1^i$, $dx_2^i$ в двух произвольных движущихся с различными скоростями ИСО имеют вид

$$dx_0^i = \frac{\partial f_{1,2}^i}{\partial x_{1,2}^k} dx_{1,2}^k, \qquad i,k = 0,1,2,3. \tag{1}$$

Преобразования, соответствующие переменным $x_{1,2}^i$, могут быть получены из требования инвариантности интервала. Для соответствующих дифференциалов получим

$$dx_1^i = \frac{\partial f_0^i}{\partial x_2^k} dx_2^k \tag{2}$$

Построим преобразования с дифференциалами вида (2), удерживая переменные времени и координат независимыми. Для простоты рассмотрим ортогональные преобразования, с точностью до поворота удовлетворяющие уравнениям

$$\begin{gathered} dx_1^\mu = \frac{\partial f^\mu}{\partial x_2^\nu} dx_2^\nu, \qquad \mu,\nu = 0,1 \\ dx_1^\alpha = dx_2^\beta, \qquad \alpha,\beta = 2,3 \end{gathered} \tag{3}$$

Преобразования для (1), (2) имеют аналогичный вид.

Будем полагать поочередно $dx_{1,2}^\nu = 0$ для $\nu = 0$ и $\nu = 1$. Тогда, совместное решение (1) приведет к выражениям

$$\frac{\partial f^\mu}{\partial x_2^\mu} = \frac{\partial f_2^\mu}{\partial x_2^\mu} \left( \frac{\partial f_1^\mu}{\partial x_1^\mu} \right)^{-1} \tag{4}$$

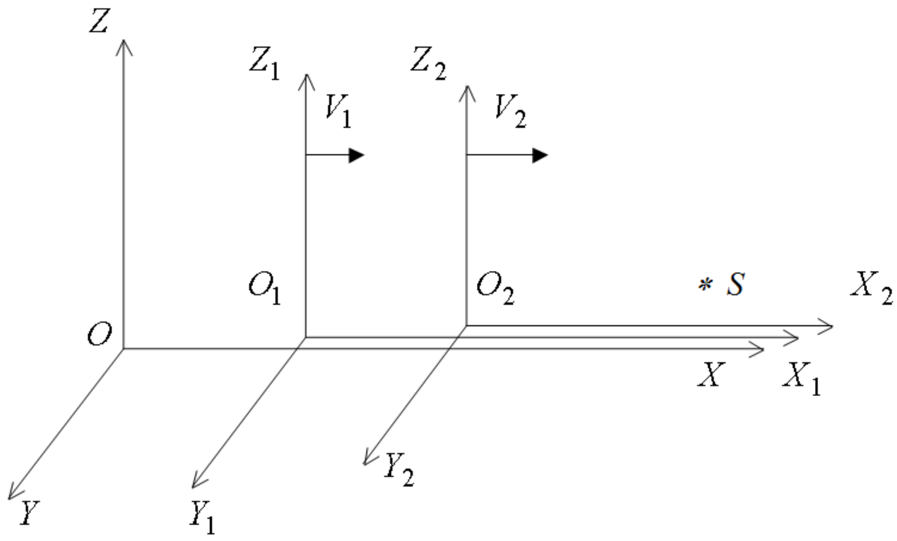


Рис. 1: Случай параллельного движения двух ИСО со скоростями относительно некоторой исходной ИСО

Введем величины $\alpha_\mu$, удовлетворяющие равенствам

$$\frac{\partial f^\mu}{\partial x_2^\mu} = \frac{\partial f_0^\mu}{\partial x_2^\mu} + \alpha_\mu \tag{5}$$

После подстановки в (2) получим для $\mu \neq \nu$

$$\frac{\partial f^\mu}{\partial x_2^\nu} dx_2^\nu = \frac{\partial f_0^\mu}{\partial x_2^\nu} dx_2^\nu - \alpha_\mu dx_2^\mu \tag{6}$$

Так как в левой части находится дифференциал фиксированной независимой переменной в каждом из уравнений (6) справа должна быть та же переменная, откуда следует, что

$$\frac{\partial f^\mu}{\partial x_2^\nu} = \frac{\partial f_0^\mu}{\partial x_2^\nu} - \alpha_\mu \tag{7}$$

Величины $\alpha_\mu$ могут быть найдены из (5) и (4), поэтому частные производные искомых преобразований определяются однозначно.

Для иллюстрации неинвариантных свойств частных дифференциалов рассмотрим случай параллельного движения относительно некоторой исходной ИСО (рис. 1).

Преобразования координат в этом случае имеют вид:

$$\begin{gathered} x^\alpha = g^\alpha_{\beta i} x_i^\beta , \\ i = 1, 2, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3, 4 \end{gathered} \tag{8}$$

где

$$g^\alpha_{\beta i} = \begin{pmatrix} \gamma_i & 0 & 0 & \gamma_i V_i \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_i \dfrac{V_i}{c^2} & 0 & 0 & \gamma_i \end{pmatrix} \tag{9}$$

$$\gamma_i = (1 - \beta_i^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \beta_i = V_i / c$$

Относительная скорость движения ИСОi может быть измерена в любой из движущихся ИСО и соответствует выражению

$$V_0 = \frac{V_2 - V_1}{1 - V_1 V_2/c^2} \tag{10}$$

Используя (10), можно получить преобразования координат между двумя произвольными ИСО$_i$:

$$x_1^\alpha = g_{\beta 0}^\alpha x_2^\beta \tag{11}$$

где $g_{\beta 0}^\alpha$ включает $\gamma_0 = (1-\beta_0^2)^{\frac{1}{2}}$, $\beta_0 = V_0/c$, $V_0$ — относительная скорость движения ИСО$_i$.

Если мы хотим сравнить собственные интервалы времени, отсчитываемые часами в двух произвольных ИСО$_i$, это можно сделать следующими путями. В первом случае можно взять дифференциал из (8)

$$dx^\alpha = g_{\beta i}^\alpha dx_i^\beta, \tag{12}$$

и положить $dx_i^\beta = 0$ при $\beta = 1, 2, 3$, считая часы $T_i$ покоящимися в ИСО$_i$. Тогда, получив два соотношения

$$dx^4 = \gamma_i dx_i^4, \tag{13}$$

и исключив $dx^4$, с учетом (10) можно получить

$$dx_1^4 = \gamma_0 \left(1 + \beta_0 \beta_1\right) dx_2^4. \tag{14}$$

Второй путь заключается в том, что мы берем дифференциал для (11) и получаем, положив $dx_2^\beta = 0$ при $\beta = 1, 2, 3$, соотношение

$$dx_1^4 = \gamma_0 dx_2^4. \tag{15}$$

Полученные соотношения (14) и (15) соответствуют различным измерительным процедурам.

Заметим, что те же рассуждения можно сделать для пространственных координат. В этом случае соотношения для дифференциалов соответствуют сравнению длины стержней, покоящихся в различных ИСО.

Таким образом, результат анализа зависит от того, какую ИСО можно считать исходной, относительно которой преобразования координат связывают физически независимые величины.

Предположим, что выбранная ИСО обладает такими свойствами. Тогда для сравнения собственных интервалов времени часов $T_i$, покоящихся в двух произвольных ИСО$_i$, мы можем использовать (14) после перехода от дифференциалов $dx_i^4$ к конечным приращениям $\Delta x_i^4$. Последний переход мы всегда можем сделать, т.к. преобразования являются линейными.

На рис. 2 изображена зависимость отношения измеренных в различных ИСО приращений времени $\Delta t_1/\Delta t_2$ (в используемых выше обозначениях $\Delta x_1^4/\Delta x_2^4$) от модуля параметра относительной скорости часов $|\beta_0|$ при $\beta_1 = 0,2$ и при $\beta_1 = 0$ (пунктир).

Из рис. 2 видно, что при $\beta_0 = 0$ (т. "a") собственные интервалы времени часов $T_i$ равны. В случае, когда $\beta_0 = -\beta_1$ (т. "b"), часы $T_2$ покоятся в исходной ИСО, поэтому $\Delta t_2 > \Delta t_1$ и график имеет экстремум (min). В т. "c" часы $T_2$ движутся в исходной ИСО со скоростью $-\beta_1$, т.е. аналогично часам $T_1$, но в противоположную сторону. Этому случаю соответствует относительная скорость движения $V_0 = -2V_0/(1-\beta_1^2)$ и $\Delta t_1 = \Delta t_2$.

В результате мы приходим к выводу, что если часы $T_2$ покоятся относительно $T_1$, интервал времени, отсчитываемый ими, не является максимальным, т.к. ИСО$_1$ движется относительно исходной ИСО.

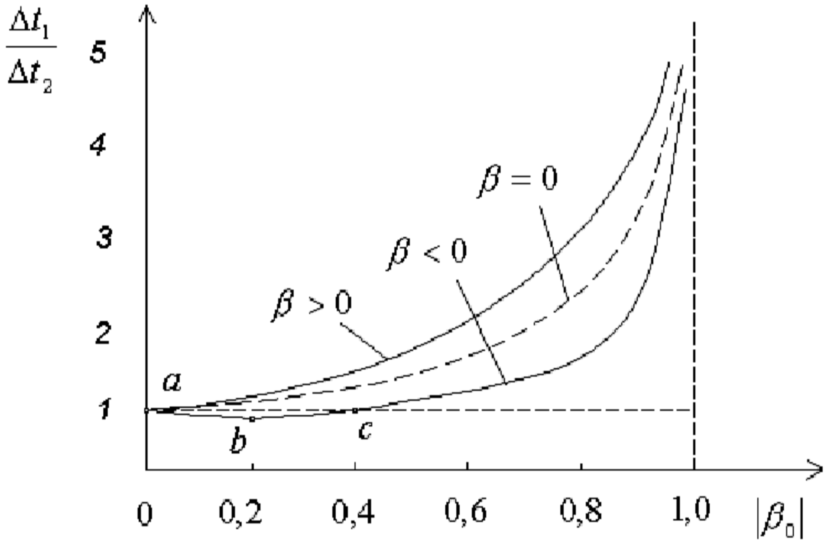


Рис. 2: Зависимость $\Delta t_1/\Delta t_2$ от модуля параметра относительной скорости часов $|\beta_0|$ при $\beta_1$=0,2 и при $\beta_1 = 0$ (пунктир).

Для того чтобы понять физический источник происхождения Лоренц–инвариантной формы преобразований (11), (12), необходимо найти причину отсутствия в этих формулах дополнительного члена с $\beta_0\beta_1$, возникающего в (14).

Рассмотрим процедуру измерения времени распространения светового сигнала от источника $S$ к $T_2$.

Пусть в момент $x_2^4 = 0$ источник $S$ посылает световой сигнал в направлении $T_2$. В момент получения сигнала часы $T_2$ отсчитают время $dx_2^4$. По часам $T_1$ этому процессу будет соответствовать интервал $dx_1^4$.

Рассмотрим два случая: в первом из них $T_1$ имеют $V_1 = 0$, что позволяет использовать (15), а во втором — $V_1 \neq 0$ и тогда справедливо выражение (14).

Отличие в соотношениях частных дифференциалов (14) и (15) равно

$$\delta x_1^4 = \gamma_0\beta_0\beta_1 dx_2^4 \tag{16}$$

Поясним кинематический смысл дополнительного члена $\delta x_1^4$. Величина $\beta_0\beta_1 dx_2^4$ есть интервал времени по часам $T_2$, необходимый световому сигналу, чтобы преодолеть расстояние, на которое переместятся $T_1$ за время распространения света от $T_2$ к $T_1$. Умножение на $\gamma_0$ дает тот же интервал, но измеренный по часам $T_1$.

Следовательно, $\delta x_1^4$ — величина, на которую уменьшается интервал времени, отсчитываемый движущимися часами $T_1$ при распространении сигнала от $T_2$ к $T_1$.

С другой стороны, $\delta x_1^4$ является результатом дополнительного эффекта замедления хода часов $T_2$ относительно хода движущихся часов $T_1$, как это следует из (14).

Из того, что в преобразованиях частных дифференциалов (14) присутствует дополнительный член, а в (15) и в преобразованиях (11) он отсутствует, вытекает точное равенство величины дополнительного эффекта замедления часов $T_2$ кинематическому эффекту уменьшения времени распространения светового сигнала от $T_2$ к $T_1$ благодаря смещению $T_1$ в исходной ИСО.

Согласно данному выводу можно представить некоторое физическое пространство (ФП) 4–х независимых переменных с множеством покоящихся в нем ИСО, в которых скорость света, в общем случае, находится из решения соответствующих дисперсионных уравнений для конкретного распределения среды и ее скорости. Относительно этих ИСО можно задать бесконечное множество движущихся ИСО, переход к которым осуществляется преобразованиями Лоренца с соответствующими частными дифференциалами. В силу точной компенсации эффектов замедления времени и кинематического эффекта изменения интервала времени распространения светового сигнала между часами произвольно движущихся ИСО, измеряемая скорость распространения фундаментальных взаимодействий в движущихся ИСО без учета среды также равна $c$.

Таким образом, существование неинвариантных свойств частных дифференциалов позволяет ввести понятие физического пространства, представляющего собой совокупность покоящихся друг относительно друга ИСО, относительно которых можно записать преобразования пространства-времени, связывающие переменные исходных ИСО с переменными любой другой движущейся ИСО.

Приведенные выше рассуждения относились к случаю плоского пространства и параллельного движения ИСО вдоль выбранной оси. Для решения пространственных задач необходимо использовать общие преобразования 4–мерного пространства [6,7]. Подчеркнем, что искомые преобразования удовлетворяют Лоренц–инвариантности, дают правильную форму для соотношений частных дифференциалов, удовлетворяют постулату о постоянстве измеряемой скорости света и имеют согласие с известными экспериментами.

Подобный анализ приводит к следующему выводу. Если в природе реализуется физическое пространство и соответствующее ему множество покоящихся ИСО, относительно которого для всех движущихся ИСО выполняются (1), и в этом пространстве координаты $x_0^i$ независимы, то для любых двух движущихся ИСО преобразования дифференциалов физически независимых координат будут отличаться от (1). Таким образом, если фундаментальные взаимодействия распространяются в данном ФП, то результаты измерительной процедуры, построенной на измерении частных дифференциалов величин, входящих в преобразования координат, будет зависеть от скорости той или иной ИСО относительно пространства распространения взаимодействий.

Именно этот момент в наших рассуждениях может объяснить, почему при постоянной скорости распространения фундаментальных физических взаимодействий может наблюдаться экспериментальное отличие в наблюдаемой скорости передачи сигналов.

Величину рассогласования координат пространства распространения фундаментальных физических взаимодействий и реального пространства, в котором проводятся измерения, можно связать с параметром анизотропии, который будем интерпретировать как числовой коэффициент, пропорциональный скорости движения ИСО пространства наблюдений относительно ИСО, в которой дипольная составляющая реликтового излучения равна нулю, т.е. в ФП. Заметим, что анизотропность наблюдаемых свойств Вселенной установлена достоверно на основе изучения процессов разной физической природы [10-12].

## 2 Расчет собственного интервала времени равноускоренных часов относительно движущейся ИСО

В качестве качественной иллюстрации применимости полученных преобразований рассмотрим задачу расчета собственного интервала времени для часов, равноускоренных относительно часов неподвижных и движущихся в исходной ИСО со скоростью $\nu_1$.

Если движение происходит вдоль некоторой оси в соответствии с (8) для $x_1^0{=}ct_1$, $x_2^0{=}ct_2$ можно записать

$$t_2 = \int\limits_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{dt_1}{g_1^1(t_1)} \tag{17}$$

Выражение для $g_1^1$ является функцией $t_1$, так как для равноускоренного движения

$$\beta\left(t_1\right)=\frac{\omega_0 t_1/c}{\sqrt{1+\omega_0^2 t_1^2/c^2}} \tag{18}$$

здесь $\omega_0$ — измеренная величина ускорения часов.

Возьмем $\tau_1=0$ и введем обозначение $\tilde{p}=\dfrac{\omega_0 t_1}{c}$, $p=\dfrac{\omega_0\tau_2}{c}$. Тогда (17) примет вид

$$t_2=\frac{c}{\omega}\int\limits_0^p\frac{\sqrt{1-\beta^2(\tilde{p})}d\tilde{p}}{1+\beta_1\beta(\tilde{p})} \tag{19}$$

Перейдем к переменной $\beta$ и после преобразований получим

$$t_2=\frac{c}{\omega}\frac{1}{1-\beta_1^2}\left[J_1-J_2\right], \tag{20}$$

где

$$J_1=\int\limits_0^{\beta_2}\frac{1-\beta_1\beta}{1-\beta}d\beta,\quad J_2=\int\limits_0^{\beta_2}\frac{\beta_1^2}{1-\beta_1\beta}d\beta,\qquad \beta_2=\frac{p}{\sqrt{1+p^2}}. \tag{21}$$

Так как интегралы $J_1$, $J_2$ сводятся к табличным, решение (21) имеет вид

$$t_2\left(\beta_1,p\right)=\frac{c}{\omega_0}\frac{1}{1-\beta_1^2}\ln\left|\frac{p+\sqrt{1+p^2}}{\left(\beta_1 p+\sqrt{1+p^2}\right)^{\beta_1}}\right|. \tag{22}$$

Данное выражение содержит параметр $\beta_1$, что является следствием неинвариантности неполного дифференциала для преобразований, нелинейных относительно скорости ИСО.

Найдем $t_2$ в пределе, когда $\beta_1\to 1$ :

$$t_2=\frac{c}{2\omega_0}\left(\ln\left|p+\sqrt{1+p^2}\right|+\frac{p}{p+\sqrt{1+p^2}}\right) \tag{23}$$

При длительном измерении $p\gg 1$ и мы получаем выражение

$$t_2\cong\frac{1}{2}\frac{c}{\omega_0}\ln 2p. \tag{24}$$

отличающееся коэффициентом $1/2$ от выражения при $\beta_1=0$.

Следовательно, часы, движущиеся равноускоренно относительно лабораторной ИСО, имеющей некоторую скорость в пространстве распространения фундаментальных взаимодействий, будут идти более медленно, чем в том случае, если движение происходит относительно неподвижной ИСО.

Вернемся теперь к прогнозированию результатов эксперимента. Разумеется, что указанное отличие в показаниях часов можно обнаружить только при выполнении определенных метрологических процедур. Необходимо точно выполнить процедуру синхронизации, иметь независимое определение скорости движения и расстояния до движущегося объекта (часов). В противном случае полученный результат может содержать неопределенность, которую можно отождествить с параметром анизотропии пространства.

## 3 Оценка времени задержки регистрации сигнала наземными удаленными детекторами

Рассмотрим теперь процедуру измерений, имеющую практическое значение при регистрации астрофизического сигнала различными детекторами. Данная процедура реализована в эксперименте по регистрации нейтринного сигнала от SN1987A разнесенными детекторами [8, 9], а также в эксперименте на детекторе OPERA [3].

Пусть детекторы космического излучения $D_1$, $D_2$ покоятся в некоторой ИСО на расстоянии $l$ друг от друга. На прямой, соединяющей детекторы, расположена служба времени $S$, которая характеризуется расстояниями $l_1$, $l_2$ до $D_1$, $D_2$.

Будем считать, что данная ИСО имеет скорость $\vec{V}_1$, сонаправленную с вектором $\overrightarrow{D_1D_2}$ относительно исходной ИСО пространства распространения взаимодействий. Для этого случая разность времени прихода сигналов от $S$ к $D_1$, $D_2$ равна

$$\delta t_1 = \frac{\Delta l + l\beta_1}{c(1-\beta_1^2)} \tag{25}$$

где $\Delta l = l_1 - l_2$, а выражение является форминвариантным.

Пусть плоский волновой фронт космического излучения, имеющего скорость $c$ в исходной ИСО, образует угол $\alpha$ с вектором $\overrightarrow{D_1D_2}$ в ИСО детекторов. Тогда, разность времени прихода сигнала в $D_1$, $D_2$ рассчитывается по формуле

$$\Delta t_1 = \frac{l\sin\alpha}{c(1-\beta_1\sin\alpha)} \tag{26}$$

Сумма $\delta t_1 + \Delta t_1$ дает общую разность времени прихода сигнала с учетом синхронизации. Из (25), (26) имеем

$$\begin{gathered}\beta_1^3 + a_1\beta_1^2 + a_2\beta_1^1 + a_3 = 0.\\ a_1 = -2\rho - \operatorname{cosec}\alpha, \quad a_2 = -\sigma - \rho\operatorname{cosec}\alpha, \quad a_3 = \sigma\operatorname{cosec}\alpha - \rho,\\ \rho = \frac{l}{c}(\delta t_1 + \Delta t_1), \quad \sigma = 1 - \frac{\Delta l}{c(\delta t_1 + \Delta t_1)}\end{gathered} \tag{27}$$

Рассмотрим случай $\alpha = \pi/2$. Тогда решение (27) имеет вид где $\beta_1 = \sqrt{1-\lambda+\lambda^2} - \lambda$, где $\lambda = \dfrac{l+\Delta l}{c(\delta t_1 + \Delta t_1)}$.

В пределе $\beta_1 = 0, \delta t_1 = 0$ и расчет разности времени прихода сигнала в $D_1, D_2$ по формуле (25) для $l = R_\oplus, \Delta l = 0$ соответствует $\Delta t_1 \cong 0.021s$. Используя (27) или решая (26) для произвольного $\alpha$ можно определить параметр $\beta_1$ для суммы $\delta t_1 + \Delta t_1$, полученной в эксперименте.

Сделаем оценку $\beta_1$ для эксперимента по измерению времени регистрации нейтринного всплеска от SN1987A нейтринными и гравитационно-волновыми детекторами, в котором вероятность случайного совпадения составляла $10^{-5}$ [9]. В этом эксперименте задержка времени прихода сигнала к различным детекторам равнялась 1с, поэтому, полагая $\delta t_1 + \Delta t_1 \cong 1$с, $l = R_\oplus$ можно получить оценку $\beta_1 \cong 0.97$.

Используемые предположения о сонаправленности вектора $\vec{V}_1$ и волнового вектора космического излучения могут значительно отклонять реальную величину этого параметра, поэтому здесь можно говорить о возможности применения данного подхода к объяснению экспериментов с аналогичной измерительной процедурой. Но главный вывод, к которому можно придти на основе проведенных рассуждений, заключается в том, что реальная скорость распространения частиц, в том числе фундаментальных физических взаимодействий, может отличаться от измеренной в конкретном эксперименте.

Аналогичная картина может изменить наши представления о скорости нейтрино, полученными в результате измерений на детекторе OPERA.

С другой стороны, важным моментом является то, что зависимость результатов экспериментов от параметра анизотропии дает возможность определить параметр анизотропии. В частности, в приведенном примере для получения информации о пространственном направлении $\vec{V}_1$, например, в топоцентрической системе координат, необходимо провести не менее 3-х экспериментов с различными некомпланарными векторами $\overrightarrow{D_1 D_2}$.

Возможно, более эффективным способом определения параметра анизотропии является эксперимент SADE, предложенный в работах [1, 2] и заключающийся в поиске пространственной анизотропии по результатам интерферометрической регистрации скорости распространения электромагнитного излучения во вращающемся оптическом диске.

Однако, главным выводом приведенных рассуждений является возможное отличие измеряемой скорости распространения физического сигнала от его реальной скорости в физическом пространстве независимых переменных.

## Заключение

Результаты ряда наземных и астрофизических экспериментов свидетельствуют о невозможности корректного описания некоторых физических процессов в рамках преобразований, полученных на основе инвариантности квадрата интервала. Анализ приводит к выводу о том, что в данных экспериментах измерительная процедура отличается от стандартной и построена на измерении мгновенных значений собственных параметров физических процессов в разных ИСО. Для адекватного описания подобных измерений необходимо использовать преобразования, в которых физические переменные являются независимыми в произвольных движущихся ИСО. Этим требованиям могут удовлетворяют преобразования с частными дифференциалами неинвариантной формы.

Данные преобразования строятся относительно исходного множества покоящихся ИСО, в которых задана скорость распространения фундаментальных взаимодействий. Поэтому эксперименты с классической измерительной процедурой определения полных дифференциалов дадут ту же скорость распространения взаимодействий в любой движущейся ИСО. С другой стороны, результаты экспериментов, построенных на измерении частных дифференциалов, будут зависеть от параметра анизотропии пространства, который можно интерпретировать как скорость лабораторной ИСО относительно пространства распространения фундаментальных взаимодействий.

## Литература

[1] Gladyshev V.O., Leontiev A.D., Tiunov P.S., Sharandin Ye.A. Space anisotropy detection experiment (SADE) //*Современные проблемы гравитации, космологии и релятивистской астрофизики.* Тезисы докладов Международной конференции. 27 июня – 3 июля 2010г. -М.: РУДН, 2010, с. 139-140.

[2] Gladyshev V. etc. SADE - Space Anisotropy Detection Experiment // E-print: http://www.space-lab.ru/view_experiment.php?lang=rus

[3] Adam T., Agafonova N., Aleksandrov A., etc. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam// E-print: http://arxiv.org/abs/1109.4897

[4] Гладышев В.О., Морозов А.Н. Низкочастотный оптический резонанс в многолучевом интерферометре Фабри-Перо // *Письма в ЖТФ.* Т. 19, вып. 14, 1993, с. 38-42.

[5] Gladyshev V.O., Morozov A.N. The theory of a Fabry-Perot interferometer in a gravitational-wave experiment. // *J. Moscow Phys. Soc.* V. 6, № 3, 1996, pp. 209-221.

[6] Гладышев В.О. Необратимые электромагнитные процессы в задачах астрофизики: физико-технические проблемы. М.:Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2000. – 276с. (E-print: http://www.space-lab.ru/files/publications/000-032-00-00.pdf)

[7] Гладышев В.О., Тиунов П.С. Математическое моделирование процессов синхронной регистрации сигналов детекторами, движущимися в различных квазиинерциальных системах отсчета // *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана.* Сер. «Естественные науки». № 2, 2010, с. 16-30.

[8] Pizzella G. Correlations among gravitational wave and neutrino detector data during SN1987A // *Nuovo cim.B.*, V. 105, N 8-9, 1990, pp. 993-1008.

[9] Pizzella G. Correlation between gravitational-wave detectors and particle detectors during SN1987A // *Nuovo cim.C.*, V. 15, N 6, 1992, pp. 931-941.

[10] Vargashkin V.Ya. The analysis of anisotropy of a visible part of the Universe about use astro- and photometry of quasars // *Physical Interpretation of Relativity Theory.* Proceedings of XV International Meeting. Moscow, 6 – 9 July 2009. – Moscow: BMSTU, 2009, pp. 225-234.

[11] Levin S.F. On spatial anisotropy of red shift in spectrums of ungalaxy sources // *Physical Interpretation of Relativity Theory.* Proceedings of XV International Meeting. Moscow, 6 – 9 July 2009. – Moscow: BMSTU, 2009, pp. 235-241.

[12] Варгашкин В.Я. Результаты поиска выделенного направления и неоднородностей Вселенной на основе статистики распределения квазаров // *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, №1 (11), Том. 6, 2009, с. 162-178.

## ON POSSIBLE DEPARTURE DETECTED VELOCITY OF PROPAGATION OF FUNDAMENTAL INTERACTIONS FROM LIGHT VELOCITY IN VACUUM

**V.O. Gladyshev**

*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia*
*Research Institute of Hypercomplex Systems in Geometry and Physics, Friazino, Russia*
vgladyshev@mail.ru

It was shown that for the fundamental interactions, which propagate in a space of independent variables, results of measuring procedure, based on measurements of partial differentials of transformations, depend on laboratory inertial frame velocity relative to a space of propagation of interactions. Possible interpretation for invariance violation on the detector OPERA and in the experiment on measuring the time of a neutrino splash from SN1987A with neutrino and gravitational detectors was given. The estimation method of space anisotropy was offered. It is based on measurement of signal variations when the laboratory set changes its orientation in a space. It was pointed out that the main effective method of determining the anisotropy parameter is the experiment SADE suggested in the works [1, 2]. In the experiment space anisotropy was estimated on results of interference detection for velocity of electromagnetic radiation propagation in a rotating optical disk.

**Key Words:** fundamental interactions, space anisotropy, velocity of neutrino, reference frame, transformations of coordinates, time dilation.