



Эта статья опубликована на английском языке в открытом доступе в журнале

Results in Physics

Szostek Karol, Szostek Roman (2018)

The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system

Results in Physics, Vol. 8, 2018, 429-437, ISSN: 2211-3797

DOI: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.12.053>

Вывод общего вида кинематики с универсальной системой отсчета

Карол Шостэк¹, Роман Шостэк²
(Karol Szostek¹, Roman Szostek²)

¹*Жешовский Технологический Университет, Кафедра Механики Жидкости и Аэродинамики, Жешув, Польша
kszostek@prz.edu.pl*

²*Жешовский Технологический Университет, Кафедра Количественных Методов, Жешув, Польша
rszostek@prz.edu.pl*

Аннотация:

В статье выведен целый класс преобразований времени и положения. Эти преобразования выведены на основе анализа эксперимента Майкельсона-Морли и его усовершенствованной версии – эксперимента Кеннеди-Торндайка. На основе каждого из этих преобразований можно вывести другую кинематику тел. Таким способом мы продемонстрировали, что Специальная теория относительности (СТО) не является единственной теорией, объясняющей результаты экспериментов со светом. Существует целый континуум теорий кинематики тел, которые правильно объясняют эксперимент Майкельсона-Морли, а также другие эксперименты, в которых измеряют скорость света.

На основе выведенных преобразований получаем общий вид выражения для скорости света в вакууме, измеренной в произвольной инерциальной системе отсчета (ИСО). Мы объясняем, почему эксперименты Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка не смогли выявить наличие эфира. Представляем и обсуждаем три примера конкретных преобразований. В заключение объясняем явление анизотропии реликтового излучения (РИ) с использованием представленной теории.

Представленную в данной работе теорию мы назвали Специальной теорией эфира (СТЭ) – с произвольным поперечным сокращением. Статья содержит лишь оригинальные исследования, поведенные ее авторами.

Ключевые слова: кинематика тел, универсальная система отсчета (УСО), преобразования времени и положения, однонаправленная скорость света, анизотропия реликтового излучения (РИ)

1. Введение

В современной физике общепризнано, что эксперименты Майкельсона-Морли [3] и Кеннеди-Трондайка [1] доказали, что скорость света является абсолютно постоянной величиной, а также то, что не существует универсальной системы отсчета (УСО), называемой эфиром. На основе анализа этих экспериментов было выведено преобразование Лоренца, на которое опирается Специальная теория относительности (СТО). В настоящее время считается, что СТО является единственной теорией кинематики тел, правильно объясняющей эксперимент Майкельсона-Морли, а также все другие эксперименты, в которых измеряется скорость света.

В рассуждениях, которые привели к СТО, постулировалось, что все ИСО эквивалентны, и для любого наблюдателя скорость света – величина постоянная. Однако эти постулаты не имеют экспериментального подтверждения. Постулат о том, что все ИСО эквивалентны, был принят, потому что не удавалось объяснить эксперимент Майкельсона-Морли с использованием теории с УСО. В этой статье мы показываем, как это объяснить, а также то, что существует бесконечно много таких теорий. Оказывается также, что однонаправленная (мгновенная) скорость света никогда точно не была измерена. Анализ многочисленных экспериментов в этой области был сделан в работе [11]. При всех измерениях скорости света измерялась только средняя скорость света, проходящего путь по замкнутой траектории. Чтобы измерить скорость света, он должен был вернуться в измерительное устройство. В простейшем случае свет распространялся к зеркалу и отражался обратно так, как сделали в своих экспериментах Арман Физо в 1849 году и Жан Фуко в 1850 году. То же самое реализовано в экспериментах Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка, в которых после отражения от зеркал световые потоки возвращаются в точку выхода. Из этих опытов следует, что средняя скорость света, проходящего путь туда и обратно, является величиной постоянной, а не то, что постоянной является однонаправленная (мгновенная) скорость света.

Анализ экспериментов Майкельсона-Морли и Кеннеди-Трондайка мы проводили с другими постулатами, чем это сделано в СТО.

2. Постулаты кинематики тел

Принимаем следующие постулаты:

- I. Существует система отсчета, относительно которой скорость света в вакууме имеет одинаковое значение в любом направлении. Назовем его универсальной системы отсчета (УСО) или эфиром.
- II. Средняя скорость света при прохождении пути туда и обратно не зависит от направления его распространения для любого наблюдателя. Это следует из эксперимента Майкельсона-Морли.
- III. Средняя скорость света при прохождении пути туда и обратно не зависит от скорости наблюдателя относительно УСО. Это следует из экспериментов Кеннеди-Торндайка.
- IV. В направлении, перпендикулярном направлению скорости тела относительно эфира, наступает $\psi(v)$ - кратное его сокращение, где $\psi(v) > 0$ является функцией поперечного сокращения, зависящей от скорости v тела относительно эфира.
- V. Преобразование между УСО и ИСО является линейным.

В работах [6]–[10] мы выводили кинематику и динамику тел с учетом вышеуказанных постулатов, но только для случая, когда $\psi(v) = 1$. В данной работе мы представляем

кинематику с произвольным поперечным сокращением, в которой был обобщен IV постулат и функция $\psi(v) > 0$ может принимать более сложный вид (рисунок 1).

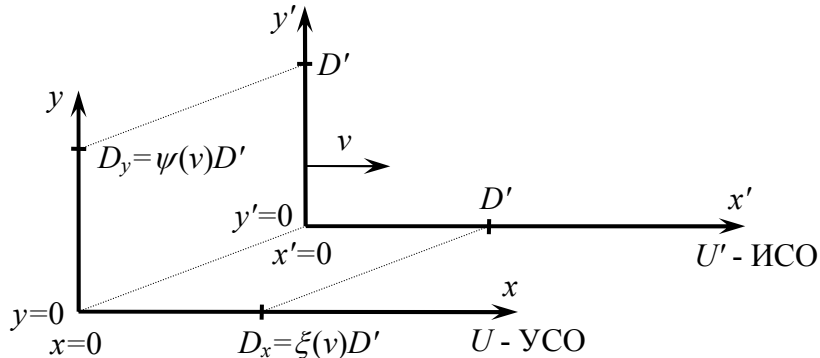


Рис. 1. Значение параметра поперечного $\psi(v)$ и продольного $\xi(v)$ сокращения.

Длина, перпендикулярная к осям x и x' , видна из системы U' как D' , и видна из системы U как $\psi(v)D'$. Если $\psi(v) = 1$, тогда поперечное сокращение не наблюдается, то есть все длины, перпендикулярные скорости v ИСО U' относительно эфира U , имеют такую же величину для наблюдателя в ИСО U' и для наблюдателя в эфире U .

Длина, параллельная осям x и x' видна из системы U' как D' , и видна из системы U как $\xi(v)D'$. Далее окажется, что для принятых постулатов функция продольного сокращения $\xi(v)$ зависима от функции поперечного сокращения $\psi(v)$ и скорости v . Поэтому для продольного сокращения не принимаем никаких постулатов.

Если скорость $v = 0$, то размеры в системе U' должны быть идентичными размерам в системе U . Следовательно, $D' = D_y = \psi(0)D'$. На основе этого получаем важное свойство функции поперечного сокращения

$$\psi(0) = 1 \tag{1}$$

3. Время и путь прохождения света в эфире

Рассмотрим ИСО U' , которая движется относительно системы U , связанной с эфиром со скоростью v (рисунок 2). В системе U' находится зеркало на расстоянии D' от ее начала. Свет в эфире распространяется с постоянной скоростью c . Когда начала систем совпадают, из точки $x' = 0$ в момент времени $t = 0$, выходит поток света в направлении зеркала. При достижении зеркала свет отражается и движется в эфире в противоположном направлении со скоростью c с отрицательным значением, то есть $-c$.

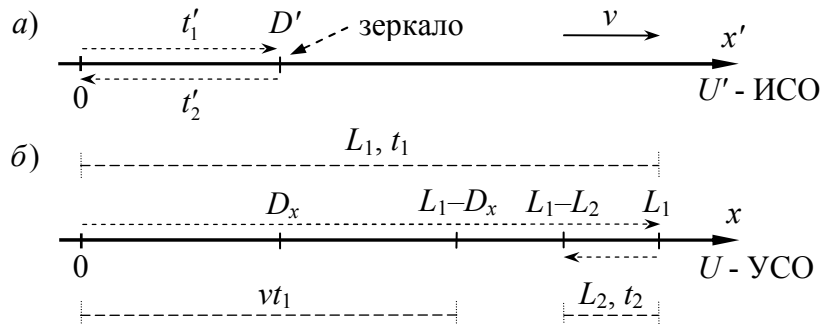


Рис. 2. Время и путь прохождения света до зеркала и обратно:
 (а) путь, пройденный светом, видимый из ИСО U' ,
 (б) путь, пройденный светом, видимый из эфира.

Примем следующие обозначения для наблюдателя в эфире: t_1 – время распространения света до зеркала, t_2 – время возвращения света в точку выхода. L_1 и L_2 – пути, пройденные светом в эфире в одном и во втором направлениях.

Когда свет распространяется в направлении зеркала, само зеркало при этом удаляется от него со скоростью v . Когда свет после отражения от зеркала возвращается в точку $x' = 0$, тогда эта точка движется ему навстречу со скоростью v . Для наблюдателя в системе U расстояние D' параллельно вектору скорости v и видно как D_x . Получим

$$L_1 = D_x + v \cdot t_1, \quad L_2 = D_x - v \cdot t_2 \quad (2)$$

$$t_1 = \frac{L_1}{c} = \frac{D_x + v \cdot t_1}{c}, \quad t_2 = \frac{L_2}{c} = \frac{D_x - v \cdot t_2}{c} \quad (3)$$

Зависимости (3) необходимо решить относительно t_1 и t_2 . Получим, следовательно, время и путь прохождения в эфире

$$t_1 = \frac{D_x}{c - v}, \quad t_2 = \frac{D_x}{c + v} \quad (4)$$

$$L_1 = c \cdot t_1 = D_x \frac{c}{c - v}, \quad L_2 = c \cdot t_2 = D_x \frac{c}{c + v} \quad (5)$$

4. Геометрический вывод общего преобразования

В разделе выведены преобразования система-эфир геометрическим методом. Был произведен полный геометрический анализ эксперимента Майкельсона-Морли, который принимает во внимание прохождение света перпендикулярно и параллельно к направлению движения системы U' .

Принимаем постулаты I–V, указанные во введении.

На рисунке 3 представлены 2 системы отсчета. Система U находится в состоянии покоя в эфире, тогда как система U' движется относительно эфира с постоянной скоростью v . Оси x и x' лежат на одной прямой. В момент времени, когда начала систем совпадают, часы в обеих системах были синхронизированы и обнулены. Часы в системе U , связанной с эфиром, синхронизированы внутренним способом, то есть на основании расстояния часов и известной скорости света, которая в системе U является постоянной. Часы в системе U' синхронизированы внешним способом так, что если часы системы U показывают время $t = 0$, тогда находящиеся рядом с ними часы системы U' также обнулены, то есть $t' = 0$.

В системе U' проводится эксперимент измерения скорости света в вакууме перпендикулярно и параллельно к направлению движения системы U' относительно эфира. В каждом из этих направлений свет проходит путь до зеркала и обратно. На рисунке 3 в части (а) показаны пути прохождения света, видимые наблюдателем из системы U' , а в части (б) – видимые наблюдателем из системы U .

Обозначим c_p среднюю скорость света в системе U' .

Зеркала связаны с системой U' и размещены на расстоянии D' от начала системы координат. Одно зеркало находится на оси x' , второе – на оси y' .

Согласно IV постулату расстояние D' в системе U' , перпендикулярное к скорости v , имеет для наблюдателя из эфира U значение (поперечное сокращение)

$$D_y = \psi(v)D' \quad (6)$$

Время прохождения света в системе U , вдоль оси x , до зеркала обозначим t_1 . Время прохождения обратно обозначим t_2 .

Время прохождения света в системе U' , вдоль оси x' , до зеркала обозначим t'_1 . Время прохождения обратно обозначим t'_2 .

Общее время обозначим соответственно t и t' ($t = t_1 + t_2$ и $t' = t'_1 + t'_2$).

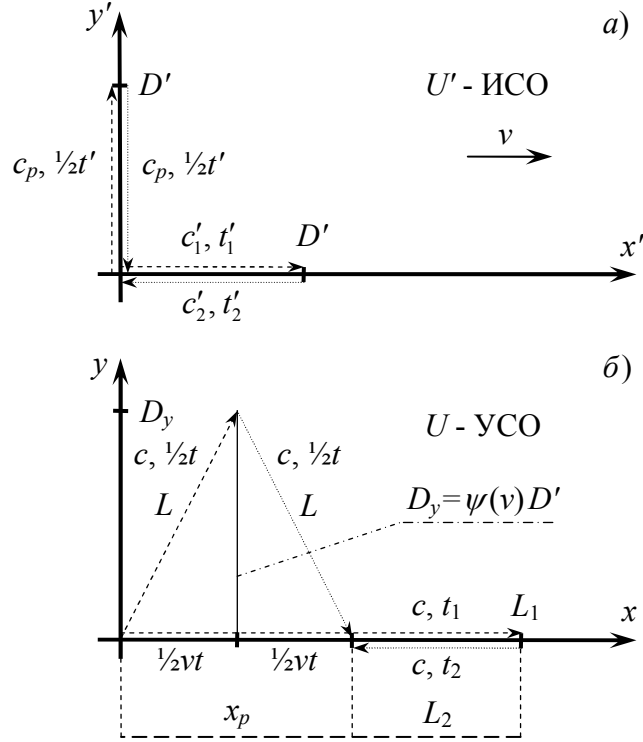


Рис. 3. Пути двух световых потоков:

(а) видимые наблюдателем из системы U' , (б) видимые наблюдателем из системы U (эфир).

Оба световых потока возвращаются в точку выхода в тот же момент времени, как в системе U , так и в системе U' . Это вытекает из II постулата и из размещения зеркал на одинаковом расстоянии D' от точки излучения света.

Световой поток, распространяющийся параллельно оси y' , с точки зрения системы U распространяется вдоль боковых сторон треугольника. Так как скорость света в системе U постоянна (постулат I), поэтому этот треугольник – равнобедренный. Длину такой боковой стороны обозначим L . Так как в системе U скорость света постоянна, то его время прохождения вдоль каждой боковой стороны одно и то же и равно $t/2$.

В системе U , световой поток, распространяющийся параллельно оси x в направлении зеркала, проходит расстояние L_1 за время t_1 . На обратном пути проходит расстояние L_2 за время t_2 . Эти расстояния различны из-за движения в эфире зеркала и точки излучения света.

Если допустим, что средняя скорость света c_p в системе U' является некоторой функцией света c в системе U , зависимой от скорости v , то

$$c_p(v) = f(v)c \quad (7)$$

Имея в виду III постулат, имеем, что $f(v_1) = f(v_2)$. Так как $f(0) = 1$, то $f(v) = 1$ для любой скорости v . Отсюда следует, что средняя скорость света в ИСО равна однонаправленной скорости света в эфире, то есть

$$c_p = c \quad (8)$$

Для наблюдателя в эфире U выполняется условие

$$c = \frac{2L}{t} = \frac{L_1 + L_2}{t_1 + t_2} \quad (9)$$

Для наблюдателя в ИСО U' с учетом (8) получим

$$c = c_p = \frac{2D'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2D'}{t'} \quad (10)$$

Из равенства (9) можно определить путь L , а из равенства (10) можно определить путь D' . Получим

$$L = \frac{ct}{2}; \quad D' = \frac{ct'}{2} \quad (11)$$

Скорость системы U' относительно ИСО U обозначена как v . Так как x_p – путь, который система U' пройдет за время t прохождения света, то

$$v = \frac{x_p}{t}; \quad x_p = vt \quad (12)$$

Используя геометрический подход, показанный на рисунке 3, с учетом (6) и (12) можно выразить путь L как

$$L = \sqrt{(x_p/2)^2 + D_y^2} = \sqrt{(vt/2)^2 + (\psi(v)D')^2} \quad (13)$$

Равенство (13) после возведения в квадрат и с учетом зависимости (11) имеет вид

$$(ct/2)^2 = (vt/2)^2 + (\psi(v)ct'/2)^2 \quad (14)$$

После преобразований получим

$$t^2(c^2 - v^2) = (\psi(v)ct')^2 \quad (15)$$

$$t = t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad \text{для } x' = 0 \quad (16)$$

В указанной выше зависимости присутствуют только времена t и t' , которые связаны с полным прохождением света до зеркала и обратно. Необходимо обратить внимание на то, что это времена, измеряемые в точке $x' = 0$. Так как длину D' можно подобрать так, чтобы время прохождения света было произвольным, поэтому зависимость (16) справедлива для любого времени t' и соответствующего ему времени t .

Длина D' , связанная с системой U' и параллельная оси x , с точки зрения системы U видна как D_x . Равенства (5) выражают пути прохождения света в системе U в обоих направлениях вдоль оси x'

$$L_1 = ct_1 = D_x \frac{c}{c-v}; \quad L_2 = ct_2 = D_x \frac{c}{c+v} \quad (17)$$

Из равенств (17) можно определить сумму и разность путей L_1 и L_2 , которые свет прошел в эфире

$$\begin{aligned} L_1 + L_2 &= D_x \frac{c}{c-v} + D_x \frac{c}{c+v} = 2D_x \frac{1}{1-(v/c)^2}, \\ L_1 - L_2 &= D_x \frac{c}{c-v} - D_x \frac{c}{c+v} = 2D_x \frac{v}{c} \frac{1}{1-(v/c)^2} \end{aligned} \quad (18)$$

Из второго равенства можно определить путь, который прошла система U' за половину времени прохождения света $t/2$, то есть

$$\frac{x_p}{2} = \frac{vt}{2} = \frac{L_1 - L_2}{2} = D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (19)$$

Так как принято, что в системе U (эфире), скорость света c постоянна (постулат I), поэтому два пути, которые проходит свет $2L$ и $L_1 + L_2$, одинаковы

$$2L = L_1 + L_2 \quad (20)$$

После подстановки (13) и первого равенства (18), получим

$$2\sqrt{(vt/2)^2 + (\psi(v)D')^2} = 2D_x \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (21)$$

После сокращения на 2 и возведения в квадрат, а также с учетом (19), получим

$$\left(D_x \frac{v}{c} \cdot \frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 + \psi^2(v)D'^2 = D_x^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 \quad (22)$$

То есть

$$\psi^2(v)D'^2 = D_x^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right)^2 (1 - (v/c)^2) \quad (23)$$

$$D' = D_x \left(\frac{1}{1 - (v/c)^2} \right) \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} = D_x \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (24)$$

Получаем зависимость сокращения длины в виде (продольное сокращение)

$$D_x = \xi(v)D' = \psi(v)\sqrt{1 - (v/c)^2}D' \quad (25)$$

В вышеуказанной зависимости содержатся длины D_x и D' , которые являются расстояниями между зеркалами и точкой излучения света. Так как длину D' можно выбрать произвольно, то зависимость (25) справедлива для любых значений D' .

После подстановки (16) в (12) получим

$$x_p = vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad \text{для } x' = 0 \quad (26)$$

Принимаем, что преобразование из ИСО U' в эфир U является линейным (постулат V). Если к преобразованию времени и положения (16), (26) добавить линейные факторы, зависящие от x' , то получим преобразование с неизвестными параметрами a, b

$$t = t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + ax' \quad (27)$$

$$x = vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + bx'$$

Преобразование (27) должно выполняться для произвольного времени и положения. В частности, выполняется в момент синхронизации часов, то есть когда $t = t' = 0$ для точки с координатами D' в системе U' . В связи с этим подставляем в преобразование (27) $t = t' = 0$,

$x' = D'$ и $x = D_x$. В этот момент была осуществлена внешняя синхронизация часов в системе U' на основе часов в эфире. С учетом (25) получим

$$\begin{aligned} 0 &= aD' \\ \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}D' &= bD' \end{aligned} \quad (28)$$

Откуда получим значения коэффициентов a и b

$$\begin{aligned} a &= 0 \\ b &= \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2} \end{aligned} \quad (29)$$

Окончательно, после подстановки (29) в (27) общий вид преобразования из любой ИСО U' к системе U , связанной с эфиром, примет вид

$$\begin{cases} t = \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}}t' \\ x = \frac{\psi(v)}{\sqrt{1-(v/c)^2}}vt' + \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \\ y = \psi(v)y' \\ z = \psi(v)z' \end{cases} \quad (30)$$

После трансформаций получим общий вид обратного преобразования, то есть преобразование из системы U , связанной с эфиром, в ИСО U'

$$\begin{cases} t' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)}t \\ x' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}}(-vt + x) \\ y' = \frac{y}{\psi(v)} \\ z' = \frac{z}{\psi(v)} \end{cases} \quad (31)$$

Полученные преобразования (30) и (31) согласуются с экспериментами Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка. Ниже покажем, что из вышеописанных преобразований следует, что измерение скорости света в вакууме с помощью использованных до настоящего момента методов всегда будет давать среднее значение, равное c . Это наблюдается, несмотря на то, что скорость света различна в разных направлениях.

5. Преобразование скорости

Оси ИСО U' и ИСО U , связанной с эфиром, выбраны так, чтобы быть параллельными друг другу (рисунок 4). ИСО движется со скоростью v параллельно оси x и x' .

Из эфира U и ИСО U' наблюдается движущееся тело. Его скорость в эфире V , а в ИСО – V' . Составляющие этих скоростей представлены на рисунке 4.

Скорость тела в системе эфира U можно записать в виде

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt} \quad (32)$$

Скорость тела в ИСО U' можно записать в виде

$$V'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad V'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad V'_z = \frac{dz'}{dt'} \quad (33)$$

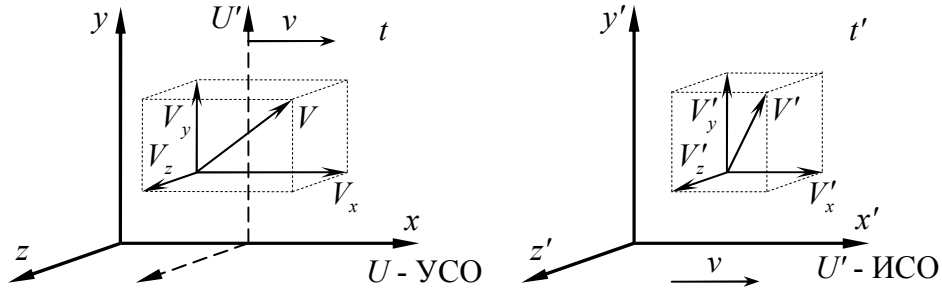


Рис. 4. Движение, видимое из эфира и ИСО.

Производные преобразования (31) имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} dt' = \frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} dt \\ dx' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vdt + dx) \\ dy' = \frac{1}{\psi(v)} dy \\ dz' = \frac{1}{\psi(v)} dz \end{array} \right. \quad (34)$$

В равенства (33) подставляем производные (34). Получим

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{\frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vdt + dx)}{\frac{\sqrt{1-(v/c)^2}}{\psi(v)} dt} \\ V'_y = \frac{1}{\psi(v)} \frac{dy}{\sqrt{1-(v/c)^2} dt} \\ V'_z = \frac{1}{\psi(v)} \frac{dz}{\sqrt{1-(v/c)^2} dt} \end{array} \right. \quad (35)$$

То есть

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{-v}{1-(v/c)^2} + \frac{1}{1-(v/c)^2} \frac{dx}{dt} \\ V'_y = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dy}{dt} \\ V'_z = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{dz}{dt} \end{array} \right. \quad (36)$$

Используя (32), получим искомое преобразование скорости

$$\begin{cases} V'_x = \frac{V_x - v}{1 - (v/c)^2} \\ V'_y = \frac{V_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \\ V'_z = \frac{V_z}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \end{cases} \quad (37)$$

Интересным является то, что полученное преобразование скорости не зависит от функции поперечного сокращения $\psi(v)$.

6. Скорость света в вакууме для движущегося наблюдателя

В общем случае распространения света происходит вдоль путей, показанных на рисунке 5. Оси систем координат выбраны так, чтобы

$$c_z = c'_z = 0 \quad (38)$$

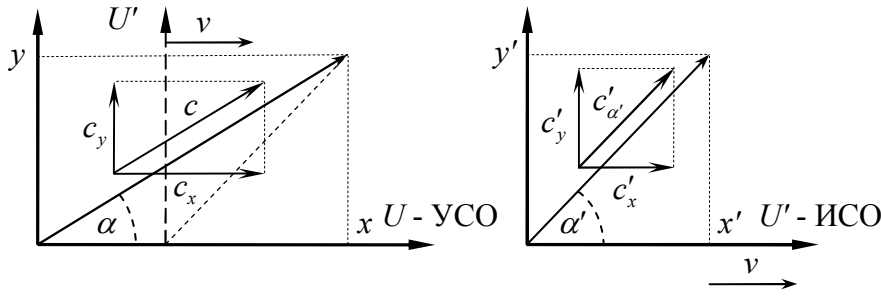


Рис. 5. Распространение света под произвольным углом.

Согласно рисунку на основе теоремы Пифагора получим

$$c'^2_{\alpha'} = c'^2_x + c'^2_y \quad (39)$$

$$c^2 = c^2_x + c^2_y \quad (40)$$

Имеем также

$$\cos \alpha' = \frac{c'_x}{c'_{\alpha'}} \quad (41)$$

Если $V_x = c_x$ и $V'_x = c'_x$, тогда согласно (37) получим

$$c'_x = \frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \quad (42)$$

$$c'_y = \frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (43)$$

6.1. Первая зависимость для скорости света

После подстановки в (39) зависимостей (42) и (43), получим

$$c_{\alpha'}'^2 = \left(\frac{c_x - v}{1 - (v/c)^2} \right)^2 + \left(\frac{c_y}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \right)^2 \quad (44)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = c^4 \frac{(c_x - v)^2}{(c^2 - v^2)^2} + c^2 \frac{c_y^2}{c^2 - v^2} \quad (45)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} [c^2(c_x - v)^2 + (c^2 - v^2)c_y^2] \quad (46)$$

С учетом (40), получим

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} [c^2(c_x^2 - 2vc_x + v^2) + (c^2 - v^2)(c^2 - c_x^2)] \quad (47)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (c^2c_x^2 - 2vc^2c_x + v^2c^2 + c^4 - c^2c_x^2 - v^2c^2 + v^2c_x^2) \quad (48)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (-2vc^2c_x + c^4 + v^2c_x^2) \quad (49)$$

$$c_{\alpha'}'^2 = \frac{c^2}{(c^2 - v^2)^2} (c^2 - vc_x)^2 \quad (50)$$

Отсюда получим первую зависимость для скорости света в ИСО, выраженную через c_x

$$c_{\alpha'}' = \frac{c}{c^2 - v^2} (c^2 - vc_x) \quad (51)$$

6.2. Вторая зависимость для скорости света

На основании (42) получим

$$c_x = v + (1 - (v/c)^2)c_x' = v + \frac{c^2 - v^2}{c^2}c_x' \quad (52)$$

После подстановки в (51) получим

$$c_{\alpha'}' = \frac{c}{c^2 - v^2} \left[c^2 - v \left(v + \frac{c^2 - v^2}{c^2}c_x' \right) \right] \quad (53)$$

$$c_{\alpha'}' = \frac{c}{c^2 - v^2} \left[c^2 - v^2 - v \frac{c^2 - v^2}{c^2}c_x' \right] \quad (54)$$

$$c_{\alpha'}' = c - \frac{vc_x'}{c} \quad (55)$$

Отсюда получаем вторую зависимость для скорости света в ИСО, выраженную через c'_x

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2 - vc'_x}{c} \quad (56)$$

6.3. Третья зависимость для скорости света

Из (56) получим

$$cc'_{\alpha'} = c^2 - vc'_x \quad (57)$$

$$cc'_{\alpha'} + vc'_x = c^2 \quad (58)$$

$$1 = \frac{c^2}{cc'_{\alpha'} + vc'_x} \quad (59)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2 c'_{\alpha'}}{cc'_{\alpha'} + vc'_x} \quad (60)$$

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \frac{c'_x}{c'_{\alpha'}}} \quad (61)$$

Из этого равенства на основании (41) получим третью зависимость для скорости света в ИСО, выраженную через α' (рисунок 6)

$$c'_{\alpha'} = \frac{c^2}{c + v \cos \alpha'} \quad (62)$$

Данное выражение идентично выражению (377), выведенному геометрическим методом в работе [6]. Интересен факт, что скорость света в вакууме не зависит от функции поперечного сокращения $\psi(v)$. Отсюда следует невозможность определить эту функцию на основании эксперимента по измерению однонаправленной скорости света.

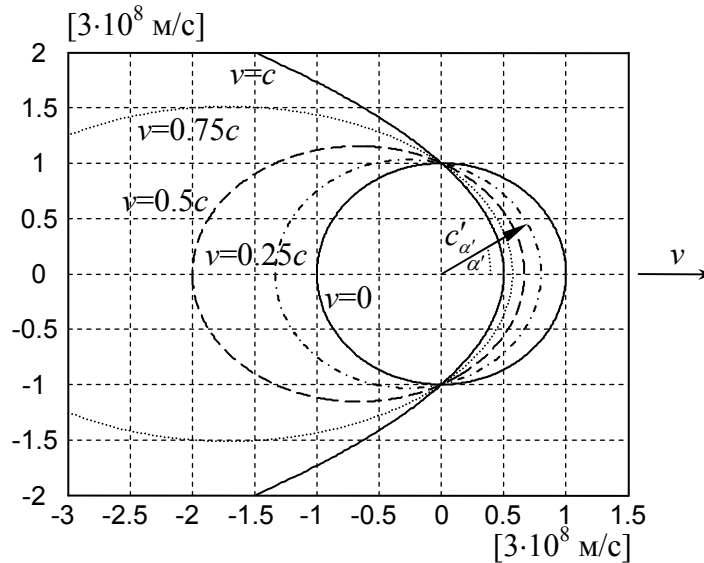


Рис. 6. Скорость света $c'_{\alpha'}$ в ИСО для $v = 0, 0.25c, 0.5c, 0.75c, c$.

Определим среднюю скорость света, который в произвольной ИСО проходит путь длиной L' , отражается от зеркала и возвращается тем же путем в точку выхода. Если t'_1 – время, необходимое свету для прохождения пути L' в одном направлении, то t'_2 – время, необходимое свету для прохождения того же пути в обратном направлении, тогда средняя скорость света на пути туда и обратно равна

$$c'_{sr} = \frac{2L'}{t'_1 + t'_2} = \frac{2L'}{\frac{L'}{c^2} + \frac{L'}{c^2}} \quad (63)$$

$$\frac{c + v \cos \alpha'}{c + v \cos(\pi + \alpha')}$$

$$c'_{sr} = \frac{2}{\frac{c + v \cos \alpha'}{c^2} + \frac{c - v \cos \alpha'}{c^2}} = \frac{2}{\frac{2c}{c^2}} = c \quad (64)$$

Отсюда следует, что средняя скорость света является постоянной величиной и равна скорости света c , видимой из эфира. Эта средняя скорость не зависит ни от угла α' , ни от скорости v . Поэтому вращение плеч интерферометра в экспериментах Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка не влияет на интерференционные полосы. Именно поэтому эти эксперименты не могли обнаружить наличие эфира.

В работе [6] геометрическим методом было выведено выражение, более общее чем (62) для скорости света, распространяющегося в материальной среде, неподвижной относительно наблюдателя в виде (c_s – средняя скорость света на пути в прямом и обратном направлении в указанной материальной среде)

$$c'_{s\alpha'} = \frac{c^2 c_s}{c^2 + c_s v \cos \alpha'} \quad (65)$$

7. Примеры Специальных Теорий Эфира (СТЭ)

Ниже представлены три примера преобразований эфир-система, полученные для трех различных функций $\psi(v)$. Каждое такое преобразование содержит полную информацию о кинематике тел и может быть основанием для вывода отдельной теории кинематики тел. В рамках каждой из этих кинематик возможен вывод многочисленных динамик тел способом, аналогичным показанным в работе [6]. Для вывода динамики обязательным является принятие дополнительного постулата.

Функция поперечного сокращения $\psi(v)$ должна удовлетворять зависимости (1) и принимать неотрицательные значения.

7.1. Специальная Теория Эфира без поперечного сокращения

В простейшем случае можно принять, что для любого значения скорости v

$$\psi(v) = 1 \quad (66)$$

Тогда преобразование (30) примет вид

$$\begin{cases} t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \\ x = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \\ y = y' \\ z = z' \end{cases} \quad (67)$$

Для такого преобразования можно получить кинематику и динамику тел, которые были выведены в работе [6]. В этом случае СТЭ поперечное сокращение не наблюдается. СТЭ, выведенная на основании преобразования (67), имеет тесную связь с СТО Эйнштейна. Это было продемонстрировано в работе [6].

Преобразование (67) было уже выведено другим методом в статьях [2], [4]. В этих статьях авторы получили такое преобразование из преобразования Лоренца благодаря синхронизации часов в ИСО внешним методом. Преобразование, полученное в работах [2], [4], является записанным по-другому преобразованием Лоренца, после изменения способа измерения времени в ИСО, поэтому этому преобразованию присвоены свойства СТО. Преобразование (67) имеет другой физический смысл, чем преобразование Лоренца, так как согласно теории, представленной в этой статье, возможно определение скорости относительно УСО с помощью локального измерения. То есть УСО реальна и не является произвольно выбранной ИСО.

7.2. Специальная Теория Эфира с абсолютным временем

Если примем, что

$$\psi(v) = \sqrt{1-(v/c)^2} \leq 1 \quad (68)$$

тогда преобразование (30) примет вид

$$\begin{cases} t = t' \\ x = vt' + (1-(v/c)^2)x' \\ y = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot y' \\ z = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot z' \end{cases} \quad (69)$$

На основании этого преобразования можно вывести СТЭ с абсолютным временем. Очень интересен факт, что теория с абсолютным временем возможна и удовлетворяет условиям экспериментов Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка.

7.3. Специальная Теория Эфира без продольного сокращения

Если примем, что

$$\psi(v) = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \geq 1 \quad (70)$$

тогда преобразование (30) примет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} t = \frac{1}{1 - (v/c)^2} t' \\ x = \frac{1}{1 - (v/c)^2} vt' + x' = vt + x' \\ y = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} y' \\ z = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} z' \end{array} \right. \quad (71)$$

Для такого преобразования получается кинематика, в которой не наблюдается продольное сокращение (в направлении, параллельном скорости v и оси x). При этом наблюдается поперечное удлинение (в направлении, перпендикулярном скорости v).

8. Анизотропия реликтового излучения (РИ)

Свет является частным случаем электромагнитного излучения, однако рассуждения выше касаются не только света, но и любого электромагнитного излучения.

Космическое пространство заполнено РИ. Многочисленные исследования на эту тему обсуждены в Нобелевской лекции [5]. Точные измерения этого излучения осуществили спутники COBE, WMAP и Планк (Planck). Спектр этого излучения является таким же, как и спектр излучения абсолютно черного тела при температуре

$$\bar{T}_\nu = 2.726 \pm 0.010 \text{ К} \quad (72)$$

РИ является электромагнитным излучением с максимальной интенсивностью для частоты около 300 ГГц. Оно содержит широкий диапазон частот, но так имеет такое же распределение, как излучение абсолютно черного тела, для его описания достаточно учесть один параметр, каким является соответствующая температура абсолютно черного тела.

РИ обладает неоднородностью (анизотропией) с амплитудой

$$\Delta T_\nu = 3.358 \pm 0.017 \text{ мК} \quad (73)$$

Наименьшую температуру имеет фоновое излучение вблизи созвездия Водолея, в то время как наибольшую температуру – вблизи созвездия Льва. То есть, с точки зрения Солнечной системы, с одной стороны Вселенная несколько теплее, а с другой стороны – несколько холоднее.

Согласно всем признанным в настоящее время теориям пространство является однородным (все точки пространства равноправны) и изотропным (все направления в пространстве равноправны), а также все ИСО эквивалентны. При таких постулатах, если бы РИ генерировалось объектами, находящимися в космосе, тогда излучение, достигающее Земли, должно быть одинаковым в каждом направлении. Так как это не так, то анизотропия РИ требует в рамках имеющихся теорий специального объяснения.

В работе [5] представлено объяснение анизотропии РИ со ссылкой на теорию Большого Взрыва. Это излучение должно было появиться в начальный период эволюции Вселенной, когда вдруг вся материя стала прозрачной. Тогда и высвободилось излучение, которое сегодня наблюдаем как РИ. Это излучение однородно в инерциальной системе отсчета, в которой оно возникло. Согласно этой концепции, анизотропия РИ обусловлена эффектом Доплера для наблюдателя, движущегося относительно системы отсчета, в которой возникло излучение. При таком объяснении указанного явления все ИСО остаются

физически эквивалентными. Однако такое объяснение требует принятия множества постулатов, которые невозможно проверить экспериментально. Например, обязателен постулат о том, что вся материя во вселенной была неподвижной относительно одной ИСО в момент, когда становилась прозрачной.

В рамках представленной в этой работе теории можно объяснить анизотропию космического РИ очень естественным способом. Известно, что РИ является сильно проникающим через материю, заполняющую космическое пространство, поэтому если его источники распределены в однородном пространстве, то за продолжительный период времени существования вселенной оно равномерно накопилось во всем пространстве. Поэтому можно принять, что РИ однородно в УСО, в которой распространяется свет. Согласно нашей теории, анизотропия обусловлена эффектом Доплера, видимым наблюдателем, движущимся относительно УСО, в которой распространяется свет. В этой модели для наблюдателя, движущегося относительно УСО, фоновое излучение неоднородно, несмотря на то, что пространство является однородным. Такое объяснение явления можно проверить экспериментально, так как это объяснение не ссылается на теорию Большого Взрыва. Анизотропия РИ является очень сильным аргументом существования системы отсчета, в которой распространяется свет.

На основе анизотропии РИ можно определить скорость, с которой Солнечная система движется относительно эфира. С этой целью проанализируем анизотропию РИ на основе одной из многих кинематик тел. Используем кинематику без поперечного сокращения, описанную преобразованиями (67). Принимаем, что РИ однородно в системе, связанной с эфиром. Принимаем, что оно соответствует температуре T_0 абсолютно черного тела. В работе [6] показано, что на основе преобразования (67) можно вывести выражение для эффекта Доплера из эфира к ИСО, такой же, как и в СТО, то есть

$$f_v = f_0 \frac{c - v \cos \alpha_E}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad \text{для } \alpha_E \in (0 \div \pi) \quad (74)$$

где f_0 – частота света относительно эфира, а f_v – частота этого света относительно ИСО, движущейся со скоростью v . Угол α_E – это угол между вектором скорости v и вектором скорости света. Угол α_E – угол, видимый из эфира.

Для $\alpha_E = 0$ выражение (74) преобразуется к виду

$$f_v^{\min} = f_0 \sqrt{\frac{(c-v)^2}{(c+v)(c-v)}} = f_0 \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \quad \text{для } \alpha_E = 0 \quad (75)$$

Для $\alpha_E = \pi$ выражение (74) преобразуется к виду

$$f_v^{\max} = f_0 \sqrt{\frac{(c+v)^2}{(c+v)(c-v)}} = f_0 \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \quad \text{для } \alpha_E = \pi \quad (76)$$

В законе смещения Вина длина световой волны с максимальной мощностью связана с температурой излучающего ее абсолютно черного тела зависимостью

$$\frac{1}{\lambda_{\max}} = \frac{T}{0.00290 [\text{m} \cdot \text{K}]} \Rightarrow f = \frac{c}{\lambda_{\max}} = \frac{cT}{0.00290} \quad (77)$$

Для частоты, видимой из системы эфира, получим

$$f_0 = \frac{cT_0}{0.00290} \quad (78)$$

а для частоты, видимой движущимся наблюдателем

$$f_v^{\min} = \frac{cT_v^{\min}}{0.00290} = \frac{c(\bar{T}_v - \Delta T_v)}{0.00290} \quad \wedge \quad f_v^{\max} = \frac{cT_v^{\max}}{0.00290} = \frac{c(\bar{T}_v + \Delta T_v)}{0.00290} \quad (79)$$

После подстановки (78) и (79) в (75) получим

$$T_v^{\min} = \bar{T}_v - \Delta T_v = T_0 \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} \quad (80)$$

После подстановки (78) и (79) в (76) получим

$$T_v^{\max} = \bar{T}_v + \Delta T_v = T_0 \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \quad (81)$$

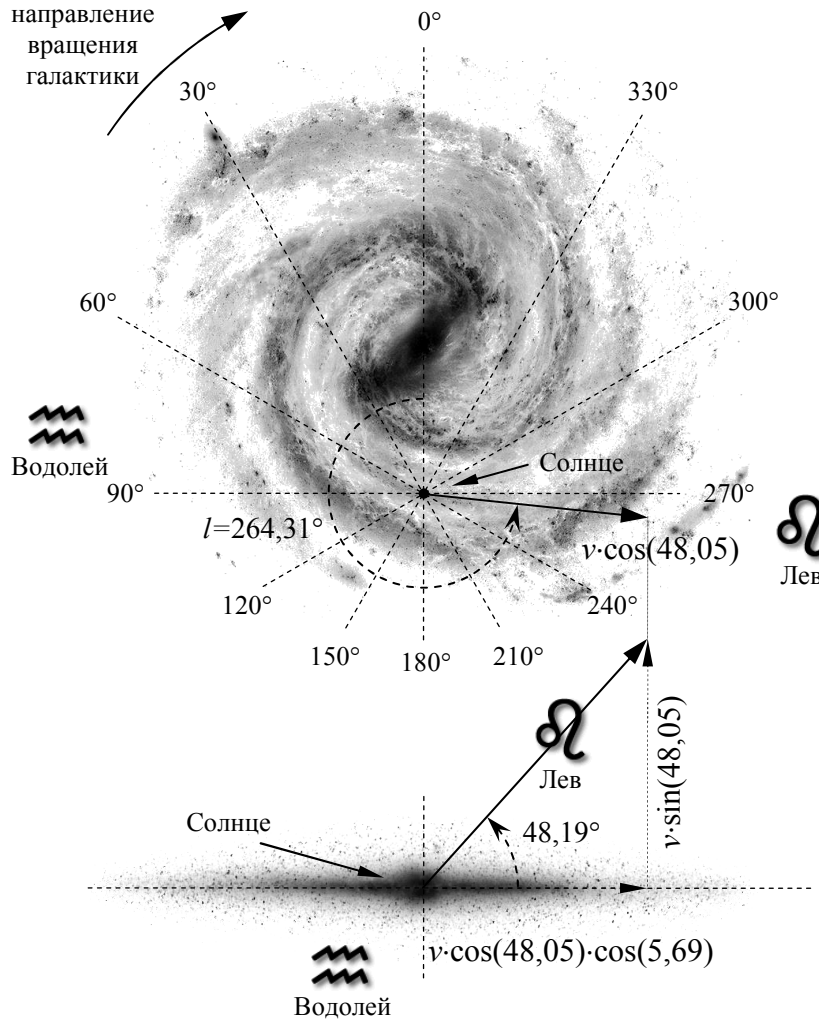


Рис. 7. Скорость Солнечной системы относительно эфира.

Проекция на плоскость галактики и проекция на плоскость, перпендикулярную плоскости галактики (90°-270°). Вид сверху галактики Млечный путь (с нанесенными галактическими координатами) и вид сбоку.

После деления равенства (80) на (81) получим

$$\frac{T_v^{\min}}{T_v^{\max}} = \frac{\bar{T}_v - \Delta T_v}{\bar{T}_v + \Delta T_v} = \frac{c-v}{c+v} \quad (82)$$

На этом основании после небольших преобразований получим

$$v = \frac{T_v^{\max} - T_v^{\min}}{T_v^{\max} + T_v^{\min}} c = \frac{(\bar{T}_v + \Delta T_v) - (\bar{T}_v - \Delta T_v)}{(\bar{T}_v + \Delta T_v) + (\bar{T}_v - \Delta T_v)} c = \frac{\Delta T_v}{\bar{T}_v} c \quad (83)$$

Окончательно на основе (72) и (73) получим скорость Солнечной системы относительно УСО ($c = 299792.458$ км/с)

$$v = 369.3 \pm 3.3 \text{ км/с} \approx 0.001232 \cdot c \quad (84)$$

Она направлена в сторону созвездия Льва. Это соответствует галактической системе координат (рисунок 7)

$$\begin{aligned} l &= 264.31^\circ \pm 0.16^\circ \\ b &= 48.05^\circ \pm 0.10^\circ \end{aligned} \quad (85)$$

В Нобелевской лекции [5] была представлена несколько другое значение скорости Солнечной системы относительно системы отсчета, в которой, согласно той концепции, возникло РИ. Автор озвучил (без вывода) значение 368 ± 2 км/с.

В работе [6] скорость Солнечной системы относительно эфира была оценена на основе не очень точного эксперимента с распадом K^+ мезонов. Полученное там значение – того же порядка и составляет 445 км/с.

Из (80) и (81) можно определить температуру T_0 РИ, видимую из системы эфира. С этой целью достаточно перемножить эти равенства. Получим

$$T_0 = \sqrt{T_v^{\min} \cdot T_v^{\max}} = \sqrt{(\bar{T}_v - \Delta T_v)(\bar{T}_v + \Delta T_v)} \quad (86)$$

С учетом (72) и (73) получим

$$T_0 = 2.72599793 \text{ К} \quad (87)$$

9. Преобразование между двумя инерциальными системами

Преобразования из ИСО U_2 в систему U , связанную с эфиром, можно записать на основе (30). Преобразования из системы U , связанной с эфиром, в ИСО U_1 можно записать на основе (31). Скорость v_1 – это скорость системы U_1 в системе U , а скорость v_2 – это скорость системы U_2 в системе U . Отсюда получим

$$\begin{cases} t = \frac{\psi(v_2)}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}} t_2 \\ x = \frac{\psi(v_2)}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}} v_2 t_2 + \psi(v_2) \sqrt{1 - (v_2/c)^2} \cdot x_2 \\ y = \psi(v_2) y_2 \\ z = \psi(v_2) z_2 \end{cases} \quad (88)$$

и

$$\begin{cases} t_1 = \frac{\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\psi(v_1)} t \\ x_1 = \frac{1}{\psi(v_1)\sqrt{1-(v_1/c)^2}} (-v_1 t + x) \\ y_1 = \frac{y}{\psi(v_1)} \\ z_1 = \frac{z}{\psi(v_1)} \end{cases} \quad (89)$$

Рассмотрим только простейший случай, в котором скорости v_1 и v_2 параллельны друг другу. Равенства (88) подставляем в равенства (89). Далее, после небольших трансформаций получим преобразования из ИСО U_2 в ИСО U_1 в виде

$$\begin{cases} t_1 = \frac{\psi(v_2)\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\psi(v_1)\sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 \\ x_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} \frac{v_2 - v_1}{\sqrt{1-(v_1/c)^2}\sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 + \frac{\psi(v_2)\sqrt{1-(v_2/c)^2}}{\psi(v_1)\sqrt{1-(v_1/c)^2}} x_2 \\ y_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} y_2 \\ z_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} z_2 \end{cases} \quad (90)$$

10. Окончательные выводы

В данной работе мы показали, что существует целый класс теорий с УСО (эфиром), которые правильно объясняют эксперименты по измерению скорости света. Во всех подобных экспериментах свет проходил путь по замкнутой траектории, поэтому измерялась всего лишь средняя скорость света вдоль этой траектории. Однонаправленная скорость света точно никогда не измерялась. Поэтому у постулата об абсолютно постоянной скорости света, принятого Альбертом Эйнштейном в СТО, нет экспериментальных оснований.

В каждой из теорий эфира, которые мы здесь показали, скорость света в вакууме представляется одним и тем же выражением (62). Кроме того, что значение однонаправленной скорости света зависит от направления его излучения и скорости наблюдателя относительно эфира, средняя скорость света при прохождении пути туда и обратно всегда постоянна (63)-(64). Поэтому каждая из теорий эфира согласуется с экспериментами, в которых измерялась скорость света. Из-за этого свойства скорости света эксперименты Майкельсона-Морли и Кеннеди-Торндайка не смогли установить наличие эфира.

Выражение (62) для однонаправленной скорости света в вакууме является одинаковым в каждой из выведенных теорий кинематики тел. Поэтому невозможно решение на основе измерения однонаправленной скорости света, которое из выведенных теорий является правильной моделью настоящей кинематики.

Признанной в настоящее время теорией, которая объясняет результаты экспериментов со светом, является СТО Альберта Эйнштейна. Ошибочно считается обычно, что СТО является единственной теорией кинематики тел, которая объясняет эти эксперименты.

СТЭ, построенная на преобразовании эфир-система (67), имеет тесную связь с СТО Эйнштейна. Предсказания кинематики СТО такие же, как и предсказания СТЭ, описанной преобразованиями (67), но только для наблюдателей, неподвижных относительно эфира. Мы описали это в работе [6].

Очевидно, что множество из возможных теорий эфира можно отбросить, так как они не являются правильными моделями кинематики из-за несогласия с различными экспериментами. Например, известно, что время жизни ускоренных элементарных частиц в нашей системе отсчета дольше, чем в системе, связанной с самими частицами. Поэтому, вероятно, неправильной будет модель с абсолютным временем, опирающаяся на преобразования (69). Решение, которое в рамках СТЭ является правильной моделью кинематики тел, должно быть одним из важнейших задач будущей физики и, вероятно, потребует экспериментальных исследований. Таким экспериментом может быть точно проведенный опыт Айвса-Стилуэлла (Ives-Stilwell), в котором проверяется замедление времени на основе доплеровского сдвига для света.

Допущение, что скорость света может зависеть от направления его излучения, не выделяет какого-либо преимущественного направления в пространстве. Речь идет о скорости света, измеряемой подвижным наблюдателем. Это скорость, с которой наблюдатель движется относительно эфира, выделяет в пространстве характеристическое направление, но только для данного наблюдателя. Для неподвижного относительно эфира наблюдателя скорость света всегда постоянна и не зависит от направления его излучения. Если наблюдатель движется относительно эфира, тогда для него пространство несимметрично. В таком случае это похоже на то, как наблюдатель плывет в воде и измеряет скорость волны на поверхности воды. Так как волна расходится по поверхности воды с постоянной скоростью в каждом из направлений, то для плывущего наблюдателя скорость волны будет различной в разных направлениях. Поэтому представленная теория, опирающаяся на постулаты I–V, простым способом объясняет анизотропию РИ. В рамках представленной теории эта анизотропия обусловлена эффектом Доплера, который следует из факта движения Солнечной системы относительно УСО, в которой распространяется свет.

Литература

- [1] Kennedy Roy J., Thorndike Edward M., *Experimental Establishment of the Relativity of Time*, „Physical Review”, 42 (3), 400–418, 1932.
- [2] Mansouri Reza, Sexl Roman U., *A Test Theory of Special Relativity: I. Simultaneity and Clock Synchronization*, General Relativity and Gravitation, Vol. 8, No. 7, 497-513, 1977.
- [3] Michelson Albert A., Morley Edward W., *On the relative motion of the earth and the luminiferous ether*, Am. J. Sci. 34, 333–345, 1887.
- [4] Rizzi Guido, Ruggiero Matteo L., Serafini Alessio, *Synchronization Gauges and the Principles of Special Relativity*, Foundations of Physics, Vol. 34, 1835-1887, No. 12, 2004.
- [5] Смут Джордж Ф., *Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение* (на русском языке), Нобелевская лекция в 2006 году, Успехи Физических Наук, Том 177, № 12, 1294-1317, 2007.
Smoot George F., *Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie* (на польском языке), Прогресс Физики (Postępy Fizyki), Tom 59, Zeszyt 2, 52-79, 2008.

- Smoot George F., *Nobel Lecture: Cosmic microwave background radiation anisotropies: Their discovery and utilization* (на английском языке). *Reviews of Modern Physics*, Volume 79, 1349-1379, 2007.
- [6] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (на польском языке: *Специальная Теория Эфира*). Издательство Амелия (Amelia), Жешув, Польша, 2015, (www.ste.com.pl), ISBN 978-83-63359-77-5.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Special Theory of Ether* (на английском языке). Publishing house AMELIA, Жешув, Польша, 2015, (www.ste.com.pl), ISBN 978-83-63359-81-2.
- [7] Szostek Karol, Szostek Roman, *The Geometric Derivation of the Transformation of Time and Position Coordinates in STE*. *IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP)*, Volume 8, Issue 4, Version III, 22-30, 2016, ISSN 2278-4861.
- [8] Szostek Karol, Szostek Roman, *Выделенная в космологии система отсчета и возможная модификация преобразований Лоренца*, Ученые Записки Физического Факультета МГУ, № 2, 172102, 2017, ISSN 2307-9665.
- [9] Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means universal frame of reference* (на английском языке: *Объяснение результатов эксперимента Майкельсона-Морли при помощи универсальной системы отсчета*), *Journal of Modern Physics*, Vol. 8, No. 11, 1868-1883, 2017, ISSN 2153-1196.
- [10] Szostek Karol, Szostek Roman, *Derivation of Transformation and One-Way Speed of Light in Kinematics of Special Theory of Ether* (на английском языке: *Вывод преобразования и скорости света в одном направлении в кинематике Специальной Теории Эфира*), *American Journal of Modern Physics*, Volume 6, Issue 6, 140-147, 2017, ISSN: 2326-8867.
- [11] Yuan Zhong Zhang, *Special Relativity and Its Experimental Foundation*, Singapore, World Scientific Publishing, 1997.