

Artykuł ukazał się w języku angielskim w czasopiśmie

Moscow University Physics Bulletin

*Derivation of all linear transformations that meet the results of
Michelson-Morley's experiment and discussion of the relativity basics*

Moscow University Physics Bulletin, Vol. 75, № 6, 684-704, 2020, ISSN: 0027-1349

Szostek Roman

<https://doi.org/10.3103/S0027134920060181>

www.vixra.org/abs/1904.0339 (otwarty dostęp)

oraz

w języku rosyjskim w otwartym dostępie w czasopiśmie

Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия

*Вывод всех линейных преобразований, удовлетворяющих эксперименту
Майкельсона-Морли, и обсуждение основ релятивизма*

Вестник Московского Университета, Серия 3, № 6, 142-161, 2020, ISSN 0579-9392

Шостэк Роман

<http://vmu.phys.msu.ru/abstract/2020/6/20-6-142>

W języku polskim

<https://www.vixra.org/abs/2101.0037>



Wyprowadzenie wszystkich transformacji liniowych spełniających wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya oraz dyskusja o podstawach relatywistyki

Roman Szostek

*Politechnika Rzeszowska, Katedra Metod Ilościowych, Rzeszów, Polska
rszostek@prz.edu.pl*

Streszczenie:

W artykule został przedstawiony formalny dowód tego, że matematyka, na której opiera się Szczególna Teoria Względności (STW) jest współcześnie błędnie interpretowana. Dowód opiera się na analizie znaczenia jakie ma parametr $e(v)$. Zrozumienie znaczenia tego parametru było możliwe dzięki analizie ogólnej postaci transformacji, dla której transformacja Lorentza jest jedynie szczególnym przypadkiem. Jeżeli $e(v) \neq 0$ wtedy zegary są w układach inercjalnych rozsynchronizowane. Pomiar, np. jednokierunkowej prędkości, przy pomocy takich zegarów nie dają rzeczywistych wartości.

W artykule pokazane zostało, że istnieje nieskończenie wiele różnych transformacji, w których jednokierunkowa prędkość światła jest zawsze równa c . Transformacja Lorentza jest tylko jedną z tych nieskończenie wielu transformacji.

W artykule wyprowadzona została cała klasa liniowych transformacji czasu i położenia. Transformacje zostały wyprowadzone przy założeniu, że dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia spełnione są wnioski wynikające z eksperymentu Michelsona-Morleya oraz

Kennedyego-Thorndikea czyli, że średnia prędkość światła w próżni przepływającego po drodze tam i z powrotem jest stała. Założone zostało także, że istnieje przynajmniej jeden inercjalny układ odniesienia, w którym prędkość światła w próżni w każdym kierunku ma tę samą wartość c oraz dla obserwatorów z tego wyróżnionego inercjalnego układu odniesienia (uniwersalnego układu odniesienia) przestrzeń jest izotropowa.

Wyprowadzone transformacje pozwalają na zbudowanie wielu różnych kinematyk zgodnych z eksperymentami Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea.

Wyprowadzona w artykule klasa transformacji jest uogólnieniem transformacji wyprowadzonych w pracy [12] polegającym na dopuszczeniu niezerowych wartości parametru $e(v)$. Pomysł takiego uogólnienia zasugerował mi Grzegorz Koczan, który nie jest krytykiem Szczególnej Teorii Względności, ale ją rozwija i pogłębia jej rozumienie (zobacz np. [2]).

Słowa kluczowe: transformacja czasu i położenia, kinematyka, uniwersalny układ odniesienia, jednokierunkowa prędkość światła, anizotropia mikrofalowego promieniowania tła

1. Wstęp

Eksperyment Michelson'a-Morley'a nie jest jedynym eksperymentalnym oraz obserwacyjnym rezultatem, na którym zbudowana jest Szczególna Teoria Względności, ale tutaj nie bierzemy pod uwagę innych wyników, które są teraz uważane za podstawy Szczególnej Teorii Względności.

Wyprowadzona w artykule klasa transformacji jest uogólnieniem transformacji wyprowadzonych w pracy [12]. W tamtej pracy wyprowadzone zostały wszystkie transformacje liniowe, które są możliwe dla parametru $e(v)=0$. W pracy [13] została przeanalizowana jedna z tych transformacji.

We współczesnej fizyce powszechnie uważa się, że eksperymenty Michelsona-Morleya [4] oraz Kennedyego-Thorndikea [1] udowodniły, że prędkość światła jest absolutnie stała oraz, że nie istnieje uniwersalny układ odniesienia nazywany eterem. Na podstawie analizy tych eksperymentów wyprowadzona została transformacja Lorentza, na której opiera się Szczególna Teoria Względności. Obecnie uważa się, że Szczególna Teoria Względności jest jedyną teorią kinematyki, która prawidłowo wyjaśnia eksperyment Michelsona-Morleya oraz wszystkie inne eksperymenty, w których mierzona jest prędkość światła.

Okazuje się, że nigdy dokładnie nie zmierzono jednokierunkowej (chwilowej) prędkości światła. We wszystkich dokładnych pomiarach prędkości światła mierzono jedynie średnią prędkość światła przebywającego drogę po trajektorii zamkniętej. Aby zmierzyć prędkość światła musiało ono wrócić do urządzenia pomiarowego. W najprostszym przypadku światło było wysyłane do zwierciadła i z powrotem, tak jak zrobili to w swoich eksperymentach Armand Fizeau w roku 1849 oraz Jean Foucault w roku 1850. Tak samo jest w eksperymentach Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea, w których po odbiciu od zwierciadeł strumienie światła wracają do punktu wyjścia. Z eksperymentów tych wynika, że średnia prędkość światła przebywającego drogę tam i z powrotem jest stała, a nie, że stała jest jednokierunkowa (chwilowa) prędkość światła.

Istnieją publikacje, w których przedstawiane zostały liczne transformacje współrzędnych czasu i położenia [3], [6], [7], [8], [17]. W tym artykule wyprowadzone zostały wszystkie możliwe transformacje liniowe (bez obrotów). Wyprowadzenie przedstawione w tym artykule jest oparte na postulacie średniej prędkości światła, a nie na synchronizacji zegarów. Z przedstawionej analizy wynika, że istnieje nieskończenie wiele transformacji czasu oraz położenia, które są zgodne z wynikami eksperymentu Michelsona-Morleya. Na podstawie tych transformacji można zbudować wiele kinematyk, opisujących odmienne własności fizyczne, takie jak na przykład dylatacja czasu.

Wynika z tego, że istnieje nieskończenie wiele różnych kinematyk, które są zgodne z wynikami eksperymentu Michelsona-Morleya.

2. Przyjęte założenia

W przedstawionej analizie przyjmujemy następujące założenia:

- I. Transformacja współrzędnych czasu i położenia «układ inercjalny - układ inercjalny» jest liniowa.
- II. Istnieje przynajmniej jeden inercjalny układ odniesienia, w którym prędkość światła w próżni jest taka sama w każdym kierunku. Będziemy ten układ nazywali uniwersalnym układem odniesienia. Tą stałą jednokierunkową prędkość światła oznaczamy symbolem $c = \text{constans}$.
- III. Średnia prędkość światła w próżni przepływającego drogę tam i z powrotem jest stała dla każdego obserwatora z inercjalnego układu odniesienia. Ta średnia prędkość nie zależy od prędkości obserwatora względem uniwersalnego układu odniesienia, ani od kierunku propagacji światła. Tą średnią prędkość oznaczamy symbolem c_p .

Na podstawie założenia II oraz III można wykazać, że średnia prędkość c_p jest równa jednokierunkowej prędkości c . Wystarczy zauważyć, że na podstawie III wartość c_p jest taka sama dla każdego obserwatora, czyli także dla tego, który nie porusza się względem uniwersalnego układu odniesienia. Ponieważ dla obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia ma wartość c , dlatego $c_p = c$.

Niech impuls światła porusza się po drodze o długości L w jedną stronę z prędkością $c^+ \geq 0$ w czasie t_1 , oraz w drugą stronę po tej samej drodze L z prędkością $c^- \leq 0$ w czasie t_2 . Wtedy średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi

$$c_p = c = \frac{2L}{t_1 + t_2} = \frac{2L}{\frac{L}{c^+} + \frac{L}{-c^-}} = \frac{2}{\frac{1}{c^+} - \frac{1}{c^-}} \quad (1)$$

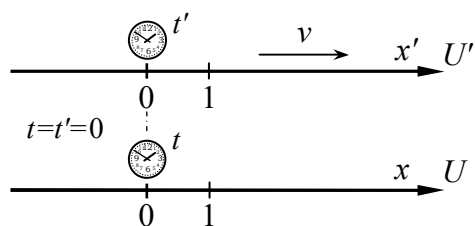
Na tej podstawie otrzymujemy założenie III zapisane w postaci równania

$$\frac{1}{c^+} - \frac{1}{c^-} = \frac{2}{c} \quad (2)$$

3. Transformacje dla jednego wymiaru przestrzennego

Przyjmujemy oznaczenia pokazane na rysunku 1. Współrzędne w uniwersalnym układzie odniesienia U będziemy oznaczali symbolami x, t . Współrzędne w inercjalnym układzie odniesienia U' będziemy oznaczali symbolami x', t' . Inercjalny układ U' porusza się względem uniwersalnego układu odniesienia U z prędkością v wzdłuż równoległych osi x oraz x' . Wszystkie prędkości o zwrocie takim jak zwrot osi x (lub x' w układzie U') mają wartości dodatnie, natomiast o zwrocie przeciwnym mają wartości ujemne. Ale symbol c zawsze będzie miał wartość dodatnią, niezależnie od tego, w którym kierunku porusza się światło, czyli zawsze $c = + 299\,792\,458$ m/s.

Gdy początki układów pokrywały się, wtedy zegary znajdujące się w tych początkach zostały wyzerowane. Zegary w uniwersalnym układzie odniesienia U zostały zsynchronizowane w stosunku do zegara znajdującego się w początku tego układu przy pomocy światła metodą Einsteina. Na tym etapie nie rozstrzygamy w jaki sposób są zsynchronizowane zegary w układzie U' .



Rys. 1. Układ inercjalny U' poruszają się względem uniwersalnego układu odniesienia U z prędkością v .

Transformacja z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercjalnego U' ma na podstawie założenia I postać

$$\begin{cases} x' = a x + b t \\ t' = e_1 x + f t \end{cases} \quad (3)$$

Parametry występujące w transformacji są ciągłymi funkcjami prędkości v o następujących własnościach

$$\begin{aligned} a(0) = 1 & \quad \wedge \quad a(v) > 0 & [1] \\ b(0) = 0 & \quad \wedge \quad (v > 0 \Rightarrow b(v) < 0) \quad \wedge \quad (v < 0 \Rightarrow b(v) > 0) & [\text{m/s}] \\ e_1(0) = 0 & & [\text{s/m}] \\ f(0) = 1 & \quad \wedge \quad f(v) > 0 & [1] \end{aligned} \quad (4)$$

Parametry $a(0) = 1$, $b(0) = 0$, $e_1(0) = 0$ oraz $f(0) = 1$ ponieważ dla $v = 0$ układy U oraz U' są identyczne, czyli pokazują te same współrzędne położenia oraz czasu.

Warunek $a(v) > 0$ musi być spełniony z powodu takiego samego zwrotu osi x oraz x' (rysunek 1), czyli jeżeli x rośnie, to x' także rośnie. Warunek $(v > 0 \Rightarrow b(v) < 0)$ musi być spełniony z powodu takiego samego zwrotu osi x oraz x' (rysunek 1), czyli dla ustalonej współrzędnej x jeżeli upływa czas t , to współrzędna x' maleje. Analogicznie jeżeli prędkość v jest ujemna, czyli układ U' porusza się w drugą stronę, wtedy współrzędna x' rośnie, czyli $(v < 0 \Rightarrow b(v) > 0)$. Warunek $f(v) > 0$ musi być spełniony dlatego, że jeżeli t rośnie, to t' także rośnie.

Dla naszych potrzeb wygodnie będzie posługiwać się parametrem $e(v)$, gdzie $e_1(v) = v \cdot e(v)$. Wprowadzenie takiego parametru jest dopuszczalne ponieważ zgodnie z (4) zachodzi, że $e_1(0) = 0$. Parametr $e(v)$ [s^2/m^2] jest funkcją ciągłą prędkości v . Teraz transformacja (3) przyjmuje postać

$$\begin{cases} x' = a x + b t \\ t' = e v x + f t \end{cases} \quad (5)$$

Różniczki z transformacji (5) mają postać ($v = \text{constans}$)

$$\begin{cases} dx' = a dx + b dt \\ dt' = e v dx + f dt \end{cases} \quad (6)$$

Rozważmy ciało, które spoczywa w układzie inercjalnym U' . Ponieważ jest w tym układzie nieruchome dlatego dla jego współrzędnej położenia zachodzi

$$dx' = 0 \quad (7)$$

Zauważmy, że prędkość rozważanego ciała względem układu U (czyli dx/dt) jest prędkością v układu U' względem układu U . Dlatego zachodzi

$$\frac{dx}{dt} = v \quad (8)$$

Z różniczki położenia (6) na podstawie (7) oraz (8) otrzymujemy

$$0 = dx' = \frac{dx'}{dt} = \frac{a dx + b dt}{dt} = a \frac{dx}{dt} + b = a v + b \quad (9)$$

Stąd wynika, że

$$b = -a v \quad (10)$$

Na tej podstawie transformacja (5) przyjmuje postać

$$\begin{cases} x' = a (x - v t) \\ t' = e v x + f t \end{cases} \quad (11)$$

Różniczki z transformacji (11) mają postać ($v = \text{constans}$)

$$\begin{cases} dx' = a (dx - v dt) \\ dt' = e v dx + f dt \end{cases} \quad (12)$$

Rozważmy teraz impuls światła, który porusza się wzdłuż osi x oraz x' . Gdy światło porusza się w kierunku zgodnym z kierunkiem osi x' oraz prędkością v , wtedy prędkość światła w układzie inercyjnym U' ma wartość

$$\frac{dx'}{dt'} = c_x^+(v) \quad (13)$$

natomiast w uniwersalnym układzie odniesienia U ma wartość (założenie II)

$$\frac{dx}{dt} = c \geq 0 \quad (14)$$

Gdy światło porusza się w kierunku przeciwnym do kierunku osi x' oraz prędkości v , wtedy prędkość światła w układzie inercyjnym U' ma wartość

$$\frac{dx'}{dt'} = c_x^-(v) \quad (15)$$

natomiast w uniwersalnym układzie odniesienia U ma wartość (założenie II)

$$\frac{dx}{dt} = -c \leq 0 \quad (16)$$

Gdy różniczki (12) podzielimy stronami wtedy na podstawie (13) oraz (14) otrzymujemy

$$c_x^+(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a (dx - v dt)}{e v dx + f dt} = \frac{a \left(\frac{dx}{dt} - v \right)}{e v \frac{dx}{dt} + f} = \frac{a (c - v)}{e v c + f} \quad (17)$$

Gdy różniczki (12) podzielimy stronami wtedy na podstawie (15) oraz (16) otrzymujemy

$$c_x^-(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a (dx - v dt)}{e v dx + f dt} = \frac{a \left(\frac{dx}{dt} - v \right)}{e v \frac{dx}{dt} + f} = \frac{-a (c + v)}{-e v c + f} \quad (18)$$

Wzór (18) można otrzymać z wzoru (17) poprzez zmianę znaku przed prędkością c (oznacza to zmianę kierunku poruszania się impulsu światła).

Wzór (18) można także otrzymać poprzez jednoczesną zmianę we wzorze (17) znaków przed prędkościami v oraz c_x^+ (oznacza to jednoczesną zmianę kierunku prędkości v oraz zwrotu osi x'). Aby otrzymać wzór (18) parametr $e(v)$ nie może zmieniać znaku. Na tej podstawie otrzymujemy następujące własności dla tego parametru

$$e(v) \cdot e(-v) \geq 0 \quad (19)$$

Z wzorów (17) oraz (18) po uwzględnieniu (19) wynika, że funkcje jednokierunkowej prędkości światła spełniają zależność

$$c_x^-(v, c) = -c_x^+(-v, c) \quad (20)$$

$$c_x^-(v, c) = c_x^+(v, -c) \quad (21)$$

Jeżeli zależności (17) oraz (18) podstawiamy do równania (2) wtedy otrzymujemy

$$\frac{e v c + f}{a(c-v)} + \frac{-e v c + f}{a(c+v)} = \frac{2}{c} \quad (22)$$

Czyli, aby spełniony był warunek (2) parametr $a(v)$ musi mieć postać

$$a = c^2 \cdot \frac{f + e v^2}{c^2 - v^2} = \frac{1}{1 - (v/c)^2} (f + e v^2) = \gamma^2 (f + e v^2) \quad (23)$$

Na podstawie (23) transformacja (11) przyjmuje postać

$$\begin{cases} x' = \gamma^2 (f + e v^2) (x - v t) \\ t' = e v x + f t \end{cases} \quad (24)$$

Na tej podstawie można wyznaczyć transformację odwrotną z układu inercjalnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U w postaci

$$\begin{cases} x = \frac{f}{\gamma^2 (f + e v^2)^2} x' + \frac{1}{f + e v^2} v t' \\ t = \frac{-e v}{\gamma^2 (f + e v^2)^2} x' + \frac{1}{f + e v^2} t' \end{cases} \quad (25)$$

Równania (24) oraz (25) są szukanymi transformacjami dla jednego wymiaru przestrzennego. Zawierają one dwa parametry $e(v)$ oraz $f(v)$. Parametry te muszą spełniać warunki (4) oraz (19). Po przyjęciu konkretnych parametrów otrzymuje się konkretną transformację opisującą konkretną kinematykę. Ta ogólna postać transformacji zawiera w sobie wszystkie możliwe transformacje linowe pomiędzy uniwersalnym układem odniesienia U , w którym światło propaguje ze stałą prędkością c , oraz układem inercjalnym U' poruszającym się względem układu U z prędkością v , wzdłuż osi x oraz x' , jeżeli w układzie inercjalnym U' jednokierunkowe prędkości światła spełniają warunek (2) (czyli założenie III).

4. Transformacje dla trzech wymiarów przestrzennych

Aby wprowadzić do transformacji dwa pozostałe wymiary przestrzenne przyjmujemy dodatkowe założenie:

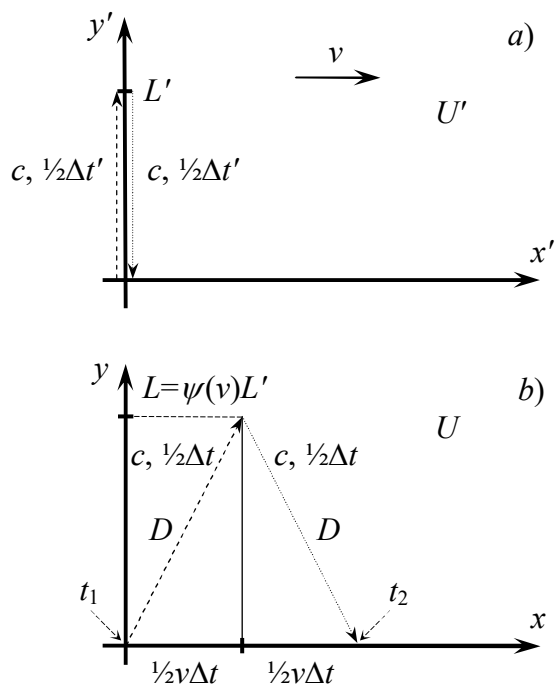
IV. Dla każdego obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia przestrzeń jest izotropowa, czyli ma te same własności w każdym kierunku.

Z założenia IV wynika, że parametry występujące w transformacji (6) oraz (24)-(25) spełniają następujące własności

$$\begin{aligned} a(v) &= a(-v) \\ b(v) &= -b(-v) \\ e(v) &= e(-v) \\ f(v) &= f(-v) \end{aligned} \quad (26)$$

Własności (26) wynikają z (4), (19) oraz z następujących rozumowań. Parametry $a(v)$ oraz $f(v)$ muszą być funkcjami parzystymi ponieważ jeżeli x rośnie, to x' rośnie oraz jeżeli t rośnie to t' rośnie, tak samo bez względu na kierunek prędkości v . Parametr $b(v)$ musi być funkcją nieparzystą ponieważ po zmianie kierunku prędkości v dla ustalonej współrzędnej x , jeżeli upływa czas t , współrzędna x' rośnie tak samo jak malała dla nie zmienionego kierunku prędkości v . Parametr $v \cdot e(v)$ musi być funkcją nieparzystą ponieważ po zmianie kierunku prędkości v dla ustalonej chwili t , zmiana czasu t' zależy od x w sposób przeciwny niż dla nie zmienionego kierunku prędkości v . Dlatego parametr $e(v)$ musi być funkcją parzystą.

Rozważmy sytuację pokazaną na rysunku 2. W układzie inercyjnym U' impuls światła porusza się prostopadłe do osi x' . Światło to przebywa drogę o długości L' , najpierw w jedną stronę, a następnie z powrotem, czyli wraca do punktu startowego.



Rys. 2. Droga światła widziana z dwóch układów odniesienia.
a) inercyjny układ odniesienia U' , b) uniwersalny układ odniesienia U .

Ze względu na założenie IV prędkość światła w kierunku prostopadłym do osi x' jest taka sama w jedną i w drugą stronę i wynosi c . Wynika to z tego, że żaden kierunek prostopadły do prędkości v (czyli także osi x oraz x') nie jest wyróżniony (założenie IV) oraz średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi c (założenie III). Z tego powodu ten sam impuls światła dla obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia U będzie się poruszał

po ramionach trójkąta równoramiennego. Dla obserwatora z układu U wymiary prostopadłe do prędkości v mogą być inne niż dla obserwatora z układu U' , dlatego wysokość trójkąta oznaczamy przez

$$L = \psi(v)L' \quad (27)$$

Parametr $\psi(v)$ opisuje skrócenie poprzeczne ciał poruszających się względem uniwersalnego układu odniesienia. Parametr ten powinien spełniać warunki

$$\psi(0) = 1 \quad \wedge \quad \psi(v) > 0 \quad [1] \quad (28)$$

Parametr $\psi(0) = 1$ ponieważ dla $v = 0$ wymiary poprzeczne są identyczne dla obserwatorów z układu U oraz U' . Warunek $\psi(v) > 0$ musi być spełniony z tego powodu, że wymiary poprzeczne nie odwracają się w drugą stronę.

Ze względu na założenie IV dla obserwatora z układu U wymiary poprzeczne skracają się tak samo dla każdego kierunku prędkości v . Dlatego parametr $\psi(v)$ powinien spełniać warunek

$$\psi(v) = \psi(-v) \quad (29)$$

Wyznamy teraz parametr $\psi(v)$.

Dla obserwatora z układu U' zachodzi

$$\Delta t' = \frac{2L'}{c} \quad \Leftrightarrow \quad L' = \frac{c \Delta t'}{2} \quad (30)$$

Na podstawie transformacji (25) otrzymujemy różniczkę ($v = \text{constans}$)

$$dt = \frac{-e v}{\gamma^2 (f + e v^2)^2} dx' + \frac{1}{f + e v^2} dt' \quad (31)$$

Czyli dla ustalonej współrzędnej x' w układzie U' otrzymujemy

$$dx' = 0 \quad \Rightarrow \quad dt = \frac{1}{f + e v^2} dt' \quad (32)$$

Wzór (32) opisuje dylatację czasu dla zegara nieruchomego względem układu U' . Na rysunku 2 taki zegar znajduje się w początku układu U' . Jeżeli na tym zegarze upłynie czas $\Delta t'$, występujący we wzorze (30), wtedy w układzie U upłynie czas $\Delta t = t_2 - t_1$, gdzie t_1 jest chwilą, w której impuls został wysłany, natomiast t_2 jest chwilą, gdy impuls powrócił do osi x . Chwile t_1 oraz t_2 są mierzone w układzie U przez dwa różne zegary. Zgodnie ze wzorem (32) zachodzi

$$\Delta t = \frac{1}{f + e v^2} \Delta t' \quad (33)$$

Z geometrii rysunku otrzymujemy

$$D = \sqrt{v^2 \Delta t'^2 / 4 + \psi^2 L'^2} \quad (34)$$

oraz

$$\Delta t = \frac{2D}{c} \quad (35)$$

Z równań (34) oraz (35) otrzymujemy

$$\Delta t = \frac{2\sqrt{v^2 \Delta t'^2 / 4 + \psi^2 L'^2}}{c} \quad (36)$$

$$c^2 \Delta t^2 = 4(v^2 \Delta t^2 / 4 + \psi^2 L'^2) \quad (37)$$

$$4\psi^2 L'^2 = (c^2 - v^2) \Delta t^2 \quad (38)$$

Na podstawie (30) oraz (33) otrzymujemy

$$4\psi^2 \frac{c^2 \Delta t'^2}{4} = (c^2 - v^2) \frac{1}{(f + e v^2)^2} \Delta t'^2 \quad (39)$$

$$\psi^2 = \frac{c^2 - v^2}{c^2} \frac{1}{(f + e v^2)^2} \quad (40)$$

$$\psi = \sqrt{1 - (v/c)^2} \frac{1}{f + e v^2} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} (f + e v^2)} \quad (41)$$

Czyli parametr skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ musi posiadać wartość

$$\psi = \frac{1}{\gamma(f + e v^2)} \quad (42)$$

Z powyższej analizy wynika, że wzór (42) na parametr $\psi(v)$ wynika z założenia IV oraz dylatacji czasu (32).

Po uwzględnieniu (42) w transformacji (24)-(25) otrzymujemy transformacje dla trzech wymiarów przestrzennych opisaną parametrami $e(v)$ oraz $f(v)$. Z uniwersalnego układu odniesienia U do inercyjnego układu odniesienia U' ma postać

$$\begin{cases} t' = e v x + f t \\ x' = \gamma^2 (f + e v^2) (x - v t) \\ y' = \gamma (f + e v^2) y \\ z' = \gamma (f + e v^2) z \end{cases} \quad (43)$$

Z inercyjnego układu odniesienia U' do uniwersalnego układu odniesienia U ma postać

$$\begin{cases} t = \frac{-e v}{\gamma^2 (f + e v^2)^2} x' + \frac{1}{f + e v^2} t' \\ x = \frac{f}{\gamma^2 (f + e v^2)^2} x' + \frac{1}{f + e v^2} v t' \\ y = \frac{1}{\gamma (f + e v^2)} y' \\ z = \frac{1}{\gamma (f + e v^2)} z' \end{cases} \quad (44)$$

Zależność (42) można zapisać w inny sposób

$$f = \frac{1}{\gamma \psi} - e v^2 \quad (45)$$

Po uwzględnieniu (45) w transformacji (24)-(25) lub (43)-(44) otrzymujemy transformacje dla trzech wymiarów przestrzennych opisaną parametrami $e(v)$ oraz $\psi(v)$. Z uniwersalnego układu odniesienia U do inercjalnego układu odniesienia U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = e v x + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2 \right) t \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - v t) \\ y' = \frac{1}{\psi} y \\ z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (46)$$

Z inercjalnego układu odniesienia U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = -\psi^2 e v x' + \gamma \psi t' \\ x = \left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2 \right) x' + \gamma \psi v t' \\ y = \psi y' \\ z = \psi z' \end{cases} \quad (47)$$

Równania (43)-(44) oraz (46)-(47) są szukanymi transformacjami dla wszystkich wymiarów przestrzennych. Zbiór transformacji (43)-(44) jest identyczny jak zbiór transformacji (46)-(47). Zbiory te różnią się jedynie użytymi parametrami.

5. Wybrane własności transformacji

Różniczki z transformacji (46) mają postać ($v = \text{constans}$)

$$\begin{cases} dt' = e v dx + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2 \right) dt \\ dx' = \frac{\gamma}{\psi} (dx - v dt) \\ dy' = \frac{1}{\psi} dy \\ dz' = \frac{1}{\psi} dz \end{cases} \quad (48)$$

Różniczki z transformacji (47) mają postać ($v = \text{constans}$)

$$\begin{cases} dt = -\psi^2 e v dx' + \gamma \psi dt' \\ dx = \left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2 \right) dx' + \gamma \psi v dt' \\ dy = \psi dy' \\ dz = \psi dz' \end{cases} \quad (49)$$

5.1. Dylatacja czasu

Wyznamy wzory na dylatację czasu dla transformacji (46)-(47).

Z różniczki czasu (48) wynika, dla obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia U , następujący wzór na dylatację czasu (także na podstawie (45))

$$dx = 0 \Rightarrow dt' = \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2 \right) dt = f(v) dt \quad (50)$$

Z różniczki czasu (49) wynika, dla obserwatora nieruchomego względem inercjalnego układu odniesienia U' , następujący wzór na dylatację czasu

$$dx' = 0 \Rightarrow dt = \gamma \psi dt' \quad (51)$$

Ze wzorów (50) oraz (51) wynika, że obserwatorzy z poruszających się względem siebie układów odniesienia U oraz U' będą mierzyli taką samą dylatację czasu, tylko wtedy, gdy parametr $e(v) = 0$. Jeżeli $e(v) \neq 0$ wtedy ci dwaj obserwatorzy inaczej oceniają względny wpływ czasu na porównywanych przez siebie zegarach.

Dylatację czasu (50) oraz (51) zapisuję w postaci implikacji, ponieważ jest to precyzyjniejsze od zapisu powszechnie stosowanego w fizyce.

5.2. Skrócenie długości podłużnej (Lorentza-Fitzgeralda)

Wyznamy wzory na skrócenie długości podłużnej (wzdłuż osi x oraz x') dla transformacji (46)-(47).

Z różniczki położenia (48) wynika, dla obserwatora z uniwersalnego układu odniesienia U , następujący wzór na skrócenie długości podłużnej (także na podstawie (23) oraz (45))

$$dt = 0 \Rightarrow dx' = \frac{\gamma}{\psi} dx = a(v) dx \quad (52)$$

Z różniczki położenia (49) wynika, dla obserwatora z uniwersalnego układu odniesienia U , następujący wzór na skrócenie długości podłużnej

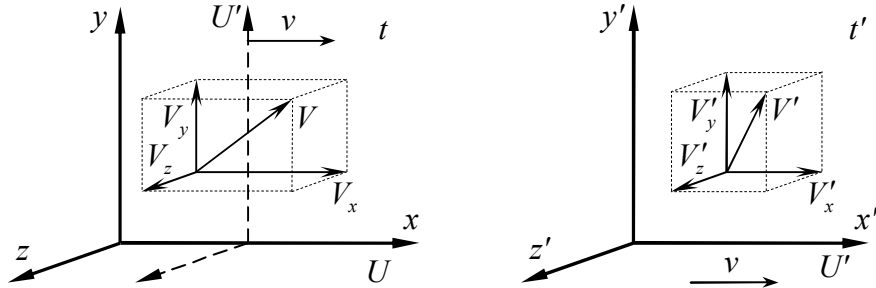
$$dt' = 0 \Rightarrow dx = \left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2 \right) dx' \quad (53)$$

Ze wzorów (52) oraz (53) wynika, że obserwatorzy z poruszających się względem siebie układów odniesienia U oraz U' będą mierzyli takie samo skrócenie podłużne, tylko wtedy, gdy parametr $e(v) = 0$. Jeżeli $e(v) \neq 0$ wtedy ci dwaj obserwatorzy inaczej oceniają proporcje mierzonych przez siebie wymiarów podłużnych.

Skrócenie długości podłużnej (52) oraz (53) zapisuję w postaci implikacji, ponieważ jest to precyzyjniejsze od zapisu powszechnie stosowanego w fizyce.

5.3. Transformacje prędkości

Wyznamy wzory na transformacje prędkości dla transformacji (46)-(47). Przyjmujemy oznaczenia takie jak na rysunku 3. Względem układów U oraz U' porusza się ciało. Dla obserwatora z układu U ma ono prędkość V , natomiast dla obserwatora z układu U' ma ono prędkość V' .



Rys. 3. Ruch widziany z uniwersalnego układu odniesienia oraz układu inercyjnego.

Z równań (48) wynikają następujące równania

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx'}{dt'} = \frac{\frac{\gamma}{\psi}(dx - v dt)}{e v dx + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2\right) dt} \\ \frac{dy'}{dt'} = \frac{\frac{1}{\psi} dy}{e v dx + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2\right) dt} \\ \frac{dz'}{dt'} = \frac{\frac{1}{\psi} dz}{e v dx + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - e v^2\right) dt} \end{array} \right. \quad (54)$$

Na tej podstawie transformacja prędkości z układu U do układu U' ma postać

$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{\gamma^2 (V_x - v)}{\gamma \psi e v (V_x - v) + 1} \\ V'_y = \frac{\gamma V_y}{\gamma \psi e v (V_x - v) + 1} \\ V'_z = \frac{\gamma V_z}{\gamma \psi e v (V_x - v) + 1} \end{array} \right. \quad (55)$$

Z równania czasu (49) wynikają następujące równania

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dx}{dt} = \frac{\left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2\right) dx' + \gamma \psi v dt'}{-\psi^2 e v dx' + \gamma \psi dt'} \\ \frac{dy}{dt} = \frac{\psi dy'}{-\psi^2 e v dx' + \gamma \psi dt'} \\ \frac{dz}{dt} = \frac{\psi dz'}{-\psi^2 e v dx' + \gamma \psi dt'} \end{array} \right. \quad (56)$$

Na tej podstawie transformacja prędkości z układu U' do układu U ma postać

$$\left\{ \begin{array}{l} V_x = \frac{\left(\frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2\right) V'_x + \gamma \psi v}{-\psi^2 e v V'_x + \gamma \psi} \\ V_y = \frac{\psi V'_y}{-\psi^2 e v V'_x + \gamma \psi} \\ V_z = \frac{\psi V'_z}{-\psi^2 e v V'_x + \gamma \psi} \end{array} \right. \quad (57)$$

Transformacje prędkości (55) oraz (57) są równoważne. Można bowiem pokazać, że po wstawieniu jednej do drugiej otrzymuje się równania tożsamościowe.

5.4. Prędkość światła wzdłuż osi x' widziana w układzie inercyjnym

Jeżeli ciało przedstawione na rysunku 3 jest impulsem światła, wtedy w układzie U porusza się z prędkością c . Rozważymy tylko przypadek, w którym ten impuls porusza się równoległe do osi x oraz x' (czyli porusza się także równoległe do prędkości v). Wtedy zachodzi

$$V_x = c, \quad V_y = 0, \quad V_z = 0 \quad (58)$$

Na podstawie transformacji (55) otrzymujemy prędkość tego impulsu światła widzianą w układzie inercyjnym U'

$$c_x^+(v) = V'_x = \frac{\gamma^2 (c - v)}{\gamma \psi e v (c - v) + 1}, \quad c'_y = V'_y = 0, \quad c'_z = V'_z = 0 \quad (59)$$

Wzór (59) można otrzymać także z wzoru (17) po zastosowaniu zależności (23) oraz (45). Ponieważ

$$\gamma^2 (c - v) = \frac{1}{1 - (v/c)^2} (c - v) = \frac{c^2}{c^2 - v^2} (c - v) = \frac{c^2}{(c + v)(c - v)} (c - v) = \frac{c^2}{c + v} \quad (60)$$

dlatego na podstawie (59) jednokierunkowa prędkości światła o zwrocie takim samym jak zwrot osi x' oraz zwrot prędkości v ma w układzie inercyjnym U' wartość

$$c_x^+(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 + c + v}, \quad c'_y = 0, \quad c'_z = 0 \quad (61)$$

Jednokierunkowa prędkości światła o zwrocie przeciwnym do zwrotu osi x' oraz zwrotu prędkości v ma w układzie inercyjnym U' wartość

$$c_x^-(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 - c + v}, \quad c'_y = 0, \quad c'_z = 0 \quad (62)$$

Wzór (62) powstał z wzoru (61) poprzez zmianę znaku przed prędkością c (oznacza to zmianę kierunku poruszania się impulsu światła). Można go także otrzymać poprzez zmianę we wzorze (61) znaku przed prędkością v (należy wtedy uwzględnić zależność (20), co oznacza zmianę zwrotu osi x'). Wtedy przed parametrami $\psi(v)$, $\gamma(v)$ oraz $e(v)$ nie należy zmieniać znaku ponieważ są to funkcje parzyste. Właśnie z powodu takich sytuacji, wygodniej jest posługiwać się parzystą funkcją $e(v)$ użytą w transformacji (5) niż nieparzystą funkcją $e_1(v)$ użytą w transformacji (4).

5.5. Wnioski na temat jednokierunkowej prędkości światła oraz na temat parametru $e(v)$

Na podstawie (61) otrzymujemy

$$e = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{v c^2 c_x^+} \quad (63)$$

Na podstawie (62) otrzymujemy

$$e = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 + c_x^-(c-v)}{v c^2 c_x^-} \quad (64)$$

Na tej podstawie otrzymujemy

$$\frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 + c_x^-(c-v)}{v c^2 c_x^-} = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{v c^2 c_x^+} \quad (65)$$

$$\frac{c^2}{c_x^-} + c - v = \frac{c^2}{c_x^+} - c - v \quad (66)$$

$$\frac{c^2}{c_x^-} = \frac{c^2}{c_x^+} - 2c = \frac{c^2 - 2c c_x^+}{c_x^+} \quad (67)$$

Ostatecznie otrzymujemy związek pomiędzy jednokierunkowymi prędkościami światła w próżni równoległymi do osi x'

$$c_x^-(v) = \frac{c c_x^+(v)}{c - 2 c_x^+(v)} \quad (68)$$

Z wzorów (61) oraz (62) wynika ważny wniosek na temat parametru $e(v)$. Sprawdźmy dla jakich wartości parametru $e(v)$ zachodzi, zgodnie z tym co zostało przyjęte w zależności (2), że

$$c_x^+ \geq 0 \quad \wedge \quad c_x^- \leq 0 \quad (69)$$

Z (61) oraz (62) wynika, że musi wtedy zachodzić

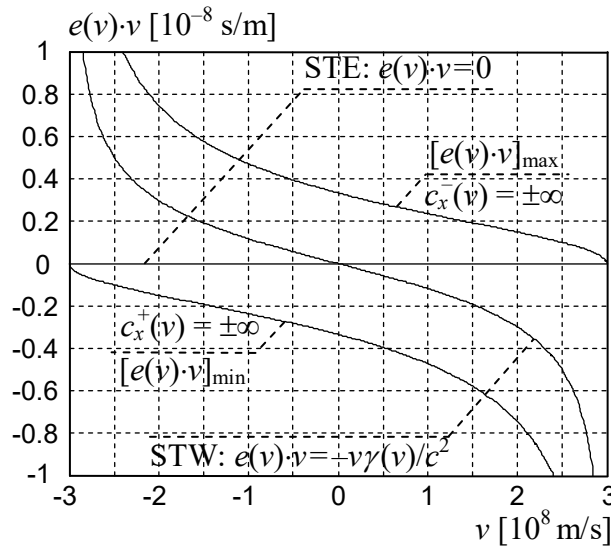
$$\begin{cases} c_x^+(v) \geq 0 & \Rightarrow \frac{\psi(v)}{\gamma(v)} e(v) v c^2 + c + v \geq 0 \\ c_x^-(v) \leq 0 & \Rightarrow \frac{\psi(v)}{\gamma(v)} e(v) v c^2 - c + v \leq 0 \end{cases} \quad (70)$$

Wynika stąd, że, aby zachodziły nierówności (69) parametr $e(v)$ musi spełniać warunki

$$\begin{cases} c_x^+(v) \geq 0 & \Rightarrow e(v) v \geq \frac{-1}{\psi(v) c} \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} = [e(v) v]_{\min} \\ c_x^-(v) \leq 0 & \Rightarrow e(v) v \leq \frac{1}{\psi(v) c} \sqrt{\frac{c-v}{c+v}} = [e(v) v]_{\max} \end{cases} \quad (71)$$

Jeżeli warunki (71) nie są spełnione dla jakiegoś układu inercjalnego wtedy wartość jednokierunkowej prędkości światła mierzona w tym układzie jest niezgodna ze strzałką czasu. To znaczy światło może się pozornie cofać w czasie (czas jego przepływu jest ujemny). To powoduje, że prędkość światła $c_x^+(v)$ zgodna z kierunkiem osi x może być ujemna, albo prędkość światła $c_x^-(v)$ niezgodna z kierunkiem osi x może być dodatnia. Wtedy nie będzie spełniona jedna z nierówności (69). Jednak równanie (2) jest ciągle prawdziwe, ponieważ jest ono ogólniejsze niż przyjęte na początku, dla ustalenia uwagi, nierówności (69).

Na rysunku 4 zostały zilustrowane nierówności (71). Funkcje $[e(v) \cdot v]_{\min}$ oraz $[e(v) \cdot v]_{\max}$ wyznaczają pas, w którym muszą się znajdować wartości funkcji $e(v) \cdot v$, aby w żadnym układzie inercjalnym nie wystąpił efekt pozornego cofania się światła w czasie. Na rysunku 4 pokazane są także wartości funkcji $e(v) \cdot v$ dla STW (wzór (75)) oraz dla STE (wzór (84)).



Rys. 4. Zakres wartości funkcji $e(v) \cdot v$ dla którego nie występuje pozorne cofanie się światła w czasie.

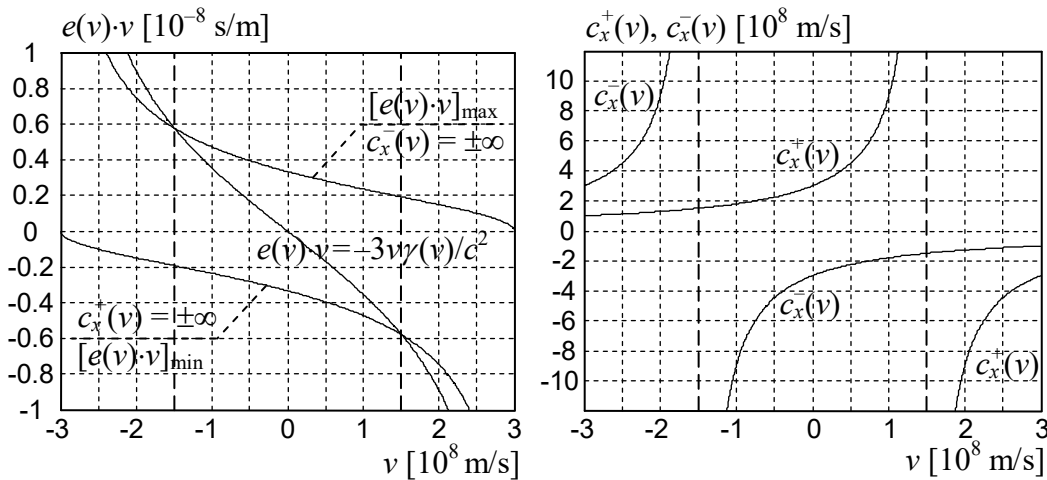
Na rysunku 5 przedstawiony został przykład tego, w jaki sposób wartości jednokierunkowych prędkości światła $c_x^+(v)$ oraz $c_x^-(v)$ zależą od prędkości układu inercjalnego, w którym znajduje się obserwator, gdy parametr $e(v) \cdot v = -3v\gamma(v)/c^2$.

Rozważmy impuls świetlny poruszający się w kierunku zgodnym z kierunkiem osi x . Impuls porusza się z punktu x_1 do punktu $x_2 > x_1$. Aby wykonać pomiar jednokierunkowej prędkości światła $c_x^+(v)$ potrzebne są dwa zegary. Zegar Z_1 znajdujący się w punkcie x_1 mierzy chwilę t_1 , gdy impuls światła jest wysyłany. Zegar Z_2 znajdujący się w punkcie x_2 mierzy chwilę t_2 , gdy impuls światła do niego dociera. W przypadku pokazanym na rysunku 5 zegary w układach inercjalnych są tak rozsynchronizowane parametrem $e(v)$, że w układzie inercjalnym poruszającym się z prędkością

$v = c/2$ zachodzi równość $t_1 = t_2$. W tej sytuacji pomiar jednokierunkowej prędkości światła daje wartość nieskończoną ponieważ

$$c_x^+(c/2) = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{L}{\pm 0} = \pm\infty \quad (72)$$

W rzeczywistości światło ma w tym układzie inercyjnym prędkość skończoną, ponieważ ma skończoną prędkość w eterze. Prędkość nieskończona występująca w (72) jest spowodowana rozszynchronizowaniem zegarów. Zegar Z_2 spóźnia się w stosunku do zegara Z_1 dokładnie o tyle, ile czasu potrzebuje światło, aby dotrzeć z punktu x_1 do punktu x_2 . Tak więc wzory (61) oraz (62) nie przedstawiają rzeczywistej prędkości światła w próżni, tylko wynik pomiaru tej prędkości wykonany przy pomocy zegarów, które są rozszynchronizowane, gdy $e(v) \neq 0$.



Rys. 5. Jednokierunkowa prędkość światła w próżni jako funkcja prędkości v , dla $e(v)·v = -3v\gamma(v)/c^2$.

W układach inercjalnych (rysunek 5) poruszających się z prędkościami $v > c/2$ zegary są już tak bardzo rozszynchronizowane, że pomiar jednokierunkowej prędkości światła $c_x^+(v)$ daje wartości ujemne. Jest to spowodowane tym, że zegar Z_2 spóźnia się w stosunku do zegara Z_1 o więcej czasu niż potrzebuje światło, aby dotrzeć z punktu x_1 do punktu x_2 . W tych układach inercjalnych $t_2 - t_1 < 0$. Dlatego światło przepływając z punktu x_1 do punktu x_2 pozornie cofa się w czasie.

To, że cofanie się światła w czasie jest pozorne, a nie realne, będzie także wyjaśnione w podrozdziale 7.7. Znaczenie parametru $e(v)$ jest także omówione w rozdziałach 7.7, 8 oraz 9.

6. Ogólna postać transformacji wyrażona od jednokierunkowej prędkości światła

W transformacjach (46)-(47) możemy dzięki zależności (63) zastąpić parametr $e(v)$ przy pomocy jednokierunkowej prędkości światła $c_x^+(v)$. Otrzymujemy wtedy transformację z uniwersalnego układu odniesienia U do inercyjnego układu odniesienia U' w postaci

$$\begin{cases} t' = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} x + \left(\frac{1}{\gamma \psi} - \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} v \right) t \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - vt) \\ y' = \frac{1}{\psi} y \\ z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (73)$$

Natomiast z inercjalnego układu odniesienia U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = -\gamma \psi \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} x' + \gamma \psi t' \\ x = \left(\frac{\psi}{\gamma} - \gamma \psi \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} v \right) x' + \gamma \psi v t' \\ y = \psi y' \\ z = \psi z' \end{cases} \quad (74)$$

W analogiczny sposób transformacje (46)-(47) można zapisać na podstawie (64) przy pomocy jednokierunkowej prędkości światła $c_x^-(v)$.

Dzięki transformacjom (73)-(74) można zdefiniować dowolną transformację spełniającą założenie I-IV na podstawie dwóch parametrów, czyli skróceniu poprzecznemu $\psi(v)$ oraz jednokierunkowej prędkości światła w próżni $c_x^+(v)$.

Dzięki transformacjom (46)-(47) można zdefiniować dowolną transformację spełniającą założenie I-IV na podstawie dwóch parametrów, czyli skróceniu poprzecznemu $\psi(v)$ oraz parametrowi synchronizacji zegarów w inercjalnych układach odniesienia $e(v)$.

Dzięki transformacjom (43)-(44) można zdefiniować dowolną transformację spełniającą założenie I-IV na podstawie dwóch parametrów, czyli dylatacji czasu $f(v)$ (wynikającej z (50)) oraz parametrowi synchronizacji zegarów w inercjalnych układach odniesienia $e(v)$.

Znaczenie parametru $e(v)$ jest wyjaśnione w dalszej części artykułu.

7. Szczególne przypadki transformacji

7.1. Transformacja Lorentza - transformacja Szczególnej Teorii Względności

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} \psi(v) &= 1 \\ e(v) &= -\gamma(v) \frac{1}{c^2} = -\frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{1}{c^2} \begin{bmatrix} [1] \\ \frac{s^2}{m^2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (75)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji Lorentza, na której opiera się Szczególna Teoria Względności. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercjalnego U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = \gamma \left(-\frac{v}{c^2} x + t \right) & y' = y \\ x' = \gamma (x - v t) & z' = z \end{cases} \quad (76)$$

Z układu inercyjnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = \gamma \left(\frac{v}{c^2} x' + t' \right) & y = y' \\ x = \gamma (x' + v t') & z = z' \end{cases} \quad (77)$$

Istnieją tylko dwie transformacje (46)-(47), w których odpowiadające sobie współczynniki w transformacji oraz w transformacji odwrotnej mają takie same wartości liczbowe (z dokładnością do znaku wynikającego z kierunku prędkości v). Są to transformacja Lorentza oraz pokazana w dalszym punkcie transformacja Galileusza. Z tego powodu w transformacji Lorentza układy U oraz U' stają się nierozróżnialne.

7.2. Transformacje Lorentza ze skróceniem poprzecznym

Jeżeli przyjmiemy, że

$$e(v) = -\frac{\gamma(v)}{\psi(v)} \frac{1}{c^2} = -\frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{1}{c^2} \left[\frac{\text{s}^2}{\text{m}^2} \right] \quad (78)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, którą możemy nazwać transformacjami Lorentza ze skróceniem poprzecznym. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercyjnego U' transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t' = \frac{\gamma}{\psi} \left(-\frac{v}{c^2} x + t \right) & y' = \frac{1}{\psi} y \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - v t) & z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (79)$$

Z układu inercyjnego U' do uniwersalnego układu U transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t = \gamma \psi \left(\frac{v}{c^2} x' + t' \right) & y = \psi y' \\ x = \gamma \psi (x' + v t') & z = \psi z' \end{cases} \quad (80)$$

Należy wyjaśnić, skąd w tym artykule wziął się pomysł takiego uogólnienia transformacji Lorentza. W związku z wzorem (61) na jednokierunkową prędkość światła nasuwa się naturalne pytanie, dla jakich parametrów $e(v)$ oraz $\psi(v)$ prędkość światła w inercyjnym układzie odniesienia będzie miała wartość c w każdym kierunku. Na podstawie (61), dla światła poruszającego się wzdłuż osi x' musi być spełnione równanie

$$c = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 + c + v} \quad (81)$$

$$\frac{\psi}{\gamma} e v c^3 + c^2 + v c = c^2 \quad (82)$$

Czyli, aby jednokierunkowa prędkość światła miała dokładnie wartość c musi zachodzić

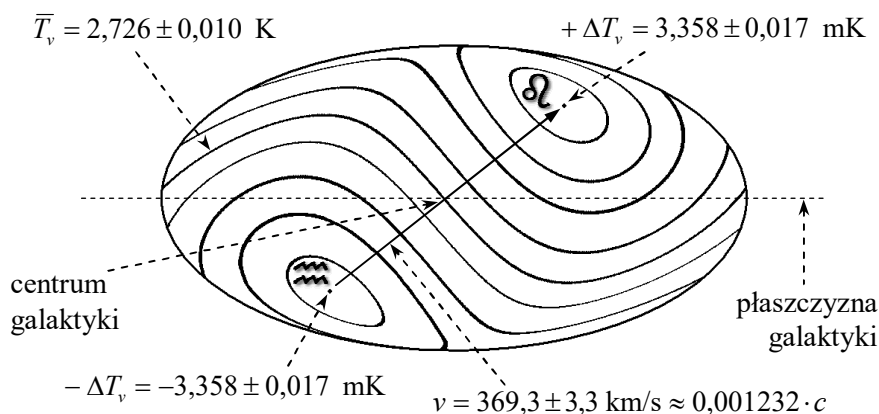
$$e = -\frac{\gamma}{\psi} \frac{1}{c^2} \quad (83)$$

Łatwo sprawdzić na podstawie transformacji prędkości (55), że dla wszystkich rozważanych transformacji (46)-(47) światło poruszające się równoległe do osi y' , także będzie miało w układzie U' jednokierunkową prędkość o wartości c . Wynika to także bezpośrednio z założenia IV, co jest pokazane na rysunku 2. Także przy pomocy metod numerycznych sprawdziłem dla różnych przypadków funkcji $\psi(v)$, że jednokierunkowa prędkość światła w kinematykach opisanych transformacjami (79)-(80) zawsze ma wartość c w dowolnym kierunku.

Wynika stąd, że istnieje nieskończenie wiele kinematyk, w których jednokierunkowa prędkość światła w próżni, w każdym układzie inercyjnym, jest stała i wynosi c . Opierają się one na transformacjach (79)-(80). Szczególna Teoria Względności jest tylko jedną z nieskończenie wielu takich kinematyk (transformacja (76)-(77)).

W kinematykach (79)-(80), w których $\psi(v) \neq 1$, inercjalne układy odniesienia są rozróżnialne oraz istnieje uniwersalny układ odniesienia, który oznaczaliśmy symbolem U . Układ U wyróżnia się chociażby tym, w jaki sposób zmieniają się, zgodnie z transformacją (46)-(47), wymiary poprzeczne ciał poruszających się względem tego układu. Dlatego takie teorie nie spełniają zasady równoważności wszystkich układów inercjalnych.

We współczesnej fizyce uważa się, że jednokierunkowa prędkość światła w próżni jest absolutnie stała, czyli ma taką samą wartość w każdym kierunku propagacji oraz dla każdego obserwatora. Na tej podstawie wyprowadzona została STW Einsteina. Powyżej wykazane zostało, że istnieje nieskończenie wiele kinematyk, które spełniają ten warunek. STW wyróżnia się spośród nich tym, że dodatkowo założono w niej zasadę równoważności wszystkich układów inercjalnych, czyli, że nie ma takiego zjawiska fizycznego, które wyróżnia jakiś układ inercjalny. Sprowadza się to do tego, że odpowiadające sobie współczynniki w transformacji oraz w transformacji odwrotnej muszą mieć takie same wartości liczbowe (z dokładnością do znaku wynikającego z kierunku prędkości v). Wśród transformacji (79)-(80) takie dodatkowe założenie spełnia tylko transformacja Lorentza (76)-(77). Nie ma jednak żadnych podwodów eksperymentalnych, aby przyjmować zasadę równoważności wszystkich układów inercjalnych. Zasadę tą wprowadzono do fizyki w sposób arbitralny.



Rys. 6. Dipolowa anizotropia mikrofalowego promieniowania tła pokazana w projekcji Hammer'a-Aitoff'a (opracowanie własne na podstawie [9]).

Znany jest natomiast eksperymentalny dowody istnienia uniwersalnego układu odniesienia. Chodzi o pomiar anizotropii mikrofalowego promieniowania tła omówiony w rozprawie noblowskiej [9]. Okazuje się bowiem, że ze wszystkich stron kosmosu dociera do nas elektromagnetyczne promieniowanie mikrofalowe w zakresie 300 GHz. Promieniowanie to

w naszym układzie odniesienia posiada anizotropię dipolową. Promieniowanie docierające od strony gwiazdozbioru Lwa ma trochę większą energię, natomiast docierające od strony gwiazdozbioru Wodnika ma trochę mniejszą energię (rysunek 6). Jeżeli uwzględnimy efekt Dopplera, to można wyznaczyć układ odniesienia, w którym mikrofalowe promieniowanie tła jest jednorodne. Taki układ odniesienia jest wyjątkowy w stosunku do wszystkich innych. Istnienie takiego uniwersalnego układu odniesienia sugeruje, że gdyby nawet jednokierunkowa prędkość światła w próżni była stała, to prawidłowym modelem kinematyki nie jest Szczególna Teoria Względności oparta na transformacji Lorentza (76)-(77), tylko model oparty na jakiejś innej transformacji o postaci (79)-(80).

W artykule [12] na podstawie Szczególnej Teorii Eteru bez skrócenia poprzecznego wyznaczona została prędkość Układu Słonecznego względem układu, w którym mikrofalowe promieniowanie tła jest jednorodne. Otrzymano tam prędkość 369,3 km/s (rysunek 6), ale wartość tej prędkości będzie inna w ramach innych kinematyk.

Należy wspomnieć także o badaniach Millera Daytona, który wielokrotnie powtarzał eksperyment Michelsona-Morleya i twierdził, że eksperyment ten daje pozytywny wynik, chociaż znacznie słabszy niż pierwotnie przewidywano w ramach mechaniki Galileusza-Newtona [5]. W tym artykule oparto się jednak na założeniu powszechnie przyjętym w fizyce, że eksperymenty Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea nie dały pozytywnego wyniku, czyli nie były w stanie wykazać ruchu względem uniwersalnego układu odniesienia. Wyprowadzone modele można łatwo zmodyfikować tak, aby były zgodne z wynikami Millera. Wystarczy w nich nieco zmienić wartość skrócenia ciał w ruchu.

7.3. Transformacje Szczególnej Teorii Eteru ze skróceniem poprzecznym

Jeżeli przyjmiemy, że

$$e(v) = 0 \quad (84)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, na których opierają się Szczególne Teorie Eteru ze skróceniem poprzecznym wyprowadzone w artykule [12]. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercjalnego U' transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma \psi} t & y' = \frac{1}{\psi} y \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - v t) & z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (85)$$

Z układu inercjalnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t = \gamma \psi t' & y = \psi y' \\ x = \frac{\psi}{\gamma} x' + \gamma \psi v t' & z = \psi z' \end{cases} \quad (86)$$

Jest to cała klasa transformacji, w których jednoczesność zdarzeń jest absolutna, co wiąże się z tym, że wskazania zegara nie zależą od współrzędnej położenia. Kinematyki oparte na tych transformacjach różnią się pomiędzy sobą własnościami fizycznymi, np. skróceniem poprzecznym oraz dylatacją czasu.

7.4. Transformacja Szczególnej Teorii Eteru bez skrócenia poprzecznego

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned}\psi(v) &= 1 \\ e(v) &= 0\end{aligned}\tag{87}$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, na której opiera się Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia poprzecznego wyprowadzona w artykule [11]. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercyjnego U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma} t & y' = y \\ x' = \gamma (x - v t) & z' = z \end{cases}\tag{88}$$

Z układu inercyjnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = \gamma t' & y = y' \\ x = \frac{1}{\gamma} x' + \gamma v t' & z = z' \end{cases}\tag{89}$$

W tym przypadku Szczególnej Teorii Eteru nie występuje skrócenie poprzeczne (czyli $\psi(v) = 1$). Szczególna Teoria Eteru wyprowadzona na podstawie transformacji (88)-(89) ma ścisły związek ze Szczególną Teorią Względności Einsteina. Zostało to wykazane w pracy [10].

Transformacja (89) była już wyprowadzona inną metodą w artykułach [3], [6]. W tamtych artykułach autorzy otrzymali taką transformację z transformacji Lorentza dzięki synchronizacji zegarów w inercjalnych układach odniesienia metodą zewnętrzną. Transformacja uzyskana w pracach [3], [6] jest inaczej zapisaną transformacją Lorentza po zmianie sposobu mierzenia czasu w inercjalnym układzie odniesienia, dlatego transformacji tej przypisano własności Szczególnej Teorii Względności. W artykule [11] transformacja (88)-(89) ma inne fizyczne znaczenie niż transformacja Lorentza, ponieważ według teorii przedstawionej w tamtym artykule możliwe jest wyznaczenie prędkości względem uniwersalnego układu odniesienia przy pomocy pomiaru. Czyli uniwersalny układ odniesienia jest realny, i nie jest dowolnie wybranym układem inercjalnym.

7.5. Transformacja Szczególnej Teorii Eteru z absolutnym czasem

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned}\psi(v) &= 1/\gamma(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \leq 1 \\ e(v) &= 0\end{aligned}\tag{90}$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, w której występuje absolutny czas. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercyjnego U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = t & y' = \gamma y \\ x' = \gamma^2 (x - v t) & z' = \gamma z \end{cases}\tag{91}$$

Z układu inercyjnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = t' & y = \frac{1}{\gamma} y' \\ x = \frac{1}{\gamma^2} x' + v t' & z = \frac{1}{\gamma} z' \end{cases} \quad (92)$$

W kinematyce opartej na tej transformacji czas upływa tak samo we wszystkich układach inercjalnych, analogicznie jak w transformacjach Galileusza. Jest bardzo interesujące, że jest możliwa teoria z absolutnym czasem, która spełnia warunki eksperymentów Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea.

7.6. Transformacja Szczególnej Teorii Eteru bez skrócenia podłużnego

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} \psi(v) = \gamma(v) &= 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \geq 1 \\ e(v) &= 0 \end{aligned} \quad (93)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, na której opiera się Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia podłużnego. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercjalnego U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma^2} t & y' = \frac{1}{\gamma} y \\ x' = x - v t & z' = \frac{1}{\gamma} z \end{cases} \quad (94)$$

Z układu inercjalnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = \gamma^2 t' & y = \gamma y' \\ x = x' + \gamma^2 v t' & z = \gamma z' \end{cases} \quad (95)$$

W kinematyce opartej na tej transformacji wymiary podłużne (równoległe do osi x oraz x') są takie same dla obserwatorów z każdego układu inercjalnego. Wynika to z różniczek transformacji (94)-(95)

$$\begin{aligned} dx' &= dx - v dt \\ dx &= dx' + \gamma^2 v dt' \end{aligned} \quad (96)$$

Czyli

$$\begin{aligned} dt = 0 &\Rightarrow dx' = dx \\ dt' = 0 &\Rightarrow dx = dx' \end{aligned} \quad (97)$$

7.7. Rozszerzone transformacje Galileusza oraz wnioski na temat parametru $e(v)$

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} v/c \rightarrow 0 &\Rightarrow \gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \cong 1 \\ \psi(v) = 1 &\vee (v/c \rightarrow 0 \Rightarrow \psi(v) \cong 1) \end{aligned} \quad (98)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postacie, które nazwiemy rozszerzonymi transformacjami Galileusza. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercjalnego U' transformacje mają postać

$$\begin{cases} t' = e v x + (1 - e v^2) t & y' = y \\ x' = x - v t & z' = z \end{cases} \quad (99)$$

Z układu inercjalnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacje mają postać

$$\begin{cases} t = -e v x' + t' & y = y' \\ x = (1 - e v^2) x' + v t' & z = z' \end{cases} \quad (100)$$

Transformacje (99)-(100) obowiązują wtedy, gdy prędkość v jest bardzo mała w stosunku do c , albo po prostu, gdy $c = \infty$. Wtedy na podstawie (61) oraz (62) jednokierunkowa prędkość światła poruszającego się wzdłuż osi x wynosi

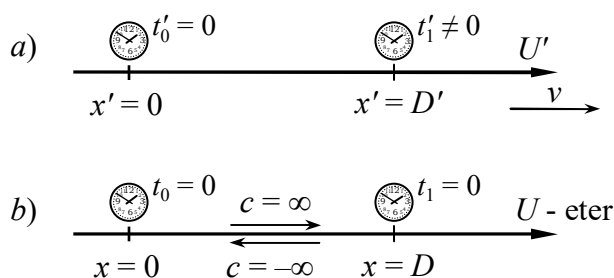
$$c_x^+(v) = c_x^-(v) = \frac{1}{e(v) v} \quad (101)$$

$$c = \infty$$

Z zależności (101) wynikają ważne wnioski. Jednokierunkowa prędkość światła w próżni ma względem uniwersalnego układu odniesienia wartość nieskończoną ($c = \infty$). Wtedy oczywiście ta prędkość ma wartość nieskończoną także w każdym układzie inercjalnym. Jednak zgodnie ze (101) jednokierunkowa prędkość światła w układzie inercjalnym wynosi $1/(e v)$. Wydaje się, że jest to sprzeczne.

Sprzeczności w tym jednak nie ma. Należy zauważyć, że, aby zmierzyć jednokierunkową prędkość konieczne jest użycie co najmniej dwóch zegarów nieruchomych w układzie, w którym wykonuje się pomiar. W uniwersalnym układzie odniesienia wykorzystywane są inne egzemplarze zegarów niż w układzie inercjalnym. Jeżeli w układzie inercjalnym zegary są rozsynchronizowane, to pomiar prędkości światła poruszającego się z nieskończoną prędkością może dawać pozorną wartość skończoną. Zostało to zilustrowane na rysunku 7.

W części *b*) rysunku 7 pokazany jest uniwersalny układ odniesienia. Światło jest wysyłane z punktu $x = 0$ w chwili t_0 i natychmiast dociera do punktu $x = D$ w chwili t_1 . Ponieważ z założenia w uniwersalnym układzie odniesienia prędkość światła jest nieskończona, dlatego $t_0 = t_1 = 0$.



Rys. 7. Pomiar prędkości światła w układzie inercjalnym, gdy zegary są w nim rozsynchronizowane oraz, gdy w uniwersalnym układzie odniesienia (eterze) światło posiada prędkość nieskończoną.

W części *a*) rysunku 7 pokazany jest układ inercjalny U' . W rozważanej chwili dwa zegary tego układu znajdują się bezpośrednio obok dwóch zegarów układu U . Ze względu na skrócenia długości odległość zegarów mierzona w układzie U' wynosi D' i może mieć inną wartość niż D mierzona w układzie U . Zegar znajdujący się w punkcie $x' = 0$ wskazuje czas $t'_0 = 0$, ale zegar znajdujący się w punkcie $x' = D'$ wskazuje inny czas $t'_1 \neq 0$. Według obserwatora z układu U' światło

zostało wysłane w chwili $t'_0 = 0$, natomiast do punktu D' dotarło w chwili $t'_1 \neq 0$. Dlatego w układzie U' jednokierunkowa prędkość światła wynosi

$$c_x^+(v) = \frac{D'}{t'_1 - t'_0} \begin{cases} < \infty \\ > -\infty \end{cases} \quad (102)$$

Prędkość (102) jest to wynik pomiaru wykonanego przez rozsynchronizowane zegary w układzie U' . Nie jest to prawdziwa prędkość światła, która z założenia posiada w tym przypadku wartość nieskończoną. Co więcej zegary w układzie inercyjnym U' mogą być tak rozsynchronizowane, że światło będzie się cofało w czasie. Będzie tak wtedy, gdy $t'_1 < t'_0$. Właśnie takie przypadki były dyskutowane w rozdziale 5.5.

Analogiczną sytuację otrzymamy, gdy światło będzie się poruszało w odwrotną stronę, czyli z punktu $x = D$ do punktu $x = 0$.

Sytuacja przedstawiona na rysunku 7 występuje dla transformacji, w których parametr $e(v) \neq 0$ (np. w Szczególnej Teorii Względności). Wtedy przelatujące obok siebie zegary już w chwili ich synchronizacji wskazują inne wartości. Przedstawiony powyżej przykład pokazuje, że wtedy jednokierunkowe prędkości światła (61) oraz (62) mierzone w układach inercyjnych nie odzwierciedlają rzeczywistej prędkości światła w tych układach.

Czyli parametr $e(v) \neq 0$ powoduje rozsynchronizowanie zegarów. Odczytów z takich zegarów nie powinno się traktować dosłownie, a teorie oparte na takim parametrze, takie jak STW, należy interpretować inaczej niż robi się to we współczesnej fizyce. Ten temat zostanie rozwinięty w rozdziale 8.

W przypadku rozszerzonych transformacji Galileusza, w inercyjnych układach U' (ale nie w układzie U) wskazania zegarów zostały poprzestawiane (zegary zostały rozsynchronizowane) względem naturalnego ustawienia, występującego w transformacji Galileusza. Z tego powodu w transformacjach czasu występuje czynnik zależny od położenia x lub x' .

7.8. Transformacja Galileusza

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} v/c \rightarrow 0 &\Rightarrow \gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2} \cong 1 \\ \psi(v) = 1 &\vee (v/c \rightarrow 0 \Rightarrow \psi(v) \cong 1) \\ e(v) = 0 &\vee (v/c \rightarrow 0 \Rightarrow e(v) \cong 0) \end{aligned} \quad (103)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji Galileusza, na której opiera się kinematyka klasyczna. Z uniwersalnego układu odniesienia U do układu inercyjnego U' transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = t & y' = y \\ x' = x - vt & z' = z \end{cases} \quad (104)$$

Z układu inercyjnego U' do uniwersalnego układu odniesienia U transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = t' & y = y' \\ x = x' + vt' & z = z' \end{cases} \quad (105)$$

W transformacji Galileusza odpowiadające sobie współczynniki w transformacji oraz w transformacji odwrotnej mają takie same wartości liczbowe (z dokładnością do znaku

wynikającego z kierunku prędkości v). Z tego powodu w transformacji Galileusza, tak samo jak w transformacji Lorentza, układy U oraz U' stają się nierozróżnialne.

Transformację Galileusza można traktować jako przybliżenie wszystkich transformacji liniowych wyprowadzonych w tym artykule dla małych prędkości v , czyli gdy $v \ll c$. Dlatego kinematyka klasyczna jest zgodna z eksperymentami dotyczącymi małych prędkości v niezależnie od tego, która z nieskończenie wielu możliwych kinematyk jest najlepszym modelem rzeczywistych procesów.

Transformacja (104)-(105) obowiązuje wtedy, gdy prędkość v jest bardzo mała w stosunku do c , albo po prostu, gdy $c = \infty$. Wtedy na podstawie (61) oraz (62) jednokierunkowa prędkość światła poruszającego się wzdłuż osi x wynosi

$$c_x^+(v) = -c_x^-(v) = c = \infty \quad (106)$$

8. Fizyczne znaczenie parametrów występujących w transformacjach oraz dyskusja o podstawach relatywistyki

8.1. Parametry $f(v)$, $a(v)$ oraz $\psi(v)$

Ze wzorów (50) oraz (51) na dylatację czasu wynika, że parametr $f(v)$, występujący w transformacji (43)-(44), opisuje dylatację czasu. Dla obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia, czas w inercjalnym układzie upływa $f(v)$ razy szybciej ($1/f(v)$ razy wolniej) niż w jego uniwersalnym układzie odniesienia.

Ze wzorów (52) oraz (53) na skrócenie podłużne wynika, że parametr $a(v)$, występujący w transformacjach (5) oraz (11), opisuje skrócenie podłużne (czyli równoległe do prędkości v) ciał znajdujących się w ruchu w stosunku do ciał spoczywających względem uniwersalnego układu odniesienia U . Dla obserwatora nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia, ciało poruszające się jest $a(v)$ razy krótsze ($1/a(v)$ razy dłuższe) od takiego samego ciała nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia.

Parametr $\psi(v)$, występujący w transformacji (46)-(47), opisuje skrócenie poprzeczne (czyli prostopadłe do prędkości v) ciał znajdujących się w ruchu w stosunku do ciał spoczywających względem uniwersalnego układu odniesienia U (rysunek 2). Czyli ciało poruszające się jest $\psi(v)$ razy szersze ($1/\psi(v)$ razy węższe) od takiego samego ciała nieruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia.

8.2. Parametr $e(v) = 0$

Na podstawie transformacji (43)-(44) oraz (46)-(47) można wywnioskować, że parametr $e(v)$ można traktować jako sposób synchronizacji zegarów w inercjalnych układach odniesienia. Rozważmy przypadek, gdy $e(v) = 0$. Wtedy obowiązuje transformacja czasu (85), z której otrzymujemy

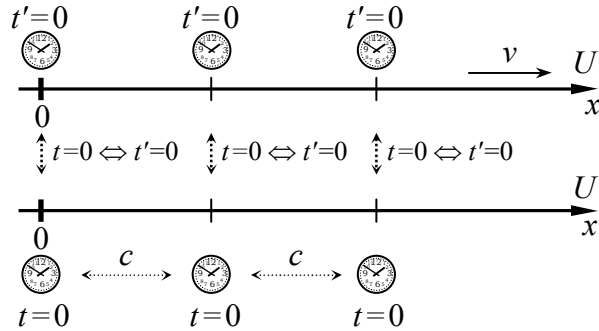
$$t' = \frac{1}{\gamma \psi} t \Rightarrow (t = 0 \Rightarrow t' = 0) \quad (107)$$

Oznacza to, że dla $e(v) = 0$ synchronizacja zegarów w układzie U' polega na tym, że jeżeli zegar układu U wskazuje czas $t = 0$, wtedy zgodnie z (107), znajdujący się obok niego zegar układu U' także jest zerowany, czyli $t' = 0$. Ten sposób synchronizacji został przedstawiony na rysunku 8.

W tym szczególnym przypadku, gdy $e(v) = 0$, jednokierunkowe prędkości światła (61) oraz (62) przyjmują wartości

$$e(v) = 0 \Rightarrow c_x^+(v) = \frac{c^2}{c+v} \quad (108)$$

$$e(v) = 0 \Rightarrow c_x^-(v) = -\frac{c^2}{c-v} \quad (109)$$



Rys. 8. Synchronizacja zegarów metodą zewnętrzną ($e(v) = 0$).

Zegary w uniwersalnym układzie odniesienia U zostały zsynchronizowane przy pomocy światła, które w tym układzie ma jednokierunkową prędkość c . W rozważanej chwili, gdy wszystkie zegary układu U wskazują czas $t = 0$, początki układów U oraz U' pokrywają się. Na każdym zegarze przelatującym obok zegara $t = 0$ także jest ustawiany czas $t' = 0$.

8.3. Parametr $e(v) \neq 0$

Rozważmy przypadki dla dowolnego parametru $e(v)$. Transformacja czasu (47) ma postać

$$t = -\psi^2 e v x' + \gamma \psi t' \quad (110)$$

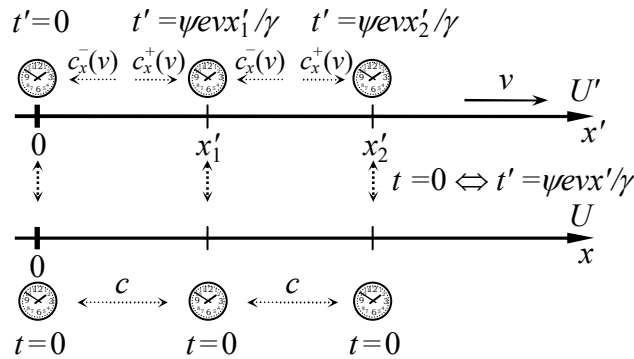
Gdy zegary w układzie U wskazują czas $t = 0$, wtedy zgodnie z rysunkiem 1 początki układów pokrywają się. Z równania (110) wynika, że na zegarze z układu U' znajdującym się obok wyzerowanego zegara z układu U jest ustawiona wartość t' wyrażająca się wzorem

$$t = 0 \Rightarrow t' = \frac{\psi e v}{\gamma} x' \quad (111)$$

Synchronizacja zegarów w układzie U' jest pokazana na rysunku 9. Z perspektywy układu U zegary w układzie U' są rozsynchronizowane, ponieważ ich wskazania zależą od położenia, a nie tylko od upływu czasu. Jeżeli obserwator z układu U' mierzy jednokierunkową prędkość światła, to na pewnym zegarze odczytuje chwilę początkową, natomiast na innym zegarze mierzy chwilę końcową. Zawsze zegary te można ustawić w taki sposób (rozsynchronizować je), że jednokierunkowa prędkość światła będzie miała pierwotnie założoną wartość $c_x^+(v)$ oraz $c_x^-(v)$. Taki sam efekt można otrzymać także w mechanice klasycznej. Jeżeli wskazania zegara, z którego jest odczytywana chwila końcowa przesuniemy do przodu, to pozornie prędkość ciała będzie mniejsza, natomiast jeżeli wskazania tego zegara przesuniemy do tyłu, to pozornie prędkość ciała będzie większa.

Dla rozważanych transformacji, jeżeli zegary w układzie U' ustawi się zgodnie z wzorem (111) wtedy jednokierunkowa prędkość światła będzie miała wartość wyrażoną wzorami (17), (18) oraz (61), (62). Nie oznacza to jednak, że jest to prędkość wynikająca z szybkości z jaką zachodzą rzeczywiste procesy, na których opierają się zegary. To może być jedynie skutek ustawienia

zegarów w układach inercjalnych w sposób pokazany na rysunku 9. Ponieważ od modelu kinematyki należy oczekiwać, że będzie opisywał rzeczywiste procesy, dlatego zegary w układach inercjalnych nie mogą być ustawione dowolnie, tylko w taki sposób, który odpowiada opisywanym procesom.



Rys. 9. Synchronizacja zegarów metodą zewnętrzną ($e(v) \neq 0$).

Zegary w uniwersalnym układzie odniesienia U zostały zsynchronizowane przy pomocy światła, które w tym układzie ma jednokierunkową prędkość c . W rozważanej chwili, gdy wszystkie zegary układu U wskazują czas $t = 0$, początki układów U oraz U' pokrywają się. Na każdym zegarze przelatującym obok zegara $t = 0$ ustawiany czas $t' = \psi e v x' / \gamma$.

Jeżeli $e(v) \neq 0$, wtedy wzory (50) oraz (51) są różne, a także wzory (52) oraz (53) są różne. Czyli obserwatorzy z układów U oraz U' wyciągają na podstawie swoich pomiarów różne wnioski na temat dylatacji czasu oraz skrócenia podłużnego (inaczej oceniają względny upływ czasu w swoich układach oraz inaczej oceniają proporcje poziomych linijek w swoich układach). Taką sytuację można interpretować w ten sposób, że ich urządzenia pomiarowe nie zostały zsynchronizowane i z tego powodu oni mierzą coś innego. Tylko jeżeli $e(v) = 0$, wtedy ich pomiary dylatacji czasu oraz skrócenia podłużnego dają ten sam wynik, czyli tylko wtedy zegary z ich układów odniesienia zostały prawidłowo zsynchronizowane.

Rozważmy impuls światła wysłany w prawą stronę z początku układu U' w chwili synchronizacji zegarów (rysunek 9). W chwili $t'_1 = 0$ impuls znajdował się w położeniu $x'_1 = 0$, natomiast w chwili t'_2 znajdował się w położeniu x'_2 . Na podstawie (61) możemy zapisać, że

$$t'_2 - t'_1 = t'_2 = \frac{x'_2 - x'_1}{c_x^+(v)} = \frac{x'_2}{c_x^+(v)} = \frac{\psi}{\gamma} \frac{e v c^2 + c + v}{c^2} x'_2 = \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 + \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c + v}} \quad (112)$$

Wzór (112) może mieć różne interpretacje. W Szczególnej Teorii Względności przyjęto taką interpretację, że zegary w inercjalnym układzie U' są prawidłowo zsynchronizowane. Czyli światło faktycznie potrzebowało t'_2 czasu na przebycie drogi o długości x'_2 . Wtedy faktycznie dla obserwatora z układu U' światło ma jednokierunkową prędkość wyrażoną wzorem (61). Dla STW na podstawie (75) prędkość ta ma wartość

$$c_x^+(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 + c + v} = \frac{c^2}{-\frac{1}{\gamma} \frac{1}{c^2} v c^2 + c + v} = c \quad (113)$$

Należy jednak pamiętać o tym, że wartości t'_2 oraz $t'_1 = 0$ są odczytane z dwóch różnych zegarów. Jeżeli te zegary nie są prawidłowo zsynchronizowane, wtedy prędkość (113) jest pozorna. Wtedy prędkość (61) nie odzwierciedla przebiegu fizycznych procesów, tylko jest spowodowana sposobem ustawienia zegarów w układzie inercjalnym U' . Dla takiej interpretacji, po uwzględnieniu (108), wzór (112) zapiszemy w postaci

$$t'_2 - \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 = \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c+v}} = \frac{x'_2}{c^+ (e=0)} \quad (114)$$

Czyli, gdy impuls światła był wysyłany, wtedy na zegarze znajdującym się w punkcie x'_2 ustawiona była wartość (111), ale w rzeczywistości powinna być ustawiona wartość 0 wynikająca z prawidłowej synchronizacji, czyli ze wzoru (107). Dlatego, gdy impuls dotrze do punktu x'_2 , wtedy prawidłowe wskazanie znajdującego się tam zegara nie wynosi t'_2 , tylko

$$t'_2 - \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 \quad (115)$$

Przy takiej interpretacji lewa strona równania (114) jest rzeczywistym czasem jaki potrzebował impuls na dotarcie do punktu x'_2 . Jeżeli zegar znajdujący się w punkcie x'_2 zostałby prawidłowo zsynchronizowany zgodnie ze wzorem (107), wtedy jednokierunkowa prędkość światła będzie wynosiła (108) lub (109), a nie (61) lub (62).

Z powyższego wynika, że jeżeli parametr $e(v) \neq 0$, wtedy możliwe są różne interpretacje transformacji (43)-(44) oraz (46)-(47). W Szczególnej Teorii Względności przyjęto interpretację, że odczyty z zegarów należy w takiej sytuacji traktować dosłownie. Prowadzi to do tego, że różni obserwatorzy mierząc te same zjawiska fizyczne otrzymują różne wyniki (wyjątkiem jest jednokierunkowa prędkość światła w próżni). W STW uznano, że jest to własność czasoprzestrzeni, a nie skutek rozsynchronizowania zegarów pomiędzy układami inercjalnymi.

Dla drugiej interpretacji znaczenia parametru $e(v)$, przyjęcie, że $e(v) \neq 0$ powoduje rozsynchronizowanie zegarów w układzie inercjalnym, ale cały czas jest to taka sama kinematyka, jak ta oparta na parametrze $e(v) = 0$. Po rozsynchronizowaniu zegarów wartości wskazywanych przez te zegary nie należy traktować dosłownie. Jeżeli w obliczeniach uwzględnia się fakt rozsynchronizowania zegarów, wtedy każda kinematyka z parametrem $e(v) \neq 0$ sprowadza się do kinematyki z parametrem $e(v) = 0$. Według tej interpretacji parametr $e(v)$ nie pozwala na otrzymanie innych kinematyk. Wszystkie kinematyki możliwe dla przyjętych w tym artykule założeń I-IV zawarte są w transformacjach (85)-(86). Kinematyki różnią się tylko jednym parametrem skrócenia poprzecznego $\psi(v)$. W monografii [10] pokazano zostało, że przy takiej interpretacji STW staje się STE z uniwersalnym układem odniesienia. Według tej interpretacji liczne wnioski współczesnej fizyki wyciągane na podstawie matematyki, na której oparta jest STW są błędne. Czyli matematyka STW jest prawidłowa, ale interpretacja tej matematyki nie jest prawidłowa.

Wprowadzenie parametru $e(v) \neq 0$ do transformacji Galileusza (104)-(105) prowadzi do transformacji (99)-(100). Czyli po rozsynchronizowaniu zegarów pomiędzy różnymi układami inercjalnymi, otrzymuje się transformacje, w których wartości wskazywane przez zegary układu U' zależą od ich położenia. Jednak w dalszym ciągu jest to kinematyka klasyczna, tylko zapisana w bardziej skomplikowany sposób. Przecież sposób ustawienia początkowych wartości na zegarach układu U' nie ma wpływu na przebieg procesów fizycznych w mechanice klasycznej. Formalnie można jednak zapisać tą kinematykę przy pomocy parametru $e(v) \neq 0$. Jeżeli w kinematyce klasycznej zapisanej przy pomocy transformacji (99)-(100) zacznie się traktować dosłownie wartości wskazywane przez rozsynchronizowane zegary, wtedy dochodzi się do wniosków podobnych do tych, które wyciągnięto z transformacji Lorentza w Szczególnej Teorii Względności. Czyli np., że względne są: jednoczesność zdarzeń, dylatacja czasu oraz skrócenie podłużne. Jeżeli jednak zastosuje się tą drugą interpretację, wtedy wszystkie kinematyki (99)-(100) sprowadzają się do kinematyki klasycznej opisanej transformacjami (104)-(105).

W tym artykule przyjęta została taka interpretacja parametru $e(v)$, że opisuje on rozsynchronizowanie zegarów w inercjalnych układach odniesienia. W monografii [10],

w rozdziale „Czym jest Szczególna Teoria Względności (STW)” wykazane zostało, że parametrowi $e(v)$ można przypisać jeszcze inną, trzecią interpretację. Parametr $e(v)$ może opisywać przesunięcie w czasie i przestrzeni jakie realizuje transformacja. Powszechnie uważa się, że transformacja wiąże ze sobą zegary, które w danej chwili znajdują się bezpośrednio obok siebie. Czyli przelicza współrzędne tego samego zdarzenia widziane z różnych układów odniesienia. Tak rozumie się transformację Lorentza w Szczególnej Teorii Względności. Ale przecież transformacja może przeliczać współrzędną położenia zegara do współrzędnej położenia tego samego zegara w innym układzie odniesienia, ale takiej, przy której ten zegar znajdzie się w przyszłości, albo znajdował się w przeszłości. Przy takiej interpretacji transformacja nie przelicza współrzędnych tego samego zdarzenia, tylko współrzędne różnych zdarzeń. Przy takiej interpretacji parametru $e(v)$ transformacja wiąże ze sobą współrzędne tego samego zdarzenia, tylko wtedy, gdy $e(v) = 0$.

9. Znaczenie parametru $e(v)$ dla dylatacji czasu

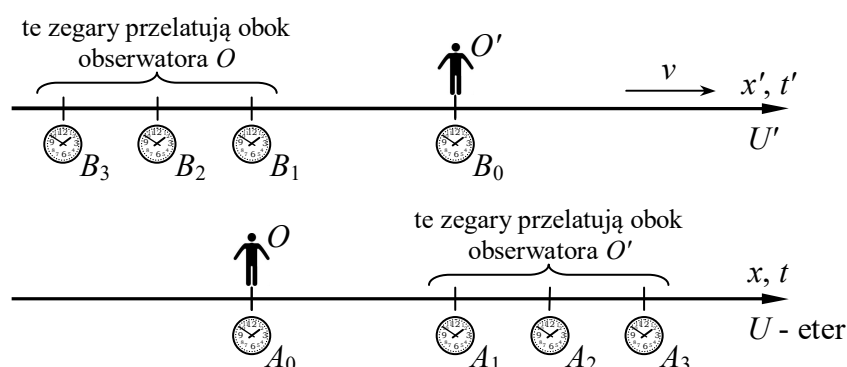
9.1. Względny upływ czasu w dwóch układach inercjalnych

W przypadku transformacji, w których parametr $e(v) \neq 0$ nie można bezpośrednio na podstawie odczytów zegarów stwierdzić, że w jakimś układzie inercjalnym czas upływa wolniej lub szybciej niż w uniwersalnym układzie odniesienia (lub innym układzie inercjalnym).

Rozważmy sytuację pokazaną na rysunku 10. W inercjalnym układzie U' znajduje się obserwator O' , natomiast w uniwersalnym układzie U znajduje się obserwator O .

Obserwator O' ma w swoim układzie zegary B_i . Zegar B_0 znajduje się bezpośrednio przy nim. Obserwator O ma w swoim układzie zegary A_i . Zegar A_0 znajduje się bezpośrednio przy nim. Obserwatorzy O oraz O' nie mogą bezpośrednio porównywać zegarów A_0 oraz B_0 , ponieważ znajdują się w dużej odległości od siebie i są w stałym względnym ruchu.

Każdy z tych obserwatorów może w każdej chwili odczytać czas z dwóch zegarów, które znajdują się bezpośrednio obok niego. Obserwator O może odczytywać czas ze swojego zegara A_0 oraz z mijającego go zegara B_i . Z konkretnego zegara B_i może odczytać czas tylko jeden raz, gdy ten konkretny zegar znajduje się obok niego. Za każdym razem, gdy odczytuje czas z zegara B_i to jest to inny zegar.



Rys. 10. Czasy mierzone przez dwóch obserwatorów z różnych układów odniesienia.

Analogiczna sytuacja dotyczy obserwatora O' . Obserwator O' może odczytywać czas ze swojego zegara B_0 oraz z mijającego go zegara A_i . Z konkretnego zegara A_i może odczytać czas tylko jeden raz, gdy ten konkretny zegar znajduje się obok niego. Za każdym razem, gdy odczytuje czas z zegara A_i to jest to inny zegar.

Obserwator może odczytać czas z zegara, który w danej chwili znajduje się obok niego. Może także odczytywać położenie takiego zegara według współrzędnych układu U oraz U' . Wyprowadzone w tym artykule transformacje czasu oraz współrzędnych położenia służą do przeliczania odczytów wykonanych według jednego układu odniesienia do odczytów wykonanych według innego układu odniesienia.

W rozważanej sytuacji dla obserwatora O z uniwersalnego układu obowiązuje wzór na dylatację czasu (50), natomiast dla obserwatora O' z inercjalnego układu obowiązuje wzór na dylatację czasu (51). Czyli obserwator O ocenia względny upływ czasu na porównywanych przez siebie zegarach w następujący sposób

$$dx = 0 \Rightarrow \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{\gamma \psi} - e v^2 \quad (116)$$

Natomiast obserwator O' ocenia względny upływ czasu na porównywanych przez siebie zegarach w następujący sposób

$$dx' = 0 \Rightarrow \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{\gamma \psi} \quad (117)$$

Czyli, jeżeli $e(v) \neq 0$, wtedy obserwatorzy O oraz O' będą inaczej oceniali względny upływ czasu (zostało to już zauważone w podrozdziale 5.1). Dodatkowo należy zwrócić uwagę na to, że obserwator O odczytuje czasy z innych zegarów niż obserwator O' .

Dla obserwatora O z uniwersalnego układu upływ czasu na zegarach B_i nie jest mierzony przez jeden zegar, tylko przez wiele kolejno mijanych zegarów. Jeżeli zegary B_i są rozsynchronizowane, wtedy obserwator O odczytując z nich czas nie mierzy rzeczywistego upływu czasu w układzie U' . We wzorze (116) występuje czynnik $e(v) \cdot v^2$, który opisuje w jaki sposób rozsynchronizowanie zegarów B_i wpływa na dylatację czasu mierzoną przez obserwatora O .

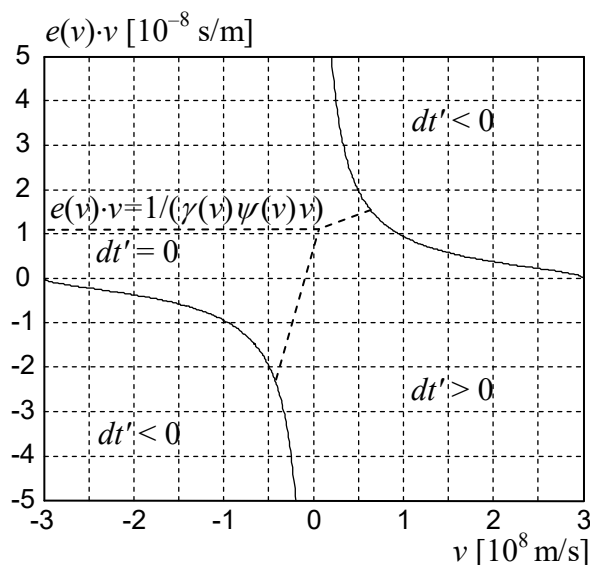
Obserwator O' z układu inercjalnego ocenia dylatację czasu na podstawie zegarów A_i . Zegary te są nieruchome względem eteru i zostały zsynchronizowane przy pomocy światła, które z założenia ma w eterze jednokierunkową prędkość o stałej wartości c . Z zależności (117) wynika, że parametr $e(v)$ nie wpływa na pomiar dylatacji czasu, który wykonuje obserwator O' . Czyli zegary A_i nie zostały rozsynchronizowane tym parametrem. Obserwator O' odczytuje rzeczywisty upływ czasu w uniwersalnym układzie odniesienia U .

Jeżeli $e(v) \neq 0$, wtedy pomiary dylatacji czasu wykonane przez obserwatora O oraz O' są różne. Dlatego nie można obiektywnie stwierdzić, że w jednym układzie czas upływa szybciej, natomiast w innym wolniej. Można natomiast stwierdzić, że ich zegary nie są zsynchronizowane.

9.2. Upływ czasu w ruchomym układzie inercjalnym

To, że parametr $e(v)$ opisuje sposób rozsynchronizowania zegarów w układach inercjalnych można wywnioskować także na podstawie zależności na dylatację czasu (50). Obserwator O , przedstawiony na rysunku 10, jest nieruchomy względem uniwersalnego układu odniesienia U i ocenia upływ czasu w swoim układzie U na podstawie jednego zegara A_0 . Ponieważ wszystkie zegary odmierzają czas zgodnie ze strzałką czasu, dlatego upływ czasu na zegarze A_0 spełnia warunek $dt > 0$. Na podstawie (50) otrzymujemy

$$\left(dx = 0 \wedge dt > 0 \wedge e(v) > \frac{1}{\gamma(v) \psi(v) v^2} \right) \Rightarrow dt' < 0 \quad (118)$$



Rys. 11. Wpływ wartości parametru $e(v)$ na pomiar czasu w ruchomym układzie inercyjnym przez obserwatora z uniwersalnego układu odniesienia ($dt > 0$ oraz $\psi(v) = 1$).

Czyli obserwator O odczytuje czas na kolejnych zegarach B_i i stwierdza, że odczyt wykonany później daje wcześniejszą, a nie późniejszą, chwilę czasu. Gdyby obserwator O traktował takie odczyty dosłownie, tak jak to się współcześnie robi w Szczególnej Teorii Względności, to wnioskowałby, że w układzie inercyjnym U' czas się cofa. Jednak jest to nieprawda, gdyż z założenia każdy zegar B_i odmierza czas zgodnie ze strzałką czasu. Przyczyną takiego dziwnego pomiaru jest to, że obserwator O odczytując czas na zegarach B_i nie mierzy rzeczywistego upływu czasu w układzie inercyjnym U' . Na jego pomiar wpływa to, w jaki sposób zegary układu U' są rozsynchronizowane przy pomocy parametru $e(v)$. Czyli jeżeli zegar B_{i+1} spóźnia się bardzo w stosunku do zegara B_i ($t'_{i+1} \ll t'_i$), wtedy upływ czasu jaki zmierzy obserwator O na zegarach B_i oraz B_{i+1} będzie ujemny ($t'_{i+1} - t'_i < 0$). Sposób rozsynchronizowania zegarów jest przedstawiony na rysunku 9. Aby występował ten efekt parametr $e(v)$ musi przyjmować wartości dodatnie oraz wystarczająco duże. Zostało to przedstawione na rysunku 11.

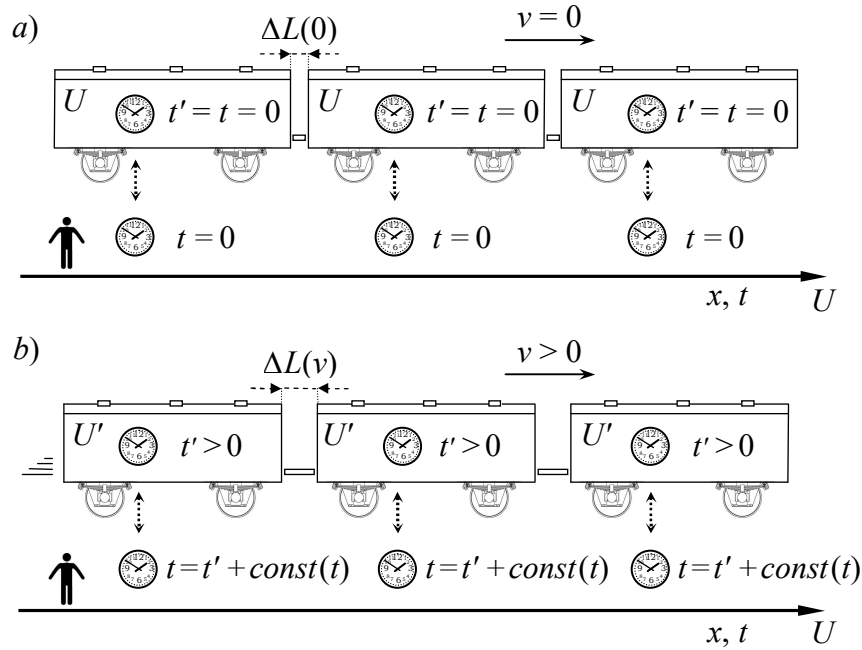
To zagadnienie zostało przedstawione w inny sposób w rozdziale 7.7, gdzie na przykładzie rozszerzonych transformacji Galileusza, pokazane zostało, że ocenianie upływu czasu na podstawie dwóch różnych zegarów, nawet jeżeli one są z tego samego układu inercyjnego, prowadzi do błędnych wniosków, jeżeli parametr $e(v) \neq 0$. W takim przypadku, jeżeli obserwator odczyta na jednym zegarze wartość t'_0 , następnie na innym zegarze wartość t'_1 , to nie oznacza, że pomiędzy odczytami upłynął czas $t'_1 - t'_0$. Na różnicę $t'_1 - t'_0$ wpływa rzeczywisty upływ czasu, ale także to, w jakim stopniu te dwa zegary są rozsynchronizowane.

9.3. Prawidłowy sposób synchronizacji zegarów w układach inercyjnych

Teraz podany zostanie dowód, że synchronizacja zegarów metodą Einsteina (metodą wewnętrzną) prowadzi w rzeczywistości do rozsynchronizowania zegarów w układach inercyjnych. W ogólności oznacza to, że jeżeli parametr $e(v) \neq 0$, wtedy zegary w układach inercyjnych są rozsynchronizowane. Natomiast synchronizacja zegarów metodą zewnętrzną, czyli w stosunku do zegarów z wyróżnionego układu odniesienia, prowadzi do synchronizacji prawidłowej.

Synchronizacja zewnętrzna została zaproponowana w artykule [3], ale bez przedstawionego tutaj dowodu jej poprawności. W artykule [3] podano błędny wniosek, że Szczególna Teoria Względności (w znaczeniu jakie się jej dzisiaj przypisuje) jest równoważna teorii z eterem.

Zakładamy, że dla obserwatora z wyróżnionego układu odniesienia U jednokierunkowa prędkość światła ma stałą wartość c . Zakładamy także, że dla tego obserwatora przestrzeń jest jednorodna, czyli w każdym punkcie posiada takie same własności fizyczne (jednorodność wynika z przyjętego w rozdziale 4 założenia IV).



Rys. 12. Synchronizacja zegarów w układach inercjalnych metodą ich przyspieszania.

W części a) rysunku 12 pokazany jest pociąg, który spoczywa względem wyróżnionego układu odniesienia U . Wszystkie zegary w pociągu oraz w układzie U są względem siebie nieruchome i zostały zsynchronizowane przy pomocy światła. W rozważanej chwili wskazują wartość $t' = t = 0$.

Pociąg zaczyna poruszać się z przyspieszeniem, aż jego prędkość względem układu U osiągnie pewną wartość $v > 0$. Wszystkie wagony są przyspieszane w identyczny sposób. Wagony nie są ze sobą sztywno połączone, dlatego nie jest to sprzeczne ze zjawiskiem skrócenia Lorentza-Fitzgeralda. Chodzi o to, że jeżeli wagony ulegają skróceniu, to jednocześnie zwiększa się w odpowiedni sposób odległość między nimi. Po osiągnięciu prędkości v cały pociąg znajduje się w układzie inercjalnym U' . Zostało to pokazane w części b) rysunku. Każdy zegar znajdujący się w pociągu przelatuje obok jakiegoś zegara znajdującego się w wyróżnionym układzie U .

Ponieważ wszystkie wagony poruszały się w czasie przyspieszenia w sposób identyczny, dlatego dla obserwatora z układu U wszystkie zegary z pociągu odmierzały czas w identyczny sposób. Nie ma tutaj znaczenia w jaki sposób przyspieszenie wpływa na tempo odmierzania czasu przez zegary znajdujące się w pociągu. Dlatego wartość wskazywana przez dowolny zegar znajdujący się w pociągu różni się od wartości wskazywanej przez mijany zegar układu U o taką samą wartość. Zachodzi więc

$$t - t' = \text{constans}(t) \quad (119)$$

Taką własność posiadają tylko zegary opisane przez transformacje, w których $e(v) = 0$. W nieco innym kontekście zostało to zilustrowane na rysunku 8. Natomiast transformacje, w których $e(v) \neq 0$ nie spełniają tej własności. Zostało to zilustrowane na rysunku 9.

Przedstawiona powyżej procedura (rysunek 12) jest naturalną i prawidłową metodą synchronizacji zegarów w układach inercjalnych. Jeżeli dla obserwatora z układu U przestrzeń jest jednorodna, to zegary w ruchomym układzie inercjalnym muszą spełniać warunek (119). Wynika z tego, że w transformacjach, w których $e(v) \neq 0$ zegary są rozsynchronizowane.

10. Podsumowanie

W artykule pokazana została oryginalna metoda badania transformacji czasu oraz położenia, ze względu na dopuszczalne interpretacje, jakie można przypisać tym transformacjom.

W artykule wyprowadzone zostały wszystkie możliwe transformacje liniowe spełniające wyniki eksperymentów Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea (bez obrotów). Na podstawie tych transformacji można zbudować liczne kinematyki o różnych własnościach fizycznych. Istnieje więc nieskończenie wiele kinematyk zgodnych z eksperymentami, w których mierzona była prędkość światła.

W tym artykule wykazane zostało także, że istnieje nieskończenie wiele różnych kinematyk, w których jednokierunkowa prędkość światła w próżni ma w każdym kierunku oraz w każdym inercjalnym układzie odniesienia wartość c (transformacje (79)-(80)). Szczególna Teoria Względności jest tylko jedną z tych nieskończenie wielu kinematyk.

Zjawisko dipolowej anizotropii mikrofalowego promieniowania tła dowodzi, że istnieje uniwersalny układ odniesienia, w którym to promieniowanie jest jednorodne. Pokazuje to, że w rzeczywistości układy inercjalne są eksperymentalnie rozróżnialne, czyli nie są równoważne. Wynika z tego, że nawet gdyby założyć, że jednokierunkowa prędkość światła jest absolutnie stała, to Szczególna Teoria Względności nie jest prawidłowym modelem rzeczywistych procesów. Jeżeli jednokierunkowa prędkość światła jest absolutnie stała, to prawidłowym modelem rzeczywistych procesów będzie kinematyka oparta na jednej z transformacji Lorentza ze skróceniem poprzecznym (79)-(80).

Kinematyki, w których jednokierunkowa prędkość światła jest zawsze stała są możliwe wtedy jeżeli przyjmie się interpretację parametru $e(v)$ taką, jaką przyjęto w Szczególnej Teorii Względności, czyli, że opisuje on specyficzne własności czasoprzestrzeni, a nie rozsynchronizowanie zegarów w inercjalnych układach.

Jednak parametr $e(v)$ można interpretować inaczej, czyli tak, że opisuje on sposób rozsynchronizowania zegarów w inercjalnych układach w stosunku do uniwersalnego układu odniesienia. W artykule sformułowano tezę, że przyjęcie parametru $e(v) \neq 0$ prowadzi do rozsynchronizowania zegarów pomiędzy różnymi układami inercjalnymi. Ale sposób ustawienia początkowych wartości na zegarach znajdujących się w inercjalnych układach nie ma wpływu na przebieg procesów fizycznych. Jeżeli przyjmie się taką interpretację tego parametru, wtedy każda kinematyka z parametrem $e(v) \neq 0$ sprowadza się do kinematyki opartej na parametrze $e(v) = 0$. Dlatego jedynym parametrem, którym mogą różnić się kinematyki spełniające założenia I-IV jest parametr skrócenia poprzecznego $\psi(v)$. Wtedy nie są możliwe kinematyki, w których jednokierunkowa prędkość światła jest stała w każdym układzie inercjalnym. Wszystkie kinematyki zawierają się w transformacjach (85)-(86). Wzór na jednokierunkową prędkość światła dla tych kinematyk został wyprowadzony w artykule [12].

W artykule wykazane zostało, że interpretacja parametru $e(v)$, taka jaką przyjęto w STW prowadzi do sprzeczności (rozdziały 5.5, 7.7 oraz 9). Czyli powszechnie przyjęta w fizyce interpretacja tego parametru jest błędna. Prawidłowa interpretacja tego parametru jest taka, że jeżeli $e(v) \neq 0$, wtedy zegary w układach inercjalnych są rozsynchronizowane. Wtedy nie można porównywać odczytów z różnych zegarów tego samego inercjalnego układu w sposób dosłowny.

Niezależnie od tego w jaki sposób interpretuje się parametr $e(v)$, parametr $\psi(v)$ nie jest zmianą skali. Jest to oczywiste, jeżeli zauważy się, że w każdym układzie inercyjnym pomiary wykonywane są przy pomocy urządzeń identycznych technicznie. Najpierw w jakimś układzie inercyjnym wytwarzane są identyczne zegary do pomiaru czasu oraz identyczne linijki do pomiaru odległości. Następnie część z tych urządzeń jest przenoszona do innych układów inercyjnych. Transformacje wyprowadzone w tym artykule opisują związki pomiędzy pomiarami wykonanymi przez takie identyczne urządzenia umieszczone w uniwersalnym układzie odniesienia oraz różnych układach inercyjnych. Każda zmiana parametru $\psi(v)$ powoduje zmianę fizycznych własności kinematyki. Wystarczy zauważyć, że ten parametr decyduje o dylatacji czasu opisanej formułą (51). Czyli to, jak zmienia się sposób odmierzania czasu przez zegary poruszające się względem uniwersalnego układu odniesienia zależy od wartości parametru $\psi(v)$.

Wszystkie eksperymenty przeprowadzone przez człowieka, były obserwowane z inercyjnych układów odniesienia poruszających się z niedużymi prędkościami względem uniwersalnego układu odniesienia (rysunek 6). Eksperymenty takie nie udzielają odpowiedzi na temat tego, jak wyglądają prawa przyrody dla obserwatorów znajdujących się w układach inercyjnych poruszających się z dużymi prędkościami względem uniwersalnego układu odniesienia. Dlatego w teoriach fizycznych dokonuje się ekstrapolacji wyników uzyskanych w układach odniesienia dostępnych dla obserwatora, na wszystkie inne inercjalne układy odniesienia. Ale przecież, dopuszczalne są jako prawidłowe modele rzeczywistych procesów, kinematyki oparte na transformacjach, które nie spełniają założenia III we wszystkich układach inercyjnych, a tylko w układach odniesienia dostępnych dla eksperymentów.

Problem, że wzorom matematycznym można przypisywać różne interpretacje fizyczne nie dotyczy tylko transformacji Lorentza. Np. w artykule [16] pokazane zostało, że fale grawitacyjną można interpretować jako zwykłą modulację natężenia pola grawitacyjnego.

Dla każdej kinematyki można wyprowadzić nieskończenie wiele dynamik. Metoda, która na to pozwala została pokazana w pracach [10] oraz [14] natomiast w artykule [15] przedstawione zostało wyjaśnienie czym jest czas w kinematykach.

Bibliografia

- [1] Kennedy Roy J., Thorndike Edward M., *Experimental Establishment of the Relativity of Time*, Physical Review, 42 (3), 400-418, 1932.
- [2] Koczan Grzegorz M., *Defining of three-dimensional acceleration and inertial mass leading to the simple form $F=MA$ of relativistic motion equation*, arXiv 2019, <https://arxiv.org/abs/1909.09084>.
- [3] 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.
- [4] Michelson Albert A., Morley Edward W., *On the relative motion of the earth and the luminiferous ether*, Am. J. Sci. 34, 333-345, 1887.
- [5] Miller Dayton C., *The Ether-Drift Experiment and the Determination of the Absolute Motion of the Earth*, Reviews of Modern Physics, Vol. 5, 203-242, 1933.
- [6] Rizzi Guido, Ruggiero Matteo L., Serafini Alessio, *Synchronization Gauges and the Principles of Special Relativity*, Foundations of Physics, Vol. 34, No. 12, 1835-1887, 2004.
- [7] Selleri Franco, *Noninvariant One-Way Velocity of Light*, Foundations of Physics. Vol. 26. No. 5, 641-664, 1996.

- [8] Selleri Franco, *Noninvariant One-Way Speed of Light and Locally Equivalent Reference Frames*, Foundations of Physics Letters, Vol. 10, No. 1, 73-83, 1997.
- [9] Smoot George F., *Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie* (w języku polskim). Postępy Fizyki, Tom 59, Zeszyt 2, 52-79, 2008, <http://pf.ptf.net.pl/PF-2008-2/docs/PF-2008-2.pdf>.
- Smoot George F., *Nobel Lecture: Cosmic microwave background radiation anisotropies: Their discovery and utilization* (w języku angielskim). Reviews of Modern Physics, Volume 79, 1349-1379, 2007, <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.79.1349>.
- Смут Джордж Ф., *Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение* (w języku rosyjskim), Успехи Физических Наук, Том 177, № 12, 1294-1317, 2007, <https://ufn.ru/ru/articles/2007/12/d>.
- [10] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (w języku polskim), Wydawnictwo Amelia, Rzeszów, Polska, 2015, ISBN 978-83-63359-77-5, www.ste.com.pl.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Publishing house Amelia, Rzeszów, Poland, 2015, ISBN 978-83-63359-81-2, www.ste.com.pl.
- [11] Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means universal frame of reference* (w języku angielskim), Journal of Modern Physics, Vol. 8, No. 11, 1868-1883, 2017, ISSN 2153-1196, <https://doi.org/10.4236/jmp.2017.811110>.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy teorii z eterem* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1704.0302.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Объяснение результатов эксперимента Майкельсона-Морли при помощи универсальной системы отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1801.0170.
- [12] Szostek Karol, Szostek Roman, *The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system* (w języku angielskim), Results in Physics, Volume 8, 429-437, 2018, ISSN: 2211-3797, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.12.053>.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyprowadzenie ogólnej postaci kinematyki z uniwersalnym układem odniesienia* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1704.0104.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Вывод общего вида кинематики с универсальной системой отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1806.0198.
- [13] Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematics in the Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Moscow University Physics Bulletin, Vol. 73, № 4, 413-421, 2018, ISSN 0027-1349, <https://rdcu.be/bSJP3> (otwarty dostęp) lub <https://doi.org/10.3103/S0027134918040136>.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru* (w języku polskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1904.0195.
- Szostek Karol, Szostek Roman, *Кинематика в Специальной Теории Эфира* (w języku rosyjskim), Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия, № 4, 70-79, 2018, ISSN 0579-9392, <http://vmu.phys.msu.ru/abstract/2018/4/18-4-070>.
- [14] Szostek Roman, *Derivation method of numerous dynamics in the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), Open Physics, Vol. 17, 153-166, 2019, ISSN: 2391-5471, <https://doi.org/10.1515/phys-2019-0016>.
- Szostek Roman, *Metoda wyprowadzania licznych dynamik w Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1712.0387.

Szostek Roman, *Метод вывода многочисленных динамик в Специальной Теории Относительности* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1801.0169.

- [15] Szostek Roman, *Wyjaśnienie czym jest czas w kinematykach oraz obalenie mitów rzekomo wynikających ze Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1910.0339.

Szostek Roman, *Explanation of what time in kinematics is and dispelling myths allegedly stemming from the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1911.0336.

- [16] Szostek Roman, Góralski Paweł, Szostek Kamil, *Gravitational waves in Newton's gravitation and criticism of gravitational waves resulting from the General Theory of Relativity (LIGO)* (w języku angielskim), Bulletin of the Karaganda University. Physics series, No 4 (96), 39-56, 2019, ISSN 2518-7198, <https://physics-vestnik.ksu.kz/apart/2019-96-4/5.pdf>.

Szostek Roman, Góralski Paweł, Szostek Kamil, *Fale grawitacyjne w grawitacji Newtona oraz krytyka fal grawitacyjnych wynikających z Ogólnej Teorii Względności (LIGO)* (w języku polskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1802.0012.

- [17] Tangherlini Frank R., *The Velocity of Light in Uniformly Moving Frame*, A Dissertation. Stanford University, 1958 (reprint in The Abraham Zelmanov Journal, Vol. 2, 2009, ISSN 1654-9163).

Derivation of all linear transformations that meet the results of Michelson-Morley's experiment and discussion of the relativity basics

Roman Szostek

*Rzeszow University of Technology, Department of Quantitative Methods, Poland
rszostek@prz.edu.pl*

Abstract:

The paper presents a formal proof that the mathematics on which the Special Theory of Relativity (STR) is based is currently misinterpreted. The evidence is based on an analysis of the importance of parameter $e(v)$. Understanding the meaning of this parameter was achieved by analyzing the general form of transformation, for which the Lorentz transformation is only a special case. If $e(v) \neq 0$ then the clocks in inertial systems are desynchronized. Measurements, e.g. one-way speed, using such clocks do not give real values.

The article shows that there are infinitely many different transformations in which one-way speed of light is always equal to c . The Lorentz transformation is only one of those infinitely many transformations.

In this article, the whole class of linear transformations of time and coordinate was derived. Transformations were derived on the assumption that conclusions from Michelson-Morley's and Kennedy-Thorndike's experiments are met for the observer from each inertial frame of reference, i.e. that the mean velocity of light in the vacuum flowing along the way back and forth is constant. It was also assumed that there is at least one inertial frame of reference, in which the velocity of light in a vacuum in each direction has the same value c , and the space is isotropic for observers from this distinguished inertial frame of reference (universal frame of reference).

Derived transformations allow for building many different kinematics according to Michelson-Morley's and Kennedy-Thorndike's experiments.

The class of transformations derived in the study is a generalization of transformations derived in the paper [12], which consists in enabling non-zero values of parameter $e(v)$. The idea of such a generalization derives from the person, who gave me this extended transformations class for analysis and publication.

Keywords: coordinate and time transformation, kinematics, universal frame of reference, one-way speed of light, anisotropy of cosmic microwave background