

# 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 pokazane zostało, że istnieje nieskończenie wiele kinematyk, w których jednokierunkowa prędkość światła jest zawsze równa  $c$ . Kinematyka Szczególnej Teorii Względności (STW) jest tylko jedną z tych nieskończenie wielu kinematyk.

W artykule pokazane zostało, że matematykę, na której oparta jest kinematyka STW można inaczej interpretować i prowadzi to do innych wniosków na temat własności tej kinematyki.

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 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 [10] polegającym na dopuszczeniu niezerowych wartości parametru  $e(v)$ . Pomysł takiego uogólnienia pochodzi od osoby, która przekazała mi tę rozszerzoną klasę transformacji do analizy i publikacji.

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

## 1. Wstęp

Wyprowadzona w artykule klasa transformacji jest uogólnieniem transformacji wyprowadzonych w pracy [10]. W tamtej pracy wyprowadzone zostały wszystkie transformacje liniowe, które są możliwe dla parametru  $e(v) = 0$ . W pracy [11] została przeanalizowana jedna z tych transformacji.

We współczesnej fizyce powszechnie uważa się, że eksperymenty Michelsona-Morleya [3] 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 ciał, 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 [2], [4], [5], [6], [14]. 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 ciał, opisujących odmienne własności fizyczne, takie jak na przykład dylatacja czasu. Wynika z tego, że istnieje nieskończenie wiele różnych kinematyk, które są zgodne z wynikami eksperymentów 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 wyróżnionym 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 wyróżnionego 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 wyróżnionego układu odniesienia. Ponieważ dla obserwatora nieruchomego względem wyróżnionego 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

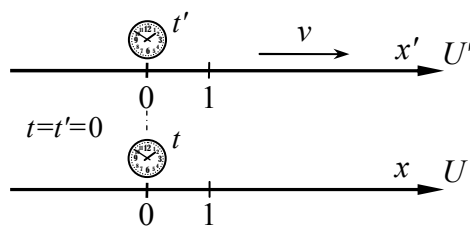
$$c_p = c = \frac{2L}{t_1 + t_2} = \frac{2L}{\frac{L}{c^+} + \frac{L}{-c^-}} = \frac{2}{\frac{1}{c^+} - \frac{1}{c^-}} \quad (1)$$

Na tej podstawie otrzymujemy założenie III zapisane w postaci równania

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

### 3. Transformacja dla jednego wymiaru przestrzennego

Przyjmujemy oznaczenia pokazane na rysunku 1. Współrzędne w wyróżnionym układzie odniesienia  $U$  będziemy oznaczali symbolami  $x, t$ . Współrzędne w inercjalnym układzie odniesienia  $U'$  będziemy oznaczali symbolami  $x', t'$ . Układ  $U'$  porusza się względem wyróżnionego układu  $U$  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.



Rys. 1. Układ inercjalny  $U'$  poruszają się względem wyróżnionego układu  $U$  z prędkością  $v$ .

Gdy początki układów pokrywały się, wtedy zegary znajdujące się w tych początkach zostały wyzerowane. Zegary w wyróżnionym układzie  $U$  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  $U'$ .

Transformacja z wyróżnionego układu odniesienia  $U$  do układu inercjalnego  $U'$  ma na podstawie założenia I w postaci

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

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

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

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 inercyjnym  $U'$ . 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

$$\frac{dx'}{dt'} = c^+(v) \geq 0 \quad (13)$$

natomiast w wyróżnionym układzie  $U$  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

$$\frac{dx'}{dt'} = c^-(v) \leq 0 \quad (15)$$

natomiast w wyróżnionym układzie  $U$  ma wartość (założenie II)

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

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

$$c_x^+(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a(dx - v dt)}{e v dx + f dt} = \frac{a(\frac{dx}{dt} - v)}{e v \frac{dx}{dt} + f} = \frac{a(c - v)}{e v c + f} \geq 0 \quad (17)$$

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

$$c_x^-(v) = \frac{dx'}{dt'} = \frac{a(dx - v dt)}{e v dx + f dt} = \frac{a(\frac{dx}{dt} - v)}{e v \frac{dx}{dt} + f} = \frac{-a(c + v)}{-e v c + f} \leq 0 \quad (18)$$

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

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

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

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 wyróżnionego układu  $U$  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 wyróżnionym układem odniesienia  $U$ , w którym światło propaguje ze stałą prędkością  $c$ , oraz układem inercyjnym  $U'$  poruszającym się względem układu  $U$  z prędkością  $v$ , wzdłuż osi  $x$  oraz  $x'$ , jeżeli w układzie inercyjnym  $U'$  jednokierunkowe prędkości światła spełniają warunek (2) (czyli założenie III).

#### 4. Transformacja dla trzech wymiarów przestrzennych

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

IV. Dla każdego obserwatora nieruchomego względem wyróżnionego 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 własnościach

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

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  $x'$  maleje tak samo jak rosła 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 prostopadle do osi  $x'$ . Światło to przebywa drogę o długości  $L'$ , najpierw w jedną stronę, a następnie z powrotem, czyli wraca do punktu startowego.

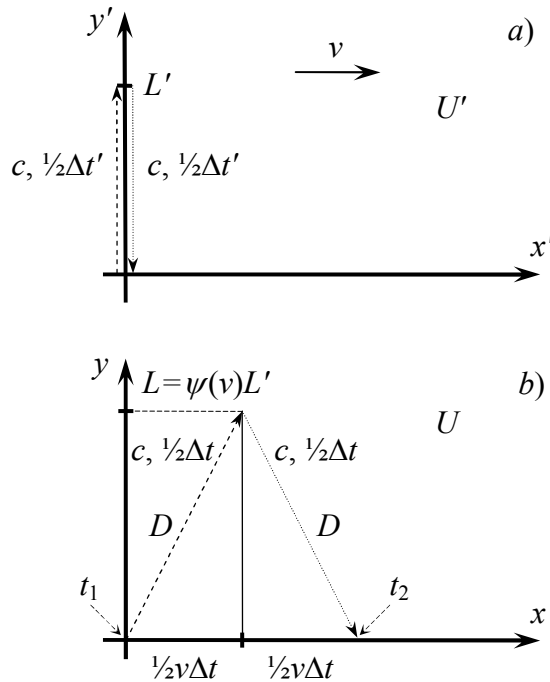
Ze względu na założenie IV prędkość światła w kierunku prostopadłym do osi  $x'$  jest taka sama w jedną i w drugą stronę i wynosi  $c$ . Wynika to z tego, że żaden kierunek prostopadły do prędkości  $v$  (czyli także osi  $x$  oraz  $x'$ ) nie jest wyróżniony (założenie IV) oraz średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi  $c$  (założenie III). Z tego powodu ten sam impuls światła dla obserwatora nieruchomego względem wyróżnionego układu odniesienia  $U$  będzie się poruszał po ramionach trójkąta równoramiennego. Dla obserwatora z układu  $U$  wymiary prostopadłe do prędkości  $v$  mogą być inne, dlatego wysokość trójkąta oznaczamy przez

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

Parametr  $\psi(v)$  opisuje skrócenie poprzeczne ciał poruszających się względem wyróżnionego 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 układy  $U$  oraz  $U'$ . Warunek  $\psi(v) > 0$  musi być spełniony z tego powodu, że wymiary poprzeczne nie odwracają się w drugą stronę.



Rys. 2. Droga światła widziana z dwóch układów odniesienia.  
a) inercjalny układ odniesienia  $U'$ , b) wyróżniony układ odniesienia  $U$ .

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 ( $v = \text{constans}$ )

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

Czyli dla ustalonej współrzędnej  $x'$  w układzie  $U'$  otrzymujemy

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

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

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

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

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

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 wyróżnionego układu  $U$  do inercjalnego 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 inercjalnego układu odniesienia  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  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 wyróżnionego układu  $U$  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 wyróżnionego układu  $U$  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 ( $v = \text{constans}$ )

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

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

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

## 5.1. Dylatacja czasu

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

Z równania czasu (48) wynika, dla obserwatora nieruchomego względem wyróżnionego 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 równania czasu (49) wynika, dla obserwatora nieruchomego względem inercyjnego 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 upływ 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-FitzGerald)

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

Z równania położenia (48) wynika, dla obserwatora z wyróżnionego 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 równania położenia (49) wynika, dla obserwatora z wyróżnionego układu odniesienia  $U$ , następujący wzór na skrócenie długości podłużnej

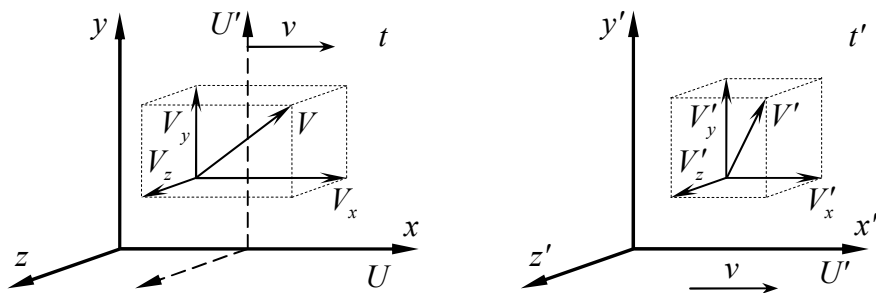
$$dt' = 0 \Rightarrow dx = \left( \frac{\psi}{\gamma} - \psi^2 e v^2 \right) dx' \quad (53)$$

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. Transformacja prędkości

Wyznamy wzory na transformację 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 wyróżnionego 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

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

Z równania czasu (49) wynikają następujące równania

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

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

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

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 inercjalnym  $U'$  wartość

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

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

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

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).

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  $x'$

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

## 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 wyróżnionego układu  $U$  do inercjalnego układu odniesienia  $U'$  w postaci

$$\begin{cases} t' = \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} x + \left( \frac{1}{\gamma \psi} - \frac{\gamma}{\psi} \cdot \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} v \right) t \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - vt) \\ y' = \frac{1}{\psi} y \\ z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (69)$$

Natomiast z inercjalnego układu odniesienia  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = -\gamma \psi \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} x' + \gamma \psi t' \\ x = \left( \frac{\psi}{\gamma} - \gamma \psi \frac{c^2 - c_x^+(c+v)}{c^2 c_x^+} v \right) x' + \gamma \psi v t' \\ y = \psi y' \\ z = \psi z' \end{cases} \quad (70)$$

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

Dzięki transformacji (69)-(70) 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 transformacji (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 transformacji (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

$$\begin{aligned} \psi(v) &= 1 \\ e(v) &= -\gamma(v) \frac{1}{c^2} = -\frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{1}{c^2} \begin{bmatrix} [1] \\ \frac{s^2}{m^2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (71)$$

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

$$\begin{cases} t' = \gamma \left( -\frac{v}{c^2} x + t \right) & y' = y \\ x' = \gamma (x - v t) & z' = z \end{cases} \quad (72)$$

Z układu  $U'$  do układu  $U$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = \gamma \left( \frac{v}{c^2} x' + t' \right) & y = y' \\ x = \gamma (x' + v t') & z = z' \end{cases} \quad (73)$$

Istnieją tylko dwie transformacje (46)-(47), w których odpowiadające sobie współczynniki w transformacji oraz w transformacji odwrotnej mają taką samą wartość (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

$$e(v) = -\frac{\gamma(v)}{\psi(v)} \frac{1}{c^2} = -\frac{1}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{1}{c^2} \begin{bmatrix} s^2 \\ m^2 \end{bmatrix} \quad (74)$$

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

$$\begin{cases} t' = \frac{\gamma}{\psi} \left( -\frac{v}{c^2} x + t \right) & y' = \frac{1}{\psi} y \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - v t) & z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (75)$$

Z układu  $U'$  do układu  $U$  transformacje te mają postać

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

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 inercjalnym układzie odniesienia będzie miała wartość  $c$  w każdym kierunku. Na podstawie (61), dla światła poruszającego się wzdłuż osi  $x'$  musi być spełnione równanie

$$c = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 + c + v} \quad (77)$$

$$\frac{\psi}{\gamma} e v c^3 + c^2 + v c = c^2 \quad (78)$$

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

$$e = -\frac{\gamma}{\psi} \frac{1}{c^2} \quad (79)$$

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 (75)-(76) zawsze ma wartość  $c$ .

Wynika stąd, że istnieje nieskończenie wiele kinematyk, w których jednokierunkowa prędkość światła w próżni, w każdym układzie inercjalnym, jest stała i wynosi  $c$ . Opierają się one na transformacjach (75)-(76). Szczególna Teoria Względności jest tylko jedną z nieskończenie wielu takich kinematyk (transformacja (72)-(73)).

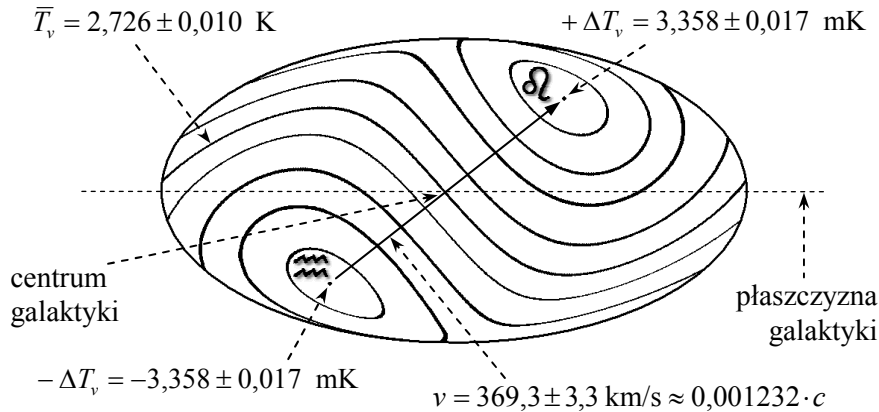
W kinematykach (75)-(76), w których  $\psi(v) \neq 1$ , inercjalne układy odniesienia są rozróżnialne oraz istnieje wyróżniony układ odniesienia, który oznaczaliśmy symbolem  $U$ . Układ  $U$  wyróżnia się chociażby tym, w jaki sposób zmieniają się, zgodnie z transformacją (46)-(47), wymiary poprzeczne 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 taką samą wartość (z dokładnością do znaku wynikającego z kierunku prędkości  $v$ ). Wśród transformacji (75)-(76) takie dodatkowe założenie spełnia tylko transformacja Lorentza (46)-(47). Nie ma jednak żadnych podwodów eksperymentalnych, aby przyjmować zasadę równoważności wszystkich układów inercjalnych. Zasadę tą wprowadzono do fizyki w sposób arbitralny.

Znany jest natomiast eksperymentalny dowody istnienia wyróżnionego układu odniesienia. Chodzi o pomiar anizotropii mikrofalowego promieniowania tła omówiony w rozprawie noblowskiej [7]. 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 4). 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 wyróżnionego 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 (46)-(47), tylko model oparty na jakiejś innej transformacji o postaci (75)-(76).



Rys. 4. Dipolowa anizotropia mikrofalowego promieniowania tła pokazana w projekcji Hammer'a-Aitoff'a (opracowanie własne na podstawie [7]).

W artykule [10] 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 4), ale wartość tej prędkości będzie inna w ramach innych kinematyk.

### 7.3. Transformacje Szczególnej Teorii Eteru ze skróceniem poprzecznym

Jeżeli przyjmiemy, że

$$e(v) = 0 \quad (80)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, na których opierają się Szczególne Teorie Eteru ze skróceniem poprzecznym wyprowadzone w artykule [10]. Z wyróżnionego układu  $U$  do układu inercjalnego  $U'$  transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma \psi} t & y' = \frac{1}{\psi} y \\ x' = \frac{\gamma}{\psi} (x - v t) & z' = \frac{1}{\psi} z \end{cases} \quad (81)$$

Z układu inercjalnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacje te mają postać

$$\begin{cases} t = \gamma \psi t' & y = \psi y' \\ x = \frac{\psi}{\gamma} x' + \gamma \psi v t' & z = \psi z' \end{cases} \quad (82)$$

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

$$\begin{aligned} \psi(v) &= 1 \\ e(v) &= 0 \end{aligned} \quad (83)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji, na której opiera się Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia poprzecznego wyprowadzona w artykule [9]. Z wyróżnionego układu  $U$  do układu inercyjnego  $U'$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma} t & y' = y \\ x' = \gamma (x - v t) & z' = z \end{cases} \quad (84)$$

Z układu inercyjnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

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

W tym przypadku Szczególnej Teorii Eteru nie występuje skrócenie poprzeczne (czyli  $\psi(v) = 1$ ). Szczególna Teoria Eteru wyprowadzona na podstawie transformacji (84)-(85) ma ścisły związek ze Szczególną Teorią Względności Einsteina. Zostało to wykazane w pracy [8].

Transformacja (85) była już wyprowadzona inną metodą w artykułach [2], [4]. W tamtych artykułach autorzy otrzymali taką transformację z transformacji Lorentza dzięki synchronizacji zegarów w inercjalnych układach odniesienia metodą zewnętrzną. Transformacja uzyskana w pracach [2], [4] jest inaczej zapisaną transformacją Lorentza po zmianie sposobu mierzenia czasu w inercjalnym układzie odniesienia, dlatego transformacji tej przypisano własności Szczególnej Teorii Względności. W artykule [9] transformacja (84)-(85) ma inne fizyczne znaczenie niż transformacja Lorentza, ponieważ według teorii przedstawionej w tamtym artykule możliwe jest wyznaczenie prędkości względem uniwersalnego układu odniesienia przy pomocy lokalnego 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

$$\begin{aligned} \psi(v) &= 1/\gamma(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \leq 1 \\ e(v) &= 0 \end{aligned} \quad (86)$$

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

$$\begin{cases} t' = t & y' = \gamma y \\ x' = \gamma^2 (x - v t) & z' = \gamma z \end{cases} \quad (87)$$

Z układu inercyjnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = t' & y = \frac{1}{\gamma} y' \\ x = \frac{1}{\gamma^2} x' + v t' & z = \frac{1}{\gamma} z' \end{cases} \quad (88)$$

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

$$\begin{aligned} \psi(v) = \gamma(v) &= 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \geq 1 \\ e(v) &= 0 \end{aligned} \quad (89)$$

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

$$\begin{cases} t' = \frac{1}{\gamma^2} t & y' = \frac{1}{\gamma} y \\ x' = x - v t & z' = \frac{1}{\gamma} z \end{cases} \quad (90)$$

Z układu inercjalnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

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

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 (90)-(91)

$$\begin{aligned} dx' &= dx - v dt \\ dx &= dx' + \gamma^2 v dt' \end{aligned} \quad (92)$$

Czyli

$$\begin{aligned} dt = 0 &\Rightarrow dx' = dx \\ dt' = 0 &\Rightarrow dx = dx' \end{aligned} \quad (93)$$

## 7.7. Rozszerzona transformacja Galileusza

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} c \rightarrow \infty &\Rightarrow \gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \cong 1 \\ \psi(v) = 1 &\vee (c \rightarrow \infty \Rightarrow \psi(v) \cong 1) \end{aligned} \quad (94)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać, którą nazwiemy rozszerzoną transformacją Galileusza. Z wyróżnionego układu  $U$  do układu inercjalnego  $U'$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = e v x - (1 - e v^2)t & y' = y \\ x' = x - v t & z' = z \end{cases} \quad (95)$$

Z układu inercjalnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t = -e v x' + t' & y = y' \\ x = (1 - e v^2) x' + v t' & z = z' \end{cases} \quad (96)$$

Do tej transformacji powrócimy w dalszej części tego artykułu. W rozszerzonej transformacji Galileusza w inercjalnych układach  $U'$  (ale nie w układzie  $U$ ) zegary zostały poprzesztawiane (rozsynchronizowane) względem naturalnego ustawienia, występującego w transformacji Galileusza. Z tego powodu w transformacji czasu występuje czynnik zależny od położenia  $x$  lub  $x'$ .

## 7.8. Transformacja Galileusza

Jeżeli przyjmiemy, że

$$\begin{aligned} c \rightarrow \infty &\Rightarrow \gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2} \cong 1 \\ \psi(v) = 1 &\vee (c \rightarrow \infty \Rightarrow \psi(v) \cong 1) \\ e(v) = 0 &\vee (c \rightarrow \infty \Rightarrow e(v) \cong 0) \end{aligned} \quad (97)$$

wtedy transformacje (46)-(47) przyjmują postać transformacji Galileusza, na której opiera kinematyka klasyczna. Z wyróżnionego układu  $U$  do układu inercjalnego  $U'$  transformacja ma postać

$$\begin{cases} t' = t & y' = y \\ x' = x - v t & z' = z \end{cases} \quad (98)$$

Z układu inercjalnego  $U'$  do wyróżnionego układu  $U$  transformacja ma postać

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

W transformacji Galileusza odpowiadające sobie współczynniki w transformacji oraz w transformacji odwrotnej mają taką samą wartość (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.

## 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 wyróżnionego układu, czas w inercjalnym układzie upływa  $f(v)$  razy szybciej ( $1/f(v)$  razy wolniej) niż w jego wyróżnionym układzie.

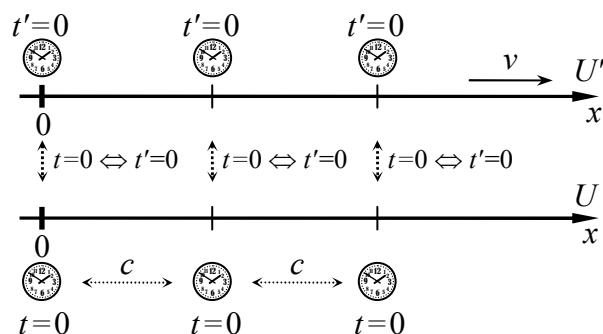
Ze wzorów (52) oraz (53) na skrócenie podłużne wynika, że parametr  $1/a(v)$ , występujący w transformacjach (5) oraz (11), opisuje skrócenie podłużne (czyli równoległe do prędkości  $v$ ) ciał znajdujących się w ruchu w stosunku do ciał spoczywających względem wyróżnionego układu  $U$ . Dla obserwatora nieruchomego względem wyróżnionego układu, ciało poruszające się jest  $a(v)$  razy krótsze ( $1/a(v)$  razy dłuższe) od takiego samego ciała nieruchomego względem wyróżnionego 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 wyróżnionego układu  $U$  (rysunek 2). Czyli ciało poruszające się jest  $\psi(v)$  krotnie szersze ( $1/\psi(v)$  krotnie węższe) od takiego samego ciała nieruchomego względem wyróżnionego 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 (81), z której otrzymujemy

$$t' = \frac{1}{\gamma \psi} t \Rightarrow (t = 0 \Rightarrow t' = 0) \quad (100)$$



Rys. 5. Synchronizacja zegarów metodą zewnętrzną ( $e(v) = 0$ ).

Zegary w wyróżnionym układzie  $U$  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  $t' = 0$ .

Oznacza to, że dla  $e(v) = 0$  synchronizacja zegarów w układzie  $U'$  odbywa się metodą zewnętrzną do zegarów znajdujących się w wyróżnionym układzie odniesienia. Polega ona na tym, że jeżeli zegar układu  $U$  wskazuje czas  $t = 0$ , wtedy zgodnie z (100), znajdujący się obok niego

zegar układu  $U'$  także jest zerowany, czyli  $t' = 0$ . Ten sposób synchronizacji został przedstawiony na rysunku 5.

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

$$e(v) = 0 \Rightarrow c_x^+(v) = \frac{c^2}{c+v} \quad (101)$$

$$e(v) = 0 \Rightarrow c_x^-(v) = -\frac{c^2}{c-v} \quad (102)$$

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

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

$$t = -\psi^2 e v x' + \gamma \psi t' \quad (103)$$

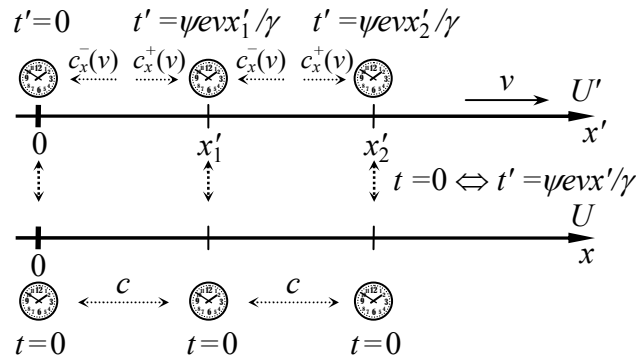
Gdy zegary w układzie  $U$  wskazują czas  $t = 0$ , wtedy zgodnie z rysunkiem 1 początki układów pokrywają się. Z równania (103) wynika, że na zegarze z układu  $U'$  znajdującym się obok wyzerowanego zegara z układu  $U$  jest ustawiona wartość  $t'$  wyrażająca się wzorem

$$t = 0 \Rightarrow t' = \frac{\psi e v}{\gamma} x' \quad (104)$$

Synchronizacja zegarów w układzie  $U'$  jest pokazana na rysunku 6. 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 (104) 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 6. 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.

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.



Rys. 6. Synchronizacja zegarów metodą zewnętrzną ( $e(v) \neq 0$ ).

Zegary w wyróżnionym układzie  $U$  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  $t' = \psi evx'/\gamma$ .

Rozważmy impuls światła wysłany w prawą stronę z początku układu  $U'$  w chwili synchronizacji zegarów (rysunek 6). 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

$$t'_2 - t'_1 = t'_2 = \frac{x'_2 - x'_1}{c_x^+(v)} = \frac{x'_2}{c_x^+(v)} = \frac{\psi}{\gamma} \frac{e v c^2 + c + v}{c^2} x'_2 = \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 + \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c+v}} \quad (105)$$

Wzór (105) 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 (71) prędkość ta ma wartość

$$c_x^+(v) = \frac{c^2}{\frac{\psi}{\gamma} e v c^2 + c + v} = \frac{c^2}{-\frac{1}{\gamma} \frac{1}{c^2} v c^2 + c + v} = c \quad (106)$$

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 (106) 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 (101), wzór (105) zapiszemy w postaci

$$t'_2 - \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 = \frac{x'_2}{\frac{c^2}{c+v}} = \frac{x'_2}{c_x^+(e=0)} \quad (107)$$

Czyli, gdy impuls światła był wysyłany, wtedy na zegarze znajdującym się w punkcie  $x'_2$  ustawiona była zgodnie z wzorem (104) wartość  $t'_2$ , ale w rzeczywistości powinna być ustawiona wartość 0 wynikająca z prawidłowej synchronizacji, czyli ze wzoru (100). Dlatego, gdy impuls dotrze do punktu  $x'_2$ , wtedy prawidłowe wskazanie znajdującego się tam zegara nie wynosi  $t'_2$ , tylko

$$t'_2 - \frac{\psi e v}{\gamma} x'_2 \quad (108)$$

Przy takiej interpretacji lewa strona równania (107) 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 (100), wtedy jednokierunkowa prędkość światła będzie wynosiła (101) lub (102), 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 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 (81)-(82). Kinematyki różnią się tylko jednym parametrem skrócenia poprzecznego  $\psi(v)$ . W monografii [8] pokazano zostało, że przy takiej interpretacji STW staje się STE z wyróżnionym układem odniesienia. Według tej interpretacji liczne wnioski 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 (98)-(99) prowadzi do transformacji (95)-(96). 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 (95)-(96) 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 (95)-(96) sprowadzają się do kinematyki klasycznej opisanej transformacjami (98)-(99).

W tym artykule przyjęta została taka interpretacja parametru  $e(v)$ , że opisuje on rozsynchronizowanie zegarów w inercjalnych układach odniesienia. W monografii [8], w rozdziale „Czym jest Szczególna Teoria Względności (STW)” wykazano zostało, że parametrowi  $e(v)$  można przypisać jeszcze inną, trzecią interpretację. Parametr  $e(v)$  można 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 transformacje 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. Podsumowanie

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.

Dla każdej kinematyki można wyprowadzić nieskończenie wiele dynamik. Metoda, która na to pozwala została pokazana w pracach [8] oraz [12].

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 (75)-(76)). Szczególna Teoria Względności jest tylko jedną z tych nieskończenie wielu kinematyk.

Zjawisko dipolowej anizotropii mikrofalowego tła dowodzi, że istnieje wyróżniony 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 (75)-(76).

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 one specyficzne własności czasoprzestrzeni, a nie rozszynchronizowanie zegarów w inercjalnych układach.

Jednak parametr  $e(v)$  można interpretować inaczej, czyli w ten sposób, że opisuje sposób rozszynchronizowania zegarów w inercjalnych układach w stosunku do wyróżnionego układu odniesienia. W artykule sformułowano tezę, że przyjęcie parametru  $e(v) \neq 0$  prowadzi do rozszynchronizowania 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 (81)-(82). Wzór na jednokierunkową prędkość światła dla tych kinematyk został wyprowadzony w artykule [10].

Niezależnie od tego w jaki sposób interpretuje się parametr  $e(v)$ , parametr  $\psi(v)$  nie jest zmianą skali. Każda zmiana tego parametru powoduje zmianę fizycznych własności kinematyki. Wystarczy zauważyć, że ten parametr decyduje o dylatacji czasu opisanej formułą (51). Czyli to, w jaki sposób zmienia się sposób odmierzenia czasu przez zegary poruszające się względem wyróżnionego układu odniesienia zależy od wartości parametru  $\psi(v)$ .

Wszystkie eksperymenty przeprowadzone przez człowieka, były obserwowane z inercjalnych układów odniesienia poruszających się z niedużymi prędkościami względem Układu Słonecznego. Eksperymenty takie nie udzielają odpowiedzi na temat tego, jak wyglądają prawa przyrody dla obserwatorów znajdujących się w układach inercjalnych poruszających się z dużymi prędkościami względem Układu Słonecznego. Dlatego w teoriach fizycznych dokonuje się ekstrapolacji wyników uzyskanych w układach odniesienia dostępnych dla obserwatora, na wszystkie inne inercjalne układy odniesienia. Z tego powodu, dopuszczalne są jako prawidłowe modele rzeczywistych procesów, kinematyki oparte na transformacjach, które nie spełniają

założenia III we wszystkich układach inercjalnych, a tylko w układach odniesienia dostępnych dla eksperymentów. Wyprowadzenie takich transformacji zostało przedstawione w artykule [13].

## Bibliografia

- [1] Kennedy Roy J., Thorndike Edward M., *Experimental Establishment of the Relativity of Time*, „Physical Review”, 42 (3), 400–418, 1932.
- [2] Mansouri Reza, Sexl Roman U., *A Test Theory of Special Relativity: I. Simultaneity and Clock Synchronization*, General Relativity and Gravitation, Vol. 8, No. 7, 497-513, 1977.
- [3] Michelson Albert A., Morley Edward W., *On the relative motion of the earth and the luminiferous ether*, Am. J. Sci. 34, 333–345, 1887.
- [4] Rizzi Guido, Ruggiero Matteo L., Serafini Alessio, *Synchronization Gauges and the Principles of Special Relativity*, Foundations of Physics, Vol. 34, 1835-1887, No. 12, 2004.
- [5] Selleri Franco, *Noninvariant One-Way Velocity of Light*, Foundations of Physics. Vol. 26. No. 5, 1996, 641-664.
- [6] Selleri Franco, *Noninvariant One-Way Speed of Light and Locally Equivalent Reference Frames*, Foundations of Physics Letters, Vol. 10, No. 1, 1997, 73-83.
- [7] Smoot George F., *Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie* (w języku polskim). Postępy Fizyki, Tom 59, Zeszyt 2, 52-79, 2008.  
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.  
Смут Джордж Ф., *Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение* (w języku rosyjskim), Успехи Физических Наук, Том 177, № 12, 1294-1317, 2007.
- [8] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (w języku polskim). Wydawnictwo Amelia, Rzeszów, Polska, 2015, (www.ste.com.pl), ISBN 978-83-63359-77-5.  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Special Theory of Ether* (w języku angielskim). Publishing house AMELIA, Rzeszów, Poland, 2015, (www.ste.com.pl), ISBN 978-83-63359-81-2.
- [9] Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means universal frame of reference* (w języku angielskim: *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy uniwersalnego układu odniesienia*), Journal of Modern Physics, Vol. 8, No. 11, 2017, 1868-1883, ISSN 2153-1196.
- [10] Szostek Karol, Szostek Roman, *The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system* (w języku angielskim: *Wyprowadzenie ogólnej postaci kinematyki z uniwersalnym układem odniesienia*), Results in Physics, Volume 8, 2018, 429-437, ISSN: 2211-3797, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.12.053>.
- [11] Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematics in Special Theory of Ether* (w języku angielskim: *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru*), Moscow University Physics Bulletin, Vol. 73, № 4, 2018, 413-421, ISSN 0027-1349.  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Кинематика в Специальной Теории Эфира* (w języku rosyjskim: *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru*), Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия, Vol. 73, № 4, 2018, 413-421, ISSN 0579-9384.
- [12] Szostek Roman, *Metoda wyprowadzania licznych dynamik w Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim). viXra 2017, [www.vixra.org/abs/1712.0387](http://www.vixra.org/abs/1712.0387).  
Szostek Roman, *Derivation method of numerous dynamics in the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim). viXra 2017, [www.vixra.org/abs/1712.0480](http://www.vixra.org/abs/1712.0480).  
Szostek Roman, *Метод вывода многочисленных динамик в Специальной Теории Относительности* (w języku rosyjskim). viXra 2018, [www.vixra.org/abs/1801.0169](http://www.vixra.org/abs/1801.0169).
- [13] Szostek Roman, *Uogólnienie Transformacji Galileusza* (w języku polskim), Problemy Nauk Stosowanych, Szczecin, Tom 7, 2017, 115-132, ISSN 2300-6110.  
Szostek Roman, *Generalization of Galilean Transformation* (w języku angielskim), viXra 2018, [www.vixra.org/abs/1804.0045](http://www.vixra.org/abs/1804.0045).
- [14] 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).