

# Wyjaśnienie czym jest czas w kinematykach oraz obalenie mitów rzekomo wynikających ze Szczególnej Teorii Względności

Roman Szostek

Politechnika Rzeszowska  
Katedra Metod Ilościowych  
al. Powstańców Warszawy 12, 35-959 Rzeszów, Poland  
rszostek@prz.edu.pl

W artykule wyjaśnione zostało na podstawie Szczególnej Teorii Eteru zjawisko dylatacji czasu oraz zjawisko skrócenia Lorentza-FitzGeralda. Przedstawione wyjaśnienia polegają na konstrukcji nowatorskich technicznych modeli tych zjawisk, a nie jedynie na ich klasycznym opisie. Dylatacja czasu jest naturalną własnością czasu mierzonego zegarem świetlnym.

W artykule wykazano, że zjawisko dylatacji czasu jest dowodem istnienia uniwersalnego układu odniesienia, w którym propaguje oddziaływanie elektromagnetyczne.

W artykule wykazane zostało, że nie ma teoretycznych podstaw, aby twierdzić, że prędkość światła w próżni jest prędkością maksymalną. Przyjęcie takiej doktryny we współczesnej fizyce wynika z nadinterpretacji matematyki, na której opiera się Szczególna Teoria Względności.

Z przedstawionego modelu wynika to, w jaki sposób przy pomocy zegarów atomowych można wyznaczyć ruch względem uniwersalnego układu odniesienia, w którym propagują sygnały elektromagnetyczne. Z przedstawionego modelu wynika także, w jaki sposób można zmodyfikować eksperyment Michelsona-Morleya, aby być może był w stanie wykryć ruch względem eteru.

W artykule zostało wyjaśnione co to jest czas w teoriach kinematyki.

Cały artykuł zawiera tylko oryginalne badania prowadzone przez jego autora.

**Słowa kluczowe:** zegar świetlny, dylatacja czasu, czas, skrócenie Lorentza-FitzGeralda, prędkość światła, prędkość maksymalna

## 1. Wstęp

Treść tego artykułu nawiązuje do artykułów [11] oraz [12] dlatego wskazane jest wcześniejsze ich poznanie, chociaż nie jest to konieczne. Będziemy opierali się na trzech założeniach I-III identycznych jak te przyjęte w artykule [12].

Dylatacja czasu jest zjawiskiem objawiającym się tym, że czas trwania takich samych procesów może być różny w różnych układach odniesienia. Czyli czas trwania procesu zależy od tego z jaką prędkością porusza się układ odniesienia, w którym zachodzi ten proces. Dylatacja czasu jest opisywana przez modele kinematyk, w których tempo chodzenia zegarów zależy od tego z jaką prędkością poruszają się te zegary.

W kinematyce klasycznej nie występuje zjawisko dylatacji czasu, ponieważ w tej teorii wszystkie zegary odmierzają czas tak samo.

W Szczególnej Teorii Względności (STW) nie występuje uniwersalny układ odniesienia, dlatego układom inercjalnym nie można przypisywać prędkości absolutnych. W STW czas trwania dowolnego procesu mierzony zegarem własnym (czyli zegarem nieruchomym względem miejsca, gdzie zachodzi ten proces) jest krótszy niż czas trwania tego procesu mierzony zegarami z innych układów inercjalnych (czyli zegarami poruszającymi się względem miejsca, gdzie zachodzi ten proces). Według powszechnie przyjętej interpretacji matematyki, na której opiera się STW, dylatacja czasu jest w tej teorii względna, czyli zależy od tego, który obserwator ją mierzy. Np. dla jednego obserwatora proces  $A$  trwa krócej niż proces  $B$ , natomiast dla innego obserwatora proces  $B$  trwa krócej niż proces  $A$ . Czyli w STW dwaj obserwatorzy mogą wyciągać zupełnie odmienne wnioski na temat względnego czasu trwania dwóch procesów, jeżeli procesy te odbywają się w innych układach inercjalnych.

W Szczególnych Teoriach Eteru (STE) istnieje uniwersalny układ odniesienia względem którego można mierzyć prędkości inercjalnych układów [8-11]. W STE bez skrócenia poprzecznego zegary nieruchome względem eteru chodzą najszybciej. Zegary poruszające się względem eteru chodzą wolniej. Im zegary szybciej się poruszają tym wolniej odmierzają czas. Dlatego w STE bez skrócenia poprzecznego upływ czasu zależy od prędkości poruszania się względem eteru. W STE wszyscy obserwatorzy tak samo oceniają względny upływ czasu dowolnych dwóch procesów.

Dylatacja czasu w Szczególnej Teorii Eteru ma inne własności niż w Szczególnej Teorii Względności. W Szczególnej Teorii Eteru szybkość przebiegu procesu fizycznego (upływ czasu) zależy od tego z jaką prędkością względem uniwersalnego układu odniesienia porusza się układ inercjalny, w którym zachodzi dany proces. Upływ czasu w STE ma charakter obiektywny, czyli każdy obserwator ocenia tak samo czas własny konkretnego procesu. W Szczególnej Teorii Względności upływ czasu własnego nie jest obiektywny, ponieważ zależy od tego z jaką prędkością względną porusza się obserwator oceniający szybkość przebiegu danego procesu.

W pracach [8] oraz [12] pokazane zostało, że matematykę, na której opiera się STW można interpretować inaczej niż przyjmuje się obecnie w fizyce. Pokazane zostały dwie inne interpretacje. Wtedy STW staje się teorią z uniwersalnym układem odniesienia, czyli staje się STE bez skrócenia poprzecznego [12]. Przy tych innych interpretacjach dylatacja czasu występująca w STW staje się dylatacją czasu występującą w STE bez skrócenia poprzecznego. Dodatkowo w artykule [12] wykazane zostało, że powszechnie dzisiaj obowiązująca interpretacja matematyki STW jest błędna ponieważ jest to teoria z rozsynchronizowanymi zegarami, które powodują nierzeczywiste pomiary upływu czasu w układach inercjalnych ruchomych względem obserwatora.

Uważa się, że dylatacja czasu jest potwierdzona eksperymentalnie. Na przykład w cząstkach jonów litu rozpędzonych do prędkości  $c/3$ , częstotliwość przejść między różnymi poziomami energetycznymi jest mniejsza niż w takich samych jonach litu, które spoczywają nieruchomo w laboratorium [1]. Wnioskuje się stąd, że te same procesy w cząstkach rozpędzonych przebiegają wolniej niż w cząstkach nieruchomych względem laboratorium. Innym eksperymentem potwierdzającym dylatację czasu był eksperyment Hafele and Keating, w którym porównywane było tempo chodzenia zegarów pozostających nieruchomo na Ziemi oraz zegarów wysłanych w podróż dookoła Ziemi [2], [3].

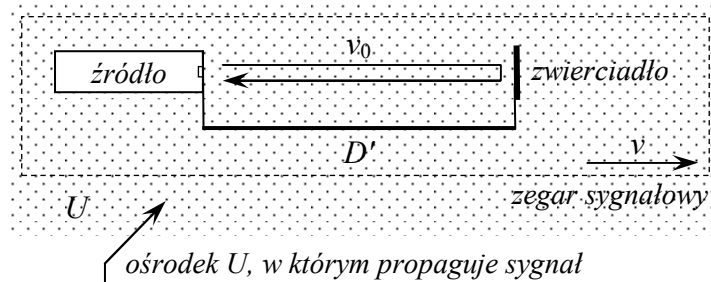
Pośrednimi dowodami na istnienie dylatacji czasu jest eksperyment Michelson'a-Morley'a oraz jego udoskonalona wersja, czyli eksperyment Kennedy'ego-Thorndike'a. Aby wyjaśnić te eksperymenty w ramach Szczególnej Teorii Względności oraz Szczególnej Teorii Eteru konieczne było wprowadzenie w tych teoriach dylatacji czasu. Eksperymenty te nie są jednak niepodważalnymi dowodami istnienia zjawiska dylatacji czasu ponieważ możliwe jest ich wyjaśnienie bez dylatacji czasu, przy pomocy teorii emisyjnej Ritz'a (balistycznej teorii światła, ang. ballistic theory of light), według której światło ma stałą prędkość tylko względem swojego źródła [5].

## 2. Zegar świetlny

### 2.1. Zasada działania zegara świetlnego

Na rysunku 1 przedstawiony został zegar, który będziemy nazywali zegarem sygnałowym. Zegar ten wykorzystuje sygnał, który propaguje ze stałą prędkością  $v_0$  w pewnym jednorodnym ośrodku. Z ośrodkiem, w którym propaguje sygnał związany jest uniwersalny układ odniesienia  $U$ . Zegar może się poruszać względem ośrodka, w którym propaguje sygnał (z prędkością  $v$ ). Z zegarem jest związany układ inercjalny  $U'$ .

Zegar składa się ze źródła sygnału oraz zwierciadła, które potrafi odbijać taki sygnał. Źródło sygnału oraz zwierciadło są sztywno połączone w odległości  $D'$ , i tworzą ramię zegara. Sygnał jest wysyłany ze źródła i przebywa drogę o długości  $D'$ . Następnie odbija się od zwierciadła i powraca do źródła po tej samej drodze. Gdy sygnał powróci do źródła, natychmiast wysyłany jest kolejny sygnał. Czyli zegar sygnałowy bez przerwy generuje kolejne sygnały. Łączny czas przejścia jednego sygnału do zwierciadła i z powrotem jest wzorcem czasu dla obserwatora znajdującego się w tym samym układzie inercjalnym  $U'$ , w którym znajduje się zegar. Czas trwania jednego cyklu zegara sygnałowego jest najmniejszą jednostką czasu jaką może odmierzać zegar sygnałowy.



Rys. 1. Zegar sygnałowy jest oparty na sygnale propagującym w wyróżnionym układzie odniesienia.

Jeżeli sygnałem wykorzystywanym w zegarze sygnałowym jest impuls światła (lub dowolny impuls elektromagnetyczny), wtedy taki zegar będziemy nazywali zegarem świetlnym. W tym artykule będziemy analizowali własności zegara świetlnego przy założeniu, że światło propaguje w uniwersalnym układzie odniesienia (eterze), czyli zgodnie ze Szczególną Teorią Eteru [8-11]. Na tej postawie zostaną wyciągnięte wnioski także na temat Szczególnej Teorii Względności.

Każdy obserwator mierzy swój czas własny przy pomocy swojego zegara świetlnego, który jest nieruchomy w jego inercjalnym układzie odniesienia.

### 2.2. Synchronizacja zegarów światłem oznacza stosowanie zegarów świetlnych

#### Twierdzenie o zegarze sygnałowym (świetlnym):

**Założenie:** Zegary w układach inercjalnych są synchronizowane przy pomocy sygnału (światła).

**Teza:** Pomiar czasu jest oparty na zegarach sygnałowych (zegarach świetlnych).

#### Dowód:

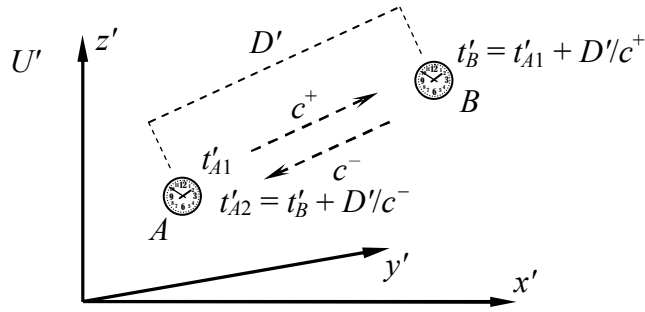
Synchronizacja dwóch zegarów przy pomocy światła jest pokazana na rysunku 2.

Dwa zegary spoczywają w inercjalnym układzie  $U'$ . Odległość między zegarami wynosi  $D' = \text{constans}$ . W chwili, gdy zegar  $A$  wskazuje wartość  $t'_{A1}$  wysyłany jest z niego impuls światła do zegara  $B$ . Jeżeli jednokierunkowa prędkość światła w tym kierunku ma wartość  $c^+$ , wtedy w chwili, gdy impuls światła dociera do zegara  $B$  należy na nim ustawić wartość

$$t'_B = t'_{A1} + D'/c^+ \quad (1)$$

Synchronizacja zegarów musi działać także w drugą stronę. Impuls światła odbija się natychmiast od zegara  $B$  i wraca do zegara  $A$ . Jeżeli jednokierunkowa prędkość światła na drodze powrotnej ma wartość  $c^-$ , wtedy w chwili, gdy impuls światła powraca do zegara  $A$  wskazuje on wartość

$$t'_{A2} = t'_B + D'/c^- \quad (2)$$



Rys. 2. Synchronizacja zegarów przy pomocy światła oznacza, że czas jest mierzony zegarami świetlnymi.

Na tej podstawie widzimy, że upływ czasu na zegarze  $A$  jest dokładnie taki sam jak łączny czas przepływu światła tam oraz z powrotem i wynosi

$$t'_{A2} - t'_{A1} = D'/c^+ + D'/c^- \quad (3)$$

Czas jaki potrzebuje sygnał świetlny na przebycie drogi  $A \rightarrow B \rightarrow A$  pełni funkcję wzorca do strojenia (ang. adjustment) zegara  $A$ . Czyli na zegarze  $A$  upływa dokładnie tyle samo czasu ile światło potrzebuje na przebycie drogi tam i z powrotem wzdłuż ramienia o długości  $D'$ . Wynika z tego, że zegar  $A$  odmierza czas identycznie jak zegar świetlny. **To dowodzi tezę.**

Zależność (3) możemy przekształcić do innej postaci

$$t'_{A2} - t'_{A1} = D' \left( \frac{1}{c^+} + \frac{1}{c^-} \right) = \frac{2D'}{\frac{1}{c^+} + \frac{1}{c^-}} = \frac{2D'}{c_{sr}} \quad (4)$$

Upływ czasu na zegarze  $A$  w jednym cyklu zależy od długości ramienia, wzdłuż którego przepływa światło, oraz od średniej prędkości  $c_{sr}$  światła na drodze tam i z powrotem. Warto zwrócić uwagę na to, że upływ czasu na zegarze  $A$  nie zależy od jednokierunkowych prędkości światła  $c^+$  oraz  $c^-$ , jeżeli  $c_{sr} = \text{constans}$  (założenie III).

Synchronizacja zegarów  $A$  oraz  $B$  zależy od jednokierunkowej prędkości światła  $c^+$ , dlatego synchronizacja zależy od tego na podstawie jakiej teorii realizowany jest ten proces (kinematyka klasyczna, Szczególna Teoria Względności czy któraś ze Szczególnych Teorii Eteru). Ale zegar  $B$  nie wpływa na to w jakim tempie zegar  $A$  mierzy czas. Wprawdzie w procesie synchronizacji impuls światła był wysyłany do zegara  $B$ , ale tempo w jakim zegar  $A$  odmierza czas zależy tylko od łącznego czasu jaki potrzebuje impuls świetlny na przejście drogi tam i z powrotem. Czyli zegar  $A$  odmierza czas dokładnie tak jak zegar świetlny. Ponieważ wnioski otrzymane dla zegara  $A$  dotyczą każdego zegara, dlatego wszystkie zegary synchronizowane światłem odmierzają czas dokładnie tak samo jak zegar świetlny.

Dzięki twierdzeniu o zegarze sygnałowym wiadomo, że we wszystkich kinematykach wzorcem czasu jest zegar sygnałowy (zegar świetlny). Dlatego wszystkie własności czasu w kinematykach wynikają z własności zegarów sygnałowych.

### 2.3. Pomiar czasu w układzie własnym zegara (w układzie inercyjnym)

Zegar świetlny spoczywa w układzie inercyjnym  $U'$ , poruszającym się względem uniwersalnego układu odniesienia  $U$  z prędkością  $v$ . Rozważamy przypadek, gdy ramię zegara jest równoległe do wektora prędkości  $v$ . Dla obserwatora z układu  $U'$  zegar zawsze jest wzorcem tej samej jednostki czasu. Tak samo dla obserwatora z układu  $U'$  długość ramienia zegara  $D'_x$  zawsze ma tę samą wartość dlatego, że ramię zegara jest tym samym co wzorec długości.

Dla obserwatora z uniwersalnego układu  $U$  długość ramienia zegara może zależeć od prędkości z jaką zegar porusza się względem niego. Oznaczmy tę długość symbolem  $D_x(v)$ . Jeżeli  $v = 0$ , wtedy długość ramienia zegara jest identyczna dla obserwatorów z układu  $U'$  oraz  $U$ , dlatego  $D'_x = D_x(0)$ .

Jeżeli zegar jest nieruchomy względem ośrodka, w którym propaguje światło (uniwersalny układ odniesienia  $U$ , eter) wtedy czas  $t'$ , w którym światło przechodzi drogę do zwierciadła oraz z powrotem wynosi

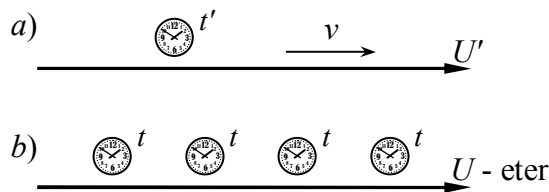
$$t' = \frac{2D_x(0)}{c} = \frac{2D'_x}{c} \quad (5)$$

Jeden cykl pracy takiego zegara świetlnego jest, dla obserwatora nieruchomego względem zegara, wzorcem czasu o wartości (5). Należy zauważyć, że jeżeli zegar wykonuje jeden cykl, to obserwator nieruchomy względem tego zegara zawsze ocenia to jako upływ czasu o tej samej wartości (5), niezależnie od tego, czy poruszają się względem uniwersalnego układu  $U$ , czy się nie poruszają.

Nie wiadomo jakie wartości mają jednokierunkowe prędkości światła  $c^+$  (gdy światło porusza się w kierunku zwierciadła) oraz  $c^-$  (gdy światło porusza się w drodze powrotnej do źródła światła) [11]. Ponieważ jednokierunkowe prędkości  $c^+$  oraz  $c^-$  mogą zależeć od kierunku propagacji światła lub od prędkości  $v$ , dlatego jednokierunkowy zegar świetlny, w którym sygnał przepływa tylko w jednym kierunku może nie być dobrym wzorcem czasu. Ale jeżeli średnia prędkość światła przepływającego po drodze do zwierciadła oraz z powrotem jest stała (założenie III), wtedy zegar dwukierunkowy jest stabilnym wzorcem jednostki czasu. Taka jednostka czasu nie będzie zależeć od kierunku emisji światła, czyli sposobu ustawienia zegara świetlnego, ani od prędkości  $v$ . Dlatego w tym artykule będziemy posługiwali się dwukierunkowym zegarem świetlnym.

### 2.4. Pomiar czasu z uniwersalnego układu odniesienia

Rozważymy sytuację przedstawioną na rysunku 3.



Rys. 3. Porównanie upływu czasu:

a) zegar poruszający się względem eteru, b) zegary nieruchome względem eteru.

Dysponujemy kilkoma identycznymi zegarami świetlnymi. Jeden z tych zegarów umieszczamy w układzie inercyjnym  $U'$ , natomiast pozostałe rozkładamy w uniwersalnym układzie  $U$ . Zegary znajdujące się w uniwersalnym układzie  $U$  synchronizujemy przy pomocy światła, które w uniwersalnym układzie  $U$  ma prędkość o znanej jednokierunkowej wartości  $c$  (założenie II). Zegar z układu  $U'$  przelatuje obok zegarów znajdujących się w układzie  $U$ , dlatego ich wskazania mogą być porównywane. Poniżej zostanie wykazane, że pomimo tego, że wszystkie

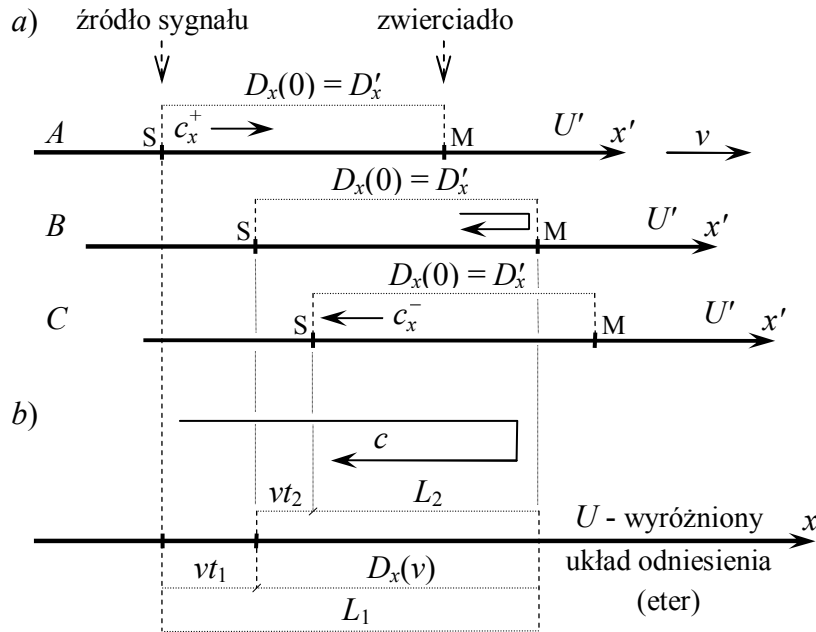
zegary są identyczne, to w czasie, gdy zegar z układu  $U'$  wykona jeden cykl, zegary z układu  $U$  wykonają inną liczbę cykli. Właśnie to zjawisko jest dylatacją czasu.

W tym celu wykonamy analizę drogi jaką pokonuje światło zegara znajdującego się w układzie  $U'$ , z perspektywy obserwatora znajdującego się w układzie  $U$  (rysunek 4). Rozważamy przypadek, gdy ramię zegara jest równoległe do wektora prędkości  $v$  z jaką porusza się zegar. Wymiary równoległe do prędkości  $v$  będziemy oznaczali indeksem  $x$ , czyli w tym przypadku długość ramienia zegara wynosi  $D_x(0) = D'_x$  w układzie  $U'$  oraz  $D_x(v)$  w układzie  $U$ .

Na rysunku 4, w części  $A$ , pokazana jest chwila, gdy impuls światła jest wysyłany ze źródła (S). W części  $B$  pokazana jest chwila, gdy impuls światła odbija się od zwierciadła (M). W części  $C$  pokazana jest chwila, gdy impuls światła powrócił do źródła (S).

Z perspektywy układu  $U'$  światło przebywa drogę do zwierciadła o długości  $D'_x$ , w czasie  $t'_1$ , z prędkością  $c_x^+$ . Wracając do źródła światło przebywa drogę o tej samej długości  $D'_x$ , w czasie  $t'_2$ , z prędkością  $c_x^-$ . Jeżeli zegar wykona jeden cykl, to według obserwatora znajdującego się w tym samym układzie inercyjnym  $U'$  mija czas  $t' = t'_1 + t'_2$  o wartości (5).

Ponieważ wymiary ciał poruszających się względem uniwersalnego układu odniesienia mogą ulegać zmianie, dlatego z perspektywy układu  $U$  odległość pomiędzy źródłem światła oraz zwierciadłem oznaczymy przez  $D_x(v)$ .



Rys. 4. Zegar świetlny:

- a) droga impulsu świetlnego widziana z układu  $U'$ , w którym znajduje się zegar,  
 b) droga impulsu świetlnego widziana z układu  $U$ , w którym propaguje światło.

Z perspektywy układu  $U$  światło przebywa drogę do zwierciadła o długości  $L_1$ , w czasie  $t_1$ , z prędkością  $c$ . Wracając do źródła światło przebywa drogę o długość  $L_2$ , w czasie  $t_2$ , z taką samą prędkością  $c$ . Na podstawie rysunku 4 (część b) otrzymujemy

$$L_1 = D_x(v) + v \cdot t_1, \quad L_2 = D_x(v) - v \cdot t_2 \quad (6)$$

$$t_1 = \frac{L_1}{c} = \frac{D_x(v) + v \cdot t_1}{c}, \quad t_2 = \frac{L_2}{c} = \frac{D_x(v) - v \cdot t_2}{c} \quad (7)$$

Zależności (7) należy rozwiązać ze względu na  $t_1$  oraz  $t_2$ . Otrzymujemy wówczas czas oraz drogę przepływu światła w układzie  $U$  w postaci

$$t_1 = \frac{D_x(v)}{c-v}, \quad t_2 = \frac{D_x(v)}{c+v} \quad (8)$$

$$L_1 = c \cdot t_1 = D_x(v) \frac{c}{c-v}, \quad L_2 = c \cdot t_2 = D_x(v) \frac{c}{c+v} \quad (9)$$

Gdy impuls światła wykonuje jeden cykl wtedy dla obserwatora z układu  $U$  sygnał świetlny pokonuje drogę  $L_1 + L_2$ . Dlatego dla obserwatora z układu  $U$  mija czas  $t$  jaki światło potrzebuje w tym układzie na pokonanie drogi  $L_1 + L_2$ .

$$t = t_1 + t_2 = \frac{L_1}{c} + \frac{L_2}{c} = \frac{D_x(v)}{c-v} + \frac{D_x(v)}{c+v} = D_x(v) \frac{(c+v) + (c-v)}{(c-v)(c+v)} = \frac{2c D_x(v)}{c^2 - v^2} \quad (10)$$

$$t = \frac{2D_x(v)}{c} \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (11)$$

W czasie jednego cyklu zegara świetlnego dla obserwatora z układu  $U'$  mija czas podany wzorem (5), natomiast dla obserwatora z uniwersalnego układu odniesienia  $U$  mija czas podany wzorem (11). Czyli ci obserwatorzy inaczej oceniają upływ czasu. Gdy podzielimy stronami równanie (11) przez równanie (5), wtedy otrzymujemy wzór na dylatację czasu w postaci

$$t = t' \frac{D_x(v)}{D_x(0)} \frac{1}{1 - (v/c)^2} = t' \frac{D_x(v)}{D'_x} \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (12)$$

Dylatacja czasu zależy od prędkości  $v$  z jaką porusza się zegar (czyli od prędkości układu  $U'$  względem układu  $U$ ) oraz od tego w jaki sposób skracają się wymiary podłużne ciał poruszających się względem ośrodka propagacji światła (czyli od wartości  $D_x(v)/D'_x$ ). Dylatacja czasu zależy także od prędkości  $c$  z jaką porusza się sygnał.

Z wyprowadzonego wzoru (12) wynika, że

$$\frac{\text{liczba cykli zegara w } U}{\text{liczba cykli zegara w } U'} = \frac{D_x(v)}{D'_x} \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (13)$$

Czyli jeżeli na ten sam zegar świetlny znajdujący się w układzie  $U'$  patrzy dwóch obserwatorów, jeden jest nieruchomy względem zegara (układ inercjalny  $U'$ ), drugi jest nieruchomy względem eteru (uniwersalny układ odniesienia  $U$ ) to dla nich zegar ten odmierza czas inaczej. Wynika to z tego, że dla obserwatora z układu  $U'$  rozważany zegar jest wzorcem czasu, natomiast dla obserwatora z układu  $U$  wzorcem czasu są zegary nieruchome w jego układzie  $U$ . Ponieważ prędkość  $v$  z jaką zegar porusza się względem uniwersalnego układu odniesienia wpływa na szybkość jego tykania, dlatego wzorce czasu tych dwóch obserwatorów działają inaczej.

Wynika z tego, że dylatacja czasu jest naturalną własnością zegara świetlnego.

Wartość  $c$  występująca we wzorze (12) oraz (13) nie musi być prędkością światła w próżni, ale może być prędkością dowolnego sygnału rozprzestrzeniającego się w ośrodku, np. prędkością dźwięku w powietrzu lub wodzie.

## 2.5. Pomiar czasu przez ruchomy zegar z dowolnie ustawionym ramieniem

Istotnym zagadnieniem jest to, czy sposób w jaki zegar świetlny odmierza czas zależy od jego położenia w układzie inercjalnym  $U'$ , czyli od kąta nachylenia ramienia zegara względem wektora prędkości  $v$  z jaką zegar porusza się względem eteru. W rozdziałach 2.3 oraz 2.4 analizowany był tylko przypadek, w którym ramię zegara jest równoległe do wektora prędkości  $v$  (rysunek 4). Jeżeli sposób odmierzenia czasu przez zegar świetlny zależałby od kąta nachylenia,

wtedy, aby wskazania zegara były stabilne nie można byłoby zegara obracać. W takiej rzeczywistości praktyczne zastosowanie zegara świetlnego byłoby utrudnione.

Eksperymenty Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndike polegają w istocie na porównaniu wskazań dwóch zegarów świetlnych, których ramiona są nachylone w stosunku do siebie. Z uznawanych oficjalnie wyników tych eksperymentów wynika, że średnia prędkość światła w próżni zawsze jest stała w układach inercjalnych dostępnych dla eksperymentów. Dowodzi to, że w warunkach rzeczywistych zegar świetlny odmierza czas w sposób niezależny do kąta nachylenia ramienia. Gdyby się jednak okazało, że eksperymenty Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndikea dają pewien nieznaczny wynik pozytywny [6, 7], wtedy sposób odmierzenia czasu przez zegar świetlny zależałby w jakimś stopniu od kąta nachylenia tego zegara w stosunku do prędkości  $v$ .

W artykułach [11] oraz [12] wyprowadzone zostały wszystkie transformacje linowe (bez obrotów), dla których średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem jest zawsze stała. Każda z tych transformacji jest zgodna z wynikami eksperymentów Michelsona-Morleya oraz Kennedyego-Thorndike. W kinematykach opartych na takich transformacjach czas przepływu światła wzdłuż ramienia zegara świetlnego (na drodze tam i z powrotem) nie zależy od kąta nachylenia tego ramienia do wektora prędkości  $v$ . Dlatego w tych kinematykach czas odmierzany przy pomocy zegara świetlnego nie zależy od położenia zegara świetlnego w układzie inercjalnym. Takimi kinematykami są Szczególna Teoria Względności oraz Szczególne Teorie Eteru.

W dalszej części artykułu będziemy przyjmowali, że obowiązuje kinematyka oparta na jednej z licznych transformacji wyprowadzonych w artykule [11]. W każdej z tych kinematyk zegar świetlny odmierza czas w sposób niezależny od nachylenia ramienia zegara. Dlatego we wszystkich takich kinematykach obowiązują wzory na dylatację czasu w postaci (11) oraz (12) niezależnie od tego w jaki sposób ustawiony jest zegar.

### 3. Dylatacja czasu w różnych kinematykach

#### 3.1. Kinematyka klasyczna

W kinematyce klasycznej (Galileusza) nie występuje skrócenie długości, dlatego  $D(v) = D'$  (dla każdego kąta nachylenia). Zegar świetlny bez skrótów będziemy nazywali klasycznym zegarem świetlnym. W takim przypadku dylatacja czasu (12) przyjmuje postać

$$t_{\parallel} = t'_{\parallel} \frac{1}{1 - (v/c)^2} \quad (14)$$

Wzór (14) dotyczy tylko przypadku, w którym ramię zegara oraz wektor prędkości  $v$  są do siebie równoległe. Dlatego przy symbolu  $t$  znajduje się oznaczenie  $\parallel$ .

Pierwotnie uważano, że uniwersalny układ odniesienia, w którym propaguje światło (eter) występuje w ramach kinematyki klasycznej. Dlatego Michelson oraz Morley zaplanowali swój eksperyment na podstawie przewidywań wynikających z kinematyki klasycznej, do której wprowadzony został eter. Wzór (14) pokazuje, że jeżeli w takim modelu zegary zostaną zsynchronizowane przy pomocy światła, to będzie w nim występowała dylatacja czasu opisana tym wzorem.

Ponieważ w kinematyce klasycznej z eterem, średnia prędkość światła zależy od kierunku emisji (§1.3 [4]), dlatego w tej teorii dylatacja czasu zależy od nachylenia ramienia zegara świetlnego w stosunku do wektora prędkości  $v$ . Właśnie na wykrycie tego efektu, choć zapewne to inaczej rozumieli, liczyli w swoim eksperymencie Michelson oraz Morley.

Dylatacji czasu w kinematyce klasycznej z eterem nie będzie tylko wtedy, gdy prędkość  $c = \infty$ , albo równoważnie, gdy  $v \ll c$  ponieważ wtedy dylatacja czasu jest niemierzalna. Wtedy



wzór (14) upraszcza się do postaci  $t = t'$ . Dlatego we wstępie tego artykułu napisane zostało, że w kinematyce klasycznej nie występuje dylatacja czasu.

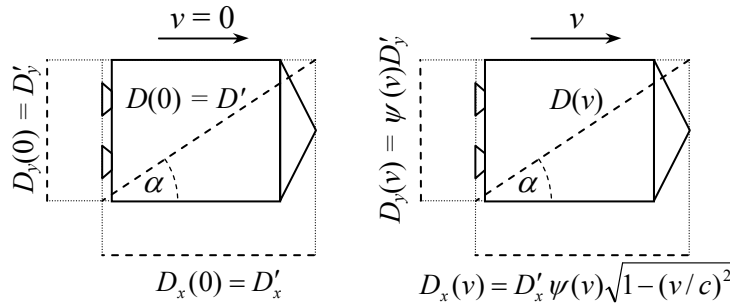
### 3.2. Kinematyki Szczególnych Teorii Eteru

W artykule [11] wyprowadzona została cała klasa kinematyk (transformacji) Szczególnej Teorii Eteru, które są zgodnie z wynikami eksperymentu Michelsona-Morleya. W kinematykach tych w każdym układzie inercjalnym średnia prędkość światła jest stała (spełnione jest założenie III). Dlatego zegary świetlne odmierzają czas niezależnie od ich nachylenia w stosunku do prędkości  $v$  z jaką poruszają się względem eteru.

Skrócenie podłużne (czyli w kierunku równoległym do prędkości  $v$ ) w STE wyraża się wzorem wyprowadzonym w artykule [11] o postaci

$$D_x(v) = D_x(0) \xi(v) = D_x(0) \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} = D'_x \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (15)$$

Parametr  $\psi(v)$  opisuje skrócenie poprzeczne (czyli prostopadłe do prędkości  $v$ ), którym różnią się pomiędzy sobą kinematyki Szczególnych Teorii Eteru. W kinematykach tych skrócenie poprzeczne jest ściśle związane ze skróceniem podłużnym. Jest to wymuszone tym, że w każdym układzie odniesienia średnia prędkość światła jest zawsze stała (założenie III). Wymiary ciała w ruchu zostały przedstawione na rysunku 5.



Rys. 5. Wymiary ciała w STE widziane przez obserwatora nieruchomego względem eteru.

Na podstawie (15) dylatacja czasu (12) przyjmuje w STE postać

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

Czas  $t$  jest zawsze mierzony przez zegary nieruchome względem eteru, natomiast czas  $t'$  jest mierzony przez zegary nieruchome względem układu inercjalnego poruszającego się w eterze z prędkością  $v$ . Z wzoru (16) wynika, że w każdej kinematyce STE występuje inna dylatacja czasu.

W Szczególnej Teorii Eteru bez skrócenia poprzecznego  $\psi(v) = 1$ . W tej teorii dylatacja czasu wyraża się identycznym wzorem jak w Szczególnej Teorii Względności, czyli

$$\psi(v) = 1 \Leftrightarrow^{STE} t = t' \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (17)$$

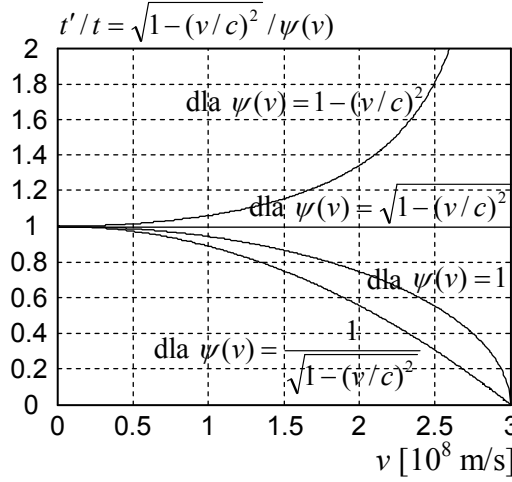
Istnieje STE, w której nie występuje dylatacja czasu. Jest to teoria, w której skrócenie poprzeczne wyraża się wzorem

$$\psi(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (18)$$

Wtedy wszystkie zegary odmierzają czas tak samo niezależnie od stanu ich ruchu. Wynika to z tego, że na podstawie (18) wzór (16) przyjmuje postać

$$\psi(v) = \sqrt{1 - (v/c)^2} \stackrel{\text{STE}}{\Leftrightarrow} t = t' \quad (19)$$

Na rysunku 6 zostały przedstawione wykresy dylatacji czasu dla czterech przykładowych Szczególnych Teorii Eteru.



Rys. 6. Dylatacja czasu dla czterech kinematyk Szczególnej Teorii Eteru. Wykresy przedstawiają stosunek czasu  $t'$  mierzonego w układzie inercjalnych do czasu  $t$  mierzonego w uniwersalnym układzie odniesienia.

Wyznamy teraz kilka dodatkowych formuł, które będą nam potrzebne w dalszej części artykułu.

Wymiar ciała mierzony pod dowolnym kątem w stosunku do kierunku prędkości  $v$  został oznaczony przez  $D(0) = D'$  oraz  $D(v)$ , czyli bez indeksów  $x$  oraz  $y$ . Jeżeli kąt  $\alpha'$  jest mierzony w układzie własnym ciała, wtedy zgodnie z wzorami podanymi na rysunku 5 zachodzi

$$D(v) = \sqrt{D_x^2(v) + D_y^2(v)} = \sqrt{(D'_x \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2})^2 + (D'_y \psi(v))^2} \quad (20)$$

$$D(v) = \sqrt{(D' \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2} \cos \alpha')^2 + (D' \psi(v) \sin \alpha')^2} \quad (21)$$

$$D(v) = \sqrt{(D' \psi(v) \cos \alpha')^2 (1 - (v/c)^2) + (D' \psi(v) \sin \alpha')^2} \quad (22)$$

$$D(v) = \sqrt{(D' \psi(v))^2 - (D' \psi(v) \cos \alpha')^2 (v/c)^2} \quad (23)$$

Ostatecznie otrzymujemy zależność na skrócenie pod dowolnym kątem  $\alpha'$  w postaci

$$D(v) = D' \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2 \cos^2 \alpha'} \quad (24)$$

Ponieważ w STE ciała w ruchu ulegają deformacjom w inny sposób w kierunku podłużnym oraz poprzecznym (rysunek 5), dlatego w układach inercjalnych nie są zachowane kąty. Niech kąt mierzony w układzie spoczynkowym ciała jako  $\alpha'$  ma w układzie eteru wartość  $\alpha$ . Postępując w symetryczny sposób jak w przypadku wzorów (20)-(24) można zależność na skrócenie pod dowolnym kątem  $\alpha$  wyprowadzić w postaci

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

Na podstawie (24)-(25) otrzymujemy wzór wiążący kąt  $\alpha$  oraz  $\alpha'$  w postaci

$$\sqrt{1 - (v/c)^2 \cos^2 \alpha'} = \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}} \quad (26)$$

Po przekształceniach formuły (26) otrzymujemy inne wzory wiążące kąt  $\alpha$  oraz  $\alpha'$  w postaci

$$\cos^2 \alpha' = \frac{1 - \sin^2 \alpha}{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha} \quad \wedge \quad \sin^2 \alpha = \frac{1 - \cos^2 \alpha'}{1 - (v/c)^2 \cos^2 \alpha'} \quad (27)$$

Czas trwania jednego cyklu zegara świetlnego jest opisany we wzorze (11) przy pomocy długości ramienia zegara, ale tylko wtedy, gdy ramię jest równoległe do wektora prędkości  $v$ . Wyznamy teraz ogólniejszy wzór dla STE, w którym czas trwania jednego cyklu będzie opisany długością ramienia tworzącego z wektorem prędkości  $v$  dowolny kąt  $\alpha$ . Jeżeli zegar świetlny jest nieruchomy względem eteru, wtedy długość jego ramienia, niezależnie od kąta jego nachylenia, jest dla obserwatora z eteru taka sama. Dlatego dla ramion identycznych zegarów możemy zapisać

$$D(0) = D' = D_x(0) = D_y(0) \quad (28)$$

Jeżeli identyczne zegary świetlne poruszają się względem eteru z prędkością  $v$ , wtedy dla obserwatora z eteru, ramię równoległe do prędkości  $v$  ma długość  $D_x(v)$ , natomiast ramię nachylone pod kątem  $\alpha$  do prędkości  $v$  ma długość  $D(v)$  (rysunek 5). W STE zegary te odmierzają czas identycznie, ale długości ich ramion dla obserwatora z eteru nie są równe w ogólnym przypadku. Aby wyznaczyć związek pomiędzy długościami ramion tych dwóch zegarów podzielimy stronami wzór (25) przez (15) oraz uwzględnimy (28). Otrzymamy wtedy

$$D_x(0) = D(0) \Rightarrow D_x(v) = D(v) \sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha} \quad (29)$$

Szukany wzór opisujący czas  $t$ , mierzony w układzie eteru, trwania jednego cyklu zegara świetlnego, na podstawie długości ramienia  $D(v)$  o dowolnym nachyleniu, otrzymujemy po uwzględnieniu wzoru (29) we wzorze (11)

$$t = \frac{2D(v) \sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}}{c} \quad (30)$$

Jeżeli do tego wzoru wstawimy wzór (25) otrzymamy inną jego wersję w postaci

$$t = \frac{2D(0)}{c} \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = \frac{2D'}{c} \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (31)$$

Wzór (30) jest wyrażony od długości ruchomego ramienia mierzonego z układu eteru. Natomiast wzór (31) jest wyrażony od długości jaką miałoby ramię w eterze, gdyby się nie poruszało. Warto zwrócić uwagę, że w drugim przypadku do obliczenia czasu  $t$  trwania jednego cyklu zegara świetlnego nie jest potrzebna znajomość kąta  $\alpha$  ani  $\alpha'$ , ale jest potrzebna funkcja skrócenia porzecznego  $\psi(v)$ .

### 3.3. Kinematyka Szczególnej Teorii Względności

We współczesnej fizyce powszechnie uważa się, że dylatacja czasu jest własnością czasoprzestrzeni. W tym artykule wykazane zostało, że jest to własność zegara świetlnego. Ważny jest mechanizm zegara świetlnego, a nie czasoprzestrzeń. Ideę czasoprzestrzeni o dziwnych własnościach wprowadzono do fizyki zapewne z powodu trudności w zinterpretowaniu matematyki, na której opiera się Szczególna Teoria Względności oraz diagramów czasoprzestrzennych (ang. spacetime diagram) jakie zaproponował Hermann Minkowski.

W artykule [12] wykazane zostało, że matematykę, na której opiera się STW można inaczej interpretować. Według tej interpretacji zegary w układach inercjalnych są w STW rozsynchronizowane w stosunku do zegarów nieruchomych względem eteru. Jeżeli się je zsynchronizuje (co sprowadza się do przyjęcia, że parametr  $e(v) = 0$ ) wtedy STW przekształca się do STE bez skrócenia poprzecznego. Dlatego w STW wzór na dylatację czasu jest identyczny jak wzór (17) dla STE bez skrócenia poprzecznego.

W STW rozsynchronizowanie zegarów jest dokładnie takie, że zaciiera się różnica pomiędzy układami inercjalnymi oraz uniwersalnym układem odniesienia [12]. Pomiary każdego obserwatora oparte na tak rozsynchronizowanych zegarach są takie same jak pomiary obserwatora z uniwersalnego układu odniesienia. Dlatego każdy obserwator na podstawie swoich zegarów określa dylatację zgodnie z wzorem (17), czyli tak jakby sam znajdował się w uniwersalnym układzie odniesienia. W ten sposób wszystkie układy inercjalne stają się nierozróżnialne.

#### 4. Nie ma powodów twierdzić, że prędkość światła w próżni jest prędkością maksymalną

Na podstawie (16) otrzymujemy, że w kinematykach, w których jest spełniony warunek

$$\lim_{v \rightarrow c} \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} = 0 \quad (32)$$

jeżeli upływ czasu w eterze  $t < \infty$ , wtedy upływ czasu w układzie inercjalnym ma wartość

$$\lim_{v \rightarrow c} t' = 0 \quad (33)$$

Wynika z tego, że w kinematykach spełniających warunek (32) zegary świetlne poruszające się z prędkościami  $v \approx c$  przestają działać. Jeżeli w takiej kinematyce zegar świetlny porusza się z prędkością światła lub większą, wtedy nie odmierza czasu ( $t' = 0$ ). Jest to spowodowane tym, że impuls świetlny poruszający się w eterze wolniej niż zegar nie może dogonić zwierciadła lub źródła (w zależności od tego, w jakim kierunku jest ustawione ramię zegara świetlnego).

W kinematykach, które spełniają warunek (32) nie jest możliwe opisywanie procesów w układach inercjalnych, które poruszają się z prędkościami światła lub większymi. W takich układach inercjalnych nie działają zegary świetlne, czyli nie jest możliwe mierzenie upływu czasu. W zapisie matematycznym wyraża się to w ten sposób, że gdy  $v \rightarrow c$ , wtedy w transformacjach czasu pojawiają się osobliwości. Nie oznacza to jednak, że istnieją jakieś powody fizyczne zabraniające ciałom osiągać prędkości światła w próżni, lub prędkości większej od prędkości światła w próżni.

Kinematykę można oprzeć na zegarach świetlnych wykorzystujących impulsy świetlne rozprzestrzeniające się w jakimś ośrodku z prędkością  $c_s < c$ . Tak mogłaby zrobić jakaś cywilizacja, która żyłaby w ośrodku materialnym spowalniającym światło, dla której niedostępna byłaby próżnia. W ich atmosferze prędkość światła zawsze wynosiłaby, np.  $c_s = c/2$ . W ich transformacjach występowałaby zawsze prędkość  $c_s$ , a nie prędkość  $c$ . Ich transformacje przestawałyby działać, dla układów inercjalnych poruszających się z prędkością  $c_s$ . Gdyby oni zinterpretowali to w taki sam sposób, jak interpretuje się wartość  $c$  według naszej współczesnej fizyki, to twierdziliby, że  $c_s$  jest maksymalną prędkością, której nie można przekroczyć. Tak oczywiście nie jest, a ich transformacje przestawałyby działać dla prędkości  $c_s$ , lub większych, tylko dlatego, że dla takich prędkości nie działa zegar świetlny oparty na sygnale propagującym z prędkością  $c_s$ .

Jeżeli zegar świetlny wykorzystywałby sygnał poruszający się z prędkością  $c_s > c$ , wtedy transformacje oparte na takim zegarze świetlnym będą działały, także dla prędkości większych niż prędkość światła w próżni. W skrajnym przypadku, gdy  $c_s = \infty$  zegar świetlny działa prawidłowo

we wszystkich układach inercjalnych, niezależnie od ich prędkości. Dlatego w takim przypadku transformacje działają dla układów inercjalnych poruszających się z dowolnie dużymi prędkościami. Tak właśnie jest w kinematyce klasycznej.

W analogiczny sposób, gdyby w kinematyce klasycznej oprzeć się na zegarze sygnałowym wykorzystującym sygnał dźwiękowy propagujący w powietrzu (około 340 m/s), wtedy odpowiednie transformacje przestawałyby działać dla prędkości takich jak prędkość dźwięku. Nie oznacza to jednak, że prędkość dźwięku w powietrzu jest prędkością nieprzekraczalną.

Natomiast we wszystkich kinematykach, które nie spełniają warunku (32) wymiary ciał poruszających się z prędkością  $v \rightarrow c$  dążą dla nieruchomego obserwatora do wartości zerowych. Jest tak ponieważ

$$\lim_{v \rightarrow c} \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} > 0 \quad \Rightarrow \quad \lim_{v \rightarrow c} \psi(v) \leq \lim_{v \rightarrow c} \sqrt{1 - (v/c)^2} = 0 \quad (34)$$

W kinematykach, w których warunek (32) nie jest spełniony długość ramienia zegara skraca się z powodu ruchu (rysunek 5) bardziej niż zwalnia klasyczny zegar świetlny (wzór (14)). Jeżeli klasyczny zegar świetlny porusza się względem eteru wtedy dla nieruchomego obserwatora światło wolniej przebywa drogę tam i z powrotem. W kinematykach nie spełniających warunku (32) ramię skraca się tak bardzo, że to kompensuje efekt spowalniania klasycznego zegara świetlnego. Jeżeli ramię zegara skraca się wystarczająco bardzo, to zegar w ruchu może odmierzać czas szybciej niż zegar nieruchomy (pokazuje to jeden z przykładów na rysunku 6, gdzie  $t' > t$ ).

Także w kinematykach, które nie spełniają warunku (32) transformacje przestają działać dla układów inercjalnych poruszających się z prędkościami większymi od  $c$ . W przypadku tych kinematyk przyczyną jest zmniejszenie się wymiarów wzorców długości do wartości zerowych, gdy  $v \rightarrow c$  (długości ramion zegarów świetlnych stają się zerowe). Dlatego transformacje nie opisują wymiarów ciał poruszających się z prędkościami  $v > c$ , a w konsekwencji nie opisują działania zegarów świetlnych, ale to nie oznacza, że prędkość światła w próżni jest prędkością nieprzekraczalną. Po prostu teoria nie wypowiada się na temat tego, co dzieje się z wymiarami ciał po przejściu przez osobliwość, gdy ich wymiary były zerowe.

Z przedstawionej w tym rozdziale analizy wynika, że nie ma teoretycznych powodów, aby twierdzić, że prędkość światła w próżni jest prędkością nieprzekraczalną. Jeżeli transformacje współrzędnych położenia oraz czasu przestają działać w układach inercjalnych poruszających się z prędkościami  $v = c$ , lub prędkościami większymi, to tylko dlatego, że zegary świetlne nie mogą być wzorcami czasu w takich układach inercjalnych.

Oczywiście nie wiadomo, czy prędkość światła w próżni jest prędkością maksymalną, czy nie jest. W artykule wykazane zostało tylko to, że jeżeli faktycznie prędkość światła w próżni jest fizycznie nieprzekraczalna to nie wynika to ze Szczególnej Teorii Względności, ani ze Szczególnych Teorii Eteru. Dogmat obowiązujący we współczesnej fizyce, że prędkość światła w próżni jest nieprzekraczalna nie ma obecnie żadnych podstaw teoretycznych.

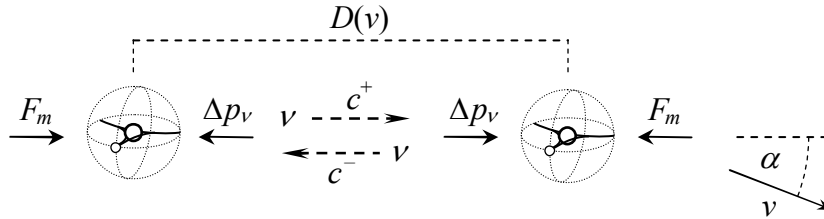
## 5. Skrócenie podłużne (Lorentza-FitzGeralda) oraz skrócenie poprzeczne

W tym rozdziale został zaproponowany model wyjaśniający mechanizm skrócenia (lub wydłużenia) ciał poruszających się względem uniwersalnego układu odniesienia, w którym propaguje światło. Według przedstawionego wyjaśnienia skrócenie ciał w ruchu jest spowodowane wpływem tego ruchu na stan równowagi atomów w ciele stałym. Na atomy działają co najmniej dwa przeciwstawne oddziaływania. Średnia odległość atomów wynika ze stanu równowagi pomiędzy tymi oddziaływaniami. Jedno z tych oddziaływań ma związek z zegarem świetlnym.

Na rysunku 7 przedstawione są dwa atomy jakiegoś ciała stałego, które znajduje się w równowadze termicznej. Rozważane atomy znajdują się w średniej odległości  $D(v)$  i poruszają

względem eteru z prędkością  $v$ . Kąt pomiędzy kierunkiem wyznaczonym przez atomy oraz kierunkiem prędkości  $v$  ma wartość  $\alpha$  (jest to kąt mierzony w układzie eteru).

Każdy atom jest pod wpływem dwóch oddziaływań. Jedno z nich przekazuje atomom pęd  $\Delta p_v$  i powoduje, że atomy odpychają się od siebie. Drugie działa na atomy siłą  $F_m$  i powoduje, że atomy przyciągają się do siebie. Na rysunku 8 zostały przedstawione przykładowe wartości tych oddziaływań dla ustalonej wartości prędkości  $v$ . Stabilna jest tylko odległość  $D_s$  pomiędzy atomami. Jeżeli odległość ta trochę się zwiększy, wtedy siła przyciągająca jest większa od siły odpychającej. Jeżeli odległość ta się zmniejszy, wtedy siła odpychająca jest większa od siły przyciągającej. Jeżeli odległość atomów wzrośnie powyżej odległości  $D_n$ , wtedy następuje trwałe zerwanie wiązania międzycząsteczkowego ponieważ siła odpychająca staje się większa od przyciągającej.

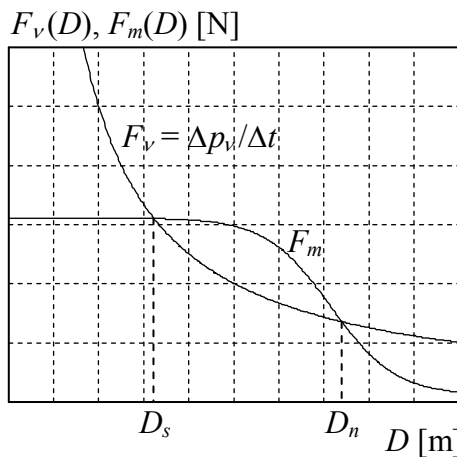


Rys. 7. Na atomy działają dwa przeciwstawne oddziaływania. Średnia odległość atomów jest wynikiem stanu równowagi pomiędzy tymi oddziaływaniami.

Opiszemy teraz działanie odpychające. Atomy emitują oraz pochłaniają fotony o częstotliwości  $\nu$ , które propagują w eterze. W stanie równowagi termicznej pomiędzy atomami przelatuje, tam i z powrotem,  $n$  fotonów w czasie  $\Delta t(v)$ . Dla uproszczenia przyjmijmy, że te fotony odbijają się sprężysto od atomów. Atomy oraz przelatujące pomiędzy nimi fotony tworzą zegar świetlny. Za każdym razem, gdy foton odbije się od atomu przekazuje mu pęd o wartości

$$\Delta p_v = 2 \frac{h}{\lambda} = 2 \frac{\nu h}{c} \quad (35)$$

gdzie:  $\lambda$  jest długością fali przypisanej fotonowi,  $\nu$  jest częstotliwością tej fali,  $h$  jest stałą Plancka, natomiast  $c$  jest prędkością światła w próżni (średnią na drodze tam i z powrotem).



Rys. 8. Przykładowe wartości oddziaływań pomiędzy atomami ciała stałego dla ustalonej wartości prędkości  $v$ .  $F_v(D)$  jest siłą odpychającą,  $F_m(D)$  jest siłą przyciągającą.

Czyli fotony przelatujące pomiędzy atomami rozpychają je i tworzą ciśnienie wewnętrzne. Siła jest zmianą pędu w czasie. Dlatego średnia siła z jaką działa  $n$  fotonów na jeden atom wynosi

$$F_v = \frac{n \Delta p_v}{\Delta t(v)} = 2 \frac{n \nu h}{c \Delta t(v)} \quad (36)$$

Przyjmujemy, że liczba  $n$  fotonów nie zależy od odległości atomów  $D(v)$ . Czas  $\Delta t(v)$  jaki potrzebuje foton, aby przebyć drogę pomiędzy atomami, tam i z powrotem, jest opisany wzorem (30) oraz (31). Po podstawieniu tych wzorów do (36) otrzymujemy

$$F_v = \frac{n v h}{D} \frac{1 - (v/c)^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}} \quad (37)$$

$$F_v = \frac{n v h}{D'} \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} \quad (38)$$

Siła (37) odpychająca atomy jest odwrotnie proporcjonalna do ich odległości  $D(v)$ , tak jak zostało to przedstawione na rysunku 8. Wynika to z własności zegara świetlnego, który spowalnia odmierzenie czasu, gdy zwiększa się długość jego ramienia.

Opiszemy teraz działanie przyciągające. Atomy pokazane na rysunku 7 są ściskane przez siłę  $F_m$  przyciągania międzycząsteczkowego (ang. intermolecular force). W tym artykule nie rozstrzygamy natury tego oddziaływania. Chcemy tak dobrać wartości siły  $F_m$ , aby atomy pozostawały w równowadze, gdy są w odległości  $D_s$ . Chcemy także, aby odległość pomiędzy atomami zależała od prędkości  $v$  w sposób zgodny ze wzorem (25). Dla takiej siły  $F_m$  wymiary ciała będą się zmieniały, jeżeli zmieni się jego prędkość względem eteru, zgodnie z przewidywaniami relatywistyki.

Atomy będą w równowadze w odległości  $D_s$  jeżeli będzie zachodziła równowaga sił przyciągającej oraz odpychającej

$$F_m(v, D_s, \alpha) = F_v(v, D_s, \alpha) \quad (39)$$

Po podstawieniu wzoru (37) otrzymujemy

$$F_m(v, D_s, \alpha) = \frac{n_s v_s h}{D_s} \frac{1 - (v/c)^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}} \quad (40)$$

Na podstawie zależności (38) można wzór na siłę przyciągającą  $F_m$  zapisać w innej postaci

$$F_m(v, D'_s) = \frac{n_s v_s h}{D'_s} \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} \quad (41)$$

Wzory (40) oraz (41) przedstawiają wartość siły wiązania międzycząsteczkowego tylko w punkcie stabilnym  $D_s$  lub  $D'_s$ , pokazanym na rysunku 8. Dla pozostałych wartości  $D$  funkcja  $F_m$  może przyjmować różne wartości. Czyli w ogólnym przypadku możemy zapisać następujące zależności na funkcję  $F_m$

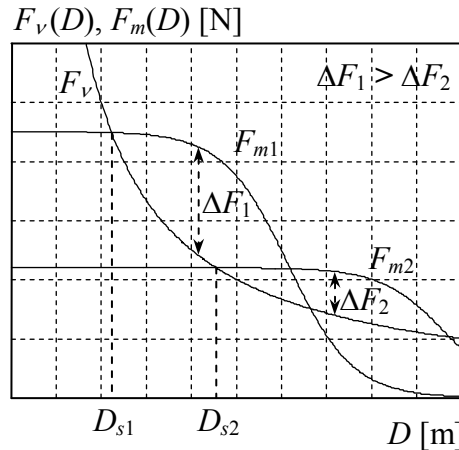
$$\begin{cases} F_m(v, D, \alpha) = \frac{n_s v_s h}{D_s} \frac{1 - (v/c)^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}} f_m(v, D, \alpha) \\ f_m(v, D_s = \frac{D'_s \psi(v) \sqrt{1 - (v/c)^2}}{\sqrt{1 - (v/c)^2 \sin^2 \alpha}}, \alpha) = 1 \end{cases} \quad (42)$$

$$\begin{cases} F_m(v, D') = \frac{n_s v_s h}{D'_s} \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} f_m(v, D') \\ f_m(v, D'_s) = 1 \end{cases} \quad (43)$$

Funkcja  $f_m$  występująca we wzorach (42) oraz (43) jest dowolną funkcją dodatnią i ciągłą, która jedynie musi spełniać podany tam jeden warunek. Dla ustalonej wartości prędkości  $v$  oraz

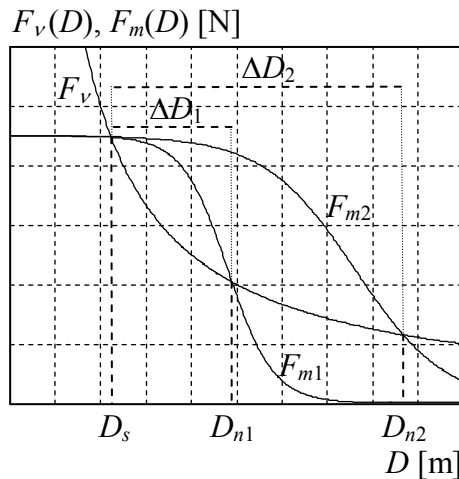
kąta  $\alpha$  wartości tej funkcji zależą jedynie od odległości  $D$  lub  $D'$  atomów. To właśnie funkcja  $f_m$  zdecydowała o przykładowym kształcie wykresu siły  $F_m$  na rysunku 8.

Model przedstawiony w tym rozdziale może być zastosowany do interpretacji znanych fizycznych własności ciał. Na przykład na rysunku 9 przedstawione zostały przykładowe różnice pomiędzy ciałem twardym oraz ciałem miękkim. Twardsze jest takie ciało, dla którego odkształcenie odległości  $D_s$  powoduje większe różnice wartości sił  $F_m$  oraz  $F_v$  (czyli takie, dla którego nachylenie funkcji  $F_v$  jest większe w punkcie  $D_s$ ).



Rys. 9. Przykład ciała twardego ( $F_{m1}$ ) oraz miękkiego ( $F_{m2}$ ).

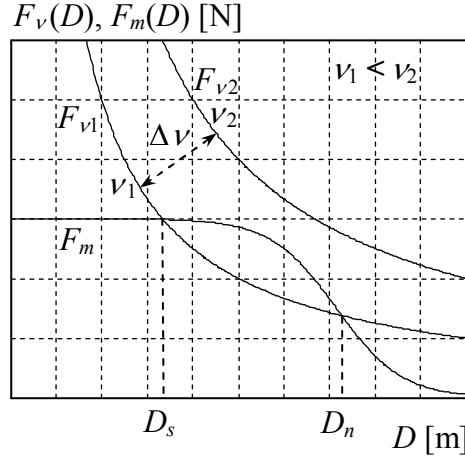
Na rysunku 10 przedstawione zostały przykładowe różnice pomiędzy ciałem kruchym oraz ciałem plastycznym. Kruchsze jest takie ciało, dla którego mniejsze zmiany  $\Delta D$  powodują trwałe zerwanie wiązania międzycząsteczkowego, czyli osiągnięcie punktu  $D_n$ .



Rys. 10. Przykład ciała kruchego ( $F_{m1}$ ) oraz plastycznego ( $F_{m2}$ ).

Na rysunku 11 przedstawione zostały przykładowe różnice pomiędzy ciałem chłodniejszym oraz ciałem cieplejszym. W ciele cieplejszym częstotliwość  $\nu$  fotonów jest większa. To powoduje, że wartość siły odpychającej  $F_v$  podanej wzorami (37)-(38) jest większa i wykres tej siły podnosi się do góry. Jeżeli wykres  $F_v$  podniesie się tak, że przestanie mieć punkty wspólne z wykresem  $F_m$ , wtedy ciało przechodzi w stan ciekły, lub gazowy. Jeżeli wykresy sił  $F_v$  oraz  $F_m$  nie przecinają się, wtedy nie istnieje odległość  $D_s$  atomów, dla której siły te pozostają w równowadze i tworzą sztywne wiązanie. To, czy ciało jest w stanie ciekłym czy w gazowym zależy od ciśnienia zewnętrznego, a więc pośrednio od siły grawitacji. Jest to zgodne z wykresami fazowymi (ang. phase diagram) stanów równowagi.





Rys. 11. Przykład ciała w stałym stanie skupienia ( $F_{v1}$ ) oraz ciała w stanie ciekłym lub gazowym ( $F_{v2}$ ).

Czynnik  $n_s v_s / D_s$  występujący we wzorach (42) oraz (43) na siłę  $F_m$  należy traktować jako stałą. To znaczy siła  $F_m$  nie zależy od liczby fotonów oraz ich częstotliwości, tak jak zależy od nich siła  $F_v$ . Jeżeli zmienia się temperatura ciała, to zmienia się częstotliwość  $\nu$  fotonów powodujących siłę odpychającą (potem wykazemy, że zmienia się także ich liczba  $n$ ), ale nie zmieniają się wartości  $n_s$ ,  $v_s$  oraz  $D_s$ , które we wzorach (42) oraz (43) są stałymi (stanowią punkt odniesienia).

Przedstawiony model wyjaśnia także mechanizm rozszerzalności termicznej (ang. thermal expansion). Dla ciała cieplejszego wykres funkcji  $F_v$  przesuwa się do góry (rysunki 8-11). Wtedy punkt stabilności  $D_s$  przesuwa się w prawo, czyli zwiększa się odległość między atomami i wymiary ciała stałego.

W przedstawionym modelu atomy emitują oraz pochłaniają fotony (promieniowanie elektromagnetyczne). Należy oczekiwać, że część fotonów oscylujących pomiędzy atomami wydostaje się poza obszar ciała. Takie przewidywanie jest zgodnie z faktem, że każde ciało emituje elektromagnetyczne promieniowanie termiczne nazywane promieniowaniem ciała doskonale czarnego. Rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego opisał Max Planck, który postulował, że pochodzi ono od drgania oscylatorów harmonicznycych, które emitują i absorbują to promieniowanie. Czyli przedstawiony tutaj model jest zgodny z analizą, na podstawie której Max Planck wyprowadził wzór na rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego.

Przedstawiony model jest zgodny z prawem Wiena, według którego wraz ze wzrostem temperatury ciała proporcjonalnie maleje główna długość fali promieniowania termicznego emitowanego przez ciało. Prawo Wiena pozwala obliczyć częstotliwość fotonów, dla której rozkład wszystkich fotonów w promieniowaniu ciała doskonale czarnego posiada wartość maksymalną. Czyli

$$\nu_{\max} = \frac{c}{\lambda_{\max}} = \frac{c}{b/T} = \frac{c}{b} T \quad [1/s] \quad (44)$$

Energia fotonu ma wartość

$$E_f = \nu h \quad [J] \quad (45)$$

Symbolem  $N [1/m^3]$  oznaczamy liczbę fotonów promieniowania termicznego, które znajdują się wewnątrz ciała w objętości  $1 m^3$ . Fotony te mają różne częstotliwości opisane rozkładem Plancka. Na potrzeby tego artykułu, dla uproszczenia przyjmiemy, że częstotliwość wszystkich fotonów ma wartość (44). Wtedy energię wszystkich fotonów znajdujących się w tej objętości otrzymamy po wstawieniu (44) do (45) i pomnożeniu przez  $N$ . Otrzymujemy wtedy

$$E_{f/m^3}(T) \approx N \frac{c}{b} T h \quad [J/m^3] \quad (46)$$

Energię fotonów promieniowania termicznego, która wychodzi na zewnątrz przez jego jednostkową powierzchnię na sekundę opisuje prawo promieniowania Stefana-Boltzmann w postaci

$$E_{f/m^2}(T) = \sigma T^4 \quad [\text{J}/(\text{s m}^2)] \quad (47)$$

Ponieważ fotony poruszają się ze średnią prędkością  $c$ , dlatego w jednostkowej objętości ciała znajdują się fotony o energii, którą otrzymamy dzieląc (47) przez  $c$

$$E_{f/m^3}(T) = \frac{E_{f/m^2}(T)}{c} = \frac{\sigma T^4}{c} \quad [\text{J}/\text{m}^3] \quad (48)$$

Po przyrównaniu wzorów (46) oraz (48) otrzymujemy

$$N \frac{c}{b} T h \approx \frac{\sigma T^4}{c} \quad (49)$$

Na tej podstawie otrzymujemy oszacowanie liczby fotonów znajdujących się w objętości jednostkowej ciała doskonale czarnego

$$N \approx \frac{\sigma b}{hc^2} T^3 \quad [1/\text{m}^3] \quad (50)$$

Dla wartości stałych

$$\begin{aligned} \sigma &= 5,670 \cdot 10^{-8} \quad [\text{J}/(\text{s m}^2 \text{K}^4)] \\ b &= 2,898 \cdot 10^{-3} \quad [\text{mK}] \\ h &= 6,626 \cdot 10^{-34} \quad [\text{Js}] \\ c &= 2,998 \cdot 10^8 \quad [\text{m/s}] \end{aligned} \quad (51)$$

wzór (50) przyjmuje postać

$$N \approx 2\,759\,234,44 T^3 \quad [1/\text{m}^3] \quad (52)$$

Na przykład w temperaturze pokojowej (293 °K) w jednym metrze sześciennym materii znajduje się ponad  $69,41 \cdot 10^{12}$  fotonów promieniowania termicznego. Fotony te odbijając się pomiędzy atomami działają na nie siłą (37)-(38) i tworzą ciśnienie wewnętrzne. Te fotony, które wydostają się na zewnątrz tworzą promieniowanie termiczne.

Jeżeli faktycznie zmiana wymiarów ciał w ruchu wynika z naprężeń w ciałach stałych, to jest bardzo prawdopodobne, że różne substancje skracają się w nieco inny sposób. Może być tak, że każda substancja ma swoją indywidualną funkcję  $\psi(v)$ . Wtedy jeżeli obydwa ramiona interferometru w eksperymencie Michelsona-Morleya są wykonane z tego samego materiału, to skracają się one proporcjonalnie tak jak pokazano na rysunku 5. To powoduje, że eksperyment ten nie jest w stanie wykryć ruchu względem eteru. Ale jeżeli ramiona zostaną wykonane z różnych substancji, wtedy być może eksperyment Michelsona-Morleya będzie w stanie wykryć ruch względem hipotetycznego uniwersalnego układu odniesienia, w którym propaguje światło.

Należy więc wykonać eksperyment Michelsona-Morleya, w którym każde z ramion jest wykonane z innego materiału. Należy zbadać, które materiały dają największy efekt.

## 6. Zegar atomowy, dylatacja czasu oraz wyznaczanie prędkości absolutnej

Ponieważ zegary atomowe podlegają dylatacji czasu ([2], [3]) wynika z tego, że realizują one zegar sygnałowy. Należy podejrzewać, że zegary atomowe wykorzystują sygnał, który

propaguje w wyróżnionym ośrodku (np. sygnał elektromagnetyczny propagujący w eterze). Bardzo możliwe, że ten mechanizm jest związany z atomami używanymi jako oscylator, ale jest też możliwe, że z innymi elementami zegara takimi jak wnęki mikrofalowe.

Istnieje duża ilość konstrukcji zegarów atomowych, dlatego w tym artykule nie ma miejsca na analizę ich budowy oraz szukania związków z zegarami sygnałowymi.

Skrócenia podłużne oraz poprzeczne w STE zostały przedstawione na rysunku 5. W artykule [11] zostało wykazane, że te skrócenia muszą być dokładnie takie, jeżeli średnia prędkość światła w próżni ma mieć w każdym układzie inercjalnych wartość  $c$ .

Jest bardzo możliwe, że rzeczywiste skrócenia ramion zegarów sygnałowych znajdujących się w zegarach atomowych nie są tak idealne jak te pokazane na rysunku 5. Wystarczy żeby skrócenie podłużne było nieco inne, albo skrócenie poprzeczne było nieco inne niż pokazane na rysunku. Jest to bardzo możliwe, jeżeli skrócenia są związane z naprężeniami w materii omawianymi w rozdziale 5. Wtedy tempo odmierzenia czasu takich zegarów będzie nieznacznie zależało do sposobu ich nachylenia w stosunku do prędkości poruszania się względem uniwersalnego układu odniesienia. Jeżeli ten efekt jest w naszych układach odniesienia bardzo nieznaczny, to może być niemierzalny przy pomocy eksperymentu Michelsona-Morleya, ale może być mierzalny przy pomocy zegarów atomowych.

Do wyznaczenia prędkości względem uniwersalnego układu odniesienia należy użyć zegara atomowego, w którym ramię zawartego w nim zegara sygnałowego ma ściśle określony jeden kierunek, jeżeli taki zegar da się skonstruować. W tym celu należy umieścić pod różnymi kątami do siebie kilka zegarów atomowych na obrotowej platformie. Przy pomocy obrotowej platformy należy utrzymywać stałe położenie zegarów w stosunku do przestrzeni kosmicznej. Aby wyznaczyć prędkość absolutną należy szukać korelacji pomiędzy tempem chodzenia zegarów oraz kierunkami ustawienia ich ramion w przestrzeni.

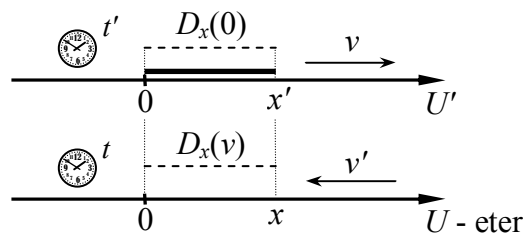
## 7. Transformacje czasu oraz współrzędnych położenia

Wyprowadzimy transformacje czasu oraz współrzędnych położenia sparametryzowane dwoma parametrami: skrócenia podłużnego  $\xi(v)$  oraz skrócenia poprzecznego  $\psi(v)$ . Parametry te spełniają zależności podane już we wzorze (15) oraz na rysunku 5, czyli

$$D_x(v) = D_x(0)\xi(v) \quad (53)$$

$$D_y(v) = D_y(0)\psi(v) \quad (54)$$

Przyjmujemy oznaczenia pokazane na rysunku 12.



Rys. 12. Układ inercjalny porusza się względem eteru z prędkością  $v$ , natomiast eter porusza się względem układu inercjalnego z prędkością  $v'$  ( $v \cdot v' \leq 0$ ).

Chcemy, aby ciało poruszające się względem uniwersalnego układu odniesienia skracало się zgodnie z wzorami (53) oraz (54). Jednocześnie chcemy, aby dylatacja czasu była zgodna z wzorem (12), gdy ramię zegara świetlnego jest równoległe do prędkości  $v$ . Na podstawie (53) dylatację (12) możemy zapisać w postaci

$$t_{\parallel} = t'_{\parallel} \frac{\xi(v)}{1 - (v/c)^2} \quad (55)$$

Symbol  $\parallel$  oznacza, że wzór dotyczy czasu, mierzonego przez zegary, których ramiona są równoległe do prędkości  $v$ . Na podstawie przyjętych wymagań otrzymujemy równania

$$x = \xi(v)x' + vt'_{\parallel} = \xi(v)x' + v \frac{\xi(v)}{1 - (v/c)^2} t'_{\parallel} \quad (56)$$

$$x' = \frac{1}{\xi(v)}x + v' t'_{\parallel} = \frac{1}{\xi(v)}x + v' \frac{1 - (v/c)^2}{\xi(v)} t'_{\parallel} \quad (57)$$

Na podstawie (56) otrzymujemy

$$\xi(v)x' = x - v \frac{\xi(v)}{1 - (v/c)^2} t'_{\parallel} \quad (58)$$

$$x' = \frac{1}{\xi(v)}x - v \frac{1}{1 - (v/c)^2} t'_{\parallel} \quad (59)$$

Jeżeli porównamy (59) oraz równanie (57) otrzymujemy związek pomiędzy prędkościami  $v$  oraz  $v'$  w postaci

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

Na podstawie (54)-(60) możemy zapisać transformacje z układu inercyjnego  $U'$  do eteru  $U$

$$\begin{cases} t_{\parallel} = \frac{\xi(v)}{1 - (v/c)^2} t'_{\parallel} \\ x = \xi(v)x' + v \frac{\xi(v)}{1 - (v/c)^2} t'_{\parallel} \\ y = \psi(v)y' \\ z = \psi(v)z' \end{cases} \quad (61)$$

Transformacja z eteru  $U$  do układu inercyjnego  $U'$  ma postać

$$\begin{cases} t'_{\parallel} = \frac{1 - (v/c)^2}{\xi(v)} t_{\parallel} \\ x' = \frac{1}{\xi(v)}(x - vt_{\parallel}) \\ y' = \frac{1}{\psi(v)}y \\ z' = \frac{1}{\psi(v)}z \end{cases} \quad (62)$$

W artykule [12] zostały wyprowadzone wszystkie transformacje liniowe (bez obrotów), dla których średnia prędkość światła w próżni na drodze tam oraz z powrotem zawsze ma wartość  $c$ . Tamte transformacje są sparametryzowane dwoma parametrami  $e(v)$  oraz  $\psi(v)$ . W artykule [12] wykazane zostało, że parametr  $e(v)$  nie tworzy nowych kinematyk, tylko rozsynchronizowuje zegary w układach inercyjnych. Dlatego wszystkie kinematyki ze stałą średnią prędkością światła są sparametryzowane jednym parametrem skrócenia poprzecznego  $\psi(v)$ . W artykule [11] wszystkie

takie transformacje zostały wyprowadzone inną metodą, na podstawie geometrycznej analizy eksperymentu Michelsona-Morleya.

Transformacje (61)-(62) wyprowadzone w tym artykule są ogólniejsze od transformacji sparametryzowanych tylko parametrem  $\psi(v)$ . Dodatkowy parametr  $\xi(v)$  tworzy nowe kinematyki, dla których skrócenie podłużne może być niezależne od skrócenia poprzecznego. W tych kinematykach można modelować zegary, dla których tempo tykania zależy od kąta nachylenia ich ramion.

Na podstawie transformacji (61)-(62) można wykazać (obliczenia pomijamy), że średnia prędkości światła w układzie inercyjnym  $U'$  zależy od kierunku emisji. Jeżeli światło propaguje w kierunku równoległym do prędkości  $v$  (czyli równoległe do osi  $x$ ), wtedy w układzie  $U'$  wartość średniej prędkości światła na drodze tam oraz z powrotem wynosi

$$c'_x(v) = c \quad (63)$$

Jeżeli światło propaguje w kierunku prostopadłym do prędkości  $v$ , wtedy w układzie  $U'$  wartość średniej prędkości światła wynosi

$$c'_y(v) = \frac{\xi(v)}{\psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2}} c \quad (64)$$

Średnia prędkość światła ma w każdym kierunku propagacji wartość  $c$  tylko w takich kinematykach (61)-(62), w których

$$\xi(v) = \psi(v)\sqrt{1-(v/c)^2} \quad (65)$$

Są to kinematyki wyprowadzone w artykule [11].

## 8. Wnioski końcowe

Maksymalna prędkość w relatywistyce nie jest prędkością fizycznie nieprzekraczalną, tylko prędkością, dla której przestaje działać zegar świetlny użyty do pomiaru czasu.

W artykule wyjaśnione zostało zjawisko dylatacji czasu. Dylatacja czasu jest naturalną własnością zegara świetlnego. W artykule zostało pokazane, że dylatacja czasu występująca w teoriach relatywistycznych jak Szczególna Teoria Względności (STW) oraz Szczególne Teorie Eteru (STE) jest identyczna jak ta, która wynika z działania zegara świetlnego.

Jeżeli w kinematykach STW oraz STE używa się sygnału świetlnego do synchronizacji zegarów, wtedy automatycznie wprowadza się w tych teoriach jako wzorzec czasu zegar świetlny. Czyli STW oraz STE, są teoriami, w których czas jest mierzony zegarem świetlnym. Są to teorie opisujące praktyczne aspekty stosowania takich zegarów. Dlatego w tych teoriach występuje zjawisko dylatacji czasu.

W artykule wyjaśnione zostało dlaczego transformacja STW (transformacja Lorentza) oraz transformacje STE przestają działać, gdy prędkość układów inercjalnych osiąga, występującą w tych transformacjach, wartość  $c$ . Z przedstawionej analizy wynika, że prędkość  $c$  występująca w transformacjach nie jest prędkością graniczną w sensie fizycznym, tylko prędkością, przy której przestaje działać zegar świetlny. W układach poruszających się z prędkościami  $c$ , lub większymi, zegary świetlne przestają odmierzać czas. Dlatego nie jest możliwe opisywanie procesów zachodzących w takich układach przy pomocy zegarów świetlnych. Jednak ze STE oraz STW nie wynika, że prędkość  $c$  jest prędkością graniczną.

Istnienie zjawiska dylatacji czasu jest pośrednim dowodem na istnienie uniwersalnego układu odniesienia (eteru), w którym propaguje światło. Jeżeli zegary atomowe podlegają temu

zjawisku, to wynika z tego, że wykorzystują one w swoim działaniu sygnał propagujący w wyróżnionym ośrodku (bardzo możliwe, że jest to sygnał elektromagnetyczny).

Pokazane zostało, że jeżeli do kinematyki klasycznej wprowadzi się pomiar czasu przy pomocy zegara świetlnego, opartego na sygnale o skończonej prędkości, to także w tej teorii pojawi się zjawisko dylatacji czasu. Aby zjawisko dylatacji czasu nie występowało prędkość sygnału używanego przez zegar musi być nieskończona (lub równoważnie  $v \ll c$ ). Tak właśnie jest w klasycznym ujęciu kinematyki klasycznej, dlatego nie występuje w niej dylatacja czasu.

Z przedstawionej analizy wynika, że jednym ze sposobów testowania ruchu względem eteru może być pomiar czasu przy pomocy zegarów atomowych nachylonych pod różnym kątem do kierunku ruchu względem eteru. Porównanie czasu mierzonego przy pomocy takich zegarów pozwoli na zmierzenie prędkości względem eteru jeżeli skrócenie podłużne lub poprzeczne nie kompensuje w idealny sposób różnic w dylatacji czasu.

W artykule [11] pokazane zostało, że eksperymenty Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie są w stanie wykryć ruchu względem eteru w przypadku nieskończonego wielu różnych kinematyk z eterem. W przypadku tych kinematyk pomiar przy pomocy zegarów atomowych także nie będzie skuteczny. Jeżeli jednak skrócenie podłużne lub poprzeczne nie kompensuje w idealny sposób różnic w dylatacji czasu, wtedy pomiar przy pomocy zegarów atomowych może być skuteczniejszy dzięki bardzo dużej dokładności współczesnych zegarów atomowych.

Innym sposobem pomiaru ruchu względem eteru, może być wykonanie eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy interferometru, którego ramiona są wykonane z dwóch różnych substancji.

Czas jest tym co mierzymy przy pomocy jakiegoś procesu fizycznego. Praktyczne znaczenie mają tylko procesy cykliczne, np.: pory roku, wahania wahadła (zegary wahadłowe), drgania kryształu kwarcu (zegary kwarcowe), oscylacje w atomie (zegary atomowe), czy chociażby okresy panowania kolejnych cesarzy. Różne procesy fizyczne mają różną wrażliwość na zmienne warunki otoczenia. Dlatego różne sposoby pomiaru czasu posiadają różne, indywidualne własności. Np. upływ czasu mierzony zegarem wahadłowym jest wrażliwy na natężenie pola grawitacyjnego, natomiast upływ czasu mierzony cyklami biologicznymi jest wrażliwy na różne warunki determinujące długość życia.

W artykule zostało wykazane, że pomiar czasu w kinematykach jest oparty na zegarach sygnałowych i w związku z tym jest wrażliwy na prędkość z jaką układ inercjalny porusza się względem ośrodka, w którym propaguje sygnał. We współczesnej relatywistyce automatycznie, bez odpowiedniego uzasadnienia, przeniesiono dylatację czasu, która jest własnością zegarów sygnałowych, na wszystkie inne procesy fizyczne. W ten sposób stworzona została idea czasu uniwersalnego, stanowiącego wymiar czasoprzestrzenny, który nie jest związany z żadnym konkretnymi procesami fizycznymi. Nie ma jednak powodów, aby z całą pewnością twierdzić, że prędkość układu inercjalnego, wpływa w ten sam sposób na częstotliwość wszystkich procesów fizycznych, zgodnie z dylatacją czasu. Jeżeli proces fizyczny nie ma żadnego związku z zegarem sygnałowym, to czas trwania tego procesu może nie podlegać dylatacji czasu. Np. długość życia człowieka może zależeć w inny sposób od prędkości poruszania się, niż od tej prędkości zależy szybkość tykania (czyli okres tyknięcia) zegara atomowego. Z tego powodu nie wiadomo, czy umowni bliźniacy, z paradoksu bliźniąt, będą podlegali dylatacji czasu wynikającej z kinematyki. Wszystko zależy od tego, czy szybkość procesów życiowych jest skorelowana z szybkością działania zegara sygnałowego. Dylatacja czasu dotyczy zegarów sygnałowych oraz procesów fizycznych, które mają związek z zegarem sygnałowym. W przypadku innych procesów fizycznych stwierdzenie, czy podlegają dylatacji czasu wymaga w każdym przypadku potwierdzenia eksperymentalnego lub jakiegoś uzasadnienia teoretycznego.

Z przedstawionej analizy wynika, że dylatacja czasu nie jest własnością czasoprzestrzeni, jak obecnie uważa się w Szczególnej Teorii Względności, tylko własnością zegara świetlnego.

W artykule wyjaśnione zostało także zjawisko skrócenia podłużnego (Lorentza-FitzGerala) oraz poprzecznego. Skrócenia wynikają ze sposobu oddziaływania elektromagnetycznego pomiędzy atomami ciała stałego. W przedstawionym modelu na równowagę położenia pomiędzy atomami wpływa prędkość z jaką ciało porusza się względem eteru. Dlatego wymiary ciał stałych zależą od ich prędkości oraz mają ścisły związek z dylatacją czasu. Przedstawiony model łączy w sobie własności relatywistyki oraz fizyki ciała stałego.

Dla każdej kinematyki można wyprowadzić wiele dynamik. Przykłady dla Szczególnej Teorii Etery zostały wyprowadzone w monografii [8]. Przykłady dla Szczególnej Teorii Względności zostały wyprowadzone w artykule [14].

W artykule [13] przedstawiona została oryginalna metoda wyprowadzania kinematyk, które spełniają wyniki eksperymentów Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a tylko w wybranych układach inercjalnych, na przykład poruszających się z relatywnie niedużymi prędkościami względem eteru. To właśnie dla takich kinematyk eksperymenty z zegarami atomowymi, o których była mowa w rozdziale 6, mogą wykryć ruch względem eteru.

Błędne jest przekonanie, że prędkość światła w próżni jest z całą pewnością maksymalną prędkością w przyrodzie. Należy zauważyć, że metody naukowe nie pozwalają na udowodnienie, że coś jest niemożliwe. Coś może być niemożliwe w ramach jakiejś teorii, lub w ramach tego jak się tą teorię w danym czasie interpretuje. Jednak żadna teoria nie jest absolutnie pewna, dlatego, że być może w przyszłości zostanie odkryte zjawisko które ją podważy. W ramach nauki można jedynie udowodnić, że coś jest możliwe, jeżeli się to wykona w sposób praktyczny. Ale przedstawiona w tym artykule krytyka  $c$  jako prędkości maksymalnej nie opiera się na tej własności nauki. W artykule wykazane zostało, że nawet w ramach Szczególnej Teorii Względności nie ma podstaw do traktowania  $c$  jako prędkości maksymalnej. Nawet jeżeli  $c$  jest maksymalną prędkością w przyrodzie, to nie wynika to ze Szczególnej Teorii Względności, jak się dzisiaj powszechnie uważa. Prędkość  $c$  jest jedynie prędkością, przy której przestaje działać zegar świetlny używany w transformacjach do pomiaru czasu.

## Bibliografia

- [1] Botermann Benjamin, Bing Dennis, Geppert Christopher, i inni, *Test of Time Dilation Using Stored  $Li^+$  Ions as Clocks at Relativistic Speed*, Physical Review Letters, Volume 113, Issue 12, 120405, 2014.
- [2] Hafele J. C., Keating, R. E., *Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains*, Science, Vol. 177, No, 4044, 166-168.
- [3] Hafele J. C., Keating, Richard E., *Around-the-World Atomic Clocks: Observed Relativistic Time Gains*, Science, Vol. 177, No, 4044, 168-170.
- [4] Katz Robert, *Wstęp do szczególnej teorii względności* (w języku polskim), Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1967.  
Katz Robert, *An Introduction to the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), Van Nostrand Momentum Book 9, 1964.
- [5] Ritz Walther, *Recherches critiques sur l'électrodynamique générale*, Annales de chimie et de physique, 13, 145, 1908.
- [6] Maurice Allais, *The Experiments of Dayton C. Miller (1925-1926) And the Theory of Relativity*, 21st century - Science & Technology, Spring, 26-32, 1998.
- [7] 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.

- [8] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (w języku polskim), Wydawnictwo Amelia, Rzeszów, Polska, 2015, ([www.ste.com.pl](http://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](http://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), Journal of Modern Physics, Vol. 8, No. 11, 2017, 1868-1883, 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](http://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](http://www.vixra.org/abs/1801.0170).
- [10] Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematics in Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Moscow University Physics Bulletin, Vol. 73, № 4, 2018, 413-421, ISSN 0027-1349, <https://rdcu.be/bSJP3>.  
Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru* (w języku polskim), viXra 2019, [www.vixra.org/abs/1904.0195](http://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, Vol. 73, № 4, 2018, 413-421, ISSN 0579-9384.
- [11] 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, 2018, 429-437, 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](http://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](http://www.vixra.org/abs/1806.0198).
- [12] Szostek Roman, *Wyprowadzenie wszystkich transformacji liniowych spełniających wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya oraz dyskusja o podstawach relatywistyki* (w języku polskim), viXra 2019, [www.vixra.org/abs/1902.0412](http://www.vixra.org/abs/1902.0412).  
Szostek Roman, *Derivation of all linear transformations that meet the results of Michelson-Morley's experiment and discussion of the relativity basics* (w języku angielskim), viXra 2019, [www.vixra.org/abs/1904.0339](http://www.vixra.org/abs/1904.0339).
- [13] Szostek Roman, *Oryginalna metoda wyprowadzania transformacji dla kinematyk z uniwersalnym układem odniesienia* (w języku polskim), viXra 2017, [www.vixra.org/abs/1710.0103](http://www.vixra.org/abs/1710.0103), [www.vixra.org/abs/1710.0103](http://www.vixra.org/abs/1710.0103).  
Szostek Roman, *The original method of deriving transformations for kinematics with a universal reference system* (w języku angielskim), viXra 2018, [www.vixra.org/abs/1804.0045](http://www.vixra.org/abs/1804.0045).
- [14] Szostek Roman, *Derivation method of numerous dynamics in the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), Open Physics, Vol. 17, 2019, 153-166, 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](http://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](http://www.vixra.org/abs/1801.0169).