

**dr inż. Roman SZOSTEK**

Politechnika Rzeszowska, Wydział Zarządzania, Katedra Metod Ilościowych  
Rzeszow University of Technology, Faculty of Management, Department of Quantitative Methods

## DYNAMIKI W SZCZEGÓLNEJ TEORII ETERU

### Streszczenie

**Wstęp i cele:** W artykule przedstawione zostało wyprowadzenie trzech dynamik w Szczególnej Teorii Eteru (STE). STE jest teorią kinematyki i dynamiki ciał z uniwersalnym układem odniesienia. W teorii tej można wyprowadzić liczne dynamiki ciał. Rozstrzygnięcie, która z dynamik możliwych w Szczególnej Teorii Eteru jest prawidłowym modelem rzeczywistych procesów pozostaje otwartym zadaniem fizyki. Cały artykuł zawiera tylko oryginalne badania autora publikacji. Celem artykułu jest przedstawienie autorskiej metoda wyprowadzania dynamik w Szczególnej Teorii Eteru.

**Materiał i metody:** W pracy zastosowano metodę dedukcji matematycznej.

**Wyniki:** Wyprowadzenie dynamiki opiera się na czterech wzorach obowiązujących w kinematyce STE. Aby wyprowadzić dynamikę STE konieczne jest przyjęcie do kinematyki dodatkowego założenia, które pozwala wprowadzić do teorii pojęcia: masy, energii kinetycznej oraz pędu.

**Wniosek:** Rozstrzygnięcie, która ze wszystkich możliwych dynamik Szczególnej Teorii Eteru jest prawidłowym modelem rzeczywistych procesów powinno być jednym z ważniejszych zadań przyszłej fizyki.

**Słowa kluczowe:** Dynamika ciał, uniwersalny układ odniesienia, Szczególna Teoria Eteru.

(Otrzymano: 01.06.2018; Zrecenzowano: 15.06.2018; Zaakceptowano: 20.06.2018)

## DYNAMICS IN THE SPECIAL THEORY OF ETHER

### Abstract

**Introduction and aim:** The article presents the derivation of three dynamics in the Special Theory of Ether (STE). STE is a theory of kinematics and dynamics of bodies with a universal reference system. In this theory, many dynamics of bodies can be derived, The decision which of the dynamics possible in the Special Theory of Ether is the correct model of real processes remains an open task of physics. The entire article contains only the original research of the author of the publication. The aim of the article is to present the author's method of deriving dynamics in the Special Theory of Ether.

**Material and methods:** Mathematical deduction method has been used in the paper.

**Results:** The derivation of dynamics is based on four patterns in STE kinematics. In order to derive the STE dynamics, it is necessary to adopt an assumption to supplementary kinematics, which allows to introduce the theory of mass, kinetic energy and momentum into the theory.

**Conclusion:** The decision which of all possible dynamics of the Special Aetheric Theory is a valid model of real processes should be one of the most important tasks of future physics.

**Key words:** Dynamics of bodies, universal frame of reference, Special Theory of Ether.

(Received: 01.06.2018; Revised: 15.06.2018; Accepted: 20.06.2018)

## 1. Wprowadzenie

Szczególna Teoria Eteru została wyprowadzona na podstawie geometrycznej analizy wyników eksperymentów Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a przy założeniu, że istnieje uniwersalny układ odniesienia (*ang. universal frame of reference, UFR, eter*), w którym prędkość światła w próżni ma stałą wartość. W inercjalnych układach odniesienia poruszających się względem UFR, jednokierunkowa prędkość światła może być różna [5]-[12].

Wyprowadzenie STE opiera się na spostrzeżeniu, że nigdy nie zmierzono dokładnie prędkości światła przebywającego drogę w jedną stronę. We wszystkich dokładnych eksperymentach laboratoryjnych mierzono jedynie średnią prędkość światła przebywającego drogę po trajektorii zamkniętej. W eksperymentach tych światło zawsze wracało do punktu wyjścia. Analiza licznych eksperymentów pod tym kątem została wykonana w pracy [15]. Dlatego założenie o stałej jednokierunkowej prędkości światła (prędkości chwilowej) przyjęte w Szczególnej Teorii Względności (STW) nie ma ścisłego uzasadnienia eksperymentalnego. Wyprowadzenie STE oparte jest na założeniu wynikającym z tych eksperymentów, czyli, że dla każdego obserwatora stała jest średnia prędkość światła przebywającego drogę tam i z powrotem.

Pomiar jednokierunkowej prędkości światła jest technicznie nierozwiązany, głównie z tego powodu, że precyzyjne zegary atomowe nie odmierzą czasu tak samo, jeżeli są we względnym ruchu [2], [3]. Jeżeli zsynchronizuje się dwa zegary atomowe i jeden z nich przeniesie w inne miejsce, to zegary te nieznacznie się rozszynchronizują i nie będą już wskazywały tego samego czasu. Dlatego nie można ich wykorzystać do pomiaru czasu przepływu światła, które ma tak dużą prędkość, że nieznaczne rozszynchronizowanie zegarów ma istotny wpływ na ten pomiar. Propozycje urządzeń do pomiaru jednokierunkowej prędkości światła zostały przedstawione w patentach [13] oraz [14].

## 2. Założenia kinematyki Szczególnej Teorii Eteru

Szczególna Teoria Eteru została wyprowadzona na podstawie pięciu założeń:

- I. Istnieje uniwersalny układ odniesienia (UFR) względem którego prędkość światła w próżni ma tą samą wartość  $c$  w każdym kierunku.
- II. Średnia prędkość  $c_p$  światła na drodze tam i z powrotem jest dla każdego obserwatora niezależna od kierunku propagacji światła. Wynika to z eksperymentu Michelson'a-Morley'a.
- III. Średnia prędkość  $c_p$  światła na drodze tam i z powrotem nie zależy od prędkości obserwatora względem UFR. Wynika to z eksperymentu Kennedy'ego-Thorndike'a.
- IV. W kierunku prostopadłym do kierunku prędkości ciała, poruszającego się względem UFR, nie następuje jego skrócenie ani wydłużenie.
- V. Transformacja «UFR - inercjalny układ» jest liniowa.

W oparciu o powyższe założenia, przy pomocy geometrycznej analizy eksperymentów Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a, wyprowadzona została w pracach [5], [8], [9], [10] oraz [12] transformacja czasu i współrzędnych położenia. Transformacja z dowolnego inercjalnego układu  $U_i$  do układu  $U$  związanego z uniwersalnym układem odniesienia ma postać:

$$t = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_i/c)^2}} t_i, \quad (1)$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-(v_i/c)^2}} v_i t_i + \sqrt{1-(v_i/c)^2} \cdot x_i, \quad (2)$$

$$y = y_i \quad \text{oraz} \quad z = z_i. \quad (3)$$

Transformacja z układu  $U$  związanego z uniwersalnym układem odniesienia, do układu inercyjnego  $U_i$  ma postać:

$$t_i = \sqrt{1-(v_i/c)^2} \cdot t, \quad (4)$$

$$x_i = \frac{1}{\sqrt{1-(v_i/c)^2}} (-v_i t + x), \quad (5)$$

$$y_i = y \quad \text{oraz} \quad z_i = z. \quad (6)$$

Prędkość  $v_i$  jest prędkością z jaką układ inercyjny  $U_i$  porusza się względem uniwersalnego układu odniesienia wzdłuż równoległych osi  $x$  oraz  $x_i$ .

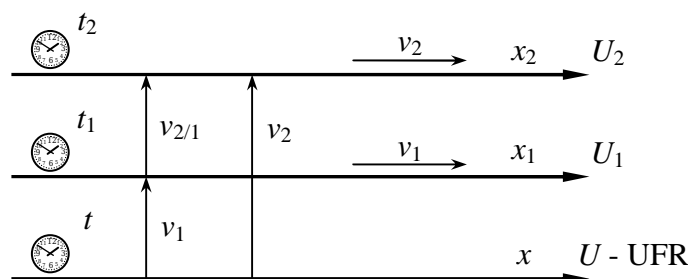
Transformacje (1)-(3) oraz (4)-(6) zawierają pełną informację o kinematyce ciał. Liczne własności tej kinematyki zostały wyprowadzone w monografii [5].

### 3. Wybrane własności kinematyki STE

Przy wyprowadzaniu dynamik potrzebne nam będą cztery wzory: (12), (18), (20) oraz (23) z kinematyki. Wyprowadzimy je z transformacji (1)-(3) oraz (4)-(6).

#### 3.1. Transformacja prędkości

Z inercyjnego układu  $U_1$  obserwowany jest inny układ inercyjny  $U_2$ . Względem układu  $U$  (UFR) inercyjny układ  $U_1$  ma prędkość  $v_1$ , natomiast inercyjny układ  $U_2$  ma prędkość  $v_2$  (Rys. 1). Wyznamy prędkość względną  $v_{2/1}$  układu  $U_2$  widzianą z układu  $U_1$ .



Rys. 1. Układy inercyjne  $U_1, U_2$  poruszające się w UFR z prędkościami  $v_1, v_2$

Źródło: Opracowanie własne Autora

Fig. 1. Inertial systems  $U_1, U_2$  moving at UFR with speeds  $v_1, v_2$

Source: Elaboration of the Author

Niech  $dx$  będzie zmianą położenia układu  $U_2$  w czasie  $dt$  widzianą z układu  $U$ . Dla takich oznaczeń można zapisać, że

$$v_2 = \frac{dx}{dt}. \quad (7)$$

Niech  $dx_1$  będzie zmianą położenia układu  $U_2$  w czasie  $dt_1$  widzianą z układu  $U_1$ . Prędkość  $v_{2/1}$  ciała znajdującego się w układzie inercyjnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z układu inercyjnego  $U_1$  wyraża się wzorem:

$$v_{2/1} = \frac{dx_1}{dt_1}. \quad (8)$$

Aby wyznaczyć prędkość względną układu  $U_2$  względem układu  $U_1$ , obliczymy różniczkę z transformacji (4)-(5) ( $i = 1$ ):

$$\begin{cases} dt_1 = \sqrt{1 - (v_1/c)^2} \cdot dt, \\ dx_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_1/c)^2}} (-v_1 dt + dx). \end{cases} \quad (9)$$

Powyższe różniczki wstawiamy do wzoru (8):

$$v_{2/1} = \frac{\frac{1}{\sqrt{1 - (v_1/c)^2}} (-v_1 dt + dx)}{\sqrt{1 - (v_1/c)^2} dt}, \quad (10)$$

$$v_{2/1} = \frac{-v_1 + \frac{dx}{dt}}{1 - (v_1/c)^2}. \quad (11)$$

Po uwzględnieniu zależności (7) otrzymujemy transformację prędkości. Jest to pierwszy szukany wzór wyrażający prędkość względną inercyjnego układu  $U_2$  względem inercyjnego układu  $U_1$ :

$$v_{2/1} = \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2}. \quad (12)$$

### 3.2. Zmiana prędkości widziana z różnych układów inercyjnych

Po zmianie indeksu (2→3) wzór (12) przyjmuje postać:

$$v_{3/1} = \frac{v_3 - v_1}{1 - (v_1/c)^2}. \quad (13)$$

Po zmianie indeksów (2→3 oraz 1→2) wzór (12) przyjmuje postać:

$$v_{3/2} = \frac{v_3 - v_2}{1 - (v_2/c)^2}. \quad (14)$$

Na podstawie (14) otrzymujemy:

$$v_{3/2} = \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} \cdot \frac{v_3 - v_2}{1 - (v_1/c)^2} = \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} \left[ \frac{v_3 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} - \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right]. \quad (15)$$

Po wykorzystaniu (12) oraz (13) otrzymujemy wzór:

$$v_{3/2} = \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} (v_{3/1} - v_{2/1}). \quad (16)$$

Jeżeli ciało znajdujące się w układzie  $U_3$  wykona chwilowe przyśpieszenie do układu  $U_3$ , wtedy zmieni się jego prędkość  $v_{3/2}$  oraz  $v_{3/1}$ . Prędkość  $v_{2/1}$ ,  $v_1$ , oraz  $v_2$  pozostają wtedy niezmiennic. Związek pomiędzy zmianami prędkości  $v_{3/2}$  oraz  $v_{3/1}$  wyznaczmy różniczkując równanie (16):

$$dv_{3/2} = \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} dv_{3/1}. \quad (17)$$

Po zmianie we wzorze (17) indeksów (3→2) otrzymujemy drugi szukany wzór:

$$dv_{2/2} = \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} dv_{2/1}, \quad (18)$$

gdzie:

- $dv_{2/2}$  jest zmianą prędkości ciała znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z tego samego układu inercjalnego  $U_2$ , gdy ciało wykonało minimalne przyspieszenie z układu  $U_2$  do układu  $U_2$ , czyli  $dv_{2/2} = v_{2/2} \approx 0$ ,
- $dv_{2/1}$  jest zmianą prędkości ciała znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z układu inercjalnego  $U_1$ , czyli  $dv_{2/1} = v_{2/1} - v_{2/1} \approx 0$ .

Wzór (17) można przekształcić w inny sposób. Jeżeli przyjmiemy, że układ  $U_1$  jest związany z uniwersalnym układem odniesienia wtedy  $v_1 = 0$ . Wtedy  $dv_{3/1} = dv_3$ . Na tej podstawie otrzymujemy:

$$dv_{3/2} = \frac{1}{1 - (v_2/c)^2} dv_3. \quad (19)$$

Po zmianie we wzorze (19) indeksów ( $3 \rightarrow 2$  oraz  $2 \rightarrow 1$ ) otrzymujemy trzeci szukany wzór:

$$dv_{2/1} = \frac{dv_2}{1 - (v_1/c)^2}. \quad (20)$$

gdzie:

- $dv_2$  jest zmianą prędkości ciała znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z uniwersalnego układu odniesienia, czyli  $dv_2 = v_2' - v_2 \approx 0$ .

### 3.3. Dylatacja czasu

Na podstawie transformacji czasu (9) dla układu inercjalnego  $U_1$  oraz układu  $U$  związanego z eterem otrzymujemy:

$$dt_1 = \sqrt{1 - (v_1/c)^2} \cdot dt. \quad (21)$$

Dla układu inercjalnego  $U_2$  oraz układu  $U$  związanego z eterem otrzymujemy:

$$dt_2 = \sqrt{1 - (v_2/c)^2} \cdot dt. \quad (22)$$

Po podzieleniu stronami równań (21) oraz (22) otrzymujemy wzór na dylatację czasu pomiędzy dwoma inercjalnymi układami  $U_1$  oraz  $U_2$ . Jest to czwarty szukany wzór:

$$dt_2 = \frac{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}}{\sqrt{1 - (v_1/c)^2}} \cdot dt_1. \quad (23)$$

## 4. Dynamiki w Szczególnej Teorii Eteru

Wszystkie rozważania będą prowadzone tylko dla modelu jednowymiarowego, czyli wszystkie analizowane wielkości wektorowe będą równoległe do osi  $x$ . Każdą wyprowadzoną dynamikę można łatwo uogólnić na przypadki trójwymiarowe.

Przyjmujemy, że względem uniwersalnego układu odniesienia układ inercjalny  $U_1$  porusza się z prędkością  $v_1$ , natomiast układ inercjalny  $U_2$  porusza się z prędkością  $v_2$  (prędkości  $v_1$  oraz  $v_2$  są do siebie równoległe).

Aby w Szczególnej Teorii Eteru wyprowadzić dynamikę konieczne jest przyjęcie dodatkowego założenia, które pozwala wprowadzić do teorii pojęcia: masy, energii kinetycznej oraz pędu. W zależności od przyjętego założenia otrzymuje się różne dynamiki ciał. Poniżej,

przy pomocy tej metody, wyprowadzane zostały dla Szczególnej Teorii Eteru dwie dynamiki ciał.

Masę bezwładności ciała spoczywającego w inercjalnym układzie odniesienia oznaczmy przez  $m_0$  (masa spoczynkowa). Masa spoczynkowa jest zdefiniowana na podstawie wzorca jednostki masy oraz metody porównywania dowolnych mas z tym wzorcem. Masę bezwładności ciała nieruchomego w układzie  $U_2$ , widzianą z układu  $U_1$  oznaczmy przez  $m_{2/1}$  (masa relatywistyczna). Warto zwrócić uwagę, że masa relatywistyczna jest w tym przypadku masą bezwładności występującą w II zasadzie dynamiki Newtona, a nie masą występującą we wzorze na pęd, jak przyjęto w Szczególnej Teorii Względności. W ten sposób przyjęta została inna definicja masy relatywistycznej niż ta, jaką przyjęto w Szczególnej Teorii Względności. Taka definicja masy relatywistycznej jest wygodniejsza przy wyprowadzaniu dynamik. Dla siły, pędu oraz energii kinetycznej obowiązują definicje identyczne jak w mechanice klasycznej.

Ciało o masie  $m_0$  znajduje się w układzie  $U_2$ . Działa na nie siła  $F_{2/2}$  powodująca przyspieszenie  $dv_{2/2}/dt_2$ . Stąd dla obserwatora z układu  $U_2$  II zasada dynamiki Newtona ma postać:

$$F_{2/2} := m_0 \cdot a_{2/2} = m_0 \frac{dv_{2/2}}{dt_2}. \quad (24)$$

Dla obserwatora z układu  $U_1$  na to samo ciało działa siła  $F_{2/1}$  i powoduje przyspieszenie  $dv_{2/1}/dt_1$ . Dla obserwatora z układu  $U_1$  przyjmujemy II zasadę dynamiki Newtona w ogólnej postaci:

$$F_{2/1} := f(m_0, v_{2/1}) \cdot a_{2/1} = m_{2/1} \cdot a_{2/1} = m_{2/1} \frac{dv_{2/1}}{dt_1}. \quad (25)$$

Dla obserwatora z układu  $U_2$  zmianę pędu tego ciała można zapisać w postaciach:

$$dp_{2/2} := F_{2/2} dt_2 = m_0 a_{2/2} dt_2 = m_0 \frac{dv_{2/2}}{dt_2} dt_2 = m_0 dv_{2/2}. \quad (26)$$

Dla obserwatora z układu  $U_1$  zmianę pędu tego ciała można zapisać w postaciach:

$$dp_{2/1} := F_{2/1} dt_1 = m_{2/1} a_{2/1} dt_1 = m_{2/1} \frac{dv_{2/1}}{dt_1} dt_1 = m_{2/1} dv_{2/1}, \quad (27)$$

gdzie:

- $dp_{2/2}$  jest zmianą pędu ciała o masie spoczynkowej  $m_0$  znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z tego samego układu inercjalnego  $U_2$ ,
- $dp_{2/1}$  jest zmianą pędu ciała znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z układu inercjalnego  $U_1$ .

Energia kinetyczna ciała jest równa włożonej pracy do jego przyspieszania. Dla obserwatora z układu  $U_1$  zmiana energii kinetycznej tego ciała wynosi:

$$dE_{2/1} := F_{2/1} dx_{2/1} = m_{2/1} a_{2/1} dx_{2/1} = m_{2/1} \frac{dv_{2/1}}{dt_1} dx_{2/1} = m_{2/1} v_{2/1} dv_{2/1}, \quad (28)$$

gdzie:

- $dE_{2/1}$  jest zmianą energii kinetycznej ciała znajdującego się w układzie inercjalnym  $U_2$ , jaką mierzy obserwator z układu inercjalnego  $U_1$ .

#### 4.1. Dynamika STE ze stałą siłą, czyli STE/F

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że siła przyspieszająca ciało (równoległa do osi  $x$ ) jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (stąd oznaczenie  $F$ ).

#### 4.1.1. Masa relatywistyczna w STE/F

W modelu STE/F zakładamy, że

$$F_{2/1}^F := F_{2/2}. \quad (29)$$

Po podstawieniu (24) oraz (25) otrzymamy:

$$m_{2/1}^F \frac{dv_{2/1}}{dt_1} = m_0 \frac{dv_{2/2}}{dt_2}. \quad (30)$$

Na podstawie (18) oraz (23) otrzymujemy:

$$m_{2/1}^F \frac{dv_{2/1}}{dt_1} = m_0 \left[ \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} \right]^{3/2} \frac{dv_{2/1}}{dt_1}. \quad (31)$$

Stąd masa relatywistyczna ciała znajdującego się w układzie  $U_2$ , widziana z układu  $U_1$ , gdy spełnione jest założenie (29), wyraża się wzorem:

$$m_{2/1}^F = m_0 \left[ \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} \right]^{3/2}. \quad (32)$$

#### 4.1.2. Pęd w STE/F

Ciało o masie spoczynkowej  $m_0$  jest związane z układem  $U_2$ . Aby wyznaczyć pęd tego ciała względem układu  $U_1$  podstawiamy (20) oraz (32) do (27):

$$dp_{2/1}^F = m_{2/1}^F dv_{2/1} = m_0 \left[ \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} \right]^{3/2} \frac{dv_2}{1 - (v_1/c)^2} = m_0 c^2 \frac{\sqrt{c^2 - v_1^2}}{(c^2 - v_2^2)^{3/2}} dv_2. \quad (33)$$

Pęd ciała jest sumą przyrostów jego pędu, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$p_{2/1}^F = m_0 c^2 \sqrt{c^2 - v_1^2} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv_2}{(c^2 - v_2^2)^{3/2}}. \quad (34)$$

Z pracy [1] (wzór 72, s. 167) można odczytać, że

$$\int \frac{dx}{(a^2 - x^2)^{3/2}} = \frac{x}{a^2 \sqrt{a^2 - x^2}}, \quad a \neq 0. \quad (35)$$

Po zastosowaniu całki (35) do (34) otrzymujemy wzór na pęd ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzony przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

$$p_{2/1}^F = m_0 c^2 \sqrt{c^2 - v_1^2} \left( \frac{v_2}{c^2 \sqrt{c^2 - v_2^2}} \right) \Big|_{v_1}^{v_2} = m_0 c^2 \sqrt{c^2 - v_1^2} \left( \frac{v_2}{c^2 \sqrt{c^2 - v_2^2}} - \frac{v_1}{c^2 \sqrt{c^2 - v_1^2}} \right), \quad (36)$$

$$p_{2/1}^F = m_0 \sqrt{\frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - v_2^2}} \cdot v_2 - m_0 v_1. \quad (37)$$

### 4.1.3. Energia kinetyczna w STE/F

Wyznamy wzór na energię kinetyczną. Po wstawieniu zależności (12), (20) oraz (32) do (28) otrzymujemy:

$$dE_{2/1}^F = m_{2/1}^F v_{2/1} dv_{2/1} = m_0 \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2]^{1/2} \cdot [1 - (v_2/c)^2]^{3/2}} dv_2. \quad (38)$$

Energia kinetyczna ciała jest sumą przyrostów jego energii kinetycznej, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$E_{2/1}^F = m_0 \int_{v_1}^{v_2} \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2]^{1/2} \cdot [1 - (v_2/c)^2]^{3/2}} dv_2. \quad (39)$$

Z pracy [1] (wzór 74, s.167) można odczytać, że

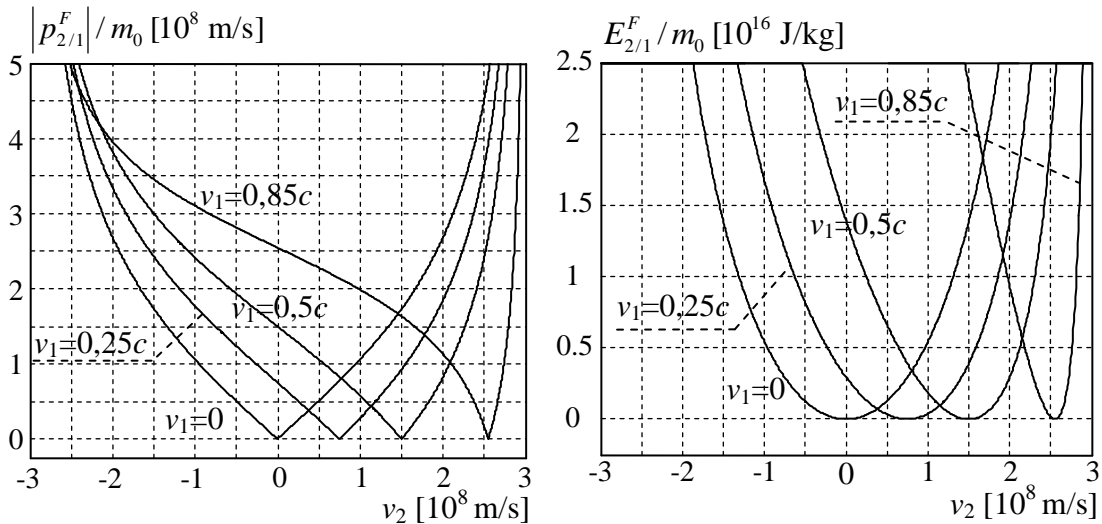
$$\int \frac{x dx}{(a^2 - x^2)^{3/2}} = \frac{1}{\sqrt{a^2 - x^2}}. \quad (40)$$

Po zastosowaniu całki (40) oraz (35) do (39) otrzymujemy wzór na energię kinetyczną ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzoną przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

$$E_{2/1}^F = m_0 c^2 \left[ \frac{c^2 - v_1 v_2}{\sqrt{c^2 - v_1^2} \sqrt{c^2 - v_2^2}} - 1 \right]. \quad (41)$$

### 4.1.4. Wybrane własności pędu oraz energii kinetycznej w STE/F

Wykresy pędu (37) oraz energii kinetycznej (41) zostały przedstawione na rysunku 2.



Rys. 2. Moduł pędu oraz energia kinetyczna w dynamice STE/F

Źródło: Opracowanie własne Autora

Fig. 2. The momentum module and kinetic energy in dynamics STE/F

Source: Elaboration of the Author



Na rysunku 2 niektóre wykresy pędu przecinają się. Taka sytuacja jest niepożądana i wymaga dokładnego zbadania. Analiza kilku różnych dynamik wykonanych poza tym opracowaniem pokazuje, że sytuacja taka występuje dla dynamik, w których wykładnik we wzorze na masę relatywistyczną (32) jest większy lub równy 3/2.

W pracy [5] wykazane zostało, że dla małych prędkości ciała względem obserwatora (czyli gdy  $v_{2/1} \approx 0 \Leftrightarrow v_2 \approx v_1$ ) wzory (32), (37) oraz (41) sprowadzają się do postaci znanych z mechaniki klasycznej, czyli

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow m_{2/1}^F \approx m_0, \quad (42)$$

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow p_{2/1}^F \approx m_0 \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} = m_0 v_{2/1}, \quad (43)$$

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow E_{2/1}^F \approx \frac{m_0}{2} \left( \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right)^2 = \frac{m_0 v_{2/1}^2}{2}. \quad (44)$$

W szczególnym przypadku, gdy obserwator jest nieruchomy względem uniwersalnego układu odniesienia ( $v_1 = 0$ ) wzory (32), (37) oraz (41) przyjmują postać:

$$m_{2/E}^F = m_0 \frac{1}{[1 - (v_2/c)^2]^{3/2}}, \quad (45)$$

$$p_{2/E}^F = m_0 v_2 \frac{1}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}}, \quad (46)$$

$$E_{2/E}^F = m_0 c^2 \frac{1}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}} - m_0 c^2. \quad (47)$$

Wzory (46) oraz (47) są znane z dynamiki Szczególnej Teorii Względności.

## 4.2. Dynamika STE ze stałą zmianą pędu, czyli STE/ $\Delta p$

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że zmiana pędu ciała (równoległa do osi  $x$ ) jest taka sama dla obserwatora z każdego inercyjnego układu odniesienia (stąd oznaczenie  $\Delta p$ ).

### 4.2.1. Masa relatywistyczna w STE/ $\Delta p$

W modelu STE/ $p$  zakładamy, że

$$dp_{2/1}^{\Delta p} := dp_{2/2}. \quad (48)$$

Po podstawieniu (26) oraz (27) otrzymamy:

$$m_{2/1}^{\Delta p} dv_{2/1} = m_0 dv_{2/2}. \quad (49)$$

Na podstawie (18) otrzymujemy:

$$m_{2/1}^{\Delta p} dv_{2/1} = m_0 \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2} dv_{2/1}. \quad (50)$$

Stąd masa relatywistyczna ciała znajdującego się w układzie  $U_2$ , widziana z układu  $U_1$ , gdy spełnione jest założenie (48), wyraża się wzorem:

$$m_{2/1}^{\Delta p} = m_0 \frac{1 - (v_1/c)^2}{1 - (v_2/c)^2}. \quad (51)$$

#### 4.2.2. Pęd w STE/ $\Delta p$

Ciało o masie spoczynkowej  $m_0$  jest związane z układem  $U_2$ . Aby wyznaczyć pęd tego ciała względem układu  $U_1$  podstawiamy (20) oraz (51) do (27):

$$dp_{2/1}^{Ap} = m_{2/1}^{Ap} dv_{2/1} = m_0 \frac{1}{1 - (v_2/c)^2} dv_2 = m_0 c^2 \frac{1}{c^2 - v_2^2} dv_2. \quad (52)$$

Pęd ciała jest sumą przyrostów jego pędu, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$p_{2/1}^{Ap} = m_0 c^2 \int_{v_1}^{v_2} \frac{1}{c^2 - v_2^2} dv_2. \quad (53)$$

Z pracy [1] (wzór 52, s.160) można odczytać, że

$$\int \frac{dx}{a^2 - x^2} = \frac{1}{2a} \ln \left| \frac{a+x}{a-x} \right|, \quad a \neq 0. \quad (54)$$

Po zastosowaniu całki (54) do (53) otrzymujemy wzór na pęd ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzony przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

$$p_{2/1}^{Ap} = m_0 c^2 \frac{1}{2c} \ln \left| \frac{c+x}{c-x} \right| \Bigg|_{v_1}^{v_2} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left| \frac{(c-v_1)(c+v_2)}{(c-v_2)(c+v_1)} \right|. \quad (55)$$

Na podstawie (12) pęd można zapisać w postaci wyrażonej od prędkości względnej ([5])

$$p_{2/1}^{Ap} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left( \frac{c^2 + v_{2/1}(c - v_1)}{c^2 - v_{2/1}(c + v_1)} \right) \quad (56)$$

#### 4.2.3. Energia kinetyczna w STE/ $\Delta p$

Wyznamy wzór na energię kinetyczną. Po wstawieniu zależności (12), (20) oraz (51) do (28) otrzymujemy:

$$dE_{2/1}^{Ap} = m_{2/1}^{Ap} v_{2/1} dv_{2/1} = m_0 \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2] \cdot [1 - (v_2/c)^2]} dv_2. \quad (57)$$

Energia kinetyczna ciała jest sumą przyrostów jego energii kinetycznej, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$E_{2/1}^{Ap} = m_0 \int_{v_1}^{v_2} \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2] \cdot [1 - (v_2/c)^2]} dv_2. \quad (58)$$

Z pracy [1] (wzór 56, s.160) można odczytać, że

$$\int \frac{x}{a^2 - x^2} dx = -\frac{1}{2} \ln |a^2 - x^2|. \quad (59)$$

Po zastosowaniu całki (59) oraz (54) do (58) otrzymujemy wzór na energię kinetyczną ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzoną przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

$$E_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \left[ \left( \frac{c+v_1}{c+v_2} \right)^{\frac{c}{c-v_1}} \left( \frac{c-v_1}{c-v_2} \right)^{\frac{c}{c+v_1}} \right]. \quad (60)$$

Wykresy pędu (55) oraz energii kinetycznej (60) zostały przedstawione na rysunku 3.

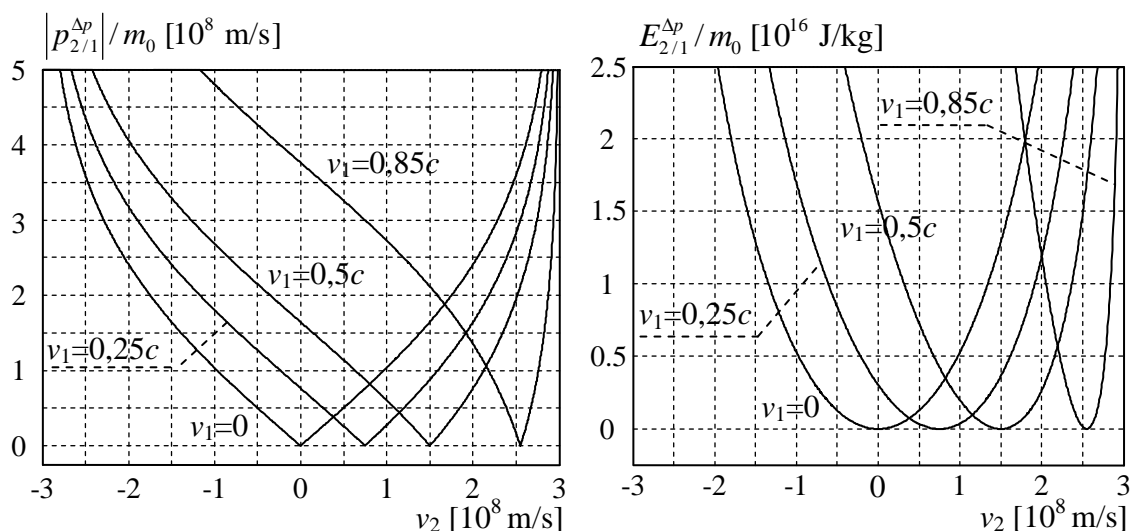
W pracy [5] wykazane zostało, że dla małych prędkości ciała względem obserwatora (czyli gdy  $v_{2/1} \approx 0 \Leftrightarrow v_2 \approx v_1$ ) wzory (51), (55) oraz (60) sprowadzają się do postaci znanych z mechaniki klasycznej, czyli

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow m_{2/1}^{\Delta p} \approx m_0, \quad (61)$$

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow p_{2/1}^{\Delta p} \approx m_0 \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} = m_0 v_{2/1}, \quad (62)$$

$$v_{2/1} \approx 0 \Rightarrow E_{2/1}^{\Delta p} \approx \frac{m_0}{2} \left( \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right)^2 = \frac{m_0 v_{2/1}^2}{2}. \quad (63)$$

#### 4.2.4. Wybrane własności pędu oraz energii kinetycznej w STE/ $\Delta p$



Rys. 3. Moduł pędu oraz energia kinetyczna w dynamice STE/ $\Delta p$

Źródło: Opracowanie własne Autora

Fig. 3. The momentum module and kinetic energy in dynamics STE/ $\Delta p$

Source: Elaboration of the Author

W szczególnym przypadku, gdy obserwator jest nieruchomy względem uniwersalnego układu odniesienia ( $v_1 = 0$ ) wzory (51), (55) oraz (60) przyjmują postać:

$$m_{2/E}^{\Delta p} = m_0 \frac{1}{1 - (v_2/c)^2}, \quad (64)$$

$$p_{2/E}^{\Delta p} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left( \frac{c+v_2}{c-v_2} \right), \quad (65)$$

$$E_{2/E}^{\Delta p} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \frac{c^2}{c^2 - v_2^2} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \frac{1}{1 - (v_2/c)^2}. \quad (66)$$

### 4.3. Dynamika z zachowaną masą, czyli STE/ $m$

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że masa bezwładności ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (stąd oznaczenie  $m$ ).

#### 4.3.1. Masa relatywistyczna w STE/ $m$

W modelu STE/ $m$  zakładamy, że

$$m_{2/1}^m := m_0. \quad (67)$$

W tym przypadku masa ciała nie zależy od prędkości z jaką ciało się porusza. Jest to model, w którym masa relatywistyczna jest masą spoczynkową.

#### 4.3.2. Pęd w STE/ $m$

Ciało o masie spoczynkowej  $m_0$  jest związane z układem  $U_2$ . Aby wyznaczyć pęd tego ciała względem układu  $U_1$  podstawiamy (20) oraz (67) do (27):

$$dp_{2/1}^m = m_{2/1}^m dv_{2/1} = m_0 \frac{1}{1 - (v_1/c)^2} dv_2. \quad (68)$$

Pęd ciała jest sumą przyrostów jego pędu, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$p_{2/1}^m = m_0 \int_{v_1}^{v_2} \frac{1}{1 - (v_1/c)^2} dv_2. \quad (69)$$

Po scałkowaniu otrzymujemy wzór na pęd ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzony przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

$$p_{2/1}^m = m_0 \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2}. \quad (70)$$

Na podstawie (12) pęd można zapisać w postaci wyrażonej od prędkości względnej

$$p_{2/1}^m = m_0 v_{2/1}. \quad (71)$$

W modelu STE/ $m$  wzór na pęd wyrażony od prędkości względnej jest identyczny jak wzór w mechanice klasycznej.

#### 4.3.3. Energia kinetyczna w STE/ $m$

Wyznamy wzór na energię kinetyczną. Po wstawieniu zależności (12), (20) oraz (67) do (28) otrzymujemy:

$$dE_{2/1}^m = m_{2/1}^m v_{2/1} dv_{2/1} = m_0 \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2]^2} dv_2. \quad (72)$$

Energia kinetyczna ciała jest sumą przyrostów jego energii kinetycznej, gdy ciało jest przyspieszane z układu inercjalnego  $U_1$  (mającego prędkość  $v_1$ ) do układu inercjalnego  $U_2$  (mającego prędkość  $v_2$ ), czyli

$$E_{2/1}^m = m_0 \int_{v_1}^{v_2} \frac{v_2 - v_1}{[1 - (v_1/c)^2]^2} dv_2 = \frac{m_0}{[1 - (v_1/c)^2]^2} \left[ \int_{v_1}^{v_2} v_2 dv_2 - v_1 \int_{v_1}^{v_2} dv_2 \right]. \quad (73)$$

Po scałkowaniu otrzymujemy wzór na energię kinetyczną ciała znajdującego się w układzie  $U_2$  i mierzona przez obserwatora z układu  $U_1$  w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych:

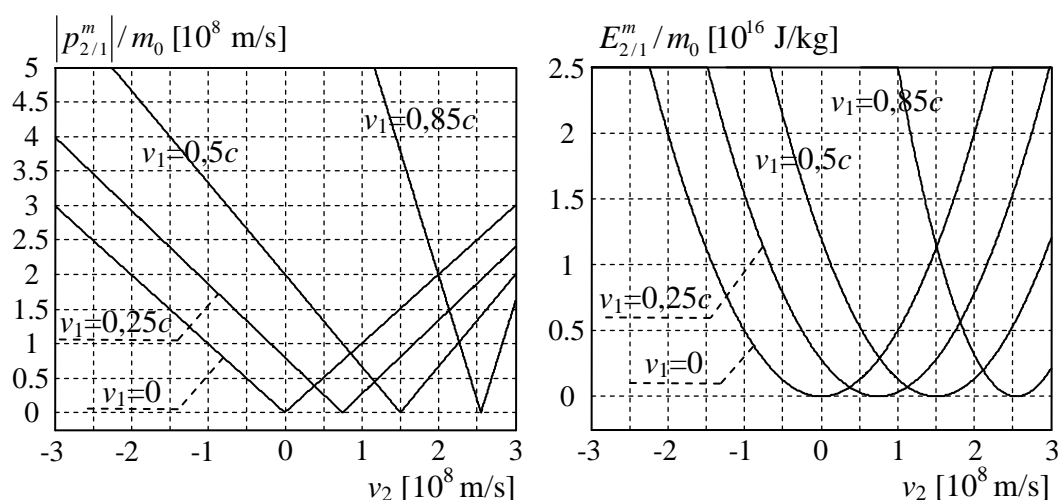
$$E_{2/1}^m = \frac{m_0}{2} \left( \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right)^2. \quad (74)$$

Na podstawie (12) energię kinetyczną można zapisać w postaci wyrażonej od prędkości względnej:

$$E_{2/1}^m = \frac{m_0 v_{2/1}^2}{2}. \quad (75)$$

W modelu STE/m wzór na energię kinetyczną wyrażony od prędkości względnej jest identyczny jak wzór w mechanice klasycznej. Wykresy pędu (70) oraz energii kinetycznej (74) zostały przedstawione na rysunku 4.

#### 4.3.4. Wybrane własności pędu oraz energii kinetycznej w STE/m



Rys. 4. Moduł pędu oraz energia kinetyczna w dynamice STE/m

Źródło: Opracowanie własne Autora

Fig. 4. The momentum module and kinetic energy in dynamics STE/m

Source: Elaboration of the Author

W szczególnym przypadku, gdy obserwator jest nieruchomy względem uniwersalnego układu doniesienia ( $v_1 = 0$ ) wzory (67), (70)-(71) oraz (74)-(75) przyjmują postać:

$$m_{2/E}^m = m_0, \quad (76)$$

$$p_{2/E}^m = m_0 v_2, \quad (77)$$

$$E_{2/1}^m = \frac{m_0 v_2^2}{2}. \quad (78)$$

## 5. Wnioski

- W artykule przedstawiona została autorska metoda wyprowadzania dynamik w Szczególnej Teorii Eteru. Pokazane zostały trzy przykłady takiego wyprowadzenia.
- Wyprowadzenie dynamiki opiera się na czterech wzorach obowiązujących w kinematyce STE, czyli (12), (18), (20) oraz (23) (w niektórych przypadkach nie wszystkie z tych wzorów są potrzebne). Aby wyprowadzić dynamikę STE konieczne jest przyjęcie do kinematyki dodatkowego założenia, które pozwala wprowadzić do teorii pojęcia: masy, energii kinetycznej oraz pędu.
- Rozstrzygnięcie, która ze wszystkich możliwych dynamik Szczególnej Teorii Eteru jest prawidłowym modelem rzeczywistych procesów powinno być jednym z ważniejszych zadań przyszłej fizyki. Do weryfikacji różnych dynamik użyteczny może być kalorymetr. Urządzenie to umożliwi pomiar ilości ciepła wydzielanego podczas zatrzymania cząstek rozpędzonych do dużych prędkości. Na tej podstawie można wyznaczyć wykresy energii kinetycznej rozpędzonych cząstek w funkcji ich prędkości, analogiczne do tych pokazanych na rysunkach 2, 3 oraz 4. Na tej podstawie można wskazać dynamikę, w której energia kinetyczna cząstek jest zgodna z eksperymentami.
- W artykule [11] pokazane zostało, że założenie IV przyjęte w Szczególnej Teorii Eteru można osłabić. Możliwe jest dopuszczenie skrócenia poprzecznego, które zostało tam opisane funkcją  $\psi(v)$ . Na tej podstawie wyprowadzona została ogólna postać transformacji. Jeżeli dopuści się skrócenie poprzeczne  $\psi(v)$ , wtedy transformacja z dowolnego inercjalnego układu  $U_i$  do układu  $U$  związanego z uniwersalnym układem odniesienia ma postać:

$$\begin{cases} t = \frac{\psi(v_i)}{\sqrt{1 - (v_i/c)^2}} t_i, \\ x = \frac{\psi(v_i)}{\sqrt{1 - (v_i/c)^2}} v_i t_i + \psi(v_i) \sqrt{1 - (v_i/c)^2} \cdot x_i, \\ y = \psi(v_i) y_i, \\ z = \psi(v_i) z_i. \end{cases} \quad (79)$$

- Jeżeli dopuści się skrócenie poprzeczne  $\psi(v)$ , wtedy transformacja z układu  $U$  związanego z uniwersalnym układem odniesienia, do układu inercjalnego  $U_i$  ma postać:

$$\begin{cases} t_i = \frac{\sqrt{1 - (v_i/c)^2}}{\psi(v_i)} t, \\ x_i = \frac{1}{\psi(v_i) \sqrt{1 - (v_i/c)^2}} (-v_i t + x), \\ y_i = \frac{y}{\psi(v_i)}, \\ z_i = \frac{z}{\psi(v_i)}. \end{cases} \quad (80)$$

- Wynika stąd, że możliwych jest nieskończenie wiele kinematyk ciał zgodnych z eksperymentami, w których mierzona była prędkość światła.
- W artykule [11] na podstawie transformacji (79)-(80) wyprowadzony został wzór na jednokierunkową prędkość światła w próżni, mierzoną w dowolnym układzie inercjalnym, o postaci:

$$c_i(\alpha_i) = \frac{c^2}{c + v_i \cos \alpha_i}. \quad (81)$$

- W monografii [5] przy pomocy analizy geometrycznej przepływu światła w eksperymentach Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a wyprowadzony został ogólniejszy wzór na jednokierunkową prędkość światła w ośrodku materialnym  $s$ , mierzoną w dowolnym układzie inercyjnym, o postaci:

$$c_{si}(\alpha_i) = \frac{c^2 c_s}{c^2 + c_s v_i \cos \alpha_i}. \quad (82)$$

- Wyprowadzone w tym artykule dynamiki dotyczą kinematyki opisanej transformacjami (1)-(3) oraz (4)-(6). Dla kinematyk opisanych transformacjami (79)-(80), dynamiki będą inne, dlatego, że dla każdej z nich inną postać ma wzór (23).
- W artykule [8] przy pomocy Szczególnej Teorii Eteru wyjaśnione zostało zjawisko anizotropii mikrofalowego promieniowania tła (opis licznych badań na temat anizotropii mikrofalowego promieniowania tła można odnaleźć w wykładzie noblowskim [4]). Na podstawie anizotropii mikrofalowego promieniowania tła można wyznaczyć prędkość z jaką Układ Słoneczny porusza się względem uniwersalnego układu odniesienia. Najdokładniej prędkość ta została obliczona w artykule [11] i wynosi  $369,3 \pm 3,3$  km/s. Jest ona skierowana w kierunku gwiazdozbioru Lwa.

## Literatura

- [1] Воднев Владимир, Наумович Адольф и Наумович Нил. *Основные математические формулы. Справочник*. Минск, Издательство «Вышэйшая школа» Государственного комитета БССР, 1988, ISBN 5-339-00083-4.
- [2] Hafele Joseph C., Keating Richard E., *Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains*, *Science*, New Series, Vol. 177, No. 4044, 166–168.
- [3] Hafele Joseph C., Keating Richard E., *Around-the-World Atomic Clocks: Observed Relativistic Time Gains*, *Science*, New Series, Vol. 177, No. 4044, 168–170.
- [4] Smoot George F., *Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie* (w języku polskim), Wykład noblowski z 2006 roku, *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), Нобелевская лекция в 2006 году, *Успехи Физических Наук*, Том 177, № 12, 1294-1317, 2007.
- [5] 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, Rzeszow, Poland 2015, www.ste.com.pl, ISBN 978-83-63359-81-2.
- [6] Szostek Karol, Szostek Roman, *The Geometric Derivation of the Transformation of Time and Position Coordinates in STE* (w języku angielskim: *Geometryczne wyprowadzenie transformacji czasu i współrzędnych położenia w STE*). *IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP)*, 2016, Vol. 8, Issue 4, Version III, 22-30, ISSN 2278-4861, doi: 10.9790/4861-0804032230.

- [7] Szostek Karol, Szostek Roman, *Выделенная в космологии система отсчета и возможная модификация преобразований Лоренца* (w języku rosyjskim: *Wyróżniony w kosmologii układ odniesienia i możliwa modyfikacja transformacji Lorentza*), Ученые Записки Физического Факультета МГУ (Notatki Naukowe Uniwersytetu Moskiewskiego Państwowego Wydziału Fizyki), № 2, 2017, 172102, ISSN 2307-9665.
- [8] 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.
- [9] Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya teorią z eterem*, Zeszyty Naukowe Uczelni Warszawskiej im. Marii Skłodowskiej-Curie, 3 (57), 2017, 87-106, ISSN 1897-2500.
- [10] Szostek Karol, Szostek Roman, *Derivation of Transformation and One-Way Speed of Light in Kinematics of Special Theory of Ether* (w języku angielskim: *Wyprowadzenie transformacji oraz jednokierunkowej prędkości światła w kinematyce Szczególnej Teorii Eteru*), American Journal of Modern Physics, Vol. 6, Issue 6, 2017, 140-147, ISSN: 2326-8867.
- [11] Szostek Karol, Szostek Roman, *The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system*, Results in Physics, Vol. 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).
- [12] 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, 70-79, ISSN 0579-9392.
- [13] Szostek Karol, Szostek Roman, *Sposób pomiaru prędkości światła i urządzenie do stosowania tego sposobu*, patent na wynalazek przyznany przez Urząd Patentowy RP, zgłoszenie wynalazku numer P.414434 z dnia 2015.10.20.
- [14] Zhu Xiaojie, *One-way light velocity instrument*, patent urządzenia zgłoszony w chińskim urzędzie patentowym w dniu 31.21.2006 pod numerem CN 200610172796 i opublikowany w dniu 18.07.2007 pod numerem CN101000265 A.
- [15] Yuan Zhong Zhang, *Special Relativity and Its Experimental Foundation*, Singapore, World Scientific Publishing, 1997.