

Wyprowadzenie ogólnej postaci kinematyki z uniwersalnym układem odniesienia

Karol Szostek

Politechnika Rzeszowska
Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów
al. Powstańców Warszawy 12, 35-959 Rzeszów, Poland
kszostek@prz.edu.pl

Roman Szostek

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

W artykule wyprowadzona została cała klasa transformacji czasu i położenia. Transformacje te zostały wyprowadzone na podstawie analizy eksperymentu Michelson'a-Morley'a [2] oraz jego udoskonalonej wersji czyli eksperymentu Kennedy'ego-Thorndike'a [1]. Na podstawie każdej z tych transformacji można wyprowadzić inną kinematykę ciał. W ten sposób wykazaliśmy, że Szczególna Teoria Względności nie jest jedyną teorią wyjaśniającą wyniki eksperymentów ze światłem. Istnieje całe kontinuum teorii kinematyki ciał, które prawidłowo wyjaśniają eksperyment Michelson'a-Morley'a oraz inne eksperymenty, w których mierzona jest prędkość światła.

Na podstawie wyprowadzonych transformacji wyprowadzamy ogólny wzór na prędkość światła w próżni mierzoną w dowolnym inercjalnym układzie odniesienia. Wyjaśniamy dlaczego eksperymenty Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie mogły wykryć eteru. Przedstawiamy i dyskutujemy trzy przykłady konkretnych transformacji. Na koniec wyjaśniamy zjawisko anizotropii mikrofalowego promieniowania tła przy pomocy przedstawionej teorii.

Wyprowadzoną w tej pracy teorię nazwaliśmy Szczególną Teorią Eteru - z dowolnym skróceniem poprzecznym. Cały artykuł zawiera wyłącznie oryginalne badania jego autorów.

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

1. Wstęp

We współczesnej fizyce powszechnie uważa się, że eksperyment Michelson'a-Morley'a udowodnił, że prędkość światła jest absolutnie stała oraz, że nie istnieje uniwersalny układ odniesienia nazywany eterem. Na podstawie analizy tych eksperymentów wyprowadzona została transformacja Lorentza, na której opiera się Szczególna Teoria Względności. Obecnie uważa się, że Szczególna Teoria Względności jest jedyną teorią kinematyki ciał, która prawidłowo wyjaśnia eksperyment Michelson'a-Morley'a oraz wszystkie inne eksperymenty, w których mierzona jest prędkość światła.

W rozważaniach, które doprowadziły do Szczególnej Teorii Względności założono, że wszystkie układy inercjalne są równoważne oraz, że dla każdego obserwatora prędkość światła ma stałą wartość. Jednak założenia te nie mają uzasadnienia eksperymentalnego. Założenie, że

wszystkie układy inercjalne są równoważne przyjęto dlatego, że nie umiano wyjaśnić eksperymentu Michelson'a-Morley'a przy pomocy teorii z uniwersalnym układem odniesienia. W tym artykule pokazujemy jak to zrobić, a także, że takich teorii jest nieskończenie wiele. Okazuje się także, że nigdy dokładnie nie zmierzono jednokierunkowej (chwilowej) prędkości światła. We wszystkich pomiarach prędkości światła mierzono jedynie średnią prędkość światła przebywającego drogę po trajektorii zamkniętej. Aby zmierzyć prędkość światła musiało ono wrócić do urządzenia pomiarowego. W najprostszym przypadku światło było wysyłane do zwierciadła i z powrotem, tak jak zrobili to w swoich eksperymentach Armand Fizeau w roku 1849 oraz Jean Foucault w roku 1850. Tak samo jest w eksperymentach Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a, w których po odbiciu od zwierciadeł strumień światła wracają do punktu wyjścia. Z eksperymentów tych wynika, że średnia prędkość światła przebywającego drogę tam i z powrotem jest stała, a nie że stała jest jednokierunkowa (chwilowa) prędkość światła.

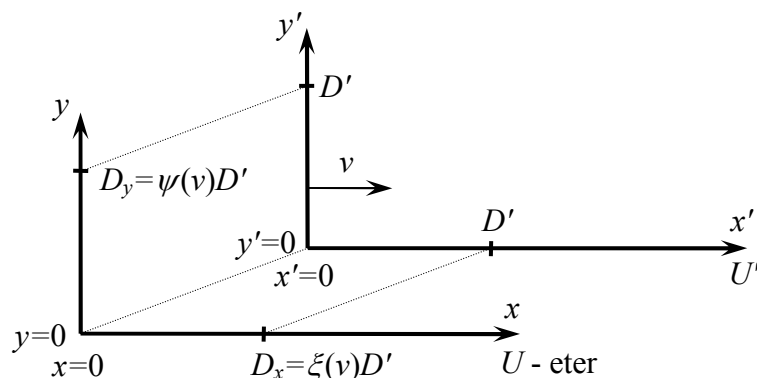
Analizę eksperymentu Michelsona-Morleya oraz Kennedy'ego-Thorndike'a przeprowadziliśmy przy innych założeniach niż zrobiono to w Szczególnej Teorii Względności.

2. Założenia kinematyki ciał

Przyjmujemy następujące założenia:

- I. Istnieje układ odniesienia względem którego prędkość światła w próżni ma tę samą wartość w każdym kierunku. Nazywamy go uniwersalnym układem odniesienia lub eterem.
- II. Średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem jest dla każdego obserwatora niezależna od kierunku propagacji tego światła. Wynika to z eksperymentu Michelson'a-Morley'a.
- III. Średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem nie zależy od prędkości obserwatora względem uniwersalnego układu odniesienia. Wynika to z eksperymentu Kennedy'ego-Thorndike'a.
- IV. W kierunku prostopadłym do kierunku prędkości ciała względem eteru następuje $\psi(v)$ krotne jego skrócenie, gdzie $\psi(v) > 0$ jest funkcją skrócenia poprzecznego zależną od prędkości v ciała względem eteru.
- V. Transformacja eter-układ jest liniowa.

W pracach [4], [5], [6] oraz [7] wyprowadziliśmy kinematykę i dynamikę ciał dla powyższych założeń, ale tylko dla przypadku, gdy $\psi(v) = 1$. W tej pracy przedstawiamy kinematykę z dowolnym skróceniem poprzecznym, w której założenie IV zostało uogólnione i funkcja $\psi(v) > 0$ może mieć bardziej złożoną postać (rysunek 1) [8].



Rys. 1. Znaczenie parametru skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ i podłużnego $\xi(v)$.

Długość prostopadła do osi x oraz x' widziana z układu U' jako D' , jest widziana z układu U jako $\psi(v)D'$. Jeżeli $\psi(v) = 1$, wtedy nie następuje skrócenie poprzeczne, czyli wszystkie długości

prostopadłe do prędkości v , układu inercyjnego U' względem eteru U , mają taką samą wartość dla obserwatora z układu inercyjnego U' oraz dla obserwatora z eteru U .

Długość równoległa do osi x oraz x' widziana z układu U' jako D' , jest widziana z układu U jako $\xi(v)D'$. Później okaże się, że dla przyjętych założeń funkcja skrócenia podłużnego $\xi(v)$ jest zależna od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ oraz prędkości v . Dlatego nie przyjmujemy żadnych założeń dla skrócenia podłużnego.

Jeżeli prędkość $v=0$, wtedy pomiary z układu U' muszą być identyczne jak z układu U . Zachodzi wtedy $D'=D_y=\psi(0)D'$. Na tej podstawie otrzymujemy ważną własność funkcji skrócenia poprzecznego

$$\psi(0) = 1 \quad (1)$$

3. Czas i droga przepływu światła w eterze

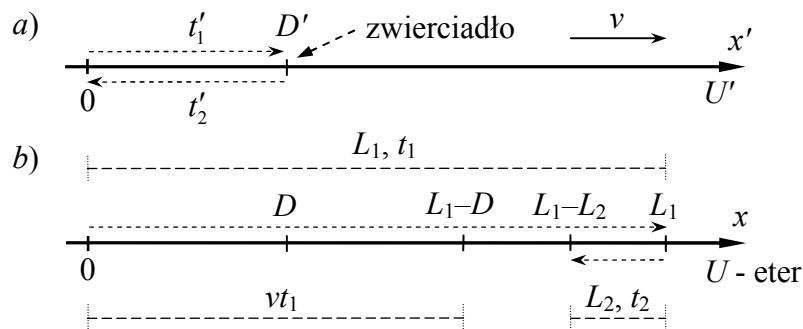
Rozpatrzmy układ inercyjny U' , który porusza się względem układu U związanego z eterem z prędkością v (rysunek 2). W układzie U' znajduje się zwierciadło w odległości D' od początku układu. Światło w eterze przemieszcza się ze stałą prędkością c . Gdy początki układów pokrywają się, z punktu $x'=0$ w czasie $t=0$, wysyłany jest strumień światła w kierunku zwierciadła. Po dotarciu do zwierciadła, światło odbija się i porusza w eterze w przeciwnym kierunku z prędkością o ujemnej wartości, czyli $-c$.

Przyjmujemy następujące oznaczenia dla obserwatora z eteru: t_1 jest czasem przepływu światła do zwierciadła, t_2 jest czasem powrotu światła do punktu wyjścia. L_1 oraz L_2 są drogami jakie pokonało światło w eterze w jednym i w drugim kierunku.

Gdy światło zmierza w kierunku zwierciadła, wtedy zwierciadło ucieka przed nim z prędkością v . Gdy światło po odbiciu się od zwierciadła wraca do punktu $x'=0$, wtedy ten punkt wybiega mu naprzeciw z prędkością v . Dla obserwatora z układu U odległość D' równoległa do wektora prędkości v jest widziana jako D_x . Otrzymujemy

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

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



Rys. 2. Czas i droga przepływu światła do zwierciadła oraz z powrotem:

a) droga światła widziana z układu inercyjnego U' ,

b) droga światła widziana z eteru.

Zależności (3) należy rozwiązać ze względu na t_1 oraz t_2 . Otrzymujemy wówczas czas oraz drogę przepływu w eterze

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

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

4. Geometryczne wyprowadzenie ogólnej transformacji

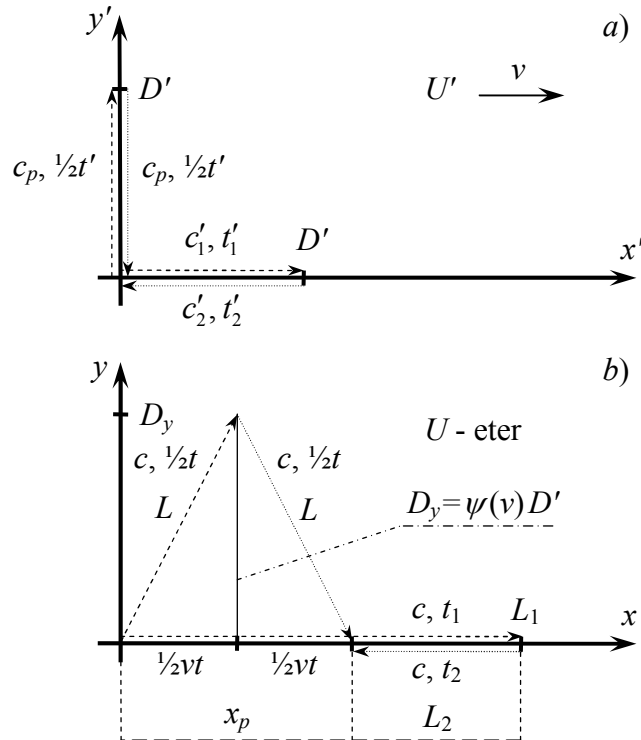
W rozdziale zostały wyprowadzone metodą geometryczną transformacje układ-eter. Została wykonana kompletna analiza geometryczna eksperymentu Michelson'a-Morley'a, która uwzględnia przepływ światła prostopadły oraz równoległy do kierunku ruchu układu U' .

Przyjmujemy założenia od I do V wymienione we wstępie.

Na rysunku 3 przedstawiono dwa układy. Układ U spoczywa w eterze, natomiast układ U' porusza się względem eteru ze stałą prędkością v . Osie x oraz x' leżą na jednej prostej. W chwili, gdy początki układów pokrywały się, zegary były zsynchronizowane i zerowane w obydwu układach. Zegary w układzie U związanym z eterem są synchronizowane metodą wewnętrzną, czyli na podstawie odległości zegarów oraz znanej prędkości światła, która w układzie U jest stała. Zegary w układzie U' są synchronizowane metodą zewnętrzną w taki sposób, że jeżeli zegar układu U wskazuje czas $t=0$, wtedy znajdujący się obok niego zegar układu U' także jest zerowany, czyli $t'=0$.

W układzie U' przeprowadzony jest eksperyment pomiaru prędkości światła w próżni prostopadle oraz równoległe do kierunku ruchu układu U' względem eteru. W każdym z tych kierunków światło przebywa drogę do zwierciadła i z powrotem. Na rysunku 3 w części a) zaprezentowano drogi przepływu światła widziane przez obserwatora z układu U' , natomiast w części b) widziane przez obserwatora z układu U .

Przez c_p oznaczamy średnią prędkość światła w układzie U' .



Rys. 3. Drogi dwóch strumieni światła:

a) widziane przez obserwatora z układu U' , b) widziane przez obserwatora z układu U (eter).

Zwierciadła są związane z układem U' i umieszczone w odległości D' od początku układu współrzędnych. Jedno zwierciadło znajduje się na osi x' , drugie na osi y' .

Zgodnie z założeniem IV odległość D' w układzie U' prostopadła do prędkości v ma dla obserwatora z eteru U wartość (skrócenie poprzeczne)

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

Czas przepływu światła w układzie U , wzdłuż osi x , do zwierciadła oznaczamy przez t_1 . Czas przepływu z powrotem oznaczamy przez t_2 .

Czas przepływu światła w układzie U' , wzdłuż osi x' , do zwierciadła oznaczamy przez t'_1 . Czas przepływu z powrotem oznaczamy przez t'_2 .

Łączny czas oznaczamy odpowiednio jako t oraz t' ($t = t_1 + t_2$ oraz $t' = t'_1 + t'_2$).

Obydwa strumienie światła wracają do punktu wyjścia w tym samym czasie, zarówno w układzie U oraz układzie U' . Wynika to z założenia II oraz z ustawienia zwierciadeł w tej samej odległości D' od punktu emisji światła.

Strumień światła, poruszający się równolegle do osi y' , z punktu widzenia układu U porusza się po ramionach trójkąta. Ponieważ prędkość światła w układzie U jest stała (założenie I), dlatego trójkąt ten jest równoramienny. Długość jego ramienia oznaczamy przez L . Ze względu na stałą prędkość światła w układzie U , czas przepływu wzdłuż każdego ramienia jest taki sam i wynosi $t/2$.

W układzie U , strumień światła biegnący równolegle do osi x w kierunku zwierciadła pokonuje odległość L_1 w czasie t_1 . W drodze powrotnej pokonuje odległość L_2 w czasie t_2 . Odległości te są różne ze względu na ruch w eterze zwierciadła i punktu, z którego wysłano światła.

Jeżeli dopuścimy, że średnia prędkość światła c_p w układzie U' , jest jakąś funkcją prędkości światła c w układzie U zależną od prędkości v , wówczas

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

Ze względu na założenie III mamy, że $f(v_1)=f(v_2)$. Ponieważ $f(0)=1$, zatem $f(v)=1$ dla każdej prędkości v . Wynika stąd, że średnia prędkość światła w układzie inercyjnym jest równa jednokierunkowej prędkości światła w eterze, czyli

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

Dla obserwatora z eteru U zachodzi

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

Dla obserwatora z układu inercyjnego U' po uwzględnieniu (8) zachodzi

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

Z równania (9) można wyznaczyć drogę L , natomiast z równania (10) można wyznaczyć drogę D' . Otrzymujemy

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

Prędkość układu U' względem absolutnego układu odniesienia U oznaczono przez v . Ponieważ x_p jest to droga, jaką układ U' przebędzie w czasie t przepływu światła, stąd

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

Korzystając z geometrii pokazanej na rysunku 3 oraz (6) i (12) można drogę L wyrazić jako

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

Równanie (13) po podniesieniu do kwadratu i uwzględnieniu zależności (11) ma postać

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

Po uporządkowaniu otrzymujemy

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

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

W powyższej zależności występują tylko czasy t oraz t' , które dotyczą pełnego przepływu światła do zwierciadła i z powrotem. Należy zwrócić uwagę na to, że są to czasy mierzone w punkcie $x'=0$. Ponieważ długość D' można dobrać tak, aby czas przepływu światła był dowolny, dlatego zależność (16) jest prawdziwa dla dowolnego czasu t' oraz odpowiadającego mu czasu t .

Długość D' związana z układem U' równoległa do osi x jest z punktu widzenia układu U widziana jako D_x . Równania (5) wyrażają drogi przepływu światła w układzie U w obu kierunkach wzdłuż osi x'

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

Z równań (17) można wyznaczyć sumę i różnicę dróg L_1 oraz L_2 , jakie światło przebyło w eterze

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

Z drugiego równania można wyznaczyć drogę, jaką układ U' pokonał w połowie czasu przepływu światła $t/2$, czyli

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

Ponieważ przyjęto, że w układzie U (eterze), prędkość światła c jest stała (założenie I), dlatego obie drogi, jakie pokonuje światło $2L$ oraz $L_1 + L_2$ są takie same

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

Po podstawieniu (13) oraz pierwszego równania (18) otrzymamy

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

Po skróceniu przez 2 i podniesieniu do kwadratu oraz uwzględnieniu (19) otrzymamy

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

Czyli

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

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

Otrzymujemy zależność na skrócenie długości w postaci (skrócenie wzdłużne)

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

W powyższej zależności występują długości D_x oraz D' , które są odległościami między zwierciadłami oraz punktem emisji światła. Ponieważ długość D' można dobrać dowolnie, dlatego zależność (25) jest prawdziwa dla dowolnych wartości D' .

Po wstawieniu (16) do (12) uzyskamy

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

Przyjmujemy, że transformacja z inercjalnego układu U' do eteru U jest liniowa (założenie V). Jeśli do transformacji czasu i położenia (16), (26) dodać czynniki liniowe zależne od x' , wówczas uzyskamy transformację z niewiadomymi współczynnikami a , b

$$\begin{aligned} t &= t' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + ax' \\ x &= vt' \frac{\psi(v)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + bx' \end{aligned} \quad (27)$$

Transformacja (27) powinna obowiązywać dla dowolnego czasu oraz położenia. W szczególnym przypadku obowiązuje w chwili synchronizacji zegarów czyli, gdy $t=t'=0$ dla punktu o współrzędnych D' w układzie U' . W związku z tym wstawiamy do transformacji (27) $t=t'=0$, $x'=D'$ oraz $x=D_x$. W tym momencie została zastosowana synchronizacja zewnętrzna zegarów w układzie U' na podstawie zegarów w eterze. Po uwzględnieniu (25) otrzymujemy

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

Stąd otrzymamy współczynniki a oraz b

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

Ostatecznie po wstawieniu (29) do (27) ogólna postać transformacji z dowolnego inercjalnego układu U' do układu U związanego z eterem, przyjmie postać

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

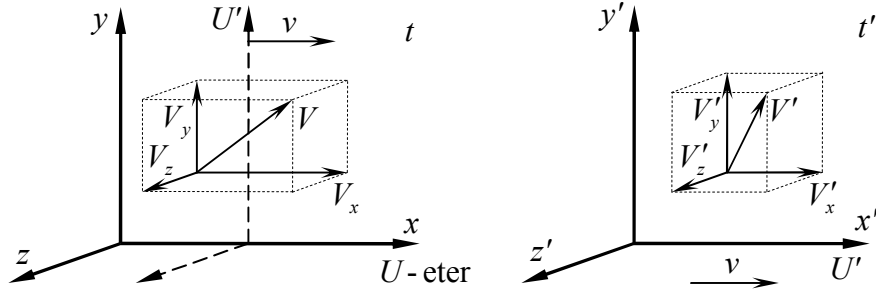
Po przekształceniu otrzymamy ogólną postać transformacji odwrotnej, czyli transformację z układu U związanego z eterem, do układu inercyjnego U'

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

Wyznaczone transformacje (30) oraz (31) są zgodne z eksperymentami Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a. Poniżej wykazemy, że z powyższych transformacji wynika, iż pomiar prędkości światła w próżni, przy pomocy stosowanych dotychczas metod, zawsze będzie dawał średnią wartość równą c . Tak się dzieje pomimo tego, że prędkość światła ma różną wartość w różnych kierunkach.

5. Transformacja prędkości

Osie układu inercyjnego U' oraz układu U związanego z eterem ustalono tak, aby były do siebie równoległe (rysunek 4). Układ inercjalny porusza się z prędkością v równoległe do osi x oraz x' .



Rys. 4. Ruch widziany z eteru i układu inercyjnego.

Różniczki z transformacji (31) mają postać

$$\begin{cases} dt' = \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{\psi(v)} dt \\ dx' = \frac{1}{\psi(v)\sqrt{1 - (v/c)^2}} (-vdt + dx) \\ dy' = \frac{1}{\psi(v)} dy \\ dz' = \frac{1}{\psi(v)} dz \end{cases} \quad (32)$$

Z eteru U oraz układu inercyjnego U' obserwowane jest poruszające się ciało. Ma ono w eterze prędkość V natomiast w układzie inercjalnym ma prędkość V' . Składowe tych prędkości zostały przedstawione na rysunku 4.

Prędkość ciała w układzie eteru U można zapisać w postaci

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt} \quad (33)$$

Prędkość ciała w układzie inercyjnym U' można zapisać w postaci

$$V'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad V'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad V'_z = \frac{dz'}{dt'} \quad (34)$$

Do równań (34) wstawiamy różniczki (32). Otrzymujemy

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

Czyli

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

Na podstawie (33) otrzymujemy szukaną transformację prędkości

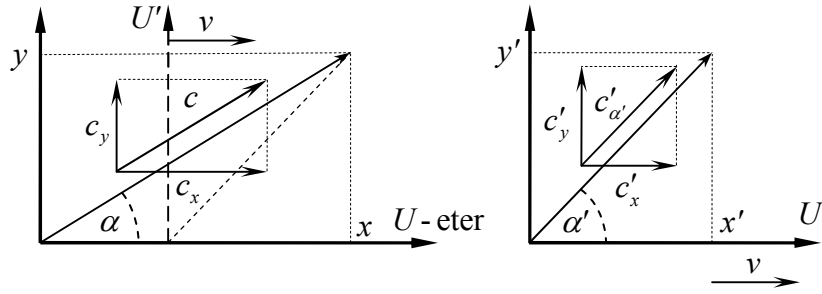
$$\left\{ \begin{array}{l} V'_x = \frac{V_x - v}{1-(v/c)^2} \\ V'_y = \frac{V_y}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \\ V'_z = \frac{V_z}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \end{array} \right. \quad (37)$$

Interesujące jest to, że otrzymana transformacja prędkości nie zależy od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$.

6. Prędkość światła w próżni dla ruchomego obserwatora

W ogólnym przypadku przepływ światła odbywa się po drogach przedstawionych na rysunku 5. Osie układów współrzędnych są ustawione tak, aby

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



Rys. 5. Przepływ światła pod dowolnym kątem.

Zgodnie z rysunkiem na podstawie twierdzenia Pitagorasa otrzymujemy

$$c_{\alpha'}'^2 = c_x'^2 + c_y'^2 \quad (39)$$

$$c^2 = c_x^2 + c_y^2 \quad (40)$$

Zachodzi także

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

Gdy $V_x = c_x$ oraz $V'_x = c'_x$, wtedy zgodnie z (37) zachodzi

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

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

6.1. Pierwsza zależność na prędkość światła

Po wstawieniu do (39) zależności (42) oraz (43) otrzymujemy

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

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

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

Po uwzględnieniu (40) otrzymujemy

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

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

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

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

Na tej podstawie otrzymujemy pierwszą zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od c_x

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

6.2. Druga zależność na prędkość światła

Na podstawie (42) otrzymujemy

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

Po wstawieniu do (51) otrzymujemy

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

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

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

Na tej podstawie otrzymujemy drugą zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od c_x'

$$c_{\alpha'}' = \frac{c^2 - vc_x'}{c} \quad (56)$$

6.3. Trzecia zależność na prędkość światła

Na podstawie (56) otrzymujemy

$$cc_{\alpha'}' = c^2 - vc_x' \quad (57)$$

$$cc_{\alpha'}' + vc_x' = c^2 \quad (58)$$

$$1 = \frac{c^2}{cc_{\alpha'}' + vc_x'} \quad (59)$$

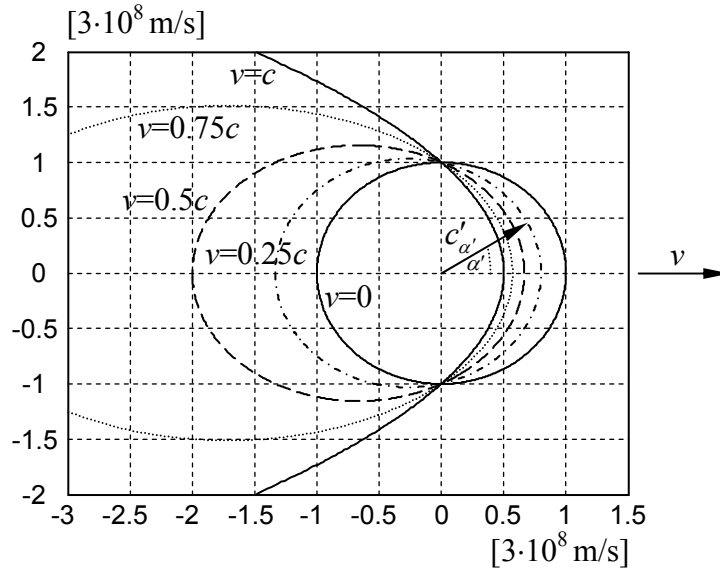
$$c_{\alpha'}' = \frac{c^2c_{\alpha'}'}{cc_{\alpha'}' + vc_x'} \quad (60)$$

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

Z tego równania na podstawie (41) otrzymujemy trzecią zależność na prędkość światła w układzie inercyjnym, wyrażoną od α' (rysunek 6)

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

Wzór ten jest identyczny jak wzór (377) wyprowadzony metodą geometryczną w pracy [4]. Interesujące jest to, że prędkość światła w próżni nie zależy od funkcji skrócenia poprzecznego $\psi(v)$. Wynika z tego, że nie można wyznaczyć tej funkcji na podstawie eksperymentu pomiaru jednokierunkowej prędkości światła.



Rys. 6. Prędkość światła $c'_{\alpha'}$ w układzie inercyjnym dla $v=0, 0.25c, 0.5c, 0.75c, c$.

Wyznamy teraz średnią prędkość światła, które w dowolnym układzie inercyjnym przebywa drogę o długości L' , odbija się od zwierciadła i wraca tą samą drogą do punktu wyjścia. Jeżeli t'_1 jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie drogi L' w jedną stronę, natomiast t'_2 jest czasem jaki światło potrzebuje na przebycie tej samej drogi w drugą stronę, wtedy średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem wynosi

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

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

Wynika z tego, że średnia prędkość światła jest stała i równa jest prędkości światła c widzianej z eteru. Ta średnia prędkość nie zależy od kąta α' ani od prędkości v . Z tego powodu obracanie ramion interferometru w eksperymentach Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie wpływa na prążki interferencyjne. Właśnie dlatego eksperymenty te nie mogły wykryć eteru.

W pracy [4] wyprowadzony został metodą geometryczną wzór, ogólniejszy niż (62), na prędkość światła poruszającego się w ośrodku materialnym nieruchomym względem obserwatora o postaci (c_s jest średnią prędkością światła w tym ośrodku materialnym)

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

7. Przykłady Szczególnych Teorii Eteru

Poniżej przedstawione są trzy przykłady transformacji eter-układ uzyskane dla trzech różnych funkcji $\psi(v)$. Każda taka transformacja zawiera pełną informację na temat kinematyki ciał i może być podstawą do wyprowadzenia odrębnej teorii kinematyki ciał. W ramach każdej z tych kinematyk możliwe jest wyprowadzenie licznych dynamik ciał w sposób analogiczny do pokazanego w prac [4]. Aby wyprowadzić dynamikę, czyli wprowadzić do teorii pojęcia masy, pędu oraz energii kinetycznej, konieczne jest przyjęcie dodatkowego założenia.

Funkcja skrócenia poprzecznego $\psi(v)$ musi spełniać zależność (1) oraz przyjmować wartości nieujemne.

7.1. Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia poprzecznego

W najprostszym przypadku można przyjąć, że dla każdej wartości prędkości v

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

Wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

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

Dla takiej transformacji otrzymuje się kinematykę oraz dynamikę ciał, które zostały wyprowadzone w pracy [4]. W tym przypadku Szczególnej Teorii Eteru nie występuje skrócenie poprzeczne. Szczególna Teoria Eteru wyprowadzona na podstawie transformacji (67) ma ścisły związek ze Szczególną Teorią Względności Einsteina. Zostało to wykazane w pracy [4].

7.2. Szczególna Teoria Eteru z absolutnym czasem

Jeżeli przyjmiemy, że

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

wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

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

Na podstawie tej transformacji można wyprowadzić STE z absolutnym czasem. Jest bardzo interesujące, że jest możliwa teoria z absolutnym czasem, która spełnia warunki eksperymentów Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a.

7.3. Szczególna Teoria Eteru bez skrócenia podłużnego

Jeżeli przyjmiemy, że

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

wtedy transformacja (30) przyjmuje postać

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

Dla takiej transformacji otrzymuje się kinematykę, w której nie występuje skrócenie podłużne (w kierunku równoległym do prędkości v oraz osi x). Jednocześnie występuje wydłużenie poprzeczne (w kierunku prostopadłym do prędkości v).

8. Anizotropia mikrofalowego promieniowania tła

Światło jest szczególnym przypadkiem promieniowania elektromagnetycznego, jednak powyższe rozważania dotyczą nie tylko światła, ale każdego promieniowania elektromagnetycznego.

Przestrzeń kosmiczna wypełniona jest kosmicznym mikrofalowym promieniowaniem tła. Liczne badania na ten temat zostały omówione w pracy [3]. Dokładne pomiary tego promieniowania wykonały satelity COBE, WMAP oraz Planck. Widmo tego promieniowania jest takie jak widmo promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze

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

Mikrofalowe promieniowanie tła jest promieniowaniem elektromagnetycznym o maksymalnym natężeniu dla częstotliwości około 300 GHz. Promieniowanie tła posiada niejednorodność (anizotropię) z amplitudą

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

Najmniejszą temperaturę promieniowanie tła ma w pobliżu gwiazdozbioru Wodnika, natomiast największą temperaturę w pobliżu gwiazdozbioru Lwa. Czyli z perspektywy Układu Słonecznego po jednej stronie Wszechświat jest nieco cieplejszy, natomiast po drugiej stronie jest nieco chłodniejszy.

Zgodnie z wszystkimi obecnie uznawanymi teoriami przestrzeń jest jednorodna (wszystkie punkty przestrzeni są równoprawne) i izotropowa (wszystkie kierunki w przestrzeni są równoprawne) oraz wszystkie inercjalne układy odniesienia są równoważne. Przy takich założeniach, jeżeli mikrofalowe promieniowanie tła miałoby być wytwarzane przez obiekty znajdujące się w kosmosie, wtedy to promieniowanie docierające do Ziemi powinno być takie samo z każdego kierunku. Ponieważ tak nie jest, dlatego anizotropia mikrofalowego promieniowania tła wymaga w ramach obowiązujących teorii specjalnego wytłumaczenia.

W pracy [3] przedstawione zostało wyjaśnienie anizotropii mikrofalowego promieniowania tła, które odwołuje się do teorii Wielkiego Wybuchu. Promieniowanie to miało powstać w początkowym okresie ewolucji Wszechświata, gdy nagle cała materia stała się przezroczysta. Wtedy uwolniło się promieniowanie, które dzisiaj obserwujemy jako mikrofalowe promieniowanie tła. Promieniowanie to jest jednorodne w układzie inercjalnym, w którym powstało. Według tej koncepcji anizotropia mikrofalowego promieniowania tła jest spowodowana efektem Dopplera dla obserwatora poruszającego się względem układu odniesienia, w którym to promieniowanie powstało. Przy takim tłumaczeniu tego zjawiska wszystkie układy inercjalne pozostają fizycznie równoważne. Jednak takie tłumaczenie wymaga przyjęcia wielu założeń, których nie można zweryfikować eksperymentalnie. Na przykład konieczne jest założenie, że cała materia we wszechświecie była nieruchoma względem jednego inercjalnego układu odniesienia w chwili, gdy stawała się przezroczysta.

W ramach przedstawionej w tej pracy teorii można wytłumaczyć anizotropię kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła w sposób bardzo naturalny. Wiadomo, że mikrofalowe promieniowanie tła jest bardzo przenikliwe przez materię wypełniającą przestrzeń kosmiczną, dlatego jeżeli jego źródła są rozproszone w jednorodnej przestrzeni, to w długim okresie istnienia wszechświata nagromadziło się ono równomiernie w całej przestrzeni. Dlatego można przyjąć, że mikrofalowe promieniowanie tła jest jednorodne w uniwersalnym układzie odniesienia, w którym rozchodzi się światło. Według naszej koncepcji anizotropia jest spowodowana efektem Dopplera widzianym przez obserwatora poruszającego się względem uniwersalnego układu odniesienia, w którym rozprzestrzenia się światło. W tym modelu, dla obserwatora ruchomego względem uniwersalnego układu odniesienia promieniowanie tła nie jest jednorodne pomimo tego, że przestrzeń jest jednorodna. Takie wyjaśnienie tego zjawiska może być weryfikowane eksperymentalnie, gdyż nie odwołuje się do teorii Wielkiego Wybuchu. Anizotropia mikrofalowego promieniowania tła jest bardzo silnym argumentem na rzecz istnienia układu odniesienia, w którym rozchodzi się światło.

Na podstawie anizotropii mikrofalowego promieniowania tła można wyznaczyć prędkość z jaką Układ Słoneczny porusza się względem eteru. W tym celu przeanalizujemy anizotropię mikrofalowego promieniowania tła na podstawie jednej z pośród wszystkich możliwych kinematyk ciał. Wykorzystamy kinematykę bez skrócenia poprzecznego opisaną transformacjami (67). Przyjmujemy, że mikrofalowe promieniowanie tła jest jednorodne w układzie eteru. Przyjmujemy, że odpowiada ono temperaturze T_0 ciała doskonale czarnego. W pracy [4] pokazano, że na podstawie transformacji (67) można wyprowadzić wzór na efekt Dopplera z eteru do układu inercjalnego, taki sam jaki występuje w Szczególnej Teorii Względności, czyli

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

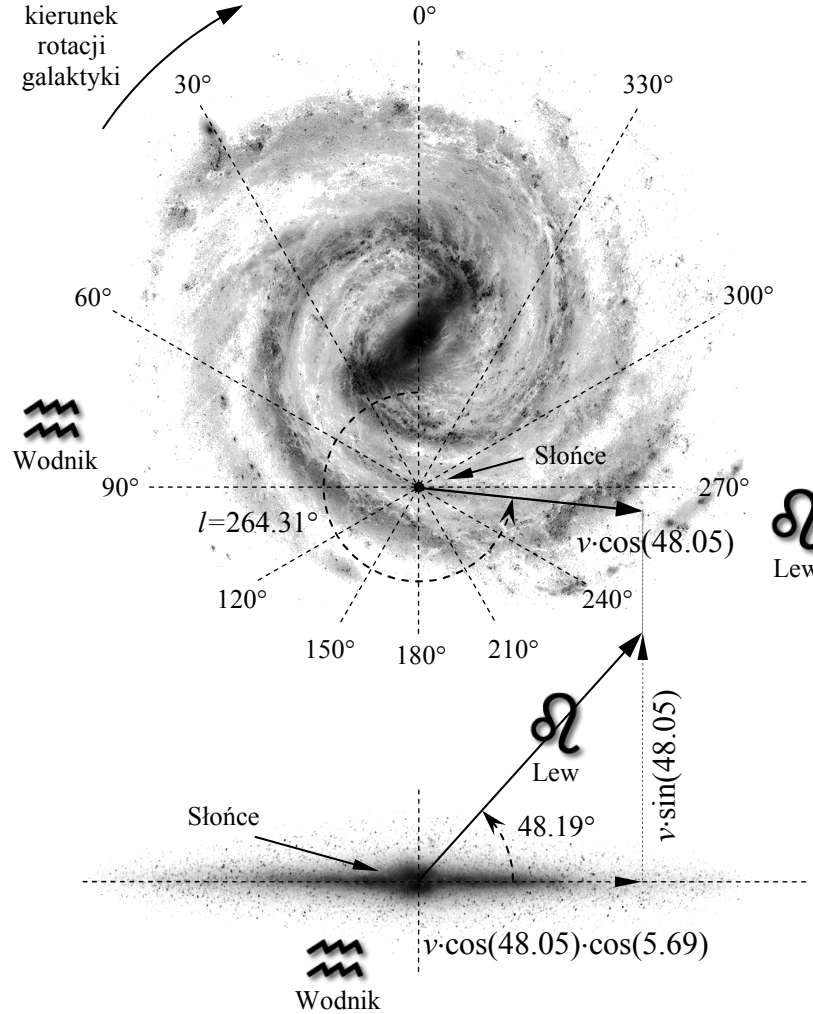
gdzie f_0 jest częstotliwością światła względem eteru, natomiast f_R jest częstotliwością tego światła względem układu inercjalnego poruszającego się z prędkością v . Kąt α_E jest kątem pomiędzy wektorem prędkości v oraz wektorem prędkości światła. Kąt α_E jest widziany z eteru.

Dla $\alpha_E=0$ wzór (74) sprowadza się do postaci

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

Dla $\alpha_E=\pi$ wzór (74) sprowadza się do postaci

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



Rys. 7. Prędkość Układu Słonecznego względem eteru:
rzut na płaszczyznę Galaktyki oraz rzut na płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzny Galaktyki (90°-270°). Widok
galaktyki Droga Mleczna z góry (z naniesionymi współrzędnymi galaktycznymi) oraz widok z boku.

Na podstawie prawa przesunięć Wiena, długość fali świetlnej o maksymalnej mocy jest
związana z temperaturą emitującego ją ciała doskonale czarnego zależnością

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

Dla częstotliwości widzianej z układu eteru otrzymujemy

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

natomiast dla częstotliwości widzianej przez ruchomego obserwatora

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

Po podstawieniu (78) oraz (79) do (75) otrzymujemy

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

Po podstawieniu (78) oraz (79) do (76) otrzymujemy

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

Po podzieleniu stronami równania (80) przez (81) otrzymujemy

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

Na tej podstawie po niedużych przekształceniach otrzymujemy

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

Ostatecznie, analogicznie jak w pracy [3], na podstawie (72) oraz (73) otrzymujemy prędkość Układu Słonecznego względem uniwersalnego układu odniesienia ($c = 299792,458$ km/s)

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

Prędkość ta jest zwrócona w kierunku gwiazdozbioru Lwa. Odpowiada to współrzędnym galaktycznym (rysunek 7)

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

W pracy [4] prędkość Układu Słonecznego względem eteru została oszacowana na podstawie, mało precyzyjnego, eksperymentu z rozpadem mezonów K^+ . Otrzymana tam wartość jest tego samego rzędu i wynosi 445 km/s.

9. Transformacja pomiędzy dwoma układami inercjalnymi

Transformację z inercjalnego układu U_2 do układu U , związanego z eterem, można zapisać na podstawie (30). Transformację z układu U , związanego z eterem, do inercjalnego układu U_1 można zapisać na podstawie (31). Prędkość v_1 jest prędkością układu U_1 w układzie U , natomiast prędkość v_2 jest prędkością układu U_2 w układzie U . Stąd otrzymujemy

$$\begin{cases} t = \frac{\psi(v_2)}{\sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 \\ x = \frac{\psi(v_2)}{\sqrt{1-(v_2/c)^2}} v_2 t_2 + \psi(v_2) \sqrt{1-(v_2/c)^2} \cdot x_2 \\ y = \psi(v_2) y_2 \\ z = \psi(v_2) z_2 \end{cases} \quad (86)$$

oraz

$$\begin{cases} t_1 = \frac{\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\psi(v_1)} t \\ x_1 = \frac{1}{\psi(v_1)\sqrt{1-(v_1/c)^2}} (-v_1 t + x) \\ y_1 = \frac{y}{\psi(v_1)} \\ z_1 = \frac{z}{\psi(v_1)} \end{cases} \quad (87)$$

Rozważymy tylko najprostszy przypadek, w którym prędkości v_1 oraz v_2 są do siebie równoległe. Równania (86) wstawiamy do równań (87). Na tej podstawie, po małych przekształceniach, otrzymujemy transformację z inercyjnego układu U_2 do inercyjnego układu U_1 w postaci

$$\begin{cases} t_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} \frac{\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 \\ x_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} \frac{v_2 - v_1}{\sqrt{1-(v_1/c)^2} \sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 + \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} \frac{\sqrt{1-(v_2/c)^2}}{\sqrt{1-(v_1/c)^2}} x_2 \\ y_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} y_2 \\ z_1 = \frac{\psi(v_2)}{\psi(v_1)} z_2 \end{cases} \quad (88)$$

10. Wnioski końcowe

W niniejszej pracy wykazaliśmy, że istnieje cała klasa teorii z uniwersalnym układem odniesienia (eterem), które prawidłowo wyjaśniają eksperymenty, w których mierzono prędkość światła. We wszystkich takich eksperymentach światło przebywało drogę po trajektorii zamkniętej, dlatego mierzona była jedynie średnia prędkość światła na tej trajektorii. Nigdy nie zmierzono dokładnie jednokierunkowej prędkości światła. Dlatego założenie o absolutnie stałej prędkości światła, przyjęte przez Alberta Einsteina w Szczególnej Teorii Względności (STW), nie ma żadnych podstaw eksperymentalnych.

W każdej teorii z eterem, którą tutaj pokazaliśmy, prędkość światła w próżni wyraża się tym samym wzorem (62). Pomimo tego, że prędkość światła ma wartość zależną od kierunku jego emisji oraz prędkości obserwatora względem eteru, to średnia prędkość światła na drodze tam i z powrotem zawsze jest stała (63)-(64). Dlatego każda z teorii eteru jest zgodna z eksperymentami, w których mierzono prędkość światła. Z powodu tej własności prędkości światła eksperymenty Michelson'a-Morley'a oraz Kennedy'ego-Thorndike'a nie są w stanie wykryć eteru.

Wzór (62) na jednokierunkową prędkość światła w próżni jest taki sam w każdej z wyprowadzonych teorii kinematyki ciał. Z tego powodu nie jest możliwe rozstrzygnięcie na podstawie pomiaru jednokierunkowej prędkości światła, która z wyprowadzonych teorii jest prawidłowym modelem rzeczywistej kinematyki.

Uznawaną obecnie teorią, która tłumaczy wyniki eksperymentów ze światłem jest STW Alberta Einsteina. Powszechnie uważa się błędnie, że STW jest jedyną teorią kinematyki ciał, która wyjaśnia te eksperymenty.

Szczególna Teoria Eteru zbudowana na transformacji eter-układ (67) ma ścisły związek ze Szczególną Teorią Względności Einsteina. Przewidywania kinematyki Szczególnej Teorii Względności są takie same jak przewidywania Szczególnej Teorii Eteru opisanej transformacjami (67), ale tylko dla obserwatorów nieruchomych względem eteru. Wykazaliśmy to w pracy [4].

Oczywiście wiele z możliwych teorii eteru można z góry odrzucić ponieważ nie są prawidłowymi modelami kinematyki z powodu niezgodności z różnymi eksperymentami. Na przykład wiadomo, że czas życia rozpadzionych cząstek elementarnych jest w naszym układzie dłuższy niż w układzie tych cząstek, dlatego prawdopodobnie nieprawidłowym modelem kinematyki będzie model z absolutnym czasem oparty na transformacji (69). Rozstrzygnięcie, która ze Szczególnych Teorii Eteru jest prawidłowym modelem kinematyki ciał powinno być jednym z ważniejszych zadań przyszłej fizyki i prawdopodobnie będzie wymagało rozstrzygnięcia eksperymentalnego. Takim eksperymentem może być precyzyjnie wykonane doświadczenie Ives'a-Stillwell'a, w którym sprawdza się dylatację czasu na podstawie przesunięcia dopplerowskiego dla światła.

Dopuszczenie, że prędkość światła może zależeć od kierunku jego emisji nie wyróżnia żadnego kierunku w przestrzeni. Chodzi bowiem o prędkość światła jaką mierzy ruchomy obserwator. To prędkość z jaką obserwator porusza się względem eteru wyróżnia w przestrzeni charakterystyczny kierunek, ale tylko dla tego obserwatora. Dla obserwatora nieruchomego względem eteru prędkość światła zawsze jest stała i nie zależy od kierunku jego emisji. Jeżeli obserwator porusza się względem eteru, wtedy dla niego przestrzeń nie jest symetryczna. W jego przypadku będzie podobnie jak dla obserwatora płynącego po wodzie i mierzącego prędkość fali na wodzie. Pomimo tego, że fala rozchodzi się po wodzie ze stałą prędkością w każdym kierunku, to dla płynącego obserwatora prędkość fali będzie różna w różnych kierunkach. Z tego powodu przedstawiona teoria, oparta na założeniach I–V, w prosty sposób tłumaczy anizotropię mikrofalowego promieniowania tła. W ramach przedstawionej teorii anizotropia ta jest spowodowana efektem Dopplera, który wynika z ruchu Układu Słonecznego względem uniwersalnego układu odniesienia, w którym rozchodzi się światło.

Bibliografia

- [1] Kennedy Roy J., Thorndike Edward M., *Experimental Establishment of the Relativity of Time*, „Physical Review”, 42 (3), 400–418, 1932. DOI: 10.1103/PhysRev.42.400.
- [2] Michelson Albert A., Morley Edward W., *On the relative motion of the earth and the luminiferous ether*, Am. J. Sci. 34, 333–345, 1887.
- [3] Smoot George F., *Anizotropie kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła: ich odkrycie i wykorzystanie* (w języku polskim). Postępy Fizyki, Tom 59, Zeszyt 2, 52-79, 2008.
Smoot George F., *Nobel Lecture: Cosmic microwave background radiation anisotropies: Their discovery and utilization* (w języku angielskim). Reviews of Modern Physics, Volume 79, 1349-1379, 2007.
Смут Джордж Ф., *Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение* (w języku rosyjskim), Успехи Физических Наук, Том 177, № 12, 1294-1317, 2007.
- [4] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru* (w języku polskim). Wydawnictwo Amelia, Rzeszów, Polska, 2015, ISBN 978-83-63359-77-5.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Special Theory of Ether* (w języku angielskim). Publishing house AMELIA, Rzeszów, Poland, 2015, ISBN 978-83-63359-81-2.

- [5] Szostek Karol, Szostek Roman, *The Geometric Derivation of the Transformation of Time and Position Coordinates in STE*. IOSR Journal of Applied Physics (IOSR-JAP), Volume 8, Issue 4, Version III, 2016, 22-30, ISSN 2278-4861.
- [6] 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.
- [7] Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy teorii z eterem* (w języku polskim). viXra 2016, www.vixra.org/abs/1704.0302.
Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means of the theory of ether* (w języku angielskim). viXra 2016, www.vixra.org/abs/1612.0019.
- [8] Szostek Karol, Szostek Roman, *Szczególna Teoria Eteru z dowolnym skróceniem poprzecznym*, viXra 2016, www.vixra.org/abs/1609.0081.