

Szczególna Teoria Eteru

FRAGMENTY KSIĄŻKI

Karol Szostek
Roman Szostek

wydanie I

Rzeszów
wrzesień 2015

Szczególna Teoria Eteru

www.ste.com.pl

© Copyright by Karol Szostek and Roman Szostek

Wszelkie prawa zastrzeżone. Cała książka oraz każdy element książki są zastrzeżone. Jakikolwiek przedruk lub reprodukcja jest zabroniona bez pisemnej zgody autorów.

Niniejsze fragmenty książki przeznaczone są do darmowego rozpowszechniania w wersji elektronicznej.

ISBN 978-83-63359-77-5

Wydanie, druk, oprawa i projekt okładki:
Wydawnictwo AMELIA Aneta Siewiorek
ul. dr. J. Tkaczowa 186, 36-040 Boguchwała
tel. 17 853-40-23; tel. komórkowy 600-232-402
www.wydawnictwoamelia.pl
e-mail: biuro@wydawnictwoamelia.pl
<http://wydawnictwoamelia.pl/sklep>

Seria 2

Spis treści

SYMBOLE I OZNACZENIA.....	1
1. WPROWADZENIE.....	2
2. KINEMATYKA W SZCZEGÓLNEJ TEORII ETERU (STE).....	5
2.1. GEOMETRYCZNE WYPROWADZENIE TRANSFORMACJI STE – I.....	5
2.2. WYPROWADZENIE TRANSFORMACJI POMIĘDZY UKŁADAMI.....	5
2.3. ANALITYCZNE WYPROWADZENIE TRANSFORMACJI STE.....	6
2.3.1. Uogólnienie transformacji Galileusza.....	6
2.3.2. Wprowadzenie uniwersalnego układu odniesienia.....	7
2.3.3. Wyznaczenie funkcji γ - eksperyment Michelsona-Morleya.....	7
2.4. PRĘDKOŚĆ W STE.....	7
2.4.1. Sumowanie prędkości oraz prędkość względna.....	7
2.4.2. Maksymalna prędkość w eterze.....	8
2.4.3. Prędkość eteru względem układu.....	8
2.4.4. Prędkości światła w układzie inercyjnym.....	9
2.4.5. Przyrosty prędkości widziane z różnych układów.....	9
2.4.6. Dwa użyteczne wzory.....	9
2.4.7. Inne sposoby wyznaczenia wzorów na prędkości.....	9
2.5. RÓWNOWAŻNE POSTACIE TRANSFORMACJI STE.....	9
2.6. SKRÓCENIA W STE.....	11
2.6.1. Skrócenie długości.....	11
2.6.2. Skrócenie czasu.....	12
2.7. GEOMETRYCZNE WYPROWADZENIE TRANSFORMACJI STE – II.....	13
2.8. GEOMETRYCZNE WYPROWADZENIE PRĘDKOŚCI ŚWIATŁA.....	17
2.8.1. Czas i droga przepływu światła w eterze.....	18
2.8.2. Równoległa prędkość w próżni.....	18
2.8.3. Równoległa prędkość w ośrodku.....	20
2.8.4. Analiza geometrii dla dwóch ośrodków.....	22
2.8.5. Czas przepływu pod dowolnym kątem w próżni.....	22
2.8.6. Czas przepływu pod dowolnym kątem w ośrodku.....	23
2.8.7. Czas przepływu w układzie inercyjnym.....	25
2.8.8. Prędkość przepływu światła w układzie.....	26
2.8.9. Prędkość przepływu światła w eterze.....	28
2.8.10. Przykład symulacji przepływu światła.....	28
2.9. WNIOSKI KOŃCOWE.....	28
3. DYNAMIKA W SZCZEGÓLNEJ TEORII ETERU.....	30
3.1. USTALENIA POCZĄTKOWE.....	30
3.2. SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU ZE STAŁĄ ZMIANĄ PĘDU (STE/ Δp).....	30
3.2.1. Masa relatywistyczna w STE/ Δp	30
3.2.2. Pęd względem układu w STE/ Δp	30
3.2.3. Pęd względem eteru w STE/ Δp	31

3.2.4.	Pęd dla małych prędkości w STE/ Δp	31
3.2.5.	Energia kinetyczna względem układu w STE/ Δp	31
3.2.6.	Energia kinetyczna względem eteru w STE/ Δp	32
3.2.7.	Energia kinetyczna dla małych prędkości w STE/ Δp	32
3.2.8.	Prawo dla pędu w STE/ Δp	32
3.2.9.	Prawo dla zmiany pędu w STE/ Δp	32
3.2.10.	Inna własność pędu w STE/ Δp	32
3.2.11.	Prawo dla energii kinetycznej w STE/ Δp	32
3.2.12.	Prawo dla zmiany energii kinetycznej w E/ Δp	33
3.3.	SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU ZE STAŁĄ SIŁĄ (STE/ F).....	33
3.3.1.	Masa relatywistyczna w STE/ F	33
3.3.2.	Pęd względem układu w STE/ F	33
3.3.3.	Pęd względem eteru w STE/ F	33
3.3.4.	Pęd dla małych prędkości w STE/ F	34
3.3.5.	Energia kinetyczna względem układu w STE/ F	34
3.3.6.	Energia kinetyczna względem eteru w STE/ F	34
3.3.7.	Energia kinetyczna dla małych prędkości w STE/ F	34
3.3.8.	Prawo dla pędu w STE/ F	34
3.3.9.	Prawo dla zmiany pędu w STE/ F	35
3.4.	SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU ZE STAŁĄ SIŁĄ NA CZAS (STE/ $F/\Delta t$).....	35
3.4.1.	Masa relatywistyczna w STE/ $F/\Delta t$	35
3.4.2.	Pęd względem układu w STE/ $F/\Delta t$	35
3.4.3.	Pęd względem eteru w STE/ $F/\Delta t$	35
3.4.4.	Energia kinetyczna względem układu w STE/ $F/\Delta t$	36
3.4.5.	Energia kinetyczna względem eteru w STE/ $F/\Delta t$	36
3.4.6.	Prawo dla pędu w STE/ $F/\Delta t$	36
3.4.7.	Prawo dla energii w STE/ $F/\Delta t$	36
3.4.8.	Prawo dla zmiany energii kinetycznej w STE/ $F/\Delta t$	36
3.5.	SZCZEGÓLNA TEORIA ETERU ZE STAŁĄ MASĄ (STE/ m).....	36
3.5.1.	Pęd względem układu w STE/ m	37
3.5.2.	Pęd względem eteru w STE/ m	37
3.5.3.	Energia kinetyczna względem układu w STE/ m	37
3.5.4.	Energia kinetyczna względem eteru w STE/ m	37
3.5.5.	Prawo dla pędu w STE/ m	37
3.5.6.	Prawo dla zmiany pędu w STE/ m	38
3.5.7.	Inna własność pędu w STE/ m	38
3.5.8.	Prawo dla energii kinetycznej w STE/ m	38
3.6.	ZESTAWIENIE PĘDÓW I ENERGII KINETYCZNEJ.....	38
3.7.	WNIOSKI KOŃCOWE.....	41
4.	CZYM JEST SZCZEGÓLNA TEORIA WZGLĘDNOŚCI (STW).....	42
4.1.	PSUCIE TRANSFORMACJI GALILEUSZA.....	42
4.2.	PSUCIE TRANSFORMACJI STE DO STW.....	46
4.3.	PRAWIDŁOWA INTERPRETACJA TRANSFORMACJI LORENTZA.....	48
4.4.	SPRZECZNOŚCI W STW.....	51
4.4.1.	Paradoks jednoczesności zdarzeń.....	51
4.4.2.	Paradoks wskazań zegarów.....	53

4.4.3. Paradoxs efektu Dopplera.....	53
4.5. $E=mc^2$	54
4.6. WNIOSKI KOŃCOWE.....	56
5. PRĘDKOŚĆ UKŁADU SŁONECZNEGO W ETERZE.....	58
5.1. OPIS EKSPERYMENTU Z ROZPADEM MEZONU K^+	58
5.2. WYZNACZENIE PRĘDKOŚCI W ETERZE PRZY POMOCY STE/ Δp	59
5.3. DYSKUSJA NA TEMAT WRAŻLIWOŚCI METODY.....	60
5.4. PRĘDKOŚĆ W ETERZE Z PRĘDKOŚCI WZGLĘDNYCH	60
5.5. WYZNACZENIE PRĘDKOŚCI MEZONU π^+ WZGLĘDEM MEZONU K^+	61
5.6. WNIOSKI KOŃCOWE.....	61
6. POMIAR PRĘDKOŚCI ŚWIATŁA W JEDNYM KIERUNKU	62
7. KINEMATYKA W PRZESTRZENI DWUWYMIAROWEJ (STE₂)	64
7.1. TRANSFORMACJA ETER-UKŁAD W STE ₂	64
7.2. TRANSFORMACJA KĄTA W STE ₂	64
7.2.1. Transformacja kąta eter-układ	64
7.2.2. Transformacja kąta układ-układ	65
7.3. TRANSFORMACJA UKŁAD-UKŁAD W STE ₂	65
7.4. PRĘDKOŚCI W STE ₂	65
7.4.1. Sumowanie prędkości	65
7.4.2. Prędkość względna I	66
7.4.3. Sumowanie prędkości względnych.....	66
7.4.4. Prędkość względna II.....	66
7.4.5. Prędkości względne dwóch układów	67
7.5. EFEKT DOPPLERA W STE	67
7.5.1. Odbiornik w eterze	67
7.5.2. Źródło w eterze	68
7.5.3. Ruchome źródło i odbiornik	69
8. ROZSYNCHRONIZOWYWANIE ZEGARÓW	71
9. SŁOWO KOŃCOWE.....	72
10. DODATKI	74
10.1. MECHANIKA KLASYCZNA	74
10.1.1. Równania ruchu w kinematyce klasycznej.....	74
10.1.2. Transformacja Galileusza	74
10.1.3. Dynamika klasyczna Isaaca Newtona	74
10.1.4. Prawo dla pędu i energii kinetycznej.....	74
10.2. EKSPERYMENT MICHELSONA-MORLEYA	74
10.3. WYPROWADZENIE TR. LORENTZA METODĄ SZYMACHY	76
10.4. WYPROWADZENIE TR. LORENTZA METODĄ GEOMETRYCZNĄ.....	76
10.5. WYPROWADZENIE EFEKTU DOPPLERA DLA STW	76
BIBLIOGRAFIA.....	79

Symbole i oznaczenia

- U_i – układ inercjalny U_i (np. U_1, U_2, U_3)
- c_p – prędkość światła w próżni mierzona w eterze ($c_p=c$)
- c_s – prędkość światła w ośrodku materialnym
- $c'_{p\alpha}$ – prędkość światła w próżni, przepływającego pod kątem α do prędkości układu, mierzona w tym układzie
- $c'_{s\alpha}$ – prędkość światła w ośrodku materialnym, przepływającego pod kątem α do prędkości układu, mierzona w tym układzie
- v_{ij} – prędkość układu inercjalnego U_i względem układu inercjalnego U_j , mierzona w układzie U_j (np. $v_{1/2}, v_{2/1}, v_{1/3}$) – prędkość względna
- v_i – prędkość układu inercjalnego U_i mierzona w eterze, inaczej $v_{i/E}$ (np. v_1, v_2, v_3) – prędkość bezwzględna
- $x^{v_{ij}}$ – składowa prędkości v_{ij} układu U_i względem układu U_j , równoległa do osi X układu współrzędnych związanego z U_j (np. $x^{v_{1/2}}, x^{v_{2/1}}, x^{v_{1/3}}$)
- $y^{v_{ij}}$ – składowa prędkości v_{ij} układu U_i względem układu U_j , równoległa do osi Y układu współrzędnych związanego z U_j (np. $y^{v_{1/2}}, y^{v_{2/1}}, y^{v_{1/3}}$)
- x^{v_i} – składowa prędkości v_i układu U_i względem eteru, równoległa do osi X układu współrzędnych związanego z eterem, inaczej $x^{v_{i/E}}$ (np. $x^{v_1}, x^{v_2}, x^{v_3}$)
- y^{v_i} – składowa prędkości v_i układu U_i względem eteru, równoległa do osi Y układu współrzędnych związanego z eterem, inaczej $y^{v_{i/E}}$ (np. $y^{v_1}, y^{v_2}, y^{v_3}$)
- p_{ij} – pęd ciała znajdującego się w układzie U_i mierzony w układzie U_j (np. $p_{1/2}, p_{2/1}, p_{1/3}$)
- p_i – pęd ciała znajdującego się w układzie U_i mierzony w eterze, inaczej $p_{i/E}$ (np. p_1, p_2, p_3)
- p^x – pęd ciała wyznaczony w opisie dynamiki x (np. $x=\Delta p, F, \Delta E, m$)
- E_{ij} – energia kinetyczna ciała znajdującego się w układzie U_i mierzona w układzie U_j (np. $E_{1/2}, E_{2/1}, E_{1/3}$)
- E_i – energia kinetyczna ciała znajdującego się w układzie U_i mierzona w eterze, inaczej $E_{i/E}$ (np. E_1, E_2, E_3)
- E^x – energia kinetyczna ciała wyznaczony w opisie dynamiki x (np. $x=\Delta p, F, \Delta E, m$)
- F_{ij} – siła działająca w układzie U_i mierzona z układu U_j (np. $F_{1/2}, F_{2/1}, F_{1/3}$)
- F_i – siła działająca w układzie U_i mierzona z eteru, inaczej $F_{i/E}$ (np. F_1, F_2, F_3)
- L_{ij} – długość linijki nieruchomej w układzie U_i mierzona w układzie U_j (np. $L_{1/2}, L_{2/1}, L_{1/3}$)
- L_0 – długość linijki nieruchomej w układzie U_i mierzona w tym samym układzie ($L_0=L_{1/1}=L_{2/2}=L_{i/i}$)
- m_{ij} – masa bezwładności ciała nieruchomego w układzie U_i mierzona w układzie U_j (np. $m_{1/2}, m_{2/1}, m_{1/3}$) – masa relatywistyczna
- m_0 – masa bezwładności ciała nieruchomego w układzie U_i mierzona w tym samym układzie – masa spoczynkowa
- t_i – chwila czasu mierzona na zegarach znajdujących się w układzie U_i (np. t_1, t_2, t_3)
- Δt_i – odstęp czasu między dwoma zdarzeniami mierzony w układzie U_i (np. $\Delta t_1, \Delta t_2, \Delta t_3$)
- t – czas mierzony na zegarach znajdujących się w układzie U
- t' – czas mierzony na zegarach znajdujących się w układzie U'
- $\gamma(v)$ – funkcja gamma postaci $\gamma(v)=\gamma=1-(v/c)^2$

1. Wprowadzenie

W książce przedstawiamy wyprowadzoną przez nas nową teorię fizyczną, którą nazwaliśmy Szczególną Teorią Eteru (STE).

Zadaniem fizyki jest badanie oraz opis rzeczywistości. Najważniejszym źródłem informacji o rzeczywistości są eksperymenty. Fizyka zajmuje się tworzeniem teorii, które opisują wyniki eksperymentów oraz je wyjaśniają. W miarę rozwoju techniki i wiedzy dostępne są wyniki nowych, bardziej złożonych eksperymentów. Czasami okazuje się, że ujawniają one nowe właściwości rzeczywistości, które nie były dotychczas opisane i wyjaśnione przez dostępne teorie. Tak było na przykład wtedy, gdy eksperymentalnie ujawniono zjawiska elektromagnetyczne oraz promieniotwórczości. Aby opisać dokładniej poznaną rzeczywistość konieczne było rozwinięcie wcześniejszych teorii, albo tworzenie całkiem nowych. Jest to normalny proces, który nazywamy rozwojem nauki.

W XIX wieku przeprowadzono bardzo ważne dla późniejszej fizyki eksperymenty. W roku 1849 Armand Fizeau (metodą koła zębatego), a w roku 1850 Jean Foucault (metodą wirującego zwierciadła) dokonali pomiaru prędkości światła. Zarówno wtedy, jak i później, zmierzono jedynie średnią prędkość światła pokonującego drogę tam i z powrotem, po odbiciu się od zwierciadła. Nigdy nie udało się zmierzyć z dużą dokładnością prędkości światła w jedną stronę.

W 1887 roku został przeprowadzony przez Alberta Michelsona oraz Edwarda Morleya eksperyment ze światłem, którego celem było wykrycie uniwersalnego układu odniesienia, nazywanego eterem oraz wyznaczenie prędkości, z jaką Ziemia porusza się w eterze. Eter z założenia miał być ośrodkiem, w którym rozchodzi się światło. Na podstawie jedynej dostępnej wówczas teorii ruchu, utworzonej przez Galileusza oraz Isaaca Newtona, przewidziano wynik tego eksperymentu. Jednak wynik eksperymentu był niezgodny z przewidywaniami. Okazało się, że przy pomocy teorii obu uczonych nie można było wyjaśnić wyników eksperymentu Michelsona-Morleya.

Odpowiedzią na ten problem była ogłoszona w 1905 roku przez Alberta Einsteina nowa teoria fizyczna nazwana Szczególną Teorią Względności (STW). Jej celem było wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya. STW została uznana za jedyną dostępną teorią opisującą kinematykę i dynamikę ciał. Od 110 lat jest ona nadal uważana za jedno z najważniejszych osiągnięć fizyki w dziejach ludzkości. Na podstawie STW interpretowane są wyniki bardzo kosztownych przedsięwzięć naukowych, na które wydaje się miliardy dolarów, takich jak akceleratory cząstek elementarnych. STW do dzisiaj uznawana jest, za niepodważalną teorię, jej opisy znajdują się niemal w każdym podręczniku z fizyki, jest wykładana na uczelniach. Dlatego też jest krytykowanie napotyka na duży opór licznych środowisk fizyków.

Okazuje się jednak, że STW jest teorią wewnątrznie sprzeczną i niesamowicie skomplikowaną. Analizujący ją fizycy nie są w stanie zrozumieć jej faktycznego znaczenia oraz tego, że założenia przyjęte u jej podstaw są błędne. Z powodu braku innej teorii, fizycy ignorują sprzeczności występujące w STW i nie podejmują polemiki na ten temat. Dlatego też, uzasadnione jest wyprowadzenie nowej teorii, która zastąpi Szczególną Teorię Względności. Taką teorię przedstawiamy w tej książce.

W książce przedstawiamy teorię ruchu w przestrzeni (kinematykę STE) oraz teorię ruchu ciał w przestrzeni (dynamikę STE). Z przeprowadzonej analizy wynika, że istnieje uniwersalny układ odniesienia, nazywany eterem. Wyróżnia się on od wszystkich innych układów odniesień tym, że prędkość światła jest w nim taka sama we wszystkich kierunkach oraz wszystkie procesy

fizyczne przebiegają w eterze najszybciej. Przyjęcie istnienia eteru jest konieczne, jeżeli STE ma prawidłowo wyjaśniać wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya.

Wyprowadzamy najważniejszy wzór w teorii, czyli transformację czasu i położenia pomiędzy eterem oraz dowolnym inercjalnym układem odniesienia, na cztery sposoby. Pierwsze dwa sposoby opierają się na geometrycznej analizie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya. Trzeci polega na uogólnieniu transformacji Galileusza, a czwarty, na prawidłowej interpretacji i modyfikacji transformacji Lorentza.

Wyprowadzamy teorię dynamiki ciał i przedstawiamy jej cztery opisy oparte na różnych założeniach dotyczących odpowiednio: pędu ($STE/\Delta p$), siły (STE/F), siły na czas ($STE/F/\Delta t$) oraz masy (STE/m).

Wykazujemy, jakie własności posiada prędkość światła oraz dlaczego liczne eksperymenty, których celem było wykrycie eteru nie mogły zakończyć się sukcesem. Zaprezentowaliśmy sposoby wyznaczenia prędkości Układu Słonecznego w eterze. Wyznaczamy prawidłowy wzór na efekt Dopplera. Przedstawiamy także opis eksperymentu, który pozwoli na wyznaczenie prędkości światła w dowolnym kierunku w naszym układzie odniesienia.

W poniższym tekście wypunktowano, dlaczego Szczególna Teoria Względności jest teorią błędną (rozdział 4), a mianowicie:

1. Błędne jest główne założenie STW, że prędkość światła jest taka sama w każdym układzie inercjalnym. Takie założenie prowadzi do wewnętrznej sprzeczności w tej teorii. Założenie, że światło ma taką samą prędkość w każdym kierunku, w dowolnym układzie inercjalnym jest skutkiem błędnej interpretacji wyników eksperymentu Michelsona-Morleya. W rzeczywistości jest to nieprawda. Należy tutaj wspomnieć o tym, że nie ma żadnego eksperymentu, z którego wynika, że prędkość światła jest taka sama w każdym kierunku, a tym bardziej, że jest taka sama w różnych układach inercjalnych.
2. Błędnie uznano, że z eksperymentu Michelsona-Morleya wynika, że nie ma eteru. Przyjęto tak pomimo tego, że nie został przeprowadzony formalny dowód nieistnienia eteru.
3. Błędne jest także drugie główne założenie STW o równoważności wszystkich układów odniesienia. Przyjmując wadliwe założenia błędnie zinterpretowano znaczenie transformacji Lorentza, na której oparta jest Szczególna Teoria Względności.
4. Błędnie zinterpretowano transformację Lorentza, która w rzeczywistości jest jedynie transformacją pomiędzy eterem i dowolnym układem inercjalnym, a nie jak się uważa, transformacją pomiędzy dowolnymi układami inercjalnymi. Transformację Lorentza można uzyskać z naszych prawidłowych transformacji, które wyprowadzamy w nowej teorii, poprzez przesunięcie w przestrzeni i czasie współrzędnych, które wiąże ze sobą nasza transformacja. Transformacja Lorentza powstaje poprzez zepsucie transformacji prawidłowych.
5. Błędnie zinterpretowano transformację Lorentza przyjmując, że współrzędne przestrzeni związane tą transformacją znajdują się, w danej chwili, obok siebie, czyli, że transformacja ta przelicza czasy zegarów, które przelatują obok siebie. W rzeczywistości transformacja ta przelicza współrzędną położenia z układu inercjalnego do współrzędnej z eteru, obok której znajdzie się w przyszłości, albo znajdowała się w przeszłości.
6. Błędnie uznano, że stała c występująca w transformacji Lorentza, jest prędkością światła w dowolnym układzie odniesienia. W rzeczywistości jest to prędkość światła w eterze. Stała c jest jednocześnie średnią prędkością (nie chwilową) światła w próżni w każdym układzie inercjalnym, gdy światło przebywa drogę tam i z powrotem.
7. Wyciągnięto błędny wniosek o tym, że równoczesność zdarzeń jest względna. W rzeczywistości równoczesność zdarzeń jest pojęciem absolutnym. W STW zdarzenia jednoczesne w jednym układzie inercjalnym nie muszą być jednoczesne w innym układzie inercjalnym. Efekt ten wynika z błędnego założenia, że prędkość światła jest stała. Niezależnie wynika on także z błędnej interpretacji transformacji Lorentza, która w rzeczywistości przelicza współrzędne położenia i czasu z eteru do przyszłych lub przeszłych współrzędnych w inercjalnym układzie odniesienia. Nie przelicza współrzędnych zajścia zdarzeń, które są widziane w różnych układach w terażniejszości.

8. Błędnie zinterpretowano wyprowadzony wzór na energię kinetyczną, gdyż w rzeczywistości wyraża on energię kinetyczną względem eteru, a nie względem dowolnego układu odniesienia. Wzór ten dotyczy tylko jednego z wielu możliwych opisów dynamiki ciał, w którym założono, że siła jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (podrozdział 3.3.6).
9. Wyciągnięto błędny wniosek na temat równoważności masy i energii. Wzór $E=mc^2$ jest jedynie poprawką występującą w prawie dla energii kinetycznej i nie ma żadnego związku z energią wewnętrzną materii. W związku z tym wzorem, w literaturze przedmiotu, znajdują się nieuzasadnione twierdzenia, że podgrzane ciało albo naciągnięta sprężyna są cięższe. Wielkość mc^2 nie jest własnością materii tylko przyjętego opisu dynamiki ciał. Zależność ta jest związana z energią kinetyczną, co wykazujemy w niniejszym opracowaniu.
10. Błędnie wywnioskowano, że czas pomnożony przez prędkość światła jest czwartym wymiarem przestrzeni (wprowadzono w ten sposób pojęcie czasoprzestrzeni). Ten błędny wniosek wyciągnięto na podstawie niezmiennika transformacji Lorentza, który w rzeczywistości jest jedynie formułą matematyczną wiążącą czas z odległościami, a nie dowodem na równoważność tych wielkości.
11. W STW konsekwencją niewłaściwej interpretacji transformacji Lorentza jest wyprowadzenie błędnego wzoru na sumowanie prędkości oraz błędnej zależności na efekt Dopplera. Wadliwie także odczytano z transformacji Lorentza względne prędkości układów związanych tą transformacją.

Przedstawiona poniżej Szczególna Teoria Eteru jest naszego autorstwa. Przedstawione obliczenia są naszymi wynikami (tylko rozdział 10 zawiera naszą interpretację znanych wyników). Większość wzorów wyprowadzonych w tej książce obliczaliśmy różnymi metodami, aby je zweryfikować. W niektórych przypadkach uznając, że obliczenia mogą być interesujące, zamieściliśmy więcej niż jedno wyprowadzenie tej samej zależności.

2. Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru (STE)

2.1. Geometryczne wyprowadzenie transformacji STE - I

W tym rozdziale wyprowadzona została transformacja STE układ-eter metodą geometryczną. Zaprezentowano wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya, przy założeniu, że istnieje eter, w którym prędkość światła ma stałą wartość. W poruszających się w eterze inercjalnych układach odniesienia, prędkość światła może być inna. Dzięki tym rozważaniom, została wyprowadzona transformacja STE z układu do eteru oraz z eteru do układu. Znajomość tej transformacji pozwala zrozumieć, dlaczego STW jest błędna i co tak naprawdę opisuje transformacja Lorentza. W oparciu o nową transformację została stworzona wewnętrznie spójna Szczególna Teoria Eteru.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

W wyniku przeprowadzonej w podrozdziale analizie eksperymentu Michelsona-Morleya wyprowadzona została transformacja z dowolnego inercjalnego układu do eteru w postaci

$$\begin{cases} t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \\ x = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \end{cases} \quad (26)$$

oraz transformacja odwrotna z eteru do dowolnego inercjalnego układu

$$\begin{cases} t' = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot t \\ x' = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \end{cases} \quad (27)$$

2.2. Wyprowadzenie transformacji pomiędzy układami

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Transformację z inercjalnego układu U_2 do inercjalnego układu U_1 można zapisać na podstawie (26) oraz (27) w postaci

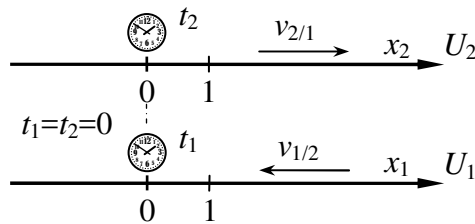
$$\begin{cases} t_1 = \frac{\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 \\ x_1 = \frac{v_2 - v_1}{\sqrt{1-(v_1/c)^2} \cdot \sqrt{1-(v_2/c)^2}} t_2 + \frac{\sqrt{1-(v_2/c)^2}}{\sqrt{1-(v_1/c)^2}} x_2 \end{cases} \quad (29)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.3. Analityczne wyprowadzenie transformacji STE

2.3.1. Uogólnienie transformacji Galileusza

Celem niniejszego podpunktu jest wyznaczenie transformacji położenia i czasu pomiędzy inercjalnymi układami U_1 oraz U_2 , rysunek 2. Układy poruszają się względem siebie równoległe do osi x . Układ U_1 porusza się względem układu U_2 z prędkością $v_{1/2}$. Układ U_2 porusza się względem układu U_1 z prędkością $v_{2/1}$ ($-v_{1/2} = v_{2/1}$).



Rys. 1. Dwa układy inercjalne U_1 oraz U_2 poruszają się względem siebie z prędkościami względnymi $v_{1/2}$ oraz $v_{2/1}$

Uogólnienie transformacji Galileusza polega na dopuszczeniu możliwości, że moduły wartości prędkości $v_{1/2}$ oraz $v_{2/1}$ mogą być różne.

Przyjmujemy, że w każdym inercjalnym układzie odniesienia obowiązuje I zasada Dynamiki Newtona, to jeśli jakieś ciało porusza się ruchem jednostajnym w jednym inercjalnym układzie odniesienia, to jego ruch obserwowany z innego inercjalnego układu odniesienia także będzie jednostajny. Wynika z tego, że transformacja współrzędnych czasu i położenia między układami musi być liniowa, czyli mieć postać

$$\begin{aligned} t_1 &= at_2 + b'x_2 \\ x_1 &= et_2 + dx_2 \end{aligned} \quad (31)$$

Współczynnik $a > 0$, gdyż w żadnym z układów czas nie może upływać wstecz.

Zapiszemy teraz transformację odwrotną. Zakładamy, że jeśli w układzie U_2 czas biegnie szybciej, to w U_1 wolniej. Stąd w transformacji odwrotnej współczynnik a trzeba zastąpić przez $1/a$. Podobnie, jeśli w jednym układzie następuje skrócenie długości, to w drugim następuje jej wydłużenie. Stąd w transformacji odwrotnej współczynnik d trzeba zastąpić przez $1/d$. Jeśli prędkość układu U_2 względem U_1 jest dodatnia, to prędkość układu U_1 względem U_2 jest ujemna. Stąd współczynnik e należy zmienić na $-e$. Dla współczynnika b' nie ma żadnych założeń, dlatego w transformacji odwrotnej przyjęto dowolny współczynnik b'' . Transformacja odwrotna ma postać

$$\begin{aligned} t_2 &= \frac{1}{a}t_1 - b''x_1 \\ x_2 &= -et_1 + \frac{1}{d}x_1 \end{aligned} \quad (32)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie transformacje (31) oraz (32) można wyrazić od prędkości względnych i zapisać w postaci

$$\begin{cases} t_1 = \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot t_2 \\ x_1 = v_{2/1} \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot t_2 + \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot x_2 \end{cases} \quad (51)$$

$$\begin{cases} t_2 = \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot t_1 \\ x_2 = v_{1/2} \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot t_1 + \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot x_1 \end{cases} \quad (52)$$

Uzyskaliśmy transformacje całkowicie symetryczne. Wystarczy w transformacji (51) zamienić indeksy 1 na 2 oraz 2 na 1, aby otrzymać transformację (52). Jest tak pomimo tego, że pozornie w wyprowadzeniu transformacji (wzory (31) oraz (32)) wprowadzona została niesymetria.

Transformacje (51) oraz (52) są najogólniejszymi transformacjami STE przedstawionymi w niniejszym opracowaniu, gdyż do ich wyprowadzenia nie było konieczne odwoływanie się do wyników eksperymentu Michelsona-Morleya, ani założenie istnienia uniwersalnego układu odniesienia.

Transformacje (51) oraz (52) są uogólnionymi transformacjami Galileusza. Jeżeli dla względnych prędkości układów U_2 oraz U_1 zachodzi $v_{2/1} = -v_{1/2} = v$, wówczas transformacje te sprowadzają się do transformacji Galileusza.

2.3.2. Wprowadzenie uniwersalnego układu odniesienia

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.3.3. Wyznaczenie funkcji γ - eksperyment Michelsona-Morleya

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.4. Prędkość w STE

2.4.1. Sumowanie prędkości oraz prędkość względna

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na podstawie transformacji wyprowadzony został wzór na sumowane prędkości

$$\begin{aligned} v_1 &= v_2 + v_{1/2} \cdot (1 - (v_2/c)^2) \\ v_2 &= v_1 + v_{2/1} \cdot (1 - (v_1/c)^2) \end{aligned} \quad (88)$$

oraz wzór na prędkość względną dwóch inercjalnych układów

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

$$v_{1/2} = \frac{v_1 - v_2}{1 - (v_2/c)^2}$$
(89)

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na podstawie transformacji wyprowadzony został wzór na sumowanie prędkości względnych

$$v_{3/1} = -v_{3/2} \frac{v_{2/1}}{v_{1/2}} + v_{2/1}$$
(101)

Biorąc za podstawę (61) oraz (78) otrzymamy

$$-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}} = \frac{\gamma(v_2)}{\gamma(v_1)} = \frac{1 - (v_2/c)^2}{1 - (v_1/c)^2} = \frac{c^2 - v_2^2}{c^2 - v_1^2}$$
(102)

Teraz wzór (101) na sumowanie prędkości względnych ma postać

$$v_{3/1} = v_{3/2} \frac{1 - (v_2/c)^2}{1 - (v_1/c)^2} + v_{2/1} = v_{3/2} \frac{c^2 - v_2^2}{c^2 - v_1^2} + v_{2/1}$$
(103)

2.4.2. Maksymalna prędkość w eterze

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.4.3. Prędkość eteru względem układu

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

W związku z tym, dla obserwatora układu U' , eter ma względem niego prędkość

$$v' = \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1} = \frac{-v}{1 - (v/c)^2}$$
(115)

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

W następstwie tego nasuwa się pytanie, dla jakiej prędkości granicznej v_g układu w eterze, eter będzie miał względem układu prędkość światła o wartości $-c$.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Równanie to posiada dwa rozwiązania

$$v_g^{1,2} = \frac{-c \pm \sqrt{c^2 + 4c^2}}{2} = \frac{-c \pm c\sqrt{5}}{2} = c \frac{\pm\sqrt{5} - 1}{2}$$
(119)

Wartość ujemna prędkości przekracza prędkość światła i jest niedopuszczalna. Pozostaje więc drugie rozwiązanie

$$v' = -c \Leftrightarrow v_g = \frac{\sqrt{5}-1}{2}c \approx 0.61803399 \cdot c = 1.85281929 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (120)$$

Interesujące jest to, że uzyskana prędkość graniczna v_g dzieli prędkość c na dwie części w proporcji znanej jako złoty podział.

2.4.4. Prędkości światła w układzie inercjalnym

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.4.5. Przyrosty prędkości widziane z różnych układów

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.4.6. Dwa użyteczne wzory

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.4.7. Inne sposoby wyznaczenia wzorów na prędkości

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.5. Równoważne postacie transformacji STE

Transformacje pomiędzy układami można zapisać w różnych postaciach. Jedną z nich jest postać wyrażona od prędkości względnych (51) –(52). Jeżeli uwzględni się (48) oraz (50) wtedy transformację (51) –(52) można zapisać w postaci

$$v_{2/1} > 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} t_1 = \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot t_2 \\ v_{1/2} < 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} x_1 = \sqrt{-v_{1/2} \cdot v_{2/1}} \cdot t_2 + \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot x_2 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (158)$$

$$v_{2/1} > 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} t_2 = \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot t_1 \\ v_{1/2} < 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} x_2 = -\sqrt{-v_{1/2} \cdot v_{2/1}} \cdot t_1 + \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot x_1 \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (159)$$

Transformacja (158)-(159) obowiązuje tylko wtedy, gdy prędkość $v_{2/1} > 0$ (jednocześnie $v_{1/2} < 0$).

Po uwzględnieniu (78) oraz (62)-(63) transformacje można zapisać w postaci

$$\begin{cases} t_1 = \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_2 \\ x_1 = v_{2/1} \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_2 + \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot x_2 \end{cases} \quad (160)$$

$$\begin{cases} t_2 = \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot t_1 \\ x_2 = v_{1/2} \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot t_1 + \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot x_1 \end{cases} \quad (161)$$

Po uwzględnieniu (89) powyższe transformacje można zapisać w postaci wyrażonej od prędkości bezwzględnych (są to transformacje identyczne jak (29)-(30) wyprowadzone metodą geometryczną)

$$\begin{cases} t_1 = \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_2 \\ x_1 = \frac{v_2 - v_1}{\sqrt{1-(v_1/c)^2} \cdot \sqrt{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_2 + \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot x_2 \end{cases} \quad (162)$$

$$\begin{cases} t_2 = \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot t_1 \\ x_2 = \frac{v_1 - v_2}{\sqrt{1-(v_1/c)^2} \cdot \sqrt{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_1 + \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot x_1 \end{cases} \quad (163)$$

Interesujące postacie transformacji można uzyskać, gdy w transformacji położenia wyruguje się czas innego układu przy pomocy transformacji czasu. Otrzymamy wówczas transformację, w których położenie jest wyrażone przez czas własny.

Transformację (51)-(52) można zapisać w postaci

$$\begin{cases} t_1 = \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot t_2 \\ x_1 = v_{2/1} \cdot t_1 + \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot x_2 \end{cases} \quad (164)$$

$$\begin{cases} t_2 = \sqrt{-\frac{v_{2/1}}{v_{1/2}}} \cdot t_1 \\ x_2 = v_{1/2} \cdot t_2 + \sqrt{-\frac{v_{1/2}}{v_{2/1}}} \cdot x_1 \end{cases} \quad (165)$$

Z (162)-(163) otrzymamy transformację w postaci

$$\begin{cases} t_1 = \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot t_2 \\ x_1 = \frac{v_2 - v_1}{1-(v_1/c)^2} \cdot t_1 + \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot x_2 \end{cases} \quad (166)$$

$$\begin{cases} t_2 = \sqrt{\frac{1-(v_2/c)^2}{1-(v_1/c)^2}} \cdot t_1 \\ x_2 = \frac{v_1 - v_2}{1-(v_2/c)^2} \cdot t_2 + \sqrt{\frac{1-(v_1/c)^2}{1-(v_2/c)^2}} \cdot x_1 \end{cases} \quad (167)$$

Jeżeli układ $U_2 \equiv U$ oraz $U_1 \equiv U'$, wtedy każda z powyższych transformacji sprowadza się do transformacji pomiędzy inercyjnym układem odniesienia i eterem (26) oraz (27). Wystarczy podstawić $v_2=0$, $v_{2/1}=-v/(1-(v/c)^2)$, $v_{1/2}=v_1=v$, $x_2=x$ oraz $x_1=x'$.

Na podstawie (115) transformację układ-eter (26) oraz (27) można zapisać

$$\begin{cases} t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \\ x = vt + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \end{cases} \quad (168)$$

$$\begin{cases} t' = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot t \\ x' = v' t' + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x \end{cases} \quad (169)$$

2.6. Skrócenia w STE

2.6.1. Skrócenie długości

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

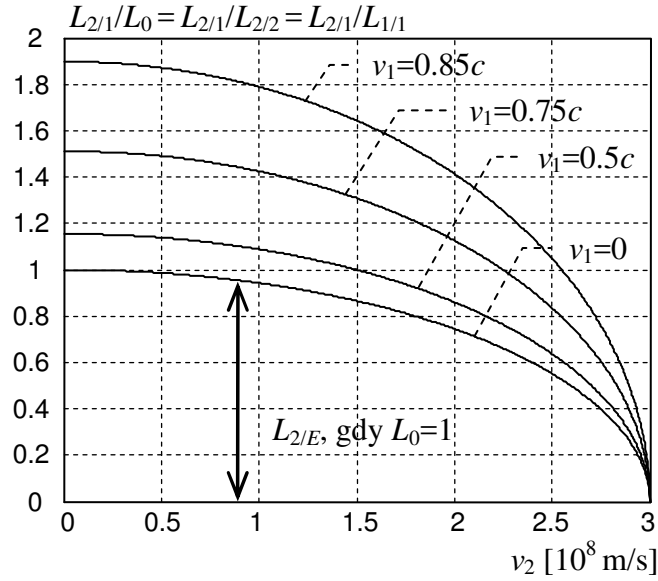
Na podstawie transformacji położenia (162) wyprowadzony został wzór na skrócenie długości

$$\frac{L_{2/1}}{L_0} = \frac{\sqrt{1-(v_2/c)^2}}{\sqrt{1-(v_1/c)^2}} = \frac{\sqrt{c^2 - v_2^2}}{\sqrt{c^2 - v_1^2}} \quad (175)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na rysunku 12 przedstawiono skrócenie (175), gdy układ U_1 ma stałą prędkość v_1 , w funkcji zmiennej prędkości v_2 .

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Rys. 2. Skrócenie długości z U_2 widziane w układzie U_1 o zadanej stałej prędkości v_1

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

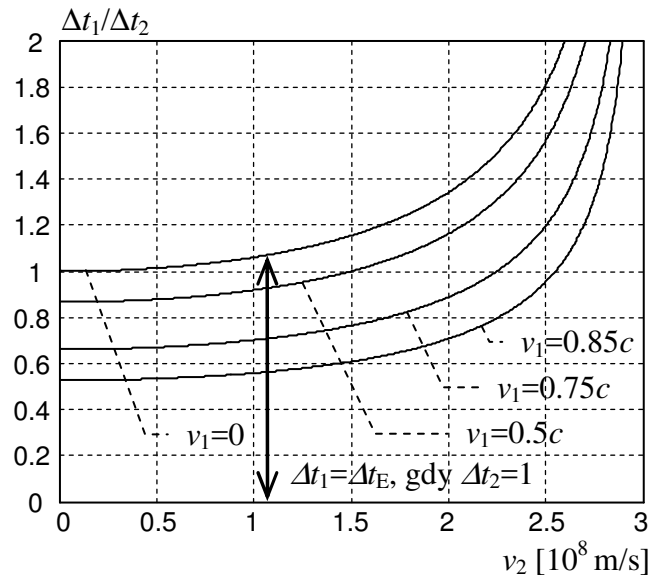
2.6.2. Skrócenie czasu

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na podstawie transformacji czasu (162) wyprowadzony został wzór na skrócenie czasu

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{\sqrt{1-(v_1/c)^2}}{\sqrt{1-(v_2/c)^2}} = \frac{\sqrt{c^2-v_1^2}}{\sqrt{c^2-v_2^2}} \quad (187)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Rys. 3. Skrócenie czasu z U_2 widziane w układzie U_1 o zadanej stałej prędkości v_1

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.7. Geometryczne wyprowadzenie transformacji STE – II

W podrozdziale zostanie wyprowadzona transformacja STE układ-eter metodą geometryczną inaczej niż w rozdziale 2.1. W tym przypadku zamiast zakładania postaci transformacji będzie dodatkowo rozpatrywany przepływ światła równoległe do kierunku ruchu układu U' .

Przedstawione w rozdziale rozważania zapoczątkowały stworzenie całej Szczególnej Teorii Eteru. Wszystko zaczęło się od wyjaśnienia wyników eksperymentu Michelsona-Morleya metodą geometryczną, ale w inny sposób niż robiono to dotychczas [szkic metody geometrycznej pokazano w 2]. W uznanym od ponad 100 lat podejściu, które doprowadziło do powstania STW, wyjaśniano eksperyment Michelsona-Morleya odrzucając istnienie eteru (rozdział 10.4). Założono wtedy równoważność wszystkich inercjalnych układów odniesienia oraz stałość prędkości światła we wszystkich układach inercjalnych. Przy takich założeniach stworzono wewnątrz sprzeczną STW. Oczywiście sprzeczności są dowodem na to, że przyjęte w STW założenia były niedopuszczalne.

Zakładamy, że istnieje absolutny układ odniesienia – eter, w którym światło porusza się ze stałą prędkością c . Na rysunku 16 przedstawiono dwa układy. Układ U spoczywa w eterze, natomiast układ U' porusza się względem eteru z prędkością v . W układzie U' przeprowadzono 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. Zgodnie z wnioskami wynikającymi z eksperymentu Michelsona-Morleya założono, że średnia prędkość światła w układzie U' jest taka sama w obu kierunkach, czyli wzdłuż osi x' oraz y' .

Na rysunku 16 w części a) zaprezentowano drogi przepływu światła widziane przez obserwatora z układu U' , natomiast w części b) widziane przez obserwatora z układu U . Na rysunku zaznaczono 6 charakterystycznych zdarzeń. Dla każdego z nich określone jest położenie i czas (podane w nawiasach). Te same zdarzenia widziane z układu U oraz U' są oznaczone tymi samymi indeksami dolnymi.

Na rysunku przyjęto dla zdarzeń następujące oznaczenia (t, x, y) , gdzie t oznacza chwilę zajścia, natomiast x oraz y są współrzędnymi położenia.

Zdarzenie $(0,0,0)_1$ odpowiada wysłaniu dwóch strumieni światła. Jeden jest wysłany równoległe do osi x' , drugi równoległe do osi y' . Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_2$ odpowiada dotarciu światła do zwierciadła na osi y' . Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_3$ odpowiada powrotowi obu strumieni światła do punktu wyjścia. Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_4$ dotarciu światła do zwierciadła na osi x' . Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_5$ odpowiada dotarciu strumienia światła do punktu A , w chwili, gdy strumień światła równoległy do osi y' dotarł do zwierciadła. Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_6$ jest to dodatkowe zdarzenie potrzebne jako odniesienie i zachodzi w chwili $t=t'=0$, gdy początki układów współrzędnych pokrywają się. Zdarzenie $(\cdot, \cdot, \cdot)_6$ zachodzi w układzie U' w odległości K' od początku układu. W układzie U zachodzi w odległości K od początku układu.

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' . Zakłada się, że odległość D' prostopadła do kierunku ruchu jest taka sama dla obserwatorów z obu układów.

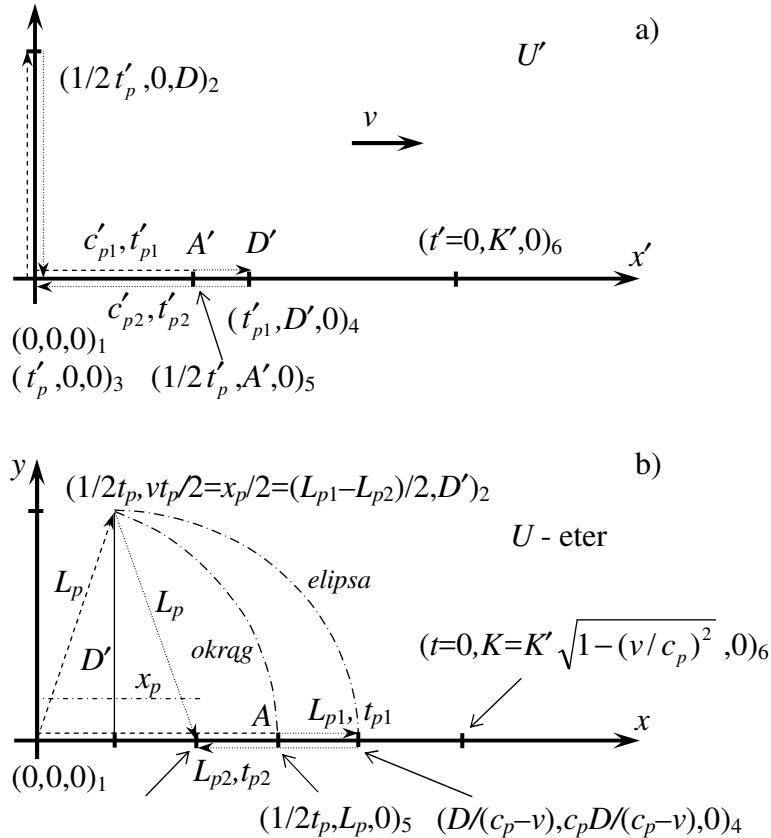
Czas przepływu światła w układzie U , wzdłuż osi x , do zwierciadła oznaczono t_{p1} . Czas przepływu z powrotem oznaczono przez t_{p2} .

Czas przepływu światła w układzie U' , wzdłuż osi x' , do zwierciadła oznaczono t_{p1}' . Czas przepływu z powrotem oznaczono przez t_{p2}' .

Łączny czas oznaczono odpowiednio jako t_p oraz t_p' .

Strumień światła, poruszającego się równoległe do osi y' , z punktu widzenia układu U porusza się po ramionach trójkąta równoramiennego o długościach L_p . Ponieważ prędkość światła w układzie U jest stała, dlatego czas przepływu wzdłuż obu ramion jest taki sam i wynosi $1/2t_p$.

W układzie U , strumień światła biegnący równoległe do osi x w kierunku zwierciadła pokonuje odległość L_{p1} w czasie t_{p1} . W drodze powrotnej pokonuje odległość L_{p2} w czasie t_{p2} . Odległości te są różne ze względu na ruch w eterze zwierciadła i punktu, z którego wysłano światła.



Rys. 4. Drogi dwóch strumieni światła

a) widziane przez obserwatora z układu U' , b) widziane przez obserwatora z układu U

Obydwa strumienie światła wracają do punktu wyjścia w tym samym czasie.

Prędkość światła w układzie U jest stała w każdym kierunku i wynosi c . Z eksperymentu Michelsona-Morleya wynika, że w układzie U' średnia prędkość światła c_p jest taka sama w każdym kierunku.

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

$$c_p = f(v)c \quad (191)$$

Ponieważ z pomiarów wynika, że średnia prędkość światła jest taka sama dla różnych prędkości Ziemi względem eteru, dlatego $f(v_1) = f(v_2)$. Ponieważ $f(0) = 1$, zatem $f(v) = 1$ dla każdej prędkości v . Wynika stąd, że $c = c_p$.

Dla obserwatora U' oraz U prędkość światła można zapisać

$$c_p = \frac{2D'}{t'_{p1} + t'_{p2}} = \frac{2D'}{t'_p} = \frac{2L_p}{t_p} = \frac{L_{p1} + L_{p2}}{t_{p1} + t_{p2}} \quad (192)$$

Z równania (192) można wyznaczyć drogi L_p oraz D' w funkcji prędkości światła c_p oraz czasów przepływu światła t_p, t'_p odpowiednio w układach U oraz U'

$$L_p = \frac{c_p t_p}{2}; \quad D' = \frac{c_p t'_p}{2} \quad (193)$$

Prędkość układu U' względem absolutnego układu odniesienia U oznaczono przez v . Ponieważ x_p jest to droga, jaką układ U' przebędzie w czasie przepływu światła t_p , stąd

$$v = \frac{x_p}{t_p}; \quad x_p = vt_p \quad (194)$$

Korzystając z geometrii rysunku 16 drogę L_p można wyrazić jako

$$L_p = \sqrt{(1/2x_p)^2 + D'^2} = \sqrt{(1/2vt_p)^2 + D'^2} \quad (195)$$

Równanie (195) po podniesieniu do kwadratu i uwzględnieniu zależności (193) otrzyma postać

$$(1/2c_p t_p)^2 = (1/2vt_p)^2 + (1/2c_p t'_p)^2 \quad (196)$$

Po uporządkowaniu otrzymamy

$$t_p^2 (c_p^2 - v^2)^2 = (c_p t'_p)^2 \quad (197)$$

$$t_p = t'_p \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}} \quad (198)$$

Po wstawieniu (198) do (194) uzyskamy

$$x_p = vt'_p \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}}, \quad \text{dla } x' = 0 \quad (199)$$

Długość D' związana z układem U' równoległa do osi x jest z punktu widzenia układu U widziana jako D . Jeśli światło biegnie w kierunku zwierciadła, w absolutnym układzie odniesienia U , to goni zwierciadło, które jest od niego oddalone o D . Po odbiciu światło, pokonując odległości D , wraca do punktu wyjścia, który wybiega mu na przeciw. Korzystając z równań (217) otrzymujemy równania na czasy i drogi przepływu światła w układzie U w obu kierunkach wzdłuż osi x'

$$t_{p1} = \frac{D}{c_p - v}; \quad t_{p2} = \frac{D}{c_p + v} \quad (200)$$

$$L_{p1} = c_p \frac{D}{c_p - v}; \quad L_{p2} = c_p \frac{D}{c_p + v}$$

Z równań (200) można wyznaczyć sumę i różnicę dróg L_{p1} oraz L_{p2} , jakie światło przebyło w eterze

$$L_{p1} + L_{p2} = 2D \frac{1}{1 - (v/c_p)^2}, \quad (201)$$

$$L_{p1} - L_{p2} = 2D \frac{v}{c_p} \cdot \frac{1}{1 - (v/c_p)^2}$$

Z drugiego równania można wyznaczyć drogę, jaką układ U' pokonał w połowie czasu przepływu światła $1/2t_p$, czyli

$$1/2x_p = 1/2vt_p = \frac{L_{p1} - L_{p2}}{2} = D \frac{v}{c_p} \frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \quad (202)$$

Ponieważ przyjęto, że w układzie U związanym z eterem, prędkość światła c_p jest stała, dlatego obie drogi, jakie pokonuje światło $2L_p$ oraz $L_{p1} + L_{p2}$ są takie same

$$2L_p = L_{p1} + L_{p2} \quad (203)$$

Po podstawieniu (195) oraz pierwszego równania (201) otrzymamy

$$2\sqrt{(1/2vt_p)^2 + D'^2} = 2D \frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \quad (204)$$

Po skróceniu przez 2 i podniesieniu do kwadratu oraz uwzględnieniu (202) otrzymamy

$$\left(D \frac{v}{c_p} \frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \right)^2 + D'^2 = D^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \right)^2 \quad (205)$$

Z równania (205) można wyznaczyć zależność na skrócenie długości

$$D'^2 = D^2 \left(\frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \right)^2 (1 - (v/c_p)^2) \quad (206)$$

$$D' = D \left(\frac{1}{1 - (v/c_p)^2} \right) \sqrt{1 - (v/c_p)^2} = D \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}}$$

$$D = D' \sqrt{1 - (v/c_p)^2} \quad (207)$$

Jeśli do transformacji czasu i położenia (198), (199) dodać czynniki liniowe zależne od x' , wówczas uzyska się transformacje, z niewiadomymi współczynnikami a , b

$$t_p = t'_p \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}} + ax' \quad (208)$$

$$x_p = vt'_p \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c_p)^2}} + bx'$$

Do wyznaczenia nieznanymi współczynników a , b wykorzystano zdarzenie odniesienia $(0, K', 0)_6$ (rysunek 4). Dla współrzędnej K' wystąpią analogiczne skrócenia jak dla współrzędnej D' . Zdarzenie 6, które w układzie U' ma położenie K' , w układzie U ma położenie K . Stąd po podstawieniu do (208) współrzędnych zdarzenia 6, będziemy mieli

$$0 = aK' \quad (209)$$

$$\sqrt{1 - (v/c_p)^2} K' = bK'$$

Stąd otrzymamy współczynniki a oraz b

$$a = 0 \quad (201)$$

$$b = \sqrt{1 - (v/c_p)^2}$$

Ostatecznie transformacja z dowolnego inercjalnego układu U' do układu U związanego z eterem, przyjmie postać

$$t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \quad (211)$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \quad (212)$$

Po przekształceniu otrzymamy transformację odwrotną, czyli transformację z układu U związanego z eterem, do układu inercjalnego U'

$$t' = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot t \quad (213)$$

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \quad (214)$$

Wyznaczone transformacje współrzędnych (211)-(212) oraz (213)-(214) są zgodne z doświadczeniem Michelsona-Morleya. Wykażemy później, 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. W dotychczasowych pomiarach prędkości światła wyznaczana była tylko średnia prędkość światła, które przebywało drogę tam i z powrotem. Ta średnia prędkość jest zawsze stała i niezależna od inercjalnego układu odniesienia (suma czasów t_{p1} oraz t_{p2} jest zawsze stała). Nigdy nie udało się zmierzyć prędkości światła w jedną stronę.

Przy wyprowadzaniu transformacji STE zostały zastosowane dwa punkty K oraz K' . Punkty te znajdują się w czasie $t=0$ obok siebie. Dzięki tym punktom wiadomo, że wyprowadzona transformacja STE wiąże ze sobą współrzędne położenia, które znajdują się obok siebie. Takiej własności nie posiada transformacja Lorentza, co zostało wykazane w tej książce.

2.8. Geometryczne wyprowadzenie prędkości światła

Założeniem STE jest istnienie eteru, w którym światło w próżni porusza się ze stałą prędkością c_p w każdym kierunku. Wynikiem tego założenia jest to, że w układach inercjalnych poruszających się w eterze, prędkość światła nie jest stała i zależy od kierunku przepływu światła oraz od prędkości układu względem eteru. W tym podrozdziale wyprowadzono model przepływu światła w próżni oraz ośrodku materialnym takim jak szkło. Wyprowadzone zostały wzory na czas oraz prędkość przepływu światła w każdym kierunku, względem poruszającego się inercjalnego układu odniesienia.

W pierwszej części wyprowadzone zostały wzory przepływu światła prostopadle i równoległe do kierunku ruchu układu. W drugiej części wyprowadzone zostały wzory przepływu światła w dowolnym kierunku.

Wyznaczony model przepływu światła oparty jest na wynikach eksperymentu Michelsona-Morleya oraz wielu innych podobnych eksperymentach. W przeprowadzanych eksperymentach stosowane były przyrządy, w których światło ze źródła przebywa pewną drogę, odbija się od zwierciadeł i zawsze powraca do punktu wyjścia. Z eksperymentów tych wynika, że mierzona średnia prędkość światła na całej drodze jest taka sama niezależnie od kierunku ustawienia przyrządu. Mierzona średnia prędkość światła nie zależy od kierunku ustawienia przyrządu nawet wtedy, gdy światło przepływa na różnych odcinakach drogi, przez różne ośrodki.

Wykażemy również, że możliwe jest skonstruowanie modelu przepływu światła, dla którego spełnione będą wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya, pomimo tego, że istnieje eter oraz

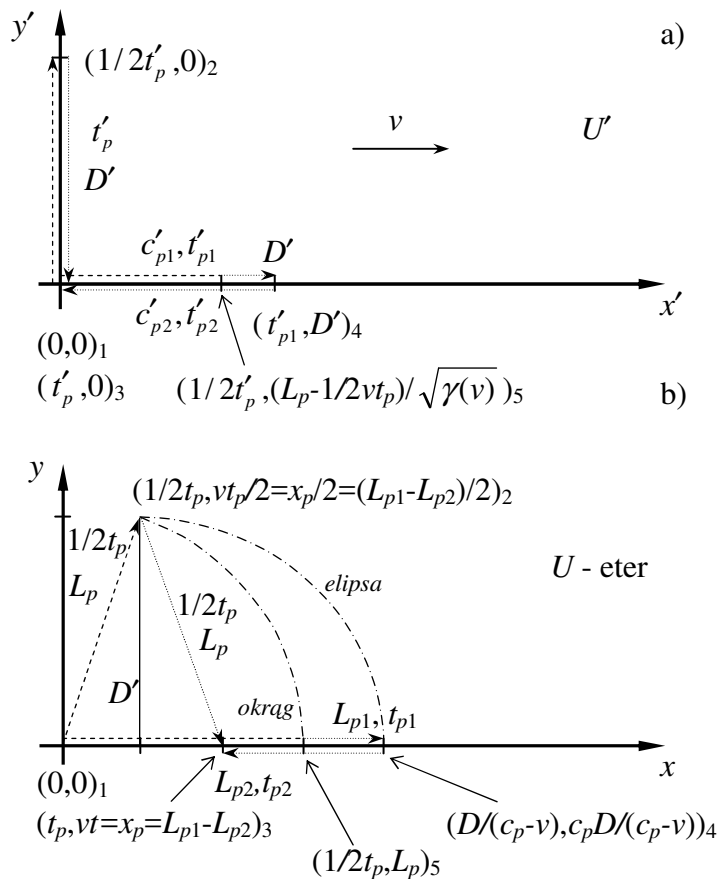
prędkość światła w inercjalnym układzie odniesienia ma różne wartości zależne od kierunku przepływu.

2.8.1. Czas i droga przepływu światła w eterze

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.8.2. Równoległa prędkość w próżni

W podrozdziale zostały wyprowadzone wzory na czas przepływu oraz prędkość światła w próżni widziane z inercjalnego układu odniesienia, gdy kierunek prędkości światła jest równoległy do kierunku przemieszczania się układu inercjalnego w eterze (z prędkością v). Rozważone są dwa przypadki, gdy światło ma prędkość zgodną z v oraz przeciwną do v .



Rys. 5. Drogi przepływu światła widziane z punktu widzenia układu a) oraz eteru b)

Przyjęto następujące oznaczenia:

- t'_{p1} - czas przepływu w układzie U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- t'_{p2} - czas przepływu w układzie U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- t_{p1} - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- t_{p2} - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- t'_p - łączny czas przepływu światła widziany z układu U' ($t'_p = t'_{p1} + t'_{p2}$),
- t_p - łączny czas przepływu światła widziany z eteru ($t_p = t_{p1} + t_{p2}$),
- L_{p1} - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- L_{p2} - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- D' - droga światła w układzie U' , w jednym kierunku,

- D - droga światła równoległa do v widziana z eteru,
 c_{p1}' - prędkość światła w układzie U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
 c_{p2}' - prędkość światła w układzie U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
 c_p - prędkość światła w eterze,
 v - prędkość układu U' w eterze.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t'_{p1} = t_{p1} \sqrt{1 - (v/c_p)^2} = t_{p1} \sqrt{\frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2}} = \frac{D'}{c_p^2} (c_p + v) \quad (229)$$

$$t'_{p2} = t_{p2} \sqrt{1 - (v/c_p)^2} = t_{p2} \sqrt{\frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2}} = \frac{D'}{c_p^2} (c_p - v) \quad (230)$$

Mierzona prędkość światła w układzie U' jest równa

$$c_p = \frac{2D'}{t'_p} \quad (231)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po podstawieniu do (229) oraz (230) otrzymamy czasy z układu U'

$$t'_{p1} = \frac{D'}{c_p} + \frac{vD'}{c_p^2} = \frac{D'}{c_p} + \left(\frac{D'}{c_p}\right)^2 \frac{v}{D'} = \frac{1}{2} t'_p + \frac{1}{4} t'^2_p \frac{v}{D'} \quad (233)$$

$$t'_{p2} = \frac{D'}{c_p} - \frac{vD'}{c_p^2} = \frac{D'}{c_p} - \left(\frac{D'}{c_p}\right)^2 \frac{v}{D'} = \frac{1}{2} t'_p - \frac{1}{4} t'^2_p \frac{v}{D'} \quad (234)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_p = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \quad (238)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{p2} = D' \sqrt{\frac{c_p - v}{c_p + v}} \quad (246)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{p1} = D' \sqrt{\frac{c_p + v}{c_p - v}} \quad (252)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po podstawieniu t_{p1}' , t_{p2}' z (229) oraz (230) otrzymamy

$$c'_{p1} = \frac{c_p^2}{c_p + v} \quad (255)$$

$$c'_{p2} = \frac{c_p^2}{c_p - v} \quad (256)$$

Powyższe wzory są identyczne jak (121) oraz (122). W zależności (256) nie występuje znak minus, ponieważ nie uwzględniano tutaj kierunków prędkości.

Średnia prędkość światła przepływającego w układzie U' w obu kierunkach jest równa prędkości światła w eterze c_p

$$c_{sr} = \frac{2D'}{\frac{D'}{c'_{p1}} + \frac{D'}{c'_{p2}}} = \frac{2D'}{\frac{(c_p + v)D'}{c_p^2} + \frac{(c_p - v)D'}{c_p^2}} = \frac{2D'c_p^2}{2D'c_p} = c_p \quad (257)$$

2.8.3. Równoległa prędkość w ośrodku

W podrozdziale tym, rozpatrzony został przepływ światła w ośrodku materialnym, takim jak szkło. Został przeanalizowany przepływ światła w analogiczny sposób jak w podrozdziale 2.8.2 z tą różnicą, że w tej analizie światło w jedną stronę przepływa w innym ośrodku niż w drodze powrotnej. Ośrodek materialny jest związany z układem U' i porusza się razem z nim z prędkością v .

Wprowadzone zostały dodatkowe oznaczenia dotyczące przepływu światła w ośrodku materialnym:

- t_{s1}' - czas przepływu w ośrodku widziany z układu U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- t_{s2}' - czas przepływu w ośrodku widziany z układu U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- t_{s1} - czas przepływu w ośrodku widziany z eteru, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- t_{s2} - czas przepływu w ośrodku widziany z eteru, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- t_s' - łączny czas przepływu światła w ośrodku widziany z układu U' ,
- t_s - łączny czas przepływu światła w ośrodku widziany z eteru,
- L_{s1} - droga światła w ośrodku widziana z eteru, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- L_{s2} - droga światła w ośrodku widziana z eteru, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- c_{s1}' - prędkość światła w ośrodku widziana z układu U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- c_{s2}' - prędkość światła w ośrodku widziana z układu U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- c_s - prędkość światła w ośrodku związanym z eterem.

Wymienione wielkości są uwidocznione na rysunkach 19 oraz 20.

Zakładamy, że dla dowolnych kierunków przepływu światła zachodzi zależność

$$t'_{p1} + t'_{s2} = t'_{s1} + t'_{p2} = \frac{1}{2}(t'_p + t'_s) \quad (258)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{s1} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[\frac{c_p c_s + c_p v}{c_p c_s} \right] \quad (265)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t_{s1} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \frac{c_p^2 + c_s v}{c_p^2 c_s} \quad (270)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{s2} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[\frac{c_p c_s - c_p v}{c_p c_s} \right] \quad (273)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t_{s2} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \frac{c_p^2 - c_s v}{c_p^2 c_s} \quad (274)$$

Po wstawieniu do transformacji czasu z eteru do układu równań (270), (274) otrzymamy

$$t'_{s1} = t_{s1} \sqrt{1 - (v/c_p)^2} = D' \left[\frac{c_p^2 + c_s v}{c_p^2 c_s} \right] \quad (275)$$

$$t'_{s2} = t_{s2} \sqrt{1 - (v/c_p)^2} = D' \left[\frac{c_p^2 - c_s v}{c_p^2 c_s} \right] \quad (276)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t'_{s1} = \frac{1}{2} t'_s + \frac{1}{4D'} v t_p'^2 \quad (279)$$

$$t'_{s2} = \frac{1}{2} t'_s - \frac{1}{4D'} v t_p'^2 \quad (280)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$c'_{s1} = \frac{D'}{D' \left[\frac{c_p^2 + c_s v}{c_p^2 c_s} \right]} = \frac{c_p^2 c_s}{c_p^2 + c_s v} \quad (286)$$

$$c'_{s2} = \frac{D'}{D' \left[\frac{c_p^2 - c_s v}{c_p^2 c_s} \right]} = \frac{c_p^2 c_s}{c_p^2 - c_s v} \quad (287)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Średnia prędkość światła w układzie U' w obu kierunkach w tym samym ośrodku, jest równa prędkości światła w ośrodku związanym z eterem

$$c_{sr/s} = \frac{2D'}{\frac{D'}{c'_{s1}} + \frac{D'}{c'_{s2}}} = \frac{2D'}{\frac{(c_p^2 + c_s v)D'}{c_p^2 c_s} + \frac{(c_p^2 - c_s v)D'}{c_p^2 c_s}} = \frac{2D' c_p^2 c_s}{2D' c_p^2} = c_s \quad (292)$$

2.8.4. Analiza geometrii dla dwóch ośrodków

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.8.5. Czas przepływu pod dowolnym kątem w próżni

W podrozdziale został wyznaczony model przepływu światła w próżni pod dowolnym kątem do prędkości v układu inercjalnego. Wyznaczono czasy przepływu światła tam i z powrotem. Kąt pomiędzy kierunkiem przepływu światła oraz prędkością v został oznaczony przez $\alpha \in (0^\circ \div 90^\circ)$.

Przyjęto następujące oznaczenia:

- $t_{p1\alpha}$ - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- $t_{p2\alpha}$ - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- $L_{p1\alpha}$ - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- $L_{p2\alpha}$ - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- D' - droga światła w układzie U' , w jednym kierunku,
- D - droga światła równoległa do v widziana z eteru,
- c_p - prędkość światła w eterze,
- v - prędkość układu U' w eterze,
- α - kąt pomiędzy kierunkiem przepływu światła oraz prędkością v .

Wymienione wielkości są przedstawione na rysunku 21.

Zakładamy, że dla wszystkich kierunków przepływu światła czas przepływu tam i z powrotem jest taki sam. Czyli zachodzi

$$t'_{p1\alpha} + t'_{p2\alpha} = t'_{p1} + t'_{p2} = t'_p \quad (310)$$

Założenie to zostało uwzględnione na rysunku 21.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{p1\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \sqrt{\left[\frac{v}{c_p} + \cos \alpha \right]^2 + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha}, \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (327)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{p2\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \sqrt{\left[\frac{v}{c_p} - \cos \alpha \right]^2 + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha}, \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (329)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Jeśli przyjmiemy, że kąt α jest kątem pomiędzy wektorem prędkości v i wektorem przepływu światła, wówczas wzory (327) oraz (329) można zapisać jako jeden wzór dla wszystkich kątów

$$L_{p\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[1 + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right], \quad \alpha \in (0^\circ \div 180^\circ) \quad (337)$$

Dzieląc drogę (327) oraz (329) przez prędkość światła można wyznaczyć czasy przepływu

$$t_{p1\alpha} = \frac{L_{p\alpha}}{c_p} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \frac{1}{c_p} \left[1 + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right], \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (338)$$

$$t_{p2\alpha} = \frac{L_{p\alpha}}{c_p} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \frac{1}{c_p} \left[1 - \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right], \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (339)$$

Jeśli przyjmiemy, że kąt α jest kątem pomiędzy wektorem prędkości v i wektorem przepływu światła, wtedy powyższe dwa wzory można zapisać jako jeden wzór

$$t_{p\alpha} = \frac{L_{p\alpha}}{c_p} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \frac{1}{c_p} \left[1 + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right], \quad \alpha \in (0^\circ \div 180^\circ) \quad (340)$$

2.8.6. Czas przepływu pod dowolnym kątem w ośrodku

W niniejszym podrozdziale rozpatrzony został przepływ światła w ośrodku materialnym takim jak szkło pod dowolnym kątem do prędkości v układu inercjalnego. Przeanalizowano przepływ światła w analogiczny sposób jak w podrozdziale 2.8.5, z tą różnicą, że w tej analizie światło w jedną stronę przepływa w innym ośrodku niż w drodze powrotnej. Ośrodek materialny jest związany z układem U' i porusza się razem z nim z prędkością v .

Kąt pomiędzy kierunkiem przepływu światła oraz prędkością v został oznaczony przez $\alpha \in (0^\circ \div 90^\circ)$. Wprowadzono dodatkowe oznaczenia dotyczące przepływu światła w ośrodku materialnym.

- $t_{s1\alpha}'$ - czas przepływu w układzie U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- $t_{s2\alpha}'$ - czas przepływu w układzie U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- $t_{s1\alpha}$ - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
- $t_{s2\alpha}$ - czas przepływu w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
- t_s' - łączny czas przepływu światła widziany z układu U' ($t_p' = t_{p1\alpha}' + t_{p2\alpha}'$),
- t_s - łączny czas przepływu światła widziany z eteru ($t_p = t_{p1\alpha} + t_{p2\alpha}$),
- $L_{s1\alpha}$ - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest zgodna z v ,

- $L_{s2\alpha}$ - droga światła w eterze, gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
 D' - droga światła w układzie U' , w jednym kierunku,
 D - droga światła równoległa do v widziana z eteru,
 $c_{s1\alpha}'$ - prędkość światła w układzie U' , gdy prędkość światła jest zgodna z v ,
 $c_{s2\alpha}'$ - prędkość światła w układzie U' , gdy prędkość światła jest przeciwna do v ,
 c_s - prędkość światła w eterze.

Wymienione wielkości są uwidocznione na rysunkach 22 i 23.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Założono, że dla dowolnych kierunków przepływu światła zachodzi

$$t'_{p1\alpha} + t'_{s2\alpha} = t'_{s1\alpha} + t'_{p2\alpha} = t'_{p1} + t'_{s2} = t'_{s1} + t'_{p2} = \frac{1}{2}(t'_p + t'_s) \quad (341)$$

Drogi przepływu światła w układzie inercjalnym U' oraz układzie U związanym z eterem, przedstawione są na rysunkach 22 i 23.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$L_{s1\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2} \left[\frac{v}{c_s} + \cos \alpha \right]^2 + \sin^2 \alpha}, \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (349)$$

$$L_{s2\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2} \left[\frac{v}{c_s} - \cos \alpha \right]^2 + \sin^2 \alpha}, \quad \alpha \in (0^\circ \div 90^\circ) \quad (350)$$

Jeśli przyjmiemy, że kąt α jest kątem pomiędzy wektorem prędkości v i wektorem przepływu światła, wtedy wzory (349) oraz (350) można zapisać jako jeden wzór dla wszystkich kątów

$$L_{s\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2} \left[\frac{v}{c_s} + \cos \alpha \right]^2 + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha}, \quad \alpha \in (0^\circ \div 180^\circ) \quad (351)$$

Prędkość światła w ośrodku, który porusza się w eterze jest inna niż w ośrodku stacjonarnym. Jest ona zależna od kierunku ruchu ośrodka. Czas $t_{s1\alpha}$ wyznaczmy z geometrii rysunku 22 b)

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t_{s1\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2} \left[\frac{c_p + c_s}{c_p c_s} - \frac{1}{c_p} \sqrt{\left[\frac{v}{c_p} - \cos \alpha \right]^2 + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha} \right]^2} \quad (361)$$

$$\alpha \in (0^\circ \div 90^\circ)$$

Po podstawieniu do (353) zależności (359) oraz $t_{p1\alpha}$ na podstawie (338) uzyskujemy

$$t_{s2\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[\frac{c_p + c_s}{c_p c_s} - \frac{1}{c_p} \sqrt{\left[\frac{v}{c_p} + \cos \alpha \right]^2} + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha \right] \quad (363)$$

$$\alpha \in (0^\circ \div 90^\circ)$$

Jeśli przyjmiemy, że kąt α jest kątem pomiędzy wektorem prędkości v i wektorem przepływu światła, wtedy wzory (361) oraz (363) można zapisać jako jeden wzór dla wszystkich kątów

$$t_{s\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[\frac{c_p + c_s}{c_p c_s} - \frac{1}{c_p} \sqrt{\left[\frac{v}{c_p} - \cos \alpha \right]^2} + \frac{c_p^2 - v^2}{c_p^2} \sin^2 \alpha \right] \quad (364)$$

$$\alpha \in (0^\circ \div 180^\circ)$$

Po zastosowaniu (335) otrzymamy

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$t_{s\alpha} = D' \sqrt{\frac{c_p^2}{c_p^2 - v^2}} \left[\frac{1}{c_s} + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right] \quad (366)$$

$$\alpha \in (0^\circ \div 180^\circ)$$

2.8.7. Czas przepływu w układzie inercyjnym

Po zastosowaniu do czasów (340) oraz (366) transformacji z eteru do układu uzyskamy czasy przepływu światła dla obserwatora z ruchomego inercyjnego układu odniesienia

$$t'_{p\alpha} = \frac{D'}{c_p} \left[1 + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right] \quad (367)$$

$$t'_{s\alpha} = \frac{D'}{c_p} \left[\frac{c_p}{c_s} + \frac{v}{c_p} \cos \alpha \right] \quad (368)$$

Czasy przepływu światła w jednym kierunku można także wyrazić stosując całkowite czasy przepływu w jednorodnym ośrodku. Po podstawieniu $c_p = 2D'/t'_p$, $c_s = 2D'/t'_s$ otrzymamy

$$t'_{p\alpha} = D' \left[\frac{1}{2D'/t'_p} + \frac{v}{(2D'/t'_p)^2} \cos \alpha \right] = \frac{1}{2} t'_p + \frac{1}{4D'} v t_p'^2 \cos \alpha \quad (369)$$

$$t'_{s\alpha} = D' \left[\frac{1}{2D'/t'_s} + \frac{v}{(2D'/t'_s)^2} \cos \alpha \right] = \frac{1}{2} t'_s + \frac{1}{4D'} v t_s'^2 \cos \alpha \quad (370)$$

W eksperymencie Michelsona-Morleya porównane zostały łączne czasy przepływu światła w dwóch kierunkach. Dla przepływu światła w próżni całkowity czas wynosi

$$t'_{p\alpha} + t'_{p(180-\alpha)} = \frac{1}{2} t'_p + \frac{1}{4D'} v t_p'^2 \cos \alpha + \frac{1}{2} t'_p + \frac{1}{4D'} v t_p'^2 \cos(180 - \alpha) = t'_p \quad (371)$$

Dla przepływu światła w ośrodku całkowity czas wynosi

$$t'_{s\alpha} + t'_{s(180-\alpha)} = \frac{1}{2}t'_s + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos \alpha + \frac{1}{2}t'_s + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos(180-\alpha) = t'_s \quad (372)$$

Dla przepływu światła w ośrodkach mieszanych ośrodek-próżnia całkowity czas wynosi

$$\begin{aligned} t'_{s\alpha} + t'_{p(180-\alpha)} &= \\ &= \frac{1}{2}t'_s + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos \alpha + \frac{1}{2}t'_p + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos(180-\alpha) = \frac{1}{2}(t'_s + t'_p) \end{aligned} \quad (373)$$

Dla przepływu światła w ośrodkach mieszanych próżnia-ośrodek całkowity czas wynosi

$$\begin{aligned} t'_{p\alpha} + t'_{s(180-\alpha)} &= \\ &= \frac{1}{2}t'_p + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos \alpha + \frac{1}{2}t'_s + \frac{1}{4D'}vt_p'^2 \cos(180-\alpha) = \frac{1}{2}(t'_p + t'_s) \end{aligned} \quad (374)$$

Z powyższych zależności wynika, że przedstawiony model przepływu światła jest zgodny z wynikami doświadczenia Michelsona-Morleya. Wykazaliśmy, że łączny czas przepływu światła w obie strony nie zależy od kąta α pomiędzy kierunkiem prędkości światła oraz kierunkiem prędkości v układu inercjalnego. Łączny czas nie zależy także od wartości prędkości v . Z tego powodu obracanie ramion interferometru w eksperymencie Michelsona-Morleya nie powoduje zmian w prążkach interferencyjnych.

Wykazaliśmy, że można wyjaśnić wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya na gruncie eteru. Nie jest prawdą powtarzane w STW twierdzenie, że wynik eksperymentu Michelsona-Morleya zaprzecza istnieniu eteru.

2.8.8. Prędkość przepływu światła w układzie

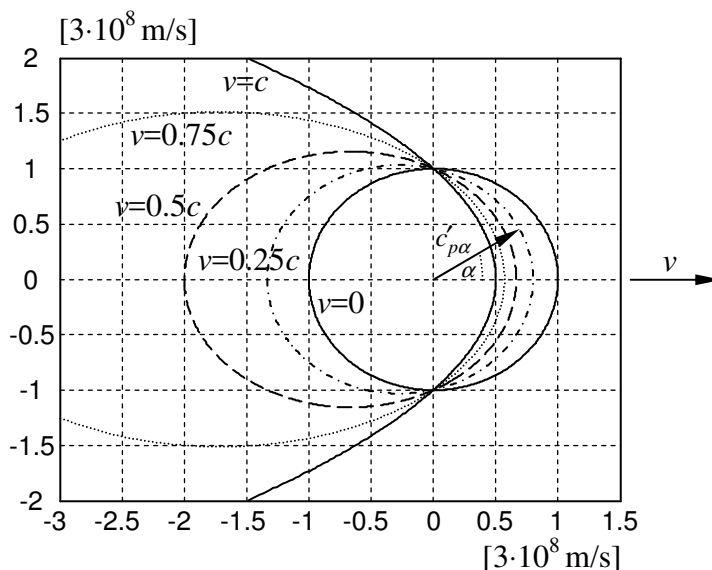
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Prędkości światła w układzie U' pod dowolnym kątem w próżni $c_{p\alpha}$ oraz ośrodku materialnym $c_{s\alpha}$ na podstawie (367) oraz (368) wynosi

$$c'_{p\alpha} = \frac{c_p^2}{c_p + v \cos \alpha} \quad (377)$$

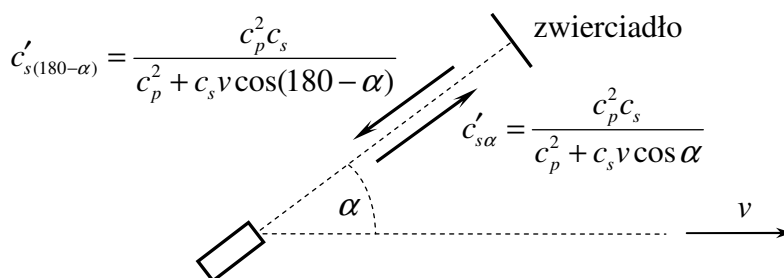
$$c'_{s\alpha} = \frac{c_p^2 c_s}{c_p^2 + c_s v \cos \alpha} \quad (378)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Rys. 6. Prędkość światła $c_{p\alpha}$ dla $v=0, 0.25c, 0.5c, 0.75c, c$

Na rysunku 24 przedstawione zostały prędkości światła w próżni widziane w układzie inercyjnym zgodnie z (377).

Na rysunku 25 została ukazana droga, którą pokonuje światło w eksperymencie Michelsona-Morleya oraz w niektórych eksperymentach pomiaru prędkości światła w ośrodku materialnym. Prędkość światła jest mierzona z układu U' poruszającego się w eterze z prędkością v .



Rys. 7. Prędkości światła w eksperymentach Michelsona-Morleya

Światło pokonuje drogę o długości L do zwierciadła, odbija się i wraca do punktu startowego po tej samej drodze. Średnia prędkość światła zgodnie z (378) wynosi

$$c'_{sr} = \frac{2L}{t'_{s\alpha} + t'_{s(180-\alpha)}} = \frac{2L}{\frac{L}{\frac{c_p^2 c_s}{c_p^2 + c_s v \cos \alpha}} + \frac{L}{\frac{c_p^2 c_s}{c_p^2 + c_s v \cos(180-\alpha)}}} \quad (379)$$

$$c'_{sr} = \frac{2}{\frac{c_p^2 + c_s v \cos \alpha}{c_p^2 c_s} + \frac{c_p^2 - c_s v \cos \alpha}{c_p^2 c_s}} = \frac{2}{\frac{2c_p^2}{c_p^2 c_s}} = c_s \quad (380)$$

Średnia prędkość światła jest stała i równa jest prędkości światła c_s w ośrodku nieruchomym związanym z eterem i nie zależy od kąta α ani prędkości v . Z tego powodu obracanie ramion interferometru w eksperymencie Michelsona-Morleya nie wpływa na prążki interferencyjne.

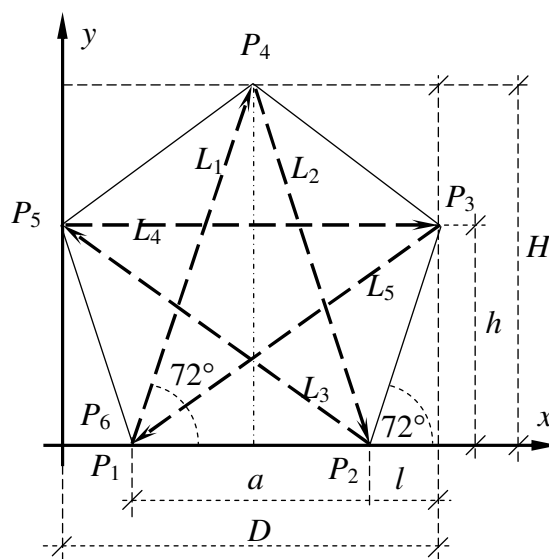
2.8.9. Prędkość przepływu światła w eterze

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.8.10. Przykład symulacji przepływu światła

W podrozdziale przedstawiono wyniki symulacji przepływu światła po drodze zamkniętej, składającej się z sześciu prostych L_1 do L_6 jak na rysunku 26.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >



Rys. 8. Rzut drogi, po której przepływa światło na płaszczyznę x - y

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

2.9. Wnioski końcowe

Transformacje STE zostały wyprowadzone na kilka sposobów. Metoda geometryczna oraz metoda analityczna prowadzą do tych samych transformacji oraz do tej samej kinematyki ciał w przestrzeni.

Ważną własnością transformacji STE jest to, że jeżeli w jakimś inercyjnym układzie odniesienia U_1 zostaną zsynchronizowane zegary, to stają się także zsynchronizowane dla obserwatora z innego inercyjnego układu U_2 . Zegary układu U_1 odmierzą czas w innym tempie niż zegary układu U_2 , ale wskazują identyczny czas dla obserwatora z każdego układu odniesienia. Dlatego w STE zdarzenia jednoczesne dla obserwatora z jakiegoś inercyjnego układu odniesienia są jednoczesne dla obserwatorów ze wszystkich innych układów odniesienia. W STE jednoczesność zdarzeń jest absolutna.

Na przykładzie wykonanej symulacji przepływu światła wykazaliśmy, że nawet wtedy, gdy światło przepływa po skomplikowanej trajektorii zamkniętej, to zawsze średnia prędkość przepływu jest dokładnie taka sama jak prędkość c światła w eterze. Po niektórych odcinkach światło przemieszcza się z większymi prędkościami, a po innych z mniejszymi. Zawsze jednak różnice

prędkości kompensują się i średnia prędkość światła jest stała. Z powodu tej własności prędkości światła, nie można przy pomocy eksperymentów, w których światło przebiega po trajektorii zamkniętej, wykryć eteru ani wykazać, że światło ma różne prędkości w różnych kierunkach oraz różnych układach odniesienia.

3. Dynamika w Szczególnej Teorii Eteru

3.1. Ustalenia początkowe

W podrozdziale wyprowadzone zostały cztery modele dynamiki ciał. Każdy z nich opiera się na innym założeniu.

W pierwszym modelu przyjęto, że zmiana pędu ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (podrozdział 3.2). Taką własność ma pęd w mechanice klasycznej omówionej w podrozdziale 10.1.3 (wzór (1023)).

W drugim modelu przyjęto, że siła powodująca przyśpieszenie ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (podrozdział 3.3). Tak samo jest w mechanice klasycznej.

W trzecim modelu przyjęto, że siła przyśpieszająca ciało jest na jednostkę czasu jej działania taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (podrozdział 3.4). Tak samo jest w mechanice klasycznej.

W czwartym modelu przyjęto, że masa ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia (podrozdział 3.5). Tak samo jest w mechanice klasycznej.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2. Szczególna Teoria Eteru ze stałą zmianą pędu (STE/ Δp)

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że zmiana pędu ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia.

3.2.1. Masa relatywistyczna w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Stąd otrzymamy masę relatywistyczną ciała znajdującego się w układzie U_2 , widzianą z układu U_1 , gdy spełniona jest zasada zachowania zmiany pędu (404)

$$m_{2/1}^{\Delta p} = m_0 \frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_2)} = m_0 \frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_1 + v_{2/1}\gamma(v_1))} \quad (407)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.2. Pęd względem układu w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie uzyskamy zależność na pęd

$$p_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left(\frac{(c - v_1)(c + v_2)}{(c - v_2)(c + v_1)} \right) \quad (419)$$

W zależności (419) pęd wyrażony jest przez prędkości bezwzględne v_1 oraz v_2 . Na podstawie (141) oraz (142) pęd można wyrazić przez prędkość v_1 oraz prędkość względną $v_{2/1}$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

$$p_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left(\frac{c^2 + v_{2/1}(c - v_1)}{c^2 - v_{2/1}(c + v_1)} \right) \quad (421)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.3. Pęd względem eteru w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.4. Pęd dla małych prędkości w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.5. Energia kinetyczna względem układu w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie wzór na energie kinetyczną przyjmie postać

$$E_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \left[\left(\frac{c + v_1}{c + v_2} \right)^{\frac{c}{c - v_1}} \left(\frac{c - v_1}{c - v_2} \right)^{\frac{c}{c + v_1}} \right] \quad (441)$$

W zależności (441) energia wyrażona jest przez prędkości bezwzględne v_1 oraz v_2 . Na podstawie (141) oraz (142) energię kinetyczną można wyrazić przez prędkość v_1 oraz prędkość względną $v_{2/1}$

$$E_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \left[\left(\frac{c^2}{c^2 + v_{2/1}(c - v_1)} \right)^{\frac{c}{c - v_1}} \left(\frac{c^2}{c^2 - v_{2/1}(c + v_1)} \right)^{\frac{c}{c + v_1}} \right] \quad (442)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.6. Energia kinetyczna względem eteru w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.7. Energia kinetyczna dla małych prędkości w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.8. Prawo dla pędu w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie można napisać zależność pozwalającą przeliczać pęd pomiędzy układami inercjalnymi (prawo dla pędu)

$$p_{3/1}^{\Delta p} = p_{3/2}^{\Delta p} + p_{2/1}^{\Delta p} \quad (462)$$

Prawo to jest identyczne jak w mechanice klasycznej (1026).

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.9. Prawo dla zmiany pędu w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.10. Inna własność pędu w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.11. Prawo dla energii kinetycznej w STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie uzyskamy zależność pozwalającą przeliczać energię kinetyczną pomiędzy inercjalnymi układami (prawo dla energii kinetycznej)

$$E_{3/1}^{\Delta p} - E_{2/1}^{\Delta p} = \frac{c^2 - v_2^2}{c^2 - v_1^2} E_{3/2}^{\Delta p} + v_{2/1} p_{3/2}^{\Delta p} \quad (494)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.2.12. Prawo dla zmiany energii kinetycznej w E/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.3. Szczególna Teoria Eteru ze stałą siłą (STE/F)

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że siła przyspieszająca ciało jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia.

3.3.1. Masa relatywistyczna w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Stąd otrzymamy masę relatywistyczną ciała znajdującego się w układzie U_2 , widzianą z układu U_1 , gdy spełniona jest zasada zachowania siły (499)

$$m_{2/1}^F = m_0 \left[\frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_2)} \right]^{3/2} = m_0 \left[\frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_1 + v_{2/1}\gamma(v_1))} \right]^{3/2} \quad (502)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.3.2. Pęd względem układu w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie uzyskujemy zależność na pęd

$$p_{2/1}^F = m_0 \sqrt{\frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - v_2^2}} \cdot v_2 - m_0 v_1 \quad (514)$$

3.3.3. Pęd względem eteru w STE/F

Dla prędkości $v_1=0$ pęd (514) jest pędem mierzonym z układu eteru

$$p_{2/E}^F = m_0 v_2 \frac{1}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}} \quad (515)$$

Wzór ten jest identyczny, jak wzór na pęd występujący w STW. Dlatego jest tak, gdyż w STW źle zinterpretowano transformacje Lorentza i wszystkie rozważania nieświadomie prowadzono z punktu widzenia eteru. W STW wzór ten wyraża pęd względem eteru, a nie względem dowolnego inercjalnego układu odniesienia. Wyjaśniamy to w rozdziale 4.

3.3.4. Pęd dla małych prędkości w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.3.5. Energia kinetyczna względem układu w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie wzór na energię kinetyczną ma postać

$$E_{2/1}^F = m_0 c^2 \left[\frac{c^2 - v_1 v_2}{\sqrt{c^2 - v_1^2} \sqrt{c^2 - v_2^2}} - 1 \right] \quad (530)$$

3.3.6. Energia kinetyczna względem eteru w STE/F

Jeśli układ U_1 jest eterem wówczas $v_1=0$. Energia kinetyczna wyrażona wzorem (530) ma postać

$$E_{2/E}^F = m_0 \frac{c^3}{\sqrt{c^2 - v_2^2}} - m_0 c^2 \quad (531)$$

$$E_{2/E}^F = m_0 c^2 \frac{1}{\sqrt{1 - (v_2/c)^2}} - m_0 c^2 \quad (532)$$

Energia ta ma identyczną postać jak energia kinetyczna w STW. Dzieje się tak dlatego, że energia kinetyczna w STW jest wyprowadzona przy założeniu, że ciało jest rozpędzane przez stałą siłę z punktu widzenia jego układu [4]. Z tego założenia przeprowadzone rozumowanie w STW jest analogiczne do tego w STE/F. W STW uzyskano jedynie wzór (531), a nie ogólny (530), gdyż źle w niej zinterpretowano transformacje Lorentza i wszystkie rozważania zostały nieświadomie prowadzone z punktu widzenia eteru. W STW wzór na energię kinetyczną wyraża energię kinetyczną względem eteru, a nie względem dowolnego inercjalnego układu odniesienia. Wyjaśniamy to w rozdziale 4.

3.3.7. Energia kinetyczna dla małych prędkości w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.3.8. Prawo dla pędu w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na tej podstawie otrzymamy prawo dla pędu

$$p_{3/1}^F = \frac{\sqrt{c^2 - v_1^2}}{\sqrt{c^2 - v_2^2}} p_{3/2}^F + p_{2/1}^F \quad (543)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.3.9. Prawo dla zmiany pędu w STE/F

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.4. Szczególna Teoria Eteru ze stałą siłą na czas (STE/F/Δt)

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że siła przyspieszająca ciało jest na jednostkę czasu jej działania taka sama dla obserwatora z każdego inercyjnego układu odniesienia.

3.4.1. Masa relatywistyczna w STE/F/Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Stąd otrzymamy masę relatywistyczną ciała znajdującego się w układzie U_2 , widzianą z układu U_1 , wówczas gdy spełniona będzie zasada zachowania zmiany energii kinetycznej (553)

$$m_{2/1}^{F/\Delta t} = m_0 \left[\frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_2)} \right]^2 = m_0 \left[\frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_{2/1}\gamma(v_1) + v_1)} \right]^2 \quad (556)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.4.2. Pęd względem układu w STE/F/Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie otrzymamy zależność na pęd ciała

$$p_{2/1}^{F/\Delta t} = \frac{m_0 c}{2} \left[\frac{(v_2 - v_1)(c^2 + v_1 v_2)}{c(c^2 - v_2^2)} - \frac{c^2 - v_1^2}{2c^2} \ln \frac{(c + v_1)(c - v_2)}{(c - v_1)(c + v_2)} \right] \quad (568)$$

3.4.3. Pęd względem eteru w STE/F/Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.4.4. Energia kinetyczna względem układu w STE/F/ Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie energia kinetyczna wynosi

$$E_{2/1}^{F/\Delta t} = \frac{m_0 c^2}{2} \left[\frac{v_2(v_2 - v_1)}{c^2 - v_2^2} + \frac{v_1}{2c} \ln \frac{(c + v_1)(c - v_2)}{(c - v_1)(c + v_2)} \right] \quad (582)$$

3.4.5. Energia kinetyczna względem eteru w STE/F/ Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.4.6. Prawo dla pędu w STE/F/ Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie prawo dla pędu otrzyma postać

$$p_{3/1}^{F/\Delta t} = \frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - v_2^2} p_{3/2}^{F/\Delta t} + p_{2/1}^{F/\Delta t} \quad (598)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.4.7. Prawo dla energii w STE/F/ Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie prawo dla energii (610) otrzyma postać

$$E_{3/1}^{F/\Delta t} - E_{2/1}^{F/\Delta t} = E_{3/2}^{F/\Delta t} + v_{2/1} \frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - v_2^2} p_{3/2}^{F/\Delta t} \quad (619)$$

3.4.8. Prawo dla zmiany energii kinetycznej w STE/F/ Δt

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5. Szczególna Teoria Eteru ze stałą masą (STE/ m)

W tym podrozdziale zostanie wyprowadzony model dynamiki ciał oparty na założeniu, że masa ciała jest taka sama dla obserwatora z każdego inercjalnego układu odniesienia. Z tego

względu dla obserwatora z układu inercjalnego U_1 masa ciała znajdującego się w układzie U_2 , jest taka sama jak masa spoczynkowa

$$m_{2/1}^m = m_0 \quad (623)$$

3.5.1. Pęd względem układu w STE/ m

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie otrzymamy zależności na pęd

$$p_{2/1}^m = m_0 \frac{v_2 - v_1}{\gamma(v_1)} = m_0 \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} = m_0 v_{2/1} \quad (627)$$

Wzór na pęd wyrażony do prędkości względnej jest identyczny jak wzór w mechanice klasycznej.

3.5.2. Pęd względem eteru w STE/ m

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5.3. Energia kinetyczna względem układu w STE/ m

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie otrzymamy zależności na energię kinetyczną

$$E_{2/1}^m = \frac{m_0 v_{2/1}^2}{2} = \frac{m_0}{2} \left[\frac{v_2 - v_1}{\gamma(v_1)} \right]^2 = \frac{m_0}{2} \left[\frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right]^2 \quad (632)$$

Wzór na energię kinetyczną wyrażoną do prędkości względnej jest identyczny jak wzór w mechanice klasycznej.

3.5.4. Energia kinetyczna względem eteru w STE/ m

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5.5. Prawo dla pędu w STE/ m

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie prawo dla pędu przyjmie postać

$$p_{3/1}^m = \frac{c^2 - v_2^2}{c^2 - v_1^2} p_{3/2}^m + p_{2/1}^m \quad (642)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5.6. Prawo dla zmiany pędu w STE/*m*

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5.7. Inna własność pędu w STE/*m*

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.5.8. Prawo dla energii kinetycznej w STE/*m*

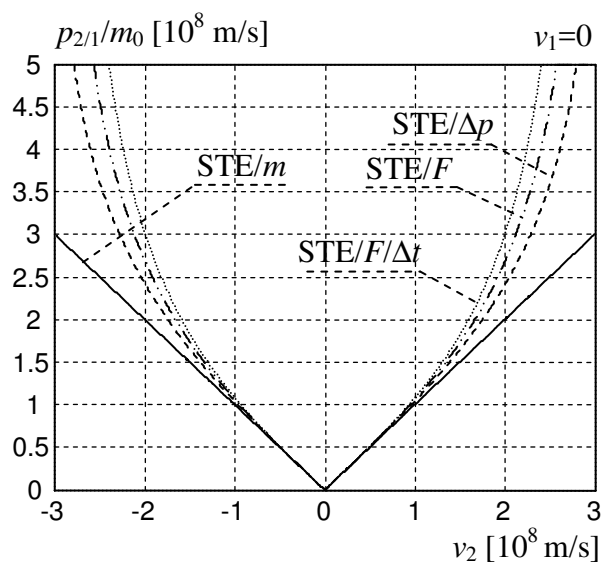
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

3.6. Zestawienie pędów i energii kinetycznej

W ogólnym przypadku masę relatywistyczną ciała spoczywającego w układzie U_2 i widzianą z układu U_1 można zdefiniować jako

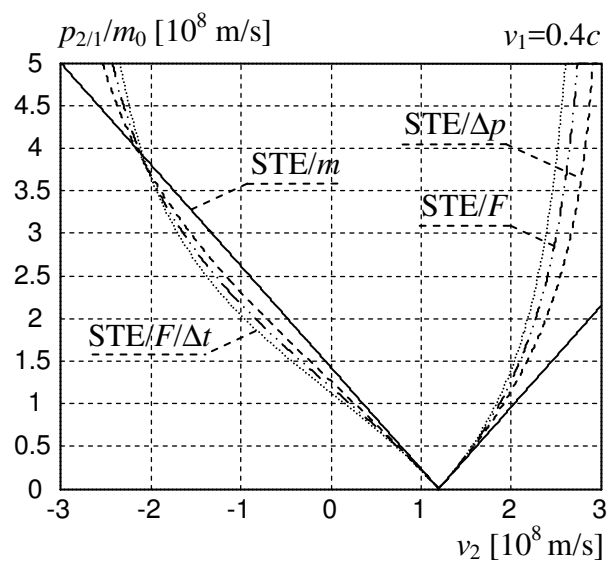
$$m_{2/1}^{(x)} = m_0 \left[\frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_2)} \right]^x, \quad x \geq 0 \quad (878)$$

Na rysunku 33 zostały zestawione pędy widziane z eteru.



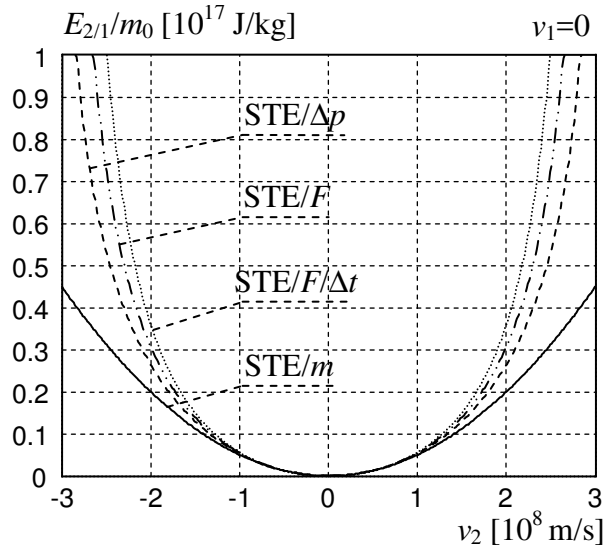
Rys. 9. Pęd w STE/Δp, STE/F, STE/F/Δt oraz STE/m dla $v_1=0$ (względem eteru)

Na rysunku 34 zostały zestawione pędy, widziane z układu U_1 poruszającego się w eterze z prędkością $v_1=0.4c$.



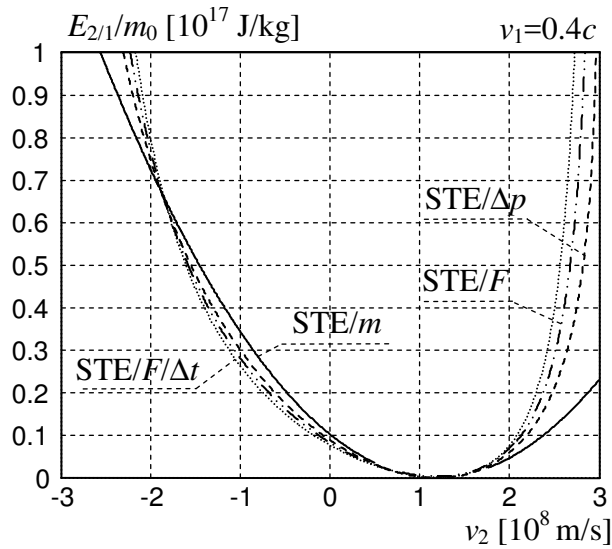
Rys. 10. Pęd w STE/Δp, STE/F, STE/F/Δt oraz STE/m dla $v_1=0.4c$

Na rysunku 35 zostały zestawione energie kinetyczne widziane z eteru.



Rys. 11. Energie kinetyczne w STE/ Δp , STE/ F , STE/ $F/\Delta t$ oraz STE/ m dla $v_1=0$ (względem eteru)

Na rysunku 36 zostały zestawione energie kinetyczne widziane z układu U_1 poruszającego się w eterze z prędkością $v_1=0.4c$.



Rys. 12. Energie kinetyczne w STE/ Δp , STE/ F , STE/ $F/\Delta t$ oraz STE/ m dla $v_1=0.4c$

Zestawienie wyprowadzonych wzorów na pęd oraz energię kinetyczną:

$$x=1$$

$$p_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c}{2} \ln \left(\frac{(c-v_1)(c+v_2)}{(c-v_2)(c+v_1)} \right) \quad (679)$$

$$E_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 c^2}{2} \ln \left[\left(\frac{c+v_1}{c+v_2} \right)^{\frac{c}{c-v_1}} \left(\frac{c-v_1}{c-v_2} \right)^{\frac{c}{c+v_1}} \right] \quad (680)$$

$$\mathbf{x=3/2}$$

$$p_{2/1}^F = m_0 \sqrt{\frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - v_2^2}} \cdot v_2 - m_0 v_1 \quad (681)$$

$$E_{2/1}^F = m_0 c^2 \left[\frac{c^2 - v_1 v_2}{\sqrt{c^2 - v_1^2} \sqrt{c^2 - v_2^2}} - 1 \right] \quad (682)$$

$$\mathbf{x=2}$$

$$p_{2/1}^{F/\Delta t} = \frac{m_0 c}{2} \left[\frac{(v_2 - v_1)(c^2 + v_1 v_2)}{c(c^2 - v_2^2)} - \frac{c^2 - v_1^2}{2c^2} \ln \frac{(c + v_1)(c - v_2)}{(c - v_1)(c + v_2)} \right] \quad (683)$$

$$E_{2/1}^{F/\Delta t} = \frac{m_0 c^2}{2} \left[\frac{v_2(v_2 - v_1)}{c^2 - v_2^2} + \frac{v_1}{2c} \ln \frac{(c + v_1)(c - v_2)}{(c - v_1)(c + v_2)} \right] \quad (684)$$

$$\mathbf{x=0}$$

$$p_{2/1}^m = m_0 \frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} = m_0 v_{2/1} \quad (685)$$

$$E_{2/1}^m = \frac{m_0}{2} \left[\frac{v_2 - v_1}{1 - (v_1/c)^2} \right]^2 = \frac{m_0 v_{2/1}^2}{2} \quad (686)$$

3.7. Wnioski końcowe

Wyprowadzone zostały cztery opisy dynamiki ciał w przestrzeni. Każdy z nich opiera się na innym założeniu, które sprowadza się do definicji masy relatywistycznej. W każdym przypadku otrzymaliśmy inne zależności na pęd oraz energię kinetyczną.

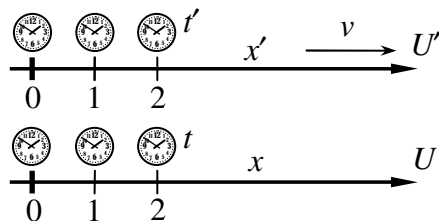
Nierozstrzygnięta pozostaje, kwestia czy przedstawione opisy dynamiki ciał w przestrzeni są różnymi modelami tej samej rzeczywistości, czy są to modele innych rzeczywistości.

Możliwe, że rozstrzygnięcie tego problemu jest możliwe jedynie na drodze eksperymentalnej.

Na rysunku 36 można zaobserwować, że wartości energii kinetycznej ciała o zadanej prędkości są różne w przypadku różnych opisów dynamiki. Jednak ciało ma jakąś konkretną energię kinetyczną. Można stąd wnioskować, że tylko jeden z opisów dynamiki może być modelem rzeczywistej dynamiki ciał. Być może, istnieje możliwość wprowadzenia relatywistycznej jednostki energii, która będzie kompensowała różnice energii kinetycznej z różnych opisów dynamiki.

4. Czym jest Szczególna Teoria Względności (STW)

Podstawową zależnością w STW jest transformacja Lorentza. Jej wyprowadzenie na dwa sposoby zostało przedstawione w rozdziale 10. Układy poruszają się względem siebie w sposób pokazany na rysunku 37.



Rys. 13. Względny ruch układów inercjalnych U oraz U' w STW

Transformacja STW z układu inercjalnego U' do układu inercjalnego U , ma postać (1064)-(1065)

$$t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left(t' + \frac{v}{c^2} x' \right) \quad (687)$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (vt' + x') \quad (688)$$

Transformacja STW z układu inercjalnego U do układu inercjalnego U' , ma postać (1066)-(1067)

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left(t - \frac{v}{c^2} x \right) \quad (689)$$

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \quad (690)$$

4.1. Psucie transformacji Galileusza

W tym podrozdziale zostanie pokazane, na czym polega psucie transformacji na przykładzie transformacji Galileusza. Taką zepsutą transformacją jest transformacja Lorentza. W kolejnym podrozdziale wykażemy, że transformację STW (Lorentza) można otrzymać poprzez popsucie transformacji STE.

Rozważmy poruszające się względem siebie dwa układy U oraz U' z prędkością v , przedstawione na rysunku 38. W mechanice klasycznej wzajemna prędkość układów jest taka sama. Dlatego v jest prędkością układu U' względem U , i jednocześnie jest prędkością układu U względem U' . Przyjmijmy, że w chwili $t=t'=0$ początki układów pokrywają się, wówczas transformacja Galileusza z układu U' do układu U będzie miała postać

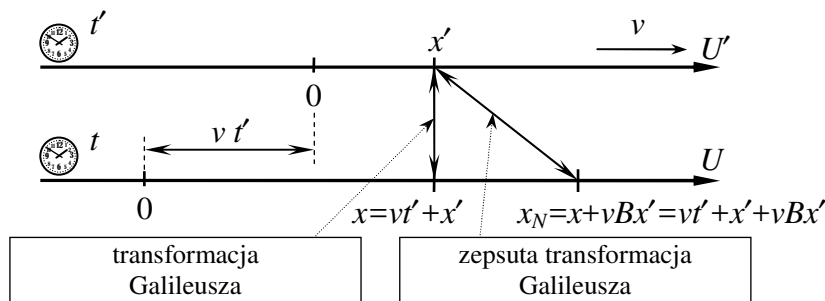
$$t = t' \quad (691)$$

$$x = vt' + x' \quad (692)$$

Odwrotna transformacja Galileusza otrzyma postać

$$t' = t \quad (693)$$

$$x' = -vt + x \quad (694)$$



Rys. 14. Psucie transformacji Galileusza

W chwili $t=t'$ punkt x' układu U' znajduje się w układzie U w położeniu x . Transformacja Galileusza wiąże ze sobą znajdujące się obok siebie współrzędne x oraz x' . Wprowadzamy parametr $B>0$, który ma wymiar odwrotny niż prędkość, to jest s/m. Po pewnym czasie $\Delta t=Bx'$ punkt x' znajdzie się w U w położeniu $x_N=x+\Delta x=x+vBx'$. Możemy zepsuć transformację Galileusza w ten sposób, że zwiążemy nią punkt x' z punktem x_N obok którego znajdzie się on w przyszłości

$$t_N = t + \Delta t = t' + Bx' \quad (695)$$

$$x_N = x + \Delta x = vt' + x' + vBx' \quad (696)$$

Stąd otrzymamy zepsutą transformację Galileusza w postaci

$$t_N = t' + Bx' \quad (697)$$

$$x_N = vt' + (1 + vB)x' \quad (698)$$

Zepsuta transformacja Galileusza wyznacza, jakie położenie będzie miał punktu x' w układzie U po pewnym czasie zależnym od wartości x' . Jeżeli $x'>0$ wtedy jest on transformowany do swojego położenia w przyszłości. Jeżeli $x'<0$ wtedy jest on transformowany do swojego położenia w przeszłości. Jedynie punkt $x'=0$ jest transformowany do teraźniejszości.

Z zepsutej transformacji można wyznaczyć zepsutą transformację odwrotną. W tym celu wystarczy rozwiązać układ (697)-(698) względem t' oraz x' . Otrzymamy wtedy

$$t' = (1 + vB)t_N - Bx_N \quad (699)$$

$$x' = -vt_N + x_N \quad (700)$$

Równanie (694) z transformacji Galileusza oraz (700) z zepsutej transformacji Galileusza mają identyczną postać. Jest tak, pomimo tego, że x_N jest położeniem współrzędnej x' w czasie t_N , innym niż położenie x w aktualnym czasie t . W następnym podrozdziale wykażemy, że tak samo dzieje w przypadku transformacji Lorentza.

O układzie, dla którego położenia i czasy zostały w transformacji zmodyfikowane do x_N oraz t_N będziemy mówili, że jest układem przeskalowanym. W powyższym przykładzie układ U' jest niezmienny, natomiast układ U jest przeskalowany.

Jak już wcześniej ustaliliśmy, parametr B jest wyrażony w jednostkach odwrotności prędkości. Można na przykład przyjąć $B_1=v/c^2$. Wtedy zepsuta transformacja Galileusza otrzyma postać

$$t_{N_1} = t' + \frac{v}{c^2} x' \quad (701)$$

$$x_{N_1} = vt' + \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)x' \quad (702)$$

natomiast zepsuta odwrotna transformacja Galileusza ma postać

$$t' = \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)t_{N_1} - \frac{v}{c^2}x_{N_1} \quad (703)$$

$$x' = -vt_{N_1} + x_{N_1} \quad (704)$$

Na podstawie równań (701)-(704) trudno jest się zorientować, że jest to transformacja Galileusza zapisana w innej postaci. Transformacja Galileusza przelicza współrzędne z jednego układu do drugiego w sposób bardzo prosty. W zepsutej transformacji Galileusza współrzędne układów są przeliczane w sposób bardzo skomplikowany. Współrzędne układu U' są przeliczane do układu U do chwil, które już zaistniały lub dopiero się wydarzą, czyli w przeszłość lub w przyszłość. Wyliczany z transformacji czas t_N zależy nie tylko od czasu t' , ale także od położenia x' .

Rozważmy teraz przypadek, gdy $B_2=1/v$. Wówczas zepsuta transformacja Galileusza będzie miała postać

$$t_{N_2} = t' + \frac{1}{v} x' \quad (705)$$

$$x_{N_2} = vt' + \left(1 + v\frac{1}{v}\right)x' = vt' + 2x' \quad (706)$$

natomiast zepsuta odwrotna transformacja Galileusza otrzyma postać

$$t' = 2t_{N_2} - \frac{1}{v} x_{N_2} \quad (707)$$

$$x' = -vt_{N_2} + x_{N_2} \quad (708)$$

Rozważmy szczególny przypadek transformacji (707)-(708), gdy prędkością $v=1\text{m/s}$. Wówczas zepsuta transformacja Galileusza przyjmuje postać (z dokładnością do jednostek)

$$t_{N_2} = t' + x' \quad (709)$$

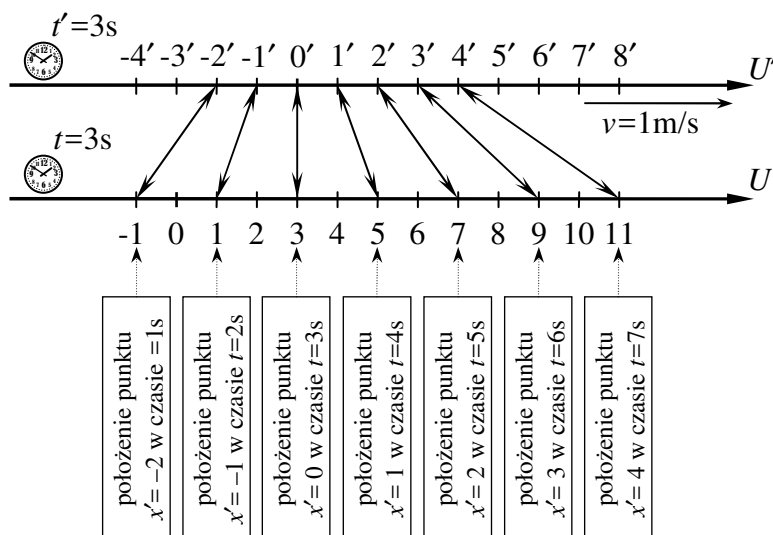
$$x_{N_2} = t' + 2x' \quad (710)$$

natomiast zepsuta, odwrotna transformacja Galileusza będzie miała postać (z dokładnością do jednostek)

$$t' = 2t_{N_2} - x_{N_2} \quad (711)$$

$$x' = -t_{N_2} + x_{N_2} \quad (712)$$

Sposób, w jaki zepsute transformacje Galileusza przeliczają współrzędne został przedstawiony na rysunku 39. Strzałki łączące współrzędne układów U oraz U' pokazują, które współrzędne wiążą ze sobą rozważana zepsuta transformacja.

Rys. 15. Zepsuta transformacja Galileusza dla $B_2=1/v$, gdy $v=1\text{m/s}$

Dla współrzędnych $x'=1\text{m}$ oraz $t'=3\text{s}$ z transformacji (709)-(710) otrzymujemy wartości $x=5\text{m}$ oraz $t=4\text{s}$. Jednak punkty 1' oraz 5 nie znajdują się obok siebie w aktualnym czasie ($t=t'=3\text{s}$). Punkty te znajdują się obok siebie dopiero w obliczonej chwili $t=4\text{s}$, czyli w przyszłości. Podobnie jest dla punktu $x'=2\text{m}$, dla którego z transformacji (709) -(710) otrzymujemy wartości $x=7\text{m}$ oraz $t=5\text{s}$. Oznacza to, że punkt 2' znajdzie się obok punktu 7 w chwili $t=5\text{s}$.

Z powyższego wynika, że współrzędne układu U' są transformowane do innej chwili czasowej w układzie U , czyli do przeszłości lub przyszłości. Tylko współrzędna $x'=0$ jest prawidłowo transformowana do teraźniejszości. Taką samą własność posiada transformacja Lorentza i z tego powodu jest ona błędnie interpretowana w STW. Ten błąd wynika z założenia, że wszystkie współrzędne układu U' oraz układu U związane transformacją Lorentza znajdują się obok siebie w tej samej chwili czasu.

Jeżeli w położeniach 1' oraz 2' układu U' , w chwili $t'=3$ zajdą dwa zdarzenia A oraz B, to będą one jednoczesne z punktu widzenia układu U' oraz układu U . W mechanice klasycznej jest to oczywiste. Zachodzą one w absolutnym czasie $t=t'=3\text{s}$. Gdyby jednak błędnie odczytać znaczenie zepsutej transformacji (709)-(710), to stwierdzimy, że w układzie U chwile zajścia tych zdarzeń wynoszą $t_A=4\text{s}$ oraz $t_B=5\text{s}$, gdyż takie wartości czasu przyporządkowuje zdarzeniom zepsuta transformacja. Nasuwa się wówczas błędny wniosek, że z punktu widzenia układu U zdarzenia A oraz B są niejednoczesne. Warto tutaj uświadomić sobie, że uzyskaliśmy taki efekt dla bardzo prostej transformacji Galileusza. Taka błędna interpretacja transformacji Lorentza doprowadziła do jednego z głównych wniosków w ramach STW, że jednoczesność zdarzeń jest względna (podrozdział 4.4.1).

Spróbujemy teraz wyznaczyć na podstawie zepsutej transformacji (697)-(700) względne prędkości układów U oraz U' , w taki sposób jak to sjęst rozumiane w STW.

Prędkość układu U' względem układu U jest prędkością przemieszczenia się początku układu U' w układzie U . Otrzymamy

$$v_{U'/U} = \frac{x_N(t', x' = 0) - x_N(t' = 0, x' = 0)}{t_N(t', x' = 0) - t_N(t' = 0, x' = 0)} \quad (713)$$

$$v_{U'/U} = \frac{(vt' + (1 + vB)0) - (v0 + (1 + vB)0)}{(t' + B0) - (0 + B0)} = v \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] \quad (714)$$

Prędkość układu U względem układu U' jest prędkością przemieszczenia się początku układu U w układzie U' . Otrzymamy

$$v_{U/U'} = \frac{x'(t_N, x_N = 0) - x'(t_N = 0, x_N = 0)}{t'(t_N, x_N = 0) - t'(t_N = 0, x_N = 0)} \quad (715)$$

$$v_{U/U'} = \frac{(-vt_N + 0) - (-v0 + 0)}{((1 + Bv)t_N - B0) - ((1 + Bv)0 - B0)} = -\frac{v}{1 + Bv} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] \quad (716)$$

Z założenia prędkości te powinny być równe v . Pierwsza z otrzymanych prędkości jest prawidłowa. Druga jest prawidłowa tylko wtedy, gdy $B=0$, czyli wtedy, gdy transformacja Galileusza nie jest zepsuta. Z przykładu tego wynika, że nie można wyznaczać prędkości układu U względem układu U' w przedstawiony sposób. Układ U jest układem przeskalowanym. Oznacza to, że współrzędne tego układu związane zepsutą transformacją dotyczą różnych chwil czasowych. Z tego też względu wyznaczanie prędkości w układzie U' na podstawie czasu t_N z układu U prowadzi do błędnego wyniku (wzór (716)).

Przedstawiona własność zepsutej transformacji powoduje, że w STW niewłaściwie jest obliczana prędkość względna układów. W dalszej części, na podstawie właściwej interpretacji transformacji Lorentza wykazemy, że jeżeli układ U' ma względem układu U prędkość v , to układ U ma względem układu U' prędkość inną niż v .

Na koniec, zauważmy jeszcze, że transformację Galileusza można zepsuć w inny sposób. Zepsutą transformację odwrotną (699)-(700) można otrzymać bezpośrednio z transformacji odwrotnej Galileusza (693)-(694). Należy w tym celu zmodyfikować odwrotną transformację Galileusza dla czasu tak, aby przeliczała czas t do zmienionego czasu przez dodanie czynnika

$$\Delta t' = vBt - Bx \quad (717)$$

gdzie $t=t'$ jest czasem absolutnym, natomiast x jest współrzędną w układzie U przeliczaną do układu U' . Zepsuta transformacja przelicza współrzędną x do współrzędnej x' obok której znajduje się aktualnie, czyli w czasie $t=t'$. Natomiast czas $t=t'$ przelicza do zmienionego czasu wynoszącego

$$t'_N = t' + \Delta t' = t' + vBt - Bx \quad (718)$$

Wówczas z transformacji odwrotnej Galileusza (693)-(694) otrzymamy

$$t'_N = (1 + vB)t - Bx \quad (719)$$

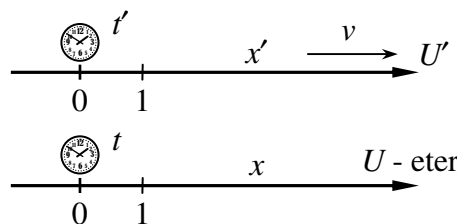
$$x' = -vt + x \quad (720)$$

Otrzymaliśmy taką samą jak wcześniej zepsutą odwrotną transformację Galileusza.

Z zależności (719) wynika, że wyznaczony czas w układzie U' powstaje poprzez przemnożenie czasu $t=t'$ przez $(1+Bv)$ oraz odjęcie czynnika o wartości Bx , który jest zależny od transformowanej współrzędnej x w układzie U .

4.2. Psucie transformacji STE do STW

Zepsujemy teraz transformację Szczególnej Teorii Eteru (STE) w sposób zaprezentowany wcześniej. Rozważamy wzajemny ruch układów taki jak pokazano na rysunku 40.



Rys. 16. Względny ruch układów inercjalnych U oraz U' w STE

Transformacja STE z układu do eteru ma postać (26), czyli

$$t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \quad (721)$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' \quad (722)$$

Transformacja STE z eteru do układu ma postać (27), czyli

$$t' = \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot t \quad (723)$$

$$x' = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x) \quad (724)$$

Przeskalujemy współrzędne położenia i czasu w układzie U (eter) przyjmując

$$B = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v}{c^2} \quad (725)$$

Teraz transformacja będzie wyznaczała nowy czas t_N oraz nowe położenie x_N

$$t_N = t + Bx' = t + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v}{c^2} x' \quad (726)$$

$$x_N = x + vBx' = x + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v^2}{c^2} x' \quad (727)$$

Po wstawieniu (721) oraz (722) otrzymamy

$$t_N = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v}{c^2} x' \quad (728)$$

$$x_N = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v^2}{c^2} x' \quad (729)$$

Ponieważ

$$\sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x' + \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \frac{v^2}{c^2} x' = \frac{1-(v/c)^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x' + \frac{(v/c)^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x' \quad (730)$$

więc ostatecznie otrzymamy zepsutą transformację STE

$$t_N = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (t' + \frac{v}{c^2} x') \quad (731)$$

$$x_N = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (vt' + x') \quad (732)$$

Jest to dokładnie transformacja Lorentza wyrażona wzorami (687)-(688). Wykazaliśmy powyżej, że transformacja Lorentza jest zepsutą transformacją STE.

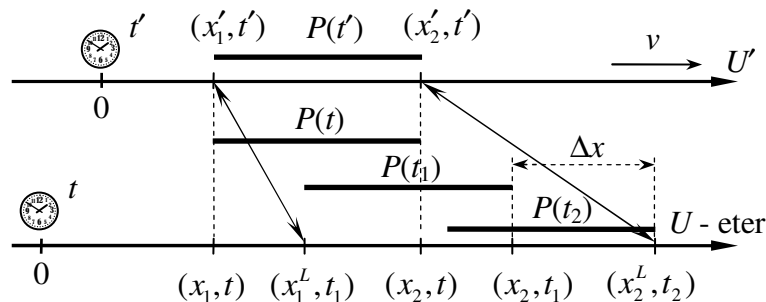
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Transformacja STE z układu do eteru (721)-(722) oraz transformacja odwrotna z eteru do układu (723)-(724) nie są symetryczne. W STW założono równoważność wszystkich układów inercjalnych. Z tego też powodu w wyprowadzeniach transformacji Lorentza wymuszono, aby transformacje z U' do U oraz z U do U' były identyczne (z dokładnością do znaku przed v). Wykazaliśmy powyżej, że transformacje STE (eter-układ, układ-eter) można zapisać w takiej postaci, aby transformacja z U' do U oraz z U do U' były identyczne. Wystarczy przyjąć parametr B (725) by zepsuć transformacje STE tym parametrem. Taką właśnie postać transformacji STE otrzymano w ubiegłym wieku przy wyprowadzaniu transformacji Lorentza. Tym sposobem uzyskano transformacje, które wiążą ze sobą eter oraz dowolny inercjalny układ odniesienia, ale zinterpretowano je błędnie uznając, że wiążą ze sobą dowolne układy odniesienia. W ten właśnie sposób, formalnie poprawne transformacje Lorentza, doprowadziły do powstania błędnej STW.

Prędkość v występująca w transformacjach STW jest prędkością układu inercjalnego względem eteru. Zatem jeżeli prowadzi się jakąś analizę w STW, to układ obserwatora jest domyślnie związany z eterem. Wykażemy to dalej, na przykładach trzech paradoksów oraz w dyskusji na temat wzoru $E=mc^2$.

4.3. Prawidłowa interpretacja transformacji Lorentza

Niech układ inercjalny U' porusza się względem układu U z prędkością v , w sposób pokazany na rysunku 41.



Rys. 17. Obraz pręta w transformacji Lorentza

W rozważanej chwili wszystkie zegary w układzie U' wskazują ten sam czas t' , natomiast wszystkie zegary w układzie U wskazują ten sam czas t .

W układzie U' umieszczony jest pręt P , którego końce znajdują się w punktach o współrzędnych $x_1' > 0$ oraz $x_2' > 0$. Transformacja Lorentza (687)-(688) przelicza te współrzędne do współrzędnych w układzie U . Dla początku pręta mamy

$$t_1 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left(t' + \frac{v}{c^2} x_1' \right) > t \quad (739)$$

$$x_1^L = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (vt' + x_1') \quad (740)$$

oraz dla końca pręta mamy

$$t_2 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left(t' + \frac{v}{c^2} x_2' \right) > t \quad (741)$$

$$x_2^L = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (vt' + x_2') \quad (742)$$

Patrzemy teraz na pręt z perspektywy układu U . Pręt przemieszcza się z prędkością v . Na rysunku zaznaczono jego położenie (w układzie U) $P(t)$, $P(t_1)$, $P(t_2)$ w trzech chwilach czasowych t , t_1 , t_2 . W chwili t początek pręta znajduje się w położeniu x_1 , natomiast koniec w położeniu x_2 (położenia te dotyczą tej samej chwili czasowej t). Z transformacji Lorentza (739)-(740) wynika, że początek pręta znajdzie się w położeniu x_1^L w chwili t_1 . Z transformacji (741)-(742) wynika, że koniec pręta znajdzie się w położeniu x_2^L w chwili t_2 . Na podstawie (739) oraz (741) otrzymamy

$$\begin{aligned} t_2 - t_1 &= \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left[\left(t' + \frac{v}{c^2} x_2' \right) - \left(t' + \frac{v}{c^2} x_1' \right) \right] = \\ &= \frac{v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (x_2' - x_1') > 0 \end{aligned} \quad (743)$$

Na podstawie (739), (741) oraz (743) mamy $t < t_1 < t_2$. Wynika stąd, że transformacja Lorentza wyznacza w układzie U początek oraz koniec pręta w przyszłości, z tym, że koniec w przyszłości bardziej oddalony.

Wyznamy teraz położenie końca pręta x_2 w układzie U w czasie t_1 , czyli zanim pręt znalazł się w położeniu x_2^L . Ponieważ w układzie U pręt porusza się z prędkością v , więc Δx pokazane na rysunku ma wartość

$$\Delta x = x_2^L - x_2 = v(t_2 - t_1) \quad (744)$$

$$x_2 = x_2^L - v(t_2 - t_1) \quad (745)$$

Na podstawie (742) oraz (743) uzyskamy

$$x_2 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (vt' + x_2') - v \frac{v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (x_2' - x_1') \quad (746)$$

$$x_2 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \frac{1-v^2/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x_2' + \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x_1' \quad (747)$$

Ostatecznie otrzymamy

$$x_2 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x_2' + \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x_1' \quad (748)$$

Na podstawie (740) oraz (748) możemy obliczyć długość pręta w układzie U w chwili t_1

$$x_2 - x_1^L = \sqrt{1-(v/c)^2} (x_2' - x_1') < x_2' - x_1' \quad (749)$$

Otrzymaliśmy w ten sposób wzór na skrócenie długości, z którego wynika, że z perspektywy układu U ten sam pręt jest widziany jako krótszy niż z perspektywy układu U' .

Zależność (748) wyznacza położenie końca pręta widziane w układzie U w tym samym czasie, w którym zależność (740) wyznacza położenie początku pręta. Zależność ta dotyczy wszystkich prętów. Jeżeli chcielibyśmy, aby końce wszystkich prętów układu U' przeliczano do tego samego czasu w układzie U , to należałoby dla wszystkich prętów przyjąć ten sam punkt odniesienia, czyli takie samo położenie ich początków x_1' . Jeżeli tym punktem odniesienia będzie $x_1' = 0$, wtedy z (748) otrzymamy

$$x_2 = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} vt' + \sqrt{1-(v/c)^2} \cdot x'_2 \quad (750)$$

Jest to dokładnie zależność (722), czyli transformacja położenia Szczególnej Teorii Eteru (STE).

Zależność (750) wyznacza współrzędne układu U' w układzie U w takim samym czasie, co czas wyznaczenia położenia współrzędnej $x'=0$. Dlatego na podstawie (739) transformacja czasu z układu U' do U wynosi

$$t = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (t' + \frac{v}{c^2} 0) = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} t' \quad (751)$$

Jest to dokładnie zależność (721), czyli transformacja czasu Szczególnej Teorii Eteru (STE).

Wykazaliśmy, że przy właściwej interpretacji transformacji Lorentza sprowadza się ona do transformacji STE.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Na rysunku 43 przedstawiono porównanie transformacji STW (Lorentza) oraz naszej transformacji STE.

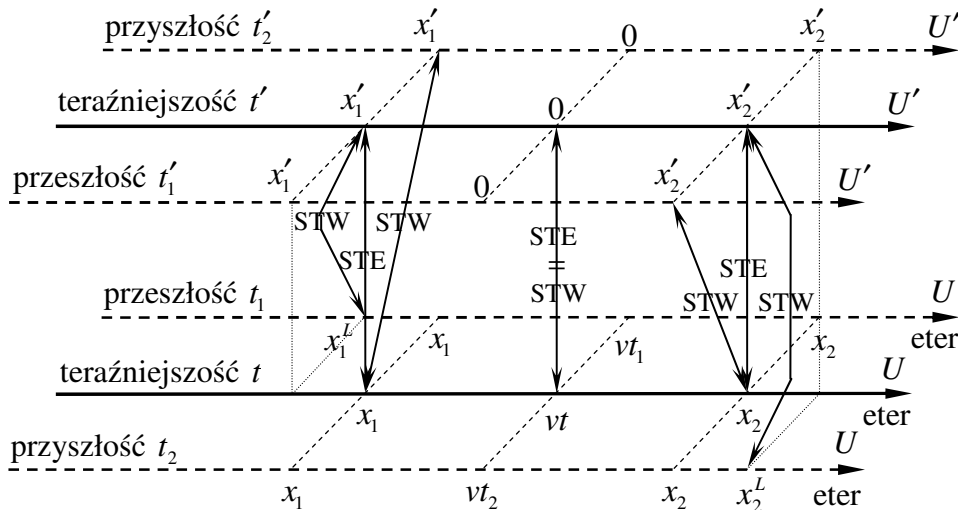
Przyjmując, że $-x'_1 = x'_2$, wówczas z transformacji (721)-(722) łatwo można wykazać, że

$$x_2 - vt = vt - x_1 \quad (754)$$

Wszystkie zegary układu U' wskazują czas t' , natomiast wszystkie zegary układu U wskazują czas t . Transformacja STE wiąże ze sobą współrzędne układu U' oraz U , które w danej chwili znajdują się obok siebie.

Na podstawie (726) otrzymamy czasowe przesunięcie transformacji Lorentza (układ→eter)

$$t_2 - t = t - t_1 = Bx'_2 = -Bx'_1 = \frac{v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x'_2 = \frac{-v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x'_1 \geq 0 \quad (755)$$



Rys. 18. Porównanie transformacji STE oraz transformacji Lorentza

Natomiast na podstawie (727) uzyskamy przestrzenne przesunięcie transformacji Lorentza (układ→eter)

$$x_2^L - x_2 = x_1 - x_1^L = vBx'_2 = -vBx'_1 = \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x'_2 = \frac{-v^2/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} x'_1 \geq 0 \quad (756)$$

Na podstawie (733) oraz (734) otrzymamy czasowe przesunięcie transformacji Lorentza (eter→układ)

$$t'_2 - t' = t' - t'_1 = B(vt - x_1) = B(x_2 - vt) \quad (757)$$

$$t'_2 - t' = \frac{v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}}(vt - x_1) \geq 0 \quad (758)$$

$$t' - t'_1 = \frac{v/c^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}}(x_2 - vt) \geq 0 \quad (759)$$

Natomiast przestrzennego przesunięcia w transformacji Lorentza w przypadku eter→układ nie ma.

4.4. Sprzeczności w STW

4.4.1. Paradoks jednoczesności zdarzeń

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Uzyskanie efektu niejednoczesności zdarzeń w STW, które w innym układzie są jednoczesne, samo w sobie jest dowodem jej wewnętrznej sprzeczności i powinno być przyczynkiem do odrzucenia STW. Jednak taki wniosek nie jest oczywisty. Zamiast odrzucenia teorii STW, wymyślono dla niej różnego rodzaju usprawiedliwienia i uznano, że przestrzeń ma po prostu taką własność.

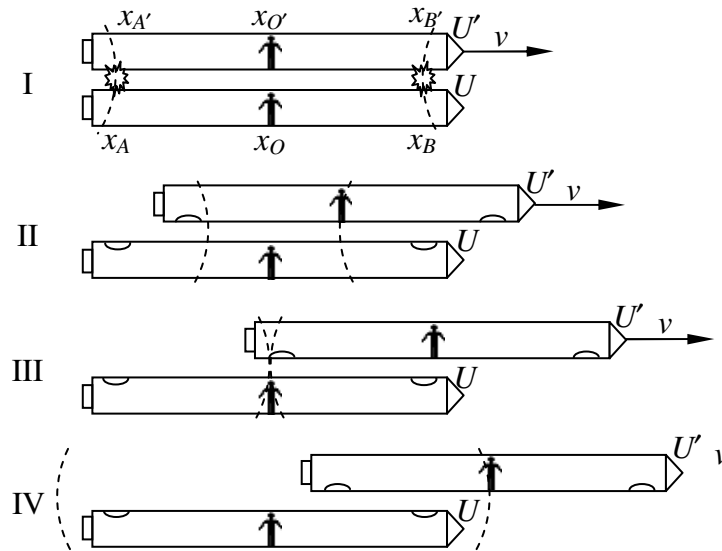
Aby wykazać, że względność równoczesności zdarzeń prowadzi do wewnętrznej sprzeczności w STW, rozważymy sytuację pokazaną na rysunku 46 (przykład ten pochodzi z [2], ale tam autorzy nie dostrzegają paradoksu).

Obok statku kosmicznego U przelatuje z prędkością v statek kosmiczny U' w sposób pokazany na rysunku 46. Na rysunku przedstawione są wzajemne położenia statków oznaczone przez I, II, III, IV, w czterech kolejnych chwilach czasowych. Gdy statki znajdują się w położeniu I uderzają w nie dwa meteoroidy A oraz B . Każdy z nich uderzył jednocześnie w obydwa statki kosmiczne U oraz U' . Meteoroid A pozostawia trwałe ślady na statkach w miejscach x_A oraz x'_A . Meteoroid B pozostawia trwałe ślady na statkach w miejscach x_B oraz x'_B . Uderzenie każdego meteoroidu wywołuje rozbłysk świetlny, który rozprzestrzenia się w przestrzeni z prędkością c .

Obserwator O z układu U znajduje się w położeniu x_O , dokładnie w połowie drogi pomiędzy miejscami powstania rozbłysków, czyli

$$x_B - x_O = x_O - x_A \Rightarrow x_O = \frac{x_B + x_A}{2} \quad (773)$$

Rozbłyski światła A oraz B docierają do obserwatora O w tej samej chwili czasowej. Ponieważ miały one w układzie U do przebycia taką samą drogę, dlatego z punktu widzenia obserwatora O obydwa rozbłyski powstały w tej samej chwili czasowej t . Czyli dla obserwatora O uderzenia meteoroidów były zdarzeniami jednoczesnymi.



Rys. 19. Paradoks jednoczesności zdarzeń w STW

Przyjmijmy, że w chwili t (gdy uderzają meteoroidy) obserwator O' z układu U' przelatywał dokładnie obok obserwatora O . Mamy wtedy zgodnie z (690)

$$x'_A = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x_A) \quad (774)$$

$$x'_B = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x_B) \quad (775)$$

$$x'_O = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} (-vt + x_O) \quad (776)$$

Po uwzględnieniu (773) otrzymamy

$$\begin{aligned} x'_O &= \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \left(-vt + \frac{x_B + x_A}{2} \right) = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{1-(v/c)^2}} [(-vt + x_A) + (-vt + x_B)] \end{aligned} \quad (777)$$

$$x'_O = \frac{x'_A + x'_B}{2} \quad (778)$$

Wynika stąd, że obserwator z układu U' także znajduje się w połowie odległości pomiędzy miejscami uderzeń meteoroidów.

Z punktu widzenia obserwatora O obserwator O' zbliża się do źródła światła B oraz oddala od źródła światła A . Dlatego według niego obserwator O' najpierw zobaczy rozbłysk B w położeniu II, a rozbłysk A zobaczy dopiero w położeniu IV. Ponieważ odległość obserwatora O' do miejsca powstania rozbłysku A , jest taka sama jak do miejsca powstania rozbłysku B , dlatego obserwator O' oceni, że uderzenia meteoroidów były zdarzeniami niejednoczesnymi.

Podsumowując: obserwator O na podstawie jego pomiarów twierdzi, że uderzenia meteoroidów były dla niego jednoczesne, ale dla obserwatora O' były niejednoczesne.

Analogiczne rozumowanie może przeprowadzić obserwator O' . Ponieważ rozważany układ jest symetryczny z punktu widzenia obserwatorów, więc obserwator O' wyciągnie analogiczne wnioski.

Podsumowując: obserwator O' na podstawie swoich obserwacji stwierdzi, że uderzenia meteoroidów były dla niego jednoczesne, ale dla obserwatora O niejednoczesne.

Otrzymaliśmy sprzeczność, czyli dwie sprzeczne tezy na podstawie identycznych założeń oraz dwóch rozumowań poprawnych w ramach tej teorii. Wynika z tego, że STW jest teorią wewnętrznie sprzeczną, a więc wnioski wyciągane przy pomocy teorii nie są obiektywne, a sama teoria jest bezużyteczna.

Przykład paradoksu z rysunku 46. nasuwa spostrzeżenie, że jeżeli prowadzi się w STW obliczenia z punktu widzenia wybranego układu odniesienia, to ten układ odniesienia domyślnie staje się eterem. Jeżeli tak przyjmiemy, to sprzeczne wnioski jakie uzyskał obserwator O oraz O' staną się prawidłowe. Jeżeli analizujemy sytuację z punktu widzenia obserwatora O , wtedy układ U jest eterem. Rozbłyski światła w jego układzie (eterze) rozchodzą się z prędkością c , stąd prawidłowe będzie stwierdzenie, że zdarzenia A oraz B były jednoczesne. Obserwator O' porusza się w eterze, dlatego rozbłyski światła poruszają się dla niego z różnymi prędkościami (121) oraz (122). Pokonując tą samą drogę, dotrą one do obserwatora O' w różnych chwilach czasowych. Jednak na tej podstawie obserwator O' nie może stwierdzić, że zdarzenia A oraz B nie były jednoczesne. Obserwator ten zobaczy rozbłyski niejednocześnie tylko dlatego, że jeden z nich miał prędkość mniejszą, a drugi większą.

Odwrotną sytuację otrzymamy, gdy przeanalizujemy paradoks z punktu widzenia obserwatora O' . Wtedy domyślnie eterem jest układ U' . W takiej sytuacji obserwator O' zobaczy rozbłyski jednocześnie, natomiast poruszający się w eterze obserwator O zobaczy je niejednocześnie. Jednak dla obu z nich zdarzenia A oraz B są zdarzeniami jednoczesnymi.

W rozważanym paradoksie mamy dwie różne sytuacje. W pierwszej obserwator O znajduje się w eterze, natomiast w drugiej obserwator O' znajduje się w eterze. W każdej z tych sytuacji pomiary obserwatorów są różne. Tych dwóch różnych sytuacji nie można traktować jako jedną, a tak są traktowane w STW. Ponieważ w ramach STW nie jest możliwe rozróżnienie tych sytuacji, dlatego otrzymujemy dwa sprzeczne wnioski, czyli paradoks.

4.4.2. Paradoks wskazań zegarów

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

4.4.3. Paradoks efektu Dopplera

W podrozdziale 10.5 wyznaczone zostały dwa wzory na skrócenie częstotliwości obserwowanej fali świetlnej (efekt Dopplera), jakie można uzyskać w STW.

Zależność wyprowadzona z punktu widzenia odbiornika O ma postać

$$f_o = f_z \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c - v \cos(\alpha)} \quad (787)$$

Zależność wyprowadzona z punktu widzenia źródła Z ma postać

$$f_o = f_z \frac{c + v \cos(\alpha)}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (788)$$

Odbiornik oraz źródło wypowiadają się w sprawie tego samego zjawiska. Odbiornik twierdzi, że skoro źródło generuje falę świetlną o częstotliwości f_z , to on musi mierzyć częstotliwość f_o wyrażoną zależnością (787). Źródło natomiast twierdzi, że skoro ono generuje falę świetlną o częstotliwości f_z , to odbiornik musi mierzyć częstotliwość f_o wyrażoną zależnością (788).

Zależności (787) oraz (788) są inne. Dzięki dwóm prawidłowym rozumowaniom wyprowadzone zostały dwa różne wzory na efekt Dopplera. Jest to kolejny ewidentny dowód na to, że STW jest wewnętrznie sprzeczna.

Jeżeli przyjrzymy się temu paradoksowi i porównamy wzory na skrócenie częstotliwości z tymi, które zostały wyprowadzone w STE (podrozdział 7.5), to można zauważyć, że wzór (787) wyraża skrócenie częstotliwości generowanej w układzie i widzianej z eteru. Natomiast wzór (788) wyraża skrócenie częstotliwości generowanej w eterze i widzianej z układu. Aby prawidłowo wyznaczyć efekt Dopplera należy złożyć te dwa wzory w jeden, tak jak to przedstawiono w STE (podrozdział 7.5). Najpierw należy przeliczyć częstotliwość z pierwszego układu do eteru, a potem tą nową częstotliwość z eteru do drugiego układu. W STW tego nie można zaobserwować, gdyż błędnie założono, że wszystkie inercjalne układy odniesienia są równoważne, czyli STW nie uwzględnia istnienia uniwersalnego układu odniesienia (eteru).

Analiza paradoksu efektu Dopplera nasuwa podobne spostrzeżenie jak analiza paradoksu wskazań zegarów. Jeżeli prowadzi się w STW obliczenia z punktu widzenia wybranego układu odniesienia, to tym układem odniesienia domyślnie jest eter. Wzór na skrócenie częstotliwości wyprowadzony z punktu widzenia odbiornika okazał się wzorem przeliczającym częstotliwość z układu do eteru (odbiornik jest w eterze). Natomiast wzór na skrócenie częstotliwości wyprowadzony z punktu widzenia źródła okazał się wzorem przeliczającym częstotliwość z eteru do układu (źródło jest w eterze).

4.5. $E=mc^2$

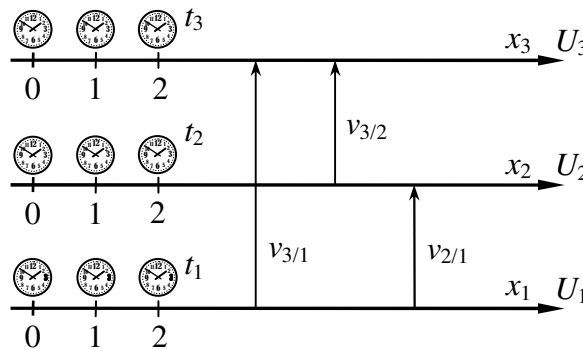
W Szczególnej Teorii Względności [4, str. 81, 87] wyprowadzony został wzór na pęd oraz energię kinetyczną w następującej postaci (v jest prędkością względną ciała i obserwatora)

$$p^{\text{STW}} = m_0 v \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad (789)$$

$$E^{\text{STW}} = m_0 c^2 \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} - m_0 c^2 \quad (790)$$

Zależności te są identyczne jak (515) oraz (532). Wynika stąd, że w STW wyprowadzono jedynie wzory na pęd oraz energię kinetyczną mierzone przez obserwatora związanego z eterem. Wzory te wyprowadzono tylko dla jednej, z wielu możliwych definicji masy relatywistycznej.

Na rysunku 48 przedstawione zostały trzy układy inercjalne.



Rys. 20. Sumowanie prędkości w STW

W STW wyprowadza się, na podstawie źle zinterpretowanych transformacji Lorentza (687)-(690), zależność na sumowanie prędkości

$$v_{3/1} = \frac{v_{3/2} + v_{2/1}}{1 + \frac{v_{3/2}v_{2/1}}{c^2}} \quad (791)$$

Wzór ten nie wyraża faktycznej prędkości układu U_3 w układzie U_1 , gdyż transformacja Lorentza wyznacza położenie współrzędnych jednego układu w drugim w przyszłości lub przeszłości. Pomimo tego możemy na podstawie (791) wykazać [4, str. 90], że

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/1}^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \frac{(v_{3/2} + v_{2/1})^2}{\left(1 + \frac{v_{3/2}v_{2/1}}{c^2}\right)^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} \frac{1 + \frac{v_{2/1}v_{3/2}}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/2}^2}{c^2}}} \quad (792)$$

Otrzymane równanie mnożymy obustronnie przez m_0c^2

$$\frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/1}^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} \left[\frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/2}^2}{c^2}}} + v_{2/1} \frac{m_0v_{3/2}}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/2}^2}{c^2}}} \right] \quad (793)$$

Stąd otrzymamy

$$\begin{aligned} & \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/1}^2}{c^2}}} - m_0c^2 + m_0c^2 = \\ & = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} \left[\frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/2}^2}{c^2}}} - m_0c^2 + m_0c^2 + v_{2/1} \frac{m_0v_{3/2}}{\sqrt{1 - \frac{v_{3/2}^2}{c^2}}} \right] \end{aligned} \quad (794)$$

Na podstawie (789) oraz (790) otrzymamy prawo dla energii kinetycznej w STW w postaci

$$E_{3/1}^{\text{STW}} + m_0c^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} [(E_{3/2}^{\text{STW}} + m_0c^2) + v_{2/1} p_{3/2}^{\text{STW}}] \quad (795)$$

W prawie tym występuje czynnik m_0c^2 . W STW uważa się, że wyraża on energię wewnętrzną materii. Bez żadnych podstaw założono bowiem, że energia występująca w (795), czyli

$$E_{ij}^{\text{STW}} + m_0c^2 \quad (796)$$

jest całkowitą energią ciała [4, str. 91-92]. Skoro E_{ij}^{STW} jest energią kinetyczną, to m_0c^2 jest jakąś energią wewnętrzną. Założono więc, że prawo (795) wiąże ze sobą całkowitą energię materii, a nie energię kinetyczną z poprawką m_0c^2 . Czyli nie udowodniono, że m_0c^2 jest energią wewnętrzną, tylko tak założono! W rzeczywistości czynnik m_0c^2 nie ma żadnego związku z energią wewnętrzną materii. Jest to jedynie poprawka dla energii kinetycznej występująca w prawie (795) dla energii kinetycznej.

Prawo dla energii (795) można zapisać

$$E_{3/1}^{\text{STW}} - \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} m_0c^2 - m_0c^2 \right] = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} E_{3/2}^{\text{STW}} + \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} v_{2/1} p_{3/2}^{\text{STW}} \quad (797)$$

Na podstawie (790) otrzymamy inną postać prawa dla energii kinetycznej

$$E_{3/1}^{\text{STW}} - E_{2/1}^{\text{STW}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} E_{3/2}^{\text{STW}} + \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{2/1}^2}{c^2}}} v_{2/1} P_{3/2}^{\text{STW}} \quad (798)$$

Wynika z tego, że czynnik m_0c^2 , został wciągnięty do energii kinetycznej $E_{2/1}^{\text{STW}}$. Prawo to ma teraz postać podobną jak prawo dla energii kinetycznej w mechanice klasycznej (1038), w STE/ Δp (494) oraz w STE/ $F/\Delta t$ (619). Wykazaliśmy więc, że czynnik m_0c^2 ma związek z energią kinetyczną, a nie z energią wewnętrzną materii.

W rozdziale 3 wyprowadzone zostały cztery opisy dynamiki ciał w STE. W każdym z tych przypadków obowiązuje inne prawo dla energii kinetycznej. Wynika stąd, że postać prawa ma związek z przyjętymi założeniami, a nie z energią wewnętrzną materii. Dlatego poprawka na energię kinetyczną występująca w (795) nie jest własnością materii tylko przyjętego opisu dynamiki ciał.

Z przedstawionych wzorów nie wynika, że istnieje możliwość zamiany masy na energię lub energii na masę. Wzory te także nie opisują zależności ilościowej pomiędzy masą i energią wewnętrzną.

Jeżeli zależność m_0c^2 ma związek z energią wewnętrzną materii, to nie wynika on z modelu kinematyki i dynamiki ciał w przestrzeni, który wyprowadzono w STW. Według nas, aby znaleźć związek masy z energią wewnętrzną materii konieczna jest analiza modelu budowy materii. Rozstrzygnięcie czy możliwa jest zamiana materii na energię może być uzyskane tylko eksperymentalnie, a nie poprzez analizę dynamiki ciał.

W czasie przemian chemicznych, np. spalania, wydziela się energia. Jej ilość zależy nie tylko od ilości materii, ale także od tego co jest spalane. Podobnie może być w przypadku przemian atomowych. Nie ma według nas podstaw, aby przyjąć, że ilość energii wydzielanej przy przemianach atomowych zależy tylko od ilości materii ($E=mc^2$), a nie zależy od jej rodzaju. Wątpliwe są też dowody na to, że można zamienić materię na energię. Jeżeli nawet paliwo atomowe, używane w reaktorach atomowych, ma po zużyciu mniejszą wagę niż na początku, to nie wiadomo, czy brakująca masa została zamieniona w energię, czy po prostu wydostała się na zewnątrz reaktora w jakiejś innej postaci.

4.6. Wnioski końcowe

Przyczyną wewnętrznej sprzeczności Szczególnej Teorii Względności jest to, że błędnie została w niej zinterpretowana transformacja Lorentza. Wykazaliśmy w tym rozdziale, że w rzeczywistości transformacja ta jest zepsutą transformacją Szczególnej Teorii Eteru. Przelicza ona współrzędne przestrzenne i czasowe jedynie pomiędzy eterem i dowolnym układem odniesienia. Nie jest to więc transformacja pomiędzy dowolnymi układami odniesienia, jak się obecnie uważa.

Błędna interpretacja transformacji Lorentza wynika z błędnego założenia, które przyjęto w STW, że wszystkie inercjalne układy odniesienia są równoważne. Prostą konsekwencją tego założenia było błędne uogólnienie znaczenia transformacji Lorentza i uznanie, że dotyczy ona dwóch dowolnych układów odniesienia. Ponieważ w transformacji Lorentza występuje stała c , która jest prędkością światła w eterze, więc utrzymanie interpretacji, że jest ona transformacją uniwersalną pomiędzy dwoma dowolnymi układami odniesienia, wymagało przyjęcia drugiego, także błędnego założenia, że prędkość światła c jest stała w każdym układzie inercjalnym.

W rozdziale 10 zostały przedstawione dwa sposoby wyprowadzenia transformacji Lorentza. Zakłada się w nich, że szukana transformacja z układu U do układu U' ma taką samą postać jak transformacja z układu U' do U . Uzyskanie takiej postaci transformacji okazało się możliwe, i w rzeczywistości jest to transformacja Lorentza. Jednak z żadnego z tych wyprowadzeń nie wynika, że transformacja Lorentza dotyczy dowolnych dwóch układów odniesienia. Nie ma także żadnego formalnego powodu, aby uznać, że stała c występująca w transformacji Lorentza jest prędkością

światła, w każdym układzie odniesienia. W wyprowadzeniu transformacji metodą geometryczną (podrozdział 10.4), przez c oznaczona została średnia wartość prędkości światła na drodze do zwierciadła i z powrotem. I takie jest właśnie znaczenie stałej c . Jak już wykazaliśmy na modelu STE, w układach innych niż eter, prędkość światła przyjmuje różne wartości. Zawsze jednak średnia prędkość światła biegnącego na dowolnej drodze tam i z powrotem jest stała i wynosi c , czyli tyle ile wynosi prędkość światła w eterze. W wyprowadzeniu transformacji Lorentza metodą Szymachy (podrozdział 10.3) nie ma żadnych założeń na stałą c . Można jedynie wykazać, że jest to prędkość graniczna w rozważanym układzie odniesienia U (eterze) [4].

Przyjęcie w STW założeń, że transformacja Lorentza dotyczy dowolnych układów odniesienia oraz, że prędkość światła jest stała, w każdym układzie odniesienia, było jedynie hipotezą. Ponieważ przyjęcie tych założeń doprowadziło do utworzenia sprzecznej wewnętrznie teorii, z tego powodu należało ta hipotezę odrzucić.

Sama transformacja Lorentza jest formalnie poprawna. W naszej pracy jest nazywana zepsutą transformacją z tego powodu, że wiąże ona ze sobą punkt z inercjalnego układu z punktem w eterze, obok którego znajdzie się w przyszłości, lub znajdował się w przeszłości. Ta własność transformacji Lorentza utrudniła jej prawidłową interpretację i jest spowodowana tym, że przy jej wyprowadzeniu z góry założono, iż transformacja z układu U (eteru) do układu U' ma taką samą postać jak transformacja z układu U' do U (eteru).

W STW można uzyskać wiele przykładów wewnętrznej sprzeczności. Wystarczy przeanalizować dane zjawisko raz z jednego inercjalnego układu odniesienia, a drugi raz z drugiego układu odniesienia. Tak jest w przypadku paradoksu jednoczesności zdarzeń (podrozdział 4.4.1), paradoksu wskazań zegarów (podrozdział 4.4.2) oraz paradoksu efektu Dopplera (podrozdział 4.4.3).

Warto wspomnieć o tym, że uznawana w STW metoda synchronizacji zegarów jest również błędna. Załóżmy, że dwa zegary znajdują się w poruszającym się inercjalnym układzie odniesienia. Z punktu, znajdującego się dokładnie w połowie drogi pomiędzy zegarami, wysłane są jednocześnie do tych zegarów dwa impulsy świetlne. Według STW dotrą one do zegarów w tej samej chwili czasu i na tej podstawie można zsynchronizować zegary. My natomiast wiemy, że prędkości impulsów świetlnych będą różne chyba, że ich prędkość jest prostopadła do prędkości układu w eterze, dlatego też dotrą one do zegarów w różnych chwilach czasu. Można na tej podstawie zsynchronizować zegary, ale konieczne jest uwzględnienie własności światła wyprowadzonych w STE.

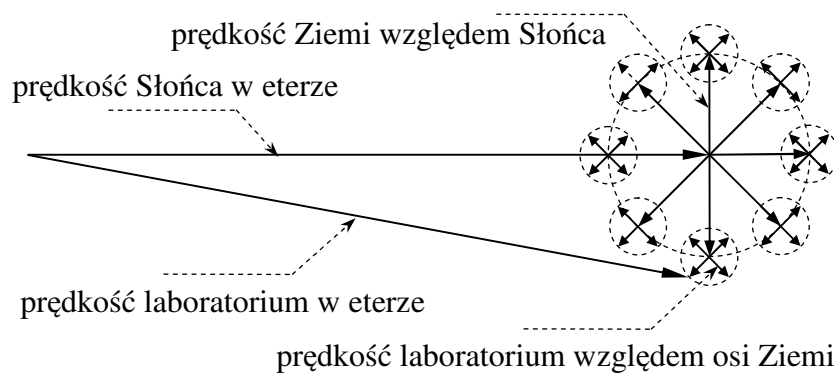
Założenie o równoważności wszystkich układów odniesienia jednoznacznie prowadzi do STW, która nie pozwala na wyciąganie obiektywnych wniosków. Jeżeli rzeczywistość ma być racjonalna i ma być możliwe obiektywne ustalanie faktów, to przestrzeń nie może mieć takiej własności, że wszystkie układy inercjalne są równoważne. Więc, albo mamy racjonalną rzeczywistość z eterem, albo wszystkie układy inercjalne są równoważne, ale wówczas rzeczywistość staje się pełna sprzeczności, albo wielokrotnie weryfikowanego eksperymentu Michelsona-Morleya jest nieprawdziwy.

Mechanika klasyczna jest teorią zgodną z eksperymentami małych prędkości i jest teorią wewnętrznie spójną. Dlatego słusznie jest traktowana, jako przybliżony opis kinematyki i dynamiki ciał o małej prędkości. W przypadku STW sytuacja jest zupełnie inna. STW nie jest nawet przybliżonym opisem dynamiki ciał. Jest ona wewnętrznie sprzeczna, a to jest bardzo poważna wada, która powoduje, że jest to teoria bezużyteczna. Wszystkie wnioski wyciągane z eksperymentów oraz obserwacji astronomicznych na podstawie STW są niewiarygodne i powinny być zweryfikowane na gruncie Szczególnej Teorii Eteru.

5. Prędkość Układu Słonecznego w eterze

W rozdziale tym zostanie zaprezentowana metoda wyznaczenia prędkości Układu Słonecznego w eterze. Prędkość taką można wyznaczyć na podstawie danych uzyskanych w akceleratorach cząstek elementarnych. W laboratoriach badany był mezon K^+ (kaon) oraz produkty jego rozpadu [4, str. 41]. Zakładamy, że badane mezony są rozpędzane w kierunku równoległym do kierunku prędkości laboratorium w eterze.

Jeżeli prędkość Układu Słonecznego w eterze jest dużo większa do prędkości obrotowej Ziemi wokół własnej osi oraz wokół Słońca, to zmierzona prędkość laboratorium w eterze będzie w przybliżeniu równa prędkości Układu Słonecznego w eterze (rysunek 49)



Rys. 21. Składowe prędkości laboratorium w eterze (model płaski)

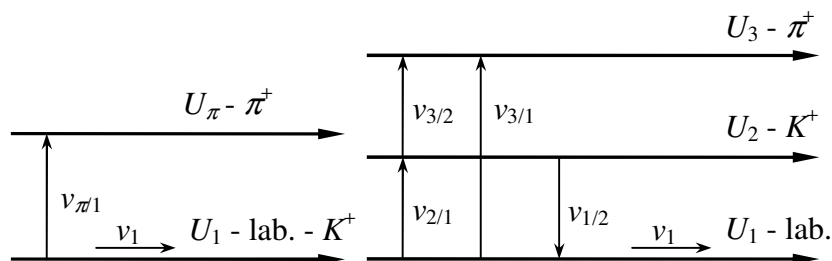
Prędkość inercjalnego układu U_1 względem eteru można także wyznaczyć na podstawie pomiaru dwóch względnych prędkości: układu U_1 względem układu U_2 oraz układu U_2 względem układu U_1 .

Innym sposobem wyznaczenia prędkości układu U_1 względem eteru jest wykonanie pomiarów prędkości światła w tym układzie w różnych kierunkach. Prędkość układu U_1 w eterze ma taki sam kierunek jak najmniejsza prędkość światła. Wartość prędkości układu w eterze można wyznaczyć z zależności (121) lub (122).

5.1. Opis eksperymentu z rozpadem mezonu K^+

Część mezonów K^+ rozpada się samoistnie na mezon π^+ oraz π^0 . Interesujące są mezony π^+ , które po powstaniu z nieruchomych względem laboratorium mezonów K^+ , zmiierzają w różnych kierunkach, ale zawsze mają względem laboratorium prędkość o stałej wartości [4, str. 41]. Można stąd wyciągnąć wniosek, że mezony π^+ otrzymują w chwili powstania zawsze stałą wartość pędu względem układu odniesienia, w którym znajduje się tworzący je mezon K^+ . Eksperyment polegał na tym, że mezony K^+ były rozpędzane do dużych prędkości i wtedy część z nich podobnie jak wcześniej rozpadała się. Po ich rozpadzie powstawały mezony π^+ , które miały różne prędkości w różnych kierunkach, ale część z nich miała stałą prędkość w tym samym kierunku co rozpędzony mezon K^+ . Te właśnie mezony π^+ miały największą prędkość względem laboratorium spośród wszystkich powstałych podczas eksperymentu.

Rozpatrzmy sytuację przedstawioną na rysunku 50. W eksperymencie z mezonami mierzone są trzy prędkości: $v_{\pi/1}$, $v_{2/1}$, $v_{3/1}$. Szukana prędkość v_1 jest prędkością laboratorium względem eteru.



Rys. 22. Układy inercjalne występujące w eksperymencie z mezonami

Jeżeli mezon K^+ spoczywa w układzie laboratorium U_1 , to po jego rozpadzie mezon π^+ ma względem laboratorium prędkość

$$v_{\pi/1} = 2.48 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (799)$$

Prędkość, do której rozpędzono mezony K^+ w stosunku do laboratorium wynosiła

$$v_{2/1} = 2.00 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (800)$$

Prędkość mezonów π^+ , które powstały z rozpędzonych mezonów K^+ , wynosiła w stosunku do laboratorium

$$v_{3/1} = 2.89 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (801)$$

Przedstawione na rysunku prędkości $v_{3/2}$ oraz $v_{1/2}$ nie są znane, gdyż nie mogą być zmierzone z poziomu laboratorium.

Przyjmujemy, że prędkość światła w próżni w układzie eteru wynosi

$$c = 299792458 = 2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (802)$$

5.2. Wyznaczenie prędkości w eterze przy pomocy STE/ Δp

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po wstawieniu wartości (813) otrzymamy wzór na prędkość układu związanego z laboratorium względem eteru

$$v_1' = \frac{c^2 v_{2/1} v_{\pi/1} - c \sqrt{c^2 v_{2/1}^2 v_{\pi/1}^2 - v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1} [c^2 (v_{2/1} + v_{\pi/1} - v_{3/1}) - v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1}]}}{v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1}} \quad (816)$$

$$v_1'' = \frac{c^2 v_{2/1} v_{\pi/1} + c \sqrt{c^2 v_{2/1}^2 v_{\pi/1}^2 - v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1} [c^2 (v_{2/1} + v_{\pi/1} - v_{3/1}) - v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1}]}}{v_{2/1} v_{\pi/1} v_{3/1}} \quad (817)$$

Następnie wstawiając (799), (800), (801) otrzymamy

$$v_1' = -0.00148493 \cdot c = -445171.9 = -0.00445172 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (818)$$

$$v_1'' = 2.07617322 \cdot c = 622421074.1 = 6.22421074 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (819)$$

Tylko pierwsza z tych wartości jest mniejsza od prędkości c . To jest właśnie szukana prędkość laboratorium w eterze. Ujemny znak oznacza, że mezony były rozpędzane w przeciwnym kierunku, niż kierunek prędkości laboratorium w eterze.

Wyznaczona prędkość jest dokładna co najwyżej do 3 cyfr znaczących, ale podano wszystkie jej cyfry, aby można było sprawdzić otrzymany wynik.

5.3. Dyskusja na temat wrażliwości metody

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

5.4. Prędkość w eterze z prędkości względnych

Celem niniejszego podrozdziału jest wyznaczenie prędkości laboratorium v_1 w eterze na podstawie wartości prędkości względnych przedstawionych na rysunku 50.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

dlatego szukana prędkość v_1 układu U_1 względem eteru wynosi

$$v_1' = \frac{c^2}{v_{2/1}} - c \cdot \sqrt{1 - \frac{c^2}{v_{2/1} \cdot v_{1/2}}} \quad (838)$$

lub

$$v_1'' = \frac{c^2}{v_{2/1}} + c \cdot \sqrt{1 - \frac{c^2}{v_{2/1} \cdot v_{1/2}}} \quad (839)$$

Prędkości te można także zapisać po wykorzystaniu (826) w postaci

$$v_1' = \frac{c^2}{v_{2/1}} - c \cdot \sqrt{1 - c^2 \frac{v_{2/1} - v_{3/1}}{v_{2/1}^2 \cdot v_{3/2}}} \quad (840)$$

lub

$$v_1'' = \frac{c^2}{v_{2/1}} + c \cdot \sqrt{1 - c^2 \frac{v_{2/1} - v_{3/1}}{v_{2/1}^2 \cdot v_{3/2}}} \quad (841)$$

Na tym etapie nie można wykorzystać zależności (838) oraz (839), gdyż nie jest znana prędkość $v_{1/2}$. Podobnie nie można wykorzystać zależności (840) oraz (841), gdyż nie jest znana prędkość $v_{3/2}$. Prędkości te nie mogą być wyznaczone w sposób bezpośredni z układu inercyjnego, jakim jest laboratorium. Można je jednak wyznaczyć w sposób pośredni, co zostanie przedstawione w podrozdziale.

Dzięki zależnościom (838) lub (839) można wyznaczyć prędkość inercyjnego układu U_1 względem eteru na podstawie pomiaru dwóch względnych prędkości: układu U_1 względem układu U_2 oraz układu U_2 względem układu U_1 . Być może będzie technicznie możliwe zmierzenie takich względnych prędkości dla dwóch satelitów, gdy będą przelatywać obok siebie (równoległe do prędkości w eterze). Wówczas każdy satelita powinien wykonać pomiar prędkości drugiego. Na podstawie tych pomiarów zostanie wyznaczona prędkość względem eteru jednego z nich. Zamieniając oznaczenia satelitów można analogicznie wyznaczyć prędkość względem eteru drugiego z nich.

5.5. Wyznaczenie prędkości mezonu π^+ względem mezonu K^+

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po uwzględnieniu (825) otrzymamy

$$v_{3/2} = (v_{3/1} - v_{2/1}) \frac{c^2 - v_1^2}{c^2 - [v_1 + v_{2/1}(1 - (v_1/c)^2)]^2} \quad (852)$$

Z tego wzoru, tak samo jak wcześniej otrzymamy

$$v_{3/2} = 1.59806870 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (853)$$

5.6. Wnioski końcowe

Gdy już znana jest prędkość $v_{3/2}$, wtedy z zależności (840) oraz (841) można obliczyć prędkość laboratorium względem eteru. Po uwzględnieniu (800), (801) oraz (853) otrzymamy

$$v_1' = -0.00148493 \cdot c = -445171.9 = -0.00445172 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (854)$$

$$v_1'' = 2.99940951 \cdot c = 899200350.6 = 8.99200351 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (855)$$

Tylko pierwsza z tych wartości jest mniejsza od prędkości c . Jest ona identyczna jak prędkość (818), co wskazuje, że w przedstawionych obliczeniach wszystko się zgadza.

Z przedstawionej teorii wynika, że wartość prędkości mezonu π^+ , powstałego z rozpadu mezonu K^+ , mierzona w laboratorium zależy od prędkości laboratorium względem eteru. Zależy również do kierunku prędkości mezonu π^+ , ponieważ laboratorium obraca się wraz z Ziemią względem wektora prędkości w eterze, w cyklach dobowych i rocznych. Można przewidywać, że prędkości mezonu π^+ są skorelowane z cyklami dobowym i rocznym Ziemi.

Jak wynika z analizy przeprowadzonej w podrozdziale 5.3, prędkość Ziemi względem eteru ma nieznaczny wpływ na prędkość mezonu π^+ , dlatego też różnice w pomiarach były najprawdopodobniej traktowane jako błąd pomiaru. Należy przeanalizować jeszcze raz zmierzone prędkości i sprawdzić, czy odchyłki od średniej są skorelowane z cyklem ruchu Ziemi. Jeżeli zachowane dane nie pozwalają na takie sprawdzenie, wtedy należy ponownie wykonać pomiary.

W celu wyznaczenia prędkości laboratorium w eterze należy pamiętać o tym, aby wszystkie prędkości $v_{\pi/1}$, $v_{2/1}$, $v_{3/1}$ były mierzone w tym samym czasie i w tym samym kierunku. Wtedy będą dotyczyły tej samej prędkości laboratorium względem eteru.

Nie zostało wyjaśnione jaki wpływ będzie miało na wyznaczenie prędkości v_1 nachylenie kierunku prędkości mezonów w stosunku do kierunku prędkości laboratorium w eterze. Przedstawione obliczenia dotyczą tylko przypadku, gdy wszystkie te kierunki są równoległe.

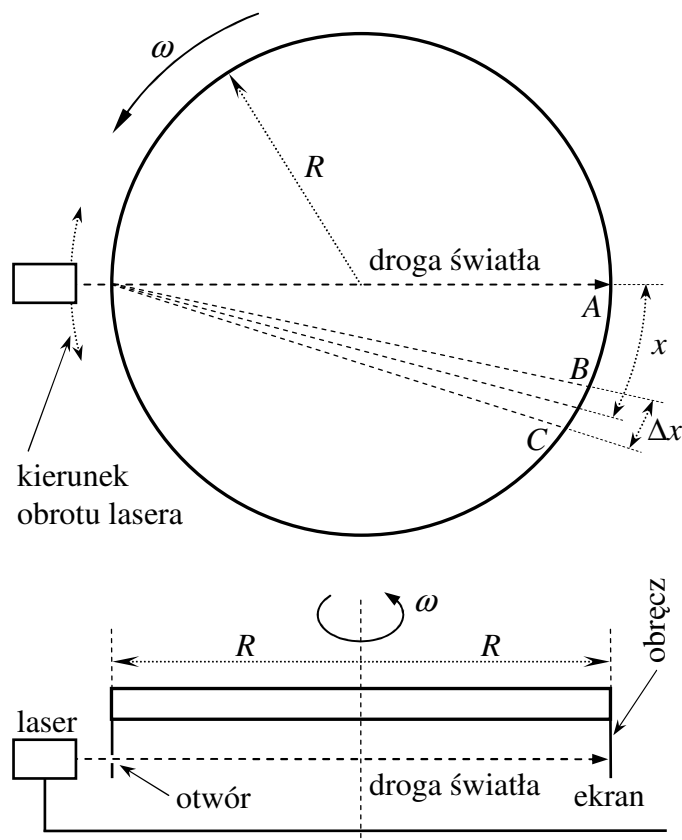
Warto podkreślić, że według STW wyznaczona w podrozdziale prędkość $v_{3/2}$ jest równa $v_{\pi/1}$ [4, str. 41]. Wniosek taki wyciągany jest w STW na podstawie założenia o równoważności wszystkich układów inercjalnych. Wynika z tego założenia, że prędkość mezonu π^+ względem mezonu K^+ jest niezależna od prędkości mezonu K^+ względem laboratorium. Jak widać przewidywania STW są w tym przypadku inne niż przewidywania STE.

Ponieważ prędkość Układu Słonecznego w eterze jest mała, dlatego też pomiary przeprowadzane w układzie Ziemi nieznacznie różnią się od przeprowadzanych w układzie eteru. Z tego powodu wyniki przeprowadzanych eksperymentów zgadzają się z przewidywaniami STW, w której analiza jest niejawnie prowadzona z punktu widzenia eteru.

6. Pomiar prędkości światła w jednym kierunku

We wszystkich dotychczasowych pomiarach laboratoryjnych prędkości światła mierzono jedynie średnią prędkość światła, które przebiega drogę do zwierciadła i z powrotem. Nigdy nie udało się dokładnie zmierzyć prędkości światła w jednym kierunku.

W tym rozdziale przedstawimy naszą propozycję eksperymentu, który pozwoli na pomiar prędkości światła w jednym kierunku. Schemat układu pomiarowego został przedstawiony na rysunku 56.



Rys. 23. Układ pomiarowy prędkości światła w jednym kierunku

W obręczy połączonej z obrotowym kołem znajduje się jeden otwór oraz po przeciwległej stronie skala. Światło lasera przechodzi przez otwór i przepływa wzdłuż średnicy koła. Światło zaznacza na skali ślad w punkcie A. Gdy koło się nie obraca wtedy ślad powstaje w punkcie 0 na skali. Jeżeli koło się obraca z ustaloną prędkością kątową ω , wtedy ślad światła będzie na skali przesunięty w stosunku do 0 (punkt B lub C). Przesunięcie nastąpi dlatego, gdyż koło zdąży się obrócić zanim światło przebędzie drogę $2R$. Jeżeli prędkość światła będzie większa, wtedy przesunięcie na skali będzie mniejsze (punkt B). Jeżeli prędkość światła będzie mniejsza, wtedy przesunięcie na skali będzie większe (punkt C).

Czas przepływu światła przez drogę $2R$ wyniesie

$$t = \frac{2R}{c'_{pa}} \quad (856)$$

Odległość x , o którą przemieści się wówczas na skali ślad światła wyniesie

$$x = vt = \omega R t = \frac{2\omega R^2}{c'_{p\alpha}} = \frac{4\pi f R^2}{c'_{p\alpha}} \quad (857)$$

Po uwzględnieniu zależności (377) na prędkość światła w układzie otrzymamy (α jest kątem pomiędzy drogą światła oraz prędkością v urządzenia pomiarowego w eterze)

$$x = \frac{4\pi f R^2}{\frac{c^2}{c + v \cos \alpha}} = 4\pi f R^2 \frac{c + v \cos \alpha}{c^2} \quad (858)$$

Jeżeli laser zostanie obrócony, wtedy zmieni się kąt α przepływu światła. Dlatego zmieni się przesunięcie śladu światła na skali. Maksymalna zmiana przesunięcia wyniesie

$$\Delta x = x_{\max}(\alpha = 0^\circ) - x_{\min}(\alpha = 180^\circ) = 4\pi f R^2 \left(\frac{c+v}{c^2} - \frac{c-v}{c^2} \right) = 8\pi f R^2 \frac{v}{c^2} \quad (859)$$

czyli

$$f R^2 = \frac{\Delta x c^2}{8\pi v} \quad (860)$$

Na podstawie zależności możemy określić minimalne wymagania dla kładu pomiarowego z rysunku 56. Jeżeli promień koła jest duży, wtedy prędkość jego obrotu może być mniejsza. Im większe R oraz większa częstotliwość f , tym przesunięcie Δx jest większe i łatwiej je zmierzyć.

Prędkość v przyjmujemy zgodnie z oszacowaniem (818). Jeżeli Δx będzie odczytywane przy pomocy mikroskopu z dokładnością 10^{-7} m (0.1 μm), wtedy

$$f R^2 \geq \frac{10^{-7} \cdot 299792458^2}{8\pi \cdot 445172} = 803.29 \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \quad (861)$$

Dla koła o promieniu $R=2$ m wystarczy je obracać z częstotliwością $f=200$ 1/s. Wykonanie takiego urządzenia wydaje się realne. Dodatkowo w punkcie A można zainstalować układ optyczny, który wzmocni przesunięcie śladu światła.

Dla minimalnych parametrów urządzenia pomiarowego wyznaczonych w (861) otrzymujemy z (858) wartości przesunięcia śladu światła na obracającej się skali

$$x_{\max}(\alpha = 0^\circ) = 4\pi f R^2 \frac{c+v}{c^2} = 33.72 \mu\text{m} = 0.03372 \text{ mm} \quad (862)$$

$$x_{\min}(\alpha = 180^\circ) = 4\pi f R^2 \frac{c-v}{c^2} = 33.62 \mu\text{m} = 0.03362 \text{ mm} \quad (863)$$

7. Kinematyka w przestrzeni dwuwymiarowej (STE₂)

W niniejszym rozdziale zostały wyprowadzone transformacje dla dwuwymiarowych inercjalnych układów odniesienia. Wyprowadzone zostały zależności na efekt Dopplera.

7.1. Transformacja eter-układ w STE₂

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Transformację (869) z U_E (eteru) do układu inercjalnego U_1 można zapisać w postaci macierzowej

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\cos \alpha_{1/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \frac{\sin \alpha_{1/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \\ -\sin \alpha_{1/E} & \cos \alpha_{1/E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_E \\ y_E \end{bmatrix} - \frac{1}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \begin{bmatrix} v_1 \\ 0 \end{bmatrix} t_E \quad (871)$$
$$t_1 = t_E \sqrt{\gamma(v_1)}$$

Transformację (870) z układu U_1 do U_E (eteru) można zapisać w postaci macierzowej

$$\begin{bmatrix} x_E \\ y_E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{1/E} \sqrt{\gamma(v_1)} & -\sin \alpha_{1/E} \\ \sin \alpha_{1/E} \sqrt{\gamma(v_1)} & \cos \alpha_{1/E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \begin{bmatrix} x v_1 \\ y v_1 \end{bmatrix} t_1 \quad (872)$$
$$t_E = t_1 / \sqrt{\gamma(v_1)}$$

7.2. Transformacja kąta w STE₂

7.2.1. Transformacja kąta eter-układ

Kąt $\alpha_{1/E}$ jest to kąt pomiędzy osią x_E układu U_E związanego z eterem oraz wektorem prędkości v_1 inercjalnego układu U_1 . Kąt $\alpha_{1/E}$ jest widziany z eteru. Oś x_1 układu U_1 jest równoległa do v_1 . W podrozdziale została wyznaczona także wartość tego kąta widziana z układu U_1 , którą oznaczono przez $\alpha_{E/1}$.

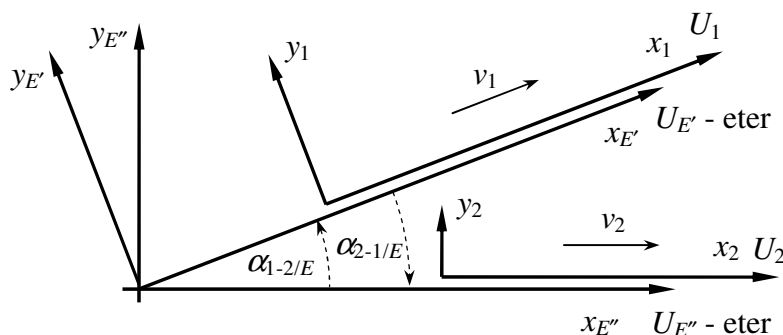
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Ostatecznie transformacja dla kąta ma postać

$$\operatorname{tg} \alpha_{E/1} = -\sqrt{\gamma(v_1)} \cdot \operatorname{tg} \alpha_{1/E} \quad (879)$$

7.2.2. Transformacja kąta układ-układ

Dwa inercjalne układy U_1 oraz U_2 poruszają się w eterze z prędkościami v_1 oraz v_2 , rysunek 59.



Rys. 24. Układ U_1 oraz U_2 poruszające się w eterze.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po podzieleniu (885) przez (886) otrzymamy transformację kąta pomiędzy układami

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_{2/1}}{\operatorname{tg} \alpha_{1/2}} = -\frac{\sqrt{\gamma(v_1)}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \quad (887)$$

7.3. Transformacja układ-układ w STE_2

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po podstawieniu x_E, y_E, t_E z (894) do (895) otrzymamy na podstawie (889) transformację z układu U_2 do układu U_1

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \frac{\sin \alpha_{1-2/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \\ -\sin \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \cos \alpha_{1-2/E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{x v_{2-1/E} - v_1}{\sqrt{\gamma(v_1)} \sqrt{\gamma(v_2)}} \\ \frac{y v_{2-1/E}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \end{bmatrix} t_2 \quad (896)$$

$$t_1 = t_2 \sqrt{\gamma(v_1)} / \sqrt{\gamma(v_2)}$$

7.4. Prędkości w STE_2

W podrozdziale zostały wyznaczone zależności na prędkości pomiędzy układem inercjalnym oraz eterem.

7.4.1. Sumowanie prędkości

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po uwzględnieniu (903) oraz (904) otrzymamy zależność na sumowanie prędkości

$$\begin{bmatrix} {}_x v_2 \\ {}_y v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma(v_1) \cos \alpha_{1/E} & -\sqrt{\gamma(v_1)} \sin \alpha_{1/E} \\ \gamma(v_1) \sin \alpha_{1/E} & \sqrt{\gamma(v_1)} \cos \alpha_{1/E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_x v_{2/1} \\ {}_y v_{2/1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} {}_x v_1 \\ {}_y v_1 \end{bmatrix} \quad (906)$$

Jeśli $\alpha_{1/E}=0$ oraz $\alpha_{2/1}=0$ (wtedy ${}_y v_2 = {}_y v_{2/1} = {}_y v_1 = 0$ jak również ${}_x v_2 = v_2$ i ${}_x v_{2/1} = v_{2/1}$ oraz ${}_x v_1 = v_1$) zależność ta sprowadza się do (88).

7.4.2. Prędkość względna I

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po jej uwzględnieniu oraz wykorzystaniu transformacji czasu (911) otrzymamy zależność na prędkość względną

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{2/1} \\ {}_y v_{2/1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\cos \alpha_{1/E}}{\gamma(v_1)} & \frac{\sin \alpha_{1/E}}{\gamma(v_1)} \\ -\frac{\sin \alpha_{1/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \frac{\cos \alpha_{1/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_x v_2 \\ {}_y v_2 \end{bmatrix} - \frac{1}{\gamma(v_1)} \begin{bmatrix} v_1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (913)$$

Jeśli $\alpha_{1/E}=0$ oraz $\alpha_{2/E}=0$ (wtedy ${}_y v_{2/1} = {}_y v_2 = 0$ oraz ${}_x v_{2/1} = v_{2/1}$ jak również ${}_x v_2 = v_2$) zależność ta sprowadza się do (89).

7.4.3. Sumowanie prędkości względnych

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Po uwzględnieniu transformacji czasu (917) oraz (918) otrzymamy zależność na sumowanie prędkości względnych

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{3/1} \\ {}_y v_{3/1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_2)}{\gamma(v_1)} & \sin \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\gamma(v_1)} \\ -\sin \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_2)}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_x v_{3/2} \\ {}_y v_{3/2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{{}_x v_{2-1/E} - v_1}{\sqrt{\gamma(v_1)} \sqrt{\gamma(v_2)}} \\ \frac{{}_y v_{2-1/E}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \end{bmatrix} \quad (921)$$

Jeśli $\alpha_{2-1/E}=0$ oraz $\alpha_{3/2}=0$ (wtedy ${}_y v_{3/1} = {}_y v_{3/2} = {}_y v_2 = 0$ oraz ${}_x v_{3/1} = v_{3/1}$ jak również ${}_x v_{3/2} = v_{3/2}$ i ${}_x v_2 = v_2$) zależność ta sprowadza się do (101).

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

7.4.4. Prędkość względna II

Jeśli we wzorze (922) przyjmujemy, że układ $U_3 \equiv U_1$, wówczas ${}_x v_{3/1} = 0$, ${}_y v_{3/1} = 0$ oraz ${}_x v_{3/2} = {}_x v_{1/2}$, ${}_y v_{3/2} = {}_y v_{1/2}$, stąd otrzymamy

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{1/2} \\ {}_y v_{1/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{{}_x v_{1-2/E} - v_2}{\sqrt{\gamma(v_1)}\sqrt{\gamma(v_2)}} \\ \frac{{}_y v_{1-2/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{v_1 \cos \alpha_{1-2/E} - v_2}{\gamma(v_2)} \\ \frac{v_1 \sin \alpha_{1-2/E}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \end{bmatrix} \quad (923)$$

Jeśli we wzorze (921) przyjmujemy, że układ $U_3 \equiv U_2$, wówczas ${}_x v_{3/2} = 0$, ${}_y v_{3/2} = 0$ oraz ${}_x v_{3/1} = {}_x v_{2/1}$, ${}_y v_{3/1} = {}_y v_{2/1}$, stąd otrzymamy

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{2/1} \\ {}_y v_{2/1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{{}_x v_{2-1/E} - v_1}{\sqrt{\gamma(v_1)}\sqrt{\gamma(v_2)}} \\ \frac{{}_y v_{2-1/E}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{v_2 \cos \alpha_{1-2/E} - v_1}{\gamma(v_1)} \\ \frac{-v_2 \sin \alpha_{1-2/E}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \end{bmatrix} \quad (924)$$

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

Wzory na sumowanie prędkości przyjmują postać

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{3/1} \\ {}_y v_{3/1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_2)}{\gamma(v_1)} & \sin \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\gamma(v_1)} \\ -\sin \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_2)}{\sqrt{\gamma(v_1)}} & \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_2)}}{\sqrt{\gamma(v_1)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_x v_{3/2} \\ {}_y v_{3/2} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} {}_x v_{2/1} \\ {}_y v_{2/1} \end{bmatrix} \quad (927)$$

oraz

$$\begin{bmatrix} {}_x v_{3/2} \\ {}_y v_{3/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_1)}{\gamma(v_2)} & -\sin \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_1)}}{\gamma(v_2)} \\ \sin \alpha_{1-2/E} \frac{\gamma(v_1)}{\sqrt{\gamma(v_2)}} & \cos \alpha_{1-2/E} \frac{\sqrt{\gamma(v_1)}}{\sqrt{\gamma(v_2)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_x v_{3/1} \\ {}_y v_{3/1} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} {}_x v_{1/2} \\ {}_y v_{1/2} \end{bmatrix} \quad (928)$$

7.4.5. Prędkości względne dwóch układów

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

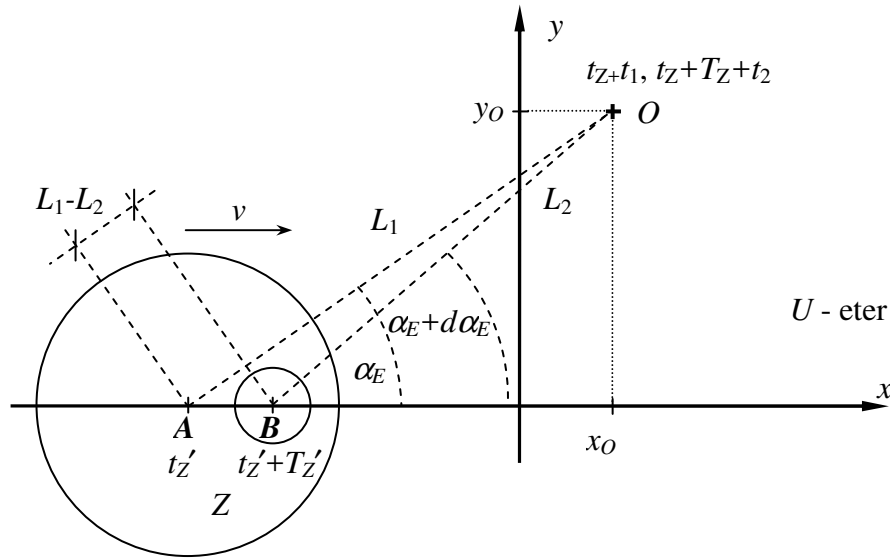
7.5. Efekt Dopplera w STE

W podrozdziale został wyznaczony efekt Dopplera w STE. W pierwszym przypadku odbiornik stoi w eterze, natomiast nadajnik się porusza po prostej. W drugim przypadku nadajnik stoi w eterze, natomiast odbiornik się porusza po prostej. W trzecim przypadku wyprowadzony został wzór na ogólny efekt Dopplera.

7.5.1. Odbiornik w eterze

Odbiornik jest nieruchomy w eterze. Źródło porusza się po osi x układu U , związanego z eterem, z prędkością $v \leq c$ i nadaje impulsy świetlne z częstotliwością f'_Z . Na rysunku 66

przedstawiono dwa punkty A oraz B , z których źródło nadało impulsy. Pierwszy impuls został wysłany w chwili t'_Z , natomiast drugi w chwili $t'_Z+T'_Z$ (w układzie źródła). Na rysunku zaznaczono dwa okręgi, które odpowiadają impulsom.



Rys. 25. Źródło Z porusza się po osi x

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

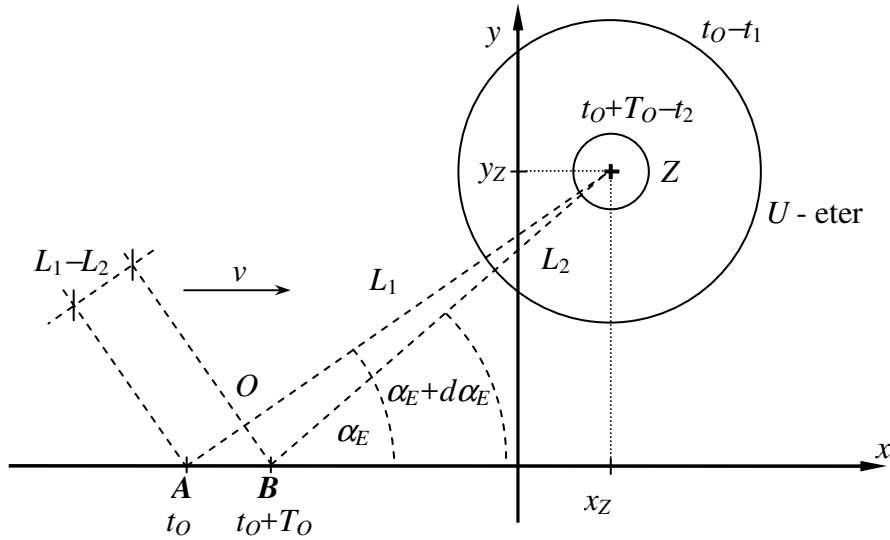
Ostatecznie otrzymamy

$$f_o = f'_Z \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c - v \cos \alpha_E}; \quad \alpha_E \in (0 \div 180^\circ) \quad (941)$$

Kąt α_E jest kątem widzianym z eteru.

7.5.2. Źródło w eterze

Źródło jest nieruchome w eterze i nadaje impulsy świetlne z częstotliwością f_Z . Odbiornik porusza się po osi x układu współrzędnych U związanego z eterem, z prędkością $v \leq c$. Na rysunku 67 pokazano dwa punkty A oraz B , w których odbiornik odbiera kolejne impulsy. Pierwszy impuls dociera do odbiornika w chwili t_o , natomiast drugi w chwili t_o+T_o (mierzonej w eterze). Dwa okręgi odpowiadają dwóm impulsom.



Rys. 26. Odbiornik O porusza się po osi x

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

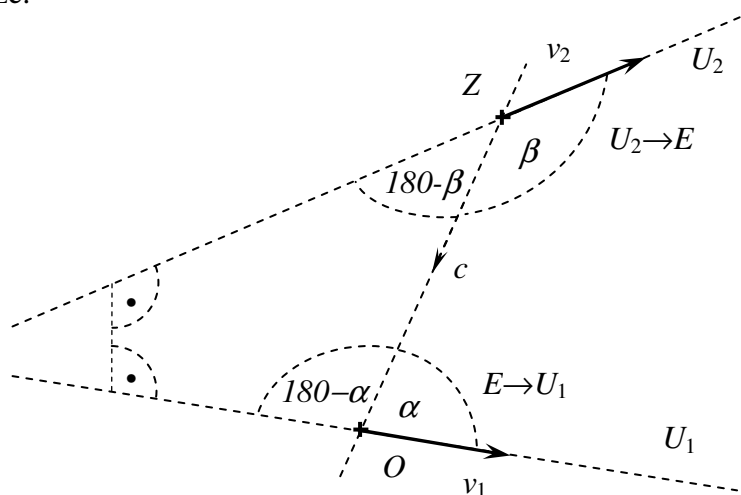
Ostatecznie otrzymamy

$$f'_O = f_Z \frac{c + v \cos \alpha_E}{\sqrt{c^2 - v^2}}; \quad \alpha_E \in (0 \div 180^\circ) \quad (953)$$

Kąt α_E jest kątem widzianym z eteru.

7.5.3. Ruchome źródło i odbiornik

W podrozdziale zostanie omówiony przypadek, w którym zarówno źródło jak i odbiornik poruszają się w eterze.



Rys. 27. Odbiornik O porusza się z prędkością v_1 , źródło Z porusza się w eterze z prędkością v_2

Na rysunku 68 światło, które zostało wysłane ze źródła Z biegnie w eterze do odbiornika O . Na podstawie (941) oraz (953) uzyskamy

$$f_E = f'_{z_2} \frac{\sqrt{c^2 - v_2^2}}{c - v_2 \cos \beta}; \quad \beta \in (0 \div 180^\circ) \quad (954)$$

$$f'_{o_1} = f_E \frac{c + v_1 \cos \alpha}{\sqrt{c^2 - v_1^2}}; \quad \alpha \in (0 \div 180^\circ) \quad (955)$$

Po podstawieniu f_E z zależności (954) do (955) otrzymamy

$$f'_{o_1} = f'_{z_2} \frac{\sqrt{c^2 - v_2^2}}{\sqrt{c^2 - v_1^2}} \frac{c + v_1 \cos \alpha}{c - v_2 \cos \beta}; \quad \alpha, \beta \in (0 \div 180^\circ) \quad (956)$$

Wzór (956) pozwala przeliczać częstotliwość pomiędzy źródłem w układzie U_1 , a odbiornikiem w układzie U_2 .

Kąty α oraz β są katami widzianymi z eteru.

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

8. Rozsynchronizowywanie zegarów

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

9. Słowo końcowe

W pracy przedstawiliśmy formalne wyprowadzenie nowej teorii fizycznej, którą nazwaliśmy Szczególną Teorią Eteru. STE opisuje kinematykę oraz dynamikę ruchu ciał w przestrzeni.

Jest dla nas wielką zagadką, jak to jest możliwe, że Szczególna Teoria Względności, która jest wewnętrznie sprzeczna, a przez to bezużyteczna do wyciągania obiektywnych wniosków na temat rzeczywistości, jest teorią powszechnie obowiązującą.

Jest bardzo prawdopodobne, że wyniki wielu eksperymentów, które były sprzeczne ze STW nie zostały opublikowane. Naukowcy, którzy je uzyskali raczej doszukują się błędów w samym eksperymencie lub błędów w interpretacji wyników, niż dowodu na to, że STW jest błędna, przez co niezgodna z eksperymentami. Jest także bardzo prawdopodobne, że wyniki wielu eksperymentów zostały zniekształcone, aby pasowały do STW i łatwo przeszły recenzję. Niektórzy naukowcy, by awansować, wolą mieć jakąkolwiek publikację niż tracić czas na dyskusję z recenzentami broniącymi STW. Z góry zakładają, że jest mało prawdopodobne, aby artykuły sprzeczne z panującą doktryną uzyskały pozytywną recenzję, a pozatym istnieje duża obawa przed kompromitacją. Niewielu fizyków, dostrzegających sprzeczności w STW, chce to przyznać, gdyż nie chcą być uznani za kogoś, kto nie rozumie „największego osiągnięcia myśli ludzkiej”.

Skoro jest już dostępna właściwa teoria kinematyki i dynamiki ciał w przestrzeni, konieczna jest ponowna ocena wyników wszystkich eksperymentów fizycznych oraz obserwacji astronomicznych analizowanych dotychczas przy pomocy STW.

Otwarte pozostają następujące zagadnienia:

1. Jakie są właściwości ogólnych transformacji (51) oraz (52)? Jakie są niezbędne minimalne założenia, aby transformacje te miały właściwości wynikające z eksperymentu Michelsona-Morleya? (podrozdział 2.3.1)
2. Czy funkcja $F(v_1, v_2)$ musi mieć parametry rozdzielone, to znaczy czy istnieje funkcja $F(v_1, v_2)$ o parametrach nierozdzielonych, dla której transformacja posiada właściwości Michelsona-Morleya? (podrozdział 2.3.2)
3. Czy jest możliwe obliczenie funkcji $F(v_1, v_2)$ lub $\gamma(v)$ bez odwoływania się do wyników eksperymentu Michelsona-Morleya, podobnie jak przy wyprowadzaniu transformacji Lorentza metodą Szymachy, gdzie nie korzysta się z wyników tego eksperymentu? (podrozdział 2.3.2)
4. Dla jakich funkcji $\gamma(v)$ można otrzymać transformację, która posiada właściwości Michelsona-Morleya w dużym przybliżeniu? (podrozdział 2.3.2)
5. Dla jakich funkcji $\gamma(v)$ można otrzymać transformację, które posiadają własność Michelsona-Morleya lokalnie, np. dla małych prędkości względem eteru? (podrozdział 2.3.2)
6. Jaki jest związek pomiędzy czterema przedstawionymi opisami dynamiki ciał STE/ Δp , STE/ F , STE/ $F/\Delta t$ oraz STE/ m ? Czy są to opisy zupełnie innej dynamiki, czy są to inne opisy tej samej dynamiki ciał? (rozdział 3)
7. Jeżeli opisy dynamiki ciał STE/ Δp , STE/ F , STE/ $F/\Delta t$ oraz STE/ m są opisami zupełnie innej dynamiki, konieczne jest rozstrzygnięcie, który opis jest właściwy? Sprowadza się to do rozstrzygnięcia, jaka jest masa relatywistyczna, być może rozstrzygnięcie będzie możliwe jedynie na drodze eksperymentalnej? (rozdział 3)
8. Wskazane jest poszukiwanie uniwersalnych metod wyznaczania praw dla energii kinetycznej oraz pędu dla różnych definicji masy relatywistycznej. Prawo dla energii kinetycznej pozostało niewyznaczone w STE/ F , natomiast w STE/ m można poszukać innej jego postaci (rozdział 3)

9. Należy zrealizować eksperyment pomiaru prędkości światła w jednym kierunku metodą zaproponowaną w tej pracy (rozdział 6)
10. Wskazane jest szukanie innych metod pomiaru prędkości światła w jednym kierunku, niż zaproponowana w pracy (rozdział 6)
11. Należy powtórzyć eksperymenty z rozpadem mezonu K^+ i sprawdzić, czy mierzone prędkości korelują z kierunkiem ustawienia Ziemi w przestrzeni lub kierunkiem ustawienia na Ziemi laboratorium. (rozdział 5)
12. Jakie są możliwe metody obliczenia prędkości Układu Słonecznego w eterze, oprócz metod wskazanych w pracy? (rozdział 5)
13. Należy wyprowadzić dla przestrzeni dwuwymiarowej (STE_2) zależności na pęd oraz sumowanie pędów pod dowolnymi kątami.
14. Należy wyprowadzić dla przestrzeni dwuwymiarowej (STE_2) zależności na sumowanie sił pod dowolnymi kątami.
15. Należy wyprowadzić transformację dla przestrzeni trójwymiarowej (STE_3) oraz zweryfikować, który z możliwych opisów obrotu przestrzeni będzie najwygodniejszy?
16. Należy wyprowadzić dla przestrzeni trójwymiarowej (STE_3) zależności na sumowanie prędkości pod dowolnymi kątami.
17. Należy wyprowadzić dla przestrzeni trójwymiarowej (STE_3) zależności na pęd oraz sumowanie pędów pod dowolnymi kątami.
18. Należy wyprowadzić dla przestrzeni trójwymiarowej (STE_3) zależności na sumowanie sił pod dowolnymi kątami.
19. Wskazane jest przeprowadzenie symulacji skrócenia czasu w układzie satelity na orbicie Ziemi w trójwymiarowym modelu kinematyki (STE_3) i zweryfikowanie go z danymi eksperymentalnymi.

10. Dodatki

10.1. Mechanika klasyczna

10.1.1. Równania ruchu w kinematyce klasycznej

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.1.2. Transformacja Galileusza

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.1.3. Dynamika klasyczna Isaaca Newtona

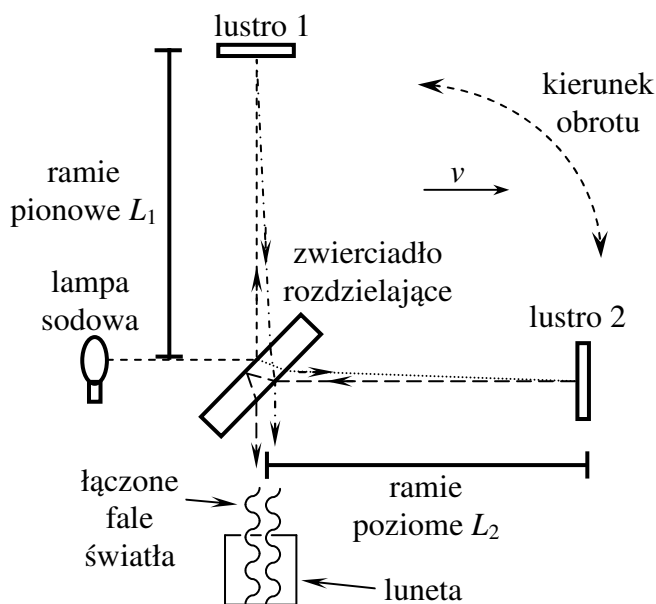
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.1.4. Prawo dla pędu i energii kinetycznej

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.2. Eksperyment Michelsona-Morleya

Eksperyment Michelsona-Morleya, przeprowadzony w 1887 roku, polegał na sprawdzaniu interferencji, dwóch rozdzielonych promieni światła przebiegających dwiema różnymi drogami, przy różnym ustawieniu urządzenia pomiarowego. Schemat urządzenia pomiarowe przedstawiono na rysunku 75. Podobny przyrząd był wykorzystany do pomiaru długości fali światła.



Rys. 28. Interferometr Michelsona-Morleya

Gdy planowano eksperyment Michelsona-Morleya założono, że światło porusza się w ośrodku nazywanym eterem z prędkością c . Jeżeli interferometr poruszałby się wraz z Ziemią w eterze, wówczas według mechaniki klasycznej światło powinno mieć w układzie Ziemi różne prędkości, uzależnione od kierunku przepływu światła. Stąd czas przepływu światła wzdłuż ramienia L_1 oraz L_2 powinien się zmieniać w czasie obracania interferometru. Przykładowo wzory (217) wyrażają te czasy dla przypadków, gdy droga światła jest równoległa do prędkości Ziemi w eterze.

Na początku dobrano odległości L_1 oraz L_2 tak, aby zsynchronizować fazy łączonych strumieni światła, czyli prążki interferencyjne w lunecie. Następnie obracano interferometr. Zakładano, że z powodu zmiany czasu przepływu światła wzdłuż ramion interferometru, prążki interferencyjne powinny się zmieniać. Jednak w czasie obracania urządzenia nie stwierdzono zmiany prążków interferencyjnych. Ten wynik jednak był niezgodny z oczekiwaniem. Nie udało się go wyjaśnić na podstawie mechaniki Newtona.

W roku 1892 Hendrik Lorentz oraz niezależnie George FitzGerald zauważyli, że do wyjaśnienia wyników eksperymentu konieczne jest przyjęcie hipotezy o skróceniu długości. Hendrik Lorentz w roku 1895 przedstawił, jeszcze w niejawnej formie, transformacje nazywaną dzisiaj transformacją Lorentza. W ścisłej postaci transformację tą przestawił w 1900 roku Joseph Larmor [1]. Henri Poincaré w pracach z 1904 roku wprowadził pojęcie ruchu względnego oraz czasu lokalnego.

W 1905 roku Albert Einstein przedstawił Szczególną Teorię Względności, która pozornie wyjaśniała wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya. Einstein przyjął w tym celu najprostsze z możliwych założeń, że prędkość c światła jest stała i nie zależy od stanu ruchu emitującego go ciała. Faktycznie, gdyby prędkość światła była zawsze stała, w każdym kierunku oraz w każdym układzie inercjalnym, wtedy wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya stałyby się oczywiste. Obracanie ramion interferometru nie wpływałoby na prędkość światła i nie powodowało zmiany prążków interferencyjnych. Ciekawostką jest to, że Einstein twierdził, że gdy ogłaszał STW nie wiedział o eksperymencie Michelsona-Morleya [1].

Drugim założeniem Einsteina było przyjęcie, że nie ma absolutnego spoczynku, czyli, że wszystkie układy inercjalne są równoważne. Według Szczególnej Teorii Względności nie istnieje uniwersalny układ odniesienia nazywany eterem. Teoria ta była na początku krytykowana przez liczne środowiska naukowe, ale z czasem stała się uznaną teorią opisującą kinematykę i dynamikę ciał w przestrzeni. Dzisiaj jest uważana za teorię zakończoną [1] oraz niepodważalną. Ogłasza się ją nawet jako największe osiągnięcie myśli ludzkiej.

Szczególna Teoria Względności została zbudowana na błędnej interpretacji transformacji Lorentza.

Problem polega na tym, że przyjmując Szczególną Teorię Względności powszechnie uznano, że wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya dowodzą, że eteru nie ma.

Jednak nikt nie przedstawił formalnego dowodu wykluczającego eter!

Drugi problem polega na tym, że Szczególna Teoria Względności jest teorią wewnętrznie sprzeczną. W ramach tej teorii można wyprowadzać sprzeczne wnioski. Dlatego jest teorią bezużyteczną do wyciągania obiektywnych wniosków.

Wykazaliśmy, że aby wyjaśnić wyniki eksperymentu Michelsona-Morleya konieczne jest wprowadzenie uniwersalnego układu odniesienia – jakim jest eter. Nasza teoria jest wewnętrznie spójna oraz jest zgodna z wynikami znanych eksperymentów.

Szczególna Teoria Względności ma swoje rozwinięcie w postaci Ogólnej Teorii Względności. Ponieważ Ogólna Teoria Względności opierając się na założeniu, że wszystkie inercjalne układy są równoważne, również jest teorią błędną. Tymczasem na jej podstawie zbudowano całą astrofizykę, teorię wielkiego wybuchu i rozszerzającego się wszechświata, model czarnej dziury, hipotezę istnienia czarnej materii, itp.

10.3. Wyprowadzenie tr. Lorentza metodą Szymachy

< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.4. Wyprowadzenie tr. Lorentza metodą geometryczną

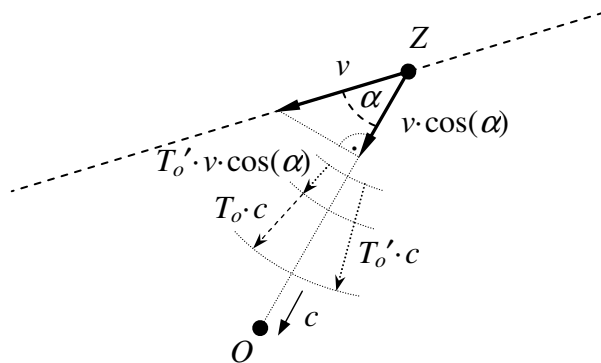
< NIEDOSTĘPNE W WERSJI ELEKTRONICZNEJ >

10.5. Wyprowadzenie efektu Dopplera dla STW

Trudno było się doszukać w literaturze na temat STW porządnego kompleksowego wyprowadzenia efektu Dopplera. Ukrywany jest fakt, że w ramach STW można wyprowadzić dwa sprzeczne wzory opisujące ten efekt. Dlatego też zaproponowaliśmy naszą wersję tego wyprowadzenia dla Szczególnej Teorii Względności.

Jeżeli w pewnym układzie inercjalnym znajduje się źródło Z światła o zadanej częstotliwości, to odbiornik O znajdujący się w innym układzie inercjalnym będzie mierzył inną częstotliwość tego światła. Efekt ten jest nazywany efektem Dopplera. Wyznamy teraz na dwa sposoby zależności pomiędzy częstotliwością źródła, a częstotliwością mierzoną przez odbiornik.

Na początku rozpatrzmy zadanie z punktu widzenia odbiornika. Dla niego, źródło Z porusza się z prędkością v , której składowa w jego kierunku wynosi $v \cdot \cos(\alpha)$. Ten przypadek przedstawiono na rysunku 77.



Rys. 29. Źródło światła Z porusza się względem odbiornika O

Z punktu widzenia odbiornika czas t_z w poruszającym się względem niego układzie Z mija wolniej niż jego czas własny t_o , według zależności

$$t_o = t_z \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = t_z \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1068)$$

Przez T_z oznaczono okres fali świetlnej w układzie źródła. Czas ten w układzie odbiornika, ma zgodnie z zależnością (1068) wartość

$$T'_o = T_z \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1069)$$

W pewnym czasie źródło generuje impuls fali, który zbliża się do odbiornika z prędkością światła c . Droga w układzie odbiornika, jaką pokona światło pomiędzy kolejnymi impulsami wynosi

$$T'_o c \quad (1070)$$

W tym czasie źródło Z, które goni za impulsem fali, przemieści się w kierunku odbiornika na drodze

$$T'_o v \cos(\alpha) \quad (1071)$$

Przez T_o oznaczono okres fali mierzony przez odbiornik. Tyle też czasu potrzebuje kolejny impuls światła na dotarcie do odbiornika. Dlatego odległość, jaka dzieli odbiornik od kolejnego impulsu wynosi

$$T_o c \quad (1072)$$

Możemy więc zgodnie z prezentacją na rysunku zapisać

$$T_o c = T'_o c - T'_o v \cos(\alpha) \quad (1073)$$

Mamy więc

$$T_o = T'_o \frac{c - v \cos(\alpha)}{c} \quad (1074)$$

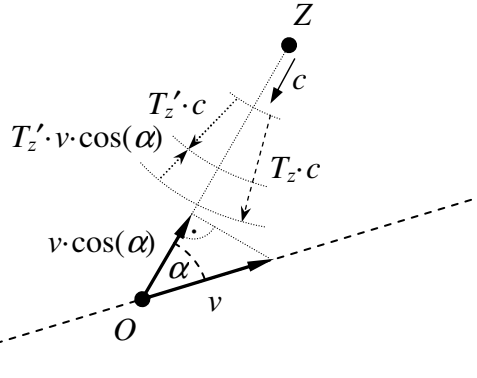
Po wstawieniu zależności (1069) otrzymamy

$$T_o = T_z \frac{c - v \cos(\alpha)}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1075)$$

Ponieważ częstotliwość fali f jest odwrotnością okresu T , więc ostatecznie uzyskamy pierwszą szukaną zależność

$$f_o = f_z \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c - v \cos(\alpha)} \quad (1076)$$

Teraz rozpatrzmy to zadanie z punktu widzenia źródła Z . Dla niego odbiornik O porusza się z prędkością v , której składowa w jego kierunku wynosi $v \cdot \cos(\alpha)$. Ten przykład przedstawiono na rysunku 78.



Rys. 30. Odbiornik O porusza się względem źródła światła Z

Tym razem z punktu widzenia źródła czas t_o w poruszającym się względem niego układzie O mija wolniej niż jego czas własny t_z , według zależności

$$t_z = t_o \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} = t_o \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1077)$$

Przez T_o oznaczono okres fali świetlnej w układzie odbiornika. Czas ten w układzie źródła, ma zgodnie z zależnością (1077) wartość

$$T'_z = T_o \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1078)$$

W pewnym czasie odbiornik odbiera impuls fali. Kolejny impuls fali, zbliżający się do niego z prędkością c znajduje się wtedy w odległości

$$T_z c \quad (1079)$$

Gdy kolejny impuls zbliża się do odbiornika O , to obserwator w tym czasie wybiega mu naprzeciw. Przez T'_z oznaczmy czas, widziany z układu źródła, po jakim się spotkają. W czasie tym odbiornik przebędzie drogę

$$T'_z v \cos(\alpha) \quad (1080)$$

natomiast światło przebędzie drogę

$$T'_z c \quad (1081)$$

Zgodnie z rysunkiem można zapisać

$$T'_z c + T'_z v \cos(\alpha) = T_z c \quad (1082)$$

czyli

$$T'_z = T_z \frac{c}{c + v \cos(\alpha)} \quad (1083)$$

Po wstawieniu zależności (1078) otrzymamy

$$T_o = T_z \frac{\sqrt{c^2 - v^2}}{c + v \cos(\alpha)} \quad (1084)$$

Ponieważ częstotliwość fali f jest odwrotnością okresu T , więc ostatecznie otrzymamy drugą szukaną zależność

$$f_o = f_z \frac{c + v \cos(\alpha)}{\sqrt{c^2 - v^2}} \quad (1085)$$

Komentarz do powyższych wyprowadzeń znajduje się w podrozdziale 4.4.3.

Bibliografia

1. **Bażański Stanisław.** *Powstawanie i wczesny odbiór szczególnej teorii względności.* Warszawa: Postępy Fizyki. 2005, Tom 56, Zeszyt 6.
2. **Halliday David, Resnick Robert i Walker Jearl.** *Podstawy Fizyki, tom 4.* Warszawa : Wydawnictwo Naukowe PWN, 2003. ISBN 83-01-14060-7.
3. **Leja Franciszek.** *Rachunek różniczkowy i całkowy ze wstępem do równań różniczkowych.* Warszawa : Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Biblioteka Matematyczna, wydanie XII, 1973.
4. **Szymacha Andrzej.** *Szczególna teoria względności.* Warszawa : Wydawnictwa "Alfa", Delta przedstawia nr 2, 1985. ISBN 83-7001-050-4.
5. **Воднев Владимир, Наумович Адольф и Наумович Нил.** *Основные математические формулы. Справочник.* Минск : Издательство Вышэйшая школа Государственного комитета БССР, 1988. ISBN 5-339-00083-4.

Merytoryczne uwagi na temat przedstawionej teorii

oraz

wszelkie uwagi na temat błędów w niniejszym wydaniu

prosimy przekazywać autorom

na adresy kontaktowe podane na stronie

www.ste.com.pl