

Wyprowadzenie liczych dynamik Szczególnej Teorii Względności dla trzech wymiarów przestrzennych

Roman Szostek

Politechnika Rzeszowska, Katedra Metod Ilościowych, Rzeszów, Polska
rszostek@prz.edu.pl

Streszczenie:

W artykule przedstawiono wyprowadzenie liczych dynamik dla kinematyki Szczególnej Teorii Względności dla trzech wymiarów przestrzennych. Jest to kontynuacja artykułu, w którym wyprowadzone zostały liczne dynamiki STW dla jednego wymiaru. Pokazane zostało, że z każdej dynamiki jednowymiarowej jednoznacznie wynika dynamika trójwymiarowa.

Przedstawiona została dyskusja na temat paradoksu dźwigni kątowej oraz paradoksu nierównoległości wektorów. Wyjaśnienie paradoksów w ramach różnych dynamik może być metodą ich teoretycznego badania oraz oceny.

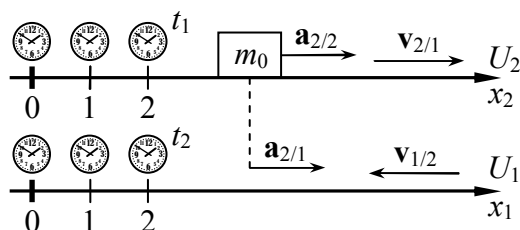
Słowa kluczowe: dynamika ciał, równanie ruchu, pęd, energia kinetyczna, paradoks dźwigni kątowej, Szczególna Teoria Względności

1. Wprowadzenie

W artykule [6] została przedstawiona oryginalna metoda pozwalająca na wyprowadzanie liczych dynamik dla kinematyki STW dla jednego wymiaru przestrzennego. Przedstawionych zostało pięć przykładów konkretnych dynamik. Ten artykuł jest kontynuacją tamtych badań i prezentuje metodę rozszerzania dowolnej dynamiki dla jednego wymiaru przestrzennego na trzy wymiary przestrzenne. Dla każdego z pięciu przykładów jednowymiarowej dynamiki STW wyprowadzonej w artykule [6] zostały wyprowadzone dynamiki trójwymiarowe (transformacja siły prostopadłej oraz równania ruchu dla siły prostopadłej).

2. Wybrane własności kinematyki STW

Przyjmujemy oznaczenia pokazane na rysunku 1.



Rys. 1. Względny ruch układów inercjalnych U_1 oraz U_2 ($|v_{2/1}| = |v_{1/2}|$) oraz przyśpieszenie ciała m_0 widziana z tych układów.

Układ inercjalny U_2 porusza się względem układu inercjalnego U_1 z prędkością $\mathbf{v}_{2/1}$. Układ inercjalny U_1 porusza się względem układu inercjalnego U_2 z prędkością $\mathbf{v}_{1/2}$. W STW zachodzi, że $|\mathbf{v}_{2/1}| = |\mathbf{v}_{1/2}|$. Ciało o masie spoczynkowej m_0 spoczywa chwilowo w układzie U_2 . Ciało to wykonuje przyspieszenie. W układzie U_2 , w którym ciało chwilowo spoczywało, przyspieszenie ma wartość $\mathbf{a}_{2/2}$. Przyspieszenie względem układu U_1 ma wartość $\mathbf{a}_{2/1}$. Indeks i/j będzie oznaczał, że chodzi o ciało spoczywające w układzie i oraz obserwowane z układu j .

W kinematyce STW z transformacji Lorentza wynikają następujące wzory [3]:

- transformacja wymiarów równoległych do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$ (skrócenie Lorentza-FitzGerala)

$$\mathbf{L}_{2/2}^{\parallel} = \gamma \mathbf{L}_{2/1}^{\parallel} \quad (1)$$

- transformacja wymiarów prostopadłych do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$

$$\mathbf{L}_{2/2}^{\perp} = \mathbf{L}_{2/1}^{\perp} \quad (2)$$

- transformacja przyspieszenia równoległego do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$

$$\mathbf{a}_{2/2}^{\parallel} = \gamma^3 \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} \quad (3)$$

- transformacja przyspieszenia prostopadłego do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$

$$\mathbf{a}_{2/2}^{\perp} = \gamma^2 \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (4)$$

Symbol \parallel oznacza składową równoległą do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$, natomiast symbol \perp oznacza składową prostopadłą do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$, gdzie $\mathbf{v}_{2/1}$ jest prędkością ciała względem obserwatora.

3. Dynamiki jednowymiarowe dla STW

Dynamiki STW dla jednego wymiaru przestrzennego zostały wyprowadzone w artykule [6]. Zgodnie z przyjętymi tam oznaczeniami dla dynamik STW obowiązują następujące wzory:

- równanie ruchu w układzie własnym ciała U_2 (II zasada dynamiki Newtona)

$$\mathbf{F}_{2/2}^{\parallel} := m_0 \mathbf{a}_{2/2}^{\parallel} \quad \wedge \quad \mathbf{F}_{2/2}^{\perp} := m_0 \mathbf{a}_{2/2}^{\perp} \quad (5)$$

- równanie ruchu ciała spoczywającego chwilowo w układzie U_2 dla obserwatora z układu U_1 (wzory te przedstawiają uogólnioną II zasada dynamiki Newtona)

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\parallel} := m_0 f^{\parallel}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} \quad \wedge \quad \mathbf{F}_{2/1}^{\perp} := m_0 f^{\perp}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (6)$$

- definicja pędu

$$d\mathbf{p}_{2/1} := \mathbf{F}_{2/1} dt_1 = m_0 f^{\parallel}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1} dt_1 = m_0 f^{\parallel}(v_{2/1}) \frac{d\mathbf{v}_{2/1}}{dt_1} dt_1 = m_0 f^{\parallel}(v_{2/1}) d\mathbf{v}_{2/1} \quad (7)$$

W dynamice Newtona $f^{\parallel}(v_{2/1}) = f^{\perp}(v_{2/1}) = 1$, natomiast w dynamice STW Einsteina $f^{\parallel}(v_{2/1}) = \gamma^3, f^{\perp}(v_{2/1}) = \gamma$.

Dynamiki wyprowadzone w artykule [6] zostały sparametryzowane parametrem $x \in R$. W pięciu dynamikach wyprowadzonych w tamtym artykule obowiązują następujące wzory na pęd oraz energię kinetyczną:

- Dynamika $\{x\} = \{0\}$, w której dla każdego obserwatora $F^{\parallel}/a_{2/1} = m_0 f^{\parallel}(v_{2/1}) = m_0 = \text{constans}$:

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{0\}} = \mathbf{p}_{2/1}^m = m_0 \mathbf{v}_{2/1} \quad (8)$$

- Dynamika $\{x\} = \{1/2\}$, w której dla każdego obserwatora $F^{\parallel}/dv_{2/1} = m_0 f^{\parallel}(v_{2/1})/\Delta t = \text{constans}$:

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{1/2\}} = \mathbf{p}_{2/1}^{m/\Delta t} = m_0 \mathbf{c} \arcsin \frac{v_{2/1}}{c} = m_0 \mathbf{v}_{2/1} \frac{\arcsin(v_{2/1}/c)}{v_{2/1}/c} \quad (9)$$

- Dynamika $\{x\} = \{1\}$, w której dla każdego obserwatora $\Delta p = \text{constans}$:

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{1\}} = \mathbf{p}_{2/1}^{\Delta p} = \frac{m_0 \mathbf{c}}{2} \ln \left(\frac{c + v_{2/1}}{c - v_{2/1}} \right) = m_0 \mathbf{v}_{2/1} \ln \left(\frac{c + v_{2/1}}{c - v_{2/1}} \right)^{\frac{c}{2v_{2/1}}} \quad (10)$$

- Dynamika $\{x\} = \{3/2\}$, dynamika Einsteina, w której dla każdego obserwatora $F^{\parallel} = \text{constans}$:

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{3/2\}} = \mathbf{p}_{2/1}^F = m_0 \mathbf{v}_{2/1} \frac{1}{\sqrt{1 - (v_{2/1}/c)^2}} \quad (11)$$

- Dynamika $\{x\} = \{2\}$, w której dla każdego obserwatora $F^{\parallel}/\Delta t = \text{constans}$:

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{2\}} = \mathbf{p}_{2/1}^{F/\Delta t} = m_0 \mathbf{v}_{2/1} \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - (v_{2/1}/c)^2} + \ln \left(\frac{c + v_{2/1}}{c - v_{2/1}} \right)^{\frac{c}{2v_{2/1}}} \right] \quad (12)$$

Transformacja siły dla składowej równoległej do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$ ma w dynamice $\{x\}$ postać [6]:

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\{x\}} = \gamma^{2x-3} \mathbf{F}_{2/2}^{\parallel} \quad (13)$$

Równanie ruchu (6) dla składowej równoległej do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$ ma w dynamice $\{x\}$ postać [6]:

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\{x\}} = m_0 \gamma^{2x} \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} \quad (14)$$

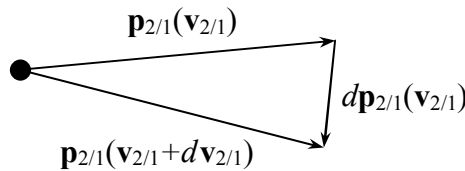
4. Wyprowadzenie dynamik trójwymiarowych dla STW

W przypadku każdej dynamiki wzór na pęd w dynamice $\{x\}$, np. (8), (9), (10), (11) lub (12), ma postać

$$\mathbf{p}_{2/1}^{\{x\}}(\mathbf{v}_{2/1}) = m_0 \mathbf{v}_{2/1} g^{\{x\}}(v_{2/1}) \quad (15)$$

gdzie $g^{\{x\}}(v_{2/1})$ jest funkcją bezwymiarową.

Jeżeli zmienia się wektor prędkości ciała, wtedy zmienia się wektor pędu tego ciała. Zostało to przedstawione na rysunku 2.



Rys. 2. Zmiana pędu ciała spoczywającego chwilowo w układzie U_2 widziana przez obserwatora z układu U_1 .

Na podstawie definicji pędu (7) oraz (15) otrzymujemy

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\{x\}} = \frac{d\mathbf{p}_{2/1}^{\{x\}}(\mathbf{v}_{2/1})}{dt_1} = \frac{d(m_0 \mathbf{v}_{2/1} g^{\{x\}}(v_{2/1}))}{dt_1} = m_0 \left[\frac{d\mathbf{v}_{2/1}}{dt_1} g^{\{x\}}(v_{2/1}) + \mathbf{v}_{2/1} \frac{d(g^{\{x\}}(v_{2/1}))}{dt_1} \right] \quad (16)$$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\{x\}} = m_0 \left[(\mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} + \mathbf{a}_{2/1}^{\perp}) \mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) + \mathbf{v}_{2/1} \frac{d(\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}))}{dv_{2/1}} \frac{dv_{2/1}}{dt_1} \right] \quad (17)$$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\{x\}} = m_0 \mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} + m_0 \left[\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} + \frac{d(\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}))}{dv_{2/1}} \frac{dv_{2/1}}{dt_1} \mathbf{v}_{2/1} \right] \quad (18)$$

Ponieważ

$$\mathbf{v}_{2/1} \parallel \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} \quad (19)$$

dlatego z (18) wynika, że

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{x\}} = m_0 \mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (20)$$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\parallel\{x\}} = m_0 \left[\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} + \frac{d(\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}))}{dv_{2/1}} \frac{dv_{2/1}}{dt_1} \mathbf{v}_{2/1} \right] \quad (21)$$

Wzór (20) można wywnioskować bezpośrednio z (16), jeżeli zauważy się, że siła działająca na ciało prostopadle do jego prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$ nie zmienia wartości prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$ tylko jej kierunek. W takim przypadku $\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) = \text{constans}$. Na tej podstawie od razu otrzymuje się (20).

Wzór (20) jest równaniem ruchu dla siły prostopadłej do prędkości ciała $\mathbf{v}_{2/1}$. Dla pięciu dynamik wyprowadzonych w artykule [6] jawne postacie równań ruchu są na podstawie (8), (9), (10), (11) oraz (12) następujące:

- Dynamika $\{x\} = \{0\}$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{0\}} = \mathbf{F}_{2/1}^{\perp m} = m_0 \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (22)$$

- Dynamika $\{x\} = \{1/2\}$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{1/2\}} = \mathbf{F}_{2/1}^{\perp m/\Delta t} = m_0 \frac{\arcsin(v_{2/1}/c)}{v_{2/1}/c} \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (23)$$

- Dynamika $\{x\} = \{1\}$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{1\}} = \mathbf{F}_{2/1}^{\perp \Delta p} = m_0 \ln \left(\frac{c + v_{2/1}}{c - v_{2/1}} \right)^{\frac{c}{2v_{2/1}}} \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (24)$$

- Dynamika $\{x\} = \{3/2\}$, dynamika Einsteina

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{3/2\}} = \mathbf{F}_{2/1}^{\perp F} = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - (v_{2/1}/c)^2}} \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (25)$$

- Dynamika $\{x\} = \{2\}$

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{2\}} = \mathbf{F}_{2/1}^{\perp F/\Delta t} = m_0 \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 - (v_{2/1}/c)^2} + \ln \left(\frac{c + v_{2/1}}{c - v_{2/1}} \right)^{\frac{c}{2v_{2/1}}} \right] \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (26)$$

Wyznamy teraz transformację siły prostopadłej do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$. Do równań ruchu (5) podstawiamy (3) oraz (4). Otrzymujemy wtedy

$$\mathbf{F}_{2/2}^{\parallel} = m_0 \gamma^3 \mathbf{a}_{2/1}^{\parallel} \quad \wedge \quad \mathbf{F}_{2/2}^{\perp} = m_0 \gamma^2 \mathbf{a}_{2/1}^{\perp} \quad (27)$$

Jeżeli równanie ruchu (14) podzielimy stronami przez pierwsze równanie (27) wtedy otrzymujemy dla dynamiki $\{x\}$ znaną już transformację siły (13) dla składowej równoległej. Jeżeli równanie ruchu (20) podzielimy stronami przez drugie równanie (27) wtedy otrzymujemy dla dynamiki $\{x\}$ transformację siły dla składowej prostopadłej w postaci

$$\mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{x\}} = \frac{\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1})}{\gamma^2} \mathbf{F}_{2/2}^{\perp} \quad (28)$$

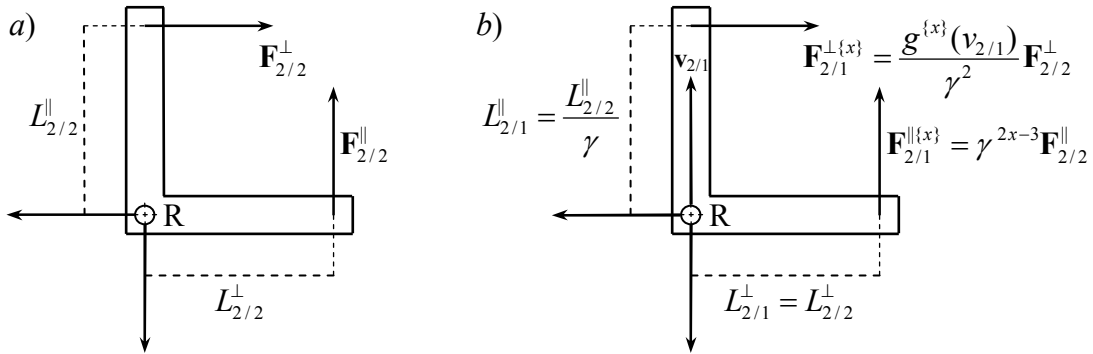
Z obliczeń przedstawionych w tym rozdziale wynika, że dynamika dla trzech wymiarów przestrzennych wynika jednoznacznie z dynamiki dla jednego wymiaru przestrzennego.

5. Paradoksy dynamik STW

Wyjaśnienie różnych paradoksów występujących w dynamikach STW może być metodą teoretycznego badania oraz oceny tych dynamik. Poniżej zostaną przedstawione dwa paradoksy, ale nie zostaną wyjaśnione. Ich wyjaśnienie może być tematem kolejnego artykułu.

5.1. Paradoks dźwigni kątowej

W artykułach [1], [2], [4] oraz [5] został przedstawiony paradoks dźwigni kątowej, rysunek 3. Dźwignia jest przymocowana do podłoża w punkcie R za pomocą obrotowej podpory.



Rys. 3. Paradoks dźwigni kątowej.

a) dźwignia widziana z układu własnego U_2 , b) dźwignia widziana z ruchomego układu inercjalnego U_1 .

Dla obserwatora z układu U_2 (układ spoczynkowy) obydwa ramiona dźwigni mają identyczną długość, czyli

$$L_{2/2}^{\parallel} = L_{2/2}^{\perp} \quad (29)$$

Na dźwignię działają dwie siły przyłożone do końców ramion w kierunkach prostopadłych do tych ramion oraz dwie siły reakcji przyłożone w punkcie podparcia R. W układzie U_2 dźwignia znajduje się w stanie równowagi, czyli suma momentów sił ma wartość 0. Czyli

$$L_{2/2}^{\parallel} \mathbf{F}_{2/2}^{\perp} = L_{2/2}^{\perp} \mathbf{F}_{2/2}^{\parallel} \quad \stackrel{L_{2/2}^{\parallel} = L_{2/2}^{\perp}}{\Rightarrow} \quad F_{2/2}^{\parallel} = F_{2/2}^{\perp} \quad (30)$$

Dla obserwatora z układu inercjalnego U_1 dźwignia porusza się prostoliniowo ze stałą prędkością $v_{2/1}$ równoległe do jednego ramienia. Zgodnie z transformacjami wymiarów (1), (2) oraz transformacjami sił (13), (28), dla obserwatora z układu U_1 , na dźwignię działają dwa momenty sił:

$$\mathbf{L}_{2/1}^{\parallel} \mathbf{F}_{2/1}^{\perp\{x\}} = \frac{\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1})}{\gamma^3} \mathbf{L}_{2/2}^{\parallel} \mathbf{F}_{2/2}^{\perp} \quad (31)$$

$$\mathbf{L}_{2/1}^\perp \mathbf{F}_{2/1}^{\parallel\{x\}} = \gamma^{2x-3} \mathbf{L}_{2/2}^\perp \mathbf{F}_{2/2}^\parallel \quad (32)$$

Momenty sił (31) oraz (32) są sobie równe tylko w takich dynamikach $\{x\}$, w których ze względu na (29) oraz (30) zachodzi równość

$$\frac{\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1})}{\gamma^3} = \gamma^{2x-3} \Leftrightarrow \mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) = \gamma^{2x} \quad (33)$$

Z artykułu [6] (wzór (126)) oraz z (15) wynika, że

$$\mathbf{g}^{\{x\}}(v_{2/1}) = \frac{1}{v_{2/1}} \int_0^{v_{2/1}} \gamma^{2x} dv_{2/1} \quad (34)$$

Na tej podstawie warunek (33) przyjmuje postać

$$\frac{1}{v_{2/1}} \int_0^{v_{2/1}} \gamma^{2x} dv_{2/1} = \gamma^{2x} \quad (35)$$

$$\int_0^{v_{2/1}} \gamma^{2x} dv_{2/1} = v_{2/1} \gamma^{2x} \quad (36)$$

Po zróżniczkowaniu stronami po prędkości $v_{2/1}$ otrzymujemy

$$\gamma^{2x} = \frac{dv_{2/1}}{dv_{2/1}} \gamma^{2x} + v_{2/1} \frac{d\gamma^{2x}}{dv_{2/1}} \quad (37)$$

$$0 = v_{2/1} \frac{d\gamma^{2x}}{dv_{2/1}} \quad (38)$$

Równość musi być prawdziwa dla każdej prędkości $v_{2/1}$. To jest możliwe tylko wtedy, gdy

$$\gamma^{2x} = \text{constans}(v_{2/1}) \Rightarrow x = 0 \quad (39)$$

Wynika z tego, że tylko dla jednej dynamiki $\{x\} = \{0\}$ dla obserwatora z ruchomego układu inercjalnego U_1 momenty sił działających na dźwignię równoważą się. Czyli tylko w tej jednej dynamice paradoks dźwigni kątowej nie występuje. Dla wszystkich innych dynamik, także dla dynamiki Einsteina, momenty sił w układzie ruchomego obserwatora nie równoważą się. Dlatego mogłoby się wydawać, że według ruchomego obserwatora dźwignia powinna się obracać. Paradoks dźwigni kątowej polega na tym, że jeżeli w układzie spoczynkowym dźwignia się nie obraca, to nie obraca się dla obserwatora z każdego innego inercjalnego układu odniesienia. Paradoks dźwigni kątowej w dynamice Einsteina, a także innych dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$, można wyjaśnić jeżeli zauważy się, że w tych dynamikach dla ruchomego obserwatora momenty sił (31) oraz (32) nie muszą być równe, aby ciało znajdowało się w równowadze statycznej.

5.2. Paradoks nierównoległości wektorów

W dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$ wektor przyspieszenia może nie być równoległy do wektora siły powodującego to przyspieszenie. Wtedy ciało przyspiesza w nieco innym kierunku niż kierunek działania siły. Zostało to pokazane na rysunku 4. W układzie inercjalnym U_2 , w którym ciało chwilowo spoczywa, siła $\mathbf{F}_{2/2}$ oraz przyspieszenie $\mathbf{a}_{2/2}$ są do siebie równoległe. Tak musi być we własnym układzie ciała ponieważ STW powinna spełniać zasadę korespondencji w stosunku do mechaniki Newtona. Ale dla obserwatora z układu inercjalnego U_1 siła $\mathbf{F}_{2/1}$ oraz przyspieszenie $\mathbf{a}_{2/1}$ nie są do siebie równoległe.

Można to wykazać w następujący sposób. Ponieważ we własnym układzie ciała siła $\mathbf{F}_{2/2}$ oraz przyspieszenie $\mathbf{a}_{2/2}$ są do siebie równoległe, dlatego zachodzi

$$\frac{\mathbf{F}_{2/2}^\perp}{\mathbf{F}_{2/2}^\parallel} = \frac{\mathbf{a}_{2/2}^\perp}{\mathbf{a}_{2/2}^\parallel} \quad (40)$$

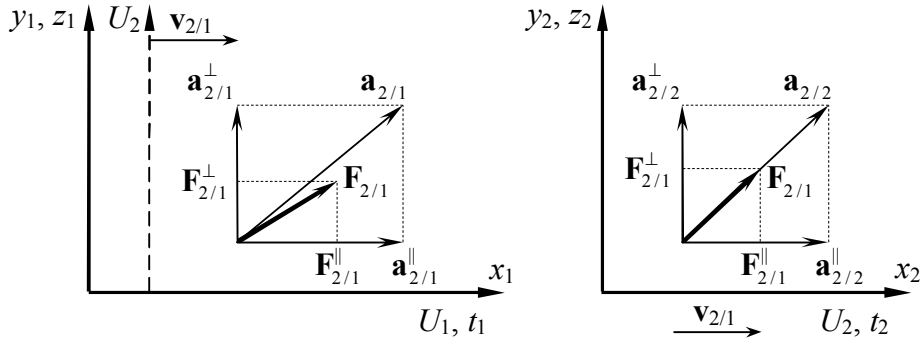
Na podstawie transformacji sił (13), (28) oraz transformacji przyspieszeń (3)-(4) otrzymujemy (przy założeniu, że wektor $\mathbf{F}_{2/2}$ nie jest prostopadły do prędkości $\mathbf{v}_{2/1}$)

$$\operatorname{tg} \alpha_F = \frac{\mathbf{F}_{2/1}^\perp}{\mathbf{F}_{2/1}^\parallel} = \frac{g^{\{x\}}(v_{2/1})}{\gamma^{2x-1}} \frac{\mathbf{F}_{2/2}^\perp}{\mathbf{F}_{2/2}^\parallel} \quad \wedge \quad \operatorname{tg} \alpha_a = \frac{\mathbf{a}_{2/1}^\perp}{\mathbf{a}_{2/1}^\parallel} = \frac{\mathbf{a}_{2/2}^\perp / \gamma^2}{\mathbf{a}_{2/2}^\parallel / \gamma^3} = \gamma \frac{\mathbf{a}_{2/2}^\perp}{\mathbf{a}_{2/2}^\parallel} \quad (41)$$

Kąty nachylenia siły oraz przyspieszenia będą takie same w ruchomym układzie inercyjnym U_1 , tylko w dynamikach $\{x\}$, które spełniają warunek

$$\frac{g^{\{x\}}(v_{2/1})}{\gamma^{2x-1}} = \gamma \quad \Rightarrow \quad g^{\{x\}}(v_{2/1}) = \gamma^{2x} \quad (42)$$

Obliczenia (33)-(39) wykazały, że taką dynamiką jest jedynie dynamika $\{x\} = \{0\}$.



Rys. 4. W dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$ wektor przyspieszenia może mieć inny kierunek niż siła. Ilustracja dotyczy dynamik $\{x\} > \{0\}$.

Należy pamiętać o tym, że wektory sił $\mathbf{F}_{2/1}$ oraz $\mathbf{F}_{2/2}$ reprezentują tę samą siłę, tylko mierzoną z różnych układów odniesienia. Tak samo wektory przyspieszeń $\mathbf{a}_{2/1}$ oraz $\mathbf{a}_{2/2}$ reprezentują to samo przyspieszenie, tylko mierzone z różnych układów odniesienia. Dla obserwatora z układu U_2 wektory przyspieszenia oraz siły są równoległe. Pomimo tego, w dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$ dla ruchomego obserwatora wektory te nie są równoległe. Dla ruchomego obserwatora jedna prosta (kierunek w przestrzeni) rozdziela się na dwie różne proste (dwa kierunki w przestrzeni). Wydaje się, że jest to niemożliwe. Poza tym transformacja Lorentza zachowuje równoległość. Jeżeli dwa wektory mają ten sam kierunek w przestrzeni, to jest tak dla każdego obserwatora. Jeżeli w dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$ jest inaczej, to wymaga to specjalnego wyjaśnienia.

6. Podsumowanie

W artykule pokazane zostało, że z każdej dynamiki STW dla jednego wymiaru przestrzennego jednoznacznie wynika dynamika dla trzech wymiarów przestrzennych. Wyprowadzone zostały wzory na transformację siły prostopadłej oraz równanie ruchu dla siły prostopadłej do prędkości ciała.

Wykazane zostało, że tylko w jednej dynamice STW $\{x\} = \{0\}$ nie występuje paradoks dźwigni kątowej. We wszystkich pozostałych dynamikach STW występuje ten paradoks i wymaga wyjaśnienia.

We wszystkich dynamikach $\{x\} \neq \{0\}$ dla ruchomego obserwatora wektor siły nie musi być równoległy do wektora przyspieszenia jakie powoduje ta siła. Jest to sprzeczne z własnością transformacji Lorentza, która zachowuje równoległość wektorów. Wynika z tego, że wszystkie dynamiki $\{x\} \neq \{0\}$, wśród nich także dynamika Einsteina, są niespójne z kinematyką STW. Tylko jedna dynamika $\{x\} = \{0\}$ jest pozbawiona tego paradoksu.

Bibliografia

- [1] Cavalleri G., Gron O., Spavieri G., Spinelli G., *Comment on the article "Right-angle level paradox" by J. C. Nickerson and R. T. McAdory*, American Journal of Physics 46, 108-109, 1978.
- [2] Franklin Jerrold, *The lack of rotation in a moving right angle lever*, European Journal of Physics, Vol. 29, No. 6, 55-58, 2008.
- [3] Katz Robert, *Wstęp do szczególnej teorii względności* (w języku polskim), Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1967.
Katz Robert, *An Introduction to the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), D. Van Nostrand Company, Book 9, 1964.
- [4] Lewis Gilbert N., Tolman Richard C., *LVII. The principle of relativity, and non-newtonian mechanics*, Philosophical Magazine 18, 510-523, 1909.
- [5] Nickerson J. Charles, McAdory Robert T., *Right-angle lever paradox*, American Journal of Physics 43, 615-621, 1975.
- [6] Szostek Roman, *Derivation method of numerous dynamics in the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), Open Physics, Vol. 17, 2019, 153-166, ISSN: 2391-5471, <https://doi.org/10.1515/phys-2019-0016>.
Szostek Roman, *Metoda wyprowadzania licznych dynamik w Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1712.0387.
Szostek Roman, *Метод вывода многочисленных динамик в Специальной Теории Относительности* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1801.0169.

Derivation of the correct dynamics of the Special Theory of Relativity and explanation of the right angle lever paradox

Roman Szostek

Rzeszów University of Technology, Department of Quantitative Methods, Rzeszów, Poland
rszostek@prz.edu.pl

This paper presents the derivation of numerous dynamics for the Special Theory of Relativity kinematics for three spatial dimensions. It is a continuation of the paper, in which numerous STR dynamics for one-dimension have been derived. It is shown that from each one-dimensional dynamics unambiguously results three-dimensional dynamics.

Discussion on the right angle lever paradox has been presented and the paradox of vector non-parallelism. The explanation of paradoxes under different dynamics can be a method of their theoretical examination and assessment.

Key words: dynamics of bodies, equation of motion, momentum, kinetic energy, right angle lever paradox, Special Theory of Relativity

* * *

Inne ważne publikacje

- [7] Szostek Karol, Szostek Roman, *The explanation of the Michelson-Morley experiment results by means universal frame of reference* (w języku angielskim), Journal of Modern Physics, Vol. 8, No. 11, 1868-1883, 2017, ISSN 2153-1196, <https://doi.org/10.4236/jmp.2017.811110>.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyjaśnienie wyników eksperymentu Michelsona-Morleya przy pomocy teorii z eterem* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1704.0302.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Объяснение результатов эксперимента Майкельсона-Морли при помощи универсальной системы отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1801.0170.
- [8] Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematics in the Special Theory of Ether* (w języku angielskim), Moscow University Physics Bulletin, Vol. 73, № 4, 413-421, 2018, ISSN 0027-1349, <https://rdcu.be/bSJP3>.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Kinematyka w Szczególnej Teorii Eteru* (w języku polskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1904.0195.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Кинематика в Специальной Теории Эфира* (w języku rosyjskim), Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия, № 4, 70-79, 2018, ISSN 0579-9392, <http://vmu.phys.msu.ru/abstract/2018/4/18-4-070>.
- [9] Szostek Karol, Szostek Roman, *The derivation of the general form of kinematics with the universal reference system* (w języku angielskim), Results in Physics, Volume 8, 429-437, 2018, ISSN: 2211-3797, <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.12.053>.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Wyprowadzenie ogólnej postaci kinematyki z uniwersalnym układem odniesienia* (w języku polskim), viXra 2017, www.vixra.org/abs/1704.0104.
Szostek Karol, Szostek Roman, *Вывод общего вида кинематики с универсальной системой отсчета* (w języku rosyjskim), viXra 2018, www.vixra.org/abs/1806.0198.
- [10] Szostek Roman, *Formalny dowód, że matematyka, na której opiera się Szczególna Teoria Względności jest błędnie interpretowana* (w języku polskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1902.0412.
Szostek Roman, *Formal proof that the mathematics on which the Special Theory of Relativity is based is misinterpreted* (w języku angielskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1904.0339.
Szostek Roman, *Формальное доказательство, что математика, на которой основывается Специальная Теория Относительности неверно истолкована* (w języku rosyjskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1911.0223.
- [11] Szostek Roman, *Wyjaśnienie czym jest czas w kinematykach oraz obalenie mitów rzekomo wynikających ze Szczególnej Teorii Względności* (w języku polskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1910.0339.
Szostek Roman, *Explanation of what time in kinematics is and dispelling myths allegedly stemming from the Special Theory of Relativity* (w języku angielskim), viXra 2019, www.vixra.org/abs/1911.0336.