

Badanie krzywych chronometrycznych w kontekście hipotezy zegara.

Paweł Rzońca

24 czerwca 2018

Spis treści

1	Pojęcia wstępne	2
1.1	Czasoprzestrzeń w teorii względności	2
1.2	Krzywe w czasoprzestrzeni.	2
1.3	Czas własny. Hipoteza zegara.	3
1.4	Pochodna kowariantna i absolutna	3
2	Konstrukcja zegara	4
2.1	Fundamentalny relatywistyczny rotator	4
2.2	Model dla cząstki zerowej	5
2.3	Transport Fermiego-Walkera	6
2.4	Czwórka symetryczna kierunków zerowych	7
2.5	Konstrukcja zegara	10
3	Aplikacje	12
3.1	Ruch hiperboliczny	12
3.2	Ruch po okręgu	13
3.3	Ruch po okręgu względem galaktyk	14
3.4	Ruch po okręgu wokół czarnej dziury	16
4	Analiza równania fazy zegara	17
4.1	Zegar w przypadku stałego przyspieszenia	17
4.1.1	Rozwiązanie przybliżone	18
4.1.2	Ruch jednostajnie przyspieszony	19
4.1.3	Ruch po okręgu	19
4.2	Analiza modelu pod kątem pomiaru	19
A	Dodatek matematyczny	20
A.1	Równoważność warunków transportu Fermiego-Walkera	20

1 Pojęcia wstępne

1.1 Czasoprzestrzeń w teorii względności

Modelem ogólnej teorii względności jest czterowymiarowa rozmaitość różniczkowa. Rozmaitość tę budujemy na zbiorze, nazywanym czasoprzestrzenią, punktów nazywanych zdarzeniami. Zakładamy, że zbiór ten ma strukturę rozmaitości różniczkowej. Niech M będzie niepustą przestrzenią Hausdorffa (czyli taką, że dla każdego dwóch punktów $p, q \in M$ istnieją rozłączne otoczenia U_p, U_q odpowiednio punktów p, q .) Mapą w otoczeniu U punktu $p \in M$ nazywamy parę (U, ξ) , gdzie $\xi : U \rightarrow \mathbb{R}^n$ jest homeomorfizmem (ciągłą bijekcją, której odwrotność jest ciągła). Homeomorfizm ξ nazywamy układem współrzędnych w otoczeniu p . Mówimy, że mapy dwie mapy są zgodne, jeżeli $\xi_1 \circ \xi_2$ (tam gdzie ma sens) jest dyfeomorfizmem klasy C^k (homeomorfizm z ciągłymi pochodnymi stopnia k). Zbiór A map parami zgodnych (o zgodności klasy C^k) takich że pokrywają cały zbiór M nazywamy atlasem klasy C^k . Atlasem maksymalnym nazywamy atlas do którego nie można dodać kolejnej mapy bez złamania zgodności. Rozmaitością różniczkową klasy C^k nazywamy zbiór M z atlasem maksymalnym klasy C^k . W szczególnej i ogólnej teorii względności przyjmujemy rozmaitość

Mając mapę w punkcie p możemy określić bazę w danym punkcie za pomocą wektorów stycznych do linii układu współrzędnych. Taką bazę należy rozumieć jako bazę lokalną (w punkcie p).

Będziemy stosować konwencję sumacyjną Einsteina. Wzór na element liniowy $ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$ definiuje tensor metryczny g . Przyjmujemy konwencję w której g ma sygnaturę $(+, -, -, -)$.

$$g(u, u) > 0 \implies u \text{ - wektor czasowy} \quad (1)$$

$$g(u, u) = 0 \implies u \text{ - wektor zerowy} \quad (2)$$

$$g(u, u) < 0 \implies u \text{ - wektor przestrzenny} \quad (3)$$

W bazie ortonormalnej współczynniki tensor metryczny przybiera postać

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

1.2 Krzywe w czasoprzestrzeni.

Definicja 1. Krzywą sparametryzowaną (lub parametryzacją krzywej) nazywamy odwzorowanie $y_1 : I \ni \tau \rightarrow y_1(\tau) \in M$ klasy C^∞ , gdzie $I \subset \mathbb{R}$ jest przedziałem otwartym (niekoniecznie skończonym).

Definicja 2. Parametrem dla krzywej sparametryzowanej y_1 nazywamy funkcję $\tau_1 : y_1(I) \ni p \rightarrow \tau_1(p) = y_1^{-1}(p) \in I$. Będziemy pisać τ_1 zamiast $\tau_1(p)$, wszędzie gdzie punkt p wynika z kontekstu lub jest nieistotny.

Definicja 3. Niech $y_1 : I \rightarrow M$ i $y_2 : J \rightarrow M$ będą parametryzacjami. Reparametryzacją krzywej będziemy nazywać dyfeomorfizm $f : I \rightarrow J$ klasy C^∞ taki, że $y_1 = y_2 \circ f$.

Jeśli dla dwóch parametryzacji istnieje reparametryzacja to mówimy, że są one równoważne. Można łatwo pokazać, że jest to relacja równoważności.

Definicja 4. Krzywą (lub krzywą niesparametryzowaną) nazywamy klasę równoważności parametryzacji ze względu powyżej wprowadzoną relację równoważności. Jeżeli y jest krzywą, y_1 jej parametryzacją z parametrem τ_1 to oznaczamy $y_1 =: y(\tau_1)$.

Definicja 5. Niech (U, ξ) będzie mapą w M oraz $p \in U$. Wektorem stycznym do krzywej y w punkcie p (lub wektorem prędkości w parametrze τ) nazywamy wektor $y'(\tau)$ taki, że

$$y'(\tau) = \frac{dy_1^\mu}{d\tau}$$

Podział wektorów wprowadzony przez tensor metryczny g wyróżnia trzy rodzaje krzywych.

Definicja 6. Krzywą y nazywamy krzywą czasową (zerową, przestrzenną) jeżeli w każdym punkcie $p \in y$ wektor y' jest wektorem czasowym (zerowym, przestrzennym). Linią świata cząstki jest krzywa czasowa.

Długość $S(y(\tau))$ krzywej czasowej y liczymy ze wzoru

$$S(y(\tau)) = \int_{\tau(p_0)}^{\tau(p_1)} \sqrt{g(y'(\tau), y'(\tau))} d\tau. \quad (5)$$

Długość krzywej nie powinna zależeć od wyboru parametryzacji. Istotnie, długość dana wzorem (5) jest niezmiennicza ze względu na reparametryzację. Niech τ_1, τ_2 będą parametrami powiązanymi reparametryzacją $\tau_2 = f(\tau_1)$, taką że $f'(\tau_1) > 0$ (gdy $f'(\tau_1) < 0$ rozumowanie przebiega analogicznie). Wtedy stosując zmianę zmiennych całkowania dostajemy

$$S(y(\tau_2)) = \int_{\tau_2(p_0)}^{\tau_2(p_1)} \sqrt{g(y'(\tau_2), y'(\tau_2))} d\tau_2 = \int_{\tau_1(p_0)}^{\tau_1(p_1)} \sqrt{g\left(\frac{y'(\tau_1)}{f'(\tau_1)}, \frac{y'(\tau_1)}{f'(\tau_1)}\right)} f'(\tau_1) d\tau_1 = \int_{\tau_1(p_0)}^{\tau_1(p_1)} \sqrt{g(y'(\tau_1), y'(\tau_1))} d\tau_1 = S(y(\tau_1)). \quad (6)$$

Stosując ten sam wzór do krzywej zerowej otrzymujemy zerową długość.

1.3 Czas własny. Hipoteza zegara.

Spośród parametryzacji krzywych czasowych możemy wyróżnić tak zwaną parametryzację łukową. Jest to parametryzacja dla której długość wektora stycznego jest stała i równa jedności. Wyróżniony w ten sposób parametr będziemy oznaczać przez s i nazywać czasem własnym. Wtedy wartość parametru s jest równa długości krzywej

$$s = \int ds \quad (7)$$

Definicja 7. Parametrem afinicznym nazywamy parametr dla którego prędkość w każdym punkcie krzywej ma tę samą długość.

Wynika z tego natychmiast, że czas własny jest parametrem afinicznym. Łatwo pokazać, że jeśli s jest parametrem afinicznym, to każdy parametr afiniczny jest postaci $as + b$, gdzie $a, b \in \mathbb{R}$. Wektor prędkości wzdłuż krzywej y parametryzowanej czasem własnym będziemy oznaczać przez \dot{y} .

Nazwę tę uzasadniam.....

Definicja 8. Zegarem nazywamy dowolny układ fizyczny, w którym możemy wyodrębnić pewien mechanizm oscylacji. Oscylacje te nazywamy częstotnością zegara. Czas mierzymy ilością oscylacji.

Zegar, określany mianem idealnego, powinien z pewnością posiadać następujące cechy:

Niekiedy zegarem idealnym nazywa się zegar, który mierzy czas własny.

Hipoteza zegara orzeka, że zegar idealny będzie mierzyć czas własny niezależnie od doznawanych przyspieszeń.

1.4 Pochodna kowariantna i absolutna

Definicja 9. Pochodną kowariantną nazywamy ... transport wektora wzdłuż krzywej γ dla którego nazywamy transportem równoległym.

Definicja 10. Pochodną absolutną wektora v nazywamy pochodną kowariantną w kierunku krzywej y o wektorze stycznym y' parametryzowanym parametrem τ i oznaczamy przez

$$\frac{Dv^\mu}{d\tau} = \frac{dv^\mu}{d\tau} + \Gamma_{\nu\rho}^\mu v^\nu u^\rho. \quad (8)$$

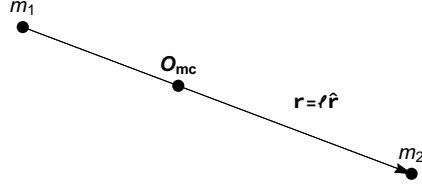
Pochodną absolutną wektora v wzdłuż krzywej y parametryzowanej czasem własnym s przez będziemy oznaczać przez \dot{v} .

$$0 = \frac{d(\dot{y} \cdot \dot{y})}{ds} = 2 \frac{D\dot{y}}{ds} \cdot \dot{y} \quad (9)$$

Definicja 11. Linia geodezyjną (lub krzywą swobodnego spadku) nazywamy krzywą y , dla której

$$\frac{Dy'}{d\tau} = by' \quad (10)$$

Gdy τ jest parametrem afinicznym to $b = 0$.



Rys. 1: Klasyczny rotator składający się z dwóch mas m_1, m_2 połączonych nieważkim prętem długości ℓ .

Będziemy w dalszej części pracy przez u oraz A będziemy rozumieć prędkość oraz przyspieszenie definiowane jak następuje

$$u^\mu = y^\mu = \frac{dy^\mu}{ds}, \quad A = u^\mu = \frac{Du^\mu}{ds}. \quad (11)$$

2 Konstrukcja zegara

2.1 Fundamentalny relatywistyczny rotator

Przez nierelatywistyczny rotator rozumiemy układ dwóch mas punktowych m_1, m_2 połączonych nieważkim prętem długości ℓ (rys. 1). Lagrangian takiego układu w układzie środka masy ma postać [1]

$$L = \frac{m}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2, \quad m = m_1 + m_2, r = r_2 - r_1 \quad (12)$$

gdzie r_1, r_2 to odpowiednio położenia mas m_1, m_2 . Zauważmy, że $\|r\| = \ell = \text{const}$, a zatem interesuje nas jedynie kierunek wyznaczony przez r . Wersor $\hat{r} = r/\ell$ możemy przedstawić za pomocą współrzędnych sferycznych

$$\hat{r} = (\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta) \quad (13)$$

Obracamy układ odniesienia tak, aby $\theta = \pi/2$. Lagrangian przyjmuje wtedy postać

$$L = \frac{m\ell^2}{2} \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 \quad (14)$$

Z równania Eulera-Lagrange'a dla ϕ wynika, że

$$\ddot{\phi} = 0 \quad (15)$$

A zatem $\phi \sim t$, to znaczy, że nierelatywistyczny rotator mierzy Newtonowski czas absolutny t . Skłania nas to do refleksji nad możliwością wykorzystania relatywistycznego rotatora do pomiarów czasu. Prostota układu sugeruje, że może on być odpowiedni do testowania hipotezy zegara.

Przeniesienie układu na grunt relatywistyczny wprowadził profesor Staruszkiewicz [2] proponując następujące definicje:

Definicja 12. Relatywistyczny rotator to układ dynamiczny opisany przez położenie x i kierunek zerowy k oraz dodatkowo dwa parametry: masę m i długość ℓ .

Definicja 13. Układ dynamiczny nazywamy fenomenologicznym jeżeli jego niezmienniki Casimira są całkami ruchu. Układ dynamiczny nazywamy fundamentalnym jeżeli jego niezmienniki Casimira są parametrami - nie zależą od wartości początkowych.

W oparciu o powyższe definicje można skonstruować fundamentalny relatywistyczny rotator. Z wielkości zawartych w definicji relatywistycznego rotatora możemy utworzyć bezwymiarową wielkość

$$\xi = -\ell^2 \frac{\dot{k} \cdot \dot{k}}{(k \cdot \dot{x})^2}. \quad (16)$$

Możemy wtedy utworzyć Lagrangian postaci

$$L = m\sqrt{\dot{x} \cdot \dot{x}}f(\xi). \quad (17)$$

Działanie związane z powyższym Lagrangianem jest niezmiennicze ze względu na reparametryzację, Lorenzowsko niezmiennicze. Dodatkowo k wskazuje kierunek zerowy, a zatem układ fizyczny nie zmienia się po przeskalowaniu $k \rightarrow ak$. Oznaczamy przez P_μ i Π_μ pędy kanoniczne związane odpowiednio z x i k oraz przez $M_{\mu\nu}$ całkowity moment pędu.

$$P_\mu = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\mu}, \quad \Pi_\mu = \frac{\partial L}{\partial \dot{k}^\mu} \quad (18)$$

$$M_{\mu\nu} = x_\mu P_\nu - P_\mu x_\nu + k_\mu \Pi_\nu - \Pi_\mu k_\nu. \quad (19)$$

Niezmiennikami Casimira będą w tym przypadku $P_\mu P^\mu$ oraz $W_\mu W^\mu$ gdzie

$$W_\mu = -\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}M^{\nu\rho}P^\sigma \quad (20)$$

2.2 Model dla cząstki zerowej

W tej części będziemy rozważać układ w którym zakładamy więź postaci $\dot{x} \cdot \dot{x} = 0$. Motywacją do takich rozważań może być urządzenie określane mianem "zegara świetlnego" (ang. light clock [3, 4]) lub inaczej "zegara geometrodynamicznego" (ang. geometrodynamic clock [5]) W najprostrzym wydaniu składa się on z ustawionych naprzeciw siebie luster. Odbijający się między nimi promień świetlny wyznacza częstość pracy zegara. Poprzez dobranie odpowiednio dobrych luster można taki zegar uczynić idealnym ze względu na mechanizm wewnętrzny.

Rozważmy cząstkę poruszającą się po krzywej zerowej. Lagrangian postaci

$$L = \sqrt{\dot{x} \cdot \dot{x}} \quad (21)$$

nie jest odpowiedni do opisu takiej cząstki, gdyż wtedy pęd $P_\mu = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\mu}$ nie jest skończony. W zastępstwie możemy użyć Lagrangianu postaci []

$$L = w\dot{x} \cdot \dot{x}. \quad (22)$$

Wtedy równanie Eulera-Lagrange dla zmiennej w jest postaci

$$0 = \frac{\partial L}{\partial w} = \dot{x} \cdot \dot{x} \quad (23)$$

i zapewnia zerowość linii świata x . Wtedy pęd kanoniczny związany z x jest zachowany podczas ruchu i równy

$$P_\mu = 2w\dot{x}_\mu, \quad P_\mu P^\mu = 0. \quad (24)$$

Wtedy w układzie odniesienia, w którym e jest wersorem czasowym takim, że

$$e \cdot \dot{x} = 1 \quad (25)$$

mamy

$$p = U\dot{x}, \quad (26)$$

gdzie U jest energią.

Uogólnienie biorące pod uwagę czątki poruszające się po krzywych zerowych możemy zapisać w postaci [6]

$$L = \frac{1}{2}(\eta\dot{x} \cdot \dot{x} + \eta^{-1}f(\xi)) + \lambda(k \cdot k) \quad (27)$$

Równanie Eulera-Lagrange dla η daje dwie możliwości

$$0 = \frac{\partial L}{\partial \eta} = \frac{1}{2}(\dot{x} \cdot \dot{x} - \eta^{-2}f(\xi)). \quad (28)$$

Zakładając, że η jest zależna od prędkości dostajemy więc

$$\eta = \frac{f(\xi)}{\sqrt{\dot{x} \cdot \dot{x}}}.$$

Wtedy lagrangian sprowadza się do postaci ... (z dokładnością do stałej). Gdy założymy, że η jest niezależne otrzymujemy więcej

$$\dot{x} \cdot \dot{x} = 0, \quad f(\xi) = 0 \quad (29)$$

2.3 Transport Fermiego-Walkera

Konstrukcję zegara przeprowadzimy w lokalnie nierotującej bazie. W tej części pracy przedstawimy koncepcje potrzebne do konstrukcji takiej bazy. Dokładne omówienie prezentowanych zagadnień można znaleźć np. tu [7, 8]. Zauważmy, że dla transport równoległy wzdłuż linii geodezyjnej przekształca wektory styczne w wektory styczne. Własność tę tracimy, gdy linia świata nie jest linią geodezyjną, czyli gdy $A = \frac{Du}{ds} = 0$. Transportem, który zachowuje styczność wektorów do linii świata jest transport Fermiego-Walkera (FW). Doświadczenie wskazuje, że taki transport odpowiada fizycznemu transportowi wektorów [9, 10]. Do jego zdefiniowania posłużą nam odwzorowania P i R . Niech u będzie jednostkowym wektorem stycznym do linii świata y . Dowolny wektor v możemy w punkcie $p \in y$ rozłożyć na składowe styczną $R(v)$ i prostopadłą $P(v)$ do y (30). Przestrzeń wektorów p rozpada się w ten sposób na sumę prostą przestrzeni $\{P(v)\}$ i $\{R(v)\}$.

$$v = \underbrace{v - (v \cdot u)u}_{P(v)} + \underbrace{(v \cdot u)u}_{R(v)} = P(v) + R(v). \quad (30)$$

Definicja 14. Mówimy, że wektor v spełnia prawo **transportu Fermiego-Walkera** (FW) wzdłuż linii świata y jeżeli

$$\frac{D_{FW}(v)}{ds} := P\left(\frac{DP(v)}{ds}\right) + R\left(\frac{DR(v)}{ds}\right) = 0 \quad (FW)$$

Wyrażenie $\frac{D_{FW}}{ds}$ nazywamy **po pochodną Fermiego-Walkera**.

Twierdzenie 1. Załóżmy, że $u = \dot{y}$ oraz $A = \frac{Du}{ds}$ to odpowiednio czterowektor prędkości i przyspieszenia stoważyszone z linią świata y . Wtedy pochodną Fermiego-Walkera możemy zapisać w postaci

$$\frac{D_{FW}v}{ds} = \frac{Dv}{ds} + (A \cdot v)u - (u \cdot v)A. \quad (31)$$

Powyższa równość może służyć za definicję pochodnej Fermiego-Walkera [7] równoważną do tutaj przyjętej.

Dowód. Obliczmy pochodne absolutne rzutów $P(v)$ oraz $R(v)$

$$\frac{DP(v)}{ds} = \frac{Dv}{ds} - (u \cdot v)A - \frac{d(u \cdot v)}{ds}u, \quad \frac{DR(v)}{ds} = \frac{d(u \cdot v)}{ds}u + (u \cdot v)A.$$

Pamiętając, że $u \perp A$ mamy

$$\begin{aligned} P\left(\frac{DP(v)}{ds}\right) &= \frac{Dv}{ds} - (u \cdot v)A - \frac{d(u \cdot v)}{ds}u - \left(\frac{Dv}{ds} \cdot u\right)u + \frac{d(u \cdot v)}{ds}u = \\ &= \frac{Dv}{ds} - (u \cdot v)A - \left(\frac{Dv}{ds} \cdot u\right)u, \\ R\left(\frac{DR(v)}{ds}\right) &= \frac{d(u \cdot v)}{ds}u = \left(\frac{Dv}{ds} \cdot u\right)u + (A \cdot v)u. \end{aligned}$$

Zatem pochodna FW jest równa

$$\frac{D_{FW}(v)}{ds} = P\left(\frac{DP(v)}{ds}\right) + R\left(\frac{DR(v)}{ds}\right) = \frac{Dv}{ds} + (A \cdot v)u - (u \cdot v)A. \quad (32)$$

□

W przypadku zerowego przyspieszenia ($A \equiv 0$) linia świata jest linią geodezyjną, pochodna (FW) sprowadza się do pochodnej absolutnej, a transport (FW) sprowadza się do transportu równoległego.

Dla dowolnych wektorów v_1 i v_2 mamy $P(v_1) \perp R(v_2)$, a więc warunek transportu (FW) sprowadza się zerowania się każdego ze składników

$$\begin{aligned} P\left(\frac{DP(v)}{ds}\right) &= 0, \\ R\left(\frac{DR(v)}{ds}\right) &= 0. \end{aligned}$$

Definicja 15. Reperem lokalnie nierotującym nazywamy reper ruchomy poruszający się wraz z ciałem wzdłuż jego linii świata, którego wersor czasowy jest styczny do linii świata (co odpowiada czteroprędkości) i którego wersory spełniają prawo transportu (FW).

Reper lokalnie nierotujący jest szczególnie dogodny do opisu zjawisk fizycznych. W granicy nierelatywistycznej odpowiada on Newtonowskiej koncepcji nierotującego reperu [7]. Przeprowadzimy teraz konstrukcję takiego reperu, co sprowadza się do konstrukcji odpowiedniej bazy E .

Za wersor czasowy takiej bazy możemy zawsze obrać prędkość u , gdyż jest ona unormowanym wektorem czasowym spełniającym prawo transportu (FW)

$$e := u = \frac{dy}{ds}.$$

Dobieramy do niego wersory przestrzenne e_i , $i = 1, 2, 3$ tak, aby otrzymana baza $E = \{e_\mu\}$ była ortogonalna. Warunek $e_i \perp e$ zapewnia, że $R(e_i) = 0$. Zatem dodatkowym warunkiem jaki trzeba nałożyć na wersory przestrzenne e_i jest

$$P\left(\frac{DP(v)}{ds}\right) = 0.$$

Uwzględniając, że $e = u$ oraz $P(e_i) = e_i$ możemy powyższy warunek zapisać w postaci

$$\frac{De_i}{ds} = \left(\left(\frac{De_i}{ds} \right) \cdot e \right) e, \quad (33)$$

Przydatną własnością bazy E jest, że dany wektor ma w tej bazie stałe współrzędne wtedy i tylko wtedy, gdy spełnia prawo transportu (FW). Aby to pokazać wystarczy rozłożyć dany wektor w bazie E i skorzystać z definicji transportu (FW).

2.4 Czwórka symetryczna kierunków zerowych

Będziemy od teraz zakładać, że jeden z wersorów bazy E (e_3) jest prostopadły do hiperpłaszczyzny ruchu, tak, że

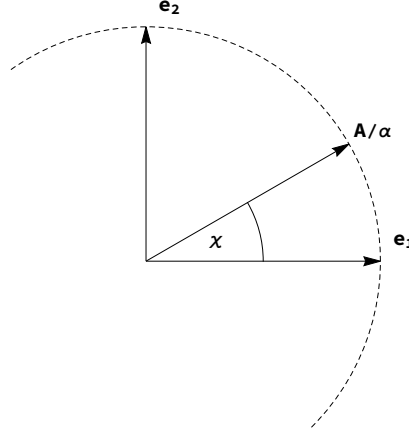
$$A \cdot e_3 = 0.$$

Nie jest to duże ograniczenie i, jak się później przekonamy, pozwala na zastosowanie modelu w wielu przypadkach. Zauważmy, że wektor A leży wtedy w płaszczyźnie rozpinanej przez wektory e_1 i e_2 . Licząc przyspieszenie właściwe dostajemy

$$\alpha^2 = (A \cdot e_1)^2 + (A \cdot e_2)^2$$

Interpretując powyższą równość jako trójkę pitagorejską możemy wprowadzić następujące oznaczenia

$$\begin{aligned} \cos \chi &= \frac{A \cdot e_1}{\alpha}, \\ \sin \chi &= \frac{A \cdot e_2}{\alpha}. \end{aligned}$$



Rys. 2: Schemat obrazujący obrót \mathcal{O} wykonany na wersorze czteroprzyspieszenia A/α w bazie E .

Z wersorów e i e_3 tworzymy dwa zerowe wektory skierowane w przyszłość k_+ i k_- , które uważamy za wektory własne pewnej transformacji Lorentza.

$$k_+ = \frac{e + e_3}{\sqrt{2}} \quad (34)$$

$$k_- = \frac{e - e_3}{\sqrt{2}} \quad (35)$$

$$k_+ \cdot k_- = 1 \quad k_{\pm} \cdot k_{\pm} = 0.$$

$$\mathcal{O}(k_{\pm}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{O}(e \pm e_3) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathcal{O}e \pm \mathcal{O}e_3) = \frac{1}{\sqrt{2}} (e \pm e_3) = k_{\pm}.$$

Wektory te są wektorami własnymi pewnego obrotu \mathcal{O} . Łatwo sprawdzić, że jest to obrót w płaszczyźnie wyznaczonej przez wersory e_1 i e_2 , czyli eliptyczne przekształcenie Lorentza. Obrót ten pozwala nam zinterpretować kąt χ . Zauważmy, że możemy za pomocą obrotu \mathcal{O} obrócić, wersor czterowektora przyspieszenia o kąt $-\chi$, tak aby spełniał prawo transportu (FW). Schematycznie przedstawiono to na rysunku 2.

Rozważamy trzeci wektor zerowy skierowany w przyszłość k taki, że $k \cdot e_3 \equiv 0$ oraz $k(0) \cdot e_1(0) = 0$. Wektor ten rozkładamy w bazie E

$$k = k^0 e + k^i e_i, \quad k^1(0) = 0, k^3 = 0$$

$$k(0) = k^0(0)e(0) + k^2(0)e_2(0)$$

Rozkładając k w bazie E stwierdzamy, że jego współrzędne formują trójkę pitagorejską

$$(k \cdot e)^2 = (k \cdot e_1)^2 + (k \cdot e_2)^2 \quad (36)$$

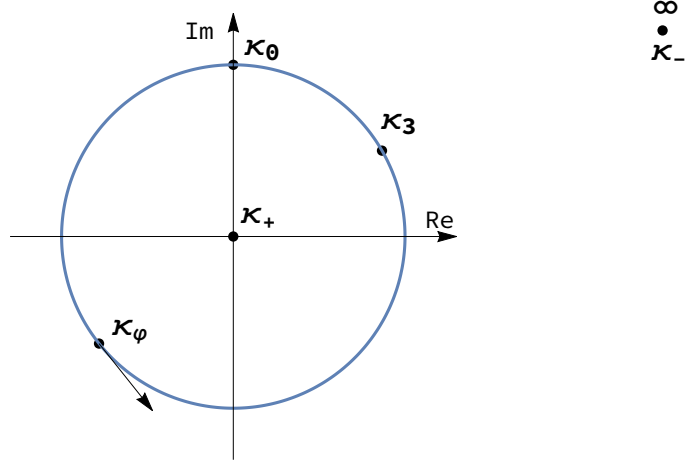
Wprowadzamy **fazę zegara** φ równością (37)

$$\cos \varphi = \frac{k \cdot e_1}{k \cdot e} \quad (37)$$

$$k = (k \cdot e)(e - \cos \varphi e_1 - \sin \varphi e_2)$$

Z wektora $k(0)$ tworzymy wektor zerowy $k_0(s)$ tak aby spełniał prawo transportu (FW). Wiemy, że wtedy jego współrzędne w bazie E są stałe. Wektor k_0 ustalamy więc jako (39). Warunek początkowy na fazę φ ustalamy na (38), aby dla $s = 0$ wektory k i k_0 reprezentowały ten sam kierunek zerowy.

$$\varphi(0) = -\frac{\pi}{2} \quad (38)$$



Rys. 3: Obraz czwórki symetrycznej oraz kierunku k na płaszczyźnie zespolonej. Punkt κ_- utożsamiamy z punktem ∞ . Punkt κ_ϕ porusza się po zaznaczonym okręgu jednostkowym wraz ze wzrostem ϕ . Wektorem stycznym do okręgu zaznaczono kierunek ruchu.

$$k_0(s) = \sqrt{2}(e + e_2). \quad (39)$$

Każdemu kierunkowi zerowemu możemy przyporządkować punkt na sferze, a następnie każdemu punktowi sfery możemy przyporządkować, przez rzut stereograficzny, punkt z płaszczyzny zespolonej (odpowiednio uzwarconej) [?]. Skonstruujemy teraz czwarty wektor zerowy k_3 , który razem z wektorami k_+ , k_0 , k_- utworzy czwórkę symetryczną. Mówimy, że wektory zerowe tworzą czwórkę symetryczną, kiedy dwustosunek odpowiadających im liczb zespolonych wynosi $e^{\pm i\pi/3}$. Dwustosunek liczb zespolonych z_0, z_1, z_2, z_3 przyjmujemy w postaci (41) [11]. Liczby zespolone odpowiadające wektorom własnym k_ν oznaczamy przez κ_ν gdzie $\nu \in \{+, 0, -, 3\}$. W zależności od kolejności wektorów i przyjętego znaku w (42) otrzymujemy dwie liczby κ_3 różniące się znakiem części rzeczywistej (43). Wektorowi zerowemu k odpowiada liczba κ_ϕ (40).

$$\kappa = -\cos \varphi - i \sin \varphi \quad (40)$$

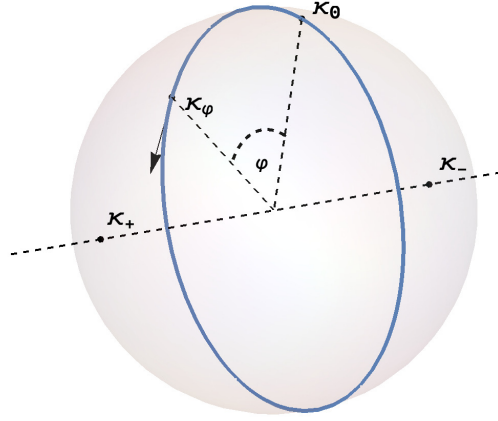
Na rysunkach 3 oraz 4 prezentujemy wzajemne położenie uzyskanej czwórki symetrycznej (dla $\text{Re}(\kappa_3) > 0$) oraz obrazu wektora k . Uzyskane wektory są liniowo niezależne i tworzą bazę kierunków zerowych, która dodatkowo spełnia prawa transportu (FW).

$$(z_0 z_1 z_2 z_3) = \frac{(z_0 - z_1)(z_2 - z_3)}{(z_0 - z_3)(z_2 - z_1)}. \quad (41)$$

$$\kappa_0 = i, \kappa_+ = 0, \kappa_- = \infty, \quad (\kappa_0 \kappa_+ \kappa_- \kappa_3) = e^{\pm i\pi/3} \quad (42)$$

$$\kappa_3 = \pm \frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{i}{2}, \quad k_3 = \sqrt{2}e \pm \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{2}}e_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}e_2 \quad (43)$$

$$k_\mu \cdot k_\nu = 1, \quad k_\nu \cdot k_\nu = 0, \quad \mu \neq \nu, \mu, \nu \in \{0, +, -, 3\}$$



Rys. 4: Obraz kierunków zerowych k_0 , k_+ , k_- wraz z kierunkiem k na sferze jednostkowej. Punkt κ_ϕ porusza się po zaznaczonym okręgu jednostkowym wraz ze wzrostem ϕ . Wektorem stycznym do okręgu zaznaczono kierunek ruchu. Płaszczyzna zawierająca okrąg jest prostopadła do prostej zawierającej κ_+ i κ_-

2.5 Konstrukcja zegara

Zakładamy, że podczas ruchu mamy spełniony więz (??). Założymy dodatkowo, że wektor zerowy \dot{x} można przedstawić jako kombinację liniową e oraz k , taką, że $e \cdot \dot{x} = 1$. Rozkładając \dot{x} w bazie E dostajemy

$$\dot{x} = e - C(k \cdot e_1)e_1 - C(k \cdot e_2)e_2,$$

Korzystając z faktu, że \dot{x} jest zerowy możemy wyznaczyć współczynniki kombinacji liniowej.

$$0 = \dot{x} \cdot \dot{x} = 1 - C^2(k \cdot e_1)^2 - C^2(k \cdot e_2)^2 = 1 - C^2(k \cdot e)^2$$

$$C = \pm 1/(k \cdot e).$$

Wybieramy znak minus, gdyż w przeciwnym przypadku $\dot{x} = k/(k \cdot e)$ oraz $\dot{x} \cdot k = 0$. Zatem

$$\boxed{\dot{x} = 2e - k/(k \cdot e) = e + \cos \varphi e_1 + \sin \varphi e_2, \quad \dot{x} \cdot k = 2k \cdot e,} \quad (44)$$

Sytuację tę obrazujemy na schematycznym rysunku (5)

Następnie obliczamy pochodną absolutną wektora k

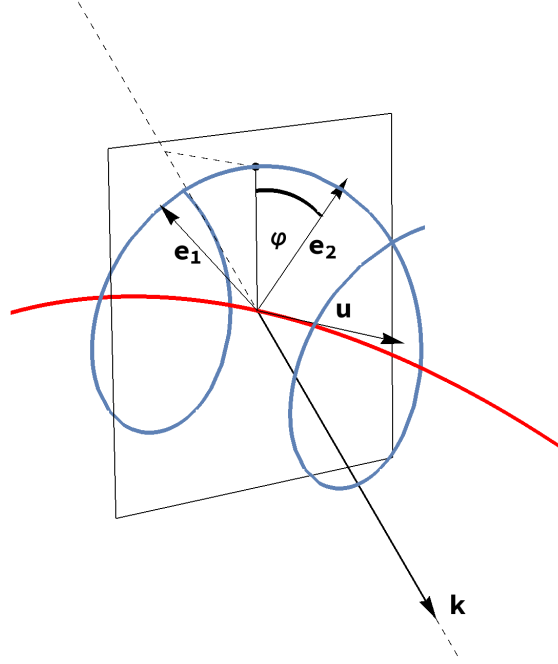
$$\dot{k} = \underbrace{\frac{d(k \cdot e)}{ds}e - \frac{d(k \cdot e_1)}{ds}e_1 - \frac{d(k \cdot e_2)}{ds}e_2}_{K_p} + \underbrace{(k \cdot e)\dot{e} - (k \cdot e_1)\dot{e}_1 - (k \cdot e_2)\dot{e}_2}_K$$

$$\dot{k} \cdot \dot{k} = K_p \cdot K_p + K \cdot K + 2K_p \cdot K$$

Obliczmy oddzielnie każdy ze składników powyższej sumy. Zaczynamy od przedstawienia pochodnych wersorów bazy w bardziej użytecznej postaci

$$\dot{e}_0 = \frac{De}{ds} = A,$$

$$\dot{e}_1 = \frac{De_1}{ds} = \frac{D(e_1)_\perp}{ds} \stackrel{??}{=} \left(\frac{D(e_1)_\perp}{ds} \cdot e_0 \right) e = \left(\frac{De_1}{ds} \cdot e \right) e \stackrel{??}{=} - \left(\frac{De}{ds} \cdot e_1 \right) e = -(A \cdot e_1) e,$$



Rys. 5: Schemat działania zegara (kolor niebieski) wzdłuż lini światła (kolor czerwony).

$$\dot{e}_2 = \frac{De_2}{ds} = \frac{D(e_2)_\perp}{ds} \stackrel{??}{=} \left(\frac{D(e_2)_\perp}{ds} \cdot e \right) e = \left(\frac{De_2}{ds} \cdot e \right) e \stackrel{??}{=} - \left(\frac{De}{ds} \cdot e_2 \right) e = -(A \cdot e_2) e.$$

Zgodnie z powyższym zachodzą równości

$$K = (k \cdot e)(A + (A \cdot e_1) \cos \varphi e + (A \cdot e_2) \sin \varphi e)$$

$$K_p = (k \cdot e) \dot{\varphi} (\sin \varphi e_1 - \cos \varphi e_2) + \frac{d(k \cdot e)}{ds} (e - \cos \varphi e_1 - \sin \varphi e_2).$$

$$\begin{aligned}
K_p \cdot K_p &= \left(\frac{d(k \cdot e)}{ds} \right)^2 - \left(\frac{d(k \cdot e_1)}{ds} \right)^2 - \left(\frac{d(k \cdot e_2)}{ds} \right)^2 = \left(\frac{d(k \cdot e)}{ds} \right)^2 - \left(\frac{d(k \cdot e) \cos \varphi}{ds} \right)^2 - \left(\frac{d(k \cdot e) \sin \varphi}{ds} \right)^2 \\
&= \left(\frac{d(k \cdot e)}{ds} \right)^2 - \left(\frac{d(k \cdot e)}{ds} \right)^2 (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) - (k \cdot e)^2 (\dot{\varphi})^2 (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \\
&= -(k \cdot e)^2 (\dot{\varphi})^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
2K_p \cdot K &= 2(k \cdot e_0) \dot{\varphi} ((A \cdot e_1) \sin \varphi - (A \cdot e_2) \cos \varphi) - \frac{d(k \cdot e_0)}{ds} ((A \cdot e_1) \cos \varphi + (A \cdot e_2) \sin \varphi) + \\
&\quad + \frac{d(k \cdot e_0)}{ds} (A \cdot e_1) \cos \varphi + \frac{d(k \cdot e_0)}{ds} (A \cdot e_2) \sin \varphi \\
&= 2(k \cdot e_0) \dot{\varphi} ((A \cdot e_1) \sin \varphi - (A \cdot e_2) \cos \varphi)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K \cdot K &= (k \cdot e)^2 ((A \cdot A) + ((A \cdot e_1) \cos \varphi + (A \cdot e_2) \sin \varphi)^2) = \\
&= -(k \cdot e)^2 ((A \cdot e_1)^2 + (A \cdot e_2)^2 - (A \cdot e_1)^2 \cos^2 \varphi - (A \cdot e_2)^2 \sin^2 \varphi - 2(A \cdot e_1)(A \cdot e_2) \sin \varphi \cos \varphi) \\
&= -(k \cdot e)^2 ((A \cdot e_1) \sin \varphi - (A \cdot e_2) \cos \varphi)^2
\end{aligned}$$

Sumę powyższych składników możemy zwinąć do kwadratu i ostatecznie

$$1 = -\frac{\ell^2 \dot{k} \cdot \dot{k}}{(k \cdot \dot{x})^2} = \frac{\ell^2}{4} (\dot{\varphi} - (A \cdot e_1) \sin \varphi + (A \cdot e_2) \cos \varphi)^2$$

$$\dot{\varphi} = \pm \frac{2}{\ell} + (A \cdot e_1) \sin \varphi - (A \cdot e_2) \cos \varphi$$

Stosując oznaczenie ?? możemy zapisać owo równanie w zgrabnej postaci

$$\dot{\varphi} = \pm \frac{2}{\ell} + \alpha \cos \chi \sin \varphi - \alpha \sin \chi \cos \varphi$$

$$\boxed{\dot{\varphi} = \pm \frac{2}{\ell} + \alpha \sin(\varphi - \chi)} \quad (45)$$

W przypadku braku przyspieszenia $\alpha = 0$, wprowadzony model zegara mierzy czas własny.

$$\dot{\varphi} = \frac{2}{\ell}, \quad \varphi = \pm \frac{2}{\ell} s + \varphi_0. \quad (46)$$

3 Aplikacje

3.1 Ruch hiperboliczny

Jako pierwszy chcemy zbadać relatywistyczny odpowiednik ruchu jednostajnie przyspieszonego. W układzie obserwatora inercjalnego \mathcal{I} posługującego się kartezjańskim układem współrzędnych rozważamy linię świata $y = y(s)$ obserwatora \mathcal{Z} parametryzowaną czasem własnym s . Poniższe wyprowadzenie postaci y można znaleźć w [12, 10] Ruch ten będzie odbywał się w jednym wymiarze przestrzennym. W takim przypadku ogólna postać czteroprędkości, po uwzględnieniu warunku unormowania, ma postać (47).

$$(u^\mu) = (\cosh \beta(s), \sinh \beta(s), 0, 0), \quad (47)$$

gdzie $\beta(s)$ jest pewną funkcją parametryzowaną czasem własnym s . Rządamy, aby przyspieszenie właściwe było stałe.

$$(A^\mu) = (\dot{\beta}(s) \sinh \beta(s), \dot{\beta}(s) \cosh \beta(s), 0, 0).$$

$$\alpha = \sqrt{-A^\mu A_\mu} = \dot{\beta}(s)$$

Otrzymaliśmy równanie różniczkowe na funkcję $\beta(s)$. Możemy bez straty ogólności przyjąć, że $\beta(0) = 0$. Wtedy

$$\beta(s) = \alpha s,$$

$$(u^\mu) = (\cosh \alpha s, \sinh \alpha s, 0, 0),$$

$$(A^\mu) = (\alpha \sinh \alpha s, \alpha \cosh \alpha s, 0, 0).$$

A zatem odpowiednik ruchu jednostajnie przyspieszonego w czasoprzestrzeni Minkowskiego to ruch opisany przez hiperbolę. Łatwo sprawdzić, że dla małych prędkości ruch ten przechodzi w ruch jednostajnie przyspieszony. Ciało w takim ruchu porusza się po linii świata (48).

$$(y^\mu) = \left(\frac{1}{\alpha} \sinh \alpha s, \frac{1}{\alpha} \cosh \alpha s, 0, 0 \right). \quad (48)$$

Chcemy skonstruować reper współporuszający się z \mathcal{Z} . W tym celu wersor czasowy obieramy prędkość $e_0 = u$, a za pierwszy z wersorów przestrzennych unormowane przyspieszenie $e_1 = A/\alpha$. Wersory te uzupełniamy do bazy za pomocą wersorów kanonicznych. Otrzymaną bazę możemy zapisać zgrabnie w postaci macierzy (49). Łatwo sprawdzić, że tak skonstruowany reper spełnia prawo transportu Fermiego-Walkera.

$$\begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \alpha s & \sinh \alpha s & 0 & 0 \\ \sinh \alpha s & \cosh \alpha s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (49)$$

Możemy teraz podać równanie na kąt ϕ zegara

$$\chi = \pi, \quad \alpha = \text{const} \quad (50)$$

$$\dot{\phi} = \pm \frac{2}{\ell} + \alpha \sin(\varphi - \pi) = \pm \frac{2}{\ell} - \alpha \sin(\varphi) \quad (51)$$

3.2 Ruch po okręgu

W układzie obserwatora inercyjnego \mathcal{I} z kartezjańskim układem współrzędnych rozważamy linię świata obserwatora \mathcal{Z} w ruchu jednostajnym po okręgu. Zagadnienie rozpatrujemy w czasoprzestrzeni Minkowskiego. Rozpatrzmy punkt poruszający się po okręgu o promieniu R i częstości ω . W układzie obserwatora inercyjnego \mathcal{I} porusza się on po trajektorii $y = y(s)$. Współrzędne tej trajektorii mają, w kartezjańskim układzie współrzędnych, postać

$$(y^\mu) = (\gamma s, R \cos \omega \gamma s, R \sin \omega \gamma s, 0). \quad (52)$$

Wtedy czterowektory prędkości i przyspieszenia mają postać

$$(u^\mu) = \left(\frac{dy^\mu}{ds} \right) = (\gamma, -R\omega\gamma \sin \omega \gamma s, R\omega\gamma \cos \omega \gamma s, 0), \quad (53)$$

$$(A^\mu) = \left(\frac{Du^\mu}{ds} \right) = (0, -R\omega^2\gamma^2 \cos \omega s, -R\omega^2\gamma^2 \sin \omega \gamma s, 0). \quad (54)$$

Właściwe przyspieszenie jest wtedy zachowane podczas ruchu

$$\alpha = \sqrt{-A \cdot A} = R\omega^2\gamma^2. \quad (55)$$

Teraz zajmijmy się znalezieniem repery lokalnie nierotującego poruszającego się po rozpatrywanej linii świata. Jako wersor czasowy e wybieramy prędkość u . Pierwszy z wersorów przestrzennych e'_1 wybieramy wersor przeciwny

do przyspieszenia. Jako wersor e_3 wybieramy unormowany wektor prostopadły do płaszczyzny ruchu. Wersor e'_2 wybieramy tak, aby był ortogonalny do pozostałych. Uzyskaną bazę zapisujemy w postaci macierzowej (??).

$$E' = \begin{pmatrix} e \\ e'_1 \\ e'_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -R\omega\gamma \sin \omega\gamma s & R\omega\gamma \cos \omega\gamma s & 0 \\ 0 & \cos \omega\gamma s & \sin \omega\gamma s & 0 \\ R\omega\gamma & -\gamma \sin \omega\gamma s & \gamma \cos \omega\gamma s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (56)$$

Chcemy, aby obrona baza spełniała prawo transportu (FW). Z racji ortonormalności wersory tej bazy spełniają warunek (??). Łatwo sprawdzić, że wersory e i e_3 spełniają również warunek (??), w przeciwieństwie do wersorów e'_1 oraz e'_2 . Aby tę drobną usterkę naprawić dokonamy obrotu bazy o kąt $\psi = \psi(s)$ w płaszczyźnie wyznaczonej przez wersory e'_1 i e'_2 . Odpowiedni obrót w bazie kanonicznej jest dany przez (57) [11]. Właściwie obrócone wersory obliczamy za pomocą (58).

$$(\mathcal{O}^\mu_\nu) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ 0 & -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (57)$$

$$\begin{aligned} e_1 &= \mathcal{O}^\mu_1 E'_\mu, \\ e_2 &= \mathcal{O}^\mu_2 E'_\mu. \end{aligned} \quad (58)$$

Wstawiając obrócone wersory to warunku (??) otrzymujemy sześć równań różniczkowych na kąt ψ , które (przyjmując bez straty ogólności $\psi(0) = 0$) mają wspólne rozwiązanie postaci (59). Otrzymana ortonormalna baza (60) spełnia prawo transportu (FW).

$$\psi(s) = -\omega\gamma^2 s \quad (59)$$

$$\begin{aligned} E &= \begin{pmatrix} e \\ e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -R\omega\gamma \sin \omega\gamma s & R\omega\gamma \cos \omega\gamma s & 0 \\ R\omega\gamma \sin \psi & \cos \omega\gamma s \cos \psi - \gamma \sin \omega\gamma s \sin \psi & \sin \omega\gamma s \cos \psi + \gamma \cos \omega\gamma s \sin \psi & 0 \\ R\omega\gamma \cos \psi & -\cos \omega\gamma s \sin \psi - \gamma \sin \omega\gamma s \cos \psi & -\sin \omega\gamma s \sin \psi + \gamma \cos \omega\gamma s \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \gamma & -R\omega\gamma \sin \omega\gamma s & R\omega\gamma \cos \omega\gamma s & 0 \\ -R\omega\gamma \sin \omega\gamma^2 s & \cos \omega\gamma^2 s \cos \omega\gamma s + \gamma \sin \omega\gamma s \sin \omega\gamma^2 s & \sin \omega\gamma s \cos \omega\gamma^2 s - \gamma \cos \omega\gamma s \sin \omega\gamma^2 s & 0 \\ R\omega\gamma \cos \omega\gamma^2 s & \cos \omega\gamma s \sin \omega\gamma^2 s - \gamma \sin \omega\gamma s \cos \omega\gamma^2 s & \sin \omega\gamma s \sin \omega\gamma^2 s + \gamma \cos \omega\gamma s \cos \omega\gamma^2 s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (60)$$

Mając odpowiedni reper możemy podać równanie na kąt φ

$$\begin{aligned} \chi &= \omega\gamma^2 s = -\psi, \quad \alpha = R\omega\gamma^2 \\ \dot{\varphi} &= \pm \frac{2}{\ell} + R\omega^2\gamma^2 \sin(\varphi - \omega\gamma^2 s) = \pm \frac{2}{\ell} + \alpha \sin(\varphi - \alpha s/R\omega) \end{aligned} \quad (61)$$

3.3 Ruch po okręgu względem galaktyk

Rozważmy teraz ponownie ruch po okręgu z tą różnicą, że wiążemy obserwatora \mathcal{I} z pyłem (galaktykami) w ekspandującym wszechświecie. Sytuacji tej odpowiada metryka Friedmana-Lemaître'a-Robertsona-Walkera (FLRW). Dla uproszczenia zakładamy zerową krzywizną przestrzenną. Tensor metryczny dany jest przez (62)

$$(g_{\mu\nu}) = \text{diag}(1, -a(t)^2, -a(t)^2, -a(t)^2). \quad (62)$$

Warto zauważyć, że dla $a(t) \equiv 1$ metryka ta przechodzi w zwykłą metrykę czasoprzestrzeni Minkowskiego, a zatem można łatwo weryfikować poprawność wyników sprawdzając, czy dla przy przejściu $a(t) \rightarrow 1$ pokrywają się one z otrzymanymi w poprzednim podrozdziale. W dalszej części przyjmujemy następujące oznaczenia

$$a := a(t), \quad a' := \frac{da(t)}{dt}.$$

Dla tej metryki symbole Chrostofella Γ_{ij}^k przedstawiam poniżej w tablicach odpowiednio dla $k = 0, 1, 2, 3$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & aa' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & aa' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & aa' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & \frac{a'}{a} & 0 & 0 \\ \frac{a'}{a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{a'}{a} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{a'}{a} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{a'}{a} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{a'}{a} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Rozważamy więc linie świata cząstki w ruchu po okręgu

$$y^\mu(s) = (t, x, y, z) = (t(s), R \cos \omega t(s), R \sin \omega t(s), 0),$$

gdzie $dt/ds = \gamma = (1 - a^2 R^2 \omega^2)^{-1/2}$. Wtedy czterowektory prędkości i przyspieszenia mają postać

$$u^\mu = \dot{y}^\mu = \frac{dy}{ds} = (\gamma, -R\omega\gamma \sin \omega t, R\omega\gamma \cos \omega t, 0),$$

$$\begin{aligned} (A^\mu) &= \left(\frac{Du^\mu}{ds} \right) = \\ &= (a' a R^2 \omega^2 \gamma^2 (\gamma^2 + 1), -\frac{a'}{a} R \omega \gamma^2 (\gamma^2 + 1) \sin \omega t - R \omega^2 \gamma^2 \cos \omega t, \frac{a'}{a} R \omega \gamma^2 (\gamma^2 + 1) \cos \omega t - R \omega^2 \gamma^2 \sin \omega t, 0) \end{aligned} \quad (63)$$

Właściwe przyspieszenie wynosi

$$\alpha = \sqrt{-A_\mu A^\mu},$$

$$A^\mu A_\mu = -\left(\frac{a'}{a}\right)^2 (\gamma^2 - 1) (\gamma^2 + 1)^2 - a^2 R^2 \omega^4 \gamma^4$$

Konstruując w tym przypadku reper E którego wersory będą spełniać prawo transportu (FW) można konstrukcję przeprowadzić analogicznie do przedstawionej w poprzednim przypadku - czasoprzestrzeni Minkowskiego. Jednakże rachunki można znacząco uprościć wykonując konstrukcję w inny sposób. Mianowicie można stosunkowo łatwo uogólnić wersory uzyskanej wcześniej bazy (60), tak aby tworzyły bazę ortonormalną w metryce (62). Odpowiednia baza jest postaci (64). Jak poprzednio wersory e_1 i e_3 są transportowane wzdłuż linii świata zgodnie z prawem (FW). Wersory e_1 i e_2 zależą od kąta obrotu ψ . Jak metryka FLRW przy $a \rightarrow 1$ przechodzi w metrykę Minkowskiego tak szukany kąt obrotu ψ powinien w granicy $a \rightarrow 1$ przechodzić w kąt znaleziony dla ciała poruszającego się po okręgu w czasoprzestrzeni Minkowskiego. Traktujemy tę granicę jako test poprawności wyników. Wartość ψ można znaleźć żądając, aby wersory e_1 i e_2 spełniały prawo transportu (FW). Wspólne rozwiązanie dla otrzymanych równań różniczkowych można wyrazić przez (65).

$$E_{FLRW} = \begin{pmatrix} e \\ e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -R\omega\gamma \sin \omega t & R\omega\gamma \cos \omega t & 0 \\ aR\omega\gamma \sin \psi & \frac{1}{a} \cos \omega t \cos \psi - \frac{1}{a}\gamma \sin \omega t \sin \psi & -\frac{1}{a} \sin \omega t \cos \psi + \frac{1}{a}\gamma \cos \omega t \sin \psi & 0 \\ aR\omega\gamma \cos \psi & -\frac{1}{a} \cos \omega t \sin \psi - \frac{1}{a}\gamma \sin \omega t \cos \psi & -\frac{1}{a} \sin \omega t \sin \psi + \frac{1}{a}\gamma \cos \omega t \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{a} \end{pmatrix}. \quad (64)$$

$$\psi(s) = \int_0^s -\omega \gamma(s_1)^2 ds_1, \quad \text{gdzie } \gamma(s) = (1 - a(t(s))^2 R^2 \omega^2)^{-1/2}. \quad (65)$$

Mając znaleziony odpowiedni reper możemy obliczyć wielkości potrzebne do równania na fazę zegara φ .

$$\begin{aligned} A \cdot e_1 &= -a' R \omega \gamma (\gamma^2 + 1) \sin \psi + a R \omega^2 \gamma^2 \cos \psi \\ A \cdot e_2 &= -a' R \omega \gamma (\gamma^2 + 1) \cos \psi - a R \omega^2 \gamma^2 \sin \psi \\ \alpha &= a R \omega \gamma \sqrt{a'^2 (\gamma^2 + 1)^2 + \omega^2 \gamma^2} \end{aligned}$$

3.4 Ruch po okręgu wokół czarnej dziury

W układzie obserwatora inercyjnego \mathcal{I} z sferycznym układem współrzędnych (t, r, ϕ, θ) rozważamy linię świata obserwatora \mathcal{Z} w ruchu jednostajnym po okręgu wokół czarnej dziury. Będziemy używać metryki Schwarzschilda, która odpowiada czasoprzestrzeni w pobliżu nierotującej sferycznie symetrycznej masy nieobdarzonej ładunkiem [13]. Element liniowy oraz macierz tensora metrycznego mają postać

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 - r^2 d\theta^2. \quad (66)$$

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2M}{r} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2 \end{pmatrix}. \quad (67)$$

Dla metryki [?] symbole Christoffela Γ_{ij}^k przedstawiam poniżej w tablicach odpowiednio dla $k = 0, 1, 2, 3$

$$\begin{pmatrix} 0 & \frac{M}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ \frac{M}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \frac{M}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{M}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) r \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{r} & 0 \\ 0 & \frac{1}{r} & 0 & \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \\ 0 & 0 & \frac{\cos \theta}{\sin \theta} & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{r} \\ 0 & 0 & -\cos \theta \sin \theta & 0 \\ 0 & \frac{1}{r} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Jak poprzednio rozważamy ruch po okręgu o promieniu R i częstości ω . W rozważanym układzie współrzędnych linię świata można zapisać następująco

$$(y^\mu) = \left(t, R, \omega t, \frac{\pi}{2}\right). \quad (68)$$

Wtedy czterowektor prędkości ma postać

$$(u^\mu) = \left(\frac{dy^\mu}{ds}\right) = (\gamma, 0, \omega\gamma, 0),$$

gdzie $\gamma = dt/ds$. Z danego elementu liniowego (66), po uwzględnieniu (68), możemy odczytać

$$\gamma = \frac{dt}{ds} = \sqrt{1 - \frac{2M}{R} - R^2 \omega^2}$$

Wyznaczamy czteroprzyspieszenie oraz przyspieszenie właściwe

$$(A^\mu) = \left(0, -\frac{R\omega^2}{1 - R^2\omega^2}, 0, 0\right)$$

$$\alpha = \sqrt{-A \cdot A} = \frac{R\omega^2}{1 - R^2\omega^2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2}$$

Ponownie skorzystamy z bazy wyznaczonej wcześniej dla przypadku czasoprzestrzeni Minkowskiego i uogólnimy ją w ten sposób, aby była unormowana i spełniała prawo transportu (FW). Takie postępowanie daje nam łatwy sposób sprawdzania poprawności obliczeń, gdyż dla $M = 0$ wyniki powinny przechodzić w przypadek bez grawitacji, czyli czasoprzestrzeń Minkowskiego. W pierwszym kroku musimy przetransformować wektory bazy (60) do współrzędnych sferycznych. Na potrzeby tej transformacji współrzędne kartezjańskie oznaczmy przez x^i , natomiast współrzędne sferyczne przez \tilde{x}^i . Współrzędne wektorów transformują się kontrawariantnie [14] co można zapisać jako

$$\tilde{v}^i = \frac{\partial \tilde{v}^i}{\partial v^j} v^j.$$

Współrzynnik tej transformacji obliczamy w punkcie należącym do rozważanej tu linii świata. Baza (60) we współrzędnych sferycznych ma zatem postać

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & \gamma\omega & 0 \\ R\omega\gamma \sin \psi & \cos \psi & \frac{\gamma}{R} \sin \psi & 0 \\ R\omega\gamma \cos \psi & -\sin \psi & \frac{\gamma}{R} \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{R} \end{pmatrix}.$$

Powyższa baza, rozważana w czasoprzestrzeni z metryką Schwarzschilda, nie jest ortonormalna. Można jednak stosunkowo łatwo uogólnić ją w ten sposób aby ortonormalna była

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & \gamma\omega & 0 \\ R\omega\gamma \sin \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2} & \cos \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2} & \frac{\gamma}{R} \sin \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2} & 0 \\ R\omega\gamma \cos \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2} & -\sin \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2} & \frac{\gamma}{R} \cos \psi \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{R} \end{pmatrix}.$$

Odpowiedni kąt obrotu ψ znajdujemy za pomocą prawa transportu (FW). Dają one równania różniczkowe (jak poprzednio zakładamy $\psi(0) = 0$), które mają wspólne rozwiązanie dane przez (70).

$$\psi = -\omega\gamma^2 s \left(1 - \frac{3M}{R}\right). \quad (69)$$

Mając odpowiedni reper ruchomy znajdujemy równanie na fazę zegara (??)

$$\begin{aligned} \chi = -\psi &= \omega\gamma^2 s \left(1 - \frac{3M}{R}\right), \quad \alpha = \frac{R\omega^2}{1 - R^2\omega^2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2} \\ \dot{\varphi} &= \pm \frac{2}{\ell} + \frac{R\omega^2}{1 - R^2\omega^2} \left(1 - \frac{2M}{R}\right)^{-1/2} \sin \left(\varphi - \omega\gamma^2 s \left(1 - \frac{3M}{R}\right)\right) \end{aligned} \quad (70)$$

4 Analiza równania fazy zegara

W tej części przeprowadzimy analizę równania na fazę zegara wyprowadzonego w poprzedniej części. Interesującym nas parametrem jest przybliżenie właściwe, będące miarą przyspieszenia jakie działa na obiekt.

4.1 Zegar w przypadku stałego przyspieszenia

Zakładamy stałe przyspieszenie właściwe α . Wtedy czterowektor przyspieszenia określony jest przez parametr χ

Założmy szczególną postać $\chi(s) = ps + q$, gdzie $p, q = \text{const}(s)$. Do rozwiązania równania stosujemy wtedy podstawienie (71)

$$\Phi = \varphi - \chi, \quad (71)$$

$$\frac{d\Phi}{ds} = \frac{d\varphi}{ds} - p \quad (72)$$

$$\frac{d\Phi}{ds} = \pm \frac{2}{\ell} - p + \alpha \sin(\Phi)$$

$$ds = \frac{d\Phi}{\pm \frac{2}{\ell} - p + \alpha \sin(\Phi)}$$

Całkując prawą stronę powyższej równości stosujemy podstawienie $x = \text{tg}(\Phi/2)$. Dla uproszczenia stosujemy oznaczenia $B = \pm \frac{2}{\ell} - p$, $C = \sqrt{1 - \frac{\alpha^2}{B^2}}$

$$s + s_0 = \frac{2}{BC} \arctg \left(\frac{\text{tg}(\Phi/2)}{C} + \frac{\alpha}{BC} \right),$$

$$\varphi = ps + q + 2\operatorname{arctg}\left(C\operatorname{tg}(BC(s + s_0)/2) - \frac{\alpha}{B}\right)$$

Zauważmy, że dla $\alpha \rightarrow 0$ rozwiązanie jest postaci (73). To znaczy, że w przypadku ruchu bez przyspieszeń nasz model zegara mierzy czas własny s .

$$\varphi = \pm \frac{2}{\ell}s + \operatorname{const}. \quad (73)$$

Zakładając warunek początkowy postaci $\varphi(0) = -\pi/2$, czyli $\Phi(0) = -\pi/2 - q$ możemy wyznaczyć stałą całkowania s_0 .

$$s_0 = \frac{2}{BC}\operatorname{arctg}\left(-\frac{1}{C}\operatorname{tg}(q/2 + \pi/4) + \frac{\alpha}{BC}\right), \quad (74)$$

4.1.1 Rozwiązanie przybliżone

Interesuje nas jak rozwiązanie zachowuje się dla małych przyspieszeń. Rozwiążemy równanie (45) stosując rachunek zaburzeń ze względu na parametr α . W tym celu zapisujemy ϕ oraz χ w postaci szeregów (75) (76). W równaniu (45) zapisujemy sinus w postaci szeregu (77). Następnie wstawiamy rozwinięcia ϕ i χ do uzyskanego równania i porządkujemy wyrazy ze względu na α , odrzucając wyrazy $O(\alpha^2)$. Separujemy równanie ze względu na α dostając równania (78), których rozwiązania wyglądają następująco (79). Ostatecznie szukane przez nas rozwiązanie ma postać (80).

$$\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \varphi_n, \quad (75)$$

$$\chi = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \chi_n \quad (76)$$

$$\dot{\varphi} \mp \frac{2}{\ell} - \alpha \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(\phi - \chi)^{2n+1}}{(2n+1)!} = 0 \quad (77)$$

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_0 = \pm \frac{2}{\ell}, & \varphi_0(0) = -\frac{\pi}{2}, \\ \dot{\varphi}_1 = \sin(\varphi_0 - \chi_0), & \varphi_1(0) = 0. \end{cases} \quad (78)$$

$$\begin{cases} \varphi_0 = \pm \frac{2}{\ell}s - \frac{\pi}{2}, \\ \varphi_1 = -\alpha \int_0^s \cos(2s_1/\ell - \chi_0(s_1))ds_1. \end{cases} \quad (79)$$

$$\varphi = \pm \frac{2}{\ell}s - \frac{\pi}{2} + \alpha \int_0^s \cos(\pm 2s_1/\ell - \chi_0(s_1))ds_1 + O(\alpha^2). \quad (80)$$

Z rozwiązania przybliżonego (80) wiemy, że dla małych przyspieszeń nasz model zegara dobrze mierzy czas własny s . Przyspieszenie charakterystyczne dla którego efekto powinien mieć istotny wpływ to (81). Wpływ zaburzenia φ_1 na działanie zegara jest rzędu (82).

$$\alpha_c = \frac{2}{\ell} \quad (81)$$

$$\epsilon = \frac{\alpha}{\alpha_c} \quad (82)$$

4.1.2 Ruch jednostajnie przyspieszony

W przypadku relatywistycznego odpowiednika ruchu jednostajnie przyspieszonego mamy $\chi = \pi$ oraz $\alpha = \text{const.}$ W takim przypadku faza φ jest równa (83), a przybliżenie dla małych przyspieszeń dane przez (84).

$$\varphi = \pi + 2\text{arctg} \left(\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \ell^2}{4}} \text{tg} \left(\pm \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \ell^2}{4}} (s + s_0) / \ell \right) \mp \frac{\alpha \ell}{2} \right) \quad (83)$$

$$s_0 = \pm \ell \text{arctg} \left(\left(1 \pm \frac{\alpha \ell}{2} \right) / \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \ell^2}{4}} \right) / \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \ell^2}{4}}$$

$$\varphi = \pm \frac{2}{\ell} s - \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha \ell}{2} \sin(2s/\ell) + O(\alpha^2). \quad (84)$$

4.1.3 Ruch po okręgu

W przypadku ruchu po okręgu o promieniu R z częstością ω mamy $\chi = \omega \gamma^2 s$ oraz $\alpha = R \omega^2 \gamma^2$. W takim przypadku faza φ jest równa (85), a przybliżenie dla małych przyspieszeń dane przez (86).

$$\varphi = \omega \gamma^2 s + 2\text{arctg} \left(\sqrt{1 - \frac{R^2 \omega^4 \gamma^4}{(\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2)^2}} \text{tg} \left(\left(\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2 \right) \sqrt{1 - \frac{R^2 \omega^4 \gamma^4}{(\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2)^2}} (s + s_0) / 2 \right) - \frac{\alpha}{\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2} \right) \quad (85)$$

$$s_0 = \frac{2}{\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2} \text{arctg} \left(\left(\frac{\alpha}{\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2} - 1 \right) / \sqrt{1 - \frac{R^2 \omega^4 \gamma^4}{(\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2)^2}} \right) / \sqrt{1 - \frac{R^2 \omega^4 \gamma^4}{(\pm \frac{2}{\ell} - \omega \gamma^2)^2}},$$

$$\varphi = \pm \frac{2}{\ell} s - \frac{\pi}{2} + \frac{R \omega^2 \gamma^2}{\pm 2/\ell - \omega \gamma^2} \sin((\pm 2/\ell - \omega \gamma^2)s) + O(\alpha^2). \quad (86)$$

4.2 Analiza modelu pod kątem pomiaru

Najprostszym obiektem, dla którego można użyć tego modelu wydaje się być elektron. Wiemy, że dla małych przyspieszeń hipoteza zegara wydaje się być spełniona []. W tej części oszacujemy rząd wielkości przyspieszenia dla którego spodziewamy się obserwowalnych odstępstw od hipotezy zegara. Za ℓ możemy podstawić wielkość o wymiarze metra charakterystyczną dla elektronu - długość komptonowską (87). Wtedy przyspieszenie charakterystyczne dla elektronu wynosi (88). Dla porównania energie elektronów otrzymywane w akceleratorach liniowych są rzędu kilku-kilkunastu GeV. Dla szacowania przyjmijmy gradient przyspieszenia rzędu kilku GeV/m [15]. Rząd wielkości przyspieszenia szacujemy jako (89). Porównując rzędy wielkości stwierdzamy, że efekty raczej nie będą obserwowalne.

$$\lambda_e \approx 2,426 \cdot 10^{-10} \text{cm} \quad (87)$$

$$\alpha_c \approx 8,244 \cdot 10^9 \text{cm}^{-1} \quad (88)$$

$$\alpha \approx 10^2 \text{cm}^{-1} \quad (89)$$

Komptonowska długość protonu wnosi (90). Przyspieszenie charakterystyczne dla protonu wynosi (91). Energie protonów osiągnęte w CERN są rzędu 7TeV [16]. proton doświadczy wtedy przyspieszenia rzędu (92). Porównując rzędy wielkości przyspieszeń stwierdzamy, że jesteśmy daleko od możliwych obserwacji

$$\lambda_p \approx 1,321 \cdot 10^{-13} \text{cm} \quad (90)$$

$$\alpha_c \approx 7,57 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-1} \quad (91)$$

$$\alpha \approx 124 \text{cm}^{-1} \quad (92)$$

Załączniki

A Dodatek matematyczny

A.1 Równoważność warunków transportu Fermiego-Walkera

Zakładamy, że y - linia świata wzdłuż której wykonujemy transport. Oznaczamy

$$u = \frac{dy}{ds}, \quad A = \frac{Du}{ds} \quad (93)$$

$$R(v) = (\quad (94)$$

Pokażemy, że następujące warunki są równoważne:

1.

$$P \left(\frac{DP(v)}{ds} \right) + R \left(\frac{DR(v)}{ds} \right) = 0 \quad (95)$$

2.

$$\frac{Dv}{ds} + (v \cdot A)u - (v \cdot u)A = 0, \quad (96)$$

Literatura

- [1] L. Landau, E. Liřic, and S. Bażański, *Krótki kurs fizyki teoretycznej: Mechanika, Elektrodynamika*. No. t. 1, Państwowe Wydaw. Naukowe, 1978.
- [2] A. Staruszkiewicz, “Fundamental relativistic rotator,” *Acta Phys. Pol. B*, pp. 18–20, 01 2008.
- [3] S. C. Fletcher, “Light clocks and the clock hypothesis,” *Foundations of Physics*, vol. 43, pp. 1369–1383, Nov 2013.
- [4] J. West, “A light clock satisfying the clock hypothesis of special relativity,” *European Journal of Physics*, vol. 28, no. 4, p. 693, 2007.
- [5] H. Ohanian and R. Ruffini, *Gravitation and Spacetime*. Cambridge University Press, 2013.
- [6] J. Polchinski, *String Theory*, vol. 1 of *Cambridge Monographs on Mathematical Physics*. Cambridge University Press, 1998.
- [7] J. Synge, *Relativity: the general theory*. Series in physics, North-Holland, 1960.
- [8] J. Maluf and F. Faria, “On the construction of fermi–walker transported frames,” *Ann. Phys. (Berlin)*, vol. 17, pp. 326–335, 2008.
- [9] L. Costa and J. Natário, “Inertial forces in general relativity,” vol. 600, 2015. cited By 1.
- [10] A. Ashtekar and V. Petkov, *Springer handbook of spacetime*. 2014. cited By 8.
- [11] A. Staruszkiewicz, *Algebra i geometria*. Wykłady dla fizyków, Wydaw. Miniatura, 1993.
- [12] *Czasoprzestrzeń i grawitacja*.
- [13] J. Hartle, *Grawitacja: Wprowadzenie do ogólnej teorii względności Einsteina*. Wyd. Uniwersytetu Warszawskiego, 2016.
- [14] R. Ingarden and A. Jamiołkowski, *Elektrodynamika klasyczna*. PWN, 1980.
- [15] H. S. Ghotra and N. Kant, “Electron acceleration by a chirped laser pulse in vacuum under the influence of magnetic field,” *Optical Review*, vol. 22, pp. 539–543, Aug 2015.
- [16] “The accelerator complex.” <https://home.cern/about/accelerators>. Dostęp: 2018-05-15.