VII.7. Transformacje Lorentza – „przekształcenia Einsteina-Lorentza”.

W opracowanej przez siebie teorii elektronowej H.A.Lorentz posługiwał się modelem eteru, przy czym niemożność wykrycia ruchu absolutnego w doświadczeniu Michelsona-Morleya tłumaczył „skracaniem się ciał wzdłuż kierunku ich ruchu”[1].

Zauważmy, że równanie **(VII.6.1.)** wynika z prostej geometrii trójkąta prostokątnego. Załóżmy, że promień światła biegnie z punktu **P** do zwierciadła **B** poruszającego się z prędkością **v**, jak to pokazano na rys. **VII.7.1.** Porównaj też z rys. **VII.5.2.**

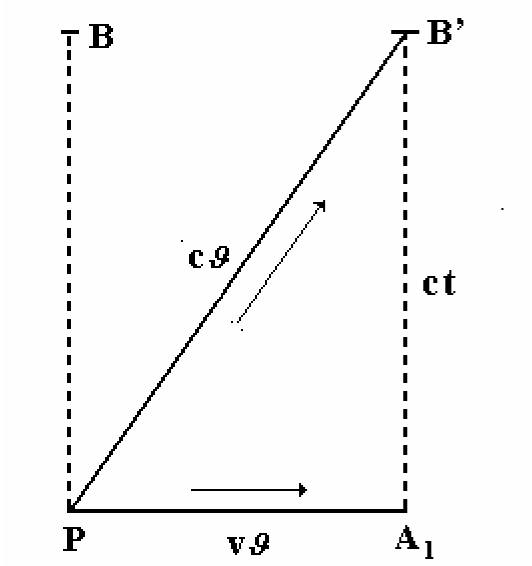

Fig. VII.7.1. „Skrócenia” Fitzeralda-Lorentza-Einsteina.

Gdyby zwierciadło było nieruchome w punkcie **B**, to światło przebyłoby odległość **PB** taką, że: $\mathbf{PB} = l = \mathbf{c} \cdot \mathbf{t}$.

Jeżeli jednak zwierciadło (wraz z interferometrem) porusza się z prędkością **v**, to światło odbije się od zwierciadła znajdującego się w miejscu **B’**. Z rys. **VII.7.1**, znajdujemy:

$$(\mathbf{c}\vartheta)^2 = (\mathbf{ct})^2 + (\mathbf{v}\vartheta)^2 \qquad \textbf{(VII.7.1.)}$$

Dzieląc stronami powyższe równanie przez $(\mathbf{c}\vartheta)^2$, mamy:

$$1 = \left(\frac{\mathbf{t}}{\vartheta}\right)^2 + \left(\frac{\mathbf{v}}{\mathbf{c}}\right)^2$$

A z powyższego

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{t} &= \vartheta\sqrt{1-\beta^2} \\ l &= \mathbf{ct} = \mathbf{c}\vartheta\sqrt{1-\beta^2} = \mathbf{L}\sqrt{1-\beta^2} \end{aligned}\right\} \qquad \textbf{(VII.7.2.)}$$

oraz:

[1] H.A. Lorentz, Proc. R. Acad. Sci., Amsterdam, **1**, 427 (1899); **6**, 809 (1904).

$$\left.\begin{aligned} \vartheta &= \frac{t}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ L = c\vartheta &= \frac{ct}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned}\right\} \qquad \textbf{(VII.7.3.)}$$

Zależności **(VII.7.3.)** znane są jako transformacje H.A. Lorentza[2].

„Przekształcenia Einsteina-Lorentza”.

Zauważmy że, czas ϑ można podzielić na dwie części, na przykład: $(\beta \cdot \vartheta)$ oraz $[\vartheta - (\beta \cdot \vartheta)]$.
Podobnie, odległość $L = c\vartheta$ także można podzielić na dwie części: $(\beta \cdot L)$ oraz $[L - (\beta \cdot L)]$.
Z kolei, po jednym z powyższych „kawałków” można – a nawet należy – przedstawić „całemu światu” jako „wybitne osiągnięcie naukowe”. Na przykład, w postaci:

$$\tau_1 = [\vartheta - (\beta \cdot \vartheta)] = \frac{t}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{\beta \cdot t}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t - \frac{v}{c^2} l}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \textbf{(VII.7.4.)}$$

A także:

$$\lambda_1 = [L - (\beta \cdot L)] = [c\vartheta - (\beta \cdot c\vartheta)] = \frac{ct(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \textbf{(VII.7.5.)}$$

Zależności **(VII.7.4.)** oraz **(VII.7.5.)** zwane są transformacjami Lorentza, a także zwane są „przekształceniami Einsteina-Lorentza”[3].
Tak więc, według „przekształceń Einsteina-Lorentza”, światło nie przebywa odległości $L = c\vartheta$ **(Eq. VII.7.3.)**, lecz przemierza krótszą odległość λ_1 **(Eq. VII.7.5.)** w kierunku **B,** i w czasie τ_1 **(Eq. VII.7.4.)** krótszym od czasu ϑ **(Eq. VII.7.3.)**.

Transformacje „wzajemnej kompensacji”.

Zauważmy, że transformacje **(VII.7.3.)** H.A. Lorentza można otrzymać wprost z transformacji **(I.1.9.), (I.1.10.)** oraz **(I.1.11.)** Zenona z Elei. I mamy:

$$\left.\begin{aligned} \vartheta &= \sqrt{t_1 \cdot t_2} = \frac{t}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ L &= \sqrt{l_1 \cdot l_2} = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned}\right\}$$

co znane jest z geometrii (euklidesowej!)[4], a przezywane przez… „efektem poprzecznym”.

---

[2] Hendrix Antoon, (1853-1928), fizyk holenderski, prof. uniwersytetu w Lejdzie, dyr. Instytutu Teylera w Haarlemie; prace z zakresu zjawisk elektromagnetycznych i optycznych; nagroda Nobla w 1902 r..

[3] A.P. French, *Principles of Modern Physics,* John Wiley & Sons, Inc. 1958; tłum. polskie: Zasady fizyki współczesnej, PWN, 1960, str. 160.

[4] jeżeli przez punkt leżący wewnątrz okręgu poprowadzone są cięciwy, to iloczyn odcinków każdej cięciwy jest stały i równa się kwadratowi połowy cięciwy prostopadłej do średnicy przechodzącej przez dany punkt.

A także, mamy:

$$\left.\begin{aligned}\tau_1 = t\sqrt{\frac{t_2}{t_1}} = t\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{t(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t-\frac{v}{c^2}l}{\sqrt{1-\beta^2}} = [\vartheta-(\beta\cdot\vartheta)]\\ \tau_2 = t\sqrt{\frac{t_1}{t_2}} = t\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{t(1+\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t+\frac{v}{c^2}l}{\sqrt{1-\beta^2}} = [\vartheta+(\beta\cdot\theta)]\end{aligned}\right\}\qquad \textbf{(VII.7.6.)}$$

oraz:

$$\left.\begin{aligned}\lambda_1 = l\sqrt{\frac{l_2}{l_1}} = l\sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} = \frac{l(1-\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l-vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = [L-(\beta\cdot L)]\\ \lambda_2 = l\sqrt{\frac{l_1}{l_2}} = l\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} = \frac{l(1+\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l+vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = [L+(\beta\cdot L)]\end{aligned}\right\}\qquad \textbf{(VII.7.7.)}$$

Ponieważ: $\sqrt{\frac{t_1}{t_2}} \le 1$; $\sqrt{\frac{t_2}{t_1}} \ge 1$; $\sqrt{\frac{l_1}{l_2}} \le 1$ oraz $\sqrt{\frac{l_2}{l_1}} \ge 1$

są liczbami niemianowanymi, to przed pierwiastkami należy odpowiednio wstawić **t** oraz ***l*** .

Zauważmy, że panom Fitzgeraldowi-Lorentzowi-Einsteinowi tylko się „skraca" wzdłuż kierunku ruchu według zależności **(VII.7.4.)** oraz **(VII.7.5.)**.
Ale nam się też… „wydłuża"! Też wzdłuż kierunku ruchu **(Eqs VII.7.6. and VII.7.7.)**.
I w ten oto „prosty sposób" jesteśmy… „ wzajemnie skompensowani"!