

X.7. System heliocentryczny Janusza B. Kępy.

Zauważmy, że według teorii geocentrycznej oraz heliocentrycznej, odpowiednio Ziemia lub Słońce są absolutnie nieruchome w Kosmosie. Z warunku tego wprost wynika, że orbity planet powinny być homocentrycznymi okręgami o wspólnym środku (Ziemia lub Słońce). Tym samym, odległości tych planet od Ziemi lub Słońca, odpowiednio do tych teorii, nie powinny ulegać zmianom.

Jednak wprost z obserwacji wynikało, że właśnie odległości planet od Ziemi lub Słońca ulegają zmianom. W celu wyjaśnienia powyższego, w systemach geocentrycznych, a także w systemie heliocentrycznym Mikołaja Kopernika przyjmuje się, że orbity planet są ekscentrycznymi okręgami.

Frederic William Herschel wykazał, że nasz układ planetarny jako całość porusza się ruchem translacyjnym w Kosmosie.

Jest wręcz oczywiste, że ruch translacyjny układu planetarnego jako całości powinien mieć wpływ na kształt orbit.

Transformacje odległości dla układu poruszającego się obserwatora.

Odległość r światło przebywa w **A-space** (Kosmosie) w czasie τ takim, że: $r = c \cdot \tau$. Z kolei, jeżeli w poruszającym się układzie obserwatora **O** sygnał przebędzie odległość $r = u \cdot t$ w kierunku δ , to w tym samym czasie t , sygnał przebędzie w **A-space** odległość $\Lambda_\gamma = c \cdot t$ w kierunku γ (**Fig. VIII.1.1.**). Mamy więc:

$$\left. \begin{aligned} r &= c \cdot \tau = u \cdot t \\ \Lambda_\gamma &= c \cdot t \end{aligned} \right\}$$

A z powyższego:

$$K_\gamma = \frac{u}{c} = \frac{\tau}{t} = \frac{c \cdot \tau}{c \cdot t} = \frac{r}{\Lambda_\gamma}$$

Oczywiście, odległość Λ_γ obserwowana jest jako odległość Λ_δ w kierunku δ , a to ze względu na efekt Bradleya.

Dla odległości r przebywanej przez światło w kierunku δ obserwatora **O**, i według transformacji (**VIII.1.2.**), mamy:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_\delta &= \frac{r}{K_\delta} = \frac{r}{-\beta \cos \delta + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta}} \\ \Lambda_\gamma &= \frac{r}{K_\gamma} = \frac{r}{\sqrt{1 - 2\beta \cos \gamma + \beta^2}} \\ t &= \frac{\tau}{K_\gamma} = \text{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.1.})$$

Spełniona jest więc **L**-transformacja według zależności (**VIII.2.7.**).

Podobnie, dla odległości r przebywanej przez światło w kierunku δ obserwatora, według transformacji (**VIII.1.5**) mamy:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_{\delta}^i &= \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{K}_{\delta}^i} = \frac{\mathbf{r}}{\beta \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \delta_i}} \\ \Lambda_{\gamma}^i &= \frac{\mathbf{r}}{\mathbf{K}_{\gamma}^i} = \frac{\mathbf{r}}{\sqrt{1 + 2\beta \cos \gamma_i + \beta^2}} \\ \mathbf{t} &= \frac{\tau}{\mathbf{K}_{\gamma}^i} = \textit{invariant} \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.2.})$$

Układ dwu ciał o równych masach.

Rozpatrzmy przypadek gdy dwa ciała o równych masach \mathbf{m} rotują wokół wspólnego środka mas \mathbf{C} . Jeżeli środek mas \mathbf{C} jest absolutnie nieruchomy w układzie absolutnym, to ciała o równych masach \mathbf{m} rotują w odległościach \mathbf{r} od wspólnego środka mas \mathbf{C} . Odległość \mathbf{r} , równą promieniowi orbity gdy układ jest nieruchomy, można przyjąć jako odległość jednostkową w tym układzie. Odległość między tymi ciałami wynosi $2\mathbf{r}$.

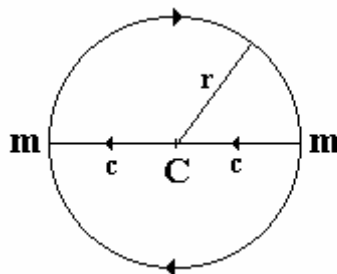


Fig. X.7.1. Ruch wokół wspólnego środka mas \mathbf{C} dwu ciał o równych masach \mathbf{m} .
Środek mas \mathbf{C} jest nieruchomy w Kosmosie: $\beta_{\mathbf{C}} = 0$.

Załóżmy, że układ ten jako całość porusza się z prędkością \mathbf{v} w **A-space** (Fig. X.7.2.). Jednak stałą prędkość \mathbf{v} ma tylko środek mas \mathbf{C} . Natomiast, prędkość orbitalna planety \mathbf{m} jest złożeniem (wektorowym) prędkości orbitalnej gdy układ jest nieruchomy (Fig. X.7.1.) oraz prędkości translacyjnej $\bar{\mathbf{v}}$ układu. Oznacza to, że orbita planety \mathbf{m} ulegnie odkształceniu. Kształt orbity można skutecznie określić rozpatrując ruch sygnału od planety \mathbf{m} do środka mas \mathbf{C} i z kolei ruch sygnału od środka mas \mathbf{C} do drugiej planety \mathbf{m} . Wartość bezwzględną odległości między tymi dwoma ciałami o równych masach \mathbf{m} możemy obliczyć z transformacji (X.7.1.) oraz (X.7.2.), i mamy:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{L}_{\delta} &= \Lambda_{\delta} + \Lambda_{\delta}^i \\ \mathbf{L}_{\gamma} &= \Lambda_{\gamma} + \Lambda_{\gamma}^i \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.3.})$$

Należy tu zaznaczyć, że odległość \mathbf{L}_{δ} jest odległością „widzianą” w kierunku δ . Natomiast odległość \mathbf{L}_{γ} w kierunku γ jest rzeczywistą odległością między rotującymi wokół wspólnego środka mas \mathbf{C} ciałami o masach \mathbf{m} . Odległości \mathbf{L}_{δ} oraz \mathbf{L}_{γ} w dowolnych kierunkach wyznaczają orbity w kształcie owali (Fig. X.7.2.).

Zauważmy, że kształt orbit jest ładząco podobny do elips (I prawo J. Keplera). Jednak nie są to elipsy, lecz owale.

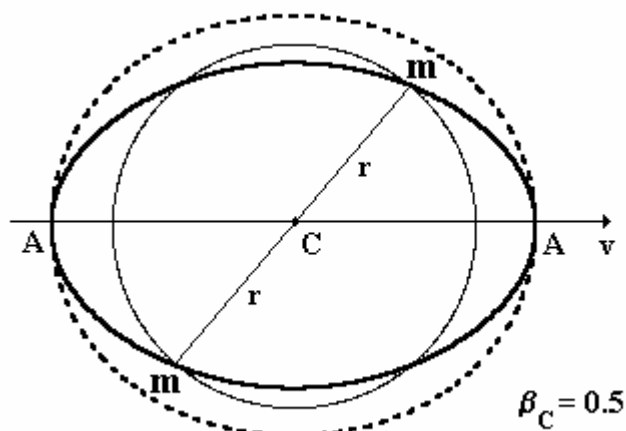


Fig. X.7.2. Kształt orbit względem wspólnego środka mas C .

a) rzeczywisty kształt orbity (linia ciągła pogrubiona);

b) „widziany” kształt orbity (linia przerywana).

Występują dwie równe sobie skrajne odległości (*aphelium*) między ciałami o równych masach m .

Układ dwu ciał o nierównych masach.

Niech wokół wspólnego środka mas C rotują dwa ciała o nierównych masach.

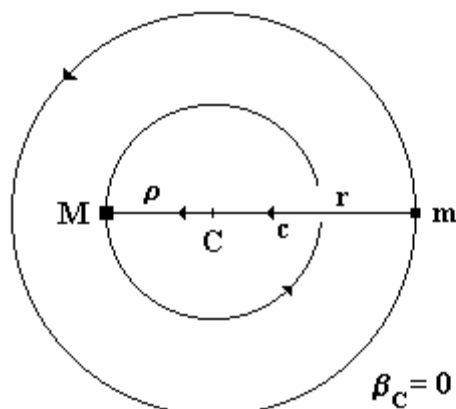


Fig. X.7.3. Ruch wokół wspólnego środka mas C ciał materialnych o masach M oraz m .

Sygnal o prędkości absolutnej c biegnie od ciała m do ciała M .

W takim przypadku, spełniony jest warunek równości momentów mas, i mamy:

$$\frac{m}{M} = \frac{\rho}{r}$$

Należy też przy tym uwzględnić, że dla $M \geq m$ spełniony jest warunek: $\rho \leq r$.

Jeżeli na przykład $M = 2m$ to należy uwzględnić, że $\rho = 0.5 r$.

Gdy układ ten nie porusza się ruchem translacyjnym w Kosmosie, to odległość między ciałami M oraz m wynosi $d = r + \rho$ (Fig. X.7.3.).

Jeżeli układ ten porusza się z prędkością translacyjną v , to kształt orbit (Fig. X.7.4.) określony jest przez zależności od (X.7.1.) do (X.7.3).

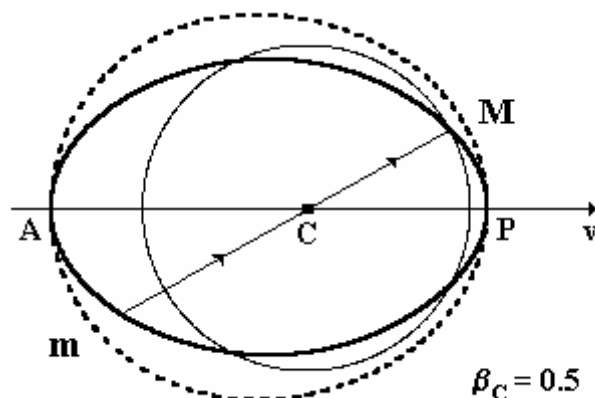


Fig. X.7.4. Kształt orbit gdy $M = 2m$.

Porównując powyższe z rys. (X.7.2.) widzimy, że środek mas C jest przesunięty w kierunku ruchu układu jako całości. Tym samym, można wyróżnić dwie nierówne sobie skrajne odległości: *perihelium* oraz *aphelium*.

Ruch orbitalny względem Słońca.

Według teorii Arystarcha z Samos wokół nieruchomego Słońca krążą planety po heliocentrycznych kołowych orbitach.

Oznacza to, że masa M Słońca jest tak duża, że środek mas leży wewnątrz Słońca.

Powyższe zgadza się z późniejszymi obserwacjami.

W takim przypadku, spełniony jest warunek: $\rho = 0$ oraz (Eqs X.7.3.):

$$\left. \begin{aligned} L_{\delta} &= \Lambda_{\delta}^i \\ L_{\gamma} &= \Lambda_{\gamma}^i \end{aligned} \right\}$$

Z tego względu, ciało o masie m krąży wokół ciała o masie M , a nie odwrotnie. Oznacza to też, że kierunek siły dośrodkowej jest do ciała M .

Powyższe można też przedstawić równoważnie, że sygnał biegnie od ciała m do ciała M . Tym samym, ruch obiektu m odnoszony jest względem obiektu M .

Jeżeli układ ten porusza się ruchem translacyjnym z prędkością v , to orbita planety m ulegnie odkształceniu.

Kształt orbit (**Fig. X.7.5.**) można wykreślić według zależności (X.7.2.).

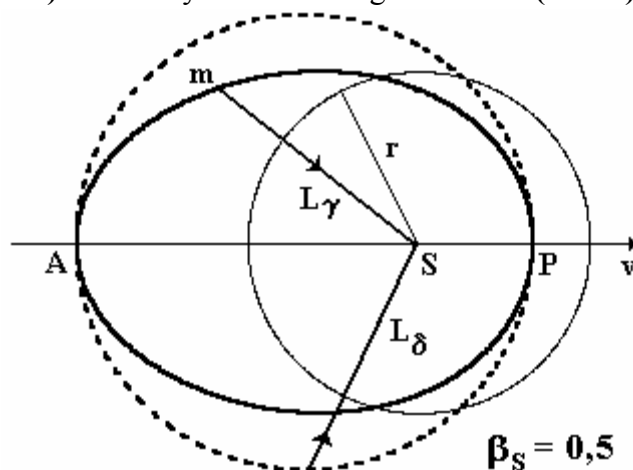


Fig. X.7.5. Orbitsy planet, według:

- a) teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos (koncentryczne okręgi o promieniach r);
- b) systemu heliocentrycznego Mikołaja Kopernika (ekscentryczne okręgi o promieniach R);

e) systemu heliocentrycznego Janusza B. Kępki (owale w kształcie jajka).

Bezpośrednio obserwowana jest orbita jako ekscentryczny okrąg (Nicolas Copernicus). Uwzględniając dobrze znany efekt Bradleya, znajdujemy, że w rzeczywistości orbita planety jest owalem w kształcie jajka.

Powyżej przedstawiliśmy kształt orbit dla $\beta_S = 0.5$. Jest to równoważne założeniu, że układ planetarny porusza się w Kosmosie z prędkością równą połowie prędkości światła *in vacuo*. W rzeczywistości, prędkość naszego układu planetarnego jest znacznie mniejsza, a tym samym znacznie mniejsze odkształcenie orbit planetarnych, jak to przykładowo pokazano na rysunku poniżej.

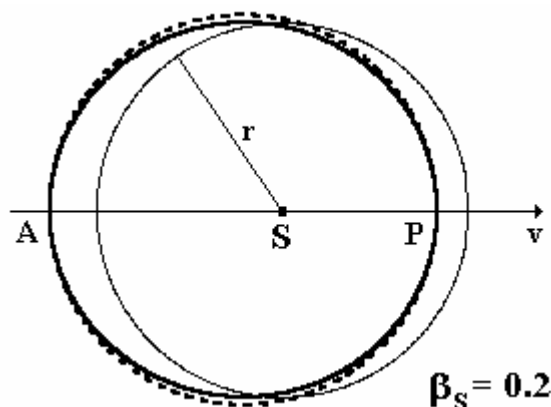


Fig. X.7.6. Dla małych prędkości β_S kształt orbit planetarnych

jest bardzo zbliżony do ekscentrycznego okręgu o promieniu r .

Zauważmy, że punkty *perihelium* P oraz *aphelium* A są punktami wspólnymi owalu według systemu J.B. Kępki oraz ekscentrycznego okręgu według systemu M. Kopernika. Z transformacji (X.7.2.), znajdujemy:

$$\left. \begin{aligned} L_P &= \frac{r}{1 + \beta_S} & (\delta = \gamma = 0) \\ L_A &= \frac{r}{1 - \beta_S} & (\delta = \gamma = \pi) \end{aligned} \right\} \quad (X.7.4.)$$

Z powyższych zależności znajdujemy:

$$\sqrt{L_A \cdot L_P} = L^* = \frac{r}{\sqrt{1 - \beta_S^2}} \quad (X.7.5.)$$

i jest to t.zw. „efekt poprzeczny” w układzie poruszającego się obserwatora.

Odległość L^* jest obserwowana w kierunku prostopadłym do toru ruchu Słońca, czyli dla kąta obserwacji $\delta = \pi/2$ (Fig. X.7.5.).

Dla tego warunku, z zależności (X.7.2.) znajdujemy też zależność (X.7.5.).

Odległości L_P w *perhelium* oraz L_A w *aphelium* można wyznaczyć z doświadczenia.

Z zależności (X.7.4.) oraz (X.7.5.) możemy znaleźć odległość r Ziemi od Słońca dla orbity ściśle kołowej (Fig. X.7.5.) według teorii heliocentrycznej Arystarcha z Samos:

$$r = \sqrt{(L_A \cdot L_P) \cdot (1 - \beta_S^2)} = 2 \frac{L_A \cdot L_P}{L_A + L_P} = 149,6 \cdot 10^9 \text{ m} \quad (X.7.6.)$$

gdzie: $L_A = 152,1 \cdot 10^9 \text{ m}$, oraz $L_P = 147,1 \cdot 10^9 \text{ m}$.

Oczywiście, promień R ekscentrycznego okręgu jest taki, że: $2R = L_A + L_P$.

Mamy więc, także: $r \cdot R = L_A \cdot L_P$. A także: $R > r$.

Prędkości orbitalne.

Oddziaływanie wzajemne F (prawo grawitacji I. Newtona) między ciałami o masach M oraz m równoważone jest siłą bezwładności D :

$$F = G \frac{M \cdot m}{L_\gamma^2} = \frac{m \cdot w_\gamma^2}{L_\gamma}$$

gdzie L_γ określone jest przez transformacje (X.7.2).

Z powyższego, znajdujemy:

$$w_\gamma^2 \cdot L_\gamma = w_\gamma^2 \cdot \frac{r}{K_\gamma^i} = G \cdot M = \text{constant}$$

Ponieważ: $K_\gamma = K_\delta$, to mamy także (Eqs X.7.2.):

$$\left. \begin{aligned} w_\gamma^2 \cdot r &= GM \sqrt{1 + 2\beta_S \cos \gamma_i + \beta_S^2} \\ w_\delta^2 \cdot r &= GM \left[\beta_S \cos \delta_i + \sqrt{1 - \beta_S^2 \sin^2 \delta_i} \right] \end{aligned} \right\} \quad (\text{X.7.7})$$

I tak na przykład, prędkości Ziemi w perihelium oraz w aphelium są takie, że:

$$\left. \begin{aligned} w_A^2 \cdot r &= GM(1 + \beta_S) & \gamma_i = \delta_i = 0 & \left. \vphantom{w_A^2} \right\} \text{perihelium} \\ w_P^2 \cdot r &= GM(1 - \beta_S) & \gamma_i = \delta_i = \pi & \left. \vphantom{w_P^2} \right\} \text{aphelium} \end{aligned} \right\}$$

Z powyższego, oraz uwzględniając zależność (X.7.4.) oraz (X.7.6.), znajdujemy:

$$\beta_S = \frac{w_A^2 - w_P^2}{w_A^2 + w_P^2} = \frac{L_A - L_P}{L_A + L_P} \approx 0.016711229 \quad (\text{X.7.8.})$$

Tak więc prędkość translacyjna Słońca wynosi ok. **5 000 km/s**. Jest to prędkość względem Kosmosu, a nie w ruchu wirowym Galaktyki (oceniana na ok. 250 km/s).

„Ruch perihelionowy” orbit planetarnych.

Urbain Jean Joseph **Leverrier** (1811-77), dyrektor Obserwatorium Paryskiego, odkrył t.zw. „ruch perihelionowy Mercurego”, czyli obrót osi orbity tej planety.

Można przyjąć, że Słońce wraz z całym układem planetarnym porusza się po łuku spirali Archimedesesa (patrz: IV. Ruch absolutny ciał materialnych). Jest to złożenie ruchu wirowego Galaktyki z prędkością kątową $\omega = \text{constant}$ oraz ruchu translacyjnego Słońca ze stałą prędkością $v_\rho = \text{constant}$ wzdłuż promienia ρ spirali.

W czasie jednego roku T dla danej planety, promień ρ spirali odchyli się o kąt ε_ρ taki, że:

$$\rho = \frac{v_\rho}{\omega} \varepsilon_\rho \quad (\text{X.7.9.})$$

Tym samym, w ciągu roku T oś orbity danej planety, wyznaczona przez perihelium P oraz aphelium A , ulega odchyleniu o kąt $\varepsilon < \varepsilon_\rho$.

Jeżeli z innych pomiarów możemy oszacować odległość ρ naszego układu słonecznego od centrum Galaktyki, to z zależności (X.7.9.) możemy oszacować prędkość v_ρ oddalania się naszego układu słonecznego od centrum Galaktyki.

Gdyby układ planetarny poruszał się po łuku okręgu, to spełniony byłby warunek: $\varepsilon = \varepsilon_\rho$.

Tak więc, prędkość kątowna ω promienia ρ spirali jest taka, że:

$$\omega = \frac{\varepsilon_\rho}{T} > \frac{\varepsilon}{T} = \text{constant}$$

Znając z bezpośrednich pomiarów wartości ε oraz T , różne dla różnych planet, możemy oszacować prędkość kątową $\omega = \text{constant}$ promienia $\rho \neq \text{constant}$ naszej Galaktyki.

Wstawiając ε do zależności (X.7.2.), mamy:

$$L_{\gamma}^i = \frac{r}{\sqrt{1 + 2\beta_S \cos(\gamma_i + \varepsilon) + \beta_S^2}}$$

Na rysunku X.7.7. przedstawiony jest obrót orbity (porównaj z rys. X.7.5.) według powyższej zależności, i dla warunku: $\varepsilon = \text{constant}$.

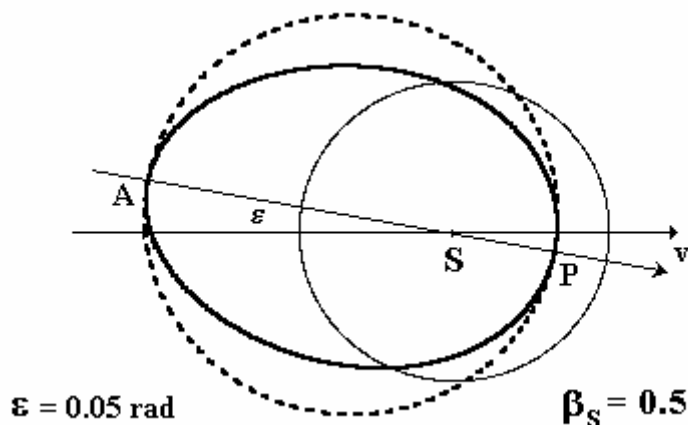


Fig. X.7.7. „Ruch perihelionowy” orbit planetarnych.

Należy tu zaznaczyć, że jest to obrót pozorny. Ze względu na cechę bezwładności ciał materialnych, w układzie absolutnie absolutnym **AA-space** orbity planet zachowują stałe położenie (patrz np.: wahadło Foucault). Natomiast obrót orbity zachodzi względem krzywoliniowego toru ruchu układu planetarnego jako całości.

Na zakończenie tej części rozważań należy zaznaczyć, że przedstawiony wyżej opis systemu heliocentrycznego Janusza B. Kęпка odnosi się do ruchu orbitalnego jednej planety. Należałoby, podobnie jak wyżej, z kolei rozpatrywać ruch układu planetarnego o dwóch oraz kilku planetach o nierównych masach. W takim przypadku, środek mas może leżeć poza środkiem ciała centralnego.

Ponadto, obecność kilku planet o różnej wielkości oraz w różnych odległościach od ciała centralnego, będzie powodować pewne zmiany kształtu ich orbit ze względu na oddziaływanie wzajemne tych planet.