Astronomia sferyczna

Wykład 7: WSPÓŁRZĘDNE HELIO- i BARYCENTRYCZNE

Tadeusz Jan Jopek

Instytut Obserwatorium Astronomiczne,
Wydział Fizyki UAM

Semestr II

(Uaktualniono 2015.04.14)

Część I

Paralaksa i aberracje

Położenia gwiazd wyznaczone z obserwacji wykonanych z powierzchni orbitującej wokół Słońca Ziemi, wykazują cykliczne zmiany. Zmiany te są złożeniem dwóch zjawisk: paralaksy i aberracji rocznej.

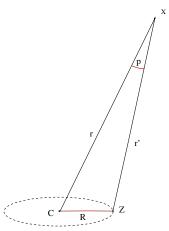
Paralaksa roczna gwiazd jest niewielkim kątem, zawsze mniejszym od $1''$, który zależy od odległości gwiazdy od obserwatora. Z tego powodu paralaksa ma fundamentalne znaczenie w wyznaczaniu odległości do gwiazd.

Metoda paralaksy trygonometrycznej wyznaczania odległości jest podstawową w astronomii, służącą do kalibrowania innych sposobów określania odległości do ciał niebieskich.

Aberracja roczna, również wywołana ruchem orbitalnym obserwatora, powoduje zmiany współrzędnych gwiazd niezależnie od ich oddalenia od obserwatora. Są to zmiany duże dochodzące do około $20''$.

W przypadku gwiazd aberracja roczna to jedyna poprwwka aberracyjna. Inaczej ma się sprawa dla ciał z Układu Słonecznego. Tutaj pełna poprawka aberracyjna nazywana aberracją planetarną dodatkowo obejmuje wpływ czasu propagacji światła od obiektu do obserwatora.

Paralaksa roczna (1)



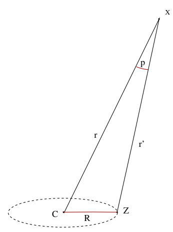
Paralaksa to rezultat jednoczesnej obserwacji tego samego obiektu przez obserwatorów jednego w miejscu Z i drugiero w miejscu C. Paraleksa p jest kątem o jaki trzeba zmienić obserwację wykonaną w miejscu Z tak aby była równa obserwacji wykonanej w miejscu C, i odwrotnie.

Mówimy więc o transformacji współrzędnych ciał z miejsca Z geocentrycznego, do miejsca C heliocentrycznego (barycentrycznego). Ma ona postać:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{R} \tag{1}$$

Wielkość kąta paralaksy p zależy od odległości do danego obiektu r oraz od odległości R między Z i C, miejscami jednoczesnych obserwacji.

Paralaksa roczna (2a)



Z trójkąta CZX (X oznacza gwiazdę) z twierdzenia sinusów wynika

$$\sin p = \frac{R}{r} \sin Z \tag{2}$$

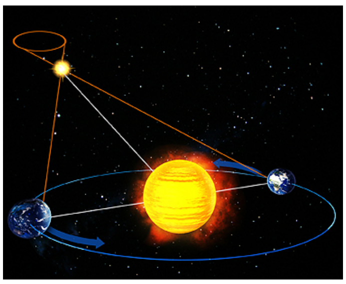
gdzie kąt Z jest elongacją gwiazdy (kąt CZX). Kąt p zmienia się wraz ze zmianami położenia Ziemi na orbicie. Stąd potrzeba nam standaryzacji i jest nią tzw. paralaksa roczna gwiazdy — kąt π, definiowany za pomocą

$$\sin \pi = \frac{1}{r} \tag{3}$$

przy czym odległość r jest tu podana w jednostkach astronomicznych.

Zatem, paralaksa π odpowiada warunkom, w których $R = 1$ [JA], $Z = 90°$.

Paralaksa roczna (2b)



W ciągu roku, w efekcie zjawiska paralaksy gwiazda opisuje na sferze elipsę o półosi wielkiej w przybliżeniu równej kątowi paralaksy rocznej π.

Paralaksa roczna (3)

Paralaksy roczne gwiazd są bardzo małe, nie znamy ani jednego przypadku gwiazdy z paralaksą π większą od $1''$ dlatego, na podstawie równania (3), przy zachowaniu dużej dokładności, odległość gwiazdy może być określona formułą

$$r = \pi^{-1} \tag{4}$$

gdzie r wyrażone jest w parsekach a paralaksa w sekundach łuku.

Parsek jest to odległość odpowiadająca paralaksie $\pi = 1''$. Gdyby w formule (4) paralaksa π była wyrażona w radianach, wówczas odległość r byłaby w jednostkach astronomicznych.

Zachodzą następujące związki

$$\begin{aligned} 1\ \mathrm{prc} &= 206265 \quad [\mathrm{JA}] \\ 1\ \mathrm{prc} &= 3.2616 \quad [\mathrm{lat\ swietlnych}] \\ 1\ \mathrm{prc} &= 3.0857 \cdot 10^{13} \quad [\mathrm{km}] \end{aligned} \tag{5}$$

Paralaksa roczna (4)

Wobec bardzo małych wartości paralaksy istnieje możliwość przybliżenia zależności (1). Niech **s** i **s**′ będą wersorami wektorów **r** i **r**′, mamy więc

$$r\mathbf{s} - r'\mathbf{s}' = \mathbf{R}$$

Mnożąc to równanie dwukrotnie wektorowo przez **s**, stosując prawa iloczynu wektorowego będziemy mieli

$$\mathbf{s}\times\mathbf{s}\times(r\mathbf{s}) - \mathbf{s}\times\mathbf{s}\times(r\mathbf{s}') = \mathbf{s}\times\mathbf{s}\times\mathbf{R}$$
$$-((\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}')\mathbf{s} - (\mathbf{s}\cdot\mathbf{s})\mathbf{s}') = r^{-1}(\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{R}))$$

Kładąc $\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}' \approx 1$, uwzględniając (4) dostaniemy

$$\mathbf{s}' - \mathbf{s} = \pi\cdot(\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\mathbf{R}))$$

a po ponownym wykorzystaniu twierdzeń iloczynu wektorowego

$$d\mathbf{s} = \pi((\mathbf{s}\cdot\mathbf{R})\,\mathbf{s} - \mathbf{R}) \qquad (6)$$

Paralaksa roczna (5)

Sferyczną wersję równania (6) uzyskamy kładąc za **R**, **s**, $d\mathbf{s}$ ich składowe:

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z)$$
$$\mathbf{s} = (\cos\alpha\cos\delta, \sin\alpha\cos\delta, \sin\delta)$$
$$d\mathbf{s} = (-\sin\alpha\cos\delta\,d\alpha - \cos\alpha\sin\delta\,d\delta, \cos\alpha\cos\delta\,d\alpha - \sin\alpha\sin\delta\,d\delta, \cos\delta\,d\delta)$$

Składowe równania wektorowego (6) mają zatem postać

$$\begin{aligned} -\sin\alpha\cos\delta\,d\alpha - \cos\alpha\sin\delta\,d\delta &= \pi((\mathbf{s}\cdot\mathbf{R})\cos\alpha\cos\delta - X),\\ \cos\alpha\cos\delta\,d\alpha - \sin\alpha\sin\delta\,d\delta &= \pi((\mathbf{s}\cdot\mathbf{R})\sin\alpha\cos\delta - Y),\\ \cos\delta\,d\delta &= \pi((\mathbf{s}\cdot\mathbf{R})\sin\delta - Z) \end{aligned}$$

Z równań tych dostaniemy, dla π w sekundach łuku

$$\begin{aligned} d\alpha &= \frac{\pi}{15}\sec\delta(X\sin\alpha - Y\cos\alpha),\\ d\delta &= \pi(X\cos\alpha\sin\delta + Y\sin\alpha\sin\delta - Z\cos\delta) \end{aligned} \qquad (7)$$

$d\alpha$ będzie w sekundach czasowych a $d\delta$ w sekundach łuku.

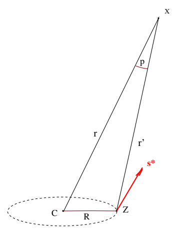
Aberracja roczna (1)

Podamy wzory na klasyczną, uproszczoną poprawkę aberracyjną pierwszego rzędu. Szybkość orbitalna Ziemi wynosi ~ 30 km/s co stanowi 10^{-4} szybkości światła.

Oznacza to, że aberracyjne przemieszczenie będzie rzędu 10^{-4} radianów, co odpowiada około 20″ łuku. Dlatego efekty drugiego rzędu (są one na poziomie 10^{-8} radianów) nie zawsze są zaniedbywalne, szczególnie w precyzyjnych pracach astrometrycznych.

Jednak udokładnianie klasycznego podejścia mija się z celem, gdyż efekty relatywistyczne są tego samego rzędu co drugi wyraz rozwinięcia klasycznego.

Aberracja roczna (2)



r′ określa położenie gwiazdy X względem nieruchomego obserwatora w punkcie Z. Położenie wyznaczone przez poruszajacego się obserwatora Z wskazuje wersor $\mathbf{s}^*$. Stosując wzór pierwszego rzędu na przesunięcie aberracyjne (wykład 3), podstawiając w nim za **V** prędkość Ziemi $\dot{\mathbf{R}}$, otrzymamy

$$d\mathbf{s} = \mathbf{s}^* - \mathbf{s}' = -\frac{1}{c}\mathbf{s}'\times(\mathbf{s}'\times\dot{\mathbf{R}}) \qquad (8)$$

Zmieniając **s**′ przez jego barycentryczny odpowiednik **s**, nie poniesiemy istotnego uszczerbku na precyzji poprawki. Po wykorzystaniu tożsamości wektorowych otrzymamy

$$d\mathbf{s} = \frac{1}{c}(\dot{\mathbf{R}} - (\dot{\mathbf{R}}\cdot\mathbf{s})\mathbf{s}) \qquad (9)$$

Aberracja roczna (3)

Poprawka paralaktyczna (6) różni się od poprawki aberracyjnej (9) tym, że wektor **R** położenia obserwatora zastąpiono jego pochodną $\dot{\mathbf{R}}$, a paralaksę π przez $1/c$.

Dlatego po dokonaniu w równaniach (7) stosownych zmian możemy aberacyjny przyrost $d\mathbf{s}$ wyrazić we współrzędnych sferycznych α, δ w postaci

$$\begin{aligned} d\alpha &= c^{-1}\sec\delta(\dot{Y}\cos\alpha - \dot{X}\sin\alpha)\\ d\delta &= c^{-1}(\dot{Z}\cos\delta - \dot{X}\cos\alpha\sin\delta - \dot{Y}\sin\alpha\sin\delta) \end{aligned} \qquad (10)$$

W równaniu (10) szybkość światła c i składowe $\dot{\mathbf{R}}$ muszą być wyrażone w identycznych jednostkach. W systemie stałych astronomicznych szybkość podawana jest w JA/doba. W tych jednostkach

$$c = 173.14 \quad [\mathrm{JA/doba}] \qquad (11)$$

Aberracja roczna a aberracja planetarna (1)

Dotąd milcząco zakładaliśmy, że źródło promieniowania jest nieruchome względem barycentrum C Układu Słonecznego. Co nie jest prawdą. Ruch własny gwiazd jest czymś bardzo powszechnym.

A zatem poprawienie obserwowanego położenia gwiazdy na paralaksę i aberrację roczną metodą dopiero co opisaną, nie daje geometrycznej barycentrycznej pozycji na moment obserwacji powiedzmy t. Opisana tutaj redukcja daje położenie jakie gwiazda zajmowała o interwał τ wcześniej. Czas τ jest czasem propagacji światła pomiędzy gwiazdą i obserwatorem.

W celu otrzymania geometrycznego położenia na moment t, musimy do obliczonej podaną wyżej metodą pozycji dodać rezultat iloczynu

$$\tau\cdot\ \text{ruch wasny}$$

Poprawka ta nazywana jest aberracją wiekową. Ze względu na duże niepewności w pomiarach odległości gwiazd, tym samym i duże niepewności w τ w praktyce poprawka ta nie jest brana pod uwagę.

Stąd, przyczynek od aberracji wiekowej tkwi w tym co rozumiemy pod pojęciem barycentryczne położenie gwiazdy.

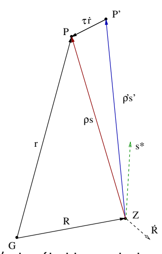
Aberracja roczna a aberracja planetarna (2)

Poprawka czasu propagacji światła nie może być ignorowana w przypadku obiektów wewnątrz Układu Słonecznego. Dla tych ciał mówimy o tzw. aberracji planetarnej, rozumiejąc przez to łączny efekt zmiany geocentrycznego położenia obiektu, powodowany zarówno niezerową prędkością obserwatora jak i samego obiektu.

Mamy wówczas pełną poprawkę od miejsca widomego do geometrycznego.

Poprawka za aberrację roczną uwzględnia jedynie zmiany położenia ciał wywołane ruchem środka Ziemi względem barycentrum Układu Słonecznego.

Aberracja planetarna (1)



Obserwacji planety dokonano w momencie t. Punkty G, Z, P są położeniami barycentrum US, środka Ziemi i planety, wszystkie położenia w momencie t.
r i **R** są barycentrycznymi wektorami położeń planety i Ziemi. Wektor $\rho\mathbf{s}$ daje geometryczny kierunek do planety w momencie t. Mamy, że

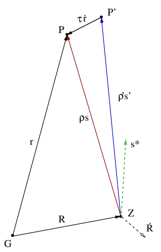
$$\mathbf{r} = \rho\mathbf{s} + \mathbf{R} \qquad (12)$$

Ale obserwowany kwant promieniowania nie został wyemitowany w miejscu P lecz w miejscu P', w którym planeta znajdowała się w momencie $(t-\tau)$. Niech $\vec{ZP'} = \rho\mathbf{s}'$.
s′ określa kierunek do planety poprawiony jedynie na aberrację roczną. Stąd z równania (8), aberracja roczna wynosi tu

$$d\mathbf{s}' = \mathbf{s}^* - \mathbf{s}' = -c^{-1}\,\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\dot{\mathbf{R}}) \qquad (13)$$

gdzie **s**′ zastąpiono po prawej stronie przez **s**.

Aberracja planetarna (2)



Dołóżmy teraz ruch planety z P' do P w czasie τ. Jeżeli pominiemy przyspieszenie planety to możemy położyć, że wektor $\vec{P'P} = \tau\dot{\mathbf{r}}$, czyli

$$\rho'\mathbf{s}' = \rho\mathbf{s} - \tau\dot{\mathbf{r}} \qquad (14)$$

Mnożąc (14) dwukrotnie przez $\mathbf{s}$, korzystając z tożsamości rachunku wektorowego, otrzymamy

$$(\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}')\mathbf{s} - \mathbf{s}' = -\frac{\tau}{\rho'}\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\dot{\mathbf{r}})$$

Skoro $\rho' = c\tau$, oraz $\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}' \approx 1$, to z dokładnością do rzędu pierwszego, poprawka na czas propagacji ma postać

$$\mathbf{s}' - \mathbf{s} = c^{-1}\mathbf{s}\times(\mathbf{s}\times\dot{\mathbf{r}}) \qquad (15)$$

Aberracja planetarna (3)

Równania (13) i (15) są do siebie podobne, łącząc je dostaniemy poprawkę na aberrację planetarną w postaci

$$\mathbf{s}^* - \mathbf{s} = c^{-1}\mathbf{s}\times[\mathbf{s}\times(\dot{\mathbf{r}} - \dot{\mathbf{R}})] \qquad (16)$$

Zatem zmiana położenia planety na skutek aberracji planetarnej zależy tylko od względnej prędkości Ziemi i planety.
Różniczkując równanie (12) otrzymamy

$$\dot{\mathbf{r}} - \dot{\mathbf{R}} = \dot{\rho}\mathbf{s} + \rho\dot{\mathbf{s}}$$

Podstawiając prawą stronę do równania (16), zauważając, że $\mathbf{s}\cdot\dot{\mathbf{s}} = 0$, kładąc $\rho \approx \rho' = c\tau$ otrzymamy wyjątkowo prosty wzór

$$\mathbf{s}^* = \mathbf{s} - \tau\dot{\mathbf{s}} \qquad (17)$$

Poprawka (17) na aberrację planetarną jest łatwiejsza do obliczenia niż wyliczenie każdej z jej składowych z osobna.

Podsumowanie (1)

Podsumowując, widome miejsce naprzykład planety obliczamy następująco:

- w kroku pierwszym obliczamy jej geocentryczną efemerydę, tzn. współrzędne (α, δ) oraz odległość ρ.
  Będą to współrzędne odpowiadające wersorowi $\mathbf{s}$ w momencie t.
- Za pomocą ρ z wystarczającą dokładnością obliczamy czas propagacji $\tau = \rho/c$.
- Wyliczamy współrzędne widome (α^*, δ^*), w tym celu korzystamy z formuł

$$\alpha^* = \alpha - \tau\frac{d\alpha}{dt}$$
$$\delta^* = \delta - \tau\frac{d\delta}{dt} \qquad (18)$$

Pochodne rektascensji i deklinacji znajdziemy numerycznie w oparciu o efemerydę planety.

Podsumowanie (2)

Problem odwrotny, wyznaczenie barycentrycznego miejsca nieznanego obiektu z jego miejsca widomego jest bardziej złożony. Musi on obejmować wyznaczenie orbity obiektu.

W tym celu równanie (17) trzeba zmodyfikować, mianowicie

$$\mathbf{s} = \mathbf{s}^* + \tau\dot{\mathbf{s}} \qquad (19)$$

Główna trudność polega na tym, że czas propagacji τ nie jest znany *a priori*. Stąd, zanim będzie można obliczyć poprawki z tytułu aberracji planetarnej, trzeba dokonać pewnych oszacowań.

W tym celu bierzemy współrzędne widome takimi jakimi są i antydatujemy momenty ich obserwacji o pewien interwał τ, po czym z co najmniej trzech obserwacji wyznaczamy orbitę wstępną ciała.

Następnie w oparciu o znaną już orbitę obliczamy odległość geocentryczną ρ i nową lepszą wartość τ.

Porces powtarzamy aż do uzyskania zbieżności rozwiązania na τ.

Część II

Elipsy paralaktyczna i aberracyjna

Paralaksa, formuły przybliżone (1)

Równania (7) na przyrosty paralaktyczne $d\alpha$ i $d\delta$ maja postać

$$\begin{aligned} d\alpha &= \frac{\pi}{15}\sec\delta(X\sin\alpha - Y\cos\alpha), \\ d\delta &= \pi(X\cos\alpha\sin\delta + Y\sin\alpha\sin\delta - Z\cos\delta) \end{aligned}$$

Przesunięcia paralaktyczne gwiazd nie przekraczają $1''$. Dlatego w składowych (X, Y, Z) można ograniczyć się do trzech cyfr znaczących bez poważnego uszczerbku w precyzji wyznaczanych $d\alpha, d\delta$.

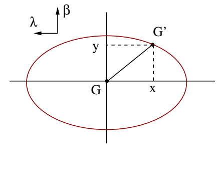
Dla większości gwiazd barycentrum US można utożsamić ze środkiem masy Słońca. Zatem w celu obliczenia składowych X, Y, Z położenia Ziemi możemy wykorzystać uproszczone formuły .

Mimośród orbity Ziemi wynosi około $1/60$ i jeśli nie interesują nas paralaksy mniejsze od $0''.01$ można traktować orbitę Ziemi jako kołową.

Następny krok polega na zastosowaniu współrzędnych ekliptycznych zamiast równikowych. Skoro $\lambda_\odot$ i $\beta_\odot = 0$ są współrzędnymi Słońca, to

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z) = (-\cos\lambda_\odot, -\sin\lambda_\odot, 0) \qquad (20)$$

Paralaksa, formuły przybliżone (2)



Kładąc $(X, Y, Z) = (-\cos\lambda_\odot, -\sin\lambda_\odot, 0)$ do (7), zastępując (α, δ) przez (λ, β), przybliżone zmiany $d\lambda, d\beta$ spowodowane paralaksą wyniosą

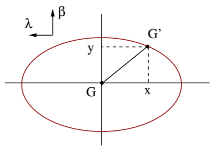
$$\begin{aligned} d\lambda &= -\pi\sec\beta\sin(\lambda - \lambda_\odot) \\ d\beta &= -\pi\sin\beta\cos(\lambda - \lambda_\odot) \end{aligned} \qquad (21)$$

Niech XGY oznacza układ współrzędnych o początku w gwieździe G obserwowanej ze środka Słońca.
x i y są składowymi przesunięcia paralaktycznego gwiazdy G' obserwowanej z Ziemi.

$$\begin{aligned} x &= -d\lambda\cos\beta \\ y &= d\beta \end{aligned} \qquad (22)$$

Kąt $(\lambda - \lambda_\odot)$ przebiega w ciągu roku wartości $[0, 360°]$.

Paralaksa, formuły przybliżone (3)



Eliminując $(\lambda - \lambda_\odot)$ z (21), korzystając z (22) otrzymamy równanie śladu zakreślonego na sferze przez gwiazdę G', obserwowaną ze środka Ziemi.

$$\frac{x^2}{\pi^2} + \frac{y^2}{\pi^2 \sin^2 \beta} = 1 \tag{23}$$

Jest to elipsa paralaktyczna o półosi wielkiej π, półosi małej $\pi \sin\beta$.
Dla gwiazdy o szerokości ekliptycznej $\beta = 90^\circ$ elipsa przchodzi w okrąg. W miarę malenia szerokości elipsa ulega spłaszczeniu, by dla $\beta = 0$ przybrać postać zdegenerowaną — odcinka.

Rozmiary elips paralaktycznych zależą od odległości gwiazd. Dla gwiazd bliskich Słońca elipsy są większe.

Aberracja, formuły przybliżone (1)

Niskiej precyzji formuły na aberrację roczną otrzymamy w podoby sposób ograniczając się do heliocentrycznej orbity Ziemi. Eliptyczność orbity uwzglednimy przez podstawienie

$$\dot{\mathbf{R}} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 \tag{24}$$

$\mathbf{V}_0$ to składowa poprzeczna o stałej długości, $\mathbf{V}_1$ to składowa równoległa do półosi małej orbity Ziemi. Z teorii ruchu orbitalnego mamy

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_0 &= V_0(\sin\lambda_\odot, -\cos\lambda_\odot, 0) \\ \mathbf{V}_1 &= eV_1(-\sin(\Omega+\omega), \cos(\Omega+\omega), 0) \end{aligned} \tag{25}$$

$$V_0 = \left[\frac{k^2(1+m)}{a(1-e^2)}\right]^{1/2} ; \quad V_1 = eV_0$$

e — mimośród, a — półoś wielka, Ω — długość węzła wstępującego, ω — argument perihelium, k — stała grawitacji Gaussa, m — masa Ziemi.

Przyczynki aberacyjne od obu prędkości $\mathbf{V}_0$ i $\mathbf{V}_1$ można rozpatrywać osobno.

Aberracja, formuły przybliżone (2)

Kładąc składowe wektora $\mathbf{V_0}$ do równań (10), czyli do

$$\begin{aligned} d\alpha &= c^{-1}\sec\delta(\dot{Y}\cos\alpha - \dot{X}\sin\alpha) \\ d\delta &= c^{-1}(\dot{Z}\cos\delta - \dot{X}\cos\alpha\sin\delta - \dot{Y}\sin\alpha\sin\delta) \end{aligned}$$

po zamianie (α, δ) na (λ, β) dostaniemy uproszczone formuły na aberracyjne zmiany współrzędnych gwiazdy

$$\begin{aligned} d\lambda &= \kappa\sec\beta\cos(\lambda - \lambda_\odot) \\ d\beta &= \kappa\sin\beta\sin(\lambda - \lambda_\odot) \end{aligned} \tag{26}$$

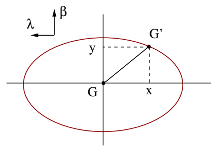
gdzie κ tzw. stała aberracji jest bezwymiarowym stosunkiem V_0/c, c — prędkość swiatła w próżni. Zgodnie z teorią ruchu orbitalnego Ziemi mamy

$$\kappa = \frac{k}{c}\left[\frac{1+m}{a(1-e)^2}\right]^{1/2} \tag{27}$$

k ... patrz wzór (25). κ nie jest stałą absolutną bowiem e, a nieco się zmieniają. W systemie stałych MUA z roku 1976, na epokę $J2000$ κ wynosi

$$\kappa = 20.''49552 \tag{28}$$

Aberracja, formuły przybliżone (3)



Eliminując w formułach

$$\begin{aligned} d\lambda &= -\kappa\sec\beta\cos(\lambda - \lambda_\odot) \\ d\beta &= \kappa\sin\beta\sin(\lambda - \lambda_\odot) \end{aligned}$$

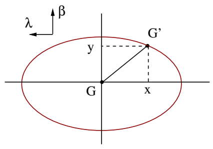
kąt $\lambda - \lambda_\odot$ oraz wykorzystując zwiazki (22) otrzymamy równanie śladu zakreślonego na sferze przez gwiazdę G' obserwowaną ze środka Ziemi:

$$\frac{x^2}{\kappa^2} + \frac{y^2}{\kappa^2\sin^2\beta} = 1 \tag{29}$$

Jest to elipsa aberracyjna o półosi wielkiej κ, półosi małej $\kappa\sin\beta$.
Dla gwiazdy o szerokości ekliptycznej $\beta = 90^\circ$ elipsa przchodzi w okrąg. W miarę malenia szerokości elipsa ulega spłaszczeniu, by dla $\beta = 0$ przybrać postać zdegenerowaną — odcinka.

Rozmiary elips aberracyjnych NIE zależą od odległości gwiazd.

Elipsy paralaktyczna i aberracyjna — porównanie



Porównajmy wzory (21) i (26), podane poniżej

$$\begin{aligned} d\lambda &= -\pi\sec\beta\sin(\lambda - \lambda_\odot) \\ d\beta &= -\pi\sin\beta\cos(\lambda - \lambda_\odot) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\lambda &= -\kappa\sec\beta\cos(\lambda - \lambda_\odot) \\ d\beta &= \kappa\sin\beta\sin(\lambda - \lambda_\odot) \end{aligned}$$

Gdy $\lambda = \lambda_\odot$, przesunięcie paralaktyczne wynosi $d\lambda = 0$, $d\beta = -\pi\sin\beta$. Przesunięcie aberacyjne $d\lambda = -\kappa$, $d\beta = 0$.

3 miesiące później $\lambda = \lambda_\odot - 90^\circ$ przesunięcie paralaktyczne wynosi $d\lambda = \pi$, $d\beta = 0$, a przesunięcie aberacyjne $d\lambda = 0$, $d\beta = -\kappa\sin\beta$.

Pomiedzy zmianami paralaktycznymi i aberracyjnymi mamy przesunięcie w fazie o 90° ze względu na położenie Słońca.

Aberracja, formuły przybliżone (4)

Przesunięcie aberracyjne od prędkości $\mathbf{V}_1$ otrzymać można podobnie, wstawiając jej składowe do równań (10). Zmiany współrzędnych ekliptycznych mają postać

$$\begin{aligned} d\lambda &= \kappa e\sec\beta\cos(\tilde{\omega} - \lambda) \\ d\beta &= \kappa e\sin\beta\sin(\tilde{\omega} - \lambda) \end{aligned} \tag{30}$$

Wartości te znane są jako tzw. człony *E* aberracji rocznej. Są one niezależne od długości Słońca $\lambda_\odot$ zatem nie wykazują zmian rocznych.

Przesunięcia aberracyjne (30) mają amplitudę $\kappa e = 0.''343$, ale dla danej gwiazdy powodują przesunięcie całej elipsy aberracyjnej o stałą wielkość.

Człony E, nie są jednak stałymi absolutnymi bowiem dla danej pary (λ, β), wykazują pewne zmiany wiekowe.

Dygresja. Człony E.

Do roku 1960 przesunięcie aberracyjne obliczano zgodnie z tym co powidziano wyżej, bowiem nie odróżniano barycentrum od środka Słońca a wpływy od $\mathbf{V}_0$ i $\mathbf{V}_1$ wyznaczano osobno.

W widomych miejscach gwiazd nie uwzględniano poprawek danych wzorami (30). Poprawki te zwane członami E, tkwiły w tzw. heliocentrycznych położeniach gwiazd.

Podejście to praktykowano zarówno w katalogach gwiazd jak i w rocznikach astronomicznych. W katalogach miejsca średnie gwiazd zawierały człony E. Roczniki podawały współczynniki dla transformacji od miejsca widomego do średniego ignorując człon E. Uwzględniano jedynie formułę (26).

W 1976 roku MUA wydała zalecenie by w miejscach średnich nie pozostawiać aberracyjnych członów E. Zadecydowano też, że aberracja roczna będzie obliczania ściśle, w oparciu o prędkość Ziemi względem barycentrum Układu Słonecznego.

Od roku 1984 Astronomical Almanac podaje współczynniki aberracyjne obliczone właśnie w taki sposób.

Część III

Paralaksa a system kopernikański

Paralaksa a system kopernikański

Przybliżony opis paralaksy i aberracji rocznej w ekliptycznym układzie współrzędnych pozwala, dla każdej gwiazdy, na wyprowadzenie równań elips paralaktycznych i aberracyjnych, czyli trajektorii po których, na skutek omawianych zjawisk, w ciągu roku przemieszcza się obserwowane ze środka Ziemi położenie gwiazdy.

Obie elipsy różnią się rozmiarami, a dodatkowo ruch po elipsie paralaktycznej i ruch po elipsie aberracyjnej są względem siebie przesunięte w fazie o 90°.

Od momentu opublikowania “O obrotach sfer niebieskich” Mikołaja Kopernika, obserwacja paralaksy, obserwacja elipsy paralaktycznej gwiazdy stanowiła tzw. krzyżowe doświadczenie jeśli chodzi o prawdziwość hipotezy Kopernika.

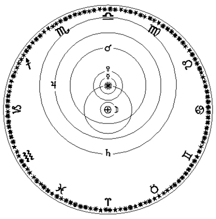
Dzieło Kopernika, AD 1543

Z przedmowy — “ ... ruchy i zjawiska... planet i ich sfer da się wyjaśnić, jeżeli się je odniesie do ruchów Ziemi. I nie wątpię, że utalentowani i uczeni matematycy zgodzą się zupełnie ze mną, pod warunkiem, że dopełnią tego, czego przede wszystkim wymaga ta nauka, tj. zechcą nie powierzchownie, ale do głębi poznać i przemyśleć to wszystko, co ja na dowód mych twierdzeń w tym dziele podaję. ...”

Dzieło Kopernika dedykowane papieżowi Pawłowi III, wzbudziło zainteresowanie hierarchów Kościoła.

Protestanci Luter i jego bliski współpracownik Melanchton odrzucili je natychmiast.

Poszukiwania paralaksy — Tycho Brahe 1546–1601



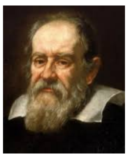
Dowodem poprawności i wyższości modelu Kopernika nad systemem geocentrycznym byłaby obserwacja paralaksy rocznej gwiazdy — naturalnej konsekwencji modelu Kopernika.

Usiłowania wielu wytrawnych obserwatorów jak Tycho Brahego kończyły się niepowodzeniem.

Precyzja obserwacji Brahego wynosiła $15''$-$35''$. Zatem Brahe nie mógł zmierzyć paralaksy rocznej gwiazd.

Wobec niepowodzenia Tycho Brahe zachował rezerwę w stosunku do modelu Kopernika. Zaproponował swój własny model układu planetarnego z centralnie położoną nieruchomą Ziemią, Słońcem obiegającym Ziemię ale z planetami obiegającymi Słońce.

Poszukiwania paralaksy — Galileo Galilei 1546 – 1642



Galileusz był zwolennikiem modelu Kopernika. Propagował go tak energicznie, że popadł w konflikt z ówczesnymi czynnikami politycznymi. Dlatego stanął przed sądem, w skład którego wchodzili naukowcy zajmujący się tą samą dziedziną nauki co Galileusz.

Galileusz nie potrafił podać dowodu na rzecz systemu kopernikańskiego, dlatego zmuszono go do odwołania propagowanych stwierdzeń.

Współczesny filozof Paul Feyerabend w książce “Przeciw metodzie” twierdzi — “Proces Galileusza był jednym z wielu procesów sądowych. Nie wyróżniał się żadnymi szczególnymi właściwościami, być może z wyjątkiem tego, że Galileusza potraktowano dość łagodnie, pomimo kłamstw i prób oszustwa z jego strony”.

Poszukiwania paralaksy — James Bradley 1693–1762

James Bradley pomiarów położeń gwiazd dokonywał z precyzją $1''$.

Poszukując paralaksy, w roku 1728 odkrył zjawisko aberracji rocznej gwiazd a nieco później zjawisko nutacji ziemskiej osi obrotu.

Bradley stwierdził cykliczne zmiany pozycji gwiazdy, jednak ich roczny rozkład nie zgadzał sie z tym jakiego spodziewano się w wyniku zmian paralaktycznych. Cykliczność była przesunięta w fazie o 3 miesiące (90°).

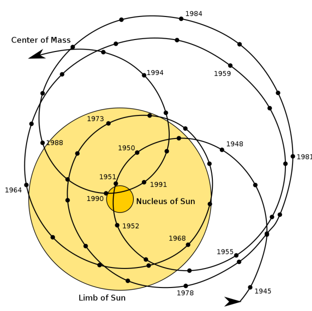
Bradley poprawnie zinterpretował zaobserwowane zjawisko, zwane dzisiaj aberację roczą, jako powodowane ruchem orbitalnym Ziemi. Tym samym udowodnił poprawność systemu kopernikańskiego na długo przed pierwszym pomiarem paralaksy rocznej gwiazdy.

Pierwsze wyznaczenia paralaks gwiazd

Pierwsze paralaksy roczne gwiazd zmierzyli:

- Friedrich W. Bessel w roku 1838, gwiazda 61 Cygni,
- Thomas Henderson w roku 1839, gwiazda α Centari,
- Friedrich G.W. Struve w rkou 1938, gwiazd α Lyrae.

W roku 1828 Kościół (papież Pius VII) zdjął z indeksu “O obrotach ...”, które wpisano nań w AD 1616.



Rysunek: Tajektoria barycentrum Układu Słonecznego wzgledem środka Słońca w latach 1945 to 1994.

[http://en.wikipedia.org/wiki/Barycentric_coordinates_%28astronomy%29]

Początek wykładu