

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

Redaktor Naczelny:
Selen Polkowski, Warszawa

Chłopiwni:
Józef Wilkowski, Poznań
Włodzisław Zonn, Warszawa

POSTĘPY
ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XI — ZESZYT 4

1 9 6 3

WARSZAWA · PAŹDZIERNIK — GRUDZIEŃ 1963

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny:

Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:

Józef Witkowski, Poznań

Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:

Ludisław Cichowicz, Warszawa

Adres Redakcji: Warszawa, ul. Koszykowa 75

Obserwatorium Astronomiczno-Geodezyjne

Printed in Poland

**Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1963**

**Wydanie I. Nakład 448 + 132 egz. Ark. wyd. 3,75 ark. druk. 4 10/16. Papier
offset. kl. III, 80 g 70 × 100. Oddano do druku 12 X 1963 r. Druk ukończono
w październiku 1963 r. Zam. nr 296. K-10. Cena zł 10,—**

**Zakład Graficzny PWN
Łódź, ul. Gdańska 162**

WSPÓŁCZESNE METODY WYZNACZANIA ORBIT
GWIAZD ZAĆMIENIOWYCH Z OBSERWACJI FOTOMETRYCZNYCH*

KRZYSZTOF SERKOWSKI

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ОРБИТ
ЗАТМЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ НА ОСНОВАНИИ
ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

К. Сэрковски

Резюме

Автор представляет в общих чертах метод Пиотровского-Копаля. Затем обобщает уравнения дифференциальных поправок на случай присутствия третьего тела, следуя неопубликованным результатам С. Пиотровского. Подчеркивается необходимость введения весов наблюдения, обратно пропорциональных наблюдаемой яркости, для слабых звезд, при которых точность наблюдений ограничена дробовым эффектом. В приложении дается краковянский алгоритм решения линейных уравнений по методу наименьших квадратов.

MODERN METHODS OF DETERMINING THE ORBITAL ELEMENTS
OF ECLIPSING BINARIES FROM PHOTOMETRIC OBSERVATIONS

Abstract

An outline of the Piotrowski-Kopal method of determining the orbital elements of eclipsing binaries is given. The equations for differential corrections are generalized for the presence of the third body according

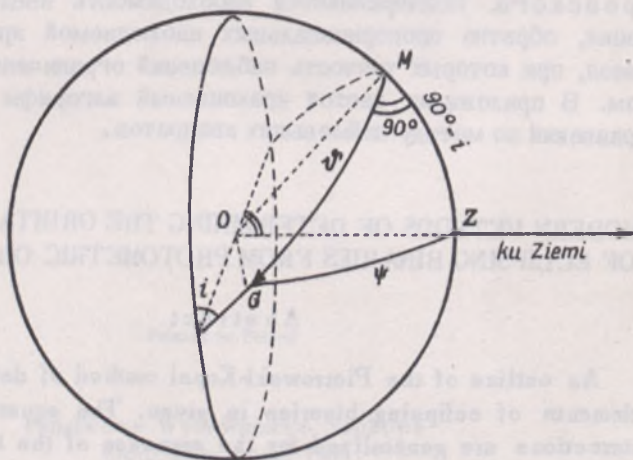
*Referat wygłoszony na konferencji poświęconej zagadnieniom gwiazd zaćmieniowych, która została zorganizowana w Warszawie w dniach 24-25 maja 1963 r. przez uczniów prof. dr Stefana Piotrowskiego z okazji trzydziestolecia jego pracy naukowej.

to the unpublished results obtained by S.L. Piotrowski. The necessity is stressed of assuming the weights inversely proportional to the observed brightness for the faint stars for which the accuracy of measurements is limited by shot-noise. The cracovian algorithm for the least squares solution of linear equations is given in the appendix.

Obserwacje fotometryczne gwiazd zaćmieniowych są podstawowym źródłem informacji o rozmiarach gwiazd i o ich pociemnieniu brzegowym. Wartość tych informacji jest szczególnie wysoka dzięki temu, że towarzyszy jej zazwyczaj znajomość jasności oraz masy każdej z gwiazd składowych, a także dzięki temu, że obserwacje spektroskopowe pozwalają wyrazić rozmiary gwiazd składowych w jednostkach absolutnych.

Rozmiary gwiazd i ich pociemnienie brzegowe mogą być dokładnie wyznaczone jedynie w przypadku układów podwójnych niezbyt ciasnych*. Z tego względu opracowanie precyzyjnych metod wyznaczania elementów orbitalnych dla takich właśnie, dobrze rozdzielonych układów ma szczególnie duże znaczenie; w dalszym ciągu omówię takie właśnie układy, dla których zmiany jasności poza zaćmieniami są zanedbywalnie małe, zaś zaćmienia są całkowite lub pierścieniowe.

Skonstruujemy sferę wokół środka O tej spośród gwiazd składowych układu zaćmieniowego, która zakrywana jest w głównym minimum jasności. Rzut na tę sferę orbity gwiazdy zakrywającej będzie wielkim kołem (rys. 1), tworzącym kąt i , zwany nachyleniem orbity, z płaszczyzną prostopadłą do kierunku ku



Rys. 1. Definicja kątów i , ψ , ψ

*Klasyfikacja układów zaćmieniowych oraz wyniki wyznaczeń pociemnienia brzegowego opisane są w artykule K. Serkowskiego w „Postępach Astronomii” t. 3 (1955), zes. 4, s. 141–147.

Ziemi, OZ . W momencie głównego minimum rzut gwiazdy zakrywającej na rozpatrywaną przez nas sferę przypadnie w punkcie M , będącym wierzchołkiem kąta prostego w trójkącie sferycznym MZG , w którym G jest rzutem gwiazdy zakrywającej, w momencie obserwacji. Bok MG w trójkącie sferycznym MZG nazywamy fazą ϑ' danej obserwacji, bok MZ jest równy $90^\circ - i$, zaś bok ZG oznaczamy przez ψ ; z twierdzenia cosinusów trygonometrii sferycznej wynika $\cos \psi = \cos \vartheta' \sin i$, czyli

$$\sin^2 \psi = 1 - \cos^2 \vartheta' \sin^2 i = \cos^2 i + \sin^2 \vartheta' \sin^2 i. \quad (1)$$

Oznaczając przez δ odległość pomiędzy środkami obu gwiazd składowych, obserwowaną z Ziemi w rzucie na sklepienie nieba i wyrażoną w stosunku do promienia a względnej orbity (rys. 2), otrzymujemy $\delta = a \sin \psi$, czyli wobec (1), przyjmując w dalszym ciągu $a = 1$,

$$\delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 \vartheta' \sin^2 i. \quad (2)$$

Wprowadzamy tzw. geometryczną głębokość zaćmienia

$$p = (\delta - r_g) / r_s \quad (3)$$

gdzie r_g , r_s są odpowiednio promieniami większej i mniejszej gwiazdy. Z równania (3), definiującego p , wynika

$$\delta = r_g + r_s p = r_g (1 + kp), \quad (4)$$

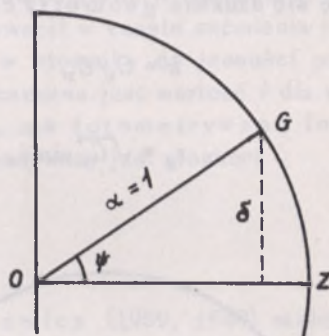
gdzie $k = r_s / r_g$.

Podstawiając wyrażenie (4) do równania (2) otrzymujemy fundamentalne równanie teorii gwiazd zaćmieniowych:

$$\sin^2 \vartheta' \sin^2 i + \cos^2 i = r_g^2 (1 + kp)^2. \quad (5)$$

W momencie wewnętrznej styczności, któremu odpowiada faza ϑ'' , mamy $r_g = r_s + \delta$ (rys. 3), a więc wobec (3) jest $p = -1$. Równanie (5) dla tego momentu przyjmuje postać

$$\sin^2 \vartheta'' \sin^2 i + \cos^2 i = r_g^2 (1 - k)^2. \quad (6)$$



Rys. 2. Definicja δ

Odejmując (6) od (5) i mnożąc różnicę przez $\csc^2 i$ dostajemy równanie, które otrzymał po raz pierwszy S. Piotrowski (1937a):

$$(\rho^2 - 1)r_s^2 \csc^2 i + 2(\rho + 1)r_g r_s \csc^2 i + \sin^2 \psi'' = \sin^2 \psi'. \quad (7)$$

Wprowadzając oznaczenia: $C_1 = r_s^2 \csc^2 i$, $C_2 = r_g r_s \csc^2 i$, $C_3 = \sin^2 \psi''$, – równanie (7) przyjmuje postać

$$(\rho^2 - 1)C_1 + 2(\rho + 1)C_2 + C_3 = \sin^2 \psi'. \quad (8)$$

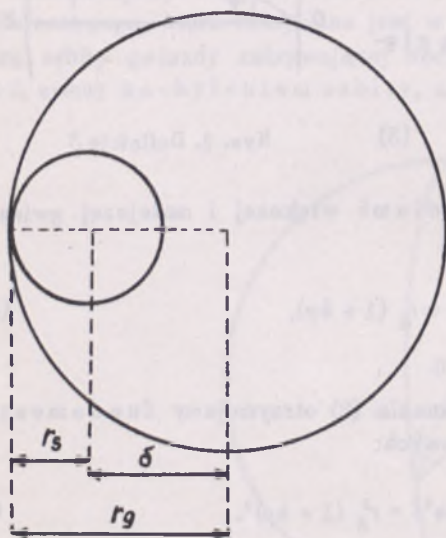
z otrzymanych z rozwiązania takich równań niewiadomych C_1 , C_2 oraz C_3 otrzymuje się szukane geometryczne elementy orbity przy pomocy związków:

$$k = C_1/C_2,$$

$$r_g = C_2 \sin i / \sqrt{C_1}$$

$$r_s = \sqrt{C_1} \sin i,$$

$$\operatorname{ctg}^2 i = \frac{(C_2 - C_1)^2}{C_1} - C_3.$$



Rys. 3. Wewnętrzna styczność

Prosty algorytm dla rozwiązania równań (8) względem niewiadomych C_1 , C_2 oraz C_3 podał S. Piotrowski (1937a). Danymi wyjściowymi były fazy ψ'' , odczytane z krzywej jasności układu zaćmieniowego dla 16-tu wartości jasności układu, oddzielonych równymi odstępami. Równanie dla każdej spośród tych wartości ψ'' uwzględniane było z należytą wagą, co stanowiło o zasadniczej wyższości metody Piotrowskiego nad stosowanymi przednio metodami H.N. Russella (1912) i J. Fetlaara (1923). Jak to podkreśla w swojej monografii Z. Kopal (1946, s. 76), S. Piotrowski jest pierwszym badaczem, który uwzględnił wagi, z jakimi poszczególne części krzywej jasności wyznaczają elementy orbity.

Bezpośrednie rozwiązywanie równań (8) metodą najmniejszych kwadratów dla wartości ψ'' odpowiadających otrzymanym z obserwacji punktom normalnym (czy-

li średnim jasnościom) zaproponował Z. Kopal (1941, 1946), nie podając jednak sposobu obliczania wag poszczególnych równań. Metoda zaproponowana przez Kopala została szeroko rozbudowana i uściślona przez S. Piotrowskiego (1947, 1948b, 1948c), który m.in. podał sposób obliczania wag poszczególnych równań oraz wyeliminował konieczność apriorycznego zakładania głębokości minimów. Uzupełniona w ten sposób metoda, znana pod nazwą metody Piotrowskiego-Kopala (por. np. Russell 1948), jest najdoskonalszą spośród opracowanych dotychczas metod wyznaczania elementów orbit gwiazd zaćmieniowych i jest szeroko stosowana. Wyczerpujący jej opis znaleźć można w monografii Z. Kopala (1959) *Close Binary Systems*. Omówienie metody Piotrowskiego-Kopala zacznę od przedstawienia sposobu obliczania wartości geometrycznej głębokości zaćmienia, p , występujących w równaniach (8).

Wielkością bezpośrednio otrzymywaną z obserwacji w czasie zaćmienia jest jasność l układu zaćmieniowego, wyrażona w stosunku do jasności poza zaćmieniami, przyjętej za jednostkę. Przez λ oznaczana jest wartość l dla momentu wewnętrznej styczności (tj. dla $\vartheta'' = \vartheta'''$), zaś fotometryczną fazą zaćmienia (całkowitego lub pierścieniowego) nazywany jest stosunek

$$a = \frac{1 - l}{1 - \lambda}. \quad (9)$$

Drogą numerycznego całkowania V.P. Cesewicz (1939, 1940) stabularyzował geometryczną głębokość zaćmienia jako funkcję $p = p(a, k, u)$, gdzie u jest współczynnikiem pociemnienia brzegowego. Zawierające p współczynniki w równaniach (8) obliczane są przy pomocy tablic Cesewicza, przy czym dla pociemnienia brzegowego przyjmowana jest wartość teoretyczna, natomiast k oszacowywane jest na podstawie stosunku głębokości minimów głównego i wtórnego. Mianowicie zachodzi związek

$$k^2 = \frac{1}{Y(k, -1)} \cdot \frac{1 - \lambda_g}{\lambda_s} \quad (10)$$

gdzie λ_g jest wartością λ dla minimum, będącego zaćmieniem większej gwiazdy, zaś λ_s – mniejszej; λ_s jest równe mocy L_g promieniowania większej gwiazdy, wyrażonej w stosunku do mocy promieniowania całego układu zaćmieniowego poza zaćmieniem. Występująca we wzorze (10) wielkość $Y(k, -1)$ jest zależnym od pociemnienia brzegowego, bliskim jedności czynnikiem: dla $k > 0.2$ jest $0.9 < Y(k, -1) < 1.1$.

Stosunek k promieni obu gwiazd można również oszacowywać na podstawie czasu trwania poszczególnych faz zaćmienia, korzystając ze słusznego dla $i = 90^\circ$ wzoru

$$k = \frac{\sin \vartheta'' - \sin \vartheta'''}{\sin \vartheta'' + \sin \vartheta'''} \quad (11)$$

gdzie ψ'' oraz ψ''' są fazami, odpowiadającymi odpowiednio momentom zewnętrznej oraz wewnętrznej styczności tarcz gwiazd składowych. Dla $i < 90^\circ$ wzór (11) daje dolną granicę możliwych wartości k . Wstępnego oszacowania k można również dokonać przy pomocy nomogramów, które opublikował J.E. Merrill (1953); należy jednak podkreślić, że zarówno wartości k , jak i wartości innych elementów orbitalnych, znalezione przy pomocy tych nomogramów powinny być traktowane jako w wysokim stopniu prowizoryczne.

Przyjmowanie niedokładnej wartości początkowej stosunku k w metodzie Piotrowskiego-Kopala nie jest groźne, ponieważ jest to metoda iteracyjna: rozwiązania równań (8) można ponawiać dotąd, aż wartości k początkowa i końcowa będą ze sobą zgodne. Szczegółową dyskusję zbieżności tego procesu iteracyjnego i błędów ostatecznych elementów orbity zawdzięczamy S. Piotrowskiemu (1948b).

Argument α , występujący w tablicach Cesewicza, obliczany jest ze wzoru (9) na podstawie bezpośrednio obserwowanej jasności l oraz na podstawie jasności λ w momencie wewnętrznej styczności, odczytanej z krzywej jasności, poprowadzonej od ręki przez punkty otrzymane z obserwacji. Odczytana w ten sposób wartość λ jest oczywiście subiektywna i niedokładna, a więc nie jest właściwe przyjmowanie jej – jak to czynił Kopal (1946) w pierwotnej wersji metody – za wartość ostateczną. Poprawkę $\Delta\lambda$ jasności λ wprowadził S. Piotrowski (1948b) do równań (8) w następujący sposób.

Jeśli zmienimy przyjętą jasność λ w momencie wewnętrznej styczności o $\Delta\lambda$, każdy (i – ty) punkt normalny w płaszczyźnie $(\alpha, \sin^2\psi'')$ przesunie się wzdłuż osi α o wielkość $\alpha_i \frac{\Delta\lambda}{1-\lambda}$.

Tej zmianie α odpowiada zmiana $\sin^2\psi''$ wynosząca

$$\alpha_i \frac{d \sin^2\psi''}{d\alpha} \frac{\Delta\lambda}{1-\lambda}. \quad (12)$$

Aby uwzględnić zmianę głębokości minimum o $\Delta\lambda$ musimy dodać wielkość (12) do lewej strony równań (8).

Ogólną metodę wprowadzania do równań problemu poprawki prowizorycznie przyjętej wartości dowolnego elementu E sformułował S. Piotrowski (1948b) następująco. Równanie (8) można zapisać w postaci

$$H(\alpha, C_1, C_2, C_3, E + \Delta E) = \sin^2\psi''(\alpha),$$

gdzie H jest znaną funkcją elementów orbity. Rozwijamy H na szereg potęgowy względem ΔE i odrzucamy wyrazy z drugą i wyższymi potęgami ΔE . Następnie zastępujemy $\partial H / \partial E$ przez

$$\frac{d \sin^2 \vartheta}{da} \frac{\partial a}{\partial E}$$

i otrzymany układ równań rozwiązujemy względem C_1, C_2, C_3 oraz ΔE .

Tą metodą wprowadził S. Piotrowski do równań problemu nie tylko poprawkę $\Delta\lambda$ głębokości minimum, ale również poprawkę ΔU jasności układu poza zaćmieniami (o której zakładaliśmy początkowo, że jest równa jedności) oraz poprawkę załżonego apriorycznie współczynnika pociemnienia brzegowego (Piotrowski 1948b oraz 1937b). Zwrócił on również pierwszy uwagę na to, że do układu równań (8) należy dołączyć równania, zawierające informacje o dokładności przyjętych w rozwiązaniu wartości, uzyskanych ze źródeł innych niż obserwacje gwiazdy zaćmieniowej podczas zaćmienia. Takimi wartościami mogą być: maksymalna jasność układu zaćmieniowego uzyskana z obserwacji poza zaćmieniami (Piotrowski 1948b) lub stosunek k otrzymany z obserwacji spektroskopowych (Piotrowski 1948c).

Przedstawię obecnie opracowany przez S. Piotrowskiego (1948b) i przejęty następnie przez Kopala (1959) sposób obliczania wag równań (8), odpowiadających poszczególnym punktom normalnym lub poszczególnym indywidualnym obserwacjom. W równaniach (8) prawe strony są wolne od błędów, zaś współczynniki przy niewiadomych, w szczególności a_i oraz $p_i(a_i)$, są obarczone błędami. Jest to sytuacja dokładnie odwrotna do tej, jaka napotykamy w standardowym przypadku równań liniowych które mamy rozwiązywać metodą najmniejszych kwadratów. Możemy jednak bez trudności przesunąć błędy z lewej na prawą stronę równań (8). Mianowicie, przypuścmy, że równania (8) są spełnione dokładnie dla wartości a_i obciążonych błędami, ale przy założeniu, że wartości $\sin^2 \vartheta$ po prawej stronie są „skorygowane” o wielkość $(d \sin^2 \vartheta / da) \Delta a_i$. Jeśli teraz odrzucimy tę „poprawkę”, stwierdzimy, że równania (8) mogą być traktowane jako mające współczynniki przy niewiadomych wolne od błędów, zaś prawe strony obciążone błędami, proporcjonalnymi do

$$\frac{d \sin^2 \vartheta}{da} \varepsilon(a),$$

gdzie $\varepsilon(a)$ jest błędem fotometrycznej fazy a .

Jeśli o błędach pomiarów fotoelektrycznych decyduje scyntyllacja atmosferyczna (co zachodzi, gdy gwiazda jest jasna), to błędy te są „stałe w skali wielkości gwiazdowych”; wtedy $\varepsilon(a) \sim -l/(1-\lambda)$, a więc pierwiastek kwadratowy z wagi obserwacji jest proporcjonalny do

$$\sqrt{w_i} = -\frac{1-\lambda}{l_i} \frac{da}{d \sin^2 \vartheta}$$

Gdy natomiast gwiazda zaćmieniowa jest obiektem słabym, w przypadku teleskopu półmetrowej średnicy obiektem słabszym niż 10^m , o błędach decydują fluktuacje kwantowe prądu fotoelektrycznego; wówczas $\varepsilon(l) \sim \sqrt{l}$, a więc $\varepsilon(a) \sim \sqrt{l}/(1-\lambda)$, czyli

$$\sqrt{w_i} = -\frac{1-\lambda}{\sqrt{l_i}} \frac{d a}{d \sin^2 \vartheta}.$$

Sugestia Kopala (1959), że błędy pomiarów fotoelektrycznych powinny być stałe „w skali jasności”, tj. że $\varepsilon(a) \sim -1/(1-\lambda)$, wydaje się być błędną.

Pochodną $da/d \sin^2 \vartheta$ możemy wziąć z poprowadzonej od ręki, na podstawie bezpośrednich wyników obserwacji, krzywej $a = a(\sin^2 \vartheta)$. Można również korzystać ze wzoru

$$\frac{d \sin^2 \vartheta}{d a} = 2 C_2 (1 + kp) \frac{\partial p}{\partial a}$$

konieczna jest jednak wówczas znajomość przybliżonej wartości niewiadomej C_2 .

Równania (8) należy pomnożyć przez $\sqrt{w_i}$, przez co przesuniemy błędy pomiarów na prawą stronę równań obserwacyjnych, które ostatecznie dla jasnych gwiazd (gdy fluktuacje kwantowe są zaniedbywalne) przyjmą postać

$$\sqrt{w_i} (p_i^2 - 1) C_1 + 2\sqrt{w_i} (p_i + 1) C_2 + \sqrt{w_i} C_3 - (\alpha_i/l_i) \Delta\lambda = \sqrt{w_i} \sin^2 \vartheta_i. \quad (13)$$

Te równania rozwiązywane są łącznie dla głównego i wtórnego minimum, przy czym z obserwacji każdego z tych minimum wyznaczana jest oddzielna wartość $\Delta\lambda$: z minimum, odpowiadającego zaćmieniu całkowitemu wyznaczana jest poprawka $\Delta\lambda_s$ wartości $\lambda_s = L_g$, z zaćmienia pierścieniowego – poprawka wartości λ_g .

S. Piotrowski podał również równania analogiczne do (13) dla zaćmień częściowych i zastosował je do wyznaczenia orbity gwiazdy β Aurigae (Piotrowski 1948c), będącej klasycznym przykładem zastosowania metody Piotrowskiego-Kopala. Metodę tę stosowali następnie Z. Kopal i M.B. Shapley (1956), opracowując przy pomocy elektronicznej maszyny cyfrowej fundamentalny katalog elementów orbit gwiazd zaćmieniowych.

Kontynuację prac S. Piotrowskiego stanowi opracowany przez autora niniejszego artykułu sposób obliczania różnicowego pociemnienia brzegowego i różnicy wskaźników barwy gwiazd składowych na podstawie obserwacji wskaźników barwy gwiazd zaćmieniowych (Serkowski 1961; zob. też „Postępy Astronomii” 8, 50–54, 1960). Obecnie w Obserwatorium Warszawskim prowadzone są obliczenia, mające na celu zastosowanie tego sposobu do wyznaczenia różnicowego pociemnienia brzegowego tych wszystkich dobrze rozdziel-

nych gwiazd zaćmieniowych, dla których opublikowane są dokładne dwu- lub wielobarwne obserwacje fotoelektryczne. Obliczenia te, prowadzone przy pomocy elektronicznej maszyny cyfrowej, będą przypuszczalnie zakończone w przyszłym roku.

Gdy asferyczność gwiazd składowych jest zaniedbywalnie mała, elementy orbity uzyskiwane metodą Piotrowskiego-Kopala mogą być uważane za definitywne. Przy większej asferyczności konieczne jest eliminowanie jej wpływu przez stosowanie tzw. rektyfikacji krzywej jasności w oparciu o analizę harmoniczną obserwacji poza zaćmieniami. Obliczone teoretycznie błędy tej rektyfikacji, Δl_{rec} , jak również dalsze efekty asferyczności i wzajemnego „odbijania” światła przez gwiazdy składowe, nie wyeliminowane przez rektyfikację i zwane perturbacjami w minimach, Δl_{per} (patrz Kopala 1959) powinny być odjęte od poszczególnych wartości zrektfikowanej jasności l . Dla uwzględnienia tych efektów wskazane jest poprawienie metodą poprawek różniczkowych elementów orbity uzyskanych metodą Piotrowskiego-Kopala. Metodę poprawek różniczkowych przedstawię w postaci uogólnionej przed dwoma laty przez S. Piotrowskiego (praca w druku, 1963) na przypadek obecności w układzie zaćmieniowym trzeciego ciała o mocy L_3 . Rozpatrzę tylko przypadek zaćmień całkowitych.

Wyjściowe wartości mocy promieniowania gwiazd składowych, uzyskane metodą Piotrowskiego-Kopala, oznaczamy odpowiednio przez L_g^0 , L_s^0 oraz L_3^0 (zwykle $L_3^0 = 0$), przy czym zakładamy $L_g^0 + L_s^0 + L_3^0 = 1$.

Ostateczne wartości mocy, wyrażone w stosunku do tej jasności maksymalnej, która przy obliczaniu l była przyjęta za równą jedności, oznaczamy przez $L_g = L_g^0 + \Delta L_g$, $L_s = L_s^0 + \Delta L_s$ oraz $L_3 = L_3^0 + \Delta L_3$. Zatem z definicji fotometrycznej fazy zaćmienia, wynikająca z obserwacji jasność zrektfikowana układu zaćmieniowego jest równa

$$\begin{aligned} l &= L_g + L_s + L_3 - aL_s = \\ &= (L_g^0 + \Delta L_g) + (L_s^0 + \Delta L_s) + (L_3^0 + \Delta L_3) - a^0 \Delta L_s - L_s^0 \Delta a = \\ &= 1 - a^0 L_s^0 + \Delta l, \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie a^0 jest fotometryczną fazą zaćmienia obliczoną przy użyciu przybliżonych elementów orbity, zaś $a = a^0 + \Delta a$ wartością dokładną tej fazy; przez Δl oznaczona jest odchyłka $O-C$ wynikającej z obserwacji zrektfikowanej jasności od teoretycznej jasności, obliczonej przy użyciu elementów orbity uzyskanych metodą Piotrowskiego-Kopala, przy czym wobec równania (14).

$$\Delta l = \Delta L_g + (1 - a^0) \Delta L_s + \Delta L_3 - L_s^0 \Delta a, \quad (15)$$

gdzie

$$\Delta \alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial r_g} \Delta r_g + \frac{\partial \alpha}{\partial r_s} \Delta r_s + \frac{\partial \alpha}{\partial i} \Delta i + \frac{\partial \alpha}{\partial u} \Delta u. \quad (16)$$

Po podstawieniu (16) do (15) otrzymujemy równania względem siedmiu niewiadomych ΔL_g , ΔL_s , ΔL_3 , Δr_g , Δr_s , Δi oraz Δu :

$$\Delta L_g + (1 - a^0) \Delta L_s + \Delta L_3 - L_s^0 \frac{\partial \alpha}{\partial r_g} \Delta r_g - L_s^0 \frac{\partial \alpha}{\partial r_s} \Delta r_s - L_s^0 \frac{\partial \alpha}{\partial i} \Delta i - L_s^0 \frac{\partial \alpha}{\partial u} \Delta u = \Delta L \quad (17)$$

Równania te należy rozwiązywać łącznie z analogicznymi równaniami dla zaćmienia pierścieniowego. Pochodne, występujące w równaniach (17) stabilizował J.B. Irwin (1947) w zależności od argumentów k , p oraz u . Przed przystąpieniem do rozwiązywania równań (17) metodą najmniejszych kwadratów należy odjąć od Δl wyraz poprawkowy $\Delta l_{rec} + \Delta l_{per}$. Suma $\Delta L_g + \Delta L_s + \Delta L_3$ jest równa poprawce ΔU jasności maksymalnej, która apriorycznie przyjęta była za równą jedności. Równania (17) należy uzupełnić równaniem, opisującym dokładność wyznaczenia jasności maksymalnej z obserwacji poza zaćmieniami:

$$\Delta L_g + \Delta L_s + \Delta L_3 = 0; \quad (18)$$

równanie to należy przyjąć z wagą, która odpowiada błędowi średniemu prawej strony równania (18) równemu błędowi względnemu wyznaczenia jasności maksymalnej układu zaćmieniowego z obserwacji poza zaćmieniami.

Problem obliczania błędów średnich elementów orbity na podstawie ich poprawek różniczkowych otrzymanych metodą najmniejszych kwadratów został rozwiązany przez S. Piotrowskiego (1948a). Wykazał on, że błędy średnie elementów orbity są tylko wtedy równe błędom ich poprawek różniczkowych, gdy wszystkie sumy iloczynów odchyłek Δl przez drugie pochodne fazy fotometrycznej α po elementach orbity są zanedbywalnie małe w porównaniu z sumami kwadratów pierwszych pochodnych fotometrycznej fazy α po elementach orbity. Warunek ten zazwyczaj jest spełniony, co pozwala na oszacowanie w ścisły sposób błędów elementów orbity układu zaćmieniowego.

Podstawową trudność przy wyznaczaniu orbit gwiazd zaćmieniowych stanowi należyte uwzględnienie asferycznego kształtu gwiazd składowych. W ostatnich latach zaproponowano dwa nowe podejścia do tego zagadnienia. Mianowicie D.B. Wood (1962) oblicza elementy orbitalne gwiazd zaćmieniowych metodą poprawek różniczkowych przy pomocy elektronicznej maszyny cyfrowej zakładając, że każda z gwiazd składowych jest trójosiową elipsoidą. Jasność układu w momencie obserwacji jest obliczana przez każdorazowe całkowanie numeryczne po zakrytej części tarczy gwiazdy. Jest to oczywiście postępowanie doskonałe, niż posługiwanie się tablicami Cesewicza lub Irwina, które obliczone były dla gwiazd o kształcie kulistym. Metoda Wooda, konsekwentnie zakła-

dając elipsoidalny kształt gwiazd składowych, eliminuje konieczność rektyfikowania krzywej jasności. Metodę tę można by również zastosować do gwiazd o innym, niż elipsoidalny, kształcie, np. do gwiazd, wypełniających całkowicie powierzchnię ekwipotencjalną Roche'a.

Z. Kopal (1960) zwrócił uwagę, że zamiast analizować krzywą jasności gwiazdy zaćmieniowej, wygodniej jest badać transformatę fourierowską krzywej jasności. Zmiany jasności, spowodowane zaćmieniami nie są ciągłą funkcją czasu; natomiast widno częstości, opisujące te zmiany, jest ciągłe. Szczególnie ważne jest to, że widno częstości opisujące wszystkie efekty wzajemnej bliskości gwiazd składowych (efekty asferyczności i „odbicia” światła) jest dyskretne: przyjmuje różne od zera wartości jedynie dla określonych z góry wartości częstości, będących wielokrotnościami częstości obiegu orbitalnego gwiazd składowych. Efekty bliskości gwiazd i efekty zaćmień są zatem automatycznie rozdzielone, gdy stosujemy transformatę fourierowską krzywej jasności; rektyfikacja krzywej jasności staje się zbędna. Błędy pomiarów powodują przypadkowe fluktuacje widma częstości w jego części, odpowiadającej wysokim częstościom; odcięcie tego końca widma w znacznym stopniu eliminuje błędy obserwacyjne.

PRZYPIS

ALGORYTM KRAKOWIAŃSKIEJ METODY NAJMNIEJSZYCH KWADRATÓW

Danych jest m równań obserwacyjnych:

$$a_{1k}x_1 + a_{2k}x_2 + \dots + a_{nk}x_n = a_{n+1,k}; \quad k = 1, 2, \dots, m; m > n;$$

waga k -go równania wynosi w_k . W celu rozwiązania tych równań należy obliczyć:

1. Współczynniki R_{ij} (współczynniki równań normalnych) dla $i = 1, 2, \dots, n+2$ oraz $j = 1, 2, \dots, n+2$:

$$R_{ij} = R_{ji} = \sum_{k=1}^m w_k a_{ik} a_{jk}, \quad \text{gdzie } a_{n+2,k} = \sum_{i=1}^{n+1} a_{ik}.$$

2. Współczynniki r_{ij} dla $i = 1, 2, \dots, n+2$:

$$r_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{dla } i < j, \\ (R_{jj} - \sum_{s=1}^{j-1} r_{js}^2)^{1/2} & \text{dla } i = j, \\ (R_{ij} - \sum_{s=1}^{j-1} r_{is} r_{js}) / r_{jj} & \text{dla } i > j; \end{cases}$$

należy obliczać kolejno $r_{11}(=R_{11})^{\frac{1}{2}}$, r_{21} , ..., $r_{n+2,1}$, r_{22} , r_{32} , ..., $r_{n+2,2}$ itd.

Uwaga: wartości $a_{n+2,k}$, $R_{n+2,j}$ oraz $r_{n+2,j}$ obliczane są jedynie w celu zapewnienia kontroli obliczeń.

3. Współczynniki q_{ij} dla $j = 1, 2, \dots, n$:

$$q_{ij} = \begin{cases} -\left(\sum_{s=i}^{j-1} q_{is} r_{js}\right) q_{jj} & \text{dla } i < j, \\ 1/r_{jj} & \text{dla } i = j, \\ 0 & \text{dla } i > j; \end{cases}$$

należy obliczać kolejno q_{11} , q_{22} , q_{12} , q_{33} , q_{23} , q_{13} itd.

4. Szukane niewiadome x_i :

$$x_i = \sum_{j=i}^n q_{ij} r_{n+1,j} \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

5. Błąd średni z prawej strony równania obserwacyjnego o wadze $w_k = 1$:

$$\varepsilon = r_{n+1,n+1}/(m-n)^{\frac{1}{2}}.$$

6. Błędy średnie ε_i niewiadomych x_i :

$$\varepsilon_i = \left(\sum_{j=i}^n q_{ij}^2\right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon.$$

Kontrola obliczeń: Jeśli obliczenia wykonane są bezbłędnie, spełnione są następujące równości:

$$\text{Ad 1:} \quad R_{n+2,j} = \sum_{i=1}^{n+1} R_{ij} \quad j = 1, 2, \dots, n+2.$$

$$\text{Ad 2:} \quad r_{n+2,j} = \sum_{i=j}^{n+1} r_{ij} \quad j = 1, 2, \dots, n+2.$$

$$\sum_{j=1}^n (r_{n+2,j} - r_{n+1,j})^2 = \sum_{j=1}^n (R_{n+2,j} - R_{n+1,j}).$$

$$\text{Ad 4: } \sum_{i=1}^n R_{ij} x_i = R_{n+1,j} \quad (\text{równania normalne}) \quad j = 1, 2, \dots, n.$$

$$\sum_{j=1}^n (-x_j + r_{n+2,j} \sum_{i=1}^j q_{ij}) = n.$$

$$\text{Ad 5: } R_{n+1,n+1} - \sum_{j=1}^n R_{n+1,j} x_j = r_{n+1,n+1}^2.$$

$$\sum_{k=1}^m w_k (a_{n+1,k} - \sum_{i=1}^n a_{ik} x_i)^2 = r_{n+1,n+1}^2 \quad (\text{suma kwadratów } O-C).$$

LITERATURA

- Cesewicz, V.P., 1939, Bull. Astr. Inst. USSR Acad. Sci., No. 45.
 Cesewicz, V.P., 1940, Bull. Astr. Inst. USSR Acad. Sci., No. 50.
 Fetlaar, J., 1923, Utrecht Recherches, 9, pt. 1.
 Irwin, J.B., 1947, Ap. J., 106, 380 - Flower Obs. Repr., No. 70.
 Kopal, Z., 1941, Ap. J., 94, 145.
 Kopal, Z., 1946, *Introduction to the Study of Eclipsing Variables* (Harvard Obs. Monograph No. 6, Cambridge, Mass.).
 Kopal, Z., 1959, *Close Binary Systems* (Chapman and Hall, London).
 Kopal, Z., 1960, Manchester Contr., III, 83.
 Kopal, Z., Shapley, M.B., 1956, Jodrell Bank Ann., 1, 141.
 Merrill, J.E., 1953, Princeton Contr., No. 24.
 Piotrowski, S., 1937a, A.A.a 4, 1.
 Piotrowski, S., 1937b, A.A.c 3, 29.
 Piotrowski, S.L., 1947, Ap.J., 106, 472 - Harvard Repr. No. 303.
 Piotrowski, S.L., 1948a, Proc. U.S. Acad. Sci., 34, 23 - Harvard Repr. No. 304.
 Piotrowski, S.L., 1948b, Ap. J., 108, 36 - Harvard Repr. No. 312.
 Piotrowski, S.L., 1948c, Ap. J., 108, 510 - Harvard Repr. No. 318.
 Piotrowski, S.L., 1963, A.A. (w druku).
 Russell, H.N., 1912, Ap.J., 35, 315.
 Russell, H.N., 1948, Ap.J., 108, 53 - Harvard Repr. No. 312.
 Serkowski, K., 1961, A. J., 66, 405.
 Wood, D.B., 1962, Trans. I.A.U., 11B, 368.

The ... of ...

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2}$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right) = \frac{1}{2}$$

The ... of ...

APPENDIX

- 1. ...
- 2. ...
- 3. ...
- 4. ...
- 5. ...
- 6. ...
- 7. ...
- 8. ...
- 9. ...
- 10. ...
- 11. ...
- 12. ...
- 13. ...
- 14. ...
- 15. ...
- 16. ...
- 17. ...
- 18. ...
- 19. ...
- 20. ...
- 21. ...
- 22. ...
- 23. ...
- 24. ...
- 25. ...
- 26. ...
- 27. ...
- 28. ...
- 29. ...
- 30. ...
- 31. ...
- 32. ...
- 33. ...
- 34. ...
- 35. ...
- 36. ...
- 37. ...
- 38. ...
- 39. ...
- 40. ...
- 41. ...
- 42. ...
- 43. ...
- 44. ...
- 45. ...
- 46. ...
- 47. ...
- 48. ...
- 49. ...
- 50. ...
- 51. ...
- 52. ...
- 53. ...
- 54. ...
- 55. ...
- 56. ...
- 57. ...
- 58. ...
- 59. ...
- 60. ...
- 61. ...
- 62. ...
- 63. ...
- 64. ...
- 65. ...
- 66. ...
- 67. ...
- 68. ...
- 69. ...
- 70. ...
- 71. ...
- 72. ...
- 73. ...
- 74. ...
- 75. ...
- 76. ...
- 77. ...
- 78. ...
- 79. ...
- 80. ...
- 81. ...
- 82. ...
- 83. ...
- 84. ...
- 85. ...
- 86. ...
- 87. ...
- 88. ...
- 89. ...
- 90. ...
- 91. ...
- 92. ...
- 93. ...
- 94. ...
- 95. ...
- 96. ...
- 97. ...
- 98. ...
- 99. ...
- 100. ...

LABORATORYJNY ASPEKT KOSMOLOGII

BRONISŁAW KUCHOWICZ

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ АСПЕКТ КОСМОЛОГИИ

Бр. Кухович

Резюме

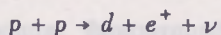
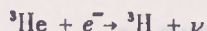
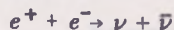
В работе представлен лабораторный эксперимент, который позволяет нам проверить некоторые космологические теории. Из этих теорий следует, что Вселенная выполнена фермиевым фоном дегенерированных нейтрино. Нейтринные энергетические уровни заняты вплоть до предельной энергии E_F . Значение E_F можно определить в бета-спектрокопии, точно зная график Кюри разрешенных β -переходов. В эволюционной космологии и в теории стационарной Вселенной значение E_F слишком мало, чтобы найти его экспериментально. Это последнее возможно в осциллирующей космологии, где $E_F \approx 5R_c$ [MeV]. Здесь R_c обозначает минимальное значение радиуса. Экспериментальные данные указывают, что если Вселенная подвергается сжатию, то коэффициент сжатия свыше 10^3 .

A LABORATORY ASPECT OF COSMOLOGY

Abstract

The present paper suggests a laboratory experiment which could test certain cosmological theories. From those theories it follows that the universe is filled with a shallow degenerate Fermi sea of neutrinos. The neutrino levels are filled up to a finite Fermi energy E_F . Experiments determining the shape of the allowed beta spectrum can be used to determine E_F . In the steady state and big bang cosmologies E_F is much too low to ever be observed, but in the oscillating cosmology $E_F \approx 5R_c$ [MeV], where R_c is the minimum radius of the universe in units of its present radius. Experimental data suggest that the universe will contract by a factor over 10^3 , if at all.

Notatka powyższa tytułem swoim nawiązuje do artykułu A.G. Pacholczyka *Observacyjne aspekty kosmologii*, który ukazał się w roku ubiegłym w tymże czasopiśmie. W notatce tej podajemy nowy aspekt obserwacyjny kosmologii, związany z istnieniem „okna neutrinowego”, o którym była mowa w rozdziale IV wspomnianego artykułu. Astronomia neutrinowa staje się ostatnio przedmiotem coraz szerszego zainteresowania. W szeregu ogłaszanych obecnie prac wskazuje się na rolę procesów, w wyniku których we wnętrzach gwiazd produkowane są neutrina i antyneutrina. Mogą to być procesy różnych typów, np.



Wiadomo, że oddziaływania neutrina z materią stanowią najsłabsze ze znanych oddziaływań cząstek elementarnych. Okazuje się, że znacznie więcej neutrin zostaje wytwarzanych w różnych procesach w rodzaju przedstawionych wyżej, niż ulega pochłonięciu w procesach odwrotnych. Nasuwa się więc wniosek, że ilość neutrin (względnie antyneutrin) we wszechświecie stale wzrasta, a że rozmaite procesy przemian cząstek elementarnych dają w końcowym rezultacie zawsze pewną ilość neutrin (albo antyneutrin), może cała materia przejść w końcu w postać neutrin. Jest to trudne do przyjęcia, choć nie można tego a priori odrzucić.

Alternatywna możliwość: niezmienna ilość neutrin we wszechświecie – nie jest jednak czymś absurdalnym i sprzecznym z danymi doświadczalnymi i teorią, które wskazują na dużą wydajność procesów prowadzących do powstawania neutrin. Jeśli przyjąć, że we wszechświecie istnieje olbrzymie, w praktyce trudno dostrzegalne tło zdegenerowanych neutrin (antyneutrin) o niskiej energii, wtedy nawet przy bardzo słabym oddziaływaniu ich z materią może zachodzić tak duży sumaryczny ubytek neutrin z tego tła, że zrównoważy on stale ich stwarzanie w różnych przemianach jądrowych i reakcjach. W tym miejscu warto zauważyć, że według oszacowań niektórych autorów średnia gęstość materii we wszechświecie pod postacią neutrin i antyneutrin może nawet kilkanaście razy przewyższać gęstość materii pod postacią cząstek o niezerowej masie spoczynkowej [1].

W notatce niniejszej pragnę przedstawić w zarysie, jakich informacji kosmologicznych może nam udzielić wykrycie tła zdegenerowanych neutrin (antyneutrin). Podany po raz pierwszy przez S. Weinberga [2] aspekt obserwacyjny kosmologii dotyczy obserwacji, związanych z fizyką jądrową, a ściślej mówiąc – z jednym jej działem: spektroskopią beta. W odróżnieniu od omówionych w artykule Pacholczyka możliwości testowania modeli kosmologicznych jest to

sprawdzanie metodami czysto laboratoryjnymi. Dla zrozumienia podanej przez Weinberga idei przypomnimy, jak przedstawia się rozkład energetyczny elektronów z przemiany beta.

Przemiana beta i wykres Kurie. Weźmy dla prostoty dozwolone przejście beta. Liczba elektronów, których energie leżą w przedziale od E do $E + dE$, wynosi: $N(E) dE = CF_p E(E_0 - E)^2 dE$

Tutaj E_0 oznacza energię maksymalną elektronu, E – jego energię, p – jego pęd, $N(E)$ – gęstość zliczeń elektronów w przedziale energetycznym, C – pewną stałą. Czynniki coulombowski F zależy od ładunku jądra, od E_0 i od E . Z powyższego wzoru widać, że odkładając wielkość

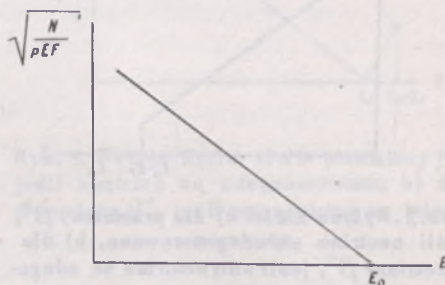
$$\sqrt{\frac{N}{pEF}}$$

w zależności od energii elektronu E otrzymujemy linię prostą. Jest to tzw. wykres Kurie. Wyznacza się z niego energię maksymalną elektronu E_0 , którą otrzymujemy w miejscu przecięcia osi rzędnych przez prostą (jak na rys. 1).

W przemianie β^- wraz z elektronami wysyłane są antyneutrino: $(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}$, a w przemianie β^+ wraz z pozytronami wysyłane są neutrino; $(Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \nu$.

Symbolem (Z, A) oznaczyliśmy jądro o Z protonach i $(A - Z)$ neutronach. Końcowy punkt wykresu Kurie dla przemiany β^- odpowiada elektronom o energii maksymalnej i antyneutrinom o energii zerowej.

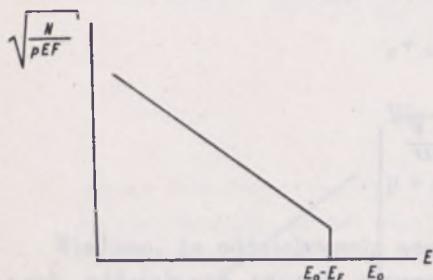
Zakaz Pauliego. Wzór na rozkład energetyczny elektronów znany jest od tylu lat, a badanie wykresu Kurie służy od tak dawna do wyznaczania energii maksymalnej E_0 , że wydawałoby się, iż nie ma już tu nic do dodania. Tymczasem dopiero Weinberg zwrócił uwagę na to, że neutrino (czy też antyneutrino) z przemiany beta mają spin połówkowy. Podlegają one zatem statystyce Fermiego-Diraca. Stosuje się do nich zakaz Pauliego, który stwierdza, że w stanie o określonym zespole liczb kwantowych może znajdować się co najwyżej jedna cząstka danego rodzaju. Zakaz ten może wywierać poważny wpływ na przemianę beta, jeśli jądro podlegające tej przemianie będzie zanurzone w gazie neutrinowym (antyneutrinowym). Z mechaniki statystycznej wiadomo, że w zdegenerowanym gazie Fermiego-Diraca w temperaturze bezwzględnej $T = 0$ fermiony wypełniają kolejno poziomy o energii kinetycznej od zera aż do wartości maksy-



Rys. 1. Wykres Kurie dla przemiany beta

malnej, granicznej, zwanej energią Fermiego i oznaczanej symbolem E_F . Jeśli temperatura nie równa się zeru, zjawiska degeneracji gazu nie można opisać w sposób tak prosty słownie jak wyżej – istota zagadnienia jednak się nie zmienia. Pozostaje zdegenerowany gaz fermionowy, wypełniający z dużym prawdopodobieństwem wszystkie stany o energii poniżej E_F .

Zdegenerowany gaz neutrinowy a przemiana beta. Przejdziemy teraz do najciekawszego punktu naszych rozważań: do stwierdzenia wpływu degeneracji neutrin w otoczeniu rozpadającego się jądra na sposób jego rozpadu. Weźmy dla ustalenia uwagi gaz neutrinowy i zanurzone w nim jądro, podlegające przemianie β^+ . Gdy gęstość neutrin jest na tyle duża, że zajęte są poziomy energetyczne aż do energii Fermiego E_F , możliwe są tylko takie rozpady, w wyniku których powstaną neutrina o energiach pomiędzy E_F a E_0 .



Rys. 2. Wykres Kurie: a) dla przemiany β^+ , jeśli neutrina są zdegenerowane, b) dla przemiany β^- , jeśli antyneutrina są zdegenerowane

Emisja neutrin o energiach niższych jest niemożliwa. Nie znajdują one dla siebie miejsca w przestrzeni fazowej. Jeśli zaś emisja takich neutrin

jest wykluczona, to zarazem wykluczona jest emisja towarzyszących im pozytronów (z górnego końca widma) i wykres Kurie urywa się z prawej strony. Wygląda on jak na rys. 2.

Zadaniem spektroskopistów jest wykazanie, że w przemianie beta nie ma pozytronów o energii przewyższającej różnicę ($E_0 - E_F$). Gdyby wielkość podana w nawiasie była ujemna lub choćby równa zeru, przemiana β^+ w ogóle nie mogłaby się odbyć. Zobaczymy jednak w dalszym ciągu, że E_F jest tak mała w porównaniu z E_0 , iż coś podobnego zajść nie może.

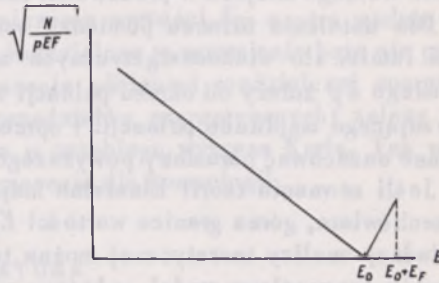
Z podobnym urwaniem wykresu Kurie jak powyżej będziemy mieli do czynienia w przypadku przemiany β^- , zachodzącej wśród zdegenerowanego gazu antyneutrinowego.

Zobaczymy teraz, co będzie, gdy przemiana β^+ ma się odbyć w otoczeniu wypełnionym zdegenerowanym gazem antyneutrinowym. Zdegenerowane morze antyneutrin wcale nie hamuje emisji neutrina. Jest nawet przeciwnie. Wiadomo z teorii cząstek elementarnych, że emisja cząstki równoważna jest (w określonych warunkach) absorpcji antycząstki. Przykładem niech będzie wychwyty elektronu przez jądro, który konkuruje w pewnych jądrach z przemianą β^+ . W naszym przypadku zamiast emisji neutrina może nastąpić absorpcja antyneutrina ze zdegenerowanego morza Fermiego. Wysłany pozytron będzie miał jednak energię większą od różnicy mas jądra przed i po przemianie beta, która jest jednocześnie maksymalną możliwą energią pozytronu E_0 . Energia pozytronu może przewyższać

tę wartość i dochodzić aż do $E_0 + E_F$. Jeśli by ktoś nie wiedział nic o istnieniu zdegenerowanego gazu antyneutrinowego, wyglądałoby to na niezachowanie energii. Kształt widma beta będzie taki jak na rys. 3. Zadaniem eksperymentatora jest wykazanie, że pojawią się pozytrony o energiach pomiędzy E_0 a $E_0 + E_F$. Rysunek 3 odnosi się również do przypadku, gdy jądra, podlegające przemianom β^- , umieścimy w otoczeniu zdegenerowanego gazu neutrinowego.

Szanse eksperymentalne. Zobaczmy teraz, jaka jest możliwość praktyczna zaobserwowania zmian wykresu Kurie dla dużych energii. Na rys. 2 i 3 pokazaliśmy te zmiany jakościowo, należy teraz zapytać się, czy wartość E_F nie jest zbyt mała do stwierdzenia eksperymentalnego. Jak tę wartość obliczyć?

Można ją obliczyć znając gęstość neutrin we wszechświecie oraz przyjmując określony model kosmologiczny. Obliczenia tego rodzaju przeprowadził Weinberg [2]. Są one dość żmudne, wymagają znajomości teorii pola grawitacyjnego oraz fizyki jądrowej. W wyniku obliczeń okazało się, że choć badanie odchyłań w przemianie beta dawało a priori możliwość testowania różnych teorii kosmologicznych, części z nich nie można sprawdzić na tej drodze. Po prostu otrzymane na drodze teoretycznej wartości energii Fermiego dla zdegenerowanego gazu neutrinowego są tak małe, że chyba nigdy nie dałoby się wykryć odchyłań wykresu Kurie od prostej z rys. 1, gdyby E_F miała wartość daną przez te teorie. I tak np. w teorii stacjonarnego wszechświata energia graniczna Fermiego (wyrażona w Megaelektronowoltach) jest rzędu: $\exp(-10^{36})$. W teorii ewolucyjnej (big bang) rozważa się dwa warianty, w zależności od tego, czy główny wkład do gęstości energii pochodzi od materii nierelatywistycznej (mas spoczynkowych), czy też od promieniowania elektromagnetycznego wraz z neutrinowym. Jeśli główny wkład daje promieniowanie, wtedy energia Fermiego dla gazu neutrinowego jest rzędu 10^{-36} MeV, a jeśli główny wkład pochodzi od mas spoczynkowych, to energia Fermiego jest rzędu 10^{-24} MeV. E_F w modelu tym jest wprawdzie czymś większym niż w modelu stacjonarnego wszechświata, pozostaje jednak zbyt małą wielkością na to, by dać szanse wykrycia eksperymentalnego. Szanse takie, aczkolwiek znikome, daje teoria pulsującego wszechświata. Jeśli podlega on periodycznemu cyklowi rozszerzania i kurczenia, wtedy podczas każdego okresu tyle samo neutrin zostaje pochłoniętych co i emitowanych. Nawet gdyby pulsa-



Rys. 3. Wykres Kurie: a) dla przemiany β^- , jeśli neutrina są zdegenerowane, b) dla przemiany β^+ , jeśli antyneutrina są zdegenerowane

cje były tylko w przybliżeniu periodyczne, pochłanianie neutrin powinno w średnim zbilansować ich emisję. W przeciwnym razie gaz neutrinowy osiągnąłby w końcu całkowitą degenerację: obsadzone byłyby wszystkie poziomy energetyczne aż do poziomu o tak wysokiej energii, że niemożliwe stałoby się dalsze wytwarzanie neutrin w procesach jądrowych, gdyż nie mogłyby one znaleźć dla siebie wolnego miejsca w przestrzeni fazowej.

Dla ustalenia bilansu pomiędzy emisją i absorpcją neutrin w tym modelu musi istnieć tło niskoenergetycznych neutrin o dużej gęstości. Wartość energii Fermiego E_F zależy od okresu pulsacji oraz od współczynnika kontrakcji, charakteryzującego amplitudę pulsacji. Poprzez wyznaczenia doświadczalne E_F mamy szanse oszacować parametry powyższego modelu kosmologicznego.

Jeśli równania teorii Einsteina mają być ważne w przypadku oscylującego wszechświata, górna granica wartości E_F powinna być rzędu 0,02 eV. W wyniku dokładnej analizy teoretycznej można tę wartość jeszcze obniżyć. Weinberg rozważa szczegółowy model, w którym neutrina są zasadniczym źródłem kosmicznego pola grawitacyjnego. Średnia ich energia jest rzędu 0,9 MeV i mamy średnio 1 neutrin w 100 cm³. Średni strumień neutrin w przestrzeni kosmicznej (w dowolnym kierunku) wynosi $3 \cdot 10^8$ neutrin na cm² w ciągu 1 sekundy. Wartość ta jest w przybliżeniu 1/200 wartości strumienia neutrin, jakie otrzymujemy ze Słońca. Dla powyższego modelu współczynnik kontrakcji wynosi $6 \cdot 10^{-11}$, a energia Fermiego jest ok. $3 \cdot 10^{-4}$ eV. W modelu powyższym przypada około 10^5 neutrin na 1 barion (cząstkę ciężką), podczas gdy w teorii stacjonarnego wszechświata i w kosmologii ewolucyjnej można się spodziewać mniej niż jednego neutrina na barion. W modelu oscylującego wszechświata ilość neutrin przypadających na 1 barion zwiększa się gwałtownie ze wzrostem przyjętej energii Fermiego (z trzecią potęgą). Gdyby energia E_F wynosiła zaledwie 1 eV, to we wszechświecie przypadałoby ponad 10^{18} neutrin na 1 barion, a gęstość energetyczna neutrin przewyższałaby 10^9 razy gęstość mas spoczynkowych barionów.

Dla różnych modeli oscylacyjnych energia Fermiego (wyrażona w MeV) zależy w przybliżeniu następująco od bezwymiarowego współczynnika kontrakcji R : $E_F \approx 5 R$.

Z przytoczonych wywodów wynika, że doświadczalne znalezienie górnej granicy energii Fermiego E_F neutrin daje niewiele, gdyż nie wyklucza żadnej z rozważonych teorii kosmologicznych (nie mówiąc już o innych). Można oczywiście mówić, że gdyby się udało znaleźć ograniczenie z dołu na E_F , choćby rzędu ułamka elektronowolta, doprowadziłoby to do odrzucenia teorii stacjonarnego wszechświata czy też teorii „big bang”. Ponieważ jednak ze względu na metodykę doświadczenia możliwe wydaje się jedynie znajdowanie coraz dokładniejszego ograniczenia z góry na wartość E_F , można przypuszczać, iż obu powyższych modeli nigdy na tej drodze nie da się wyeliminować. Możliwe jest natomiast co innego: jeśli przyjmiemy model pulsującego wszechświata, wtedy znajdując coraz to ostrzejsze ograniczenia z góry dla wartości E_F będziemy

mogli coraz bardziej zacieśniać przedział dopuszczalnych wartości współczynnika kontrakcji. Przeprowadzone dotychczas doświadczenia dają ograniczenia na współczynnik kontrakcji: $R < 2 \cdot 10^{-4}$. R. Drever z Glasgow przystąpił do doświadczenia, w którym poszukuje absorpcji niskoenergetycznych neutronów z morza Fermiego przez jądra trytu. Na razie udało się jemu stwierdzić, że $E_F < 500$ eV. Jeśli zatem zachodzą pulsacje we wszechświecie, to amplituda zmienia się o czynnik 10^4 lub większy. Dalsze ograniczenia wartości E_F z góry wydaje się czymś trudnym, gdyż najlepsza zdolność rozdzielcza w przemianie beta nie przekraczała dotychczas 120 eV. Od polepszenia zdolności rozdzielczej aparatury (tzn. zmniejszenia wartości liczbowej przedziałów energetycznych) zależy wykrycie ewentualnych nieznaczących zmian w przebiegu wykresu Kurie. Tak więc rozwój spektroskopii beta nie jest bez znaczenia dla kosmologii.

LITERATURA

- [1] Zeldowicz, Ja. B., Smorodinski, Ja. A., *ŽETF* 41, 907 (1961).
 [2] Weinberg, S., *Phys. Rev.* 128, 1457 (1962).

DISTRIBUTION FUNCTION AND INTEGRALS OF MOTION
OF STELLAR DYNAMICS

Abstract

The article presents, in the light of recent works by Contopoulos, Iida and Lynden-Bell, the dependence of the distribution function upon integrals of the equations of motion of stationary self-gravitating stellar systems.

POSTARBIENE ŽAGAIPIETA

Šiame darbe pateikiama, remiantis žiniais, gautais Contopoulos, Iida ir Lynden-Bell, priklausomybė tarp pasiskirstymo funkcijos ir integralų judėjimo lygčių sprendinių stacionarių savigravituojančių žvaigždžių sistemų.

(1962)

Šiame darbe $\mathcal{F} = (x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ skleidžiama polatinis punktas, $\mathcal{F} = (x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ - pabr-

FUNKCJA GĘSTOŚCI FAZOWEJ A CAŁKI RUCHU DYNAMIKI GWIAZDOWEJ

JERZY S. STODÓŁKIEWICZ

ФУНКЦИЯ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ И ИНТЕГРАЛЫ ДВИЖЕНИЯ ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКИ

Ю. С. Стодулкевич

Резюме

В настоящей статье представлена, в освещении последних трудов Контопулюса, Идлиса и Линден-Белли, зависимость функций фазовой плотности от первых интегралов уравнений движения стационарных самогравитирующих звёздных систем.

DISTRIBUTION FUNCTION AND INTEGRALS OF MOTION OF STELLAR DYNAMICS

Abstract

The article presents, in the light of recent works by Contopoulos, Idlis and Lynden-Bell, the dependence of the distribution function upon integrals of the movement equations of stationary self-gravitating stellar systems.

POSTAWIENIE ZAGADNIENIA

Stan dynamiczny dowolnego układu gwiazdowego jest w pełni określony, jeżeli znana jest dla tego układu funkcja gęstości fazowej

$$f(t, \vec{x}, \vec{v}) \quad (1)$$

gdzie wektor $\vec{x} = [x_1, x_2, x_3]$ określa położenie punktu, $\vec{v} = [v_1, v_2, v_3]$ — pręd-

kość, a t oznacza czas. Znając funkcję gęstości fazowej, możemy w każdej chwili t za pomocą formuły

$$dN = f(t, \vec{x}, \vec{v}) dx_1 dx_2 dx_3 dv_1 dv_2 dv_3 \quad (2)$$

wyznaczyć ilość gwiazd dN znajdujących się w otoczeniu dowolnego punktu \vec{x} wewnątrz pewnego elementu o objętości $dx_1 dx_2 dx_3$ i posiadających prędkości, których współrzędne zawarte są w przedziałach $(v_i - \frac{1}{2} dv_i, v_i + \frac{1}{2} dv_i)$

dla $i = 1, 2, 3$.

Kształt funkcji gęstości fazowej zależy od pola sił działających w układzie. Przyjmijmy, że pole to jest polem potencjalnym o potencjale $W(t, \vec{x})$. Przyjmijmy także, że – podobnie jak to ma miejsce w naszej Galaktyce – możemy zaniedbać oddziaływania perturbacyjne oddzielnych gwiazd. Przy tych założeniach ruch pojedynczych gwiazd będzie opisywał układ równań

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \text{grad } W, \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v}. \quad (4)$$

Jeżeli przyjmijmy ponadto, że ilość gwiazd w każdym elemencie przestrzeni fazowej poruszającym się wraz z gwiazdami nie ulega zmianie, to funkcja fazowa spełnia warunek

$$\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \text{ grad } f + \text{grad } W \text{ grad}_{\vec{v}} f = 0 \quad (5)$$

gdzie

$$\text{grad}_{\vec{v}} f = \left[\frac{\partial f}{\partial v_1}, \frac{\partial f}{\partial v_2}, \frac{\partial f}{\partial v_3} \right]. \quad (6)$$

Równanie (5), wyprowadzone dla układów gwiazdowych przez Jeansa, wyraża treść prawa Liouville'a: Gęstość fazowa f jest stała w każdym, poruszającym się wraz z gwiazdami punkcie 6-wymiarowej fazowej przestrzeni położeń i prędkości.

Ważną klasę układów gwiazdowych stanowią układy, w których zarówno gęstość jak i potencjał w każdym punkcie przestrzeni nie zależą od czasu. Układy takie nazywamy układami stacjonarnymi. Ponieważ funkcja

gęstości fazowej w układach stacjonarnych nie zależy od czasu, więc równanie (5) redukuje się do

$$\vec{v} \text{ grad } f + \text{grad } W \text{ grad }_{\vec{v}} f = 0. \quad (7)$$

W dalszym ciągu niniejszego artykułu ograniczać się będziemy tylko do rozważania układów stacjonarnych.

Ponadto będziemy przyjmowali, że pole sił regulujące ruch gwiazd jest polem grawitacyjnym wywołanym przez ten układ. Układy spełniające ten warunek nazywamy układami samograwitacyjnymi. Potencjał W takiego pola określony jest przez gęstość gwiazd w przestrzeni

$$\rho = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}, \vec{v}) dv_1 dv_2 dv_3, \quad (8)$$

za pomocą równania Poissona

$$\Delta W = -4\pi G m \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}, \vec{v}) dv_1 dv_2 dv_3, \quad (9)$$

gdzie m jest średnią wartością masy jednej gwiazdy, G – stałą grawitacji, Δ – operatorem Laplace'a.

Dwie funkcje $f(\vec{x}, \vec{v}) \geq 0$ i $W(\vec{x})$ mogą być odpowiednio funkcją gęstości fazowej i potencjałem rzeczywistego samograwitacyjnego, stacjonarnego układu gwiazdowego wtedy i tylko wtedy, gdy funkcje te spełniają jednocześnie oba równania (7) i (9). Funkcje te powinny ponadto być jednoznaczne oraz czynić zadość pewnym warunkom brzegowym gwarantującym skończoną masę całego układu oraz znikanie potencjału w nieskończoności.

Powróćmy do równania (7). Równanie to zapisane w postaci

$$\frac{\partial f}{\partial x_1} \frac{\partial F}{\partial v_1} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \frac{\partial F}{\partial v_2} + \frac{\partial f}{\partial x_3} \frac{\partial F}{\partial v_3} - \frac{\partial f}{\partial v_1} \frac{\partial F}{\partial x_1} - \frac{\partial f}{\partial v_2} \frac{\partial F}{\partial x_2} - \frac{\partial f}{\partial v_3} \frac{\partial F}{\partial x_3} = 0, \quad (10)$$

gdzie

$$F = \frac{1}{2}(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) - W(x_1, x_2, x_3), \quad (11)$$

może być traktowane dla danego potencjału W jako równanie na funkcję gęstości fazowej f . Ogólne rozwiązanie równania (10) jest, jak wiadomo z teorii liniowych równań różniczkowych, dowolną funkcją pięciu niezależnych i nie zawierających explicite czasu całek pierwszych

$$I_k = I_k(\vec{x}, \vec{v}), \quad k = 1, \dots, 5. \quad (12)$$

Całki I_k otrzymujemy z rozwiązania układu równań kanonicznych postaci

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial v_i} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_i}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial x_i} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$i = 1, 2, 3$$

Jednak można się spodziewać, że ogólne rozwiązanie równania (10) nie będzie spełniać wszystkich warunków, jakie ze względów fizycznych nałożone są na funkcję gęstości fazowej. Dlatego powstają pytania: w jaki sposób możemy skonstruować takie szczególne rozwiązania równania (10), które mogłyby być traktowane jako funkcja gęstości fazowej w rzeczywistym układzie gwiazdowym oraz od ilu i których całek pierwszych I_k zależec będą takie rozwiązania. Zagadnienie to zostanie pokrótce omówione w następujących paragrafach.

UKŁADY OSIOWO I PUNKTOWO SYMETRYCZNE

Łatwo można otrzymać tzw. klasyczne całki pierwsze układu równań kanonicznych (13) i (14) dla potencjałów o różnych symetriach.

1. Jeżeli nie nakładamy żadnych warunków na potencjał \mathbb{W} , to jedyną całką klasyczną jest całka energii

$$F = \frac{1}{2} (v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) - \mathbb{W}(x_1, x_2, x_3) = E = \text{const.} \quad (15)$$

2. Dla układów obdarzonych symetrią cylindryczną, dla których zarówno gęstość gwiazd ρ , jak i potencjał \mathbb{W} są tylko funkcjami odległości r od wyróżnionej osi i odległości z od pewnej płaszczyzny prostopadłej do tej osi, drugą klasyczną całką pierwszą jest całka momentu pędu

$$r^2 \Phi = h = \text{const.}, \quad (16)$$

gdzie Φ jest prędkością kątową gwiazdy.

3. Wreszcie układy kulisto symetryczne posiadają cztery klasyczne całki pierwsze: całkę energii (15) oraz trzy całki pól, które możemy zapisać za pomocą jednego równania wektorowego

$$\vec{r} \times \dot{\vec{r}} = \vec{\omega} \quad (17)$$

gdzie \vec{r} jest wektorem wodzącym gwiazdy, $\vec{\omega}$ – stały wektor.

W każdym z powyższych przypadków ilość klasycznych całek pierwszych jest mniejsza od pięciu. Do funkcji fazowej, w celu zapewnienia jej jednoznaczności, powinny wchodzić w charakterze argumentów tylko jednoznaczne całki pierwsze. Rodzi się więc pytanie, czy istnieją jednoznaczne całki pierwsze oprócz wyżej podanych.

1. Rozważmy najpierw układy, w których funkcja fazowa zależy jedynie od całki energii (15)

$$f = f\left(\frac{1}{2}v^2 - W\right). \quad (18)$$

Rozkład prędkości gwiazd w takim układzie jest izotropowy. Średnia prędkość gwiazd w każdym punkcie układu równa się zero. Gęstość gwiazd ρ jest tylko funkcją potencjału

$$\rho = \rho(W). \quad (19)$$

Jedyną figurą równowagi jaką mogą tworzyć tak poruszające się gwiazdy jest kula [3, 4]. Ale dla układów o symetrii kulistej, jak wiemy, istnieje nie jedna lecz cztery całki ruchu.

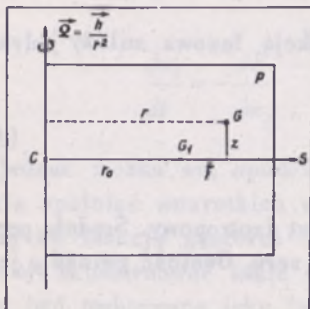
2. Zajmijmy się teraz układami o symetrii osiowej. Można wykazać (Contopoulos [2]), że dla takich układów nie są spełnione założenia twierdzenia Poincaré'go [6], o nieistnieniu innych od (15) i (16) jednoznacznych całek układu równań (13). Liczne próby znalezienia takiej całki prowadzone były przy przyjęciu dodatkowych założeń odnośnie potencjału lub funkcji gęstości fazowej (w wielu wypadkach np. zakładano elipsoidalny rozkład prędkości swoistych gwiazd). Przyjmowane ograniczenia powodowały, że otrzymane quasi-całki mogły być stosowane tylko lokalnie, w niewielkich obszarach Galaktyki.

Contopoulos [2] podał metodę znalezienia w postaci szeregu trzeciej całki dowolnego układu posiadającego symetrię względem osi i prostopadłej do niej płaszczyzny.

Wyobraźmy sobie, że ruch jakiejś gwiazdy rozpatrujemy w ruchomym układzie współrzędnych, określonych jak następuje: w obracającej się płaszczyźnie P przechodzącej przez oś obrotu \bar{n} i wybraną gwiazdę G (patrz rys. 1), z oznacza odległość gwiazdy G od płaszczyzny symetrii S układu, natomiast $\xi = r - r_0$, gdzie r jest odległością gwiazdy G od osi obrotu, zaś r_0 odległością od centrum Galaktyki C punktu leżącego w płaszczyźnie Galaktyki i obiegającego jej środek po kole z momentem pędu h takim, jaki posiada gwiazda G .

W tym układzie współrzędnych potencjał (równy sumie potencjału grawitacyjnego i potencjału siły odśrodkowej) może być rozwinięty na szereg

$$W - \frac{h^2}{2r^2} = \frac{1}{2}(-P\xi^2 - Qz^2 + 2b\xi z^2 + \dots), \quad (20)$$



Rys. 1

w którym nie występują liniowe wyrazy względem ξ i z . Współczynniki P , Q , $b \dots$ tego rozwinięcia są stałe.

Równania (13) i (14) dają

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial R}, & \frac{dz}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial Z}, \\ \frac{dR}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \xi}, & \frac{dZ}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

gdzie

$$F = \frac{1}{2}(R^2 + Z^2 + P\xi^2 + Qz^2 - 2b\xi z^2 \dots) \quad (22)$$

jest całką energii, R i Z odpowiednio prędkościami w kierunkach prostym i równoległym do osi obrotu.

Gdybyśmy ograniczyli się do pierwszych wyrazów w rozwinięciu (22), funkcję F moglibyśmy przedstawić w postaci

$$F = F_0 + b F_1 \quad (23)$$

gdzie

$$F_0 = \frac{1}{2}(R^2 + Z^2 + P\xi^2 + Qz^2) \quad (24)$$

i

$$F_1 = -\xi z^2. \quad (25)$$

Contopoulos poszukiwał trzeciej całki ruchu Φ w postaci

$$\Phi = \Phi_0 + b \Phi_1 + b^2 \Phi_2 + \dots + b^n \Phi_n + \dots \quad (26)$$

Ponieważ Φ jest całką pierwszą, więc musi spełniać równanie (10), które w przyjętych współrzędnych może być zapisane jak następuje

$$(\Phi, F) = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \frac{\partial F}{\partial R} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial F}{\partial Z} - \frac{\partial \Phi}{\partial R} \frac{\partial F}{\partial \xi} - \frac{\partial \Phi}{\partial Z} \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad (27)$$

zna P na rys. 1) odchylają się w szerokości galaktycznej odpowiednio od kierunku równoległego i prostopadłego do płaszczyzny symetrii układu, przy czym odchylenie to wzrasta wraz z odległością rozważanej grupy gwiazd od płaszczyzny Galaktyki.

Widzimy więc, że dla układów osiowosymetrycznych udaje się uzyskać trzy całki pierwsze i dlatego co najmniej od tych trzech całek powinna zależeć funkcja gęstości fazowej.

3. W układach o symetrii sferycznej układ czterech całek klasycznych wyczerpuje zbiór wszystkich jednoznacznych całek pierwszych. Jedyne dla potencjału pochodzącego od masy punktowej postaci $\frac{1}{r}$ ($l = \text{const.}$) i potencjału wewnątrz jednorodnej kuli Dr^2 ($D = \text{const.}$) daje się otrzymać piątą jednoznacznie niezależną od czasu całkę ruchu. W obu tych przypadkach orbity gwiazd są elipsami. Dla innych potencjałów sferyczno symetrycznych piąta całka ruchu, określająca orientację orbity, nie jest jednoznaczna.

Powstaje pytanie, czy funkcja fazowa w układzie kulisto symetrycznym powinna zależeć od wszystkich czterech klasycznych całek ruchu

$$I_1 = \frac{1}{2} v^2 - W(r) = E, \quad (31)$$

$$I_2 = x_2 v_3 - x_3 v_2 = \omega_1, \quad (32)$$

$$I_3 = x_3 v_1 - x_1 v_3 = \omega_2, \quad (33)$$

$$I_4 = x_1 v_2 - x_2 v_1 = \omega_3, \quad (34)$$

Jeans [4], twierząc, że w układzie kulisto symetrycznym funkcja gęstości fazowej musi być stała na powierzchni każdej sfery o środku w środku symetrii układu, rozważał tylko układy, dla których $f(\vec{r}, \vec{v})$ jest postaci

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = f(I_1, I_2^2 + I_3^2 + I_4^2) = f(E, \vec{\omega}^2). \quad (35)$$

Układy charakteryzujące się taką funkcją gęstości fazowej cechują się tym, że średnia prędkość gwiazd w każdym punkcie układu równa się zero, co między innymi oznacza, że układy te nie rotują. Teoria układów sferyczno symetrycznych stosowana jest głównie do gromad kulistych. Nazwijmy nierotującą gromadę kulistą – gromadą Jeansa.

Lynden-Bell [5] wykazał, że mogą istnieć gromady kuliste (w których powierzchnie jednakowej gęstości są sferami), które rotują. Swe rozumowanie oparł on na fakcie, że warunkiem, by układ był sferyczno symetryczny, jest kulista symetria gęstości gwiazdowej

$$\rho = \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}, \vec{v}) dv_1 dv_2 dv_3, \quad (36)$$

podczas gdy sama funkcja gęstości fazowej może nie posiadać tej symetrii.

Zamiast skomplikowanego analitycznie dowodu przytoczę tu za Lynden-Bellem bardzo sugestywne rozumowanie, które pozwoli nam wyrobić sobie pogląd na podstawowe własności takich rotujących układów sferycznych. Wyobraźmy sobie „demon Maxwella”, który jest w stanie zmieniać kierunki biegu gwiazd w początkowo nierotującej gromadzie Jeansa. Przypuśćmy, że wyróżnił on w przestrzeni pewien wektor. Podzielmy gwiazdy na dwie grupy. Do pierwszej zaliczamy wszystkie te gwiazdy, których wektor momentu pędu tworzy z wybranym wektorem kąt nie większy niż $\frac{\pi}{2}$, do drugiej – pozostałe. Następnie niech „demon Maxwella” zachowa ruch gwiazd grupy pierwszej, natomiast (przy zachowaniu bezwzględnej wartości ich prędkości) niech zmieni o 180° kierunek ruchu gwiazd należących do drugiej grupy. Gwiazdy należące do drugiej grupy zawracają oczywiście po swych dawnych orbitach, a więc rozkład przestrzenny gwiazd nie zmienia się i pozostaje kulisty. Jednak średnia prędkość gwiazd nie będzie już równa zero, gromada jako całość będzie posiadała nieznikający moment pędu – będzie rotować. Oczywiście „demon Maxwella” może zmienić kierunki ruchu nie wszystkich gwiazd drugiej grupy, lecz tylko pewnej ich części. Z tego powodu każdej gromadzie Jeansa odpowiadać będzie ciąg gromad o tym samym przestrzennym rozkładzie gęstości rotujących z różnymi całkowitymi momentami pędu.

Rozkład momentów pędu gwiazd w każdym punkcie rotującej gromady kulistej nie będzie izotropowy, lecz będzie posiadał wyróżnioną oś (np. oś x_3), a funkcja gęstości fazowej dodatkowo będzie zależała od ω ,

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = f(E, \vec{\omega}^2, \omega_3). \quad (37)$$

Widzimy więc, że w obu przypadkach: układów o symetrii osiowej i układów o symetrii cylindrycznej – funkcja gęstości fazowej zależy od co najmniej trzech całek ruchu. Oczywiście, przypadki te nie wyczerpują zbioru wszystkich możliwych potencjałów, które istnieją w bardziej skomplikowanych układach gwiazdowych: galaktykach spiralnych, przegrodzonych, ciasnych parach galaktyk itp.

MAKSYMALNA ILOŚĆ CAŁEK PIERWSZYCH WCHODZĄCYCH W CHARAKTERZE ARGUMENTÓW DO FUNKCJI GĘSTOŚCI FAZOWEJ

Przypuśćmy, że znamy k jednoznacznych, niezależnych od czasu całek pierwszych jakiegoś układu gwiazdowego ($3 \leq k \leq 5$). Gdyby funkcja gęstości fazowej zależała od wszystkich tych k całek, równanie Poissona [9] moglibyśmy zapisać w postaci

$$\Delta W = -4\pi G m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(I_1, I_2, I_3, \dots, I_k) dv_1 dv_2 dv_3. \quad (38)$$

Wyberzmy spośród całek I_1, \dots, I_k trzy całki I_1, I_2, I_3 niezależne od siebie w przestrzeni prędkości. Równanie (38) może być zapisane jak następuje

$$\Delta W = -4\pi G m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(I_1, \dots, I_k) \frac{D(v_1, v_2, v_3)}{D(I_1, I_2, I_3)} dI_1 dI_2 dI_3. \quad (39)$$

Lewa strona równania (39) jest określoną funkcją x_1, x_2 i x_3 , a zatem i całka występująca po prawej stronie nie może być dowolną funkcją całek I_i ($i > 3$), a więc tylko całki I_1, I_2 oraz I_3 mogą wchodzić w charakterze niezależnych argumentów do funkcji gęstości fazowej.

To spostrzeżenie pozwoliło Idlisowi [3] wypowiedzieć następujące twierdzenie*: „Dla samograwitacyjnych układów gwiazdowych istnieją trzy** i tylko trzy niezależne całki pierwsze ruchu gwiazdy I_1, I_2, I_3 wchodzące w charakterze niezależnych zmiennych do funkcji gęstości fazowej f

$$f = f(I_1, I_2, I_3), \quad (40)$$

przy czym każdej konkretnej postaci tych całek ruchu

$$I_j = I_j(x_1, x_2, x_3, v_1, v_2, v_3) \quad j = 1, 2, 3, \quad (41)$$

niezależnych względem współrzędnych prędkości

$$0 \neq \frac{D(I_1, I_2, I_3)}{D(v_1, v_2, v_3)} \neq \infty \quad (42)$$

odpowiada określony gradient potencjału $\text{grad } W$, którego współrzędne mogą być znalezione w wyniku rozwiązania układu liniowych równań algebraicznych

$$\frac{DI_j}{Dt} = \vec{v} \text{ grad } I_j + \frac{\partial W}{\partial x_1} \frac{\partial I_j}{\partial x_1} + \frac{\partial W}{\partial x_2} \frac{\partial I_j}{\partial x_2} + \frac{\partial W}{\partial x_3} \frac{\partial I_j}{\partial x_3} = 0 \quad j = 1, 2, 3, \quad (43)$$

z różnym od zera wyznacznikiem (42) i określona funkcja gęstości fazowej f (40), wchodząca w charakterze niewiadomej funkcji do trójwymiarowego całkowitego równania Poissona

*Twierdzenie to sformułował Idlis dla dowolnych układów samograwitacyjnych, niekoniecznie stacjonarnych. Patrz także K. Rudnicki, „Postępy Astronomii”, 1962, X, 1, 95.

**Argumentacja Idlisa, że dla każdego układu samograwitacyjnego istnieją trzy jednoznaczne całki ruchu nie wydaje się autorowi niniejszego artykułu w pełni przekonująca.

$$\iiint_{\Omega} f(l_1, l_2, l_3) \frac{D(v_1, v_2, v_3)}{D(l_1, l_2, l_3)} dl_1 dl_2 dl_3 + \frac{1}{4\pi G m} \Delta W = 0 \quad (44)$$

z określonym wyrazem wolnym $\frac{1}{4\pi G m} \Delta W$ i różnym od zera jądrem $\frac{D(v_1, v_2, v_3)}{D(l_1, l_2, l_3)}$ (Ω – trójwymiarowa przestrzeń wartości całek l_1, l_2, l_3)”.

Nie dyskutuję tu możliwości praktycznego wykorzystania twierdzenia Idlisa, gdyż autor nie podaje sposobów doboru funkcji l_1, l_2, l_3 . A funkcje te muszą, oprócz podanych przez autora, spełniać szereg dodatkowych warunków, mianowicie: 1) pole wektorowe otrzymane z rozwiązania równania (43), a więc określone przez całki l_1, l_2, l_3 , musi być polem potencjalnym, 2) potencjał tego pola W musi na dużych odległościach r od środka układu dążyć do zera jak r^{-1} , 3) ΔW musi być w każdym punkcie niedodatni i skończony oraz 4) funkcja f otrzymana z rozwiązania równania (44) musi być nieujemna. Z drugiej strony autor nie przedstawia kompletnego dowodu na to, iż w dowolnym samograwitującym układzie gwiazdowym istnieją zawsze trzy jednoznaczne całki pierwsze. Jednak z pewnością twierdzenie to rzuca pewne światło na zagadnienie maksymalnej ilości całek ruchu mogących wchodzić w charakterze niezależnych argumentów do funkcji gęstości fazowej.

Reasumując należy podkreślić, że podstawowe zagadnienie teorii ruchu układów gwiazdowych – zależność funkcji gęstości fazowej od całek ruchu – nie jest do chwili obecnej nawet dla najprostszycych, stacjonarnych układów w pełni rozwiązane.

LITERATURA

- [1] Barbanis, B., *Z. Astrophys.* 56, 56, 1962.
- [2] Contopoulos, G., *Z. Astrophys.* 49, 273, 1960.
- [3] Idlis, G.M., *Struktura i dynamika zwiolzdnych ssystem, Izd. A. N. Kaz. SSR*, 1961.
- [4] Jeans, J.H., *Astronomy and Cosmogony*, Dover Publications, Chap. XIV, 1961.
- [5] Lynden-Bell D., *M.N.* 120, 204, 1960.
- [6] Poincaré, H., *Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste*, Dover Publications, Chap. V, 1957.

$$(44) \quad \frac{d^2 u}{dx^2} + p(x) \frac{du}{dx} + q(x)u = r(x)$$

W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (44) jest równaniem liniowym. W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (44) jest równaniem liniowym.

(45) $\frac{d^2 u}{dx^2} + p(x) \frac{du}{dx} + q(x)u = r(x)$

W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (45) jest równaniem liniowym. W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (45) jest równaniem liniowym.

W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (46) jest równaniem liniowym. W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (46) jest równaniem liniowym.

LITERATURA

1. Białynicki-Birula, J., *Wydział Matematyki i Inżynierii*, 1950.
2. ...
3. ...
4. ...
5. ...
6. ...
7. ...
8. ...
9. ...
10. ...

W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (47) jest równaniem liniowym. W tym przypadku, gdzie $p(x)$ i $q(x)$ są funkcjami, które nie zależą od u , równanie (47) jest równaniem liniowym.

otrzymano kiedyś kilkakrotnie mniej odróżnialnych galaktyk niż na kliszy z ekspozycją krótszą (nieco większe drgania atmosfery, rozmywając obrazy zarówno gwiazd jak i galaktyk, uczyniły je trudniej rozróżnialne od siebie), oraz że przy tej samej wielkości granicznej widzialnych galaktyk na kliszach otrzymanych tym samym instrumentem, funkcja $\phi(m)$ (prawdopodobieństwo rozpoznania obiektu o wielkości m jako galaktyki) może mieć różny kształt. Obserwatorzy gromad galaktyk wiedzą, że muszą się liczyć z systematycznymi różnicami w materiale wziętym nawet z różnych obszarów tej samej kliszy. Trudno do opracowania takiego materiału wpręgać subtelne metody formalne. Nadaje się on raczej do wyciągania wniosków natury jakościowej niż ilościowej.

Czasem jednak szkoła formalistyczna przedstawia pewne stwierdzenia sugerujące jakiś pozytywny wynik. Takim przykładem jest zagadnienie omówione w artykule prof. Zonna. Konkluzją jest: „Twierdzenie o tym, że gromady zwarte mają przewagę galaktyk eliptycznych i typu *SO* nie wydaje się... słuszne”. Mam nadzieję, że uważny czytelnik nie wyciągnie stąd wniosku, że „twierdzenie o tym, że gromady zwarte mają przewagę galaktyk eliptycznych i typu *SO* jest niesłuszne”. Sądzę jednak, że nawet tak ostrożne sformułowanie autora, które w zasadzie można wyrazić: „Istniejący materiał obserwacyjny nie pozwala na wyciągnięcie wniosków metodą formalizmu statystycznego, że gromady zwarte... itd.” wymaga pewnych omówień.

Nie chcę dyskutować takich punktów jak aproksymowanie pewnych bardzo skomplikowanych funkcji rozkładami gaussowskimi. Nie wątpię, że autorzy tych rachunków mają wystarczające doświadczenie, aby — choćby podświadomie — ocenić błąd, jaki może w wyniku dać takie założenie. Natomiast pozwolę sobie zauważyć, że dla znalezienia różnic pomiędzy składem populacyjnym gromad należałoby badać raczej jądra gromad niż całe gromady, gdyż właśnie w jądrach zdają się te różnice występować najwyraźniej. Jeszcze poważniejsze zastrzeżenie budzi porównywanie galaktyk, należących do gromad z galaktykami pola (galaktykami niestowarzyszonymi). Taka procedura opiera się na założeniu, że galaktyki niestowarzyszone w ogóle istnieją. Poglądy na tę sprawę są obecnie różne. Istnieje stary pogląd Hubble'a, że są galaktyki pola stanowiące jednorodną populację wszechświata (jeśli kto woli: Metagalaktyki) a wśród nich występują zgrupowania galaktyk — ich gromady. Istnieje też pogląd Zwicky'ego (1957) poparty wieloma obserwacjami, że gromady być może wypełniają całą przestrzeń, stykają się ze sobą (hipoteza „komórek gromad”). Istnieją więc galaktyki pograniczne, które można traktować jako członków zarówno jednej jak i drugiej gromady, nie ma natomiast galaktyk w ścisłym sensie niestowarzyszonych. Ta sprawa jest przedmiotem badań szkoły morfologicznej. Niektórzy astronomowie, jak np. M.S. Ejlenson (1960), uważają nawet istnienie komórek gromad wypełniających całą przestrzeń dostępną obserwacji jako ostateczne stwierdzenie nauki. Przedstawiciele szkoły morfologicznej nie posuwają się tak daleko, uważają jednak, że istnienia galaktyk niestowarzyszonych w żadnym wypadku nie można uważać za pewnik.

Założmy, że hipoteza istnienia galaktyk pola jest słuszna. W takim razie pozostaje problem wyboru kryteriów, po których można wyróżnić galaktyki pola. W omawianym artykule posłużono się katalogiem Humasona-Mayalla-Sandage'a (1956), który za galaktyki niestowarzyszone przyjmuje po prostu te, których przynależności do żadnej konkretnej gromady nie udało się stwierdzić. Większość z nich to galaktyki z najbliż-

LITERATURA

- Ejgenzon, M.S., 1960, *Vnegalaktičeskaja Astronomija*, Moskva — Gos.Izd.Fiz-Mat.Lž.
- Humason, M.L., Mayall, N.U., Sandage, A.R., 1956 *Astron.J.*, 61, 97.
- Vaucouleurs G. de, 1959, *Astronomičeskij Žurnal*, 36, 977.
- Zonn, W., 1963, *Postępy Astronomii* 11, 81.
- Zwicky, F., 1957, *Morphological Astronomy*, Berlin, Springer-verlag.

ODPOWIEŹ NA UWAGI K. RUDNICKIEGO

W. ZONN

Chętniej bym polemizował z pewnymi uwagami K. Rudnickiego, dotyczącymi spraw konkretnych, gdyby nie to, że zmroził mnie wstęp ogólny. Wolno oczywiście K. Rudnickiemu nazywać jak chce swój sposób podejścia do astronomii i formułować go tak, czy inaczej. To jednak, że umieszcza pewne wywieszki na innych astronomach i za nich formułuje ich postawy filozoficzne, wydaje mi się co najmniej niewłaściwe.

Wcale nie jestem przekonany o tym, że istnieją tylko „dwa zasadnicze podejścia do zastosowania formalizmów matematycznych do badania przyrody”; jest ich zapewne znacznie więcej. Wcale nie wierzę w możliwość znalezienia „ściśłego matematycznego opisu rzeczywistości”. Matematyka bada właściwości myślenia ludzkiego, nie przyrodę, zatem nigdy nie będzie ściśle „przylegała” do żadnej rzeczywistości.

Nie będę dalej rozwijał tego tematu, ponieważ ani ja nie jestem filozofem, ani „Postępy Astronomii” nie są pismem filozoficznym. Tę dyskusję radzę K. Rudnickiemu przenieść na łamy jakiegoś pisma filozoficznego, gdzie się spotka z właściwym potraktowaniem swoich wypowiedzi. Tych kilka moich uwag, typowo „amatorskich”, mają tylko przekonać czytelników o tym, że sposób sformułowania przez K. Rudnickiego stanowiska tych, których dość lekkomyślnie zaliczył do „formalistów”, wcale się nie zgadza ani z moim, ani zapewne z ich sposobem myślenia.

Tutaj pozwolę sobie na małą dygresję. O pewnym malarzu średniowiecznym opowiada się, że malował Chrystusa na klęczkach. I wtedy ukazał mu się Chrystus i rzekł „Ty mnie nie maluj na klęczkach, ale maluj mnie dobrze!” Jestem przekonany, że i K. Rudnickiemu ukaze się kiedyś Urania i rzeknie „Ty nie rób astronomii z pozycji morfologicznych, ale rób ją dobrze!” Myślę, że będzie to opinia tych wszystkich, którzy doktryn filozoficznych nie stawiają przed nauką, lecz w miejscu im właściwym. Wydaje się, że K. Rudnicki (zresztą nie on jeden) zajmuje inną postawę, co ogromnie utrudnia utrzymanie dyskusji w płaszczyźnie naukowej. Jakże wielu ludzi myśli, że nauczenie się pewnego, często niedużego odcinka filozofii, daje do ręki klucz do poznania wszystkich tajemnic wszystkich nauk.

Przechodząc do spraw konkretnych najpierw zajmę się zarzutem co do galaktyk „pola”. Wydaje mi się, że jego źródłem jest tylko pewne nieporozumienie. Sednem referowanej przeze mnie pracy było to, że przy jednakowym rozkładzie populacji gromad ich rozkład obserwowany musi się zmieniać, zależnie od odległości. Aby zilustrować te zmiany należy, oczywiście, przyjąć coś o charakterze „punktu zerowego”, z czym można byłoby zmieniające się populacje porównywać. Wybraliśmy więc najbliższą grupę galaktyk, wyłączając z nich te, które z pewnością należą do gromad. I te galaktyki nazwaliśmy „galaktykami pola”, traktując to jako pewien termin umowny. Mogliśmy to zrobić tym bardziej, że podaliśmy najwyraźniej źródło informacji o tych galaktykach; nazwaliśmy je niemal że po imieniu. Użycie umownego terminu: „galaktyki pola” w tym przypadku nie musi oznaczać jakiegoś dobrze ugruntowanego przekonania o istnieniu licznych obiektów istotnie „pojedynczych”, czy „samctnych”. Mój Boże! Astronomowie odróżniają gwiazdy zmienne od stałych. Czy ktoś z nas da głowę za to, że gwiazdy „stałe” istotnie świecą w sposób idealnie „stały”? Oczywiście, że nie. W podobnym sensie użyliśmy słowa „galaktyki pola”. A jeśli się okaże, że te najbliższe galaktyki

istotnie tworzą gromadę — no, to przestaniemy je nazywać galaktykami pola i powtórzmy za K. Rudnickim, że „populacyjny skład galaktyk najbliższego otoczenia nie jest istotnie różny od składu populacyjnego przeciętnych gromad”. Tylko, że słowo „najbliższe otoczenie” jest również nie bardzo ściśle. Ale jeśli i wtedy zacytujemy katalog, z którego wybraliśmy owe galaktyki „najbliższego otoczenia”, to będzie wszystko w porządku. Ale przez to sprawa nie ruszy naprzd ani o krok. Więc poco to robić, kiedy i w pierwszej redakcji wszyscy chyba zrozumieli o co szło?

Dość istotna natomiast wydała się mi uwaga rzucona przez K. Rudnickiego raczej mimochodem, dotycząca pewnych różnic pomiędzy jądrami gromad a ich częściami peryferyjnymi. Słusznie nam zarzuca się, iż tej okoliczności nie uwzględniono w referowanej pracy. Na to jednak, by w pewnym sensie „usubtelnić” badania statystyczne, trzeba mieć dość ważkie podstawy obserwacyjne — no, i co najważniejsze, znacznie bogatszy materiał obserwacyjny, niż mieliśmy do dyspozycji. Inaczej narazilibyśmy się na ogólny zarzut K. Rudnickiego, że się wyciąga wnioski ze zbyt szczupłego materiału.

Z tym zarzutem nie zamierzam polemizować. Wiadomo, że tego rodzaju narzekania nic nauce nie pomogły. Wiadomo również, że metody statystyczne mają tę znakomitą zaletę, iż każdy wniosek zaopatrują w coś, co może służyć za miarę jego wiarygodności. Pozostaje sprawa pewnego rodzaju wyczucia przyrodniczego, kiedy tę miarę uważamy za niewystarczającą, a kiedy nie. I z tym nie można polemizować. A ostatecznie rozstrzygnięcie przychodzi później, kiedy z tych czasami bardzo „lekkomyślnie” wyciągniętych wniosków tworzy się, drogą zestawień i przeciwstawień, obraz większej całości. Otóż w astronomii poza galaktycznej do tego jeszcze daleko.

DO DYSKUSJI: ZONN — RUDNICKI

Jeżeli przyjąć taką interpretację omawianych wyników rachunkowych, to znaczy po prostu w stwierdzeniu, że nie widać różnic w średniej populacji gromad odległych i bliskich a odrzucić rozważania o gromadach zwartych i otwartych (koniec s. 83, początek s. 88 i niektóre zdania ze s. 88 artykułu W. Zonna) — to zastrzeżeń nie zgłaszam. Porozumieliśmy się.

K. Rudnicki

PARALAKSA SŁOŃCA W ŚWIETLE STARYCH I NOWYCH BADAŃ*

F. KĘPIŃSKI

Podobnie jak utylitarna jednostka długości, metr, związana z długością południka paryskiego oparta została na nowych podstawach, etalonach długości fal ($1 \text{ m} = 1553164,1$ długości fali czerwonego prążka kadmu), również astronomiczna jednostka długości (j.a.), średnia odległość Ziemi od Słońca, od dawna jest przedmiotem rewizji dotychczasowych i planowania nowych metod jej wyznaczenia.

Przyczyną rozbieżności wyników wyznaczenia j.a. są błędy systematyczne występujących w każdej metodzie wielkości i pośredniczących, jak np. promień równikowy Ziemi, masa Księżyca, Ziemi i innych wielkich planet a także różnorodność błędów pomiarowych w obserwacjach astrometrycznych i wynikających stąd błędów dedukcji.

Historycznie wyprzedzała inne metody wyznaczania jednostki astronomicznej metoda trygonometryczna, posiłkująca się paralaksą niektórych planetoid, najbardziej zbliżających się do Ziemi, masowo obserwowanych a tym samym odznaczających się wysoką dokładnością wyprowadzanych z nich orbit. Właśnie promienie ich orbit są wyrażane w j.a., odwrotnie proporcjonalnej do sinusa kąta paralaktycznego z wierzchołkiem w środku Słońca i ramionami wspartego na równikowym promieniu Ziemi, π_0 , dokładniej mówiąc – horyzontalnej paralaksy równikowej Słońca, skąd mamy: $j.a. = \rho_e : \pi_0 \sin 1''$, gdzie ρ_e oznacza równikowy promień Ziemi (w rzeczywistości przekrój równikowy Ziemi tylko w granicach dokładności promienia do 200 m można uważać za kołowy).

Jak widzimy, dokładność wyznaczenia j.a. jest tu uzależniona od dokładności obserwacji pozycyjnej planetoidy (w 1931 r. planetoida Eros zbliżyła się do Ziemi na odległość ok. 26 milionów km) i wyznaczenia jej orbity i paralaksy, jak również dokładnej znajomości równikowego promienia ziemskiego. Ten ostatni znany z dokładnością rzędu 1:25 000 jego wartości (według Hayforda 6 378 388 m), natomiast dokładność wyznaczenia π_0 przedstawia się tak:

	π_0	błp.
z dawniejszych pomiarów (planetoidy: Iris, Victoria, Sapho)	$8''.803 \pm 0''.004$	
z Erosa (Spencer Jones)	8.790 ± 0.001	

Jest to rozbieżność znaczna, jeśli się weźmie pod uwagę, że zmianie paralaksy Słońca o 0.001 odpowiada zmiana j.a. o 17 000 km.

Brak uzasadnienia, aby tym dwom wynikom, osiągniętym tą samą metodą, dawać odmienne wagi w zależności od błędu prawdopodobnego, bowiem ten ostatni nie jest wykładnikiem dokładności wyniku, ale tylko charakteryzuje poprawność opracowania materiału obserwacyjnego na mocy przyjętych i ukrytych przesłanek. I dlatego przyjąć tu należy zwykłą wartość średnią $\pi_0 = 8''.7968$ i odpowiadającą jej wartość jednostki astronomicznej j.a. 149 558 585 km (elipsoida Hayforda).

Wyniki wyznaczenia paralaksy Słońca, osiągnięte metodą grawitacyjną są obciążone błędami wielkości pośredniczących, jak przyspieszenie siły ciężkości na równiku ziem-

*Por. B. Kołaczek, *O jednostce astronomicznej*, „Postępy Astronomii”, X, 4 – dop.Red.

skim γ , masa Ziemi m wraz z masą Księżyca μ , wyrażona w jednostce masy Słońca oraz wielkości, charakteryzujące rozmiary, figurę i prędkości ruchu orbitalnego i obrotowego Ziemi.

Stosunek połączonej masy Ziemi i Księżyca, $m + \mu$, do masy Słońca $M = 1$ można otrzymać rachunkowo z zakłóceń wywieranych przez ich barycentrum na ruch najbliższych planet. Wartości, wyprowadzone przez Newcomba z ruchu planet wielkich i przez Rabe'go z planetoidy Eros, są:

	$(m + \mu) : M$
Newcomb	1 : 329390
Rabe	1 : 328452

Wydaje się uzasadnione przyjęcie średniej z wartości, osiągniętych tą samą metodą, aczkolwiek w odniesieniu do różnych obiektów. A więc mamy: $(m + \mu) : M = 1 : 328920$.

Dla masy Księżyca, wyrażonej w jednostce masy Ziemi i występującej we wzorze na wyznaczenie paralaksy Słońca z pomiaru przyspieszenia siły ciężkości, z dwóch wartości wyprowadzonych przez Spencer Jonesa 1:81,27 (Eros 1931) i 1:81,65 (precesja i nutacja) wynika średnia wartość 1:81,466.

Podstawowe znaczenie w tej metodzie odgrywa pomiar przyspieszenia siły ciężkości, sprowadzany do równika. A oto najważniejsze wyniki:

układ Poczdamski	978.049 cm/sek
wg pomiarów w W. Bryt. i ZSRR	978.034 "
średnia	978.041 "

Podsumowując wyniki rozważań nad rzędem błędów, które mogłyby obciążyć wyznaczaną tą metodą paralaksę Słońca, otrzymamy dla elipsoidy Hayforda następujące wartości: $\pi_0 = 8.7941''$, j.a. = 149 603 140 km. Do tego samego rzędu wyznaczeń zaliczyć można wyprowadzenie paralaksy Słońca z wzoru na stałą aberracyjną światła:

$$k'' = \left(\frac{v}{\sqrt{1-e^2}} : c \right) \operatorname{cosec} l'',$$

gdzie $v = \frac{2\pi a}{S} = \frac{2\pi}{S} \cdot \frac{\rho_e}{\pi_0 \sin l''}$ średnia prędkość orbitalna Ziemi, S długość roku syderecznego w sekundach i c prędkość światła na sekundę.

Wyznaczenie stałej aberracyjnej k'' należy do trudnych zagadnień astrometrycznych i wykazuje wahania w granicach 2-3 setnych $1''$. Wpływ tych wahań na π_0 i wielkość j.a. wynika z poniższego zestawienia:

k	π_0
20.47	8.8051
.48	.8008
.49	.7965
.50	.7922

w założeniu dostatecznie uzasadnionej wartości 180.24 iloczynu liczb, przedstawiających k'' i π_0'' .

Na Międzynarodowej Konferencji Paryskiej w 1896 r. przyjęto $\pi_0 = 8.80''$ i $k = 20.47$, lecz – jak widać z przytoczonego zestawienia – wartości te prawdopodobnie sobie nie odpowiadają. Już na mocy powyższych wyników należałoby oczekiwać, że przyjęta wartość π_0'' jest raczej za duża, zaś k'' za mała.

Wartość v_{tc} możemy również otrzymać drogą spektrograficzną z pomiaru przesunięć $\Delta\lambda$ linii widma o długości fali λ gwiazd, obserwowanej w odstępach półrocznych i odpowiednich różnicach długości ekliptycznej Słońca i gwiazd na mocy wzoru:

$$k = \frac{2\pi}{cT} \cdot \frac{a}{\sqrt{1-e^2}} \operatorname{cosec} i'' = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \operatorname{cosec} i''.$$

Jednakowoż dokładność wyznaczenia prędkości radialnej gwiazd nie wiele jest większa od ± 0.1 km/sek, tzn. stanowi 1:300 wartości orbitalnej prędkości Ziemi i dlatego materiał obserwacyjny dla wyznaczenia z niego k'' musi być bardzo obfity. I tak Hough w Obserwatorium na Przylądku Dobrej Nadziei z 7 jasnych gwiazd otrzymał $\pi_0 = 8''.803 \pm 0''.006$, a Guinot $8''.787 \pm 0''.005$, skąd średnia $8''.795$.

Tylko krótko wspomnimy jeszcze o dynamicznej metodzie wyznaczania π_0 z głównego wyrazu nierówności paralaktycznej ruchu Księżyca. Metoda ta nie doznała tak wszechstronnego zbadania, jak powyżej wymienione. Ponadto dokładność pozycyjnych obserwacji Księżyca zależna jest od udziału nowych wiadomości, dotąd niedostatecznie jeszcze przeanalizowanych, jak: nierówności brzegów, irradiacja, wpływ bocznego oświetlenia w przypadku obserwacji krateru Moestinga itp. Zresztą już w powyżej rozpatrzonych metodach zaznacza się duża przewaga takich, które korzystają co prawda w różnej mierze z tych samych wielkości podstawowych.

Nowe horyzonty dla wyznaczenia jednostki astronomicznej otworzyły wspaniałe osiągnięcia radaru i inne postępy elektroniki. Duże znaczenie wyznaczenia j.a. za pomocą radaru wynika zarówno z niezależności nowej metody, jak i posiłkowania się przez nią niemal jedyną wielkością pomocniczą, prędkością światła, co prawda w przejściu jego przez mało dotąd zbadane ośrodki (tylko w znikomym stopniu oddziaływa tu niepewność wyznaczenia promienia Wenus, 6100 ± 4 km — Vaucouleurs 1960).

Trudno na razie powiedzieć, czy w stadium, w jakim się znajdujemy, ugruntowana fizycznymi metodami prędkość światła kontroluje wyprowadzoną astronomicznymi pomiarami średnią odległość Ziemi od Słońca, czy też jest odwrotnie. Jest to zwykły proces naukowy stopniowego dostrajania do siebie fizycznych wielkości na mocy wielostronnego eksperymentowania.

W dokonanych dotąd próbach radarowych wyznaczenia j.a. na mocy mierzonych z dokładnością do 1 milisekundy odstępów czasu między momentami wysłania ku Wenus sygnału i odbioru jego echa przyjmowano jako prędkość rozchodzenia się światła wyprowadzoną dla próżni prędkość $299\,793$ km/sek (Fromme 1958), aczkolwiek założenie takie z pominięciem ewentualnych zjawisk kątowej refrakcji i dyspersji rozchodzenia się fal radarowych może się okazać niezasadne.

W Lincoln Laboratory (Massachusetts) z wysyłanych 84-stopowym radioteleskopem na fali o częstotliwości 440 megacykli (68,1 cm) i w Jet Propulsion Laboratory (Kalifornia) na fali 2388 megacykli (12,5 cm) sygnałów wyznaczono następujące wartości jednostek:

Lincoln Laboratory	149 597 850 km	$8''.7945$ (elips. międzyn.)
Jet Propulsion Laboratory	149 597 754 "	$8''.7945$ "

W Jodrell Bank posiłkowano się do tego samego celu 250-stopowym radioteleskopem i wysyłano sygnały na fali 73,5 cm. Prowizoryczny wynik: $149\,601\,000$ km $8''.7943$.

Pomyślnej próby dokonano również w ZSRR na fali 42,5 cm według relacji Kotełnikowa na Kongresie Astronautycznym w Waszyngtonie: Prowizoryczny wynik: $149\,599\,500$ km $8''.7944$.

Zaznaczyć należy, że przy obliczaniu powyższych wyników oparto się nie na danych Newcomb'a, lecz na dokładniejszych Duncombe'a odnośnie orbit Wenus i Ziemi.

Tak więc wszystkie powyższe próby radarowe, dokonane w tym samym okresie zbliżenia się Wenus w jej dolnej koniunkcji do Ziemi wiosną 1961, okazały się bardzo zgodne ze sobą i znowu wskazują, że utrzymywana dotąd wartość paralaksy Słońca $8''.80$ jest w przybliżeniu o 5 tysięcznych $1''$ za duża.

Nie przeceniając zgodności radarowych wyznaczeń jednostki astronomicznej i biorąc pod uwagę wyniki podanych na wstępie metod — bez stosowania większego rygoru otrzymalibyśmy następujące wartości rozważanych jednostek długości:

$$8''.7950 \quad 149\,589\,190 \text{ km}$$

z granicznym błędem tej ostatniej jednostki rzędu 15 000 km.

Jako produkt uboczny eksperymentów radarowych można by wysnuć przypuszczenie, że zgodność wyników, otrzymywanych na $5\frac{1}{2}$ razy różnych częstotliwościach świadczyłaby o słabym oddziaływaniu elektronów międzyplanetarnych na rozchodzenie się fal sygnałowych. Oprócz tego, zaobserwowane zmiany częstotliwości powrotnych sygnałów wskazywałyby na powolny ruch obrotowy Wenus, okresowością raczej zbliżony do ruchu obiegowego Wenus dookoła Słońca, 225 dni.

LITERATURA

1. G.H. Pettengill ... *A Radar Investigation of Venus*; D.O. Muhleman, *The Astronomical Unit determined by Radar reflections from Venus*, Astr. J. 1962 May.
2. A.A. Michajłow, *Astronomiczeskaja jedinicza dliny*, Astr. Żurnał, t. XXXIX, z. 4, 1962.
3. Transactions of I.A.U., vol. VII, s. 146, 1950.

Maszynopis nadesłany: Wrzesień 1962

ZE STATYSTYKI ORBIT KOMET DŁUGOOKRESOWYCH NA GRANICY ODDZIAŁYWANIA PLANET WIELKICH

F. KĘPIŃSKI

Jeszcze w ubiegłym stuleciu i na początku bieżącego komety długookresowe nie stanowiły dla Mechaniki Nieba przedmiotu specjalnych zainteresowań. Po prostu ograniczono się do wyprowadzania, na mocy przypadających na odcinki czasu kilku czy kilkunastu miesięcy obserwacji, tzw. orbit definitywnych. I dopiero, kiedy kosmogonia komet postawiła sobie za zadanie utworzenia dostatecznie ugruntowanego sądu o charakterze ruchu komet w większych odległościach od Słońca i planet, przystąpiono (Fayet, Strömngren i inni) do obliczania ich orbit przed zbliżeniem się do sfery oddziaływania planet wielkich. Specjalnie ważne wydało się zbadanie uprzedniego zachowania się tych komet długookresowych, które w sferze oddziaływania planet wielkich wykazały mniej lub więcej wyraźny ruch hiperboliczny.

Jak wiemy, badania Strömngrena i jego uczni doprowadziły do wniosku, że przylatczająca większość takich komet w okresie poprzedzającym ich zbliżenie do planet wielkich poruszała się po orbitach eliptycznych o dużym mimośrodku. Faktem tym zaczęto się nawet posługiwać jako argumentem śródplanetarnego pochodzenia komet. Ale z punktu widzenia kosmogonii równie ważnym problemem jest zbadanie zachowania się komet długookresowych na sięgającym w przyszłość etapie, kiedy komety znajdują się poza obrębem oddziaływania planet wielkich.

Problem ten, do niedawna rzadko podejmowany (Strömgren, Sinding, Van Biesbroeck) i nie dość ściśle sformułowany, doczekał się obecnie opracowania przez astronomkę radziecką, I. W. Galibinę, przy pomocy szybko liczących maszyn. Obrazem dotychczasowych osiągnięć w tym kierunku a także w wyprowadzeniu orbit pierwotnych, są dwie prace, jakie ukazały się w „Biuletynie Instytutu Astronomii Teoretycznej w Leningradzie [1, 2].

Odsyłając czytelnika zainteresowanego wyborem metody i szczegółami przebiegu obliczeń do oryginałów, pragnę podać tu wyniki ogólne dotychczasowych badań autorki i jej poprzedników do 1962 r. Na razie poddano zbadaniu 51 komet długookresowych o dobrze wyznaczonych orbitach definitywnych. Z nich dla 49 obliczono zakłócony ruch wstecz do chwili, kiedy jeszcze nie znajdowały się pod grawitacyjnym działaniem planet wielkich. Okazało się, że z tych 49 komet było pierwotnie 27 eliptycznych (przyjmując $a^{-1} > + 0.000025$), 19 parabolicznych ($-0.000025 < a^{-1} < + 0.000025$) i tylko 3 hiperboliczne ($a^{-1} < - 0.000025$). Zaznaczam, że przyjęta przeze mnie graniczna wartość $|a^{-1}| = 0.000025$ odpowiada przeciętnej niedokładności wyznaczeń tej wielkości przez różnych autorów, zaś a przedstawia wyrażoną w j.a. wielką oś orbity komety. Z tychże 49 komet długookresowych dla 35 obliczono zakłócony ruch wprzód do chwili, kiedy dla każdej z nich nastanie wpływ grawitacyjny planet wielkich.

Okazało się, że z tych 35 komet będzie końcowo 17 eliptycznych, 0 parabolicznych i 18 hiperbolicznych (przy powyższych kryteriach na a^{-1}). A więc, jeżeli nie brać pod uwagę wpływów grawitacyjnych, pochodzących z poza układu słonecznego oraz z zastrzeżeniem niewystarczalności jeszcze materiału statystycznego [3] liczba zatrzymanych w układzie słonecznym komet długookresowych byłaby prawie tego samego rzędu co liczba komet opuszczających tenże układ.

Ale dla celów kosmogonicznych są to tylko tymczasowe wyniki wstępnego stadium badania wpływu zakłóceń ruchu komet długookresowych w polu grawitacyjnym układu słonecznego, bez uwzględnienia jeszcze wpływów spoza jego granic.

LITERATURA

- [1] Galibina I. W., *Opredelenie perwonaczalnych i buduszczich orbit niekotorych dlugoperiodiczeskich komet*, Biuletien Instytuta Teoreticzeskoj Astronomii, T. VI, N 9, 1958.
- [2] Galibina I. W., *Issledowanie perwonaczalnych i buduszczich orbit komet s ekscentricitetom bliskim k jedinicie*, B.I.T.A., T. IX, N 1, 1962.
- [3] Zbadane dotąd 49 wzgl. 35 komet długookresowych ze względu na ich zachowanie się na granicy oddziaływania planet wielkich stanowią 14% wzgl. 10% zarejestrowanych 361 komet długookresowych (cf. F. Kępiński, *Ze statystyki komet okresowych*, „Post. Astronomii”, t. 10, z. 4, 1962).

Warszawa, marzec 1963

O MOŻLIWOŚCIACH FRAGMENTACJI DUŻYCH OBŁOKÓW

K. KOSSACKI

Badania warunków, w których obłoki materii rozproszonej mogą osiągnąć stan samograwitacji (kiedy może zachodzić kontrakcja powodowana przez własne pole grawitacyjne) i w wyniku dalszej ewolucji dawać początek gwiazdom, nie pozostawiają wąt-

pliwosci, że stan taki mogą osiągnąć tylko obłoki o masach dużych, wielokrotnie większych od mas gwiazd [1]. Ponieważ, z drugiej strony, trudno spodziewać się, by mógł istnieć inny mechanizm, odpowiedzialny za tworzenie się gwiazd, niż kontrakcja samograwitacyjna, powstaje konieczność zbadania warunków zaistnienia oraz przebiegu fragmentacji obłoków materii międzygwiazdowej. Materia ta znajduje się w stanie turbulentnym; jest więc oczywiste, że w obłoku rozpoczynającym kontrakcję będą istnieć fluktuacje gęstości. Być może, fluktuacje te są czynnikiem „wyzwalającym” późniejszy rozpad, można jednak pokazać, że dopóki fluktuacje są niewielkie, fragmentacja nie powinna nastąpić, nawet jeśli samograwitować będą masy odpowiednio mniejsze niż masa całego obłoku.

Rozważmy obłok o rozmiarach na tyle dużych, by jego zapadanie się następowało z prędkością spadku swobodnego i oszacujmy czas spadku całej masy do środka. Przyspieszenie na powierzchni jest równe:

$$a = \frac{GM}{r^2} = \frac{4}{3} \Pi G \rho \frac{r_0^3}{r^2};$$

r_0 jest promieniem początkowym, r – promieniem aktualnym obłoku, M – masa, ρ – gęstość początkowa, G – stała grawitacji, v – prędkość.

Ponieważ $dv = a dt$ i $dr = v dt$

więc

$$\int_0^v v dv = \int_r^{r_0} \frac{4}{3} \Pi G \rho \frac{r_0^3}{r^2} dr,$$

skąd

$$v = \left[\frac{8}{3} \Pi G \rho \frac{r_0^3}{r} \right]^{\frac{1}{2}}$$

i dalej czas spadku

$$t = \int_0^{r_0} \frac{dr}{v} = \left[6 \Pi G \rho \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Powyższe oszacowanie można odnieść do części obłoku, ich czas zapadania się może być co najwyżej większy niż całości (na skutek silniejszego występowania efektów ciśnieniowych), jeśli więc fluktuacje są co do amplitudy małe, obłok będzie kontrahować jako całość, nie nastąpi rozpad na mniejsze fragmenty.

Potrzeba więc wiedzieć, jak zachowują się fluktuacje w czasie kontrakcji obłoku (albo jego ekspansji – tej możliwości z góry odrzucić nie można). Temu zagadnieniu właśnie poświęcone są prace [2, 3].

Metoda postępowania jest taka, jak zazwyczaj w tego typu problemach. Bada się perturbacje nałożone na ruch niezaburzony, z założeniem, że perturbacje są małe, co umożliwi linearyzację równań (zjawisko opisują równania ruchu i ciągłości oraz równanie Poissona; równanie energii zastępuje politropowy związek między ciśnieniem i gęstością). Odnośnie ruchu niezaburzonego czynione są założenia umożliwiające efektywne wykonanie całkowań; jest to mianowicie jednorodna kontrakcja lub ekspansja kuli (w szczególności może to być kontrakcja samograwitacyjna) o jednorodnej początkowej gęstości i ciśnieniu.

Nie dla wszystkich warunków początkowych daje się uzyskać rozwiązania dokładne, a i tam, gdzie jest to możliwe, postać rozwiązań uniemożliwia ich interpretację. Wynika więc konieczność przejścia do postaci asymptotycznych, odpowiadających dalekim stadiom przebiegów; przy kontrakcji – w pobliżu centrum, przy ekspansji, gdy promień kuli dąży do nieskończoności.

Postaci asymptotyczne rozwiązań dają się zebrać w tabeli (według [3]). Tabela 1 przedstawia zmiany $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ w czasie ruchu; $\Delta\rho$ – fluktuacja gęstości, ρ – gęstość niezaburzona.

Tabela 1

	Kontrakcja $X \rightarrow 0$		Ekspansja $X \rightarrow \infty$	
	$E = 0$	$E \neq 0$	$E = 0$	$E \neq 0$
$\Gamma = 1$	$\frac{-3}{X^2}$	$\frac{-3}{X^2}$	$X^{\frac{-5+3\Gamma}{4}} \cos g(x)$	$X^{\frac{-1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1-4\delta}}$
$1 < \Gamma < \frac{4}{3}$	$\frac{-3}{X}$	$\frac{-3}{X}$	$X^{\frac{-5+3\Gamma}{4}} \cos g(x)$	X^0
$\Gamma = \frac{4}{3}$	$X^{-\frac{1}{4} - \sqrt{\frac{25}{16} - \delta_0}}$	$X^{-\frac{1}{4} - \sqrt{\frac{25}{16} - \delta}}$	$X^{-\frac{1}{4} + \sqrt{\frac{25}{16} - \delta_0}}$	X^0
$\frac{4}{3} < \Gamma < \frac{5}{3}$	$X^{\frac{-5+3\Gamma}{4}} \cos g(x)$	$X^{\frac{-5+3\Gamma}{4}} \cos g(x)$	X^1	X^0
$\Gamma = \frac{5}{3}$	$X^0 \cdot \cos g(x)$	$X^0 \cdot \cos g(x)$	X^1	X^0

Zmienna X jest związana z ruchem niezaburzonym poprzez związek $X = \frac{r}{r_0} \left| \frac{E}{\frac{r_0}{r_0^2} - E} \right|$,
 gdy $E \neq 0$ i $X = \frac{r}{r_0}$, gdy $E = 0$, gdzie r_0 jest współrzędną w momencie początkowym,
 zaś E jest zależne od energii początkowej, mianowicie $K_0 + \Omega_0 = \frac{2\pi}{5} E \rho_0 R^3$, R – początkowy promień kuli, K_0 – energia kinetyczna, Ω_0 – energia potencjalna. Dalej, Γ jest wykładnikiem w równaniu politropy ($p \sim \rho^\Gamma$), δ_0 i δ są malejącymi funkcjami rozmiarów liniowych fluktuacji (różnymi tylko poprzez różnicę w definicji X). Stałe zależne od warunków początkowych fluktuacji zostały opuszczone; $g(x)$ jest rzeczywistą funkcją X .

Jak widać, rozwój fluktuacji na ogół nie zależy od ich rozmiarów. Występuje natomiast zależność od wykładnika politropy, a więc od przebiegu zmian temperatury.

Można łatwo zauważyć, że dla $\Gamma < \frac{4}{3}$ wzrost energii potencjalnej fluktuacji jest szybszy niż wzrost energii wewnętrznej, odwrotnie jest dla $\Gamma > \frac{4}{3}$.

Jeśli mianowicie $p \sim \rho^{\frac{4}{3} + k}$, to energia potencjalna fluktuacji $\Delta\Omega \sim r^{-1}$, a energia wewnętrzna $\Delta U \sim r^{-1-3k}$.

Zmiany gęstości wywołane przez pole własne fluktuacji będą małe w porównaniu ze zmianami w rezultacie oddziaływania otaczającego ośrodka, nawet jeśli ich roz-

miar jest większy niż rozmiary krytyczne (trzeba pamiętać o założeniu, że fluktuacje są małe), stąd brak zależności od rozmiarów. O zmianach wewnątrz lokalnego zaburzenia decyduje ruch całości. Jeśli $\Gamma < \frac{4}{3}$, eksces energii potencjalnej zaburzenia jest coraz większy, powodując wzrost tempa zgęszczania. Przy $\Gamma > \frac{4}{3}$ energia wewnętrzna fluktuacji musi osiągnąć wartość wystarczającą do zrównoważenia sił ściskających z zewnątrz; wystąpią oscylacje. W wypadku $\Gamma = \frac{4}{3}$ efekty zmian narzuconych równoważą się wzajemnie, a o ruchu decyduje własne pole grawitacyjne fluktuacji, a więc jej rozmiary.

W przypadku ekspansji sytuacja ulega odwróceniu; zmiany energii wewnętrznej są szybsze przy $\Gamma < \frac{4}{3}$. Istnienie dwu rozwiązań wynika stąd, że w miarę postępowania ekspansji oddziaływania pola grawitacyjnego i ciśnienia gazu są coraz mniejsze w porównaniu z „rozrywającym” działaniem pola prędkości. Nieciągłość w zachowaniu się rozwiązań dla tego przypadku jest pozorna i wynika z przyjętego określenia parametru X .

Z wyjątkiem wypadku $E = 0$, mało prawdopodobnego w rzeczywistych warunkach, przy $X \rightarrow \infty$ zawsze będzie obowiązywać rozwiązanie drugiego rodzaju ($E \neq 0$) i nie należy się spodziewać wystąpienia fragmentacji (stosunek gęstości fluktuacji do gęstości niezaburzonej jest stały). W obłoku podlegającym kontrakcji gęstość fluktuacji jest równa: $\Delta\rho \sim r^{-\frac{9}{2}}$ ($\Gamma < \frac{4}{3}$), ponieważ zaś rozmiar krytyczny jest:

$$\lambda \sim \left[\frac{V_s^2}{\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \sim \rho^{\frac{\Gamma-1}{2}},$$

(V_s jest prędkością dźwięku), więc $\lambda \sim r^{-\frac{9}{4}\Gamma + \frac{9}{2}}$ i rozmiar krytyczny maleje szybciej niż rozmiary fluktuacji. Prawdopodobnie więc w miarę postępowania kontrakcji coraz mniejsze fluktuacje osiągając będą rozmiary krytyczne; dalej już rządzone własnym polem.

Z rozwiązań uzyskanych w [2] – przy zaniedbaniu wpływu ciśnienia na ruch i z prędkością początkową równą zeru – wynika następująca postać asymptotyczna zmian fluktuacji prędkości (względem prędkości ruchu niezaburzonego) przy $X = \frac{r}{r_0}$:

$\Delta U \sim X^{-2}$. A więc można spodziewać się wystąpienia znacznych składowych prędkości transversalnych i oddzielające się kondensacje będą się rozbiegać.

Warto zauważyć, że kształt rozwiązania nie zależy od sposobu, w jaki następować będzie zgęszczanie:

$$X = \frac{r}{r_0} \cdot \text{const} \sim \rho^{\frac{1}{3}}$$

Nie musi to być zapadanie się samograwitującego obłoku, ale np. zgęszczanie gazu neutralnego przez otaczający gaz zjonizowany (zgęszczanie w mechanizmie Eberta-McCrea na pewno nie jest quasistacjonarne i można spodziewać się znacznego wzrostu gęstości – ruch posiada symetrię sferyczną i odbywa się do środka).

Dopóki istnieje założenie, że fluktuacje są małe, nie można wyciągać innych wniosków, jak tylko informacje o istniejących tendencjach (otrzymane rozwiązania są asymptotyczne, obowiązują więc tam, gdzie należy spodziewać się właśnie dużych fluktuacji).

cji). Uzyskanie wiadomości o momentach osiągnięcia stanu samograwitacji przez fluktuacje (rzecz jasna powinno to nastąpić przed rozpadnięciem się obłoku), także wniosków o masach oddzielających się kondensacji, wymagałoby zbadania problemu fragmentacji już z zastosowaniem teorii nieliniowej. Jednakże ostatecznym potwierdzeniem mechanizmu fragmentacji, proponowanego w omawianych pracach, byłoby prześledzenie ewolucji kondensacji do momentu zapalenia się w niej gwiazdy. Można by wtedy czynić próby powiązania hipotezy z istniejącym materiałem obserwacyjnym (asocjacje).

LITERATURA

- 1] *Die Entstehung von Sternen durch Kondensation diffuser Materie*, Berlin 1960.
- 2] C. Hunter, 1962, *Ap.J.*, **136**, 594.
- 3] Malcolm P. Savedoff and S. Vila, 1962, *Ap.J.*, **136**, 609.

NOWE OBSERWACJE „RED-SHIFTU” LINII SŁONECZNYCH

M. KUBIAK

Od kilkadziesiąt lat wiadomo, że po wyeliminowaniu wszystkich wielkoskalowych ruchów względnych obserwatora i Słońca linie w widmie słonecznym wykazują pewne znikome, ale nie mieszczące się w granicach błędów obserwacji, przesunięcie ku czerwieni względem tych samych linii wytworzonych w laboratoryjnych warunkach ziemskich. Obserwacje wskazują, że przesunięcie to jest najmniejsze dla linii pochodzących z centrum tarczy słonecznej i rośnie monotonicznie, gdy przesuwamy się ku brzegom. Pomimo wielu prac, które ukazały się na ten temat nie udało się uzyskać wyjaśnienia w pełni zadowalającego (pozycje literatury od 1 do 10).

Rozważmy pokrótce przyczyny wpływające na obserwowaną długość fali linii emisyjnej lub absorpcyjnej powstającej w atmosferze gwiazdy.

1. RELATYWISTYCZNY EFEKT EINSTEINA

Z ogólnej teorii względności wynika, że wszystkie linie w widmach gwiazd powinny być przesunięte ku czerwieni o wielkość

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\psi}{c^2}$$

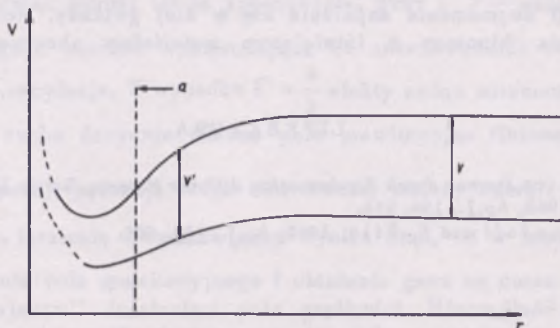
gdzie $\Delta\psi$ oznacza różnicę potencjałów grawitacyjnych między miejscem gdzie linia powstaje i miejscem obserwacji. W przypadku powierzchni Słońca i Ziemi prawa strona równości wynosi $2,12 \times 10^{-6}$. Przesunięcie relatywistyczne nie zależy, jak widać, od pozycji na dysku słonecznym i jest wartością stałą dla danej długości fali.

2. PRZESUNIĘCIE CIŚNIENIOWE (EFEKT LINDHOLMA)

Jeżeli atom promieniujący lub absorbujący nie jest izolowany, lecz znajduje się w polu oddziaływania innych atomów (perturbatorów), poziomy energii stanu podstawo-

wego jak i wzbudzonych ulegają modyfikacji. Schematyczny przebieg poziomu podstawowego i pierwszego wzbudzonego (rezonansowego) pokazuje rys. 1.

Jak widać z rysunku, krzywe potencjalne nie biegną równoległe i dla małych odległości atom-perturbator (obszar a na rys. 1) różnica energii między stanem podstawo-



Rys. 1. Schematyczny przebieg krzywych potencjalnych w przypadku jednego perturbatora, przy założeniu potencjału oddziaływania v.d. Waalsaa $\sim 1/r^6$

wym i wzbudzonym ulega zmniejszeniu. Linia emitowana lub absorbowana przez rozważany atom ulega więc przesunięciu ku czerwieni. O wielkości tego przesunięcia decyduje średnia wartość r , która oczywiście zmniejsza się ze wzrostem ciśnienia. Taki obraz zjawiska jest jednak słuszny tylko dla odległości nie mniejszych niż 10^{-8} cm. Przy tak małych odległościach założone w teorii Lindholma oddziaływanie typu van der Waalsaa ($V = C/r^6$) przestaje być spełnione. Poza tym zaczyna odgrywać istotną rolę przecinanie się powłok elektronowych, co dodatkowo zaburza silnie zewnętrzne poziomy wzbudzone atomu.

Pomimo powyższych zastrzeżeń wydaje się, że spośród istniejących teorii przesunięcia ciśnieniowego teoria Lindholma może być z największym powodzeniem stosowana do linii rezonansowych powstających w atmosferach gwiazdnych. Ilościowo zmiana długości fali wynosi

$$\Delta\lambda = K\lambda^2 C^{2/3} p T^{-2/10},$$

gdzie K zawiera stałe uniwersalne i atomowe, C jest stałą występującą w potencjale van der Waalsaa, p jest ciśnieniem gazu perturbującego, T – temperatura.

3. EFEKT FINLAY- FREUNDLICHA

Z wyników pomiarów prędkości radialnych pewnych gwiazd typu B i O Freundlich wyciągnął wniosek, że przesunięcie linii widmowych dla tych gwiazd jest proporcjonalne do temperatury efektywnej w czwartej potęgze. Wysunął on hipotezę, że zależność ta jest odbiciem oddziaływania foton-foton w silnym polu promieniowania otaczającym gwiazdę. Kładąc na T temperaturę pola promieniowania, w którym foton o częstotliwości przebywa efektywną drogę geometryczną l , Freundlich zaproponował następującą formułę na zmniejszenie częstotliwości fotonu wskutek wielokrotnych oddziaływań z innymi fotonami

$$-\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = AT^4 l$$

Prawdziwość tej formuły jak i istnienie samego efektu było jednak poddane krytyce w licznych pracach. Niedawno Forbes (1962) wykazał, że jeśli formułę powyższą napisać w równoważnej postaci

$$-\frac{\Delta\nu\Theta}{\nu} = c I_{\lambda}(\Theta) l \Theta$$

gdzie $I_{\lambda}(\Theta)$ jest natężeniem kontinuum a $l\Theta$ długością drogi dla danego miejsca na tarczy słonecznej (Θ zmienia się od 0 w centrum do $\frac{\pi}{2}$ na brzegu) i zastosować do Słońca, to otrzymuje się wyniki zgodne z obserwacjami. Przy obecnym stanie naszych wiadomości o rozpraszaniu fotonów na fotonach nie można jej jednak przypisać znaczenia fizycznego. Co najwyżej jest ona równoważnym sformułowaniem hipotezy efektów relatywistycznych i prądów radialnych podanej przez Schroetera.

4. HIPOTEZA „DWÓCH PRĄDÓW” SCHROETERA (1957)

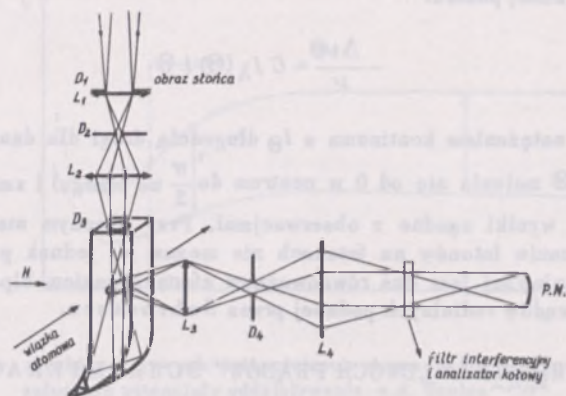
W związku z występowaniem na powierzchni Słońca tzw. granul, rozważając model atmosfery, w której istnieją skończone różnice temperatur między sąsiednimi masami gazów, Schroeter dochodzi do wniosku, że prędkości wypływu mas będą większe od prędkości opadania. Dokładna dyskusja stratyfikacji prędkości i temperatury oraz procesów tworzenia się linii absorpcyjnych daje w wyniku przesunięcie linii słonecznych w kierunku fal krótkich zgodnie z zależnością

$$\Delta\lambda_{\Theta} = -v_0 \beta_{\Theta} \cos \Theta$$

Czynnik geometryczny $\cos \Theta$ opisuje efekt projekcji ruchu radialnego na kierunek obserwacji. Wielkość β_{Θ} jest podana przez teorię Schroetera. Na wartość v_0 otrzymano 0,42 km/sek.

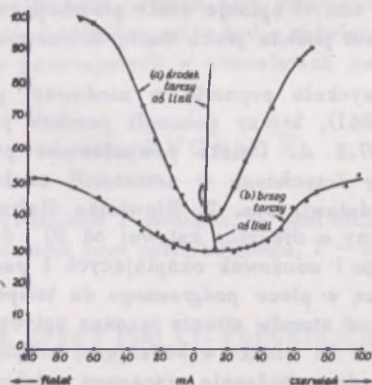
Hipoteza powyższa uzyskała poparcie w niedawnej pracy obserwacyjnej Blamonta i Roddiera (1961), którzy dokonali pomiaru przesunięcia i profilu linii rezonansowej strontu 4607.3 Å. Dzięki pomysłowemu przeprowadzeniu obserwacji uzyskali oni niespotykaną dotychczas w astronomii zdolność rozdzielczą. Schemat aparatury pomiarowej przedstawia rys. 2. Niewielka diafragma D_1 wycinała z 11 cm obrazu Słońca obszar badany o średnicy kątowej od 30" do 1'. Białe światło przechodziło przez system diafram i soczewek skupiających i padało na skolimowaną wiązkę atomów strontu wybiegającą z pieca podgrzanego do temperatury 600°C. Światło słoneczne wywoływało w wiązce atomów strontu rezonans optyczny, którego natężenie było mierzone pod kątem prostym do wiązki wzbudzającej za pomocą fotopowielacza. Użycie wiązki atomów strontu do wzbudzenia rezonansu redukowało szerokość dopplerowską promieniowania rezonansowego do wartości 1–2 × 10⁻³ Å. Linia rezonansowa strontu wykazuje normalny efekt Zeemana i nie wykazuje struktury nadsubtelnej. Przyłożenie do wiązki atomów strontu pola magnetycznego H powoduje rozczepienie linii na normalny tryplet Zeemana, przy czym wielkość rozczepienia zależy tylko od natężenia przyłożonego pola. W pomiarze używano tylko składowej σ promieniowania rezonansowego. Do wydzielenia tej składowej służył analizator kołowy. Filtr interferencyjny wycinał obszar widma w pobliżu linii rezonansowej.

Dokładny profil linii uzyskiwano przez zmianę natężenia pola magnetycznego. Dla każdej wartości tego pola interesująca nas składowa zeemanowska ma ściśle określone położenie na skali częstości i jej natężenie (w absorpcji), zależy tylko od natężenia we wzбудzającym widmie słonecznym. Zmieniając w sposób ciągły pole magne-



Rys. 2. Schemat aparatury pomiarowej Blamonta i Roddiera: D_1 – diafragma wycinająca część obrazu Słońca, D_2, D_3, D_4 – diafragmy ograniczające wiązki światła, L_1, L_2, L_3, L_4 – soczewki skupiające

tyczne otrzymujemy w postaci zapisu prądu fotopowielacza dokładny profil słonecznej linii strontu. Zauważmy, że metoda ta usuwa wszystkie trudności związane z kalibracją długości fali. Ziemskej długości fali badanej linii odpowiada natężenie pola równe zero. W cytowanej pracy autorzy podają wyniki pomiarów dla dwu położań na tarczy słonecznej (rys. 3).



Rys. 3. Profile uzyskane przez Blamonta i Roddiera w cytowanej pracy

Z relatywistycznej formuły na przesunięcie linii łatwo wyliczyć, że linia o długości fali 4607 \AA powinna podlegać przesunięciu o $9.76 \times 10^{-3} \text{ \AA}$. Teoria Lindholma dla temperatury 5700° K i 10^7 atomów wodoru w cm^3 (najistotniejszy perturbator w warunkach atmosfery Słońca) przewiduje przesunięcie $2.4 \times 10^{-3} \text{ \AA}$. Oba te efekty łącznie dają $12.16 \times 10^{-3} \text{ \AA}$. Przesunięcie obserwowane na brzegu tarczy wynosi około

12 mÅ, a więc zgodność jest doskonała. Jak widać z rysunku 3, profil otrzymany dla centrum Słońca wykazuje mniejsze przesunięcie. Z rozważań Schroetera wynika, że różnica między przesunięciem na brzegu i w środku dysku słonecznego powinna wynosić 0.42 km/sek, co dla naszej długości fali równa się około 6 mÅ. Uwzględniając to, również i w tym wypadku zgodność wydaje się wystarczająca. Należy zaznaczyć, że wyraźna asymetria linii pochodzącej z brzegu jest również przez Schroetera przewidziana.

Rzecz jasna, dla pewniejszego potwierdzenia tych wstępnych wyników konieczny jest obfitszy materiał obserwacyjny pokrywający cały przedział kątów pozycyjnych \odot .

LITERATURA

- 1] Adam M. G., 1948, M. N. 108, 446.
- 2] Adam M. G., 1948, M. N. 112, 546.
- 3] Adam M. G., 1948, M. N. 115 405, 412.
- 4] Finlay-Freundlich E., 1954, Phil. Mag. 45, 362.
- 5] Finlay-Freundlich E., Forbes E. G., 1956, Ann. Astr. 19, 183.
- 6] Finlay-Freundlich E., Forbes E. G., Ann. Astr. 19, 215.
- 7] Finlay-Freundlich E., Forbes E. G., 1959 Ann. Astr. 22, 727.
- 8] Lefevre J., Pecker J., 1961, Ann. Astr. 24, 238.
- 9] Forbes E. G., 1962, Ann. Astr. 25, 215.
- 10] Jorand M., 1962, Ann. Astr. 25, 57.
- 11] Lindholm E., 1941, Arkiv. Math. Astr. Fys. 28, 3.
- 12] Schroeter E. H., 1957. Z. f. Ap. 41, 141.
- 13] Blamont J. E., Roddier E., 1961, Phys. Rev. Letters 7, 437.

WIEK NAJSTARSZYCH GROMAD GWIAZD

J. SMAK

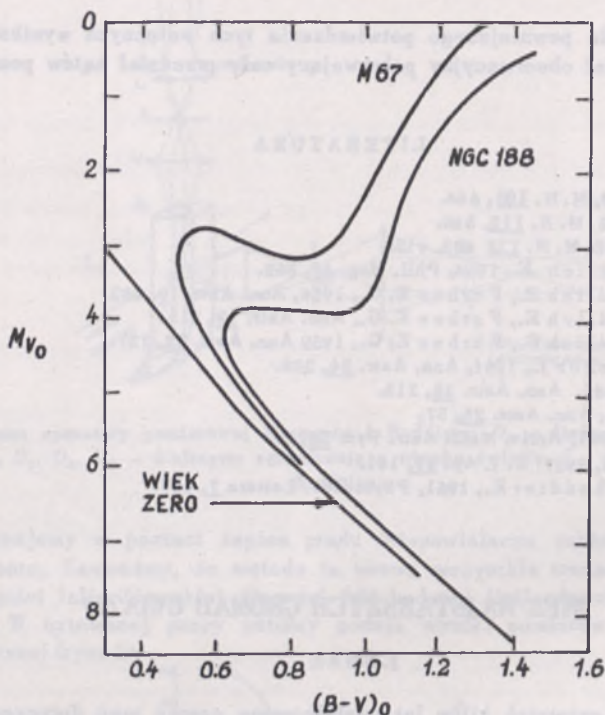
Na przestrzeni ostatnich kilku lat opublikowano szereg prac dotyczących problemów ewolucji i wieku gromad gwiazd. W niniejszej notatce mamy zamiar omówić te z nich, które dotyczą najstarszych gromad. Czytelników, którzy z zagadnieniami tymi dotychczas nie stykali się, odsyłamy do dwu artykułów przeglądowych w „Postęпах Astronomii” – 7, 110, 1959, oraz 8, 197, 1960 i 9, 3, 1961.

NGC 188

Poprzedzona szeregiem krótkich notatek i artykułów popularnych (m. in. w „Sky and Telescope”, Astron. J.) ukazała się wreszcie praca Allana Sandage'a (1962a) poświęcona diagramowi barwa-jasność gromady otwartej NGC 188. Na osobliwe cechy tej gromady (duża szerokość galaktyczna, brak gwiazd o dużej jasności absolutnej) wskazywał jeszcze w 1948 roku Ivan King. W 1956 r. van den Bergh stwierdził, że funkcja jasności absolutnych tej gromady jest bardzo podobna do funkcji j. a. dla M 67, najstarszej znanej wówczas gromady otwartej.

Sandage uzyskał dane fotometryczne w systemie UBV dla ok. 500 gwiazd w obszarze NGC 188. Dane te pokazują, że diagram barwa-jasność tej gromady jest podobny do diagramu dla M 67. Niezwykle ważny dla dalszej dyskusji jest problem poczerwienienia gromady. Zwykle stosowana metoda standardowego ciągu głównego (np.

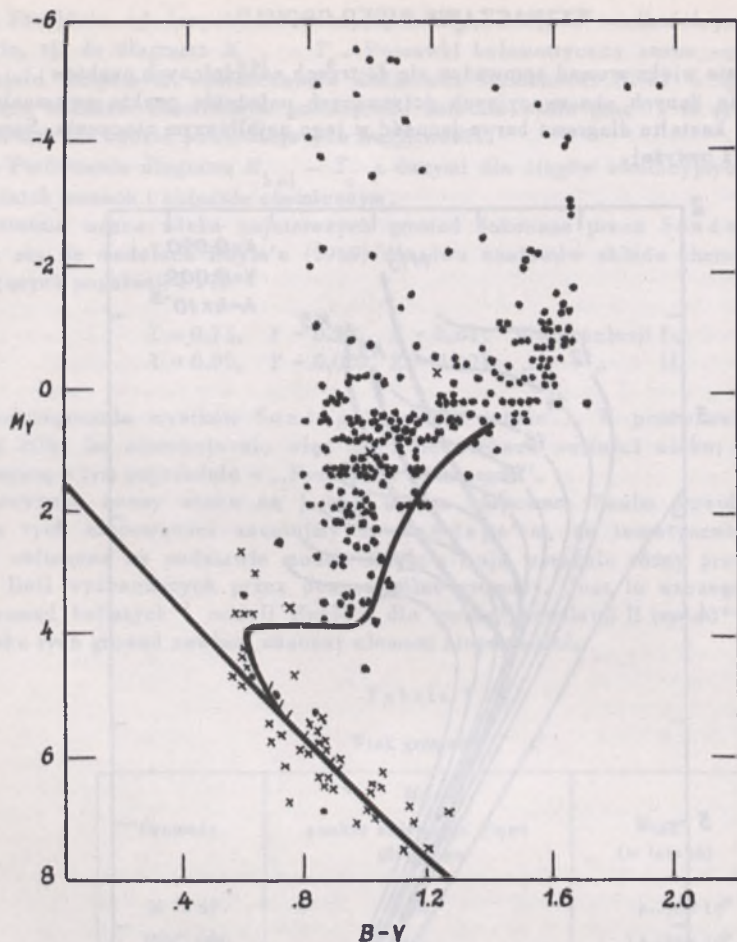
Hiad) na diagramie $U-B - B-V$ daje $E_{B-V} = 0.05$, ale ocena ta mogłaby być błędna gdyby gwiazdy NGC 188 wykazywały deficyt pierwiastków ciężkich, tak jak to ma miejsce w gromadach kulistych. Ważny test stanowiło więc sklasyfikowanie widm 4 gwiazd ciągu głównego gromady. Otrzymano, że: a) widma nie wykazują osłabienia linii metali



Rys. 1. Położenie gromad otwartych M 67 i NGC 188 na diagramie barwa-jasność (schematycznie). Zaznaczono położenie ciągu głównego wieku zero, oraz Słońca (punkt)

i b) średnia nadwyżka barwy uzyskana z porównania typów widmowych z obserwowanymi wskaźnikami barwy wynosi $E_{B-V} = 0.05$, w idealnej zgodności z oceną poprzednią. Wynika więc też stąd, że gwiazdy NGC 188 należą do starej populacji I, o składzie chemicznym zbliżonym do Hiad, M 67 lub Słońca.

Rysunek 1 przedstawia schematycznie diagram barwa-jasność NGC 188 w porównaniu z M 67. Punkt załamania ciągu głównego NGC 188 przypada na jasność absolutną $M_V = 4.1$, podczas gdy dla M 67 leży znacznie wyżej ($M_V = 3.0$). NGC 188 jest zatem znacznie starsza od M 67, stając się najstarszą znaną obecnie gromadą otwartą. Jest rzeczą interesującą porównanie przebiegu linii podolbrzymów i olbrzymów gromady NGC 188 z położeniem na diagramie barwa-jasność gwiazd bliskich badanych przez Wilsona (1959). O ile wiele z nich leżało poniżej ciągu podolbrzymów i olbrzymów w M 67, to obecnie analogiczny ciąg w NGC 188 stanowi wyraźnie dolne ograniczenie gwiazd „pola” (rys. 2). Oznacza to, że wśród gwiazd „pola” nie występują obiekty starsze od NGC 188.



Rys. 2. Diagram barwa-jasność gromady NGC 188 (linia ciągła — schematycznie) i gwiazd bliskich (Wilson 1959). NGC 188 stanowi dolne ograniczenie obszaru zajmowanego przez gwiazdy bliskie

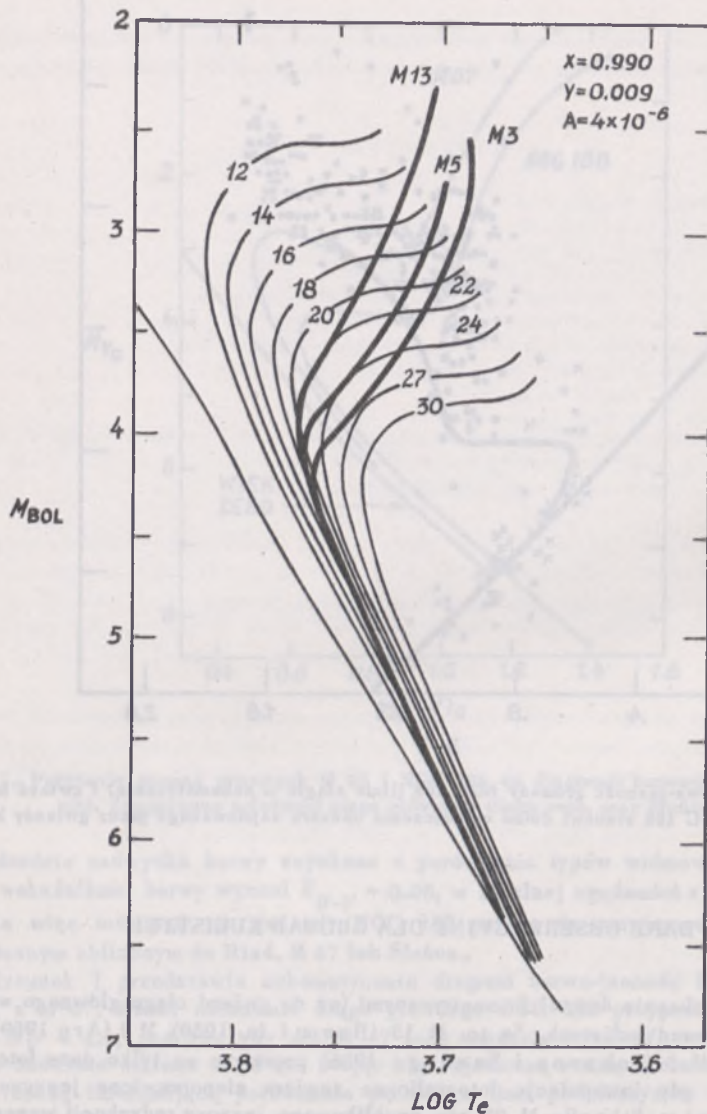
DANE OBSERWACYJNE DLA GROMAD KULISTYCH

Dysponujemy obecnie danymi fotometrycznymi (aż do gwiazd ciągu głównego włącznie) dla kilku gromad kulistych. Są to: M 13 (Baum i in. 1959), M 2 (Arp 1959), M 5 (Arp 1962); dla M 3 (Johnson i Sandage 1956) poprawne są tylko dane fotoelektryczne, podczas gdy interpolacja fotograficzna zawiera niepoprawione jeszcze błędy rzędu 0,1 mag. w $B-V$; dla M 92 nie opublikowano jeszcze redyskusji wcześniejszej fotometrii. W dyskusji, którą omówimy poniżej, Sandage opiera się na danych dla trzech gromad: M 3, M 5, M 13.

WYZNACZANIE WIEKU GROMAD

Wyznaczanie wieku gromad sprowadza się do trzech zasadniczych punktów:

1. Zebranie danych obserwacyjnych dotyczących położenia punktu załamania ciągu głównego i kształtu diagramu barwa-jasność w jego najbliższym otoczeniu. Sprawę tę omówiliśmy już powyżej.



Rys. 3. Porównanie przebiegu ciągów głównych i podolbrzymów na diagramie $M_{\text{bol}} - T_e$ dla trzech gromad kulistych (linie grube) z teoretycznymi liniami równego wieku (linie cienkie) opartymi na modelach Hoyle'a; liczby oznaczają wiek w 10^6 lat

2. Przejście od danych obserwacyjnych (M_V , $B-V$) do wielkości porównywalnych z teorią, tj. do diagramu $M_{bol} - T_e$. Poprawki bolometryczne znane są w rozważanym przedziale temperatur wystarczająco dokładnie. Zależności $(B-V) - T_e$ dla gwiazd o różnym składzie chemicznym poświęcono ostatnio wiele prac* i to przejście zdaje się również nie budzić poważniejszych wątpliwości.

3. Porównanie diagramu $M_{bol} - T_e$ z danymi dla ciągów ewolucyjnych modeli o odpowiednich masach i składzie chemicznym.

Ostatnia ocena wieku najstarszych gromad dokonana przez Sandage'a (1962b) opiera się na modelach Hoyle'a (1959) dla dwu zestawów składu chemicznego, odpowiadających populacji I i II:

$$X = 0.75, Y = 0.24, Z = 0.01; \text{ dla populacji I;}$$

$$X = 0.99, Y = 0.009, Z = 0.001; \text{ ,, ,, II.}$$

Podsumowanie wyników Sandage'a podaje tabela 1. W porównaniu z ocenami sprzed kilku lat otrzymuje się więc znacznie większe wartości wieku; wspominaliśmy już zresztą o tym poprzednio w „Postępach Astronomii”.

Powyższe oceny wieku są jednak bardzo niepewne. Zanim przejdziemy do omówienia tych niepewności zanotujmy za Sandage'em, że teoretycznie linie stałego wieku obliczone na podstawie modeli Hoyle'a mają wyraźnie różny przebieg od przebiegu linii wyznaczanych przez poszczególne gromady. Jest to szczególnie jaskrawe dla gromad kulistych i modeli Hoyle'a dla gwiazd populacji II (rys. 3**), tak że ocena wieku tych gromad zawiera znaczny element niepewności.

Tabela 1

Wiek gromad

Gromada	M_V punktu załamania ciągu głównego	Wiek (w latach)
M 67	3.0	$9-10 \times 10^9$
NGC 188	4.1	$14-16 \times 10^9$
M 3	4.2	26×10^9
M 5	4.1	24×10^9
M 13	3.9	22×10^9

GÓRNA GRANICA WIEKU GROMAD KULISTYCH

Wolf (1962) podał niesłychanie prosty, a jednocześnie przekonujący sposób oszacowania górnej granicy wieku gromady kulistej (lub obfitej w gwiazdy gromady otwartej) w oparciu o ocenę całkowitej ilości energii, jaką gwiazda może w ciągu swego życia wyprodukować w przemianach termojądrowych. Wolf opiera się na wcześ-

* Patrz np. rozdział I w artykule o gromadach kulistych w „Postępach Astronomii” 8, 197, 1960.

** Wszystkie rysunki podane w tej pracy są zaczerpnięte z Ap. J., t. 135, z. 2 (March 1962): rys. 1 - Fig. 8 na s. 324, rys. 2 - Fig. 9 na s. 344 i rys. 3 - Fig. 2 na s. 354.

niejszej pracy Sandage'a (1957), który pokazał, że znając gęstość gwiazd na gałęziach podolbrzymów, olbrzymów i horyzontalnej wyznaczyć można przybliżony kształt dróg ewolucji w tych obszarach i tempo ewolucji. Droga prostych całkowań numerycznych policzyć można, jaką ilość energii wypromieniowała gwiazda, znajdująca się obecnie w górnej części diagramu barwa-jasność (np. na gałęzi horyzontalnej) od momentu narodzin. Ta ilość energii nie może, oczywiście, przekraczać początkowych zapasów energetycznych. Maksymalne oszacowanie zapasów energetycznych otrzymujemy zakładając, że początkowo gwiazda składała się z czystego wodoru, czerpiąc energię z jego zamiany na hel, a następnie – niewielka już zresztą ilość – drogą „spalania” helu; dalsze przemiany jądrowe mogą być praktycznie w bilansie energetycznym zaniebane. Przy ocenie całkowitej ilości wydatkowanej energii skorzystać musimy ze znajomości jasności absolutnych gwiazd oraz wieku gromady (o którego oszacowanie nam właśnie chodzi). Z drugiej strony, ocena zapasów „paliwa” wymaga znajomości mas gwiazd. W wyniku dokonania takiego bilansu otrzymujemy zatem maksymalny możliwy wiek rozpatrywanej gromady. Jest on przy tym odwrotnie proporcjonalny do przyjętych wartości jasności (L) i wprost proporcjonalny do masy gwiazdy.

Woolf dokonuje oszacowań dla gromady M 3, którą w cytowanej wyżej pracy zajmował się Sandage, i otrzymuje wyniki, które zestawia tabela 2.

Tabela 2

Maksimum wieku gromady kulistej M 3

Masy początkowe gwiazd gałęzi horyzontalnej	M_V gwiazd typu RR Lyrae	Maksimum wieku (w latach)
1.25 m_{\odot}	0.0	6.8×10^9
1.10	0.7	11.4×10^9
0.95	1.5	20.6×10^9

Pierwszy wiersz tabeli 2 odpowiada danym przyjmowanym przez Sandage'a (1957). W tym wypadku otrzymujemy najmniejszy wiek gromady. Bardziej realny wydaje się wiersz drugi; istotniejsza jest tu zresztą przyjęta wartość jasności absolutnych zmiennych RR Lyrae (to określa punkt zerowy jasności w gromadzie); $M_V = 0,7$ jest bliskie średniej z różnych, uzyskiwanych ostatnio danych. Wiersz ostatni, dający zresztą największy wiek, wydaje się mało prawdopodobny. W każdym wypadku otrzymuje się wyraźną rozbieżność z danymi Sandage'a. Przypadek najprawdopodobniejszy daje, że wiek uzyskany przez Sandage'a jest przeszło dwukrotnie za duży w porównaniu z maksymalnym możliwym.

KRYTYKA MODELII HOYLE'A

Zarówno Sandage, jak i Woolf widzą źródło opisanych wyżej rozbieżności w modelach Hoyle'a. Omówimy teraz pokrótce powody, dla których modele Hoyle'a mogą prowadzić do błędnych wniosków.

Simoda (1960) pokazał, że formuły interpolacyjne użyte przez Hoyle'a dla nieprzezroczystości dla gwiazd populacji II są błędne, prowadząc do nieprzezroczystości ok. dwukrotnie większych, niż wynikające bezpośrednio z danych numerycznych. Trudno jednak bez wykonania odpowiednich rachunków przewidzieć, jak zmienia to tempo i przebieg teoretycznych dróg ewolucji.

Drugie zastrzeżenie względem modeli Hoyle'a wiąże się z istnieniem lub nieistnieniem jąder konwektywnych w gwiazdach o różnym składzie chemicznym i masach bliskich masy Słońca. Autor niniejszego artykułu (1960) otrzymał, że gwiazdy skrajnej populacji II o masach bliskich masy Słońca posiadają jądra konwektywne, w których produkowane jest ponad 50% całkowitej energii gwiazdy. Wynik ten, różny od wyników innych autorów (m. in. Hoyle'a, Demarque'a), opierał się na dokładnym wyznaczeniu efektywnych wykładników we wzorach interpolacyjnych na wydajność źródeł energii i nieprzezroczystość dla danego konkretnego przypadku.

Ostatnio Iben i Ehrman (1962) otrzymali podobny wynik dla gwiazd populacji I o masach bliskich masy Słońca: mogą one posiadać jądra konwektywne, mimo iż produkują energię w cyklu protonowym. Graniczna wartość masy, przy której pojawia się jądro konwektywne zależy przy tym od składu chemicznego. Dla gwiazd o mniejszej obfitości pierwiastków ciężkich jądro konwektywne występuje już przy mniejszych masach.

Modele Hoyle'a, zakładające równowagę promienistą we wnętrzach gwiazd, prowadzą więc do dróg ewolucyjnych i skali czasowej, różnych od tych jakie uzyskano by w oparciu o modele z jądrem konwektywnym.

„Clearly more stellar models in the mass range $1.3 M_{\odot}$ to $0.8 M_{\odot}$ are needed” — wypada powtórzyć za Sandage'm na zakończenie niniejszego przeglądu.

LITERATURA

- Arp, H. C., 1959, A. J. 64, 441.
 Arp, H. C., 1962, Ap. J. 135, 311.
 Baum, W. A., Hiltner, W. A., Johnson, H. L., Sandage, A. R., 1959, Ap. J. 130, 749.
 Hoyle, F., 1959, M. N. 119, 124; streszczenie w „Postęпах Astronomii” 8, 117, 1960.
 Iben, I., Ehrman, J. R., 1962, Ap. J. 135, 770.
 Johnson, H. L., Sandage, A. R., 1956, Ap. J. 124, 379.
 Sandage, A. R., 1957, Ap. J. 126, 326; streszczenie w „Postęпах Astronomii” 6, 120, 1958.
 Sandage, A. R., 1962 a, Ap. J. 135, 333.
 Sandage, A. R., 1962 b, Ap. J. 135, 349.
 Simoda, M., 1960, Publ. Astr. Soc. Japan 12, 124.
 Smak, J., 1960, Acta Astronomica 10, 153.
 Wilson, O. C., 1959, Ap. J. 130, 496.
 Woolf, N. J. 1962, Ap. J. 135, 644.

...the following are the names of the persons who have been elected to the office of President of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Secretary of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Treasurer of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Journal of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Bulletin of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

OFFICERS

AMERICAN MEDICAL ASSOCIATION

President	W. C. Cline, M.D., Chicago, Ill.
Secretary	W. C. Cline, M.D., Chicago, Ill.
Treasurer	W. C. Cline, M.D., Chicago, Ill.
Editor, Journal	W. C. Cline, M.D., Chicago, Ill.
Editor, Bulletin	W. C. Cline, M.D., Chicago, Ill.

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of President of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Secretary of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Treasurer of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Journal of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Bulletin of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

AMERICAN MEDICAL ASSOCIATION

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of President of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Secretary of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Treasurer of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Journal of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

...The following are the names of the persons who have been elected to the office of Editor of the Bulletin of the American Medical Association for the year 1917-1918: ...

ZASŁUŻENI ASTRONOMOWIE SZKOŁY GŁÓWNEJ

W stulecie założenia Szkoły Głównej w Warszawie

I. JAN BARANOWSKI, ADAM PRAŻMOWSKI

I. KORZENIEWSKA

Z działalnością Warszawskiego Obserwatorium Astronomicznego XIX wieku związane są nazwiska profesora Jana Baranowskiego, Adama Prażmowskiego i dr Jana Kowalczyka.

Jan Baranowski pracował w Obserwatorium od pierwszych chwil jego powstania, biorąc czynny udział we wszystkich badaniach astronomicznych Franciszka Armińskiego, założyciela i pierwszego dyrektora Obserwatorium. Zanim przejdziemy do omówienia działalności J. Baranowskiego na terenie Obserwatorium i Szkoły Głównej, przytoczymy kilka faktów biograficznych.

Jan Baranowski urodził się 26.XII.1800 r. w Sławkowie (woj. kieleckie). Studia rozpoczął w Krakowie a ukończył w Warszawie na Uniwersytecie Warszawskim, uzyskując stopień magistra filozofii (12.VII.1825). W parę tygodni później został mianowany adiunktem w Obserwatorium, po czym wyjechał do Królewca, gdzie pracował pod kierunkiem Bessela. Następnie, po zwiedzeniu kilku obserwatoriów w Niemczech powrócił do Warszawy, gdzie pozostał do momentu przejścia na emeryturę (1869), co zbiegło się z zamknięciem Szkoły Głównej. Resztę życia spędził u swego brata biskupa lubelskiego. Zmarł 9 listopada 1879 roku.

Przechodząc do omówienia działalności naukowej J. Baranowskiego zatrzymamy się przy pierwszym okresie jego pracy. Po powrocie z Niemiec zajął się wyłącznie obserwacjami meteorologicznymi, które stanowiły główny kierunek ówczesnych prac Obserwatorium Warszawskiego. Ten typ pracy wypełnił 13 lat pobytu Baranowskiego w Warszawie, przerwanej krótkotrwałą ekspedycją organizowaną przez W. Struvego w Pułkowie. Celem jej było wyznaczenie różnicy długości geograficznej pomiędzy Warszawą a Pułkowem. Wyniki pomiarów ogłoszono w „Astronomische Nachrichten”. Prace J. Baranowskiego z zakresu Mechaniki Nieba dotyczyły ruchów komety Bieli: wyznaczył on jej orbitę, a rezultaty swych badań ogłosił w dwóch kolejnych tomach „Astronomische Nachrichten”, oraz w odbitce litograficznej „Observations Astronomique faites a l'Observatoire de Varsovie” (1836).

J. Baranowski położył znakomite zasługi jako tłumacz dzieł naukowych z dziedziny astronomii. Przede wszystkim należy tu wymienić pierwsze tłumaczenie na język polski dzieła Kopernika i drobnych, nieznanych dotąd prac (oparł się na rękopisie znajdującym się wówczas w bibliotece hr. Nostitza w Pradze czeskiej). Wraz z Zejsznerem przetłumaczył pierwszy tom dzieła A. Humboldta „Kosmos czyli rys fizycznego opisu świata” (1849), a w 1859 roku dwutomową *Meteorologię* Foissaca, poprzedzając ją wstępem o historii meteorologii w Polsce. Ogłosił też dość liczne artykuły w „Przeglądzie Naukowym”, „Bibliotece Warszawskiej”, których przegląd znaj-

dziemy w załączonej bibliografii jego prac. Przez okres czterech lat redagował „Kalendarz Astronomiczny Obserwatorium Astronomicznego”.

Przejdźmy teraz do działalności pedagogicznej J. Baranowskiego, która nas w tych rozważaniach szczególnie interesuje. Po trzydziestoletnim okresie Królestwo Polskie otrzymało prawo posiadania wyższej uczelni: w listopadzie 1862 r. otwarto w Warszawie Szkołę Główną. Na Katedrę Astronomii został powołany jako profesor zwyczajny Jan Baranowski. Katedrę tę zajmował przez cały czas istnienia Szkoły, tj. do 1869 r., wykładając kosmografię, trygonometrię sferyczną, astronomię sferyczną i astronomię praktyczną. Zasługi jego na tle dziejów Szkoły Główniej wzrastają, jeżeli weźmiemy pod uwagę fakt, że Baranowski w latach 1864–1866 pełnił funkcję dziekana Wydziału Fizyczno-Matematycznego. Plan jego pracy dydaktycznej na terenie Szkoły Główniej znajduje się w publikacjach, które częściowo ukazały się litografowane pod tytułem *Kosmografia wg Garceta* wraz z traktatem o kalendarzu *Astronomia sferyczna wg Brünnowa*. Baranowski wydał ponadto drukiem wzory z trygonometrii sferycznej i euklidesowej. Na kilka miesięcy przed śmiercią ukazały się jego tablice do układania kalendarzy. Na stanowisku kierownika Katedry Astronomii pozostał do końca istnienia Szkoły Główniej, tj. do roku 1869.

Podsumowując zasługi J. Baranowskiego dla nauki polskiej należy jeszcze wrócić do spraw Obserwatorium Warszawskiego. Nie można pominąć faktu, niewątpliwie ważnego w początkowym okresie istnienia Obserwatorium, że właśnie Baranowskiemu zawdzięcza ono kupno nowych instrumentów, przede wszystkim refraktora z 6-calowym obiektywem (1859), powiększenie biblioteki oraz troskę o tę młodą jeszcze i rozwijającą się placówką naukową. Należy jednak zaznaczyć, że ciężar prac administracyjnych, ciągła troska o powierzone mu Obserwatorium nie pozwoliły Baranowskiemu na pełne rozwinięcie działalności naukowej.

Wybitniejsi pod względem naukowym okazali się jego najbliżsi współpracownicy – A. Prazmowski i J. Kowalczyk.

Pierwszy z nich, Adam Prazmowski, zapisał się w historii nauki jako wybitny fizyk i obserwator. Okres jego młodości (ur. w Warszawie 15.III.1821 r.) przypadł na czasy powstaniowe, kiedy to brak było w Królestwie Polskim wyższych uczelni. Ukończył więc dwuletnie kursy nauczycielskie, tzw. „kursy dodatkowe” (1839), i w tym samym roku został przyjęty przez Amińskiego jako drugi pomocnik Obserwatorium Astronomicznego w Warszawie. Od momentu, kiedy dyrektorem Obserwatorium został J. Baranowski, A. Prazmowski otrzymał nominację na stanowisko adiunkta; zajmował je od 1848 do 1863 r. W tym samym roku wyemigrował do Paryża i tam pracował dłuższy czas jako mechanik w zakładzie optycznym Hartnacka, a po jego wyjeździe do Niemiec stał się właścicielem zakładu. Na emigracji przebywał dwadzieścia lat. Zmarł na obczyźnie 15.II.1885 r., do ostatniej chwili czynnie pracując.

Do pierwszych obowiązków Prazmowskiego w Obserwatorium należała obsługa stacji meteorologicznej. Braki precyzyjniejszej aparatury uzupełniał sam, konstruując zupełnie nowe aparaty. W związku z zajęciami z dziedziny meteorologii budował w szczególności dobre termometry. Ułożył tablice poprawek dla barometrów oraz porównywał je z barometrami innych krajów (Berlin, Pułkowo). Skonstruował higrometr, zwany linijką psychometryczną. Typ ten przyjął się później w marynarce francuskiej jako „échelle psychométrique de M. Prazmowski”. Zajmował się także zagadnieniami magnetyzmu. Zbudował i uruchomił w hallu Obserwatorium Warszawskiego wahadło Foucaulta. Tutaj też urządził pierwszy zegar elektryczny w Warszawie umieszczony na dole w oknie Obserwatorium, a przeznaczony dla publiczności. Wypracował metodę wyznaczania za pomocą instalacji elektrycznej błędów osobistych obserwatorów, popełnianych w czasie obserwacji. Metodę tę zastosował Wolf w Obserwatorium Paryskim, a Leverrier referował ją w roku 1854 w Akademii Paryskiej.

Jeżeli już mówimy o budowanych przez Prażmowskiego przyrządach, należy wspomnieć o innych, takich jak magnetometr zbudowany na prośbę władzy Królestwa Polskiego, która żądała wyjaśnienia związku ówczesnej epidemii cholery z magnetycznym działaniem Ziemi. Dla Komisji Spraw Wewnętrznych skonstruował gęstościomierze i alkoholomierze.

Prażmowski brał udział w licznych ekspedycjach. W latach 1845–1849 dokonywał w Królestwie Polskim pomiarów geodezyjnych. W latach 1852–1853 był na zlecenie W. Struvego (dyrektora Obserwatorium w Pułkowie) kierownikiem ekspedycji, której celem było ostateczne sprawdzenie niektórych punktów łuku południka ciągnącego się od Morza Łodowatego do Dunaju. Sprawozdanie z tych prac ogłosił A. Prażmowski w r. 1853 w Wydawnictwach Akademii Nauk w Petersburgu. Okazał się obserwatorem pomysłowym i dokładnym; Struve chwalił go jako „un talent rare pour l'astronomie pratique”. Wyznaczone przez niego współrzędne należą do najściślejszych współrzędnych łuku południka Struvego. Leverrier ofiarował w tym czasie Prażmowskiemu stanowisko adiunkta w Obserwatorium Paryskim, lecz on tej propozycji nie przyjął.

Największą zasługą Prażmowskiego było to, że pierwszy w Polsce podjął zagadnienia astrofizyczne. Wyniki jego pionierskich prac w zakresie fizyki Słońca wywołały polemikę na skalę światową; stanowiły pierwszy polski dorobek naukowy w zakresie astrofizyki. Prażmowski postawił hipotezę, że blask atmosfery i korony słonecznej jest refleksem światła, którego źródłem jest Słońce. Jeżeli tak jest, to światło korony powinno być spolaryzowane.

Dnia 28 lipca 1851 roku zorganizował A. Prażmowski wyprawę w celu obserwacji całkowitego zaćmienia Słońca. Punkt obserwacji wyznaczył pod Łomżą w Wysokim Mazowieckim. Prawdopodobnie złe warunki atmosferyczne unicestwiły plan Prażmowskiego, lecz mimo to nie zaniechał swego programu. Po dość długich staraniach uzyskał pozwolenie u władz i mały fundusz umożliwiający wyjazd do Hiszpanii, gdzie zamierzał obserwować widoczne tam zaćmienie Słońca w dniu 18 lipca 1860 r. Punkt obserwacyjny wyznaczony został w Briviesca. Skromną aparaturę stanowiły dwie małe lunety z polaryskopami, które sam wykonał. Warto nadmienić, że w „Astronomische Nachrichten”, t. 54, znajduje się list A. d'Abbadie (Correspondant de l'Institut), w którym autor zalicza użyte w Hiszpanii przez Prażmowskiego przyrządy do najdoskonalszych wśród dotychczas stosowanych do tego typu poszukiwań.

Ekspedycja przyniosła pozytywne wyniki. Hipoteza Prażmowskiego została potwierdzona. Było to doniosłe odkrycie, gdy uprzytomnimy sobie, że analiza spektralna była jeszcze w samych początkach, a Kirchhoff i Bunsen ogłosili swe pierwsze prace w 1861 roku.

Wyniki doświadczeń z tej ekspedycji i dokładny opis aparatury tam użytej ogłosił A. Prażmowski w pracy pt. *Observation de l'eclipse totale de Soleil du 18 juillet 1860* w „Compte Rendu” t. 51 s. 195 (1860). Odkrycie Prażmowskiego, tak ważne i zasadnicze dla fizyki Słońca, zreferował w 1860 roku Leverrier w Paryskiej Akademii Nauk.

Jako pedagog A. Prażmowski zasłużył się w Akademii Medycznej, gdzie kierował Katedrą Fizyki Doświadczalnej. Kiedy w 1862 r. powstała Szkoła Główna zaczął wykładać w niej tenże przedmiot jako profesor zwyczajny. Działalność jego w Szkole Główniej nie trwała długo. Prażmowski brał czynny udział w powstaniu 1863 r. a po jego upadku musiał emigrować. Na emigracji w Paryżu pracował jako mechanik w wytwórni narzędzi optycznych w firmie Hartnack, która później stała się jego własnością. W 1867 r. firma wzięła udział w Wystawie Paryskiej i otrzymała nagrodę za przyrządy, z których większość wykonał Prażmowski. Otrzymywał zamówienia z największych

obserwatoriów świata. W tych warunkach mógł zająć się na nowo przerwana pracą naukową. Z okresu paryskiego notujemy jeszcze około siedmiu prac. W szczególności odkrył polaryzację światła warkoczy komet. (Niezależnie od włoskiego astronoma P. Secchiego).

Kiedy w rok 1870 w Paryżu powstało Emigracyjne Towarzystwo Nauk Ścisłych, A. Prażmowski był jego członkiem, a od roku 1880 prezesem. W roku 1882 Towarzystwo zostało rozwiązane.

Mówiąc ogólnie o sylwetce naukowej A. Prażmowskiego należy podkreślić, jak bardzo samodzielnie potrafił pracować. Zwracał swe zainteresowania raczej na eksperyment i obserwacje, niż na zagadnienia teoretyczne. Ciągłe szukał i odkrywał coś nowego: jego publikacje są krótkimi sprawozdaniami z oryginalnych obserwacji i własnych wynalazków.

Zwolnione miejsce w Obserwatorium Warszawskim po wyjeździe A. Prażmowskiego zajął Jan Kowalczyk powołany z Krakowa.

2. JAN KOWALCZYK

F. KĘPIŃSKI

Jan Kowalczyk urodził się w r. 1833 w Rzeszotarach, gimnazjum oraz studia uniwersyteckie z zakresu matematyki i nauk przyrodniczych ukończył w Krakowie, gdzie też uzyskał stopień doktora filozofii w Uniwersytecie Jagiellońskim. Początkowo był zatrudniony jako asystent przy katedrze botaniki w Krakowie, ale po pewnym czasie zwrócił się do nauk matematycznych i astronomii. W latach 1862–65 był adiunktem Obserwatorium Astronomicznego w Krakowie, po czym w 1865 przeszedł na opróżnione po Prażmowskim stanowisko starszego adiunkta Obserwatorium Astronomicznego w Warszawie oraz docenta astronomii w Szkole Głównej. Po zamknięciu jej, Kowalczyk nadal pozostał w tym samym Obserwatorium, które od 1873 r. traci swą odrębność administracyjną przez połączenie z nowo powstałym Uniwersytem. W 1875 r. Kowalczyk uzyskał stopień magistra astronomii i geodezji, awansował na starszego astronoma-obserwatora i pełnił swe obowiązki nawet po wysłużeniu emerytury do 1905 r. Umarł w 1911 r.

Rozległa i wieloletnia działalność naukowa Kowalczyka obejmuje zarówno prace obserwacyjne wysokiej marki, pomimo słabych środków instrumentalnych, jakimi rozporządzał, prace teoretyczno-obliczeniowe z astronomii teoretycznej i mechaniki nieba, jak wreszcie zakrojone na dużą skalę dzieła, stanowiące poważny nabytek skąpego naówczas polskiego piśmiennictwa naukowego z astronomii.

Wymienić tu należy specjalne dzieła: *O sposobach wyznaczenia biegu ciał niebieskich* (uwieńczone w 1883 r. nagrodą z fundacji im. M. Kopernika) i *O sposobach obliczania przeszkód biegu ciał niebieskich* (Warszawa 1901). Ich wartość dydaktyczna jest bezsprzeczna i dziś jeszcze, w braku nowych podręczników polskich, mogą być one wykorzystane, zwłaszcza na wstępnym szczeblu nauczania w wyższej szkole dzięki przystępnej formie wykładu i licznym przykładom liczbowym.

Z licznych prac obserwacyjnych Kowalczyka na duże uznanie zasługują: *Observations faites au cercle méridien à l'Observatoire de Varsovie* (3 części, 1892, 1901 i 1902/03) i oparty na nich *Catalog von 6041 Sternen zwischen 1°50' und 7°10' südlicher Declination für das Aequinoctium 1880.0, hergeleitet aus den Beobachtungen am Reichenbach- und Ertelschen Meridiankreise der k. Universitäts-Sternwarte zu Warschau* (1904). Mniejszych prace, zawierające obliczenia orbit planetoid i komet, jak:

planetoidy Thisbe (88) i Hesperia (69), komety 1840 II, 1840 III, 1842 II, 1845 I, 1860 IV, 1864 I, 1864 II, 1864 IV, 1869 II, ogłoszone zostały w „Astronomische Nachrichten”, „Berliner Astronomisches Jahrbuch” i „Vierteljahrsschrift der Astronomischen Gesellschaft”. Poza tym znaczną liczbę prac pomniejszych znaleźć można w czasopiśmie polskich, jak: „Przyroda i Przemysł”, „Wszelchświat”, „Zdrowie”, „Biblioteka Warszawska”, „Wiadomości Matematyczne” itd.

Z okazji uroczystości obchodzonej w Warszawie 100-setnej rocznicy urodzin naszego wielkiego astronoma, Kowalczyk wydał dzieło *Mikołaj Kopernik i jego układ świata* („Przyroda i Przemysł”, 1873).

J. Kowalczyka należy uważać za jednego z odnowicieli świetnej tradycji astronomii w Polsce. Jego działalność przypada na trudny okres ucisku narodowego kraju, kiedy tak wybitni jak On uczeni polscy pozostawali w cieniu narzuconych krajowi, nieraz problematycznej wartości, krzewicieli nauki. Po odejściu J. Baranowskiego, który był następcą założyciela Obserwatorium Warszawskiego, F. Armińskiego, za dyrektoriatu Wostokowa i Krasnowa Jan Kowalczyk był faktycznie nieoficjalnym reprezentantem astronomii stolicy.

BIBLIOGRAFIA PRAC JANA BARANOWSKIEGO

(zebr. I. Korzeniewska)

1. *Bestimmung der Bahn des Biela'schen Kometen, zur Zeit seiner letzten Erscheinung*, von dem Adjunkten der Warschauer Sternwarte, Herrn Baranowski, A.N., Bd. 13, nr 303, s. 242–248.
2. *Neueste Elemente des Biela'schen Kometen*, von Herrn Baranowski, A.N., Bd. 14, nr 324, s. 178–180.
3. *Wzory z trygonometrii prostokreślnej i kulistej*. Zebrał... Warszawa 1864, s. 4 nlb., 20.
4. *Nauka o kalendarzu podług wykładu... odpowiadająca N^o od 161–170 i od 556–568 w Garcie* (b.m.w. około 1867), s. 86. (Wycinek z pracy auk. *Kosmografia wg Garceta*). (Przekłady).
5. *Mikołaja Kopernika Toruńczyka „O obrotach ciał niebieskich ksiąg sześć”*. *Nadto opowiadanie pierwsze J. Joachima Retyka, różne pisma mniejsze M. Kopernika teraz zebrane i życiorys jego*. (Nikolai Copernici Torunensis „de Revolutionibus Orbium coelestium”. Libri sex). Warszawa 1854, Druk St. Strąbskiego, 4^o, ss. LXXV, 642, VII, 2 tabl. (Przekłady).
6. Foissac Pierre, *Meteorologia czyli nauka o zjawiskach w powietrzu dostrzegalnych, o ich związku i wpływie na Królestwo organiczne a głównie na człowieka*. Tłum. ... Warszawa 1858, t. 1–2.
7. Humboldt Aleksander von, *Kosmos*. Warszawa 1853, t. 1. (Artykuły w „Przeglądzie Naukowym”).
8. *Historia magnetyzmu przez Bequerela*. R. 6:1847, t. 1, s. 268–277, cd. t. 2, s. 287–297 i 324–332. (Przekłady).
9. *Obraz postępu nauk astronomicznych i fizycznych w XVII stuleciu* (wyjątek z II tomu *Kosmos* Humboldta). R. 7:1848, t. 2, s. 199–214, 225–236, cd. t. 4, s. 225–236. (Artykuły w „Bibliotece Warszawskiej”).
10. *Treść sprawozdania uczonego Arago o przedrukowaniu dzieł Laplace'a*. 1848, t. 1, s. 317–351. (Przekłady).
11. *Wyniesienie miasta Lublina nad poziom morza Bałtyckiego, wyznaczone z dostrzeżeń barometrycznych*. 1843, t. 2, s. 208–211.
12. *Położenie geograficzne Warszawy*. 1843, t. 4, s. 409–418.
13. *Rzecz o magnetyzmie ziemi podług Bessla*. 1844, t. 1, s. 261–305.
14. *O wpływie Księżyca na atmosferę ziemską*. 1844, t. 1, s. 632–635.
15. *Obserwacje zorzy północnej czytłone w Warszawie od r. 1779–1842*. 1844, t. 2, s. 196–204.
16. *Obserwatoria astronomiczne uważane pod względem położenia geograficznego i najkrótszej odległości od Warszawy*. 1844, t. 2, s. 407–412.
17. *Zaćmienia Słońca uważane w Warszawie*. 1844, t. 3, s. 156–166.
18. *Przepisy podane przez Queteleta do czynienia postrzeżeń nad zjawiskami periodycznymi*. 1844, t. 4, s. 134–162.

19. Oznaczenie długości geograficznej Warszawy względem głównego obserwatorium Pułkowa wyznaczone w roku 1845 za pomocą chronometru, pod kierunkiem O. Struvego przez J.B. 1846, t. 1.
20. Treść dzieła Kopernika. 1855, t. 1. Tom: A.N. Bd. 47, nr. 1115, s. 174–176.
21. Meteorologia. Porównanie stanu powietrza na różnych punktach i telegrafami elektrycznymi przesyłanych. 1858, t. 3.
22. Rozbór wycieczki na Księżyc Juliana Zaborowskiego. 1859, t. 2.
23. O plamach na Słońcu. 1859, t. 4.
24. Recenzja Astronomii sposobem dla każdego dostępnym wyłożona przez J.K. Steczkowskiego. 1862, t. 2.
25. Recenzja krótkiej nauki o Ziemi i świecie W.L. Anczyca. 1862, t. 4.

BIBLIOGRAFIA PRAC ADAMA PRAŻMOWSKIEGO

(zebr. I. Korzeniewska)

1. Rapport fait à M. le Directeur de l'Observatoire central sur les travaux de l'Expedition de Bessarabie, entreprise en 1852, pour terminer les opérations de la mesure de l'arc de méridien.
2. Comparaisons barométriques faites en 1852 pour déterminer la relation entre les baromètres normaux Prussiens et le baromètre normal de l'observatoire de Pułkova. (Stanowi to siódmy rozdział dzieła: *Die Verbindungen der Preussischen und Russischen Dreiecks-Ketten bei Thorn und Tarnowitz, ausgeführt von der trigonometrischen Abtheilung des Generalstabes*, herausg. von J.J. Baeyer, Berlin 1857).
3. Sur les erreurs personnelles dans les observations astronomiques. *Compte Rendu de l'Acad. des Sci., Paris XXXVIII*, 1854.
4. Observation de l'éclipse totale du Soleil du 18 juillet 1860. *Compte Rendu*, LI, s. 195.
5. Remarques relatives à une communication du R.P. Secchi sur le spectre de la comète de Brorsen. *Compte Rendu*, LXVI, s. 1109.
6. Modification du saccharimètre optique. *Compte Rendu*, LXXVI, s. 12.
7. Helioscope. *Compte Rendu*, LXXIX, s. 33.
8. Sur l'achromatisme chimique. *Compte Rendu*, LXXIX, s. 107.
9. Prisme polarisateur de M.M. Hartnack et Prażmowski. *Ann. de Chim. et Phys., Ser. 4, t. VII*.
10. Sur la polarisation de la lumière des comètes. *Compte Rendu*, XCIII, s. 41.
11. De la constitution des comètes. *Compte Rendu*, XCIII, s. 113. (Wykaz ten przytaczam za J. Gadowskim).

BIBLIOGRAFIA PRAC JANA KOWALCZYKA

(zebr. F. Kępiński i I. Korzeniewska)

1. O aerolitach z powodu bolidu spadłego w Sielcach dn. 30.I.1868, „Biblioteka Warszawska”, 1868.
2. Ringmikrometer-Beobachtungen am 6-zölligen Refraktor der Warschauer Sternwarte, A.N. 73, 1869.
3. O badaniach rozbioru widma słonecznego oraz innych ciał niebieskich, „Biblioteka Warsz.”, 1869.
4. *Sonnenephemeriden der neu beobachteten Cometen 1800–30 nach Leverriers Tafeln*, Viertelj. d.A.G., 5, 1870.
5. Mikołaj Kopernik i jego układ świata. *Przez ...* (Warszawa 1872), 8^o ss. 4 nb., 119.
6. *Über den Sternschnuppenfall vom 27 November 1872*, A.N. 80, 1873.
7. O wyznaczaniu dróg planet i komet z wielkiej liczby spostrzeżeń, Warszawa 1874 (broz. w jęz. ros.).
8. Planeta Wenus, „Wszehawiat”, 1876.
9. Księżyc i pogoda, „Przyroda i Przemysł”, 1878–79.
10. O prądach morskich i powietrznych, ib.

11. *Catkowite zaćmienie Słońca dn. 29.VII.1878*, ib.
12. *Astronomia*, Encyklopedia Wychowawcza, 1881.
13. *O spostrzeżeniach meteorologicznych w Warszawie*, „Pam. Fiz.”, 1881–82.
14. *Krótką wiadomość o robieniu spostrzeżeń meteorol.*, ib., 1881.
15. *Wykaz średnich wysokości barometru w latach 1826–80.*, ib., 1882.
16. *W sprawie gromadzenia wiadomości meteorologicznych ze wszystkich miejscowości kraju*, „Wszecławiat”, 1882.
17. *Z meteorologii*, ib., 1882–83.
18. *Światło zodiakalne, meteory*, ib., 1883.
19. *Krótką wiadomość o Obserwatorium w Płonsku i o pracach J. Jędrzejewicza w dziedzinie astr. i meteor.*, „Prace Mat.-Fiz.”, 1888.
20. *O sposobach wyznaczenia biegu ciał niebieskich*. Kraków 1889, 4^o ss. VIII, 414, LXXIII.
21. *O zmienności osi ziemskiej*, ib., 1890.
22. *O zaćmieniach uważanych w r.b.*, ib., 1890.
23. *Obserwatorium Astronomiczne w Warszawie*, „Wiadom. Mat.”, 1897.
24. *Obserwatorium im. J. Jędrzejewicza w Warszawie*, „Wszecławiat”, 1889.
25. *Przykłady obliczania ciek eliptycznych pierwszego gatunku za pomocą śr.arytm.-geometrycznych*, „Wiad. Mat.”, 2, 1898.
26. *O sposobach obliczenia przeszkód biegu ciał niebieskich*. Warszawa, 1901.
27. *Observation faites au cercle meridien a l'Observatoire de Varsovie I–IV part*, Varsovie 1897, 1901–3, 4^o. *Catalog von 6041 Sternen zwischen 1^o50' und 7^o10' Südlicher Declination, für das Aequinoctium 1880.0, hergeleitet aus den Beobachtungen am Reichenbach und Ertelschen Meridiankreise der Universitäts-Sternwarte zu Warschau*, Warschau 1904, 4^o.
28. *Meridian Beobachtungen, angestellt auf der Sternw. in Warschau von den Herren Dr Kowalczyk und Deike*, A.N., Bd. 69, nr 1656.
29. *Ringmikrometer Beobachtungen, angestellt auf der Sternw. in Warschau von ... A.N.*, Bd. 69, nr 1656.
30. *Berechnung des Planeten (88) Thisbe von ...*, A.N., Bd. 121, nr 2902.
31. *Berechnung des Planeten (69) Hesperia von ...*, A.N., Bd. 122, nr 2907.
32. *Allgemeine Jupiterstörungen des Planeten (69) Hesperia*, A.N., Bd. 137, nr 3271.
33. *Krótki rys dziejów Obserwatorium Warszawskiego*, „Wiad. Mat.”, 11, 1907.

LITERATURA

1. *Dziewulski E.*; *Adam Prazmowski*, „Wszecławiat” 1885.
2. *Gadomski J.*, *Adam Prazmowski, pierwszy astrofizyk polski*, „Urania” 1956, nr 4.
3. *Gadomski J.*, *Zarys historii astronomii w Polsce*, Kraków 1948, ss. 43.
4. *Kamiński M.*, *Stulecie Obserwatorium Warszawskiego (1825–1925)*, „Rocznik Astr. Obs. Krak.”, t. 4:1925, s. 96–111.
5. *Kępiński F.*, *Sur le catalogue d'étoiles de Kowalczyk*, A.A., ser. a, vol. 1, s. 47–53.
6. *Kępiński F.*, *Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Warszawskiego przed stu laty a dziś*, „Kronika Warszawy” 1925, nr 12, s. 12–16.
7. *Kucharzewski F.*, *O astronomii w Polsce*, „Pamiętnik Towarzystwa Nauk Ścisłych w Paryżu”, t. 2:1872, s. 123–228.
8. *Merczyng H.*, *Krótki rys rozwoju astronomii*, „Biblioteka Mat.-Fiz.” ser. III, t. 9:1886, s. II–XXX.
9. *Mergentaler J.*, *Dorobek naukowy polskich astronomów*, „Życie Nauki”, t. 2:1946, s. 9–10.
10. *Polski słownik biograficzny*, t. 1, s. 280–281.
11. *Rudzki M.P.*, *Todes-Anzeige*, A.N., t. 190, nr 4545, s. 167.
12. *Wielka Encyklopedia Powszechna Ilustrowana*, Ser. I, t. 2, s. 117; t. 39, s. 369–370.

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Статьи

К. Серковски, Современные методы определения элементов орбит затменных переменных на основании фотометрических наблюдений (приложение: Краковянский алгоритм метода наименьших квадратов)	241
Б. Кухович, Наблюдательный аспект космологии	255
Ю. С. Стодлкевич, Функция фазовой плотности и интегралы движения звездной динамики	263

Из учебных заведений и обсерваторий

К. Рудницки, По вопросу статьи В. Зонна "Статистические исследования популяции скоплений галактик"	275
В. Зонн, Ответ на заметки К. Рудницкого	279
К. Рудницки, До дискуссии: Зонн-Рудницки	280

Из научной литературы

Ф. Кемпиньски, Солнечный паралакс в обзоре старых и новых изысканий	281
Ф. Кемпиньски, Статистические рассуждения о поведении долгопериодических комет на расстояниях граничного воздействия больших планет в прошлом и будущем	284
К. Коссацки, О возможностях фрагментации больших облак	285
М. Кубяк, Новые наблюдения „Red-Shift“ солнечных линий	289
Ю. Смак, Возраст вайстарших звездных скоплений	293

Хроника

Заслуженные астрономы Главной Школы	301
И. Корженевска, Ян Барановски, Адам Пражмовски	301
Ф. Кемпиньски, Ян Ковальчик	304

CONTENTS

ARTICLES

K. Serkowski, Modern Methods of Determining the Orbital Elements of Eclipsing Binaries from Photometric Observations (Appendix: The Cracovian Algorithm for the Least Squares Solution)	241
B. Kuchowicz, A Laboratory Aspect of Cosmology	255
J.S. Stodółkiewicz, Distribution Function and Integrals of Motion of Stellar Dynamics	263

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

K. Rudnicki, Remarks on the Article by W. Zonn <i>Statistical Study of Populations of the Cluster of Galaxies</i>	275
W. Zonn, Reply to the Remarks of K. Rudnicki	279
K. Rudnicki, To discussion: Zonn-Rudnicki	280

FROM SCIENTIFIC LITERATURE

F. Kępiński, The Parallax of the Sun in the Light of old and new investigations	281
F. Kępiński, Statistical Considerations on the Behaviour of Long Period Comets at the Limit of the Great Planets Influences in the Past and in the Future	284
K. Kossacki, Fragmentation Possibilities of Large Clouds	285
M. Kubiak, New Observations of the Solar Red-Shift	289
J. Smak, Age of the Oldest Star Clusters	293

CHRONICLE

The Prominent Astronomers of the Main School	301
I. Korzeniewska, Jan Baranowski, Adam Prazmowski,	301
F. Kępiński, Jan Kowalczyk	304

SPIS TREŚCI ZESZYTU 4

ARTYKUŁY

K. Serkowski, Współczesne metody wyznaczania orbit gwiazd zaćmieniowych z obserwacji fotometrycznych (Przypis: Algorytm krakowianowy metody najmniejszych kwadratów)	241
B. Kuchowicz, Laboratoryjny aspekt kosmologii	255
J.S. Stodółkiewicz, Funkcja gęstości fazowej a całki ruchu dynamiki gwiazdowej	263

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

K. Rudnicki, W sprawie artykułu W. Zonna <i>Badania statystyczne populacji gromad galaktyk</i>	275
--	-----

W. Zonn, Odpowiedź na uwagi K. Rudnickiego	279
K. Rudnicki, Do dyskusji: Zonn-Rudnicki	280

Z LITERATURY NAUKOWEJ

F. Kępiński, Paralaksa Słońca w świetle starych i nowych badań	281
F. Kępiński, Ze statystyki orbit komet długookresowych na granicy oddziaływania planet wielkich	284
K. Kossacki, O możliwościach fragmentacji dużych obłoków	285
M. Kubiak, Nowe obserwacje „Red-Shiftu” linii słonecznych	289
J. Smak, Wiek najstarszych gromad gwiazd	293

KRONIKA

Zasłużeni astronomowie Szkoły Głównej	301
L. Korzeniewska, Jan Baranowski, Adam Prążmowski	301
F. Kępiński, Jan Kowalczyk	304

SPROSTOWANIE

W artykule *Polskie Towarzystwo Astronomiczne* zamieszczonym w zesz. 3 tomu XI „*Postępów Astronomii*” zostało pominięte nazwisko Prof. dr Józefa Witkowskiego, Prezesa Polskiego Towarzystwa Astronomicznego w latach 1950–1952.

Bardzo przepraszamy Prof. dr J. Witkowskiego za to przykre niedopatrzenie.

Zarząd PTA

ERRATA

do zesz. 3 tomu XI „*Postępów Astronomii*”

Strona	Wiersz		Jest	Powinno być
	od dołu	od góry		
193	13		umiejscowione	umiejscowionej
198	12		200 tysięcy	270 tysięcy
201		12	jak CO ₂	jak CO



Biblioteka Główna UMK



300048429093

KT
1

Cena zł 10,—

**WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA
„POSTĘPY ASTRONOMII“ — KWARTALNIK**

Cena w prenumeracie zł 40,— rocznie
zł 20,— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”,
Łódź, ul. Roosevelta 17, konto PKO Nr 7-6-579
2. Urzędy pocztowe i listonosze
3. Księgarnie „Domu Książki”

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

**Tylko prenumerata zapewnia regularne
otrzymywanie czasopisma**

Subscription orders should be made to:
Export and Import Enterprise „Ruch”
Warszawa, Wilcza 46
Cables: Exprimruch — Warszawa
Payments to the account of Narodowy Bank Polski
No 1534-6-71

Redakcja zawiadamia PT Czytelników, że prenumeratę na rok 1964 można zamawiać już od 15 listopada 1963 r. w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch”, Łódź, ul. Roosevelta 17, konto PKO nr 7-6-579.