63

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

PTA

TOM XVI — ZESZYT 3
1968

WARSZAWA • LIPIEC – WRZESIEŃ 1968

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA W TORUNIU

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XVI — ZESZYT 3

1968

WARSZAWA • LIPIEC – WRZESIEŃ 1968

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor naczelny:
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Ludosław Cichowicz, Warszawa

Adres Redakcji: Warszawa, PKiN, pok. 2313

WYDAWANE Z ZASIŁKU
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1968

Wydanie I. Nakład 454+126 egz. Ark. wyd. 6,50. Ark. druk 6,00. Papier offset. kl. III, 80 g. 70 x 100. Oddano do druku 7. V. 1968 r. Druk ukończono w sierpniu 1968 r. Zam. 242. P-8. Cena zł 10,—

Zakład Graficzny PWN
Łódź, ul. Gdańska 162

TEORETYCZNE MODELE SUPERNOWYCH

BOHDAN PACZYŃSKI

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СУПЕР-НОВЫХ

Б. Пачиньски

Содержание

В статье представлены новейшие достижения по данному вопросу.

THEORETICAL MODELS OF SUPERNOVAE

Summary

The recent achievements in supernovae models are described.

---

1. WSTĘP

W ciągu ostatnich kilku lat nastąpił burzliwy rozwój teorii ewolucji gwiazd. Znamy już dość dokładnie ewolucję gwiazd od stadium grawitacyjnej kontrakcji na ciąg główny, poprzez stadium palenia wodoru a następnie helu w jądrze gwiazdy, aż do początku palenia helu w cienkiej warstwie otaczającej węglowe lub tlenowe jądro. Coraz lepiej zdajemy sobie sprawę z tego, jak mogą wyglądać dalsze stadia ewolucyjne. Stadia te badane są na razie dość fragmentarycznie, najczęściej w oderwaniu od poprzedniej historii gwiazdy, tym niemniej składają się już teraz na dość jasny obraz tego, w jaki sposób gwiazdy kończą swój żywot. Można ogólnie powiedzieć, że z biegiem czasu w jądrze gwiazdy palą się coraz cięższe pierwiastki, temperatura i gęstość jądra wzrasta i ewolucja przebiega coraz szybciej. Jednocześnie otoczka gwiazdy, czyli 50 do 80% jej masy, ma skład chemiczny praktycznie nie zmieniony przez reakcje

jądrowe. Geometryczne rozmiary otoczki z biegiem czasu rosną i gwiazda staje się czerwonym nadolbrzymem. Zapewne w pewnym momencie gwiazda ulega katastrofie na skutek dynamicznej niestabilności swego jądra lub otoczki. W pierwszym przypadku mamy do czynienia z wybuchem gwiazdy supernowej, w drugim – powstaje mgławica planetarna.

Tematem tego artykułu są ostatnie osiągnięcia teorii wybuchów gwiazd supernowych. Teoria ta wyszła wreszcie z epoki szukania po omacku możliwych przyczyn wybuchów i jest na etapie szczegółowej analizy procesów fizycznych związanych z tym zjawiskiem. Wszystko wskazuje na to, że wiemy już czym są supernowe.

W ostatnich latach ukazało się kilka artykułów przeglądowych poświęconych obserwacyjnym i teoretycznym problemom i osiągnięciom w dziedzinie supernowych (Minkowski 1964, Schatzman 1965, Zwicky 1965). Tu ograniczymy się tylko do wymienienia kilku najbardziej podstawowych danych obserwacyjnych i do krótkiego opisu rozwoju teorii. Większość miejsca będzie poświęcona pracom, które ukazały się po wydrukowaniu wymienionych wyżej artykułów.

Wybuchy supernowych obserwuje się w galaktykach przeciętnie raz na ok. 400 lat. Wyróżnia się dwa zasadnicze rodzaje wybuchów, które są nazywane odpowiednio typem I i typem II. Supernowe typu I (SN I) są odkrywane w galaktykach wszystkich rodzajów, podczas gdy typ II (SN II) spotykamy wyłącznie w galaktykach spiralnych. Przypuszcza się zatem, że SN I i SN II należą odpowiednio do populacji II i I. Wskazywałoby to, że jeżeli supernowe są gwiazdami, to SN II należałoby identyfikować z pewnymi stadiami ewolucji gwiazd o dużych masach, zaś SN I powinny być obiektami mało masywnymi. Znajduje to pewne potwierdzenie w ocenach ilości materii wyrzuconej w czasie wybuchu. Jest to zapewne kilka mas Słońca dla SN II i tylko niewielki ułamek masy Słońca dla SN I. W czasie maksimum absolutna jasność SN I sięga –19 wielkości gwiazdowych, zaś SN II jest ok. –18. Stanowi to ok. 10^{43} ergów na sekundę. Całkowita ilość energii wypromieniowana w czasie wybuchu wynosi 4×10^{49} ergów. Tym ogromnym jasnościom towarzyszy wyrzut materii z równie imponującą szybkością, rzędu 5000 km/sek. Można oszacować energię kinetyczną wyrzuconej materii: sięga ona 10^{50} ergów dla SN I i 10^{51} ergów dla SN II. Warto pamiętać, że linie w obserwowanym widmie SN I nie zostały dotąd zidentyfikowane.

Aby zdać sobie sprawę z ogromu energii wyzwolonej w wybuchu supernowej, można ją porównać z grawitacyjną energią potencjalną Słońca – 4×10^{48} ergów. Jest to przeszło stokrotnie mniej niż obserwowalne formy energii towarzyszące eksplozji supernowej. Tak więc jest rzeczą oczywistą, że wybuch taki musi być katastrofą dla gwiazdy i że obok wyrzutu pewnej ilości masy musi nastąpić zasadnicza zmiana struktury całej gwiazdy.

W 1938 r. Zwicky sugerował, że zapadnięcie się normalnej gwiazdy do

bardzo małych rozmiarów może spowodować wydzielenie się ogromnej ilości potencjalnej energii grawitacyjnej. Zwicky przypuszczał, że powstaje w ten sposób gwiazda neutronowa i wydziela się 10^{51}–10^{53} ergów, wystarczająco dużo, aby z energetycznego punktu widzenia zapewnić wybuch w skali supernowej. Niestety, nie zaproponował on żadnego mechanizmu fizycznego, który mógłby spowodować tak dramatyczne zapadnięcie się gwiazdy. Mestel (1952) zwrócił uwagę, że jeżeli gaz elektronowy jest silnie zdegenerowany, to ciśnienie nie zależy od temperatury. Jeżeli gwiazda jest zbudowana ze zdegenerowanego gazu i rozpoczną się w nim jakieś reakcje jądrowe, to wydzielające się ciepło spowoduje wzrost temperatury, ale nie ciśnienia. Ze względu na to nie nastąpi ekspansja i zwiększona temperatura spowoduje przyspieszenie tempa reakcji jądrowych, dalszy wzrost temperatury itd. Tak więc w krótkim czasie nastąpi wydzielenie znacznych ilości energii. Mestel sugerował, że może to doprowadzić do wybuchu supernowej. Jednak model proponowany przez niego był na tyle nierealistyczny, że nie przywiązuje się dziś do niego większej wagi. Warto jednak zwrócić uwagę, że zjawisko odkryte przez Mestela istotnie występuje (o ile wiemy) na pewnych etapach ewolucji gwiazd i znane jest pod nazwą błysku helowego. Nie następuje tu wybuch, gdyż mimo że reakcje jądrowe przebiegają w czasie błysku helowego bardzo szybko, to jednak dynamiczna skala czasowa jest znacznie krótsza i gwiazda, a właściwie jej jądro, zawsze jest w stanie bliskim równowagi hydrostatycznej.

Znacznie bardziej realistyczne modele wybuchów supernowych były proponowane przez Burbidge'ów, Fowlera i Hoyle'a (1957) i następnie udoskonalone przez Fowlera i Hoyle'a (1960). Identyfikowali oni SN II z gwiazdami o masach rzędu trzydziestu mas Słońca, których jądra na skutek coraz dalszych reakcji termojądrowych zbudowane były z żelaza. Stopniowo kurcząc się jądra te osiągały temperaturę kilku miliardów stopni. W tak wysokich temperaturach następuje rozpad żelaza na trzynaście cząstek alfa i cztery neutrony. Proces ten pochłania tyle energii, że dalsze kurczenie się jądra miało przebiegać bardzo gwałtownie. To z kolei miało spowodować zapadanie się bardziej zewnętrznych części gwiazdy bogatych w paliwo termojądrowe. Na skutek zapadania się warstwy te gwałtownie ogrzewały się, co miało doprowadzić do potężnej eksplozji nuklearnej obserwowanej przez nas jako SN II. Zdaniem wymienionej grupy astronomów SN I miały być gwiazdami o masie nieznacznie większej od masy Słońca, zbudowanymi ze zdegenerowanej materii. Ponieważ miały to być obiekty na bardzo zaawansowanych etapach ewolucji, przeto ich jądra były zbudowane z dość ciężkich pierwiastków, takich jak węgiel, tlen lub krzem. Powoli kurczące się i ogrzewające się jądra miały w pewnym momencie osiągnąć temperaturę, w której następuje zapalenie się odpowiedniego pierwiastka. W zasadzie miałoby to być zjawisko dość podobne do znanego nam błysku helowego, lecz znacznie gwałtowniejsze, gdyż wymienione pierwiastki spalają się znacznie szybciej od helu. Zamiast błysku miał

nastąpić wybuch. Jak widzimy, zarówno w przypadku SN I jak i SN II przyczyną wybuchu miały być reakcje termojądrowe.

Wymienione dotąd propozycje miały w dużej mierze charakter jakościowy, a ze względu na niemożliwość bezpośredniego przetestowania obserwacyjnego były bardzo trudne do sprawdzenia. W ostatnich latach, dzięki masowemu zastosowaniu szybkoliczących maszyn cyfrowych, stało się możliwe konstruowanie za ich pomocą modeli gwiazd w ogóle, a w szczególności także modeli potencjalnych supernowych. Ponieważ model skonstruowany za pomocą maszyny opiera się na bardzo podstawowych równaniach fizyki, przeto zbudowanie go można uważać za swego rodzaju eksperyment. Mówi on nam, co wynika z przyjęcia pewnych określonych zależności pomiędzy różnymi wielkościami fizycznymi. Ponieważ obecnie nasza wiedza fizyczna jest dość dobra, przeto eksperymenty prowadzone na maszynach cyfrowych są dość dobrą namiastką niemożliwych (przynajmniej na razie) do przeprowadzenia eksperymentów w skali kosmicznej. Okazuje się, że zasadnicze znaczenie dla gwiazdy na późnych etapach ewolucji ma jej stabilność, a raczej niestabilność dynamiczna. Będzie o tym mowa w następnym rozdziale tego artykułu. Trzeci rozdział będzie poświęcony modelowi wybuchu supernowej otrzymanemu przez Colgate'a i White'a (1966), zaś czwarty — pewnym problemom związanym z pochodzeniem SN I. Jak się okazuje, poszczególne fragmenty dawnych hipotez pasują do obecnych modeli, lecz żadna z owych hipotez nie może być utrzymana w całości.

2. PÓŹNE STADIA EWOLUCJI I STABILNOŚĆ DYNAMICZNA GWIAZD

Jeżeli gwiazda znajduje się w stanie równowagi hydrostatycznej i termicznej i dokonamy niewielkiej perturbacji, to mogą nastąpić różne jej reakcje. W większości przypadków dynamiczna skala czasowa jest dla gwiazd znacznie krótsza od skali termicznej. Oznacza to, że jeżeli gwiazda będzie powracać do stanu równowagi, to najpierw odzyska równowagę hydrostatyczną a dopiero znacznie później termiczną. Może się jednak zdarzyć, że gwiazda nie zechce powrócić do równowagi termicznej czy hydrostatycznej — mówimy wówczas, że jest niestabilna termicznie lub dynamicznie. Może się wreszcie okazać, że gwiazda zacznie się kołysać wokół stanu równowagi z coraz większą amplitudą. Mówimy, że jest wibracyjnie (pulsacyjnie) niestabilna. Tę ostatnią niestabilność nazywano niekiedy „nadstabilnością". W tym miejscu interesować nas będzie przede wszystkim niestabilność dynamiczna. Ponieważ odpowiednia skala czasowa jest znacznie krótsza od cieplnej, przeto będziemy przyjmować, że perturbujemy gwiazdę adiabatycznie, to znaczy, że ciśnienie w czasie dokonywania perturbacji zmienia się proporcjonalnie do gęstości w potędze γ, czyli że mamy:

$$P \sim \rho^{\gamma}.$$

Przyjmijmy, że początkowo gwiazda znajdowała się w równowadze hydrostatycznej. Mamy wtedy:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G\mathcal{M}_r}{r^2}\rho,$$

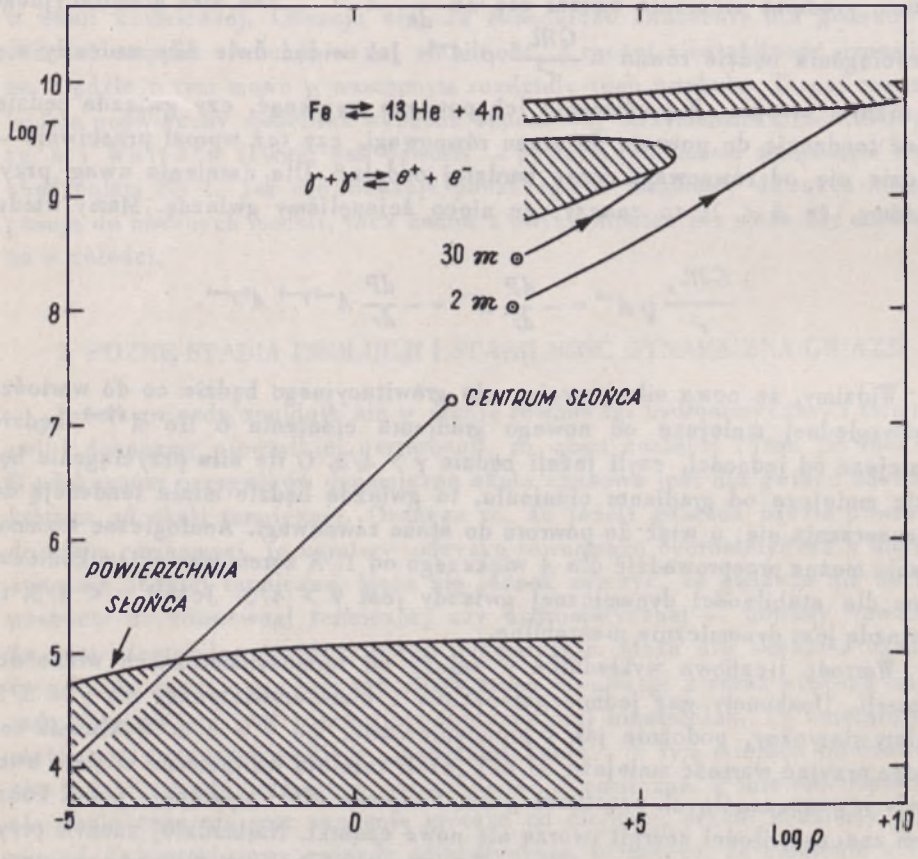
gdzie G jest stałą grawitacji, $\mathcal{M}_r$ masą wewnątrz kuli o promieniu r; założyliśmy, że mamy obiekt o symetrii sferycznej. Dokonajmy obecnie perturbacji możliwie najprostszej, zmieńmy odległość każdego elementu masy od środka o czynnik A. Wtedy zamiast r będziemy mieć Ar, zamiast ρ otrzymamy ρA^{-3}, wreszcie zamiast P w odpowiednim elemencie masy ciśnienie wyniesie $PA^{-3\gamma}$. Zatem gradient ciśnienia zmieni się na $\frac{dP}{dr} A^{-3\gamma-1}$, zaś siła grawitacyjnego przyciągania będzie równa $-\frac{G\mathcal{M}_r}{r^2}\cdot\rho A^{-5}$. Jak widać dwie siły zmieniły się w różnym stopniu. Z porównania ich powinno wyniknąć, czy gwiazda będzie mieć tendencję do powrotu do stanu równowagi, czy też wprost przeciwnie – będzie się od równowagi coraz bardziej oddalać. Dla ustalenia uwagi przypuśćmy, że $A < 1$, to znaczy, że nieco ścisnęliśmy gwiazdę. Mamy wtedy:

$$\frac{G\mathcal{M}_r}{r^2}\rho A^{-5} = -\frac{dP}{dr}A^{-5} = -\frac{dP}{dr}A^{-3\gamma-1}A^{3\gamma-4}.$$

Widzimy, że nowa siła przyciągania grawitacyjnego będzie co do wartości bezwzględnej mniejsza od nowego gradientu ciśnienia o ile $A^{3\gamma-4}$ będzie mniejsze od jedności, czyli jeżeli będzie $\gamma > 4/3$. O ile siła przyciągania będzie mniejsza od gradientu ciśnienia, to gwiazda będzie miała tendencję do rozszerzania się, a więc do powrotu do stanu równowagi. Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla A większego od 1. A zatem warunkiem koniecznym dla stabilności dynamicznej gwiazdy jest $\gamma > 4/3$. Jeżeli $\gamma < 4/3$, to gwiazda jest dynamicznie niestabilna.

Wartość liczbowa wykładnika γ zależy od termodynamicznych własności materii. Doskonały gaz jednocząsteczkowy i nierelatywistyczny ma $\gamma = 5/3$, relatywistyczny, podobnie jak i promieniowanie, ma $\gamma = 4/3$. Wykładnik ten może przyjąć wartość mniejszą od 4/3 jeżeli istnieją wewnętrzne stopnie swobody w poszczególnych cząstkach gazu. Podobny efekt występuje jeżeli kosztem znacznej ilości energii tworzą się nowe cząstki. Najbardziej znanym przypadkiem tego ostatniego zjawiska jest jonizacja, której towarzyszy pojawianie się nowych cząstek gazu – elektronów i na którą trzeba zużyć znaczną energię.

Wartość wykładnika γ można wyliczyć jako funkcję gęstości i temperatury materii. Na rys. 1 zakreskowane są te obszary płaszczyzny gęstość – temperatura, w których $\gamma < 4/3$. Dla temperatur niższych od 10^5 °K jonizacja helu i wodoru oraz dysocjacja molekuły H_2 powoduje znaczne zmniejszenie się naszego wykładnika. Przy temperaturach rzędu 10^9–10^{10} °K γ maleje ze względu na rozpad jąder cięższych na lżejsze oraz na skutek powstawania par elektron – pozytron. Pierwszy proces jest pewną analogią do jonizacji atomów i zachodzi dlatego, że w bardzo wysokich temperaturach szybko ustala się równowaga termodynamiczna pomiędzy wszystkimi możliwymi jądrami atomowymi. Drugi proces – powstawanie par – związany jest z tym, że kwanty promieniowania elektromagnetycznego mają tak wielkie energie, że przy zderzeniach mogą tworzyć parę cząstka – antycząstka. W omawianym zakresie temperatur energii starcza na tworzenie elektronów i pozytronów.



Rys. 1. Diagram gęstość – temperatura. Zostały zakreskowane obszary, w których wykładnik adiabaty $\gamma < 4/3$. Zaznaczone schematycznie jest aktualne położenie Słońca oraz zmiany centralnej temperatury i gęstości gwiazd z jądrami o masach 2 i 30 $m_\odot$ na późnych stadiach ewolucji

Jeżeli w wyniku ewolucji gwiazdy jej znaczna część będzie miała gęstość i temperaturę odpowiadającą zakreskowanym obszarom rys. 1, to gwiazda stanie się dynamicznie niestabilna. Nasze Słońce „zawadza" o dolny obszar tylko swymi powierzchniowymi warstwami i nie grozi mu dynamiczna niestabilność. Jeżeli jednak weźmiemy pod uwagę gwiazdę na bardzo zaawansowanym etapie ewolucji, to z jednej strony jej otoczka bogata w wodór i hel jest rozdęta do ogromnych rozmiarów i ze względu na niskie temperatury panujące we wnętrzu takiej otoczki trafia ona prawie w całości do obszaru jonizacji wodoru i helu. Z drugiej strony jądro gwiazdy na skutek ciągłego zwiększania ciężaru cząstek składowych pod wpływem reakcji jądrowych stopniowo coraz bardziej się kurczy zwiększając gęstość i temperaturę. Może więc ono trafić do zakreskowanych obszarów w górnej części rys. 1. W pierwszym przypadku można się spodziewać wystąpienia dynamicznej niestabilności otoczki, zaś w drugim – podobnej niestabilności jądra. Niestabilność otoczki prowadzi zapewne do jej wyrzucenia i powstania mgławicy planetarnej (Lucy 1967, Paczyński i Ziółkowski 1967, 1968, Roxburgh 1967). Jak się wydaje może to wystąpić tylko dla gwiazd o masach mniejszych od ok. $4\mathcal{M}_\odot$. Niestabilność jądra powoduje jego zapadnięcie się i wyzwolenie ogromnych ilości energii. Przypuszczamy obecnie, że to właśnie jest bezpośrednią przyczyną wybuchów gwiazd supernowych.

Na rys. 1 zaznaczona jest schematycznie ewolucja gęstości i temperatury centralnej jąder o masach 2 i 30 $\mathcal{M}_\odot$ na podstawie obliczeń numerycznych przeprowadzonych przez Rakavy, Shaviv i Zinamona (1967). Należy oczywiście pamiętać, że masa całej gwiazdy (jądro + otoczka) może być znacznie większa od masy jądra. Można jednak pokazać, że masywna ale rozrzedzona otoczka nie ma praktycznie wpływu na ewolucję jądra. Z rys. 1 wynika, że jądro o masie 30 $\mathcal{M}_\odot$ stanie się dynamicznie niestabilne, ponieważ trafi do obszaru intensywnego tworzenia się par elektron – pozytron. Jądra o mniejszych masach ulegną dynamicznej niestabilności pod wpływem rozpadu jąder żelaza na cząstki alfa i neutrony. Dotychczasowe rachunki nie dają odpowiedzi na pytanie, co będzie bezpośrednią przyczyną niestabilności jąder lżejszych od $2\,\mathcal{M}_\odot$, lecz o masach przekraczających masę krytyczną Chandrasekhara, to znaczy ok. 1.2–1.4 $\mathcal{M}_\odot$. Przypuszczać należy, że są to tzw. odwrotne procesy beta, czyli pochłanianie elektronów przez jądra atomowe. Towarzyszy temu zwiększanie się średniego ciężaru cząsteczkowego i można pokazać, że w przypadku degeneracji gazu elektronowego prowadzi do $\gamma < 4/3$.

Warto tu wspomnieć o jeszcze jednym możliwym mechanizmie, powodującym niestabilność dynamiczną. Mianowicie wyobraźmy sobie, że γ jest niewiele różne od 4/3. Gdyby siła przyciągania grawitacyjnego miała postać inną niż $\frac{G\,\mathcal{M}_r}{r^2}\rho$, to mogłoby się okazać, że niestabilność dynamiczna wystąpi przy $\gamma < 4/3 + \varepsilon$. Ale wiemy, że powszechnie stosowane wyrażenie na siłę grawita-

cyjną jest tylko dobrym przybliżeniem znacznie bardziej skomplikowanych wyrażeń wynikających z ogólnej teorii względności. Otóż Chandrasekhar (1964a, b, c) pokazał, że z tego względu niestabilność dynamiczna może wystąpić dla γ nieco większego od 4/3. Ponieważ w obszarze dużych gęstości i temperatur γ jest zawsze bliskie 4/3, przeto wymieniony efekt jest czymś istotnym. W szczególności okazuje się, że z tego względu krytyczna masa białego karła ulega zmniejszeniu o ok. 2%. Bardzo możliwe, że dla gwiazd z jądrami nieznacznie przekraczającymi masę krytyczną efekty ogólnej teorii względności są bezpośrednią przyczyną dynamicznej niestabilności.

Jak widać, rachunki modelowe ewolucji gwiazd a w szczególności ich jąder mówią nam, że na bardzo późnych etapach ewolucji jądra te stają się niestabilne, o ile ich masa przekracza pewną wartość krytyczną. Bezpośrednią tego konsekwencją będzie zapadanie się jądra w dynamicznej, a więc bardzo krótkiej, skali czasowej. W następnym rozdziale omówimy konsekwencje tego zapadania się.

3. MODEL WYBUCHU

Najbardziej wszechstronne i pełne rachunki modelowe opisujące los zapadającego się jądra gwiazdy zostały przeprowadzone przez Colgate'a i White'a (1966). W swej pracy podają oni ogromną ilość szczegółowych wykresów ilustrujących otrzymane przez nich wyniki oraz omawiają masę najrozmaitszych zjawisk towarzyszących grawitacyjnemu zapadaniu się jądra gwiazdy. W tym miejscu ograniczymy się tylko do opisania najistotniejszych efektów.

Na odpowiednio późnym etapie ewolucji gęstość i temperatura w jądrze gwiazdy wzrasta na tyle, że γ staje się mniejsze od 4/3 i pojawia się dynamiczna niestabilność. Jądro zaczyna gwałtownie zapadać się, gdyż gradient ciśnienia nie jest w stanie zrównoważyć przyciągania grawitacyjnego. Następuje zamiana ogromnych ilości potencjalnej energii grawitacyjnej na energię kinetyczną zapadającej się materii. Okazuje się, że gdy na skutek zapadania się warstw zawierających jeszcze jakieś paliwo jądrowe temperatura osiąga wartości pozwalające na zapalenie się tego paliwa, to jest już za późno na to, aby nastąpiła eksplozja termojądrowa. Bowiem w tym czasie cała dostępna energia jądrowa jest tylko drobnym dodatkiem do ogromnej energii kinetycznej. Tak więc upada mechanizm wybuchu proponowany dla SN II przez Fowlera i Hoyle'a.

Gdyby w czasie zapadania się wykładnik γ nie zaczął dostatecznie szybko rosnąć, to nie byłoby sposobu na powstrzymanie swobodnego spadku materii aż do wnętrza tzw. sfery Schwarzschilda. Gdyby tak się stało, to materia ta byłaby bezpowrotnie stracona dla świata zewnętrznego i nasze nadzieje na

uzyskanie wybuchu supernowej byłyby stracone. Można się jednak spodziewać, że z chwilą gdy gęstość wzrośnie do wartości porównywalnej z gęstością nukleonów, to materia stanie się znów bardziej „twarda", tzn. γ znacznie wzrośnie. Niestety, nie znamy dobrze równania stanu dla materii o takiej gęstości i jest to główną niepewnością w omawianym tutaj modelu. Colgate i White przyjęli dość dowolne, lecz rozsądne zwiększenie się γ po osiągnięciu przez materię gęstości nuklearnej. W rezultacie, gdy w centrum zapadającego się jądra gęstość przekroczyła 10^{15} g/cm^3, materia w pobliżu centrum została gwałtownie zahamowana. Bardziej zewnętrzne części jądra spadając na część centralną spowodowały utworzenie się fali uderzeniowej. Przechodząc przez powierzchnię tej fali spadająca dotąd materia zamienia energię kinetyczną na energie cieplną. Ogrzewa się przy tym do temperatury rzędu 6×10^{10} °K. Wewnątrz fali uderzeniowej stopniowo formuje się coraz większe jądro neutronowe o gęstości rzędu 10^{15} g/cm^3.

Tworzące się jądro neutronowe jest nieprzezroczyste dla neutrin, gdyż w tak gęstej materii średnia droga swobodna tych przenikliwych cząstek jest rzędu metra, zaś jądro ma rozmiary rzędu kilometrów. Tak więc stan materii w jądrze neutronowym jest zapewne bliski równowadze termodynamicznej. Z powierzchni jądra wysyłany jest potężny strumień neutrin, odprowadzający w ten sposób energię termiczną na zewnątrz.

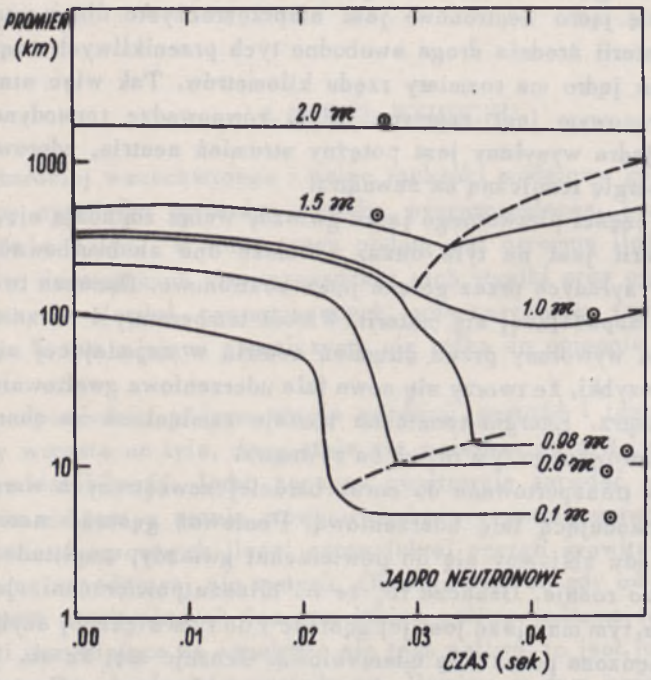
Zewnętrzne części pierwotnego jądra gwiazdy wciąż zapadają się. Gęstość spadającej materii jest na tyle duża, że może ona zaabsorbować znaczną część neutrin wysyłanych przez gorące jądro neutronowe. Oznacza to gwałtowne ogrzanie się zapadającej się materii. Wzrost temperatury i co za tym idzie wzrost ciśnienia wywołany przez strumień neutrin w zapadającej się materii jest tak duży i szybki, że tworzy się nowa fala uderzeniowa gwałtownie ekspandująca na zewnątrz. Energia termiczna zostaje zamieniona na energię kinetyczną ruchu skierowanego tym razem na zewnątrz.

Energia jest transportowana do coraz bardziej zewnętrznych warstw gwiazdy przez ekspandującą falę uderzeniową. Ponieważ gęstość materii spada bardzo szybko gdy zbliżamy się do powierzchni gwiazdy, amplituda fali uderzeniowej szybko rośnie. Oznacza to, że im bliższa powierzchni jest rozpatrywana warstwa, tym mniejsza jest jej gęstość i do tym większej szybkości zostanie ona rozpędzona przez falę uderzeniową. Okazuje się, że ok. 10^{-5} masy całej gwiazdy zostanie rozpędzone do szybkości bliskiej szybkości światła.

Przebieg implozji jądra i następnie eksplozji warstw zewnętrznych pokazany jest schematycznie na rys. 2 i 3. Rysunki dotyczą gwiazdy o masie 9.5 $\mathcal{M}_\odot$ posiadającej jądro zawierające 2 $\mathcal{M}_\odot$ i otoczkę mającą 7.5 $\mathcal{M}_\odot$. Linie ciągłe na obu rysunkach podają zmiany położenia powierzchni, wewnątrz których zawarta jest określona ilość masy. Jak widać, zasadnicza część implozji trwa jedną setną sekundy, eksplozja jest rozciągnięta na kilka godzin.

Naszkicowany powyżej przebieg implozji jądra i eksplozji reszty gwiazdy

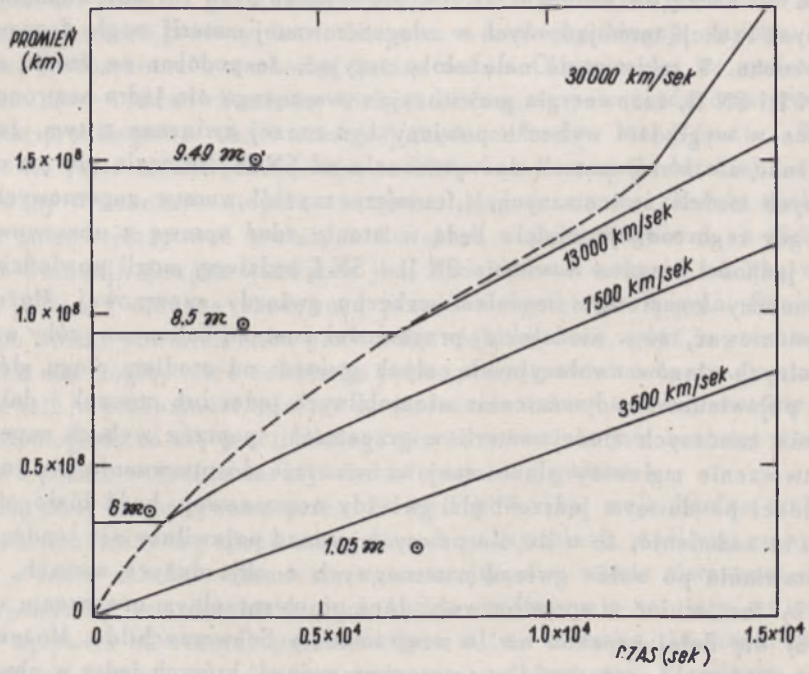
zależy w bardzo małym stopniu od bezpośredniej przyczyny dynamicznej niestabilności a nawet od początkowej masy całego jądra gwiazdy. Colgate i White przeliczyli kilka wypadków zapadania się jąder o masach w przedziale 1.5 – 10 $\mathfrak{M}_\odot$ i zawsze otrzymywali mniej więcej takie samo jądro neutronowe o masie bliskiej 1 $\mathfrak{M}_\odot$. Energia grawitacyjnego wiązania tego jądra, ok. 10^{53} ergów, była wypromieniowywana w postaci neutrin, co powodowało eksplozję reszty gwiazdy. Większa część tej energii została przekazana ekspandującej materii, w tym ok. 2×10^{51} ergów materii ekspandującej z szybkością bliską 300 000 km/sek. Jak widać z rys. 3, większa część wyrzuconej masy miała prędkość 3 500–7 500 km/sek, a więc taką, jaka jest obserwowana w czasie wybuchów supernowych. Niespodziewanie pojawia się pewien kłopot z wyjaśnieniem obserwowanych jasności supernowych w maksimum.



Rys. 2. Implozja dynamicznie niestabilnego jądra o masie 2 $\mathfrak{M}_\odot$. Linie ciągłe podają zmiany promieni sfer zawierających wewnątrz określoną ilość masy. Linie przerywane oznaczają fale uderzeniowe

Jak wynika z opisanego przebiegu ekspandującej fali uderzeniowej poprzez gwiazdę, a także jak widać na rys. 3, prędkości wyrzutu materii są tym większe im dalej na zewnątrz ta materia się znajduje. Oznacza to, że po przejściu fali uderzeniowej przez pewien element masy element ten nie tylko będzie po-

ruszać się jako całość na zewnątrz gwiazdy, lecz ponadto będzie się rozszerzać i to z grubsza adiabatycznie. Okazuje się, że z reguły w momencie gdy dojdzie on do optycznej powierzchni gwiazdy, tzn. gdy znajdzie się na głębokości optycznej 2/3, temperatura jego będzie bardzo niska, poniżej 10^4 °K. Z obliczeń Colgate'a i White'a wynika, że jeżeli pierwotne jądro gwiazdy jest otoczone rozległą, bogatą w wodór i hel otoczką, to można uzyskać co najwyżej 3×10^{41} erg/sek w postaci promieniowania z powierzchni ekspandującej gwiazdy, trzydziestokrotnie za mało w porównaniu z tym co się obserwuje. Co gorsza, jeżeli zmniejszyć otoczkę, to jasność drastycznie maleje. Tymczasem obserwacje wskazują, że jasności supernowych są mniej więcej takie same, a nawet SN I, prawdopodobnie pozbawione rozległych otoczek, są nieco jaśniejsze od SN II.



Rys. 3. Eksplozja gwiazdy z jądrem o masie 2 $\mathcal{M}_\odot$ i otoczką 7.5 $\mathcal{M}_\odot$. Linie ciągłe podają zmianę promieni sfer zawierających wewnątrz określoną ilość masy. Linia przerywana oznacza falę uderzeniową

Wydaje się, że jest jednak wyjście z tej trudności. Mianowicie potężny strumień neutrin wysyłany przez neutronowe jądro nie tylko ogrzewa zapadające się warstwy, lecz także powoduje powstanie ogromnej ilości promieniotwórczych jąder atomowych w tej materii. Co więcej, ilość energii zmagazy-

nowana w postaci pobudzonych jąder jest zależna przede wszystkim od ilości neutrin, a więc od masy neutronowego jądra. A ta wielkość, jak już pisaliśmy, jest zawsze bliska 1 $\mathcal{M}_\odot$. Promieniotwórcze jądra na skutek swej aktywności będą ogrzewać otaczającą materię przez okres rzędu czasu połówkowego zaniku promieniotwórczości, tzn. na tyle długo, że po dojściu do optycznej powierzchni gwiazdy materia będzie na tyle gorąca, że będzie można uzyskać znacznie większą jasność maksymalną naszego modelu. Uwzględniając promieniotwórczość, Colgate i White otrzymują na jasność w maksimum ok. 10^{43} erg/sek, a więc tyle ile się obserwuje.

Tak więc uważa się obecnie, że wybuchy supernowych są wywołane wyzwoleniem się ogromnej ilości energii grawitacyjnej zapadających się jąder gwiazd. Procesy termojądrowe nie mają tu większego znaczenia. Rakavy, Shaviv i Zinamon (1967) na podstawie swoich obliczeń ewolucji jąder gwiazd dochodzą do wniosku, że nic nie wskazuje na to, aby zapalanie się kolejnych reakcji termojądrowych w zdegenerowanej materii mogło doprowadzić do wybuchu. W takim razie należałoby przyjąć, że podobne są źródła energii dla SN I i SN II, tzn. energia grawitacyjna tworzącego się jądra neutronowego. Różnice w wyglądzie wybuchu powinny być raczej związane z tym, że SN I mają znacznie mniej materii do wyrzucenia od SN II. Na razie nie ma opublikowanych modeli zewnętrznych, „fotosferycznych" warstw supernowych. Dopiero gdy tego rodzaju modele będą w stanie zdać sprawę z obserwowanych zmian jasności i zmian w widmie SN II i SN I, będziemy mogli powiedzieć, że dysponujemy kompletnym modelem wybuchu gwiazdy supernowej. Można się też spodziewać, że w niedalekiej przyszłości zostaną dokonane próby uzyskania pełnych ciągów ewolucyjnych całych gwiazd: od stadium ciągu głównego aż do pojawienia się dynamicznie niestabilnych jąder lub otoczek i dalej wyrzucenia znacznych ilości materii w przestrzeń, poprzez wybuch supernowej lub utworzenie mgławicy planetarnej aż wreszcie do utworzenia się jako pozostałości po dawnym jądrze bądź gwiazdy neutronowej, bądź białego karła. Można tu nadmienić, że o ile dla pewnych gwiazd pojawiłaby się tendencja do pozostawiania po sobie gwiazd neutronowych o zbyt dużych masach, to nie mogłyby one istnieć w sposób trwały, lecz po ewentualnym utworzeniu się zaczęłyby się dalej zapadać aż do wnętrza sfery Schwarzschilda. Można przypuszczać, że taki może być los ostateczny gwiazd, których jądra w chwili pojawienia się dynamicznej niestabilności miały masy większe od pewnej, dziś nie znanej wartości krytycznej.

4. PROBLEM SUPERNOWYCH TYPU I

Dane obserwacyjne wskazują, że SN I są obiektami populacji II. Z drugiej strony porównanie modeli teoretycznych z diagramami H–R dla gromad kuli-

stych a także pewne obserwacje (Faulkner i Iben 1966, Faulkner, Iben i Wilson 1966, Christy 1966) wskazują na to, że przynajmniej w naszej Galaktyce gwiazdy populacji II, będące na zaawansowanych etapach ewolucji, mają masy rzędu 0.7 $\mathcal{M}_\odot$. Nie znamy żadnego mechanizmu, który mógłby spowodować wybuch takiej gwiazdy w skali obserwowanej w supernowych. Nasze wiadomości o ewolucji gwiazd wskazują na to, że masa jądra gwiazdy powinna być większa od 1.2 do 1.4 $\mathcal{M}_\odot$ aby wybuch był możliwy. Jednak tak masywne gwiazdy populacji II już wiele miliardów lat temu zakończyły swą ewolucję i bądź wybuchły jako supernowe w dalekiej przeszłości, bądź też są od dawna białymi karłami.

Interesujące rozwiązanie tego dylematu zaproponowali ostatnio Finzi i Wolf (1967). Zwracają oni uwagę na to, że w białych karłach mogą zachodzić pewne przemiany ze skalą czasową rzędu miliardów lat. Mianowicie przy dużej gęstości materii i gazu elektronowego we wnętrzach białych karłów mogą zachodzić odwrotne procesy beta. Niektóre z nich przebiegają szybko, inne zaś, tzw. „wzbronione", zachodzą bardzo wolno. Okazuje się, że można dobrać takie masy i skład chemiczny białych karłów, że pewne odwrotne procesy beta będą przebiegać w skali czasowej rzędu miliardów lat. Finzi i Wolf podają dwie takie możliwości. Jedna, to biały karzeł o masie bliskiej 1.4 $\mathcal{M}_\odot$ i zbudowany w znacznym stopniu z magnezu. Magnez stanowi produkt spalania węgla i może występować w dużych ilościach w jądrach gwiazd na późnych stadiach ewolucji. Drugim wariantem jest biały karzeł o masie 1.2 $\mathcal{M}_\odot$ z żelaznym jądrem i otoczką zbudowaną przede wszystkim z wapnia. Ponieważ tego typu obiekt powinien mieć pierwotnie większą masę, gdyż w przeciwnym przypadku nie mógłby mieć żelaznego jądra, przeto powinien on znaczną część masy utracić w przeszłości, ale już po powstaniu żelaza we wnętrzu. Nie jest jasne jak mogłoby to się stać i dlatego pierwszy wariant jest bardziej prawdopodobny z punktu widzenia naszej wiedzy o ewolucji gwiazd.

Białe karły rozpatrywane przez Finzi i Wolfa mają bardzo ciekawą własność. Ich masy są nieco mniejsze od maksymalnej, możliwej masy dla obiektu o takim składzie chemicznym pozostającym w stanie równowagi. Otóż skład chemiczny omawianych białych karłów zmienia się w ciągu miliardów lat pod wpływem odwrotnych procesów beta w tym kierunku, że średni ciężar cząsteczkowy materii, z której są zbudowane zwiększa się. W związku z tym masa krytyczna odpowiadająca zmieniającemu się składowi chemicznemu powoli zmniejsza się. Gdy stanie się ona mniejsza od aktualnej masy białego karła, wówczas stanie się on dynamicznie niestabilny i nastąpi implozja wywołująca następnie eksplozje w myśl modelu przedstawionego w poprzednim rozdziale. Czyli nastąpi wybuch supernowej. Finzi i Wolf oszacowali, że w obu proponowanych przez nich wariantach masa białego karła powinna zawierać się w przedziale o szerokości ok. 0.003 $\mathcal{M}_\odot$. Związane jest to z tym, że biały karzeł zmienia swój ciężar cząsteczkowy w niewielkim zakresie,

a więc i odpowiednia masa krytyczna niewiele będzie się zmieniać. Ponadto interesują nas tylko przypadki, w których wymieniony proces zachodzi dostatecznie wolno.

Hipoteza ta jest bardzo atrakcyjna, gdyż proponuje pewien mechanizm pozwalający na przechowywanie przez miliardy lat obiektów potencjalnie wybuchowych i usuwa trudności, o których pisaliśmy na początku tego rozdziału. Oszacowana przez autorów częstość wybuchów SN I jest w ich hipotezie zgodna z obserwacjami. Należy jednak przekonać się, czy na pewno białe karły o proponowanych własnościach mogą powstać na drodze ewolucji. Wydaje się, że modelowe rachunki prowadzone na maszynach cyfrowych odpowiedzą na to pytanie w najbliższych latach.

LITERATURA

Burbidge, G., Burbidge, M., Fowler, W., Hoyle, F., 1957, Rev. Mod. Phys., 29, 547.
Chandrasekhar, S., 1964a, Phys. Rev. Letters, 12, 114.
Chandrasekhar, S., 1964b, Phys. Rev. Letters, 12, 437.
Chandrasekhar, S., 1964c, Ap. J., 139, 1396.
Christy, R. F., 1966, Ap. J., 144, 108.
Colgate, S. A., White, R. H., 1966, Ap. J., 143, 626.
Faulkner, J., Iben, I. Jr., 1966, Ap. J., 144, 995.
Faulkner, J., Iben, I. Jr., Wilson, O. C., 1966, Ap. J., 146, 271.
Finzi, A., Wolf, R. A., 1967, Ap. J., 150, 115.
Fowler, W., Hoyle, F., 1960, Ap. J., 132, 565.
Lucy, L. B., 1967, A. J., 72, 813.
Mestel, L., 1952, M. N., 112, 598.
Minkowski, R., 1964, Ann. Rev. Astr. and Ap., 2, 247.
Paczyński, B., Ziółkowski, J., 1967, I.A.U. Symposium 34: *Planetary Nebulae*.
Paczyński, B., Ziółkowski, J., 1968, Acta Astr., 18, 255.
Rakavy, G., Shaviv, G., Zinamon, Z., 1967, Ap. J., 150, 131.
Roxburgh, I. W., 1967, Nature, 215, 838.
Schatzman, E., 1965, Stars and Stellar Systems VIII: Stellar Structure, 327, The Univ. of Chicago Press.
Zwicky, F., 1938, Ap. J., 88, 522.
Zwicky, F., 1965, Stars and Stellar Systems VIII: Stellar Structure, 367, The Univ. of Chicago Press.

KWAZARY

(Streszczenie odczytu wygłoszonego
na Walnym Zebraniu Polskiego Towarzystwa Astronomicznego we Wrocławiu,
w październiku 1967)

WŁODZIMIERZ ZONN

КВАЗАРЫ

В. Зонн

Краткое изложение доклада прочитанного на Собрании Польского Астрономического Общества в октябре 1967 г. во Вроцлаве. Главное внимание обращено в нем на обьяснение красного смещения в спектрах квазаров и на обьекты родственные квазарам – радио-галактики и галактики.

QUASARS

Summary

A summary of a lecture delivered during the Meeting of the Polish Astronomical Society at Wrocław, October 1967 devoted chiefly to the interperations of the redshifts of quasars and their connections with radio-galaxies and galaxies.

Kwazary są dziś jeśli nie centralnym, to jednym z głównych zagadnień współczesnej astronomii. Wprawdzie w tej chwili zajmują się nimi głównie astrofizycy i fizycy, nie znaczy to jednak, że w innych dziedzinach astronomii ludzie nie interesują się kwazarami; przeciwnie, to zainteresowanie jest duże zarówno wśród kosmologów, jak też i reprezentantów astronomii klasycznej, w której kwazary mogą odegrać rolę znakomitych punktów odniesienia przy badaniach ruchu każdego ciała niebieskiego. Na to jednak, by w ten sposób wykorzystać odkrycie kwazarów trzeba się zorientować co do ich położeń

w przestrzeni. Dlatego też w swoim referacie poruszę głównie to zagadnienie, wszystkie inne traktując raczej ubocznie.

Z dotychczasowych obserwacji wiemy, iż kwazary mają następujące właściwości:

a) Są to obiekty, których obraz optyczny przypomina gwiazdę i które często są identyfikowane z radioźródłami.

b) Są zmienne zarówno w dziedzinie optycznej, jak i radiowej. W kwazarach odkryto zarówno zmienność szybką rzędu kilku dziesiątych wielkości na godzinę, jak też i bardzo powolną o dużej amplitudzie sięgającej 3^m w ciągu kilku lat. Taka też jest prawdopodobnie zmienność kwazarów w dziedzinie fal radiowych, aczkolwiek sprawa ta nie jest jeszcze wyjaśniona.

c) Kwazary wykazują dużą nadwyżkę promieniowania nadfioletowego.

d) Widma kwazarów mają szerokie linie emisyjne wodoru, helu oraz wielokrotnie zjonizowane wzbronione linie O, N, Ne, Mg, Ca, Si, S, Ar. Niekiedy obok nich obserwujemy linie absorpcyjne, zazwyczaj dość wąskie, identyfikowane jako Ly_α, Si III, N V, S II, C III i C IV. Często wykazują one nieco inne przesunięcie dopplerowskie, niż linie emisyjne należące do tegoż samego obiektu.

e) Wszystkie linie widmowe kwazarów wykazują na ogół duże przesunięcie ku czerwieni (największe z dotychczas zaobserwowanych wynosi $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2.3$).

f) Zarówno promieniowanie optyczne, jak i radiowe wielu kwazarów jest częściowo spolaryzowane liniowo; w dziedzinie optycznej stopień polaryzacji sięga 10%, w radiowej jest mniejszy, 4–5%.

Pierwszy punkt (a) tłumaczy pochodzenie nazwy „kwazar". Pierwotnie nazwano je obiektami quasi-stellarnymi i oznaczono skrótem QSO. Potem przyjęło się właśnie powiedzenie „kwazar" z tym, że wielu astronomów dotychczas trwa przy oznaczaniu kwazarów skrótem QSO. Zwracam uwagę na to, że kwazary nie zawsze dają się identyfikować z radioźródłami. Są wśród nich obiekty, których promieniowanie radiowe jest tak nikłe, iż jego obecności nie da się wykryć za pomocą istniejących technik obserwacyjnych. Te tak zwane „spokojne" kwazary posiadają jednak wszystkie inne cechy charakterystyczne dla tej grupy obiektów. Nie wiemy, niestety, jaka jest względna liczba kwazarów spokojnych wśród wszystkich innych kwazarów, a niepewność ta wynika z odmiennego sposobu odkrywania jednych i drugich. Kwazary „niespokojne" odkrywa się identyfikując zarejestrowane silne radioźródła z obiektami optycznymi. Jeśli tym obiektem jest coś, co ma wygląd gwiazdy, nie mamy wątpliwości, iż obiekt odkryty jest kwazarem. Natomiast kwazary spokojne odkrywa się na podstawie ich znacznej nadwyżki promieniowania w nadfiolecie (c). Tę właściwość posiadają jednak nie tylko kwazary, lecz również pewne osobliwe obiekty w naszej Galaktyce, np. białe karły, gorące podkarły i wiele gwiazd należących do tzw. „halo" naszej Galaktyki. Znaczy to, że obiekt podejrzany

dopiero wtedy może być uznany za kwazar spokojny, jeśli wykazuje ponadto silne przesunięcie ku czerwieni. Dotychczas nie było czasu na zbadanie widm wszystkich obiektów posiadających silną nadwyżkę promieniowania nadfioletowego i dlatego sprawa względnej liczby kwazarów spokojnych pozostaje otwarta.

Tutaj spotkało niedawno astronomów pewne rozczarowanie, ponieważ pierwotnie przypuszczano, że wszystkie słabsze obiekty punktowe o silnej nadwyżce barwy w nadfiolecie są kwazarami spokojnymi (lub „niespokojnymi", jeśli się je da zidentyfikować z radioźródłem). Gdyby tak było w istocie, mielibyśmy możność masowego odkrywania kwazarów na drodze czysto fotometrycznej, sięgając obiektów bardzo słabych do 20^m. A to z kolei dałoby nam doskonały materiał do testowania hipotez kosmologicznych, jako że domniemana jasność absolutna kwazarów jest bardzo duża (ściślej mówiąc mała w skali wielkości gwiazdowych), a zatem kwazary o jasności obserwowanej 20^m muszą się znajdować w odległościach sięgających miliardów lat światła!

Czytelników zainteresowanych historią tej interesującej skądinąd pomyłki odsyłamy do artykułu Smaka (1966).

Dla uniknięcia nieporozumień wyjaśniam, iż mówiąc o nadwyżce barwy kwazarów w dziedzinie nadfioletowej nie mamy na myśli rozkładu promieniowania ciała doskonale czarnego, lecz rozkład odpowiadający gwiazdom ciągu głównego, wykazujący wyraźną depresję w części nadfioletowej (wywołaną głównie absorpcją ciągłą wodoru). Kwazary tej depresji nie mają, wykazują zatem nadwyżkę promieniowania w bliskim nadfiolecie tylko w porównaniu z promieniowaniem gwiazd ciągu głównego.

Ponieważ wiele danych wskazuje na istnienie pokrewieństwa między kwazarami a tzw. radiogalaktykami, warto się zająć drugim rodzajem obiektów pozagalaktycznych, wykazujących również duże poczerwienienie, na ogół jednak nie tak znaczne, z jakim mamy do czynienia w przypadku kwazarów. Obraz radiogalaktyki nie jest punktowy, lecz zbliżony do znanych typów galaktyk. Zdarzają się jednak formy dość odmienne od galaktyk zwykłych i dlatego do radiogalaktyk wprowadzono niedawno dodatkową klasyfikację morfologiczną. Najczęstszym typem radiogalaktyk jest tzw. typ D – eliptyczne jądro z rozległą otoczką nie mającą żadnych śladów struktury spiralnej; coś analogicznego do typu SO wprowadzonego stosunkowo niedawno przez Sandage'a, zgodnie zresztą z sugestiami Hubble'a. Innym dość rozpowszechnionym typem radiogalaktyk jest typ N – jądro z małą otoczką – forma najbardziej zbliżona do kwazarów. Zwróćmy przy tej okazji uwagę, że dotychczas nie odkryto żadnych otoczek w obrazach optycznych kwazarów, stwierdzono jednak istnienie czegoś w rodzaju smug wychodzących z obrazu punktowego kwazara. Radiogalaktyki typu N mają również linie emisyjne w widmie, linie te jednak w odróżnieniu od kwazarów są wąskie. Jeśli poczerwienienie kwazarów potraktujemy zgodnie z prawem Hubble'a i obliczymy na tej podstawie

odległości i jasności absolutne kwazarów, okaże się, iż promieniują one w dziedzinie radiowej ok. 50 razy silniej, niż radiogalaktyki.

Wiele radiogalaktyk należy do typu „Dumbbell"; ich obraz optyczny przypomina hantel, bo jest złożony z dwóch okrągłych plamek połączonych czymś w rodzaju pasemka. Warto przy tym wspomnieć, że podobny wygląd ma obraz optyczny jednego z kwazarów (3C 273).

Galaktyki spiralne i nieregularne są na ogół bardzo słabymi radioźródłami. To samo dotyczy galaktyk eliptycznych, aczkolwiek zdarzają się wśród nich wyjątki o dużej dzielności promieniowania w dziedzinie radiowej.

Około 60% wszystkich radiogalaktyk ma strukturę podwójną w sensie radiowym i pojedynczą, jako obraz optyczny. Mówiąc inaczej, są to obiekty potrójne umieszczone niemalże dokładnie wzdłuż jednej prostej. Obiekt „optyczny" ma wygląd podobny do jednego z typów radiogalaktyk i leży mniej więcej w środku odcinka łączącego dwa (niewidoczne na zdjęciach) obiekty radiowe o rozmiarach kątowych tegoż rzędu, co rozmiary obiektu optycznego. Dokładniejsze oszacowanie rozmiarów kątowych par obiektów radiowych — towarzyszy radiogalaktyk jest w tej chwili nie do zrealizowania ze względów na odmienną technikę pomiarów średnic kątowych w radioastronomii.

Ta osobliwość w strukturze wielu radiogalaktyk czyni prawdopodobnym przypuszczenie, że radiogalaktyki powstają w wyniku wybuchu jądra galaktyki pojedynczej. Są to fragmenty wybuchu, będące obiektami optycznie słabymi, posiadającymi natomiast silne promieniowanie radiowe. Fragmenty te prawdopodobnie oddalają się od galaktyki macierzystej. Na marginesie tej sprawy warto wspomnieć, że przed kilku laty badając jedną z bliższych nam galaktyk w dziedzinie czerwonej, udało się astronomom odkryć występowanie po obu stronach jej jądra wyraźnych tworów wachlarzowatych sugerujących wybuch. Badania przesunięć dopplerowskich w widmie tych wachlarzy potwierdziło przypuszczenie o ekspansji materii w tych tworach. Wprawdzie jedna jaskółka nie robi wiosny, odkrycie to przełamało jednak długotrwałą powściągliwość astronomów w snuciu przypuszczeń o możliwościach występowania procesów katastrofalnych w jądrach galaktyk.

Zarówno studia nad radiogalaktykami, jak też odkrycie, o którym przed chwilą wspomniałem skłoniły zdaje się Arpa do potraktowania kwazarów jako fragmentów wybuchu jąder galaktyk. Pozostaje jakże trudna sprawa interpretacji silnego poczerwienienia kwazarów, którą pierwotnie potraktowano jako następstwo ogólnej ekspansji wszechświata (kosmologiczna interpretacja poczerwienienia kwazarów). Zdaniem Arpa poczerwienienie kwazarów wynika z szybkiego ich ruchu będącego następstwem eksplozji. Tutaj od razu przychodzi nam na myśl możliwość „poniebieszczenia" kwazarów, ponieważ wybuchy muszą następować rzecz jasna w różnych kierunkach i część powstających w ten sposób kwazarów musi się poruszać ku obserwatorowi. Możemy

jednak się przekonać, że z kilku powodów prawdopodobieństwo odkrycia kwazaru poczerwienionego jest znacznie większe, niż kwazaru o widmie przesuniętym w stronę fal krótkich.

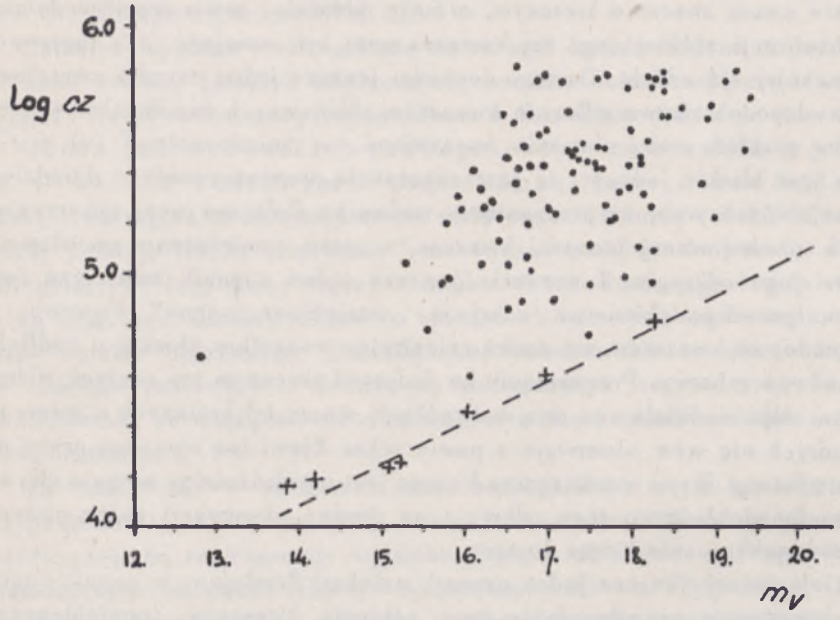
Jest to niemalże oczywiste, jeśli idzie o wybuchy jąder galaktyk bliskich naszej Galaktyce. Fragmenty każdego wybuchu będą się do nas zbliżały w okresie czasu znacznie krótszym, niż się oddalały, zatem prawdopodobieństwo obserwacji zbliżającego się kwazaru musi być mniejsze, niż obserwacji kwazaru, który się oddala. Do tego dochodzi jeszcze jeden czynnik zmniejszający prawdopodobieństwo odkrycia kwazarów zbliżających się do obserwatora. Jest nim rozkład promieniowania wyrażający się zależnością $F(\nu) \sim \nu^{-n}$, gdzie n jest bliskie jedności (ν jest częstością promieniowania w dziedzinie optycznej). Znaczy to, że przesunięciu widma ku fioletowi musi towarzyszyć spadek obserwowanej jasności kwazaru, a zatem zmniejszenie prawdopodobieństwa jego odkrycia. I wreszcie jeszcze jeden czynnik zmniejsza dość znacznie prawdopodobieństwo odkrycia „poniebieszczonego" kwazaru: ta okoliczność, że kwazarów się szuka rejestrując wszystkie obiekty o nadfioletowej nadwyżce barwy. Przesunięcie ku fioletowi przesuwa ten odcinek widma, który jest odpowiedzialny za ową nadwyżkę w stronę fal krótszych a zatem takich, których się nie obserwuje z powierzchni Ziemi (są obcinane przez naszą atmosferę). W tym stanie rzeczy kwazar jest nieodróżnialny od gwiazdy, zatem prawdopodobieństwo jego odkrycia na drodze obserwacji kolorymetrycznych spada praktycznie biorąc do zera.

Istnieje jednak jeszcze jeden czynnik selekcji działający w sensie znacznego zwiększenia prawdopodobieństwa odkrycia kwazarów „poniebieszczonych". Jest nim to, że zbliżające się do nas kwazary muszą być, przeciętnie biorąc, jaśniejsze niż te, które się oddalają a pochodzą z tegoż samego wybuchu. Jaśniejsze obiekty odkrywamy, rzecz jasna, łatwiej niż słabe i to właśnie zwiększa znacznie prawdopodobieństwo ich odkrycia; tak znacznie, że inne czynniki przestają praktycznie biorąc coś znaczyć. Do takiego właśnie wniosku doszli Noerdlinger, Jokipii i Woltjer (1966) dokonując dość wnikliwej analizy wpływu czynników selekcji na prawdopodobieństwo odkrycia kwazarów „poniebieszczonych".

James Terrel z Los Alamos przypuszcza, że kwazary pochodzą z eksplozji jądra naszej Galaktyki. W tym przypadku powinniśmy odkryć proporcjonalność poczerwienienia do odległości kwazarów, podobnie jak to występuje w całym wszechświecie z tym, że wartość analogiczna stałej Hubble'a w tej zależności powinna mieć inną wartość liczbową, byłaby bowiem odwrotnością odstępu czasu, jaki upłynął od chwili domniemanego wybuchu jądra naszej Galaktyki aż do chwili obecnej. Terrel ocenia go na ok. miliona lat.

Hoyle i Burbidge przypuszczają, że kwazary są fragmentami eksplozji nie naszej Galaktyki, lecz jednej z sąsiadek NGC 5128 (w której właśnie odkryto ślady eksplozji, o czym była poprzednio mowa). Przeciwko obu tym

przypuszczeniem przemawia ogromna liczba kwazarów. W tej chwili znamy już ok. 100 tego rodzaju obiektów, a liczba ta rośnie z miesiąca na miesiąc... Trudno sobie wyobrazić, aby z jednej eksplozji mogło powstać aż tyle jasnych i dużych fragmentów.



Rys. 1. Zależność jasności wizualnej m_v od log cz. Kwazary oznaczono punktami, radiogalaktyki spiralne – krzyżykami

Wydawać by się mogło, że na sprawę odległości kwazarów pewne światło mogłoby rzucić zestawienie ich jasności obserwowanych (w dziedzinie optycznej) z logarytmem poczerwienienia. Wykres taki (rys. 1), niestety, niewiele mówi z powodu olbrzymiego rozrzutu. Należy przypuszczać, iż jasności absolutne kwazarów w dziedzinie optycznej wykazują bardzo duży rozrzut. Być może, iż zwiększa się on jeszcze w wyniku zmienności kwazarów, co jest zapewne główną przyczyną rozrzutu na tym diagramie.

Przejdźmy z kolei do omówienia tzw. kosmologicznej interpretacji poczerwienienia kwazarów przyjmujacej, iż obserwowane przesunięcia ich widm są nastepstwem ogólnej ekspansji wszechświata, a zatem podlegają prawu Hubble'a. Z interpretacji tej wynikają fantastycznie duże odległości niektórych kwazarów, co (przy znanej jasności obserwowanej) prowadzi do niezmiernie dużych dzielności promieniowania tych obiektów tak w dziedzinie optycznej, jak i radiowej. Masy kwazarów nie mogą być zbyt duże – świadczy o tym m.in. występowanie w ich widmach linii wzbronionych, które mogą powstawać

tylko w silnie rozrzedzonych gazach, jak też i to, że rozmiary kątowe kwazarów najbliższych są małe, a zatem i rozmiary liniowe – małe. Dochodzimy zatem do fantastycznie dużych wartości produkcji energii na gram materii – znacznie większych niż to, co się uzyskuje w reakcjach syntezy helu. Obok tej trudności występuje jeszcze inna, kto wie czy nie poważniejsza od tamtych. Idzie o zmienność kwazarów zbliżoną do periodycznej z okresami rzędu kilku godzin lub dni. Trudno sobie wyobrazić obiekt o rozmiarach kilku tysięcy lat świetlnych, który by jako całość zmieniał się tak szybko. Żadne zaburzenie nie może wędrować w kwazarze szybciej, niż prędkość światła. Jeśli zaś źródło zaburzeń ma rozmiary małe, rzędu kilku minut lub godzin światła, musi być otoczone niezmiernie przezroczystą otoczką nie mającą, praktycznie biorąc, żadnego wpływu na bieg promieniowania z wnętrza kwazaru na zewnątrz. To implikuje z kolei jeszcze większą produkcję energii na jednostkę masy w domniemanym jądrze, które musi być małe a zatem nie może posiadać nazbyt dużej masy.

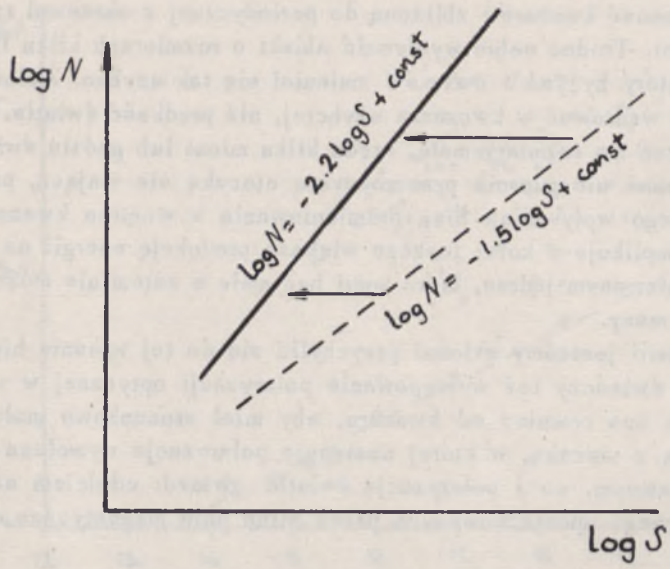
W tej chwili jesteśmy skłonni przychylić się do tej właśnie hipotezy, na rzecz której świadczy też występowanie polaryzacji optycznej w wielu kwazarach; żąda ona również od kwazaru, aby miał stosunkowo małe rozmiary w porównaniu z otoczką, w której następuje polaryzacja wywołana prawdopodobnie tym samym, co i polaryzacja światła gwiazd: odbiciem na ziarnach pyłu kosmicznego uporządkowanych przez silne pola magnetyczne otaczające kwazar.

Pozostawiając astrofizykom niezmiernie trudną sprawę struktury kwazarów i źródeł olbrzymich energii, które one emitują, przechodzę do argumentów przemawiających za kosmologiczną interpretacją poczerwienienia kwazarów. Wśród nich głównym jest zapewne to, że kwazary są spokrewnione z radiogalaktykami, które to obiekty należą niewątpliwie do świata galaktyk i których poczerwienienie traktujemy „kosmologicznie". Wszystkie kwazary, z wyjątkiem „spokojnych", są przecież radiogalaktykami a to, że ich optyczne obrazy są inne niż obrazy radiogalaktyk nie może być argumentem przemawiającym przeciw powiązaniu tych dwóch grup obiektów kosmicznych. Zidentyfikowane dotychczas radiogalaktyki nie mają wcale struktury jednolitej; różnią się od siebie tak znacznie, że nie może być mowy o tym, by obraz optyczny był czymś decydującym przy klasyfikowaniu ich jako grupy odmiennej od kwazarów. Wśród tysięcy niezidentyfikowanych dotychczas radiogalaktyk mogą być twory bardzo zbliżone do kwazarów, zwłaszcza że takie właśnie radiogalaktyki są najtrudniejsze w sensie identyfikacji, jako że znajdują się na tle olbrzymiej liczby słabych gwiazd.

Od dawna już wiedziano o tym, że diagram: logarytm liczby N radiogalaktyk versus jasność obserwowana „radiowa" silnie odbiega od tego, czego byśmy się spodziewali w przypadku wszechświata jednorodnego, albo – mówiąc ściślej – wynika ze spełnienia I zasady kosmologicznej w przestrzeni euklidesowej:

$$\log N = -1.5 \log S + \text{const},$$

gdzie S jest obserwowanym natężeniem radiopromieniowania galaktyki. Jako współczynnik przy $\log S$ otrzymywano z reguły liczby większe, niż 1.5.

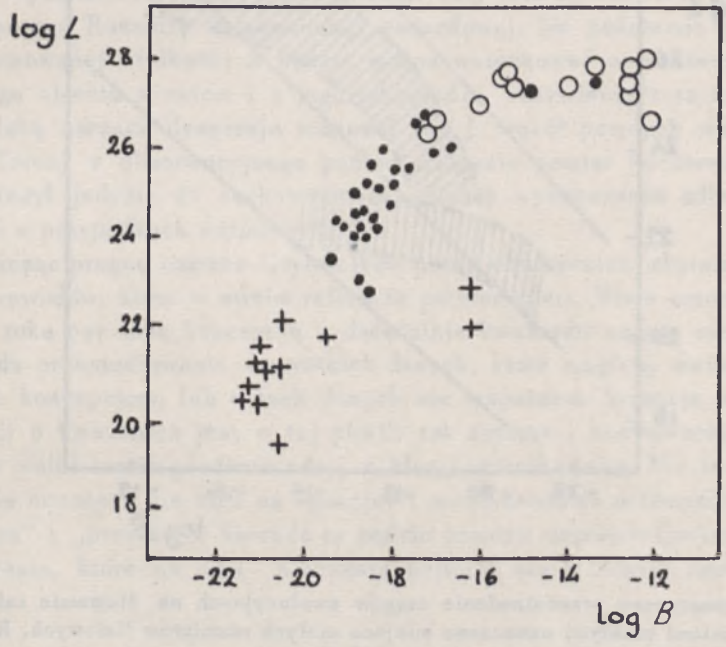


Rys. 2. Schematyczne przedstawienie wpływu ewolucji kwazarów na obserwowany przebieg zależności $\log N$ od $\log S$ (N – liczba, S – natężenie promieniowania radiowego kwazarów)

Otóż Véron (1966) z danych obserwacyjnych odnoszących się do radiogalaktyk usunął wszystkie obiekty zaklasyfikowane jako kwazary i wtedy otrzymał dobrą zgodność z wypisanym wyżej równaniem. Otrzymał na współczynnik kierunkowy -1.55 ± 0.05. Kwazary zaś spełniają taką samą zależność z innym współczynnikiem kierunkowym równym -2.2 ± 0.2. Nic dziwnego, że „domieszka" kwazarów w materiale statystycznym zmieniała wartość współczynnika kierunkowego wywołując ową niezgodność, o której przed chwilą była mowa. To zaś, że kwazary tej zależności nie spełniają a dają inny współczynnik, mniejszy, można wytłumaczyć jako wynik niezmiernie szybkiej ewolucji tych obiektów, na co wskazuje jeszcze wiele innych okoliczności – chociażby to, że w nich się odbywa tak szybka produkcja energii, co musi prowadzić do szybkiej ewolucji tych tworów.

Załóżmy, że jednoczesna obserwacja wszystkich kwazarów dałaby nam zależność zgodną ze wzorem wypisanym wyżej (prosta przerywana na rys. 2). Kwazary dalekie widzimy jednak takimi, jakimi one były przed wielu milionami

lat, co musi też znaczyć w sensie ich ewolucji. Widzimy je więc jaśniejszymi niż kwazary „dzisiejsze" znajdujące się blisko nas. Chcąc otrzymać obserwowany przebieg diagramu: log N, log S musimy do kwazarów bliskich (posiadających niewielkie log S) dodać to, co one straciły w tym czasie, gdy światło kwazarów dalekich biegło do nas. Zakładając w pierwszym przybliżeniu, że zmiany log S są proporcjonalne do tejże wartości i przesuwając każdy punkt na rys. 2 o odcinek proporcjonalny do log S otrzymamy prostą o innym współczynniku kierunkowym, mniejszym niż −1.5. W imię sprawiedliwości zaznaczam, iż podana tu interpretacja diagramu log N log S dla kwazarów nie pochodzi od Vérona, lecz od piszącego te słowa. Ponadto postuluje jednoczesne powstanie wszystkich kwazarów, co wcale nie wydaje się być aż tak oczywiste.

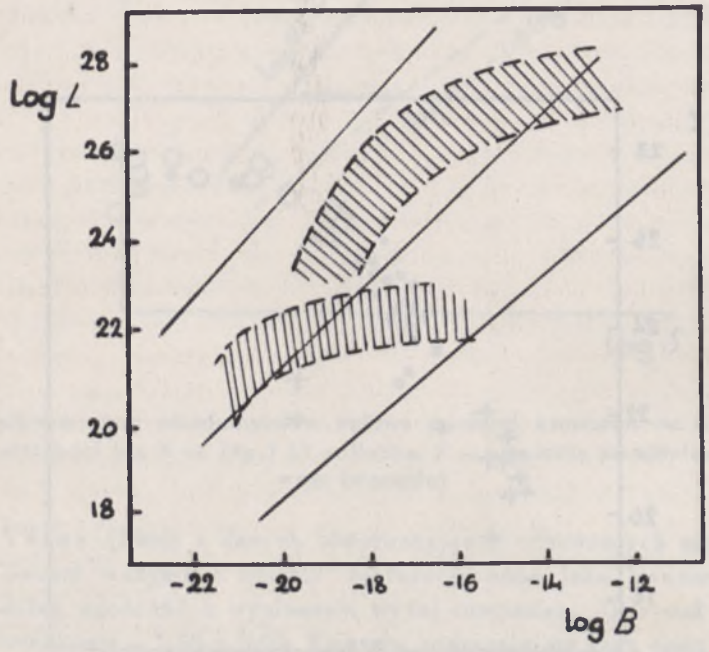


Rys. 3. Diagram log L – log B (L – dzielność promieniowania, B – jasność powierzchniowa radiowa). Kółka oznaczają kwazary, kropki – radiogalaktyki, krzyżyki – radiogalaktyki spiralne i nieregularne

Najbardziej przekonywujące argumenty na rzecz kosmologicznej interpretacji kwazarów zawiera praca Heeschena (1966), który – opierając się wyłącznie na obserwacjach radiowych – skonstruował diagram log L versus log B, gdzie B jest jasnością powierzchniową radiogalaktyk, kwazarów i tych galaktyk spiralnych i nieregularnych, których radiopromieniowanie udało się

zaobserwować. L jest dzielnością ich promieniowania (log L ze znakiem odwrotnym jest analogonem jasności absolutnej w astronomii optycznej). Diagram ten (rys. 3) jest zatem czymś podobnym do diagramu H–R z tym, że na osi poziomej zamiast temperatury odłożono inną wielkość – jasność powierzchniową również niezależną od odległości badanego obiektu od nas (jeśli przestrzeń międzygalaktyczną potraktujemy jako pustą optycznie).

Wartości log L dla kwazarów obliczono z przesunięć dopplerowskich ich widm, przyjmując kosmologiczną interpretację tychże przesunięć. Poprawek relatywistycznych nie uwzględniano przyjmując, że są one dość małe, aby je można było zaniedbać.



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie ciągów ewolucyjnych na diagramie takim, jak na rys. 3. Liniami prostymi oznaczono miejsca stałych rozmiarów liniowych. Rozmiary te maleją w miarę przesuwania się ku prawemu dolnemu narożnikowi diagramu

Rysunek 4 ilustruje otrzymane wyniki. Grupa kwazarów stanowi tam swego rodzaju przedłużenie grupy radiogalaktyk, będąc obiektami o większej jasności, niż radiogalaktyki. Gdybyśmy odrzucili interpretację kosmologiczną, owa więź byłaby naruszona, jako że kwazary znalazłyby się o 4–6 jednostek niżej, a więc na samym dole diagramu.

Heeschen próbuje interpretować otrzymany diagram jako swego rodzaju obraz dróg ewolucyjnych wszystkich radiogalaktyk i galaktyk spiralnych i nie-

regularnych. Twierdzi on mianowicie, iż można na nim wyróżnić dwa ciągi: jeden dolny, wzdłuż którego ewoluują z prawa na lewo radiogalaktyki spiralne i nieregularne, i drugi górny, obrazujący ciąg ewolucyjny radiogalaktyk, których „życie" zaczyna się od stadium kwazaru i potem przechodzi w „zwykłe" radiogalaktyki. „... Jako wynik nagłego zastrzyku energii w formie cząstek relatywistycznych, źródło nagle ekspanduje do pewnej objętości zdolnej zawrzeć w sobie tę energię. W tej fazie obiekt wędruje w zasadzie poziomo, z prawa na lewo, ulegając bardzo nieznacznym tylko zmianom jasności. Potem natężenie jego promieniowania spada, przy niemalże niezmiennej objętości... Galaktyki ewoluują zgodnie z tą samą zasadą z tym, że w chwili rozpoczęcia wędrówki następuje wyzwalanie się znacznie mniejszych ilości energii w jednostce czasu, niż w radiogalaktykach i kwazarach; mniejsze o czynnik 10^5..."

Jeśli istotnie sugestie Heeschena okażą się słuszne, jego diagram będzie w przyszłości spełniał rolę analogiczną, jaką spełniał i spełnia diagram Hertzsprunga Russella w astronomii gwiazdowej. Na podstawie jednej tylko zaobserwowanej wielkości B będzie można wnioskować o jasności absolutnej badanego obiektu a zatem i o jego odległości, oczywiście z tą dozą niepewności jaką narzuci dyspersja wartości log L wokół pewnych wartości średnich. Trudny z obserwacyjnego punktu widzenia pomiar poczerwienienia będzie służył jedynie do cechowania tej metody wyznaczania odległości i do kontroli w przypadkach wątpliwych.

Kończąc pragnę ostrzec Czytelników przed obdarzaniem zbytnim zaufaniem wielu wywodów, które w swoim referacie przytoczyłem. Wielu autorów wysuwających taką czy inną koncepcję w dziedzinie kwazarów często nie zadaje sobie trudu przestudiowania wszystkich danych, które mogłyby świadczyć przeciw ich koncepcjom, lub o tych danych nie wspomina. Sytuacja w dziedzinie dyskusji o kwazarach jest w tej chwili tak napięta i kontrowersyjna, jak za czasów walki teorii geocentrycznej z ideą kopernikowską. Nic też dziwnego, że wielu uczonych nie stać na spokojne i wszechstronne przemyślenie wszystkich „za" i „przeciw". Niechże to będzie pewnym usprawiedliwieniem mojego ostrzeżenia, które na ogół nieczęsto pojawia się w prasie astronomicznej.

LITERATURA

Heeschen, D.S., 1966, Ap. J. 146, 517.
Noerdlinger, P.D., Jokipii, J.R., Woltjer, K., 1966, Ap. J. 146, 523.
Smak, J., 1966, Postępy Astronomii, 16, 225.
Vérnon, P., 1966, Annales d'Astrophysique 29, 231.

GROMADY GALAKTYK

GEORGE O. ABELL

Uniwersytet Kalifornijski – Los Angeles

Odczyt zorganizowany staraniem PTA w Sali Kopernika Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Warszawskiego dnia 11 września 1967 r. o godz. 16. Na podstawie zapisu magnetofonu z języka angielskiego przetłumaczył i dostosował do druku z upoważnienia autora Konrad Rudnicki.

СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Дж. О. Эйбэль

Калифорнийский Университет – Льос Анхелес

Содержание

Приводятся основные свойства правильных и неправильных скоплений галактик и дается история сведений о них. Главным затруднением в исследовании скоплений является проблема звездных величин галактик, небулярного вида. Поэтому классические методы фотографической и фотоэлектрической фотометрии для них непригодны. Но возможно установить систему их величин, которая однородна и независима от расстояния. Получена функция светимости, являющаяся монотонически возрастающей. Другая трудная проблема это размеры скоплений, с которой тесно связан вопрос статистического разделения галактик на члены скопления и фона. Эти проблемы решимы только при некоторих гипотетических предположениях. В скоплениях найден эффект сегрегации ярких и слабых галактик, что свидетельствует о стабильности и высоком возрасте скоплений. Закономерное использование теоремы о вириале приводит к заключению, что отношение масса/светимость для скоплений галактик порядка 100, откуда вытекает, что общая масса заключенная в темной межгалактической материи внутри скопления не перевышает порядком массы ярких галактик.

CLUSTERS OF GALAXIES

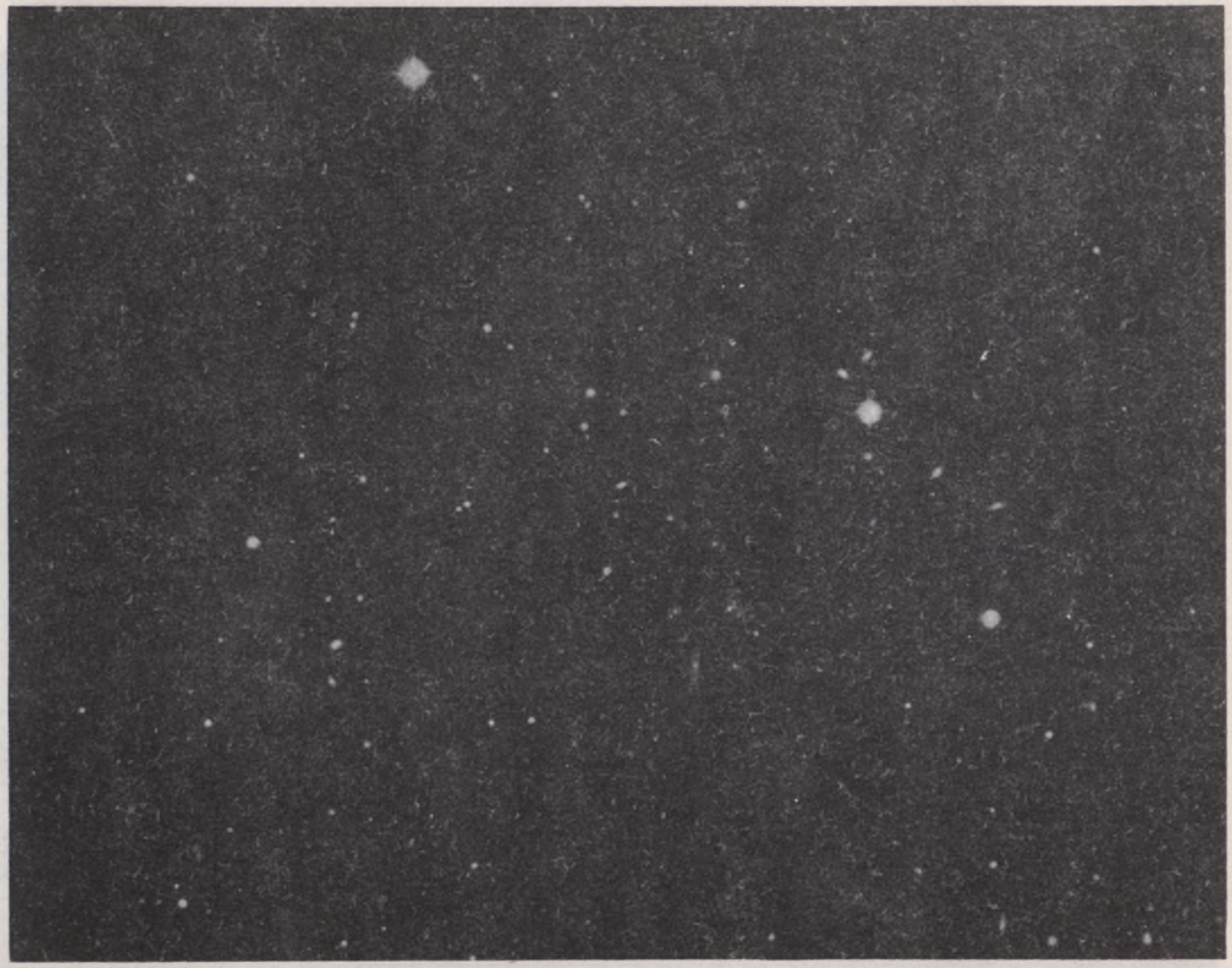
GEORGE O. ABELL
University of California Los Angeles

Summary

Basic facts about regular and irregular clusters of galaxies and short history of the problem are given. The problem of establishing the magnitudes of galaxies forms a material difficulty in investigation of clusters of galaxies. Galaxies are nebulous objects, thus classical methods of photographic and photoelectric star photometry are here not suitable. It is impossible to measure the total light of elliptical galaxies by any method but there exists a possibility of establishing certain representative magnitudes in a system which is selfconsistent and independent on the distance. The luminosity function thus obtained grows monotonically. Other difficult problems are that of dimensions of cluster and also that of the level of the background galaxies which is connected with the former one. Both can be solved by some hypothetical assumptions only. A segregation between bright and faint galaxies inside clusters was found. This proves stability and rather long age of clusters. Careful application of virial theorem leads to the conclusion that the mass/luminosity ratio for clusters amounts to about 100. Thus the total mas contained in the dark intergalactic matter inside of clusters is of the same order as or lower than the mass of cluster galaxies.

Dzisiejszego popołudnia przedyskutujemy pewne problemy dotyczące gromad galaktyk. Zdaje się, że wszyscy państwo pracujecie w dziedzinie galaktyk. Studenci też. Więc wszyscy wiecie, jak gromady wyglądają. Właściwie moglibyśmy pominąć niektóre fotografie, ale przejrzyjmy je. Pierwsza z nich (fot. 1) uzyskana 200-calowym teleskopem przedstawia gromadę galaktyk w Koronie Północnej, którą pokazuję jako typowy przykład bardzo bogatej, jak to nazywamy, regularnej gromady galaktyk. Prawie wszystkie galaktyki tej gromady zidentyfikowane jako takie na fotografii są albo typu eliptycznego, albo SO. W gromadach bogatych bywa w ogóle bardzo mało galaktyk spiralnych, a może nawet nie ma ich wcale. Zawsze znajdzie się trochę spiralnych galaktyk w polu, które może są, może nie, członkami gromady, jednak przeważająca większość w takiej gromadzie jest typu eliptycznego. Przeciwnie, słynna gromada w Herkulesie pokazana na drugim zdjęciu (fot. 2) jest przykładem gromady nieregularnej, gdzie spotykamy wszelkie rodzaje morfologicznych typów galaktyk łącznie z eliptycznymi, spiralnymi, nieregularnymi itd.

W ogóle bowiem gromady galaktyk możemy podzielić na dwie zasadnicze



Fot. 1. Część centralna gromady galaktyk w Koronie Północnej. Zdjęcie 200-calowym teleskopem palomarskim

Fot. 2. Część centralna gromady galaktyk w Herkulesie. Zdjęcie 200-calowym teleskopem palomarskim

klasy: regularne i nieregularne. Główne ich charakterystyki są następujące: pod względem liczebności wszystkie gromady regularne są bardzo bogate, zawierają na ogół więcej niż tysiąc galaktyk. Nieregularne gromady galaktyk zawierają natomiast od 10 do 1000 galaktyk-członków. Co do symetrii, regularne gromady są wybitnie sferycznie symetryczne, przypominając poniekąd kuliste gromady gwiazd. U nieregularnych gromad występuje niska sferyczna symetria. Często mają zupełnie bezkształtny wygląd, wybitnie nieregularne kształty. Następnie gromady regularne wykazują wysoką centralną koncentrację, nieregularne – niską lub żadną. Jeśli idzie o typy galaktyk, to w gromadach regularnych – jak to już wspomniałem – znajdujemy prawie wyłącznie eliptyczne lub SO i bardzo mało, lub wcale, spiralnych i nieregularnych. Tę ostatnią cechę można tak ująć, że galaktyki w gromadach regularnych – ogólnie biorąc – nie zawierają pyłu, podczas gdy w gromadach nieregularnych znajdujemy zazwyczaj również typy galaktyk bogate w pył. Znamy nawet parę gromad nieregularnych nie zawierających w ogóle galaktyk eliptycznych, ale to nie są przypadki typowe. Na ogół w gromadach nieregularnych spotykamy wszystkie typy galaktyk.

Ustalenie rozmiarów gromad jest rzeczą trudną, ale chyba można powiedzieć, że typowe rozmiary gromad regularnych wynoszą od 1 do 10 Mpc, natomiast dla gromad nieregularnych zaledwie 1–5 Mpc, wyjątkowo zdarzają się większe. A więc nie ma jakichś wielkich różnic w rozmiarach – większe gromady bywają raczej typu regularnego. Co do podzgrupowań galaktyk wewnątrz gromad (subclustering) dane są stale niezbyt bogate. Można powiedzieć tyle, że nie znamy żadnych faktów, które by świadczyły o istnieniu podzgrupowań w gromadach regularnych. Nawet można by zaryzykować twierdzenie, że takich podzgrupowań tam nie ma. Przeciwnie, nieregularne gromady często posiadają wielokrotne jądra i inne rodzaje kondensacji galaktyk wewnątrz gromad. Dyspersja prędkości radialnych dla bogatych gromad regularnych wynosi 1000–3000 km/sek, dla nieregularnych – kilkaset do tysiąca. Masa otrzymana z twierdzenia o wiriale dla wielkich regularnych gromad ma tendencję być znacznie wyższa, rzędu 10^{15} mas Słońca, podczas gdy dla nieregularnych bywa 10^{12}–10^{14} mas Słońca. Jak się okaże dalej, znajomość mas gromad jest zresztą bardzo słaba. Jest to jeden z trudniejszych problemów. Istnieje jeszcze jedna charakterystyczna cecha gromad regularnych. W ich centrum często znajduje się jedna lub dwie gigantyczne galaktyki eliptyczne, które są o jakieś pół lub o całą wielkość gwiazdową jaśniejsze od następnych, najjaśniejszych galaktyk w gromadzie. Tymi wyjątkowo jasnymi galaktykami eliptycznymi zajmował się Morgan. Wszystkie wymienione cechy charakterystyczne zestawione są w tabeli 1. Przykładem gromady regularnej, oprócz przedstawionej już w Koronie Północnej, słynnej z powodu pięknych fotografii, jest gromada w Warkoczu. Przykładami nieregularnych gromad są gromada Herkulesa, o której już wspomniałem, gromada Panny i Grupa Lokalna. Ta ostatnia jest przykładem bardzo

małej, eliptycznej lub raczej nieregularnej gromady, zawierającej 17, lub też niewiele więcej członków.

Tabela 1

Zestawienie właściwości dwu klas gromad

Właściwość	Gromady	
	regularne	nieregularne
liczebność galaktyk	> 1000	10–1000
symetria	wybitnie sferyczna	niska lub brak
koncentracja ku środkowi	wysoka	niska lub brak
typy galaktyk	prawie wyłącznie eliptyczne i SO	wszystkie typy
rozmiary	1–10 Mpc	1–5 Mpc
podzgrupowania	brak danych	liczne
dyspersja prędkości	1000–3000 km/sek	200–1000 km/sek
masa	10^{15} mas Słońca	10^{12}–10^{14} mas Słońca

Jak wiadomo grupowanie się w gromady jest obecnie uważane za jedną z podstawowych cech galaktyk. Również w czasach Hubble'a znano gromady galaktyk. Sam Hubble w 1932 r. posiadał informacje o pewnej ich liczbie. Uważał je jednak za zjawisko wyjątkowe, choć właściwie rozporządzał materiałem obserwacyjnym, na podstawie którego mógłby wnioskować, że skupianie się galaktyk w gromady jest zjawiskiem ogólnym. Mianowicie statystyczna analiza liczby galaktyk w różnych obszarach nieba przy zliczeniach na kliszach otrzymanych z teleskopów 60-calowego i 100-calowego wykazała dyspersję liczby galaktyk znacznie większą niż należałoby oczekiwać, gdyby galaktyki były rozmieszczone mniej więcej przypadkowo. Mimo więc, że Hubble był zdolny rozpoznać tylko jakieś kilkanaście wyraźnych gromad indywidualnych, duża dyspersja liczby galaktyk w wybranych polach już wtedy dowodziła powszechności istnienia ich skupień.

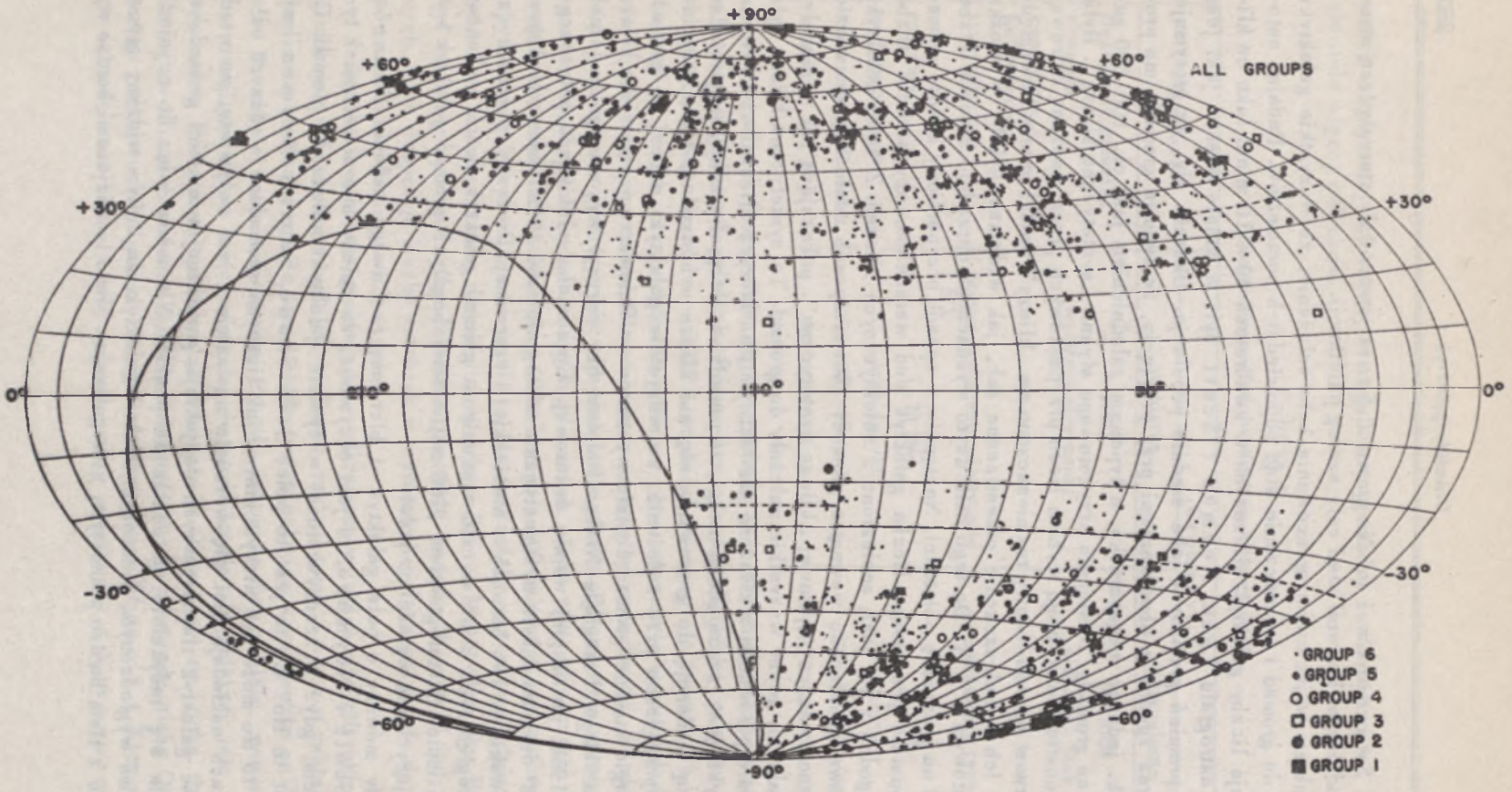
Indywidualne, bogate gromady były odkrywane w latach od 1930 roku do drugiej wojny światowej na ogół przypadkowo. Jak wiadomo, Zwicky znalazł wielką liczbę gromad w czasie prac 18-calowym teleskopem szmitowskim na Palomarze. Po drugiej wojnie światowej zostały dokonane dwa wielkie, systematyczne przeglądy nieba, które pokazały, że gromadzenie się galaktyk jest istotną ich cechą. Pierwszym był przegląd dokonany w Obserwatorium Licka. Jak wiadomo, na kliszach wykonanych dla astrograficznego przeglądu nieba Obserwatorium Licka, rozkład galaktyk został zbadany przez Shane'a i Wirtanena. Te statystyczne badania były dokonane przy współpracy z Neymanem, panią

Scott, Swansenem i in. Neyman i Scott opracowali statystyczną stronę zagadnienia. Powstał stąd cały szereg publikacji.

Punktem wyjściowym opracowania było założenie, że wszystkie galaktyki należą do gromad i wyznaczenie stąd odpowiednich parametrów. Badając autokorelacje liczby galaktyk zliczanych w kwadratach 10 × 10 minut łuku na kliszach astrografu Licka, Neyman i Scott byli w stanie ocenić, jaki jest średni promień gromady i jaka średnia populacja. Okazało się, że otrzymuje się obraz zgodny z obserwacjami przy przyjęciu, że typowa gromada ma promień ok. jednego megaparseka, a typowym zaludnieniem jest ok. 100–200 galaktyk na gromadę. Następnie przygotowano słynną „syntetyczną kliszę". Była ona skonstruowana drogą wyboru liczb przypadkowych przez maszynę cyfrową. Najpierw w sposób losowy rozmieszczono na „kliszy" środki gromad, uwzględniając ich rozmieszczenie przestrzenne tak, jak widziane byłoby w stożku kwadratowym 6° × 6°. Do tego celu użyto wyznaczoną uprzednio średnią liczbę gromad na jednostkę objętości. Następnie w sposób przypadkowy każdej gromadzie została przypisana liczba galaktyk pod warunkiem, aby średnia liczba była zgodna z tą, jaką znaleziono z autentycznych zliczeń. Z kolei galaktyki te losowo poukładano wewnątrz gromady. W ten sposób udało się sporządzić za pomocą maszyny cyfrowej „kliszę syntetyczną", pokazującą jak wyglądałyby galaktyki, gdyby wszystkie należały do gromad. Ta syntetyczna klisza była następnie porównana z kliszami prawdziwymi, na których zliczano rzeczywiste galaktyki; jest rzeczą godną uwagi, że prawdziwe fotografie zdają się posiadać większą tendencję do grupowania się niż klisza syntetyczna, która przecież była sporządzona przy założeniu, że wszystkie galaktyki należą do gromad.

Drugie studium gromad zostało wykonane na Palomarze w oparciu o klisze Palomarskiego Przeglądu Nieba (Palomar Sky Survey) wykonanego w latach 1948–1953, po drugiej wojnie światowej. Całe niebo od bieguna północnego do −33° deklinacji było systematycznie sfotografowane 48-calowym teleskopem szmitowskim w dwu barwach – niebieskiej i czerwonej. Pierwszy, systematyczny przegląd tych klisz w celu znalezienia gromad galaktyk został wykonany przeze mnie. Skatalogowałem 2700 najbardziej bogatych gromad galaktyk wyróżniających się wyraźnie z pola.

Gdy mówimy o polu galaktyk i bierzemy pod uwagę badania Shane'a, pani Scott i Neymana, to jest oczywiste, że należy być ostrożnym z tym pojęciem, gdyż w rzeczywistości wszystkie galaktyki należą do gromad. Co to jest to tło? Co to jest to pole? Jeśli Shane, Scott i Neyman mają rację, to tło może być niczym innym, jak licznymi gromadami o różnych odległościach nakładającymi się w rzucie nawzajem i jest oczywiste, że wtedy gęstość galaktyk tła zliczanych do jakiejś granicznej wielkości gwiazdowej zmienia się radykalnie od punktu do punktu. Nie mamy więc do czynienia z jakimś wygładzonym, jednostajnym tłem galaktyk, na którym widzimy gromady, ale z tłem bardzo plamistym, nieregularnym. Mimo to miejscami bardzo wy-



Rys. 1. Rozmieszczenie gromad galaktyk na sferze niebieskiej według danych katalogu Abella

raźnie są widoczne na tym tle szczególnie bogate gromady. Mój katalog opublikowany w 1958 r. zawiera 2712 takich właśnie gromad. Rozmieszczenie ich widać na mapie (rys. 1). Rysunek jest wykonany w rzucie równopolowym we współrzędnych galaktycznych z północnym biegunem galaktycznym u góry. W kierunku południowym katalog sięga do $-27°$ deklinacji, ponieważ ograniczyłem badania do tych części Przeglądu Palomarskiego, gdzie wszystkie klisze były możliwej jakości. Powszechnie wiadomo, że pas bardziej południowych deklinacji Przeglądu Palomarskiego ($-33°$) jest znacznie niższej jakości. Symbole na rysunku reprezentują gromady galaktyk. Im większy symbol, tym bliższa gromada. Kropkowane linie zaznaczają obszar galaktycznych szerokości, poniżej których podejrzewam, że wyszukiwanie gromad było znacząco niekompletne. Z pewnością gromady są w ogóle nieidentyfikowalne w Drodze Mlecznej. Gdy się od niej oddalamy, opuszczamy coraz mniej gromad. I w końcu w szerokości galaktycznej około 45° wyszukiwanie – jak sądzę – jest w zasadzie kompletne, powiedzmy w 90% kompletne w zakresie gromad, które są wystarczająco bogate, aby były włączone do katalogu.

Ustalono pewne kryteria dla wyboru z tych 27 setek gromad takich, które reprezentują mniej więcej jednorodną próbkę. Nie będę tu opisywał tych kryteriów. Na próbkę składało się ok. 1800 gromad, które zostały użyte do badań rozmieszczenia gromad w wielkiej skali. Z tych badań wynikły dwa ważne i podstawowe wnioski. Po pierwsze, w wielkiej skali rozmieszczenie gromad jest jednorodne zarówno co do kierunku, jak i odległości. Na podstawie tych 1800 gromad nie ma powodu wnioskować, że miałoby ich być więcej na jednej półkuli niż na drugiej, a jeśli wziąć wystarczająco wielkie obszary nieba, wtedy liczba gromad na jednostkę objętości wydaje się jednakowa we wszystkich odległościach. Innymi słowy widoma liczba gromad zwiększa się wraz z odległością w sposób zgodny z założeniem, że gromady z dokładnością do obserwacji są rozmieszczone przypadkowo i jednakowo we wszystkich odległościach. Ten ostatni wynik jest w pewnym sensie uzupełnieniem wcześniejszych badań Hubble'a o rozmieszczeniu poszczególnych galaktyk i jest jedną z podstaw – a muszę stwierdzić, że jest bardzo mało innych podstaw – do usprawiedliwienia tzw. zasady kosmologicznej, która opiewa, że wszechświat dla ustalonego czasu jest jednorodny.

Drugim ważnym wnioskiem z tych badań było, że na małą skalę gromady nie są rozmieszczone jednorodnie, ale wykazują fluktuacje, wyraźną tendencję do gromadzenia się. Waga tej właściwości rozmieszczenia gromad w małej skali jest przedmiotem sporu, zwłaszcza jeśli idzie o dzisiejsze audytorium i myślę, że dyskusję nad tym, jak należy zdefiniować gromadę galaktyk i dlaczego sądzę, że zagęszczenia gromad mogą być nazywane gromadami drugiego rzędu przeniesiemy na dzień jutrzejszy. Wiem, że dr Zwicky interpretuje obserwacje w inny sposób niż ja, a dwoje z osób obecnych na sali opublikowało swojego czasu wraz z Zwickym pewne prace na ten temat. Nie zga-

dzam się z wnioskami tych prac, więc mam nadzieję, że jutrzejsza dyskusja będzie interesująca. Myślę, że głównym przedmiotem sporu jest, co należy nazwać gromadą. Ale odłóżmy to na jutro*.

Następnym kłopotliwym problemem jest funkcja świecenia galaktyk, czyli względna liczba galaktyk przypadająca na różne interwałe wielkości absolutnej. Jest to problem bardzo trudny z wielu przyczyn. Pierwsza z nich jest to, że fotometria galaktyk jest rzeczą znacznie bardziej skomplikowaną niż gwiazd. Przy fotometrii gwiazd wszystko sprowadza się do porównania jednego obrazu gwiazdy z drugim przez kolejne ich rzucenie do wnętrza diafragmy fotometru fotoelektrycznego przy teleskopie, lub powiedzmy do diafragmy fotometru irysowego, czy innego typu fotometru lub mikrofotometru. Są różne metody porównywania obrazów gwiazd, ale sprowadzają się one do tej samej zasady. Przy galaktykach sprawa komplikuje się przez to, że są to obiekty rozmyte.

Większość spraw, które teraz będę chciał przedstawić ograniczy się do bogatych gromad regularnych, a zrobię tak dlatego, że bogate gromady regularne są szczególnie jednorodną grupą. Te obiekty mogą być użyte jako boje w morzu gromad w przestrzeni. Są one bowiem łatwo wykrywalne i stąd można ich użyć jako słupów milowych wskazujących rozmieszczenie materii we wszechświecie. Są to obiekty bardzo jednorodne i dlatego najpierw ku nim skieruję naszą uwagę. Jak już wspomniałem, najczęstszym typem galaktyk w gromadach regularnych są eliptyczne lub SO. Już Hubble we wczesnych latach trzydziestych badał rozkład jasności powierzchniowej w galaktykach eliptycznych i znalazł, że koncentracja jasności jest najwyższa w środku galaktyki a maleje na zewnątrz, przy tym wraz z odległością spada nie tylko jasność, ale i tempo jej malenia. W przybliżeniu jasność zmienia się proporcjonalnie do odwrotności kwadratu odległości od środka. Hubble przyjął

*Następnego dnia odbyła się w Obserwatorium Astronomicznym UW narada robocza poświęcona aktualnym problemom i dalszym planom badań gromad galaktyk. Udział w niej wzięli: Prof. dr W. Zonn, prof. dr G.O. Abell, doc. dr K. Rudnicki, dr Maria Karpowicz, mgr T. Kwast, mgr M. Motylińska i mgr K. Kraskiewicz. Zgodzono się, że w zasadzie wspomniana tu kontrowersja ogranicza się do problemu terminologii. Karpowiczowa i Rudnicki twierdzą (zgodnie z Zwicky'm), że nie widzą podstaw do uznania istnienia indywidualnych gromad drugiego rzędu o rozmiarach kilkudziesięciu megaparseków. Nie twierdzą przy tym, że gromady są rozmieszczone przypadkowo. Abell grupowaniem się gromad w gromady wyższych rzędów nazywa fluktuacje ich liczby w zakresie odległości kilkudziesięciu megaparseków powyżej dopuszczalnych przez rozkład Poissona. Nie twierdzi natomiast, że potrafi podać definicję gromady gromad galaktyk jako indywiduum. Poglądy są więc w zasadzie zgodne ze sobą. Niewielkie różnice w liczbowych parametrach rozmieszczenia gromad tłumaczą się wystarczająco różnicami metod opracowania obserwacji. W czasie narady wspomniano o odkryciu przez E. Herzoga konglomeratu gromad galaktyk o średnicy setek megaparseków. Jeśli można go uznać za gromadę gromad galaktyk, jest to twór zupełnie odmiennego typu od dotychczas postulowanych gromad drugiego rzędu zarówno ze względu na rozmiary, jak i na osobliwe cechy strukturalne (przypisek Tłumacza).

następujący wzór interpolacyjny dla jasności powierzchniowej I w odległości r od środka galaktyki eliptycznej w porównaniu z jasnością powierzchniową środka I_0:

$$I = \frac{I_0}{\left(\frac{r}{a} + 1\right)^2}, \qquad (1)$$

gdzie a jest stałą reprezentującą rozmiary galaktyki, $r = a$ określa odległość, w której jasność powierzchniowa galaktyki równa się 1/4 jej jasności centralnej. Całka z tego wyrażenia nie jest zbieżna. Jeśli więc użyć wzoru Hubble'a do obliczenia całkowitej jasności galaktyki, to każda galaktyka okaże się nieskończenie jasna.

Inni badacze udoskonalili tę formułę, badając jak zmienia się jasność powierzchniowa w bardzo wielkich odległościach od środka. Byli to de Vaucouleurs, Liller, Dennison, ja i kilku innych. Wzór Hubble'a okazał się zgodny z pomiarami aż do odległości $\frac{r}{a}$ rzędu 20 lub więcej. W większych odległościach od środka jest już trudno prowadzić pomiary nie tylko ze względu na niską jasność samej galaktyki, ale i z powodu zakłócających efektów pochodzących od gwiazd i innych galaktyk. Obserwacyjnie, zarówno fotograficznie jak i fotoelektrycznie, nie da się ani wykryć jakiejś granicy galaktyki, ani stwierdzić jaki jest rzeczywisty rozkład światła w dużych odległościach od środka. Więc pierwszym problemem w wyznaczaniu wielkości gwiazdowych galaktyk jest ustalenie, do jakiej odległości na zewnątrz mierzymy jasność lub jaki wzór ekstrapolacyjny przyjmujemy.

Wczesne techniki używane do pomiarów wielkości gwiazdowych galaktyk są, jestem pewien, wszystkim dobrze znane. Jedną z nich jest tzw. technika kasety szrafirującej, gdzie klisza fotograficzna lub teleskop nie są trzymane nieruchomo względem nieba, ale umyślnie poruszane według pewnej reguły, tak że wszystkie gwiazdy i galaktyki dają na kliszy kwadratowe, rozległe obrazy, których rozmiary są duże w porównaniu z nieruchomymi obrazami gwiazd czy galaktyk. Jeśli prawidłowo wykonać szrafirowanie, obrazy gwiazd są kwadratami na ogół jednolitymi, natomiast obrazy galaktyk są kwadratami z mglistą otoczką wokół. Jądro galaktyki daje centralny kwadrat, ale jej części zewnętrzne wnoszą światło do obszarów przylegających. Zwykłą techniką jest porównywanie jasności powierzchniowej centralnego, kwadratowego obrazu galaktyki z kwadratowymi obrazami wzorcowych gwiazd. Większość badaczy ignoruje światło części zewnętrznych*. Zamiast tego dla bliskich galaktyk

*W katalogu galaktyk i gromad galaktyk (Catalogue of galaxies and Clusters of Galaxies) Zwicky'ego, Herzoga, Wilda, Karpowiczowej i Kowala, w któ-

usiłuje się uzyskiwać większe kwadraty tak, żeby otoczka zewnętrzna wnosiła stosunkowo mniej do całości obrazu, ale ile ona wnosi — pozostaje wciąż pytaniem istotnym i bez odpowiedzi. Jeżeli wzór Hubble'a byłby słuszny, to ta otoczka musiałaby wnosić nieskończenie wiele światła.

Inną techniką jest fotometria fotoelektryczna przy użyciu bardzo dużych przesłon. Ale i tu jest niemożliwością używanie w fotokomórce teleskopu przesłon wystarczająco dużych, aby dopuścić całe światło części zewnętrznych galaktyki, nawet jeśli się uważa, że galaktyka kończy się praktycznie gdzieś w skończonej, choć bardzo dużej odległości, wtedy bowiem wraz z galaktyką mierzylibyśmy jasności gwiazd przedpola i innych galaktyk tła.

Jak widzimy trudne jest zastosowanie zwykłych metod fotometrii do galaktyk. Jeśli porównać fotometrię różnych badaczy łatwo stwierdzić, że dla tej samej galaktyki zdarzają się w różnych publikacjach zupełnie odmienne wielkości gwiazdowe. Wystarczy choćby przejrzeć katalog Zwicky'ego i współpracowników aby zobaczyć, że tak jest, ponieważ wielkości własne* otrzymane drogą szrafirowania różnią się czasem o wielkość gwiazdową i więcej w porównaniu z wielkościami innych badaczy. Dlatego trzeba pamiętać, że ilekroć się mówi o wielkości gwiazdowej galaktyki ważne jest określić, jak ona została wyznaczona. Gdyby wszyscy używali tej samej techniki, może nie byłoby to tak ważne przynajmniej w takich zagadnieniach, jak porównywanie jasności różnych typów galaktyk w tej samej odległości, lub wyznaczanie względnych wielkości galaktyk w gromadach o różnej odległości. Chociaż i w tym przypadku, jeśli użyć techniki szrafirowania, techniki obrazów kwadratowych bez poprawki na ich mglistą otoczkę, w bliskiej gromadzie, gdzie galaktyki są większe kątowo, traci się więcej światła niż w gromadzie odleglejszej, gdzie obrazy kwadratowe są większe w porównaniu z kątowymi rozmiarami galaktyki. A więc jeśli chcemy porównywać funkcje świecenia różnych gromad w rozmaitych odległościach (np. w celu wyznaczenia względnych odległości gromad), możemy przy takiej metodzie zabrnąć w kłopoty. Dlatego porządne określenie wyznaczanych wielkości gwiazdowych jest sprawą pierwszorzędnej wagi.

Przedstawię tu moją metodę, która jest obrana tak, żeby była wygodna, technicznie operatywna. Otrzymanych w niej wielkości gwiazdowych galaktyk nie należy uważać za lepsze niż czyjekolwiek inne. Są one natomiast wyznaczone w systemie wewnętrznie zwartym i jednolitym. Pierwszą rzeczą było ustalenie w zasadzie dowolnego ale ustalonego wzoru na rozkład jasności

---

rym wielkości gwiazdowe mierzone są metodą szrafirowania, wkład wspomnianej mglistej otoczki uwzględniany był dla galaktyk dużych kątowo dodatkowymi pomiarami, dla galaktyk małych — specjalnymi wzorami empirycznymi (przypisek Tłumacza).

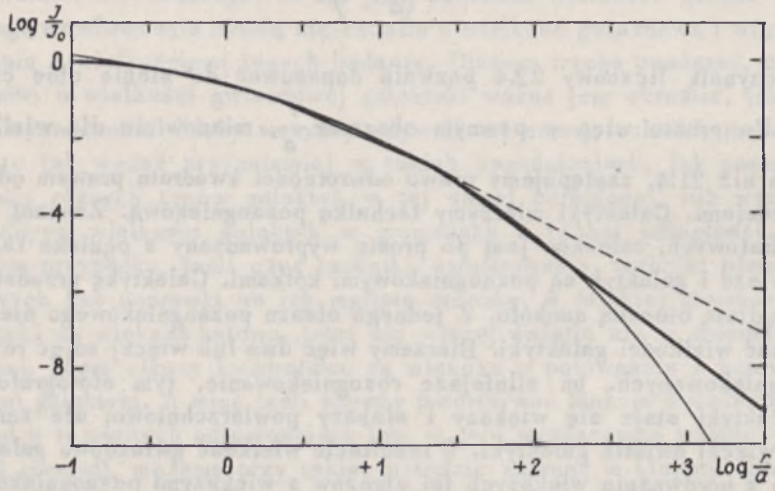
*Katalog Zwicky'ego oprócz wielkości gwiazdowych własnych podaje również wielkości zmierzone przez innych autorów, jeśli one istnieją (przypisek Tłumacza).

w obrazie galaktyki. Dla najjaśniejszej części wewnętrznej użyłem wzoru Hubble'a, ale ponieważ prowadzi on do nieskończonej, całkowitej jasności, więc zmodyfikowałem go dla większych odległości. Pokusiłem się zmierzyć fotograficznie i fotoelektrycznie słabą poświatę dochodzącą od zewnętrznych części ponad dwudziestu galaktyk eliptycznych. Uwzględniłem również dane de Vaucouleursa i innych, którzy próbowali zrobić to samo. Niewątpliwie w dużych odległościach od środka fotometria jest trudna i rezultaty niezbyt dokładne. Zbyt wiele byłoby więc powiedzieć, że potwierdzają one, ale w każdym razie dopuszczają przyjęcie następującej modyfikacji wzoru Hubble'a. Używamy go bez zmian aż do $r/a = 21.4$, natomiast dla większych odległości przyjmujemy:

$$I = 22.4 \frac{I_0}{\left(\frac{r}{a} = 1\right)^3} \cdot \qquad (2)$$

Współczynnik liczbowy 22.4 pozwala dopasować do siebie obie części krzywej. Po prostu więc w pewnym obszarze $\frac{r}{a}$, mianowicie dla wielkości większych niż 21.4, zastępujemy prawo odwrotności kwadratu prawem odwrotności sześcianu. Galaktyki mierzymy techniką pozaogniskową. Zamiast obrazów kwadratowych, teleskop jest po prostu wyprowadzany z ogniska tak, że obrazy gwiazd i galaktyk są pozaogniskowymi kółkami. Galaktykę przedstawia kółko z mglistą otoczką naokoło. Z jednego obrazu pozaogniskowego nie sposób uzyskać wielkości galaktyki. Bierzemy więc dwa lub więcej zdjęć rozmaicie rozogniskowanych. Im silniejsze rozogniskowanie, tym sfotografowany obraz galaktyki staje się większy i słabszy powierzchniowo, ale zarazem obejmuje więcej światła galaktyki. W rezultacie wielkość gwiazdowa galaktyki otrzymana z porównania większych jej obrazów z większymi pozaogniskowymi obrazami gwiazd wypada mniejsza, tj. galaktyka staje się jaśniejsza. W rezultacie, jeżeli wykreślić otrzymaną wielkość gwiazdową względem rozmiarów pozaogniskowego obrazu, otrzymujemy krzywą rosnącą, ponieważ mierzymy coraz więcej światła z otoczki. Używając wzorów (1) i (2), które stanowią tu definicję systemu wielkości gwiazdowych galaktyk, można podać przepis ekstrapolacji, aby z dwu lub trzech różnych pomiarów znaleźć całkowitą wielkość gwiazdową. Ta wielkość jest w rzeczywistości wielkością gwiazdową fikcyjnej galaktyki posiadającej założony rozkład jasności, dla której pomiary na poszczególnych rozogniskowanych obrazach dawałyby wyniki takie same jak dla galaktyki mierzonej. Jeśli pomiary pasują do teoretycznego modelu fikcyjnej galaktyki, wtedy ta procedura ma sens, daje wyniki w jednorodnym systemie niezależnym od odległości, co wcale jeszcze nie znaczy, że wynik końcowy jest zgodny z rzeczywistością.

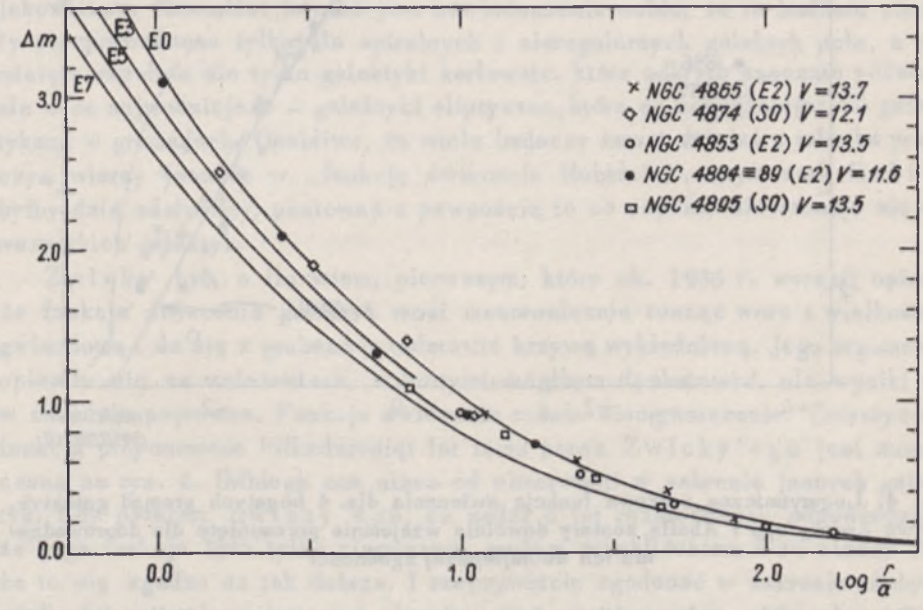
Rysunek 2 przedstawia porównanie różnych wzorów interpolacyjnych. Gruba linia ciągła przedstawia interpolacyjny wzór dany przez równania (1) i (2). Linia przerywana przedstawia wzór pierwotny Hubble'a prowadzący do nieskończonych jasności i jak widać prowadzący do znacznie większych jasności w obszarach dalekich od jądra. Cienka linia jest zgodna ze wzorem de Vaucouleursa. Ten ostatni na bardzo długim odcinku prowadzi do rozkładu światła podobnego jak u mnie. Poza tym ma tę zaletę, że całka z niego jest zbieżna. Ogólna jasność galaktyki otrzymana ze wzoru de Vaucouleursa i mojego zgadza się z dokładnością do 5%, co w logarytmicznej skali wielkości gwiazdowych jest zupełnie drobną różnicą. Więc w zasadzie wielkości galaktyk de Vaucouleursa powinny być takie same jak moje, jeżeli tylko są mierzone w dobrym systemie. Nasze wzory wyprowadzone są dla galaktyk eliptycznych, ale wydaje się, że można je stosować również dla SO, a więc dla wszystkich typowych galaktyk w gromadach regularnych.



Rys. 2. Porównanie wzorów interpolacyjnych jasności powierzchniowej galaktyk eliptycznych w funkcji odległości od środka. Gruba linia ciągła – wg Abella, przerywana – wg Hubble'a, ciągła cienka – wg de Vaucouleursa

Rysunek 3 przedstawia teoretyczne krzywe poprawek jasności w funkcji rozmiaru obrazu pozaogniskowego dla galaktyk eliptycznych o różnych spłaszczeniach. Okazuje się, że typowe krzywe odpowiadające różnym eliptycznościom są prawie identyczne, a tylko poziomo przesunięte względem siebie. To znaczy, że krzywą dla E7 wystarczy przesunąć w prawo, aby się pokryła z krzywą dla EO. Dla praktycznego otrzymywania całkowitych wielkości gwiazdowych tą techniką eliptyczność nie jest ważna. Natomiast znajomość typu eliptyczności jest potrzebna, jeśli chcemy znaleźć stałą a we wzorach (1) i (2). Sytuacja jest wtedy następująca: mam teoretyczne krzywe i mam obser-

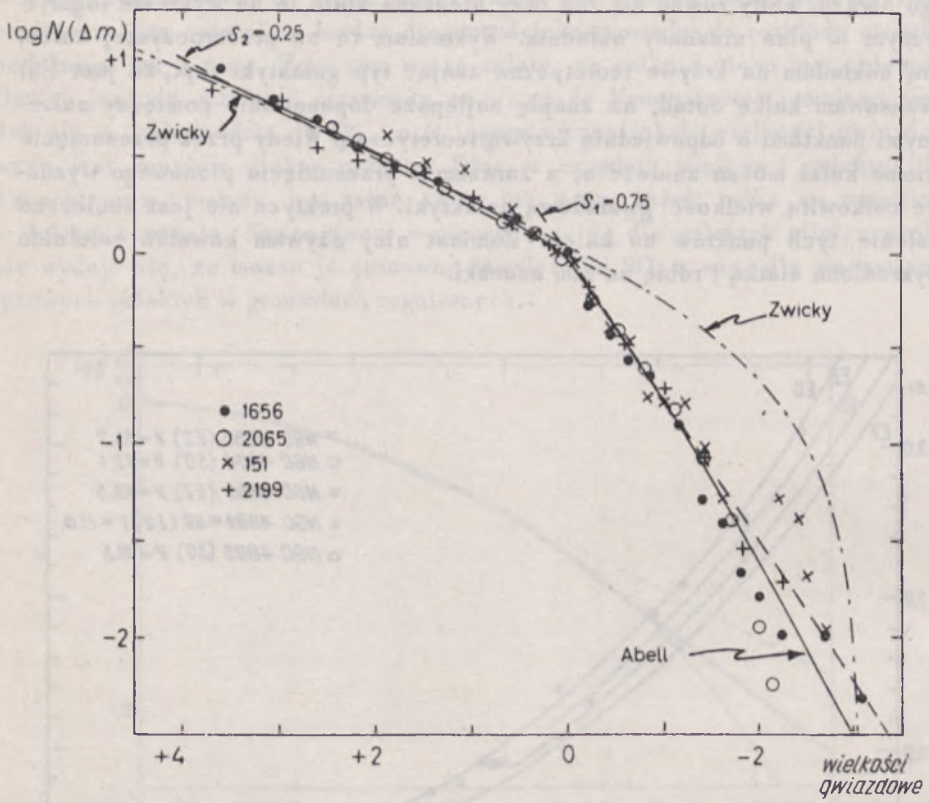
wacje, ale — oczywiście — nie wiem z góry jakie jest a dla danej galaktyki, więc nie znam r/a. Znam tylko r/a razy pewien nieznany czynnik skali. Zastosowałem tu następującą metodę: robię pomiary na kilku obrazach pozaogniskowych i wykreślam zmierzone wielkości względem rozmiarów pozaogniskowego obrazu, który równa się r/a razy nieznana stała, a na wykresie logarytmicznym — plus nieznany składnik. Wykreślam to na przezroczystej kalce, którą nakładam na krzywe teoretyczne znając typ galaktyki (np., że jest E5) i przesuwam kalkę dotąd, aż znajdę najlepsze dopasowanie pomiędzy nakreślonymi punktami a odpowiednią krzywą teoretyczną. Wtedy przez przesunięcie poziome kalki można znaleźć a, a zarazem z przesunięcia pionowego wyznaczyć całkowitą wielkość gwiazdową galaktyki. W praktyce nie jest konieczne kreślenie tych punktów na kalce. Zamiast niej używam kawałka celuloidu z wykreśloną siatką i robię na nim znaczki.



Rys. 3. Krzywe poprawek fotometrycznych różnych typów galaktyk eliptycznych

Ale określenie spłaszczenia galaktyki bywa kłopotliwe. Dlatego na ogół zaniedbywałem wyznaczania a i używałem tylko jednej krzywej dla otrzymania całkowitej wielkości gwiazdowej. Dla bliskich, jasnych galaktyk, dla których da się zrobić pomiary na 5 lub więcej rozmaicie rozogniskowanych kliszach, ta metoda działa bardzo dobrze. Można dokładnie dopasowywać punkty do teoretycznych krzywych. Dla galaktyk 18 wielkości na bardziej rozogniskowanych kliszach po prostu nic nie widać. Metoda staje się wtedy znacznie mniej

pewna. Przy zmierzonych tylko dwu punktach nawet małe błędy fotometrii dają duży błąd w całkowitej wielkości gwiazdowej. Ale nawet wtedy to jest najlepsze, co można zrobić i statystycznie powinno wystarczyć.



Rys. 4. Logarytmiczna całkowa funkcja świecenia dla 4 bogatych gromad galaktyk. Krzywe Zwicky'ego i Abella zostały dowolnie wzajemnie przesunięte dla doprowadzenia ich do najlepszej zgodności

Teraz przejdźmy do wyników fotometrii uzyskanych tą techniką, dotyczących funkcji świecenia galaktyk w bogatych gromadach. Rysunek 4 pokazuje wyniki pomiarów wielkości absolutnych w 4 bogatych gromadach regularnych. Poszczególne symbole odpowiadają różnym gromadom oznaczonym w legendzie numerami mojego katalogu. 1656 jest gromadą w Warkoczu, 2065 – w Koronie Północnej, 2199 – gromadą wokół NGC 6166 mającą przesunięcie ku czerwieni ok. 9000 km/sek, Gromada Nr 151 nie ma popularnej nazwy. Jest to jedna z gromad katalogu prędkości radialnych Humasona, Mayalla i Sandage'a. Znamy więc jej odległość z prędkości radialnych. Logarytmiczna skala na obu osiach ma znaczenie tylko względne. Punkty dla poszczególnych gro-

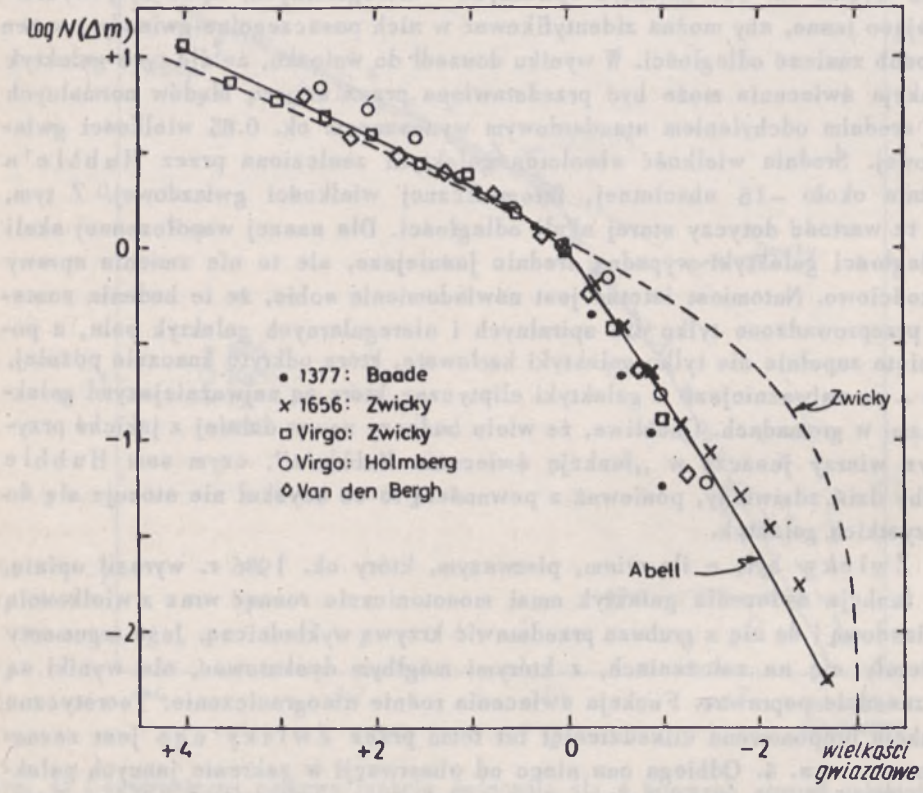
mad zostały przesunięte równolegle w obu współrzędnych dla doprowadzenia ich do najlepszego pokrycia. Punkt zerowy skali pionowej zależy bowiem od liczebności gromady, zaś skali poziomej – od odległości, której nigdy nie znamy z wysoką dokładnością.

Interesująca jest historia funkcji świecenia galaktyk. W latach trzydziestych Hubble usiłował znaleźć funkcję świecenia galaktyk pola. W tym celu wybrał ok. 140 galaktyk spiralnych i nieregularnych, które były wystarczająco jasne, aby można zidentyfikować w nich poszczególne gwiazdy i w ten sposób znaleźć odległości. W wyniku doszedł do wniosku, że dla tych galaktyk funkcja świecenia może być przedstawiona przez krzywą błędów normalnych ze średnim odchyleniem standardowym wynoszącym ok. 0.85 wielkości gwiazdowej. Średnia wielkość absolutna galaktyki znaleziona przez Hubble'a leżała około –16 absolutnej, fotograficznej wielkości gwiazdowej. Z tym, że ta wartość dotyczy starej skali odległości. Dla naszej współczesnej skali odległości galaktyki wypadną średnio jaśniejsze, ale to nie zmienia sprawy jakościowo. Natomiast istotne jest uświadomienie sobie, że te badania zostały przeprowadzone tylko dla spiralnych i nieregularnych galaktyk pola, a pominięto zupełnie nie tylko galaktyki karłowate, które odkryto znacznie później, ale – co najważniejsze – galaktyki eliptyczne, które są najważniejszymi galaktykami w gromadach. Osobliwe, że wielu badaczy nawet dzisiaj z jakichś przyczyn wierzy jeszcze w „funkcję świecenia Hubble'a", czym sam Hubble byłby dziś zdziwiony, ponieważ z pewnością to co uzyskał nie stosuje się do wszystkich galaktyk.

Zwicky był, o ile wiem, pierwszym, który ok. 1936 r. wyraził opinię, że funkcja świecenia galaktyk musi monotonicznie rosnąć wraz z wielkością gwiazdową i da się z grubsza przedstawić krzywą wykładniczą. Jego argumenty opierały się na założeniach, z którymi mógłbym dyskutować, ale wyniki są w zasadzie poprawne. Funkcja świecenia rośnie nieograniczenie. Teoretyczna funkcja proponowana kilkadziesiąt lat temu przez Zwicky'ego jest zaznaczona na rys. 4. Odbiega ona nieco od obserwacji w zakresie jasnych galaktyk. Gdy pytałem Zwicky'ego, co sądzi o tej rozbieżności, odpowiedział, że jego funkcja była tylko pierwszym, grubym przybliżeniem i że cieszy się, że to się zgadza aż tak dobrze. I rzeczywiście zgodność w zakresie słabych wielkości gwiazdowych jest znakomita. Nowsze obserwacje wykazały, że jedynie w jasnym końcu funkcja świecenia wzrasta szybciej niż to przewidywał wzór Zwicky'ego. Gruba, ciągła linia wykreślona na tym samym rysunku i oznaczona „Abell", jest średnią dla wszystkich gromad.

Jak już wspomniałem, na rys. 4 krzywe dla poszczególnych gromad zostały wzajemnie dopasowane, aby pokazać podobieństwo różnych krzywych. Te odpowiadające sobie punkty na krzywej mają różne wielkości gwiazdowe obserwowane dlatego, że gromady znajdują się w różnych odległościach. Jeśli założymy, że te cztery gromady są identyczne, to przesunięcia poziome konieczne

dla dopasowania tych czterech krzywych określają względne ich odległości. I tak wyznaczone stosunki ich odległości są w znakomitej zgodzie ze stosunkami odległości otrzymanymi ze średnich prędkości radialnych. Toteż metoda dopasowywania tego rodzaju diagramów wydaje się lepszym sposobem otrzymywania względnych odległości niż używanie wielkości gwiazdowej najjaśniejszej galaktyki – członka gromady.



Rys. 5. Logarytmiczna, całkowa funkcja świecenia wg pomiarów różnych obserwatorów

Oprócz funkcji świecenia Zwicky'ego i empirycznie wykreślonej średniej funkcji świecenia (gruba linia) wykreślono na rysunku dwie przecinające się linie proste, z których jedna pasuje do jasnego końca diagramu, druga – do słabego i które wydają się pożytecznymi wzorami interpolacyjnymi dla funkcji świecenia. Te dwie linie przecinają się w punkcie, który daje się dobrze określić z diagramu. Wielkość gwiazdową tego punktu przyjętą na diagramie umownie jako zero proponowałbym przyjąć jako wskaźnik odległości gromady. Nachylenie słabego końca tej logarytmicznej funkcji świecenia jest ok. 0.25. (Zwicky przewidywał dla bardzo słabych wielkości gwiazdowych

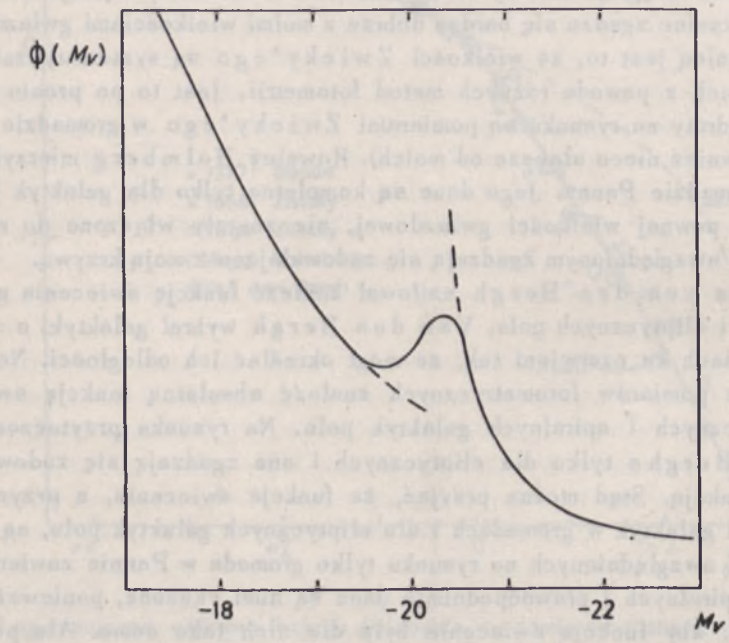
wielkość bardzo zbliżoną, mianowicie 0.20). Dla jasnego końca nachylenie wynosi ok. 0.75, jak to zaznaczono na rysunku.

Rysunek 5 porównuje moje obserwacje z obserwacjami innych. Linie oznaczone „Abell" i „Zwicky" są te same, jak na rys. 4. Pierwsza jest gromada Nr 1377 według mojego katalogu, czasem nazywana gromadą Wielkiej Niedźwiedzicy II. Została ona zbadana przez Baade'go w późnych latach trzydziestych. Jego fotometria była fotograficzna i raczej gruba. Mimo to punkty są zadowalające zgodne ze średnią funkcją świecenia znalezioną przeze mnie. Punkty gromady Nr 1656, inaczej Gromady w Warkoczu, zostały naniesione według danych z katalogu galaktyk i gromad galaktyk Zwicky'ego, Herzoga, Wilda, Karpowiczowej i Kowala. Wielkości gwiazdowe Zwicky'ego dla gromady Warkocza nie idą wystarczająco daleko ku słabemu końcowi, aby sięgnąć zmiany nachylenia w scałkowanej funkcji świecenia. Ale jasny koniec zgadza się bardzo dobrze z moimi wielkościami gwiazdowymi. Jedyną różnicą jest to, że wielkości Zwicky'ego są systematycznie słabsze od moich z powodu różnych metod fotometrii. Jest to po prostu różnica skali. Kwadraty na rysunku są pomiarami Zwicky'ego w gromadzie Panny. (Są one również nieco słabsze od moich). Również Holmberg mierzył galaktyki w gromadzie Panny. Jego dane są kompletne tylko dla galaktyk jasnych i powyżej pewnej wielkości gwiazdowej, nie zostały włączone do rysunku. W zakresie uwzględnionym zgadzają się zadowalająco z moją krzywą.

W końcu van den Bergh usiłował znaleźć funkcję świecenia galaktyk spiralnych i eliptycznych pola. Van den Bergh wybrał galaktyki o znanych przesunięciach ku czerwieni tak, że mógł określać ich odległości. Następnie usiłował z pomiarów fotometrycznych znaleźć absolutną funkcję świecenia dla eliptycznych i spiralnych galaktyk pola. Na rysunku przytoczono dane van den Bergha tylko dla eliptycznych i one zgadzają się zadowalająco z moją funkcją. Stąd można przyjąć, że funkcje świecenia, a przynajmniej funkcje dla galaktyk w gromadach i dla eliptycznych galaktyk pola, są zgodne ze sobą. Z uwzględnionych na rysunku tylko gromada w Pannie zawiera wiele galaktyk spiralnych i prawdopodobnie dane są nimi skażone, ponieważ trudno przypuścić, aby funkcja świecenia była dla nich taka sama. Ale ponieważ w miarę przechodzenia do słabszych galaktyk eliptyczne stają się coraz bardziej dominujące, więc nawet dla gromady w Pannie punkty wydają się zupełnie dobrze pasować do tych, które otrzymaliśmy dla bogatych gromad regularnych.

Wypada wreszcie zapytać, jaka jest różniczkowa funkcja świecenia. Na rys. 4 i 5 wykreślone były liczby galaktyk jaśniejszych niż pewna wielkość gwiazdowa. Obecnie zapytamy, jaka jest liczba galaktyk w danym interwale jasności i jak ona wygląda w porównaniu z Hubble'owską normalną krzywą błędów. Rysunek 6 pokazuje schematycznie różniczkową funkcję świecenia galaktyk na jednostkowy interwał wielkości gwiazdowych w zależności od

absolutnej wielkości gwiazdowej. Użyte zostały absolutne wielkości wizualne według fotometrii van den Bergha dla galaktyk pola. Przyjąłem stałą Hubble'a równą 75 km/sek/Mpc przeliczając w tym celu wyniki. Van den Bergh używał bowiem 100 km/sek/Mpc. Poza tym przeliczeniem wielkości są wzięte wprost z van den Bergha. Skala pionowa rysunku jest dowolna. Zależy ona oczywiście zasadniczo od liczebności galaktyk. Linie przerywane odpowiadają omówionym dwóm prostym na poprzednich dwu rysunkach. Tu stały się one dwiema różnymi funkcjami wykładniczymi. W pobliżu zmiany nachylenia tamtych prostych, gdzie w skali logarytmicznej mamy załamanie, tu występuje pewien garb. Ten charakterystyczny garb w pobliżu jasnego końca krzywej występuje we wszystkich gromadach dotąd zbadanych.



Rys. 6. Różniczkowa funkcja świecenia dla gromady w Warkoczu

Skoro funkcja świecenia jest znana i jeśli znamy również rozmiary gromady, można ekstrapolując ją znaleźć całkowitą jasność gromady przez scałkowanie funkcji świecenia do wielkości gwiazdowej nieskończonej. Skoro mówimy o całkowitej liczbie galaktyk w gromadzie musimy również określić, jak wielki obszar gromady rozpatrujemy i jaką wprowadzamy poprawkę na galaktyki tła, które nie należą do gromady. Są to problemy dalekie od trywialności. Bardzo trudno powiedzieć, gdzie się gromada kończy i bardzo trudno określić ile galaktyk, które tam się znajdują należy do tła. Na szczęście gromady,

które uwzględniłem w poprzednich rysunkach są bardzo wielkie, bardzo bogate i niezbyt oddalone, więc tło odgrywa jakąś rolę tylko dla słabszych wielkości gwiazdowych. Ale kiedy chcemy badać bardzo odległe gromady te problemy stają się trudne. Nie dyskutujmy tego obecnie. Przypuśćmy, że potrafimy określić rozmiary gromady i liczbę galaktyk tła. Wtedy chciałoby się przyjąć po prostu funkcję wykładniczą i obliczyć odpowiednią całkę aż do $m = \infty$. Ba, ale otrzymane wyniki pasują dobrze do obserwacji w pewnym interwale wielkości gwiazdowych. Na przykład w gromadzie Warkocza najsłabsze pomierzone galaktyki są $18^m.3$ wielkości gwiazdowej widomej, a najjaśniejsza galaktyka ma ok. 11.0 wielkości gwiazdowej wizualnej. To daje zakres ok. 7 wielkości gwiazdowych. W innych gromadach interwał bywa jeszcze mniejszy. Okazuje się jednak, że założywszy, iż logarytmiczna funkcja świecenia rośnie aż do nieskończoności z nachyleniem 0.25, galaktyki powyżej wielkości $18^m.3$ wnoszą łącznie zaledwie 13% do ogólnego blasku gromady. A więc nawet jeśliby funkcja świecenia gwałtownie się urywała powyżej $18^m.3$ i galaktyk słabszych w ogóle by nie było w gromadzie, to i tak błąd wynikający z ekstrapolacji mojej funkcji do nieskończoności byłby zaniedbywalny, biorąc pod uwagę ogólną dokładność pomiarów. Całkowita jasność gromady jest więc uwarunkowana przez jasny koniec krzywej świecenia, a jej dalsze części są praktycznie nieistotne dla tego celu, chyba żeby w słabym końcu działo się coś zupełnie niesamowitego i krzywa świecenia wzrastała niezmiernie gwałtownie — nie mamy powodów przypuszczać, żeby tak było.

W ten sposób znalazłem całkowite jasności tych kilku gromad, dla których zrobiłem fotometrię, przy założeniu rozciągania się mojej krzywej aż do nieskończoności. Nie wierzę przy tym, żeby tak rzeczywiście było, ale uważam to za umowny sposób określenia jasności gromady. Zgodność wyniku z rzeczywistością nie powinna przy tym być gorsza niż 10—20%.

Teraz wróćmy do bardzo kłopotliwego problemu granic gromady. Przedstawię przypadek, w którym uważam, że odniosłem względny sukces i inny, w którym mniej mi się powiodło. Pierwszy, to gromada w Warkoczu, która jest dobrze przebadana przez wielu uczonych. Wymienię niektóre poglądy na granicę tej gromady: Zwicky utrzymuje, że gromada ma promień ok. 6° lub nawet więcej i dlatego ogólna liczebność w tej gromadzie galaktyk wystarczająco jasnych, aby były widoczne na kliszach 48-calowego teleskopu szmitowskiego przewyższa 10 000. Zwicky zliczał galaktyki w kolistych pierścieniach otaczających jądro gromady i znajdował gęstość, tj. liczbę galaktyk na stopień kwadratowy w każdym z tych koncentrycznych pierścieni. Znaleziona przez niego liczba galaktyk na stopień, jako funkcja odległości od środka gromady z początku, do odległości 100 minut łuku, spada bardzo szybko. (Mówiąc mimochodem Zwicky pokazał, że ta część krzywej jest zgodna ze strukturą izotermicznej politropy, jakiej należy oczekiwać wewnątrz kuli gazowej o jedna-

kowej energii lub jednakowej temperaturze we wszystkich punktach i orzekł, iż jest to wskazówką. że gromada może się znajdować w statystycznej równowadze). Dalej krzywa spada wolniej i w odległości ok. 6° od środka gromady osiąga kres dolny. To miejsce Zwicky interpretuje jako prawdopodobną granicę gromady. Inni natomiast powiadają, że bieg krzywej gęstości powyżej odległości 100 minut łuku jest bardzo niepewny i że brak danych, aby przypisywać gromadzie rozciągłość poza tę odległość, tj. poza obszar, w którym gęstość w funkcji odległości ma przebieg stromy. Zwolennicy małych rozmiarów gromady argumentują, że samo tło zmienia się silnie i przypadkowo od punktu do punktu, ponieważ nie jest ono niczym innym jak gromadami galaktyk widzianymi w rzucie. Nie jest ono bynajmniej gładkie. Stąd średni bieg krzywej poza odległością 100 minut łuku po prostu reprezentuje nieregularności tła. I rzeczywiście, jeśli przeprowadzić zliczenia nie w kolistych pierścieniach, ale w poszczególnych kwadratach okazuje się, że tylko w niektórych kierunkach gęstości spadają do odległości 6°, a w innych nawet wzrastają. A więc średni ogólny spadek gęstości może być wywołany po prostu przez statystyczne fluktuacje pola.

Jest to słynna kontrowersja na temat rozmiarów gromady w Warkoczu. A od rozmiarów zależy w istotny sposób wiele dalszych wyników. Mianowicie całkowita jasność, masa, ogólna liczba galaktyk i — co najważniejsze — czy gromada znajduje się w równowadze statystycznej, czy nie. Zwróćmy uwagę, że zależnie od tego, czy krzywą gęstości na odcinku jej wolnego spadku zaliczymy do gromady, czy też do tła musimy nawet z bezspornym obszarze centralnym przyjąć inny poziom tła, a więc inny stosunek liczby członków gromady do galaktyk tła. Ponadto zwolennicy małych rozmiarów gromady powiedzą, że słabe galaktyki otaczające gromadę są odległe, leżące poza gromadą, a Zwicky, że są to słabe galaktyki zależące do gromady, mające małą masę i dlatego wskutek oddziaływań grawitacyjnych posiadające rozleglejsze rozrozmieszczenie w gromadzie zgodnie z założeniem równowagi statystycznej w jej wnętrzu, jaka może się ustalić po wystarczająco długim czasie. Jeśli nastąpiła bowiem ekwipartycja energii, obiekty o mniejszych masach poruszają się swobodniej, bo mają większe prędkości i bardziej mogą się oddalić na zewnątrz zanim powrócą znowu w pobliże środka gromady. Jeśli więc słuszna jest interpretacja Zwicky'ego, to obserwowany rozkład wskazuje na istnienie ekwipartycji energii w wielkiej skali i w następstwie na to, że gromady galaktyk muszą być bardzo stare. Jeśli mają rację jego przeciwnicy, te same fakty obserwacyjne wskazują, że rozkład energii jest bardzo daleki od ekwipartycji i gromada musi być bardzo młoda. Problem jest więc zupełnie istotny i bynajmniej — jak widzimy — nie prosty. Trzeba go rozwiązać nie tylko na tyle, żeby otrzymać ogólną liczebność gromady i jasność, ale również żeby odpowiedzieć na pytania dynamiczne.

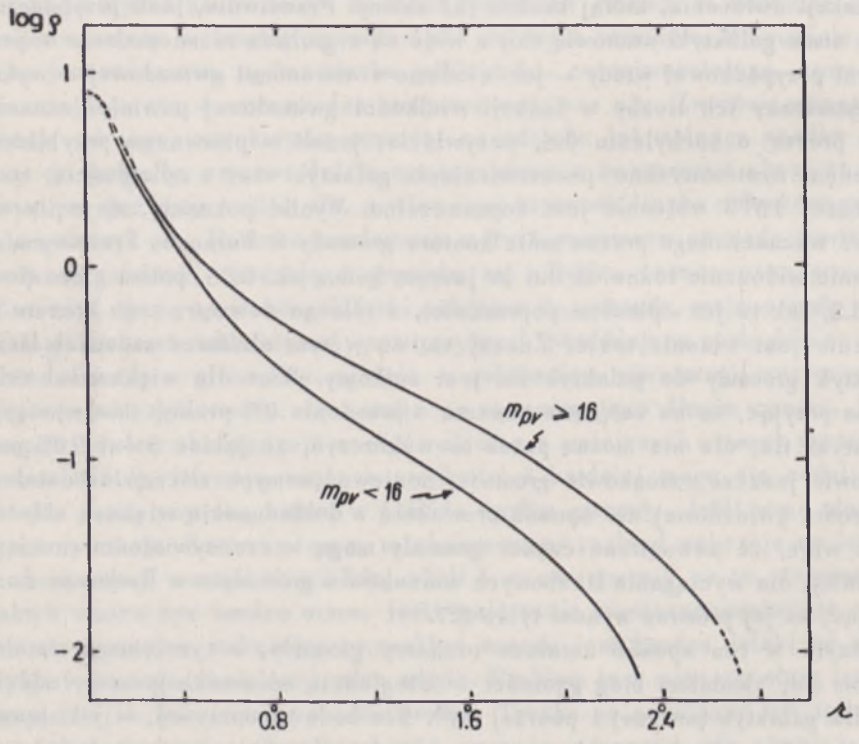
Moje osobiste poglądy zawierają się między tymi dwiema skrajnościami.

Dla zbadania problemu przeprowadziłem wraz z jednym z moich uczniów zliczenia galaktyk na dwu kliszach z 48-calowego teleskopu szmitowskiego obejmujących gromadę w Warkoczu i jej otoczenie. Ustaliłem na tej podstawie kontur obszaru, w którym z całą pewnością gęstość galaktyk (na stopień kwadratowy) jest większa niż przeciętna. Średni promień tego obszaru wynosi 2°.7. I takie właśnie przyjmuję rozmiary gromady w Warkoczu. Mój promień wynosi więc zaledwie niecałą połowę promienia Zwicky'ego, ale też jest znacznie większy niż jego oponentów. Przyjąwszy ten promień i założywszy, że to co leży na zewnątrz niego jest już tłem, mogłem ustalić poziom tego tła i statystycznie odjąć galaktyki tła od galaktyk gromady, a stąd otrzymać funkcję świecenia i całkowitą populację samej gromady, co prowadzi do wyników pokazanych już na rys. 4.

Wykonałem też dodatkowy test dla stwierdzenia, czy liczba galaktyk należąca do gromady jest jeszcze znaczna w odległości większej niż 2°.7. Przypuśćmy na chwilę, że wszystkie galaktyki należą do gromady. Wtedy możemy założyć, że różnice wielkości obserwowanych zależą tylko od różnic wielkości absolutnych a nie od odległości. Stąd proste ich zliczenia prowadzą wprost do funkcji świecenia, której kształt już znamy. Przeciwnie, jeśli przypuścimy, że te same galaktyki stanowią tło, a więc są z grubsza rozmieszczone w przestrzeni przypadkowo, wtedy – jak wiadomo z astronomii gwiazdowej – wykres logarytmiczny ich liczby w funkcji wielkości gwiazdowej powinien stanowić linię prostą o nachyleniu 0.6, oczywiście, jeżeli w pierwszym przybliżeniu zaniedbać systematyczne poczerwienienie galaktyk wraz z odległością, co do wielkości $18^m.3$ włącznie jest dopuszczalne. Wyniki pokazały, że o ile wewnątrz wyznaczonego przeze mnie konturu gromady w Warkoczu krzywa ma nachylenie widocznie różne od 0.6 (w jasnym końcu ok. 0.75, potem nieco powyżej 0.2, jak to już opisałem poprzednio), o tyle na zewnątrz tego konturu nachylenie jest właśnie takie. Znaczy to, że w tym obszarze stosunek liczby galaktyk gromady do galaktyk tła jest znikomy. Więc dla większości celów można przyjąć, że na zewnątrz obszaru o promieniu 2°.7 praktycznie występują galaktyki tła, ale nie można przez to wykluczyć, że jakieś 5 lub 10% mogą stanowić jeszcze członkowie gromady, ponieważ samych zliczeń do ustalonej wielkości gwiazdowej nie sposób prowadzić z dokładnością większą niż 10%. Mimo więc, że zewnętrzne części gromady mogą w rzeczywistości rozciągać się dalej, dla wyciągania liczbowych wniosków o gromadzie w Warkoczu można przyjąć, że jej promień wynosi tylko 2°.7.

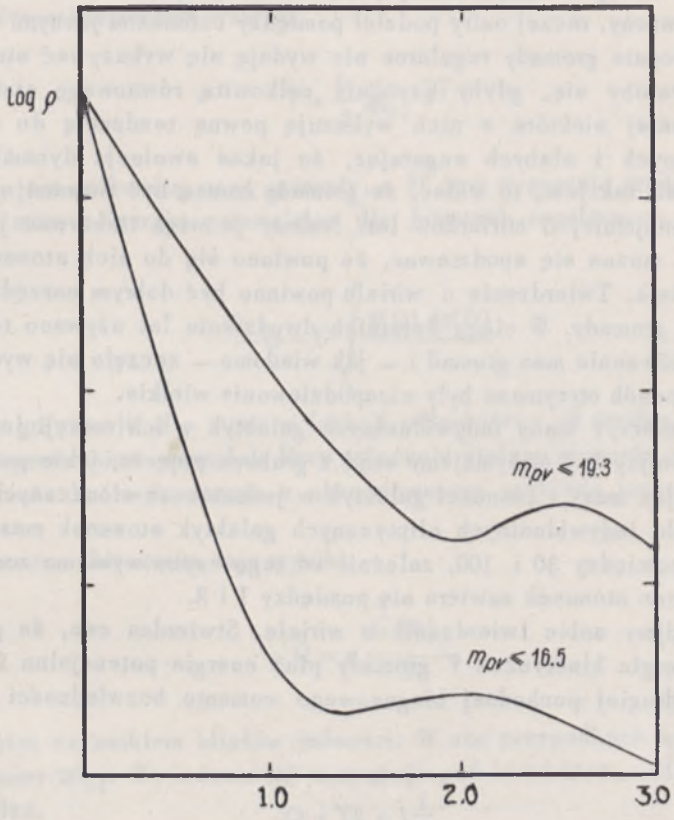
Mając w ten sposób ustalone rozmiary gromady, a tym samym ustalony poziom tła, zbadałem bieg gęstości z odległością od środka gromady oddzielnie dla galaktyk powyżej i poniżej 16^m. Nie będę tu opisywał, w jaki sposób ze zliczeń w rzucie na płaszczyznę sfery niebieskiej przejść do gęstości przestrzennych. Służą do tego znane metody. Rysunek 7 pokazuje wyniki. Jednostka ρ jest na nim dowolna i tak dobrana, aby we środku gromady gęstość

dla obu rozpatrywanych klas była równa. W wyniku widać słabą tendencję do segregacji galaktyk jasnych i ciemnych. Ale nie powiedziałbym, że ta segregacja jest znaczna. Od biedy występującą różnicę rozkładu można by przypisać błędom obserwacji. Nie jest to wielka różnica. Powiedziałbym więc, że jasne i ciemne galaktyki w gromadzie Warkocza mają z grubsza to samo przestrzenne rozmieszczenie. Przyjęcie innego poziomu tła galaktyk nie zmieni istotnie wyników. Jeśli gromady byłyby w statystycznej równowadze, segregacja powinna być znacznie silniejsza, radialny rozkład powinien być z grubsza odwrotnie proporcjonalny do masy. Między galaktykami 18 wielkości gwiazdowej i 12 różnica wielkości wynosi 6,co odpowiada stosunkowi mas ok. 1:100 lub 1:150. W przypadku równowagi statystycznej galaktyki słabe powinny więc zajmować znacznie większy obszar przestrzeni i być znacznie słabiej skoncentrowane ku środkowi. Sądzę, że wyniki można interpretować w ten sposób, że gromadzie Warkocza nie starczyło czasu, aby ustalił się tam stan choćby bliski równowadze statystycznej.



Rys. 7. Segregacja galaktyk jasnych i słabych w gromadzie Warkocza. ρ jest względną gęstości przestrzenną

Dla innej bogatej, nieregularnej gromady, dla której spróbowałem tego samego rodzaju analizy wynik był znacznie mniej pomyślny. Była to gromada w Koronie Północnej. Wynikało to stąd, że tło w obszarach otaczających gromadę jest tam znacznie bardziej nieregularne. Stąd o wiele trudniej zdecydować, co jest stosownym poziomem tła. Zrobiwszy wszystko, co mogłem, otrzymałem wyniki pokazane na rys. 8. Jest on wykreślony w sposób podobny, jak



Rys. 8. Efekt segregacji w gromadzie Korony Północnej

poprzednio tylko R jest odległością od środka w megaparsekach zamiast, jak poprzednio, w stopniach. Falowania przy prawym końcu krzywych nie należy uważać za znaczące. Wynikło ono z formalnej analizy statystycznej małych liczb. Natomiast wewnętrzne części krzywych, aż do odległości 1.3 Mpc, należy uważać za pewne. Segregacja galaktyk jasnych i ciemnych, którą można zauważyć w całym przebiegu krzywych nie da się tu usunąć przyjęciem jakichkolwiek innych poziomów tła. Jeśli nawet sceptycznie przyjmiemy skrajne

części krzywych, gdzie bieg zależy w istotny sposób od założonego tła, to segregacja w każdym razie pozostaje pewna w częściach centralnych. Widać więc, że w tej gromadzie istnieje znakomicie zaznaczająca się tendencja segregacji rozkładu galaktyk jasnych i słabych. Muszę jednak zaznaczyć, że i tu jest znacznie mniejsza niż należałoby oczekiwać przy doskonałej równowadze statystycznej. Wygląda to tak, jakby istniała tu tylko pewna tendencja ku relaksacji, ku ustanowieniu równowagi. Jak już wspomniałem, jest to gromada, co do której doznałem mniej powodzenia". Jedynym wnioskiem dla niej jest ten zauważony, raczej ostry podział pomiędzy członkami jasnymi i słabymi.

A więc bogate gromady regularne nie wydają się wykazywać struktury jakiej oczekiwałoby się, gdyby uzyskały całkowitą równowagę statystyczną, ale przynajmniej niektóre z nich wykazują pewną tendencję do segregacji galaktyk jasnych i słabych sugerując, że jakaś ewolucja dynamiczna jest w toku. A jeśli tak jest, to widać, że gromady muszą być tworami starymi, liczącymi przynajmniej 5 miliardów lat. Należy je więc traktować jako twory trwałe i stąd można się spodziewać, że powinno się do nich stosować twierdzenie o wiriale. Twierdzenie o wiriale powinno być dobrym narzędziem obliczenia masy gromady. W ciągu ostatnich dwudziestu lat używano tego twierdzenia dla obliczania mas gromad i – jak wiadomo – zaczęło się wydawać, że masy w ten sposób otrzymane były niespodziewanie wielkie.

Możemy mierzyć masy indywidualnych galaktyk z ich rotacji lub z ruchu galaktyk podwójnych i otrzymujemy stąd z grubsza pojęcie, jakie powinny być te masy. Znając masy i jasności galaktyk w jednostkach słonecznych daje się ocenić, że dla indywidualnych eliptycznych galaktyk stosunek masa/jasność zawiera się pomiędzy 30 i 100, zależnie od tego czyim wynikom zaufamy. Dla spiralnych – ten stosunek zawiera się pomiędzy 1 i 3.

Przypomnijmy sobie twierdzenie o wiriale. Stwierdza ono, że podwojona całkowita energia kinetyczna T gromady plus energia potencjalna Ω powinna być połową drugiej pochodnej biegunowego momentu bezwładności względem czasu I:

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2T + \Omega, \tag{3}$$

gdzie

$$I = \sum_i m_i r_i^2 \tag{4}$$

(m = masa, r = odległość od środka masy gromady), przy czym sumowanie rozciąga się na wszystkie obiekty. Jeśli gromada jest w równowadze, nie kontrahuje ani nie ekspanduje i I powinno być stałe, a druga pochodna z I powinna

wynosić zero. To nie musi być spełnione ściśle, ale w każdym razie należy oczekiwać, że druga pochodna względem czasu powinna być mała, chyba żeby w gromadzie przebiegała gwałtowna ewolucja kinematyczna. Więc na ogół zakłada się, że $I = 0$ i że:

$$2T = -\Omega. \tag{5}$$

Energia kinetyczna jest wyznaczana z dyspersji prędkości w gromadzie i może być aproksymowana wzorem:

$$T = \frac{1}{2} \mathfrak{M}_{cl} \overline{V^2}, \tag{6}$$

gdzie $\mathfrak{M}_{cl}$ jest całkowitą masą gromady, a $\overline{V^2}$ jest dyspersją prędkości ważoną względem masy. Energia potencjalna dla bogatych regularnych gromad dana jest wzorem:

$$-\Omega = G \int_0^R \frac{M(r)\, dM(r)}{r} \tag{7}$$

(G = stała grawitacji, M = masa w funkcji odległości r od środka, a R jest zewnętrznym promieniem gromady). Przy założeniu stałego stosunku masa/jasność ta całka może być wyznaczona z obserwowanego rozkładu jasności w gromadzie.

Numeryczne obliczenia dają wynik:

$$-\Omega = q \frac{G \mathfrak{M}_{cl}^2}{R}, \tag{8}$$

gdzie q jest czynnikiem bliskim jedności. W obu przypadkach występuje więc czynnik masy $\mathfrak{M}_{cl}$. We wzorze (8) występuje pod kwadratem, w (6) – w pierwszej potędze.

Aby obliczyć prawą stronę (6) trzeba wziąć średnią dyspersję prędkości w gromadzie ważoną względem masy. Przy pomiarach prędkości radialnych w gromadzie zazwyczaj mierzy się prędkości galaktyk najjaśniejszych. Daje to automatycznie ważenie prędkości względem mas. Mamy więc:

$$T = \frac{1}{2} m_{cl} \zeta V_r^2. \tag{9}$$

Współczynnik ζ pochodzi stąd, że w praktyce nie obserwuje się rzeczywistej dyspersji prędkości, ale tylko jej składową wzdłuż linii widzenia, składową radialną, którą wyznaczamy spektroskopowo. Dyspersja obserwowana może

wynosić tylko 1/3 prawdziwej dyspersji prędkości, jeśli one byłyby izotropowe. Kiedy wybieramy galaktyki do pomiarów przesunięć ku czerwieni dla wyznaczenia dyspersji prędkości patrzymy w pobliże środka gromady. Gromada może być w istocie bardzo duża, ale jej gęstość spada tak szybko z odległością od środka, że większość obserwowanych galaktyk leży w centrum. Dlatego jeśli przyjmiemy na chwilę, że większość galaktyk porusza się w przybliżeniu radialnie poprzez środek gromady, wtedy do pomiarów zostają w praktyce użyte te obiekty, które statystycznie i tak poruszają się wzdłuż linii widzenia, a wtedy ζ może być bliskie jedności. Więc mogę powiedzieć, że ζ zawiera się gdzieś pomiędzy 1 a 3. Może 2 będzie dobrym przybliżeniem. q we wzorze (8) wyznaczamy z obserwacji. Dla gromady w Warkoczu $q = 0.92$, więc jest bliskie jedności. Z (8) i (9) otrzymujemy:

$$\mathcal{M}_{cl} = \frac{\zeta}{q} \frac{V_r^2 R}{G}. \tag{10}$$

I to jest właściwy sposób obliczania masy z twierdzenia o wiriale. Wielu tego tak nie robi, a tylko to właśnie jest sposobem prawidłowym. Dlatego obliczając masę z twierdzenia o wiriale otrzymywano stosunek masy do jasności dla gromad od 100 do 1000, co jest trudne do pogodzenia z liczbą, jakiej oczekiwalibyśmy z danych o indywidualnych galaktykach. Czasem co prawda otrzymywano tylko ok. 100, co jest zgodne ze stosunkiem masa/jasność dla galaktyk eliptycznych według Page'a. Ale wartość 100 była na ogół dolną granicą stosunku masa/jasność dla gromad, podczas gdy dla indywidualnych galaktyk jest granicą górną. I to prowadzi do przypuszczeń, że gromady mogą być niestabilne.

Ale jeśli gromady nie byłyby trwałymi tworami z całkowitą energią ujemną, powinno ich w ogóle nie być. A gromady istnieją. I nie tylko istnieją, ale nawet wykazują strukturę dynamiczną, jakiej należałoby oczekiwać po długim czasie wewnętrznej ewolucji gromady, dążącej do ustalenia równowagi statystycznej. Uważam więc, że możemy przyjąć, iż gromady nie rozpraszają się. Możemy wysoki stosunek masa/jasność tłumaczyć istnieniem ciemnej, niewidocznej materii w międzygalaktycznej przestrzeni wewnątrz gromad o masie kilkakrotnie większej od mas galaktyk. Ale czy rzeczywiście musimy wprowadzać tę dodatkową ciemną masę w takich ilościach? Uważam, że nie.

Znamy tylko 6 gromad, dla których istnieją rzeczywiście możliwie dobre dane. Z funkcji świecenia otrzymałem dla nich całkowitą jasność. Przyjąłem $q = \zeta = 1$ i z wzoru (10) znalazłem stosunki masa/jasność przedstawione w tabeli 2. Ze względu na założenie $q = \zeta = 1$ liczby podane w ostatniej kolumnie są dolną granicą stosunku. Ale nawet jeżeli założymy, że $\zeta = 2$ i pomnożymy otrzymane wyniki przez dwa, to i tak tylko dla jednej gromady otrzymamy sto-

Tabela 2

Masy i jasności gromad galaktyk

Gromada	Masa w jednostkach masy Słońca przy założeniu $\zeta = 1$	Jasność wizualna w jednostkach jasności Słońca	Stosunek masa/jasność
w Pannie	9.6×10^{13}	9.3×10^{11}	103
194	7.7×10^{13}	1.7×10^{12}	45
1377	6×10^{13}	1.2×10^{12}	50
1656 (w Warkoczu)	5.4×10^{14}	5.3×10^{11}	102
2065 (w Koronie Płn.)	9.2×10^{14}	5.5×10^{12}	167
2199 (około NGC 6166)	1.4×10^{14}	2.7×10^{12}	52

sunek większy niż 300, a dla trzech utrzymuje się on nadal na poziomie 100. Więc jeśli ζ wynosi 2 lub nawet 3, stosunek masa/jasność utrzyma się średnio na poziomie rzędu 100 lub 200, co już pozwala na utrzymanie trwałości gromad bez potrzeby przypisywania im większych mas ciemnej materii międzygalaktycznej niż porównywalnej z masami zawartymi w samych galaktykach.

Na tym skończę, ponieważ także i taśma magnetofonu się kończy.

REGULARYZACJA W OGRANICZONYM ZAGADNIENIU TRZECH CIAŁ

BARBARA SZCZODROWSKA

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ В ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧЕ ТРЁХ ТЕЛ

Б. Шодровска

Содержание

В работе представлена регуляризация в ограниченной задаче трёх тел. Выбор регуляризационных функций заслуживает особенного внимания. Рассмотрены также кривые нулевой скорости и возмущения.

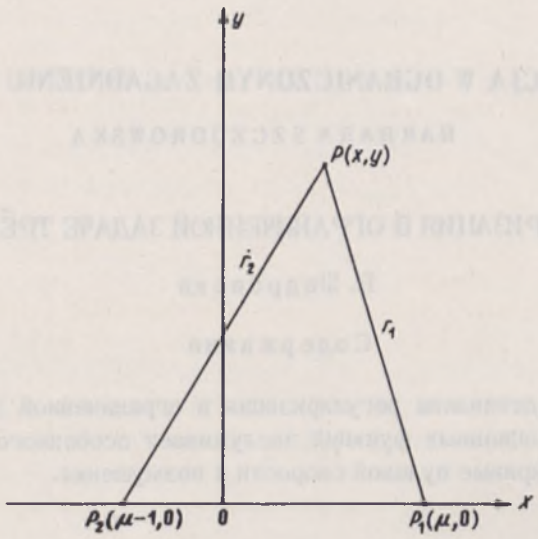
THE REGULARIZATION OF THE RESTRICTED THREE-BODY PROBLEM

Summary

In this paper there the regularization of the restricted three-body problem is considered. In particular the importance of a proper choice of regularization functions is stressed. Attention is also paid to the curves of zero velocity and to the perturbations.

W ograniczonym zagadnieniu trzech ciał mogą zachodzić zderzenia dwóch ciał, jeżeli odległość r między nimi dąży do zera a funkcja $1/r$ dąży do nieskończoności. Równania różniczkowe ruchu, w których występuje r i $1/r$, zawierają więc w przypadku zderzenia osobliwości. W celu ich usunięcia wprowadza się nowe zmienne, w których zapisane równania ruchu nie posiadają osobliwości w punktach r równe zero, zaś funkcja Jacobiego staje się regularna. Równania ruchu w nowych zmiennych są możliwe do rozwiązania za pomocą szeregów potęgowych zbieżnych przed, po i w czasie zderzenia dla wszystkich wartości nowej zmiennej czasowej. W usuwaniu osobliwości zwanym regularyzacją położyli wielkie zasługi Thiele, Levi-Civita, Sund-

mann, Birkhoff, Burrau oraz Lemaitre, Arenstorf, Deprit, Broucke i Szebehely. Regularyzacja ma bardzo wielkie znaczenie w przypadku badania orbit ejekcyjnych i kolizyjnych, ponieważ pozwala śledzić ruch w dowolnej chwili czasu.



Rys. 1. Konfiguracja mas w ograniczonym zagadnieniu trzech ciał

Niech w punkcie P_1 znajduje się masa m_1 a w punkcie P_2 masa m_2. Współrzędne tych punktów wynoszą odpowiednio $(\mu, 0)$ i $(\mu-1, 0)$. Ruch ciała P o masie nieskończenie małej i współrzędnych (x, y) (rys. 1) w obracającym się układzie współrzędnych prostokątnych dookoła barycentrum mas m_1 i m_2, z jednostajną prędkością kątową $n = 1$ jest przedstawiony przez następujące równania:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - 2\frac{dy}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial x}, \qquad \frac{d^2y}{dt^2} + 2\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial y}, \tag{1}$$

gdzie

$$\Omega = \frac{1}{2}[(1-\mu)\, r_1^2 + \mu r_2^2] + \left[\frac{1-\mu}{r_1}\right] + \frac{\mu}{r_2},$$

$$r_1 = [(x-\mu)^2 + y^2]^{1/2},$$

$$r_2 = [(x - \mu + 1) + y^2]^{1/2},$$

przy czym:

$$0 \leqslant \mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \leqslant \frac{1}{2}.$$

Układ równań (1) ma tylko jedną znaną całkę, zwaną całką Jacobiego:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = 2\Omega - C,$$

gdzie C jest stałą Jacobiego.

Jeżeli płaszczyznę xy potraktujemy jako zespoloną i jeśli położymy $z = x + iy$, to równania (1) można zapisać w postaci:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + 2i\frac{dz}{dt} = \operatorname{grad}_z \Omega = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial x}\right) + i\left(\frac{\partial \Omega}{\partial y}\right), \tag{2}$$

zaś całka Jacobiego przyjmie postać:

$$\left|\frac{dz}{dt}\right|^2 = 2\Omega - C.$$

Przetransformujmy konforemnie płaszczyznę zmiennej zespolonej z na płaszczyznę zmiennej zespolonej $w = u + iv$ za pomocą funkcji f. Transformację tę można zapisać $z = f(w)$. Czas fizyczny t przetransformujemy w pseudo-czas τ za pomocą związku $dt = g(w)\, d\tau$. Wtedy równania ruchu (2) przyjmą postać:

$$\frac{d^2w}{d\tau^2} + 2ig\frac{dw}{d\tau} + i\frac{dw}{d\tau} Im\left[\frac{d\overline{w}}{d\tau} \operatorname{grad}_w \ln\left(g/\left|\frac{df}{dw}\right|^2\right)\right] = \operatorname{grad}_w\left[\left(g/\left|\frac{df}{dw}\right|^2\right) U\right] \tag{3}$$

gdzie $U = \Omega - C/2$. Postać równań ruchu jest dość skomplikowana i dlatego należy uprościć równania (3) za pomocą odpowiednio dobranej funkcji regularyzującej.

W zagadnieniu regularyzacji należy wyróżnić tzw. regularyzację „ogólną" używaną przez Birkhoffa. Polega ona na usunięciu osobliwości w punktach P_1 i P_2, gdzie są umieszczone masy skończone, ale za to wprowadza nowy punkt osobliwy znajdujący się na osi rzeczywistej między tymi punktami. Natomiast regularyzacja „lokalna" usuwa tylko jedną osobliwość. W obu przy-

padkach należy wprowadzić nowe współrzędne i nowy czas. Od czasów Sundmanna wiadomo, że transformacja zmiennej niezależnej jest konieczna i wystarczająca do dokonania regularyzacji, co pociąga za sobą pewne możliwe związki między funkcjami f i g. Często przyjmuje się, że:

$$g(w) = \left|\frac{df}{dw}\right|^2 = J,$$

gdzie J jest jacobianem przekształcenia płaszczyzny z w płaszczyznę w. Przy takim wyborze funkcji regularyzacyjnej równanie (3) upraszcza się do postaci:

$$\frac{d^2w}{d\tau^2} + 2i\left|\frac{df}{dw}\right|^2 \frac{dw}{d\tau} = \operatorname{grad}_w\left[\left|\frac{df}{dw}\right|^2 U\right], \tag{4}$$

lub do postaci

$$\frac{d^2w}{d\tau^2} + \lambda(w)\frac{dw}{d\tau} = \operatorname{grad}_w \Omega^*, \tag{5}$$

gdzie $\lambda(w) = 2i\left|\frac{df}{dw}\right|^2$, oraz $\Omega^* = \left|\frac{df}{dw}\right|^2 U$.

Równanie (5) ma postać podobną do równań (2) zapisanych w sposób następujący:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \nu(z)\frac{dz}{dt} = \operatorname{grad}_z \Omega,$$

gdzie $\nu(z) = 2i$.

Widać z tego, że przy takiej transformacji równania ruchu zachowują swoją postać. Możliwe są też inne związki pomiędzy funkcjami f i g jak np. używana przez Arenstorfa zależność:

$$g(w) = \left|w\frac{df}{dw}\right|^2.$$

Po transformacji tej równania ruchu przyjmą postać:

$$\frac{d^2w}{d\tau^2} + 2i\left|w\frac{df}{dw}\right|^2 \frac{dw}{d\tau} + \left[\left(\frac{dw}{d\tau}\right)^2 w - \left|\frac{dw}{d\tau}\right|^2 \bar{w}\right]/|w|^2 = \operatorname{grad}_w\left[\left|w^2\frac{df}{dw}\right|^2 U\right].$$

Równanie to ma całkę Jacobiego w postaci:

$$\left|\frac{dw}{d\tau}\right|^2 = 2\left|w^2\frac{df}{dw}\right|^2 U.$$

Według Arenstorfa przy regularyzacji należy stosować zasadę dynamicznej równoważności. Zasada ta wymaga, aby rozwiązanie znane w fizycznej płaszczyźnie xy ze względu na czas t miało swoje dynamiczne odpowiedniki (oprócz geometrycznych) ze względu na nową zmienną czasową τ.

Zajmiemy się teraz wyborem samej funkcji $f(w)$, co ma bardzo istotne znaczenie w zagadnieniu regularyzacji. Poniżej podajemy kilka często używanych jej postaci.

1) Funkcja $f(w)$ użyta w transformacji Thielego-Burrau ma postać:

$$f(w) = \mu - \cos^2\frac{1}{2}w.$$

Usuwa ona osobliwości punktów P_1 i P_2, w których znajdują się masy. Na skutek tej transformacji bieguny orbity ejekcyjnej stają się krzywymi regularnymi, które bez nieciągłości przechodzą przez te punkty. Szczególną postacią tej transformacji, tzw. przekształceniem Thielego $f(w) = \cos w$, posługiwano się w pracach kopenhaskich.

2) Funkcja $f(w)$ stosowana przy transformacji podanej przez Levi-Civita usuwa jedną osobliwość w zależności od tego, którą z zależności użyjemy:

$$f(w) = \mu + w^2,$$

lub

$$f(w) = \mu - 1 + w^2.$$

3) W transformacji Birkhoffa jest:

$$f(w) = [w^2 + \mu(1-\mu)]/[2w + 1 - 2\mu].$$

Po transformacji tej zostają usunięte osobliwości w punktach P_1 i P_2, ale zostaje wprowadzona nowa osobliwość między tymi punktami w połowie odległości między nimi.

4) W transformacji Lemaitre'a używa się dwóch funkcji:

$$f(w) = -\frac{1}{4}\left[\frac{(w+\alpha)^4 + 4\alpha(w+\alpha)^2 + 1}{(w+\alpha)^2}\right], \quad \alpha = \frac{1}{2} - \mu,$$

lub

$$q(w) = f(p) = -\frac{1}{4}(p^2 + p^{-2}).$$

Układ z może być transformowany w układ w albo układ q w p. Związki między układami są dane zależnościami:

$$q = z + \frac{1}{2} - \mu,$$

$$p = w + \frac{1}{2} - \mu.$$

Układy p i w są układami regularyzacyjnymi. Równania ruchu w układzie q posiadają taką samą postać, jaką mają równania (2) i (4). Można więc je zapisać:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2i\frac{dq}{dt} = \operatorname{grad}_q \Omega,$$

a całka Jacobiego jest:

$$\left|\frac{dq}{dt}\right|^2 = 2\Omega - C.$$

Transformacje regularyzujące stosuje się również w przypadku posługiwania się równaniami ruchu w formie Hamiltona, ale o tym nie będzie mowy w tym artykule. Szczególnie duże zasługi w tym kierunku położyły prace Arenstorfa.

W związku z regularyzacją powstaje pytanie, co jest krzywą zerowej prędkości, gdy użyjemy powyższych transformacji? Jak wiadomo krzywe zerowej prędkości wyznaczają obszary możliwości ruchu i spełniają równanie:

$$\left|\frac{dz}{dt}\right|^2 = 0,$$

lub

$$2\Omega = C.$$

Rozwiązanie powyższych równań przedstawia rodzinę krzywych dla danych

wartości stałej Jacobiego C. Po użyciu którejś z powyższych transformacji całka Jacobiego przyjmie postać:

$$\left|\frac{dw}{d\tau}\right|^2 = 2\,\Omega^*,$$

gdzie

$$\Omega^* = \left|\frac{df}{dw}\right|^2 \left[\Omega - \frac{1}{2}C\right].$$

Występująca w równaniu na Ω^* funkcja Ω jest zależna od transformowanych zmiennych $x(u, v)$, $y(u, v)$. Otrzymuje się ją z funkcji $\Omega = \Omega(x, y)$, występującej w równaniach (1) i (2) przez transformację $z = f(w)$. Zatem transformowane krzywe zerowej prędkości są krzywymi zerowej regularyzowanej prędkości. Stosowanie więc jednej z powyższych transformacji do równania $2\Omega(x, y) = C$ daje równanie $2\Omega(u, v) = C$, co jest odwzorowaniem płaszczyzny xy na płaszczyznę uv. Krzywe zerowej prędkości na płaszczyźnie xy otrzymuje się z całki Jacobiego. W analogiczny sposób w układzie regularyzacyjnym jest utworzona całka Jacobiego:

$$\left(\frac{du}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2 = 2\Omega^*(u, v).$$

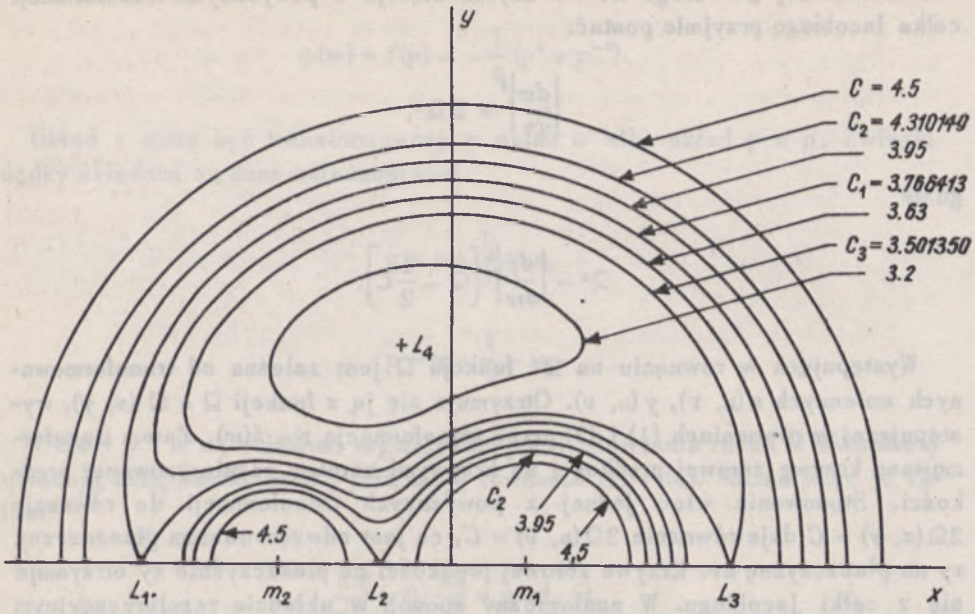
Należy więc rozpatrywać krzywe:

$$2\Omega^*(u, v) = \text{const} = C^*,$$

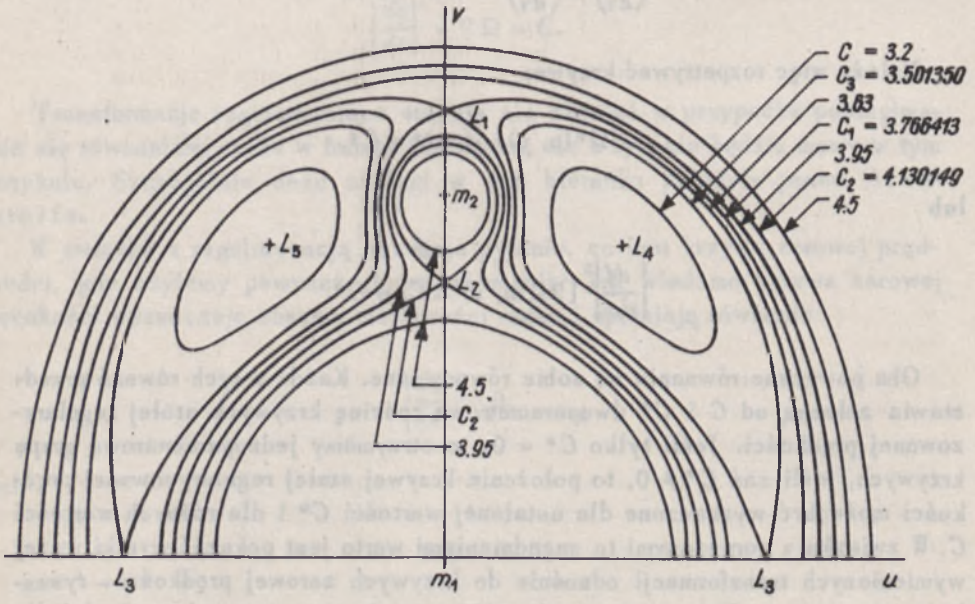
lub

$$\left|\frac{df}{dw}\right|^2 [2\Omega(u, v) - C] = C^*.$$

Oba powyższe równania są sobie równoważne. Każde z tych równań przedstawia zależną od C i C^* dwuparametrową rodzinę krzywych stałej regularyzowanej prędkości. Jeśli tylko $C^* = 0$, to otrzymamy jednoparametrową grupę krzywych, jeśli zaś $C^* \neq 0$, to położenie krzywej stałej regularyzowanej prędkości może być wyznaczone dla ustalonej wartości C^* i dla różnych wartości C. W związku z poruszanymi tu zagadnieniami warto jest pokazać wyniki wyżej wymienionych transformacji odnośnie do krzywych zerowej prędkości – rysunki 2, 3, 4, 5, 6. Na rys. 2 przedstawione są krzywe zerowej prędkości dla $\mu = 0.30$ i siedmiu wartości stałej Jacobiego C. Rysunek ten jest symetryczny

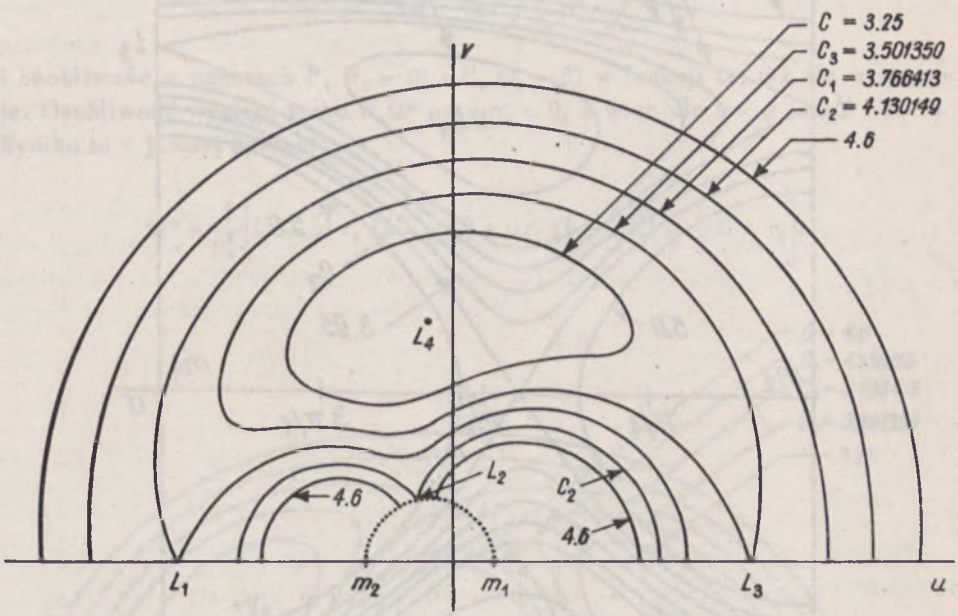


Rys. 2. Krzywe zerowej prędkości na płaszczyźnie xy



Rys. 3. Krzywe zerowej prędkości po transformacji Levi-Civita

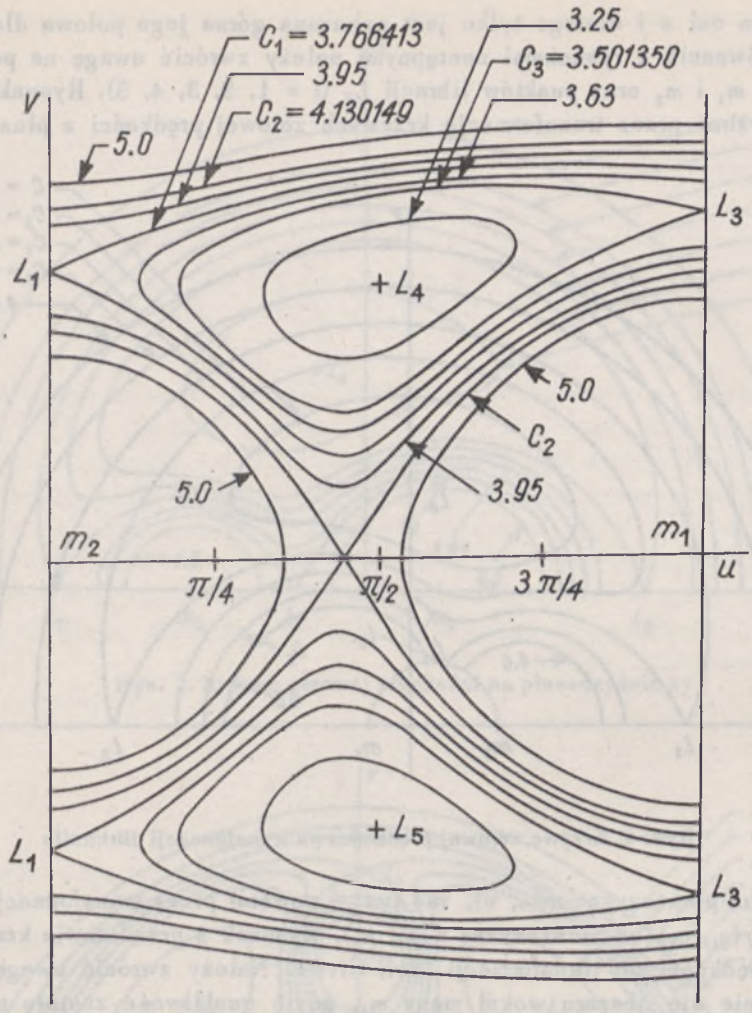
względem osi x i dlatego tylko jest pokazana górna jego połowa dla $y > 0$. Dla porównania z rysunkami następnymi należy zwrócić uwagę na położenie punktów m_1 i m_2 oraz punktów libracji L_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$). Rysunki 3, 4, 5 są utworzone przez transformację krzywych zerowej prędkości z płaszczyzny



Rys. 4. Krzywe zerowej prędkości po transformacji Birkhoffa

$z(x, y)$ na płaszczyznę $w(u, v)$, zaś rys. 6 powstał przez transformację płaszczyzny $q(q_1, q_2)$ na płaszczyznę $p(p_1, p_2)$. Rysunek 3 przedstawia krzywe zerowej prędkości po transformacji Levi-Civita. Należy zwrócić uwagę na powiększenie się obszaru wokół masy m_1, gdzie osobliwość została usunięta, oraz na przesunięcie początku układu współrzędnych do punktu m_1. Na rys. 4 oś x między masami m_1 i m_2 z rys. 2 została przetransformowana w koło o promieniu 1/2 przechodzące przez obie masy m_1 i m_2. Punktowi $z = \infty$ odpowiada $w = \mu - 1/2$, gdzie umieszczony jest środek tego koła. Rysunek 5 obrazuje krzywe zerowej prędkości po transformacji Thielego, w rezultacie czego powstała figura periodyczna z okresem 2π w zmiennej u. Na rysunku pokazano przedział $0 < u < \pi$. Na rys. 6 oś x między m_1 i m_2 została przetransformowana w koło o promieniu jednostkowym i o początku w środku między masami m_1 i m_1. Masy te znajdują się na okręgu w punktach $p_1 = \pm 1$ dla m_1 i $p_2 = \pm i$ dla m_2.

Rozpatrzmy teraz równanie (4), przyjmując zgodnie z Birkhoffem, że funkcja $f(w)$ ma postać:



Rys. 5. Krzywe zerowej prędkości po transformacji Thielego

$$f(w) = z = \frac{w^2 + \mu(1-\mu)}{2w + 1 - 2\mu}.$$

Jeżeli: $r_1 = |z - \mu|$, $r_2 = |z - \mu + 1|$,

$\rho_1 = |w - \mu|$, $\rho_2 = |w - \mu + 1|$, $\rho_3 = |w - \mu + \frac{1}{2}|$,

to:

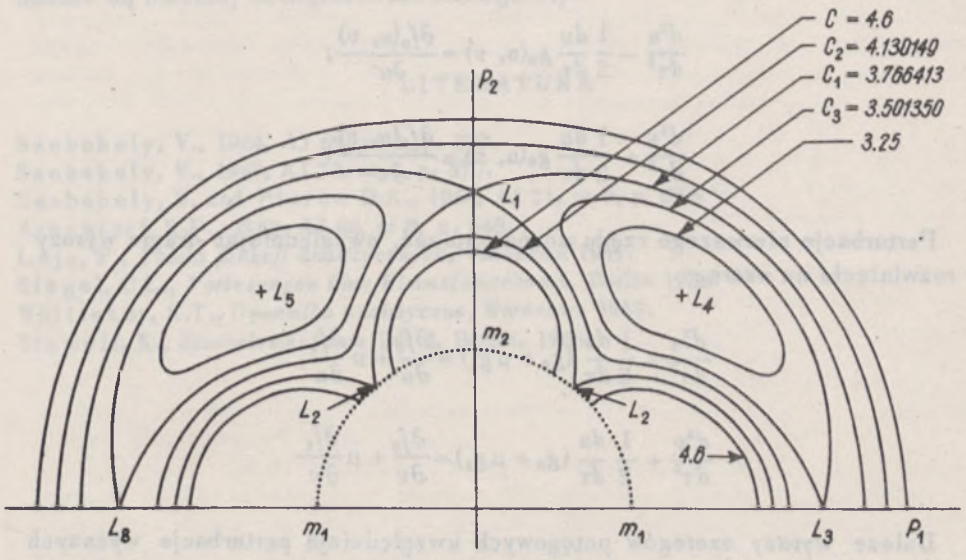
$$\left|\frac{df}{dw}\right| = \frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{2\rho_3^2}$$

występuje w równaniach (4) i (5) jako czynnik przy $dw/d\tau$ i w funkcji Ω^*. Wtedy otrzymamy:

$$\Omega^* = \left(\Omega - \frac{1}{2}C\right)\left(\frac{r_1 \cdot r_2}{\rho_3^2}\right)$$

i osobliwość w punktach P_1 ($r_1 = 0$) i P_2 ($r_2 = 0$) w funkcji tej już nie występuje. Osobliwość wystąpi tylko w Ω^* przy $\rho_3 = 0$, a więc dla $u = \mu - 1/2$ i $v = 0$. Wynika to z jawnej postaci:

$$\Omega^* = \frac{1}{\rho_3^2}\left[(1-\mu)\, r_2\,(1 + \frac{1}{2}r_1^3) + \mu r_1\,(1 + \frac{1}{2}r_2^3) - \frac{1}{2}C\, r_1\, r_2\right].$$



Rys. 6. Krzywe zerowej prędkości po transformacji Lemaitre'a

Punkt osobliwy dla $\rho_3 = 0$ znajduje się między punktami P_1 i P_2. Warunek $\rho_3 = 0$ jest równoważny warunkowi $2w + 1 - 2\mu = 0$, co odpowiada $z = \infty$. Dlatego równania ruchu na płaszczyźnie w nie zawierają osobliwości tak długo, jak długo trzecie ciało znajduje się w skończonej płaszczyźnie z. W wyrażeniach na Ω^* i ρ_i ($i = 1, 2, 3$) występuje μ, a więc możemy je rozwinąć na szeregi według potęg μ:

$$\left(\frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{\rho_3^2}\right)^2 = g_0(w) + \mu\, g_1(w) + \ldots,$$

$$\Omega^* = f_0(w) + \mu f_1(w) + \ldots$$

Wtedy równania ruchu na płaszczyźnie w będą miały postać:

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} - \frac{1}{2}\frac{dv}{d\tau}\sum_{k=0}^{\infty} g_k \mu^k = \sum_{k=0}^{\infty}\frac{\partial f_k}{\partial u}\mu^k,$$

$$\frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{1}{2}\frac{du}{d\tau}\sum_{k=0}^{\infty} g_k \mu^k = \sum_{k=0}^{\infty}\frac{\partial f_k}{\partial v}\mu^k.$$

Należy zauważyć, że w zagadnieniu dwóch ciał jest $\mu = 0$, gdyż $m_2 = 0$ i w obracającym się zregularyzowanym układzie otrzymamy:

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} - \frac{1}{2}\frac{dv}{d\tau} g_0(u, v) = \frac{\partial f_0(u, v)}{\partial u},$$

$$\frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{1}{2}\frac{du}{d\tau} g_0(u, v) = \frac{\partial f_0(u, v)}{\partial v}.$$

Perturbacje pierwszego rzędu można zapisać, uwzględniając drugie wyrazy w rozwinięciu na szereg:

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} - \frac{1}{2}\frac{dv}{d\tau}(g_0 + \mu g_1) = \frac{\partial f_0}{\partial u} + \mu\frac{\partial f_1}{\partial u},$$

$$\frac{d^2v}{d\tau^2} + \frac{1}{2}\frac{du}{d\tau}(g_0 + \mu g_1) = \frac{\partial f_0}{\partial v} + \mu\frac{\partial f_1}{\partial v}$$

Dalsze wyrazy szeregów potęgowych uwzględniają perturbacje wyższych rzędów. Należy zaznaczyć, że postać jawna współczynników f_k i g_k dla $(k = 1, \ldots n)$ jest dość skomplikowana. Są one funkcjami współrzędnych biegunowych na płaszczyźnie w. Współczynniki f_k można zapisać za pomocą wielomianów Legendre'a P_k. Dla $\mu = 0$ zagadnienie to bardzo się upraszcza. Niżej podajemy postać współczynników f_k i g_k dla tego przypadku:

$$g_0 = \frac{|w(w+1)|^2}{c^4},$$

$$f_0 = \frac{1}{8}\left(\frac{g_0 h_0}{4} + \frac{4 P_0 h_0^*}{c} - C g_0\right),$$

$$h_0 = \frac{|w|^4}{\left|w + \frac{1}{2}\right|^2}, \quad h_0^* = \frac{|w+1|^2}{\left|w + \frac{1}{2}\right|^2}, \quad P_0 = 1,$$

gdzie C jest stałą Jacobiego a $c = |w + 1/2|$. Dla $\mu = 0$ transformacja czasu t w pseudo-czas τ wyraża się również prostym wzorem:

$$d\tau = \int_{t_0}^{t} \frac{dt}{|df/dw|^2} = 4 \int_{t_0}^{t} \frac{dt}{g(u, v)} = 4 \int_{t_0}^{t} \frac{dt}{g_0[w(t)]}.$$

Omawiane w tym artykule zagadnienia mają obecnie bardzo ważne znaczenie w mechanice nieba, o czym świadczą liczne prace na ten temat. Należy zaznaczyć, że na podstawie wyników otrzymanych w zagadnieniu trzech ciał badane są bardziej skomplikowane konfiguracje.

LITERATURA

Szebehely, V., 1964, AJ 69, nr 4, p. 309.
Szebehely, V., 1967, AJ 72, nr 3, p. 370.
Szebehely, V. and Pierce D.A., 1966, AJ 71, nr 9, p. 886.
Arenstorf, R.F., 1963, AJ 68, nr 8, p. 548.
Leja, F., *Teoria funkcji analitycznych*, Warszawa 1957.
Siegel, C.L., *Vorlesungen über Himmelsmechanik*, Berlin 1956.
Whittaker, E.T., *Dynamika analityczna*, Warszawa 1959.
Stumpff, K., *Himmelsmechanik* Bd. 2, Berlin, 1965.

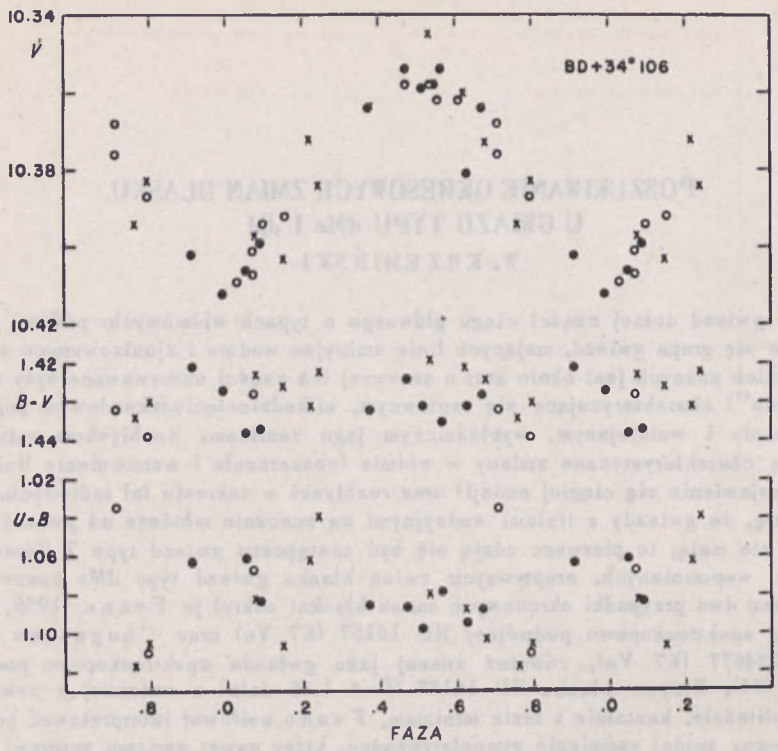
POSZUKIWANIE OKRESOWYCH ZMIAN BLASKU U GWIAZD TYPU dMe I dM

W. KRZEMIŃSKI

Wśród gwiazd dolnej części ciągu głównego o typach widmowych: późnym K oraz M znajduje się grupa gwiazd, mających linie emisyjne wodoru i zjonizowanego wapnia. Gwiazd takich znanych jest około stu; u znacznej ich części obserwowane były rozbłyski („flares") charakteryzujące się raptownym, kilkudziesięciosekundowym pojaśnieniem gwiazdy i wolniejszym, wykładniczym jego zanikiem. Rozbłyskom optycznym towarzyszą charakterystyczne zmiany w widmie (poszerzenie i wzmocnienie linii emisyjnych, pojawienie się ciągłej emisji) oraz rozbłyski w zakresie fal radiowych. Przypuszcza się, że gwiazdy z liniami emisyjnymi są znacznie młodsze od gwiazd, które tych linii nie mają; te pierwsze zdają się być następcami gwiazd typu T Tauri.

Oprócz wspomnianych, eruptywnych zmian blasku gwiazd typu dMe znane były w literaturze dwa przypadki okresowych zmian blasku: odkrył je Evans (1959, 1964) u gwiazdy spektroskopowo podwójnej HD 16157 (K7 Ve) oraz Chugainov (1966) u HDE 234677 (K7 Ve), również znanej jako gwiazda spektroskopowo podwójna (Kraft 1964). Krzywe blasku HD 16157 (P = 1,56 dnia) o zmiennej z sezonu na sezon amplitudzie, kształcie i fazie minimum, Fvans usiłował interpretować poprzez skomplikowany model zaćmienia atmosferycznego, który nawet samemu autorowi wydawał się bardzo nieprzekonywający. Chugainov (1966) poszukując rozbłysków wykrył sinusoidalne zmiany blasku u HDE 234677 (P = 3,83 dnia) o amplitudzie 0,25 mag. w 1965 r.; gwiazda ta była stała w 1960 r. Usiłując wyjaśnić obserwowane zjawisko sugerował on, że istnienie plamy na powierzchni rotującej gwiazdy mogłoby być źródłem obserwowanych zmian jasności.

Wspomniane odkrycia nasunęły pytanie, czy inne gwiazdy ciągu głównego późnych typów o liniach emisyjnych w widmie i bez nich, nie okazują tego rodzaju okresowych zmian blasku oraz czy takie zmiany mogą być związane z podwójnością. Celem sprawdzenia tego autor obserwował fotoelektrycznie w systemie UBV ok. 10 gwiazd w zakresie typów widmowych dK7–dM3,5; obserwacje były prowadzone latem roku 1966 i 1967 na 60-calowym (1,5-metrowym) teleskopie na Mount Wilson. Okazało się, że cztery spośród sześciu obserwowanych gwiazd o liniach emisyjnych są zmienne i dla dwóch spośród nich można było dość dokładnie wyznaczyć okresy. Amplitudy zmian blasku w paśmie V wynoszą ok. 0,08 mag., towarzyszy im stałość wskaźnika barwy $B - V$. Krzywą blasku gwiazdy BD + 34°106 ilustruje rys. 1. Należy nadmienić, że gwiazdy o liniach emisyjnych przez kilka procent czasu obserwacyjnego okazywały rozbłyski; obserwacje takie nie zostały włączone do wyznaczenia okresów tych gwiazd. Porównanie obserwacji gwiazdy HDE 234677 wykonanych przez Chugainova i autora (rys. 2) wskazuje na znaczne zmniejszenie amplitudy zmian blasku pomiędzy rokiem 1965 i 1966; oprócz tego nastąpiło przesunięcie fazowe pomiędzy rokiem 1966 i 1967, lecz okres zmian pozostał stały (rys. 2 i 3). Pozostałe gwiazdy o liniach emisyjnych i bez nich nie okazywały zmian blasku w granicach dokładności pomiarów (tj. większych niż 0,02 mag.). Wydaje się zatem, że można znaleźć

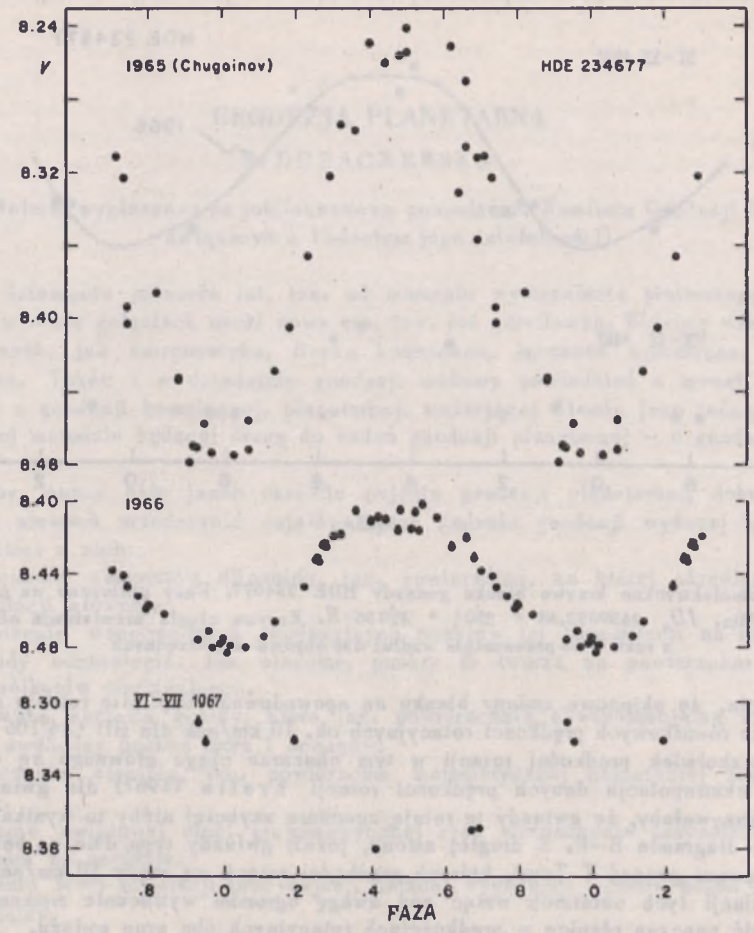


Rys. 1. Fotoelektryczne krzywe blasku gwiazdy BD + 34°106. Fazy zostały obliczone z elementów Min. $JD_{\odot}$ = 2439380.82 + $2^{d}.170$ E. Krzyżykami oznaczono obserwacje uzyskane w lipcu i sierpniu 1966, kółkami — wrześniu i październiku 1966, zaś kropkami — obserwacje z okresu lipiec-wrzesień 1967 r.

okresowe lub quasi — okresowe zmiany blasku wśród gwiazd mających linie emisyjne w widmie, brak ich jednak wśród gwiazd bez linii emisyjnych.

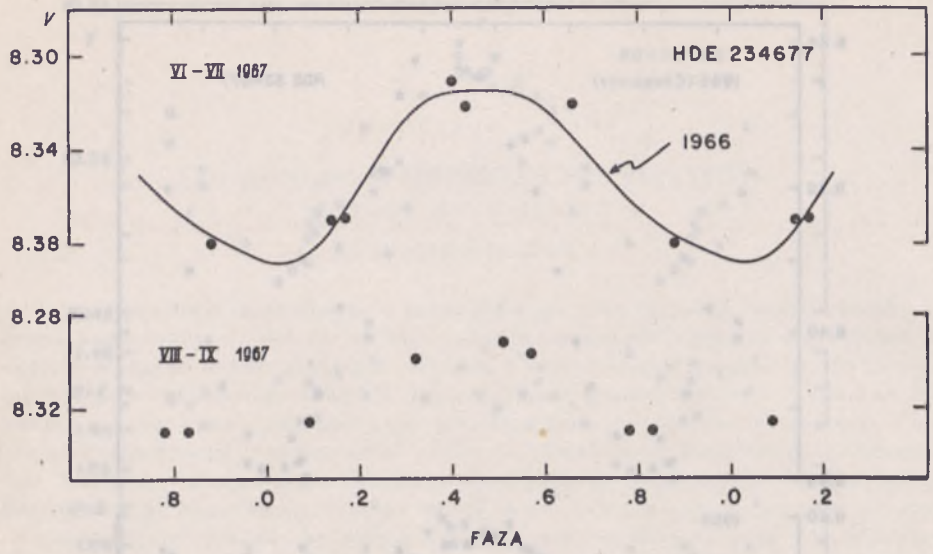
Gwiazdy BD + 34°106 i HDE 234677 są spekroskopowo podwójne, lecz AC + + 31°70565 (okres zmian fotometrycznych ok. 2 dni) nie pokazuje żadnych zmian prędkości radialnych. Okres spektroskopowy HDF 234677 wynosi 5.981 dnia (Krzemiński i Kraft 1967) i jest liczbą niewspółmierną w stosunku do okresu fotometrycznego 3.836 dnia. Obserwowane przesunięcia fazowe u HD 16157 i 234677 przeczą jakiemukolwiek usiłowaniu wyjaśnienia obserwowanych zmian blasku poprzez hipotezę zaćmień. Ponadto sinusoidalny charakter zmian krzywej jasności u HDE 234677 sugerowałby układ kontaktowy, tymczasem z orbity spektroskopowej wiadomo, że odległość pomiędzy składnikami wynosi blisko 30 ich promieni. Powyższe fakty wskazują, że ruch orbitalny nie może być przyczyną zmian blasku wśród obserwowanej grupy gwiazd.

Interpretację krzywych jasności poprzez pulsacje należy również odrzucić, gdyż znalezione okresy są o dwa rzędy wielkości dłuższe od okresów pulsacji niestabilnych gwiazd typu M ciągu głównego (Gabriel 1967). Dlatego też najbardziej obiecu-



Rys. 2. Fotoelektryczne krzywe blasku gwiazdy HDE 234677. Fazy zostały obliczone z elementów Min. $JD_{\odot}$ = 2439033.48 + $3.^{d}$ 836 E.

jącą próbą interpretacji jest pierwotna sugestia Chugainova, iż źródłem zmian blasku jest niejednorodna jasność powierzchniowa gwiazdy, będącej przedmiotem rotacji. Obecność silnych linii emisyjnych wodoru oraz Ca II jak i aktywność rozbłyskowa nie przeczą hipotezie istnienia plam czy „zakłóconych obszarów" na powierzchni gwiazd typu dMe. Brak emisji wśród gwiazd dM zdaje się wskazywać, że aktywność zamiera z czasem i dlatego gwiazdy te nie okazują zmian blasku. Jeżeli przyjmiemy, aby w najgrubszym przybliżeniu wyjaśnić zmiany jasności BD + 34°106, że mamy do czynienia tylko z jedną plamą, której temperatura jest o 350° (czyli o dwie podklasy widmowe) niższa niż pozostała część gwiazdy, wówczas znajdziemy, że taka plama pokrywałaby ok. 10% powierzchni gwiazdy. Wynikająca stąd zmiana temperatury efektywnej gwiazdy spowodowałaby zmianę wskaźnika barwy $(B-V)$ o ok. 0,01 mag. i byłaby niewykrywalna w widmie gwiazdy.



Rys. 3. Fotoelektryczne krzywe blasku gwiazdy HDE 234677. Fazy obliczono na podstawie elementów Min. $JD_{\odot}$ 2439033.48 + $2^{d}.01$ + $3^{d}.836$ E. Krzywa ciągła przedstawia obserwacje z roku 1966 przesunięte wzdłuż osi obydwu współrzędnych

Przyjęcie, że okresowe zmiany blasku są spowodowane implicite rotacją gwiazdy prowadzi do równikowych prędkości rotacyjnych ok. 10 km/sek dla BD +34°106 i HDE 234677. Aczkolwiek prędkości rotacji w tym obszarze ciągu głównego są w ogóle nieznane, ekstrapolacja danych prędkości rotacji Krafta (1967) dla gwiazd typu Słońca wskazywałaby, że gwiazdy te rotują znacznie szybciej niżby to wynikało z ich pozycji na diagramie H–R. Z drugiej strony, jeżeli gwiazdy typu dMe są bezpośrednimi następcami gwiazd T Tauri, których prędkości rotacji są rzędu 50 km/sek, należy w ewolucji tych ostatnich wziąć pod uwagę ogromne wytracenie momentu pędu aby wyjaśnić znaczną różnicę w prędkościach rotacyjnych obu grup gwiazd.

LITERATURA

Chugainov, P. F., 1966, Comm. 27 of the IAU Bull. No. 122 (Konkoly Observatory).
Evans, D. S., 1959, M.N.R.A.S. 119, 526.
Evans, D. S., 1964, M.N. Astr. Soc. So. Africa, 23, 68.
Gabriel, M., 1967, Ann. d'Ap. 30, 745.
Kraft, R. P., 1964, nieopublikowane.
Kraft, R. P., 1967, Ap. J. 150, 551.
Krzemiński, W., Kraft, R. P., 1967, A.J. 72, 307.

GEODEZJA PLANETARNA

W. DOBACZEWSKA

(Referat wygłoszony na jubileuszowym posiedzeniu Komitetu Geodezji PAN związanym z 15-leciem jego działalności)

Od dziesięciu przeszło lat, tzn. od momentu wystrzelenia pierwszego satelity, nastała w wielu gałęziach nauki nowa era, tzw. era satelitarna. Widzimy wielki rozwój takich nauk, jak astronautyka, fizyka kosmiczna, łączność kosmiczna, medycyna kosmiczna. Także i w dziedzinie geodezji możemy powiedzieć o nowej gałęzi tej nauki — o geodezji kosmicznej, planetarnej, traktującej Ziemię jako jedną z planet, i o nowej metodzie będącej drogą do zadań geodezji planetarnej — o geodezji satelitarnej.

Ażeby można było jasno określić pojęcie geodezji planetarnej, dobrze byłoby w kilku słowach przedstawić najgłówniejsze zadania geodezji wyższej klasycznej. Oto niektóre z nich:

- Wyznaczenie elementów elipsoidy, tzn. powierzchni, na której określamy punkty triangulacji głównej.
- Wyznaczenie współrzędnych geodezyjnych punktów tej triangulacji na powierzchni elipsoidy odniesienia. Jak wiadomo, punkty te tworzą na powierzchni elipsoidy sieć trójkątów sferoidalnych.
- Określenie kształtu geoidy, która jest powierzchnią ekwipotencjalną wyznaczoną przez swobodny poziom mórz i oceanów.
- Wyznaczenie sferoidy, tzn. powierzchni matematycznej najbardziej zbliżonej do geoidy.
- Założenie światowej sieci grawimetrycznej oraz wyznaczenie przyśpieszenia siły ciężkości na geoidzie.
- Założenie sieci niwelacji precyzyjnej, dającej wysokości reperów ponad powierzchnią geoidy.

Geodezja wyższa jest to dziedzina geodezji związana z pomiarami podstawowymi, zajmująca się określeniem układów stanowiących poziom odniesienia dla innych pomiarów geodezyjnych bardziej szczegółowych. I tak geoida jest poziomem odniesienia dla wyznaczenia przebiegu fizycznej powierzchni Ziemi, sieć triangulacji na elipsoidzie odniesienia stanowi osnowę dla sieci triangulacji lokalnych, a względem tych z kolei określa się położenie miast, osiedli itp.

Można powiedzieć, że do czasu ery satelitarnej problemy geodezji wyższej klasycznej były rozwiązywane w przestrzeni dwuwymiarowej. Weźmy dla przykładu: położenie punktów triangulacji wyznaczają dwie współrzędne: szerokość i długość geodezyjna na elipsoidzie, szerokość i długość geograficzna na kuli lub x, y na płaszczyźnie. Poziomem odniesienia dla triangulacji jest bowiem powierzchnia matematyczna jak elipsoida, kula a przy mniejszych obszarach płaszczyzna. W związku z tym obserwacje wykonywane na fizycznej powierzchni Ziemi podlegają licznym i precyzyjnym redukcjom, w rezultacie których otrzymujemy położenie fikcyjnego punktu na tej powierzchni odniesienia. Natomiast układem odniesienia systemu

wysokościowego są repery, które tworzą sieć niwelacji precyzyjnej. Nie będę tu wyliczała niezliczonych problemów związanych z określeniem położenia punktu triangulacyjnego na elipsoidzie i określeniem wysokości reperu ponad geoidą. Problemy te dla wielu obecnych są bardzo dobrze znane i nie miejsce tu o nich wspominać.

Coraz częściej jednak dawało się odczuć, że metody geodezji klasycznej stawały się niewystarczające, gdy trzeba było rozwiązywać problemy geodezyjne związane z dużymi obszarami, czy nawet całą Ziemią. Weźmy dla przykładu zagadnienie łączenia geodezyjnych sieci triangulacyjnych poszczególnych krajów w sieci kontynentalne. Jednoczesne wyrównywanie wielu setek punktów triangulacyjnych, wprowadzanie tysięcy różnych poprawek i warunków stwarzało zagadnienie nie do rozwiązania nawet przy wykorzystywaniu największych, elektronicznych maszyn cyfrowych. Problem nie tkwi tu w ilości liczenia, ale w jakości otrzymywanych wyników. Z drugiej strony, nie można zmniejszać liczby punktów triangulacyjnych przez wydłużanie boków trójkąta triangulacyjnego (których długości, jak wiadomo, wynoszą 20–30 km), gdyż w otrzymaniu precyzyjnych obserwacji zarówno kątowych jak i odległościowych na bardziej odległych punktach przeszkadza zarówno zakrzywienie Ziemi, jak i refrakcja oraz inne czynniki fizyczne.

Wykorzystanie sztucznych satelitów Ziemi pozwala na zakładanie triangulacyji satelitarnej o bokach posiadających długość rzędu kilku tysięcy kilometrów. Położenie punktów tej triangulacji określane jest względem układów przestrzennych w przestrzeni trójwymiarowej za pomocą trzech współrzędnych; mamy tu więc do czynienia z tzw. geodezją trójwymiarową. Pojęcia geodezji trójwymiarowej oderwane są od fizycznej powierzchni Ziemi, niepotrzebna tu jest ani geoida, ani elipsoida jako powierzchnia odniesienia. Punkt obserwacyjny jest od razu punktem triangulacji przestrzennej satelitarnej, nie rzutujemy go na żadną powierzchnię odniesienia. Przy wyznaczaniu kierunków boków triangulacyjnych nie mamy do czynienia z celową przebiegającą blisko powierzchni Ziemi, lecz skierowaną od Ziemi wysoko w kierunku satelity, powstaje przez to, jak już było wspomniane, możliwość zwiększenia odległości między punktami triangulacji do kilku tysięcy kilometrów, a więc dzięki metodzie satelitarnej jesteśmy w stanie określić współrzędne szeregu punktów bardzo odległych od siebie, możemy także założyć jednolitą światową sieć triangulacji satelitarnej. Realizacja takiego zadania stanie się punktem wyjścia do większości globalnych zagadnień geodezji trójwymiarowej.

Nie możemy powiedzieć, że rozwój metody satelitarnej w geodezji dyskontuje metody klasyczne, ale właśnie je uzupełnia, stanowiąc ogniwo, którego brak dawał się w ostatnich czasach wyraźnie odczuwać przy dążeniach do rozszerzania pomiarów geodezyjnych na wielkie obszary, dowiązywaniu izolowanych wysp i lądów do sieci kontynentalnych, tworzeniu dużych układów triangulacyjnych.

Czego więc może oczekiwać geodezja po metodach satelitarnych?

- Wykorzystania triangulacji satelitarnej dla wzmocnienia triangulacji klasycznej dużych obszarów.
- Łączenia dwóch sieci triangulacji klasycznej, czyli dowiązywania jednej sieci triangulacyjnej do drugiej bez konieczności wspólnego przeprowadzania wyrównywania obserwacji.
- Wyznaczenia położenia elipsoidy odniesienia względem środka ciężkości Ziemi i osi obrotu Ziemi, co metodami geodezji wyższej klasycznej było praktycznie niemożliwe do wykonania.
- Założenia ogólnoziemskiego układu zerowego z punktami światowej sieci geodezyjnej, który stanie się punktem wyjścia do większości zagadnień geodezji trójwymiarowej.

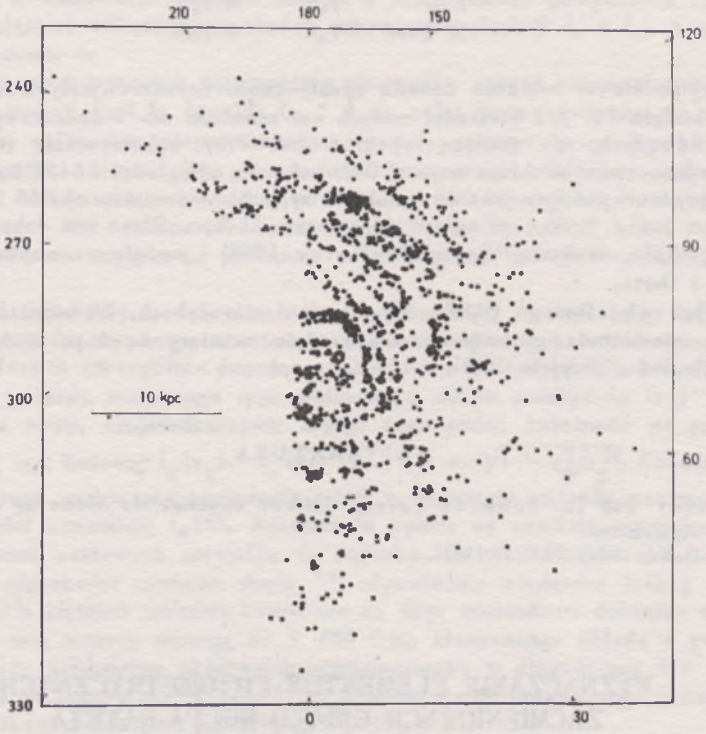
Są to zadania związane z potrzebami zarówno nauki jak i służb geodezyjnych, ale wiele też od metod satelitarnych oczekuje tylko nauka. Rola obserwacji satelitarnych w wyznaczaniu figury Ziemi i jej pola grawitacyjnego jest niezaprzeczalnie bardzo istotna i dzięki nim jesteśmy w stanie dokonać wyznaczenia harmonik potencjału siły ciężkości Ziemi wysokich rzędów i z wielką dokładnością nieosiągalną metodami klasycznymi. Co więcej, możemy dziś przenieść problemy geodezji dynamicznej satelitarnej w pobliże Księżyca i planet i rozwiązywać analogiczne problemy w odniesieniu do naszych sąsiadów w Układzie Słonecznym. Wiele nowych prac naukowych dotyczy selenodezji, obejmującej problemy geodezyjne przeniesione na Księżyc, a także zagadnienia wykorzystania obserwacji Księżyca i jego sztucznych satelitów dla rozwiązania niektórych zadań geodezji na Ziemi. Powracając na Ziemię, należy też wspomnieć o innych możliwościach zastosowania geodezji satelitarnej – a mianowicie o wykorzystaniu obserwacji satelitarnych do wyznaczania ruchu bieguna i ruchów kontynentów. Toteż nic dziwnego, że nie ma państwa na świecie prowadzącego geodezyjne badania naukowe, które by nie zajmowało się tą nową dziedziną geodezji, jaką jest geodezja planetarna. Duża ilość prac naukowych, wiele międzynarodowych sympozjonów i konferencji, praca licznych organizacji naukowych, komitetów i grup roboczych poświęcona tym zagadnieniom, współpraca z astronomami świadczy o ogromnym zainteresowaniu tą tematyką i o wielkiej jej atrakcyjności dla nauki. W związku z tym, że zadania praktyczne i obserwacje muszą być wykonywane na dużych obszarach, zachodzi potrzeba szeroko pojętej współpracy międzynarodowej i w tej dziedzinie. Geodezja planetarna stała się nauką międzynarodową i stanowi płaszczyznę do licznych kontaktów między uczonymi różnych krajów.

Trzeba w tym miejscu podkreślić ogromną zasługę Polskiej Akademii Nauk, w łonie której już w 1957 r., najpierw w ramach Międzynarodowego Roku Geofizycznego a następnie w Grupie Współdziałania pod nazwą Naukowe Badania przy Pomocy Sztucznych Satelitów Ziemi prowadzone były obserwacje i prace naukowe z tej dziedziny; należy także podkreślić wielki wkład Komitetu Geodezji PAN w rozwój geodezji planetarnej w Polsce poprzez starania o utworzenie placówki geodezyjnej w Polskiej Akademii Nauk, która obecnie jest główną komórką naukową w Polsce prowadzącą te prace w szerokim zakresie.

O UKŁADACH PIERŚCIENIOWYCH GWIAZD

K. KRASKIEWICZ

Dla wyznaczenia spiralnej struktury Galaktyki nie wystarcza znajomość odległości fotometrycznych, ze względu na ich zbyt małą dokładność. Dlatego stale czynione są poszukiwania cech czy obiektów, na podstawie których można by wyznaczać odległości geometrycznie. W trakcie cyklu prac dotyczących ciemnych obłoków materii i poświęconych wspomnianemu celowi, Isserstedt odkrył dziwnego kształtu układy gwiezdne. Układy te mające regularne, eliptyczne kształty z bardzo ostrymi, zewnętrznymi granicami zostały nazwane pierścieniami gwiezdnymi. Stosunek osi pierścieni jest zawarty w granicach od 1.0 do 1.7 i nie przewyższa 2.0. Twory te mają grubość



Struktura Galaktyki, opracowana na podstawie rozmieszczenia pierścieni gwiazdowych i przyjętym założeniu, że ich małe osie są identyczne (średnie rozmiary 7.1 pc). Położenie Słońca jest zaznaczone krzyżykiem

równą zwykle 1/25 małej osi i zawierają od 25 do 200 gwiazd. Gęstość gwiazd w pierścieniu jest średnio 4 razy większa niż w otaczającym polu.

Przegląd wszystkich „czerwonych" map Atlasu Palomarskiego pozwolił na odkrycie 1002 takich gwiezdnych pierścieni. Dodatkowe trzy bardzo duże pierścienie znalezione zostały przy wykorzystaniu Lick Observatory Sky Atlas. Współrzędne, rozmiary dużych i małych osi oraz kąty pozycyjne wszystkich obiektów zostały skatalogowane.

Celem przekonania się o realności fizycznej pierścieni, wyniki badań poddano testom statystycznym. Z testów tych wynika, że 80–90% obiektów ma znaczenie fizyczne. Pierścienie gwiezdne są młodymi obiektami zawierającymi ponad 10 razy więcej gwiazd typu O i B niż otaczające ogólne pole gwiazd. Wiele z nich wykryto w raczej dużej odległości od płaszczyzny równika. Pierścień wydaje się być rzutem cienkiej, elipsoidalnej skorupy, symetrycznej względem dużej osi. Twory te powstały, wydaje się, z elipsoidalnych i pierścieniowatych ciemnych obłoków, które zanikając wyprodukowały rozproszone gromadopodobne układy gwiazd.

Dla trzech pierścieni i jednej pierścieniowego typu asocjacji gwiazd O, wyznaczono fotometryczne moduły odległości. Wynikające rozmiary małych osi są następujące:

Ori	6.5 pc	± 0.7
Aql	7.6	± 1.3
Hya	7.2	± 1.5
(IC 2944	7.7	± 1.0)

Na tej podstawie założona została identyczność rozmiarów małych osi pierścieni – przyjęta średnia 7.1 pc. Wielkości małych osi ocenione dla 9 dodatkowych obiektów, bardziej odległych, nie przeczą tej hipotezie. Przy wykorzystaniu tego założenia została wyznaczona struktura naszej Galaktyki do odległości 15–20 kpc od Słońca. Otrzymany obraz podobny jest do galaktyki typu Sb o średnicy ok. 50 kpc. Kierunek ku centrum jest $l = 0^{\circ}$, a odległość do centrum 11 kpc. Obraz ten dobrze zgadza się ze znaną bliską strukturą (Schmidt-Kaler 1966) i modelem centralnych regionów Rougoora i Oorta.

Przegląd płyt Dużego Obłoku Magellana dostarczył ok. 20 obiektów o typowym wyglądzie pierścienia gwiezdnego. Ich średnie rozmiary są 6 pc z dyspersją ± 5% (moduł odległości przyjęto 18.8).

LITERATURA

J. Isserstedt and Th. Schmidt-Kaler, *Galactic Structure As Shown by a New Type of Stellar Aggregates.*
Rougoor G.W., 1964, BAN 17 (381).

WYZNACZANIE ELEMENTÓW FOTOMETRYCZNYCH ZAĆMIENIOWYCH GWIAZD WOLFA-RAYETA

S. RUCIŃSKI

Wyznaczanie elementów gwiazd zaćmieniowych, co do których dane obserwacyjne sugerują istnienie rozległej atmosfery jest skrajnie utrudnione przez fakt, że gwiazda

taka ma całkowicie inne własności i rozmiary w zależności od tego czy jest zaćmiewana, czy zaćmiewająca. Podana niedawno przez Czerepaszczuka, Gonczarskiego i Jagołę (1967) metoda traktowania takich układów jest na tyle ogólnie postawiona, że stosować ją można do gwiazd zaćmieniowych wszelkich typów bez względu na rozległość atmosfery, jednak tylko w przypadku orbit kołowych i nieznieksztalconych przez efekty bliskości składników.

Dla tarczy każdej gwiazdy definiują oni dwie funkcje opisujące rozkład własności emisyjnych I_e i absorbcyjnych I_a w funkcji biegunowej odległości od środka tarczy x. Jasność całkowita układu zaćmieniowego l w minimum odpowiadającym zakryciu gwiazdy „1" będzie więc:

$$1 - l_1(t) = \int\limits_{S(t)} \int I_a(x_2) \cdot I_e(x_1) \cdot dS,$$

a w minimum, w którym zakrywana jest gwiazda „2":

$$1 - l_2(t) = \int\limits_{S(t)} \int I_a(x_1) \cdot I_e(x_2) \cdot dS,$$

gdzie $S(t)$ jest zależna od czasu, wspólną powierzchnią obu dysków. W każdym z minimów mamy z obserwacji wartości funkcji z lewej strony powyższych równań wraz z uzupełniającymi związkami pomiędzy argumentami funkcji I_a i I_e, a nachyleniem orbity i i czasem t.

W klasycznych metodach wyznaczania elementów gwiazd zaćmieniowych postuluje się postać funkcji I_a i I_e (zwykle $I_a = 1$ na całej tarczy gwiazdy, co oznacza, że gwiazda jest całkowicie nieprzeźroczysta oraz I_e opisane przez jasność centralną tarczy gwiazdy i stopień jej pociemnienia brzegowego). Wówczas można wykonać odpowiednie całkowania po wspólnej powierzchni $S(t)$ i otrzymać dla każdego punktu obserwacyjnego $l(t)$ osobne równanie algebraiczne. Sprzeczny układ tych równań rozwiązuje się ze względu na parametry postulowanych funkcji metodą najmniejszych kwadratów.

Autorzy omawianej metody idą dalej i zauważają, że wystarczy założyć tylko dwie z funkcji I, aby drogą odwrócenia powyżej napisanych całek wyznaczyć dwie pozostałe. Jest to szczególnie dogodne w układach z gwiazdami WR, gdzie w stosunku do drugiej gwiazdy wczesnego typu widmowego można położyć $I_a(x_2) = 1$ (tarcza gwiazdy ma ostry, nieprzeźroczysty brzeg) oraz podać zależność od pociemnienia brzegowego, np. liniową: $I_e(x_2) = I_e(0) \cdot (1 - u + u \cdot \sqrt{1 - x_2^2/r_2^2})$. Rozwiązanie uzyskuje się drogą wariowania nachylenia orbity i, promienia gwiazdy wczesnego typu r_2 i jej jasności centralnej $I_e(0)$. Rozważania oparte na analizie rozwiązywania tego rodzaju równań całkowych prowadzą do wniosku, że przy błędzie obserwacji odniesionym do głębokości minimum rzędu 3% odpowiednie błędności funkcji I_a i I_e są 5% i 15%. Dla płytkich zaćmień konieczne są więc stosunkowo dokładne obserwacje.

Metodę swą autorzy stosują do V 444 Cyg, klasycznego układu z gwiazdą WR. Użyte zostały trójbarwne obserwacje wąskopasmowe w długościach fali 4260, 4440 i 4795 Å, co do których można sądzić, że odnoszą się do prawdziwego widma ciągłego. Rezultatem rozwiązania jest przebieg $I_a(x_1)$ i $I_e(x_1)$.

Okazuje się, że ich przebieg praktycznie nie zależy od długości fali, przy czym I_a określone jest dla nieco większych x_1 niż I_e, tzn. otoczka gwiazdy WR jest większa w absorbcji niż w emisji.

Analizując funkcję I_a możemy wnioskować o własnościach rozległej atmosfery gwiazdy. Z równania:

$$I_a(x_1) = I_e(x_2 = 0) \cdot \left(1 - e^{-\phi(x_1)}\right)$$

można wyznaczyć głębokość optyczną $\phi(x_1)$ poprzez atmosferę gwiazdy WR; ta daje nam z kolei rozkład absorbcji objętościowej $f(r)$ z równania całkowego:

$$\phi(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(r) \cdot dz,$$

gdzie całkowanie „po dz" odnosi się do długości liczonej wzdłuż drogi promienia światła wychodzącego z gwiazdy „2" i przechodzącego w odległości x_1 od centrum tarczy gwiazdy „1", tzn. gwiazdy Wolfa-Rayeta. Okazuje się, że przebieg współczynnika absorbcji można przybliżać zależnością eksponencjalną:

$$f(r) = 20 \cdot e^{-13 \cdot r},$$

gdzie miarą długości r jest odległość centrów obu składników.

Dla tego typu zależności głębokość optyczna osiąga wartość jedynki przy $r = 0{,}07$. Zewnętrzne rozmiary atmosfery można ocenić na $r = 0{,}44$. Ponieważ brak jest zależności od długości fali, wszystko wskazuje na to, że głównym czynnikiem odpowiedzialnym za absorbcję jest rozpraszanie na swobodnych elektronach — pozwala to ocenić gęstość elektronową z zależności: $n_e = f(r)/\sigma_T$, gdzie σ_T jest współczynnikiem rozpraszania Thompsona na 1 elektronie. Daje to szanse obserwacyjnego wyznaczania przebiegu gęstości elektronowej w atmosferze gwiazdy Wolfa-Rayeta.

Stosunkowo ogólne postawienie zagadnienia przez autorów nowej metody każe się spodziewać, że będzie ona w najbliższym czasie stosowana do szerokiej klasy gwiazd zaćmieniowych.

LITERATURA

A.M. Czerepaszczuk, A.V. Gonczarski, A.G. Jagoła — Astronomiczeskij Żurnał, 1967, 44, 1239.

KRONIKA

Wybrane materiały z XIII Kongresu
Międzynarodowej Unii Astronomicznej, Praga, Sierpień 1967 r.

WARSTWY ZEWNĘTRZNE A BUDOWA WEWNĘTRZNA GWIAZD

Streszczenie referatu P. LEDOUX, wygłoszonego
na XIII Kongresie Międzynarodowej Unii Astronomicznej
(Opracowane na podstawie artykułu opublikowanego w „Nuncio Sidereo" Nr 6)

W. DZIEMBOWSKI

W początkowym okresie rozwoju astrofizyki teoretycznej utrzymywał się pogląd, że struktura wewnętrzna gwiazd praktycznie nie zależy od szczegółów budowy atmosfer i warstw bezpośrednio pod nimi leżących. Pogląd ten, uzasadniany znikomością masy zawartej we wspomnianych warstwach, został po raz pierwszy poddany krytyce przez Milne'a.

W 1930 r. Unsöld pokazał, że stan częściowej jonizacji wodoru w podfotosferycznych warstwach Słońca wiąże się z powstawaniem tam konwekcji. Odkrycie to stanowiło podstawę interpretacji różnych form aktywności powierzchniowej Słońca. Później pokazano, że warstwa konwektywna Słońca rozciąga się znacznie głębiej i w ten sposób wpływ warunków powierzchniowych manifestuje się w głębokich warstwach gwiazdy. Wniosek ten dotyczy wszystkich gwiazd o temperaturach efektywnych niższych od ok. 10 000 stopni. Głębokość zewnętrznej, konwektywnej części gwiazdy wzrasta, jak pokazał Osterbrock, z maleniem masy gwiazdy. Obecnie uważa się, że gwiazdy o masie mniejszej od 0,27 masy Słońca są w całości konwektywne. Można oczekiwać zatem, że wszystkie gwiazdy ciągu głównego, o typach widmowych późniejszych niż wczesne F lub późne A, odznaczają się aktywnością powierzchniową.

W sposób najbardziej wyraźny znaczenie powierzchniowego warunku brzegowego i znajomości struktury warstwy częściowej jonizacji wodoru występuje w teorii ewolucji gwiazd, przy interpretacji gałęzi horyzontalnej na diagramie H-R dla gromad gwiazdowych. Struktura czerwonych olbrzymów pozostawała zagadką przez kilkanaście lat po odkryciu cyklu reakcji jądrowych przez Bethego i von Weizsäckera ok. 1939 r., który stanowił podstawę interpretacji ciągu głównego. Istotny postęp dokonany tu został dzięki pracy Schwarzschilda i Sandage'a, którzy pokazali, że po wypaleniu wodoru do 10% początkowej zawartości ewolucja gwiazdy polega na kontrakcji jądra i ekspansji powłoki. Teoretyczny obraz gwiazdy porusza się wtedy na diagramie H-R w kierunku gałęzi czerwonych olbrzymów. Jednakże ilościowa interpretacja diagramu H-R dokonana została dopiero w pracy Hoyle'a i Schwarzschilda, po przyjęciu bardziej realistycznego, zewnętrznego warunku brzegowego że skończoną temperaturą powierzchniową i z uwzględnieniem wodorowej warstwy konwektywnej.

Dyskutując zagadnienie wpływu warunków brzegowych na strukturę modeli gwiazd z promienistym jądrem i konwektywną powłoką, Hayashi pokazał, że żaden model gwiazdy nie może reprezentować gwiazdy leżącej na diagramie H-R na prawo od pewnej, niemal wertykalnej linii odpowiadającej temperaturze efektywnej ok. 3 000 stopni. Linia ta odpowiada modelom w pełni konwektywnym. Nowo powstałe gwiazdy, pojawiające się w zakazanym obszarze, opuszczają go w skali czasu swobodnego

zapadania się grawitacyjnego. Dalsza ewolucja „młodej" gwiazdy przebiega poprzez stany pełnej konwekcji, aż do bezpośredniego sąsiedztwa ciągu głównego, gdzie tworzy się promieniste jądro, a następnie reakcje jądrowe stają się dominującym źródłem promieniowania gwiazd. Wyniki pracy Hayashi zmusiły astrofizyków do drastycznej rewizji początkowych wyobrażeń o wczesnych stadiach ewolucji gwiazd, a w szczególności interpretacji zawartości niektórych lekkich metali jak lit czy beryl w atmosferach gwiazd, osiągających stadium ciągu głównego. Podstawę obserwacyjnej weryfikacji teorii Hayashi stanowi wniosek o nieistnieniu gwiazd o temperaturze niższej od 3 000 stopni w stanie równowagi hydrostatycznej. Chociaż ograniczenie gałęzi horyzontalnej jako całości zdaje się potwierdzać dobrze tę teorię, znane są pojedyncze gwiazdy o temperaturze niższej od ok. 2 500 stopni. Wskazuje to na konieczność zrewidowania ilościowego „granicy Hayashi", w oparciu o dokładniejszy opis warunków fizycznych w niskich temperaturach. W szczególności ostatnie odkrycia gwiazd podczerwonych wskazują na konieczność zasadniczej modyfikacji teorii.

Istnienie zewnętrznej warstwy jonizacji ma ważne konsekwencje dla interpretacji obszernej klasy gwiazd fizycznie zmiennych: cefeid, RR Lyrae itp. Na znaczenie warstwy częściowej jonizacji wodoru w tym aspekcie zwrócił uwagę Eddington. Później okazało się, że proponowany przez niego mechanizm jest niewystarczający dla wzbudzenia pulsacji, ale za sugestią Żewakina zaczęto większą wagę przywiązywać do warstwy drugiej jonizacji helu. Dokładne rachunki Bakera i Kippenhahna oraz J. Coxa potwierdziły słuszność tej sugestii — okazało się mianowicie, że modele gwiazd odpowiadające, w przybliżeniu, średnim charakterystykom gwiazd pulsujących są wibracyjnie niestabilne. Problem nieliniowych pulsacji podejmowany był przez Christy'ego, J. Coxa i A. Coxa oraz przez Aliaszina. Wynikiem tych prac jest stwierdzenie, że oddziaływanie strumienia promieniowania z materią gwiazdy w warstwach częściowej jonizacji może prowadzić do samorzutnego narastania pulsacji o skończonej amplitudzie. Teoretycznie wyznaczone krzywe zmian blasku i prędkości radialnej bardzo dobrze oddają cechy krzywych obserwacyjnych.

Wspólną słabością tych wszystkich prac jest bardzo prymitywne traktowanie konwekcji, zwłaszcza w warunkach niestacjonarnych, takich jakie istnieją np. w czasie pulsacji. Chociaż jak dotąd nie istnieje zadowalająca teoria konwekcji, to można oczekiwać, że wspomniane tutaj wyniki są jakościowo poprawne.

Wiele interesujących problemów powstaje przy rozważaniu wpływu konwekcji na najbardziej zewnętrzne części atmosfer gwiazdowych. Obok mniej lub bardziej bezpośrednich wniosków, dotyczących granulacji i ogólnej aktywności powierzchni Słońca, rozważa się tu różnego typu oscylacje z uwzględnieniem nadadiabatycznego obszaru w zewnętrznej części warstwy konwektywnej. Również problem wiatru słonecznego, czy ogólniej gwiazdowego, powinien być rozwijany w oparciu o dokładniejsze traktowanie tych zewnętrznych części otoczek konwektywnych.

W konkluzji można stwierdzić, że wiele ważnych wniosków dotyczących podstawowych problemów w teorii struktury i ewolucji gwiazd zostało uzyskanych dzięki właściwemu traktowaniu warstw zewnętrznych. Można wierzyć, że dalsze postępowanie tą drogą doprowadzi do uzyskania pełnego obrazu gwiazd z uwzględnieniem oddziaływania z otaczającą je materią międzygwiazdową.

RADIOGALAKTYKI I KWAZARY

Sprawozdanie z odczytów wygłoszonych
na XIII Kongresie Międzynarodowej Unii Astronomicznej
przez prof. M. RYLE i dr A.R. SANDAGE
(Opracowane na podstawie artykułu opublikowanego w „Nuncio Sidereo" Nr 9.)

Prof. Martin RYLE

Jeśli dokonuje się obserwacji nieba za pomocą radioteleskopu na falach o długości jednego metra, uzyskuje się: 1) ciągłe promieniowanie tła, pochodzące częściowo z Galaktyki, a częściowo ze źródeł pozagalaktycznych; 2) promieniowanie źródeł zwartych, o rozmiarach nie większych niż kilka minut łuku. Odkryto ok. 8 000 takich zwartych radioźródeł, ale tylko kilkaset najbardziej intensywnych zostało zbadanych szczegółowo. Ich radiowa emisja jest bardzo wielka, w pewnych przypadkach rzędu miliona razy większa niż promieniowanie radiowe naszej Galaktyki, galaktyki w Andromedzie i innych pobliskich galaktyk. Te potężne radioźródła znane są jako radiogalaktyki.

Obserwacje przy użyciu instrumentów o dużej zdolności rozdzielczej wykazują, że ok. 60% radiogalaktyk jest podwójnych; promieniowanie radiowe emitują dwa składniki, położone po obu stronach galaktyki. Te dwa składniki często posiadają różną intensywność i mogą być położone w różnych odległościach od galaktyki.

Oprócz tego jest ok. 35% radioźródeł o dużo mniejszych rozmiarach kątowych; wiele z nich posiada rozmiary mniejsze niż 1" łuku. Niektóre takie radioźródła są także podwójne, o składnikach mających średnicę $\sim 0{,}1$" łuku, oddalonych od siebie o kilka sekund łuku.

Stwierdzono, że wiele spośród zwartych radioźródeł jest związanych z bardzo małymi obiektami optycznymi o wyglądzie gwiazd. Przyjęto nazywać je źródłami quasi-gwiazdowymi (QSS). Przedstawię fakty przemawiające na rzecz wcześniejszej interpretacji — że QSS znajdują się na dużych odległościach.

Jest rzeczą godną uwagi, że widmo radiowe wielu QSS jest w niskich częstotliwościach obcięte; większość radiogalaktyk i QSS posiada widmo, które może być opisane przez $S \sim \lambda^{\alpha}$, gdzie $\alpha \sim 0{,}7$, ale w QSS często występuje ostre obcięcie widma w niskich częstotliwościach. Można podać rozsądne wyjaśnienie fizyczne tego zjawiska. Jedynym zadowalającym mechanizmem, opisującym generację fal radiowych tak w QSS, jak i w radiogalaktykach, jest mechanizm synchrotronowy. Mechanizm ten nie tylko pozwala na proste wytłumaczenie obserwowanych widm (również i obcięcia w niskich częstotliwościach w najbardziej zwartych źródłach), ale także pozwala na przewidywanie obecności polaryzacji liniowej w emisji ze źródeł o prostej geometrii pola magnetycznego. Obserwacje polaryzacji w wielu źródłach stanowią dalsze potwierdzenie istnienia mechanizmu synochrotronowego.

Energia wypromieniowywana przez najsilniejsze radiogalaktyki — wytwarzana prawdopodobnie w macierzystej galaktyce — jest rzędu 10^{61}, co jest równoważne zamianie na hel masy wodoru równej w przybliżeniu 10^{9} $M_{\odot}$. Jest rzeczą ważną, jak myślę, że jeśli się przyjmuje, że przesunięcie ku czerwieni w QSS jest pochodzenia kosmologicznego, to emisja z najsilniejszych źródeł niesie energie tego samego rzędu.

Czas życia elektronów w rozprzestrzenionych radiogalaktykach jest rzędu tylko miliona lat i ponieważ odległości obszarów emitujących od galaktyki macierzystej są duże, musiały one zostać wyrzucone z galaktyki z prędkościami zbliżonymi do prędkości światła.

Z powyższego można wnioskować, że QSS i radiogalaktyki mogą być po prostu różnymi stadiami ewolucyjnymi tej samej klasy źródeł. Wydaje się rzeczą pewną, że radiogalaktyki muszą powstawać wewnątrz związanych z nimi galaktyk i że wobec tego źródła muszą przechodzić przez stadium bardziej zwarte – nie sposób pomyśleć, żeby energia 10^{61} ergów wyzwolona w galaktyce w czasie mniejszym niż 10^6 lat nie była obserwowana optycznie lub radiowo. Jest również pewne, że gęstość energii w QSS jest tak duża, że muszą one bardzo szybko ekspandować – czym więc mogłyby być źródła wynikające z takiej ekspansji, jeśli nie radiogalaktykami?

Wiele mówi fakt, że niedawne obserwacje z wysoką zdolnością rozdzielczą (Jodrell Bank – Malvern) pewnej ilości najbardziej zwartych ze znanych QSS też wykazały ich podwójną strukturę. Tak więc, jeśli przyjąć kosmologiczną interpretację ich przesunięcia ku czerwieni, znane są podwójne źródła o separacji pokrywającej cały przedział od 1 do 450 kpc.

Dla uzmysłowienia możliwej ewolucji QSS i radiogalaktyk zbudowałem razem z M.S. Longairem prosty model, w którym zostało założone, że duża ilość energii ($\sim 10^{61}$ erg) zostaje momentalnie wyzwolona w jądrze galaktyki, w wyniku czego następuje wyrzucenie dwu obłoków plazmy, poruszających się w przeciwnych kierunkach z prędkością początkową $\sim c$.

Rezultaty uzyskane w Cambridge w ramach przeglądu 4C i w Parkes wskazują na to, że rozkład źródeł o gęstościach strumienia odpowiadających przesunięciom ku czerwieni z równym przynajmniej 1 jest izotropowy, chociaż ich rozkład z odległością nie jest jednorodny; przy malejącej gęstości strumienia liczba źródeł początkowo rośnie znacznie szybciej niż by to miało miejsce przy populacji jednorodnej, co sugeruje, że we wcześniejszej epoce albo liczba, albo swoista moc radioźródeł była większa niż obecnie. Wydaje się, że największa nadwyżka źródeł odpowiada przesunięciu ku czerwieni równemu $\sim 2 - 3$.

Obserwacje wykonane w Cambridge za pomocą jednomilowego teleskopu pozwoliły na wykrycie źródeł sto razy słabszych niż granica przeglądów 4C i Parkes; rezultaty te wykazują godną uwagi zbieżność, z liczbą źródeł już powoli rosnącą przy malejącej gęstości strumienia, co wskazuje, że najstarsze źródła pochodzą z epoki odpowiadającej $z \sim 3$.

Wydaje się, że zliczenia źródeł i pomiary zintegrowanej pozagalaktycznej emisji radiowej ujawniają ważne efekty ewolucyjne związane z ekspansją Wszechświata; przed pewną epoką, odpowiadającą przesunięciu ku czerwieni $z \sim 3$ (która może odpowiadać początkowi procesu tworzenia się galaktyk) radioźródła nie istniały. Następnie tworzenie się galaktyk mogło prowadzić do powstawania radioźródeł, które były albo bardziej liczne, albo silniejsze niż obecnie.

Zupełnie niezależnym dowodem na słuszność kosmologii ewolucyjnej stało się niedawne odkrycie izotropowego mikrofalowego promieniowania tła, posiadającego widmo ciała czarnego. Jedynym zaproponowanym wyjaśnieniem tego promieniowania jest, że stanowi ono pozostałość promieniowania „kuli ognistej" związanej z początkowymi, bardzo skondensowanymi stadiami Wszechświata w kosmologii ewolucyjnej.

Dr Allan R. SANDAGE

Na początku 1964 r. znane było tylko 9 kwazarów, obecnie zidentyfikowano kilka setek pewnych lub podejrzewanych, a zapewne w przyszłości będzie można ich znaleźć dowolnie wiele.

Źródła quasi – gwiazdowe (QSS) dotąd stanowią tajemnicę. Odkrycie przez Schmidta w 1963 r. przesunięcia ku czerwieni w 3C273 i następnie dokonana przez niego identyfikacja linii wodoru Lα w 3C9 obserwowanej na długości fali

$\lambda = 3666$ Å, co daje $\Delta\lambda/\lambda_0 = 2{,}012$, sugerowały, że kwazary uczestniczą w ogólnej ekspansji Wszechświata. Nie było poprzednio żadnego innego, wystarczającego w sensie naukowym, wyjaśnienia tak dużych widomych prędkości, a dowody, że przesunięcia ku czerwieni dla normalnych galaktyk są ściśle skorelowane z odległością, są liczne i niewątpliwe.

Pozostają bez odpowiedzi następujące pytania: 1) czym są QSS? 2) gdzie one są? i 3) czy są użyteczne? Pytanie 3) dotyczy dwu zagadnień. Czy są interesujące i użyteczne w fizyce, jako nowe zjawiska, które mogą dostarczyć informacji o cząsteczkach i polach w nietypowych warunkach, albo, czy QSS z dużymi przesunięciami ku czerwieni są użyteczne w astronomii i kosmologii dla problemu ewolucji, stanowiąc sygnały daleko cofnięte w czasie? Nie wydaje się, żeby można było udzielić odpowiedzi na pytanie 3), dopóki nie są rozwiązane problemy 1) i 2).

Wszystkie linie emisyjne w kwazarach wykazują, z małym rozrzutem, to samo przesunięcie ku czerwieni. Wydaje się to być silnym argumentem przeciwko interpretacji przesunięcia ku czerwieni jako powodowanego przez silne pole grawitacyjne pojedynczego, zwartego, masywnego obiektu. Linie wzbronione muszą się tworzyć w obszarach o niskim ciśnieniu, gdzie nie będzie następować zderzeniowa deekscytacja metastabilnych poziomów. Takie obszary dla pojedynczego, zwartego ciała prawie na pewno będą mieć niższy potencjał grawitacyjny niż obszary, gdzie tworzą się linie dozwolone; stąd linie zabronione powinny mieć mniejsze przesunięcie ku czerwieni, co jest sprzeczne z dobrze ustalonymi faktami. To, a także argumenty Greensteina i Schmidta (Ap.J. 140, 1, 1964) przeciwko interpretacji grawitacyjnej wydają się przekonywujące.

QSS oczywiście mogą nie być stabilne. Wnioskować o tym można ze źródeł posiadających linie absorpcyjne. Spośród 103 QSS ze znanymi przesunięciami, przynajmniej 20 ma linie absorbcyjne i w wielu przypadkach linie absorpcyjne są przesunięte w kierunku niebieskim w porównaniu z odpowiadającymi liniami emisyjnymi, jak w gwiazdach P Cyg. Najprostszym wyjaśnieniem jest istnienie ekspandującej, chłodnej otoczki z następującą utratą masy. Setti i Woltjer na podstawie istniejących obserwacji doszli do wniosku, że minimalna masa początkowa przeciętnego QSS przy dowolnym założeniu co do odległości jest 10^5 $M_\odot$ — liczba ważna przy dalszej dyskusji na temat słuszności lokalnej lub kosmologicznej interpretacji przesunięcia.

Szybkość zmian jasności ciągle budzi wątpliwości co do kosmologicznego pochodzenia przesunięcia ku czerwieni. Terell wykazał, że przy skali czasowej fluktuacji optycznych rzędu dni konieczne jest, żeby rozmiary liniowe wybuchającej części QSS były mniejsze od kilku dni światła. Kilka lat temu ten fakt uważano za gwóźdź do trumny przesunięcia kosmologicznego, ponieważ: a) potrzebne są nazbyt małe, jak się wydawało, rozmiary kątowe i b) zauważono, że niemożliwe jest istnienie promieniowania synchrotronowego w ciągu dłuższego okresu czasu w takich zwartych obszarach o wysokiej gęstości energii, w wyniku odwrotnego zjawiska Comptona. Na ten drugi efekt zwróciliuwagę Hoyle, Burbidge i Sargent.

Obydwa te wnioski mogą być nazbyt pesymistyczne. Radiowe pomiary rozmiarów kątowych przy pomocy interferometru o długiej bazie, dokonywane w Anglii przez grupę Jodrell Bank i Royal Radar Establishment oraz w USA w Green Bank, w połączeniu z pomiarami scyntylacji radiowych w Cambridge i w Arecibo, Porto Riko, wykazują, że wszystkie aktywne QSS mają rozmiary kątowe mniejsze niż $\cong 0{,}02$ sekund łuku. Te pomiary dają górną granicę i dlatego jeszcze nie są argumentem przeciwko odległościom kosmologicznym.

Argument dotyczący strat energii przez odwrotny efekt Comptona przestaje być znaczący przy odpowiedniej konfiguracji pola magnetycznego i trajektorii elektronów

(Woltjer, Ap.J. 146, 597, 1966). Chociaż wydaje się, że istnienie takiego regularnego pola stanowi ostry warunek, to jednak pola tego typu okazują się konieczne do wyjaśnienia wysokiego stopnia polaryzacji optycznej, zaobserwowanego przez Kinmana i Visvanathana.

Profesor Ryle już zwrócił uwagę, że QSS są radiowo podwójne, tak jak radiogalaktyki. Liniowe odległości między radiowymi składnikami galaktyk pokrywają przedział od 1 do 450 kpc. W tym samym przedziale zawarte są odległości wzajemne podwójnych składników radiowych QSS wtedy, gdy są one na odległościach kosmologicznych, ale nie wtedy, gdy QSS są obiektami lokalnymi.

Drugie decydujące rozumowanie podane przez Heeschena (Ap.J. 146, 517, 1966) wykazuje, że radiowa jasność powierzchniowa B w funkcji absolutnej mocy radiowej L_R dla QSS przechodzi w sposób ciągły w analogiczną zależność dla radiogalaktyk wtedy, gdy L_R jest liczone przy założeniu, że odległości tych źródeł są Hubble'owskie. Ponieważ B nie zależy od odległości, a L_R zależy od jej kwadratu, obserwowana korelacja i ciągłość przestałaby istnieć, gdyby QSS nie podlegały prawu Hubble'a. Rezultat Heeschena okazuje się być nieomal eksperymentem krzyżowym potrzebnym do wykazania, że kwazary podlegają zależności odległość – przesunięcie ku czerwieni, obowiązującej dla ekspandującego Wszechświata.

Odpowiedź na postawione pytania będzie w końcu udzielona, ale tymczasem pobudzają one teoretyków do myślenia a obserwatorów skłaniają do trwania przy teleskopach, tak optycznych, jak radiowych, by pomóc w rozwikłaniu największej, znanej człowiekowi tajemnicy – naukowych dziejów stworzenia, objawianych przez historię systemów galaktycznych i ich poprzedników.

KOMISJA 16 – BADANIA FIZYCZNE PLANET I SATELITÓW

S. GRUDZIŃSKA

Plan pracy Komisji 16, przedstawiony przez jej prezydenta prof. R. Wildta obejmował m.in. dwa odczyty specjalne, raport komitetu nomenklatury Marsa, komunikaty członków Komisji i ogólną dyskusję. Plan ten został zrealizowany na czterech posiedzeniach. Odbyło się także połączone posiedzenie Komisji 16, 17 i 40.

Pierwsze z posiedzeń, na którym przedstawione miały być 2 odczyty specjalne, zgromadził ponad 200 osób, zainteresowanych głównie pierwszym z tych odczytów, dotyczącym wyników sond Marsa. Prof. R.B. Leighton (Caltech-Passadena), sprawujący pieczę nad programem naukowym lotów Marinierów, pokazał szereg zdjęć telewizyjnych Marsa otrzymanych sondą Marinier IV. Zdjęcia te, zachodzące na siebie parami, obejmują ok. 1,5% powierzchni Marsa. Referent pokazywał po 2 zdjęcia tego samego wycinka powierzchni; pierwsze – otrzymane bezpośrednio z aparatury odbiorczej i drugie – poprawione na czułość i błędy aparatury odbiorczej i używanych na sondzie emulsji. Ze zdjęć poprawionych na czułość aparatury wynika, że powierzchnia Marsa przypomina zupełnie powierzchnię Księżyca. Występuje na niej podobne ukształtowanie powierzchni, jak na Księżycu: kratery większe i mniejsze, gładkie powierzchnie – „morza" itp. Otrzymane zdjęcia wykazują mały kontrast względny, przy czym nie wiadomo jeszcze, czy jest tak w rzeczywistości, czy też jest to tylko jakiś efekt instrumentalny, głównie aparatury rejestrującej. Zdolność rozdzielcza zdjęć jest 15–20 km. Na kilku z nich występują proste linie, przypominające z wyglądu słynne kanały na Marsie. Jednakże rozmiary tych linii są dużo mniejsze, rzędu kilku

dziesiątków kilometrów, a ponadto nie obserwowano ich w obszarze, w którym występują „kanały" na Marsie.

Na następnym posiedzeniu Komisji 16 drugi z odczytów specjalnych wygłosił dr P. Connes z Francji, mówiąc o zastosowaniu filtrów Fabry-Pérot do obserwacji planet w wybranych obszarach widmowych w dalekiej podczerwieni. Już pierwsze próby wykazały, że dla Marsa widmo z dwóch nocy zmienia się w granicach 1%. Ulepszona aparatura pozwoliła na otrzymanie struktury rotacyjnej pasm CO_2. Struktura rotacyjna pasm absorpcyjnych CH_4 otrzymana została w widmie Jowisza a pasm HCl i HF w widmie Wenus.

Następne dwa posiedzenia poświęcone były komunikatom. Z ciekawszych prac należy odnotować pracę dr Dolfusa dotyczącą dziesiątego księżyca Saturna. Nowo odkryty satelita tej palnety leży bardzo blisko jej zewnętrznego pierścienia. Jego istnienie zostało przewidziane teoretycznie na podstawie rozkładu pierścieni i przerw między nimi. Podział pierścienia Saturna na trzy części i powstanie przerw między nimi związane jest z zakłócającym oddziaływaniem księżyców Saturna na cząstki tworzące pierścienie. Miejsce szczelin odpowiada dokładnej współmierności okresów obrotu księżyców z okresami wspomnianych cząstek.

Wielobarwna fotometria fotoelektryczna przy pomocy wąskowstęgowych filtrów interferencyjnych pozwoliła na wyznaczenie monochromatycznego albeda Marsa i Jowisza. Dla Marsa zmiany w zależności od położenia na tarczy planety są wyraźne dla długości fali większych od 6000 Å. Amplituda tych zmian wzrasta a od 8600 Å pozostaje w przybliżeniu stała.

Wystąpienie prof. G.P. Kuipera poświęcone było nomenklaturze Marsa. Prof. Kuiper podał pewien schemat zasad, które będą stosowane przy nazywaniu nowo odkrytych formacji na Marsie. Kratery Marsa otrzymają nazwy wybitnych ludzi, wybranych z 12 różnych dziedzin (odkrywcy, astronomowie, biologowie itp.). Na początek przyzna się 5 nazw, ponieważ ze zdjęć Mariniera IV znane jest tylko ok. 1,5% powierzchni planety. Wśród zaproponowanych nazwisk znalazły się: Magellan, Kolumb, Szaronow, Lyot, Tichow.

Ciekawsze wyniki wspólnego posiedzenia Komisji 16, 17 i 40 dotyczące fizyki planet i satelitów, to dyskusja pomiarów radarowych powierzchni Marsa, z których wynikało, że na Marsie istnieją wyniosłości o wysokości ponad 10 km w porównaniu z sąsiednimi obszarami.

Badania radiowe Jowisza na długościach fali 11 i 20 cm potwierdziły istnienie pasów van Allena wokół tej planety, dodając jeszcze szereg wyników dotyczących polaryzacji promieniowania radiowego.

Na ostatnim posiedzeniu prezydentem Komisji 16 na najbliższy okres został wybrany dr J.S. Hall a wiceprezydentem dr B. Levin.

KOMISJA 20 – POZYCJE I RUCHY MAŁYCH PLANET, KOMET I SATELITÓW

K. ZIOŁKOWSKI

Komisja 20 odbyła dwa posiedzenia programowe i jedno dodatkowe. Prócz tego odbyły sie dwa nieoficjalne zebrania grupy roboczej orbit i efemeryd komet. W posiedzeniach Komisji brało udział średnio ok. 50 osób, w tym 4 z Polski.

Prace Komisji 20 koncentrowały się głównie wokół różnych zagadnień, z jednej strony małych planet i z drugiej komet. W przypadku małych planet dyskutowana była

sprawa możliwości ich obserwacji na dużych instrumentach; podkreślono konieczność dokonania wyboru planetoid najbardziej pilnych do zaobserwowania. Jedna z uchwał Komisji zwraca się z apelem do obserwatorów o prowadzenie obserwacji planetki 1566-Ikar podczas jej wielkiego zbliżenia do Ziemi w 1968 r. Podobnie jak dotychczas wszystkie obserwacje powinny być publikowane w „Minor Planets Circular" wydawanym przez Cincinnati Observatory. Komisja przyjęła opracowany przez T. Gehrels w ramach Indiana Asteroid Program nowy system jasności fotograficznych 1652 małych planet. Wykaz jasności, który będzie opublikowany w „Transactions IAU" zawiera dla każdej planetki jasność absolutną g (jasność w odległości jednej jednostki astronomicznej od Ziemi i od Słońca), średnią jasność w opozycji p_o obliczoną ze wzoru:

$$p_o = g + 5 \log a(a - 1),$$

gdzie a jest wielką półosią orbity, oraz wagę, której jednostką jest prawdopodobny błąd $\pm 0^m.13$.

Wśród zagadnień o charakterze organizacyjnym dotyczących komet omawiano problem możliwości wykorzystania dużych teleskopów do obserwacji komet oraz urządzeń do mierzenia i redukcji klisz, sprawę miejsca regularnego publikowania nowych elementów komet oraz efemeryd komet krótkookresowych, sposób predykcji jasności komet krótkookresowych (podkreślono wagę tego zagadnienia ze względu na oszczędność czasu na dużych instrumentach). B.G. Marsden przedstawił propozycję opracowania katalogu, analogicznego do „Cometographii" Pingré, zawierającego obszerne informacje o wszystkich kometach, m.in. efemerydy z poprawionych elementów obejmujące okres przed i po odkryciu komety dla badania danych fotometrycznych i innych. Z. Sekanina zreferował stan prac nad opracowywanym przez siebie katalogiem przeszłych i przyszłych orbit komet oraz zwrócił się z prośbą o dostarczanie mu ewentualnych nowych elementów orbit definitywnych dla wykorzystania ich w tym katalogu.

W części naukowej posiedzenia „kometarnego" Komisji 20 E.I. Kazimirčak-Polonskaya omówiła prace Instytutu Astronomii Teoretycznej w Leningradzie dotyczące badania ewolucji orbit komet krótkookresowych w dużych interwałach czasu.

Interesująca dyskusja wywiązała się wokół zagadnień wpływu sił „niegrawitacyjnych" na ruch komet okresowych. B.G. Marsden zaproponował, by działanie tych sił uwzględniać przez dodanie do prawych stron równań ruchu członu wprost proporcjonalnego do prędkości komety i odwrotnie proporcjonalnego do określonej potęgi odległości komety do Słońca:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + k^2\frac{x}{r^3} = \frac{\partial\Omega}{\partial x} + \frac{\alpha}{r^i}\frac{dx}{dt} \cdot$$

Wydaje się, iż współczynnik proporcjonalności α może zależeć od czasu. Marsden zapowiedział zbadanie zgodności ruchu opisywanego tymi równaniami (przy $\alpha = \beta t + \gamma$) z obserwacjami i wyznaczenie najprawdopodobniejszych wartości parametrów i, β i γ.

Z. Sekanina zreferował własne hipotezy wytłumaczenia niegrawitacyjnych anomalii w ruchach komet: po pierwsze – rotacją sferycznego jądra i po drugie – działaniem jakichś nagłych impulsów w jądrze komety (push-effect).

Prezydentem Komisji 20 na najbliższą kadencję wybrany został prof. G.A. Čebotarev – dyrektor Instytutu Astronomii Teoretycznej w Leningradzie a wiceprezydentem

– dr F.K. Edmondson. Przewodniczącą grupy roboczej orbit i efemeryd komet została ponownie dr F. Roemer. Wśród kilku nowych członków Komisji 20 znajduje się dr G. Sitarski, który został jednocześnie powołany w skład grupy roboczej orbit i efemeryd komet.

Na zakończenie warto wspomnieć, iż uczestnicy posiedzeń Komisji 20 mieli możność obejrzenia w Centrum Obliczeniowym Uniwersytetu Karola działanie na maszynie cyfrowej Mińsk-22 opracowanych przez Z. Sekaninę programów obliczania perturbacji w ruchach komet, poprawiania ich orbit i obliczania efemeryd. Z wyjątkiem pewnych ich ograniczeń (np. konieczność każdorazowego wprowadzania do maszyny odpowiednich współrzędnych geocentrycznych Słońca przy obliczaniu efemerydy) oraz zastosowania różnych algorytmów programy te są analogiczne do zrealizowanych w Zakładzie Astronomii i Centrum Obliczeniowym Polskiej Akademii Nauk.

KOMISJA 30 – PRĘDKOŚCI RADIALNE

K. BEREŚ

W czasie trwania Kongresu odbyły się dwa posiedzenia Komisji 30. Na pierwszym posiedzeniu przedstawiono najnowsze osiągnięcia w dziedzinie pomiarów prędkości radialnych. Drugie posiedzenie, wspólnie z Komisją 42, dotyczyło pomiarów prędkości radialnych dla gwiazd podwójnych.

Najnowszą metodę pomiarów prędkości radialnych przedstawił Griffin. Do spektrografu siatkowego dołączono fotopowielacz, który analizował światło pochodzące z wąskiego przedziału długości fal. Przesunięcia linii widmowych wyznaczano przez porównanie z matrycą nieprzesuniętych, najsilniejszych linii w obszarze 4370–4830 Å. Za pomocą reflektora o średnicy 92 cm mierzono prędkości radialne gwiazd do 9^m. Błąd przeciętny pomiarów wynosił 2 km/s przy mierzeniu 6–8 gwiazd na godzinę.

Inną nową metodę pomiarów prędkości radialnych zastosował de Vaucouleurs. Za pomocą filtru interferencyjnego wycinano wąskie pasmo widma i badano je przy pomocy „scanning technique". Jedna linia widmowa wyznaczana była przez kilkanaście pomiarów. Błąd pomiaru prędkości radialnej tą metodą wynosił od 5 do 10 km/s. Do wyznaczania prędkości radialnych stosowano również „image tubes".

Równolegle do rozwoju nowych technik, wiele ośrodków wyznacza prędkości radialne za pomocą starych metod, które dają, jak na razie, większą dokładność pomiarów.

KOMISJA 36 – TEORIA ATMOSFER GWIAZD

J. KUBIKOWSKI

Materiał naukowy przedstawiony na posiedzeniach Komisji 36 był bardzo skąpy i dlatego też sprawozdanie to będzie z konieczności bardzo krótkie. Pierwsze posiedzenie poświęcone było sprawom organizacyjnym. Podano do wiadomości proponowany skład przyszłego komitetu organizacyjnego oraz kandydatury przewodniczącego i wiceprzewodniczącego. Bez dyskusji przyjęto propozycje i w efekcie przewodniczą-

cym na nową kadencję została A. Underhill, wiceprzewodniczącym R. Cayrel, zaś do komitetu organizacyjnego weszli: Jefferies, Sobolev, Thomas, Ueno i Böhm.

Drugą sprawą organizacyjną było omówienie przyszłych sympozjów. Amerykanie zgłosili konferencję organizowaną w kwietniu 1968 r. i poświęconą teorii i obserwacjom normalnych atmosfer gwiazdowych. W dyskusji dość szeroko zastanawiano się nad tym, co należy rozumieć przez normalną atmosferę dochodząc do oczywistego wniosku, że sens tego określenia jest zrozumiały dla każdego, w związku z czym dyskusja jest bezprzedmiotowa. Zgodzono się także z tym, że dobrze byłoby zorganizować jeszcze jedno sympozjum w Europie i ewentualnie w 1969 r. — jednak brak było konkretnych propozycji. Zapowiedziano również na następne posiedzenie Komisji referat przeglądowy o pracach nad powstawaniem linii widmowych w ZSRR. Okazało się, że chodzi o konkretną pracę, której autorem był dr Naghirina z Leningradu. Autor rozważył problem powstawania linii w wyniku niekonherentnego rozpraszania. Zakładając dwupoziomowy atom, niezależność współczynnika absorpcji selektywnej od współrzędnej przestrzennej, całkowitą niekonherentność oraz płaskorównoległą atmosferę, autor otrzymał rozwiązanie wyrażające się w pewnych funkcjach pomocniczych. Rozważano atmosferę zarówno półnieskończoną, jak i o skończonej grubości optycznej. W dyskusji, Jefferies wypowiedział pogląd, że założenie o dwupoziomowości jest bardzo ograniczające. W praktyce, na skutek „interlocking effect", mamy do czynienia z kilkoma sprzężonymi ze sobą równaniami transferu. Niemniej jednak zagadnienie rozwiązane przez Naghirina jest matematycznie bardzo trudne (I. Busbridge). Suguti (?) stwierdził następnie, iż rozwiązał problem ogólniejszy, w którym usunięto założenie o stałości współczynnika absorpcji selektywnej. Wprowadził on uogólnione funkcje S i T, za pomocą których i ich pochodnych da się wyrazić natężenie promieniowania wychodzącego z atmosfery. Na tym posiedzenie zostało zakończone.

СОДЕРЖАНИЕ ТЕТРАДИ 3

Статьи

Б. Пачиньски, Теоретические модели супер-новых 223
В. Зонн, Квазары 237
Дж. О. Эйбэль, Скопления галактик 249
Б. Щодровска, Регуляризация в ограниченной проблеме трёх тел . 279

Из лабораторий и обсерваторий

В. Кшеминьски, Поиски периодических изменений блеска у звёзд типа dMe и dM 293
В. Добачевска, Планетная геодезия 297

Из научной литературы

К. Краскевич, О кольцевых системах звёзд 301
С. Руциньски, Определение фотометрических элемеитов затмения звёзд Вольфа-Райета 302

Хроника

Избранные материалы XIII Конгресса Международного Астрономического Униона, Прага, август 1967

Внешние слои и внутреннее строение звёзд. Содержание реферата П. Леду 305
Радиогалактики и квазары. Отчёт о докладах проф. М. Райля и др. А. Р. Сэндэджа 307
Комиссия 16 – Физические исследования планет и спутников, С. Грудзиньска 310
Комиссия 20 – Малые планеты и кометы, К. Зиолковски . . . 311
Комиссия 30 – Радиальные скорости, К. Бересь 313
Комиссия 36 – Теория атомосфор звёзд, Я. Кубиковски 313

CONTENTS

ARTICLES

B. Paczyński, Theoretical Models of Supernovae. 223
W. Zonn, Quasars. 237
G. O. Abell, Clusters of Galaxies. 249
B. Szczodrowska, The Regularization of the Restricted Three-body Problem. . 279

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

W. Krzemiński, A Search for Periodic Light Variations Among the dMe and dM Type Stars. 293
W. Dobaczewska, Planetary Geodesy. 297

FROM SCIENTIFIC LITERATURE

K. Kraskiewicz, Ring-like Stellar Systems. 301
S. Ruciński, Determination of the Photometric Elements of the Wolf-Rayet Eclipsing Binaries 302

CHRONICLE

Some Items from the 13th Meeting of the International Astronomical Union, Prague, August 1967.

The Outer Layers and the Internal Structure of Stars. A Summary of P. Ledoux Lecture. 305
Radiogalaxies and Quasars. A Report Based on Lectures by Prof. M. Ryle and Dr A.R. Sandage. 307
Commission 16 – Physical Study of Planets and Satellites, S. Grudzińska. . . 310
Commission 20 – Minor Planets and Comets, K. Ziołkowski. 311
Commission 30 – Radial Velocities, K. Bereś. 313
Commission 36 – Theory of Stellar Atmospheres, J. Kubikowski. 313

SPIS TREŚCI ZESZYTU 3

ARTYKUŁY

B. Paczyński, Teoretyczne modele supernowych. 223
W. Zonn, Kwazary. 237
G.O. Abell, Gromady galaktyk. 249
B. Szczodrowska, Regularyzacja w ograniczonym zagadnieniu trzech ciał. . . 279

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

W. Krzemiński, Poszukiwanie okresowych zmian blasku u gwiazd typu dMe i dM. 293
W. Dobaczewska, Geodezja planetarna. 297

Z LITERATURY NAUKOWEJ

K. Kraskiewicz, O układach pierścieniowych gwiazd. 301
S. Ruciński, Wyznaczanie elementów fotometrycznych zaćmieniowych gwiazd Wolfa-Rayeta. 302

KRONIKA

Wybrane materiały z XIII Kongresu Międzynarodowej Unii Astronomicznej, Praga, sierpień 1967 r.

Warstwy zewnętrzne a budowa wewnętrzna gwiazd. Streszczenie referatu P. Ledoux. 305
Radiogalaktyki i kwazary. Sprawozdanie z odczytów wygłoszonych przez prof. M. Ryle i dr A.R. Sandage. 307
Komisja 16 – Badania fizyczne planet i satelitów, S. Grudzińska. 310
Komisja 20 – Małe planety i komety, K. Ziołkowski. 311
Komisja 30 – Prędkości radialne, K. Bereś. 313
Komisja 36 – Teoria atmosfer gwiazd, J. Kubikowski. 313

KOMUNIKAT PTA

NAGRODA MŁODYCH POLSKIEGO TOWARZYSTWA ASTRONOMICZNEGO

Zarząd Polskiego Towarzystwa Astronomicznego na posiedzeniu w dniu 28 lutego 1968 r. uchwalił ustanowienie nagród o łącznej wysokości 10000 zł za prace naukowe. Nagrodzone prace mają spełniać następujące warunki:

1. Praca ma być wydrukowana w „Acta Astronomica" w okresie od 16 listopada 1967 r. do 15 listopada 1968 r., lub ma być złożona w redakcji w roku 1968 i przyjęta do druku w „Acta Astronomica".

2. Autor (względnie wszyscy współautorzy) powinien posiadać obywatelstwo polskie i nie mieć ukończonych 30 lat życia w chwili zgłoszenia pracy do redakcji „Acta Astronomica".

3. Praca powinna wykazywać inicjatywę i oryginalną myśl autora oraz stanowić wartościowy wkład w naukę.

Nagrody zostaną przyznane przed 1 stycznia 1969 r. Zarząd Polskiego Towarzystwa Astronomicznego zwróci się do Prezydium Komitetu Astronomii Polskiej Akademii Nauk z prośbą o objęcie funkcji jury.

(—) Dr Jerzy Stodółkiewicz
Wiceprezes PTA

Warszawa, dnia 3 kwietnia 1968 r.

Cena zł 10,—

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA
„POSTĘPY ASTRONOMII" – KWARTALNIK

Cena prenumeraty krajowej:
półrocznie zł 20,—
rocznie „ 40,—

Prenumeraty przyjmowane są do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Prenumeratę na kraj dla czytelników indywidualnych przyjmują urzędy pocztowe oraz listonosze. Czytelnicy indywidualni mogą dokonywać wpłat również na konto PKO nr 7-6-579 Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki „Ruch" w Łodzi ul. Kopernika 53

Wszystkie instytucje państwowe i społeczne mogą zamawiać prenumeratę wyłącznie za pośrednictwem Oddziałów i Delegatur „Ruch". Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 40% droższa od krajowej, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch" Warszawa, ul.Wronia 23, konto PKO nr 1-6-100024 tel. 20-46-88.

Czasopismo nabywać można w następujących Księgarniach Technicznych PP „Dom Książki":

Wrocław, ul. Świdnicka 8
Łódź, ul. Piotrkowska 45
Poznań, ul. Paderewskiego 6
Kraków, Rynek Główny 36
Lublin, Krakowskie Przedmieście 39
Katowice, ul. Młyńska 2
Warszawa, ul. Świętokrzyska 14
Bydgoszcz, Stary Rynek 15
Szczecin, Al. Wojska Polskiego 29
Białystok, ul. Lipowa 43
Opole, ul. Ozimska 8
Gdańsk-Wrzeszcz, ul. Grunwaldzka 111/113

Egzemplarze zdeaktualizowane są do nabycia w Przedsiębiorstwie Upowszechniania Prasy i Książki „Ruch", Magazyn Zwrotów w Łodzi, ul. Żwirki 17, konto PKO nr 7-6-579.

Bieżące oraz archiwalne numery można nabywać lub zamawiać we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN – Ossolineum – PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki oraz w Księgarniach „Domu Książki".

TYLKO PRENUMERATA ZAPEWNIA REGULARNE OTRZYMYWANIE CZASOPISM!

THE QUARTERLY JOURNAL „POSTĘPY ASTRONOMII"

gives extensive information about the works conducted in Polish Observatories. The Journal contains also reviews and general articles from the field of Astronomy. Important papers contain summaries in English and Russian.

All inquiries regarding delivery terms of Polish scientific periodicals should be directed to:

Export-Import Enterprise „Ruch"
ul. Wilcza 46, Warszawa I, Poland

Prices and contents of current issues of scientific periodicals are stated in a special bulletin „Polish Scientific Periodicals" which is to be found in Scientific Libraries and major distributing firms in your country.