83

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

PTA

TOM VII — ZESZYT 2
1 9 5 9

KRAKÓW — KWIECIEŃ — CZERWIEC 1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA w Toruniu

SPIS TREŚCI ZESZYTU 2

ARTYKUŁY

A. G. Pacholczyk, Wybrane zagadnienia magnetohydrodynamiki ruchu laminarnego, rozdział III 67
J. Smak, Zagadnienia fizyki gwiazd w gromadach otwartych . . . 110

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

A. G. Pacholczyk, Międzygwiazdowe pasmo λ 4430 a polaryzacja światła gwiazd 125
M. Montygierd, Długość geograficzna Obserwatorium Astronomicznego w Białkowie 131

Z LITERATURY NAUKOWEJ

J. Smak, Populacje gwiezdne; „Tydzień Badań" Akademii Papieskiej — Watykan — maj 1957 133

KRONIKA

S. Grzędzielski, Rewizja współrzędnych galaktycznych 138

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM VII — ZESZYT 2

KRAKÓW • KWIECIEŃ — CZERWIEC 1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny:
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Kazimierz Kordylewski, Kraków

Adres Redakcji: Kraków 2, plac Na Groblach 8 m. 4

Adres Sekretariatu: Kraków 2, ul. Kopernika 27 m. 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE—ODDZ. W KRAKOWIE
Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 450+130 egz.	*Podpisano do druku 13. V. 1959*
Ark. wyd. 4,75 ark. druk. 4 3/4	*Druk ukończono w maju 1959*
Papier druk. sat. 70 g, kl. V, 70×100	*Nr zamówienia 91/59*
Do składania 4. II. 1959	*Cena zł. 10.—* *C-8*

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELL. W KRAKOWIE

Wybrane zagadnienia magnetohydrodynamiki ruchu laminarnego

ANDRZEJ G. PACHOLCZYK

Rozdział III

OGÓLNE REGULARNE POLE MAGNETYCZNE GALAKTYKI

§ 1. Dane obserwacyjne świadczące pośrednio o istnieniu ogólnego pola magnetycznego w Galaktyce

Do chwili obecnej nie ma bezpośrednich dowodów na istnienie międzygwiazdowych pól magnetycznych w Galaktyce. Istnieje jednak szereg zjawisk, do wyjaśnienia których wygodne, a nieraz konieczne jest założenie obecności pola magnetycznego w Galaktyce, przy czym dla wyjaśnienia każdego z tych zjawisk wymagane jest pole magnetyczne tego samego rzędu wielkości. Zjawiska te to:

1. międzygwiazdowa polaryzacja światła,
2. orientacja włókien mgławic gazowych i gazowo-pyłowych,
3. izotropia i wielkie energie pierwotnych promieni kosmicznych,
4. sferyczna składowa promieniowania radiowego Galaktyki.

W niniejszym paragrafie postaramy się omówić kolejno powyższe zjawiska.

1. *Międzygwiazdowa polaryzacja światła*

Pierwszym pośrednim argumentem za istnieniem pól magnetycznych w Galaktyce jest odkryte stosunkowo niedawno przez Hiltnera [1] i Halla [2] zjawisko międzygwiazdowej polaryzacji światła. Szczegółowemu omówieniu zagadnień mechanizmu powstawania polaryzacji światła gwiazd poświęcona jest przeglądowa praca [3] (ten sam problem będzie też przedmiotem artykułu [4], który niedługo ukaże się w „Postępach Astronomii"), dlatego też tutaj ograniczymy się do bardzo szkicowego przedstawienia najogólniejszych problemów związanych z mechanizmem powstawania polaryzacji światła gwiazd i jego związkiem z galaktycznymi polami magnetycznymi.

Niektóre obserwacje, odnoszące się do polaryzacji światła gwiazd będą omówione w § 4, pełny ich przegląd znaleźć można w pracach [5],

[6], [3]. Zależność polaryzacji światła od współrzędnych galaktycznych (§ 4), [9]-[14], a także jej korelacja z międzygwiazdową absorpcją [34], [32], [11], i międzygwiazdowymi pasmami [15], [16], [14] bezspornie świadczą o jej międzygwiazdowym pochodzeniu.

Międzygwiazdowa polaryzacja światła może być wyjaśniona przez przyjęcie, że:

1. poszczególne cząstki pyłu międzygwiazdowego posiadają pewną anizotropię optyczną,

2. istnieje czynnik zewnętrzny, odpowiednio porządkujący anizotropowe cząstki pyłu.

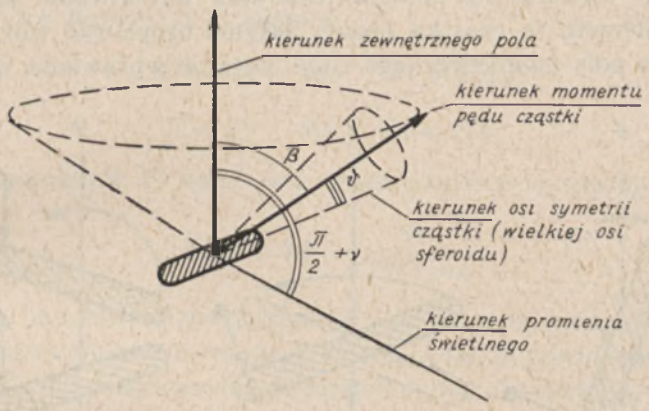
Najprostszym powodem postulowanej dla wyjaśnienia zjawiska polaryzacji anizotropii optycznej może być anizotropia geometryczna cząstek międzygwiazdowego pyłu, polegająca na odchyleniach ich kształtu od formy sferycznej. Dla takich niesferycznych cząstek, uporządkowanych w określony sposób, absorpcja zależy od kierunku drgań świetlnych. W warunkach międzygwiazdowych, jeżeli abstrahować od wysuniętej w 1956 r. hipotezy Platta ([141], patrz np. [143]), przyjęte rozmiary cząstek pyłu są rzędu długości fali światła. W chwili obecnej istnieją duże trudności matematyczne, utrudniające wyliczenie procesu absorpcji światła dla cząstek o takich rozmiarach, tak że ekstrapoluje się wyniki otrzymane dla cząstek znacznie mniejszych od długości fali świetlnej przez Gansa [17] dla elipsoidów (teoria Davisa-Greensteina [20]) i Schaeffera i Grossmana [18] dla nieskończenie długich cylindrów o przekroju kołowym (teoria van de Hulsta [21]).

Jeżeli dla jednakowych sferoidalnych cząstek o wielkich osiach równych $2a$, i prostopadłych do nich osiach równych $2b$ przekroje czynne na absorpcję dla drgań świetlnych zachodzących w tych kierunkach wynoszą odpowiednio σ_a i σ_b, to stosunek stopnia polaryzacji do absorpcji będzie dany przez:

$$\frac{p}{A_v} = \text{Const} \cdot F \cdot \cos^2 \nu \cdot \frac{\frac{\sigma_a}{\sigma_b} - 1}{\frac{\sigma_a}{\sigma_b} + 2} \tag{3.1}$$

Kierunek biegu promienia świetlnego tworzy tu kąt $\frac{\pi}{2} + \nu$ z kierunkiem, dokoła którego na skutek działania odpowiedniego mechanizmu orientującego cząstki (mechanizm ten będzie omówiony dalej) osie momentów pędu cząstek zataczają stożki o rozwartości β (precesja). Dokoła osi momentów pędu poruszają się wielkie osie sferoidów po stożkach o rozwartości ϑ (nutacja), (rys. 7). Oczywiście kąty β i ϑ mogą być różne dla różnych cząstek, i właśnie występujący we wzorze (3.1) czynnik F jest zależny od statystycznego rozkładu ilości cząstek po kątach β i ϑ. Czyn-

nik ten charakteryzuje więc stopień uporządkowania cząstek w danym kierunku. W przypadku braku oddziaływania z zewnętrznym polem, rozkład cząstek po kątach β i ϑ jest określony warunkiem ekwipartycji energii uzyskiwanej przez pyłek w procesach zderzeń z otaczającymi atomami. W tym wypadku czynnik F ma wartość zero. Jeżeli natomiast oddziaływanie pyłków z zewnętrznym polem jest dostatecznie silne na to, aby uporządkowanie pyłków było całkowite (w przypadku mechanizmu



Rys. 7. Ilustracja do mechanizmu ustawiania się cząstki pyłu w zewnętrznym polu

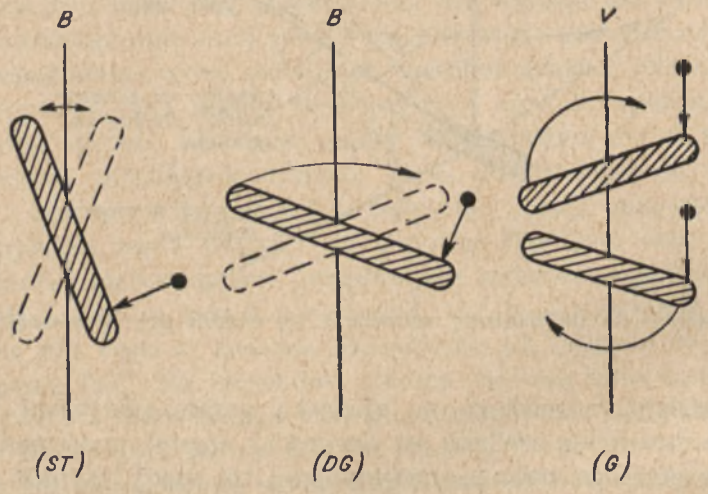
Davisa-Greensteina opartego na zjawisku paramagnetycznej relaksacji oznacza to ustawienie wielkich osi wszystkich cząstek prostopadle do kierunku zewnętrznego pola magnetycznego), to wtedy czynnik F osiąga maksymalną wartość równą $^1/_3$. Oczywiście postać czynnika F zależy istotnie od mechanizmu porządkującego cząstki; zagadnieniem tym zajmiemy się niżej.

Stosowanymi w pracy Davisa-Greensteina wartościami σ_a i σ_b są wartości dane przez teorię Gansa [17]. Oczywiście w rozwiniętej przez Davisa-Greensteina teorii mogą być stosowane wartości σ_a i σ_b otrzymane w zupełnie inny sposób. Tak np. Cayrel i Schatzman [22] próbują tłumaczyć polaryzację obecnością w przestrzeni międzygwiazdowej kryształków grafitu. Absorpcja fal świetlnych w graficie w przypadku, gdy wektory elektryczne mają odpowiedni względem kryształu kierunek ma charakter dielektryczny, natomiast w kierunkach prostopadłych ma charakter metaliczny. Koncepcja Cayrela i Schatzmana wymaga więc przyjęcia we wzorze (3.1) odpowiednich dla grafitu wartości σ_a i σ_b.

Uporządkowanie polaryzujących cząstek pyłu może być spowodowane oddziaływaniem ich z jakimś polem w przestrzeniach międzygwiazdowych, które, aby prawidłowo wyjaśnić dane obserwacyjne, musi być względnie jednorodne na dostatecznie dużych obszarach przestrzeni międzygwiazdo-

wej (rzędu 500—1000 pc). Z powyższego punktu widzenia jedynie dwa pola mogą być brane pod uwagę: pole magnetyczne $\bar{B}$ (Hiltner [28]) i pole prędkości $\bar{v}$ (Gold [23]). Zatrzymajmy się przez chwilę za van de Hulstem [8] nad zagadnieniem oddziaływania cząstki z tymi polami.

Asymetryczne cząstki pyłu podlegają nieustannie uderzeniom otaczających atomów gazu; zderzenia te dodają pewne przyczynki do momentu pędu cząstek. Jeżeli energia oddziaływania cząstki z polem magnetycznym jest znacznie większa niż energia rotacyjna uzyskiwana przez cząstkę w wyniku zderzeń, to cząstka będzie jedynie oscylować wokół kierunku zewnętrznego pola magnetycznego i nie zostanie wprawiona w ruch obro-



Rys. 8. Zderzenia atomów gazu z cząstkami pyłu, znajdującymi się w polach: magnetycznym B lub prędkości V, wg van de Hulsta [8]. Litery ST, DG i G odpowiadają mechanizmom Spitzera i Tukeya, Davisa i Greensteina oraz Golda

towy (rys. 8 ST). Taka sytuacja zachodzi właśnie w wypadku mechanizmu Spitzera i Tukeya [19], który zakłada ferromagnetyczne pyłki o namagnesowaniu równoległym do wielkich osi cząstek oraz wymaga silnego zewnętrznego pola magnetycznego o natężeniu rzędu 10^{-3}—10^{-4} gauss, prostopadłego do płaszczyzny Galaktyki. Ferromagnetyzm pyłków, jak również i tak silne pole magnetyczne w Galaktyce są mało prawdopodobne, z drugiej zaś strony przyjęcie mechanizmu Spitzera i Tukeya nie tłumaczyłoby obserwowanych zależności polaryzacji światła od współrzędnych galaktycznych (§ 4). Jeżeli oddziaływanie cząstki z polem magnetycznym jest słabe (np. paramagnetyczna cząstka w polu magnetycznym) to zderzenia z atomami będą nieustannie wprowadzać cząstkę w ruch obrotowy o prędkości kątowej rzędu 1—10^{+4} sek^{-1}. Jednak każdy obrót cząstki dokoła osi, nie pokrywającej się z kierunkiem zewnętrznego

pola magnetycznego będzie powodował przemagnesowywanie się wszystkich elementów objętości cząstki podczas każdego obrotu. Ta zmiana namagnesowania będzie poprzez efekt paramagnetycznej relaksacji [25] działała hamująco na ruch cząstki. W ten sposób cząstki będą miały tendencję do ustawiania się swoimi małymi osiami w kierunku pola (mechanizm Davisa-Greensteina [20], rys. 8 DG). Wyliczenia Davisa-Greensteina oparte na zjawisku paramagnetycznej relaksacji prowadzą do czynnika F we wzorze (3.1) postaci:

$$F = 1/3 \quad \text{dla} \quad F_l \gg 1/3\,, \tag{3.2}$$

oraz

$$F = F_l \quad \text{dla} \quad F_l \ll 1/3\,, \tag{3.3}$$

przy czym parametr F_l dany jest przez poniższe wyrażenie:

$$F_l = \text{Const} \cdot \frac{B^2}{aT^{1/2}T_g n_H}, \tag{3.4}$$

gdzie B jest natężeniem zewnętrznego pola magnetycznego (interpretacja danych obserwacyjnych wymaga przyjęcia pola B równoległego do płaszczyzny Galaktyki i skierowanego wzdłuż ramienia spiralnego, patrz § 4), T jest tu temperaturą gazu, n_H — gęstością gazu, T_g — temperaturą ziaren, zaś a — średnimi rozmiarami ziaren.

Przy następujących wartościach występujących w równaniu (3.4) parametrów: $B = 7 \cdot 10^{-6}$ gauss, $T = 60°\text{K}$, $n_H = 8$ i $T_g \geqslant 5°\text{K}$ i całkowitym uporządkowaniu ($F = \frac{1}{3}$) otrzymuje się wartość $a \leqslant 3 \cdot 10^{-6}$ cm, a więc mniejszą od zwykle przyjmowanej. Dla wyjaśnienia obserwowanego stosunku polaryzacji do absorpcji wystarczy przyjąć $F \cong 0{,}04$, skąd przy $T_g = 10°\text{K}$ oraz $a = 1{,}25 \cdot 10^{-5}$ cm dostaje się wartość natężenia pola [26]

$$B = 0{,}7 \cdot 10^{-6} \text{ gauss}\,. \tag{3.5}$$

W wypadku, gdy energia oddziaływania cząstki z polem magnetycznym znika (np. gdy nie ma pola), rozkład osi obrotów cząstek w danym momencie czasu jest izotropowy przy założeniu, że rozkład kierunków prędkości uderzających atomów jest też izotropowy. Silna anizotropia rozkładu kierunków prędkości uderzających w cząstkę atomów (obecność np. ponaddźwiękowego, jednorodnego na odpowiednio dużych obszarach, pola prędkości obłoków względem gazu) może być powodem anizotropii rozkładu osi momentów pędu poszczególnych cząstek (cząstki będą obracać się wokół osi prostopadłych do kierunku pola prędkości), co w rezultacie będzie prowadziło do pewnego uporządkowania tych cząstek (teoria Golda [23], [24], rys. 8 G). Teoria Golda wymaga ruchu obłoków w kierunku prostopadłym do płaszczyzny Galaktyki z prędkościami rzędu 80 km/sek. Tak dużych prędkości obłoków w kierunku prostopad-

łym do płaszczyzny Galaktyki nie można pogodzić z obserwowanym rozkładem obłoków, które koncentrują się w płaszczyźnie Galaktyki tworząc warstwę grubości kilkuset parseków. Z drugiej strony mechanizm Golda nie jest w stanie wyjaśnić obserwowanej wartości stosunku polaryzacji do absorpcji i zależności polaryzacji od współrzędnych galaktycznych (§ 4). Poza tym istnienie ponaddźwiękowych prędkości gazu względem pyłu jest trudne do przyjęcia.

Najprawdopodobniejszym zatem mechanizmem, produkującym polaryzację światła gwiazd wydaje się być mechanizm Davisa-Greensteina, wymagający równoległego do płaszczyzny Galaktyki pola magnetycznego o natężeniu

$$B \sim 10^{-5} \text{ gauss} \tag{3.6}$$

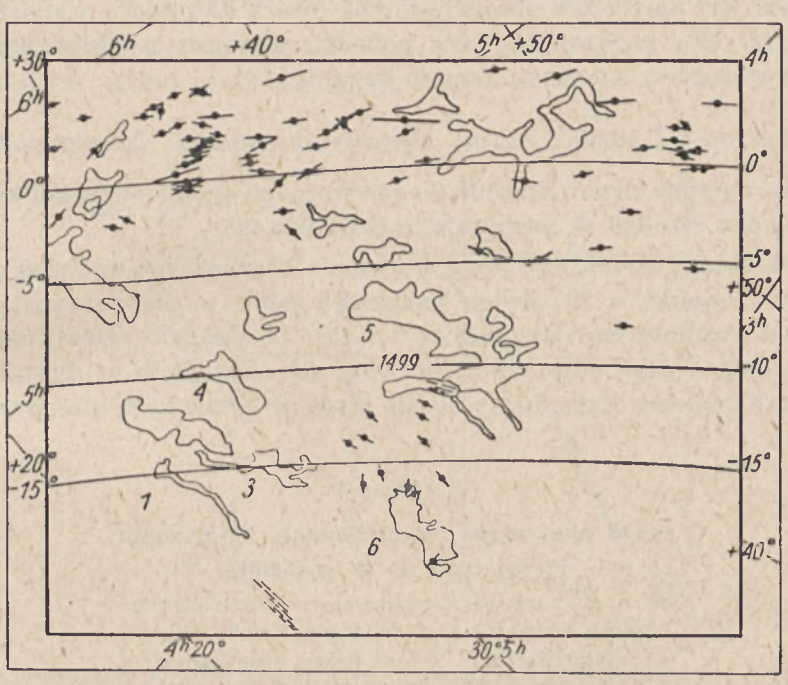
i możliwej do przyjęcia paramagnetyczności ziaren pyłu.

2. *Orientacja włókien mgławic gazowych i gazowo-pyłowych*

Większość dyfuzyjnych mgławic gazowych ma wyciągniętą włóknistą formę, przy czym spotyka się głównie niewielkie nachylenia włókien mgławic do równika galaktycznego. Shajn [39]—[43b] zauważył, że kierunki włókien mgławic gazowych i gazowo-pyłowych są wyraźnie skorelowane z kierunkami płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd (rys. 9). To wskazywałoby na związek kierunków włókien mgławic z kierunkiem linii sił pola magnetycznego. Z drugiej strony tak wydłużone twory, jakimi są włókna mgławic gazowych (ich rozmiary podłużne są o dwa rzędy wielkości większe niż rozmiary poprzeczne) powinny być niestabilne ze względu na poprzeczne zaburzenia (patrz § 2). Jak to będzie pokazane w § 2, pole magnetyczne skierowane wzdłuż włókna będzie wywierało działanie stabilizujące. Przyjęcie zatem obecności międzygwiazdowych pól magnetycznych umożliwiłoby wyjaśnienie obserwowanych wydłużonych kształtów włókien.

W Plejadach obserwuje się bardzo cienkie i wydłużone włókna pyłowe, mające wyraźną krzywiznę. Włókna te prawdopodobnie powstają na skutek oddziaływania pyłu z polem prędkości gazu. Ze względu na duże zakrzywienie tych włókien (promień krzywizny rzędu $r \sim 1$ pc) powstaje problem stabilności tych włókien pod działaniem siły odśrodkowej. Wychodząc z warunku stabilności tychże włókien pyłowych Parker [183] oszacował natężenie pola magnetycznego, koniecznego do zachowania obserwowanej postaci włókien pyłowych. Opór, jaki stawia gaz poruszającym się cząstkom pyłu, może bowiem być istotnym powodem stabilności włókien pyłowych dopiero przy gęstościach gazu rzędu 1600 atomów na cm^3. Wartość ta jest dla wielu obszarów trudna do przyjęcia. Dlatego racjonalniej jest przyjąć tu obecność pola magnetycznego B skierowanego wzdłuż kierunku ruchu cząstek pyłu. Cząstki pyłu uzy-

skują podczas ruchu w atmosferze gazu pewien ujemny ładunek elektryczny q [131]–[134], rzędu jednego albo dwóch ładunków elementarnych. Jeżeli teraz masa cząstki jest m, to siła odśrodkowa, której podlega ta cząstka wynosi mv^2/r i jest prostopadła do pola magnetycznego. Siła



Rys. 9. Korelacja pomiędzy włóknami mgławic gazowych w Per i Tau z kierunkami płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd, wg Shajna [40]

ta w obecności pola magnetycznego B powoduje przesuwanie się cząstki w kierunku prostopadłym do kierunku działania siły odśrodkowej i kierunku pola z prędkością

$$v_D = \frac{mv^2}{qrB}. \tag{3.7}$$

W czasie r/v, gdy strumień cząstek pyłu przebędzie drogę równą w mierze łukowej jednemu radianowi, przesunięcie każdej cząstki w kierunku prostopadłym do siły odśrodkowej i do kierunku pola magnetycznego wyniesie

$$s = v_D \frac{r}{v} = \frac{mv}{qB}. \tag{3.8}$$

Żądając, by $s < \frac{1}{2}l$, gdzie l jest szerokością włókna pyłowego otrzymuje się warunek stabilności, wyznaczający dolną granicę natężenia pola magnetycznego [183]

$$B > 2\frac{mv}{ql}, \tag{3.9}$$

skąd przy obserwowanej wartości $l \sim 0{,}01$ lat świetlnych otrzymuje się

$$B > 0{,}25 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.10}$$

Tak więc wytłumaczenie obserwowanych form i kierunków włókien mgławic gazowych i gazowo-pyłowych wymaga przyjęcia galaktycznego pola magnetycznego o natężeniu danym przez (3.10).

3. *Izotropia i wielkie energie pierwotnych promieni kosmicznych*

Obserwacyjne dane odnośnie do pierwotnego promieniowania kosmicznego można streścić w następujących punktach:

a) W skład pierwotnego promieniowania kosmicznego wchodzą głównie protony i cząstki α. Względną zawartość jąder w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym daje tablica I, [45]. W składzie pierwotnego promieniowania kosmicznego nie obserwuje się elektronów o dużych energiach (wyjaśnienie tego faktu będzie dane w punkcie 4 niniejszego paragrafu).

Tablica I

Skład pierwotnego promieniowania kosmicznego
(liczby jąder na 10^5 protonów)

Liczba atomowa Z pierwiastka	Względna liczba jąder w prom. kosmicznym
1	10^5
2	10^4
3–5	<200
6–9	500
10–25	160
26	30
>30	<1

b) *Widmo energetyczne* pierwotnego promieniowania kosmicznego może być w obszarze energii $10^{10} < \mathcal{E} < 10^{18}$ eV przedstawione w następującej wykładniczej postaci

$$N(\mathcal{E}) = \text{Const}\, \mathcal{E}^{-\gamma}, \tag{3.11}$$

gdzie wykładnik $\gamma = 2-3$. Widmo to dane jest na rysunku 10, [45].

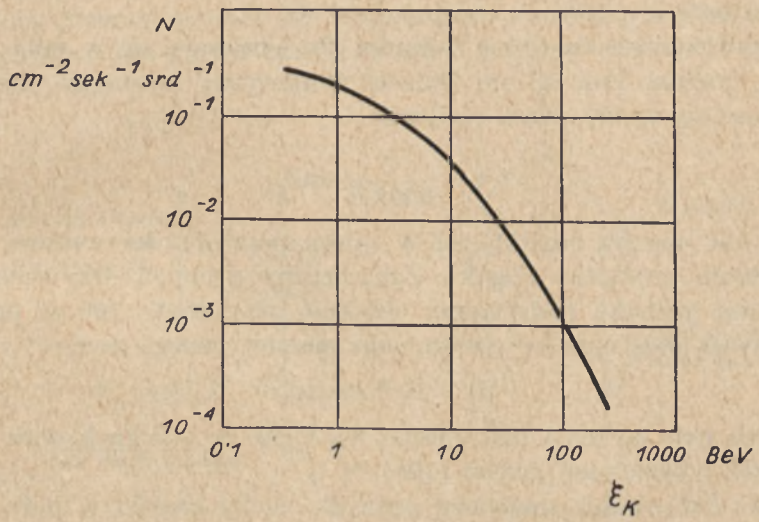
c) Charakterystyczną cechą pierwotnego promieniowania kosmicznego jest jego wysoka *izotropia*. Współczynnik anizotropii, określony jako

$$\delta = \frac{F_{max} - F_{min}}{F},$$

gdzie F_{max} i F_{min} są odpowiednio maksymalnym i minimalnym strumieniem F energii promieni kosmicznych w odpowiednich kierunkach, wynosi:

$$\text{dla energii } \sim 10^{17} \text{ eV} \quad \delta < 0{,}1$$
$$\text{dla energii } \sim 10^{18} \text{ eV} \quad \delta < 0{,}01 .$$

Promienie kosmiczne nie wykazują więc związku z płaszczyzną Galaktyki i kierunkiem na centrum Galaktyki.



Rys. 10. Integralne widmo pierwotnego promieniowania kosmicznego według Ginzburga [45]. Ilość cząstek N dana jest w funkcji energii kinetycznej protonów $\mathcal{E}_k$

d) Gęstość energii pola promieni kosmicznych wynosi w okolicy Słońca 1 eV/cm³ (nie wliczona jest tu składowa słoneczna). Porównanie gęstości energii różnych pól w otoczeniu Słońca daje tablica II **).

Tablica II

Gęstości energii w otoczeniu Słońca

Rodzaj pola	Gęstość energii pola w otoczeniu Słońca, eV/cm³
pole promieniowania kosmicznego	1
pole promieniowania świetlnego *)	0,3
pole prędkości ruchów turbulentnych	1
pole magnetyczne ($B = 0{,}5 \cdot 10^{-5}$ gauss)	1

*) Wartość ta jest prawdziwa w pobliżu płaszczyzny Galaktyki, a więc i w otoczeniu Słońca.

**) 1 eV = $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg.

Wyjaśnienie powyższych faktów obserwacyjnych przez założenie, że promienie kosmiczne nie są związane z Galaktyką, lecz przychodzą z przestrzeni metagalaktycznych wymagałoby niemożliwych do przyjęcia założeń o wydajności źródeł promieniowania kosmicznego. Dopiero założenie obecności pola magnetycznego w Galaktyce, które po pierwsze utrzymuje w granicach Galaktyki promienie kosmiczne, a po drugie przyśpiesza te promienie w wyniku działania określonego mechanizmu (mechanizm Fermiego, [46], [47]) pozwala na poprawną interpretację danych obserwacyjnych.

Relatywistyczne cząstki o ładunku Ze poruszają się w polu magnetycznym wzdłuż linii sił po liniach śrubowych; promienie krzywizny torów dane są wtedy przez równanie

$$r = \frac{\mathcal{E}}{300ZB} \sin\vartheta$$

gdzie $\mathcal{E}$ jest energią cząstki, zaś ϑ kątem pomiędzy kierunkiem linii sił i kierunkiem prędkości cząstki. Żądanie, by promień krzywizny r nie przewyższał grubości podsystemu obłoków gazu rzędu 100 pc prowadził do natężenia międzygwiazdowego pola magnetycznego rzędu

$$B > 10^{-6} \text{ gauss}, \tag{3.12}$$

przy czym pole to musi być obecne nie tylko w obłokach, lecz w całej przestrzeni wypełnionej gazem [198]. *)

Zasada zachowania momentu pędu dla ruchu cząstki w polu magnetycznym wymaga, aby

$$\frac{\sin^2\vartheta}{B} = \text{const}, \tag{3.13}$$

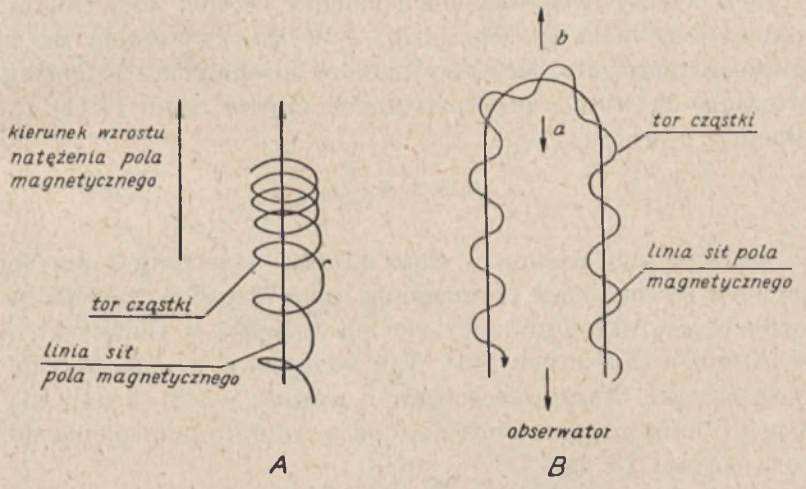
w ciągu całego ruchu. Otóż jeżeli pole magnetyczne jest niejednorodne i np. cząstka porusza się w kierunku, w którym pole wzrasta, to dla zachowania warunku (3.13) tor cząstki musi się zacieśniać, $\sin\vartheta$ musi rosnąć. Wzrost wyrażenia $\sin\vartheta$ jest ograniczony: gdy $\vartheta = \frac{\pi}{2}$, $\sin\vartheta$ przyjmuje maksymalną wartość równą jedności. Cząstka zatem nie może dalej przejść do obszaru o większym natężeniu pola, i odtąd ruch jej może się odbywać jedynie w kierunku powrotnym, [46]. Tak więc cząstka jakby „odbiła się" od niejednorodności pola magnetycznego (odbicie typu A, rys. 11 A).

*) Galaktyczne pole magnetyczne jest regularne w ramionach spiralnych (§ 4), ramiona te zajmują jedynie ok. 1% objętości sferycznego podsystemu, wypełnionego promieniami kosmicznymi. W dalszych rozważaniach nad przyśpieszaniem cząstek zakładać się będzie, że pole pomiędzy obłokami jest prawie jednorodne na odległościach rzędu odległości pomiędzy obłokami gazu (100 pc), po czym w istotny sposób zmienia się kierunek pola.

Energia cząstki przed i po odbiciu jest jednakowa pod warunkiem, że pole jest stacjonarne. W wypadku, gdy niejednorodność pola magnetycznego porusza się *) (np. w ośrodku rozchodzi się uderzeniowa fala magnetohydrodynamiczna), wtedy przy odbiciu typu A cząstka uzyskuje przyrost $\mathcal{D}\mathcal{E}$ energii równy

$$\mathcal{D}\mathcal{E} \sim \frac{u \cdot v}{c^2} \mathcal{E},$$

gdzie $\mathcal{E}$ jest energią cząstki liczoną wraz z energią spoczynkową, u jest prędkością przemieszczania się niejednorodności pola, zaś v jest prędkością postępowego ruchu cząstki w polu, przy czym $u \ll c$. Jeżeli teraz



Rys. 11. Ilustracja do mechanizmu Fermiego [46] przyśpieszania naładowanych cząstek w polach magnetycznych. Objaśnienia w tekście

$u > 0$, to przyrost energii cząstki na skutek odbicia będzie dodatni, gdy $u < 0$, to $\mathcal{D}\mathcal{E} < 0$. Ponieważ ilość zderzeń „napotykających" ($u > 0$) jest większa od ilości zderzeń „doganiających" ($u < 0$), przeto średnio przy izotropowym rozkładzie prędkości cząstka uzyska dodatni przyrost energii równy co do rzędu wielkości

$$\langle \mathcal{D}\mathcal{E} \rangle \sim 2 \frac{u^2}{c^2} \mathcal{E}. \tag{3.14}$$

Analogiczne procesy zachodzą, gdy cząstka porusza się po zakrzywionej linii sił (rys. 11 B), zaś zakrzywienie linii sił porusza się względem

*) Mamy tu na myśli układ odniesienia związany z Ziemią. W układzie poruszającym się wraz z niejednorodnością pola zmiana energii $\mathcal{D}\mathcal{E}$ cząstki jest równa zeru. W występujących dalej wzorach wszystkie wielkości odniesione są do układu związanego z Ziemią.

obserwatora (strzałki na rysunku 11 B). Mamy wtedy tzw. odbicie typu B, przy czym przy ruchu niejednorodności w kierunku oznaczonym na rys. 11 B literą a przyrost energii jest dodatni.

Duży wkład w proces przyśpieszania cząstek wnoszą zjawiska, w których cząstki są akcelerowane w tzw. pułapkach, tzn. pomiędzy dwoma zbliżającymi się do siebie czołami fal uderzeniowych, [47].

Wobec (3.14) przyrost średniej energii cząstki w jednostce czasu będzie

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \frac{u^2}{\tilde{\tau} \cdot c^2} \mathcal{E} = a\mathcal{E} \tag{3.15}$$

gdzie $\tilde{\tau}$ jest efektywnym czasem pomiędzy dwoma zderzeniami z niejednorodnościami pola (p. np. [45]). Powyższe wyrażenie na przyrost energii cząstki przyśpieszanej przy pomocy mechanizmu Fermiego [46], [47] prowadzi do widma przyśpieszanych cząstek typu (3.11) ze współczynnikiem γ równym

$$\gamma = 1 + \frac{1}{aT}, \tag{3.16}$$

gdzie T jest średnim czasem, w ciągu którego cząstka jest przyśpieszana przy pomocy mechanizmu Fermiego (p. np. [72]). Czas ten dla promieni kosmicznych jest określony nie tyle ich ucieczką z Galaktyki, ile procesami przemian jądrowych [45]. Tak więc za T można przyjąć średni czas życia cząstki. Wtedy obserwowana wartość $\gamma = 2-3$ daje dla protonów współczynnik a rzędu 10^{-16} sek, coprowadzi do podwojenia się energii cząstki w okresie 10^7 lat.

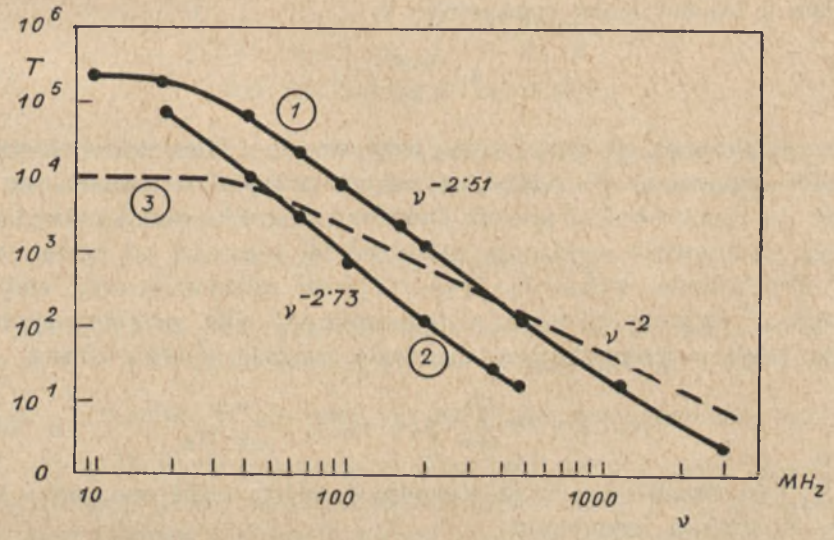
Przyśpieszanie cząstek w mechanizmie Fermiego jest efektywne jedynie wtedy, gdy straty energii cząstki pomiędzy zderzeniami (straty na jonizację, promieniowanie hamowania, odwrotny efekt Comptona itp.) są mniejsze, niż energia uzyskiwana na skutek zderzenia. Efektywnie będą więc przyśpieszane tylko te cząstki, których energia będzie większa od pewnej krytycznej wartości (tzw. energii injekcji). Jest to związane z tym, że straty energii (główną rolę grają tu straty na jonizację napotkanych cząstek) są w pierwszym przybliżeniu niezależne od energii cząstki, podczas gdy przyrost energii cząstki przyśpieszanej w wyniku działania mechanizmu Fermiego jest proporcjonalny do energii cząstki (3.15). Energia injekcji zależy od gęstości ośrodka i od wartości współczynnika a. Dla protonów wynosi ona 200 MeV. Mechanizm Fermiego jest bardziej efektywny w otoczkach supernowych, gdzie $a > 10^{-10}$, niż w materii międzygwiazdowej. Otoczki supernowych mogą być więc wstępnym akceleratorem promieni kosmicznych. Czytelników zainteresowanych bliższymi szczegółami tego problemu odsyłamy do zamieszczonej na końcu rozdziału literatury. Tamże Czytelnicy znajdą omówienie problemów po-

chodzenia promieni kosmicznych; zagadnienie to w niniejszym artykule pomijamy jako niezwiązane bezpośrednio z ogólnym polem magnetycznym Galaktyki.

Reasumując niniejszy punkt można powiedzieć, że przyjęcie obecności pola magnetycznego w przestrzeniach międzygwiazdowych pozwala poprzez mechanizm Fermiego na wyjaśnienie obserwowanych dużych energii promieni kosmicznych i ich izotropii.

4. *Promieniowanie radiowe relatywistycznych elektronów*

Promieniowanie radiowe Galaktyki nie może być w całości utożsamione z promieniowaniem termicznym, powstającym na skutek swobodno-swobodnych przejść elektronów w polach protonów. Widmo promieniowania termicznego ma bowiem w pewnym obszarze częstości zu-



Rys. 12. Widmo promieniowania radiowego Galaktyki wg Skhlovskiego [72]. Temperatura anteny wykreślona jest w funkcji częstości dla dwóch obszarów nieba: 1: $l = 300°$, $b = -2°$ oraz 2: $l = 180°$, $b = 0°$.
Dla porównania naniesiono 3: widmo promieniowania termicznego swobodnych elektronów

pełnie inny charakter niż widmo promieniowania radiowego Galaktyki (rys. 12). Mechanizm termiczny jest w stanie wyjaśnić obserwowane na falach krótkich (do 2—3 m) promieniowanie galaktyczne, podczas gdy na falach 3 m i dłuższych stanowi już tylko 60% i mniej całkowitego promieniowania. Mechanizm termiczny może być odpowiedzialny za składową płaską promieniowania radiowego, powstającą w obszarach równikowych o dużej gęstości zjonizowanego wodoru, podczas gdy mechanizm

generacji składowej pochodzącej z obszarów podsystemu sferycznego pozostaje niewyjaśniony *).

Alfvèn i Herlofson [67] oraz Kipenheuer [68] wysunęli myśl, że składowa sferyczna promieniowania radiowego Galaktyki może być spowodowana efektem spowalniania relatywistycznych elektronów w kosmicznych polach magnetycznych (promieniowanie betatronowe). W nierelatywistycznym przypadku elektron, poruszając się wzdłuż pola magnetycznego po linii śrubowej, promieniuje dipolowo z częstością larmorowską równą

$$\omega_H = \frac{eB_\perp}{mc}. \tag{3.17}$$

Natomiast elektrony o wielkich energiach (tzw. relatywistyczne elektrony, dla których $\mathcal{E} > mc^2$) zupełnie inaczej zachowują się w polach magnetycznych. Ich promieniowanie jest silnie anizotropowe, jest ono zawarte w stożku o bardzo małej rozwartości θ:

$$\theta \sim \frac{mc^2}{\mathcal{E}}, \tag{3.18}$$

przy czym kierunek osi tego stożka pokrywa się z kierunkiem chwilowej prędkości elektronu. W relatywistycznym przypadku zmienia się też częstość ω_H larmorowskiej precesji elektronu wokół kierunku pola magnetycznego, mianowicie występuje zależność tej częstości od energii elektronu. Przeliczenia wykazują [74]–[77], że relatywistyczny elektron o energii $\mathcal{E}$ wypromieniowuje w jednorodnym polu magnetycznym B w ciągu 1 sek w jednostkowym interwale częstości energię równą

$$P(\nu, \mathcal{E}) = 16 \frac{e^3 B_\perp}{mc^2} p(\omega \cdot \omega_m^{-1}) \quad \frac{\text{erg}}{\text{sek. Hz}} \tag{3.19}$$

gdzie $B_\perp$ jest składową pola prostopadłą do orbity elektronu, zaś p daną na rys. 13 funkcją argumentu

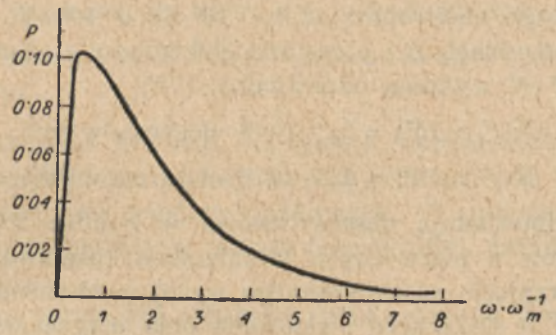
$$\omega \cdot \omega_m^{-1} = \omega \cdot \frac{mc}{eB_\perp} \left(\frac{mc^2}{\mathcal{E}}\right)^2. \tag{3.20}$$

Funkcja ta ma maksimum przy $\omega \cdot \omega_H = \frac{1}{2}$. Jak widać z rys. 13 relatywistyczny elektron promieniuje w polu magnetycznym głównie w obszarze widmowym dokoła częstości

$$\omega = \omega_H \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2}\right)^2, \tag{3.21}$$

*) Istnieje jeszcze trzecia składowa promieniowania radiowego Galaktyki – składowa metagalaktyczna, posiadająca na fali 1,2 m maksima natężenia w pobliżu równika układu lokalnego galaktyk [79], [80].

która to wobec $\mathcal{E} > mc^2$ może wielokrotnie przewyższać częstość larmorowską ω_H elektronu w przypadku nierelatywistycznym. Tak np. w polu o natężeniu $B = 10^{-5}$ gauss nierelatywistyczny elektron promieniuje z częstością około 30 Hz (długość fali 10^4 km), podczas gdy elektron o energii 10^9 eV może wysyłać częstość rzędu 120 MHz, co odpowiada fali radiowej długości 2,5—3 m [72].



Rys. 13. Przebieg funkcji P (3.19)

Obserwowane natężenie promieniowania radiowego, powstające w wyniku hamowania relatywistycznych elektronów w polach magnetycznych może być zapisane jako

$$I = \frac{1}{4\pi} \int P(\nu, \mathcal{E})\, N(\mathcal{E}, s)\, ds \tag{3.22}$$

przy czym $N(\mathcal{E}, s)$ jest gęstością elektronów o energii zawartej w przedziale $\mathcal{E}$, $\mathcal{E} + \mathcal{D}\mathcal{E}$ w punkcie odległym o s od miejsca obserwacji *). Współczynnik $\frac{1}{4\pi}$ wynika z założonej tu izotropii promieniowania, spowodowanej przypadkowymi orientacjami składowej „turbulentnej" (§ 4.1) międzygwiazdowego pola magnetycznego. Postać funkcji $N(\mathcal{E})$ jest przyjmowana przez analogię z postacią widma energetycznego pierwotnej składowej promieniowania kosmicznego, obserwowaną w pobliżu Ziemi, tzn.

$$N(\mathcal{E}) = k\mathcal{E}^{-\gamma}. \tag{3.23}$$

Przyjęcie (3.23) prowadzi do (3.22) postaci (p. np. [72]):

$$I \sim kB^{\frac{1+\gamma}{2}} \cdot \nu^{\frac{1-\gamma}{2}} \sim kB^{\frac{1+\gamma}{2}} \cdot \lambda^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2\,\text{sek steradian}} \tag{3.24}$$

Dla składowej sferycznej promieniowania radiowego Galaktyki obserwacje dają wartość

$$I \sim \lambda^{0{,}82} \tag{3.25}$$

*) Materia międzygwiazdowa jest praktycznie przezroczysta dla promieniowania o falach w rozpatrywanym zakresie długości fal.

w zakresie częstości od 2 do 500 megacykli. Zgodnie z równaniem (3.24) odpowiada to przy założeniu pola magnetycznego o natężeniu

$$B \sim 10^{-5} \text{ gauss} \tag{3.26}$$

widmu energetycznemu elektronów typu (3.23) ze współczynnikiem

$$\gamma = 2{,}6 \tag{3.27}$$

dla zakresu energii elektronów od $1{,}5 \cdot 10^8$ do $6 \cdot 10^9$ eV. Wyliczone przy powyższych wartościach B i γ gęstości elektronów o energiach większych od 10^7 eV i 10^9 eV wynoszą odpowiednio [72]:

$$N(\mathcal{E} > 10^7) = 2{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ elektronów/cm}^3, \tag{3.28}$$

$$N(\mathcal{E} > 10^9) = 1{,}3 \cdot 10^{-13} \text{ elektronów/cm}^3. \tag{3.29}$$

Wartości te odpowiadają obserwowanym w pobliżu Ziemi wartościom gęstości protonów w pierwotnych promieniach kosmicznych.

Tak więc przyjęcie naszkicowanego wyżej mechanizmu nietermicznej emisji radiowej w Galaktyce i założenie pola magnetycznego o natężeniu (3.26) pozwalałoby na wyjaśnienie radiowych danych obserwacyjnych *), jednocześnie tłumaczyłoby obserwowaną małą gęstość relatywistycznych elektronów w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym w pobliżu Ziemi **).

5. *Możliwość bezpośredniego pomiaru natężenia międzygwiazdowych pól magnetycznych*

Niedawno J. G. Bolton i J. P. Wild [81] wskazali na możliwość bezpośredniego pomiaru natężenia międzygwiazdowych pól magnetycznych poprzez efekt Zeemanowski wodorowej linii 21 cm. Słabe pole magnetyczne powoduje rozszczepienie linii H I 21 cm na trzy składowe o częstościach ν_0 (nieprzesunięta częstość podstawowa, składowa π) i $\nu_0 \pm eH/mc$ (składowe σ), H jest tu podłużną składową pola magnetycznego [82]. Różnica częstości pomiędzy obiema składowymi σ przy spodziewanej wartości natężenia międzygwiazdowego pola magnetycznego rzędu 10^{-5} gauss wynosi około 30 Hz. Ponieważ międzygwiazdowe profile 21 centymetrowe są bardzo rozszerzone na skutek efektu Dopplera,

*) Promieniowanie hamowania relatywistycznych elektronów jest liniowo spolaryzowane, przy czym wektor elektryczny drga w płaszczyźnie orbity elektronu. Aktualnie czynione są próby wykrycia polaryzacji promieniowania radiowego Galaktyki (całkowita polaryzacja powinna mieć miejsce w większych elementach turbulencji, w których pole B jest jednorodne). Niektóre z tych prób były uwieńczone pozytywnym rezultatem (np. [78]), aczkolwiek wyniki te wymagają potwierdzenia.

**) Nad problemem pochodzenia relatywistycznych elektronów w Galaktyce nie będziemy się tu zatrzymywać odsyłając Czytelnika do umieszczonej na końcu rozdziału literatury.

przeto Bolton i Wild proponują dokonanie pomiaru na ostrych stosunkowo (szerokość połówkowa rzędu 10 Hz) absorpcyjnych liniach 21 cm radioźródła w Kasjopei. Jeżeli zastosuje się metodę analogiczną do metody Babcocka, polegającą na odbieraniu na przemian sygnałów spolaryzowanych kołowo w przeciwnych kierunkach, to możliwe jest na 45 metrowym reflektorze wykrycie efektu Zeemana spowodowanego polem rzędu $3 \cdot 10^{-6}$ gauss (a stanowiącego około 1% szerokości linii).

§ 2. Ramiona spiralne jako nieskończone cylindry w polu magnetycznym

Poprzedni paragraf zawierał omówienie szeregu faktów obserwacyjnych, których wyjaśnienie wymagało przyjęcia istnienia pól magnetycznych w przestrzeniach międzygwiazdowych. W niniejszym paragrafie będą podane pewne przesłanki natury teoretycznej, świadczące za istnieniem tychże pól.

W niniejszym paragrafie będziemy aproksymowali ramię spiralne Galaktyki przez pewien bardzo uproszczony model, a następnie zbadamy za Chandrasekharem i Fermim [84] niektóre jego własności w wypadku, gdy znajduje się on w odpowiednio skierowanym polu magnetycznym. Niech ramię spiralne Galaktyki będzie reprezentowane przez nieskończenie długi cylinder o stałej średnicy $2R_0$ ($= 250$ pc $= 7{,}7 \cdot 10^{20}$ cm), zbudowany z idealnej plazmy (patrz rozdział I, § 5) o gęstości $\varrho = 2 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3. W tej plazmie niech będą rozrzucone gwiazdy, przy czym gęstość sumaryczna materii niech będzie dana przez $\varrho_t = \varrho + \varrho_s = 6 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3, ϱ_s jest tu średnią gęstością materii gwiazdowej. Niech plazma w ramieniu spiralnym porusza się ruchami turbulentnymi ze średnią prędkością $v = 5 \cdot 10^5$ cm/sek. Założymy teraz, że cylinder ten znajduje się w jednorodnym polu magnetycznym B, którego linie sił są równoległe do osi walca. Jak to będzie pokazane w § 4, przyjęty kierunek pola magnetycznego jest uzasadniony danymi obserwacyjnymi (pomiary międzygwiazdowej polaryzacji światła).

Warunkiem stabilności powyższego modelu ramienia spiralnego jest żądanie, aby ciśnienie grawitacyjne, pochodzące od masy walca i działające na plazmę było równoważone przez ciśnienie kinetyczne, pochodzące od turbulentnych ruchów plazmy oraz przez ciśnienie spowodowane oddziaływaniem pola magnetycznego na plazmę. Warunek ten

$$p_{graw} = p_{kin} + p_{mag} \tag{3.30}$$

można zapisać w postaci

$$\pi G \varrho \varrho_t R_0^2 = \frac{1}{3} \varrho v^2 + \frac{1}{2\mu} B^2 \tag{3.31}$$

$$1{,}5 \qquad 0{,}2 \qquad 1{,}3 \cdot 10^{-12} \text{ dyn/cm}^2$$

skąd łatwo otrzymać oszacowanie wartości pola magnetycznego

$$B = 0{,}6 \cdot 10^{-5} \text{ gauss} \tag{3.32}$$

(przenikliwość magnetyczna μ jest przyjęta jak dla próżni).

Podobne oszacowanie wartości pola magnetycznego można wyprowadzić bezpośrednio z równań ruchu cieczy idealnej (1.16). Mianowicie trzecie z równań (1.16) przy uwzględnieniu potencjału sił grawitacyjnych można dla wyżej określonego modelu ramienia spiralnego, posiadającego symetrię osiową, sprowadzić do postaci

$$\varrho \frac{Dv_r}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(p + \frac{1}{2\mu} B^2\right) - \frac{2Gm(r)}{r}\varrho\,, \tag{3.33}$$

gdzie ostatni człon jest gradientem osiowo-symetrycznego potencjału grawitacyjnego, zaś $m(r)$ oznacza masę jednostki długości, zawartą wewnątrz cylindra o promieniu r. W równaniu tym wszystkie zmienne zależą jedynie od odległości r od osi cylindra. Z równania (3.33) drogą prostych przekształceń (przemnożenie obu stron przez $2\pi r^2 dr$ i scałkowanie po dr w granicach od zera do R_0) łatwo dostaje się tzw. twierdzenie o wiriale dla układu o symetrii osiowej, uogólnione na przypadek magnetohydrodynamiczny

$$\frac{1}{4}\frac{d^2}{dt^2}\mathcal{B} - \mathcal{E}_{kin} = \left(\frac{c_p}{c_v} - 1\right) I + \mathcal{E}_{mag} - \frac{1}{2} GM^2\,, \tag{3.34}$$

gdzie $\mathcal{B}$ jest momentem bezwładności walca względem jego osi, M masą jednostki długości walca, zaś $\mathcal{E}_{kin}$ i $\mathcal{E}_{mag}$ są odpowiednio energiami kinetyczną i magnetyczną liczonymi na jednostkę długości walca. W przypadku równowagi dynamicznej lewa strona równania (3.34) znika (E_{kin} jest energią radialnych ruchów laminarnych), pierwszy wyraz po prawej stronie jest dodatni, zatem górna granica wartości energii magnetycznej jest dana przez

$$\mathcal{E}_{mag} = \tfrac{1}{2} GM^2\,, \tag{3.35}$$

skąd średni kwadrat pola magnetycznego

$$\langle B^2 \rangle = 2\pi\mu G \varrho^2 R_0^2\,. \tag{3.36}$$

Powyższe oszacowanie różni się od (3.31) nieuwzględnieniem przyczynku pochodzącego od prędkości turbulentnych oraz nieuwzględnieniem efektów grawitacyjnych, pochodzących od gwiazd.

W dalszym ciągu zajmiemy się zagadnieniem stabilności dynamicznej przyjętego uprzednio modelu ramienia spiralnego Galaktyki ze względu na periodyczne transwersalne oscylacje, przy dodatkowym założeniu nieściśliwości plazmy. Dowolna perturbacja, jakiej może podlegać ramię spiralne, rozważane jako nieskończony cylinder, może być przedstawiona

w postaci fourrierowskiej superpozycji elementarnych zaburzeń, deformujących pobocznicę walca w sposób określony równaniem

$$r = R + a_n \cos kz \cos n\vartheta\,, \qquad (3.37)$$
$$a_n \ll R\,,$$

współrzędne cylindryczne r, ϑ, z wprowadzone są tak, że oś z pokrywa się z osią walca, zaś ϑ liczone jest od jakiegoś ustalonego kierunku. Chandrasekhar i Fermi [84] badali stabilność cylindra ze względu na zaburzenia typu (3.37) w przypadku $n = 0$, tzn. zaburzeń symetrycznych względem osi z. Przeprowadzone przez nich badanie stabilności polega na wyliczeniu przyrostów $\mathcal{D}\mathcal{E}_{mag}$ i $\mathcal{D}\mathcal{E}_{pot}$ energii magnetycznej i potencjalnej (liczonych oczywiście na jednostkę długości walca), spowodowanych perturbacją. Przyrosty te są funkcją liczby falowej k zaburzenia i funkcją natężenia pola magnetycznego B

$$\mathcal{D}\mathcal{E}_{mag} + \mathcal{D}\mathcal{E}_{pot} = \mathcal{D}\mathcal{E}(k, B) \qquad (3.38)$$

O ile teraz przyrost energii walca na skutek zaburzenia (3.37) jest dodatni, $\mathcal{D}\mathcal{E} > 0$, to układ będzie miał tendencję do powrotu do pierwotnego stanu o niższej wartości energii. W tym wypadku układ będzie więc stabilny. Jeżeli natomiast $\mathcal{D}\mathcal{E} < 0$, wtedy pod wpływem perturbacji układ będzie przechodził do stanu o niższej wartości energii niż stan pierwotny. W tym przypadku układ będzie więc niestabilny, raz powstałe zaburzenie typu (3.37) będzie amplifikowane i amplituda jego będzie szybko rosła z czasem.

Wobec powyższego problem stabilności dynamicznej naszego modelu ramienia spiralnego sprowadza się do znalezienia znaku funkcji $\mathcal{D}\mathcal{E}(k, B)$ dla poszczególnych przedziałów argumentu. Raczej skomplikowane przeliczenia Chandrasekhara i Fermiego [84] prowadzą do wniosku, że $\mathcal{D}\mathcal{E} < 0$ dla $k < k_*(B)$, czyli że rozważany cylinder jest niestabilny dla zaburzeń typu (3.37) przy $n = 0$, o długościach fal λ większych od granicznej długości λ_* równej

$$\lambda_* = \frac{2\pi}{k_*(B)} \qquad (3.39)$$

Amplituda zaburzeń

$$a_0 \sim \exp(\pm qt) \qquad (3.40)$$

rośnie eksponencjalnie z czasem w przypadku niestabilnym (q rzeczywiste dodatnie), przy czym wartość q osiąga maksimum dla liczby falowej

$$k_{max}(B) < k_* \qquad (3.41)$$

Zatem dla $\lambda = \lambda_{max}$ tempo rozpadu rozważanego modelu ramienia spiralnego jest największe.

Poniższa tabelka [84] daje zależność parametrów λ_*, λ_{max} i q_{max}^{-1} od wartości natężenia pola B

Tablica III

Zależność parametrów λ_*, λ_{max} i q_{max}^{-1} od natężenia pola magnetycznego B.

B (gauss)	λ_* (parseków)	λ_{max} (parseków)	q_{max}^{-1} (lat)
0	$1{,}5 \cdot 10^3$	$2{,}7 \cdot 10^3$	$1{,}0 \cdot 10^8$
$5{,}0 \cdot 10^{-6}$	$1{,}7 \cdot 10^4$	$2{,}8 \cdot 10^4$	$8{,}7 \cdot 10^8$
$7{,}5 \cdot 10^{-6}$	$2{,}1 \cdot 10^5$	$3{,}4 \cdot 10^5$	$1{,}1 \cdot 10^{10}$
$10{,}0 \cdot 10^{-6}$	$6{,}9 \cdot 10^6$	$1{,}1 \cdot 10^7$	$3{,}5 \cdot 10^{11}$

Przy przyjętych wartościach gęstości plazmy w cylindrze i promienia cylindra model ramienia spiralnego jest dla natężenia pola magnetycznego rzędu $7 \cdot 10^{-6}$ gauss niestabilny dla zaburzeń typu (3.37) (przy $n = 0$) o długościach fali większych od 200 kiloparseków, zaś stała czasowa maksymalnego tempa rozpadu naszego modelu wynosi $q_{max}^{-1} = 10^{10}$ lat. Zatem już dla wartości pola magnetycznego rzędu $7 \cdot 10^{-6}$ gauss rozważany model ramienia spiralnego można uważać praktycznie za stabilny.

Dla ogólnego przypadku zaburzenia postaci (3.37) przy $n \neq 0$ podobne badania stabilności ramienia spiralnego przeprowadził R. S. Oganesjan [85]. Otrzymany przez niego wynik wskazywał na stabilność grawitacyjną modelu ze względu na zaburzenia typu (3.37) przy $n \neq 0$ dla wszystkich wartości liczby falowej k niezależnie od natężenia pola magnetycznego.

Magnetograwitacyjną stabilność cylindra ze ściśliwej plazmy w równoległym do jego osi jednorodnym polu magnetycznym ze względu na podłużne fale, rozchodzące się w kierunku pola badał Dibai [86]. Zlinearyzował on układ równań (1.16) przez założenie, że pole magnetyczne, potencjał grawitacyjny, gęstość i ciśnienie podlegają niewielkim odchyleniom od stanu stacjonarnego, a następnie otrzymał rozwiązania tego układu równań we współrzędnych cylindrycznych w postaci płaskich fal podłużnych, rozchodzących się w kierunku osi cylindra. Jednym z otrzymanych rozwiązań była fala alfvenowska, drugim — fala dźwiękowa rozchodząca się z prędkością

$$V^2 = V_s^2 - \frac{4\pi G\varrho}{k^2} + \left(\frac{V_s}{k} \cdot \frac{\mu_1}{R_0}\right). \tag{3.42}$$

W równaniu powyższym trzeci człon po prawej stronie uwzględnia odbicie fali na granicy cylindra, μ_1 jest pierwszym pierwiastkiem równania Bessela, k — liczbą falową zaburzenia. Cylinder będzie niestabilny, gdy

V będzie urojone (określenie niestabilności Jeansa), czyli gdy długość fali zaburzenia będzie większa od

$$\lambda_* = \left\{ \frac{G\varrho}{\pi V_s^2} - \left(\frac{\mu_1}{2\pi R_0} \right)^2 \right\}^{-1/2}. \tag{3.43}$$

W powyższym wzorze nie występuje pole magnetyczne — niestabilność cylindra nie zależy więc od obecności pola. Jest to zupełnie zrozumiałe wobec wmrożenia pola w materię (założenie idealnej plazmy), bowiem rozpatrywany ruch zachodzi wzdłuż linii sił. Kryterium (3.43) przy $R_0 \to \infty$ daje kryterium Jeansa stabilności nieograniczonego ośrodka ze względu na zaburzenia rozchodzące się wzdłuż pola magnetycznego [95], [100].

Magnetograwitacyjna stabilność ośrodka o symetrii osiowej znajdującego się w stanie różniczkowej rotacji dokoła osi symetrii była przedmiotem prac Pacholczyka i Stodółkiewicza [206]. Autorzy rozważali ten problem dwuwymiarowo przy założeniu, że linie sił pola magnetycznego tworzą koncentryczne okręgi o środku w osi symetrii układu. Otrzymali oni dosyć skomplikowane kryterium niestabilności przy założeniu zaburzenia o symetrii osiowej (zaburzenie takie odpowiada procesowi powstawania ramienia spiralnego w Galaktyce). Dla dużych odległości od osi symetrii układu kryterium to przyjmuje prostą postać: rozważany układ jest niestabilny ze względu na takie zaburzenia o symetrii osiowej, których długość fali przewyższa krytyczną wartość daną przez następujące wyrażenie

$$\lambda_* = \pi \left\{ \frac{V_s^2 + V_a^2}{\pi G\varrho - \frac{1}{2}\Omega F} \right\}^{1/2}, \tag{3.43a}$$

gdzie

$$F = -\frac{d}{dr}(\Omega r) - \Omega, \tag{3.43b}$$

zaś Ω jest prędkością kątową obrotu, G — stałą grawitacji. Wyrażenie (3.43a) świadczy o stabilizującym działaniu pola magnetycznego na zaburzenia o rozważanej postaci. Przy danej wartości gęstości ośrodka i danym przebiegu prędkości kątowej w funkcji odległości od osi obrotu można z (3.43a) znaleźć wartość natężenia pola magnetycznego, przy której amplifikowanie się zaburzenia o ustalonej długości fali λ jest niemożliwe. W zastosowaniu do gazowej protogalaktyki, w której mają powstawać ramiona spiralne kryterium (3.43a) określałoby górną granicę natężenia pola magnetycznego. Istnienie pola o natężeniu większym od granicznego uniemożliwiałoby powstanie ramion spiralnych w takiej protogalaktyce. Jeżeli założymy, że gęstość gazu w protogalaktyce wynosiła w otoczeniu Słońca $4{,}2 \cdot 10^{-24}$ g.cm^{-3} (jest to wartość gęstości

materii międzygwiazdowej plus gęstość materii gwiezdnej w tymże miejscu w naszej Galaktyce w jej obecnym stanie), to aby ramiona spiralne o obserwowanych rozmiarach rzędu 1 kpc mogły utworzyć się, pole magnetyczne protogalaktyki nie mogło przewyższać wartości równej

$$B = 1{,}0 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.43c}$$

§ 3. Fale magnetohydrodynamiczne w materii międzygwiazdowej

Gaz międzygwiazdowy tworzy w Galaktyce podsystem płaski, przy tym rozkład jego gęstości jest wyraźnie niejednorodny. Materia międzygwiazdowa posiada zagęszczenia w kształcie spiral; wyraźnie wskazują na to obserwacje radioastronomiczne na fali 21 cm [101]—[115]. Gazowe ramiona spiralne mają rozmiary poprzeczne w płaszczyźnie Galaktyki rzędu 500—1000 pc, zaś prostopadle do tej płaszczyzny rzędu 200 pc [120]. Lokalne zagęszczenia materii w ramionach spiralnych mają rozmiary rzędu 100 pc. Skład chemiczny gazu międzygwiazdowego podaje tablica IV [116].

Tablica IV

Skład chemiczny gazu międzygwiazdowego

Pierwiastek	Gęstość w stosunku do gęstości wodoru
H	1
He	0,54
Ne, O, każdy	0,01
C, Mg, Fe, każdy	0,001
Ar	0,002
N	0,004
Si, S, każdy	0,0006

Międzygwiazdowy wodór na przeważającym obszarze przestrzeni międzygwiazdowej znajduje się w stanie prawie całkowicie neutralnym (obszary HI). Jak to pokazał Strömgren [124], w odległościach rzędu 20—150 pc od gwiazd wczesnych typów (odległości te są funkcją gęstości ośrodka i jasności absolutnej — typu widmowego gwiazdy) wodór jest prawie całkowicie zjonizowany (obszary HII). Granice pomiędzy tymi dwoma typami obszarów są bardzo ostre, spadek stopnia jonizacji z odległością jest na granicach pomiędzy HII i HI gwałtowny. Fizyczne własności gazu w obszarach HI i HII podsumowuje tablica V. W związku z danymi tablicy V należy zwrócić uwagę na to, że w obszarach HI, przy średnim stopniu jonizacji rzędu 10^{-3} (zjonizowane metale i w niektórych

miejscach węgiel) przy temperaturach rzędu 10^2 stopni oddziaływania coulombowskie pomiędzy naładowanymi cząstkami (przekrój czynny rzędu 10^{-10} cm^2) [200] odgrywają większą rolę niż oddziaływania pomiędzy cząstkami neutralnymi (przekrój czynny $\sim 10^{-15}$ cm^2) [200], stąd duże przewodnictwo elektryczne. Z równania (1.18) widać, że nawet przy przewodnictwie elektrycznym rzędu 10^{-12} sek^{-1} czas relaksacji pola magnetycznego w obłoku HI jest wielki (rzędu 10^{20} sek), pole jest zatem praktycznie wmrożone w ośrodek HI, straty zaś na ciepło Joule'a są znikome. Można zatem obszary HI, tak jak i obszary HII z dostatecznie dobrym przybliżeniem uważać za składające się z plazmy.

Załóżmy, że materia międzygwiazdowa znajduje się w słabym pierwotnym polu megnetycznym. Słabość tego pola oznacza, że

$$R_p \ll 1\,, \tag{3.44}$$

(patrz I, § 1). Obecność pierwotnego słabego pola magnetycznego w Galaktyce może być spowodowana różnymi czynnikami, jak obecnością lokalnych gradientów temperatury czy ciśnienia, różniczkowym obrotem Galaktyki (efekt ten mógłby być odpowiedzialny za powstanie pola rzędu 10^{-16} gauss w ciągu $3 \cdot 10^9$ lat [200]), ruchem naładowanych cząstek pyłu (ruch cząstek pyłu różni się od ruchu gazu na skutek znacznie większej masy cząstek), czy wreszcie wyrzucaniem namagnesowanej materii z gwiazd. Ten ostatni proces wydaje się być najbardziej efektywnym czynnikiem, umożliwiającym wytłumaczenie obecności pierwotnego pola magnetycznego w Galaktyce.

Słabe pole spełniające warunek (3.44) praktycznie nie wpływa na stan ruchu ośrodka międzygwiazdowego (patrz rozdział I, § 1). Natomiast odwrotne oddziaływanie jest silne: „wmrożone" w ośrodek linie sił pola magnetycznego są „zaplątywane" na skutek turbulentnych ruchów ośrodka. Linie te będą rozciągane i wydłużane. W wyniku tego natężenie pola będzie rosnąć z czasem aż do chwili, gdy

$$R_p \sim 1\,, \tag{3.45}$$

tzn., gdy pole magnetyczne będzie na tyle silne, że zacznie tłumić turbulencję, począwszy od najmniejszych jej elementów. W obecnej chwili w Galaktyce tłumione są ruchy turbulentne o rozmiarach mniejszych od 100 pc. Energia pola magnetycznego, generowanego na skutek „zaplątywania" w ruchu turbulentnym linii sił jest czerpana z energii kinetycznej ruchu turbulentnego ośrodka. Nie będziemy tu zajmować się szczegółowo tym procesem generacji pola w Galaktyce, jako wykraczającym w pewnym sensie poza zakres laminarnej magnetohydrodynamiki. Literaturę na ten temat znaleźć można w [200] oraz w [II. 31].

Tablica V

Własności fizyczne gazu w obszarach HI i HII *)

Obszar HI

Zajmowany procent objętości Galaktyki	90	
Średni stopień jonizacji	10^{-3}	[200]
Liczba atomów wodoru (cm^{-3})	1	[119]
Liczba protonów „	0	
Liczba elektronów „	$5 \cdot 10^{-4}$	
Liczba innych jonów „	$5 \cdot 10^{-4}$	
Liczba innych atomów „	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	
Liczba ziaren pyłu „	10^{-12}	
Średnia droga swobodna elektronów (j. astr.)	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	[117]
Średnia droga swobodna atomów wodoru (j. astr.)	20	
Średnia droga swobodna ziaren pyłu (j. astr.)	1	
Temperatura kinetyczna (stopni K)	10^2	[126]-[129]
Ciśnienie kinetyczne (dyn/cm^2)	10^{-13}	[117]
Średnia prędkość ruchów turbulentnych (km/sek)	5	
Prędkość dźwięku (km/sek)	1,2	[123]
Skala elementów turbulencji (cm)	10^{16}—10^{17}	[200]
Przewodnictwo elektryczne (j. es. (sek^{-1}))	10^{11}	[200]
Lepkość ($g \cdot cm^{-1} sek^{-1}$)	$0{,}5 \cdot 10^{-4}$	[191]
Liczba Reynoldsa (dla L = 10 pc)	$0{,}5 \cdot 10^6$	[191]
Dyssypacja energii ruchu turbulentnego ($erg \cdot g^{-1} sek^{-1}$)	$4 \cdot 10^{-3}$	[191]
„ „ ($erg \cdot cm^{-3} sek^{-1}$)	$4 \cdot 10^{-27}$	[191]

*) 1 jedn. astr. = $1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm
1 pc = $3{,}08 \cdot 10^{18}$ cm
1 rok = $3{,}16 \cdot 10^7$ sek

Obszar HII

Zajmowany procent objętości Galaktyki	10	
Średni stopień jonizacji	1	[124]
Liczba atomów wodoru (cm^{-3})	0	[119]
Liczba protonów „	1	
Liczba elektronów „	1	
Liczba innych jonów „	$2 \cdot 10^{-3}$	
Liczba innych atomów „	0	
Liczba ziaren pyłu „	10^{-12}	
Średnia droga swobodna elektronów (j. astr.)	$5{,}6 \cdot 10^{-2}$	[117]
Średnia droga swobodna protonów (j. astr.)	$5{,}6 \cdot 10^{-2}$	
Średnia droga swobodna ziaren pyłu (j. astr.)	$8{,}1 \cdot 10^{-2}$	
Temperatura kinetyczna (stopni K)	10^4	[126]-[129]
Ciśnienie kinetyczne ($dyn \cdot cm^{-2}$)	10^{-13}—10^{-11}	[117]
Prędkość dźwięku ($km \cdot sek^{-1}$)	19	[123]
Skala elementów turbulencji (cm)	10^{13}—10^{14}	[200]
Przewodnictwo elektryczne (j. es. (sek^{-1}))	10^{13}	[200]

Z warunku (3.45), tzn.

$$B^2 \sim \mu\varrho v^2 \tag{3.46}$$

można oszacować rząd wielkości natężenia pola magnetycznego, podstawiając $\varrho = 10^{-23}$ g/cm^3 oraz wartość prędkości turbulentnej 10^6 cm/sek. Otrzyma się wtedy:

$$B \sim 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.47}$$

Jak już było o tym wspominane wyżej, przy spełnieniu warunku (3.45) oddziaływanie magnetohydrodynamiczne jest wzajemne, tzn. ruchy gazu są hamowane przez pole magnetyczne. Oczywiście hamowane są tylko takie ruchy gazu, które mają składową prędkości prostopadłą do kierunku pola magnetycznego. W czasie ruchów wzdłuż linii sił oddziaływanie magnetohydrodynamiczne nie przejawia swojej obecności. Zjawisko to powinno wobec istnienia regularnego pola magnetycznego Galaktyki skierowanego wzdłuż ramienia spiralnego (§ 4) wpływać na prędkości obłoków gazu. Rys. 14 przedstawia dany przez Pickelnera i Metika [185] rozkład prędkości radialnych obłoków w kierunkach prostopadłym i równoległym do kierunku ramienia spiralnego. Widać, że w kierunku równoległym ilość obłoków z dużymi prędkościami radialnymi jest większa niż w kierunku prostopadłym do ramienia spiralnego.

Ruchy materii w kierunku prostopadłym do kierunku regularnego pola magnetycznego Galaktyki powodują odchylenia linii sił równoległych do kierunku ramienia spiralnego. Odchylenia te mogą być uważane za falę magnetohydrodynamiczną (II, § 2), rozchodzącą się w kierunku regularnego pola z prędkością

$$W = \pm\sqrt{\mu^{-1}\varrho^{-1}}B. \tag{3.48}$$

[84]. Jeżeli z jest współrzędną liczoną w kierunku ramienia spiralnego, to równanie linii sił będzie

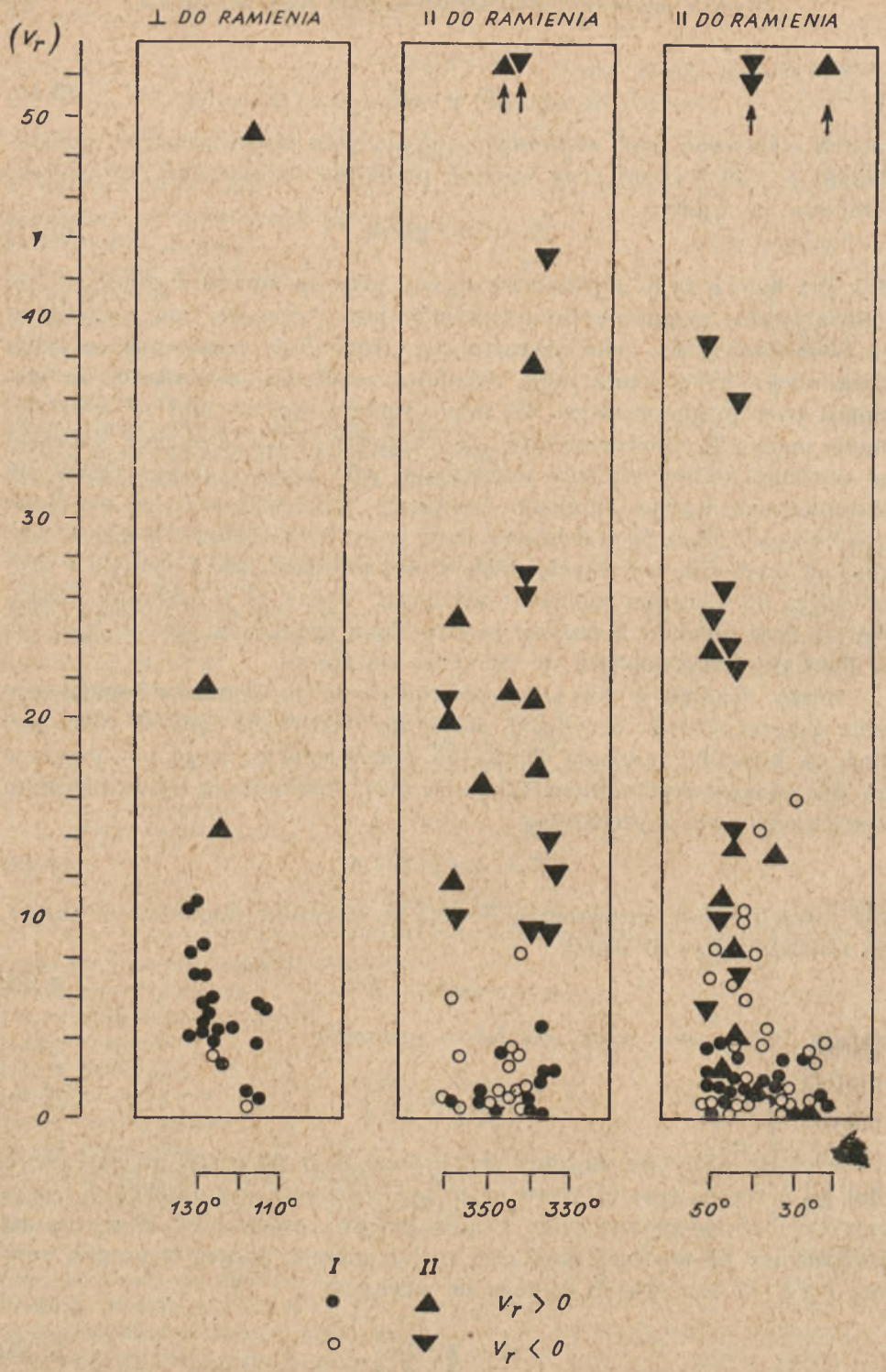
$$y = a\cos k(z - Wt), \tag{3.49}$$

(p. np. [0.1]), przy czym, jak łatwo sprawdzić

$$W^2\left(\frac{dy}{dz}\right)^2 = \left(\frac{dy}{dt}\right)^2. \tag{3.50}$$

Uśredniając powyższe możemy przyrównać dy/dz do średniego nachylenia linii sił a (nachylenie to łatwo może być wyznaczone z obserwacji kątów pozycyjnych spolaryzowanego światła gwiazd), prędkość dy/dt można zaś przyrównać do średniej prędkości ruchu gazu w danym kierunku, równej $v/\sqrt{3}$. W ten sposób dostaje się równanie

$$B = \sqrt{\frac{\mu\varrho}{3}}\frac{v}{a}, \tag{3.51}$$



Rys. 14. Rozkład prędkości radialnych obłoków międzygwiazdowych w obszarach $l = 110°-130°$, $330°-360°$, $20°-50°$ wg Pickelnera i Metika [185]. Kółka oznaczają główne składowe prędkości radialnych

mogące być pomocnym przy szacowaniu rzędu wielkości natężenia pola magnetycznego w Galaktyce. Davis [199] przyjmując na podstawie obserwacji Hiltnera [28], [27] wartość $\alpha = 0{,}2$ radiana oraz $\varrho \geqslant 10^{-23}$ g/cm^3 i $v \cong 20$ km/sek otrzymał

$$B \cong 10 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.52}$$

Chandrasekhar i Fermi [84] przyjęli wynikające z obserwacji radioastronomicznych wartości $\varrho \cong 2 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3 oraz $v \sim 5$ km/sek, w rezultacie czego dostali wartość

$$B \cong 0{,}7 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.53}$$

Stranahan [201] obliczył dla czterech wybranych pól wartości średnich kwadratowych odchyleń kątów polaryzacji. Otrzymana przez niego wartość $\alpha = 0{,}1$ radiana prowadzi do natężenia pola

$$B \cong 1{,}4 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.54}$$

Serkowski [196], [197] używając otrzymaną na podstawie statystycznej analizy polaryzacji światła gwiazd w podwójnej gromadzie w Perseuszu wartość $\alpha = 0{,}71 \pm 0{,}06$ radianów uzyskał natężenie pola

$$B \cong 0{,}5 \cdot 10^{-5} \text{ gauss}, \tag{3.55}$$

przy $\varrho \cong 2 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3 i $v \cong 12$ km/sek. Wszystkie te oszacowania natężenia pola zgodne są co do rzędu wielkości.

Serkowski [196], [197] pokazał, że statystyczna analiza danych obserwacyjnych, dotyczących polaryzacji światła gwiazd podwójnej gromady w Perseuszu nie pozwala na poprawną interpretację tych danych przy założeniu, że na regularne pole magnetyczne Galaktyki (patrz § 4) nakładają się izotropowe fluktuacje tego pola. Natomiast zgodny z obserwacjami jest model pola, zakładający fluktuacje prostopadłe do kierunku regularnego pola. Model ten odpowiada magnetohydrodynamicznej fali alfvenowskiej (II, § 2) rozchodzącej się wzdłuż regularnego pola (tj. wzdłuż spiralnego ramienia Galaktyki, § 4).

W niniejszym artykule nie będą omawiane zagadnienia magnetohydrodynamicznych fal uderzeniowych i ich związku ze strukturą mgławic gazowych. Pominięcie tych zagadnień wiąże się bezpośrednio z projektem poświęcenia im na łamach „Postępów Astronomii" w najbliższej przyszłości osobnego omówienia.

§ 4. Charakter ogólnego regularnego pola magnetycznego Galaktyki

1. *Pole regularne i pole „turbulentne"*

Jak już było o tym mówione w § 3, turbulentne ruchy ośrodka międzygwiazdowego powodują zaplątywanie się linii sił pola magnetycznego na skutek wmrożenia tych ostatnich w materię (I, § 6). Dlatego też ga-

laktyczne pole magnetyczne, jak na to wskazują obserwacje polaryzacji, rozpatrywane na stosunkowo niewielkich obszarach przestrzeni międzygwiazdowej posiada dosyć nieregularny charakter. Pomimo tego uśrednione po większych obszarach wartości natężenia i kierunku linii sił pola wykazują wyraźne regularności. Dlatego wygodnie będzie podzielić myślowo ogólne pole magnetyczne Galaktyki na dwie składowe: składową regularną, do badania której można stosować aparat laminarnej magnetohydrodynamiki, oraz na składową (nazwijmy) turbulentną, która w postaci fluktuacji nakłada się na średnie pole (składową regularną). *) Do badania składowej turbulentnej pola magnetycznego używa się metod statystycznych.

W dalszym ciągu niniejszego paragrafu omówimy niektóre zagadnienia dotyczące charakteru regularnego pola magnetycznego Galaktyki, m. in. topografię linii sił składowej regularnej w otoczeniu Słońca. Oczywiście o ile wnioski przedstawione w punktach 2, 3, 6 mogą odnosić się do pola magnetycznego całego systemu galaktycznego, o tyle wnioski zawarte w punktach 4 i 5 są słuszne lokalnie, w otoczeniu Słońca i uogólnianie ich na obszar całej Galaktyki jest nie zawsze uzasadnioną ekstrapolacją.

2. *Natężenie pola*

Różne metody oszacowania wartości natężenia regularnego pola magnetycznego Galaktyki podaliśmy wyżej w § 1 (3.5), (3.10), (3.12), (3.26) § 2 (3.32), (3.36) oraz § 3 (3.47), (3.52), (3.53), (3.54), (3.55). Są one obciążone dużymi niepewnościami. Tym niemniej wszystkie te oszacowania są zgodne co do rzędu wielkości: ten rząd wielkości natężenia pola magnetycznego w Galaktyce wynosi:

$$B \sim 10^{-5} \text{ gauss}. \tag{3.56}$$

3. *Podsystem*

Utrzymanie promieni kosmicznych w naszej Galaktyce wymaga obecności pola magnetycznego nie tylko w obłokach gazu, ale i w ośrodku międzyobłocznym, bardzo rozrzedzonym. Pole magnetyczne powinno się rozciągać nie tylko w obfitujących w obłoki obszarach w pobliżu płaszczyzny Galaktyki, ale i w rozrzedzonej gazowej koronie Galaktyki [144]—[146]. Analiza danych radiowych wskazuje na to, że gęstość emisji w pobliżu płaszczyzny Galaktyki (podsystem płaski rozciągający się do wysokości $z = 1$ kpc) jest tylko około 5 do 10 razy większa, niż w dużych odległościach od płaszczyzny Galaktyki ($z = 10$ kpc). Przy widmie relatywistycznych elektronów postaci (3.23) natężenie promieniowania radio-

*) Podział ten jest bardzo sztuczny. Bliżej o regularnym i turbulentnym charakterze międzygwiazdowego pola magnetycznego mówią m. in. prace [204], [205].

wego jest dane przez (3.24), gdzie B jest natężeniem pola magnetycznego (patrz § 1). Dane obserwacyjne prowadzą do wartości $\gamma = 2{,}6$. Jeżeli teraz założyć, że gęstość elektronowa maleje ze wzrostem z i przyjąć $k \sim B$ [146], to otrzyma się

$$I \sim B^{2{,}8}, \tag{3.57}$$

skąd, wykorzystując obserwowane wartości gęstości energii emitowanej w częstościach radiowych na obu wysokościach (1 kpc i 10 kpc) ponad płaszczyzną Galaktyki, otrzymuje się

$$B(z = 1) = 2 \cdot B(z = 10) \tag{3.58}$$

Dla $B(z = 1) = 0{,}6 \cdot 10^{-5}$ gauss jest $B(z = 10) = 0{,}3 \cdot 10^{-5}$ gauss. Ciśnienie magnetyczne pola o tym natężeniu równoważy wraz z ciśnieniem promieni kosmicznych ciężar masy gazu leżącej powyżej poziomu $z = 10$ kpc; ten warunek równowagi grawitacyjnej pozwala na znalezienie gęstości gazu na wysokości $z = 10$ kpc; gęstość ta wynosi [146]

$$n(z = 10) = 0{,}6 \cdot 10^{-2} \text{ atomów/cm}^3. \tag{3.59}$$

Tak więc dane obserwacyjne o emisji radiowej wskazują na to, że pole magnetyczne tworzy podsystem sferyczny.

4. *Struktura spiralna pola*

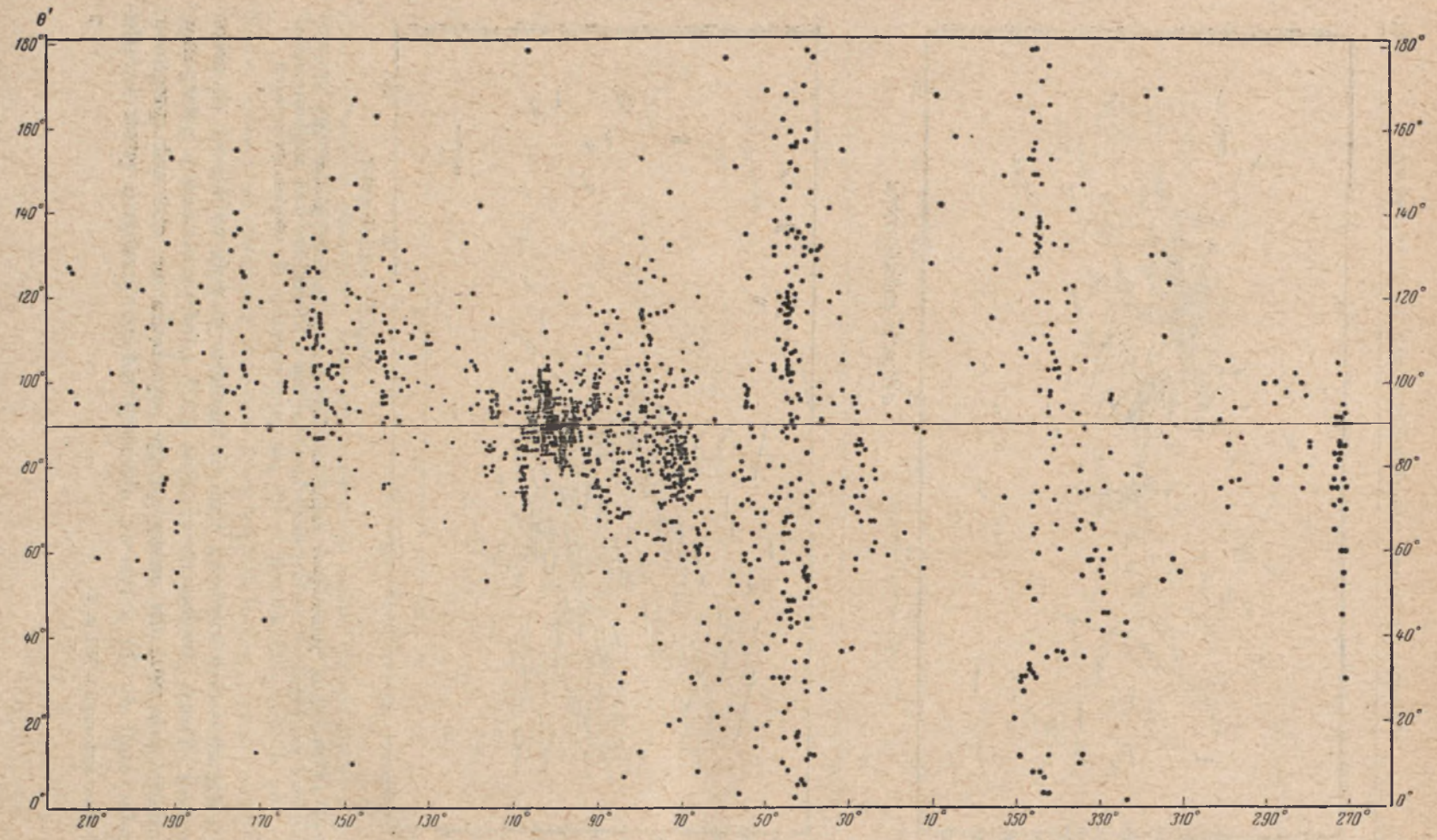
Hiltner, Hall i Mikesell [32] [34] zauważyli, że płaszczyzna drgań wektora elektrycznego jest równoległa do równika Galaktyki w pewnych zakresach długości galaktycznej, mianowicie w tych, dla których kąt pomiędzy kierunkiem widzenia i kierunkiem ramienia spiralnego jest bliski kąta prostego. Rysunki 15 i 16 wzięte z [32], pokazują orientację płaszczyzny drgań wektora elektrycznego w stosunku do równika galaktycznego w przypadku, gdy patrzymy prostopadle do ramienia spiralnego (rys. 15) i wzdłuż tego ramienia (rys. 16). Przypadkowe rozrzucenie kierunków na rys. 16 i dobre ich uporządkowanie na rys. 15 świadczyć mogą o tym, że porządkujące ziarna pyłu pole magnetyczne jest skierowane właśnie wzdłuż ramienia spiralnego. Pyłki te muszą być uporządkowane na całej drodze, jaką światło przebywa od gwiazdy do nas. W zasadzie do wytłumaczenia zjawiska polaryzacji światła wystarczyłoby przyjęcie regularnego pola magnetycznego jednorodnego na obszarach rzędu 1 kpc, znajdującego się jedynie w obłokach materii międzygwiazdowej, przy czym jednakowa orientacja pola w poszczególnych obłokach mogłaby być wytłumaczona jakimiś systematycznymi ruchami tych obłoków. Istnieją jednak dane obserwacyjne, świadczące o tym, że regularne pole Galaktyki jest zewnętrznym polem, i jako takie istnieje nie tylko wewnątrz obłoków, ale i pomiędzy nimi (§ 4, 3). Do tych danych

Rys. 15. Położenie płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd, dla których kierunek promienia widzenia tworzy z kierunkiem pola magnetycznego kąt bliski prostemu, wg Hiltnera [32]. Długość kresek jest proporcjonalna do stopnia polaryzacji

należą (poza izotropowością promieni kosmicznych i charakterem emisji radiowej) dane o kierunkach włókien mgławic gazowych i gazowo-pyłowych (§ 1), a także zauważona przez Shajna [39]–[43b] (rys. 9) korelacja pomiędzy kierunkiem włókien mgławic i kierunkiem płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd.

Rys. 16. Położenie płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd, dla których kierunek promienia widzenia tworzy niewielki kąt z kierunkiem pola magnetycznego, wg Hiltnera [32]. Długość kresek jest proporcjonalna do stopnia polaryzacji

Zagadnieniem kierunku linii sił regularnego pola zajmiemy się nieco szerzej. Teoria Davisa-Greensteina [20] międzygwiazdowej polaryzacji światła prowadzi do następującego wyrażenia na stosunek przyrostu polaryzacji dp do przyrostu absorpcji dA po przebyciu przez światło

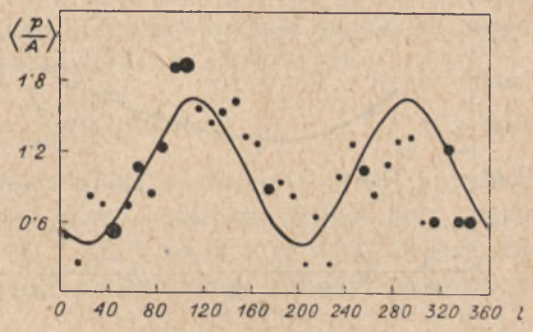


Rys. 17. Rozkład kątów pozycyjnych płaszczyzny drgań świetlnych dla gwiazd w pasmie $|b| \leqslant 6°$ wg Shajna [43b]

jednostkowej drogi (patrz § 1):

$$\frac{dp}{dA} = C\frac{B^2\cos^2 v}{T^{1/2}T_g n_H}. \tag{3.60}$$

B jest tu natężeniem pola magnetycznego porządkującego polaryzujące ziarna pyłu, $(\pi/2 - v)$ jest kątem, jaki tworzy promień widzenia gwiazdy z kierunkiem pola magnetycznego, T i T_g odpowiednio temperaturami międzygwiazdowego gazu i ziaren, zaś n_H jest gęstością gazu. C jest stałą zależną jedynie od rozmiarów i składu chemicznego ziaren pyłu. Stosunek (3.60) nie zależy od gęstości ziaren pyłu. Jeżeli teraz założymy, że wpływ zmian wartości iloczynu $T^{1/2}\cdot T_g\cdot n_H$ w przestrzeni międzygwiazdowej na stosunek p/A jest zaniedbywalny w interesującym nas pierwszym przybliżeniu (o wielkości tego wpływu można się zorientować



Rys. 18. Zależność średnich stosunków polaryzacji do absorpcji $\langle p/A\rangle$ od długości galaktycznej l wg Bielickiej i Serkowskiego [12]

na podstawie prac [13], [14]) oraz że pole magnetyczne jest jednorodne, to możemy napisać następujące wyrażenie na średnią (dla danej grupy gwiazd) wartość stosunku polaryzacji do absorpcji (nawias łamany jest symbolem uśredniania)

$$\left\langle\frac{p}{A}\right\rangle = DB^2\cos^2 v\,, \tag{3.61}$$

gdzie D jest stałą. Jeżeli teraz założymy, że pole magnetyczne B jest skierowane wzdłuż ramienia spiralnego Galaktyki (przy czym nie uwzględniamy tu krzywizny tego ramienia), wtedy $v = L - l$, gdzie L jest długością galaktyczną normalnej do ramienia spiralnego, zaś l bieżącą długością galaktyczną. Zatem w przypadku, gdyby to założenie było słuszne powinniśmy otrzymać przebieg średnich wartości stosunku polaryzacji do absorpcji z długością galaktyczną postaci:

$$\left\langle\frac{p}{A}\right\rangle = DB^2\cos^2(L-l)\,. \tag{3.62}$$

Istotnie: dane obserwacyjne potwierdzają wyraźnie powyższą zależność, sytuację tę obrazuje rysunek 18, wzięty z pracy [12]. Wyznaczona w tejże

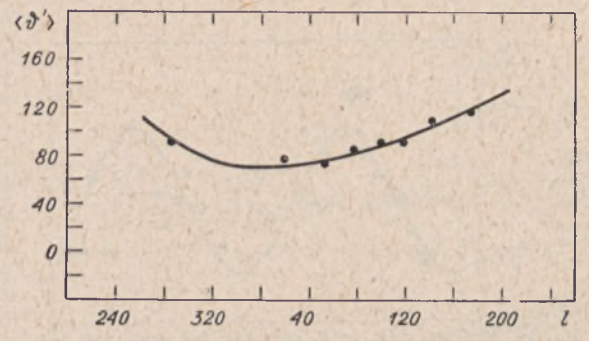
pracy wartość kierunku L normalnej do magnetycznego ramienia spiralnego wynosi:

$$L = 112° \pm 4° . \tag{3.63}$$

Słuszne jest więc założenie spiralnej struktury regularnego pola magnetycznego Galaktyki przynajmniej w otoczeniu Słońca (w promieniu rzędu 4 kpc).

5. *Średni równik magnetyczny*

Średnie kąty pozycyjne ϑ płaszczyzny drgań wektora elektrycznego spolaryzowanego światła gwiazd (G. A. Shajn), jak też i średnie parametry Stokesa U *) (S. L. Piotrowski) wykazują niewielkie systema-



Rys. 19. Zależność średnich kątów pozycyjnych płaszczyzny drgań świetlnych $\langle\vartheta'\rangle$ od długości galaktycznej l wg Shajna [43b]

tyczne odchylenia od kierunku równika galaktycznego, zmieniające się z długością galaktyczną jak funkcja sinus. Zależność od długości galaktycznej uśrednionych po grupach gwiazd kątów pozycyjnych płaszczyzny drgań wektora elektrycznego przedstawia rys. 19 wzięty z pracy Shajna [43b]. Przebieg zależności przedstawionej na rysunku 19 wskazuje na to, że średnia płaszczyzna pola magnetycznego jest nachylona do płaszczyzny Galaktyki. Kąt pomiędzy równikiem galaktycznym i równikiem magnetycznym wynosi 18°, przy czym węzły mają długości galaktyczne $l_1 \sim 15°$ i $l_2 \sim 195°$. Biegun magnetyczny ma współrzędne

$$\begin{cases} l \sim 105° \\ b \sim 72° \end{cases} \tag{3.64}$$

czyli

$$\begin{cases} \alpha \sim 12^{\mathrm{h}} \\ \delta \sim +46° \end{cases} \tag{3.65}$$

*) Parametr Stokesa U jest określony jako $U = Cp\sin(\vartheta - 90°)$, gdzie p jest stopniem polaryzacji światła gwiazdy, ϑ – kątem pozycyjnym płaszczyzny drgań wektora elektrycznego, zaś C stałą.

Położenie bieguna magnetycznego nie wydaje się być związane z położeniem bieguna układu lokalnego, ani innych układów szczególnych gwiazd. Jego związek z układem obłoków międzygwiazdowego gazu (magnetohydrodynamiczny efekt wmrożenia pola w gaz, rozdz. I, § 6) powinien być przedmiotem aktualnych badań.

6. *Składowa pionowa*

Dla pól magnetycznych ciał rotujących o rozmiarach kosmicznych (Ziemia, Słońce, gwiazdy magnetyczne) spełniony jest następujący związek pomiędzy momentem magnetycznym $\vec{\mu}_m$ *) i obrotowym momentem mechanicznym $\vec{P}_m$

$$\vec{\mu}_m = -\beta \frac{\sqrt{G}}{2c} \vec{P}_m \tag{3.66}$$

β jest tu stałą bliską jedności. Jest on spełniony i dla zmiennych magnetycznych, o ile moment $\vec{\mu}_m$ będzie obliczony dla pola magnetycznego B_0 będącego pierwszym wyrazem rozwinięcia na szereg typu

$$B = \sum B_n \cos n\alpha \tag{3.67}$$

zmiennego pola B w funkcji fazy zmian α. Związek (3.66) można też wyprowadzić teoretycznie dla rotujących kosmicznych mas przy pomocy analizy wymiarowej (Idlis [203]). P. M. S. Blackett [202] uważa nawet związek (3.66) za nowe ogólne prawo przyrody, wiążące pola magnetyczne z grawitacyjnymi.

Abstrahując od tego, czy związek (3.66) jest istotnie ogólnym prawem przyrody, a biorąc jedynie pod uwagę fakt, że jest on empirycznym związkiem spełnianym przez pola kosmicznych rotujących mas, może być interesujące oszacowanie rzędu wielkości przyczynku do ogólnego pola magnetycznego Galaktyki, wynikającego z przyjęcia reguły (3.66). Moment magnetyczny pola pochodzącego z (3.66) będzie skierowany wzdłuż osi obrotu Galaktyki jako całości. Dlatego też nazwijmy to pole składową pionową regularnego pola Galaktyki. Odpowiednie przeliczenia wykonał Idlis [203] przyjmując model Galaktyki, w którym punkty

*) Przypominamy definicję momentu magnetycznego $\vec{\mu}_m$:

$$\vec{\mu}_m = m_m \vec{l}$$

gdzie l jest odległością pomiędzy dwoma masami magnetycznymi m_m o przeciwnych znakach. Natężenie pola na powierzchni kuli o promieniu R, w środku której znajduje się dipol o momencie $\vec{\mu}_m$ wynosi

$$B_p = \frac{2\mu_m}{R^3}$$

(patrz np. [0.1]).

leżące poza płaszczyzną równikową obracają się z tą samą prędkością co punkty leżące w płaszczyźnie Galaktyki, będące tak samo oddalone od osi obrotu. Otrzymał on następujące wartości:

moment magnetyczny Galaktyki:

$$\vec{\mu}_m = 1{,}8 \cdot 10^{59} \text{ gauss} \cdot \text{cm}^3 \tag{3.68}$$

natężenie pola magnetycznego na biegunach Galaktyki:

$$B_p = 1 \cdot 10^{-8} \text{ gauss} \tag{3.69}$$

natężenie pola magnetycznego w centrum Galaktyki:

$$B_c = 2 \cdot 10^{-7} \text{ gauss} \tag{3.70}$$

Widzimy więc, że ponieważ składowa pionowa pola magnetycznego Galaktyki (o ile istnieje) jest o dwa rzędy wielkości mniejsza od składowej spiralnej, można ją zatem spokojnie zaniedbać przy rozważaniach topografii pola magnetycznego w okolicy Słońca.

LITERATURA

W poniższym spisie literatury następujące publikacje oznaczane są przy pomocy skrótów:

Problems of Cosmical Aerodynamics. Proceedings of the symposium on the motion of gaseus masses of cosmical dimensions held at Paris, August 16—19, 1949, Dayton, Ohio, 1951 = PCA (z podaniem numeru strony).

Les Particules solides dans les astres. Sixieme Coiloque International d'Astrophysique tenu a Liège, 15—17 juillet 1954. Memoires de la Societe Royale des Sciences de Liège, Tome XV, 1955 = Liège coll. (z podaniem numeru strony).

Gas Dynamics of Cosmic Clouds. A Symposium held at Cambridge, England, July 6—11, 1953, North Holland Pub. Co. Amsterdam, 1955 = GDCC (z podaniem numeru strony).

Proceedings of the Third Symposium on Cosmical Gas Dynamics held at the Smitsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, Massachusetts, June 24—29, 1957, Revievs of Modern Physics **30**, No. 3, 1958 = Rev. Mod. Phys. **30**, 1958 (z podaniem numeru strony).

Polaryzacja światła gwiazd odkryta została przez Hiltnera i Halla:

[1] W. A. Hiltner, Science, **109**, 165, 1949.

[2] J. S. Hall, Science **109**, 166, 1949.

Przeglądowe prace na temat międzygwiazdowej polaryzacji to:

[3] S. B. Pickelner, U. F. N. **58**, 285, 1956.

[4] K. Serkowski, Postępy Astronomii t. VII, z. 3 (w przygotowaniu).

[5] L. Davis, *Vistas in Astronomy*, Vol. I., 1955.

[6] L. Davis, Liège coll. s. 584.

[7] S. B. Pickelner, Liège coll. s. 595.

[8] H. C. van de Hulst, Liège coll. s. 609.

Przegląd danych obserwacyjnych polaryzacji światła gwiazd można znaleźć w pracach [3]–[5]. Zależność polaryzacji od współrzędnych galaktycznych jest poruszana w pracach [32], [34], [35] oraz w następujących publikacjach:

[9] H. M. Johnson, PASP **69**, 130, 1957.
[10] G. A. Shajn, A. Ż. **32**, 381, 1955.
[11] Th. Schmidt, Zs. f. Ap. **46**, 145, 1958.
[12] K. Bielicka, K. Serkowski, Postępy Astronomii **5**, 174, 1957.
[13] A. G. Pacholczyk, Acta Astr. **9**, No. 1, 1959.
[14] A. G. Pacholczyk, Acta Astr. **9**, No. 2, 1959.

Korelacja polaryzacji z międzygwiazdowymi pasmami poruszana jest m. in. w następujących pracach:

[15] J. L. Greenstein, L. H. Aller, Ap. J. **111**, 1, 1950.
[16] A. B. Underhill, Pub. DAO Victoria, **10**, No. 8, 1956, oraz w pracach [14] i [34].

Teoria rozpraszania światła na anizotropowych cząstkach jest tematem prac:

[17] R. Gans, Ann. d. Phys. **37**, 881, 1912.
[18] C. Schaeffer, F. Grossman, Ann. d. Phys. **31**, 455, 1910.

Pierwsza z nich daje przekroje czynne na absorpcję dla dielektrycznych sferoidów, druga dla nieskończonych cylindrów.

Różne mechanizmy międzygwiazdowej polaryzacji dane są w:

[19] L. Spitzer i J. W. Tukey, Ap. J. **114**, 187, 1951.
[20] L. Davis, J. L. Greenstein, Ap. J. **114**, 206, 1951.
[21] H. C. van de Hulst, Ap. J. **112**, 1, 1950.
[22] R. Cayrel, E. Schatzman, Liège coll. s. 601.
[23] T. Gold, M. N. **112**, 215, 1952.
[24] T. Gold, Liège coll. s. 591.

Zjawisko paramagnetycznej relaksacji jest przedmiotem monografii Gortera:

[25] C. J. Gorter, *Paramagnetic Relaxation*, New York, 1947.

Oszacowanie wartości natężenia pola magnetycznego, wymaganego przez teorię Davisa-Greensteina było dokonane przez:

[26] G. R. Burbidge, Ap. J. **118**, 575, 1953.

Wyniki pomiarów polaryzacji światła gwiazd są dane m. in. w następujących pracach:

[27] W. A. Hiltner, Phys. Rev. **78**, 170, 1950.
[28] W. A. Hiltner, Ap. J. **109**, 471, 1949.
[29] W. A. Hiltner, Ap. J. **114**, 241, 1951.
[30] W. A. Hiltner, Ap. J. **120**, 41, 1954.
[31] W. A. Hiltner, Ap. J. **120**, 454, 1954.
[32] W. A. Hiltner, Ap. J. suppl. No. 24, 1956.
[33] J. S. Hall, A. H. Mikesell, A. J. **54**, 187, 1949.
[34] J. S. Hall, A. H. Mikesell, Pub. US Naval Obs. **17**, 1, 1950.
[35] E. van P. Smith, Ap. J. **124**, 43, 1956.
[36] W. A. Dombrowskij, DAN Arm. SSR **12**, No. 4, 1950.
[37] W. A. Dombrowskij, A. Ż. **30**, 603, 1953.
[38] W. A. Dombrowskij, DAN SSSR **82**, 537, 1952.

Następujące prace poświęcone są problemom kształtu mgławic gazowych i gazowo-pyłowych a także związku kierunków ich włókien z kierunkami płaszczyzny drgań spolaryzowanego światła gwiazd:

[39] G. A. Shajn, A. Ż. **32**, 110, 1955.
[40] G. A. Shajn, A. Ż. **32**, 381, 1955.

[41] G. A. Shajn, A. Ż. 32, 489, 1955.
[42] G. A. Shajn, A. Ż. 33, 210, 1956.
[43] G. A. Shajn, A. Ż. 33, 469, 1956.
[43b] G. A. Shajn, A. Ż. 34, 3, 1957.

Oszacowanie natężenia pól magnetycznych, koniecznych do wyjaśnienia obserwowanej krzywizny włókien mgławic pyłowych było dokonane przez Parkera w pracy [183]. Zagadnieniom przyśpieszania promieni kosmicznych poświęcony jest szereg artykułów przeglądowych, m. in.:

[44] V. L. Ginzburg, UFN 51, 343, 1953.
[45] V. L. Ginzburg, UFN 62, 37, 1957,

gdzie podana jest pełna literatura zagadnienia.

W niniejszym spisie zacytujemy więc tylko klasyczne prace z tej dziedziny:

[46] E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169, 1949.
[47] E. Fermi, Ap. J. 119, 1, 1954.
[48] R. Richtmyer, E. Teller, Phys. Rev. 75, 1729, 1949.
[49] L. Spitzer, Phys. Rev. 76, 583, 1949.
[50] A. Unsöld, Phys. Rev. 82, 857, 1951.
[51] G. Cocconi, Phys. Rev. 83, 1193, 1951,

oraz nowsze prace, nie objęte spisem [45]:

[52] P. Morrison, Rev. Mod. Phys. 29, 235, 1957.
[53] G. R. Burbidge, F. Hoyle, A. J. 62, 9, 1957.

Przeglądowa praca poświęcona składowi pierwotnego promieniowania kosmicznego to praca:

[54] S. Vernov, V. L. Ginzburg, UFN 63, 131, 1957.

temu samemu problemowi poświęcony jest zbiór prac:

[55] *Pervičnoe kosmičeskoe izlučenije*, sbornik statej, Moskva 1956.

Problem pochodzenia promieni kosmicznych i relatywistycznych elektronów i związane z tym zagadnienia mechanizmu świecenia mgławic planetarnych, a w szczególności mgławicy Crab, rozważany jest w przeglądowej notatce:

[56] T. Jarzębowski, Postępy Astronomii 6, 166, 1958.

podaną tam literaturę niech uzupełnią poniższe pozycje:

[57] I. S. Shklovsky, DAN SSSR, 90, 983, 1953.
[58] R. H. Brown, H. P. Palmer, M. N. 115, 487, 1955.
[59] S. Hayakawa, Progr. Theor. Phys. 15, 111, 1956.
[60] G. R. Burbidge, Ap. J. 124, 416, 1956.
[61] M. T. Martel, CR (Paris) 243, 1726, 1956.
[62] G. Westerhout, BAN 12, 309, 1956.
[63] J. H. Piddington, Austr. Journ. Phys. 10, 530, 1957.
[64] S. Hayakawa, Y. Terashima, Progr. Theor. Phys. 18, 555, 1957.
[65] C. H. Mayer, T. P. Mc. Cullough, R. M. Sloanker, Ap. J. 126, 468, 1957.
[66] G. R. Burbidge, Ap. J. 127, 48, 1958.

Mechanizm promieniowania hamowania relatywistycznych elektronów w przestrzeniach kosmicznych podany przez:

[67] H. Alfven, N. Herlofson, Phys. Rev. 78, 616, 1950.
[68] K. Kiepenheuer, Phys. Rev. 79, 738, 1950.

i rozwinięty w pracach:

[69] V. L. Ginzburg, DAN SSSR 76, 377, 1951.
[70] G. G. Getmantzev, DAN SSSR 83, 557, 1952.
[71] V. L. Ginzburg, M. I. Fradkin, DAN SSSR 92. No. 3, 1953,

jest omówiony w następujących pracach przeglądowych:

[72] I. S. Shklovsky, *Kosmičeskoje radioizlučenije*, Moskva 1956.
[73] G. A. Gurzadian, *Radioastrofizika*, Erevan, 1956

oraz w pracy [45].

Teorią promieniowania betatronowego zajmowali się:

[74] L. A. Arcimovitch, I. J. Pomerantchuk, ŻETF **16**, 379, 1949.
[75] D. I. Ivanenko, A. A. Sokolov, DAN SSSR **59**, 1551, 1948.
[76] V. V. Vladimirskij, ŻETF **18**, 398, 1948.
[77] J. Schwinger, Phys. Rev. **75**, 1912, 1949.

Pomiar polaryzacji promieniowania hamowania w Galaktyce był dokonany przez:

[78] V. A. Riazin, A. Ż. **35**, 241, 1958.

Składową metagalaktyczną promieniowania radiowego zajmowano się w pracach:

[79] J. Kraus, H. Ko, Nature **172**, 538, 1953.
[80] I. S. Shklovsky, Radio Astr. Symposium No. IV, s. 241, 1957.

Możliwość bezpośredniego pomiaru natężenia międzygwiazdowych pól magnetycznych była wskazana przez:

[81] J. G. Bolton, J. P. Wild, Ap. J. **125**, 296, 1957.

Efekt zeemanowski dla linii HI 21 cm był liczony przez:

[82] J. E. Nafe, E. B. Nelson, Phys. Rev. **73**, 718, 1948.

Oszacowanie wartości natężenia pola magnetycznego wewnątrz cylindrycznego ramienia spiralnego zbudowanego z plazmy dali:

[83] S. Chandrasekhar, E. Fermi, Ap. J. **118**, 113, 1953.
[84] S. Chandrasekhar i E. Fermi, Ap. J. **118**, 116, 1953.

Badania stabilności ramienia spiralnego ze względu na małe zaburzenia przeprowadzili Chandrasekhar i Fermi [84] oraz:

[85] R. S. Oganesjan, A. Ż. **33**, 928, 1956.
[86] E. A. Dibai, A. Ż. **35**, 253, 1958.

Radialne pulsacje cylindra z plazmy w polu magnetycznym równoległym do jego osi oprócz wyżej podanej pracy 84 były rozważane w:

[87] E. Lyttkens, Ap. J. **119**, 413, 1954.
[88] K. P. Chopra, S. P. Talwar, Proc. Nat. Inst. of Sci India, **21**, 491, 1955.
[89] K. Körper, Z. Naturf, **12a**, 815, 1957.
[90] P. L. Bhatnagar, R. S. Nagpaul, Zs. f. Ap. **43**, 273, 1957.
[91] R. Simon, Ap. J. **128**, 375, 1958.
[92] E. Jensen, Astroph. Norv. **5**, 289, 1957.

przy czym praca Jensena rozważa cylinder z plazmy znajdujący się w równowadze temperaturowej z otaczającą plazmą o większej gęstości niż gęstość plazmy wewnątrz cylindra. Przypadek ten ma zastosowania heliofizyczne.

Osiowo symetryczne rozwiązania równań magnetohydrodynamiki z prądami powierzchniowymi były dane przez:

[93] L. Biermann, K. Hain, K. Jörgens, R. Lüst, Z. Naturf. **12a**, 826, 1957.

Osiowo symetryczne konfiguracje równowagi rozważali:

[94] R. Lüst, A. Schlüter, Z. Naturf. **12a**, 850, 1957.

Stabilność nieograniczonej plazmy rozważali:

[95] J. H. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge, 1928,

zaś przy obecności pola magnetycznego:

[96] A. B. Severny, Trudy II Sov. po vopr. kosmogonii, Moskva 1953, s. 363.
[97] A. B. Severny, Izv. KAO **11**, 129, 1954;

przy obecności sil Coriolisa przy obrocie sztywnym

[98] S. Chandrasekhar, *Vistas in Astronomy*, Vol. I, 1955;

przy obecności sil Coriolisa pochodzących od obrotu różniczkowego:

[99] N. Bel, E. Schatzman, Rev. Mod. Phys. **30**, 1015, 1958.

Ogólny przypadek przy obecności jednocześnie sił Coriolisa (obrót sztywny) i pola magnetycznego był przedmiotem pracy:

[100] S. Chandrasekhar, Ap. J. **119**, 7, 1954.

Tenże przypadek przy jednoczesnym uwzględnieniu lepkości ośrodka był rozważany przez:

[100a] A. G. Pacholczyk, J. S. Stodółkiewicz, Bull. Pol. Acad. Sci. 1959 (w druku).

Spiralna struktura gazu międzygwiazdowego wg obserwacji radioastronomicznych na fali 21 cm omawiana jest w pracach:

[101] H. C. van de Hulst, C. A. Muller, J. H. Oort, BAN **12**, 117, 1954.
[102] K. K. Kwee, C. A. Muller, G. Westerhout, BAN **12**, 211, 1954.
[103] J. H. Oort, GDCC s. 20.
[104] M. Schmidt, BAN **13**, 15, 1956.
[105] C. A. Muller, G. Westerhout, BAN **13**, 151, 1957.
[106] A. Ollongren, H. C. van de Hulst, BAN **13**, 196, 1957.
[107] G. Westerhout, BAN **13**, 201, 1957.
[108] M. Schmidt, BAN **13**, 247, 1957.
[109] W. C. Erickson, H. L. Helfer, H. E. Tatel, preprint from the Carnergie Inst. of Washington, 1957.
[110] F. J. Kerr, J. V. Hindman, M. Stahr Carpenter, Nature **180**, 677, 1957.
[111] H. van Woerden, G. W. Rougoor, J. H. Oort, CR (Paris) **244**, 1691, 1957.
[112] G. S. Gum, F. J. Kerr, Radiophysic Laboratory Report, No. RPL 138, 1958.
[113] H. C. van de Hulst, E. Raimond, H. van Woerden, BAN, **14**, 1, 1957.
[114] F. J. Kerr, Rev. Mod. Phys. **30**, 924, 1958

oraz w referatach wygłoszonych na IV Sympozjum UAI poświęconym radioastronomii (sprawozdania wydane w 1957 roku). Przeglądowym artykułem poświęconym problemom spiralnej struktury Galaktyki jest praca:

[115] J. H. Oort, F. J. Kerr, G. Westerhout, MN **118**, 379, 1958.

Własności fizyczne gazu międzygwiazdowego są omawiane w pracach:

[116] F. D. Kahn, GDCC s. 60.
[117] L. Spitzer, PCA s. 39.
[118] A. Schlüter, GDCC s. 46.
[119] M. P. Savedoff, GDCC s. 50.
[120] H. C. van de Hulst, Rev. Mod. Phys. **30**, 913, 1958.
[121] R. D. Davies, Rev. Mod. Phys. **30**, 931, 1958.

i w monografiach:

[122] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience Pub. Inc, New York, 1956.
[123] S. A. Kaplan, *Miežzwiozdnaja gazodinamika*, Moskva, 1958.

Granice obszarów HII rozciągających się dokoła gwiazd wczesnych typów wyliczone są w pracy Strömgrena:

[124] B. Strömgren, Ap. J. **89**, 526, 1939.

zaś w przypadku ośrodka o zmiennej gęstości w pracy, streszczonej w:

[125] A. Opolski, Postępy Astronomii, t. VI, 66, 1958.

Temperatura materii międzygwiazdowej jest przedmiotem serii prac:

[126] L. Spitzer, Ap. J. **107**, 6, 1948.

[127] L. Spitzer, Ap. J. **109**, 337, 1949.
[128] L. Spitzer, M. P. Savedoff, Ap. J. **111**, 539, 1950.
[129] L. Spitzer, Ap. J. **120**, 1, 1954.
[130] M. J. Seaton, Ann. d. Ap. **18**, 188.

Własności pyłu międzygwiazdowego są omówione w pracy [19] oraz w następujących pracach:

[131] L. Spitzer, Ap. J. **93**, 369, 1941.
[132] L. Spitzer, Ap. J. **94**, 232, 1941.
[133] L. Spitzer, Harv, Obs. Monograph No. 7, Centennial Symposia.
[134] L. Spitzer, Ap. J. **111**, 593, 1950.
[135] H. C. van de Hulst, Liège coll. s. 393.
[136] A. Elvius, Liège coll. s. 414.
[137] L. Divan, Liège coll. s. 538.
[138] B. Donn, Liège coll. s. 571.
[139] F. D. Kahn, Liège coll. s. 578

i w przeglądowym artykule:

[140] S. Piotrowski, Postępy Astronomii, t. IV, 47, 1956.

Hipoteza Platta wysunięta była w pracach:

[141] J. R. Platt, Ap. J. **123**, 486, 1956.
[142] J. R. Platt, B. Donn, A. J. **61**, 11, 1956.

jej też jest poświęcony przeglądowy artykuł:

[143] A. G. Pacholczyk, Postępy Astronomii, **6**, 168, 1958,

w którym podana jest pełna literatura odnosząca się do tego zagadnienia.

Gazowa korona Galaktyki była m. in. przedmiotem następujących prac:

[144] S. B. Pickelner, DAN SSSR **88**, 229, 1953.
[145] S. B. Pickelner, I. S. Shklovsky, A. Ż. **34**, 145, 1957.
[146] S. B. Pickelner, I. S. Shklovsky, Rev. Mod. Phys. **30**, 935, 1958.

Niżej podamy literaturę związaną z problemami fal uderzeniowych w hydrodynamice i magnetohydrodynamice ośrodka międzygwiazdowego. Przeglądową monografią w tej dziedzinie jest praca Kapłana [123].

Hydrodynamiczne fale uderzeniowe rozważane w aspekcie astrofizycznym są przedmiotem następujących prac:

[147] J. M. Burgers, PCA s. 74.
[148] E. Schatzman, PCA s. 116.
[149] J. M. Burgers, PCA s. 123.
[150] W. P. Robberts, J. M. Burgers, Proc. Ac. Sci. Amsterdam **52**, 958, 1067, 1949.

Następujące prace uwzględniają proces wyświecania energii przy przejściu fali uderzeniowej:

[151] S. A. Kaplan, A. Ż. **33**, 646, 1956.
[152] H. E. Petschek, Rev. Mod. Phys. **30**, 966, 1958.
[153] S. B. Pickelner, Izv. KAO **12**, 94, 1954.
[154] G. Field, Ap. J. **124**, 555, 1956.
[155] S. A. Kaplan, G. I. Gopasiuk, Lwów Circ. No. 25, 1953.
[156] J. Chamberlain, Ap. J. **117**, 387, 389, 1953.
[157] H. K. Sen, A. J. **62**, 33, 1957.

Eksperymentalnym badaniem tego wyświecania zajmuje się Kantrowitz:

[158] A. Kantrowitz, GDCC s. 85.

Obserwacjom świecących frontów w mgławicach gazowych poświęcone są m. in. prace:

[159] R. Minkowski, GDCC s. 106.

[160] S. R. Pottasch, BAN **13**, 71, 1956.
[161] S. R. Pottasch, BAN **14**, 29, 1958.
[162] S. R. Pottasch, Rev. Mod. Phys. **30**, 1053, 1958.

Fronty jonizacyjne są tematem następujących prac:

[163] E. Schatzman, F. D. Kahn, GDCC s. 163.
[164] F. D. Kahn, BAN, **12**, 187, 1954.
[165] S. A. Kaplan, A. Ż. **34**, 183, 1957.
[166] M. Savedoff, J. Greene, Ap. J. **122**, 477, 1955.
[167] F. D. Kahn, Rev. Mod. Phys. **30**, 1058, 1958.
[168] F. A. Goldsworthy, Rev. Mod. Phys. **30**, 1062, 1958.

Magnetohydrodynamiczne fale uderzeniowe są przedmiotem następujących prac:
a) bez uwzględnienia wyświecania energii:

[169] S. I. Syrowatskij, ŻETF **24**, 622, 1953.
[170] W. Marshall, Phys. Rev. **103**, 1900, 1956

oraz prace II. 27 i II. 28.

b) z uwzględnieniem wyświecania energii:

[171] S. A. Kaplan, A. Ż. **31**, 368, 1954.
[172] S. A. Kaplan, A. Ż. **34**, 321, 1957.

Zderzenia chmur gazowych i procesy ekspansji tychże chmur w próżnię są tematem prac:

[173] F. D. Kahn, GDCC s. 115.
[174] D. W. Pack, MN **113**, 43, 1953.
[175] F. D. Kahn, Rev. Mod. Phys. **30**, 1069, 1958.
[176] F. D. Kahn, Journ. of Fluid Mech. **2**, 601, 1957.
[177] J. C. Mc. Vittie, PCA s. 89.
[178] E. Klüver, PCA s. 112.
[179] R. C. Khare, Zs. f. Ap. **33**, 251.
[180] R. C. Khare, Zs. f. Ap. **34**, 115.
[181] R. C. Khare, Zs. f. Ap. **35**, 125.

Zagadnieniom dynamiki ośrodka międzygwiazdowego poświęcone są m. in. prace:

[182] A. Schlüter, GDCC s. 144.
[183] E. N. Parker, Rev. Mod. Phys. **30**, 955, 1958.
[184] E. N. Parker, Ap. J. Suppl. No. 27, 1957.
[185] S. B. Pickelner, L. P. Metik, Izv. KAO **18**, 198, 1958.
[186] B. Strömgren, PCA s. 15.
[187] B. Donn, Rev. Mod. Phys. **30**, 940, 1958.
[188] S. A. Kaplan, Rev. Mod. Phys. **30**, 943, 1958.
[189] E. N. Parker, Ap. J. **117**, 169.

Dyssypacja energii w ośrodku międzygwiazdowym jest przedmiotem prac:

[190] H. E. Petschek, Rev. Mod. Phys. **30**, 966, 1958.
[191] L. Biermann, A. Schlüter, Rev. Mod. Phys. **30**, 975, 1958.

Ogrzewanie i kondensacja materii międzygwiazdowej omawiane są w pracach:

[192] E. Schatzman, Rev. Mod. Phys. **30**, 1009, 1958.
[193] E. Schatzman, Rev. Mod. Phys. **30**, 1012, 1958.
[194] G. J. Odgers, Rev. Mod. Phys. **30**, 1017, 1958.

Różne zagadnienia odnoszące się do kosmicznych pól magnetycznych są poruszane w pracach:

[195] L. Biermann, GDCC s. 141.
[196] K. Serkowski, Rev. Mod. Phys. **30**, 952, 1958.

[197] K. Serkowski, Acta Astronomica, **8**, Nr. 3, 1958.
[198] S. B. Pickelner, Izv. KAO **10**, 74, 1953.
[199] L. Davis, Phys. Rev. **81**, 890, 1951.
[200] A. Schlüter, L. Biermann, Z. Naturf. **5a**, 237, 1950.
[201] G. Stranahan, Ap. J. **119**, 465, 1954.

Związek pomiędzy polami magnetycznymi i grawitacyjnymi jest przedmiotem rozważań w następujących pracach:

[202] P. M. S. Blackett, UFN **38**, 52, 1947.
[203] G. M. Idlis, Izv. Astr. Inst. **4**, 1957,

w których podana jest dalsza literatura.

O regularnym i turbulentnym charakterze międzygwiazdowych pól magnetycznych mówią m. in. prace:

[204] S. Chandrasekhar, Proc. Roy. Soc. **233 A**, 330, 1955.
[205] K. Takakubo, Sendai astron. rap. No. 45, 97, 1955.

Magnetograwitacyjna stabilność osiowo-symetrycznego ośrodka, podlegającego różniczkowej rotacji była badana w pracy:

[206] A. G. Pacholczyk, J. S. Stodółkiewicz (w przygotowaniu).

ZAKOŃCZENIE

W artykule niniejszym omówione zostały zagadnienia magnetohydrodynamiki ruchu laminarnego wyselekcjonowane pod pewnym kątem widzenia, mianowicie pod kątem widzenia zastosowań do fizyki ośrodka międzygwiazdowego. Ale nawet te wybrane zagadnienia nie stanowią pełnego układu problemów współczesnej magnetohydrodynamiki materii międzygwiazdowej. Autor pominął tu zupełnie zagadnienia magnetohydrodynamicznych fal uderzeniowych i ich związku ze strukturą mgławic gazowych, jak również fizykę zjawisk zachodzących na pograniczu ośrodków II i III. Pominięcie tych zagadnień wiąże się bezpośrednio z zamiarem poświęcenia im w najbliższej przyszłości osobnego artykułu w „Postępach Astronomii".

Dwa pierwsze rozdziały są zbyt obszerne, aby stanowić logiczny wstęp do rozdziału trzeciego. Odwrotnie: trzeci rozdział jest raczej pretekstem do zamieszczenia dwóch pierwszych w „Postępach Astronomii". Celem tych dwóch rozdziałów jest danie pewnej minimalnej teoretycznej podbudowy może nie tyle pod rozdział trzeci, ile pod zamieszczone w nim pozycje bibliograficzne.

Te właśnie pozycje bibliograficzne stanowią osobne zagadnienie w strukturze niniejszego artykułu. Cytowana literatura obejmuje całość aktualnych problemów (a nie pozycji), dotyczących magnetohydrodynamiki ruchu laminarnego i jej związku z międzygwiazdowymi polami magnetycznymi. Spisy literatury autor starał się podać w takiej formie, aby Czytelnik łatwo mógł znaleźć omówienia tych wszystkich problemów, które szkicowo tylko były poruszane w niniejszym artykule, albo nie były poruszane wcale.

Zagadnienia fizyki gwiazd w gromadach otwartych

JÓZEF SMAK

Gromady gwiazd stanowią grupę obiektów bardzo ważnych z punktu widzenia badań cech fizycznych i ewolucyjnych gwiazd. W ich przypadku bowiem przyroda daje astronomom ogromną szansę: możliwość założenia w stosunku do członków jednej gromady identyczności wieku i (w przybliżeniu) składu chemicznego tworzywa, z którego powstały. Badania asocjacji, gromad otwartych i kulistych można podzielić na dwie kategorie: pierwsze, opierające się na bezpośrednich danych obserwacyjnych, odnoszą się do własności poszczególnych obiektów: jasności, barw, typów widmowych, ruchów, podwójności lub wielokrotności itd. Rezultatem tych badań jest znajomość obecnych charakterystyk gromad i ich członków. Drugi rodzaj badań ma charakter interpretacyjny, stawiając sobie za cel przedstawienie obecnych charakterystyk danej gromady jako wyniku ogólnych procesów rozgrywających się w Galaktyce. Ten drugi aspekt wiąże się bezpośrednio z zagadnieniami powstawania i ewolucji gwiazd.

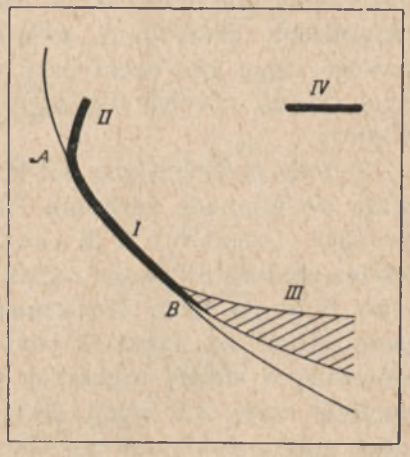
Niniejszy artykuł w sposób szkicowy przedstawia niektóre zagadnienia fizyki gwiazd w gromadach otwartych i asocjacjach, oraz ich znaczenie dla teorii budowy i ewolucji gwiazd w świetle dotychczasowych danych obserwacyjnych i ostatnio przyjmowanych rozważań teoretycznych.

W chwili obecnej nie można przeprowadzić racjonalnego podziału na gromady otwarte i asocjacje, ani też prowadzić z osobna rozważań nad ich fizycznymi cechami. Istnieje wiele obiektów (np. *NGC* 2244), które są klasyfikowane jednocześnie jako asocjacje i gromady otwarte. W bardziej ogólnych wypadkach gromada otwarta (lub kilka gromad bywa jądrem asocjacji. W rzeczywistości bowiem jedyna różnica między tymi dwoma rodzajami obiektów sprowadza się do różnic średniego czasu życia. Asocjacje ulegają rozpadowi już po kilku milionach lat, gromady otwarte są bardziej stabilne; najstarsze z nich (M 67) mają wiek równy gromadom kulistym. Możemy traktować gromady, jako pozostałości centralnych części asocjacji, składających się z gwiazd obdarzonych małymi ruchami, co w konsekwencji (poprzez ujemną energię całości) prowadzi do stabilności układu. W rozważaniach zatem nad fizycznymi cechami

gwiazd można ograniczyć się do gromad otwartych, stanowiących obiekty lepiej zbadane, a reprezentujące kolejne stadia ewolucji gwiazd w szerokim przedziale czasowym.

I. Diagram Hertzsprunga-Russella

Za moment przełomowy w historii badań wykresów barwa—jasność gromad otwartych uważać należy szerokie zastosowanie do tych celów fundamentalnego systemu fotometrii trójbarwnej U, B, V Johnsona i Morgana (1953). Idea wprowadzenia systemu fotometrycznego, który umożliwiłby uwolnienie się od efektów pochłaniania międzygwiazdowego pochodząca od Beckera (1938) rozwinięta w pracach Johnsona i jego współpracowników stała się obecnie podstawową metodą badawczą w zastosowaniu do szerokiej klasy obiektów. W przypadku diagramu H-R gromad otwartych fotometria U, B, V umożliwia wyznaczenie nadwyżki barwy E_{B-V}, a z niej wartość absorpcji międzygwiazdowej. W dalszym ciągu rozważania będą odnosić się do poprawionych w taki sposób danych fotometrycznych. Inne problemy fotometrii trójbarwnej zostaną omówione w następnej części artykułu.



Rys. 1. Schematyczny wygląd diagramu H-R dla gromady otwartej. Oznaczone zostały poszczególne grupy gwiazd: I — gwiazdy standardowej części ciągu głównego, II — górna część ciągu odchylona przez ewolucję, III — gwiazdy w stadium grawitacyjnego kurczenia się, IV — olbrzymy

Kształt zależności barwa—jasność dla przeciętnej gromady otwartej pokazuje schematycznie rys. 1. Zarówno dane obserwacyjne jak i rozważania teoretyczne wskazują, że gwiazdy występujące w gromadach otwartych można podzielić na cztery, zaznaczone na rysunku grupy: trzy tworzące ciąg główny i gałąź olbrzymów lub nadolbrzymów. Okazuje się przy tym, że podział ten odzwierciedla różne etapy ewolucji gwiazdy.

Grupa pierwsza zawiera gwiazdy środkowej części ciągu głównego i obejmuje dość znaczny przedział jasności i barw. Część ta dla wszyst-

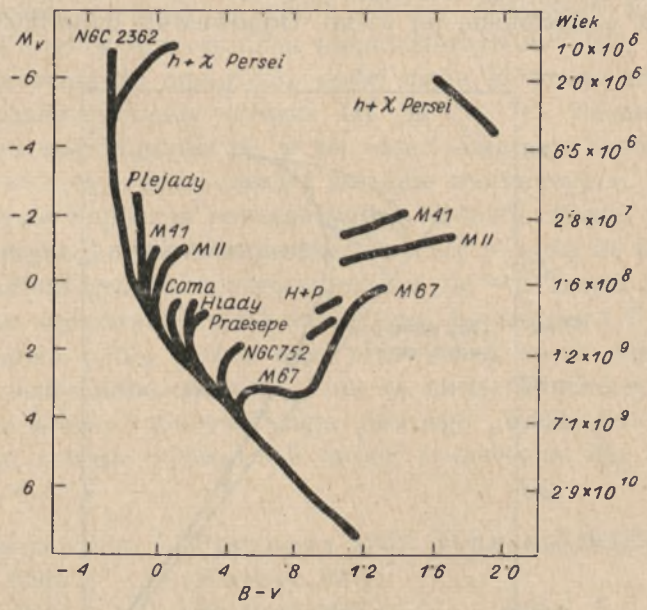
kich gromad ma niemal identyczny kształt, różniąc się tylko diapazonem jasności i barw (położeniem punktów A i B); przy odpowiednim doborze modułów odległości można doprowadzić do nałożenia się poszczególnych gromad. Ten fakt stał się obserwacyjnym argumentem na rzecz koncepcji Johnsona i Hiltnera ciągu głównego „wieku zero" i metody wyznaczania odległości gromad (Johnson 1954, Johnson i Hiltner 1956, Johnson 1957a). Uważa się mianowicie, że mamy tu do czynienia z gwiazdami, dla których ewolucja nie zdążyła jeszcze zmienić wyraźnie ich początkowych parametrów fizycznych: jasności, promienia, temperatury efektywnej. Nadzwyczajna „ostrość" ciągu głównego tłumaczy się przy tym brakiem różnic w składzie chemicznym poszczególnych obiektów. Wprawdzie z teorii budowy wewnętrznej gwiazd (patrz np. Aller 1954) wynika, że gromady o różnym składzie chemicznym będą zajmowały nieco różne pozycje na diagramie H-R, jednakże te różnice mogą być w pierwszym przybliżeniu zaniedbane, zwłaszcza jeśli chodzi o wyznaczanie standardowego ciągu głównego; przy niewielkich różnicach w składzie chemicznym można przyjąć dla członków różnych gromad jednakowe modele budowy.

Metoda postępowania jest zatem następująca. Za punkt wyjścia przyjmuje się gromadę ruchomą Hiady, dla której ciąg główny wyznaczają pomiary Johnsona i Knucklesa (1955), a moduł odległości oparty jest na analizie prędkości radialnych i ruchów własnych członków gromady (van Bueren 1952, Heckmann i Johnson 1956). Punkt A w przypadku Hiad ma wskaźnik barwy $B-V = +0{,}55$. Dla przedłużenia ciągu głównego w stronę większych jasności rozpatruje się niezmienioną ewolucyjnie część AB ciągu głównego Plejad. Dla $B-V > +0{,}55$ obydwa ciągi muszą pokrywać się. Po takim dopasowaniu Plejady wyznaczają standardowy ciąg główny dla $+0{,}05 < B-V < +0{,}55$. Ciąg główny dla najjaśniejszych gwiazd otrzymuje się z dalszego dopasowania gromady *NGC* 2362. W ten sposób otrzymany standardowy ciąg główny służy do wyznaczania modułów odległości pozostałych gromad, oraz położeń punktu A, w którym górna część ciągu głównego odchyla się na prawo (II na rys. 1).

Na rys. 2 podane jest za Sandage'm (1956) zestawienie diagramów H-R dla kilku reprezentatywnych gromad otwartych. W dalszym ciągu artykułu przedyskutowane będą poszczególne osobliwości tego zestawienia.

Górna część ciągu głównego (II na rys. 1, por. też rys. 2) wykazuje dla wszystkich gromad systematyczne odchylenie w prawo od standardowego ciągu głównego. Jest to zjawisko potwierdzające teorię ewolucji gwiazd. Początkowo jednorodna gwiazda zajmuje miejsce na ciągu głównym „wieku zero". Wypalanie się wodoru (przy braku efektywnego

mieszania) powoduje szybkie powstawanie niejednorodności w jej wnętrzu. Dla gwiazd masywnych, z jądrami konwektywnymi, skupiającymi całą niemal produkcję energii ewolucja prowadzi do szybkiego zmniejszania się zawartości wodoru w jądrze, przy jednoczesnym jego powiększaniu się, wzroście promienia i maleniu powierzchniowej temperatury efektywnej gwiazdy (Taylor 1956, Kushwaha 1957); w efekcie gwiazda przesuwa się na diagramie H-R na prawo i nieco w górę. Po wypaleniu ok. 11% początkowej zawartości wodoru gwiazda osiąga przewidziany przez Schönberga i Chandrasekhara (1942) stan niestabilny i szybko



Rys. 2. Zestawienie diagramów H-R dla szeregu gromad otwartych. Liczby na prawym marginesie podają wiek gromady określany przez położenie górnego końca jej ciągu głównego

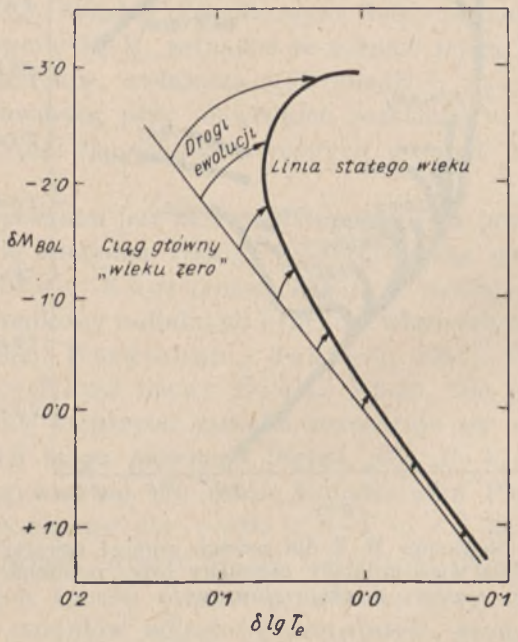
przeistacza się („zapadnięcie się" jądra, ekspansja otoczki) w czerwonego olbrzyma lub nadolbrzyma (w zależności od masy). Ten fragment ewolucji (dla gwiazd masywnych) odbywa się bardzo szybko, co tłumaczy prawie zupełny brak gwiazd między górną częścią ciągu głównego i gałęzią olbrzymów (przerwa Hertzsprunga), a odpowiada mu stadium pulsacyjne omówione niżej (cz. III).

Ciąg główny pojedynczej gromady może być traktowany, jako linia stałego wieku. Zatem powinniśmy z rozważań teoretycznych nad ewolucją zbioru gwiazd o różnej masie, ale jednakowym wieku otrzymać dość dobre przedstawienie takiej linii. Tak jest w rzeczywistości. Na rys. 3 pokazane są teoretyczne drogi ewolucji gwiazd masywnych i linia stałego

wieku z charakterystycznym zagięciem (por. rys. 2) górnej części ciągu. Dalej krok już tylko do wyznaczenia wieku gromady. Moment opuszczenia przez gwiazdę ciągu głównego jest determinowany przez tempo zużycia wodoru oraz masę i jasność gwiazdy. Czas życia na ciągu głównym jest dany przez (Strömgren 1952):

$$t = \text{const}\, X \frac{\mathfrak{M}}{L} \tag{1}$$

gdzie „const" zależy tylko od fizycznych charakterystyk cyklu C—N. Zatem miejsce do jakiego rozciąga się górna część ciągu głównego jakiejś gromady jest wskaźnikiem jej wieku. Odpowiednie dane liczbowe podaje



Rys. 3. Linia stałego wieku dla gwiazd masywnych według teoretycznych wyników Taylora. Por. z obserwowanymi liniami stałego wieku na rys. 2

skala wieku na lewym marginesie rys. 2. Dla najmłodszych gromad i asocjacji wiek ma wynosić kilka milionów lat w zgodzie z rozważaniami dynamicznymi.

Od opisanego wyżej schematu odbiega kształt wykresu H-R gromady M 67 (Johnson i Sandage 1955). Ciąg główny tej gromady (por. rys. 2) kończy się na jasnościach niewiele większych od jasności Słońca, co daje znaczny wiek gromady (ok. 6×10^9 lat). Dalej notujemy ciągłe przejście do gałęzi podolbrzymów i olbrzymów; jest to konsekwen-

cją powolnej ewolucji gwiazd na tym etapie. Ta jakościowa różnica w porównaniu z gwiazdami masywnymi wypływa z nieistnienia jądra konwektywnego w przypadku gwiazd o małych masach i jasnościach. Szczegółowa teoria dla tego przypadku nie została jeszcze opracowana, jednakże dość dobre oszacowanie tempa ewolucji i wyznaczenie jej dróg zostało podane w półempiryczny sposób przez Sandage'a (1957b) na podstawie rozważań nad funkcją świecenia *).

Różnice pomiędzy wyglądem diagramu H-R gromady M 67 i równie starych gromad kulistych są dziś powszechnie uważane za wynik różnic składu chemicznego (dwie różne populacje), wpływającego w tym wypadku na przebieg ewolucji w sposób istotny (zawartość wodoru, zawartość metali — głównego czynnika nieprzeźroczystości itd).

Przejdziemy teraz do omówienia części ciągu głównego zawierającej najsłabsze gwiazdy gromady (obszar III na rys. 1). Charakterystyki fizyczne gwiazd znajdujących się w tej części diagramu zostały jednocześnie przepowiedziane przez teorię i ustalone obserwacyjnie. Niewielkie masy tych gwiazd implikują powolne tempo ewolucji. Można więc przypuścić, że w przypadku młodych gromad gwiazdy te będą się znajdowały dopiero w stadium grawitacyjnego kurczenia się **). Teoria tego etapu ewolucji została opracowana przez Henyeya, Le Leviera i Levée'go (1955). W oparciu o nią można było przewidzieć, że w najmłodszych gromadach gwiazdy słabe, znajdujące się na etapie kontrakcyjnym, powinny leżeć na prawo i powyżej ciągu głównego „wieku zero" (rys. 1). Takie zjawisko zostało w ostatnich latach stwierdzone dla następujących gromad:

asocjacja Orion I	(Parenago 1953, Johnson 1957b)
NGC 2264	(Walker 1954)
NGC 6530	(Walker 1957)
Plejady	(Johnson i Mitchell 1958)

Z położenia na ciągu głównym punktu *B*, powyżej którego znajdują się gwiazdy, które zakończyły już kontrakcję, a poniżej — te, dla których proces ten jeszcze się nie zakończył, można przez porównanie z teorią wyznaczyć wiek gromady. Otrzymane tą drogą wyniki są zgodne z informacjami, jakich dostarczają rozważania nad górną częścią ciągu głównego.

Kończąc omawianie gwiazd ciągu głównego warto zatrzymać się nad funkcją jasności absolutnych dla tych gwiazd. Sandage (1957a) znajduje,

*) Praca Sandage'a została omówiona w „Postępach Astronomii", tom VI, zeszyt 3.

**) Zagadnienia związane z odkryciem w gromadach otwartych gwiazd w stadium kontrakcji grawitacyjnej zostały szeroko omówione w dwu artykułach w „Postępach Astronomii", tom VI, zeszyt 1.

że funkcja jasności absolutnych w gromadach otwartych zgadza się dość dobrze z funkcją świecenia nowopowstających gwiazd otrzymaną dla obiektów z okolic Słońca przez Salpetera. Niewielkie modyfikacje wniesione do rozumowania Salpetera przez Schmidta (1958) nie zmieniają sytuacji w sposób istotny.

Czwartą, najbardziej zaawansowaną w procesie ewolucji grupą są olbrzymy i nadolbrzymy. Nie występują one we wszystkich gromadach (rys. 2). Dotychczas nie ustalono żadnej korelacji między ich liczebnością w gromadzie, a ilością gwiazd w innych regionach diagramu H-R. Jedynie Miczaika (1953) zwracał uwagę na fakt, że szczególnie dużo olbrzymów obserwujemy w gromadach, w których występują podkarły. Sytuację zaciemnia istnienie dość znacznej, jak się wydaje, selekcji obserwacyjnej. Z drugiej strony zbyt mało znamy przebieg ewolucji gwiazdy w stadium czerwonego olbrzyma, by móc przewidzieć istnienie jakiejś korelacji. Teoria budowy wewnętrznej olbrzymów (patrz np. Aller 1954) pokazuje, że ich obserwowane charakterystyki fizyczne mogą być przedstawione za pomocą modeli niejednorodnych typu: ubogie w wodór jądro (konwektywne, lub izotermiczne-zdegenerowane) + otoczka, z produkcją energii w cienkiej warstwie pośredniej. Stan ten może być uważany za kontynuację ewolucji po przebyciu przerwy Hertzsprunga. Dla szeregu czerwonych olbrzymów stwierdzono na drodze spektroskopowej (Deutsch 1958) wyrzucanie materii z zewnętrznych warstw gwiazdy. Jest to niewątpliwie mechanizm, dzięki któremu olbrzym przechodzi w stan białego karła. Dotychczas jednakże nie odkryto w gromadach otwartych tego rodzaju obiektów, chociaż istnienie ich, jako końcowego produktu ewolucji wydaje się nie ulegać wątpliwości. Dodatkowego omówienia wymagają natomiast wspomniane wyżej podkarły. W kilku gromadach (np. Hyady) występują gwiazdy położone poniżej ciągu głównego. Do niedawna wszystkie tego rodzaju gwiazdy obejmowano wspólną nazwą podkarły. Wyróżnić jednak trzeba wśród nich dwa rodzaje obiektów. Pierwsze są gwiazdami na wczesnych etapach ewolucji, a swoje położenie zawdzięczają niskiej zawartości pierwiastków ciężkich. Jest to więc ciąg główny populacji II. Terminem podkarły obejmuje się ostatnio tylko takie obiekty. Gwiazdy położone poniżej ciągu głównego w gromadach otwartych nie należą jednak do tej grupy; obserwacje spektroskopowe i fotometryczne nie wykazują różnic składu chemicznego w stosunku do pozostałych gwiazd gromady. Mamy tu do czynienia z grupą obiektów różniących się zasadniczo od podkarłów właściwych. Są to gwiazdy na końcowych etapach ewolucji, tuż przed przejściem w stadium białych karłów. To częściowo wyjaśnia znalezioną przez Miczaikę korelację między liczebnościami tych gwiazd i czerwonych olbrzymów.

Podana powyżej interpretacja diagramu H-R gromad otwartych i asocjacji opiera się na założeniu stałości masy gwiazdy aż do stadium olbrzyma. Z postulatem tym zrywa teoria pani Masiewicz (1957) — ewolucji ze zmienną masą od momentu powstania gwiazdy. Masiewicz przyjmuje, że gwiazdy znajdujące się na ciągu głównym powyżej Słońca powstają wyłącznie jako masywne, gorące gwiazdy w asocjacjach typu O. Ewoluując następnie przy pełnym wymieszaniu, z utratą masy „obsuwają się" w dół, wzdłuż ciągu głównego. Ten schemat ewolucji ma być typowy dla większości gwiazd. W odniesieniu do gromad i asocjacji Masiewicz uważa, że charakterystyczne zagięcie górnej części ciągu głównego w najmłodszych obiektach jest tworzone przez gwiazdy, które dopiero kontraktują, by po dojściu do ciągu głównego rozwijać się dalej według podanego przez autorkę schematu. Dla gromad starszych natomiast, w których podobne odchylenia najjaśniejszych gwiazd tworzą obiekty mniej masywne dopuszcza się możliwość ewolucji bez mieszania, jednakże z utratą masy tak, że gwiazda przesuwa się na diagramie H-R w prawo i w dół, a nie w górę, jak w innych modelach. Istnienie olbrzymów, konsekwencja dalszej ewolucji bez wymieszania (por. wyżej) jest przez Masiewicz uważane również jako marginesowa osobliwość procesów ewolucji.

Teoria powyższa posiada jednakże szereg nieścisłości. Główny jej argument, zmniejszanie się zawartości wodoru wzdłuż ciągu głównego opiera się na przyjęciu dla szerokiego przedziału mas homologicznej rodziny modeli z jednakowymi formułami interpolacyjnymi dla współczynnika nieprzeźroczystości i tempa produkcji energii. Tymczasem na przykład wiadomo, że we wnętrzach gwiazd o różnych masach we współczynniku nieprzeźroczystości dominują różne procesy fizyczne (gwiazdy masywne — rozpraszanie na swobodnych elektronach, Słońce — fotojonizacja metali). Modele jednorodne Kushwahy (1957) uwzględniające tę prostą okoliczność nie dają już systematycznych różnic składu chemicznego dla gwiazd o różnych masach. Również wykładnik potęgowy w zależności $\varepsilon = \varepsilon_0 \varrho T^{\nu}$ przyjmuje różne wartości dla różnych przedziałów temperatury; jego efektywna wartość dla danego modelu zależy zatem od masy gwiazdy. Samo założenie utraty masy wśród gwiazd ciągu głównego w wymaganych przez teorię rozmiarach nie znajduje potwierdzenia w ostatnich danych obserwacyjnych. Podobnie niewiarygodna wydaje się możliwość istnienia efektywnych procesów mieszania. Z drugiej strony teoria nie tłumaczy zupełnie istnienia w gromadach obiektów obszaru III (rys. 1), a traktowanie gwiazd górnej części ciągu głównego, oraz olbrzymów jedynie jako produktu rzadkich osobliwości procesu ewolucji nie wytrzymuje krytyki wobec prawidłowości widocznych np. na rys. 2.

II. Fotometria trójbarwna U, B, V i spektrofotometria. Skład chemiczny

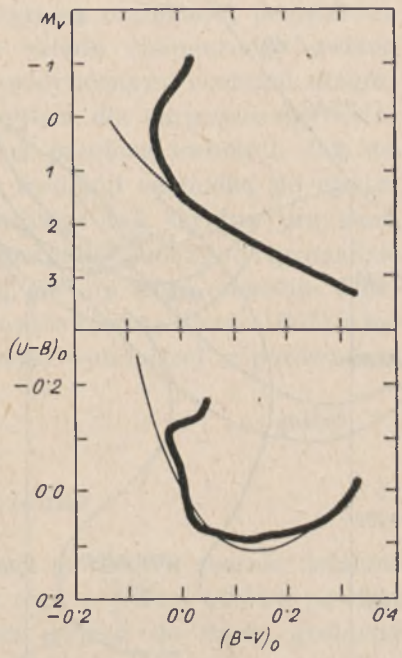
Astrofizyka ma obecnie za sobą wykonanie pierwszego przybliżenia w dziedzinie obserwacyjnych i teoretycznych problemów ewolucji gwiazd wewnątrz jednej populacji. W przypadku gromad otwartych przybliżenie to polegało na podaniu interpretacji diagramu H-R przy zaniedbaniu różnic między poszczególnymi gromadami wynikających z dyspersji składu chemicznego. Niewątpliwie też najbliższa przyszłość będzie stała pod znakiem dyskutowania składu chemicznego poszczególnych gromad. Trudno oczekiwać podejścia do tego zagadnienia na drodze analizy spektralnej w dużej dyspersji w skali statystycznej; badania pójdą raczej po linii zbierania i interpretacji obserwacji fotometrycznych, być może spektrofotometrycznych w małej dyspersji. W niniejszym rozdziale omówimy dotychczasowe wyniki obserwacyjne odnoszące się bezpośrednio do efektów składu chemicznego.

Fotometria trójbarwna U, B, V. Układ fotometryczny U, B, V został przeznaczony w pierwszym rzędzie do uwolnienia się od efektów absorpcji międzygwiazdowej. Przyjęcie za trzeci kolor — ultrafioletu maksymalizuje przy tym dla gwiazd wczesnych typów widmowych różnicę między poczerwienieniem międzygwiazdowym a zmianą temperaturową wskaźników barwy (wzdłuż ciągu głównego). W dalszym ciągu rozpatrywać będziemy dane fotometryczne odnoszące się wyłącznie do cech fizycznych gwiazdy („intrinsic"), tzn. poprawione ze względu na nadwyżki barwy E_{B-V} i E_{U-B}.

Intensywność ultrafioletowego promieniowania gwiazdy zależy od wielkości absorpcji ciągłej atomów wodoru poza granicą serii Balmera, oraz od natężenia poszczególnych linii absorpcyjnych metali, szczególnie licznych w tej części widma. Efekt pierwszy zależy od temperatury oraz zawartości wodoru w atmosferze gwiazdy; drugi — w podobny sposób od zawartości metali. Skład chemiczny będzie ponadto wpływał pośrednio na wartości wskaźników barwy, określając poprzez wpływ na budowę wewnętrzną — promień gwiazdy, a zatem wartość przyspieszenia grawitacyjnego na jej powierzchni, ważną charakterystykę atmosfery.

Subtelności wyglądu diagramu $(U-B)-(B-V)$ różnych gromad są więc w pierwszym rzędzie wynikiem różnic składu chemicznego. Johnson i Knuckles (1955) stwierdzili na przykład istnienie tego typu odchyłki od standardowej zależności dwuwskaźnikowej dla gromady Coma. Promieniowanie ultrafioletowe gwiazd tej gromady jest większe w porównaniu do innych gromad o $0^m{,}035$. Jest to wartość niewielka, ale jak podkreślają autorowie nie ulegająca wątpliwości. Brak najprymitywniejszej nawet teorii fotometrii U, B, V w tym aspekcie uniemożliwia oszacowanie stąd realnych różnic składu chemicznego. Jakościowo można wnosić,

że gwiady gromady Coma wykazują niedobór pierwiastków ciężkich. Inny charakter nosi zjawisko obserwowane w przypadku gwiazd górnej, odchylającej się części ciągu głównego gromad *NGC* 752 (Johnson 1953) i M 11 (Johnson, Sandage i Wahlquist 1956). Obiekty te dość znacznie odchylają się od zależności $(U-B)-(B-V)$; dla *NGC* 752 obserwujemy niedobór promieniowania ultrafioletowego, dla M 11 (rys. 4) stwier-

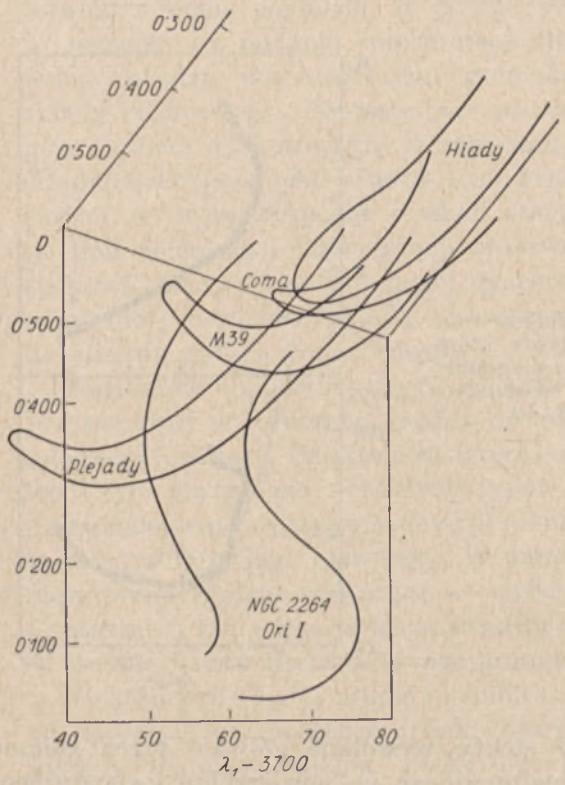


Rys. 4. Wykresy: H-R i dwuwskaźnikowy dla gromady M 11 (schematycznie). Gwiazdy, które odchylają się od ciągu głównego na diagramie H-R wykazują również odchylenie od standardowej zależności $(U-B)-(B-V)$

dzono jego nadwyżkę. Są to efekty wywołane głównie przez zmianę ewolucyjną przyspieszenia grawitacyjnego na powierzchni gwiazdy (poprzez zmianę jej promienia). Pierwsze próby teoretycznej interpretacji fotometrii UBV (ich omówienie zostanie dokonane w jednym z najbliższych numerów „Postępów Astronomii") niezupełnie tłumaczą omówione tu zjawisko. Dalszemu gromadzeniu danych obserwacyjnych musi towarzyszyć szybki rozwój teorii.

Klasyfikacja spektralna Barbier-Chalonge'a. Klasyfikacja ta, opracowana w Instytucie Astrofizyki w Paryżu (Chalonge 1956), opiera się na pomiarach trzech charakterystyk widma ciągłego gwiazdy. Są to: gradient q_l w niebieskiej części widma, wielkość skoku Balmera (D) oraz jego położenie (λ_1). Możliwość używania niewielkiej stosunkowo dyspersji pozwala stosować ją do dość słabych gwiazd. Do niedawna w pracach Barbier i Chalonge'a uderzającym było używanie trzech wielkości obserwacyjnych do wyznaczania dwu tylko parametrów fizycznych gwiazdy:

jej typu widmowego i klasy jasności. Tymczasem wielkości φ_b, D, λ_1 zależą nie tylko od wartości temperatury i ciśnienia elektronowego w atmosferze gwiazdy, ale również od składu chemicznego. Tym tłumaczy się odskakiwanie podkarłów lub gwiazd metalicznych od powierzchni Σ wyznaczanej w przestrzeni φ_b, D, λ_1 przez obiekty populacji I.



Rys. 5. Położenie kilku gromad otwartych na diagramie $\lambda_1 - D$ klasyfikacji widmowej Barbier-Chalonge'a. Na osi poziomej odłożone są położenia skoku Balmera, na osi pionowej jego wysokość

Ostatnio wykonano klasyfikację trójwymiarową dla kilku gromad otwartych (Chalonge 1957, 1958). Zestawienie wyników na diagramie λ_1, D (rys. 5) okazuje się jednoczesnym odzwierciedleniem ewolucji i składu chemicznego gwiazd w poszczególnych gromadach. Jego jakościowa interpretacja jest następująca:

1. Podobnie jak w przypadku diagramu H-R występuje odchylenie najgorętszych gwiazd każdej gromady od kierunku średniego ciągu głównego; odchylenie to odpowiada zmniejszonemu ciśnieniu elektronowemu w atmosferze gwiazdy, a zatem gwiazda powiększyła swoje rozmiary.

2. Ciągi główne różnych gromad nie pokrywają się; różnice występują zarówno w λ_1 jak i w mniejszym stopniu w D (dla gwiazd z jednakowymi gradientami φ_b). Wydaje się, że jest to łączną konsekwencją różnic rozmiarów gwiazd i składu chemicznego ich atmosfer. Takiego zresztą efektu

należy się spodziewać, gdy rozpatrujemy gwiazdy z różnym składem chemicznym: będzie on określał ich rozmiary i temperatury powierzchniowe (budowa wewnętrzna) oraz obserwowane parametry λ_1, D (atmosfera).

Z powyższych uwag wynika, że podanie dokładnej, ilościowej interpretacji omawianej klasyfikacji widmowej byłoby równoważne ustaleniu, przynajmniej w pierwszym przybliżeniu, różnic składu chemicznego poszczególnych gromad. Będzie to zapewne sprawą najbliższej przyszłości.

Skład chemiczny a ewolucja. Ustalenie składu chemicznego gwiazd w gromadach otwartych w połączeniu ze specyficznymi cechami diagramów H-R będzie z pewnością punktem wyjścia dla empirycznego ustalenia wpływu różnic składu chemicznego na przebieg ewolucji. Jak się wydaje, główne modyfikacje dróg i tempa ewolucji zachodzą po opuszczeniu przez gwiazdę ciągu głównego. Pomijając tak skrajny przykład, jak gwiazdy w gromadach kulistych, wspomnieć należy o gromadzie *NGC* 6940. Dla gromady tej, w której ciąg główny sięga znacznie większych jasności niż w M 67 stwierdzono (Vasilevskis, Rach 1957) również zapełnienie przerwy Hertzsprunga — efekt wolniejszej w porównaniu z gwiazdami innych gromad ewolucji.

III. Gwiazdy zmienne

Istnienie gwiazd zmiennych w gromadach otwartych zostało ustalone stosunkowo niedawno. Przyczyniło się do tego z jednej strony powiększenie precyzji w ustalaniu przynależności gwiazd do danej gromady (masowe pomiary ruchów własnych i prędkości radialnych), z drugiej zaś uznanie zmienności za pewną prawidłowość rozwojową wszystkich gwiazd.

Omówimy tu kilka grup najbardziej licznych i reprezentatywnych gwiazd zmiennych w gromadach otwartych i asocjacjach.

Cefeidy. Ustalenie dokładnych odległości gromad otwartych oraz obserwowanych w nich cefeid pozwala ustalić, czy są one realnymi członkami gromady, czy tylko gwiazdami tła. Analiza taka (Kraft 1957) pokazuje, że około 10 znanych od dawna cefeid należy prawdopodobnie do gromad. Dodatkowym kryterium jest porównanie prędkości radialnych. W jednym z ostatnich numerów „Astrophysical Journal" (Sept. 1958) ukazała się pierwsza seria prac poświęconych badaniom fotometrycznym gromad zawierających cefeidy, oraz samych zmiennych. W tej chwili jest jeszcze za wcześnie na wyciąganie z ich wyników ogólniejszych wniosków. Będzie to możliwe dopiero po zakończeniu całego programu. Już teraz jednakże stwierdzono na podstawie tych pomiarów istnienie

fizycznej dyspersji zależności okres — jasność — fakt o poważnych konsekwencjach w wielu działach astronomii.

Do tej samej grupy obiektów zaliczyć można gwiazdy pulsujące typu *β Canis Maioris*, nieco jaśniejsze i gorętsze od cefeid klasycznych ($-5 < M_v < -3$; *Sp*: B0 – B5). Zmiany blasku tych gwiazd są bardzo niewielkie, obserwuje się przy tym interferencję dwu lub kilku okresów. Obiekty takie odkryto w kilku asocjacjach.

Teoria przyczyn i mechanizmu pulsacji dwu powyższych rodzajów gwiazd oraz ich budowy jest znacznie mniej zaawansowana niż teoria budowy i ewolucji gwiazd stacjonarnych. Z tego względu obecność ich w gromadach otwartych, zwłaszcza po uwzględnieniu różnic składu chemicznego poszczególnych gromad, jest zjawiskiem nadzwyczaj cennym. Z pewnością też fakt ten będzie obserwacyjnym punktem wyjścia do dyskusji wpływu różnic składu chemicznego na zależność okres-jasność.

Pulsujące nadolbrzymy. W przypadku najmłodszych gromad i asocjacji zawierających gwiazdy bardzo masywne stwierdzono nieregularną i półregularną zmienność nadolbrzymów znajdujących się poza ciągiem głównym. Abt (1957) odkrył na drodze spektroskopowej półregularne pulsacje w przypadku szeregu nadolbrzymów wczesnych typów widmowych (B, A). Okresy pulsacji wynoszą od kilku do dwudziestu kilku dni. Również większość nadolbrzymów późnych typów widmowych jest gwiazdami niestabilnymi. Szczególnie dużo takich obiektów zawiera gromada h i χ *Persei* (Blanco 1955). Ich okresy dochodzą do kilkuset dni. Omówione przypadki stanowią nadzwyczaj korzystny wypadek, gdy można w sposób dość dokładny oszacowywać masy tego typu gwiazd.

Typ T Tauri i UV Ceti. Gwiazdy tych typów znane są we wszystkich gromadach, dla których udało się zaobserwować dolną część ciągu głównego, obsadzoną przez gwiazdy znajdujące się w stadium kontrakcyjnym (por. część I). Uważa się zresztą, że każda gwiazda w trakcie grawitacyjnego kurczenia się przechodzi przez okres (lub kilka okresów) niestacjonarności. Masowe badania gwiazd T *Tauri* i UV *Ceti* w gromadach być może przyczynią się do lepszego poznania procesów powodujących ich niestabilność.

Gwiazdy zaćmieniowe. Masy i promienie gwiazd znane są z najwyższą dokładnością w przypadku gwiazd zaćmieniowych. Dla ogółu gwiazd w gromadach te dwa niezwykle ważne parametry fizyczne są niewyznaczalne z danych fotometrycznych. Obecność w danej gromadzie przynajmniej jednego układu zaćmieniowego ma zatem z tego punktu widzenia kolosalne znaczenie.

Dotychczas ustalono przynależność do gromad kilku zaledwie gwiazd zaćmieniowych; dla żadnej z nich nie otrzymano dotąd precyzyjnych obserwacji fotometrycznych i spektrograficznych. W niektórych groma-

dach istnieje dość znaczny procent gwiazd podwójnych. Ustala się to bądź na podstawie obserwacji spektralnych, bądź też z charakterystycznego położenia ok. $0^m,75$ ponad ciągiem głównym. Nie wykluczone, że spośród nich uda się odkryć dalsze układy zaćmieniowe. Obserwacje spektrograficzne dają również możliwość statystycznego oszacowania mas gwiazd — składników par spektroskopowo podwójnych.

LITERATURA

[1] Abt H. A. 1957. Ap. J. **126**, 138.
[2] Aller L. H. 1954. *Astrophysics*, tom 2, część 2.
[3] Becker W. 1938. Z. f. Ap. **15**. 225.
[4] Blanco V. M. 1955. Ap. J. **122**, 434.
[5] Bueren H. G. van 1952. B. A. N. **11**, 385 (No. 432).
[6] Chalonge D. 1956. *Vistas in Astronomy*, tom 2, str. 1328 — artykuł przeglądowy.
[7] Chalonge D. 1957. *Stellar Populations Volume*, Pont. Ac. Sci. Scripta Varia No. 16, str. 345.
[8] Chalonge D. 1958. *Symposium on H-R Diagram*, Moskwa;
dwie ostatnie pozycje stanowią podsumowanie prac wykonanych w Instytucie Astrofizyki w Paryżu.
[9] Deutsch A. J. 1958. *Symposium on H-R Diagram*, Moskwa.
[10] Heckmann D., Johnson H. L. 1956. Ap. J. **124**, 477.
[11] Henyey L. G., Le Levier R., Levée R. D. 1955. P. A. S. P. **67**, 154.
[12] Johnson H. L. 1953. Ap. J. **117**, 356.
[13] Johnson H. L. 1954. Ap. J. **120**, 325.
[14] Johnson H. L. 1957a. Ap. J. **126**, 121.
[15] Johnson H. L. 1957b. Ap. J. **126**, 134.
[16] Johnson H. L., Mitchell R. J. 1958. Ap. J. **128**, 31.
[17] Johnson H. L., Hiltner W. A. 1956. Ap. J. **123**, 267.
[18] Johnson H. L., Knuckles C. F. 1955. Ap. J. **122**, 209.
[19] Johnson H. L., Morgan W. W. 1953. Ap. J. **117**, 313.
[20] Johnson H. L., Sandage A. R. 1955. Ap. J. **121**, 616.
[21] Johnson H. L., Sandage A. R., Wahlquist H. D. 1956. Ap. J. **124**, 81.
[22] Kushwaha R. S. 1957. Ap. J. **125**, 242.
[23] Masiewicz A. G. 1957. *Voprosy Kosmogonii* **5**, 56 i 149; dwa cytowane tu artykuły zawierają omówienie poprzednich prac autorki, oraz obszerną bibliografię.
[24] Miczaika G. R. 1953. *Les Processus nucléaires dans les astres*, Kollokwium astrofizyczne — Liège, str. 275.
[25] Parenago P. P. 1953. A. Ż. **30**, 249.
[26] Sandage A. R. 1956. P. A. S. P. **68**, 498.
[27] Sandage A. R. 1957a. Ap. J. **125**, 422.
[28] Sandage A. R. 1957b. Ap. J. **126**, 326.
[29] Schmidt M. 1958. *Symposium on H-R Diagram*, Moskwa.
[30] Schönberg M., Chandrasekhar S. 1942. Ap. J. **96**, 161.
[31] Strömgren B. 1952. A. J. **57**, 65.
[32] Taylor R. J. 1956. M. N. **116**, 25.
[33] Vasilevskis S., Rach R. A. 1957. A. J. **62**, 175.
[34] Walker M. F. 1954. A. J. **59**, 333.
[35] Walker M. F. 1957. Ap. J. **125**, 636.

Międzygwiazdowe pasmo λ 4430 a polaryzacja światła gwiazd

A. G. PACHOLCZYK

1. *Wstęp*

Pasmo λ 4430 było odkryte przez Merilla w roku 1936. Międzygwiazdowe pochodzenie tego pasma zostało stwierdzone przez Merilla i Humasona w 1938 roku. Szereg argumentów wskazuje na to, że absorpcja w długościach fal w pobliżu 4430 Å nie jest pochodzenia atomowego, lecz raczej jest powodowana przez molekuły (Eddington 1937, Eyster 1937, Swings 1937, Swings i Rosenfeld 1937 i inni). Jednak do chwili obecnej molekuły te nie zostały jeszcze zidentyfikowane. Van de Hulst (1949) uważa, że cząsteczki powodujące absorpcję w pasmie λ 4430 powstały na powierzchni ziaren pyłu i bądź z nich wyparowały, bądź pozostają w warstwie powierzchniowej tych ziaren. Przypuszczenie to dobrze tłumaczyłoby obserwowaną przez wielu autorów korelację pomiędzy natężeniem pasma λ 4430 i poczerwienieniem (Greenstein, Aller 1950, Baker 1949, Duke 1951, Underhill 1956).

Paramagnetyczne molekuły, mające niekompletne wewnętrzne powłoki elektronowe będąc w stanie stałym mogą dawać względnie ostre pasma absorpcyjne. Ponieważ właśnie paramagnetyczne pyłki uważane są przez mechanizm Davisa-Greensteina (1951) za czynnik powodujący międzygwiazdową polaryzację, przeto, jak na to wskazali Greenstein i Aller (1950), można oczekiwać korelacji pomiędzy polaryzacją i natężeniem pasma λ 4430. W świetle hipotezy Platta (1956) tłumaczącej międzygwiazdową polaryzację światła i międzygwiazdową absorpcję obecnością w przestrzeni molekuł o nienasyconych wiązaniach i niezapełnionych pasmach elektronowych o rozmiarach rzędu 10—50 Å, zagadnienie związku pomiędzy natężeniem pasma λ 4430 i polaryzacją nabiera szczególniejszego znaczenia. Absorpcja w pasmie λ 4430 może być bowiem powodowana przez określony rodzaj cząstek Platta.

Greenstein (1948) wskazał, że dla gwiazdy HD 183143, która posiada największą polaryzację ze wszystkich gwiazd spisu Halla i Mikesella (1949), tj. 7%, natężenie pasma λ 4430 jest bardzo silne (4,9 Å). Duże natężenie tego pasma dla tejże gwiazdy było potwierdzone przez Lunel (1954). Hall i Mikesell (1950) badając zależność polaryzacji i natężenia pasma λ 4430 dla 58 gwiazd ze spisów Bealsa i Blancheta (1938) oraz Greensteina i Allera (1950) stwierdzili, że polaryzacja jest lepiej skorelowana z natężeniem pasma λ 4430 niż z nadwyżką barwy. Równie dobra korelacja była stwierdzona pomiędzy natężeniem centralnym tego pasma i stopniem polaryzacji dla 150 gwiazd mierzonych przez Duke (1951). Underhill (1956) otrzymała współczynnik korelacji pomiędzy polaryzacją i szerokością równoważną pasma λ 4430 równy $0{,}51 \pm 0{,}11$. Wszystkie wyszczególnione wyżej korelacje były badane dla gwiazd rozrzuconych po całym niebie, przy użyciu wartości polaryzacji nie poprawionych na efekt spiralnej struktury pola magnetycznego.

2. *Materiał obserwacyjny*

Dane obserwacyjne, dotyczące pasma λ 4430, znajdujące się w pracach Andrillat (1954), Greensteina i Allera (1950), Bakera (1949), Bealsa i Blancheta (1938), Buttlera i Seddona (1958), Lunel (1954), i Underhill (1956), jak też i w katalogu Duke (1950) były zredukowane do jednolitego systemu, częściowo w oparciu o pracę Binnendijka (1952). Bliższe szczegóły tej redukcji podane są w oryginale pracy (*Acta Astronomica*, 9, nr 2, 1959 — w druku). W rezultacie ostateczny materiał obserwacyjny składał się ze 102 gwiazd ze znanymi szerokościami równoważnymi pasma λ 4430 i znaną polaryzacją oraz z 287 gwiazd ze znanymi natężeniami centralnymi pasma λ 4430 i znaną polaryzacją (Hiltner 1951, 1954, 1956, Hall i Mikesell 1950, van P. Smith 1956). Z tego materiału nieoznaczony stosunek polaryzacji do natężenia pasma λ 4430 miało 6 gwiazd, głównie położonych w dużych szerokościach galaktycznych.

3. *Korelacja międzygwiazdowej polaryzacji z natężeniem pasma* λ 4430

Tablica I podaje współczynniki korelacji pomiędzy polaryzacją i natężeniem pasma λ 4430. Używane w tej tablicy oznaczenia to:

Tablica I

Współczynniki korelacji

	Wielkości skorelowane	Współczynnik korelacji i jego błąd średni
1	p, W_{4430}	$0{,}65 \pm 0{,}08$
2	p, A_c	$0{,}42 \pm 0{,}07$
3	Q, W_{4440}	$0{,}50 \pm 0{,}10$
4	Q, W_{4430}	$0{,}61 \pm 0{,}10$
5	Q, A_v	$0{,}76 \pm 0{,}06$
6	A_v, W_{4430}	$0{,}71 \pm 0{,}08$

p — stopień polaryzacji,
W_{4430} — szerokość równoważna pasma λ 4430,
A_c — natężenie centralne pasma λ 4430,
A_v — międzygwiazdowa absorpcja wizualna,
Q — parametr Stokesa określony równaniem:

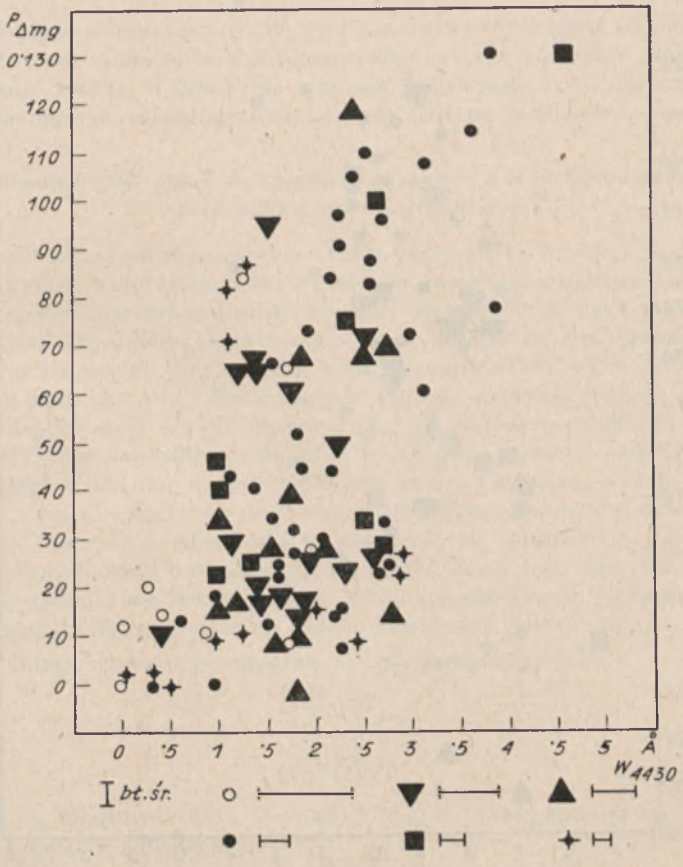
$$Q = 10^3 p \cos 2(\vartheta' - \langle\vartheta'\rangle) , \qquad (1)$$

gdzie ϑ' jest kątem pozycyjnym płaszczyzny drgań wektora elektrycznego, wyrażonym we współrzędnych galaktycznych, zaś $\langle\vartheta'\rangle = 90^\circ$ jest średnią wartością tego kąta (p. np. Chandrasekhar 1950, Davis 1955, Serkowski 1958),

$\tilde{Q}$ — zredukowany na efekt spiralnej struktury pola magnetycznego (Shajn 1955, Hiltner 1956, van P. Smith 1956, Johnson 1957) parametr Stokesa dany równaniem:

$$\tilde{Q} = 2Q\{1 + \cos 2(112^\circ - l)\}^{-1} . \qquad (2)$$

Współczynniki 4, 5, 6 są policzone dla tych samych gwiazd. Dane tablicy I ilustrują rysunki 1 i 2. Współczynniki korelacji były liczone jedynie dla tych gwiazd, dla których pomiary szerokości równoważnej były dokonane z błędem średnim mniejszym od 0,4 Å, zaś pomiary natężenia centralnego z błędem mniejszym niż 1,7% continuum. Trzy



Rys. 1. Korelacja polaryzacji p (w wielk. gw.) z równoważną szerokością W_{4430} (w angströmach) międzygwiazdowego pasma λ 4430. Przekreślone kółka: pomiary W_{4430} z błędem średnim $\pm 0{,}15$ Å; kwadraty: $\pm 0{,}20$ Å; pełne kółka: $\pm 0{,}30$ Å; trójkąty: $\pm 0{,}45$ Å; odwrócone trójkąty: $\pm 0{,}60$ Å; puste kółka: $\pm 0{,}9$ Å. Współczynnik korelacji (dla pomiarów W_{4430} z błędem średnim mniejszym niż 0,4 Å) jest równy: $0{,}65 \pm 0{,}08$. Błąd średni pomiarów polaryzacji wynosi $\pm 0{,}004$

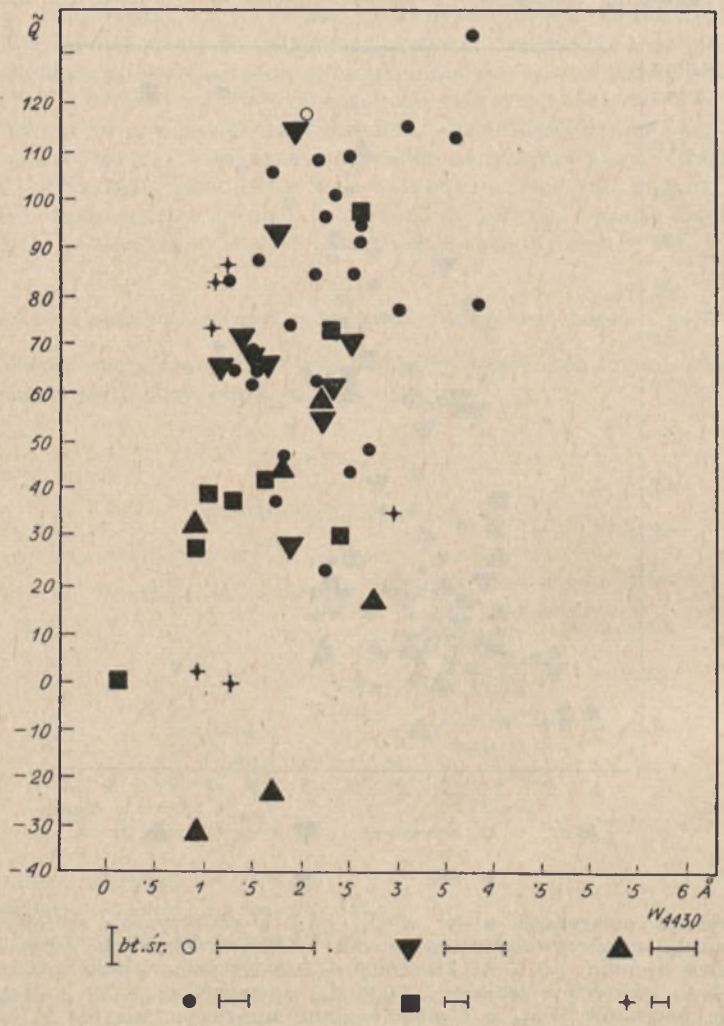
gwiazdy, bardzo poważnie odskakujące od wykresów korelacji zostały pominięte przy obliczaniu współczynników, jako podejrzane o posiadanie systematycznych błędów pomiarów (blendy?).

Wnioski z danych tablicy I można streścić w następujących punktach:

1) istnieje dobra korelacja pomiędzy natężeniem pasma λ 4430 i międzygwiazdową polaryzacją światła,

2) korelacja ta wzrasta jeżeli uwzględnić efekt spiralnej struktury pola magnetycznego,

3) korelacja pomiędzy polaryzacją i natężeniem pasma λ 4430 wydaje się być spowodowana skorelowaniem polaryzacji z międzygwiazdową absorpcją wizualną i wizualnej absorpcji z natężeniem pasma. W celu sprawdzenia, czy istnieje bezpośredni związek pomiędzy polaryzacją i natężeniem pasma λ 4430, były policzone współczynniki korelacji częściowej (p. np. Cramer 1946), określone jako:



Rys. 2. Korelacja parametru Stokes'a $\tilde{Q}$ poprawionego na spiralną strukturę galaktycznego pola magnetycznego z równoważną szerokością W_{4430} pasma międzygwiazdowego λ 4430 Å. Znaczenie poszczególnych symboli – jak na rys. 1. Współczynnik korelacji (dla pomiarów W_{4430} z błędem średnim mniejszym niż 0,4 Å) jest równy $0{,}61 \pm 0{,}10$. Błąd średni parametru Stokes'a $\tilde{Q}$ wynosi ± 8

$$r(a, b; c) = \frac{r(a, b) - r(a, c)\, r(b, c)}{[1 - r^2(a, c)]^{1/2} [1 - r^2(b, c)]^{1/2}}, \tag{3}$$

Oto one:

$$r(\tilde{Q}, W_{4430}; A_v) = 0{,}16 \pm 0{,}27$$
$$r(\tilde{Q}, A_v; W_{4430}) = 0{,}59 \pm 0{,}13$$
$$r(W_{4430}, A_v; \tilde{Q}) = 0{,}49 \pm 0{,}18$$

Spośród nich współczynnik $r(\tilde{Q}, W_{4430}; A_v)$ ma wartość mniejszą od błędu średniego, skąd można wnosić o nieistnieniu bezpośredniego związku pomiędzy polaryzacją i natężeniem pasma λ 4430. Wniosek ten wymaga potwierdzenia na obszerniejszym materiale obserwacyjnym, obciążonym mniejszymi błędami pomiarów.

4. *Stosunek polaryzacji do absorpcji w pasmie λ 4430 i jego związek ze strukturą spiralną Galaktyki*

Jak to było pokazane przez autora (1958), stosunek polaryzacji do absorpcji jest większy dla gwiazd znajdujących się w dalszym ramieniu spiralnym Galaktyki, których światło przechodzi przez obszary bardziej rozrzedzonego gazu pomiędzy ramionami spiralnymi. Wydajność polaryzacji bowiem wydaje się być bardziej efektywna w ośrodku rozrzedzonym (Serkowski 1958, Grzędzielski 1958, autor 1958). Na efekt wzrostu stosunku p/A_v dla odległych gwiazd, rozważany przez autora (1958) mógłby mieć wpływ efekt selekcji obserwacyjnej (niewidoczność dalekich gwiazd o dużej absorpcji), który działałby w kierunku zwiększenia wartości stosunków p/A_v dla odległych gwiazd. Efekt ten według oszacowań autora (1958) nie wydaje się odgrywać istotnej roli. Tym niemniej jest interesujące sprawdzenie zjawiska wzrostu stosunku polaryzacji do absorpcji z odległością na materiale nie obciążonym tym efektem selekcji. Dane obserwacyjne dotyczące pasma λ 4430 mogą być najwyżej obciążone innym efektem selekcji, lecz działającym w kierunku przeciwnym, polegającym na niemożliwości pomiaru słabych natężeń pasma λ 4430 dla gwiazd bliskich. Otóż przeliczone przez autora wartości parametrów Q i $\tilde{Q}$ określonego jako

$$Q = QW^{-1} \tag{4}$$

względnie

$$\tilde{Q} = \tilde{Q}W^{-1} \tag{5}$$

dla gwiazd o współrzędnych $65° < l < 140°$ i $|b| \leqslant 7°$ i przedstawione na rysunku 3 wykazują silny wzrost z odległością.

Średnie różnice parametru Q^* określonego jako

$$Q^* = p(45{,}06\, A_c)^{-1} \tag{6}$$

gdzie p i A_c wyrażone są w procentach, dla gwiazd leżących w ramieniu Oriona i Perseusza (granice ramion przyjęte są jak w pracy autora 1958) wynoszą:

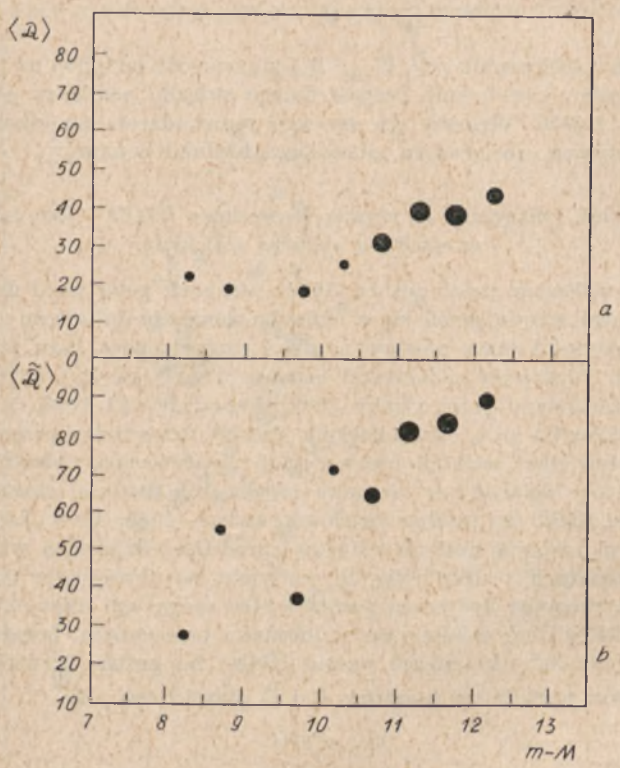
ramię Perseusza minus ramię Oriona $\quad 1{,}0 \pm 0{,}3$

Wyniki te potwierdzają wnioski wyciągnięte poprzednio (autor 1958). Parametr Q^*_{4430} jest w przybliżeniu proporcjonalny do parametru Q_{4430}. Sens fizyczny parametru Q jest widoczny z równań:

$$\frac{dQ}{dW} = C\,\frac{B_z^2 - B_{lr}^2}{T^{1/2} \cdot T_g} \cdot \frac{n_g}{n_x n_H} \tag{7}$$

$$Q = \frac{C}{N_x} \int (B_z^2 - B_{lr}^2)\, n_g n_H^{-1} T^{-1/2} T_g^{-1} dr \tag{8}$$

gdzie B_z i B_{tr} są składowymi pola magnetycznego prostopadłymi do promienia widzenia, z których B_z jest prostopadła do płaszczyzny Galaktyki. n_g, n_x, n_H są odpowiednio gęstościami ziaren pyłu, cząstek absorbujących w pasmie λ 4430 i atomów gazu, zaś



Rys. 3. Zależność od odległości wartości średnich parametrów Ω i $\tilde{\Omega}$ dla gwiazd o współrzędnych galaktycznych: $65° < l < 140°$ i $|b| \leqslant 7°$. Pola kółek są proporcjonalne do ilości n gwiazd

N_x – całkowitą liczbą cząstek absorbujących w pasmie λ 4430, leżących wzdłuż promienia widzenia *). Równanie (7) wobec wynikającej z § 3 korelacji pomiędzy n_x i n_g ma analogiczną postać jak równanie (1) w pracy autora (1958).

Potwierdzony więc został wniosek o *wzroście efektywności polaryzacji w stosunku do absorpcji w obszarach o mniejszej gęstości międzygwiazdowego gazu.*

LITERATURA

Y. Andrillat, 1954, CR (Paris) **239**, 480 = Pub. Haute Prov. **3**, No. 21.

E. A. Baker, 1949, Pub. Edinburgh I.

C. S. Beals, G. H. Blanchet, 1938, M. N. **98**, 398.

*) Równania te są wyprowadzone w oryginale pracy (*Acta Astronomica* **9**, nr 2, 1959, w druku).

L. Binnendijk,	1952, Ap. J. **115**, 428.
H. E. Butler, H. Seddon,	1958, Publ. Edinburgh II, No. 4.
S. Chandrasekhar,	1950, *Radiative Transfer*, Oxford.
H. Cramer,	1947, Mathematical Methods of Statistics, Chap. 23, § 4.
L. Davis,	1955, *Vistas in Astronomy*, Vol. I.
L. Davis, J. L. Greenstein,	1951, Ap. J. **114**, 206.
D. Duke,	1951, Ap. J. **113**, 100.
A. S. Eddington,	1937, Observatory **60**, 99.
Eyster,	1937, Ap. J. **86**, 483.
J. L. Greenstein,	1948, Centennial Symposia, Harv. Obs. Monographs No. 7, 30.
J. L. Greenstein, L. H. Aller,	1950. Ap. J. **111**, 1950 = Mt. Wilson i Palomar Repr. 16,
S. Grzędzielski,	1958, CR (Paris) **246**, 890 = IAP Contr. A 235.
J. S. Hall, A. H. Mikesell,	1949, A. J. **54**, 187.
J. S. Hall, A. H. Mikesell,	1950, Pub. Washington, **17**, I.
W. A. Hiltner,	1951, Ap. J. **114**, 241.
W. A. Hiltner,	1954, Ap. J. **120**, 41, 178, 454.
W. A. Hiltner,	1956, Ap. J. Suppl. No. 24.
H. C. van de Hulst,	1949, Rech. Utrecht **11**, part 2.
H. M. Johnson,	1957, PASP **69**, 130.
M. Lunel,	1954, Ann. d. Ap. **17**, 1 = Pub. Haute Prov. **3**, No. 10.
P. W. Merill,	1936, Ap. J. **83**, 126 = Mt. Wilson Ctr. No. 536.
P. W. Merill, M. L. Humason,	1938. PASP **50**, 212,
A. G. Pacholczyk,	1959, Acta Astr. **9**, Nr. 1.
J. R. Platt,	1956, Ap. J. **123**, 486.
K. Serkowski,	1958a,3-rd Symp. on Cosm. Gas Dynamics, Rev. Mod. Phys. **30**, Nr. 3.
K. Serkowski,	1958b,Acta Astr. **8**, Nr. 3.
G. A. Shajn,	1955, A. Ż. **32**, 381.
F. Sherman,	1939, Ap. J. **90**, 630.
E. van P. Smith,	1956, Ap. J. **124**, 43 = Harv. Repr. 439.
P. Swings,	1937, M. N. **97**, 912.
P. Swings, L. Rosenfeld,	1937, Ap. J. **86**, 483.
A. B. Underhill,	1956, Pub. DAO Victoria, **10**, No. 8.

Długość geograficzna Obserwatorium Astronomicznego w Białkowie

M. MONTYGIERD

Instrument: Instrument uniwersalny Fennela nr 11751. Średnica obiektywu lunety 40 mm, ogniskowa lunety 330 mm, powiększenie okularu 30×. Wartość podziałki libelli 4,″118. Instrument był ustawiony na słupie w wyższym pawilonie obserwacyjnym O. A. w Białkowie.

Obserwacje: Długość wyznaczono metodą równych wysokości. Obserwowano 28 par zingerowskich. Uwzględniono 58 obserwacji w okresie od 25. V. do 17. VI. 1957 r. Przejścia były rejestrowane przy pomocy klucza na taśmie chronografu piszącego. Chronometr Nardin nr 6434.

Wynik: Jako średnią z wyników 58 obserwacji otrzymano następującą wartość:

$$\lambda = -1^{h}\,06^{m}\,38^{s}{,}383$$

Błąd średni wyniku $\varepsilon = \pm 0^{s}{,}024$,
Błąd średni wyniku jednej obserwacji $\vartheta_{(1)} = \pm 0^{s}{,}052$,
Błąd średni wyniku obserwacji na jednej nitce $\bar{\vartheta}_{(1)} = \pm 0^{s}{,}232$.

Populacje gwiezdne
«Tydzień Badań» Akademii Papieskiej — Watykan — maj 1957

J. SMAK

W maju 1957 odbyła się w Watykanie konferencja poświęcona zagadnieniom podziału na populacje, zorganizowana przez Papieską Akademię Nauk, jako tzw. „Tydzień Badań". Cechą charakterystyczną jej była niewielka liczba uczestników, przy wyraźnym skoncentrowaniu obrad na kilku specjalnych zagadnieniach, duża liczba referatów i szerokie ich dyskusje. Poza O'Connellem, który był głównym organizatorem „Tygodnia", oraz Junkesem z Watykanu i Armellinim z Rzymu udział brali: Baade, Blaauw, Brück, Chalonge, Fowler, Heckmann, Herbig, Hoyle, Lemaitre, Lindblad, Morgan, Nassau, Oort, Salpeter, Sandage, Schwarzschild, Spitzer, Strömgren, Thackerey. Uczestnicy „Tygodnia" byli podejmowani na specjalnej audiencji przez Papieża Piusa XII oraz uczestniczyli w nadzwyczajnej sesji Akademii. Tematyka odbytych następnie dwunastu posiedzeń obejmowała zagadnienia związane z występowaniem różnych populacji w galaktykach, podziałem i badaniem szczegółowym obiektów w naszej Galaktyce oraz teoretyczną interpretację tych zagadnień z punktu widzenia teorii ewolucji gwiazd i galaktyk. Jest rzeczą niemożliwą omówienie w krótkim artykule wszystkich tych referatów, ograniczymy się zatem tylko do kilku, jak się wydaje, najciekawszych.

Wstępny referat Baadego zawierał podsumowanie dotychczasowych badań populacji różnych galaktyk. Od roku 1943, w którym Baade rozszczepił na pojedyncze gwiazdy jądro Galaktyki w Andromedzie, oraz dwa towarzyszące jej układy eliptyczne ustalono, że we wszystkich galaktykach można wyodrębnić (przy różnym ich udziale procentowym) dwie populacje gwiazd: *populację I*, tworzoną przez obiekty młode, koncentrujące się w płaszczyźnie ramion spiralnych (asocjacje, gromady otwarte, gwiazdy typów O—B, cefeidy klasyczne) oraz starą *populację II* (gromady kuliste, gwiazdy typu RR *Lyrae*, nowe). Sens takiego podziału jest ściśle fizyczny, opiera się on bowiem na parametrach fizycznych gwiazd: masie, składzie chemicznym i wieku. Dla gwiazd o wspólnym pochodzeniu wygląd diagramu H-R, według którego dokonujemy podziału na populacje jest funkcją tych parametrów fizycznych.

W dostępnej naszym badaniom lokalnej grupie galaktyk przeważający procent stanowią układy eliptyczne. W większości z nich odkryto gromady kuliste i cefeidy krótkookresowe. Zawierają one prawie wyłącznie obiekty populacji II. Już po zakończeniu konferencji udało się otrzymać diagram H-R dla jednej z najbliższych galaktyk eliptycznych (Draco System). Gałąź olbrzymów na tym diagramie ma kształt zbliżony do gromad kulistych, przy tym według jakościowej oceny Hoyle'a wskazuje on na jeszcze mniejszą zawartość metali.

W przeciwieństwie do prostej sytuacji w przypadku układów eliptycznych w najbliższej nam galaktyce spiralnej — Mgławicy Andromedy — mamy do czynienia z konglomeratem dwu populacji. Ramiona spiralne są koncentracjami najmłodszych obiek-

tów populacji I — nadolbrzymów typu O—B oraz gazu i pyłu. Niewątpliwie więc tu właśnie zachodzi proces powstawania gwiazd z materii międzygwiazdowej. Najwięcej gorących gwiazd obserwuje się w ramionach pośrednich układu — tu prawdopodobnie powstają one najliczniej. Zwraca natomiast uwagę fakt, że nie obserwuje się świeżo powstałych gwiazd w ramionach bliskich centrum, mimo obfitego występowania w nich gazu i pyłu. Typowe obiekty populacji I oraz materia międzygwiazdowa (pomiary radiowe 21 cm — van de Hulsta) stanowią jednakże tylko nieznaczny procent masy całego układu. Podobne zjawisko obserwujemy w przypadku naszej Galaktyki. Znaczy to według Baadego, że proces powstawania gwiazd w galaktykach spiralnych typu *Sb* jest już obecnie na ukończeniu. Większość „zaludnienia" układu stanowią stare gwiazdy populacji II. W przypadku M 31 obiekty te wykazują cechy dość osobliwe. Po pierwsze nie tworzą one układu sferycznego, a raczej dyskoidalny, po drugie w otrzymanym przez Morgana widmie integralnym jądra występują wyraźnie linie metali i pasma CN, co dowodzi, że znaczny procent gwiazd tego obszaru stanowią zwykłe czerwone olbrzymy, podobne do występujących w M 67 (stara pop. I).

Wreszcie w przypadku galaktyk spiralnych typu *Sc* (M 33) i nieregularnych dominuje już populacja I. Cechą charakterystyczną tych układów jest ponadto (por. niżej) obecność dużych ilości materii rozproszonej. Świadczyłoby to o powolnym tempie powstawania gwiazd, gdyż ich wiek jest prawdopodobnie taki sam jak w przypadku galaktyk omówionych poprzednio. Przemawia za tym obecność typowych gwiazd starych w tych galaktykach *).

Interesującym uzupełnieniem referatu Baadego była relacja Oorta o wstępnych wynikach pomiarów linii 21 cm w obiektach pozagalaktycznych. Zawartość wodoru w różnych galaktykach jest wielkością zmieniającą się w szerokich granicach w zależności od ich typu. W Obłokach Magellana — typowych układach nieregularnych — dochodzi ona do 50% całkowitej masy; galaktyki spiralne zawierają go znacznie mniej: M 33 (typ *Sc*) — 10%, M 31 i Galaktyka (obie — *Sb*) ok. 1%; układy eliptyczne nie zawierają wodoru prawie zupełnie. W galaktykach spiralnych wodór grupuje się głównie w ramionach. Obserwuje się przy tym ruch gazu w kierunku od środka układu. Ostatnie pomiary w Dwingeloo pokazały, że w pobliżu jądra Galaktyki (do odległości 3 kps) ma miejsce ekspansja gazu z prędkościami do 200 km/sek. Według oceny Oorta przy braku uzupełniania zapasów wodoru w jądrze winno to doprowadzić do jego wyczerpania w czasie krótszym od 50 milionów lat.

Szereg referatów Sandage'a dotyczył gromad gwiazd, w przypadku których najwyraźniej obserwujemy, jak wiek i skład chemiczny wpływa na aktualny wygląd diagramu H-R. Najstarsze zbiorowiska gwiazd — gromady kuliste mają diagramy H-R sugerujące wiek ok. 5×10^9 lat i skład chemiczny najbardziej zbliżony do „początkowego" — z minimalną zawartością pierwiastków ciężkich. Sandage przedstawia pierwszą próbę znalezienia różnic wieku między poszczególnymi gromadami kulistymi. Za punkt wyjścia przyjmuje on istnienie różnic we właściwościach cefeid krótkookresowych, traktując je jako wyłączny efekt wieku. Wypływające stąd różnice wieku są nie większe od 10^9 lat. Jednakże, jak podkreślił Schwarzschild, nie uwzględnianie przy tym różnic składu chemicznego może prowadzić do znacznych nieścisłości — głównie chodzi o dwa efekty: położenie ciągu głównego oraz różnice w głębokości zewnętrznej warstwy konwektywnej, od której zależy jasność gwiazdy. W każdym razie jest pewne, że gromady kuliste powstały, w krótkim przedziale czasowym, na wczesnym etapie życia Galaktyki. W przeciwieństwie do nich gromady otwarte powstają w sposób ciągły; wiek zbadanych dotychczas obiektów zawiera się między 10^6 i 5×10^9 lat. Ist-

* Ostatnio np. Thackerey i Wesselink odkryli w Obłokach Magellana cefeidy krótkookresowe.

nieją niewątpliwe różnice składu chemicznego między poszczególnymi gromadami, jednakże, średnio wykazują one skład chemiczny typowy dla populacji I z normalną zawartością pierwiastków ciężkich. Tak jest również w przypadku najstarszej znanej gromady otwartej M 67, której wiek szacuje się na 5×10^9 lat, tak jak dla gromad kulistych. W tym wypadku niewytłumaczalna jest różnica składu chemicznego. Prawdopodobnie źródłem tej sprzeczności jest słaba znajomość modułów odległości gromad kulistych (przyjmuje się tradycyjnie dla gwiazd typu RR *Lyrae* $M_v = 0{,}0$) oraz brak informacji o masach gwiazd ciągu głównego, zwłaszcza w miejscu odgięcia gałęzi podolbrzymów.

Wiele miejsca poświęcono omówieniu najmłodszych obiektów populacji I. Należą do nich przede wszystkim asocjacje oraz gromady otwarte, w których odkryto gwiazdy w stadium grawitacyjnego kurczenia się (por. artykuły w „Postępach", t. VI, z. 1). Charakterystyczną grupę gwiazd znajdujących się na tym etapie ewolucji stanowią gwiazdy typu T *Tauri*. Herbig wymienił główne ich charakterystyki: liniowa i ciągła emisja w widmie, związek z materią rozproszoną, grupowanie się w asocjacjach. Herbig próbuje wyjaśnić, czy stadium niestabilności omawianego typu występuje w ewolucji wszystkich gwiazd na etapie kontrakcyjnym, czy też gwiazdy T *Tauri* są pewną szczególną grupą obiektów. Oczywiście selekcja obserwacyjna i nieznajomość tempa powstawania gwiazd tego typu uniemożliwia danie definitywnej odpowiedzi. Jednakże nawet przy najbardziej ostrożnych założeniach otrzymuje się, że co najmniej $^1/_3$ gwiazd w sąsiedztwie Słońca była w przeszłości obiektami typu T *Tauri*. Czerwone karły z liniami emisyjnymi w widmie licznie występujące w tym obszarze Herbig identyfikuje ze starymi gwiazdami typu T *Tauri* o małych masach. O ich młodości świadczą m. in. niewielka dyspersja prędkości oraz położenie nieco nad ciągiem głównym. W dyskusji sugerowano (Schwarzschild), że niezwykle ważne byłoby wykonanie pomiarów fotometrycznych w przedziałach widma wolnych od efektów emisji, dla ustalenia temperatur efektywnych i rozmiarów gwiazd typu T *Tauri* i obiektów pokrewnych.

Inną grupę młodych obiektów stanowią mało dotychczas badane olbrzymy i nadolbrzymy późnych typów widmowych (głównie M) w większości nieregularnie zmienne oraz gwiazdy węglowe i typu S. Prawdopodobnie gwiazdami tych typów stają się olbrzymy i nadolbrzymy O–B na dalszych etapach ewolucji. W Obserwatorium Warner and Swasey zebrano w ostatnich latach ogromny materiał obserwacyjny dotyczący rozmieszczenia tych obiektów w Galaktyce. Nassau, który podał podsumowanie tych wyników, stwierdził co następuje: gwiazdy typu M wykazują koncentrację w płaszczyźnie Galaktyki, jak również w kierunku na jej centrum, przy czym najliczniej występują w obszarach ramion spiralnych. Istnieje również wyraźne zjawisko grupowania się tych obiektów. Gwiazdy węglowe i typu S jeszcze silniej koncentrują się w ramionach spiralnych, przy czym zwraca uwagę wyraźny związek z materią rozproszoną.

Szczególnie interesujące jest badanie cech fizycznych gwiazd w najbliższym otoczeniu Słońca. Sandage dyskutował najważniejsze cechy diagramu H-R dla gwiazd bliższych niż 15 pc. Dane z katalogów paralaks pozwalają wyodrębnić ok. 400 takich gwiazd. Z nich blisko połowa posiada znane jasności i barwy (głównie z pomiarów Eggena). Większość w tak wybranym materiale stanowią gwiazdy ciągu głównego o jasnościach poniżej jasności Słońca. Wykazują one realną fizycznie dyspersję ciągu głównego. Obszar białych karłów zawiera kilka zaledwie obiektów; tworzą one w płaszczyźnie $M_v - (B-V)$ dość wyraźny ciąg, w przybliżeniu równoległy do ciągu głównego (Harris — Ap. J. **124**, 665, 1956). Pozostałe, również nieliczne, grupy podkarłów i podolbrzymów zawierają obiekty odsłaniające luki w dotychczasowych wiadomościach o budowie i ewolucji gwiazd. Wśród podkarłów występują gwiazdy leżące do 3^m poniżej ciągu głównego. Jeśli gwiazdy te uważać za typowych przedstawicieli populacji II –

z małą zawartością pierwiastków ciężkich, to za część tego efektu może odpowiadać brak linii widmowych (absorpcyjnych) modyfikując — *in minus* — przy danej temperaturze efektywnej wskaźnik barwy $B-V$. Sandage przypuszcza, że efekt ten tłumaczy w 100% zjawisko istnienia podkarłów, bez uciekania się do założenia, że ich rzeczywiste jasności bolometryczne różnią się od jasności gwiazd ciągu głównego. Odmienne stanowisko reprezentuje Schwarzschild, według którego mamy tu do czynienia z dwiema grupami obiektów: podkarłami i gwiazdami znacznie bardziej zaawansowanymi ewolucyjnie, stającymi się białymi karłami. Te ostatnie mogłyby leżeć dowolnie nisko pod ciągiem głównym. Jeśli chodzi o grupę pierwszą, to Schwarzschild uważa, że podkarły rzeczywiście należą formalnie do ciągu głównego (wczesny etap ewolucji) różniąc się od zwykłych gwiazd ciągu niską zawartością elementów ciężkich, co podwójnie wpływa na ich położenie na diagramie H-R: obniżając realnie ich jasności (Reiz — Ap. J. **120**, 342, 1954) oraz zmieniając barwy.

Podolbrzymy z okolic Słońca zajmują położenie zbliżone do podolbrzymów i olbrzymów w M 67. Jednakże kilka z nich leży wyraźnie poniżej linii M 67, tak że uwzględniając nawet niepewność paralaks otrzymuje się przy założeniu homologiczności z M 67 na ich wiek 7×10^9 lat. Pomiary fotometryczne i spektroskopowe (Greenstein) nie pokazują przy tym deficytu w zawartości metali. Możliwe są dwa wytłumaczenia zjawiska: gwiazdy te nie są starsze od M 67, a ich obecne położenie jest wynikiem anomalii dróg ewolucyjnych (np. przez wypływ materii na wczesnych etapach ewolucji) albo też są to obiekty o wieku, jaki wypada z ich położenia na diagramie, co po uwzględnieniu dodatkowego czasu potrzebnego do „wzbogacenia" materii w pierwiastki ciężkie powiększałoby w sposób drastyczny wiek Galaktyki.

Obserwacyjne podejście do zagadnienia składu chemicznego obiektów o różnym wieku i należących do różnych populacji zostało przedstawione w referatach Strömgrena i Chalonge'a. Najdokładniejszymi, ale też najmniej licznymi w tej grupie prac są pomiary spektrofotometryczne w dużej dyspersji, pozwalające ustalić zawartości poszczególnych pierwiastków w atmosferach badanych obiektów. Wprawdzie zasadnicze różnice w budowie atmosfer gwiazd należących do różnych populacji (zwłaszcza olbrzymów z dużą turbulencją) czynią wiele wyników niepewnymi, niemniej zgodnym wnioskiem wszystkich obserwatorów jest zaniżenie zawartości elementów ciężkich, a zwłaszcza metali w gwiazdach populacji II. Najbardziej jaskrawo zjawisko to występuje w przypadku omawianych już podkarłów. Grupą pośrednią między typowymi podkarłami a ciągiem głównym są gwiazdy wyodrębnione przez Miss Roman jako tzw. *„weak line stars"* z liniami metali osłabionymi w porównaniu ze zwykłymi gwiazdami ciągu głównego *(„strong line stars")*.

Różnice składu chemicznego są również wykrywalne, wprawdzie mniej precyzyjnie, ale z większymi możliwościami statystycznymi na drodze fotometrii trójbarwnej. Obecność lub brak linii absorpcyjnych w różnych częściach widma wpływa na zmianę położenia gwiazdy na diagramie $(U-B)-(B-V)$. Gwiazdy ze słabymi liniami metali, występującymi głównie w ultrafiolecie, wykazują tzw. nadwyżkę ultrafioletową. Jej wielkość jest skorelowana z jasnością absolutną gwiazdy; w przypadku ekstremalnych podkarłów z jasnościami 3^m pod ciągiem głównym dochodzi ona do $0^m.2$. Osobne zagadnienie stanowi interpretacja pomiarów trójbarwnych w gromadach kulistych. Z pomiarów spektroskopowych i kształtu gałęzi olbrzymów można wnosić, że ich skład chemiczny jest typowym dla populacji II; pomiary fotometryczne nie zawsze jednak pozostają w zgodzie z tym przypuszczeniem. Np. w M 3 fotometria *UBV* daje nadwyżki ultrafioletowe przekraczające $0^m.5$, podczas gdy położenie ciągu głównego w przybliżeniu pokrywa się ze standardowym ciągiem populacji I (przyjmując, że jasności gwiazd RR *Lyrae* $M_v = 0{,}0$), gwiazdy M 13 natomiast nie wykazują zupełnie nadwyżki $U-B$.

Te osobliwości dowodzą, że efekty składu chemicznego nie dadzą się traktować w sposób zbyt uproszczony.

Lepszą w porównaniu z systemem *UBV* jest wprowadzona ostatnio przez Strömgrena klasyfikacja spektralna oparta na pomiarach fotometrycznych z filtrami interferencyjnymi w wybranych przedziałach widma. Dwa wskaźniki tej klasyfikacji charakteryzują natężenie linii $H\beta$ (index l), oraz wielkość skoku Balmera (index c) będąc podstawą dwuwymiarowej klasyfikacji widmowej. Strömgren znajduje zależności statystyczne między l i c, a wskaźnikami barwy w systemie *UBV*. Z drugiej strony bezpośrednie pomiary w różnych punktach widma ciągłego wyznaczają te wskaźniki bezpośrednio. Jak się okazuje istnieją realne rozbieżności między takimi wyznaczeniami, zwłaszcza dla $U-B$. Wynika stąd, że niezbędne jest dołączenie do l i c trzeciego parametru charakteryzującego tę rozbieżność w przypadku pojedynczej gwiazdy, a odnoszącego się niewątpliwie do różnic składu chemicznego. Strömgren wprowadza dalej jeszcze inny wskaźnik (m) określający rozkład natężenia w widmie ciągłym między 4000 i 5000 Å. Wskaźnik ten zależący od temperatury efektywnej i przyspieszenia grawitacyjnego w połączeniu z poprzednimi (l, c) również klasyfikuje gwiazdy według ich składu chemicznego, a jest znacznie łatwiejszy do wyznaczenia obserwacyjnego.

Ideowo zbliżona do poprzedniej, chociaż praktycznie różna, jest klasyfikacja trójwymiarowa stosowana w Instytucie Astrofizyki w Paryżu. Opiera się ona na pomiarach spektrofotometrycznych wielkości i położenia skoku Balmera (D, λ_1), oraz gradientu w fotograficznej części widma (φ_b) przy użyciu niewielkiej dyspersji. Wszystkie te wielkości są funkcjami parametrów fizycznych atmosfery, m. in. jej składu chemicznego, co pozwala oczekiwać możliwości podziału na populacje. Rzeczywiście, gwiazdy populacji I wyznaczają w przestrzeni D, λ_1, φ_b dobrze zdefiniowaną powierzchnię Σ, co dowodzi, że jeden z określających D, λ_1, φ_b parametrów fizycznych musi być dla nich w przybliżeniu jednakowy; jest nim z pewnością skład chemiczny. Gwiazdy o osobliwym składzie chemicznym leżą poza płaszczyzną Σ. Są to np. gwiazdy metaliczne, mające przy danym gradiencie większe wartości skoku Balmera. Typowe gwiazdy populacji II (podkarły, RR *Lyrae*) odchylają się od powierzchni Σ w przeciwnym kierunku, odznaczając się zmiejszonymi wartościami D, co odpowiada deficytowi pierwiastków ciężkich (małe ciśnienia elektronowe).

Podsumowania „Tygodnia" dokonane przez Hoyle'a i Oorta zawierały szereg sugestii w stosunku do przyszłych badań. Hoyle zwracał uwagę głównie na zagadnienia teoretyczno-interpretacyjne. Niezbędnym wydaje się liczenie dużej liczby modeli ewolucyjnych dla szerokiego zakresu mas i składów chemicznych, zwłaszcza około $1\mathfrak{M}_\odot - 2\mathfrak{M}_\odot$ (wyznaczanie wieku starych gromad i Galaktyki) i dla bardziej zaawansowanych stadiów ewolucji. Przedyskutowania wymaga według Hoyle'a cały problem niestabilności gwiazd. Innym zagadnieniem oczekującym ilościowego rozwiązania jest utrata masy przez gwiazdy. Oort natomiast zwrócił uwagę na konieczność lepszego opracowania zagadnienia składu chemicznego i to zarówno jeśli chodzi o porównywanie różnych galaktyk, jak i o naszą Galaktykę i różne jej obszary. Szczególnie chodziłoby o porównywanie poszczególnych gromad kulistych, odnośnie do których niewiele wiadomo o dyspersji składu chemicznego. Niewyjaśnione jest zresztą dotychczas, czy jeden parametr wystarcza do podziału różnych obiektów według ich składu chemicznego. Wreszcie uczestnicy przyjęli jednorodną klasyfikację populacji. Wyróżnia ona pięć grup: I. Skrajna populacja I (asocjacje i młode gromady otwarte, cefeidy, T *Tauri*), II. Stara populacja I (gwiazdy typu A, „*strong line stars*", stare gromady otwarte), III. Dysk (jądro Galaktyki, „*weak line stars*", nowe), IV. Pośrednia pop. II (gwiazdy szybkie, zmienne długookr.), V. Pop. II — Halo (podkarły, gromady kuliste, cefeidy typu RR *Lyrae*).

KRONIKA

Rewizja współrzędnych galaktycznych

S. GRZĘDZIELSKI

Tematem pracy łącznego posiedzenia Komisji 33-b, 33-ej i 40-ej w czasie X Kongresu M. U. A. w Moskwie, był problem rewizji współrzędnych galaktycznych. Podstawą dyskusji stało się sprawozdanie Komisji 33-b opracowane przez Blaauw'a, Pawsey'a i Westerhout'a, w którym zwięźle zreferowany został aktualny stan problemu.

Autorzy sprawozdania zwrócili uwagę na następujące argumenty przemawiające za rewizją współrzędnych galaktycznych:

a) Niedokładność położenia dotychczasowego Bieguna ujawnia się z łatwością przy opracowywaniu odpowiednich obserwacji radiowych i optycznych.

b) Zwiększenie dokładności wyznaczenia położenia Bieguna o czynnik rzędu 10 już w chwili obecnej pozwoli na zaoszczędzenie olbrzymiego trudu przeliczania współrzędnych za lat kilka, zważywszy na spodziewany masowy napływ obserwacji w najbliższej przyszłości.

c) Jesteśmy obecnie w stanie określić nowe położenie Bieguna i Centrum Galaktyki z dokładnością wystarczającą najprawdopodobniej na wiele lat naprzód.

Dotychczasowe wyznaczania Bieguna opierały się na obserwacjach optycznych obiektów leżących w najlepszym wypadku nie dalej niż 3 kps od Słońca i których łączna masa nie przekraczała 0,1% ogólnej masy Galaktyki. Uzyskana stąd dokładność położenia Bieguna jest rzędu stopni.

W ostatnich latach szybko rozwijająca się radioastronomia dostarczyła nowych danych o fundamentalnym, wydaje się, znaczeniu.

Mianowicie, obserwacje w linii 21 cm, sięgające do odległości 15 kps od Centrum Galaktyki, pozwoliły na stwierdzenie, iż neutralny wodór, stanowiący około 2% ogólnej masy Galaktyki, układa się w nadzwyczaj dobrze zdefiniowaną, płaską warstwę, rozciągającą się do odległości około 7 kps od Centrum Galaktyki. W obszarze tym maxima gęstości H I (uśrednione po obszarach rzędu 1 kps^2) nie odskakują od średniego położenia tej warstwy o więcej niż 20 ps; grubość systemu H I jest zatem rzędu 1/400 jego średnicy. Wydaje się, że istnienie takiego systemu wodorowego ma podstawowe znaczenie i że śmiało można płaszczyznę symetrii tego układu uznać za „podstawową płaszczyznę" Galaktyki. Określony w ten sposób Biegun miałby prowizoryczne współrzędne: $l = 350°$, $b = +90 - 1°{,}6$ z dokładnością rzędu $0°{,}1$.

Dodatkowych danych dostarczają obserwacje radiowego świecenia Galaktyki w obszarze długości fal 20 cm — 3,5 m odpowiadających — jak wiadomo — systemowi płaskiemu promieniowania radiowego. Mianowicie, izofoty w przedziale $\pm 50°$ od Centrum Galaktyki wykazują, oprócz znacznego spłaszczenia, przebieg świadczący o analogicznym jak dla wodoru neutralnego rozmieszczeniu źródeł promieniowania radiowego. W obszarach leżących dalej od środka Galaktyki przebieg izofot jest zakłócony, odpowiadający faktowi znacznego odchylania się warstwy neutralnego wodoru — dla odległości od Centrum Galaktyki większych od 7 kps — od „płaszczyzny podstawowej".

Wreszcie, dalekie obiekty optyczne (cefeidy, gwiazdy typu O i B, dalekie gromady otwarte) dające położenia Bieguna mało zafałszowane lokalnymi nieregularnościami, mają również odpowiednie bieguny konsystentne w granicach 0°2 z biegunem warstwy H I.

Z problemem rewizji położenia Bieguna łączy się ściśle zagadnienie dokładnego wyznaczenia współrzędnych Centrum Galaktyki. Dotychczasowe oceny optyczne i radiowe dają na długość Centrum $l = 327°5 \pm 1°$. Jak wiadomo, w pobliżu znajduje się silne radioźródło Sgr A, którego współrzędne wynoszą $l = 327°74 \pm 0°05$ i $b = -1°46 \pm \pm 0°05$; źródło to leży w dodatku w „podstawowej płaszczyźnie" wyznaczonej przez warstwę H I. Wydaje się rzeczą bardzo prawdopodobną, iż położenie źródła Sgr A odpowiada dokładnie położeniu Centrum Galaktyki.

W wyniku dyskusji, Komisje 33, 33b i 40-ta podjęły rezolucję zalecającą:

1. Przyjęcie układu współrzędnych galaktycznych opartego na rozkładzie wodoru neutralnego.

2. Obarczenie Komisji 33b określeniem dokładnych wartości współrzędnych Bieguna na podstawie obserwacji, które są w toku.

3. Obarczenie Komisji 33b nadzorem nad publikacją tablic i map umożliwiających konwersję współrzędnych równikowych i starych współrzędnych galaktycznych na nowe współrzędne galaktyczne i vice versa, z dokładnością do 0°01.

4. Używanie następujących symboli dla nowych współrzędnych:

l_{rev} dla długości galaktycznej (w skrócie l_r),

b_{rev} dla szerokości galaktycznej (w skrócie b_r).

Komunikat

Zarząd Polskiego Towarzystwa Astronomicznego zawiadamia, iż na posiedzeniu w dniu 4. XII. 1958 r. Komitet Astronomii PAN zgodził się objąć funkcję jury w konkursie na prace młodych astronomów ogłoszonym w 1957 r. w zeszycie 2 tomu V „Postępów Astronomii".

Cena zł 10.—

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA
„POSTĘPY ASTRONOMII"

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

Zamówienia i wpłaty przyjmują: 1) Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki „RUCH", Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777, 2) Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę — 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „RUCH", Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100024.

Bieżące numery do nabycia w niżej podanych placówkach „RUCHU", w księgarniach naukowych „Domu Książki", we Wzorcowni ORWN-PAN oraz we Wzorcowni PWN.

Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „RUCH", Dział Handlowy, Warszawa, ul. Srebrna 12.

PLACÓWKI „RUCHU"

Warszawa, ul. Nowopiękna 3
Warszawa, ul. Nowy Świat 72, Pałac Staszica
Warszawa, ul. Wiejska 14
Białystok, ul. Lipowa 1
Bydgoszcz, ul. Armii Czerwonej 2
Chorzów, ul. Wolności 54
Ciechocinek, kiosk nr 4 „Pod Grzybkiem"
Częstochowa, II Aleja 26
Gdańsk, ul. Długa 33/34
Gdynia, ul. Świętojańska 9
Gliwice, ul. Zwycięstwa 47
Gniezno, ul. Mieczysława 31
Grudziądz, ul. Mickiewicza, Sklep Nr 5
Inowrocław, ul. Marchlewskiego 3
Jelenia Góra, ul. 1-go Maja 1
Kalisz, ul. Śródmiejska 3
Katowice Zach., ul. 3-go Maja 28
Kielce, ul. Sienkiewicza 22
Koszalin, ul. Zwycięstwa 38
Kraków, Rynek Główny 32
Krynica, Stary Dom Zdrojowy
Lublin, ul. Krakowskie Przedmieście 72
Łódź, ul. Piotrkowska 200
Nowy Sącz, ul. Jagiellońska 10
Olsztyn, Pl. Wolności (kiosk)
Opole, Rynek, sklep nr 76
Ostrów Wlkp., ul. Partyzancka 1
Płock, ul. Tumska, kiosk nr 270
Poznań, ul. Dzierżyńskiego 1
Poznań, ul. Głogowska 66
Poznań, ul. 27-go Grudnia 4
Przemyśl, Pl. Konstytucji 9
Radom, ul. Moniuszki 5
Rzeszów, ul. Kościuszki 5
Sopot, ul. Monte Cassino 32
Sosnowiec, ul. 22-go Lipca 30
Szczecin, Al. Piastów (róg Jagiellońskiej)
Toruń, Rynek Staromiejski 9
Wałbrzych, ul. Wysockiego (obok Pl. Grunwaldzkiego)
Włocławek, Pl. Wolności, róg ul. 3-go Maja
Wrocław, Pl. Kościuszki, kiosk nr 9
Zabrze, Pl. 24-go Stycznia, pkt. nr 50
Zakopane, ul. Krupówki 51
Zielona Góra, ul. Świerczewskiego 38

KSIĘGARNIE NAUKOWE „DOMU KSIĄŻKI"

Warszawa, ul. Krakowskie Przedmieście 7
Kraków, ul. Podwale 6
Łódź, ul. Piotrkowska 102a
Poznań, ul. Armii Czerwonej 69
Wrocław, Rynek 60