

U N I V E R Z I T E T U B E O G R A D U
P R I R O D N O - M A T E M A T I Č K I F A K U L T E T

Slobodan Ninković

P R I L O G I Z U Č A V A N J U S T R U K T U R E I D I N A M I K E
G A L A K T I Č K O G H A L O A

D O K T O R S K A D I S E R T A C I J A

oktobar 1981.

B E O G R A D

AUTOR OSEĆA PRIJATNU DUŽNOST DA ZAHVALI PROF DR K. F. OGORODNIKOVU I PROF DR L. É. GUREVICHU ZA KORISNE PRIMEDBE I KONSULTACIJE, DR A. D. CERNINU ZA RUKOVODJENJE I UKAZANU POMOĆ U OFORMLJENJU DISERTACIJE, PROF DR. T. A. AGEKYANU, KANDIDATU NAUKA V. A. ANTONOVU, E. V. NAUMOVOJ I KANDIDATU NAUKA V. G. SURDINU ZA DRAGOCENE DISKUSIJE.

AUTOR SE TAKODJE ZAHVALJUJE UPRAVNIKU INSTITUTA ZA ASTRONOMIJU U BEOGRADU PROF DR M. VUKIĆEVIĆ-KARABIN ZA UKAZANU POMOĆ U ORGANIZACIJI ODBRANE I ČITANJE RUKOPISA SRPSKO-HRVATSKE VERZIJE RADA, KAO I DR. T. ANGELOVU ZA ČITANJE RUKOPISA SRPSKOHRVATSKE VERZIJE RADA.

S A D R Ź A J

	Strana
U V O D	1

G l a v a I

TEORIJSKA OSNOVA RADA

1. Metod Naumove i Ogorodnikova	5
1.1. Rutherford-ovo rasejanje	5
1.2. Odredjivanje mase	6
2. Teorema virijala	9
3. Plimski radijus globularnog jata	10
4. Metod House-a i Weigandt-a	13
4.1. Ekscentricitet putanje	13
4.2. Princip izračunavanja ekscentriciteta orbita globularnih jata oko centra Galaksije	14
5. Napomena u vezi sa evolucijom Galaksije	17

G l a v a II

ODREDJIVANJE MASA GLOBULARNIH JATA

6. Odredjivanje masa metodom Naumove i Ogorodnikova..	20
7. Odredjivanje masa globularnih jata preko teoreme virijala	28
8. Odredjivanje mase na osnovu plimskog radijusa	34
8.1. Opis primenjenog metoda	34
8.2. Odredjivanje plimskog radijusa ω Cen	36
8.3. Druga jata	43
8.4. Diskusija rezultata	53

II

Strana

G l a v a III

OSVRT NA UNUTRAŠNJU GRADJU GLOBULARNIH JATA

9. Raspodela mase unutar globularnog jata	57
10. Ispitivanje empirijskog modela ω Cen	60
11. Diskusija modela globularnih jata	66
11.1. Modeli globularnih jata i King-ova formula..	66
11.2. Orbite zvezda u globularnom jatu i formula (1.10)	69

G l a v a IV

PROSTORNA RASPODELA I ORBITE GLOBULARNIH JATA U GALAKSIJI

12. Prostorna raspodela globularnih jata u Galaksiji..	73
12.1. Izučavanje prostorne raspodele	73
12.2. Diskusija uticaja usvojenog rastojanja Sunca od centra Galaksije	79
13. Ekscentriciteti orbita globularnih jata	81
13.1. Jata tipa D	81
13.2. Globularna jata tipa H grupa $R \leq 8$ kpc	87
13.3. Globularna jata tipa H grupa $8 < R \leq 16$ kpc	90
13.4. Globularna jata tipa H grupa $16 < R \leq 24$ kpc	91
13.5. Globularna jata tipa h grupa $R < 10$ kpc	94
13.6. Globularna jata tipa h grupa $R > 10$ kpc	96
13.7. Uticaj usvojene vrednosti brzine LSM	98
14. Opšte primedbe i zaključci izlaganja u ovoj glavi..	99
14.1. Orbite globularnih jata i evoluciona kontrakcija Galaksije	99
14.2. Orbite globularnih jata i njihove mase	101

G l a v a V

GRADJA HALOA NAŠE GALAKSIJE

15. Raspodela mase u galaktičkom halou	106
15.1. Uvod	106
15.2. Raspodela mase u spoljašnjem halou	107
15.3. Raspodela mase u unutrašnjem halou	109
15.4. Masa spoljašnjeg dela haloa	117
16. Halo i spiralna struktura	123
17. Sadržaj gasa	124
17.1. Gustina i temperatura medjuzvezdanog gasa u halou	124
17.2. Termalno zračenje gasa	126
18. Magnetno polje i kosmički zraci	128
18.1. Pokušaj određivanja jačine magnetnog polja	128
18.2. Kosmički zraci u halou naše Galaksije	131
18.3. Sinhrotronsko radio-zračenje galaktičkog haloa	134

19. ZAKLJUČAK

19.1. Zaključci II i III glave (Određivanje masa globularnih jata sa osvrtom na njihovu unutra- šnju strukturu)	136
19.2. Zaključci IV glave (Prostorna raspodela i orbi- te globularnih jata u Galaksiji)	138
19.3. Zaključci V glave (Gradja haloa naše Galaksije)	140
LITERATURA	142

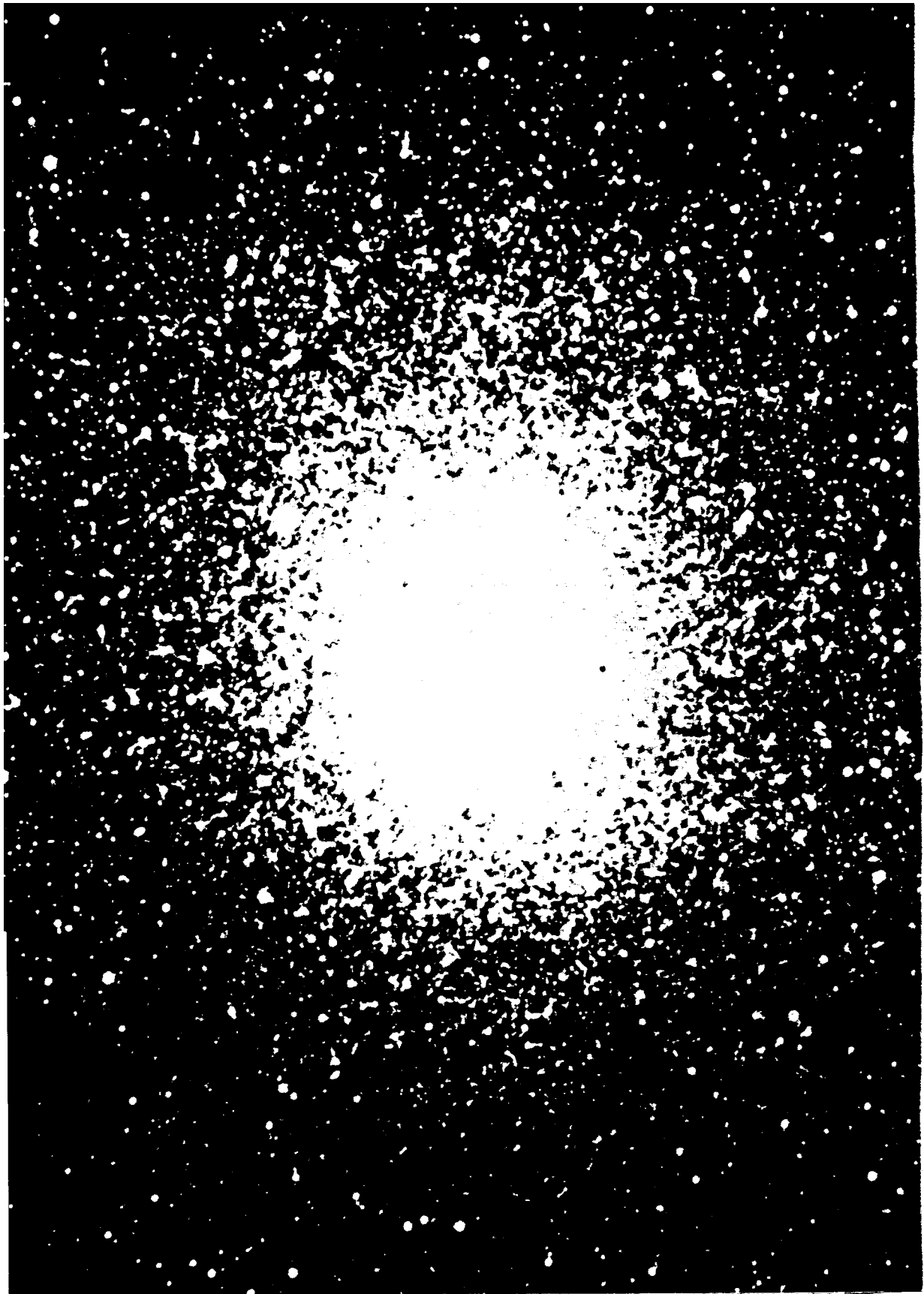
U V O D

Halo naše Galaksije naziva se sferična oblast prečnika oko 40-50 kpc koja okružuje galaktički disk.

Važno je istaći da se objekti koji se nalaze u ovoj oblasti razlikuju od objekata diska po prostornoj raspodeli, kinemati i fizičko-hemijskim osobinama. Osim toga galaktički halo je i izvor radio-zračenja (na pr. [1]).

Najtipičniji predstavnici halo-populacije su globularna jata (slika 1). Njih posmatramo praktično u svim oblastima naše Galaksije, dok pojedinačne zvezde haloa posmatramo uglavnom u okolini Sunca [2]. Zbog toga je u ovom radu najviše pažnje posvećeno baš globularnim jatima. To su sistemi koji sadrže veliki broj zvezda (reda veličine 10^5 , kako se najčešće procenjuje), gusto rasporedjenih i koje pokazuju jaku koncentraciju ka njihovim centrima. U novije vreme interes za njih je pojačan zbog toga što je za šest jata otkriveno da su izvori X-zračenja [3].

Postoje znatne razlike u proceni ukupnog broja globularnih jata u našoj Galaksiji. Tako na primer u, veoma često citiranom, članku Arp-a [4] navodi se da ih ima 126. Nasuprot tome Sharov [5,6] smatra da u našoj Galaksiji ima oko 500 globularnih jata. Kao kuriozitet možemo spomenuti podatak preuzet iz [5] da je de Kort smatrao mogućim da u našoj Galaksiji ima 2000 globularnih jata!



Slika 1
Globularno jato

U poslednje vreme u astronomskim krugovima se pojavilo shva-
tanje da su se sve zvezde haloa formirale u globularnim jati-
ma (Agekyan, privatna komunikacija). Drugim rečima, prema tom
shvatanju i one zvezde haloa koje danas na nebu vidimo kao po-
jedinačne bile su nekad i same članovi globularnih jata. Zbog
toga je od značaja poznavanje današnjih masa globularnih jata.
Prema [7] određivanja njihovih masa sprovode se već dugi niz
godina. Veoma često masa globularnog jata se određuje preko
teoreme virijala. Posmatračku osnovu za ovakvo određivanje
čine dimenzije jata i sopstvena kretanja zvezda koje mu pripa-
daju (na pr. [8-10]), odnosno njihove radijalne brzine (na pr.
[11-13]). Umesto brzina pojedinih zvezda kao podatak za dobi-
janje srednje kvadratske brzine za celo jato može se upotrebi-
ti integralni spektar jata (na pr. [14]). U nekim radovima se
masa jata dobija na osnovu modela istog, gde osnovu za brojča-
ne vrednosti parametara čine najčešće izmerene vrednosti brzi-
na pojedinih njegovih zvezda (na pr. [15-17]).

Polazeći od pretpostavke da, iz dotadašnjih posmatranja kon-
statovana, spljoštenost globularnih jata potiče od plimskog
dejstva okolnog galaktičkog polja sila, Johnson [18] je izveo
ocenu za donju granicu mase globularnih jata. Najzad imamo i
pokušaje ocenjivanja mase globularnih jata na osnovu izučava-
nja raspodele, odnosno kretanja, onih zvezda koje ne pripadaju
datom jatu, a vide se na njegovim fotografijama [19-21].

Većina ovih određivanja daje za red veličine mase globularnih
jata $10^{5-6} M_{\odot}$, ali postoje i radovi u kojima je dobijen red veli-
čine $10^8 M_{\odot}$. Medju pomenutim radovima to su [8,19,21].

Poznato je da se objekti haloa odlikuju u proseku velikim svojstvenim brzinama (na pr. [22]). Tako je za globularna jata još von Hoerner [23] pokazao da imaju veoma ekscentrične orbite oko centra Galaksije. Problem orbita globularnih jata, u svetlosti njihovih ekscentriciteta izučavali su i drugi. Tako na primer, Peterson [24] je ukazao da i manje vrednosti za ekscentricitete orbita ne mogu biti isključene. Najveći problem pri određivanju ekscentriciteta je taj, što posmatranja ne daju dovoljan broj podataka, sem retkih izuzetaka, da bi se mogle primeniti formule, dobro poznate iz nebeske mehanike, za određivanje ekscentriciteta orbite. Zbog toga pitanje veličine ekscentriciteta još uvek nije u potpunosti jasno. Dodajmo tome da je za teoriju evolucije Galaksije veoma značajno koliko iznose apogalaktička rastojanja i ekscentriciteti orbita globularnih jata, kao vrlo starih objekata.

Sama globularna jata, između sebe, se razlikuju u odnosu na hemijski sastav, spektralni tip, položaj u Galaksiji i kinematičke osobine (na pr. [25,26]). Zasad nije sasvim jasno da li su te razlike posledica različite starosti globularnih jata ili nečeg drugog.

U poslednje vreme postalo je aktuelno procenjivanje ukupne mase sadržane u halou naše Galaksije, budući da su teorijska istraživanja [27,28] predvidela postojanje masivnog haloa oko naše Galaksije čija je masa nekoliko puta veća od mase galaktičkog diska. Dodajmo tome i spekulacije o postojanju skrivenih masa u haloima kako naše, tako i drugih spiralnih galaksija (na pr.

[29]). Dosadašnje procene ukupne mase galaktičkog haloa nisu pružile eviednciju za tako veliku masu (na pr. [25,30]).

Osim globularnih jata i preostale zvezdane komponente, u halou naše Galaksije, imamo i medjuzvezdanu komponentu: gas, magnetno polje i kosmičke zrake.

Prema postojećim rezultatima izgleda da je jasno da je srednja gustina gasa u halou manja nego u disku. Medjutim postoje neslaganja u proceni njenog reda veličine. Pomenućemo samo dva primera u svojstvu dveju krajnosti: $8,3 \times 10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$ [31] i $8,3 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$ [32]. S druge strane većina autora se slaže u tome da je red veličine temperature gasa u halou 10^6 K (na primer [31,33]).

Magnetno polje u halou, kao i koncentracija kosmičkih zraka u njemu, nisu dovoljno poznati. Dosada nema evidencije o postojanju neke uredjene strukture magnetnog polja u halou, pa se obično smatra da je ono haotično rasporedjeno. Jačina mu se, u zavisnosti od različitih procena, kreće u granicama $1-5 \mu\text{G}$ (na pr. [34,35]).

Jedno od najvažnijih pitanja u vezi sa kosmičkim zracima jeste da li je njihova srednja gustina u halou ista kao u disku, ili je manja. Dosada su na ovo pitanje davani različiti odgovori. Relativno opsežna diskusija može se naći u [36].

[29]). Dosadašnje procene ukupne mase galaktičkog haloa nisu pružile eviednciju za tako veliku masu (na pr. [25,30]).

Osim globularnih jata i preostale zvezdane komponente, u halou naše Galaksije, imamo i medjuzvezdanu komponentu: gas, magnetno polje i kosmičke zrake.

Prema postojećim rezultatima izgleda da je jasno da je srednja gustina gasa u halou manja nego u disku. Medjutim postoje neslaganja u proceni njenog reda veličine. Pomenućemo samo dva primera u svojstvu dveju krajnosti: $8,3 \times 10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$ [31] i $8,3 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$ [32]. S druge strane većina autora se slaže u tome da je red veličine temperature gasa u halou 10^6 K (na primer [31,33]).

Magnetno polje u halou, kao i koncentracija kosmičkih zraka u njemu, nisu dovoljno poznati. Dosada nema evidencije o postojanju neke uredjene strukture magnetnog polja u halou, pa se obično smatra da je ono haotično raspoređeno. Jačina mu se, u zavisnosti od različitih procena, kreće u granicama 1-5 μG (na pr. [34,35]).

Jedno od najvažnijih pitanja u vezi sa kosmičkim zracima jeste da li je njihova srednja gustina u halou ista kao u disku, ili je manja. Dosada su na ovo pitanje davani različiti odgovori. Relativno opsežna diskusija može se naći u [36].

G l a v a I

TEORIJSKA OSNOVA RADA

1. Metod Naumove i Ogorodnikova

1.1. Rutherford-ovo rasejanje. Metod Naumove i Ogorodnikova se zasniva na dobro poznatoj pojavi u fizici, rasejavanju lakih čestica u polju jednog nepokretnog objekta. Poslednju pojavu za slučaj rasejavanja α -čestica oko jezgara metala izučavao je Rutherford, pa je zato poznata i pod imenom Rutherford-ovo rasejanje.

U radu [19] autori su ovu pojavu posmatrali u slučaju rasejavanja pojedinačnih zvezda u polju jednog znatno masivnijeg objekta - globularnog jata. Za razliku od problema koji je izučavao Rutherford, gde su sile koje deluju između α -čestica i jezgara elektrostatičke, odbojne, ovde se radi o gravitacionom polju i privlačenju zvezda od strane globularnog jata, (ovde ustvari ne dolazi do rasejavanja, nego do fokusiranja, kao što će se kasnije videti). U tom slučaju, kao što se može lako pokazati, na osnovu teorije centralnog kretanja (na pr. korišćenjem integrala energije i momenta impulsa), putanje zvezda oko globularnog jata su hiperbole (slika 2a). Izraz za ψ , ugao između asimptota hiperbole, daje Rutherford-ova formula. Mi ćemo taj izraz dati ovde prilagodjen za gravitaciono polje globularnog jata

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{G M}{p v_0^2}, \quad (1.1)$$

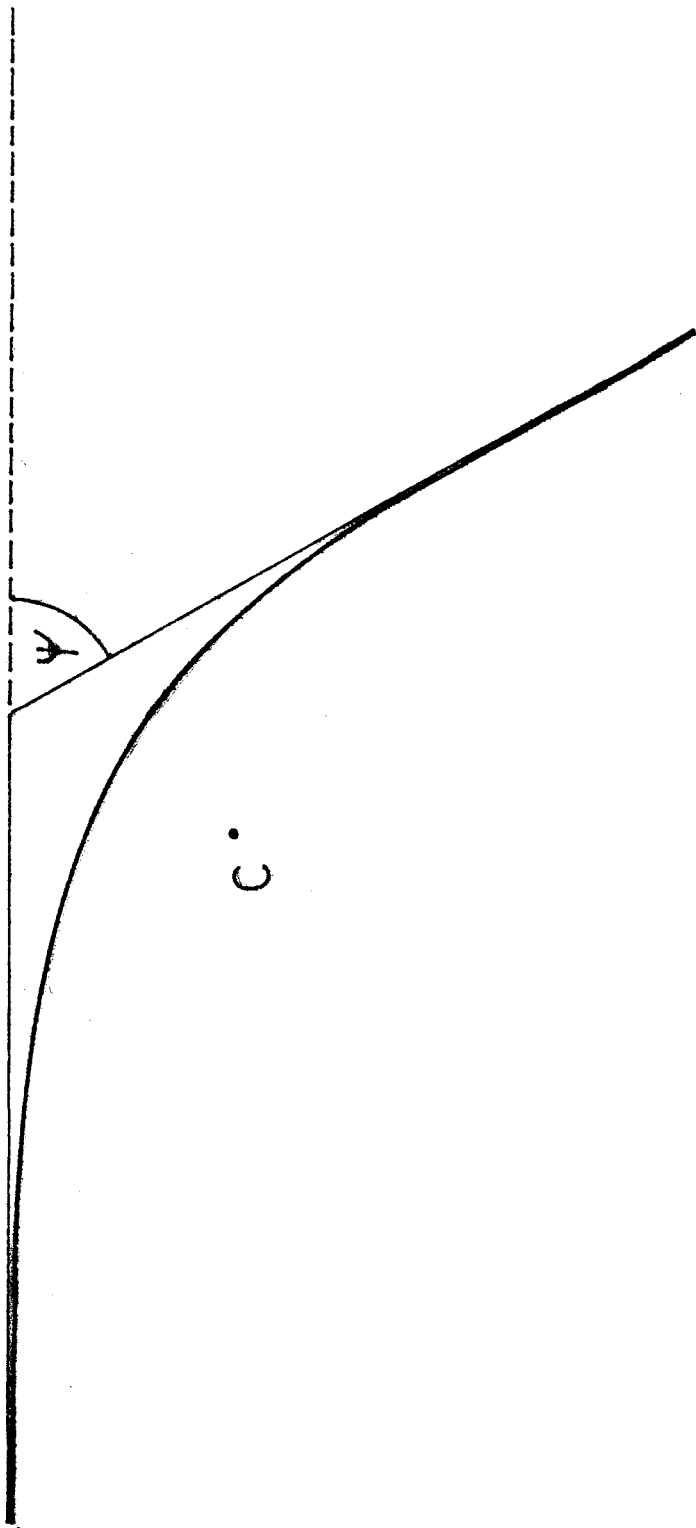
gde je G gravitaciona konstanta, M masa globularnog jata (proizvod GM potiče iz izraza za potencijalnu energiju zvezde jedinične mase), V_0 je početna brzina zvezde i p parametar sudara.

1.2. Odredjivanje mase. Putanje više zvezda će se presecati (fokusirati) (slika 2b). Prava linija na ovoj slici predstavlja pravac kretanja globularnog jata u odnosu na zvezdani fon. Pošto se, kako je napred rečeno, jato smatra nepokretnim, početna brzina fluksa zvezda fona biće jednaka po intenzitetu i pravcu brzini jata u odnosu na fon \vec{V}_0 , a suprotna po smeru. Poslednja brzina se određuje iz posmatranja i to je prostorna brzina jata u odnosu na lokalni standard mira (u daljem tekstu LSM). Uočimo sada jednu zvezdu koja se oko jata kreće po hiperboli (slika 2a). Na početku ona poseduje brzinu \vec{V}_0 , a na kraju \vec{V}_1 . Na osnovu integrala energije intenziteti ovih brzina moraju biti jednaki. Ukupna promena brzine zvezde (pravca brzine) usled fokusiranja (prolaska pored jata) biće jednaka: $\vec{V} = \vec{V}_1 - \vec{V}_0$. Kako se pravci brzina \vec{V}_0 i \vec{V}_1 poklapaju sa asimptotama hiperbole (slike 2a) intenzitet V dobićemo iz jednakokrakog trougla koji obrazuju vektori \vec{V}_0 , \vec{V} i \vec{V}_1 :

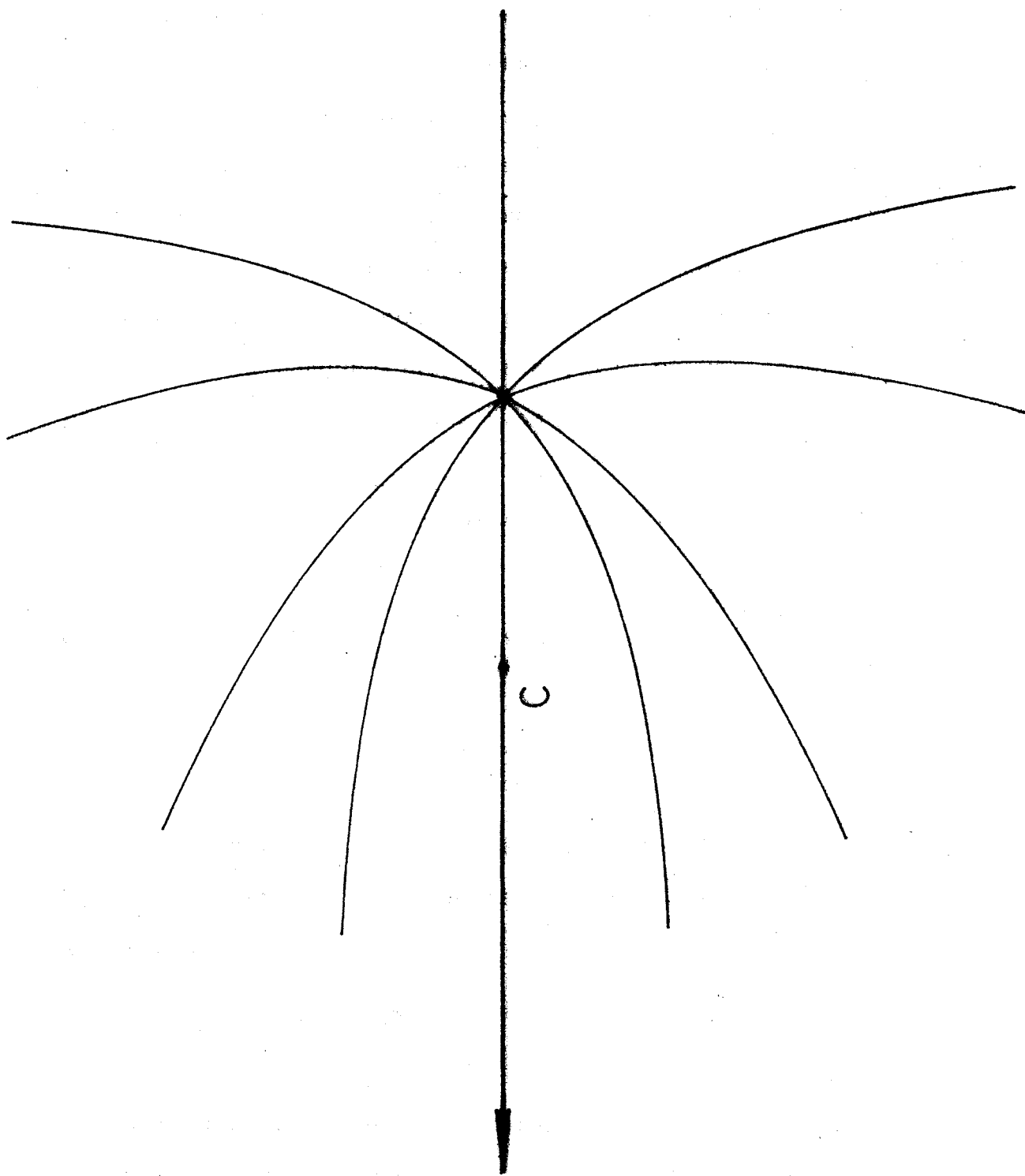
$$V = 2V_0 \sin \frac{\psi}{2}. \quad (1.2)$$

Vrednost za $\sin \frac{\psi}{2}$ može biti zamenjena u (1.2) iz (1.1) i tako se brzina V dobija u funkciji parametra sudara uočene zvezde p . Na poslednjem efektu se i zasniva metod predložen u [19]. Iz posmatračkog materijala treba naći srednju kvadratsku vrednost ili disperziju priraštaja brzine V za veći broj zvezda koje se

sl. 2a



sl. 2b



fokusiraju na osi kretanja jata iza njega (slika 2b). U tom cilju uvode se dva levo orijentisana koordinatna sistema čiji se počeci poklapaju sa centrom globularnog jata: X, Y, Z i x, y, z. Osa Z se poklapa sa pravcem kretanja zvezdanog fluksa (suprotna smeru kretanja jata), osa Y zauzima pravac normale na Z-osu u tangencijalnoj ravni (ravan normalna na pravac posmatranja), osa y se poklapa sa osom Y, a osa x sa pravcem posmatranja. Pravac ose z je pravac projekcije prostornog kretanja jata na tangencijalnu ravan, tj. pravac sopstvenog kretanja jata. Projekcije brzine V na ose X, Y, Z iznose

$$\begin{aligned} V_X &= \frac{2V_0 p p_0}{p^2 + p_0^2} \sin \phi \\ V_Y &= \frac{2V_0 p p_0}{p^2 + p_0^2} \cos \phi \\ V_Z &= -2V_0 \frac{p_0^2}{p^2 + p_0^2}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Ovde je ϕ ugao koji između sebe zaklapaju ravni $V_0 V_1$ i XZ, a p_0 je karakterističan parametar sudara za koga je $\psi = \frac{\pi}{2}$ i prema (1.1) imamo

$$p_0 = \frac{GM}{V_0^2}. \quad (1.4)$$

Znajući raspodelu zvezda po parametrima sudara možemo odrediti srednje kvadrate komponenata brzine u koordinatnom sistemu X, Y, Z. Srednji kvadrat i-te komponente brzine iznosi

$$\sigma_i^2 = \int_m^p v_i^2 dw, \quad (1.5)$$

gde je dw verovatnoća da parametar sudara date zvezde bude iz intervala $p, p+dp$. Nju ćemo izraziti kao odnos broja zvezda unutar zidova elementarnog šupljeg valjka debljine dp i visine $V_0 \tau$ prema broju zvezda u šupljem valjku debljine zidova $p_2 - p_1$ i iste visine, gde je τ neki proizvoljni vremenski interval

$$dw = \frac{n_0 2\pi p dp V_0 \tau}{n_0 (p_2^2 - p_1^2) \pi V_0 \tau},$$

gde je n_0 početna vrednost broja zvezda u jedinici zapremine. Tako integral (1.5) postaje

$$\frac{2}{p_2^2 - p_1^2} \int_{p_1}^{p_2} v_i^2 p dp. \quad (1.6)$$

Zamenom vrednosti (1.3) u (1.6) dobijamo izraze za disperziju (srednji kvadrat brzine) za svaku od tri komponente

$$\sigma_z^2 = \frac{4v_0^2 p_0^4}{p_2^2 - p_1^2} \left(\frac{1}{p_1^2 + p_0^2} - \frac{1}{p_2^2 + p_0^2} \right) \quad (1.7)$$

$$\sigma_y^2 = \sigma_x^2 = \frac{2v_0^2 p_0^2}{p_2^2 - p_1^2} \left(\ln \frac{p_2^2 + p_0^2}{p_1^2 + p_0^2} - \frac{p_0^2}{p_1^2 + p_0^2} + \frac{p_0^2}{p_2^2 + p_0^2} \right).$$

Odgovarajuće disperzije komponenta brzine u sistemu x, y, z dobićemo korišćenjem formula za rotaciju koordinatnog sistema, u ovom slučaju oko ose Y

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 \cos^2 i + \frac{4v_0^2 p_0^4}{p_2^2 - p_1^2} \left(\frac{1}{p_1^2 + p_0^2} - \frac{1}{p_2^2 + p_0^2} \right) \sin^2 i$$

$$\sigma_Y^2 = \frac{2V_0^2 p_0^2}{p_2^2 - p_1^2} \left(\ln \frac{p_2^2 + p_0^2}{p_1^2 + p_0^2} - \frac{p_0^2}{p_1^2 + p_0^2} + \frac{p_0^2}{p_2^2 + p_0^2} \right) \quad (1.8)$$

$$\sigma_z^2 = \sigma_Y^2 \sin^2 i + \frac{4V_0^2 p_0^4}{p_2^2 + p_1^2} \left(\frac{1}{p_1^2 + p_0^2} - \frac{1}{p_2^2 + p_0^2} \right) \cos^2 i,$$

gde je i ugao koji zaklapaju izmedju sebe ose X i x . Formule (1.8) daju mogućnost da se na osnovu poznatih disperzija brzina σ_i izračuna nepoznata veličina p_0 , a samim tim i masa jata (1.4). Za p_1 možemo uzeti radijus jata, a za p_2 proizvoljni maksimalni parametar sudara.

U [19] je za masu globularnog jata ω Cen preko izračunate disperzije σ_Y dobijena vrednost $2 \times 10^8 M_\odot$. Veličinu σ_Y autori [19] su odredili iz sopstvenih kretanja zvezda u polju ω Cen.

2. Teorema virijala

Često se za određivanje masa u zvezdanoj astronomiji primenjuje teorema virijala koja važi za zvezdani sistem u ravnoteži i glasi

$$2T + U = 0, \quad (1.9)$$

gde su sa T i U označene ukupna kinetička i potencijalna energija sistema. Dokaz ove teoreme može se naći na primer u [39]. Na osnovu (1.9) možemo napisati

$$\bar{V}^2 = \frac{GM}{r_0}, \quad (1.10)$$

gde je \bar{v}^2 srednji kvadrat brzine zvezda u odnosu na centar zvezdanog sistema (disperzija), M ukupna masa sistema i r_0 radijus sistema. Poslednja jednačina služi za određivanje mase zvezdanog sistema ako su nam poznate njegove dimenzije i disperzija brzine njegovih članova.

Prilikom određivanja masa globularnih jata primenom jednačine (1.10) obično nam nisu poznate prostorne brzine njegovih članova u odnosu na centar jata, nego se određivanje srednjeg kvadrata brzine obavlja ili preko radijalnih brzina ili preko sopstvenih kretanja. Tom prilikom se uvek primenjuje pretpostavka o izotropnoj raspodeli brzina unutar jata i shodno njoj srednji kvadrat za jednu komponentu brzine (bilo koju) jednak je jednoj trećini srednjeg kvadrata prostorne brzine koji ulazi u (1.10). Ova se pretpostavka opravdava sferičnošću globularnih jata koja svedoči u prilog zanemarljive rotacije ovih sistema.

3. Plimski radijus globularnog jata

Svako globularno jato mora imati svoj maksimalni, granični radijus koji je određen plimskim silama okolnog galaktičkog polja. Odatle i naziv plimski radijus. Na ovom mestu biće data teorija plimskog radijusa prema [37].

Za proizvoljnu zvezdu globularnog jata koja se nalazi na udaljenosti R^* od centra Galaksije i udaljenosti r od centra jata

važi sledeća diferencijalna jednačina pod pretpostavkom da je okolno polje sila u Galaksiji sferno-simetrično, tj. zavisno samo od rastojanja do centra Galaksije

$$\ddot{R}^* = \omega^2 R^* - \left(\frac{d\phi}{dR}\right)^* - \frac{GM_c}{r^2}, \quad (1.11)$$

gde je ω ugaona brzina galaktičke rotacije, ϕ potencijal galaktičkog gravitacionog polja i M_c masa jata. Za samo jato važi sledeća diferencijalna jednačina

$$\ddot{R} = \omega^2 R - \frac{d\phi}{dR}, \quad (1.12)$$

gde je R rastojanje centra jata od centra Galaksije. Rastojanje zvezde od centra jata r_t na kome je njeno relativno ubrzanje jednako nuli

$$\ddot{r}_t = \ddot{R}^* - \ddot{R} = 0 \quad (1.13)$$

zove se plimski radijus (pošto su sve sile upravljene duž istog pravca ne pišemo vektorske oznake). Kada u izraz (1.13) zamениmo formule (1.11) i (1.12) i razvijemo veličinu $\left(\frac{d\phi}{dR}\right)^*$ u Taylorov red oko galaktocentričnog položaja centra jata

$$\left(\frac{d\phi}{dR}\right)^* = \frac{d\phi}{dR} + (R^* - R) \frac{d^2\phi}{dR^2} + \dots,$$

obijamo, imajući u vidu da je $r_t = R^* - R$, posle elementarnih transformacija

$$r_t^3 = \frac{GM_c}{\omega^2 - \frac{d^2\phi}{dR^2}}. \quad (1.14)$$

Za slučaj keplerovskog kretanja globularnog jata po eliptičnoj putanji oko centra Galaksije važe sledeći izrazi

$$\phi = -\frac{GM_g}{R}, \quad \omega^2 = \frac{aGM_g(1-e^2)}{R^4},$$

gde je M_g masa Galaksije, a velika poluosa elipse a i e njen ekscentricitet.

Na taj način formula (1.14) dobija oblik

$$r_t^3 = \frac{M_c R^3}{M_g \left[\frac{a(1-e^2)}{R} + 2 \right]}. \quad (1.15)$$

Kada se jato nalazi u perigalaktikumu, tj kada je $R=R_p$ imamo

$$\left(\frac{r_t}{R_p}\right)^3 = \frac{1}{3+e} \frac{M_c}{M_g}, \quad (1.16)$$

s obzirom da je $a(1-e)=R_p$. Izraz (1.16) je poznat pod imenom King-ova formula [37]. Ako se u izrazu (1.14) zanemari ω^2 , tj. rotacija Galaksije King-ova formula prelazi u von Hoerner-ovu formulu za plimski radijus [40]

$$\left(\frac{r_t}{R_p}\right)^3 = \frac{1}{2} \frac{M_c}{M_g}. \quad (1.17)$$

U radu [40] primećuje se da pošto je vreme relaksacije globularnog jata mnogo duže od perioda njegovog obilaska oko centra

Galaksije, plimski radijus ostaje sve vreme praktično isti, tj. jednak onoj vrednosti koju je imao u perigalaktikumu, gde je dejstvo okolnog polja sila na jato najviše izraženo. Ovo rasudjivanje prihvaćeno je i u [37]. Zbog toga u formulama (1.16) i (1.17) stoji perigalaktičko rastojanje jata u svojstvu njegovog rastojanja od centra Galaksije.

4. Metod House-a i Wiegandt-a

4.1. Ekscentricitet putanje. Ekscentricitet putanje nekog objekta u odnosu na dati centar sile definiše se na sledeći način

$$e = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1},$$

gde ε predstavlja količnik maksimalnog i minimalnog rastojanja datog objekta od datog centra sile. Za slučaj keplerovskog kretanja po elipsi poslednja formula se svodi na

$$e = \frac{R_a - R_p}{R_a + R_p}, \quad (1.18)$$

gde je sa R_a obeleženo rastojanje apocentra, a sa R_p pericentra.

Ekscentricitet putanje je integral kretanja i može se predstaviti preko drugih integrala, poznatih iz teorije centralnog kretanja. Za keplerovsko kretanje oko nepokretnog centra mase μ_g (na pr. centra Galaksije) važi (na pr. [41])

$$e = \left(1 + \frac{2E J^2}{G^2 \mu_g^2}\right)^{1/2}. \quad (1.19)$$

Ovo je izraz za ekscentricitet objekta jedinične mase, a E i J predstavljaju energiju i moment impulsa, respektivno, takođe za jediničnu masu. Poslednje dve veličine su, kao što je poznato, integrali kretanja i mogu se predstaviti preko koordinata i komponenata brzine datog objekta u ma kom trenutku. Za slučaj kretanja oko centra Galaksije možemo napisati

$$E = \frac{1}{2}(\dot{X}^2 + \dot{Y}^2 + \dot{Z}^2) - \frac{GM_g}{R} \quad (1.20)$$

$$J^2 = (Y\dot{Z} - Z\dot{Y})^2 + (Z\dot{X} - X\dot{Z})^2 + (X\dot{Y} - Y\dot{X})^2,$$

gde su X, Y, Z galaktocentrične koordinate.

4.2. Princip izračunavanja ekcentriciteta orbita globularnih jata oko centa Galaksije. U [38] je predložen metod određivanja ekcentriciteta putanja globularnih jata pod pretpostavkom da je polje sile u Galaksiji, polje materijalne tačke smeštene u njenom centru i sa masom jednakom masi Galaksije. Tada se globularno jato kreće oko centra Galaksije po elipsi. Teškoća u ovom slučaju je ta, što su za većinu globularnih jata poznate njihove trenutne galaktocentrične koordinate i samo jedna komponenta brzine - radijalna brzina. Autori članka [38] predlažu da se u svojstvu preostala dva elementa za potpuno određivanje ekcentriciteta iskoriste apogalaktičko rastojanje i komponenta brzine \dot{X} , duž ose koja spaja Sunce sa centrom Galaksije. Prvi od dva elementa može se proceniti polazeći od čisto teorijskih razmatranja vezanih za evoluciju Galaksije i tako se ekcentricitet putanje globularnog jata dobija kao

funkcija jedne nezavisno promenljive - brzine \dot{X} . Kako poslednja veličina ne može biti manja od kritične (odvojne) brzine za dato rastojanje od centra Galaksije sa negativnim predznakom, niti može biti veća od iste brzine sa pozitivnim predznakom, možemo odrediti granice mogućih vrednosti ekscentriciteta putanje globularnog jata.

U [38] je dobijena formula za izračunavanje ekscentriciteta pomoću veza poznatih iz nebeske mehanike. Sada će taj postupak biti izložen ovde. Polazne jednačine su

$$\begin{aligned} R &= a(1-e \cosh H) & (a) \\ R\dot{R} &= (aGM)^{1/2} e \sinh H & (b) \\ R_a &= a(1+e), & (c) \end{aligned} \tag{1.21}$$

gde je R trenutno rastojanje globularnog jata od centra Galaksije ($R^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$), H ekscentrična anomalija, a velika polusa putanje, R_a apogalaktičko rastojanje, e ekscentricitet i M masa Galaksije (radi kratkoće u ovom pododeljku biće ispušten indeks g). Veličina $R\dot{R}$ definiše se na sledeći način

$$R\dot{R} = X\dot{X} + Y\dot{Y} + Z\dot{Z}. \tag{1.22}$$

Vektor položaja globularnog jata u odnosu na centar Galaksije može se predstaviti kao zbir vektora položaja jata u odnosu na LSM (str. 6) i vektora položaja LSM u odnosu na centar Galaksije, a isto tako i brzina. Tada za bilo koju koordinatu i komponentu brzine jata u odnosu na centar Galaksije možemo napisati

$$\begin{aligned} X &= X_{\odot} + x \dots \\ \dot{X} &= \dot{X}_{\odot} + \dot{x} \dots, \end{aligned} \quad (1.23)$$

gde x i \dot{x} predstavljaju koordinatu i komponentu brzine globularnog jata u odnosu na LSM, respektivno, a znak \odot predstavlja LSM, odnosno Sunce (budući da se može prihvatiti da im se galaktocentrične koordinate poklapaju). Zamenom izraza (1.23) u izraz (1.22) dobijamo sledeći izraz

$$R\ddot{R} = X\ddot{X}_{\odot} + Y\ddot{Y}_{\odot} + Z\ddot{Z}_{\odot} + X_{\odot}\dot{\dot{x}} + Y_{\odot}\dot{\dot{y}} + Z_{\odot}\dot{\dot{z}} + x\dot{\dot{x}} + y\dot{\dot{y}} + z\dot{\dot{z}}. \quad (1.24)$$

Zbir poslednja tri člana u izrazu (1.24) nije ništa drugo do proizvod radijalne brzine jata u odnosu na LSM i rastojanja jata od Sunca (LSM) V_{rD} , dakle proizvod poznatih veličina. Imajući u vidu da je naš galaktocentrični sistem X, Y, Z tako odabran da osa X prolazi kroz Sunce, imamo da je $Y_{\odot} = Z_{\odot} = 0$. Posle zamene brzine \dot{x} iz izraza (1.23), izraz (1.24) se svodi na

$$R\ddot{R} = C_{\odot} + X_{\odot}\dot{\dot{X}}, \quad (1.25)$$

gde je

$$C_{\odot} = V_{rD} + (X - X_{\odot})\dot{\dot{X}}_{\odot} + Y\dot{\dot{Y}}_{\odot} + Z\dot{\dot{Z}}_{\odot}, \quad (1.26)$$

Rešavanjem sistema jednačina (1.21) možemo dobiti ekscentricitet putanje globularnog jata u funkciji veličine \dot{X} . Ako iz jednačine (1.21c) eliminišemo veliku poluosu, a iz jednačine (1.21b) ekscentričnu anomaliju dobićemo sledeću jednačinu po e

$$R = \frac{R_a}{1+e} \left\{ 1 - e \left[1 - \frac{1+e}{e^2} \frac{(R\dot{R})^2}{R_a G M} \right]^{1/2} \right\}. \quad (1.27)$$

Može se pokazati da je ovo ustvari kvadratna jednačina po e čije je rešenje

$$e = A_0 + (A_0^2 + B_0)^{1/2}, \quad (1.28)$$

gde je

$$A_0 = \left[R^2 - RR_a + \frac{1}{2}R_a \frac{(R\dot{R})^2}{GM} \right] / (R_a^2 - R^2) \quad \text{i} \quad (1.29)$$
$$B_0 = \left[(R_a - R)^2 + R_a \frac{(R\dot{R})^2}{GM} \right] / (R_a^2 - R^2).$$

Ovde su uzeta samo rešenja sa pozitivnim znakom, pošto jedino ona imaju fizički smisao (ekscentricitet orbite ne može biti manji od nule). Rešavanjem jednačine (1.27) dobija se funkcija $e=e(\dot{X})$.

5. Napomena u vezi sa evolucijom Galaksije

Prema savremenim shvatanjima galaktičke astronomije naša Galaksija je u prošlosti predstavljala džinovski gasoviti oblak koji se potom sažimao do današnjih razmera i diskolikog oblika. Sažimanje je proisteklo u odnosu 1:10 u radijalnom pravcu i 1:25 u pravcu normale na galaktičku ravan [42]. Trajanje sažimanja moglo bi da bude $(2-3) \times 10^8$ godina (brza kontrakcija) [42] ili $(2-3) \times 10^9$ godina (spora kontrakcija), kao što se navodi u nekim drugim člancima, o čemu će kasnije biti više reči. U [42] je pokazano kako evoluciona kontrakcija Galaksije utiče na orbite objekata galaktičkog haloa.

U slučaju brze kontrakcije vreme sažimanja se približno poklapa sa periodom obilaska galaktičkog objekta. Pošto dati objekt provodi najduži deo svoga perioda u okolini apogalaktikuma, to onda u ovakvoj situaciji treba da dodje, usled kontrakcije, do smanjenja perigalaktičkog rastojanja, dok će apogalaktičko rastojanje ostati nepromenjeno. Situacija se može uporediti sa onom koja bi nastala u sistemu Sunce - Zemlja u slučaju naglog porasta Sunčeve mase. Tada bi se povećao ekscentricitet Zemljine putanje, kao što se može videti iz (1.19), kada se uzme u obzir da je enrgija E negativna. U [41] je takodje data formula za parametar elipse, tj. odnos kvadrata male poluose b i velike poluose

$$\frac{GM}{J^2} = \frac{a}{b^2}, \quad (1.30)$$

s obzirom da je $b^2 = a^2(1-e^2) = R_p(1+e)a$, sledi

$$R_p = \frac{J^2}{GM(1+e)}. \quad (1.31)$$

Kako se e i M povećavaju jasno je iz izraza (1.31) da R_p u tom slučaju mora da se smanji, dok R_a ostaje nepromenjeno. U slučaju spore kontrakcije važi adijabatska invarijanta

$$\oint p_{\mathcal{R}} d\mathcal{R} = \text{const}, \quad (1.32)$$

gde je \mathcal{R} rastojanje do ose galaktičke rotacije, a $p_{\mathcal{R}}$ odgovarajući generalisani impuls. Iz (1.32) sledi, kao što je pokazano u [42], da ekscentricitet orbite galaktičkog objekta ostaje nepromenjen u toku evolucione kontrakcije.

Izučavanjem svojstava galaktičkih orbita objekata iz Eggenovog kataloga autori [42] su došli do zaključka da je evolucionarna kontrakcija naše Galaksije bila brza. Na taj način oni su protumačili izduženost putanja objekata galaktičkog haloa kojima se obično pripisuje velika starost.

G l a v a II

ODREDJIVANJE MASA GLOBULARNIH JATA

6. Odredjivanje masa metodom Naumove i Ogorodnikova

Posmatrački materijal za primenu navedenog metoda [19] predstavljala su nam sopstvena kretanja zvezda u poljima jata M 15 (NGC 7078) [9], M 92 (NGC 6341) [10] i M 13 (NGC 6205) [43]. Autori radova [9,10,43] su ocenili pripadnost globularnom jatu za svaku zvezdu. U našem radu je usvojeno da su sve zvezde za koje je verovatnoća pripadnosti globularnom jatu manja od 50% zvezde polja, tj. one koje mu ne pripadaju, jer su samo takve zvezde od interesa za primenu ovog metoda (vidi odeljak 1). Zvezde polja smo razdvojili u dve grupe prema pravcu sopstvenog kretanja datog jata, kao što se vidi sa slike 3. Jednu grupu čine (na slici 3, to je površina 1) zvezde koje se nalaze ispred jata, a drugu one koje se nalaze iza jata, prema pravcu njegovog sopstvenog kretanja u tangencijalnoj ravni. Da bismo znali rastojanja površina sa slike od centra jata treba da znamo rastojanje datog jata od Sunca. U našem radu usvojene su sledeće vrednosti: za M 15 $D=10$ kpc [9], za M 92 $D=8,1$ kpc [10] i za M 13 $D=6,3$ kpc [43]. Naš glavni zadatak je odredjivanje disperzije brzina zvezda duž y-ose ispred i iza jata prema njegovom kretanju (slika 3). Razlika kvadrata ovih dveju disperzija zavisi od mase jata ((1.8) i (1.4)). Ukoliko formulu

za disperziju σ_y iz (1.8) prevedemo u oblik, takav da nam levu stranu čini odnos $(\sigma_y/V_0)^2$, dobićemo funkciju jedne nezavisno promenljive p_0 i koja uz to zavisi od parametara p_1 i p_2 . Na slici 4 dat je grafik ove funkcije za usvojene vrednosti parametara $p_1=10$ pc i $p_2=35$ pc. Poslednje dve vrednosti jesu rastojanja prednje i zadnje ivice površina na slici 3. Vrednost za p_1 se približno poklapa sa odgovarajućom vrednošću iz rada [19], a vrednost za p_2 je približno spoljašnja granica površine unutar koje su određivana sopstvena kretanja u radovima [9,10,43]. Na slici 4 se vidi da za $p_0=20$ pc veličina $(\sigma_y/V_0)^2$ dostiže maksimalnu vrednost 0,44 pod navedenim uslovima. Kako prostorne brzine obično iznose $V_0=200-400$ km s⁻¹ odgovarajuća vrednost mase biće $M=3 \times 10^8 M_\odot$ (1.4). Tako velike vrednosti $(\sigma_y/V_0)^2$ daju velike vrednosti mase.

Koordinatne ose, označene na slici 3 sa X i Y predstavljaju pravce rektascenzije i deklinacije, respektivno. Sopstvena kretanja zvezda duž ovih osa pomnožena usvojenim rastojanjima p_1 i p_2 i konstantom 4,74 daju njihove tangencijalne brzine. Po redstvom formula za transformaciju koordinata za slučaj rotacije koordinatnog sistema dobijamo brzine zvezda u sistemu xy (slika 3). Osa z ima pravac sopstvenog kretanja jata, a p_0 je aprotan smer (vidi pododeljak 1.2). U [9,10,43] određena su sopstvena kretanja jata u odnosu na LSM za slučaj kretanja jata ka standardnom i Lik apeksu. Budući da je standardni apeks još prihvaćen, u ovom radu su usvojene one vrednosti sopstvenih kretanja koje se odnose na njega. Takve podatke su koristili u [19].

Slika 3 a

Polje globularnog jata M 15

Slika 3 b

Polje globularnog jata M 92

Slika 3 c

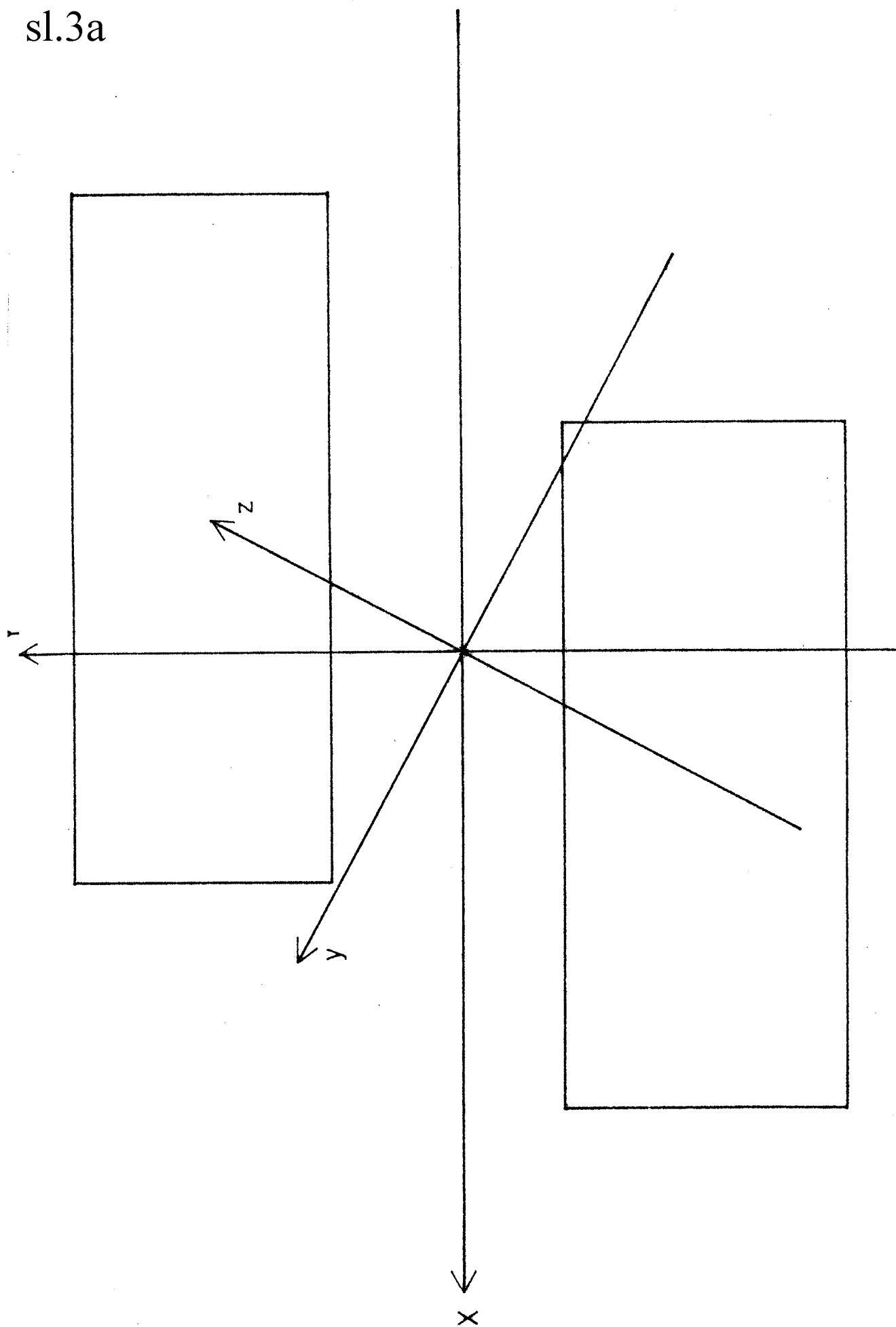
Polje globularnog jata M 13

Napomena: pravougaonici na sve tri slike predstavljaju površine unutar kojih su ispitivane zvezde polja. Površine označene sa 1 su suprotne strelicama na osi z.

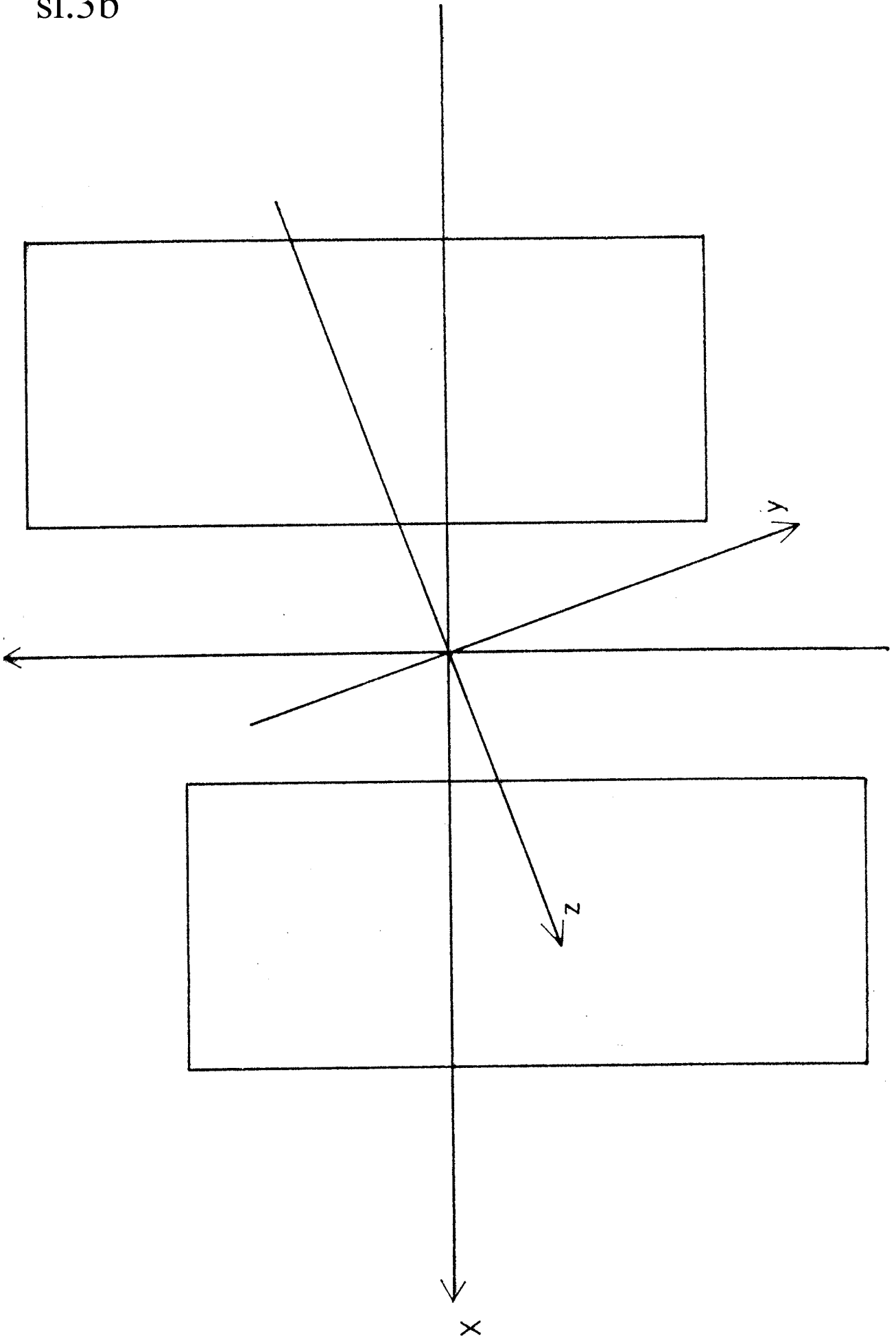
Slika 4

Zavisnost veličine $(\sigma_y/V_0)^2$ od p_0 za usvojene vrednosti $p_1=10$ pc i $p_2=35$ pc

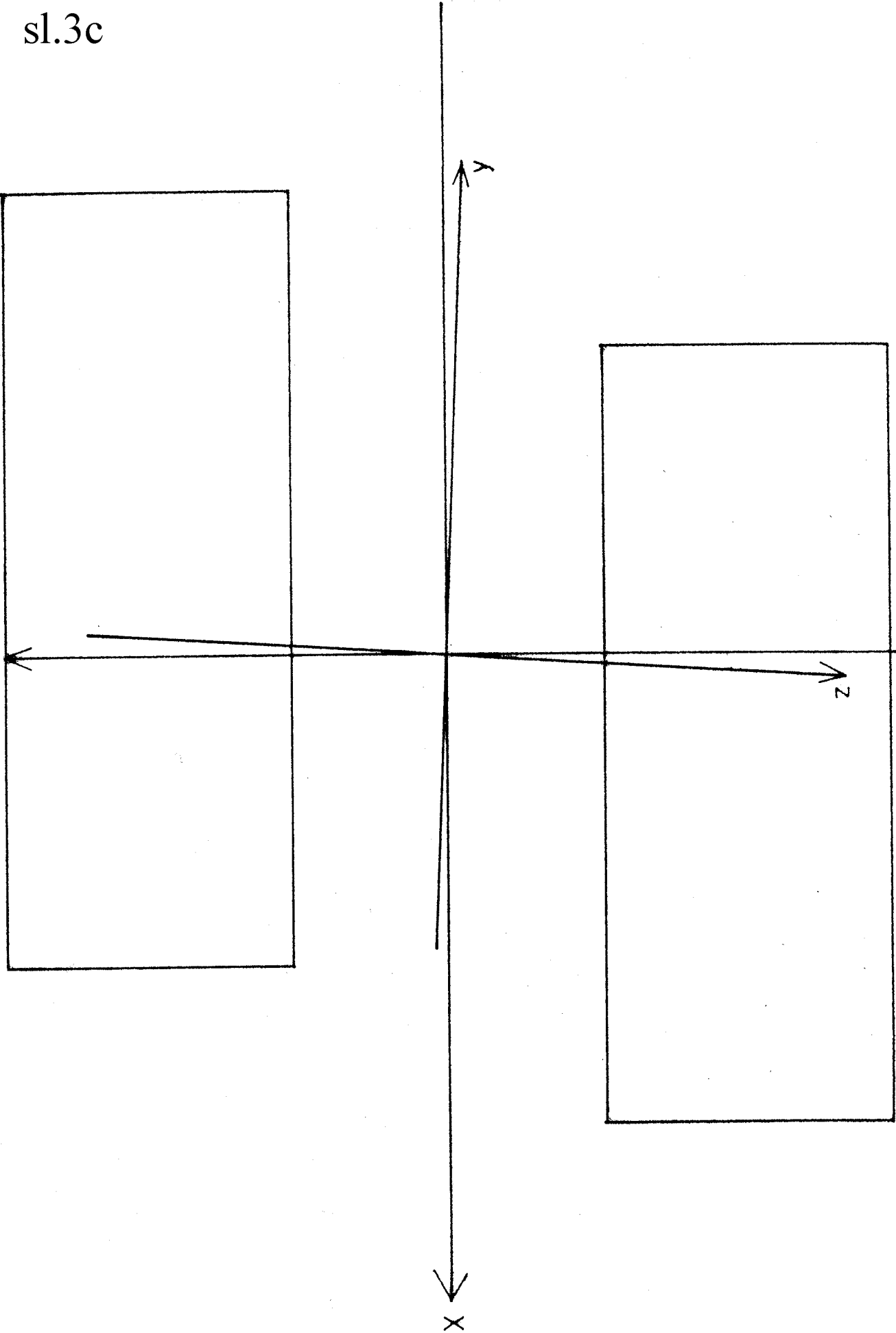
sl.3a



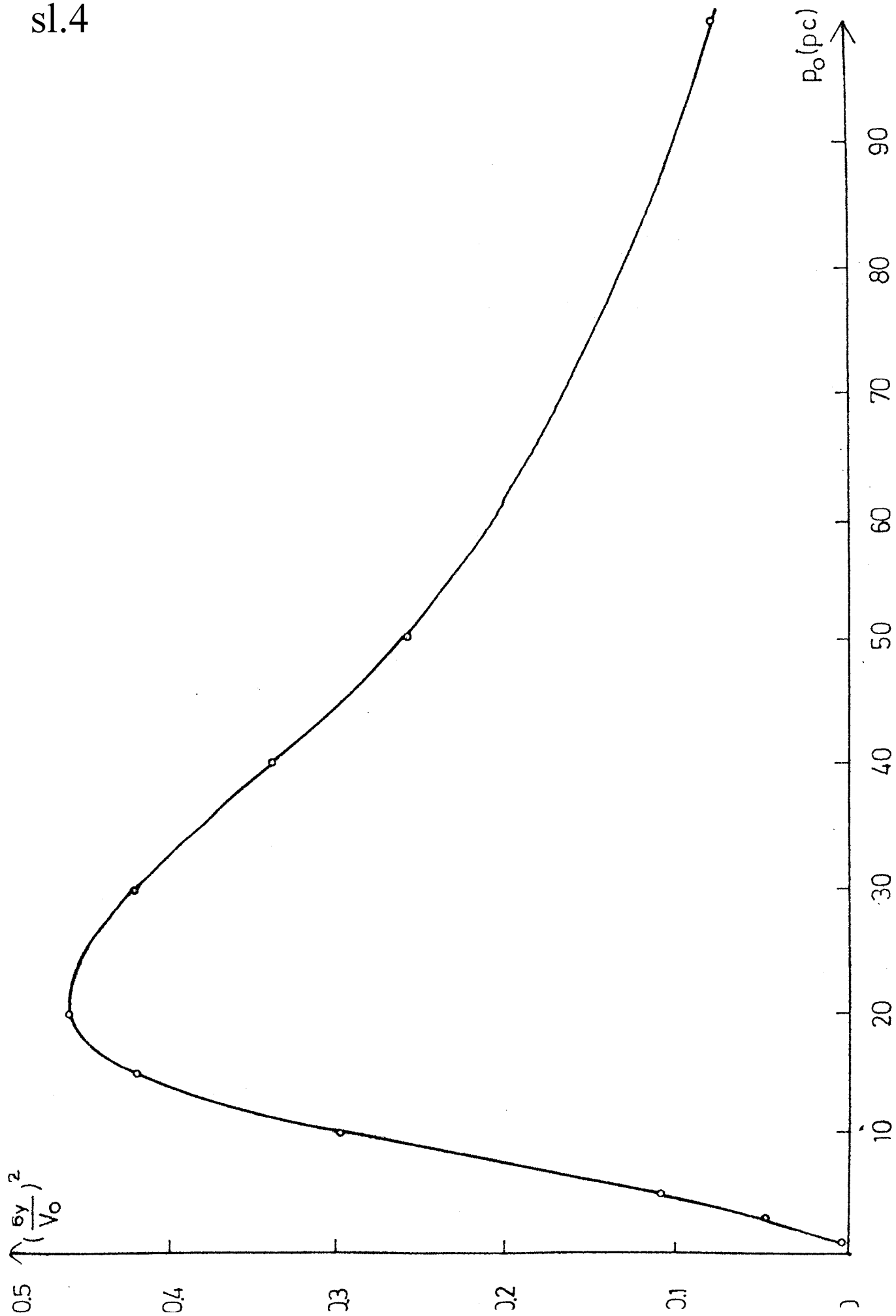
sl.3b



sl.3c



sl.4



U tablicama I-III date su vrednosti brzina V_{tx} , V_{ty} i v_y u poljima sva tri jata. Kao što se vidi, dobijene vrednosti disperzija σ_y su veoma velike, tj. 300-400 km s⁻¹, štaviše veće od samih prostornih brzina u slučaju jata M 15 i M 92 (u [9] i [10] za njih su dobijene brzine 340 km s⁻¹ i 220 km s⁻¹, respektivno). Prema grafiku na slici 4 takve vrednosti su nemoguće. Mi možemo takav rezultat da pripišemo greškama merenja i formalno da prihvatimo da su disperzije σ_y zaista jako velike, tj. da odgovaraju maksimalnim vrednostima p_0 , ili drugim rečima masama jata reda veličine $10^8 M_\odot$ (vidi sliku 4).

Upravo taj red veličine je dobijen u radu [19] za globularno jato ω Cen. Napomenimo da je Cudworth [9,10] preko teoreme virijala dobio mase: $(3-4,5) \times 10^5 M_\odot$ za M 92 i $(1,4-2,7) \times 10^6 M_\odot$ za M 15.

Medjutim, treba imati u vidu da je u našem radu obim uzorka u slučaju sva tri jata (vidi tablice I-III) bio veoma mali u poredjenju sa obimom uzorka u radu [19]. Tako su neke zvezde čije brzine prelaze 1000 km s⁻¹ (tablice I-III) mogle da pokažu znatan uticaj na rezultat. Jasno je da takve brzine teško mogu biti stvarne. One su dobijene jednostavno zbog toga što su veoma velika sopstvena kretanja zvezda pomnožena sa svoje strane ne malim rastojanjima samih jata. Velika sopstvena kretanja uvek ukazuju na blizinu objekta i prema tome rastojanja globularnih jata su za ove zvezde suviše velika. U tom slučaju one se prosto projektuju u polje jata i teško je poverovati da se nalaze u bilo kakvoj fizičkoj vezi sa samim

Tablica I TANGENCIJALNE BRZINE ZVEZDA U POLJU JATA M 15

Površina 2

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
C1	444	550	660*
B2	510	-104	390
C2	169	146	219*
C7	574	164	579*
C8	-120	-73	-140*
B9	218	137	257
C11	-117	-37	-120*
B10	-221	349	-17
K1	-516	-197	-545
K5	307	-620	-44
K6	175	-376	-36*
C14	514	142	516*
K9	-287	-199	-348
K23X7	578	-154	424
K28X5	10	-148	-65
K29X6	-17	-82	-56
B11	956	224	940
K86A	49	-83	1*
K172B	618	561	816
K295P8'	-338	-209	-397
K307X4	-62	78	-15
B14	-27	-485	-266
K609P14	-30	-158	-105*
K676	592	72	549
K837	82	-10	66*
K967	1023	3042	2407
C24	552	-21	468*
C25	82	-60	41*
C27	-232	313	-44
K1089	-1940	-2959	-3160
K1094	29	119	85*
C29	-1213	-468	-1284
K1096X1	-9	-117	-66
K1106	76	36	84
B16X19	695	321	762
B17X20	711	-1105	63

Broj zvezda 36

$$\Sigma v_y^2 = 22294619 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y^2} = 619294,97 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y} = 787 \text{ km s}^{-1}$$

$$\sigma_y^2 = 787^2 - 692^2 \Rightarrow \sigma_y = 375 \text{ km s}^{-1}$$

Površina 1

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
K11	112	74	134
K15	-488	210	-317*
C15	1373	-784	797
K17	-310	-287	-412*
K27	-141	94	-75*
C16	2221	819	2333
K33	-405	4	-349
K35	474	54	437
B12	244	-485	-31
K40	-33	326	134
C17	-83	36	-54*
B13	-577	-312	-656
K127	1013	38	896
K160	-1196	-1351	-1711
K202	56	35	66*
C19	32	-103	-24*
K269	-347	-392	-497
K356	1824	-420	1370
K677	28	56	52*
C22	-59	474	186
K813	-33	-129	-83*
C23	-444	-245	-507
I315	-146	389	68
K978	-613	-524	-793
K1001	43	483	279*
C26	-102	-115	-146
C28	-123	-270	-242
K1095	-61	-79	-92
K1107	-482	-440	-617*
C31	-335	-9	-295
K113X10	-676	-693	-931
K1135	-51	-70	-79
B19	739	288	784
B21	-105	358	98
B22	-36	-113	-88
X13	1195	-15	1027
C34	536	604	766

Broj zvezda 37

$$\Sigma v_y^2 = 17707985 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y^2} = 478594,18 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y} = 692 \text{ km s}^{-1}$$

Tablica II TANGENCIJALNE BRZINE ZVEZDA U POLJU JATA M 92

Površina 2

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
I-1	484	362	-522
I-2	96	-41	0
I-10	-25	-46	52
I-13	303	136	-244
II-2	84	-84	45
II-5	-955	228	163
II-18	-212	-1900	1832
XI3	30	-139	116
X74	374	-902	684
XI-8	-47	-306	300
XI-50	348	-817	616
XII-1	166	648	-661
X11	117	-297	228
X12	260	-283	159
X13	-45	-212	213
X14	506	61	-254
X15	637	-133	-126
X16	694	246	-498
X17	232	13	-103
C35	165	90	-147
C36	-122	-938	911
C38	78	-404	341
C39	-630	359	-84
C40	36	-175	147
C41	-12	56	-47

Broj zvezda 25

$$\Sigma v_y^2 = 6567555 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y^2} = 262702,0 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y} = 513 \text{ km s}^{-1}$$

$$\sigma_y^2 = 513^2 - 394^2 \rightarrow \sigma_y = 329 \text{ km s}^{-1}$$

Površina 1

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
V-2	268	385	-459
V-7	254	488	-548
VI-2	54	144	-154
VI-6	552	-140	-87
VI-7	26	-40	27
VI36	15	-49	39
VII-1	66	514	-499
VII-5	37	-312	273
VII-12	142	-380	294
VII-15	-48	-12	30
C1	327	-422	261
C2	334	-704	518
C3	-159	-79	135
C4	-55	12	10
C5	393	-34	-122
C6	193	-1300	1121
C7	-336	135	7
C8	-185	144	-60
C9	83	620	-603

Broj zvezda 19

$$\Sigma v_y^2 = 2948939 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y^2} = 155207,31 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\overline{v_y} = 394 \text{ km s}^{-1}$$

Tablica III TANGENCIJALNE BRZINE ZVEZDA U POLJU JATA M 13

Površina 2

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
K258	-5	-329	22
K641	13	-220	-1
CM5	102	-1113	-43
K312	-69	-198	79
CM10	-36	5	36
CM7	-35	9	34
CM4	-308	289	292
	139	28	-140°
K385	-71	-185	81
K572	135	-77	-131
K62	-44	19	43
K135	195	-892	-148
K636	-66	459	42
K216	100	-90	-95
K660	-1173	1060	1116
K676	-469	-4021	-680
K524	-251	-77	255
K246	-146	33	144
24215	-49	-55	52
K627	384	-418	-361
CM6	-171	108	165
K317	282	-251	-268
K508	-1204	-1604	1287
K575	82	311	-98

Površina 1

Zvezda	V_{tx}	V_{ty}	v_y
K610	-33	279	18
K601	-286	1189	223
L15BAV	-537	457	512
K227	208	-367	-188
K673	177	-834	-133
L199	91	-27	-89
K680	108	-58	-105
L37	-564	-678	599
K295	-47	-530	45
L601	51	-368	-32
CM9	27	-309	-11

Broj zvezda 24

$$\begin{aligned} \Sigma v_y^2 &= 3865819 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \\ \overline{v_y^2} &= 161075,79 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \\ \overline{v_y} &= 401 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

Broj zvezda 11

$$\begin{aligned} \Sigma v_y^2 &= 746147 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \\ \overline{v_y^2} &= 67831,545 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \\ \overline{v_y} &= 261 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

$$\sigma_y^2 = 401^2 - 261^2 \Rightarrow \sigma_y = 303 \text{ km s}^{-1}$$

jatima, kao što je rasejavanje u njihovom polju. S druge strane, ne uzimanjem u obzir nekih zvezda ionako mali obim uzorka se još više smanjuje.

Zvezde u poljima globularnih jata su u opštem slučaju džinovi (Ogorodnikov, privatna komunikacija). Imajući poslednje u vidu, moguće je na osnovu pretpostavke o njihovim apsolutnim veličinama barem približno odrediti njihova moguća rastojanja i samim tim izvesti zaključak u kojoj meri su one fizički povezane sa datim jatom. Za neke od zvezda u radovima [9,10,43] dati su spektralni tipovi. Tada je moguće na osnovu H-R dijagrama doći do njihove približne apsolutne veličine (pod pretpostavkom da su džinovi). Iz datih prividnih veličina može se tada naći približno rastojanje, po poznatoj formuli

$$5 \log D+A(D) = m-M+5, \quad (2.1)$$

gde je $A(D)$ medjuzvezdana apsorpcija, m prividna veličina, a M apsolutna veličina. U [44] dati su moduli udaljenosti (razlike prividne i apsolutne veličine) za sva tri pomenuta globularna jata. Iznosi tih modula pokazuju nam da je za pravce u kojima se ona posmatraju medjuzvezdana apsorpcija zanemarljiva, pa je stoga u (2.1) nećemo uzimati u obzir. Posle ovakve procene rastojanja pokazalo se da u polju jata M 15 (koje je i inače najbogatije zvezdama - tablica I), imamo 23 zvezde (one su označene u tablici I sa *, od toga 13 ih je unutar površi 2 i 10 unutar površi 1) za koje možemo sa izvesnim stepenom sigurnosti tvrditi da se nalaze dovoljno blizu jata da bi stvarno mogle biti fizički povezane sa njim. U poljima ostala

dva jata broj takvih zvezda je suviše mali (oko dve do tri) da bi se išta o masi jata moglo zaključiti preko formula (1.8) i (1.4). Odgovarajući proračun za M 15 daje: disperzija 13 zvezda iz površi 2 iznosi 323 km s^{-1} , a za 10 zvezda površi 1 274 km s^{-1} , što za priraštaj disperzije daje $\sigma_y = 170 \text{ km s}^{-1}$, što je jednako polovini prostorne brzine M 15 i što za masu daje vrednost $2,1 \times 10^8 M_\odot$ (slika 4). Poslednja masa je takodje jako velika u odnosu na gore pomenutu vrednost, dobijenu u [9]. Tako raniji zaključak o tome da sama primena metoda iz [19] daje uvek velike mase za globularna jata ostaje na snazi. Imajući u vidu kako se u ovom radu došlo do vrednosti masa, smatramo da vrednostima dobijenim u [9,10] preko teoreme virijala treba pridati veći značaj. Za tačnije odredjivanje masa metodom iz rada [19] treba imati na raspolaganju veliki broj izmerenih sopstvenih kretanja do velikih rastojanja od centra globularnog jata u tangencijalnoj ravni (preko 100 pc), što je već primećeno u [19], a neophodno je raspolagati i sa izvesnim informacijama o stvarnim rastojanjima zvezda, čija sopstvena kretanja koristimo, od centra jata, inače u protivnom javiće se efekt da je dobijena masa globularnog jata tim veća što je ono dalje od nas (na primer, tabilce I-III). Napomenimo da poslednji efekt nije bio uzet u obzir u [19].

Na kraju može se primetiti da su disperzije brzina v_y za zvezde koje se nalaze iza jata u odnosu na njegovo kretanje veće u sva tri slučaja (M 15, M 92 i M 13) od disperzija v_y za zvezde koje se nalaze ispred jata (vidi tablice I-III). Ako bi masa jata bila reda veličine $10^{5-6} M_\odot$ tada bi (slika 4) njihova

razlika bila zanemarljivo mala u poredjenju sa prostornom brzinom jata. U takvom slučaju moglo bi se očekivati da usled grešaka merenja, disperzija brzina v_y za zvezde koje se nalaze ispred jata bude veća od disperzije v_y za zvezde koje se nalaze iza jata u tangencijalnoj ravni. Poslednja okolnost mogla bi da posluži kao argument u prilog većih masa, nego što se obično prihvata, ali naravno to ne znači da one obavezno moraju biti reda veličine $10^8 M_{\odot}$.

Kao što se sa slike 4 vidi za taj red veličine odnos σ_y/V_0 dostiže svoj maksimum u normalnim uslovima, tj. kada su granični parametri sudara 10 pc i 35 pc. To bi moglo da bude osnova za postavljanje hipoteze da je masa $(1-2) \times 10^8 M_{\odot}$ i zaista gornja teorijska granica za mase globularnih jata.

7. Odredjivanje masa globularnih jata preko teoreme virijala

U radu [43] nije bilo preduzeto odredjivanje mase globularnog jata M 13. Zbog toga je u ovom radu preduzeto takvo odredjivanje preko teoreme virijala.

Sada koristimo samo zvezde koje pripadaju jatu. Izabrali smo samo one zvezde za koje je verovatnoća pripadnosti veća od 50% [43]. U polju M 13 našli smo 372 takve zvezde. Dakle, u datom slučaju uzorak je srazmerno velik. Za rastojanje do jata $D=6,3$ kpc [43,44] dobijamo sledeće vrednosti disperzija tangencijalnih brzina: po rektascenziji $\bar{v}_{tx}=7,9$ km s⁻¹

($\bar{\mu}_x = 26,375 \cdot 10^{-5}$ god.), po deklinaciji $\bar{v}_{ty} = 8,6 \text{ km s}^{-1}$
($\bar{\mu}_y = 28,75 \cdot 10^{-5}$ god.). Kada saberemo kvadrate poslednje dve
veliĉine dobijamo srednji kvadrat tangencijalne brzine zve-
zda jata M 13. Srednji kvadrat prostorne brzine dobićemo ka-
da pomnožimo srednji kvadrat tangencijalne brzine sa 1,5
(pretpostavlja se izotropija, odeljak 2). Tako za srednju
kvadratsku brzinu M 13 dobijamo $\bar{v} = 14 \text{ km s}^{-1}$.

Ako za rastojanje jata usvojimo vrednost $D = 7,6 \text{ kpc}$ [25] dobija-
mo vrednost $\bar{v} = 17 \text{ km s}^{-1}$. U svojstvu konaĉne vrednosti sred-
nje kvadratske brzine usvojeno je 15 km s^{-1} . Imajući u vidu ra-
stojanja zvezda u parsecima od centra jata u tangencijalnoj
ravni, odlučili smo da za vrednost radijusa jata usvojimo
 $r_0 = 20 \text{ pc}$. U tom sluĉaju (1.10) dobijamo za masu vrednost
 $M = 1,0 \times 10^6 M_\odot$.

Tako mase M 13, odredjene na dva razliĉita naĉina, se razliku-
ju za dva reda veliĉine. Imajući u vidu sve ono što je napred
bilo reĉeno o odredjivanju masa globularnih jata metodom Naumove
i Ogorodnikova, vrednost mase jata M 13 dobijenu u ovom ode-
ljku smatraćemo realnijom.

Sudeći prema dasadašnjim rezultatima odredjivanja masa globu-
larnih jata stiĉe se utisak da metod Naumove i Ogorodnikova
daje skoro uvek mase za dva reda veliĉine veće od klasiĉnog na-
ĉina, tj. teoreme virijala. Zbog toga je bilo interesantno da
se pokuša preko teoreme virijala odredjivanje mase globularnog
jata ω Cen ĉija je masa bila odredjena u [19].

U tu svrhu smo koristili posmatrački materijal griničkih astronoma [45,46]. U Griniču su iz modela [16] dobili za masu ω Cen vrednost $7 \times 10^5 M_{\odot}$. Osnovu za tu vrednost predstavljala je vrednost disperzije radijalnih brzina odredjena u [46] iz radijalnih brzina 13 zvezda. Srednji kvadrat prostorne brzine za zvezde jata ω Cen, dobijen u [46], kao trostruki srednji kvadrat radijalnih brzina, predstavljao je ustvari samo srednji kvadrat iz svojstvenih brzina, kada je iz ukupnih brzina zvezda bilo oduzeto sistematsko kretanje, tj. njihovo učešće u rotaciji jata ω Cen (registrovana u [46]). Ovo je bilo primećeno u [47], gde je uzeto u obzir učešće zvezda u rotaciji jata, pa je tada za masu jata dobijena vrednost $3 \times 10^6 M_{\odot}$.

Tablica IV KOMPONENTE BRZINE ZA GRUPU ZVEZDA JATA ω Cen

Zvezda No	V_r	V_{tx}	V_{ty}	V	Zvezda No	V_r	V_{tx}	V_{ty}	V
40	-16	-18	20	31	95	-13	41	134	141
65	2	152	44	158	102	20	-85	130	157
66	0	51	149	157	124	25	72	114	117
67	-10	142	149	206	133	15	7	63	65
73	8	28	-38	45	159	-4	-35	80	80
75	6	257	96	274	183	6	39	38	55
94	-29	147	-109	185	$\Sigma \bar{V}^2 = 276265 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$				

$$\bar{V}^2 = 21247 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\bar{V} = 145 \text{ km s}^{-1}$$

U našem radu su za odredjivanje mase pomoću (1.10) poslužile prostorne brzine zvezda - članova ω Cen. U tablici IV nalaze

se podaci za brzine upravo onih 13 zvezda iz čijih je radijalnih brzina u [46] izveden srednji kvadrat prostorne brzine. Za radijalnu brzinu jata kao celine usvojena je vrednost 238 km s^{-1} [46]. Radijalne brzine, navedene u tablici IV su ustvari razlike merenih radijalnih brzina i pomenute vrednosti 238 km s^{-1} . Tangencijalne brzine izražene u km s^{-1} su dobijene množenjem sopstvenih kretanja zvezda [45] sa konstantom, prema formuli datoj u [48], gde je za rastojanje usvojena vrednost $D=5,65 \text{ kpc}$ [16]. Kao što se iz tablice vidi, dobijena vrednost za srednju kvadratsku brzinu iznosi 145 km s^{-1} . Za radijus jata je usvojeno da je jednak 37 pc , zato što su prebrojavanja zvezda [16] vršena do ivice jata koja odgovara toj vrednosti, ako se usvoji pomenuto rastojanje od $5,65 \text{ kpc}$. Formula (1.10) tada daje za masu $M_{\omega} = 1,6 \times 10^8 M_{\odot}$.

Tablica V KOMPONENTE BRZINE ZA GRUPU ZVEZDA JATA $\omega \text{ Cen}$

Zvezda No	V_r	V_{tx}	V_{ty}	V	Zvezda No	V_r	V_{tx}	V_{ty}	V
24	5	-92	89	128	78	-20	133	197	239
35	-7	264	328	421	91	31	-16	117	122
41	-7	-47	61	77	96	-13	-57	85	103
53	0	44	201	206	101	-22	61	114	131
55	-25	48	128	139	109	-3	-18	121	122
58	18	1	35	39	184	-5	135	171	218
63	-28	55	184	194	542	23	95	32	104

$$\Sigma V^2 = 473467 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\bar{V}^2 = 33819 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$\bar{V} = 184 \text{ km s}^{-1}$$

U tablici V nalaze se podaci za drugu grupu koju sačinjava 14 zvezda. Njihove radijalne brzine Harding [46] nije koristio za određivanje srednjeg kvadrata brzine pošto nisu bile dobijene iz dovoljnog broja merenja i usled toga ne može im se pripisivati jednak nivo tačnosti. Sa njima je za srednju kvadratsku brzinu dobijena vrednost $\bar{V}=184 \text{ km s}^{-1}$, a to znači masa $M=2,6 \times 10^8 M_{\odot}$ za $r_0=37 \text{ pc}$ (1.10).

Kao kuriozitet možemo navesti činjenicu da je za dosada ispitivane zvezde ω Cen disperzija tangencijalnih brzina uvek znatno veća od disperzije radijalnih i na taj način ona daje osnovni doprinos disperziji prostornih brzina. Nastaje alternativa: ili su tangencijalne brzine zaista tako velike, što daje mogućnost da se pretpostavi da jato poseduje znatno rotaciono kretanje oko ose paralelne pravcu posmatranja, ili je poslednja činjenica jednostavno posledica netačnosti u posmatranjima. Prvu mogućnost je veoma teško uskladiti sa opšte prihvaćenom sfernom simetrijom globularnih jata i zbog toga je ona veoma teško prihvatljiva. Primetimo da su u radu [45] određena sopstvena kretanja za više od 4000 zvezda u polju ω Cen. Prema tome bilo je moguće pokušati određivanje mase samo sa tangencijalnim brzinama.

U datu svrhu izabrali smo samo one zvezde koje su od strane autora [45] označene kao sigurni članovi jata. Takvih zvezda ima 201. Njihove srednje kvadratske brzine iznose $\bar{V}_{tx}=91,5 \text{ km s}^{-1}$ i $\bar{V}_{ty}=89,5 \text{ km s}^{-1}$. Ako se usvoji zaokružena vrednost od 90 km s^{-1} kao srednja kvadratska brzina duž jednog pravca, množeći tu vrednost sa $3^{1/2}$ dobijamo za srednju kvadratsku prostornu brzinu

$\bar{v}=160 \text{ km s}^{-1}$, što za $r_0=37 \text{ pc}$ daje masu $M=2,1 \times 10^8 M_\odot$. Ovde je moguće primetiti sledeće:

a) disperzije brzina ovako velikog broja zvezda su manje od 100 km s^{-1} ;

b) medju njima pojavljuje se njih 19 čiji su moduli brzina veći od 150 km s^{-1} .

Zvezde velikih brzina, nesumnjivo, daju veliki, ako ne i suštinski dopirnos dobijenim disperzijama, ali čini se veoma verovattnim da one, ili uopšte ne pripadaju jatu, ili su njihova sopstvena kretanja netačno odredjena. Prema tome u daljem radu ih nećemo uzimati u obzir. U takvom slučaju dobijamo za disperziju $\bar{v}_{tx}=70 \text{ km s}^{-1}$. Prostorna disperzija će biti $\bar{v}=70 \times 3^{1/2}=120 \text{ km s}^{-1}$, što za $r_0=37 \text{ pc}$ daje vrednost mase $M=1,2 \times 10^8 M_\odot$. U krajnjem slučaju i prema zvezdama za koje je $|v_{tx}| > 100 \text{ km s}^{-1}$ treba se odnositi veoma oprezno i ako njih ne uzimamo u obzir dobijamo $\bar{v}_{tx}=55 \text{ km s}^{-1}$, a odatle $\bar{v}=55 \times 3^{1/2}=95 \text{ km s}^{-1}$ i $M=7 \times 10^7 M_\odot$. To isto možemo reći i za brzine \bar{v}_{ty} .

Interesantno je primetiti da medju ono malo zvezda za koje je odredjena radijalna brzina postoji i jedna čija je radijalna brzina 67 km s^{-1} . U [46] ta zvezda je označena kao moguć član jata. Osnovni izvor nesigurnosti bila je upravo njena velika radijalna brzina. Znači, ne može se isključiti mogućnost velikih radijalnih brzina, reda veličine nekoliko desetina km s^{-1} . S druge strane sreću se i tangencijalne brzine od $10-15 \text{ km s}^{-1}$. Jednostavno zvezde malih radijalnih brzina smatrane su za pouzdane članove jata, a sada se vidi da one mogu zato imati

velike tangencijalne brzine. Prema tome, ne može se isključiti mogućnost toga da je disperzija prostornih brzina ω Cen znatno veća od 10 km s^{-1} [46], odnosno 20 km s^{-1} , s obzirom na primeđbu o rotaciji jata [47]. Sopstvena kretanja, korišćena u našem radu daju na primer, masu $7 \times 10^7 M_{\odot} - 2 \times 10^8 M_{\odot}$.

Sopstvena kretanja [45] korišćena su kao materijal za određivanje disperzije prostornih brzina, odnosno mase globularnog jata ω Cen i u radu [49]. Ovde su autori iz skupa podataka [45] sami odabrali 2494 zvezde za koje su smatrali da su članovi jata ω Cen. Obrada podataka izvršena je primenom postupka opisanog u [50], a za masu ω Cen dobijena je vrednost $3 \times 10^7 M_{\odot}$, što odgovara prostornoj srednjoj kvadratskoj brzini od 70 km s^{-1} . U [49], kao i u našem radu, nije primećena nikakva osnova za tvrdjenje o rotaciji ω Cen.

8. Odredjivanje mase na osnovu plimskog radijusa

8.1. Opis primenjenog metoda. Prema izloženom u odeljku 3, masa globularnog jata povezana je sa njegovim plimskim radijusom (formule (1.15), (1.16) i (1.17)). Ovde se predlaže metod za određivanje plimskog radijusa iz posmatračkih podataka. Tada, ako nam je poznata galaktička orbita jata, možemo odrediti njegovu masu preko formule (1.16).

Dosadašnja određivanja plimskog radijusa vršena su preko modela jata (primeri [17, 44, 51]). Osnovu za određivanje samog

plimskog radijusa činio je obično grafički prikaz zavisnosti površinskog sjaja globularnog jata od rastojanja do njegovog centra izraženog u lučnim minutima. Tačka u kojoj površinski sjaj teži nuli predstavljena je kao plimski radijus. Ovo se opravdava time što se smatra da u oblasti plimskog radijusa gustina materije globularnog jata teži nuli [52], a površinski sjaj treba da bude proporcionalan gustini. Tačna raspodela gustine materije u globularnom jatu može se odrediti samo preko modela jata, a to uključuje i poznavanje strukturnih parametara jata, između ostalog i mase. Površinski sjaj je, sa druge strane, veličina čija se promena manje precizno određuje i srazmerno tačno poznavanje njegove raspodele dobija se tek preko gustine, što znači preko modela jata. Zbog toga je formula (1.16) i njoj slične bila korišćena za određivanje perigalaktičkog rastojanja, preko poznatih veličina plimskog radijusa, mase globularnog jata itd. (na primer [24,53]).

Osim što ovakvo određivanje plimskog radijusa povlači njegovu zavisnost od mase jata, gustina materije u jatu ne može nikako biti jednaka nuli, jednostavno zato što ne može biti manja od gustine okolne galaktičke materije. Ako zamislimo da globularno jato predstavlja jednu sferu u prostoru, unutar koje raspodela materije zavisi samo od rastojanja do njenog centra i čije su dimenzije veoma male u poredjenju sa rastojanjem njenog centra do centra Galaksije, tada je maksimalni mogući poluprečnik te sfere onaj za koji je gustina unutar te sfere još uvek veća od gustine okolne galaktičke materije.

Zbog pretpostavke o odnosu dimenzija jata prema njegovom rastojanju od centra Galaksije gustinu okolne galaktičke materije možemo smatrati konstantnom. Tako, granični, odnosno plimski radijus globularnog jata je ono rastojanje od njegovog centra na kome je njegova gustina jednaka gustini okolne galaktičke materije.

Metod koji se ovde predlaže zasniva se na poslednjoj rečenici. Treba odrediti rastojanje od centra jata na kojem gustina jata dostiže - očekivanu gustinu Galaksije, koju možemo dobiti iz modela našeg zvezdanog sistema, znajući tok funkcije gustine u jatu. Tok gustine određujemo iz prebrojavanja zvezda u polju globularnog jata. Pri tome se sreću određene teškoće, zbog čega se može smatrati da na kraju imamo tačno određen samo red veličine plimskog radijusa globularnog jata, a takodje i mase.

8.2. Odredjivanje plimskog radijusa ω Cen. Položaj ovog jata je povoljan, jer za tu oblast Galaksije raspolažemo podacima koje daje Schmidt-ov model Galaksije u obradi Rodionova [54], koji se ovde koristi. Osim toga ono je jedno od retkih globularnih jata za koje su poznate sve tri komponente brzine [46,48] neophodne za odredjivanje orbite.

Za odredjivanje toka funkcije gustine ω Cen koristili smo prebrojavanja zvezda u polju ovog jata, koja su obavili grinički astronomi [16]. Ova prebrojavanja nam omogućuju da odredimo tok samo površinske, tj. prostorne gustine u projekciji na tangencijalnu ravan.

Da bismo mogli da damo ocenu plimskog radijusa treba da znamo očekivanu vrednost površinske gustine, tj. tu vrednost koju bismo dobili kada na nebu, na mestu čije su koordinate D, l, b ne bi bilo jata, a ni zvezda polja čija su rastojanja manja od rastojanja do jata D . Traženu vrednost dobijamo iz prostorne gustine navedene u radu Rodionova [54]. Prema [16] koordinate jata ω Cen u odnosu na Sunce iznose:

$$D=5,65 \text{ kpc}, \quad l=309^\circ, \quad b=15^\circ. \quad (2.2)$$

Koristeći poznate transformacije dobijamo pravougaone koordinate jata u odnosu na Sunce - u oznaci x, y, z :

$$x = D \cos l \cos b, \quad y = D \sin l \cos b, \quad z = D \sin b, \quad (2.3)$$

zamenom vrednosti iz skupa (2.2) u (2.3) $x=3,43$ kpc, $y=-4,24$ kpc i $z=1,46$ kpc. Osa x je upravljena prema centru Galaksije, a z -osa u pravcu $b=90^\circ$. Pravac ose y je takav da ose obrazuju desno orijentisan koordinatni sistem.

Za određivanje pravougaonih koordinata ω Cen u odnosu na centar Galaksije treba znati rastojanje Sunca od centra Galaksije (ovde se usvaja da se Sunce nalazi u galaktičkoj ravni). Za rastojanje Sunca od centra Galaksije obično se navodi interval $R_\odot=8-10$ kpc (na primer [55,56]), premda nedavni rad Balazs-a [57] daje interval 7-8 kpc. Primer [56] je posebno interesantan jer su u njemu korišćeni podaci koji se odnose baš na globularna jata. Imajući u vidu sve dosada rečeno, odlučili smo se za dve varijante vrednosti R_\odot prilikom računanja galaktocentričnih koordinata X, Y, Z globularnog jata. Tako dobijamo

dva skupa koordinata ω Cen:

$$\begin{aligned} \text{za } R_{\odot} &= 7,5 \text{ kpc} & X &= -4,07 \text{ kpc}, & Y &= -4,24 \text{ kpc}, & Z &= 1,46 \text{ kpc} \\ \text{za } R_{\odot} &= 10 \text{ kpc} & X &= -6,57 \text{ kpc}, & Y &= -4,24 \text{ kpc}, & Z &= 1,46 \text{ kpc}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Za koordinatne ose je usvojeno: X suprotno od Sunca, tako da je $X_{\odot} = -R_{\odot}$, Y i Z su paralelne osama y i z, respektivno. Ovakav galaktocentrični pravougli koordinatni sistem koristiće se stalno u ovom radu.

Prema [54] gustina galaktičke materije za položaj ω Cen treba da iznosi $0,002 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, što pod pretpostavkom da je srednja masa jedne zvezde jednaka Sunčevoj daje za broj zvezda u jedinici zapremine (koncentraciju) $n = 0,002 \text{ pc}^{-3}$. To znači da se u jednoj kocki stranice 10 pc nalaze dve zvezde. Pretpostavimo da ta kocka stoji normalno na pravac posmatranja. Tada se te dve zvezde projektuju na njenu osnovu površine $10 \times 10 \text{ pc}^2$. Tako za očekivanu površinsku gustinu dobijamo vrednost $\tilde{n}_0 = 2 \times 10^{-2} \text{ pc}^{-2}$.

Prebrojavanja zvezda ω Cen [16] koja se ovde koriste vršena su u granicama $r = 6 \text{ pc}$ do $r = 37 \text{ pc}$, gde je r rastojanje od centra jata (sva rastojanja u tangencijalnoj ravni odgovaraju rastojanju jata od Sunca 5,65 kpc). Brojane su samo zvezde sjajnije od prividne veličine $m = 16$ koja prema [16] odgovara apsolutnoj veličini $M = 1,9$. Površinska gustina $\tilde{n}(r)$ se dobija kada se broj zvezda unutar prstena debljine Δr podeli sa površinom prstena $2\pi r \Delta r$, gde je r radijus prstena. Rezultati ovog računa predstavljani su u tablici VI. Na osnovu tablice VI nacrtan je

grafik funkcije $\tilde{n}(r)$ (slika 5). Pomenuta funkcija liči na stepenu oblika $\tilde{n} \propto r^{-c}$, gde je $c > 0$. Da bismo našli tačnu vrednost c , nacrtali smo logaritamski grafik, tj. $\log \tilde{n}(\log r)$ (slika 6). Koeficijent pravca prave linije (slika 6) daje za c vrednost 1,92.

Tablica VI ZAVISNOST POVRŠINSKE GUSTINE OD RASTOJANJA DO CENTRA U ω Cen

r (pc)	6,30	7,14	7,98	8,82	9,66	10,50	11,34	12,18	13,02	14,28
\tilde{n} (pc^{-2})	11,29	9,66	7,31	6,30	4,67	3,92	3,24	3,31	2,65	4,03
r (pc)	15,96	17,64	19,32	21,00	22,68	24,36	26,04	27,72	29,40	31,08
\tilde{n} (pc^{-2})	3,41	2,50	1,92	1,63	1,50	1,14	1,10	0,86	0,68	0,61
r (pc)	32,76	34,44	36,12							
\tilde{n} (pc^{-2})	0,55	0,47	0,47							

Vrednostima \tilde{n} daju doprinos i zvezde polja koje se slučajno projektuju u oblast tangencijalne ravni unutar radijusa jata. S druge strane ne sme se zaboraviti da postoje i zvezde jata čije su apsolutne veličine $M > 1,9$ i koje uopšte nisu uzete u obzir prilikom prebrojavanja. Plimskim radijusom globularnog jata u prvoj aproksimaciji nazivaćemo plimski radijus dobijen pod pretpostavkom da je broj zvezda polja koje se slučajno projektuju i zvezda koje se ne vide jednak i da oblik funkcije $\tilde{n}(r)$ ustanovljen unutar oblasti gde je vršeno prebrojavanje važi i daleko od jata.

Plimski radijus u prvoj aproksimaciji za ω Cen dobićemo iz formule

$$\frac{\tilde{n}_t}{\tilde{n}_0} = \left(\frac{r_t}{r_0}\right)^c, \quad (2.5)$$

gde je \tilde{n} površinska gustina koja odgovara radijusu r_0 do koga su vršena prebrojavanja, u ovom slučaju $r_0=37$ pc, \tilde{n}_0 je očekivana vrednost, dobijena preko modela Galaksije, u ovom slučaju $\tilde{n}_0=2 \times 10^{-2}$ pc⁻², i c je izložilac funkcije $\tilde{n}(r)$. Zamenom pomenutih vrednosti i vrednosti za \tilde{n} koja se može naći u tablici VI u (2.5), dobija se da plimski radijus ω Cen u prvoj aproksimaciji iznosi 190 pc (ako se vrednost izložioca c zaokruži na 2,0 iznosi 180 pc). Pre diskusije dobijenog rezultata pokušaćemo da odredimo odgovarajuću masu - masu ω Cen u prvoj aproksimaciji (1.16). Za to je potrebno poznavanje orbite jata.

Radijalna brzina i sopstvena kretanja ω Cen u odnosu na LSM iznose: $V_r=238$ km s⁻¹ [46] i $\mu_\alpha \cos \delta=0;0005$ god.⁻¹, $\mu_\delta=-0;0077$ god.⁻¹ [48] (ekvatorske koordinate za epohu 1960,0 prema [16] iznose $\alpha=13^h 24^m$ i $\delta=-47^0 15'$). Znajući koordinate severnog galaktičkog pola za epohu 1960,0 $\alpha_p=12^h 48^m$ i $\delta_p=28^0$ [22], možemo sa ekvatorskog koordinatnog sistema preći na galaktički u tangencijalnoj ravni. To ćemo učiniti koristeći poznate formule za transformaciju za slučaj rotacije koordinatnog sistema u ravni. Centar sistema je, naravno, samo jato ili tačnije govoreći njegov centar. Tako dobijamo sopstvena kretanja ω Cen duž galaktičkih koordinatnih osa: $\mu_l \cos b=0;0016$ god.⁻¹ i $\mu_b=-0;0075$ god.⁻¹. Množeći poslednje dve veličine konstantom 4,74 i usvojenim rastojanjem dobijamo komponente tangencijalne brzine ω Cen duž osa galaktičkih koordinata: $V_{tl}=42,85$ km s⁻¹ i $V_{tb}=-200,86$ km s⁻¹.

Sada kada znamo sve tri komponente brzine u sfernom (galaktičkom) koordinatnom sistemu možemo preći na brzine u Descartes-ovom

koordinatnom sistemu Sxyz, sa centrom u Suncu, odnosno LSM, koristeći formule za transformaciju (2.3). Njihovim diferenciranjem dobijamo: $\dot{x}=144 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{y}=-112 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{z}=256 \text{ km s}^{-1}$. Kretanje LSM oko centra Galaksije odvija se po krugu poluprečnika R_{\odot} brzinom od 225 km s^{-1} (na primer [25]). Imajući u vidu da se Sunce, tj. LSM nalazi na osi X galaktičkog koordinatnog sistema X, Y, Z, trenutni pravac brzine LSM biće duž Y-ose. Znajući smer galaktičke rotacije (na primer [22]), možemo dobiti komponente brzine ω Cen u odnosu na centar Galaksije: $\dot{X}=144 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{Y}=113 \text{ km s}^{-1}$ i $\dot{Z}=256 \text{ km s}^{-1}$.

Sa poznatim koordinatama i komponentama brzine ω Cen možemo izračunati parametre njegove orbite oko centra Galaksije (formule (1.19), (1.20) i (1.30)). U zavisnosti od toga koje rastojanje Sunca od centra Galaksije usvajamo, dobijamo za rastojanje ω Cen od centra Galaksije $R=8 \text{ kpc}$ za $R_{\odot}=10 \text{ kpc}$ i $R=6,1 \text{ kpc}$ za $R_{\odot}=7,5 \text{ kpc}$. Odgovarajuće vrednosti ekscentriciteta, velike poluose i perigalaktičkog rastojanja iznose $e=0,44$, $a=7,2 \text{ kpc}$ i $R_p=4 \text{ kpc}$; $e=0,46$, $a=4,8 \text{ kpc}$ i $R_p=2,6 \text{ kpc}$, respektivno. Za masu Galaksije usvajamo vrednost $M_g=1,8 \times 10^{11} M_{\odot}$ [58]. Zamenom pomenutih vrednosti u (1.16) dobijamo $M_{\omega}=5,5 \times 10^7 M_{\odot}$ ($R_p=4 \text{ kpc}$) i $M_{\omega}=2 \times 10^8 M_{\odot}$ ($R_p=2,6 \text{ kpc}$).

Dobijena masa globularnog jata ω Cen odgovara plimskom radijusu u prvoj aproksimaciji, tj. 180-190 pc. U cilju tačnijeg određivanja plimskog radijusa, a samim tim i mase, treba dati ocenu odnosa broja zvezda polja koje se slučajno projektuju i broja nevidljivih zvezda.

Prema ocenama datim u radovima [16,48] udeo zvezda polja u opštoj količini zvezda iznosi oko 21%. Ako usvojimo poslednju vrednost, onda od gustine na 37 pc, koja prema tablici VI iznosi $0,47 \text{ pc}^{-2}$, na zvezde polja dolazi $0,10 \text{ pc}^{-2}$, a na zvezde jata $0,37 \text{ pc}^{-2}$. Treba sada ustanoviti koliki procenat svih zvezda u jatu čini poslednja vrednost. U [16] je data funkcija sjaja jata ω Cen. Prema ovoj funkciji broj zvezda raste sa opadanjem luminoznosti. Međutim sa opadanjem luminoznosti opada i masa zvezda. Kako je ovde usvojeno da je srednja masa jedne zvezde jednaka Sunčevoj masi, smatraćemo da su zvezde tesno rasporedjene oko neke apsolutne veličine, ne mnogo različite od Sunčeve, drugim rečima za funkciju sjaja $\Phi(M)$ usvajamo Gauss-ovu raspodelu

$$\Phi(M) = \frac{1}{\sigma(2\pi)^{1/2}} \exp \left[\frac{-(M-M_0)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (2.6)$$

gde je $M_0=4$, $\sigma=2,12$. Poslednje vrednosti smatramo realnim na osnovu podataka iz [16]. U ovde korišćenoj statistici uzete su u obzir samo zvezde iz intervala apsolutnih veličina $M \in (-\infty; 1,9]$. Iz tablica funkcije verovatnoće dobijamo da zvezde iz navedenog intervala čine samo 16% svih zvezda. Ako $0,37$ zvezda na kvadratni parsek čini svega 16% svih zvezda, tada je ukupna gustina jednaka $2,31 \text{ pc}^{-2}$. Dopustimo li da površinska gustina i dalje opada po stepenom zakonu sa izložiocem $1,92-2,0$ tada prema (2.5) za plimski radijus dobijamo $r_t=400 \text{ pc}$. Odgovarajuća masa (1.16) iznosi: $6 \times 10^8 M_\odot$ ($R_p=4 \text{ kpc}$), odnosno $1,8 \times 10^9 M_\odot$ ($R_p=2,6 \text{ kpc}$). Na taj način smo dobili gornju granicu za plimski

Slika 5

Broj zvezda u kvadratnom parseku kao funkcija rastojanja od centra ω Cen

Slika 6

Zavisnost sa slike 5 u logaritamskom obliku

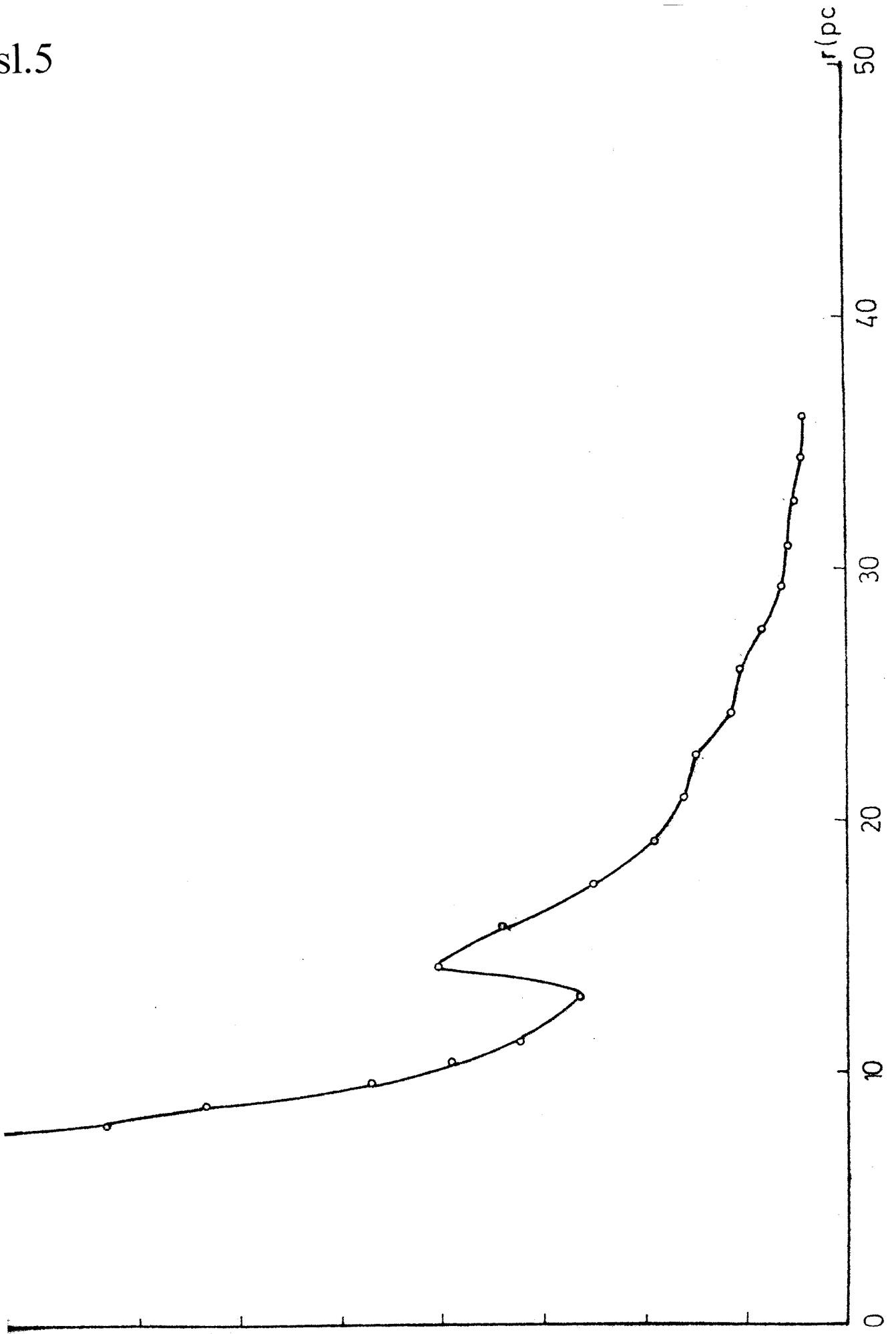
Slika 7

Broj zvezda u kvadratnom parseku kao funkcija rastojanja od centra M 15

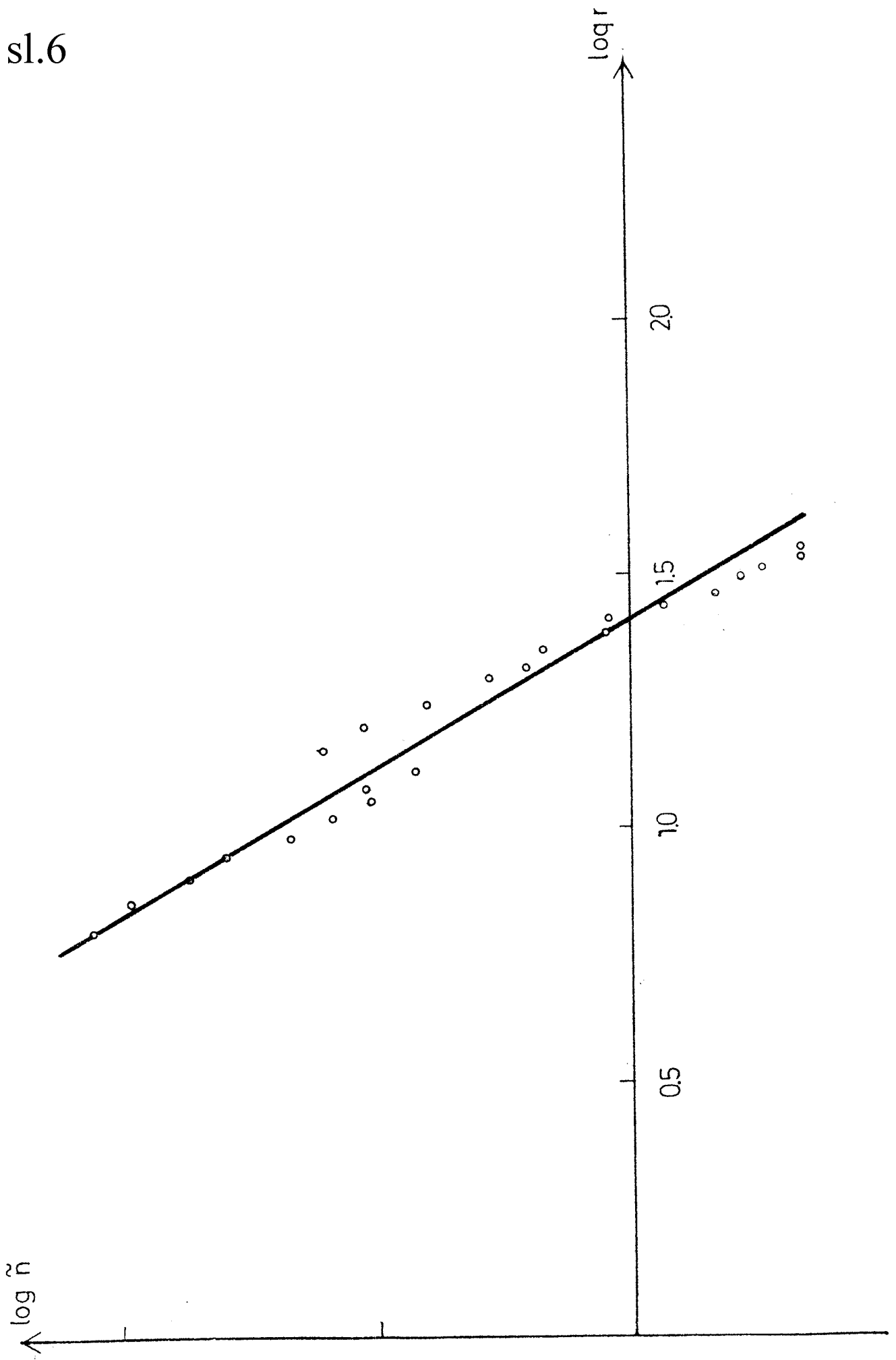
Slika 8

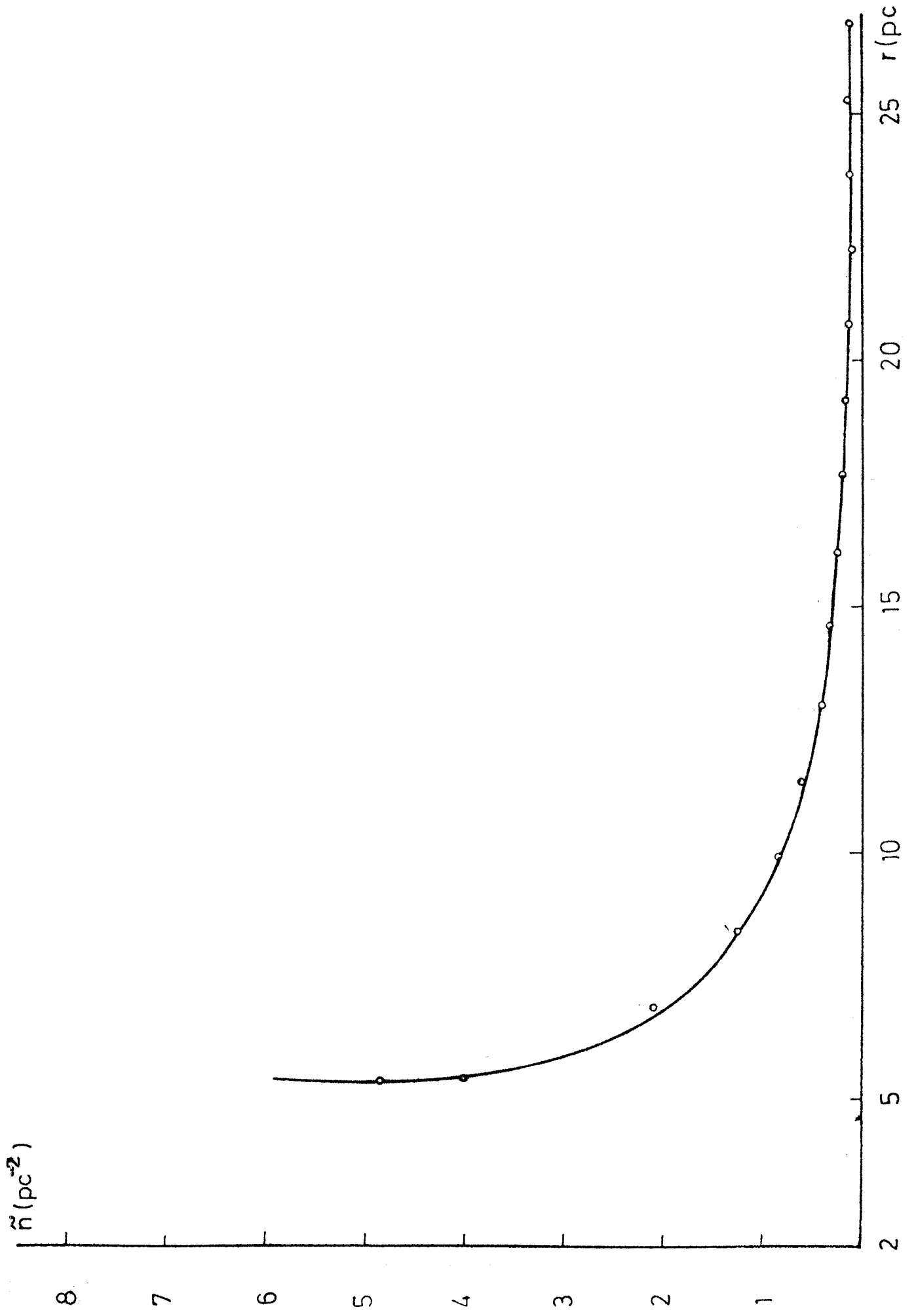
Zavisnost sa slike 7 u logaritamskom obliku

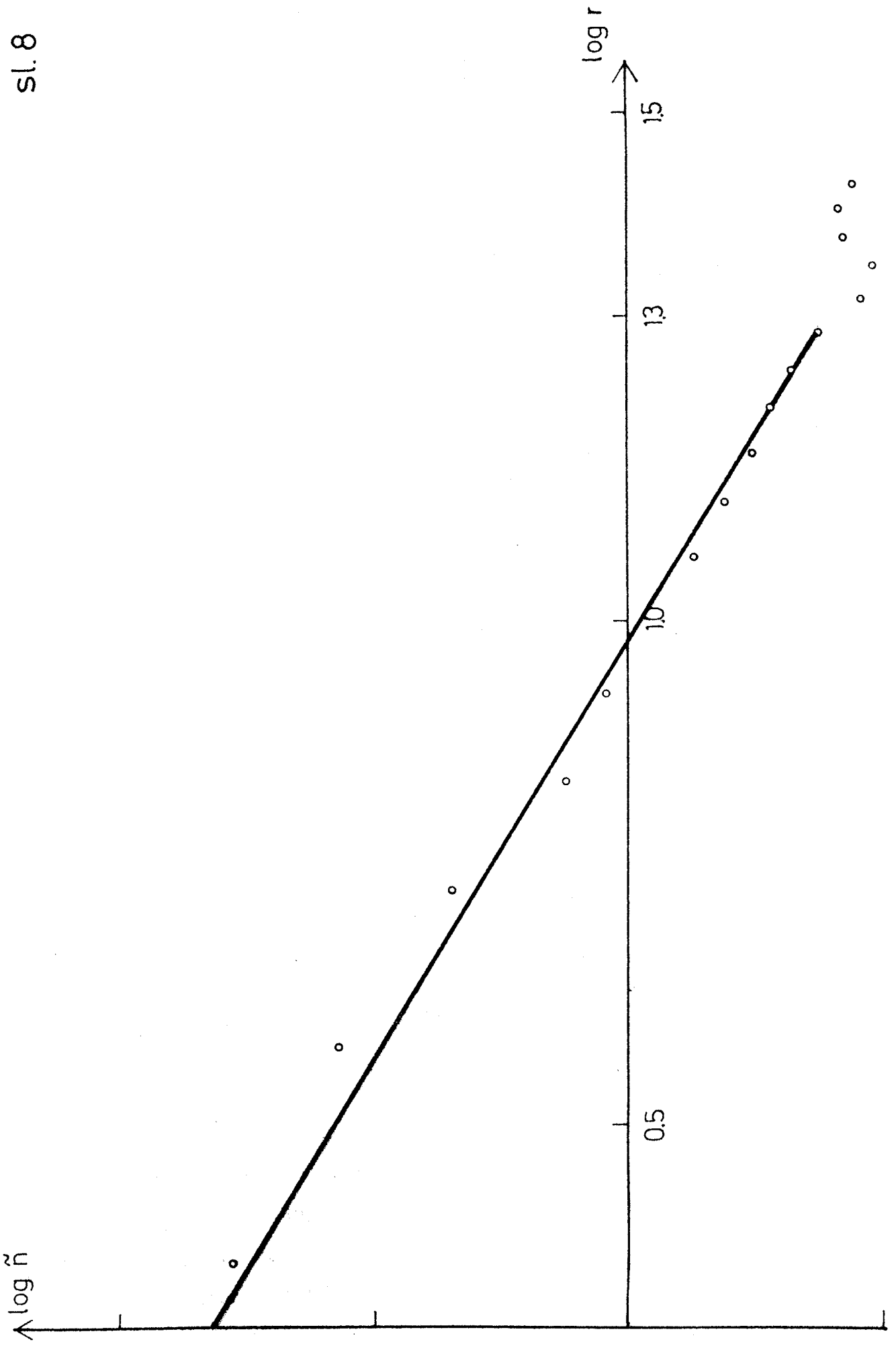
sl.5



sl.6







radijus, odnosno masu, globularnog jata ω Cen. Smatramo da je to gornja granica zato što je dopušteno da zakon opadanja površinske gustine $1/r^2$ (zaokružena vrednost izložioca), ustanovljen iz prebrojavanja zvezda u intervalu radijusa 6-37 pc, važi i na većim rastojanjima. Međutim, taj zakon teško da može da važi na tako dalekim rastojanjima od centra jata, kao što je na primer 400 pc. Štaviše Jeans-ova teorema [59] pokazuje da prostorna gustina u spoljašnjim oblastima globularnog jata treba da opada kao r^{-4} , a to znači prema [15] da površinska gustina treba da opada kao r^{-3} . Pretpostavimo da odmah, tj. sa radijusom $r=37$ pc počinje da važi zakon $\tilde{n} \approx r^{-3}$. U tom slučaju znajući da je $\tilde{n}(37)=2,31 \text{ pc}^{-2}$ dobijamo $r_t=180$ pc, tj. vrednost koja se poklapa sa plimskim radijusom u prvoj aproksimaciji, a samim tim i istu masu. Takva vrednost mase se dobro slaže sa vrednošću dobijenom u prethodnom odeljku.

8.3. Druga jata. Dati metod smo primenili i na druga globularna jata - M 15 (NGC 7078), M 3 (NGC 5272), NGC 6441 i NGC 6304. Ni za jedno od ovih jata skup podataka nije na takvom nivou kao u slučaju ω Cen. Zbog toga prema dobijenim rezultatima treba se odnositi veoma oprezno, imajući u vidu sve što je dosada rečeno o samom metodu.

Posmatrački materijal za M 15 predstavljala su prebrojavanja zvezda obavljena na opservatoriji Abastumani [60]. Glavni problem prilikom odredjivanja toka funkcije $\tilde{n}(r)$ na osnovu podataka iz [60] bio je taj što rastojanje M 15 nije sasvim poznato. Tako na primer, Kolkhidashvili [60] navodi $D=11,7$ kpc, Cudworth

[9] i Peterson i King [44] $D=10$ kpc, dok Woltjer [25] navodi $D=8,7$ kpc. Prvo rastojanje nam se čini odveć velikim imajući u vidu savremena odredjivanja rastojanja do globularnih jata (na primer [25,44,61]). U tablici VII, gde su navedeni podaci iz [60] usvojeno je rastojanje iz [25]. Na osnovu tablice VII nacrtani su grafici (slika 7 i 8). Iz njih se vidi da je izložilac funkcije \tilde{n} jednak 2,41.

Tablica VII ZAVISNOST POVRŠINSKE GUSTINE OD RASTOJANJA DO CENTRA U M 15

r (pc)	2,32	3,84	5,40	6,96	8,48	9,99	11,51	13,07	14,59	16,15
\tilde{n} (pc^{-2})	36,04	13,57	4,84	1,75	1,23	0,83	0,53	0,41	0,32	0,27
r (pc)	17,67	19,23	20,75	22,31	23,82	25,34	26,90			
\tilde{n} (pc^{-2})	0,23	0,18	0,12	0,11	0,14	0,15	0,13			

Dobijanje očekivane gustine \tilde{n}_0 u slučaju M 15 bilo je otežano; najpre što njegovo rastojanje od centra Galaksije, kao i rastojanje Sunca nije sasvim poznato i najzad što se ovo jato nalazi srazmerno daleko od galaktičke ravni, a u [54] za tako velika rastojanja od galaktičke ravni nema podataka. Koordinate M 15 u odnosu na centar Galaksije za $D=8,7$ kpc [25] iznose: $-6,7, 7,0, -3,9$ ($R_\odot=10$ kpc) i $X=-4,2$ kpc, ostale iste ($R_\odot=7,5$ kpc); za $D=10$ kpc [44] $-6,2, 8,0, -4,5$ ($R_\odot=10$ kpc) i $X=-3,7$ kpc ostale iste ($R_\odot=7,5$ kpc). Koordinate X, Y, Z su dobijene iz [25]. Tamo je usvojeno da R_\odot iznosi 9 kpc i znajući to, možemo dobiti x, y, z koordinate u odnosu na Sunce. Za slučaj većeg rastojanja [44] treba pomnožiti x, y, z odnosom $10/8,7$ i tada lako dobijamo X, Y, Z . Ekstrapolacijom Rodionovljevih

podataka [54] dobijena je ocena da se za takve vrednosti $|Z|$ može očekivati da se u zapremini $(1000)^{3/2} \text{ pc}^3$ nadje jedna zvezda i prema tome očekivana gustina iznosiće 10^{-3} pc^{-2} . Za razliku od ω Cen ovo je jako nepouzdana vrednost.

Plimski radijus u prvoj aproksimaciji dobijamo iz formule (2.5) kada se ona primeni na M 15

$$\left(\frac{r_t}{20}\right)^{2,41} = \frac{0,130}{0,001} = 130.$$

Tako dobijamo $r_t=150 \text{ pc}$. Vrednost $0,13 \text{ pc}^{-2}$ za gustinu uzimamo iz tablice VII, a njoj odgovara vrednost rastojanja od centra od 20 pc. Ako usvojimo da rastojanje jata iznosi 10 kpc, gustini $0,13 \text{ pc}^{-2}$ će odgovarati vrednost rastojanja do centra jata od 23 pc i u tom slučaju dobija se da je $r_t=170 \text{ pc}$.

U [9] su navedene vrednosti komponenata brzine M 15. Njih je autor [9] našao iz sopstvenih kretanja, koja je sam odredio [9] i radijalne brzine. Naglasimo da se Cudworth odnosi veoma oprezno prema vrednostima sopstvenih kretanja koje je sam odredio. Ipak, budući da drugih vrednosti nema, usvojili smo ih. Komponente brzine \dot{X} , \dot{Y} , \dot{Z} u km s^{-1} iznose 164, -134, -123, respektivno. Preko njih odredjujemo integrale kretanja E i J (1.20), a zatim veliku poluosu i perigalaktičko rastojanje (1.30) i (1.31). Ovde navodimo četiri skupa koordinata M 15. Svaki od njih daje drugu vrednost za ekscentricitet i perigalaktičko rastojanje, a samim tim i za masu jata (1.16).

Tablica VIII ELEMENTI ORBITE M 15 KOJI ODGOVARAJU
RAZLIČITIM SKUPOVIMA NJEGOVIH KOORDINATA

Skup 1	Skup 2	Skup 3	Skup 4
$D=10$ kpc	$D=10$ kpc	$D=8,7$ kpc	$D=8,7$ kpc
$R_{\odot}=10$ kpc	$R_{\odot}=7,5$ kpc	$R_{\odot}=10$ kpc	$R_{\odot}=7,5$ kpc
$R_p=3,5$ kpc	$R_p=3,7$ kpc	$R_p=3,1$ kpc	$R_p=2,85$ kpc
$e=0,60$	$e=0,54$	$e=0,63$	$e=0,60$

Tablica VIII a ZAVISNOST MASE OD USVOJENOG SKUPA
KOORDINATA I PLIMSKOG RADIJUSA M 15

r_t (pc) \ Skup	1	2	3	4
150	5,0	4,2	7,3	9,4
170	7,4	6,1	11,0	13,0

Napomena: masa je izražena u jedinicama $10^7 M_{\odot}$.

Iz tablice VII se vidi da je posle rastojanja 20 pc (23 pc) površinska gustina približno konstantna. Naše objašnjenje ovog efekta je da zvezde polja ovde učestvuju sa približno 50%. Dakle, smatraćemo da je stvarna gustina za r_0 (radijus jata 20 pc ili 23 pc) jednaka $0,065 \text{ pc}^{-2}$. Njoj doprinose sve zvezde jata koje su bile uzete u obzir prilikom prebrojavanja [60], a to su bile zvezde prividnih veličina $14 \leq m \leq 17$. Prema [44] njima odgovaraju apsolutne veličine $-1,4 \leq M \leq 1,6$, a prema [25] $-0,9 \leq M \leq 2,1$. Ako prihvatimo istu funkciju sjaja kao i u slučaju ω Cen (2.6), dobijamo da je udeo posmatranih zvezda u ukupnoj

populaciji jata 12% u prvom, odnosno 14% u drugom slučaju. Množenjem veličine $0,065 \text{ pc}^{-2}$ sa $100/12$ dobijamo $0,54 \text{ pc}^{-2}$, tj. $0,46 \text{ pc}^{-2}$ množeći sa $100/14$. Plimski radijus dobijamo iz (2.5) s tim što smo sada usvojili zaokruženu vrednost izložioca 2,5. U slučaju $\tilde{n}(r_0)=0,46 \text{ pc}^{-2}$ i $r_0=20 \text{ pc}$, što odgovara [25] dobijamo $r_t=230 \text{ pc}$, dok za $\tilde{n}(r_0)=0,54 \text{ pc}^{-2}$ i $r_0=23 \text{ pc}$, što odgovara [44] dobijamo $r_t=285 \text{ pc}$ (\tilde{n}_0 kao i ranije 10^{-3} pc^{-2}). To je gornja granica plimskog radijusa. Uzevši u obzir Jeans-ovu teoremu, kao i u slučaju ω Cen, tj. da je $\tilde{n} \propto r^{-3}$ u spoljašnjim oblastima, dobijamo za $\tilde{n}(r_0)=0,54 \text{ pc}^{-2}$ i $r_0=23 \text{ pc}$ $r_t=190 \text{ pc}$ i za $\tilde{n}(r_0)=0,46 \text{ pc}^{-2}$ i $r_0=20 \text{ pc}$ $r_t=150 \text{ pc}$, drugim rečima vrednost koja je približno jednaka plimskom radijusu u prvoj aproksimaciji. Za maksimalnu vrednost plimskog radijusa imamo sledeće vrednosti mase u zavisnosti od usvojenog skupa koordinata.

Tablica IX MASA GLOBULARNOG JATA M 15 ZA
MAKSIMALNU VREDNOST PLIMSKOG RADIJUSA

Skup koordinata	1	2	3	4
a) $r_t=230 \text{ pc}$ masa ($10^8 M_\odot$)	1,8	1,5	2,7	3,4
b) $r_t=285 \text{ pc}$ masa ($10^8 M_\odot$)	3,5	2,9	5,1	6,5

Imajući u vidu da je mogućnost da izložilac zadrži i na velikim rastojanjima od centra jata vrednost 2,5 malo verovatna, skloni smo da verujemo da je plimski radijus M 15 bliži vrednosti

150 pc, a s obzirom na način na koji je procenjena vrednost \tilde{n}_0 čini nam se da je vrednost plimskog radijusa i manja - 100-150 pc. U tom slučaju za date vrednosti ekscentriciteta i perigalaktičkog rastojanja (tablica VIII) masa jata iznosi $(2-4) \times 10^7 M_\odot$.

Za jato M 3 (NGC 5272) postoje prebrojavanja Sandage-a koja su već koristili Oort i van Herk [15] da bi načinili model jata. Tako su oni dobili masu $1,5 \times 10^5 M_\odot$. Oni su, takodje ispitivanjem datih prebrojavanja, ustanovili da površinska gustina opada sa stepenom 2,6. U njihovom radu navodi se da rastojanje do M 3 iznosi 12,1 kpc. Novija odredjivanja daju vrednosti 10,6 kpc [44] i 9,1 kpc [25]. Kao i u slučaju M 15 ova odredjivanja ćemo smatrati tačnijim. Na taj način dobijamo sledeće skupove galaktocentričnih koordinata za M 3: $D=10,6$ kpc -8,5, 1,3, 10,4 ($R_\odot=10$ kpc) i $X=-6$ kpc, ostale iste ($R_\odot=7,5$ kpc); $D=9,1$ kpc -8,7, 1,1, 8,9 ($R_\odot=10$ kpc) i $X=-6,2$ kpc, ostale iste ($R_\odot=7,5$ kpc). Vidi se da je rastojanje jata M 3 od galaktičke ravni veliko. Prema tome i ovde se sreće slična teškoća u odredjivanju očekivane vrednosti površinske gustine kao i kod M 15. Ova dva jata se nalaze u halou naše Galaksije, a unutar te oblasti može se očekivati sferična raspodela materije (na primer [62]), tj. da gustina zavisi samo od rastojanja do centra Galaksije. Pošto se njihova galaktocentrična rastojanja malo razlikuju, možemo i za M 3, kao i za M 15, da usvojimo za očekivanu površinsku gustinu vrednost $\tilde{n}_0=10^{-3} \text{pc}^{-2}$.

Pored toga za jato M 3 nemamo odredjena sopstvena kretanja.

Zbog toga odredjivanje elemenata njegove orbite po formulama

(1.19), (1.20) i (1.30) nije moguće. Iz tih razloga smo se odlučili za primenu metoda House-a i Wiegandt-a [38] (vidi odeljak 4).

Ako za trenutak prihvatimo da se M 3 nalazi od nas na rastojanju 12,1 kpc [15] i da je $R_{\odot}=10$ kpc, dobijamo njegovu najveću trenutnu daljinu od centra Galaksije 14,5 kpc, s obzirom na različite mogućnosti koje proističu usled netačnog poznavanja njegove daljine od nas, kao i udaljenosti Sunca od centra Galaksije. Kao što je poznato iz Kepler-ovih zakona, jato najviše vremena provodi u okolini svog apogalaktikuma. S druge strane apogalaktičko rastojanje jata mora biti veće (ili barem jednako) od njegovog sadašnjeg rastojanja do centra Galaksije. Zbog toga smo odlučili da za apogalaktičko rastojanje M 3 usvojimo pomenutu vrednost od 14,5 kpc.

Zamenom vrednosti trenutnog rastojanja jata od Sunca, galaktocentričnih koordinata (bilo kog skupa) i radijalne brzine u odnosu na LSM, koja za M 3 iznosi -145 km s^{-1} [25] u formule (1.28) i (1.29), dobijamo niz vrednosti ekscentriciteta u zavisnosti od brzine jata duž ose X. U svojstvu konačne vrednosti odlučili smo se za $e=0,65$, što za $R_a=14,5$ kpc daje za perigalaktičko rastojanje $R_p=3$ kpc (1.18). Budući da ne znamo tačnu vrednost komponente brzine \dot{X} , poslednju vrednost treba tretirati veoma oprezno. Ipak, kada imamo u vidu analizu, načinjenu u glavi IV, ona se čini realnom.

Prebrojavanja zvezda u polju M 3 vršena su do vrednosti prividne veličine $m=19,2$ i do rastojanja od centra jata koje iznosi, u zavisnosti od usvojene vrednosti za rastojanje jata

od Sunca, 20,5 pc (9,1 kpc), odnosno 24 pc (10,6 kpc). Gustina koja odgovara ovom radijusu iznosi $0,94 \text{ pc}^{-2}$, tj. $0,695 \text{ pc}^{-2}$ (druga razmera lučnog minuta). Deljenjem sa očekivanom gustinom $\tilde{n}_0 = 10^{-3} \text{ pc}^{-2}$, dobijamo:

$$\text{u prvom slučaju } 940 = \left(\frac{r_t}{20,5}\right)^{2,6} \Rightarrow r_t = 285 \text{ pc};$$

$$\text{u drugom slučaju } 695 = \left(\frac{r_t}{24}\right)^{2,6} \Rightarrow r_t = 300 \text{ pc}.$$

Iz istih razloga, kao i u slučaju M 15, ocenili smo da zvezde polja učestvuju sa približno 50%. Prema [25] prividna veličina 19,2 odgovara apsolutnoj veličini $M=4$. Na osnovu usvojene funkcije sjaja (2.6) zvezde $M \leq 4$ čine 50% ukupne populacije, drugim rečima površinska gustina $0,94 \text{ pc}^{-2}$ je istovremeno i ukupna gustina. U drugom slučaju [44] prividna veličina $m=19,2$ takodje odgovara $M=4$. Prema tome gore pomenute vrednosti plimskog radijusa jesu gornje granice za isti. Njima odgovarajuće mase za $R_p=3 \text{ kpc}$, $e=0,65$ (1.16) iznose $5,65 \times 10^8 M_\odot$ ($r_t=285 \text{ pc}$) i $6,57 \times 10^8 M_\odot$ ($r_t=300 \text{ pc}$). Ako dopustimo da u oblasti izvan radijusa jata (20,5 pc ili 24 pc) površinska gustina opada kao $\tilde{n} \propto r^{-3}$ za $e=0,65$ i $R_p=3 \text{ kpc}$ dobijamo: za $r_0=20,5 \text{ pc}$ i $r_t=200 \text{ pc}$ (2.5) $M=1 \times 10^8 M_\odot$ (1.16); za $r_0=24 \text{ pc}$ i $r_t=210 \text{ pc}$ $M=2,3 \times 10^8 M_\odot$. S obzirom na sve nepreciznosti primenjenog metoda čini nam se da je dobijena vrednost od oko 200-210 pc nešto veća od stvarne vrednosti. Što se tiče vrednosti mase mora se naglasiti da ona ne može reflektovati ni na tačnost onog nivoa kao M 15, budući da je izračunata preko nepouzdanih vrednosti elemenata orbite.

Pre nego što damo bilo kakav komentar o dobijenim vrednostima mase, primenićemo navedeni metod i na globularna jata NGC 6441 i NGC 6304. Sva tri dosada ispitivana jata pripadaju tzv. halo-grupi globularnih jata (na primer [63,64]). Zbog toga je bilo od interesa pokušati određivanje plimskog radijusa globularnih jata koja pripadaju grupi diska (vidi iste radove), kao što su na primer NGC 6441 i NGC 6304.

Nažalost za njih ne raspoložemo prebrojavanjima zvezda. Imali smo samo fotografije ovih jata, navedene u člancima [65,66]. Na ovim fotografijama površine koje zauzimaju jata izdvojene su u prstenove. Prebrojavanjem zvezda u prstenovima bilo je moguće na brzinu dati ocenu zakona opadanja površinske gustine, a odatle i plimskog radijusa. Položaji ovih jata u Galaksiji omogućavaju nam da sa srazmerno velikom tačnošću ocenimo očekivanu površinsku gustinu. Ona se nalaze blizu galaktičke ravni (tablica X) i u [54] date su vrednosti gustine za ove položaje. Ipak jata nisu toliko blizu ravni da bi nesigurnost oko rastojanja Sunca od centra Galaksije iskazala veći uticaj. Tako je mogla biti data ocena njihovih plimskih radijusa. Za NGC 6441 plimski radijus teško da može biti veći od 40 pc, a za NGC 6304 od 30 pc.

Tablica X

Globularno jato NGC 6441

$D=6,9 \text{ kpc [25]}$		
$R_{\odot} \text{ (kpc)}$	10	7,5
$X \text{ (kpc)}$	-3,2	-0,7
$Y \text{ (kpc)}$	-0,8	-0,8
$Z \text{ (kpc)}$	-0,6	-0,6

Globularno jato NGC 6304

$D=7,9 \text{ kpc [25]}$		
$R_{\odot} \text{ (kpc)}$	10	7,5
$X \text{ (kpc)}$	-2,2	0,3
$Y \text{ (kpc)}$	-0,6	-0,6
$Z \text{ (kpc)}$	0,7	0,7

Medjutim neizvesnost u rastojanju Sunca od centra Galaksije zato utiče na rezultate izračunavanja orbita jata. Na primer, za NGC 6441 za $R_a=10$ kpc dobijamo preko formula (1.28) i (1.29) $e=0,61-0,80$, za $R_\odot=9$ kpc, a za $R_\odot=10$ kpc $e=0,5-0,7$. Za $R_\odot=7-8$ kpc jato je veoma blizu centra Galaksije $1,0-1,6$ kpc, pa nam se čini da je ovo rastojanje donja granica perigalaktičkog rastojanja. Tako najzad za perigalaktičko rastojanje NGC 6441 je dobio interval $[1,0; 3,3]$, uzimajući u obzir sve moguće varijante njegovog galaktocentričnog rastojanja. Ovome treba dodati da dalje smanjivanje rastojanja Sunce - centar Galaksije (posle 7 kpc) ne dovodi do daljeg smanjivanja rastojanja NGC 6441 od centra Galaksije, nego naprotiv do porasta (tablica X). Za $e=0,5-0,8$ i $r_t=40$ pc dobijamo za masu ovog jata interval $[1,1 \times 10^6 M_\odot; 4,4 \times 10^7 M_\odot]$. Pada u oči da je ovaj interval mase za red veličine manji nego kod globularnih jata haloa.

Za NGC 6304 širina intervala R_p je manja nego za NGC 6441, jednostavno zbog toga što je NGC 6304 jedno od najbližih globularnih jata centru Galaksije i njegovo perigalaktičko rastojanje ne može, naravno, biti veće od samog galaktocentričnog rastojanja jata.

Uzimajući u obzir sve mogućnosti za rastojanje od Sunca do centra Galaksije, odlučili smo da za NGC 6304 usvojimo $R_p=1,0$ kpc, što za $r_t=30$ pc i $e=0,6$ daje za masu na osnovu (1.16) vrednost $1,75 \times 10^7 M_\odot$.

8.4. Diskusija rezultata. Koristeći nov metod izvršili smo odredjivanje plimskog radijusa, a preko (1.16) i mase za pet globularnih jata. Tri od njih ω Cen, M 15 i M 3 jesu jata haloa, a ostala dva jata diska. Upotrebu datog metoda prate izvesne teškoće.

Prvo, to je ocena očekivane površinske gustine. Kao što je već bilo rečeno, mi ovu ocenu činimo iz modela naše Galaksije [54]. Prema takvim vrednostima treba se odnositi uvek veoma oprezno. Dodajmo tome još da su u članku [54] navedene vrednosti gustine samo za $|Z| \leq 1,4$ kpc. Ne malo globularnih jata nalazi se na većim rastojanjima od galaktičke ravni i prema tome bili smo često primorani u toku rada da činimo nove pretpostavke koje još više umanjuju tačnost odredjivanja (vidi strane 45,48).

Drugo, mi ne znamo odnos broja vidljivih zvezda i stvarnog broja zvezda, drugim rečima ne znamo koliki broj vidljivih zvezda se jednostavno slučajno projektuje na tangencijalnu ravan i koliko ima još uopšte nevidljivih zvezda jata. Sve to čini naše odredjivanje plimskog radijusa nesigurnim i na kraju možemo smatrati da je dobro odredjen samo red veličine. Kao što se iz gore pomenutog vidi, za tri jata haloa red veličine plimskog radijusa je 10^2 pc, bez obzira na razlike izmedju pojedinih jata. Na primer, u slučaju ω Cen srazmerno dobro su poznati i očekivana površinska gustina i rastojanje od Sunca i najzad sve tri komponente brzine. U slučaju M 15 oko rastojanja vlada veća neizvesnost, očekivanu gustinu smo morali ekstrapolacijom da ocenjujemo zbog velikog rastojanja jata od galaktičke ravni i najzad za M 15 imamo odredjene brzine, ali

uzimajući u obzir reči samog autora [9], nivo njihove tačnosti nije veliki. Slučaj M 3 je najsloženiji zbog toga što za njega imamo određenu samo radijalnu brzinu. Red veličine 10^2 pc se dobro slaže sa Pikel'nerom [67] koji za granični radijus globularnih jata navodi 100-200 pc. Približno isto može se reći i za poredjenje naših vrednosti plimskog radijusa sa podacima Peterson-a i King-a [44], uzimajući u obzir to da oni sami podvlače da su vrednosti navedene u njihovom radu samo donje granice.

Interesantno je da su plimski radijusi, bez obzira što su loše određeni, a samim tim i mase jata NGC 6441 i NGC 6304 manji nego u slučaju tri jata haloa. Dok kod poslednjih srećemo mase reda veličine $10^{7-8} M_{\odot}$, kod jata diska imamo $10^{6-7} M_{\odot}$.

Red veličine masa dobijenih ovim metodom je jako veliki, kada se uporedi sa rezultatima dobijenim uobičajenim metodima (teorema virijala itd., vidi uvod; na podudarnost sa rezultatima dobijenim primenom metoda Naumove i Ogorodnikova, treba gledati pre kao na slučajnu i ne pridavati joj veliki značaj, s obzirom na ono što je napisano o ovom metodu). Može se pomisliti da je to posledica velikih plimskih radijusa. Da to nije tako pokazuju sledeći primeri. Za plimski radijus ω Cen srećemo vrednosti $r_t=50$ pc [16] i $r_t=87$ pc [44]. Prvoj vrednosti odgovara masa $(1.16) M_{\omega}=1,2 \times 10^6 M_{\odot}$ ($R_p=4$ kpc), odnosno $M_{\omega}=4,4 \times 10^6 M_{\odot}$ ($R_p=2,6$ kpc), a drugoj $7,05 \times 10^6 M_{\odot}$ ($R_p=4$ kpc), odnosno $2,6 \times 10^7 M_{\odot}$ ($R_p=2,6$ kpc). Sve su ove vrednosti, kao što se jasno vidi, veće od $7 \times 10^5 M_{\odot}$ [16], i sem jednog izuzetka veće i od $3 \times 10^6 M_{\odot}$ [47].

Za M 15 navodi se i $r_t=61$ pc [44], što povlači za masu jata vrednost (1.16) od $3,4 \times 10^6 \mathcal{M}_\odot$ ($R_p=3,5$ kpc, $e=0,6$, $\mathcal{M}_g=1,8 \times 10^{11} \mathcal{M}_\odot$), koja je nešto veća od Cudworth-ove [9] vrednosti dobijene preko teoreme virijala. Najdrastičniji primer za neslaganje rezultata dobijenih preko (1.16) i klasičnim metodima je za jato M 3. Za ovo jato navodi se $r_t=120$ pc [44] i $r_t=130$ pc [17]. Formula (1.16) daje odgovarajuće vrednosti mase (za već korišćene $e=0,65$ i $R_p=3$ kpc): $\mathcal{M}=4,2 \times 10^7 \mathcal{M}_\odot$, $\mathcal{M}=5,3 \times 10^7 \mathcal{M}_\odot$, respektivno. Ranije dobijene vrednosti mase za M 3 iznose $1,5 \times 10^5 \mathcal{M}_\odot$ [15] i $(5-6) \times 10^5 \mathcal{M}_\odot$ [17]. Zamenom prve vrednosti u (1.16) pri nepromenjenim vrednostima parametara orbite i mase Galaksije dobijamo za plimski radijus $r_t=18$ pc, a zamenom druge da plimski radijus iznosi oko 30 pc, što je u priličnoj protivrečnosti sa rezultatima prebrojavanja zvezda u M 3. Budući da elementi orbite M 3 ne predstavljaju pouzdane vrednosti, pokušaćemo sada da preko (1.16) odredimo R_p , a da za masu i plimski radijus usvojimo napred pomenute vrednosti. Tada za $\mathcal{M}=1,5 \times 10^5 \mathcal{M}_\odot$ [15] i $r_t=120$ pc dobijamo $R_p=20$ kpc, a za drugu vrednost mase [17] i $r_t=130$ pc $R_p=13,5-14,2$ kpc ($e=0,65$, budući da ekscentricitet i onako malo utiče). Dovoljno je samo reći da su obe ove vrednosti veće od trenutnog rastojanja M 3 do centra Galaksije (na primer [25,44]). Najzad, premda plimski radijusi jata NGC 6441 i NGC 6304 nisu tako veliki, ipak i za ova jata su dobijene mase koje za čitav red veličine prevazilaze tradicionalne vrednosti $10^{5-6} \mathcal{M}_\odot$ (vidi uvod). Sve ovo govori u prilog tome da formula (1.16) i njoj slične (na primer (1.17)) ne daju tačnu vezu između veličina koje se u njima javljaju. S

obzirom da se prilikom izvodjenja manifestuje poznavanje unutrašnje strukture globularnog jata, diskusiju formule (1.16) ostavljamo za narednu glavu.

Na kraju istaknimo da je u ovoj glavi izvršen pokušaj određivanja masa globularnih jata primenom tri različita metoda i da su tom prilikom dobijeni različiti, najčešće međusobno protivrečni rezultati. Imajući u vidu sve što je o primenjenim metodima dosada rečeno mišljenja smo da metod teoreme virijala daje ipak rezultate koji su najbliži stvarnosti. To ne znači da treba odbaciti ostala dva metoda. Rezultate dobijene njihovom primenom možemo shvatiti kao nešto što ukazuje na to da mase globularnih jata mogu biti veće nego što se obično smatra (vidi uvod).

G l a v a III

OSVRT NA UNUTRAŠNJU GRADJU GLOBULARNIH JATA

9. Raspodela mase unutar globularnog jata

Kao što se iz prethodne glave može videti, prebrojavanja zvezda u poljima nekih globularnih jata pokazuju raspodelu materije oblika $\dot{n} \propto r^{-c}$, gde je r rastojanje od centra globularnog jata. Takva raspodela u slučaju površinske gustine daje za prostornu gustinu $n \propto r^{-b}$, gde je $b=c+1$.

Predjimo sada od n , broja zvezda u jedinici zapremine, na masu jedinice zapremine ρ . Oslanjajući se na posmatračke podatke pretpostavićemo da je jato sferno simetrično i da je oblik funkcije $\rho(r)$

$$\rho(r) = a r^{-b}, \quad b \geq 0. \quad (3.1)$$

a i b su konstante. Sferna simetrija se gotovo uvek usvaja za globularna jata. To se opravdava prisustvom zanemarljivo male rotacije (na primer [49,68]).

Imajući u vidu neka teorijska razmatranja [52], smatramo da vrednost izložioca b ne bi trebalo da bude ista za celo jato. Dodajmo tome da u slučaju važenja zakona gustine (3.1) u centru jata dobijamo beskonačno veliku gustinu, ako je $b > 0$, što je sasvim daleko od stvarnosti. S druge strane u poslednje

vreme niz istraživača govori o mogućnosti postojanja crnih jama u centrima bar nekih globularnih jata (na primer [52,69-71]). Činjenica da su izvesna globularna jata identifikovana kao izvori X-zračenja (uvod, str. 1 - M 15 i NGC 6441 su među njima) dala je još više podstreka za dalja izučavanja njihovih centara i eventualnih crnih jama.

U slučaju kada se u centrima globularnih jata nalaze crne jame prirodno je dopustiti brz porast gustine idući ka centru. Kao što je poznato poluprečnik crne jame određuje se tzv. Schwarzschild-ovim gravitacionim radijusom R_g (na primer [19])

$$R_g = \frac{2GM}{c^2} \quad (3.2)$$

gde je M masa crne jame, a c brzina svetlosti. Unutar crne jame, ako ona postoji, smatraćemo gustinu konstantnom, tj. $b=0$ (3.1). U spoljašnjim oblastima, kao što je već navodjeno, izložilac funkcije gustine (3.1) treba da bude jednak 4, prema Jeans-ovoj teoremi koja važi za jato u dinamičkoj ravnoteži, bez obzira na raspodelu brzina [59]. Tako dobijamo da se izložilac b menja unutar globularnog jata u granicama od 0 do 4, u smeru od centra ka periferiji. Gustina sistema i njegov potencijal povezani su Poisson-ovom jednačinom. Ona u sfernim koordinatama, za slučaj sferne simetrije, ima oblik

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = 4\pi G\rho. \quad (3.3)$$

Budući da je usvojeno (3.1), rešenje jednačine (3.3) će biti

$$\phi = -\frac{C_1}{r} + f(r) + C_2, \quad (3.4)$$

C_1 i C_2 su konstante integracije i

$$\frac{df}{dr} = \frac{4\pi G a}{r^2} \times \begin{cases} \frac{r^{2-b+1}}{2-b+1} & b \neq 3 \\ \ln r & b = 3. \end{cases}$$

Prvi član izraza (3.4) predstavlja gravitacioni potencijal materijalne tačke. Kako je potencijal ionako određen sa tačnošću do jedne proizvoljne aditivne konstante, uzećemo da je $C_2=0$. Prema tome gravitaciono polje unutar globularnog jata može se predstaviti zbirom dve komponente - polja materijalne tačke i rezidualnog polja, određenog funkcijom gustine. Usvojimo da je $C_1=GM$, gde je M masa jata. Poslednje se dobija zato što je kretanje pojedinačnih zvezda u globularnom jatu približno keplerovsko [52]. Primitimo da se u slučaju $b=1$ dobija za silu gravitacionog polja globularnog jata

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{GM}{r^2} + 2\pi G a. \quad (3.5)$$

Drugim rečima određuje se poljem materijalne tačke što se i može očekivati u blizini crne jame.

Za slučaj sferne simetrije hidrodinamička jednačina u Euler-ovim koordinatama ima oblik

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\rho \frac{d\phi}{dr} - \frac{dP}{dr} \right) \vec{r}_0. \quad (3.6)$$

Ako usvojimo da se kretanje pojedinih zvezda unutar globularnog jata odvija po keplerovskim orbitama, važiće sledeća jednačina

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{GM_p}{r^2} \vec{e}_r,$$

iz koje s obzirom na (3.4) i (3.6) sledi

$$\rho \frac{df}{dr} = \frac{dP}{dr}, \quad (3.7)$$

gde je P pritisak u sistemu. Neka je veza pritiska i gustine politropska

$$P = \alpha \rho^q. \quad (3.8)$$

Ovde je α konstanta, a q je izložilac politrope. Vrednost q u slučaju izotermalne raspodele ($\rho = ar^{-2}$, na primer [52,62]) jednaka je 1, a kada je $\rho = ar^{-4}$ $q=1,5$.

10. Ispitivanje empirijskog modela ω Cen

Pokušaćemo sada da primenimo date formule na globularno jato ω Cen.

Najpre ćemo definisati njegove karakteristične radijuse. Prvi će biti gravitacioni radijus (3.2). Zatim ćemo definisati unutrašnji i spoljašnji radijus izotermalne ljuske globularnog jata - r_i i r_c , respektivno. Optičkim (prividnim) radijusom nazivaćemo radijus jata r_0 , unutar kojeg se određuju brzine zvezda - u našem primeru za ω Cen, to je 37 pc (vidi prethodnu glavu). Najzad imamo i plimski radijus o kome je bilo reči u prethodnoj glavi.

Veličina gravitacionog radijusa zavisi od mase crne jame (3.2). Pokušaćemo sada da odredimo masu potencijalne crne jame u centru ω Cen. U tom cilju koristićemo metod predložen u [72]. Autor ovog članka pokazao je da su mase crnih jama u centrima normalnih galaksija manje, nego što je ranije teorijski predviđeno. Gornja granica za masu crne jame određuje se prema [72]

$$\mathcal{M}(M_{\odot}) \leq 1,5 \times 10^4 \left(\frac{\eta}{0,1}\right)^{-3/4} \left(\frac{\rho}{10^{40} \text{ erg s}^{-1}}\right)^{3/4} \left(\frac{\rho}{10^6 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}}\right)^{-3/4} \left(\frac{\rho}{\rho_{\odot}}\right)^{1/4} \left(\frac{200 \text{ km s}^{-1}}{V}\right), \quad (3.9)$$

gde je η bezdimenzioni koeficijent, ρ centralna gustina, V srednja kvadratska brzina u centru jata. Ostale veličine određuju se preko luminoznosti jata L i broja zvezda u jedinici zapremine n . Ovde se usvaja da je $L=7 \times 10^5 L_{\odot}$ [25], a $V=120 \text{ km s}^{-1}$, na osnovu izračunavanja u odeljku 7. Gustinu smo odredili ekstrapolacijom prebrojavanja zvezda ka centru jata. Usvojili smo da masa celog jata iznosi $3 \times 10^7 M_{\odot}$ [49], jer se ta vrednost čini ipak boljom od ostalih. Tako smo dobili $n=1,1 \times 10^5 \text{ pc}^{-3}$, a kada se usvoji da je srednja masa jedne zvezde jednaka Sunčevoj, gustina u centru biće $\rho=1,1 \times 10^5 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$. Tada možemo dobiti (3.9) za masu moguće crne jame u centru globularnog jata ω Cen vrednost $8,6 \times 10^4 M_{\odot}$. To je za red veličine, čak i dva, veće od masa koje se obično usvajaju za mase eventualnih crnih jama u centrima globularnih jata (na primer [52,71]).

U ovom trenutku ne smatramo racionalnim biti uveren u tako veliku masu eventualne crne jame. Pre svega posmatrački podaci

na osnovu kojih smo izračunali masu su veoma nesigurni. Interesantno je primetiti da je autor [72] ocenio da je masa crne jame u centru galaksije M 31 reda veličine $10^3 M_{\odot}$, manja od crne jame u centru globularnog jata!

Medjutim, ova činjenica i nije tako čudna, ako se ima u vidu da jedno "standardno" globularno jato mase, recimo $10^6 M_{\odot}$ i radijusa 30 pc ima nekoliko stotina puta veću srednju gustinu od obične spiralne galaksije, kakva je na primer naša. Najzad velika masa crnih jama u centrima globularnih jata uklapa se u koncepciju velikih masa samih jata, tj. većih nego što se obično usvaja.

Mase crnih jama reda veličina $10^3 M_{\odot}$ uklapaju se u koncepciju masa globularnih jata reda veličine $10^{5-6} M_{\odot}$.

Valja istaći da gustina crne jame raste sa opadanjem njene mase. Formula za gustinu unutar crne jame glasi

$$\rho = 7 \times 10^{82} M^{-2} g \text{ cm}^{-3}. \quad (3.10)$$

Poslednji izraz se lako dobija; treba samo u izraz za gustinu sfere zameniti formulu (3.2). Tako u slučajevima crnih jama malih masa dobijamo velike vrednosti gustine u centrima jata. Sa tako velikim gustinama teško je dostići male vrednosti gustine koje se sreću u spoljašnjim oblastima globularnih jata, daleko od njihovih centara.

Ako masa iznosi $8,6 \times 10^4 M_{\odot}$ poluprečnik crne jame biće jednak $2,56 \times 10^{10} \text{ cm} = 8,5 \times 10^{-9} \text{ pc}$, a gustina $\rho_c = 2,36 \times 10^6 \text{ g cm}^{-3}$.

Sada ćemo pokušati da odredimo unutrašnju granicu izotermalne

ljuske jata. Izvan crne jame gustina je jednaka $\rho = ar^{-b}$, $b > 0$.

Prema tome masu dobijamo

$$\mathcal{M} = 4\pi a \int r^{2-b} dr. \quad (3.11)$$

Unutar r_i - unutrašnje granice izotermalne ljuske b je manje od 2 i postepeno se menja u granicama od 0 do 2. Kako je na pred rečeno oko crne jame treba da postoji oblast, unutar koje se gravitaciono polje određuje oblikom polja materijalne tačke, tj. crne jame. Za tu oblast koja može da ima prostorni oblik na primer djevreka, kao što se navodi u [71], $b=1$. Tada preko (3.11) dobijamo za masu $\mathcal{M}_1 = 2\pi a (r_i^2 - R_g^2)$. Pod pretpostavkom da masa celog jata iznosi $\mathcal{M} = 3 \times 10^7 \mathcal{M}_\odot$ [49] i da se izvan optičkog radijusa nalazi zanemarljivo mala masa, kao i da u oblastima između R_g i r_i , izotermalnoj i oblasti $r_c < r < r_o$ imamo jednaku masu oko $1,0 \times 10^7 \mathcal{M}_\odot$, dobijamo $r_i = 1,9 \times 10^{11}$ cm = $6,47 \times 10^{-8}$ pc. Vrednost a dobijamo iz uslova koji vlada na granici crne jame $a/R_g = \rho_c a = 6 \times 10^{16}$ g cm⁻². Za masu Sunca usvojili smo vrednost 2×10^{33} g. Dalje za izotermalnu oblast imamo $\mathcal{M}_2 = 4\pi a_1 \Delta r$, gde je Δr debljina izotermalne ljuske jednaka $r_c - r_i$ i $a_1 = ar_i = \rho_c R_g r_i$. U našem slučaju sa izračunatim vrednostima i usvojenom vrednošću mase dobijamo $\Delta r = 10^{11}$ cm = $3,3 \times 10^{-8}$ pc. Drugim rečima, izotermalna ljuska se završava već na rastojanju 10^{-7} pc od centra jata!

Moglo bi se primetiti da na naš rezultat utiče vrednost veličine $\rho_c R_g$. Tada, ako bi masa crne jame bila manja, recimo $10^{2-3} \mathcal{M}_\odot$ i vrednost R_g bila bi manja prema (3.2), ali ne treba zaboraviti da se gustina (3.10) menja obrnuto proporcionalno

kvadratu mase i u slučaju da se masa smanji na primer 100 puta, gustina bi se povećala 10 000 puta. Tako izlazi da je izotermalna ljuska srazmerno tanka i pored toga da je vrlo verovatno da počinje u dubini jata. Tada čak, ako se dopusti da je 99% mase jata usredsredjeno u izotermalnoj ljusci, teško je dobiti srazmerno veliku debljinu, zbog toga što je masa materije u ljusci upravo proporcionalna njenoj debljini. Naravno treba dodati da se izložilac b postepeno menja izmedju vrednosti 0 i 2 od spoljašnje granice crne jame do početka izotermalne ljuske. Tako prema [52] unutar jata treba da postoji oblast tzv. "cusp" u kojoj se gustina ponaša kao $\rho \propto r^{-1,75}$. Tako je moguće pomeriti unutrašnju granicu izotermalne ljuske. Tada dobijamo vrednost za širinu izotermalne ljuske zbog toga što njena širina $r_c - r_i$ zavisi i od gustine na unutrašnjoj granici. Uzimajući u obzir da se izložilac postepeno menja u granicama od 0 do 2, najzad dobijamo da se izotermalna ljuska najverovatnije završava na rastojanju od centra jata jednakom 10^{-2} pc. Pod pretpostavkom da se u slučaju vrednosti većih od 2 izložilac b opet postepeno, ispočetka sporo menja, možemo reći da se za rastojanja koja nisu veća od 1 pc, izložilac ne razlikuje znatno od dva. Tako u oblastima globularnih jata koje se obično istražuju ($r > 1$ pc) mi već nemamo posla sa izotermalnom ljuskom, zato što unutar nje gustina dosta sporo opada. U [52] se, u svojstvu naredne oblasti iza izotermalne ljuske, razmatra halo jata, koji se opisuje vrednošću izložioca jednakom 3,5. U stvarnosti imamo prelaz izložioca od vrednosti 2 do vrednosti 3,5.

Najzad od značaja je, zbog diskusije u vezi sa formulom (1.16) da se ispita koliki je deo mase globularnog jata raspoređen u perifernim oblastima, iza optičkog radijusa. U slučaju ω Cen imamo sledeće vrednosti $r_0 = 37$ pc i $r_t = 180-190$ pc. Pod pretpostavkom da je u razmatranoj oblasti izložilac b već dostigao svoju maksimalnu vrednost 4, dobijamo za iznos mase u perifernim oblastima ω Cen

$$M_p = 4\pi a' \int_{r_0}^{r_t} \frac{dr}{r^2} \approx 5 \times 10^5 M_{\odot}.$$

Vrednost konstante a' je nadjena iz uslova $a'/r_t^4 = 2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ [54]. Budući da je za masu celog jata usvojeno da iznosi $3 \times 10^7 M_{\odot}$, proizlazi da je u perifernoj oblasti smešteno svega 1-2% ukupne mase globularnog jata ω Cen. Primetimo da se sa zakonom gustine (3.1), kada se prihvati $b=4$ dobija da na granici ω Cen koja odgovara njegovom optičkom radijusu $r_0 = 37$ pc gustina iznosi $1,25 M_{\odot} \text{ pc}^{-3} \approx 10^{-22} \text{ g cm}^{-3}$. Poslednja vrednost se dobro uklapa u procenu za srednju gustinu izotermalnog jezgra, koja treba da iznosi oko $10^{-(17-18)} \text{ g cm}^{-3}$. Imajući u vidu, kao i ranije da se izložilac postepeno menja i da teži vrednosti 4 u krajnjim perifernim oblastima, možemo smatrati da je procenat mase smeštene u oblasti između $r_0 < r < r_t$ nešto veći, ali u svakom slučaju on je dovoljno nizak da se masa ω Cen izvan optičkog radijusa $r_0 = 37$ pc može zanemariti. Ako ovaj zaključak prenesemo na druga globularna jata, sledi da je praktično sva njihova masa smeštena u sferi čiji je radijus jednak njihovom optičkom radijusu koji obično iznosi 20-40 pc.

Kao što je poznato, izvan proizvoljne sfere potencijal njenog gravitacionog polja jednak je

$$\phi(r) = \frac{GM}{r}, \quad (3.12)$$

gde je M masa sfere, a r rastojanje do njenog centra. Tako izraz (3.12) možemo prihvatiti za periferne oblasti globularnih jata, gde je M njihova ukupna masa.

11. Diskusija modela globularnih jata

11.1. Modeli globularnih jata i King-ova formula. Formula (1.16), primenjivana u II glavi za izračunavanje mase globularnih jata, izvedena je u I glavi pod sledećim pretpostavkama:

- a) potencijal gravitacionog polja u globularnom jatu se opisuje formulom (3.12) (vidi formulu (1.11));
- b) potencijal polja Galaksije je analogno GM_g/R , gde je M_g masa Galaksije, a R rastojanje do njenog centra;
- c) plimski radijus globularnog jata se ne menja u toku njegovog obilaska oko centra Galaksije.

S obzirom na rezultate prethodnog odeljka čini se da je pretpostavka a) prihvatljiva.

Što se tiče pretpostavke c), ona se često usvaja i o njenom poreklu bilo je reči u odeljku 3. Ipak u [53] izražena je izvesna sumnja u nju. Ako ovu pretpostavku prihvatimo, onda će,

pod uslovom da je masa jata konstantna, i veličina $\omega^2 - d^2\phi/dR^2$ biti konstantna (1.14). Međutim, važenje pretpostavke b) direktno protivreči tome. Dodajmo da i za proizvoljni oblik funkcija $\omega(R)$ i $\phi(R)$ poslednji uslov teško da može biti ispunjen. Dakle, da bi plimski radijus globularnog jata ostao nepromenjen i na različitim njegovim udaljenostima od centra Galaksije, usled (1.14) mora da se menja masa globularnog jata u zavisnosti od njegovog rastojanja od centra Galaksije. Ukoliko je u važnosti pretpostavka c), onda zbog pretpostavke b), masa globularnog jata mora da se menja obrnuto proporcionalno kubu njegovog rastojanja od centra Galaksije. Ovakav uslov teško da može da bude ispunjen, bez obzira na unutrašnje procese u jatu. Pri sasvim umerenom ekscentricitetu orbite globularnog jata od 1/3, maksimalno rastojanje jata bilo bi dva puta veće od minimalnog (1.18), što znači da bi njegova masa bila osam puta veća u perigalaktikumu nego u apogalaktikumu! Do promena u jatu u toku njegovog kretanja oko centra Galaksije nesumnjivo mora doći, međutim ispitivanja plimske interakcije uz pomoć numeričkih modela pokazuju da ove promene ni u kom slučaju nisu tako drastične (na primer [73]). Prema tome pretpostavku c) teško je prihvatiti, tim pre ako je u važnosti pretpostavka a), jer onda je ukupna masa jata skoncentrisana u manjim razmerama od plimskog radijusa, pa su samim tim veće promene u njegovoj masi u toku jednog perioda manje u izgledu. Pretpostavka b) za ispitivani efekt nije od uticaja. No, ona u krajnjem slučaju utiče na oblik formule (1.16). Naglasimo da će ona važiti, tj. da će polje sile u našoj Galaksiji biti polje

materijalne tačke, ako je u halou, tj. u prostoru gde se kreću globularna jata sadržan samo neznatan deo ukupne galaktičke mase. U protivnom pretpostavka b) neće biti ispunjena (o problemu ukupne mase haloa naše Galaksije bilo je govora u uvodu). Kako zasada ne možemo ovu pretpostavku diskutovati, pokušaćemo prvo određivanje mase globularnih jata čije smo mase određivali u prošloj glavi (1.16), ali sada bez uzimanja u obzir pretpostavke c). U tom slučaju umesto (1.16) treba primeniti formulu (1.15). Tada dobijamo za ω Cen $\mathcal{M} = 6,6 \times 10^6 \mathcal{M}_{\odot}$ ($R=8$ kpc), odnosno $\mathcal{M} = 1,3 \times 10^7 \mathcal{M}_{\odot}$ ($R=6,1$ kpc). Za M 15 interval mase kreće se od $(1,1-2,5) \times 10^6 \mathcal{M}_{\odot}$, u zavisnosti od usvojenog rastojanja Sunca od centra Galaksije i to se dobro slaže sa Cudworth-ovim rezultatom [9]. Najzad za M 3 se dobija masa veća od $1 \times 10^6 \mathcal{M}_{\odot}$, čak i kada se usvoji da mu je rastojanje od centra Galaksije jednako 13,4 kpc ($R_{\odot}=10$ kpc, $D=10,6$ kpc prema [44]). Dakle, u sva tri slučaja dobijaju se sasvim "pristojne" mase.

Ovakva situacija se medjutim ne javlja za jata NGC 6441 i NGC 6304, jer se njihova trenutna rastojanja od centra Galaksije malo razlikuju od perigalaktičkih rastojanja usvojenih u pododjeljku 8.3, pa se i sa formulom (1.15) dobijaju praktično iste vrednosti mase. Medjutim valja istaći, da je pretpostavka b) mnogo manje osnovana za njih nego za prethodna tri jata, jer se ona nalaze veoma blizu centra Galaksije, unutar tzv. centralne kondenzacije koja se prema [5] prostire 2,8 kpc od centra Galaksije u galaktičkoj ravni i 1,7 kpc u pravcu normale na istu ravan.

11.2. Orbite zvezda u globularnom jatu i formula (1.10). Na kraju prethodne glave istaknuto je da rezultate određivanja masa globularnih jata metodima Naumove i Ogorodnikova i preko plimskog radijusa (odjeljak 8) možemo tretirati tako kao da oni ukazuju na mogućnost većih masa globularnih jata nego što se obično smatra (na osnovu određivanja srednjeg kvadrata brzine putem virijalne teoreme). Pokušaćemo sada da ukažemo na moguće izvore potcenjivanja masa globularnih jata kada se one određuju preko srednjeg kvadrata brzine zvezda - članova.

Kao što je napred bilo rečeno, oblast globularnih jata unutar koje gustina opada sa izložiocem 3,5 naziva se prema [52] halo jata. Pošto je izložilac prostorne gustine za jedan veći od izložioca površinske, to znači da u slučaju jata kod kojih je izložilac površinske gustine oko 2,5 posmatramo njihov halo. Takav je slučaj bio kod jata M 15 i M 3 (za razliku od ω Cen čiji je izložilac oko 2,0).

Ako se kretanje pojedinačnih zvezda odvija po Kepler-ovim zakonima, tada na osnovu osobina centralnog kretanja, možemo napisati sledeći izraz za ukupnu mehaničku energiju zvezde

$$E = - \frac{G\mathcal{M}}{2a}, \quad (3.13)$$

gde je a velika poluosa putanje. Na osnovu zakona o održanju energije imamo

$$\frac{1}{2}v^2 - \frac{G\mathcal{M}}{r} = - \frac{G\mathcal{M}}{2a}. \quad (3.14)$$

v je brzina zvezde, \mathcal{M} masa globularnog jata (masu zvezde uzimamo,

kao i dosada da je jednaka jedinici). Ako mi posmatramo halo jata tada možemo smatrati da je za većinu zvezda optički radijus jata r_0 približno jednak njihovom apocentričnom rastojanju. Tada integral energije (3.14) daje

$$\frac{1}{2}v_A^2 - \frac{GM}{r_0} = - \frac{GM}{2a},$$

gde je v_A apocentrična brzina zvezde. Znajući vezu apocentričnog rastojanja i velike poluose $R_a = a(1+e)$, dobijamo (e ekscentricitet)

$$v_A^2 = \frac{GM}{r_0}(1-e).$$

Pošto mi posmatramo halo jata brzine v_A biće posmatrane brzine i njihova srednja vrednost će iznositi

$$\overline{v^2} = \frac{GM}{r_0}(1-\bar{e}), \quad (3.15)$$

gde je \bar{e} srednji ekscentricitet. Usled toga izraz za odredjivanje mase glasi

$$\mathcal{M} = \frac{r_0 \overline{v^2}}{G} \frac{1}{1-\bar{e}}. \quad (3.16)$$

Razlika izmedju poslednjeg izraza i izraza (1.10) je u tome što se u (3.16) javlja dopunski faktor $(1-\bar{e})^{-1}$. Pošto je srednji ekscentricitet uvek manji od 1, to množeći veličinu $r_0 \overline{v^2}/G$ sa $(1-\bar{e})^{-1}$ dobijamo veću masu nego u slučaju koji odgovara teoremi virijala (1.10). Naravno, teško je očekivati da srednji ekscentricitet bude veoma veliki, blizu jedinice, na primer. Prema tome masa izračunata preko (1.10) biće nekoliko puta manja od mase dobijene sa uzimanjem u obzir faktora $(1-\bar{e})^{-1}$, ali ne za red veličine.

Uzmimo primer M 3. Za to jato optički radijus iznosi oko 40 pc [17]. Neka to bude i apocentrična daljina. Srednji ekscentricitet ćemo dobiti, ako uzmemo u obzir da je radijus jata unutar koga se nalazi polovina mase $r_{hm} \approx 10$ pc [17], a radijus jezgra $r_c \approx 1$ pc [17], pa ćemo stoga pretpostaviti za rastojanje pericentra $r_p = 4$ pc, a odatle na osnovu (1.18) sledi $\bar{e} = 0,82$. Usvojimo li za masu vrednost, recimo, $4 \times 10^6 M_\odot$, preko (3.15) dobijamo da srednja kvadratska brzina iznosi oko 9 km s^{-1} , što odgovara srednjoj vrednosti radijalne brzine od oko 5 km s^{-1} (pretpostavlja se izotropija brzina), kao što je i dobijeno u [17]. Može se učiniti da je srednja vrednost ekscentriciteta preuveličana, ali ovde nisu uzeti u obzir efekti selekcije koji takodje doprinose potcenjivanju mase prilikom ovakvog načina određivanja. Radi se o efektu izazvanom namernom selekcijom kada se kao sigurni članovi globularnog jata uzimaju zvezde čija se radijalna brzina ne razlikuje mnogo od radijalne brzine jata kao celine (u [17] je radijalna brzina M 3 bila unapred poznata), kao i o efektu nenamerne selekcije koji potiče od mogućnosti samog posmatranja. Naime, u poljima globularnih jata možemo posmatrati samo džinove, a oni su po pravilu masivniji, pa se stoga očekuje da se sporije kreću u odnosu na centar jata od patuljaka (Agekyan, privatna komunikacija). U svakom slučaju izgleda da pitanje masa globularnih jata ne možemo smatrati rešenim i da su potrebna dalja istraživanja u tom pravcu.

Na kraju interesantno je pomenuti da za jato ω Cen i upotreba teoreme virijala daje veliku masu. Kod tog jata zapaža se tok prostorne gustine r^{-3} , što pokazuje da posmatrana oblast u neku ruku predstavlja prelaz od izotermalne ljuske (raspodela r^{-2}) ka raspodeli haloa $r^{-3,5}$. Tako su za ovo jato bile konstatovane srazmerno velike unutrašnje brzine (takodje i u [49]).

Još je Shapley primetio da postoji razlika medju globularnim jatima prema stepenu njihove koncentracije ka centrima tih sistema, i on je predložio razvrstavanje globularnih jata u dvanaest klasa kompaktnosti. Jata prve klase su najkompaktnija, a jata dvanaeste su najmanje kompaktna. ω Cen pripada VIII klasi, a ostala ispitivana jata pripadaju nižim klasama [4], tj. koncentracija njihovih zvezda ka njihovim centrima je jače izražena. Korišćena prebrojavanja se dobro slažu sa tim. Tako za ω Cen imamo opadanje površinske gustine sa drugim stepenom, a za M 15 i M 3 sa stepenima 2,4 i 2,6, respektivno. Prema tome smatramo korisnim da se ubuduće u svojstvu mere kompaktnosti koristi izložilac opadanja površinske gustine, odredjen iz prebrojavanja zvezda, umesto Shapley-jeve klase kompaktnosti.

G l a v a IV

PROSTORNA RASPODELA I ORBITE GLOBULARNIH JATA U GALAKSIJI

12. Prostorna raspodela globularnih jata u Galaksiji

12.1. Izučavanje prostorne raspodele. U odeljku 4 dato je izvodjenje formula za nalaženje ekscentriciteta putanja globularnih jata oko centra Galaksije prema [38]. U navedenom radu usvojeno je da su kretanja globularnih jata oko centra Galaksije čisto keplerovska. Kao što je već napomenuto, aproksimacija keplerovskog kretanja za globularna jata povezana je sa pitanjem raspodele mase u galaktičkom halou. Međutim, ekscentriciteti, budući da se nalaze u granicama 0-1 za objekte koji su u potencijalnoj jami naše Galaksije, ne trpe tako drastične izmene koje zavise od usvojenog polja sila.

Autori [38] su za sva jata usvojili istu vrednost apogalaktičke daljine - 20 kpc, polazeći od postavke o evoluciji Galaksije izložene u [42]. U poslednje vreme pojavilo se nekoliko članaka čiji autori ukazuju na razlike koje postoje između raznih grupa globularnih jata (na primer [63,64]). U tom smislu već je bilo reči o jatima grupa haloa i diska, gde su bile uzete u obzir njihove razlike u odnosu na hemijski sastav i fizičke karakteristike. Ali, u pomenutim radovima se iznosi

da postoje razlike i u prostornoj raspodeli ovih jata [5,25,61], a takodje i u kinematici [26]. Prema tome pretpostavka da su apogalaktička rastojanja svih globularnih jata ista, ne čini nam se pravilnom. U cilju nalaženja realnije raspodele apogalaktičkih rastojanja rešili smo da ispitamo prostornu raspodelu globularnih jata.

Iz podataka navedenih u radovima [5,61] vidi se da jata koja se nalaze bliže galaktičkoj ravni i centru Galaksije obrazuju spljošten podsistem. Nasuprot tome prema [25] sva globularna jata obrazuju sferni podsistem. Pošto smo raspolagali podacima iz poslednjeg rada, odlučili smo da iznova razmotrimo prostornu raspodelu globularnih jata koristeći se njima.

U [25] dati su podaci za većinu globularnih jata. Ona su razvrstana na sledeće tipove: H ("jata haloa"), siromašna teškim elementima; D ("jata diska"), bogata teškim elementima i h (medjutip). Za Sunce je bilo usvojeno da se nalazi u galaktičkoj ravni na rastojanju 9 kpc od centra Galaksije. Sva rastojanja globularnih jata koja se nalaze u tablicama XI-XIII dobijena su upravo za $R_{\odot}=9$ kpc.

Prostornu raspodelu smo ispitivali odvojeno za svaki tip globularnih jata. Za jata svakog tipa je određivano srednje rastojanje od centra Galaksije \bar{R} i srednje rastojanje jata od galaktičke ravni $|\bar{z}|$. Za slučaj sferne raspodele treba da bude: $\bar{R} \approx 3^{1/2} |\bar{z}|$, pošto su sve tri koordinate podjednako verovatne. Ako postoji znatnija razlika između \bar{R} i $3^{1/2} |\bar{z}|$, prostorna raspodela će se razlikovati od sferne. Spljoštenost date grupe određuje se na sledeći način. Oduzimajući \bar{z}^2 od

\bar{R}^2 dobijamo \bar{R}^2 , kvadrat srednjeg rastojanja od ose galaktičke rotacije za datu grupu. Pod pretpostavkom da su X i Y koordinate podjednako verovatne (koristi se isti koordinatni sistem kao u odeljku 8), dobijamo $\bar{X}^2 = \frac{1}{2}\bar{R}^2$ i tada će spljoštenost predstavljati odnos $|\bar{Z}|/|\bar{X}|$.

Pretpostavka da su X i Y podjednako verovatni protivreči podacima [25]. Za većinu jata za koja su dati podaci u [25] |X| je veće od |Y|. Prema [5] smatraćemo ovo za posledicu posmatračke selekcije. Sunce se nalazi približno u galaktičkoj ravni, srazmerno daleko od centra na osi X. Prema tome jata sa velikim vrednostima |Y| i malim vrednostima |X| su teško uočljiva. To je i bio razlog za Sharova [5,6] da da ocenu broja globularnih jata u Galaksiji, o kojoj je napred bilo reči (vidi uvod). Nama se ona čini preuveličanom i radije smo skloni da prihvatimo ocenu da u našoj Galaksiji ima oko 200 globularnih jata, približno kao u [3].

Tablica XI PODACI O GLOBULARNIM JATIMA TIPA D [25]

Globularno jato No NGC	104	6171	6287	6356	6362	6388	6637	6638	6723	6352	5927
R (kpc)	8,2	4,1	2,8	8,0	5,5	2,8	2,6	3,8	2,8	3,7	6,5
Z (kpc)	-3,0	2,5	1,3	2,9	-2,2	-1,3	-1,9	-1,5	-2,8	-1,3	0,3
Globularno jato No NGC	6304	6441	6712	6838							
R (kpc)	1,5	2,4	3,9	7,6							
Z (kpc)	0,7	-0,6	-0,6	-0,3	ΣR=66,2 kpc • $\bar{R}=4,41$ kpc						

... toga što medije $\Sigma|Z|=23,25$ kpc • $|\bar{Z}|=1,55$ kpc spljoštenost 0,53

U tablici XI nalaze se podaci za 15 globularnih jata tipa D za koja su galaktocentrična rastojanja i hemijski sastav poznato, prema rečima samog autora [25]. Za ostala jata tipa D (ima ih 15), ili rastojanje, ili hemijski sastav nisu sasvim poznati. Ipak, čak i da uzmemo u obzir nesigurne podatke o njima, opšti zaključak o srednjim rastojanjima i spljoštenosti se neće izmeniti.

Tablica XII PODACI O GLOBULARNIM JATIMA TIPRA H [25]

Globularno jato No NGC	1904	2419	4147	4590	4833	5024	5139	5272	5634	5694
R (kpc)	22,4	65,7	20,8	12,1	7,6	19,0	7,2	11,8	16,8	21,5
Z (kpc)	-7,7	24,3	17,7	7,4	-0,9	17,9	1,3	8,9	15,8	13,8
Globularno jato No NGC	5824	5904	6205	6229	6273	6293	6333	6341	6397	6541
R (kpc)	18,4	6,7	9,2	21,8	3,0	1,7	1,9	10,2	7,0	2,6
Z (kpc)	9,4	5,3	5,0	14,1	1,0	1,1	1,7	4,8	-0,5	-1,4
Globularno jato No NGC	6715	6752	6779	6934	7006	7078	7089	7099	5053	5466
R (kpc)	8,2	5,8	8,0	11,8	32,8	9,8	10,6	7,6	16,2	14,4
Z (kpc)	-4,0	-2,1	0,7	-4,7	-11,6	-3,9	-6,8	-5,8	14,8	12,7
Globularno jato No NGC	5897	6809	7492	6656						
R (kpc)	6,5	4,1	18,7	6,1	$n=34 \quad \Sigma R=448 \text{ kpc} \Rightarrow \bar{R}=13,18 \text{ kpc}$					
Z (kpc)	5,8	-2,6	-17,0	-0,4	$\Sigma Z =254,9 \text{ kpc} \Rightarrow \bar{Z} =7,5 \text{ kpc} \quad \bar{R}/ \bar{Z} =1,62$					

Za jata tipa D (tablica XI) dobija se najveća spljoštenost. To je zbog toga što medju njima nema takvih čije je rastojanje

od galaktičke ravni veće od 3 kpc, dok rastojanja od centra Galaksije dostižu 7-8,5 kpc.

Tablica XIII PODACI O GLOBULARNIM JATIMA TIPa h [25]

Globularno jato No NGC	288	362	1261	1851	2298	2808	5286	5986	6093	6139
R (kpc)	14,3	10,0	18,1	16,9	17,9	15,6	9,5	5,6	3,2	3,3
Z (kpc)	-11,0	-6,3	-12,5	-6,6	-3,4	-2,8	2,4	2,7	3,0	1,2
Globularno jato No NGC	6218	6254	6402	6426	6517	6539	6584	4372	6144	6535
R (kpc)	5,2	5,1	3,9	10,8	3,6	4,1	4,0	6,7	2,8	4,4
Z (kpc)	2,3	1,9	2,1	4,8	1,2	0,7	-2,8	-1,0	2,5	1,5
Globularno jato No NGC	6522	6626								
R (kpc)	2,4	3,4								
Z (kpc)	-0,4	-0,6								

$n=22, \quad \Sigma R=170,8 \text{ kpc} \rightarrow \bar{R}=7,76 \text{ kpc}$
 $\Sigma |Z|=73,7 \text{ kpc} \rightarrow \bar{|Z|}=3,35 \text{ kpc spljoštenost } 0,67$

Za jata tipa H (vidi tablicu XII, gde su unesena samo ona jata čije rastojanje i hemijski sastav možemo smatrati pouzdanim prema [25]) primećuje se sferna raspodela, pošto je odnos $\bar{R}/|\bar{Z}|$ blizak $3^{1/2}$. U [5] se navodi da i H-jata koja se nalaze bliže galaktičkoj ravni i centru pokazuju elipsoidalnu prostornu raspodelu. Ovaj rezultat je dobijen korišćenjem podataka iz Karkinovog kataloga globularnih jata. U našem radu se koriste Woltjer-ovi podaci [25]. Za jata tipa D pokazalo se da se dobijaju približno jednaki rezultati kao u [5]. U cilju provere za jata tipa H ova smo jata podelili u tri grupe: a) jata čija

su rastojanja od centra Galaksije $0 < R \leq 8$ kpc; b) $8 < R \leq 16$ kpc; c) $16 < R \leq 24$ kpc. Jata čija su rastojanja veća nismo uzimali u obzir jer su malobrojna. Gornja granica za prvu grupu je izabrana zbog toga što među jatima tipa D nema onih čija su rastojanja veća od 8 kpc. Rezultati analize za globularna jata tipa H dati su u tablici XIV.

Tablica XIV. REZULTATI ANALIZE ZA
GLOBULARNA JATA TIPa H

Grupa	1	2	3
n	14	9	9
\bar{R} (kpc)	5,41	10,9	19,5
$ \bar{z} $ (kpc)	2,19	6,5	14,2
Spljošt.	0,63	1,04	1,51

Objašnjenja: brojevi grupa 1, 2, 3 označavaju intervale rastojanja 0-8, 8-16, 16-24, respektivno; n je broj jata

Tako smo dobili interesantan rezultat: dok za jata tipa H koja se nalaze blizu centra Galaksije imamo spljoštenost, ne mnogo različitu od one koja se sreće kod tipa D, kod onih srednjih rastojanja sreće se sferna raspodela, a daleka jata obrazuju izduženi elipsoid čija je mala poluosa u galaktičkoj ravni. Utvrđena raspodela ne može biti posledica posmatračke selekcije, jer su jata srednjih i velikih rastojanja dalja od centra Galaksije nego što je Sunce (tablica XIV), a takva jata su uglavnom sa iste strane od centra Galaksije kao Sunce (isti znak koordinate X; vidi [25]), pa ih mi posmatramo u pravcu

anticentra, gde je medjuzvezdana apsorpcija slaba, u svakom slučaju slabija nego kada posmatramo u pravcu centra Galaksije.

U tablici XIII prikazana je prostorna raspodela globularnih jata tipa h. Kao i za prethodna dva tipa u obzir su uzeta samo ta jata za koja imamo pouzdan hemijski sastav i rastojanje. Imajući u vidu osobine raspodele jata tipa H, sproveli smo sličnu analizu i za jata tipa h. Pošto njih ima manje nego jata tipa H, podelili smo ih u dve grupe: $R < 10$ kpc i $R > 10$ kpc. Tada dobijamo:

Grupa 1: rastojanja $R < 10$ kpc	Grupa 2: rastojanja $R > 10$ kpc
Broj jata 15	Broj jata 7
$\bar{R} = 4,48$ kpc, $ \bar{Z} = 1,75$ kpc	$\bar{R} = 14,8$ kpc, $ \bar{Z} = 6,77$ kpc
Spljoštenost 0,60	Spljoštenost 0,73.

Premda smo ispitivali samo ona jata čiji su hemijski sastav i rastojanje od centra Galaksije pouzdano poznati, može se pokazati da i kada uzmemo u obzir jata za koja bilo hemijski sastav, bilo rastojanje nisu sasvim poznati, zaključci se neće izmeniti. Tako "unutrašnja" jata (R manje od približno 8-10 kpc) obrazuju spljošten podsistem, a ostala sferni ili istegnuti. Takav zaključak ukazuje na to da se ne može prihvatiti jedno te isto apogalaktičko rastojanje za sva globularna jata.

12.2 Diskusija uticaja usvojenog rastojanja Sunca od centra Galaksije. Rastojanja svih jata koja se nalaze u tablicama odgovaraju rastojanju Sunca od centra Galaksije $R_{\odot} = 9$ kpc. U astronomskoj literaturi u svojstvu rastojanja Sunca od centra Galaksije često se navode vrednosti $R_{\odot} = 10$ kpc i $R_{\odot} = 8$ kpc, ili čak $R_{\odot} = 7$ kpc [57].

Pošto se Sunce nalazi na osi X, to usled promene njegovog rastojanja do centra Galaksije menjaju se samo X-koordinate jata, tako što: ako se jato nalazi na suprotnoj strani od Sunca, njegova koordinata X se povećava kada se smanjuje rastojanje Sunca od centra Galaksije i obrnuto za jato koje se nalazi sa iste strane kao Sunce.

Tablica XV SREDNJE GALAKTOCENTRIČNO RASTOJANJE DATIH GRUPA GLOBULARNIH JATA U ZAVISNOSTI OD USVOJENE VREDNOSTI R_{\odot}

$R_{\odot} = 7 \text{ kpc}$		$R_{\odot} = 8 \text{ kpc}$		$R_{\odot} = 10 \text{ kpc}$	
grupa	$\bar{R} \text{ (kpc)}$	grupa	$\bar{R} \text{ (kpc)}$	grupa	$\bar{R} \text{ (kpc)}$
D	4,0	D	4,2	D	4,8
h 1	4,0	h 1	4,2	h 1	4,9
h 2	14,0	h 2	14,4	h 2	15,3
H 1	4,3	H 1	4,8	H 1	6,1
H 2	10,3	H 2	10,6	H 2	11,3
H 3	19,3	H 3	19,4	H 3	19,7

Kao što se iz tablica XI-XV vidi, razlika srednjih rastojanja za različite vrednosti R_{\odot} u odnosu na slučaj $R_{\odot} = 9 \text{ kpc}$ praktično ne prelazi 1 kpc, a u većini slučajeva 0,5 kpc. Treba ovome dodati da se ovaj efekt manifestuje i zbog posmatračke selekcije. Broj jata čiji su znaci koordinate X različiti nije jednak. Ako bi bio jednak, tada promena R_{\odot} za 1 kpc ne bi uopšte uticala na srednje rastojanje grupe, zbog toga što kod jata jednog znaka, na primer negativnog, koordinate X bi se povećale, a kod drugih suprotnog znaka bi se smanjile. Samim

tim promenila bi se i galaktocentrična rastojanja - kod prvih bi se povećala, a kod drugih smanjila. Efekt posmatračke selekcije osobito se manifestuje u slučaju bliskih jata tipa H (H 1 u tablici XV). Ona još nisu tako daleko od galaktičke ravni i tako je najlakše da se otkriju samo ona čiji je znak koordinate X isti kao kod Sunca i ona za koja su vrednosti $|Y|$ male. Prema tome, naš je zaključak da je uticaj izbora rastojanja Sunca od centra Galaksije na rezultate našeg istraživanja prostorne raspodele globularnih jata neznatan i da je povoljno usvojiti $R_{\odot} = 9$ kpc. Ovo rastojanje nalazi se otprilike na sredini intervala koji se obično prihvata za rastojanje Sunca od centra Galaksije.

13. Ekscentriciteti orbita globularnih jata

13.1. Jata tipa D. S obzirom na postojeće razlike između raznih grupa globularnih jata, odlučili smo da ih ispituјemo posebno prilikom primene metoda House-a i Wiegandt-a (vidi odeljak 4).

Prema drugom Kepler-ovom zakonu jata se kreću sporo u okolini svog apogalaktičkog položaja i zbog toga je verovatnije, da se ona u celini gledano nalaze bliže apogalaktičkom položaju nego perigalaktičkom. To znači, da se njihova trenutna galaktocentrična rastojanja ne razlikuju mnogo od njihovih apogalaktičkih rastojanja. Pošto je 8 kpc maksimalno rastojanje od centra Galaksije za jata ove grupe (tablica XI), odlučili smo

se da ga usvojimo u svojstvu apogalaktičkog rastojanja za jata tipa D (podaci za njih u tablici XI).

U [38] ekscentriciteti orbita globularnih jata su dobijeni kao funkcije brzina jata duž ose X, pa su stoga mogle biti izračunate samo granice ekscentriciteta u zavisnosti od granica za vrednosti komponente brzine \dot{X} (vidi pododeljak 4.2.). Medjutim u poslednje vreme pojavili su se radovi [26,74] u kojima se navode rezultati koji govore u prilog tome da se pri kretanju različitih grupa globularnih jata u odnosu na centar Galaksije ispoljavaju neke posebne karakteristike, pa se na osnovu njih može pokušati odredjivanje najverovatnije vrednosti za brzinu \dot{X} , a samim tim i za ekscentricitet. Vrednost \dot{X} možemo naći, ako iskoristimo identitet $\Pi^2 + \theta^2 = \dot{X}^2 + \dot{Y}^2$, a pri tom znamo položaj projekcije jata na galaktičku ravan i uzmemo u obzir moguće vrednosti Π i θ prema [74] (Π i θ su radijalna i tangencijalna komponenta brzine u galaktičkoj ravni). U cilju provere mogu se koristiti vrednosti radijalnih brzina [25], imajući u vidu njihove rezidualne vrednosti [26]. Tako su dobijene vrednosti brzina \dot{X} , date u tablici XVI. To su, po našem mišljenju, najverovatnije njihove vrednosti za jata tipa D. Odgovarajuće vrednosti ekscentriciteta su takodje najverovatnije.

Za vrednosti brzina LSM usvojeno je $\dot{X}_{\odot} = \dot{Z}_{\odot} = 0$, $\dot{Y}_{\odot} = 225 \text{ km s}^{-1}$ [25], s obzirom na njegovo rotaciono kretanje i to da je osa X pravac njegovog radijusa, $X_{\odot} = -R_{\odot} = -9 \text{ kpc}$.

Tablica XVI REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA
GLOBULARNA JATA TIP A

Globularno jato No NGC	e	\dot{X} (km s^{-1})	Komentar
6171	0,34	-60	$\dot{X} \approx \Pi$
6362	0,62	35	ekscentricitet je dobijen kao srednja vrednost iz dve vrednosti koje odgovaraju $\dot{X} = -120 \text{ km s}^{-1}$ i $\dot{X} = 120 \text{ km s}^{-1}$
6388	0,53	100	
6637	0,59	50	$\dot{X} \approx \Pi$, dopušta se mogućnost $\dot{X} > 50$
6638	0,55	65	dopušten ceo interval -25 - 130 za \dot{X} , ekscentricitet dobijen kao srednja vrednost
6723	0,52	60	$\dot{X} \approx \Pi$, ali ne utiče mnogo na e ; e praktično posledica usvojenog R_a
5927	0,53	-85	ne mogu se isključiti pozitivne vrednosti \dot{X} ; vrednost 2,5 kpc za perigalaktičko rastojanje čini nam se sasvim realna
6304	0,71	-90	
6441	0,66	-100	
6712	0,49	-120	
6838	0,35	0	

Izuzeci su jata NGC 104 i NGC 6356 čija su rastojanja od centra Galaksije veća od 8 kpc i NGC 6287 i NGC 6352 za koja nije data radijalna brzina u [25]. Srednji ekscentricitet za jata iz tablice XVI iznosi 0,54.

Međjutim, jedinstvena vrednost $R_a = 8$ kpc za sva jata teško da može da bude realna. Prema tome nije slučajno što se najveće vrednosti za ekscentricitet sreću kod jata NGC 6304 i NGC 6441 koja su najbliža centru Galaksije. Vrlo je verovatno da su

njihova apogalaktička rastojanja manja od 8 kpc. Posredstvom tablice XVI možemo dobiti perigalaktička rastojanja globularnih jata tipa D. U takvom slučaju imamo sledeće grupisanje jata:

- a) jata sa malim perigalaktičkim rastojanjima ($R_p \leq 1,5$ kpc) - NGC 6304 i NGC 6441;
- b) jata srednjih perigalaktičkih rastojanja ($1,5 < R_p \leq 2,5$ kpc) - NGC 6723, NGC 6638, NGC 6637, NGC 6388, NGC 6362 i NGC 5927;
- c) jata sa velikim perigalaktičkim rastojanjima ($R_p > 2,5$ kpc) - NGC 6171, NGC 6712 i NGC 6838.

Na sličan način kao u [38] dobili smo formule pomoću kojih možemo odrediti vrednost ekscentriciteta orbite jata, ako znamo njegove koordinate, radijalnu brzinu, brzinu \dot{X} i perigalaktičko rastojanje

$$e = A_0 - (A_0^2 + B_0)^{1/2},$$

$$A_0 = \frac{-R_p R + R^2 + \frac{1}{2} R_p (\dot{R}R)^2 / GM}{R^2 - R_p^2} \quad B_0 = - \frac{(R - R_p)^2 + R_p (\dot{R}R)^2 / GM}{R^2 - R_p^2} \quad (4.1)$$

Koristeći sada dato perigalaktičko rastojanje možemo ispitati promenu apogalaktičkog rastojanja (ekscentriciteta) u zavisnosti od promene brzine \dot{X} .

Tako na primer, za dva jata koja se odlikuju malim perigalaktičkim rastojanjima NGC 6304 i NGC 6441 dobijamo: za prvo od njih za vrlo verovatno $R_p = 1,3$ kpc (zbog njegovog malog rastojanja od centra Galaksije) ekscentricitet brzo teži 1 izvan intervala $\dot{X} \in [-140, 40]$ i prema tome e teško da može biti veće od

0,6-0,65, tj. $R_a=5,2-6,1$ kpc; takodje se pokazuje za NGC 6441 $e=0,6-0,65$ (skoro najveće) za $R_p=1,5$ kpc, tj. $R_a=6-7$ kpc. Za njega imamo da je teško isključiti male vrednosti \dot{X} (bliske 0) tako smatramo da je vrednost 7 kpc gornja granica apogalaktičkog rastojanja za NGC 6441.

Za globularna jata srednjeg perigalaktičkog rastojanja možemo napisati sledeće. Za NGC 5927, kao što je već rečeno dobili smo perigalaktičko rastojanje od 2,5 kpc. Za NGC 6723 biće po svoj prilici $R_p=2$ kpc i $R_a=6$ kpc ($e \leq 0,5$), čini se štaviše da je i $R_a=4,5$ kpc još uvek realno. Za NGC 6638 za veoma verovatno $R_p=2$ kpc $e=0,55$ je gornja granica ($R_a=6,9$ kpc). Donja granica $e=0,31$ se dobija za apogalaktičko rastojanje od 3,8 kpc, jednako trenutnom galaktocentričnom rastojanju tog jata. U slučaju NGC 6637 usled malog galaktocentričnog rastojanja (2,6 kpc) verovatnije je da je $R_p=1,8$ kpc nego 2 kpc, za $\dot{X} \in [40,60]$ tj. $e \in [0,42; 0,58]$. U slučaju NGC 6388 vrednost 2 kpc za perigalaktičko rastojanje izgleda u dovoljnoj meri sigurna i pri tom vrednost $e=0,53$ je gornja granica zato što \dot{X} teško može da prevaziđe 120 km s^{-1} . Smatrajući mogućim ceo interval brzina $-120 < \dot{X} < 120$ za NGC 6362, dobijamo da e po svoj prilici iznosi 0,60-0,65. Za $R_p=2$ kpc ekscentricitet putanje ovog jata ne može biti manji od 0,47.

Najzad za jata sa velikim perigalaktičkim rastojanjima situacija je sledeća. Za NGC 6171 perigalaktičko rastojanje može da dostigne čak 3,5 kpc zato što je vrlo malo verovatno da je \dot{X} veće od -30 km s^{-1} i $e < 0,3$. Tako na primer za $R_p=3,5$ kpc i

$\dot{X} = -30 \text{ km s}^{-1}$ dobijamo $e = 0,31$. Mali ekscentricitet za poslednje jato nam se čini veoma verovatnim. Za NGC 6712 vrednost $R_p = 2,6$ kpc je gornja granica, u isto vreme kada je vrednost R_a oko 8 kpc. Tada će e biti 0,5-0,55, ili u krajnjem slučaju 0,41-0,64. Za \dot{X} se čini da se nalazi u granicama $-160 \leq \dot{X} \leq 100$. Za NGC 6838 dobijamo $e = 0,35$ zbog toga što je njegovo galaktocentrično rastojanje 7,6 kpc - blizu 8 kpc. Ako usvojimo $\dot{X} = 0 \text{ km s}^{-1}$, dobijamo $e = 0,45$ za $R_p = 3$ kpc. Drugim rečima ekscentricitet njegove orbite nalazi se približno u istim granicama, kao i kod ostalih jata date grupe.

Na dati način mogli smo da pokušamo i određivanje ekscentriciteta orbita jata NGC 104 i NGC 6356. Za njih je dobijeno da R_p teško da može biti veće od 3 kpc, zbog toga što za $e > 0,5$ R_a teži ka velikim vrednostima 9-10 kpc i više. Na osnovu rezultata, ovde datog, izučavanja prostorne raspodele globularnih jata tipa D čini nam se da su tako velike vrednosti apogalaktičkih rastojanja vrlo malo verovatne.

Kao konačan zaključak za celu grupu globularnih jata tipa D navodimo sledeće:

- a) $R_p \leq 3$ kpc, moguć izuzetak NGC 6171 za koje R_p može da dostigne 3,5 kpc;
- b) $R_a \leq 8$ kpc sa izuzecima NGC 104 i NGC 6356 kod kojih može biti malo veće;
- c) najmanje ovde dobijeno perigalaktičko rastojanje je 1,3 kpc (NGC 6304);
- d) minimalna vrednost apogalaktičkog rastojanja je po svoj

prilici 5 kpc ili u krajnjem skučaju 4,5 kpc;

e) granice za ekscentricitet orbita iznose $0,30 \leq e \leq 0,65$.

13.2. Globularna jata tipa H grupa $R \leq 8$ kpc. Uzimajući u obzir okolnost da je srednja vrednost njihovih galaktocentričnih rastojanja (tablica XIV) malo veća nego za jata prethodne grupe (tablica XI), rešili smo da usvojimo za ovu grupu $R_a = 9$ kpc. Na isti način kao u pododeljku 13.1 dobijamo ekscentricitete orbita ovih jata. Rezultati se nalaze u tablici XVII.

Tablica XVII REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA
GLOBULARNA JATA TIP A H $R \leq 8$ kpc

Globularno jato No NGC	e	$\dot{X} (\text{km s}^{-1})$	Komentar
4833	0,57	130	
5139	0,45	145	to je ω Cen
5904	0,56	-80	$\dot{X} \approx \Pi$
6273	0,63	80	$\dot{X} \approx \Pi$ (ne može se isključiti mogućnost suprotnog znaka \dot{X}); u svakom slučaju e je veliko
6293	0,70	-80	dopuštaju se otkloni za \dot{X} od po 40 km s^{-1} na obe strane
6333	0,69	200	brzina može biti manja
6397	0,36	-80	$\dot{X} \approx \Pi$
6541	0,82	0	velike otklone \dot{X} od ove vrednosti ne možemo isključiti
6752	0,55	-125	u granicama $\dot{X} -125 \text{ km s}^{-1}$ i -25 km s^{-1} e je oko 0,5, izvan njih brzo opada
7099	0,37	10	
6779	0,54	-150	teško je oceniti brzinu, može da bude i veća, dok e ostaje u granicama 0,5-0,65
6809	0,71	-100	
6656	0,52	90	$\dot{X} \approx \Pi$, ili malo veće

Srednja vrednost ekscentriciteta za jata iz tablice XVII iznosi $\bar{e}=0,57$. U tablici XVII nema rezultata za jato NGC 5897 zato što u [25] nije za njega navedena radijalna brzina. Na osnovu dobijenih perigalaktičkih rastojanja može se načiniti sledeća klasifikacija:

- a) mala perigalaktička rastojanja ($R_p < 2$ kpc) - NGC 6809, NGC 6541, NGC 6333 i NGC 6293;
- b) srednja perigalaktička rastojanja ($2 < R_p < 3$ kpc) - NGC 6273, NGC 4833, NGC 5904, NGC 6752, NGC 6779 i NGC 6656;
- c) velika perigalaktička rastojanja ($R_p > 3$ kpc) - NGC 5139, NGC 7099 i NGC 6397.

Za pojedinačna jata možemo reći.

a) NGC 6293 - usled male razlike $|R_p - R|$ (tablica XII) perigalaktička analiza (4.1) ne daje jasnu predstavu o veličini ekscentriciteta. Ipak, čini se da je $e=0,7$ u mnogome posledica velike vrednosti $R_a=9$ kpc, usvojene za ovo jato. Prema tome R_p i e mogu biti manji. Po svoj prilici R_p iznosi 1,2 kpc i R_a oko 6,8 kpc, čak i manje. To isto može se reći i za NGC 6333, za koje za $R_p=1,3-1,5$ kpc, e iznosi 0,4-0,7. Za NGC 6541 može se reći da je ekscentricitet stvarno velik, ali ne toliko, kao što piše u tablici XVII. Po svoj prilici vrednost ekscentriciteta je 0,7 i $R_p=1,2$ kpc, a \dot{X} je malo veće od nule. Za NGC 6809 izgleda da je veoma verovatno da ekscentricitet iznosi kao u tablici XVII, tj. oko 0,7.

b) Za NGC 4833 gornja granica ekscentriciteta je 0,67 ($R_p=2$ kpc, $R_a=10$ kpc), a donja granica je malo manja od 0,57, vrednosti

navedene u tablici XVII. Za NGC 5904 tablična vrednost $e=0,56$ je realna, premda e može biti manje. Za poslednju vrednost R_a i R_p iznose 9 kpc i 2,5 kpc, respektivno. Za NGC 6273 postoji oštra protivrečnost između pozitivnih i negativnih vrednosti \dot{X} . Usled toga biće $R_a=6-8$ kpc i $R_p=1,5-2$ kpc i odatle je verovatno da je $e=0,6$. Temeljitiše istraživanje daje čitav interval za ekscentricitet $e \in [0,39; 0,69]$ u slučaju NGC 6752. Najverovatnije je, izgleda, da je R_a oko 8 kpc, a $R_p=2,6$ kpc ($e=0,51$). Ekscentricitet orbite za NGC 6779 se nalazi u granicama 0,50-0,61, a $R_p=2,7$ kpc, što je uglavnom u saglasnosti sa tablicom XVII. U slučaju NGC 6656 razmatrane su obe mogućnosti za znak veličine \dot{X} . U takvom slučaju za $R_p=2,6$ kpc dobijamo $e=0,42-0,50$. Vrednost oko 0,5 smatramo realnom.

c) Najpre da podvučemo dobru saglasnost u određivanju ekscentriciteta za ω Cen (vidi glavu II). Što se tiče NGC 6397 mala vrednost ekscentriciteta njegove orbite (tablica XVII) je uglavnom posledica male razlike $R_a - R_p$. Ona je u stvarnosti veća. Za $R_p=3,5$ kpc, ako usvojimo za $\dot{X} - 80 \text{ km s}^{-1}$, dobijamo $e=0,37-0,41$, a za $R_p=3$ kpc e teži ka 0,5. Najzad možemo reći da za NGC 6397 $R_p=3-3,5$ kpc, $e=0,35-0,50$ i odatle $R_a=7-9$ kpc. U slučaju NGC 7099 se čini da je po svoj prilici $R_p=3,5$ kpc i tada ako se usvoji za \dot{X} interval 10-100 km s^{-1} , dobijamo za e granice 0,41 i 0,62.

Kao konačan zaključak za celu grupu možemo navesti:

$1,2 < R_p < 3,5$ kpc; $0,35 \leq e < 0,70$; $7 < R_a < 10$ kpc. Izuzeci su retki.

13.3. Globularna jata tipa H grupa $8 < R \leq 16$ kpc. Budući da je za rastojanja ovih jata od centra Galaksije $R=15$ kpc gornja granica (tablica XII), odlučili smo da ovu vrednost usvojimo u svojstvu apogalaktičkog rastojanja za celu grupu. Rezultati izračunavanja dati su u tablici XVIII.

Tablica XVIII REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA GLOBULARNA JATA TIP A H $8 < R \leq 16$

Globularno jato No NGC	e	\dot{X} (km s^{-1})	Komentar
4590	0,69	-205	za ne mnogo različitu vrednost $\dot{X}=-160 \text{ km s}^{-1}$ e dostiže 0,96!
5272	0,60	160	to je M 3 (vidi glavu II)
6205	0,52	100	
6341	0,59	-100	korišćeni podaci [10]
6715	0,98	0	vrednost e je gornja granica, zato što nam se čini malo verovatnom mogućnost $\dot{X} < 0$
6934	0,48	-150	teško je isključiti mogućnost otklona \dot{X} za 50 km s^{-1} na obe strane
7078	0,61	-115	to je M 15
7089	0,60	180	ocena znaka za \dot{X} je manje sigurna od ocene aposlutne vrednosti

Srednji ekscentricitet za ovu grupu iznosi 0,62. Radijalna brzina jata NGC 5466 je nepoznata prema [25].

Ovde su osobito interesantni slučajevi jata NGC 4590 i NGC 6715. Kod prvog jata čak i male izmene \dot{X} mogu da dovedu do značajnih izmena ekscentriciteta njegove orbite. Ipak, posle temeljne analize na osnovu (4.1) došli smo do zaključka da

je vrlo malo verovatno da je $e > 0,8$. U slučaju NGC 6715 $e > 1$ samo za $\dot{X} < 0$. Ako usvojimo $R_p = 2$ kpc, dobijamo: $e = 1,01$ za $\dot{X} = -200$ km s⁻¹, $e = 0,97$ za $\dot{X} = -100$ km s⁻¹, $e = 0,7$ za $\dot{X} = 100$ km s⁻¹ i $e = 0,63$ za $\dot{X} = 200$ km s⁻¹. Ako bismo razmatrali sve četiri mogućnosti kao ravnopravne, dobili bismo za srednji ekscentricitet NGC 6715 0,83. Medjutim, analiza njegovog položaja u okviru rezultata [26,74] navodi na zaključak da su pozitivne vrednosti \dot{X} verovatnije i prema tome da je vrednost 0,8 gornja granica za njegov ekcentricitet.

U slučaju NGC 6934 R_p može da bude i 4 kpc. Tada će e , ako se za \dot{X} usvoji da je iz intervala (-200, -100), biti po svoj prilici jednako 0,56, tj. $R_a = 14,2$ kpc. Za ostala jata mogu se usvojiti vrednosti ekscentriciteta, već navedene u tablici XVIII, kao konačne.

Opšti zaključak za celu grupu: granice ekscentriciteta su 0,4 i 0,8, dok se perigalaktičko rastojanje nalazi u granicama 2 kpc i 5 kpc, sa retkim izuzecima i više od 5 kpc (5-6 kpc). Interesantno je da su apogalaktička rastojanja za sva jata približno jednaka 14-15 kpc.

13.4. Globularna jata tipa H grupa $16 < R_s < 24$ kpc. Za njih je usvojena vrednost apogalaktičkog rastojanja $R_a = 25$ kpc. Rezultati izračunavanja nalaze se u tablici XIX.

Tablica XIX REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA
GLOBULARNA JATA TIPA H $16 < R < 24$ kpc

Globularno jato No NGC	e	\dot{X} (km s^{-1})	Komentar
1904	0,83	-140	znak odredjen na osnovu znaka radialne brzine
4147	0,46	120	
5024	0,78	25	
5634	0,55	0	
5694		.	ekscentricitet veći od 1
5824	0,90	-85	za mnoge vrednosti \dot{X} e je veće od 1
6229	0,55	-100	za mnoge vrednosti \dot{X} e je veće od 1

Srednji ekscentricitet za ovu grupu iznosi 0,66 ako se ne uzme u obzir NGC 5694. Za dva jata ove grupe NGC 5053 i NGC 7492 nismo našli radialne brzine u [25]. Prema tome u tablici XIX nema rezultata za njih.

Za jato NGC 5694 dobijamo ekscentricitet manji od 1 za $R_a = 25$ kpc tek kada je $\dot{X} < -574 \text{ km s}^{-1}$, dok odvojna brzina za njegovo rastojanje od centra Galaksije iznosi samo 288 km s^{-1} . Štaviše, za vrednost apogalaktičkog rastojanja od 100 kpc za ekscentricitet NGC 5694 dobijamo 0,94, ako dopustimo graničnu mogućnost $\dot{X} = -288 \text{ km s}^{-1}$. Na osnovu rečenog jasno je da ovo jato odlazi daleko izvan granica naše Galaksije. Upravo takav rezultat dobijen je i u [38]. Što se tiče ostalih jata možemo reći da se javljaju jata malog ekscentriciteta ($R_p = 7-11$ kpc) - NGC 4147, NGC 5634 i NGC 6229 i jata velikog ekscentriciteta ($R_p = 2-5$ kpc) - NGC 1904, NGC 5024 i NGC 5824.

Izračunavanja na osnovu (4.1) pokazuju da velika vrednost R_p nije tako realna u slučaju NGC 4147. Verovatnije je da se R_p nalazi u granicama 6-7 kpc. Interesantno je da apogalaktičko rastojanje ovog jata može da bude veće od 25 kpc i prema tome i ekscentricitet može biti veći, na primer 0,55 i više, čak 0,90. Za NGC 5634 dobijamo različite vrednosti ekscentriciteta u zavisnosti od usvojene vrednosti za R_p - $e=0,37-0,99$. Sve u svemu, naš zaključak je da je verovatno $R_a > 25$ kpc, a $R_p=5-7$ kpc. U slučaju NGC 6229 ekscentricitet orbite se menja u granicama: za $R_p=3$ kpc $e=0,76-0,80$, za $R_p=5$ kpc $e=0,63-0,70$, za $R_p=7$ kpc $e=0,51-0,61$, za $R_p=9$ kpc $e=0,41-0,56$. R_a je uvek 24-26 kpc. Prema tome ako usvojimo $R_a=25$ kpc i da je \dot{X} jednako srednjoj vrednosti između kružne i odvojne brzine s negativnim predznakom, dobijamo $R_p=6$ kpc, tj $e=0,61$. Kriterijum za određivanje znaka \dot{X} bila je radijalna brzina [25], a pri tom je uzet u obzir i položaj ovog jata.

Za NGC 1904 izlazi da je apogalaktičko rastojanje oko 25 kpc za razne vrednosti R_p , kao i u slučaju NGC 6229. Velika vrednost ekscentriciteta, približno kao u tablici XIX, čini se realnom. U slučaju NGC 5024 apogalaktičko rastojanje se menja u granicama 28-47 kpc u zavisnosti od usvojenog perigalaktičkog rastojanja. Verovatan interval za R_p iznosi 3-9 kpc. Za NGC 5824 veoma malo je verovatno da je $R_a \leq 25$ kpc. Ono može da dostigne i 100 kpc.

Opšti zaključak za celu grupu: vrednost apogalaktičkog rastojanja od 25 kpc je donja granica. Ekscentriciteti su veliki 0,45-0,90. Gornja granica apogalaktičkog rastojanja je 50 kpc, osim za NGC 5824 i NGC 5694.

13.5. Globularna jata tipa h grupa R<10 kpc. Usvojena vrednost apogalaktičkog rastojanja iznosi 10 kpc. Rezultati izračunavanja nalaze se u tablici XX.

Tablica XX REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA
GLOBULARNA JATA TIPa h R<10 kpc

Globularno jato No NGC	e	\dot{X} (km s ⁻¹)	Komentar
5286	0,47	-175	$\dot{X} \approx 0$, rezultat je dobijen preko potpune analize
5986	0,34	-135	
6093	0,77	160	ovakav rezultat može se dobiti i sa suprotnim znakom \dot{X}
6139	0,82	170	$\dot{X} \approx 0$
6218	0,57	140	sa suprotnim znakom \dot{X} dobija se malo različita vrednost za e
6254	0,54	110	sa suprotnim znakom \dot{X} dobija se malo različita vrednost za e
6402	0,70	-100	
6584	0,43	100	
4372	0,45	-130	
6626	0,60	130	

Srednji ekscentricitet grupe iznosi 0,57. Ovde nisu uzeta u obzir jata NGC 6517, NGC 6539, NGC 6144, NGC 6535 i NGC 6522 za koje nisu date radijalne brzine u [25]. Medju jatima ove grupe pojavljuju se i jata sa velikim ekscentricitetom (NGC 6093 i 6139) i jata sa malim ekscentricitetom (NGC 5986 i NGC 6584). Za ekscentricitete ostalih jata možemo reći da su umereni.

Temeljnija analiza (4.1) pokazuje da su veliki ekscentriciteti za NGC 6093 i NGC 6139 u mnogome posledica njihovih malih galaktocentričnih rastojanja u odnosu na usvojeno apogalaktičko rastojanje od 10 kpc. Za NGC 6093 apogalaktičko rastojanje je zaista blizu 10 kpc, ali nije veće, dok R_p iznosi 1,5 kpc u krajnjem slučaju 2 kpc, a to znači da je 0,7 gornja granica ekscentriciteta. Za NGC 6402 izlazi da se R_p nalazi u granicama 1-2 kpc, dok je $e=0,65-0,70$ za $\dot{X}>100 \text{ km s}^{-1}$. NGC 6626 je jato čija je orbita umereñog ekscentriciteta (gornja granica 0,65) s parametrima $R_p=2-2,5$ kpc i $R_a=6-10$ kpc. Za NGC 6218 i 6254 ekscentriciteti su približno jednaki - oko 0,5-0,6 i $R_p=2-3$ kpc. Za NGC 6584 $R_p=1-2$ kpc, $e>0,5$. NGC 4372 može imati znatno veći ekscentricitet nego što to piše u tablici XX, dok je $R_p=2$ kpc. Približno isto to se može reći i za NGC 5986, za koga je $R_p=2-2,5$ kpc.

Opšti zaključak za celu grupu je sledeći: granice za ekscentricitet 0,35 i 0,70 za $R_p=1-2,5$ kpc i $R_a=6-10$ kpc. Izuzeci su retki, praktično samo NGC 5286, čije je sadašnje rastojanje od centra Galaksije veoma blizu 10 kpc (tablica XIII) i prema tome za njega preko formula (1.28) i (1.29) nije bilo moguće dobiti pouzdaniju vrednost ekscentriciteta. Tako se vrednost za e iz tablice XX može smatrati konačnom i ona je dobijena posredstvom (4.1). U takvom slučaju perigalaktičko rastojanje NGC 5286 iznosi 3,5 kpc.

13.6. Globularna jata tipa h grupa $R \geq 10$ kpc. Kako je vrednost od 20 kpc gornja granica za njihova rastojanja od centra Galaksije (tablica XIII), odlučili smo se da je usvojimo kao apogalaktičko rastojanje za celu grupu. Medju njima se nalaze tri jata čija su rastojanja od centra Galaksije veća od 16 kpc. Vrednosti njihovih rastojanja od galaktičke ravni nisu naročito velike. Prema tome, činjenica da se javljaju velike vrednosti $|Z|$ za jata, ispitivana u pododeljku 13.4 može da bude posledica toga što nisu uopšte članovi naše Galaksije. Zaista za jedina dva jata ove grupe (NGC 1904 i NGC 6229) za koja R_a nije veće od 25 kpc vrednosti $|Z|$ nisu naročito velike. Štaviše za NGC 1904 odnos $|Z|/R$ je najmanji u datoj grupi. Rezultati izračunavanja za globularna jata tipa h $R \geq 10$ kpc navedeni su u tablici XXI.

Tablica XXI REZULTATI IZRAČUNAVANJA EKSCENTRICITETA ZA
GLOBULARNA JATA TIPA h $R \geq 10$ kpc

Globularno jato No NGC	e	\dot{X} (km s^{-1})	Komentar
288	0,38	90	$\dot{X}=\Pi$, pozitivan znak za \dot{X} verovatniji
362	0,36	150	znak \dot{X} odredjen na osnovu radialne brzine
1261	0,87	0	već za $\dot{X} > 14$ $e > 1$
1851	1,00	-100	negativne vrednosti za \dot{X} izgledaju verovatnije, ali tada je e veliko
2298	0,90	-50	situacija podseća na situaciju prethodna dva
2808	0,58	0	to je srednja vrednost

Srednji ekscentricitet iznosi 0,68. Radijalna brzina NGC 6426 je nepoznata prema [25].

Temeljnija analiza preko formula (4.1) pokazuje da je apogalaktičko rastojanje $R_a=20$ kpc realno samo za NGC 2808, za koje je najverovatnije $R_p=4$ kpc (drugim rečima ekscentricitet može biti malo veći od navedenog u tablici XXI). Za NGC 1261, NGC 1851 i NGC 2298 vrednost od 20 kpc za apogalaktičko rastojanje je mala. Zbog toga za njih za verovatnije negativne vrednosti \dot{x} ne možemo dobiti vrednost e manju od 1. Za ova tri jata perigalaktičko rastojanje se po svoj prilici nalazi u granicama između 3 kpc i 6 kpc, a R_a nije mnogo veće od 20 kpc (<25 kpc). Ekscentriciteti njihovih orbita biće tada veliki, ali ne toliki, kao što to izgleda na osnovu tablice XXI (moguće je ukazati na vrednost od 0,6 kao na donju granicu).

Najzad za NGC 288 i NGC 362 može se reći da se dobijaju mali ekscentriciteti zato što je za njih $R_a=20$ kpc suviše velika vrednost. Za prvo od njih R_a se nalazi u granicama između 15 kpc i 20 kpc, a za drugo važi $R_a \leq 15$ kpc. Za njihove orbite može da bude $e > 0,5$. Po svoj prilici ekscentricitet za jata ove grupe se nalazi u granicama između 0,4 i 0,8. Dakle granice njihovih ekscentriciteta su gotovo iste kao i za udaljena globularna jata tipa H, zbog čega se čini da na njihovu spljoštenost (strana 79) treba gledati pre kao na slučajnost.

Onome što je dosada rečeno valja dodati da podaci koji se odnose na jata čija pripadnost pomenutim tipovima nije pouzdano poznata prema [25], ne protivreče iznesenim zaključcima.

Tako na primer, za NGC 3201 za $R_a=12-15$ kpc ($\dot{X}>0$, $V_r=485$ km s⁻¹) $e\approx 0,5$. Za NGC 6981, koje takodje pripada tipu h:: [25] (to su nesigurni članovi grupe h), usled $V_r=-247$ km s⁻¹ [25] $\dot{X}<0$ i $e\approx 0,35$ ($R_a=18$ kpc). Kao primer može da posluži i jato NGC 6440, nesigurni član grupe D, za koje preko formula (1.28) i (1.29) dobijamo za ekscentricitet vrednost od oko 0,3.

13.7. Uticaj usvojene vrednosti brzine LSM. Ovde je za brzinu LSM oko centra Galaksije usvojena vrednost $\dot{Y}_\odot=225$ km s⁻¹. Ova vrednost je navedena u [25], gde je usvojeno da se Sunce nalazi na rastojanju od 9 kpc od centra Galaksije i da je odgovarajuća ugaona brzina 25 km s⁻¹ kpc⁻¹. S druge strane u [75] se navodi vrednost $\dot{Y}_\odot=275$ km s⁻¹, a u [57] se navodi da se Sunce nalazi na rastojanju od 7-8 kpc od centra Galaksije i da je ugaona brzina rotacije u ovoj oblasti veća od 30 km s⁻¹ kpc⁻¹. Odatle sledi da brzina rotacije treba da iznosi oko 225 km s⁻¹.

Čini nam se da su male vrednosti brzine rotacije, tj. oko 225 km s⁻¹ verovatnije. Ipak, mogućnost da je brzina \dot{Y}_\odot veća od 225 km s⁻¹ ne možemo tako lako odbaciti, treba ispitati situaciju koja odgovara slučaju većih vrednosti \dot{Y}_\odot (≤ 275 km s⁻¹).

Razlika između dve granične mogućnosti za vrednost brzine \dot{Y}_\odot ne pokazuje, sem retkih izuzetaka, ozbiljan uticaj na rezultat. Iz (1.28) i (1.29) se vidi da brzina \dot{Y}_\odot figuriše u veličini $R\dot{R}$. Poslednja veličina je zbir tri člana: $V_r D$, $Y\dot{Y}_\odot$ i $X\dot{X}_\odot$. Ako se dogodi da su $V_r D$ i $X\dot{X}_\odot$ suprotnog znaka, a njihove apsolutne vrednosti su približno jednake, tada vrednost $R\dot{R}$ praktično

u potpunosti određuje član $Y\dot{Y}_\odot$. Odnos dve granične vrednosti brzine \dot{Y}_\odot je $\frac{275}{225}=1,22$. U formule (1.28) i (1.29) ulazi kvadrat poslednje veličine, a on iznosi 1,49. Za ne mali broj globularnih jata rastojanje od centra Galaksije se ne razlikuje mnogo od apogalaktičkog rastojanja. Tada će članovi $R^2 - R_a R$ i $(R - R_a)^2$ koji takodje ulaze u (1.28) i (1.29) biti mali i odlučujući uticaj pokazaće $R\dot{R}$. U takvom slučaju usled povećanja $(R\dot{R})^2$ 1,49 puta, nova vrednost ekscentriciteta može se znatno razlikovati od stare. Takav slučaj se javlja, na primer, kod ω Cen za koje, ako se usvoji $\dot{Y}_\odot = 275 \text{ km s}^{-1}$ dobijamo povećanje ekscentriciteta za 0,13, kada su vrednosti ostalih veličina koje određuju ekscentricitet ostale nepromenjene.

Uzimajući u obzir nivo tačnosti našeg određivanja ekscentriciteta orbita globularnih jata, možemo reći da ovakva promena nije velika i da je to samo granični slučaj.

14. Opšte primedbe i zaključci izlaganja u ovoj glavi

14.1. Orbite globularnih jata i evolucionarna kontrakcija Galaksije.

Na osnovu izloženog jasno je da zaključci do kojih smo došli u odeljku 13 imaju smisla samo ako razmatramo jata kao grupu, a ne pojedinačno. U toku izračunavanja mi smo se koristili dvema veličinama, koje uopšte nisu dobijene iz posmatranja, nego na osnovu ocena koje smo izveli imajući u vidu osobenosti prostorne raspodele i kretanja samih globularnih jata. Međutim, sasvim je uočljiva tendencija porasta srednjeg ekscentriciteta za datu grupu sa porastom njenog srednjeg rastojanja od centra

Galaksije. Pošto velike vrednosti ekscentriciteta odgovaraju znatnim kretanjima u radijalnom pravcu (ka centru Galaksije), jata koja se nalaze relativno daleko od centra Galaksije imaju relativno velike brzine u pravcu radijusa Galaksije.

Kao dodatni podatak za određivanje ekscentriciteta orbite umesto komponente brzine \dot{X} može poslužiti perigalaktičko rastojanje koje se nalazi preko plimskog radijusa iz King-ove formule (1.16) [24], ili neke druge analogne formule [53]. Međutim, s obzirom na teškoće oko određivanja plimskog radijusa koje smo istakli u glavi II, smatramo da su takva određivanja ekscentriciteta manje pouzdana od naših.

Veličine ekscentriciteta i apogalaktičkog rastojanja imaju određen značaj i u teoriji evolucije naše Galaksije (odjeljak 5). Sudeći prema dosadašnjim rezultatima, globularna jata su veoma stari objekti, izgleda najstariji u našoj Galaksiji (na primer [52]). Pored toga izgleda da postoji korelacija između njihove starosti i hemijskog sastava, tako da starija jata imaju manji sadržaj teških elemenata (na primer [2,76]). Prema [76] prosečna razlika u starosti između globularnih jata tipa H i tipa D meri se milijardama godina.

Rezultati prethodnog odeljka pokazuju da u kinematici globularnih jata unutar jedne grupe, izdvojene po hemijskom sastavu, na primer H, postoje veće razlike nego između jata srodnog hemijskog sastava i jata drugačijeg hemijskog sastava, na primer D koja su im slična po prostornoj raspodeli. Tako susrećemo čitav niz različitih apogalaktičkih rastojanja od jedva 5 kpc do nekoliko desetina kpc. Mala apogalaktička rastojanja

nisu karakteristična samo za "najmladja" D jata, nego i za starija h i H jata sličnih udaljenja od centra Galaksije i rastojanja do ose galaktičke rotacije. Ovakva situacija navodi na pomisao da ova apogalaktička rastojanja nisu originalna, već da su stečena u toku evolucione kontrakcije, što se može dogoditi ako se Galaksija sažimala sporo (vidi odeljak 5), na primer 2-3 milijarde godina. Do ovog zaključka došao je i autor rada [77] ispitivanjem kinematike potpatuljaka. Dodajmo tome da je Hartwick [78] ispitujući razlike u hemijskom sastavu globularnih jata došao do zaključka da je formiranje zvezda u našoj Galaksiji teklo sporo u poredjenju sa eliptičnim galaksijama i tako je u našoj Galaksiji omogućeno formiranje masivnog diska. Sporo formiranje zvezda u našoj Galaksiji moglo bi se povezati sa sporom kontrakcijom.

U takvom slučaju ekscentriciteti orbita galaktičkih objekata su originalni, tj. isti kao što su bili prilikom njihovog formiranja. Postojanje manjih ekscentriciteta u unutrašnjosti haloa naše Galaksije može se objasniti znatnijom rotacijom u ovoj oblasti Galaksije. Poreklo rotacije naše Galaksije u takvom slučaju dobro bi se uklopilo u sliku koju daje Chernin [79]. Prema ovoj slici znatna masa medjugalaktičkog gasa bila je zahvaćena od strane naše Galaksije u prošlosti i ona je mogla usled kontrakcije da dospe u unutrašnje slojeve od kojih se posle formirao galaktički disk.

14.2. Orbite globularnih jata i njihove mase. U glavi II ovog rada vršeno je određivanje masa globularnih jata. Između ostalog pomenuta je mogućnost da su mase globularnih jata tipa H

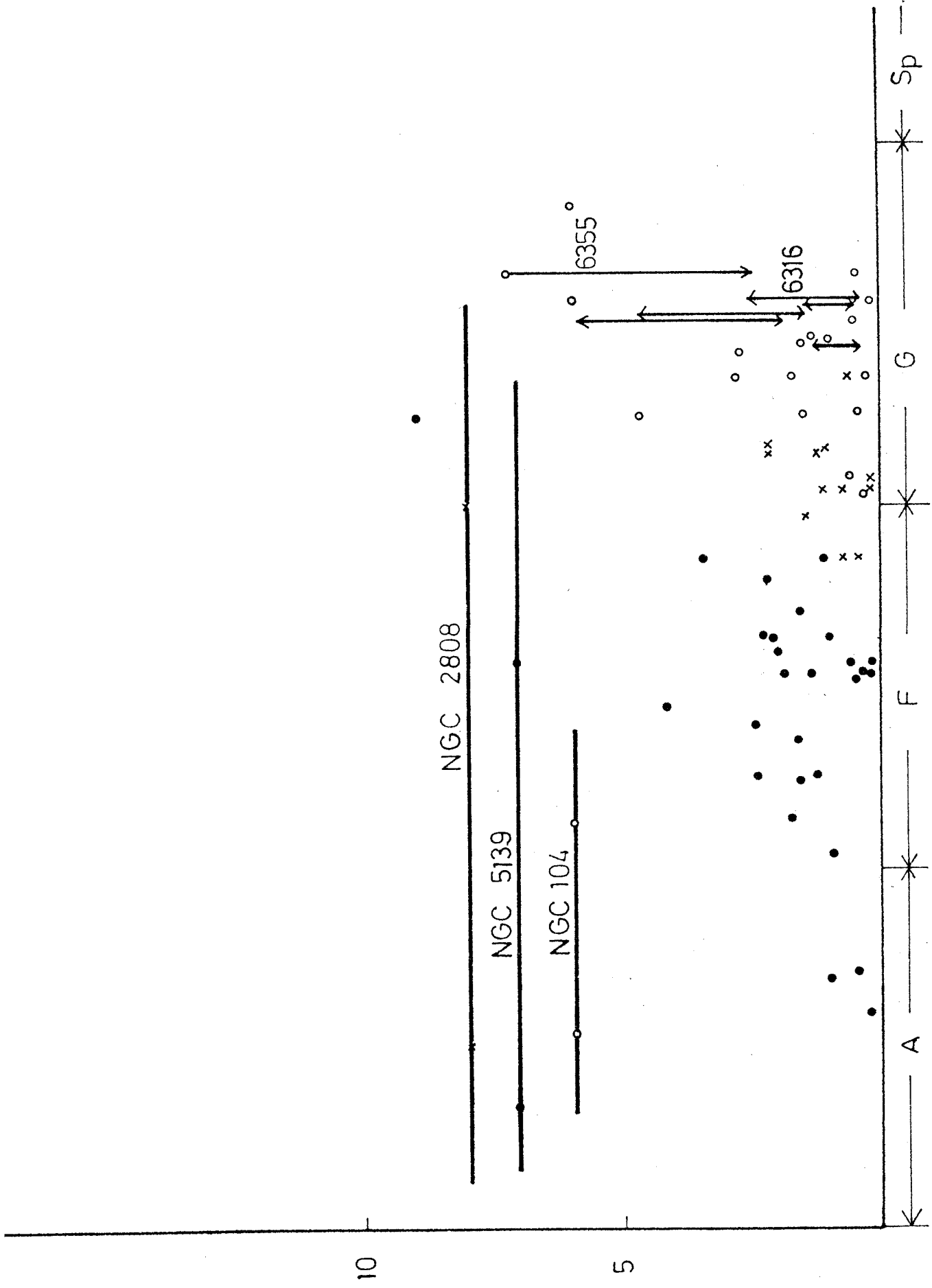
veće od masa jata tipa D. Nažalost posmatračkih podataka ima suviše malo da bi se mogla sprovesti pouzdana provera ovakve pretpostavke. Sada, posle izučavanja prostorne raspodele i galaktičkih orbita ovih objekata, mogla bi se prodiskutovati pomenuta mogućnost sa te tačke gledišta.

Kako su po svemu sudeći globularna jata tipa H starija od globularnih jata drugih tipova, izgleda da su se ona formirala po celom halou naše Galaksije, u srazmerno razredjenoj sredini, gde je okolno plimsko dejstvo bilo slabo. Tako su se mogli formirati masivni gasoviti oblaci, a potom iz njih i zvezdani sistemi. Jata D formirala su se bliže galaktičkoj ravni, u gušćoj sredini, bogatijoj teškim elementima, gde je jače bilo okolno gravitaciono polje Galaksije. Tamo je bilo teže formiranje masivnih sistema.

Poslednju mogućnost možemo razmotiriti i sa stanovišta odnosa masa - sjaj, u oznaci M/L . Još je Schwarzschild [80] zapazio da zvezdani sistemi koji se sastoje iz objekata populacije II imaju znatno veću vrednost za navedeni odnos. Na osnovu podataka [25] nacrtali smo dijagram koji predstavlja zavisnost sjaja jata od njihove spektralne klase (slika 9). Kao što se na slici 9 može videti, u slučaju sva tri tipa globularnih jata susreću se kako velike, tako i male vrednosti sjaja. Zbog ovakve situacije u literaturi se često pripisuje jedna te ista vrednost odnosa M/L za sva globularna jata (na primer [3,14,53]). Nama se čini s obzirom na različit hemijski sastav i po svoj

Slika 9

Zavisnost sjaj-spektralni tip za globularna jata prema podacima iz [25]. Ispunjeni kružići predstavljaju jata tipa H, krstići jata tipa h, a prazni kružići jata tipa D. Za neka jata u [25] nisu navedeni pouzdani podaci, bilo za spektralni tip, bilo za sjaj. Ovde su za njih date linije koje predstavljaju moguće intervale u skladu sa [25].



prilici starost da treba da postoji odredjena razlika i u odnosu masa - sjaj, tako da taj odnos raste u smeru od D ka H jatima. Poslednje bi, jasno, imalo za posledicu porast mase u istom smeru.

Poslednju hipotezu možemo prodiskutovati i sa stanovišta globularnih jata izvora X-zračenja. Snaga takvih izvora iznosi 10^{36} erg s^{-1} , odnosno 10^{38} erg s^{-1} , u zavisnosti od izvora [81]. Zanimljivo je da emisivniji izvori pripadaju globularnim jatima tipa D, a manje emisivni jatima tipa H, odnosno h. Autor [81] razmatra mogućnost da su izvori ovog zračenja crne jame i tom prilikom ukazuje da jedna crna jama, masivnija od recimo $10M_{\odot}$ teško da bi mogla da bude uzročnik tako emisivnog zračenja kao kod jata tipa D zbog rasta mase akrecionog diska i samim tim neprozračnosti. U tom slučaju eventualne crne jame u centrima globularnih jata tipa H i h mogu da budu masivnije od istih u centrima jata tipa D, a kao što je rečeno u glavi III, masivnije crne jame u centrima globularnih jata uklapaju se u koncepciju većih masa samih jata. Ne treba smetnuti sa uma i drugu mogućnost, da je akrecija kod jata tipa H, kao kod po svoj prilici starijih objekata, mogla biti duža i samim tim doprineti stvaranju većih crnih jama. Na kraju treba istaći da poreklo X-zračenja iz globularnih jata još uvek nije sasvim rasvetljeno.

Prema dosadašnjim rezultatima ovog rada izgleda da je ω Cen najmasivnije globularno jato u našoj Galaksiji. Neki drugi radovi ukazuju na to da je ovo jato zaista izuzetno po nekim

svojim karakteristikama, na primer po obliku H-R dijagrama [82] i možda najstarije u našoj Galaksiji [52,82]. S druge strane ne sme se izgubiti iz vida da su globularna jata kao veoma masivni objekti podložna dinamičkom trenju i samim tim ω Cen kao najmasivnije bilo bi najpodložnije. U seriji radova Surdin sa saradnicima [83-86] razmatra delovanje dinamičkog trenja na globularna jata i navodi mogućnost takvih promena njihovih galaktocentričnih putanja koje bi na kraju dovele do toga da globularna jata budu razrušena u centralnim delovima naše Galaksije. U [86] Surdin je izveo formulu za graničnu masu globularnog jata, pri kojoj bi ono još uvek moglo da "preživi" rušilačko dejstvo dinamičkog trenja

$$M_k (1,4 \times 10^5 M_\odot) \approx R^2 V_c t^{-1}, \quad (4.2)$$

gde je R radijus orbite u trenutku formiranja globularnog jata, V_c kružna brzina i t vreme evolucije. Formula (4.2) je izvedena pod pretpostavkom da gustina materije u našoj Galaksiji opada sa kvadratom rastojanja od njenog centra, a u tom slučaju, kao što se lako može pokazati, kružna brzina je konstantna (takva raspodela se zbilja javlja u halou naše Galaksije, kao što će se videti u sledećoj glavi, gde će biti dat i izraz za kružnu brzinu). U (4.2) R se izražava u kpc, V_c kao umnožak od 200 km s^{-1} , a t kao umnožak od $1,3 \times 10^{10}$ godina. Vreme evolucije se može uporediti sa starošću globularnih jata, a red veličine kružne brzine je 100 km s^{-1} , pa stoga dva poslednja člana sa desne strane u (4.2) su približno jednaki jedinici, imajući u vidu da red veličine starosti najstarijih globularnih

jata u Galaksiji iznosi 10^{10} godina prema [52]. Bez obzira da li je evoluciona kontrakcija Galaksije bila brza ili spora, smatramo da je sasvim razumno prihvatiti $R \approx 10$ kpc što daje iznos od oko 10^2 za desnu stranu (4.2). Tada pošto je u istoj formuli masa izražena preko jedinica $10^5 M_{\odot}$, dobijamo za red veličine granične mase globularnih jata $10^7 M_{\odot}$, što se dobro slaže sa vrednošću dobijenom za masu ω Cen prema [49], a i u ovom radu preko (1.15) (vidi pododeljak 11.1). Treba imati u vidu da su sve ovo samo preliminarna izučavanja i da uticaj dinamičkog trenja još nije dovoljno izučen.

Pored toga u teoriji evolucije globularnih jata nije još uvek razjašnjeno da li se njihova masa u toku razvoja menja. Tako postoje mišljenja [87] da su u prošlosti globularna jata imala mase reda veličine $10^7 M_{\odot}$, a i suprotna mišljenja prema kojima se masa globularnih jata u toku njihove evolucije nije znatnije menjala [67].

G l a v a V

GRADJA HALOA NAŠE GALAKSIJE

15. Raspodela mase u galaktičkom halou

15.1. Uvod. Kako je u prethodnoj glavi rečeno, primećuje se tendencija porasta kretanja globularnih jata u radijalnom pravcu (pravac radijusa Galaksije) sa porastom njihovih udaljenja od centra Galaksije. Međutim, u radovima [62,88] bilo je pokazano da u prisustvu znatnih radijalnih kretanja važi raspodela mase oblika

$$\rho(R) \propto \frac{1}{R^2}. \quad (5.1)$$

Zbog toga je interesantno uporediti podatke koji se odnose na raspodelu globularnih jata sa teorijski datom raspodelom mase. Ovde treba imati u vidu da funkcija gustine (5.1) odgovara sfernoj raspodeli, a rezultati prethodne glave pokazuju da u unutrašnjim oblastima haloa ne možemo da očekujemo sfernu raspodelu, tj. da funkcija gustine zavisi samo od rastojanja do centra Galaksije R .

Pokušaćemo sada da odredimo dimenzije unutrašnjeg haloa. Kao što se iz prethodne glave vidi, skup globularnih jata, koja se nalaze unutar radijusa 8-10 kpc od centra Galaksije obrazuje spljošten podsistem. Spljoštenost ovog podsistema je

različita u zavisnosti od tipa ovih jata. Za jata D je 0,53, za jata h 0,60, a za jata H 0,63 (vidi pododeljak 12.1). Unutrašnji halo naše Galaksije ćemo razmatrati kao jedinstven sistem i prema tome usvojićemo zaokružene vrednosti - velika poluosa 10 kpc, spljoštenost 0,6. Takvu spljoštenost ima centralna kondenzacija naše Galaksije [5], koja je takodje predstavljena na slici 10 kao rotacioni elipsoid. Oblast koja se nalazi izvan sfere radijusa 10 kpc sa centrom u centru Galaksije nazivaćemo spoljašnji halo. Izmedju ove dve oblasti haloa nalazi se prelazna oblast (šrafirana na slici 10).

15.2. Raspodela mase u spoljašnjem halou. Da bismo proverili da li raspodela globularnih jata zadovoljava (5.1) učinili smo sledeću analizu. Spoljašnji halo je razdeljen u sferne ljuske širine 2 kpc, a u dalekim oblastima 4-6 kpc. Broj jata u svakoj ljusci je nadjen korišćenjem podataka iz [25]. Gustina, tj. broj jata u jedinici zapremine je dobijena deljenjem broja jata koja se nalaze unutar jedne ljuske sa njenom zapreminom. Rezultati naše analize se nalaze u tablici XXII.

U tablici XXII prvi red daje poluprečnik ljuske, drugi ukupan broj jata u ljusci, treći zapreminu ljuske, četvrti koncentraciju jata, a peti i šesti logaritme koncentracije i poluprečnika, respektivno. Zavisnost logaritma koncentracije od logaritma poluprečnika predstavljena je na slici 11.

Zavisnost koncentracije od poluprečnika je stepena funkcija, ali sa promenljivim izložiocem. Kao što se vidi sa slike 11

do 17 kpc njegova vrednost je oko 2, a u daljim oblastima se brzo povećava.

Tablica XXII REZULTATI PREBROJAVANJA GLOBULARNIH JATA
U SPOLJAŠNJEM HALOU

R (kpc)	11	13	15	17	19	21	23
N	8	2	3	7	5	4	2
V (kpc ³)	3049	4256	5663	7272	9801	11092	13304
n(kpc ⁻³)	0,0026	0,0005	0,0005	0,0010	0,0006	0,0004	0,0002
log n	-2,585	-3,301	-3,301	-3,000	-3,222	-3,398	-3,699
log R	1,041	1,114	1,176	1,230	1,279	1,322	1,362
R (kpc)	25	27	30	35			
N	0	1	1	1			
V (kpc ³)	15716	18330	45306	92589			
n (kpc ⁻³)	0	0,0001	0,0000	0,0000			
log n		-4,0000					
log R		1,431					

U našu statistiku (i u unutrašnjem i spoljašnjem halou) bila su uključena 103 globularna jata. U [25] navedeni su podaci za 109 jata, od kojih je za tri nepoznato rastojanje, a za druga tri je nepoznato kome tipu pripadaju. Uzimajući u obzir sve dosada rečeno, čini se da je moguće usvojiti da je u spoljašnjem halou, unutar sfere poluprečnika 20 kpc zakon gustine (5.1) istinit. Ovu sferu na slici 10 predstavlja neprekidna kružnica.

Slika 10

Shema galaktičkog haloa

Mala elipsa predstavlja centralnu kondenzaciju, a velika unutrašnji deo haloa. Tačka C predstavlja centar Galaksije. Unutrašnja neprekidna kružnica predstavlja sferu poluprečnika 10 kpc, a spoljašnja poluprečnika 20 kpc. Poluprečnik krajnje spoljašnje sfere iznosi 25 kpc. Šrafirani deo slike predstavlja prelaznu oblast.

Slika 11

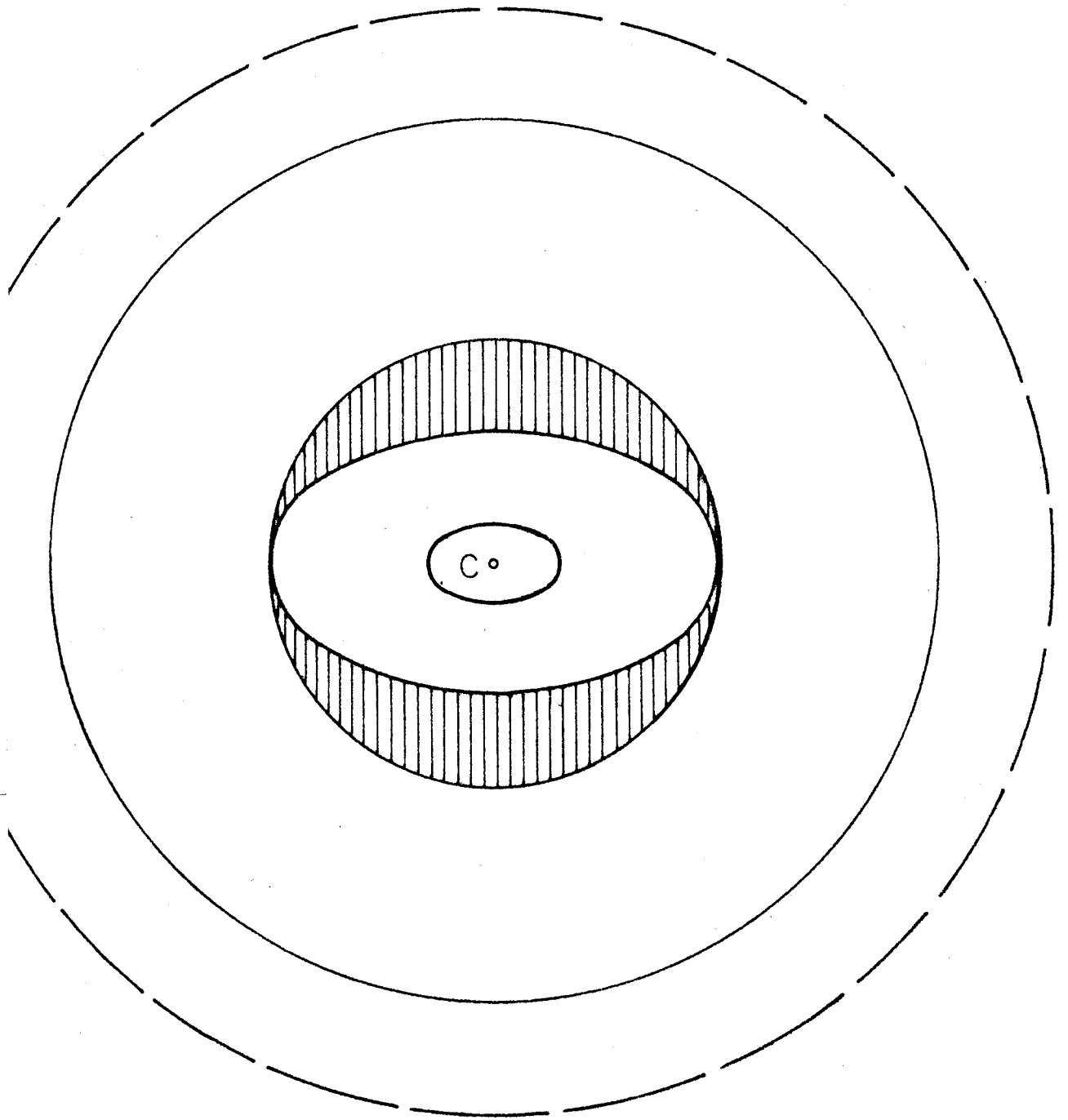
Logaritamska zavisnost koncentracije globularnih jata od galaktocentričnog rastojanja u spoljašnjem halou

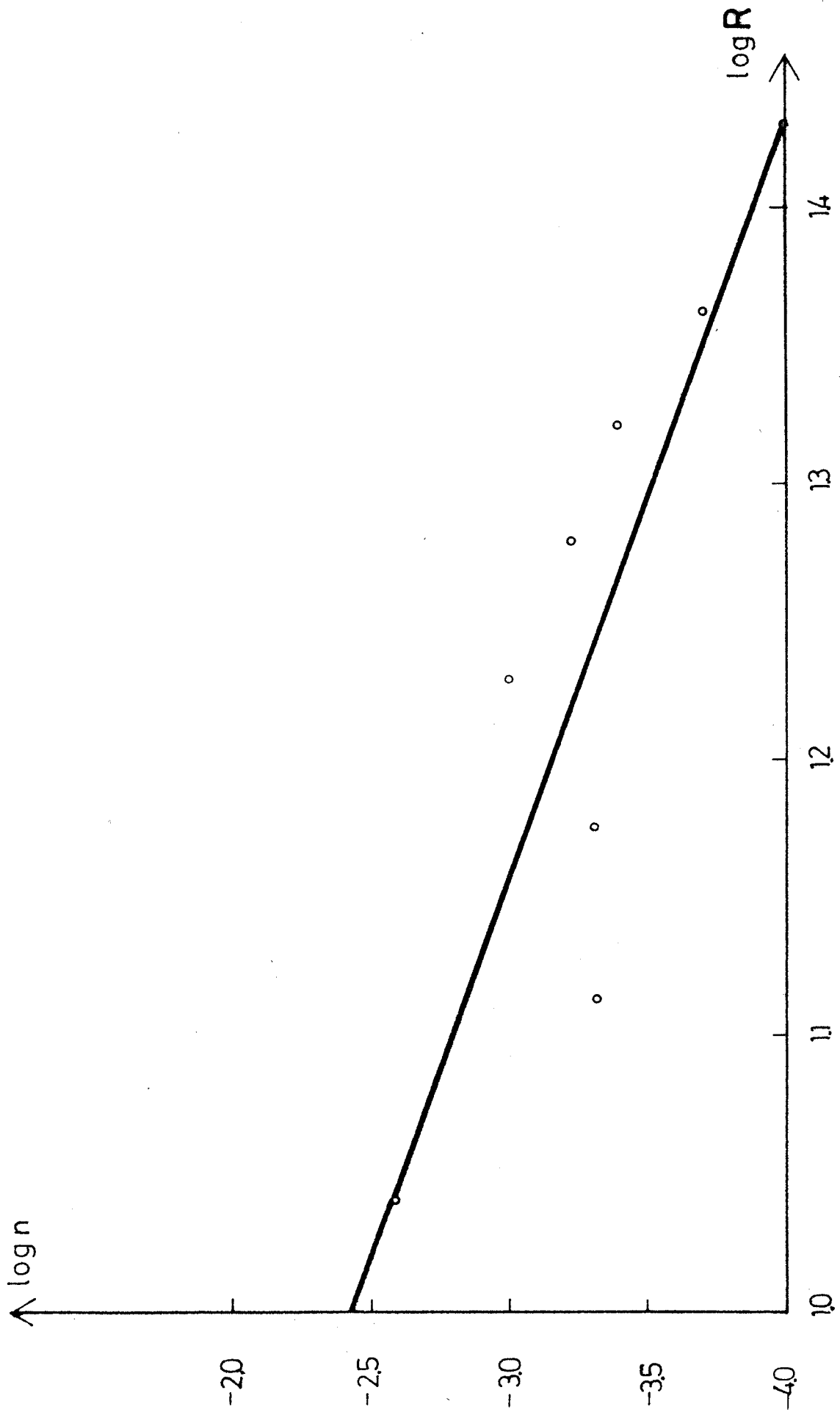
Slika 12

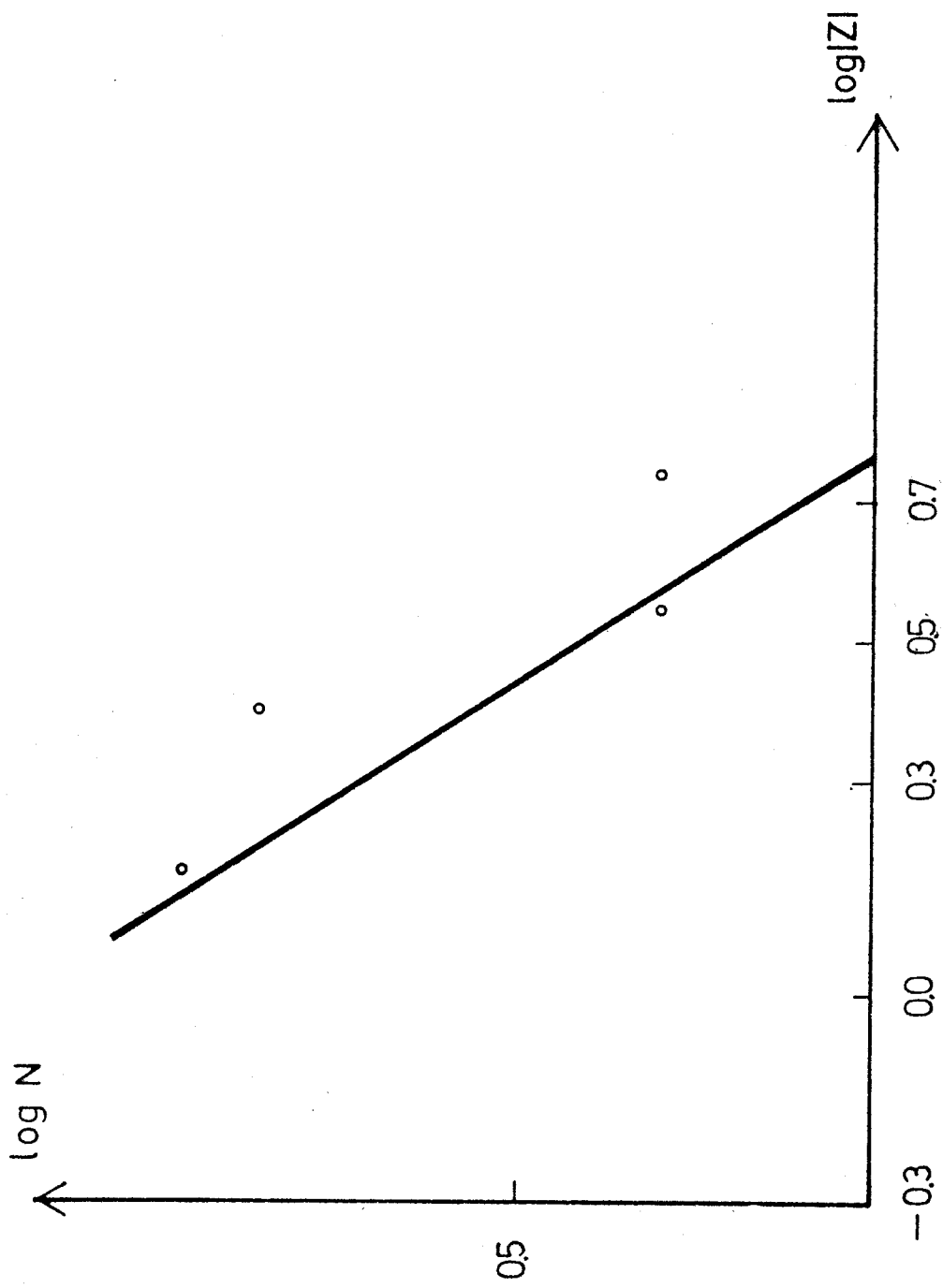
Logaritamska zavisnost broja globularnih jata od rastojanja do galaktičke ravni u unutrašnjem halou

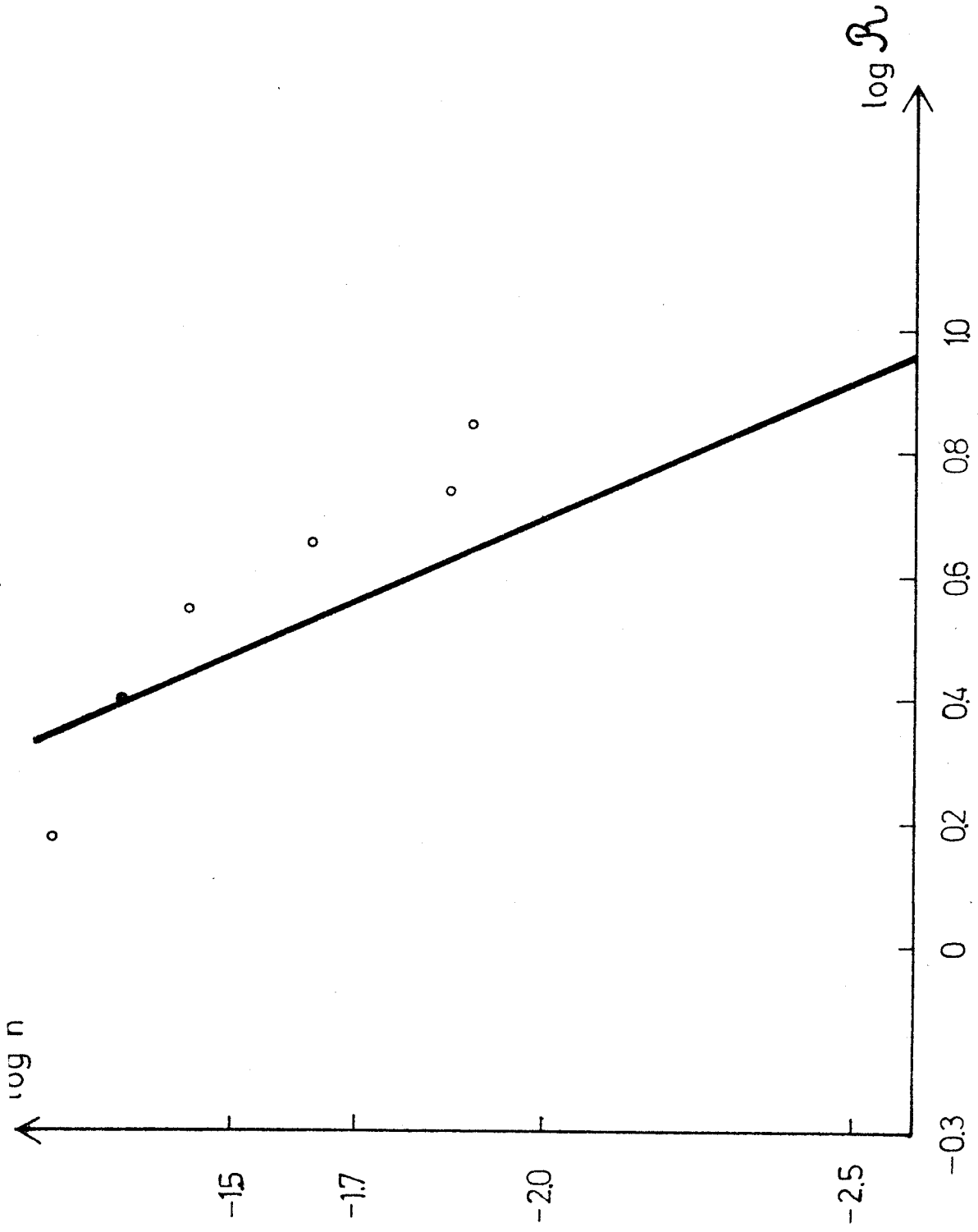
Slika 13

Logaritamska zavisnost koncentracije globularnih jata od rastojanja do ose galaktičke rotacije u unutrašnjem halou









15.3. Raspodela mase u unutrašnjem halou. Imajući u vidu da u spoljašnjem halou važi zakon gustine (5.1), odlučili smo da za unutrašnji predložimo sledeću funkciju gustine koja je osno-simetrična

$$\rho \propto \frac{1}{\alpha^2 R^2 + \beta^2 Z^2} \quad (5.2)$$

Poslednja funkcija prelazi u (5.1) kada $\alpha \rightarrow 0$. Upravo takav prelaz i očekujemo u prelaznoj oblasti (slika 10). U cilju provere pretpostavke (5.2) u primeni na globularna jata preduzeli smo statistiku globularnih jata korišćenjem podataka [25], u sledećim oblastima: prstenovima širine 1-2 kpc, u intervalu $0 \leq R \leq 10$ kpc da bismo ustanovili raspodelu po R ; da bismo ustanovili raspodelu po $|Z|$ prebrojavali smo globularna jata u oblastima poluprečnika 10 kpc, izmedju ravni paralelnih galaktičkoj i koje se nalaze jedna od druge na rastojanju od 1 kpc. Rezultati prebrojavanja dati su u tablicama XXIII i XXIV.

Tablica XXIII RASPODELA GLOBULARNIH JATA PO $|Z|$

$ Z $ (kpc)	N	$\log Z $	$\log N$
0,5	8	-0,301	0,903
1,5	9,5	0,176	0,978
2,5	7,5	0,398	0,875
3,5	2	0,544	0,301
4,5	1	0,653	0,0
5,5	2	0,740	0,301

Tablica XXIV RASPODELA GLOBULARNIH JATA PO \mathcal{R}

$\mathcal{R}(\text{kpc})$	N	$V(\text{kpc}^3)$	$n(\text{kpc}^{-3})$	$\log n$	$\log \mathcal{R}$
0,5	2	12π	0,053	-1,276	-0,301
1,5	7	36π	0,062	-1,208	0,176
2,5	9	60π	0,048	-1,319	0,398
3,5	10	84π	0,038	-1,420	0,544
4,5	8	108π	0,024	-1,620	0,653
5,5	6	132π	0,014	-1,854	0,740
7,0	14	336π	0,013	-1,886	0,845
9,0	4	432π	0,003	-2,585	0,954

U tablici XXIII broj jata N je dobijen kao srednja vrednost iz broja jata N_n u severnoj hemisferi i N_s u južnoj. Kao što se i moglo očekivati svugde je bilo ispunjeno $N_n \approx N_s$. Pošto su zapremine svih oblasti medju ravnima jednake, nismo ni izračunavali broj jata u jedinici zapremine. Tako je na slici 12 prikazan logaritam ukupnog broja jata N u zavisnosti od logaritma $|Z|$. U tablici XXIV u stupcima od prvog do šestog nalaze se: poluprečnik prstena, ukupan broj jata unutar prstena, zapremina prstena, koncentracija i odgovarajući logaritmi. Zavisnost logaritma n od logaritma \mathcal{R} predstavljena je na slici 13.

Na obe slike (12 i 13) može se primetiti da broj jata ispočetka raste, a potom opada. Sa slika se vidi da unutar centralne kondenzacije $\mathcal{R} \leq 2,8 \text{ kpc}$, $|Z| \leq 1,7 \text{ kpc}$ [5] globularnih jata ima manje, nego izvan nje. Ovo se takodje primećuje u [5].

Prema slici 13 dobijamo $n \propto \mathcal{R}^{-2,47}$, a prema slici 12 $N \propto |Z|^{-1,6}$.

Medjutim uzimajući u obzir ono što je rečeno o uticaju centralne kondenzacije, sasvim male korekcije dovode do izmene slike zavisnosti koncentracije od koordinata. Na primer, na slici 13 ispravka ugla koji grafik zaklapa sa apscisnom osom od 112° na $116,5^{\circ}$ dovodi do zakona $n \propto R^{-2}$. To isto se može reći i za sliku 12. Tako na kraju dolazimo do zaključka da zakon opadanja gustine (5.2) u unutrašnjem halou izvan granica centralne kondenzacije odgovara stvarnosti.

Kada znamo oblike funkcije gustine za unutrašnji i spoljašnji deo galaktičkog haloa, možemo pokušati određivanje ukupne mase celog haloa. Zato treba da znamo vrednosti konstanta koje se sreću u (5.1) i (5.2). Izračunavanje poslednjih veličina pokušaćemo najpre iz izučavanja kinematike i dinamike unutrašnjeg haloa. Spljoštenost unutrašnjeg dela haloa jasno govori da ovaj podsistem naše Galaksije rotira.

Kada znamo radijalnu brzinu svakog jata i njegov položaj u Galaksiji možemo ispitati uticaj galaktičke rotacije na njegovu radijalnu brzinu preko sledeće formule (na primer [22,25])

$$V_r = \frac{Y}{D} R_{\odot} (\omega - \omega_{\odot}). \quad (5.3)$$

Ovde je V_r komponenta radijalne brzine globularnog jata koja potiče od njegovog učešća u rotaciji Galaksije, ω ugaona brzina galaktičke rotacije koja odgovara položaju jata, ω_{\odot} isto to za LSM, y koordinata jata u odnosu na Sunce (vidi glavu II, stranu 41), D rastojanje jata od Sunca i R_{\odot} kao i ranije galaktocentrično rastojanje Sunca. Koristeći jednačinu (5.3)

Woltjer [25] je dobio da srednja vrednost ugaone brzine rotacije za jata tipa D iznosi $\bar{\omega}=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Čudnovato je, što je u istom tom radu Woltjer usvojio da srednje rastojanje od ose galaktičke rotacije za datu grupu globularnih jata iznosi svega 2 kpc i tako došao do zaključka da srednja linearna brzina rotacije za njih iznosi 40 km s^{-1} ! Takva brzina je mala i prema tome nije nikakvo čudo da je on zaključio da je podsistem globularnih jata sfernog oblika, o čemu je ranije bilo reči. Međutim, iz tablice XI se sasvim jasno vidi da je srednja vrednost rastojanja od ose galaktičke rotacije za jata tipa D znatno veća. Tako za 15 jata iz tablice XI ona iznosi 4,2 kpc. Ako se uzmu u obzir sva jata tipa D i ona čija rastojanja ili pripadnost tipu nisu sasvim pouzdano utvrđjena, srednje rastojanje od ose galaktičke rotacije biće oko 5 kpc. Tako će srednja brzina rotacije biti $20 \times 5 = 100 \text{ km s}^{-1}$. Poslednja vrednost se odnosi na 20 globularnih jata tipa D sa spiskaju [25].

Linearnu brzinu rotacije globularnih jata možemo oceniti i na drugi način. Integral momenta impulsa daje [41]

$$J^2 = aGM(1-e^2). \quad (5.4)$$

Ovde je J moment impulsa jedinice mase, a velika poluosa orbite, M masa Galaksije i e ekscentricitet orbite jata. Brzinu globularnog jata u odnosu na centar Galaksije predstavimo u obliku zbira dve komponente

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_t,$$

gde su \vec{V}_r i \vec{V}_t komponente brzine duž radijusa haloa i normalno na njega, respektivno. Tada će biti $J=RV_t$. Znajući da je srednje rastojanje globularnog jata od centra Galaksije jednako velikoj poluosi a , možemo napisati izraz (5.4) preko srednje transverzalne brzine jata

$$\overline{(\theta^2+W^2)} = \frac{GM}{a}(1-e^2). \quad (5.5)$$

θ i W su komponente transverzalne brzine jata - θ paralelno galaktičkoj ravni i W normalno na nju. Za globularna jata tipa D imamo $\bar{a}=5$ kpc, $\bar{e}=0,54$ (na osnovu rezultata prethodne glave), $GM=2,41 \times 10^{37} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2}$ i ako usvojimo da je $\bar{\theta}=\bar{W}$, dobijamo $\bar{\theta}=250 \text{ km s}^{-1}$. Pretpostavili smo da je $\bar{\theta}=\bar{W}$ zato što korišćeni podaci ukazuju na to da brzine \dot{z} za jata D nisu male. S druge strane, na osnovu izučavanja njihovog kretanja čini nam se razumnim da pretpostavimo za srednju brzinu rotacije $\bar{\theta}_{\text{rot}} = \frac{1}{2}\bar{\theta} = 125 \text{ km s}^{-1}$. Budući da su rastojanja jata tipa D od galaktičke ravni mala, može se pretpostaviti da je $\bar{R}=5$ kpc i tada dobijamo $\omega(5 \text{ kpc})=25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Na analogan način za ostale grupe globularnih jata koje se nalaze u unutrašnjem delu haloa dobijamo

- a) jata tipa h $\bar{a}=6$ kpc, $\bar{e}=0,57$, $\bar{\theta}=\bar{W}$ i $\bar{\theta}_{\text{rot}} = \frac{1}{2}\bar{\theta} \Rightarrow \bar{\theta}_{\text{rot}}=110 \text{ km s}^{-1}$;
 b) jata tipa H $\bar{a}=7$ kpc, $\bar{e}=0,57$, $\bar{\theta}=\bar{W}$ i $\bar{\theta}_{\text{rot}} = \frac{1}{2}\bar{\theta} \Rightarrow \bar{\theta}_{\text{rot}}=100 \text{ km s}^{-1}$.

Dati metod možemo primeniti i na globularna jata spoljašnjeg haloa, naravno uzimajući u obzir njihova kretanja u odnosu na centar Galaksije. Tako u slučaju jata čija su rastojanja od centra Galaksije 10-17 kpc, dobijamo $\bar{\theta}_{\text{rot}}=40 \text{ km s}^{-1}$, a za

ostala samo $15-20 \text{ km s}^{-1}$. U daljem tekstu biće usvojeno $\theta_{\text{rot}}(10 \text{ kpc})=40 \text{ km s}^{-1}$ i otuda $\omega(10)=4 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$.

Funkciju gustine (5.2) prepisaćemo usvojivši za odnos α i β da je jednak odnosu poluosa rotacionog elipsoida koji predstavlja unutrašnji deo galaktičkog haloa, tj. 0,6. Tada imamo

$$\rho(R, Z) = \frac{A}{0,36R^2 + Z^2}. \quad (5.6)$$

Opšti potencijal ovakvog sistema može se dobiti iz Poisson-ove jednačine. Ona u cilindričnim koordinatama za slučaj osne simetrije glasi

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \phi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Z^2} = 4\pi G\rho. \quad (5.7)$$

Rešenje jednačine (5.7) treba da ima oblik

$$\phi(R, Z) = \ln(0,36R^2 + Z^2)^{1/2}.$$

Za galaktičku ravan imamo

$$\frac{d^2 \phi}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{d\phi}{dR} = \frac{4\pi GA}{0,36R^2}. \quad (5.8)$$

Rešenje (5.8) ima oblik

$$|\phi| = C_1 \ln R + \frac{4\pi GA}{0,36} \frac{\ln^2 R}{2} + C_2. \quad (5.9)$$

U sistemu čija se gustina opisuje formulom kao što je (5.6) kružna brzina, data sledećom formulom

$$\theta_{\text{rot}}^2 = R \frac{d\phi}{dR}, \quad (5.10)$$

je približno konstantna. Iz uslova da je ona jednaka rotacionoj brzini za $\mathcal{R}=5$ kpc dobijamo sledeće moguće vrednosti A

$$\omega=25 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \Rightarrow \bar{A}=9,11 \times 10^{19} \text{ g cm}^{-1} = 1,37 \times 10^8 M_{\odot} \text{ kpc}^{-1}$$

$$\omega=20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \Rightarrow \underline{A}=5,19 \times 10^{19} \text{ g cm}^{-1} = 7,79 \times 10^7 M_{\odot} \text{ kpc}^{-1}.$$

Znajući vrednost A možemo preko (5.6) dobiti masu haloa koja se nalazi između centralne kondenzacije i prelazne oblasti (slika 10). To ćemo ostvariti preko trostrukog integrala u cilindričnim koordinatama \mathcal{R}, ν, Z . Donje granice integracije su poluose elipsoida koji predstavlja centralnu kondenzaciju Galaksije: $a_0=2,8$ kpc i $c_0=1,7$ kpc [5]. Gornje granice su poluose unutrašnjeg dela haloa: $a_1=10$ kpc, $c_1=6$ kpc.

Integracija:

$$\mathcal{M} = 4\pi A \left[\int_0^{a_0} \mathcal{R} d\mathcal{R} \int_{\frac{c_0}{a_0} \sqrt{a_0^2 - \mathcal{R}^2}}^{\frac{c_1}{a_1} \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}} \frac{dz}{0,36\mathcal{R}^2 + z^2} + \int_{a_0}^{a_1} \mathcal{R} d\mathcal{R} \int_0^{\frac{c_1}{a_1} \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}} \frac{dz}{0,36\mathcal{R}^2 + z^2} \right] = 4\pi A (I_1 + I_2),$$

$$I_1 = \int_0^{a_0} \mathcal{R} d\mathcal{R} \int_{\frac{c_0}{a_0} \sqrt{a_0^2 - \mathcal{R}^2}}^{\frac{c_1}{a_1} \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}} \frac{dz}{0,36\mathcal{R}^2 + z^2} = \int_0^{a_0} \frac{\mathcal{R} d\mathcal{R}}{0,36\mathcal{R}^2} \int_{\frac{c_0}{a_0} \sqrt{a_0^2 - \mathcal{R}^2}}^{\frac{c_1}{a_1} \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}} \frac{dz}{1 + (z/0,6\mathcal{R})^2} =$$

$$= \frac{5}{3} \int_0^{a_0} d\mathcal{R} \int_{\frac{c_0}{a_0} \sqrt{a_0^2 - \mathcal{R}^2}}^{\frac{c_1}{a_1} \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}} \frac{d(z/0,6\mathcal{R})}{1 + (z/0,6\mathcal{R})^2} = \frac{5}{3} \int_0^{a_0} d\mathcal{R} \left(\text{arc tg} \frac{c_1 (a_1^2 - \mathcal{R}^2)^{1/2}}{0,6a_1\mathcal{R}} - \text{arc tg} \frac{c_0 (a_0^2 - \mathcal{R}^2)^{1/2}}{0,6a_0\mathcal{R}} \right)$$

Smena promenljivih $\mathcal{R} = a_1 \sin t$ daje

$$\frac{5}{3} \left[\int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} \arctg \frac{c_1 a_1 \cos t}{0,6a_1^2 \sin t} a_1 \cos t dt - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \arctg \frac{c_0 a_0 \cos t}{0,6a_0^2 \sin t} a_0 \cos t dt \right] =$$

$$\frac{5}{3} \left[a_1 \int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} \arctg(\operatorname{ctgt}) \cos t dt - a_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \arctg(\operatorname{ctgt}) \cos t dt \right] =$$

$$\frac{5}{3} \left[a_1 \int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} \left(\frac{\pi}{2} - t\right) \cos t dt - a_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\pi}{2} - t\right) \cos t dt \right] =$$

$$\frac{5}{3} \left[a_1 \left(\frac{\pi}{2} \int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} \cos t dt - \int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} t \sin t dt - \int_0^{\arcsin \frac{a_0}{a_1}} -\sin t dt \right) - \right.$$

$$\left. - a_0 \left(\frac{\pi}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos t dt - \int_0^{\frac{\pi}{2}} t \sin t dt - \int_0^{\frac{\pi}{2}} -\sin t dt \right) \right] = \frac{5}{3} \left[a_1 (0,28 - 0,28^2 - 0,96 + 1) - \right.$$

$$\left. - a_0 \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} + 1 \right) \right] = \frac{5}{3} \left[a_1 (0,14\pi - 0,08 + 0,04) - a_0 \right] = \frac{5}{3} (0,4a_1 - 0,28a_0) =$$

$$= \frac{5}{3} 0,12a_1 = \frac{0,12}{0,60} a_1 = \frac{a_1}{5} = \frac{10 \text{ kpc}}{5} = 2 \text{ kpc}$$

$$2 = \int_{a_0}^{a_1} \mathcal{R} d\mathcal{R} \int_0^{\frac{c_1 \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}}{a_1}} \frac{dz}{0,36\mathcal{R}^2 + z^2} = \frac{1}{0,6} \int_{a_0}^{a_1} \frac{\mathcal{R} d\mathcal{R}}{\mathcal{R}} \int_0^{\frac{c_1 \sqrt{a_1^2 - \mathcal{R}^2}}{0,6\mathcal{R}}} \frac{d(z/0,6\mathcal{R})}{1 + (z/0,6\mathcal{R})^2} =$$

$$\frac{5}{3} \int_{a_0}^{a_1} d\mathcal{R} \left[\arctg \frac{z}{0,6\mathcal{R}} \right] = \frac{5}{3} \int_{a_0}^{a_1} \arctg \frac{c_1 (a_1^2 - \mathcal{R}^2)^{1/2}}{0,6a_1 \mathcal{R}} d\mathcal{R} =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{5}{3} a_1 \int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} \arctg \frac{c_1 a_1 \cos t}{0,6 a_1^2 \sin t} \cos t dt = \frac{5}{3} a_1 \int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} \arctg(\operatorname{ctgt}) \cos t dt = \\
 &= \frac{5}{3} a_1 \int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} (\frac{\pi}{2} - t) \cos t dt = \frac{5}{3} a_1 \left[\int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} \cos t dt - \int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} t \sin t dt - \right. \\
 &\left. - \int_{\arcsin \frac{a_0}{a_1}}^{\frac{\pi}{2}} - \sin t dt \right] = \frac{5}{3} a_1 \left[\frac{\pi}{2}(1-0,28) - \frac{\pi}{2} + 0,28^2 + 0,96 \right] = \\
 &= \frac{5}{3} a_1 (-0,28 \frac{\pi}{2} + 0,28^2 + 0,96) = \frac{5}{3} \frac{3}{5} a_1 = a_1 = 10 \text{ kpc.}
 \end{aligned}$$

Smena promenljivih u $I_2 \mathcal{A} = a_0 \sin t$.

Na kraju dobijamo $\mathcal{M} = 4\pi A \times 12 \text{ kpc}$. U zavisnosti od usvojene vrednosti za A (\bar{A} ili \underline{A}) za masu dobijamo $\underline{\mathcal{M}} = 1,2 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$, tj. $\bar{\mathcal{M}} = 2,1 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot$, respektivno.

15.4. Masa spoljašnjeg dela haloa. Masu spoljašnjeg dela haloa dobijamo korišćenjem sfernih koordinata R, ϕ, ν . Pošto gustina zavisi samo od R (5.1), biće

$$\mathcal{M} = 4\pi A' \int_{a_1}^{R_h} dR = 4\pi A' (R_h - a_1). \quad (5.11)$$

Ovde je R_h poluprečnik spoljašnjeg haloa, dok vrednost konstante A' zavisi od prelaska konstanta α i β (5.2). Tako A' može biti jednako A ili $A/0,36$.

Kao što je napred rečeno, raspodela mase (5.1) za slučaj globularnih jata se primećuje do rastojanja od centra Galaksije jednakog 20 kpc. Tako se javlja mogućnost usvajanja $R_h = 20$ kpc. Medjutim, pitanje je da li je sfera poluprečnika 20 kpc zaista spoljašnja granica galaktičkog haloa. U [62,88] se izražava mišljenje da je korona (halo) naše Galaksije veoma prostrana oblast. U [73] piše da se patuljaste galaksije ne približavaju našoj Galaksiji na rastojanja manja od 50 kpc. Medjutim, sasvim nedavno otkrivena je patuljasta galaksija koja je najbliža našem zvezdanom sistemu - svega 25 kpc od centra Galaksije [58]. Tako smo odlučili da usvojimo za R_h da iznosi 25 kpc. Ovo ne znači da se galaktički halo ne može prostirati i dalje od 25 kpc, nego da bi raspodela (5.1) mogla da važi i izvan sfere poluprečnika 20 kpc, do recimo 25 kpc od centra Galaksije.

Masu spoljašnjeg haloa unutar 20 kpc dobijamo zamenom u (5.11) vrednosti 20 kpc za R_h i moguće vrednosti konstante A' . Tako dobijamo četiri vrednosti:

$$\mathcal{M}_1 \text{ (minimalna)} = 4\pi \underline{A} x 10 \text{ kpc} = 9,8 \times 10^9 \mathcal{M}_\odot,$$

$$\mathcal{M}_2 = 4\pi \bar{A} x 10 \text{ kpc} = 1,72 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot,$$

$$\mathcal{M}_3 = \frac{4\pi}{0,36} \underline{A} x 10 \text{ kpc} = 2,72 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot,$$

$$\mathcal{M}_4 \text{ (maksimalna)} = \frac{4\pi \bar{A}}{0,36} x 10 \text{ kpc} = 4,8 \times 10^{10} \mathcal{M}_\odot.$$

Masu prelazne oblasti dobijamo znajući njenu srednju gustinu i zapreminu. Zapreminu dobijamo oduzimanjem zapremine rotacionog elipsoida razmera 10x6 kpc od zapremine sfere poluprečnika 10 kpc. Srednju gustinu dobijamo kao aritmetičku sredinu iz

srednjih gustina spoljašnjeg i unutrašnjeg haloa. Srednje gustine pomenutih delova haloa dobili smo uzimajući u obzir sve mogućnosti za vrednost njihovih masa. Tada za srednju gustinu prelazne oblasti imamo

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}_u + \bar{\rho}_s}{2} = 3,92 \times 10^6 \mathcal{M}_{\odot} \text{ kpc}^{-3},$$

a ođuda za masu dobijamo $\mathcal{M} = \bar{\rho} v = 3,92 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^3 = 6,3 \times 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. Ovde su $\bar{\rho}_u$ i $\bar{\rho}_s$ srednje gustine unutrašnjeg i spoljašnjeg dela haloa, respektivno.

Do mase prelazne oblasti može se doći i nešto strožijim načinom. Integracijom kao i za unutrašnji halo (vidi stranu 115) koristeći oba moguća zakona gustine (5.1) i (5.2), a zatim računanjem srednje vrednosti iz dobijenih masa dobijamo za donju i gornju granicu mase prelazne oblasti $\underline{\mathcal{M}} = 5,4 \times 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ (za $A = \underline{A}$) i $\bar{\mathcal{M}} = 9,6 \times 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ (za $A = \bar{A}$).

Ukupnu masu haloa unutar sfere poluprečnika 20 kpc nalazimo kao zbir masa sva tri njegova dela:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_3.$$

Donju granicu za masu dobićemo kada u poslednji izraz zamenimo minimalne vrednosti masa delova haloa. U suprotnom slučaju dobijamo gornju granicu. Ove granice iznose: $2,81 \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$ i $7,53 \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$, odnosno $2,72 \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$ i $7,86 \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$, ako uzmemo u obzir tačnije procene mase prelazne oblasti, respektivno. Ako dopustimo da raspodela mase (5.1) važi i do 25 kpc od centra Galaksije, dobijamo za granice mase haloa:

$\underline{M} = 4\pi \underline{A} \times 5 \text{ kpc} = 4,9 \times 10^9 M_{\odot}$ (ova masa se nalazi izmedju sfera poluprečnika 20 kpc i 25 kpc), ukupna masa iznosi $3,3 \times 10^{10} M_{\odot}$;

$\bar{M} = \frac{4\pi \bar{A}}{0,36} \times 5 \text{ kpc} = 2,39 \times 10^{10} M_{\odot}$, ukupna masa tada iznosi $9,9 \times 10^{10} M_{\odot}$, odnosno $1 \times 10^{11} M_{\odot}$, ako uzmemo u obzir tačnije određivanje mase prelazne oblasti.

Približno ista masa dobijena je u radu [25], a takodje red veličine $10^{10} M_{\odot}$ za masu unutrašnjeg dela haloa navodi se i u radu [89]. Možemo dodati da postoji dobra saglasnost i sa rezultatima [90,91]. Procena ukupne mase galaktičkog haloa je u poslednje vreme postala aktuelna zbog teorijskih predviđanja postojanja supermasivnog haloa oko naše Galaksije [27,28] koji je po ovim radovima nužan za stabilizaciju diska naše Galaksije. U ovom radu, kao i u napred pomenutim, nisu nadjeni argumenti za tako nešto. Sudeći prema našim rezultatima masa haloa unutar sfere poluprečnika 20 kpc jedva da dostiže masu diska. Ipak, masa haloa, dobijena u ovom radu, znatno premašuje onu koju je izračunao Fenkart [30] iz odnosa masa diska i haloa. Na osnovu [30] gornja granica za odnos masa haloa i diska iznosi oko 0,25, što ako prihvatimo za masu diska $M_d \approx 10^{11} M_{\odot}$, daje za halo $2,5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Za dvostruko veću masu diska imamo $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ za halo, što je ipak manje od vrednosti dobijene u ovom radu.

Na kraju razmatrano je i pitanje koliki je procenat ukupne mase galaktičkog haloa sadržan u globularnim jatima. Rezultati određivanja masa ovih objekata (vidi glavu II i odeljak 11) pokazuju da je red veličine $10^6 M_{\odot}$ za masu jednog jata razuman, recimo $2 \times 10^6 M_{\odot}$, a dopustićemo kao i ranije da ih ukupno ima

oko 200 u našoj Galaksiji. Tada će njihova ukupna masa biti $4 \times 10^8 M_{\odot}$, što čini najviše 1% ukupne mase haloa - ili po svojoj prilici manje, recimo oko 6%. Procenat međjuzvezdane materije u halou naše Galaksije teško da može da bude veliki, najverovatnije svega nekoliko procenata, a to znači da je u globularnim jatima sadržan jedva 1% mase svih zvezda haloa. Ovo se teško uklapa u hipotezu da su sve zvezde haloa formirane u globularnim jatima, o čemu je bilo reči u uvodu. Doduše u [83] navodi se da je nekad u našoj Galaksiji bilo znatno više ($>10^3$) globularnih jata i da je njihova masa bila znatno veća od sadašnje. Ideju o takvim tzv. "superjatima" srećemo i u [87].

Daćemo sada jednu kratku diskusiju ove ideje. Zamislimo da su u prošlosti današnja globularna jata činila jezgra ovih superjata. Pretpostavimo da je prosečna masa jednog superjata iznosila $(1-2) \times 10^8 M_{\odot}$ prema [83]. Ovaj red veličine uklapa se u procenjenu ukupnu masu zvezdane komponente haloa naše Galaksije, ako se dopusti da je ovakvih superjata bilo nekoliko stotina. Taj broj je veći od ukupnog broja globularnih jata u Galaksiji danas, ako se ima u vidu ocena preuzeta iz [3], da poslednjih u našoj Galaksiji ima oko 200, ali je manji od Surdinove ocene. Za jezgro takvog sistema usvojićemo parametre jednog "standardnog" globularnog jata, tj. $M \approx 2 \times 10^6 M_{\odot}$ i $r_0 = 30$ pc. Srednja gustina ovakvog jezgra iznosiće

$$\frac{M}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = 5 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}.$$

Ako se prihvati da izvan r_0 funkcija gustine ima oblik

$$\rho(r) = \frac{a}{r^2},$$

iz uslova $\bar{\rho} = a/r_0^2$ dobijamo $a = \bar{\rho} r_0^2 = 1,6 \times 10^{19} \text{ g cm}^{-1}$. Tada spoljašnji radijus superjata r_s možemo oceniti iz sledeće jednačine

$$\mathcal{M} = 4\pi a \int_{r_0}^{r_s} dr = 4\pi a (r_s - r_0), \quad (5.12)$$

gde je $\mathcal{M} = 2 \times 10^8 M_{\odot} = 4 \times 10^{41} \text{ g}$. Rezultat je da r_s iznosi oko 350 pc, što je sasvim logično, s obzirom na razmere Galaksije. Tako smo došli do zanimljivog zaključka da u spoljašnjim delovima hipotetičnih superjata gustina opada sa kvadratom rastojanja od njihovih centara. Poslednji oblik funkcije gustine može se objasniti između ostalog i prisustvom znatnih radijalnih kretanja, kao što je pokazano u [62,88]. U tom slučaju može se smatrati da superjata nisu bila stabilni sistemi i da su se stoga relativno brzo raspala, a ostatke predstavljaju brojne zvezde haloa i globularna jata. Razliku pretpostavljenog ukupnog broja superjata i usvojenog broja globularnih jata moguće je objasniti na primer delovanjem dinamičkog trenja na kome toliko insistira Surdin [83-86].

16. Halo i spiralna struktura

U [92] autori preko numeričkog eksperimenta pokazuju da objekti populacije II veoma povoljno utiču na stvaranje i razvoj spiralne strukture naše Galaksije. Nasuprot tome Mishurov i Suchkov [93] pokazali su preko diferencijalnih jednačina da je uloga sfernog podsistema (objekata populacije II) u formiranju spiralne strukture Galaksije ništavna.

Pokušaćemo ovde, koristeći metod Mishurova i Suchkova, da iznova razmotrimo ovo pitanje, imajući u vidu rezultate koje smo dobili u ovoj glavi.

Prema Mishurovu i Suchkovu uloga sfernog podsistema u formiranju spiralne strukture se određuje parametrom

$$\zeta' = \frac{2\rho_{02}c_1^2k_{\mathcal{R}}}{\sigma_{01}c_2^2(k_{\mathcal{R}}^2+k_Z^2)}, \quad (5.13)$$

gde je ρ_{02} zapreminska gustina sfernog podsistema, c_1 i c_2 su disperzije brzina ovih podsistema, respektivno, σ_{01} površinska gustina ravnog podsistema, $k_{\mathcal{R}}$ i k_Z talasni brojevi za \mathcal{R} i Z koordinatu.

Imajući u vidu rezultate koje smo dobili u prethodnoj glavi, dobijamo da je odnos ζ' otprilike jednak 0,35, što nije zanemarljivo, ali nije u svakom slučaju takvo da bi uloga sfernog podsistema bila odlučujuća. U svakom slučaju ovo pitanje treba dalje da se razmatra.

17. Sadržaj gasa

17.1. Gustina i temperatura medjuzvezdanog gasa u halou. Pokušaćemo da damo ocenu za sadržaj medjuzvezdanog gasa u halou polazeći od sadržaja gasa u globularnim jatima.

Kao što je poznato, globularna jata se odlikuju niskim sadržajem gasa (na primer [32, 94]). Dosadašnja traganja za otkrivanjem nekog znatnijeg radio-zračenja iz globularnih jata nisu dala pozitivne rezultate [95-97]. Takođe izgleda da ni globularna jata koja su izvori X-zračenja ne sadrže znatniju količinu jonizovanog gasa [97]. S druge strane pokušaj da se modelom vetra iz globularnih jata objasni mali sadržaj gasa u njima nije bio uspešan [94]. Zato se u [32] predlaže drugi mehanizam prema kome globularna jata gube gas u toku svog kretanja kroz halo usled izduvavanja.* Autori ovog rada su dobili formulu prema kojoj može da se odredi broj atoma gasa u halou ako su poznati neki dinamički parametri globularnih jata. Pošto smo se u ovom radu bavili određivanjem takvih veličina za globularna jata, odlučili smo da pokušamo određivanje broja atoma gasa u halou posredstvom pomenute formule

$$\rho_e V_c^2 \approx \alpha \sigma_o V_e. \quad (5.14)$$

ρ_e je gustina spoljašnje sredine, V_c brzina kojom se jato kreće kroz tu sredinu, α specifični relativni koeficijent gubljenja mase, σ_o površinska gustina zvezda u centru jata i V_e odvojna brzina za jato. Za σ_o usvojili smo istu vrednost - 20 g cm^{-2}

* *Prevod engleskog izraza sweep out.*

kao i autori [32]. Ovu vrednost oni su dobili koristeći podatke iz [44]. Za α je u [32] bila usvojena vrednost $10^{-11} \text{ god.}^{-1} = 3 \times 10^{-19} \text{ s}^{-1}$. Imajući u vidu da je ova veličina slabo poznata, odlučili smo da usvojimo tu istu vrednost. Što se tiče brzina V_c i V_e , nismo saglasni sa autorima [32]. Oni su za vrednost ovih brzina naveli 200 km s^{-1} i 50 km s^{-1} , respektivno. Prva vrednost otvoreno protivreči podacima iz glave IV, gde se lako može videti da se većina jata kreće kroz Galaksiju većim brzinama. Druga vrednost može da bude ispravna za većinu jata, praktično za sva osim za ω Cen, naravno prema našim rezultatima. Ako usvojimo da brzina jata V_c iznosi 350 km s^{-1} , a V_e u krajnjem slučaju 70 km s^{-1} , dobijamo preko (5.14) $\rho_e = 3,5 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$. Kada imamo u vidu sve ono što je dosada rečeno, poslednju veličinu možemo smatrati za gornju granicu. Drugim rečima po svojoj prilici stvarna gustina gasa u halou je manja od ove vrednosti. Red veličine $10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$ za srednju gustinu gasa u halou naše Galaksije navodi na zaključak da celokupna masa gasa u halou čini 3-10% njegove ukupne mase, kao što je napisano u [62], ali bliže gornjoj granici, recimo 8-10%.

Temperaturu gasa možemo da odredimo na sledeći način. Kao što je poznato, (na primer [62]), kvadrat brzine zvuka u gasu zagrejanom do "virijalne" temperature iznosi

$$\frac{kT}{\mu} = \frac{GM}{R_h} \quad (5.15)$$

Ovde je M masa gasnog sistema, R_h njegov radijus, k Boltzmannova konstanta, μ masa atoma vodonika i T temperatura gasa. Pošto

je $\rho = 10^{44}$ g, $R_h = 20$ kpc = 6×10^{22} cm, za temperaturu dobijamo $T = 1 \times 10^6$ K. Poslednja jednačina se obrazlaže pretpostavkom o termodinamičkoj ravnoteži gasnog podsistema u halou koja se često sreće u literaturi (na primer [31,33]), premda se ne može sa sigurnošću reći da je ona ispunjena u stvarnosti.

Tako je i u ovom radu dobijeno da je temperatura gasa u halou visoka. Dosada, sudeći prema [33], nije dato zadovoljavajuće objašnjenje ovog efekta. U istom radu nalazi se interesantna diskusija u kojoj se ukazuje na neke moguće mehanizme koji doprinose ovako visokoj temperaturi gasa u halou naše Galaksije.

17.2. Termalno zračenje gasa. Još je Spitzer [31] za temperaturu gasa u galaktičkom halou dobio red veličine 10^6 K. Jasno je da u takvim uslovima gas treba da bude u potpunosti jonizovan. Prema tome, može se očekivati postojanje termalnog zračenja gasa u radio-oblasti spektra. Spitzer je u pomenutom radu došao do zaključka da je srednja gustina gasa u halou reda veličine 10^{-28} g cm⁻³, suviše mala da bi njegovo radio-zračenje bilo otkriveno.

Ovde je izračunato da je srednja gustina gasa za dva reda veličine veća, a i u drugim savremenim radovima takodje se dobija ovaj red veličine (na primer [32,62]). Prema tome od interesa je da se nanovo ispita mogućnost termalnog radio-zračenja galaktičkog halba.

Optička dubina termalnog radio-zračenja τ_ν iznosi prema [98]

$$\tau_v = \frac{\zeta}{v^2 T^{3/2}} \int_{r_1}^{r_2} n_e^2 dr. \quad (5.16)$$

Ovde je ζ sporo promenljiv parametar, za koji se može usvojiti vrednost od 0,136 CGS jedinica [98]. n_e je broj elektrona u jedinici zapremine, v frekvencija, T temperatura gasa i r rastojanje. Ako se usvoji da je n_e približno konstantno, integral (5.16) će imati vrednost

$$n_e^2 L,$$

gde je L dužina oblasti iz koje primamo zračenje. Imajući u vidu da su dimenzije haloa reda veličine $10 \text{ kpc} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}$, a n_e je jednako broju jezgara, tj. $2 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, tada je brojna vrednost integrala (5.16) $1,2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-5}$ i u saglasnosti sa tim optička dubina će iznositi za $T=10^6 \text{ K}$

$$\tau_v = \frac{1,63 \times 10^9}{v^2}.$$

Za obične frekvencije reda veličine 10^{7-8} Hz vrednost optičke dubine iznosi $\tau_v = 1,63 \times 10^{-(5-7)}$, drugim rečima zanemarljivo je mala. Efektivna temperatura zračenja T_b povezana je sa temperaturom gasa preko sledeće formule [98]

$$T_b = T(1 - e^{-\tau_v}).$$

Za vrednosti optičke dubine bliske nuli poslednji izraz dobija oblik

$$T_b \approx T \tau_v. \quad (5.17)$$

Red veličine efektivne temperature ukupnog radio-zračenja pozadine na frekvencijama reda veličine 10-100 MHz menja se u granicama od 10^4 -10 K, dok se red veličine efektivne temperature termalnog radio-zračenja galaktičkog haloa menja u granicama od 10 K do 10^{-2} K (5.17), tj. hiljadu puta je manja.

Dakle, pri uslovima dobijenim u ovom radu intenzitet termalnog radio-zračenja haloa je suviše slab da bi ono moglo da bude otkriveno. Prema tome radio-zračenje haloa, ako postoji, treba da bude isključivo netermalne prirode.

18. Magnetno polje i kosmički zraci

18.1. Pokušaj određivanja jačine magnetnog polja. U spoljašnjem delu haloa, kako smo dosada govorili, raspodela materije je sferna, tj. zavisi samo od rastojanja do centra Galaksije i saglasno tome radijalna kretanja objekata haloa preovladavaju. U takvom slučaju može se očekivati da kretanja naelektrisanja u jonizovanom gasu haloa budu takodje radijalna, drugačije govoreći haotična. Tada i magnetno polje gasa treba da bude haotično.

U unutrašnjem delu postoji sistematsko kretanje - rotacija. Tako u ovoj oblasti možemo očekivati postojanje magnetnog polja dipolnog tipa. Uostalom, dosadašnji rezultati radio-astronomskih posmatranja pokazuju da je po svoj prilici magnetno polje u halou naše Galaksije haotično [36].

Srednju jačinu magnetnog polja u spoljašnjem delu haloa smo odredili preko gustine energije magnetnog polja. Pošto se halo naše Galaksije nalazi u ravnoteži, možemo pretpostaviti

$$w_{\text{grav}} = w_g + w_{\text{mag}} + w_{\text{kzr}}, \quad (5.18)$$

gde je w_{grav} gustina gravitacione, w_g gustina energije gasa (pritisak), w_{mag} pritisak magnetnog polja i w_{kzr} pritisak kosmičkog zračenja. Prve dve gustine energije se određuju iz sledećih formula

$$w_{\text{grav}} = \frac{-GM}{\rho R}, \quad (5.19)$$

$$w_g = \frac{k}{\mu \rho} T, \quad (5.20)$$

gde je M ukupna masa haloa unutar radijusa R i $\bar{\rho}$ srednja gustina gasa. Ostale oznake poznate su od ranije (vidi (5.15)). Za vrednost radijusa 15 kpc može se prihvatiti da masa iznosi $5 \times 10^{10} M_{\odot}$ (vidi odeljak 15), dok za srednju gustinu i temperaturu gasa u spoljašnjem halou usvajamo vrednosti $5 \times 10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$ i $1 \times 10^6 \text{ K}$, respektivno. Zamenom pomenutih vrednosti u (5.19) i (5.20) dobijamo $w_{\text{grav}} = 7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$ i $w_g = 2 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$. Njihova razlika tada na osnovu (5.18) iznosi

$$w_{\text{mag}} + w_{\text{kzr}} = 5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}.$$

Prema [99] može se pretpostaviti da su poslednje dve gustine energije jednake jedna drugoj, zato što u sistemu u kome je gustina energije magnetnog polja suštinski manja od gustine energije kosmičkog zračenja magnetno polje ne bi moglo da zadrži

relativističke čestice unutar zapremine sistema i kao rezultat napuštanja sistema od strane određenog broja relativističkih čestica javila bi se energetska kvaziravnoteža između magnetnog polja i kosmičkih zraka. U tom slučaju znajući da je $w_{\text{mag}} = H^2/8\pi$, dobijamo $H = 2,6 \mu\text{G}$. Približno tolike vrednosti nadjene su i u [34,100,101].

Kako na osnovu formula (5.1) i (5.2) gustina materije u halou opada približno sa kvadratom rastojanja od centra Galaksije, možemo smatrati da je u unutrašnjem halou srednja gustina gasa za red veličine veća nego u spoljašnjem. To će imati za posledicu porast prvih dveju gustina energije iz (5.18) za red veličine, dok će njihova razlika i dalje biti približno jednaka pomenutoj vrednosti od $5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$. Stoga se i u unutrašnjem halou može prihvatiti za magnetno polje $2,6 \mu\text{G}$.

U unutrašnjem delu haloa, kao što je već rečeno, može se dopustiti osim haotične komponente i postojanje magnetnog polja dipolnog tipa. Jačinu takvog polja je teško odrediti, zato što tačno ne poznajemo kretanje naelektrisanja unutar gasa. Zbog toga pokušaćemo da damo ocenu moguće vrednosti jačine polja dipola. U tom smislu pretpostavićemo da je odnos uredjene i haotične komponente magnetnog polja jednak odnosu srednjih brzina rotacije i preostalog kretanja. Na osnovu podataka iz odeljka 15 može se napisati $V_{\text{rot}}/V_{\text{O}} = 0,26$. Tada, ako prihvatimo $H_{\text{h}} = 2,6 \mu\text{G}$, dobijamo za jačinu uredjene komponente $0,7 \mu\text{G}$. Tako je u unutrašnjem halou magnetno polje rezultanta dveju komponentata - uredjene i haotične - i u najpovoljnijem slučaju dobijamo za maksimalnu jačinu $3,3 \mu\text{G}$. Ovakva jačina se sasvim malo razlikuje od

2,6 μG i podjednako dobro se slaže sa već pomenutim podacima [34,100,101].

Imajući u vidu način na koji je dobijena ocena uredjene komponente magnetnog polja u halou, na kraju možemo reći da ako takvo polje postoji, ono teško da može biti jače od 1 μG .

Odredjivanje strukture magnetnog polja u halou naše Galaksije na osnovu radio-astronomskih posmatranja povezano je sa velikim teškoćama, s obzirom na složenu prirodu pozadine galaktičkog radio-zračenja (na primer [102]).

18.2. Kosmički zraci u halou naše Galaksije. Kao što se vidi iz pododeljka 18.1, pod pretpostavkom da su gustine energije magnetnog polja i kosmičkog zračenja u halou naše Galaksije jednake, za gustinu energije kosmičkog zračenja imamo $w_{\text{kzr}} = 2,5 \times 10^{-13}$ erg cm^{-3} . U disku gustina energije kosmičkog zračenja iznosi 10^{-12} erg cm^{-3} [99,103].

Koristeći rezultate radio-astronomskih posmatranja moguće je izvršiti poredjenje teorije i posmatranja za slučaj elektronske komponente kosmičkog zračenja. Kao što je poznato, energetski spektar ove komponente (kosmičkih elektrona) određuje se formulom [36,99]

$$N(E) = KE^{-\gamma}, \quad (5.21)$$

gde je $N(E)$ broj elektrona sa energijom E u jedinici zapremine. Pošto gustina energije kosmičkih elektrona iznosi

$$w_e = \int N(E)E dE = K \int E^{1-\gamma} dE,$$

tada ako usvojimo $w_{kzr} = \kappa w_e$ [99] (κ neka konstanta), dobijamo

$$w_{kzr} \propto K.$$

U poslednjem slučaju odnos gustina elektronske komponente kosmičkog zračenja u oblastima diska i haloa naše Galaksije K_D/K_H bio bi jednak odnosu gustina energije, ako je vrednost konstante κ ista u disku i halou.

Pod pretpostavkom da je odnos emisivnosti sinhrotronskog radiozračenja diska i haloa na frekvencijama oko 10 MHz (za istu vrednost temperaturnog spektralnog indeksa, recimo 2,4) jednak 10 [104] i da srednja jačina magnetnog polja u disku iznosi 6,4 μ G [105], tada preko formule za emisivnost sinhrotronskog zračenja

$$\frac{\epsilon_D}{\epsilon_H} = \frac{K_D}{K_H} \left(\frac{H_D}{H_H} \right)^{\beta-1},$$

lako možemo dobiti da odnos K_D/K_H iznosi 3-4, ako je $H_H = 2,6-3,3 \mu$ G (β je temperaturni spektralni indeks, ϵ emisivnost). Ovo se dobro slaže sa već dobijenim odnosom gustina energije kosmičkog zračenja i prema tome veoma je verovatno da je odnos gustine energije kosmičkih elektrona prema ukupnoj gustini energije isti u disku i halou. Takav rezultat se može lako objasniti ako se ima u vidu da je za nuklearnu komponentu energija veća od energije elektrona, zbog toga što je masa mirovanja elektrona mala u poredjenju sa masama jezgara. S druge strane može se očekivati da jezgara ima manje u halou nego elektrona zbog toga što ona duže borave u disku naše Galaksije jer su im, u celini

gledano, brzine manje nego kod elektrona. Za elektrone, kao što je opšte poznato, može se usvojiti da se kreću brzinom svetlosti c .

Osnovna jednačina za elektrone je diferencijalna jednačina [99]

$$\frac{\partial (PN)}{\partial E} - D \Delta N + \frac{N}{\tau} = Q(E),$$

gde je P snaga koju gubi elektron, D koeficijent difuzije, N koncentracija, Q funkcija izvora i τ karakteristično vreme boravka elektrona u datoj sredini. U [105] se pokazuje da pod uslovima $P \propto E^2$ (uzimaju se u obzir najvažniji mehanizmi gubljenja energije - sinhrotronsko zračenje i inverzni Compton-ov efekt), $D \propto E^{0,2}$ i ako je još funkcija izvora za elektrone u halou jednaka funkciji raspodele elektrona po energijama u disku, za spektar kosmičkih elektrona u halou se dobija $N = K_H E^{-\gamma_h}$, gde se energetski spektralni indeks γ_h kreće u granicama 1,8-3,8, pošto se odgovarajući spektralni indeks u disku menja od 1,8 do 2,8. Odnos $K_H/K_D \approx \frac{\tau_H}{\tau_D} \frac{v_D}{v_H}$, gde su v_D i v_H zapremine diska i haloa, respektivno. Ako usvojimo $v_D/v_H \approx 0,01$ i $K_H/K_D = 0,25-0,33$, dobijamo $\tau_H/\tau_D \approx 25-33$. Ovo se dobro slaže sa rezultatom iz [106], gde je za odnos karakterističnih vremena haloa i diska dobijena vrednost 32. U tom slučaju je $\tau_H = 1,7 \times 10^8$ god. [106]. U istom radu imamo i izraz za koeficijent difuzije. Za naše ciljeve prepisaćemo ga u obliku

$$D = \frac{1}{2} \frac{R_H^2}{\tau_H}, \quad (5.22)$$

gde je R_H radijus haloa, za koji usvajamo da iznosi 20 kpc. Sa

već pomenutom vrednošću za τ_H dobijamo da je koeficijent difuzije u halou jednak $3,3 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. To je nešto malo veće od vrednosti navedene u [106], ali tamo je usvojeno da su dimenzije haloa manje od dimenzija nadjenih u našem radu.

18.3. Sinhrotronsko radio-zračenje galaktičkog haloa. Kada imamo vrednosti veličina K_H i H_H u galaktičkom halou možemo pokušati određivanje emisivnosti jedinice zapremine galaktičkog haloa na proizvoljnoj frekvenciji. To ćemo učiniti na isti način kao u [100,101]. Izabraćemo kao i u pomenutim radovima frekvenciju 404 MHz. Zamenom vrednosti za K_H i H_H u odgovarajuću formulu dobijamo za emisivnost jedinice zapremine radio-zračenja haloa na 404 MHz $0,5-0,6 \text{ K kpc}^{-1}$, približno isto kao u [101]. Valja istaći da je ovakav rezultat ovde dobijen preko teorijskih izračunavanja, a u [101] na osnovu analize posmatračkog materijala. Imajući u vidu dobijeni interval za energetski spektralni indeks elektrona, dobijamo za temperaturski spektralni indeks radio-zračenja haloa da se kreće u granicama od 2,4 do 3,4. Interval frekvencije koji odgovara intervalu energije možemo dobiti ako znamo jačinu magnetnog polja i kritičnu frekvenciju elektrona. Donja granica indeksa 2,4 odgovara niskim frekvencijama - oko 10 MHz, a većim frekvencijama odgovara vrednost 2,6, kao što je dobijeno u [101] za interval 38-404 MHz. Na frekvencijama većim od 450-500 MHz treba očekivati velike vrednosti spektralnog indeksa oko 3 i više.

Na ovim velikim frekvencijama takodje se može očekivati smanjenje dimenzija radio-haloa, kao što je teorijski predviđeno u [107], a potvrđeno u [108] analizom radio-posmatranja.

Istraživanja radio-haloa drugih spiralnih galaksija [109,110] takodje pokazuju postojanje radio-haloa po obliku sličnih galaktičkom.

19. ZAKLJUČAK

U radu je preduzeto opsežno izučavanje haloa naše Galaksije. Iz već pomenutih razloga poseban akcenat stavljen je na globularna jata, kao najizrazitije predstavnike halo-populacije. S obzirom na postojanje odredjenih celina u radu pregled zaključaka biće dat na sledeći način.

19.1. Zaključci II i III glave (Odredjivanje masa globularnih jata sa osvrtom na njihovu unutrašnju strukturu). Za globularna jata M 15, M 92 i M 13 metodom Naumove i Ogorodnikova dobijene su mase reda veličine $10^8 M_{\odot}$, što za bar dva reda veličine prevazilazi mase ovih jata odredjene posredstvom teoreme virijala. Kao što je već rečeno u glavi II, vrednosti masa dobijenih preko teoreme virijala smatramo verodostojnijim. To ne znači da metod Naumove i Ogorodnikova poseduje neke principijelne nedostatke, već je to zato što je izbor zvezda čija sopstvena kretanja koristimo kao polazne podatke prilikom primene ovog metoda otežan. Postojeća posmatranja nam ne omogućuju da sa zadovoljavajućim stepenom sigurnosti ukažemo na one zvezde koje se odista rasejavaju u poljima globularnih jata. S druge strane rezultat da su disperzije brzina zvezda koje se nalaze iza jata u tangencijalnoj ravni veće od disperzija brzina zvezda koje se nalaze ispred jata u istoj ravni (ispred i iza prema pravcu sopstvenog kretanja), može da bude indikativan u tom smislu

što ukazuje na to da je moguće da primena teoreme virijala daje za rezultat manje vrednosti masa globularnih jata nego što one stvarno jesu. Pri kraju III glave pokazano je da činjenica što u slučajevima mnogih globularnih jata posmatramo njihove haloe dovodi do toga da su brzine zvezda jata merene pretežno u njihovim apocentričnim položajima, gde se one inače sporije kreću, pa samim tim dobijamo manju vrednost za ukupnu kinetičku energiju jata, a takodje i masu (1.10). Poslednji efekt ne može dovesti do smanjenja mase za red veličine, a kamoli za više.

U ovom radu predložen je i novi metod za određivanje mase globularnog jata preko plimskog radijusa posredstvom King-ove formule koja povezuje ove dve veličine. Metod je primenjen na pet globularnih jata: M 15, M 3, ω Cen, NGC 6441 i NGC 6304. Za plimski radijus prva tri jata dobijeno je da se kreće u intervalu 100-200 pc, a za ostala dva da je manji od 50 pc. Za mase prva tri jata dobijen je red veličine $10^{7-8} M_{\odot}$, a za druga dva $10^{6-7} M_{\odot}$. Smatramo da su navedene vrednosti za plimske radijuse realne, ali se to ne bi moglo reći za mase. Razlog za to je nedostatak King-ove formule, zbog toga što se pretpostavlja da je plimski radijus globularnog jata uvek isti, tj. zadržava onu vrednost koju je imao u perigalaktikumu. Ova pretpostavka teško da može da bude realna s obzirom na rezultat dobijen u glavi III da je skoro celokupna masa globularnog jata skoncentrisana u granicama njegovog optičkog radijusa koji je znatno manji od plimskog. Uzimanje u obzir poslednjeg efekta dalo je sasvim realne vrednosti masa za tri prva jata, ali ne i za NGC 6441 i NGC 6304. Poslednja jata su suviše blizu centra

Galaksije, pa je za njih malo opravdana druga pretpostavka King-ove formule da se globularna jata kreću keplerovski oko centra Galaksije. To je verovatno objašnjenje za njihove velike mase.

Jedino globularno jato za koga postoji relativno zadovoljavajuće slaganje vrednosti masa dobijenih primenom različitih metoda je ω Cen. Uzimajući u obzir, kako rezultate ovog rada, tako i rezultat iz [49], možemo reći da je njegova masa reda veličine $10^7 M_{\odot}$, dok je za ostala globularna jata red veličine mase $10^6 M_{\odot}$, odnosno $10^5 M_{\odot}$, s tim što masa izgleda lagano opada sa povećanjem sadržaja teških elemenata u globularnom jatu. Poslednja hipoteza nije mogla biti strožije proverena u ovom radu, te se ostaje samo pri opštim razmatranjima izloženim na kraju glave IV. Tako, sudeći prema dobijenim rezultatima, ω Cen je najmasivnije globularno jato u našoj Galaksiji.

19.2. Zaključci IV glave (Prostorna raspodela i orbite globularnih jata u Galaksiji). Globularna jata su bila razvrstana prema rastojanjima od centra Galaksije i hemijskom sastavu. Svaka grupa pokazuje određene razlike u prostornoj raspodeli. U tom smislu može se govoriti o tzv. unutrašnjem halou - unutar 8-10 kpc od centra Galaksije. Globularna jata ovog dela haloa pokazuju izvesnu spljoštenost koja se u zavisnosti od njihovog tipa (hemijskog sastava) kreće u granicama 0,5-0,6. Kao mera spljoštenosti uzet je odnos srednjeg rastojanja od galaktičke ravni za datu grupu prema kvadratnom korenu iz polovine kvadrata srednjeg rastojanja od ose galaktičke rotacije. Ovaj odnos je najmanji za globularna jata tipa D (najbogatija teškim elementima).

Za globularna jata spoljašnjeg haloa može se usvojiti sferna prostorna raspodela, tj. da koncentracija zavisi samo od rastojanja do centra Galaksije. Odstupanja pojedinih grupa mogu se protumačiti osobenostima njihovog kretanja.

Ekscentriciteti orbita globularnih jata (pod pretpostavkom da su njihova kretanja oko centra Galaksije čisto keplerovska) rastu sa povećanjem srednjeg rastojanja date grupe globularnih jata od centra Galaksije. Tako najmanje ekscentricitete imaju globularna jata tipa D, za koja su moguće i male vrednosti do 0,3, a najveće udaljena globularna jata tipa H (siromašna teškim elementima) čiji ekscentriciteti dostižu i 0,9. Važno je istaći da razlike u ekscentricitetima orbita globularnih jata unutrašnjeg haloa nisu velike, bez obzira na razlike u hemijskom sastavu, a samim tim po svojoj prilici i starosti. Tako na primer, veća je razlika u ekscentricitetima orbita globularnih jata istog tipa - H, ali različitih udaljenja od centra Galaksije, nego između ekscentriciteta orbita jata istog tipa iz unutrašnjeg haloa i jata tipa D.

Izvršena analiza u glavi IV ukazuje da se apogalaktička rastojanja globularnih jata kreću od nekoliko kpc do nekoliko desetina kpc, bez obzira na različitu starost. Zbog toga mišljenja smo da su se ona smanjila u toku evolucione kontrakcije naše Galaksije, dok su ekscentriciteti orbita prvobitni. To se uklapa u koncepciju spore kontrakcije naše Galaksije, tj. u vremenu oko 2-3 milijarde godina.

19.3. Zaključci V glave (Gradnja haloa naše Galaksije). Ispitivanje prostorne raspodele globularnih jata u spoljašnjem halou pokazuje da njihova koncentracija opada sa kvadratom rastojanja od centra Galaksije. Takva raspodela može se očekivati prema teorijskim predviđanjima [62,88] u prisustvu znatnih radijalnih kretanja, što se potvrđuje uočenim velikim ekscentricitetima orbita globularnih jata spoljašnjeg haloa i do 0,9 u glavi IV. U unutrašnjem halou ovakva raspodela prelazi u sličnu osno-simetričnu, gde koncentracija opada sa kvadratom rastojanja od ose galaktičke rotacije i kvadratom rastojanja od galaktičke ravni.

Red veličine ukupne mase galaktičkog haloa unutar radijusa 20-25 kpc je $10^{10} M_{\odot}$ - u krajnjem slučaju $1 \times 10^{11} M_{\odot}$, te tako nema evidencije za "supermasivni" halo koji predviđaju Ostriker i Peebles [27,28]. Udeo svih globularnih jata u celokupnoj masi haloa je svega nekoliko promila, najviše 1%. Zbog toga se teško može shvatiti hipoteza da su sve zvezde haloa formirane u globularnim jatima. Moguće objašnjenje je da su sadašnja globularna jata bila nekad jezgra tzv. superjata, sistema čije su mase sto puta veće od prosečne mase jednog globularnog jata i radijusi iznose nekoliko stotina parseka. Pokazano je da gustina takvih sistema izvan njihovih jezgara treba da opada sa kvadratom rastojanja. Oko 8-10% ukupne mase haloa otpada na medjuzvezdani gas koji je razredjen (srednja gustina reda veličine $10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$) i vreo (red veličine temperature 10^6 K). Termalno radio-zračenje ovog gasa je slabo i radio-halo naše Galaksije, ako postoji, treba da je isključivo netermalne prirode.

Magnetno polje u halou je slabo i haotično - jačine oko $2,6 \mu\text{G}$, s tim što u unutrašnjem delu može postojati magnetno polje tipa dipola koje ne bi trebalo da bude jače od $1 \mu\text{G}$. Vrlo logična pretpostavka da su u halou gustine energije magnetnog polja i kosmičkog zračenja međjusobno jednake navodi na zaključak da je odnos gustine energije elektronske komponente prema ukupnoj gustini energije kosmičkog zračenja isti u disku i halou. Za koeficijent difuzije kosmičkih zraka u halou dobijena je vrednost $3,3 \times 10^{29} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Najzad imajući u vidu vrednost jačine magnetnog polja i raspodelu kosmičkih elektrona po energijama, izveden je zaključak o netermalnom radio-zračenju galaktičkog haloa. Tako je za frekvenciju 404 MHz dobijena vrednost emisivnosti $0,5-0,6 \text{ K kpc}^{-1}$, s tim što na većim frekvencijama ova veličina brzo opada. Spektralni indeks radio-zračenja galaktičkog haloa menja se u granicama $2,4-3,4$.

LITERATURA

1. Ninković, S.: 1978, magistarski rad, univerzitet u Beogradu.
2. Marsakov, V.A.: 1981, dissertatsiya kand. nauk, Rostov-na-Donu.
3. Trimble, V.: 1977, Mon. Not. R. astr. Soc., 178, 335.
4. Arp, H.: 1965, u Galactic Structure, ur. A. Blaauw & M. Schmidt, vol. V of Stars and Stellar Systems, University of Chicago Press, Chicago & London, str. 401.
5. Sharov, A. S.: 1976, Astron. Zh., 53, 702.
6. Sharov, A. S.: 1978, Pis'ma v Astron. Zh., 4, 393.
7. Naumova, E. V.: 1975, u Dinamika i évoljutsiya zvezdnykh sistem, ur. K. F. Ogorodnikov, vyp. 4 ser. Problemy issledovaniya vselennoj, izd. AN SSSR VAGO GAO, Moskva-Leningrad, str. 49.
8. Finlay-Freundlich, E.: 1945, Mon. Not. R. astr. Soc., 105, 237.
9. Cudworth, K. M.: 1976, Astron. J., 81, 519.
10. Cudworth, K. M.: 1976, Astron. J., 81, 975.
11. Willson, O. C. & Coffeen, M. F.: 1954, Astrophys. J., 119, 197.
12. Schwarzschild, M. & Bernstein, S.: 1955, Astrophys. J., 122, 200.
13. Feast, M. W. & Thackeray, A. D.: 1960, Mon. Not. R. astr. Soc., 120, 463.
14. Illingworth, G.: 1976, Astrophys. J., 204, 73.
15. Oort, J. H. & van Herk, G.: 1959, Bull. astr. Inst. of the Netherl., 14, 299.
16. Dickens, R. J. & Sir Richard Woolley: 1967, Roy. Observ. Bull., 128, 255.
17. Gunn, J. E. & Griffin, R. F.: 1979, Astron. J., 84, 752.
18. Johnson, H. M.: 1952, Astrophys. J., 115, 124.
19. Naumova, E. V. & Ogorodnikov, K. F.: 1973, Astron. Zh., 50, 726.

20. Antonov, V. A., Naumova, E. V. & Ogorodnikov, K. F.: 1974, *Astron. Zh.*, 51, 973.
21. Naumova, E. V.: 1975, *Astron. Tsirk.*, 896, 6.
22. Atanasijević, I. & Milogradov-Turin, J.: 1974, *Izabrana poglavlja iz zvezdane astronomije*, Beograd.
23. von Hoerner, S.: 1954/55, *Zeitschr. für Astrophys.*, 35, 255.
24. Peterson, C. J.: 1974, *Astrophys. J.*, 190, L17.
25. Woltjer, L.: 1975, *Astron. & Astrophys.*, 42, 109.
26. Mironov, A. V., Rastorguev, A. S. & Samus', N. N.: 1976, *Astron. Zh.*, 53, 1164.
27. Ostriker, J. P. & Peebles, P. J. E.: 1973, *Astrophys. J.*, 186, 467.
28. Ostriker, J. P., Peebles, P. J. E. & Yahil, A.: 1974, *Astrophys. J.*, 193, L1.
29. Einasto, J.: 1974, u *Proc. of the First Europ. Astr. Meet.*, Athens, 1972, vol. 2, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg - New York, str. 291.
30. Fenkart, R. P.: 1977, *Astr. & Astrophys.*, 56, 91.
31. Spitzer, L.: 1956, *Astrophys. J.*, 124, 70.
32. Frank, J. & Gisler, G.: 1976, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 176, 533.
33. Silk, J.: 1974, *Comments Astrophys. Space Phys.*, 6, 1.
34. Webster, A. S.: 1975, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 171, 243.
35. Suh, P. K.: 1976, *Astr. & Astrophys.*, 51, 417.
36. Daniel, R. R. & Stephens, S. A.: 1970, *Space Sci. Rev.*, 10, 599.
37. King, I. R.: 1962, *Astron. J.*, 67, 471.
38. House, F. & Wiegandt, R.: 1977, *Astrophys. Space Sci.*, 48, 191.
39. Gurevich, L. É. & Chernin, A. D.: 1978, *Vvedenie v kosmogoniju*, izd. Nauka, Moskva, str. 299.
40. von Hoerner, S.: 1957, *Astrophys. J.*, 125, 451.
41. Andjelić, T. & Stojanović, R.: 1966, *Racionalna mehanika*, Zavod za izdavanje udžbenika SR Srbije, Beograd.

42. Eggen, O. J., Lynden-Bell, D. & Sandage, A. R.: 1962, *Astrophys. J.*, 136, 748.
43. Cudworth, K. M. & Monet, D. G.: 1979, *Astron. J.*, 84, 774.
44. Peterson, C. J. & King, I. R.: 1975, *Astron. J.*, 80, 427.
45. Sir Richard Woolley: 1967, *Roy. Observ. Annals*, No. 2.
46. Harding, G. A.: 1965, *Roy. Observ. Bull.*, 99, 65.
47. Poveda, A. & Allen, C.: 1975, *Astrophys. J.*, 197, 155.
48. Murray, C. A., Jones, D. H. & Candy, M. P.: 1965, *Roy. Observ. Bull.*, 100, 81.
49. Ogorodnikov, K. F., Nezhinskij, E. M. & Osipkov, L. P.: 1976, *Pis'ma v Astron. Zh.*, 2, 146.
50. Ogorodnikov, K. F., Nezhinskij, E. M. & Osipkov, L. P.: 1978, *Byul. Inst. teor. astr.*, 14, 284.
51. Kukarkin, B. V. & Kireeva, N. N.: 1979, *Astron. Zh.*, 56, 465.
52. Lightman, A. P. & Shapiro, S. L.: 1978, *Rev. Mod. Phys.*, 50, 437.
53. Rastorguev, A. S. & Surdin, V. G.: 1980, *Astron. Tsirk.*, 1102, 3.
54. Rodionov, V. I.: 1971, *Bull. Astron. Inst. of Czechos.*, 22, 4.
55. Barkhatova, K. A., Gerasimenko, T. P. & Ryvkin, D. G.: 1973, *Astron. Tsirk.*, 743, 3.
56. Surdin, V. G.: 1980, *Astron. Zh.*, 57, 959.
57. Balazs, B.: *Supplement of the Hvar Observ. Bull.*, u štampi.
58. Djurković, P.: 1979, *Publikacije Astronomske opservatorije u Beogradu*, 26, 40.
59. Jeans, J. H.: 1915, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 76, 567.
60. Kolkhidashvili, M. G.: 1977, *Byul. Abastuman. astrof. observ.*, 48, 141.
61. van den Bergh, S.: 1979, *Astron. J.*, 84, 317.
62. Antonov, V. A., Osipkov, L. P. & Chernin, A. D.: 1975, u *Dinamika i évoljutsiya zvezdnykh sistem*, ur. K. F. Ogorodnikov, vyp. 4 ser. *Problemy issledovaniya vselennoj*, izd. AN SSSR VAGO GAO, Moskva-Leningrad, str. 289.

63. Marsakov, V. A. & Suchkov, A. A.: 1976, Pis'ma v Astron. Zh., 2, 381.
64. Mironov, A. V. & Samus', N. N.: 1974, Peremennye zvezdy, 19, 337.
65. Hesser, J. E. & Hartwick, F. D. A.: 1976, Astrophys. J., 203, 97.
66. Hesser, J. E. & Hartwick, F. D. A.: 1976, Astrophys. J., 203, 113.
67. Pikel'ner, S. B.: 1976, Astron. Zh., 53, 449.
68. Shapiro, S. L. & Marchant, A. B.: 1976, Astrophys. J., 210, 757.
69. Lightman, A. P. & Shapiro, S. L.: 1977, Astrophys. J., 211, 244.
70. Frank, J. & Rees, M. J.: 1976, Mon. Not. R. astr. Soc., 176, 633.
71. Frank, J.: 1979, Mon. Not. R. astr. Soc., 187, 883.
72. Grubić, N.: 1979, Publikacije Astronomske opservatorije u Beogradu, 26, 75.
73. Keenan, D. W. & Innanen, K. A.: 1975, Astron. J., 80, 290.
74. Clube, S. V. M. & Watson, F. G.: 1979, Mon. Not. R. astr. Soc., 187, 863.
75. Isobe, S.: 1974, Astron. & Astrophys., 36, 327.
76. Ejgenson, A. M.: 1977, Tsirk. Astron. observ. L'vov. univ., 52, 14.
77. Isobe, S.: 1974, Astron. & Astrophys., 36, 333.
78. Hartwick, F. D. A.: 1976, Astrophys. J., 209, 418.
79. Chernin, A. D.: 1974, Astrofizika, 10, 535.
80. Schwarzschild, M.: 1954, Astron. J., 59, 273.
81. Hills, J. G.: 1976, Astrophys. Lett., 17, 95.
82. Cannon, R. D. & Kontizas, M.: 1974, Mon. Not. R. astr. Soc., 167, 51p.
83. Surdin, V. G.: 1979, dissertatsiya kand. nauk, Gos. astr. Inst. im. P. K. Shternberga, Moskva.
84. Surdin, V. G. & Charikov, A. V.: 1977, Astron. Zh., 54, 24.
85. Surdin, V. G.: 1979, Astron. Tsirk., 1061,

86. Surdin, V. G.: 1979, *Astron. Tsirk.*, 1063, 6.
87. Gunn, J.E.: 1978, Invited talk, Cambridge NATO Summer Conf. on glob. clusters, Cambridge, England, August 1978.
88. Antonov, V. A.&Chernin, A. D.: 1975, *Pis'ma v Astron. Zh.*, 1, 18.
89. Schmidt, M.: 1975, *Astrophys. J.*, 202, 22.
90. Weistrop, D.: 1972, *Astron. J.*, 77, 366.
91. Lucy, L. B.: 1976, *Astrophys. J.*, 203, 75.
92. Hockney, R. W.&Brownrigg, D. R. K.: 1974, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 167, 351.
93. Mishurov, Yu. N.&Suchkov, A. A.: 1976, *Astron. Zh.*, 53, 206.
94. Faulkner, D. J.&Freeman, K. C.: 1975, *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 2, 356.
95. Johnson, H. M.: 1976, *Astrophys. J.*, 208, 706.
96. Johnson, H. M., Catura, R. C., Charles, P. A.&Sanford, P. W.: 1977, *Astrophys. J.*, 212, 112.
97. Klein, M. J.: 1976, *Astrophys. Lett.*, 18, 25.
98. Pawsey, J. L.: 1965, u *Galactic Structure*, ur. A. Blaauw&M. Schmidt, vol. V of *Stars and Stellar Systems*, University of Chicago Press, Chicago&London, gl. 11, str. 219.
99. Ginzburg, V. L.&Syrovatskij, S. I.: 1963, *Proiskhozhdenie kosmicheskikh luchej*, izd. Akad. Nauk SSSR, Moskva.
100. Okuda, H.&Tanaka, Y.: 1968, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 20, 129.
101. Ninković, S.: 1979, *Pub. depart. Astr.*, Univ. Beograd, 9, 7.
102. Berkhuijsen, E. M.: 1971, *Astr.&Astrophys.*, 14, 359.
103. Parker, E. N.: 1968, u *Nebulae and Interstellar Matter*, ur. B. Middlehurst&L. Aller, vol. VII of *Stars and Stellar Systems*, University of Chicago Press, Chicago&London, gl. 14 str. 707.
104. Ninković, S.: 1981, *Publikacije Astron. opserv. Sarajevo*, 1, 219.
105. Ninković, S.: 1980, *Kongres matematičara, fizičara i astronoma Jugoslavije*, Bečići, 1980, u pripremi.

106. Bulanov, S. V., Dogel', V. A., Syrovatskij, S. I. & Ptuskin, V. S.: 1972, *Izv. AN SSSR, Ser. fiz.*, 36, 2292.
107. Bulanov, S. V., Dogel', V. A. & Syrovatskij, S. I.: 1976, *Izv. AN SSSR, Ser. fiz.*, 40, 522.
108. Webster, A. S.: 1978, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 185, 507.
109. Ekers, R. D. & Sancisi, R.: 1977, *Astron. & Astrophys.*, 54, 973.
110. Allen, R. J., Baldwin, J. E. & Sancisi, R.: 1978, *Astron. & Astrophys.*, 62, 397.