



თეიმურაზ კვერნაძე

გალაქტიკური ასტრონომია

ლექციათა კურსი

თეიმურაზ კვერნაძე

გალაქტიკური ასტრონომია

ლექციათა კურსი

გამომცემლობა „ასტრონომია“
საქართველოს ასტრონომიული კავშირი
თბილისი, 2020

თ. კვერნაძე. გალაქტიკური ასტრონომია. გამომც. „ასტრონომია“, საქართველოს ასტრონომიული კავშირი, თბილისი, 2020.

ლექციათა კურსი მომზადებულია სხვადასხვა ცნობილი მკვლევარების შრომების საფუძველზე და წარმოადგენს სასწავლო სახელმძღვანელოს გალაქტიკური ასტრონომიის და ვარსკვლავთ ასტრონომიის დარგში. ლექციათა კურსში განხილულია შემდეგი საკითხები: ჩვენი გალაქტიკის წარმოშობა, ევოლუცია, სტრუქტურული და დინამიკური აგებულების კანონზომიერებები. იგი განკუთვნილია ასტრონომიის და ფიზიკის დარგის სპეციალისტებისა და სამაგისტრო კურსის სტუდენტებისათვის.

რეცენზენტები

ვაჟა ყულიჯანიშვილი

იაკობ ჩხიკვაძე

რედაქტორი

გიორგი ქურხული

ISBN 978-9941-8-2143-1

ს ა რ ჩ ე ვ ი

ლექცია 1. გალაქტიკურ კოორდინატა სისტემა.....	6
1.1. კოორდინატა სისტემა	6
1.2. დამზერითი მონაცემები	10
ლექცია 2. ვარსკვლავთა ფოტომეტრიული მახასიათებლები.....	15
2.1. კოორდინატა სისტემა	15
2.2. ფოტომეტრიული სისტემა	17
2.3. ბოლომეტრიული ვარსკვლავიერი სიდიდეები.....	21
ლექცია 3. მანძილის განსაზღვრა ვარსკვლავებამდე.....	24
3.1. მანძილის განსაზღვრის გეომეტრიული მეთოდები	24
3.2. საშუალო სტატისტიკური პარალაქსები.....	30
3.3. მანძილების განსაზღვრის ფოტომეტრიული მეთოდები	32
ლექცია 4. ვარსკვლავთ სპექტრული კლასიფიკაცია.....	37
4.1. ისტორიული მონაცემები	37
4.2. ვარსკვლავთ ორგანოზომილებიანი სპექტრული კლასიფიკაცია.....	39
4.3. პეკულარული ვარსკვლავების სპექტრები.....	47
4.4. ჭეშმარიტი ფერის მაჩვენებლები და აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები.....	52
ლექცია 5. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა	54
5.1. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამის ძირითადი მიმდევრობები.....	54
5.2. ვარსკვლავთ ევოლუცია.....	57
5.3. ცვალებადი ვარსკვლავების ტიპები და არასტაბილურობის ზოლი	63
ლექცია 6. სინათლის შთანთქმა გალაქტიკაში	69
6.1. სინათლის სრული და სელექციური შთანთქმა	69
6.2. ფერის სიჭარბის განსაზღვრა UVB ფოტომეტრიულ სისტემაში	73
6.3. მშთანთქმელი ნივთიერების ხილული განაწილების მოდელი	75
6.4. ჩვენი გალაქტიკის მშთანთქმელი მატერია	77
ლექცია 7. ვარსკვლავთ ღია გროვები და ვარსკვლავთ ასოციაციები	82
7.1. ღია ვარსკვლავთ გროვების მახასიათებლები.....	82
7.2. ღია გროვების ფერის სიჭარბების, მანძილების და ასაკის განსაზღვრა.....	86
7.3. ღია გროვების ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა.....	90
7.4. ღია გროვების განაწილება ჩვენს გალაქტიკაში	93
7.5. ვარსკვლავთ ასოციაციები, კომპლექსები და მოძრავი ჯგუფები	98
ლექცია 8. ვარსკვლავთ სფერული გროვები	102

8.1.	ვარსკვლავთ სფერული გროვების მახასიათებლები	102
8.2.	სფერული გროვების ფოტომეტრული დიაგრამები	108
8.3.	სფერული გროვების სივრცული განაწილება გალაქტიკაში	116
ლექცია 9.	მზის მოძრაობა სივრცეში და ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეები	121
9.1.	მზის სიჩქარე სხვადასხვა ტიპის ობიექტების მიმართ	121
9.2.	ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეები	125
9.3.	შვარცშილდის განაწილება	129
ლექცია 10.	გალაქტიკის ბრუნვა	133
10.1.	ბოტლინგერის ფორმულები	133
10.2.	ოორტის ფორმულები	135
10.3.	გალაქტიკის ცენტრიდან მზის დაშორების განსაზღვრა	138
10.4.	გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი	140
10.5.	გალაქტიკის ბრუნვის განსაზღვრა ნეიტრალური წყალბადის მეშვეობით	142
ლექცია 11.	გალაქტიკის აგებულება და დასახლებათა ტიპები	147
11.1.	გალაქტიკის დასახლებათა ტიპები და ქვესისტემები	147
11.2.	ვარსკვლავთა დათვლები	149
11.3.	გალაქტიკის აგებულება	153
ლექცია 12.	გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურა	158
12.1.	დაკვირვებითი მონაცემები სპირალური სტრუქტურის შესახებ	158
12.2.	სპირალური შტოები, როგორც სიმკვრივის ტალღები	162
12.3.	ჩვენი გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურის პარამეტრები	166
ლექცია 13.	ვარსკვლავთშორისი გარემო	169
13.1.	ვარსკვლავთშორისი გარემოს დაკვირვებები	169
13.2.	ვარსკვლავთშორისი გარემოს სტრუქტურა	170
13.3.	ვარსკვლავთშორისი გარემო და ვარსკვლავთწარმოშობა	175
ლექცია 14.	ვარსკვლავთა დასახლებების ქიმიური ევოლუცია	180
14.1.	ვარსკვლავთა ქიმიური შემადგენლობის განსაზღვრა	180
14.2.	ვარსკვლავთა ქიმიური შემადგენლობის ცვლილება	182
14.3.	გალაქტიკის ჰალოს მრავალკომპონენტურობა და მისი ქიმიური თვისებები ..	185
14.4.	გალაქტიკის დისკოს ქიმიური შემადგენლობა	191
14.5.	გალაქტიკის ქიმიური ევოლუციის მოდელები	194
ლექცია 15.	გალაქტიკის ევოლუცია	199
15.1.	ქვესისტემების ფორმირება	199

15.2. ევოლუციის შემდგომი სტადიები.....	203
ლიტერატურა.....	206

ლექცია 1. გალაქტიკურ კოორდინატთა სისტემა

1.1. კოორდინატთა სისტემა

ასტრონომიული ობიექტების შესწავლა ბუნებრივია დავიწყით გალაქტიკაში მათი მდებარეობის ანუ კოორდინატების განსაზღვრით. ძირითად კოორდინატთა სისტემას, რომელიც გამოიყენება გალაქტიკურ ასტრონომიაში, ეწოდება **გალაქტიკური კოორდინატთა სისტემა**. ეკვატორული კოორდინატთა სისტემა, რომელიც ჩვეულებრივ გამოიყენება ცის სფეროზე ციურ სხეულთა მდებარეობის და გადაადგილების აღსაწერად, არ არის დაკავშირებული ჩვენს გალაქტიკაში ციური სხეულების განლაგებასა და მოძრაობასთან. იგივე შეიძლება ითქვას ეკლიპტიკურ კოორდინატთა სისტემაზე.

გალაქტიკურ კოორდინატთა სისტემა უშუალოდ არის დაკავშირებული ჩვენს გალაქტიკაში მრავალი სხვადასხვა ობიექტის ძლიერ კონცენტრაციასთან ირმის ნახტომის სიბრტყისაკენ. ამ კოორდინატთა სისტემისათვის მთავარ სიბრტყეს წარმოადგენს ჩვენი გალაქტიკის სიმეტრიის სიბრტყე. უნდა აღინიშნოს, რომ მზე არ მდებარეობს გალაქტიკის სიბრტყეში. მისი მდებარეობა წანაცვლებულია ამ სიბრტყიდან დაახლოებით 10 პარსეკით გალაქტიკის ჩრდილოეთი პოლუსისაკენ.

გალაქტიკის ჩრდილოეთი პოლუსი მდებარეობს ბერენიკეს თმების თანავარსკვლავედში და მისთვის დღეისათვის მიღებულია შემდეგი კოორდინატები - $\alpha_{GN} = 192^{\circ}.8594$, $\delta_{GN} = +27^{\circ}.12825$ დღედამტოლობის 2000.0 წლის ეპოქისათვის (რამდენიმე ათეული წლის წინ ჩრდილოეთ პოლუსის კოორდინატებად მიღებული იყო ოდნავ განსხვავებული მნიშვნელობები - $\alpha_{GN'} = 192^{\circ}.25$, $\delta_{GN'} = +27^{\circ}.4$ დღედამტოლობის 1950.0 წლის ეპოქისათვის). გალაქტიკის სამხრეთ პოლუსი მდებარეობს მოქანდაკის თანავარსკვლავედში.

გალაქტიკური გრძედი l აითვლება გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებიდან გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსის მიმართ საათის ისრის მოძრაობის საწინააღმდეგოდ. გალაქტიკური განედი b აითვლება გალაქტიკის სიბრტყიდან მისი პოლუსებისაკენ. განედი ითვლება დადებითად გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსისაკენ და უარყოფითად - სამხრეთ პოლუსისაკენ. გალაქტიკური კოორდინატები არ იცვლება დროის მიხედვით, როგორც იცვლება ეკვატორული კოორდინატები დედამიწის ბრუნვის ღერძის პრეცესიის შედეგად, რადგან ისინი დედამიწის ბრუნვასთან კავშირში არ არიან.

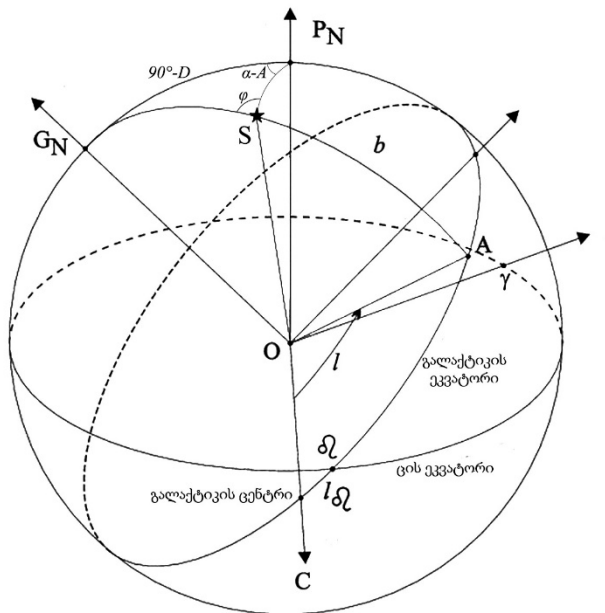
განვიხილოთ ეკვატორული კოორდინატებიდან გალაქტიკურ კოორდინატებზე გადასვლა. ადრე, ამ მიზნით, გამოიყენებოდა სპეციალური ცხრილები, დღეისათვის ასეთი გამოთვლები მარტივად ხორციელდება შესაბამისი კომპიუტერული პროგრამებით.

ნახაზზე 1.1 მოცემულია ცის სფერო, რომელზეც აღნიშნულია ცის ჩრდილოეთ პოლუსი (P_N), გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსი (G_N) და ობიექტი S . პოლარული სფერული სამკუთხედისათვის ადვილად შეიძლება გამოვიყვანოთ ფორმულები, რომლებიც აკავშირებს ერთმანეთთან გალაქტიკურ და ეკვატორულ კოორდინატებს:

$$\begin{aligned} \sin b &= \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos(\alpha - A), \\ \cos b \cos l_a &= \cos \delta \sin(\alpha - A), \\ \cos b \sin l_a &= \sin \delta \cos D - \cos \delta \sin D \cos(\alpha - A), \end{aligned} \quad (1.1)$$

სადაც A და D გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსის ეკვატორული კოორდინატებია. ნახაზზე 1.1 და ფორმულა 1.1-ში მოყვანილი სიდიდე l_a აითვლება ცის და გალაქტიკის ეკვატორების გადაკვეთის წერტილიდან (გალაქტიკური ეკვატორის აღმავალი კვანძის გალაქტიკური გრძედის მნიშვნელობად დღეისათვის მიღებულია $32^{\circ}.93192$) და არა გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებიდან. იმისათვის რომ გამოვთვალოთ ცენტრის მიმართულებიდან ათვლილი გალაქტიკური გრძედის მნიშვნელობა, l_a სიდიდეს უნდა დავუმატოთ შესწორება $122^{\circ}.93192$, რომელიც წარმოადგენს ცის ჩრდილოეთ პოლუსის გალაქტიკურ გრძედს. რადგან გალაქტიკური გრძედი იცვლება $0-360^{\circ}$ დიაპაზონში, მისი ზუსტი განსაზღვრისათვის საჭიროა ორი განტოლება.

1970 წლამდე გამოიყენებოდა ძველი (ე.წ. პირველი) გალაქტიკურ კოორდინატა სისტემა, რომელშიც გრძედი აითვლებოდა ცის და გალაქტიკური ეკვატორის გადაკვეთის წერტილიდან. ძველ გალაქტიკურ სისტემაში, რომელიც აღინიშნება ზედა I ინდექსით, გალაქტიკის ცენტრის კოორდინატები ტოლია $l^I = 327^{\circ}.69$ და $b^I = -1^{\circ}.40$. ძველ სამეცნიერო შრომებში და ზოგიერთ კატალოგებში ახალი გალაქტიკური კოორდინატები (ე.წ. მეორე სისტემა) აღინიშნება ზედა II ინდექსით. გალაქტიკურ კოორდინატა მეორე სისტემა თავიდანვე ეფუძნებოდა ნეიტრალური წყალბადის რადიოდაკვირვებებს, მაგრამ ხელოვნურ თანამგზავრ Hipparcos-ის გამგების შემდეგ დაზუსტებულ იქნა გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსის კოორდინატები. დღეისათვის ბოლო დაზუსტება დამტკიცებულია საერთაშორისო ასტრონომიული კავშირის (IAU) მიერ.



ნახაზი 1.1. გალაქტიკურ და ეკვატორულ კოორდინატა სისტემებს შორის კავშირი.

საკუთარი მოძრაობების ეკვატორული კოორდინატებიდან გალაქტიკურში გადამყვანი ფორმულების გამოყვანა ადვილია, თუ მოვახდენთ 1.1 ფორმულების დიფერენცირებას დროის მიხედვით. ამ შემთხვევაში ვთვლით, რომ ეკვატორული კოორდინატები დროის ფუნქციებია, რადგან საკუთარი მოძრაობა არის ციური ობიექტის კუთხური კოორდინატების ცვლილება დროის ინტერვალში. არსებობს სხვა მიდგომაც. იმისათვის, რომ ეკვატორული საკუთარი მოძრაობებიდან (μ_α, μ_δ) გამოვითვალოთ გალაქტიკური საკუთარი მოძრაობები (μ_l, μ_b), საჭიროა მოვაბრუნოთ S ობიექტთან დაკავშირებული კოორდინატა სისტემა φ კუთხით, რომელიც წარმოიქმნება ობიექტი-ცის პოლუსსა და ობიექტი-გალაქტიკის პოლუსზე გამავალ ცის სფეროს დიდ წრეებს შორის (იხ. ნახაზი 1.1). ასეთ შემთხვევაში:

$$\begin{aligned} \mu_l &= \mu_\alpha \cos \varphi + \mu_\delta \sin \varphi, \\ \mu_b &= -\mu_\alpha \sin \varphi + \mu_\delta \cos \varphi. \end{aligned} \quad (1.2)$$

φ კუთხის ტრიგონომეტრიული ფუნქციების გამოსახულებები მარტივია გამოვიყვანოთ, თუ განვიხილავთ პოლარულ სამკუთხედს ნახაზზე 1.1. შედეგად მივიღებთ:

$$\begin{aligned}\sin \varphi &= \frac{\cos D \sin(\alpha - A)}{\cos b} \\ \cos \varphi &= \frac{\sin D - \sin b \sin \delta}{\cos b \cos \delta}\end{aligned}\quad (1.3)$$

კიდევ ერთი კოორდინატა სისტემა, რომელიც ხშირად გამოიყენება გალაქტიკის აგებულების, კინემატიკისა და დინამიკის ანალიზისას, არის გალაქტიკის ცილინდრულ კოორდინატა სისტემა (R, θ, z) . აქ R არის მანძილი გალაქტიკის ღერძიდან ობიექტამდე, z - მანძილი გალაქტიკის სიბრტყიდან ობიექტამდე, θ - კუთხე ობიექტსა და მზეს შორის გალაქტიკის ცენტრიდან. კოორდინატა სისტემა განისაზღვრება გალაქტიკის სიბრტყით და ამ სიბრტყის პერპენდიკულარული ღერძით, რომელიც კვეთს სიბრტყეს გალაქტიკის ცენტრში და ემთხვევა გალაქტიკის ბრუნვის ღერძს. გალაქტიკურ კოორდინატა სისტემიდან (x, l, b) , სადაც r - არის მანძილი მზიდან ობიექტამდე, (R, θ, z) სისტემაზე გადასვლისათვის უნდა გამოვიყენოთ შემდეგი ფორმულები:

$$\begin{aligned}R &= \sqrt{R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b}, \\ z &= r \sin b,\end{aligned}\quad (1.4)$$

სადაც R_0 არის მზის დაშორება გალაქტიკის ცენტრიდან. მზე-გალაქტიკის ცენტრისა და ობიექტი-გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებებს შორის კუთხე (გალაქტოცენტრული კუთხე) იოლად შეგვიძლია ვიპოვოთ, თუ კიდევ ერთხელ გამოვიყენებთ კოსინუსების თეორემას:

$$r^2 \cos^2 b = R^2 + R_0^2 - 2RR_0 \cos \theta \quad (1.5)$$

ფორმულების (1.4) და (1.5) დროის მიხედვით დიფერენცირებით შესაძლებელია მივიღოთ v_r სხივური სიჩქარეებიდან და საკუთარი მოძრაობის (μ_l, μ_b) კომპონენტებიდან ცილინდრულ გალაქტიკურ კოორდინატა სისტემაში (v_R, v_θ, v_z) სიჩქარის კომპონენტებზე გადასვლის ფორმულები. ამ დროს უნდა გავითვალისწინოთ, რომ $R_0 = \text{const}$, ხოლო ტანგენციალური სიჩქარის კომპონენტები $v_l = kr\mu_l \cos b$ და $v_b = kr\mu_b$ გამოითვლება საკუთარი მოძრაობებით და კოორდინატა სისტემის θ კუთხით მობრუნებით. k მუდმივას მნიშვნელობა ტოლია კილომეტრებში გამოხატული ასტრონომიული ერთეულისა და წამების ერთეულებში გამოხატული ტროპიკული წელიწადის შეფარდების ნაშთის, რომელიც ტოლია $k = 4.74064$ კმ/წმ. ამ სიდიდეს, როგორც წესი, ამრგვალებენ 4.74 კმ/წმ მნიშვნელობამდე.

1.2. დამზერითი მონაცემები

დამზერითი მონაცემები, რომლებიც გამოიყენება გალაქტიკურ ასტრონომიაში, ძალზედ მრავალფეროვანია: საკუთარი მოძრაობები და სხივური სიჩქარეები, რომლებიც ახასიათებენ ვარსკვლავების და სხვა გალაქტიკური ობიექტების სივრცეში გადაადგილებას; ვარსკვლავთა სიდიდეები და ფერის მაჩვენებლები სხვადასხვა ფოტომეტრიულ სისტემებში, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ვარსკვლავამდე მანძილი და მისი მეტალურობა; სპექტრული მახასიათებლები, რომლებიც გამოიყენება ობიექტის ქიმიური შემადგენლობის განსაზღვრისათვის. გარდა ამისა, ოპტიკურ დიაპაზონში მიღებულ დამზერით მონაცემებთან ერთად, ფართოდ გამოიყენება სხვა სპექტრულ დიაპაზონში მიღებული დამზერითი შედეგები. მოგვიანებით, განვიხილავთ დამზერითი მონაცემების წყაროებს და მათი გამოყენების მეთოდებს.

დამზერითი მონაცემები ჩვეულებრივ გროვდება კატალოგებში, რომლებიც შემდგომ გამოიყენება კონკრეტული ამოცანების გადასაწყვეტად. ბოლო ათწლეულებში ასეთი კატალოგები გროვდება მსოფლიოში შექმნილი სხვადასხვა საინფორმაციო ცენტრებში. ძირითადი ასეთი ცენტრი განთავსებულია სტრასბურგში (საფრანგეთი) – Centre de donnes stellaries (ვარსკვლავთ მონაცემების ცენტრი). სხვა ქვეყნებში - აშშ, დიდი ბრიტანეთი, იაპონია და სხვა, არსებობს ნაციონალური (რეგიონული) მონაცემთა ცენტრები, რომლებიც ახორციელებენ მონაცემთა ურთიერთგაცვლას სტრასბურგის ცენტრთან და თავიანთ სერვერებზე აქვთ განთავსებული ყველა კატალოგის ასლები. ყველა ასეთი დამზერითი კატალოგი მისაწვდომია ინტერნეტის მეშვეობით. ბოლო წლებში ინტერნეტში ასევე გაჩნდა გარკვეული კლასის ობიექტების კატალოგები. მაგალითად, არსებობს მონაცემთა ბაზები, სადაც თავმოყრილია სფერული გროვების პარამეტრები, მონაცემები ცეფეიდების შესახებ. ასევე ცნობილია შვეიცარიელი ასტრონომების მიერ შექმნილი მონაცემთა ბაზა WEBDA, რომელშიც თავმოყრილია სრულიად სხვადასხვა დამზერითი შედეგები ღია გროვების ვარსკვლავების შესახებ.

განვიხილოთ მონაცემთა ძირითადი კლასები და კატალოგები, რომლებიც გამოიყენება გალაქტიკურ ასტრონომიაში. დავიწყით მდებარეობებით და საკუთარი მოძრაობებით. მრავალრიცხოვანმა მერიდიანულმა და ფოტოგრაფიულმა დაკვირვებებმა საშუალება მისცა ასტრონომებს შეექმნათ მდიდარი კრებისითი კატალოგები, რომლებიც შეიცავენ ასი ათასობით ვარსკვლავის ზუსტ მდებარეობებს და საკუთარ მოძრაობებს. უნდა აღვნიშნოთ ისეთი ცნობილი კატალოგები, როგორცა

SAO, PPM, AGK3 და სხვა. ეს კატალოგები ფართოდ გამოიყენებოდა გალაქტიკურ ასტრონომიაში მზის მახლობელი ვარსკვლავების მოძრაობის შესწავლისათვის და ვარსკვლავთ სისტემების კინემატიკური თვისებების გამოსავლენად, მაგალითად, ვარსკვლავთ გროვებში და მთლიანად ჩვენს გალაქტიკაში. კრებსითი კატალოგები იქმნებოდა ე.წ. ფუნდამენტური კატალოგების საფუძველზე, რომლებშიც მოცემულია მაღალი სიზუსტის მდებარეობები და საკუთარი მოძრაობები შედარებით მცირე რაოდენობის კაშკაშა ვარსკვლავებისათვის. ყველაზე ცნობილი ფუნდამენტური კატალოგებია FK3, FK4 და FK5.

ვარსკვლავთა შედარებით მცირე რაოდენობის გამო ფუნდამენტური კატალოგები გალაქტიკური ასტრონომიის მიზნებისათვის პრაქტიკულად არ გამოიყენება. ასტრომეტრიული კოსმოსური თანამგზავრ Hipparcos-ის მუშაობის შედეგად, რომელიც გაიშვა ორბიტაზე 1989 წელს, შეიქმნა რამდენიმე კატალოგი, მათ შორის კატალოგი Tycho-2, რომელიც დღეისათვის წარმოადგენს მონაცემების ძირითად წყაროს ვარსკვლავთ მდებარეობებისა და საკუთარი მოძრაობების შესახებ. იგი შეიცავს 2.5 მილიონი ვარსკვლავის შესახებ ინფორმაციას, რომელთა ზღვრული V ხილული სიკაშკაშე აღწევს 13 ვარსკვლავიერ სიდიდეს. ასტრონომიული კატალოგების ძალზედ მნიშვნელოვან მახასიათებელს წარმოადგენს მათი სისავსე - კატალოგში შესული მოცემული სიკაშკაშის ვარსკვლავთა წილი გალაქტიკაში მათ საერთო რაოდენობასთან მიმართებაში.

ითვლება, რომ კატალოგი Tycho-2 სრულია დაახლოებით 11^m სიდიდემდე. ამასთან, მე-10 ვარსკვლავიერ სიდიდეზე უფრო კაშკაშა ვარსკვლავების უდიდესი უმრავლესობისათვის საკუთარი მოძრაობის ცდომილება არ აღემატება $0.001''$ (რკალის სეკუნდს) წელიწადში. ეს სიდიდე, საკუთარი მოძრაობის მეშვეობით ხაზოვანი სიჩქარის გამოთვლის ცნობილი ფორმულის შესაბამისად ($v = 4.74r\mu$, სადაც r არის მანძილი ვარსკვლავამდე პარსეკებში) შეესაბამება ცდომილებას სიჩქარეში, რომელიც ტოლია 4.74 კმ/წმ 1000 პარსეკზე. ასეთი ცდომილება ახლოა შორეული ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეების საშუალო ცდომილებასთან. აღვნიშნოთ, რომ AGK3 კატალოგის საკუთარი მოძრაობების საშუალო ცდომილება შეადგენს $0.007''$ წელიწადში, ასე რომ Tycho-2 კატალოგის შექმნა ნამდვილად რევოლუციური მოვლენაა საკუთარი მოძრაობების განსაზღვრის და მათი გალაქტიკური ასტრონომიის მიზნებისათვის გამოყენების საქმეში. ასევე, ძალზედ პერსპექტიული უნდა იყოს ახალი UCAC-2 კატალოგის გამოქვეყნება.

ზემოთ ჩამოთვლილი კატალოგები ითვლება აბსოლუტურად ანუ მათში მოყვანილი საკუთარი მოძრაობები შეიცავენ დღეისათვის შესაძლებელ მინიმალურ სისტემატურ ცდომილებას საკუთარ

მოდრაობებში, რაც განსაზღვრავს ვარსკვლავთ მოძრაობის ათვლის სისტემის სიზუსტეს. დღეისათვის აბსოლუტურ კატალოგებთან ერთად არსებობს მრავალი კატალოგი, რომლებიც შეიცავენ ე.წ. ფარდობით საკუთარ მოძრაობებს, მათში ათვლის სისტემა არ არის ფიქსირებული და შეიცავენ მნიშვნელოვან სისტემატურ ცდომილებებს. ამ კატალოგების მონაცემები ადრე მიიღებოდა სუსტი ვარსკვლავების ფოტოგრაფიული დაკვირვებებით. ხოლო დღეისათვის - CCD მატრიცების (პანორამული ციფრული მიმღები) მეშვეობით. ჩვეულებრივ, ეს კატალოგები მოიცავენ ვარსკვლავებს ცის მცირე უბნებში. ასეთია საკუთარი მოძრაობების მრავალრიცხოვანი კატალოგები არეებში, რომლებიც შეიცავენ ვარსკვლავთ გროვებს და რომლებიც იქმნებოდნენ გროვის ვარსკვლავების გამორჩევისთვის. მათში ზღვრული ვარსკვლავიერი სიდიდე შეიძლება აღწევდეს დაახლოებით $V \approx 20^m$.

დიდი რაოდენობის ვარსკვლავთა მდებარეობების ერთ-ერთი უმთავრესი წყაროა კატალოგები USNO-1A და USNO-2, რომლებიც შეიქმნა აშშ-ს საზღვაო ობსერვატორიაში (US Naval Observatory). ამ კატალოგებში მოცემულია $V \approx 21^m$ ვარსკვლავიერ სიდიდემდე მრავალი მილიონი ვარსკვლავის მდებარეობები, რომლებიც მიღებულ იქნა პალომარის ატლასის და მისი სამხრეთ გაგრძელების ფოტოფირფიტების სკანირების და გაციფრების გზით. 2003 წლიდან გამოვიდა კატალოგი USNO-B1.0, რომელიც შეიცავს 1,042,618,261 ობიექტს - ვარსკვლავებს და გალაქტიკებს.

ძალზედ მნიშვნელოვანი პარამეტრი, რომლის მეშვეობითაც განისაზღვრება მანძილი ობიექტებამდე, არის ტრიგონომეტრიული პარალაქსი. დღეისათვის მათ ძირითად წყაროს წარმოადგენს Gaia-ს და Hipparcos-ის კატალოგები.

ასევე, ძალზედ მნიშვნელოვანი პარამეტრია ასტრონომიაში სხივური სიჩქარე, რომელიც წამოადგენს დამკვირვებლიდან ვარსკვლავამდე მანძილის ცვლილებას დროის ერთეულოვან ინტერვალში. რადგან დამკვირვებლიდან მანძილის ზრდის შემთხვევაში მანძილის ნაზარდი დადებითია, ამიტომ დამკვირვებლიდან დაშორებისას მისი სხივური სიჩქარე ასევე დადებითია. სხივური სიჩქარე განისაზღვრება დოპლერის ეფექტის საფუძველზე, რომლის არსი მდგომარეობს დამკვირვებლის მიმართ მოძრავი ობიექტის სპექტრში სპექტრული ხაზების წანაცვლებაში. მოძრავი ობიექტის სპექტრში წანაცვლებული სპექტრული ხაზის სიგრძე λ' დაკავშირებულია უძრავი ობიექტის სპექტრში იმავე სპექტრული ხაზის λ სიგრძესთან შემდეგი დამოკიდებულებით: $\lambda' = \lambda(1 + v_r/c)$, სადაც v_r არის სხივური სიჩქარე, ხოლო c - სინათლის სხივის სიჩქარე. აქედან ვიღებთ:

$$v_r \approx cz = c \cdot \Delta\lambda/\lambda \quad (1.6)$$

ფორმულა 1.6 სამართლიანია სინათლის სხივის სიჩქარესთან შედარებით მცირე სიჩქარეებისათვის. დიდი სხივური სიჩქარეების შემთხვევაში საჭიროა გამოვიყენოთ უფრო ზუსტი ფორმულა:

$$v_r = c \frac{(1+z)^2 - 1}{(1+z)^2 + 1} \quad (1.7)$$

ძალიან დიდი სხივური სიჩქარეებისათვის, რომლებიც გვხვდება მხოლოდ გარეგალაქტიკურ ობიექტებში, z შეიძლება იყოს 1-ზე მეტი, მაგალითად OH471 კვაზარისათვის $z = 3.4$ -ს და სხივური სიჩქარე ტოლია 270 000 კმ/წ, ხოლო GB1508+5714 კვაზარი, რომლის წითელი წანაცვლება შეადგენს 4.3-ს, გვშორდება 1.13 ჯერ უფრო ჩქარა ვიდრე სინათლის სხივის სიჩქარეა (რაც გამოწვეულია კოსმოლოგიური გაფართოებით). დღეისათვის გაზომილი ყველაზე დიდი სიდიდის წითელი წანაცვლება ტოლია დაახლოებით 5-ის, რაც შეესაბამება 1 მილიარდ წელზე ნაკლებს დიდი აფეთქების დაწყების მომენტიდან ანუ ხილული სამყაროს წარმოშობიდან.

XX საუკუნის 70 წლებამდე, სხივური სიჩქარეები განისაზღვრებოდა ვარსკვლავთა სპექტრების ფოტოგრაფიული გამოსახულებების გამოყენებით. ამიტომ, სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა შრომატევადი პროცედურა იყო, ხოლო მაღალი სიზუსტეები მიიღწეოდა მხოლოდ ყველაზე კაშკაშა ვარსკვლავებისათვის. დღეისათვის, სხივური სიჩქარეები იზომება ე.წ. კროსკორელაციური სპექტროგრაფების მეშვეობით, რომლებსაც ზოგჯერ უწოდებენ გრიფინის მანქანებს, ამ მეთოდის გამომგონებელის საპატივცემულოდ. ამ ხელსაწყოში ვარსკვლავიდან მოსული სინათლე იშლება სპექტრად და შემდეგ გაივლის სპეციალურ ნილაბში, რომელიც წარმოადგენს მახლობელი სპექტრული კლასის მქონე ვარსკვლავის სპექტრის გამოსახულებას და შემდგომ იკრიბება ფოტომეტრში. ნილაბი შესაძლებელია გადავადგილოთ სპექტრის გასწვრივ და გარკვეულ მდებარეობაში მისი ხაზები ემთხვევა საკვლევი ობიექტის სპექტრულ ხაზებს. ამ მდგომარეობაში ფოტომეტრში შემოსული სიგნალი აღწევს მინიმუმს ნილაბის სხვადასხვა მდებარეობებთან შედარებით. გაზომვების ასეთი მეთოდი იძლევა საშუალებას მივალწიოთ ერთმაგი ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის ერთი გაზომვის სიზუსტეს 100 მ/წმ-ის დონეზე. ეს სიდიდე ახლოა ვარსკვლავთა სხივური სიჩქარის განსაზღვრის ფიზიკურ ზღვართან, რომელიც განპირობებულია ვარსკვლავის ატმოსფეროში პლაზმის მოძრაობებით (მაგალითად, გრანულაცია მზის ტიპის ვარსკვლავების ატმოსფეროებში).

სხივური სიჩქარეების თანამედროვე კატალოგებიდან ყველაზე მოცულობითია შემდეგი კატალოგები: ნიდევერი და სხვა (2002), ბარბი-ბროსი და ფაიგონი (2000), ბარბერი და გრატონი (2002) და ნორდსტიომი და სხვა (2004). დღემდე პოპულარობით სარგებლობს XX საუკუნის 50-იან წლებში შექმნილი სხივური სიჩქარეების ზოგადი კატალოგი - GCRV.

ვარსკვლავთა მონაცემების ცენტრებში ინახება ფოტომეტრიული და სპექტრული კატალოგების მდიდარი კოლექცია, რომლებიც საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ვარსკვლავთა და ვარსკვლავთ სისტემების მრავალი მნიშვნელოვანი მახასიათებელი. ბოლო დროს განსაკუთრებით მნიშვნელოვანი გახდა ფოტომეტრიული დაკვირვებები სპექტრის ინფრაწითელ უბანში. კერძოდ, ჩრდილოეთ და სამხრეთ ნახევარსფეროში მოთავსებული 1.5 მ-იანი ტელესკოპების მეშვეობით ჩატარდა მთელი ცის მიმოხილვა ინფრაწითელი სპექტრული უბნის სამ დიაპაზონში. ამ დაკვირვებების შედეგად, გამოქვეყნდა ე.წ. 2MASS მიმოხილვა, რომელიც შეიცავს როგორც ცის ინფრაწითელ გამოსახულებას, ასევე წერტილოვანი წყაროების, ძირითადად, ვარსკვლავების კატალოგს. როგორც მოგვიანებით დავინახავთ, ინფრაწითელ უბანში დაკვირვებებს ნაკლებად უშლის ხელს ვარსკვლავთშორისი სივრცის შთანთქმა. ამიტომ, ამ უბანში მოპოვებულმა მდიდარმა დაკვირვებითმა მასალამ გააფართოვა ჩვენი გალაქტიკის დამზერითი საზღვრები.

კიდევ უფრო შორეულ ინფრაწითელ უბანში ახდენს დაკვირვებითი მონაცემების დაგროვებას კოსმოსური სადგური Spitzer, რომლის საფუძველზე შეიქმნა GLIMPSE მიმოხილვა. ეს მიმოხილვა შეიცავს 30 მილიონი წერტილოვანი წყაროს კატალოგს გალაქტიკის ცენტრის გარშემო 220 კვადრატული გრადუსის არეში. ახალი ინფრაწითელი მონაცემების მეშვეობით აღმოჩენილი იქნა ვარსკვლავთწარმოშობის მრავალი არე და დაახლოებით 300 ახალი ვარსკვლავთ გროვა.

ლექცია 2. ვარსკვლავთა ფოტომეტრიული მახასიათებლები

2.1. კოორდინატთა სისტემა

კოსმოსური ობიექტების ფოტომეტრია ასტროფიზიკის ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი დარგია. ფოტომეტრია, განსაკუთრებით ვარსკვლავთა ფოტომეტრია, ასევე უმნიშვნელოვანეს როლს თამაშობს გალაქტიკურ ასტრონომიაში. ამიტომ, განვიხილოთ ამ დარგის მნიშვნელოვანი ასპექტები.

ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდე m წარმოადგენს E განათებულობის ზომას, რომელსაც კმნის სინათლის წყარო მისი გამოსხივების მართობულ ზედაპირზე დედამიწის ატმოსფეროში სინათლის შთანთქმის გათვალისწინებით. ვარსკვლავიერ სიდიდეს m და განათებულობას E შორის დამოკიდებულება ასახავს ექსპერიმენტალურად დადგენილ ვებერ-ფეჰნერის ფსიქოფიზიოლოგიურ კანონს, რომელიც შემდეგი ფორმულით გამოხატება:

$$m = a + b \cdot \lg E, \quad (2.1)$$

სადაც კოეფიციენტი $b = -2.5$ და შემოდებულ იქნა XIX საუკუნის შუა წლებში ინგლისელი ასტრონომის ნ.პოგსონის მიერ, რომელმაც შეამჩნია, რომ საშუალოდ დამკვირვებლებში 5 ერთეულის ვარსკვლავიერ სიდიდეებს შორის სხვაობა შეესაბამება სინათლის ნაკადებს ანუ განათებულობებს შორის დაახლოებით 100-ჯერად შეფარდებას. პოგსონმა ეს შეფარდება ზუსტად 100-ის ტოლად ჩათვალა და შესაბამისად მიიღო:

$$\frac{E_m}{E_{m+1}} = \sqrt[5]{100} = 2.512 \dots \quad (2.2)$$

შედეგად, ვარსკვლავის სიკაშკაშის შესუსტება 1 ვარსკვლავიერი სიდიდით შეესაბამება წყაროს სინათლის მიერ შექმნილი განათებულობის შემცირებას დაახლოებით 2.5 ჯერ. სიდიდე a წარმოადგენს ვარსკვლავიერი სიდიდეების სკალის ნულ-პუნქტს, რომელიც დაკავშირებულია ფოტომეტრიული სტანდარტის შერჩევასთან. ჩვეულებრივ, სტანდარტის სახით იყენებენ ვარსკვლავთა ამა თუ იმ ჯგუფს, რომელთა სიკაშკაშე ზუსტად არის გაზომილი. სტანდარტულ ვარსკვლავთან შედარებით შესაძლებელია განისაზღვროს ნებისმიერი ვარსკვლავის სიკაშკაშე შემდეგი ფორმულით:

$$m - m_0 = -2.5(\lg E - \lg E_0) = -2.5 \lg \frac{E}{E_0}, \quad (2.3)$$

სადაც ნულოვანი ინდექსით აღნიშნულია შესაბამისი სიდიდეები სტანდარტული ვარსკვლავისათვის.

ცნობილი ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდის და მზიდან მანძილის მქონე ვარსკვლავისათვის შესაძლებელია განვსაზღვროთ აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის მნიშვნელობა, რომელიც წარმოადგენს მისი ნათების ზომას ანუ ენერჯის რაოდენობას, რომელსაც ვარსკვლავი ასხივებს ყველა მიმართულებით. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე განისაზღვრება როგორც ერთი და იგივე მანძილზე მოთავსებული ვარსკვლავების ხილული სიდიდე. თუ ვიცით ობიექტის ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდე V (მეტი სიციხადისათვის, ამ მომენტიდან ვარსკვლავიერი სიდიდეებს გამოვსახავთ UBV ფოტომეტრიულ სისტემის სიდიდეებით) და მანძილი ამ ობიექტამდე, ადვილია განვსაზღვროთ მისი აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე M_V . ვარსკვლავის გამოსხივებით შექმნილი განათებულობა უკუპროპორციული ვარსკვლავამდე მანძილის კვადრატის. შესაბამისად,

$$\frac{E}{E_0} = \frac{r_0^2}{r^2}, \quad (2.4)$$

და ამ განტოლების ლოგარითმის გამოთვლით მივიღებთ M_V აბსოლუტური სიდიდის ფორმულას:

$$V - M_V = -2.5 \lg \frac{E}{E_0} = 5 \lg r - 5 \lg r_0. \quad (2.5)$$

r_0 სიდიდეს თვლიან 10 პარსეკის ტოლად. მაშინ, თუ მანძილი ვარსკვლავამდე გამოსახულია პარსეკებში, მივიღებთ:

$$M_V = V + 5 - 5 \lg r, \quad (2.6)$$

ფორმულა (2.6) სამართლიანია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ ობიექტის გამოსხივების შესუსტება ვარსკვლავთშორისი შთანქმის გავლენით ნულის ტოლია. მაგრამ ასეთი იდეალური შემთხვევა ბუნებაში არ არსებობს. უკეთეს შემთხვევაში ვარსკვლავთშორისი შთანქმა შეიძლება ძალიან მცირე იყოს და ასეთ შემთხვევაში იგი შეიძლება უგულებელვყოთ. ზოგადად, $(V - M_V)$ სხვაობა დამოკიდებულია როგორც მანძილზე, ასევე ვარსკვლავთშორისი ნივთიერებით გამოწვეულ შთანქმაზე. ეს უკანასკნელი ფაქტორი ცვლის მხოლოდ ხილულ ვარსკვლავიერი სიდიდეს V და არ ცვლის აბსოლუტურ სიდიდეს M_V , რადგან იგი უშუალოდ ვარსკვლავის მახასიათებელი სიდიდეა. ვარსკვლავთშორისი შთანქმა ამცირებს ვარსკვლავის ბრწყინვალეობას. ამიტომ იგი ზრდის მის ხილულ ვარსკვლავიერი სიდიდეს და (2.6) ფორმულაში აუცილებელია შემოვიტანოთ წევრი, რომელიც გაითვალისწინებს ვარსკვლავთშორის შთანქმას A_V . ზოგადად, ეს სიდიდე

დამოკიდებულია ვარსკვლავამდე მანძილზე და გალაქტიკურ მიმართულებაზე:

$$V_0 - M_V = 5 \lg r - 5 + A_V(r, l, b). \quad (2.7)$$

$(V - M_V)$ სიდიდეს *მანძილის მოდულს* უწოდებენ. თუ ვარსკვლავთშორის შთანთქმას არ გავითვალისწინებთ, მაშინ მანძილის მოდულს *ხილულს* უწოდებენ, ხოლო მისი გათვალისწინების შემთხვევაში - *ჭეშმარიტს* და აღნიშნავენ $(V_0 - M_V)$ სიდიდით. ცხადია, ყოველთვის უნდა შევეცადოთ დაკვირვებების მეშვეობით განვსაზღვროთ ჭეშმარიტი მანძილის მოდული, რადგან მხოლოდ ის გვამძლევს საშუალებას განვსაზღვროთ რეალური მანძილი ვარსკვლავამდე. ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების (შესაბამისად, მათი ნათობის) და მანძილის მოდულების (შესაბამისად, მანძილების) განსაზღვრა გალაქტიკური ასტრონომიის უმნიშვნელოვანეს ამოცანას წარმოადგენს.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეში V ინდექსის გამოყენება მიუთითებს, რომ M_V სიდიდე არის ენერჯის ზომა, რომელსაც ვარსკვლავი ასხივებს მხოლოდ გარკვეულ სპექტრულ ინტერვალში.

ფორმულა (2.5)-ის მსგავსად აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები შეგვიძლია გამოვსახოთ ვარსკვლავის ნათობით L :

$$M_V - M_{VS} = -2.5 \lg \left(\frac{L_V}{L_{VS}} \right) \quad (2.8)$$

სადაც ინდექსი s აღნიშნავს მზის შესაბამის სიდიდეებს. აქვე უნდა აღვნიშნოთ, რომ მზის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე ტოლია $M_{VS} = +4^m.83$.

2.2. ფოტომეტრიული სისტემა

დღეისათვის არ არსებობს გამოსხივების ისეთი მიმღები, რომელსაც აქვს უნარი დაარეგისტროს გამოსხივება ყველა შესაძლო ტალღის სიგრძეზე. ასტრონომიაში გამოყენებული ფოტომეტრიული სისტემები გარკვეულ სპექტრულ, თუმცა ზოგჯერ საკმაოდ ფართო, დიაპაზონს მოიცავენ და როგორც წესი ეს დიაპაზონი ცალკეულ უბნებად არიან დაყოფილი.

თითოეული ეს უბანი ხასიათდება სპექტრული მგრძობელობის მრუდით ანუ რეაქციის მრუდით, რაც ძირითადად სინათლის მიმღების და სპეციალური შუქფილტრების სპექტრული მახასიათებლებით განისაზღვრება. ყოველივე ამის გათვალისწინებით, ერთმანეთისგან

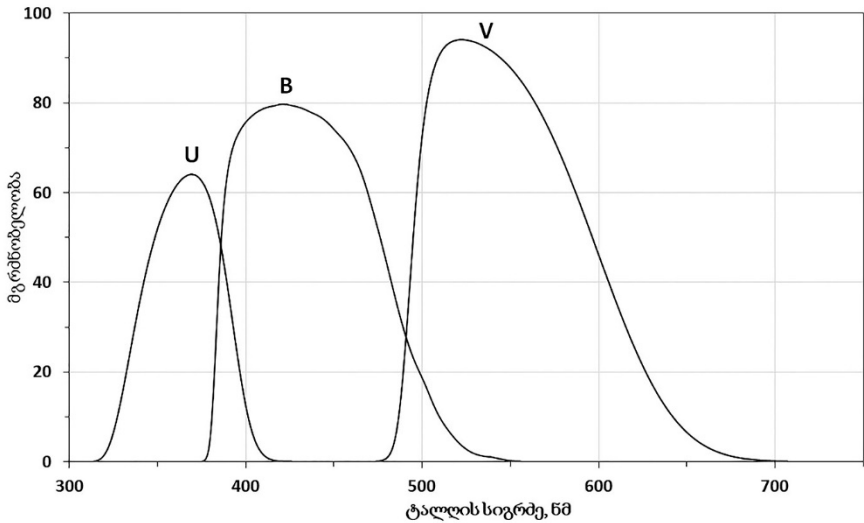
განასხვავებენ სხვადასხვა ფოტომეტრიულ სისტემებს. ერთ-ერთ ყველაზე გავრცელებულ სისტემას წარმოადგენს სამფეროვანი UBV ფოტომეტრიული სისტემა, რომელიც შემუშავდა XX საუკუნის 50-იან წლებში ჯონსონისა და მორგანის მიერ.

მოგვიანებით ამ სისტემას დაემატა რამდენიმე ზოლი ინფარწითელ სპექტრულ უბანში R, I, J, K, L, M, N, Q. შედეგად სისტემა მოიცავდა საკმაოდ ფართო სპექტრულ დიაპაზონს 3 000-დან 20 000 ანგსტრემამდე. იმის გამო, რომ ინფარწითელი დაკვირვებების წარმოება მთელ რიგ სირთულეებთან არის დაკავშირებული და ძირითადი სამფეროვანი UBV სისტემა საკმაოდ მაღალი ინფორმატიულობით ხასიათდებოდა, უმეტესი დაკვირვებები სწორედ ამ სისტემაში ტარდებოდა. მის ცალკეულ უბნებს - ზოლებს ან კიდევ ფერებს უწოდებენ. UBV სისტემის ზოლების რეაქციის მრუდების საშუალო ტალღის სიგრძეები λ_0 და მათი ნახევარსიგანეები $\Delta\lambda$ მოცემულია ცხრილ 2.1-ში.

ცხრილი 2.1. UBV სისტემის ზოლების რეაქციის მრუდების საშუალო ტალღის სიგრძეები λ_0 და მათი ნახევარსიგანეები $\Delta\lambda$

	U	B	V
$\lambda_0, \text{Å}$	3600	4400	5500
$\Delta\lambda, \text{Å}$	400	1000	800

ნახაზზე 2.1 მოცემულია UBV სისტემის ზოლების რეაქციის მრუდები. ეს მრუდები გვიჩვენებენ თითოეულ ტალღის სიგრძეზე სისტემის მიერ აღქმული სინათლის ფარდობით მნიშვნელობას. როგორც ვხედავთ ამ მრუდებს თავისებური სახე აქვთ: ზოლის კიდეებისკენ მგრძობელობა ნულამდე მცირდება, დაახლოებით ცენტრში კი - მაქსიმუმს აღწევს. ნახაზზე თითოეული რეაქციის მრუდი ნორმირებულია ცენტრალური ტალღის სიგრძის მიმართ. UBV სისტემაში ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდეები იმავე ნიშნებით აღინიშნები, როგორც თავად სპექტრული ზოლები: U, B, V. ავღნიშნოთ, რომ U ზოლი ვარსკვლავის სპექტრში მოიცავს ე.წ. ბალმერის ნახტომს, ხოლო V ზოლი მოიცავს წყალბადის მოყვითალო-მომწვანო სპექტრულ ხაზს H_{β} .



ნახაზი 2.1. UVB სისტემის ზოლების რეაქციის მრუდები.

ამ სისტემის რეაქციის მრუდები საკმაოდ ფართოა და შედარებით მცირე ზომის ტელესკოპების მეშვეობით შესაძლებელია საკმაოდ სუსტი ვარსკვლავების სიკაშკაშის გაზომვა. ზოგჯერ ამ თვისებას სისტემის შეღწევადობის უნარს უწოდებენ.

უფრო ვიწრო ზოლების მქონე სისტემები, როგორც წესი, უფრო ინფორმატულები არიან, რადგან შეიცავენ ვარსკვლავის სპექტრის ცალკეულ მნიშვნელოვან უბნებს, მაგრამ მათი შეღწევადობის უნარი შეზღუდულია.

მრავალზოლიანი ფოტომეტრიული სისტემები საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ე.წ. ფერის მაჩვენებლები ანუ სხვადასხვა ფოტომეტრიულ ზოლში განსაზღვრულ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს შორის სხვაობა. სამფეროვანი UVB სისტემა გვაძლევს ორ ფერის მაჩვენებელს: U-B და B-V. ვარსკვლავთ კატალოგებში როგორც წესი დაკვირვების შედეგები მოცემულია ერთი ვარსკვლავიერი სიდიდის და ორი ფერის მაჩვენებლის სახით: V, B-V და U-B. UVB სისტემაში ვარსკვლავიერი სიდიდეების ნულ-პუნქტი შერჩეულია ისე, რომ ფერის მაჩვენებლები ნულის ტოლია ძირითადი მიმდევრობის A0 სპექტრული კლასის ვარსკვლავისათვის, რომლის გამოსხივებაც არ არის დამახინჯებული ვარსკვლავთშორისი შთანთქმით. ამ სისტემაში B-V ფერის მაჩვენებელი აღწერს გრძელტალღოვან უბანში ინტენსივობის დაცემის ხარისხს, რაც ვარსკვლავის ზედაპირის ეფექტური ტემპერატურის შეფასების კარგი კრიტერიუმი. U-B ფერის მაჩვენებელი

მგრძნობიარეა ულტრაიისფერ უბანში ლითონების სპექტრული შთანთქმის ხაზების მიერ გამოსხივების ბლოკირების მიმართ და ამდენად ვარსკვლავის ატმოსფეროს მეტალურობის ანუ მძიმე ელემენტების ჯამური შემადგენლობის კარგი მაჩვენებელია.

კიდევ ერთი ფართოდ გავრცელებული ფოტომეტრიული სისტემა გახლავთ სტრომგრენის საშუალოზოლოვანი სისტემა (uvby). ამ სისტემის ცენტრალური ტალღის სიგრძეები და რეაქციის მრუდების ნახევარსიგანები მოცემულია ცხრილში 2.2.

ცხრილი 2.2. სტრომგრენის საშუალოზოლოვანი სისტემა (uvby)

	u	v	b	y
$\lambda_0, \text{Å}$	3500	4110	4670	5470
$\Delta\lambda, \text{Å}$	300	190	180	230

თუ ამ ცხრილს შევადარებთ ცხრილს 2.1, დავინახავთ, რომ სტრომგრენის სისტემაში ზოლები უფრო ვიწროა, ვიდრე UVB სისტემისა და შესაბამისად, მისი შეხწევის უნარი უფრო დაბალია. სამაგიეროდ, ზოლების სივიწროვისა და მეტი რაოდენობის გამო სტრომგრენის სისტემის ინფორმატიულობა უფრო მაღალია, ვიდრე UVB სისტემისა. ამ სისტემაში ვარსკვლავიერ სიდიდეებს უფრო სხვა ფორმით აქვეყნებენ, ვიდრე UVB სისტემაში. კერძოდ, მათში მოყვანილია შემდეგი სიდიდეები:

$$v, b - y, \quad c_1 = (u - v) - (v - b), \quad m_1 = (v - b) - (b - y).$$

ეს სისტემა საშუალებას გვაძლევს ჩავატაროთ F-G ვარსკვლავების სამგანზომილებიანი სპექტრული კლასიფიკაცია. კერძოდ, ფერის მაჩვენებელი $b - y$ (B-V სიდიდის ანალოგი UVB სისტემაში) წარმოადგენს ტემპერატურულ ინდექსს, ინდექსი m_1 (δ(U-B) სიდიდის ანალოგი UVB სისტემაში) გამოიყენება მეტალურობის განსაზღვრისათვის, ხოლო ინდექსი c_1 ასახავს ბალმერის ნახტომის სიდიდეს და მისი კალიბრება ხდება ვარსკვლავის ნათობის ანუ ბრწყინვალეობის კლასის მიმართ. მოგვიანებით ამ სისტემას დაემატა ინდექსი β. ეს სიდიდე წარმოადგენს ვარსკვლავის სიკაშკაშის სხვაობას ორ სხვადასხვა სიგანის ვიწრო სპექტრულ ზოლში, რომლებიც ცენტრირებულია წყალბადის H_β სპექტრულ ხაზზე და ასახავს ამ ხაზის ინტენსივობას ვარსკვლავის სპექტრში.

რადგან ამ ზოლების ცენტრები ზუსტად ემთხვევა ერთმანეთს, ინდექსი β (რომელიც ამავე დროს წარმოადგენს ვარსკვლავის ტემპერატურულ ინდექსს, ისევე როგორც $b - y$) პრაქტიკულად არ არის დამოკიდებული ვარსკვლავთშორის გაწითლებაზე ანუ შთანთქმაზე. ეს საშუალებას იძლევა ყველა სხვა ფერის მაჩვენებელი შევასწოროთ

ვარსკვლავთმორის გაწითლებაზე. ინდექსს β ახასიათებს კიდევ ერთი მნიშვნელოვანი თვისება - O და B ტიპის ვარსკვლავებისათვის მისი სიდიდე კარგ კორელაციაშია ვარსკვლავის ნათობასთან და წარმოადგენს ამ ძალზედ მნიშვნელოვანი ტიპის ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის კარგ მაჩვენებელს.

დღეისათვის შემუშავებულია ძალზედ ბევრი სხვადასხვა ფოტომეტრული სისტემა, რომლებიც მეტ-ნაკლები წარმატებით ასრულებენ დასახულ მიზნებს. მათ შორის უნდა აღინიშნოს ვილნიუსის რვაფეროვანი ფოტომეტრული სისტემა, რომლის ზოლები ისე არის შერჩეული, რომ ყველა სპექტრული კლასის ვარსკვლავისათვის შესაძლებელია სამგანზომილებიანი სპექტრული კლასიფიკაციის ჩატარება. ხშირად ფოტომეტრული სისტემები იქმნება კონკრეტული ტიპის ვარსკვლავების შესწავლისათვის. მაგალითად, აღსანიშნავია ფოტომეტრული სისტემა DDO, რომელიც შემუშავებულ იქნა კანადელი ასტრონომების მიერ წითელი გიგანტებისათვის მათი აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების, ვარსკვლავთმორისი შთანთქმის და მეტალურობის განსაზღვრის მიზნით.

ისევე როგორც სხვა დამზერითი მონაცემები, ვარსკვლავების სხვადასხვა ფოტომეტრულ სისტემაში მიღებულ ხილულ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს და ფერის მაჩვენებლებს აერთიანებენ კატალოგებში და ისინი ასევე განთავსებულია ასტრონომიულ მონაცემთა ცენტრებში.

2.3. ბოლომეტრული ვარსკვლავიერი სიდიდეები

დედამიწის ზედაპირიდან დაკვირვებისას ვარსკვლავიერი სიდიდე შეიძლება მივიღოთ მხოლოდ სპექტრის გარკვეულ ინტერვალში. სპექტრის მთელ დიაპაზონში გამოსხივების რეგისტრაცია, რომელიც ასახავს ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული სრული ენერჯის სიდიდეს, შეუძლებელია დედამიწის ატმოსფეროში გავლისას სხვადასხვა სპექტრულ დიაპაზონში სინათლის შთანთქმის გამო. ვარსკვლავის სრული გამოსხივების დასახასიათებლად შემოდებულია ე.წ. ბოლომეტრული ვარსკვლავიერი სიდიდე. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდიდან ბოლომეტრულ ვარსკვლავიერ სიდიდეზე გადასასვლელად აბსოლუტურ სიდიდეს უმატებენ ე.წ. **ბოლომეტრულ შესწორებას**. რაც უფრო ფართოა დამზერითი სპექტრული ინტერვალი, მით უფრო მეტ ენერჯის რეგისტრაციას ვახდენთ საბოლოოდ მიმდებზე და ამიტომ ვარსკვლავის ბოლომეტრული შესწორება პრაქტიკულად ყოველთვის უარყოფითია.

განვიხილოთ როგორ განისაზღვრება ბოლომეტრული შესწორება დაკვირვებიდან. დედამიწის ატმოსფეროს გარეთ დარეგისტრირებული ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული სრული ენერგია ტოლია:

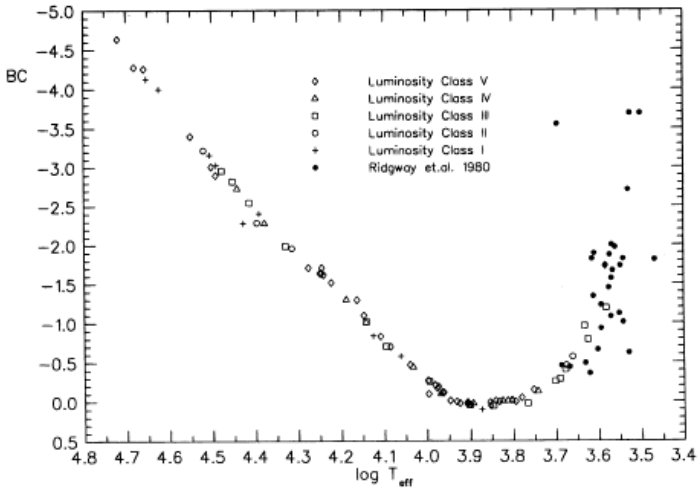
$$I_b = \int_0^{\infty} I_\nu d\nu, \quad (2.9)$$

სადაც I_ν არის ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილება სიხშირის მიხედვით. ბოლომეტრული შესწორება განისაზღვრება როგორც ბოლომეტრიულ აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდესა და ხილულ აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს M_ν შორის სხვაობა. ხილულ ვარსკვლავიერი სიდიდის ნაცვლად რა თქმა უნდა შესაძლებელია განვიხილოთ სხვა ნებისმიერი დიაპაზონის სიდიდე. საბოლოოდ ბოლომეტრული შესწორება შემდეგი ფორმულით გამოითვლება:

$$B.C. = 2.5 \lg \frac{I_V}{I_b} + C = 2.5 \lg \frac{\int_0^{\infty} I_\nu S_\nu d\nu}{\int_0^{\infty} I_\nu d\nu} + C, \quad (2.10)$$

სადაც S_ν არის ფოტომეტრული სისტემის შესაბამისი ზოლის რეაქციის მრუდი (ჩვენ შემთხვევაში UBV სისტემის V ზოლი). მუდმივი წევრი C ისეთნაირად შეირჩევა, რომ ბოლომეტრული შესწორება ნოლის ტოლი იყოს ვარსკვლავებისათვის, რომელთა ტემპერატურა ტოლია $T_{eff} = 6000 - 7000 K$, ანუ F3-F5 სპექტრული კლასებისათვის. ბოლომეტრული შესწორება (B.C.) ყველა სხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისთვის (ანუ ეფექტური ტემპერატურებისთვის) უარყოფითია. დედამიწიდან ხელმისაწვდომ ოპტიკურ დიაპაზონში ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილებას საზღვრავენ სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების მეშვეობით. იმ სპექტრულ დიაპაზონებში, სადაც დედამიწიდან დაკვირვებითი მონაცემები არ გვაქვს, იყენებენ თეორიულ მოდელირებას სხვადასხვა მოსაზრებების და დაშვებების მიხედვით. ყველაზე მარტივი დაშვებაა შესაბამისი ეფექტური ტემპერატურის აბსოლუტურ შავ სხეულში ენერგიის განაწილების გამოყენება.

ნახაზზე 2.2 მოცემულია ბოლომეტრული შესწორებები როგორც (B-V) ფერის მაჩვენებლის ფუნქცია მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავებისათვის (ნათობის V კლასი), ყვითელი და წითელი სუბგიგანტების და გიგანტებისათვის (ნათობის IV, III და II კლასი) და ზეგიგანტებისათვის (ნათობის I კლასი).



ნახაზი 2.2. V ზოლის ბოლომეტრული შესწორება გამოთვლილი სხვადასხვა სპექტრული და ნათობის კლასებისათვის (Flower, 1996, ApJ, 469, 355).

როგორც ნახაზიდან ვხედავთ, ბოლომეტრული შესწორება ნათობის სხვადასხვა კლასის ვარსკვლავებისათვის, ისევე როგორც სხვადასხვა ეფექტური ტემპერატურის ანუ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის, განსხვავებულია. ასევე უნდა აღინიშნოს, რომ ბოლომეტრული შესწორებების გამოთვლის სიზუსტე უფრო მაღალია იმ ვარსკვლავებისათვის, რომელთა სპექტრში ენერჯის განაწილების მაქსიმუმი მოდის სპექტრის ხილულ დიაპაზონზე და დაბალია ყველაზე ცხელი და ცივი ვარსკვლავებისათვის.

ბოლომეტრული ვარსკვლავიერი სიდიდეები ძალზედ მნიშვნელოვანია, მაგალითად, ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიის და დაკვირვებითი შედეგების შედარებისას. ამ დროს, როგორც წესი, ვარსკვლავთ ევოლუციური ბილიკები განისაზღვრება $\lg\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ და $\lg T_{eff}$ სიდიდეებს შორის დამოკიდებულებით (ე.წ. თეორიულ კოორდინატთა სისტემა, სადაც L არის ვარსკვლავის ბოლომეტრული ნათება, ხოლო L_{\odot} - იგივე სიდიდე მზისთვის). დაკვირვებით მონაცემებთან შედარებისას აუცილებელი ხდება დაკვირვებით სიდიდეებზე გადასვლა, მაგალითად V და (B-V).

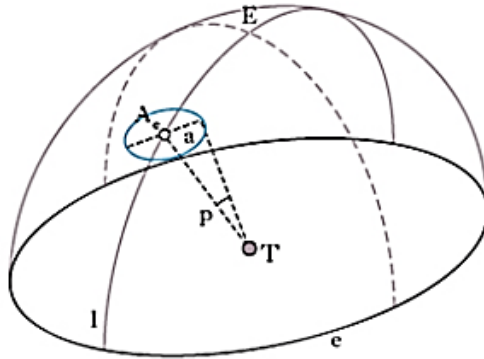
ლექცია 3. მანძილის განსაზღვრა ვარსკვლავებამდე

3.1. მანძილის განსაზღვრის გეომეტრიული მეთოდები

განვიხილოთ ციურ სხეულებამდე მანძილის განსაზღვრის მეთოდები, რომლებიც არ არის დაკავშირებული ამ ობიექტების ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ანალიზთან. მანძილის განსაზღვრის წმინდა გეომეტრიული მეთოდების სიმრავლე გამოწვეულია შესასწავლი ციური სხეულების მრავალფეროვნებით. აქ არ განვიხილავთ შედარებით ახლო მდებარე ობიექტებს, როგორც, მაგალითად, დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრები ან პლანეტები, რომელთა მანძილების განსაზღვრისათვის იყენებენ რადიო და ოპტიკური ლოკაციის მეთოდებს. შევჩერდებით მხოლოდ ვარსკვლავებამდე მანძილების განსაზღვრაზე, რადგან სწორედ ეს ობიექტები წარმოადგენენ საფუძველს გალაქტიკური და გარეგალაქტიკური მანძილების შესაფასებლად.

პირველ რიგში განვიხილოთ *ტრიგონომეტრიული პარალაქსების* მეთოდი. ვარსკვლავებამდე მანძილი მნიშვნელოვნად ჭარბობს მათ დიამეტრებს. ამიტომ, ვარსკვლავებს ჩვეულებრივ განიხილავენ წერტილოვან ობიექტებად. ამასთან, მრავალი ათეული თუ ასეული წლების განმავლობაში მათი მოძრაობა მზის მიმართ შეიძლება მაღალი სიზუსტით ჩავთვალოთ თანაბრად და სწორხაზოვნად. თუ კოორდინატა სისტემის სათავეს გადავიტანთ დედამიწის ცენტრში, მაშინ ვარსკვლავის დამზერილ მოძრაობაში შევა დედამიწის მოძრაობა მზის მიმართ და ვარსკვლავის საკუთარი მოძრაობა. პირველ მიახლოებაში დედამიწის მოძრაობა მზის გარშემო განიხილება როგორც თანაბარი მოძრაობა წრეზე, რომლის რადიუსია 1 ასტრონომიული ერთეული და პერიოდი - 1 წელი. ამდენად, ჩვენ ვაკვირდებით ორ მოძრაობას - თანაბარი სწორხაზოვანი მოძრაობა გამოწვეული ვარსკვლავის საკუთარი მოძრაობით და მოძრაობა წრეზე სიბრტყეში, რომელიც პარალელურია ეკლიპტიკის სიბრტყისადმი.

თუ მოვახდენთ ვარსკვლავის მოძრაობის პროექტირებას მხებ სიბრტყეზე, რომელიც ეხება ცის სფეროს წერტილში, რომელიც წარმოადგენს ვარსკვლავის ცის სფეროზე მდებარეობის პროექციას (იხ. ნახაზი 3.1), მივიღებთ მოძრაობის ელიფსურ ტრაექტორიას, რომლის დიდი ღერძი ტოლია a ხოლო მცირე - $b = a \sin \beta_0$ (აქ β_0 არის ვარსკვლავის ელიპტიკური გრძედი) და ელიფსის ცენტრის სწორხაზოვან მოძრაობას.



ნახაზი 3.1. ვარსკვლავის პარალაქტური მოძრაობა ცის სფეროზე.

შედეგად, აღნიშნული მოძრაობა ელიპტიკურ კოორდინატა სისტემაში აღიწერება შემდეგი განტოლებებით:

$$\begin{aligned} \lambda - \lambda_0 &= \mu_\lambda t + \frac{a}{r} \sin \frac{2\pi}{T} t, \\ \beta - \beta_0 &= \mu_\beta t + \frac{a}{r} \sin \beta_0 \cos \frac{2\pi}{T} t. \end{aligned} \quad (3.1)$$

აქ r არის მანძილი ვარსკვლავამდე, $2\pi/T$ - დედამიწის ორბიტული მოძრაობის კუთხური სიჩქარე, μ - საკუთარი მოძრაობის შესაბამისი კომპონენტი რადიანებში, λ_0 და β_0 - ელიფსის ცენტრის ეკლიპტიკური კოორდინატები.

შეფარდება a/r იმ კუთხის სინუსია, რომლითაც ჩანს დედამიწის ორბიტა ვარსკვლავიდან. რკალის სეკუნდებში გამოსახულ ამ კუთხეს უწოდებენ ვარსკვლავის **წლიურ პარალაქსს** ანუ $\pi = a/r$. ხშირად, ნაცვლად ტერმინისა „წლიური პარალაქსი“ იყენებენ ტერმინს **ტრიგონომეტრიული პარალაქსი**, რათა ხაზი გაუსვან ამ მეთოდის განსხვავებას მანძილის განსაზღვრის ფოტომეტრიული და სპექტრული მეთოდებისგან. თუ მანძილი გამოსახულია ასტრონომიულ ერთეულებში, მივიღებთ, რომ $r = 206265/\pi$. თუ მანძილის ერთეულს გავუტოლებთ 206265 ა.ე.-ს, მივიღებთ, რომ $r = 1/\pi$ და ასეთი მანძილის ერთეულს ეწოდება **პარსეკი**. პარსეკი არის მანძილი, საიდანაც დედამიწის ორბიტის რადიუსი ჩანს რკალის ერთი სეკუნდის კუთხით. რადიანში სეკუნდების რაოდენობის გამრავლებით ასტრონომიულ ერთეულში კილომეტრების რაოდენობაზე, მივიღებთ - 1 პარსეკი ტოლია $3.1 \cdot 10^{13}$ კმ.

ფორმულა (3.1) შესაძლებელია გამოვიყენოთ ვარსკვლავის ტრიგონომეტრიული პარალაქსის გამოსათვლელად. პრაქტიკულად,

პარალაქსის მისაღებად ვარსკვლავის მდებარეობას ცაზე მრავალჯერადად საზღვრავენ მთელი წლის ან კიდევ უფრო მეტის პერიოდის განმავლობაში. დღეისათვის, ამ მიზნით გამოიყენება ციფრული პანორამული CCD მიმღებები, წარსულში კი გამოიყენებოდა ფოტოგრაფიული ფირფიტები.

ამ დროს იყენებენ (3.1) გამოსახულებებიდან 1-ელ ფორმულას, რომელსაც გამოსახავენ ეკვატორულ კოორდინატებში. მრავალჯერადი დაკვირვებებიდან უმცირეს კვადრატთა მეთოდით გამოითვლება ტრიგონომეტრიული პარალაქსი. ამ დროს, როგორც წესი, გამოიყენება ფარდობითი გაზომვები ანუ შესასწაველი ვარსკვლავის კოორდინატების ცვლილებები უფრო სუსტი ვარსკვლავების ჯგუფის მიმართ, რომელთა ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მნიშვნელობები შეგვიძლია ჩავთვალოთ ნულთან ახლოს.

ცხრილში 3.1 მოცემულია ზოგიერთი კაშკაშა ვარსკვლავის ტრიგონომეტრიული პარალაქსები, რომლებიც განსაზღვრულია დედამიწიდან ჩატარებული დაკვირვებებით. ცხრილიდან ჩანს, რომ მზესთან ყველაზე ახლო მდებარე ვარსკვლავებისთვისაც კი ტრიგონომეტრიული პარალაქსები არ აღემატება რკალის 1 სეკუნდს. მივაქციოთ ყურადღება, რომ ზოგიერთი ყველაზე კაშკაშა ვარსკვლავი საკმაოდ დაშორებულია მზიდან.

ცხრილი 3.1.

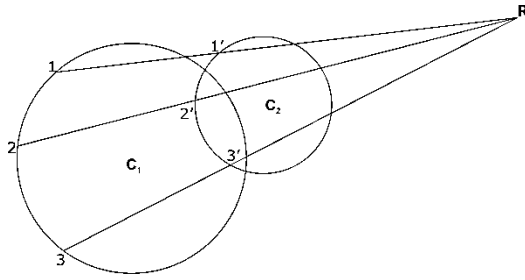
ვარსკვლავი	π''	ვარსკვლავი	π''
α CMa (სირიუსი)	0.375	α CMi (პროციონი)	0.288
α Boo (არქტური)	0.090	α Ori (ბეტელჯეიზე)	0.005
α Lyr (ვეგა)	0.123	Proxima Cen	0.762
α Aur (კაპელა)	0.073	α Cen A	0.754
B Ori (რიგელი)	0.001	ბარნარდის ვარსკ.	0.552

დღეისათვის, დედამიწიდან დაკვირვებების მეშვეობით რამდენიმე ათასი ვარსკვლავისათვის გაიზომა ტრიგონომეტრიული პარალაქსები. თუმცა, იმის გამო რომ ტრიგონომეტრიული პარალაქსების სიდიდეები ძალზედ მცირეა, დამაკმაყოფილებელი სიზუსტის მიღწევა მანძილების განსაზღვრისას შესაძლებელი გახდა მხოლოდ მზესთან ძალიან ახლო მდებარე ვარსკვლავებისათვის 10-20 პარსეკის (პკ) მანძილზე. ღია გროვა ჰიადებისთვისაც კი, რომელიც მზიდან 45 პკ მანძილზე მდებარეობს და რომელიც ხანგრძლივი დროის განმავლობაში ვარსკვლავებამდე მანძილის სკალის საფუძვლად მიიჩნეოდა, ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მეშვეობით საკმარისად მაღალი სიზუსტით მანძილის განსაზღვრა ვერ ხერხდებოდა.

სიტუაცია რადიკალურად შეიცვალა კოსმოსური ტელესკოპების Hipparcos-ის და Gaia-ს ასტრომეტრიული კატალოგების გამოქვეყნების შემდეგ. დღეისათვის ეს კატალოგები მოიცავს მაღალი სიზუსტის მქონე ტრიგონომეტრიულ პარალაქსებს ასობით მილიონი ვარსკვლავისათვის. მაგალითად, Gaia-ს კატალოგის პარალაქსების სიზუსტე აღწევს $0.0007''$ დაახლოებით 20^m სიდიდის ვარსკვლავებისათვის. ამ კატალოგის ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მეშვეობით განსაზღვრულია მანძილები ათეული ღია გროვისათვის. იგი წარმოადგენს მონაცემების ძირითად წყაროს სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავების აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრისათვის.

მანძილის განსაზღვრის კიდევ ერთ მნიშვნელოვან გეომეტრიულ მეთოდს წამოადგენს მოძრავი ვარსკვლავთ გროვის მეთოდი. მზესთან ახლო მდებარე ღია გროვებსა და ვარსკვლავთ ჯგუფებს შორის არის რამდენიმე ე.წ. მოძრავი გროვა, რომელსაც გააჩნია ჯგუფის ვარსკვლავებისათვის შესამჩნევი საერთო საშუალო საკუთარი მოძრაობა, რაც მიუთითებს ამ გროვის სიახლოვეს მზესთან. ასეთ ჯგუფში შემავალი ვარსკვლავების საკუთარი მოძრაობების ვექტორების მიმართულებები იკრიბება ერთ წერტილში, რომელსაც რადიანტს უწოდებენ. ეს მოვლენა ანალოგიურია პერსპექტივის თეორიიდან ცნობილი პარალელური წრფეების შეკრების ეფექტისა, რომლის კარგი ილუსტრაციაა ერთი და იგივე ნაკადში შემავალი მეტეორების ტრაექტორიები.

რადიანტი წარმოადგენს ცის სფეროს დიდი წრეების გადაკვეთას, რომლებიც გადიან ჯგუფის ვარსკვლავებზე მათი საკუთარი მოძრაობების მიმართულებების გასწვრივ. ეფექტის ახსნა მოცემულია ნახაზზე 3.2, სადაც დიდი წრით სქემატურად აღნიშნულია ვარსკვლავთ გროვის პროექცია ცის სფეროზე დროის გარკვეულ მომენტში წარსულში. მცირე წრით აღნიშნულია პროექცია იგივე გროვისათვის, რომელიც დროის გარკვეული დროის შემდეგ დაგვშორდა გარკვეული მანძილით, რის გამოც მისი კუთხური ზომა ცხადია შემცირდა და ცენტრმა წაინაცვლა მთლიანობაში გროვის საკუთარი მოძრაობის გავლენით. აღნიშნულ მაგალითში გროვის სხივური სიჩქარე დადებითია. წერტილებით 1, 2, 3 აღნიშნულია გროვის სამი ვარსკვლავი, ხოლო წერტილებით 1', 2', 3' - იგივე ვარსკვლავების წანაცვლებული მდებარეობა. R სიმბოლოთი აღნიშნულია რადიანტის მდებარეობა.



ნახაზი 3.2. რადიანტის ეფექტის ახსნა.

თუ ცნობილია რადიანტის კოორდინატები და გროვის თუნდაც რამდენიმე ვარსკვლავის სხივური სიჩქარე, შესაძლებელია გროვის წევრი ინდივიდუალური ვარსკვლავების პარალაქსები საიმედოდ განისაზღვროს. თუ რადიანტის პირდაპირი აღვლენა ტოლია A და დახრილობა - D , იოლია განვსაზღვროთ გროვის თითოეული ვარსკვლავის კუთხური მანძილი λ_i რადიანტიდან შემდეგი ფორმულით:

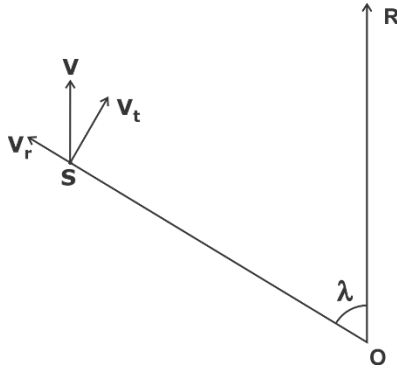
$$\cos \lambda_i = \sin \delta_i \sin D + \cos \delta_i \cos D \cos(\alpha_i - A). \quad (3.2)$$

ნახაზზე 3.3 დამკვირვებელი აღნიშნულია O სიმბოლოთი, R მიუთითებს მიმართულებას რადიანტზე, ხოლო S წერტილში მდებარეობს შესასწავლი ვარსკვლავი. ნახაზიდან ჩანს, რომ სხივური სიჩქარე $V_r = V \cos \lambda$, სადაც V არის გროვის სივრცული სიჩქარე. თუ რამდენიმე ვარსკვლავის სხივურ სიჩქარეს გავზომავთ, შესაძლებელია შევაფასოთ გროვის საშუალო სივრცული სიჩქარე. ვარსკვლავის ტანგენციალური სიჩქარე ტოლია:

$$V_{t_i} = 4.74 \frac{\mu_i}{\pi_i} = V_{r_i} \operatorname{tg} \lambda_i \quad (3.3)$$

საიდანაც ვიღებთ $\pi_i = (4.74 \mu_i) / V_{r_i} \operatorname{tg} \lambda_i$. აქედან ცხადად ჩანს, რომ სხივური სიჩქარეების და საკუთარი მოძრაობების ცდომილებები განსაზღვრავენ ინდივიდუალური პარალაქსების ცდომილებას. ამ სიდიდეების ძალიან მაღალი სიზუსტით განსაზღვრის შემთხვევაშიც კი პარალაქსები დამძიმებული იქნება გროვის შიგნით ვარსკვლავის საკუთარი მოძრაობებით. თუ ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეების ნაცვლად გამოვიყენებთ გროვის საშუალო სივრცულ სიჩქარეს V , მაშინ გროვის თითოეული ვარსკვლავის პარალაქსისთვის მივიღებთ ფორმულას:

$$\pi_i = \frac{4.74 \mu_i}{V \sin \lambda_i}. \quad (3.4)$$



ნახაზი 3.3. ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის მდგენელები.

წარსულში, მოძრავი გროვის მეთოდი წარმატებულად გამოიყენებოდა გალაქტიკურ ასტრონომიაში. პირველად ეს მეთოდი ჰიადებამდე მანძილის განსაზღვრისათვის გამოიყენა ბოსმა 1908 წელს. მან შეარჩია ჰიადების 41 სავარაუდო წევრი ვარსკვლავის საკუთარი მოძრაობები. დიდი გამართლებაა, რომ მზესთან ასე ახლოს მდებარე ვარსკვლავთ გროვას მაღალი სხივური სიჩქარე გააჩნია - 39 კმ/წმ. ჰიადების შემთხვევაში პერსპექტივის ეფექტი (უფრო სწორად - ამ ეფექტის წვლილი გროვის ვარსკვლავების საკუთარ მოძრაობებში) აღმოჩნდა სავსებით საკმარისი იმისათვის, რომ განესაზღვრათ ამ გროვამდე მანძილის მოდული $\pm 0^m.1$ სიზუსტით. სხვა მოძრავი ვარსკვლავთ ჯგუფები ან ძალიან მცირერიცხოვნები არიან ანდა მათი სხივური სიჩქარეები უმნიშვნელოა და ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეების ცდომილებები ახლოა მოძრავი ჯგუფის საშუალო სხივურ სიჩქარესთან. ჰიადებზე უფრო შორეული გროვებიდან მხოლოდ ხომლისთვის მოხერხდა ამ მეთოდით მანძილის მოდულის განსაზღვრა და შესაბამისად მანძილი ტოლია 165 კპ. მაგრამ მანძილის მოდულის განსაზღვრის ცდომილება აღწევს $\pm 0^m.3$.

მოძრავი გროვის რადიანტის წერტილის განსაზღვრა საკმაოდ გაძნელებულია, რადგან დაკვირვების შემთხვევითი ცდომილებების და გროვაში ვარსკვლავების საკუთარი მოძრაობების გამო რადიანტის მდებარეობის განმსაზღვრელი დიდი წრეები ერთ წერტილში არ გადაიკვეთება. მათი გადაკვეთის წერტილები გაზნეულია გარკვეულ ფართობზე და მისი ზუსტი მდებარეობის განსაზღვრა რთულია. ამიტომ, შემოდებულ იქნა მოძრავ ჯგუფებამდე მანძილის განსაზღვრის რამდენიმე ვარიანტი რადიანტის მდებარეობის გამოყენების გარეშე. მათ შორის აღსანიშნავია ჰერცშპრუნგისა და აპერენის მეთოდები.

გეომეტრიული მეთოდებიდან უნდა აღინიშნოს ასევე დიამეტრების მეთოდი, რომელიც ძირითადად, გამოიყენება ვარსკვლავთ ჯგუფებამდე და ზოგიერთ ნისლეულებამდე მანძილის შესაფასებლად. თუ გარკვეული კლასიფიკაციის პრინციპებზე დაყრდნობით შესაძლებელია გამოვყოთ ერთგვაროვანი ობიექტების დაჯგუფება (მაგალითად, მსგავსი მორფოლოგიური ტიპის გალაქტიკები, ვარსკვლავთ გროვები მსგავსი წევრების რაოდენობით და ცენტრისკენ კონცენტრაციის ხარისხით) და თუ სხვა მეთოდით განსაზღვრულია მანძილი მზესთან ახლოს მდებარე ანალოგიური დაჯგუფებისათვის, შეგვიძლია დავუშვათ, რომ ასეთი დაჯგუფებების დიამეტრები პრაქტიკულად ერთნაირი იქნება. ასეთ შემთხვევაში, თუ განვსაზღვრავთ დაჯგუფების კუთხურ დიამეტრს და თუ ვიცით მისი ხაზოვანი დიამეტრი (რომელსაც განვსაზღვრავთ ახლომდებარე ჯგუფის მეშვეობით), იოლია შევაფასოთ მანძილი:

$$r = d \operatorname{ctg} \alpha \quad (3.5)$$

სადაც d არის დაჯგუფების ხაზოვანი რადიუსი, ხოლო α - კუთხური რადიუსი.

დიამეტრების მეთოდი გამოიყენებოდა ვარსკვლავთ გროვებამდე მანძილის განსაზღვრისათვის, მაშინ როცა ჯერ კიდევ არ იყო დაგროვილი საკმარისი დამზერითი მასალა და არ იყო შემუშავებული უფრო ზუსტი მეთოდები მათ შესაფასებლად.

3.2. საშუალო სტატისტიკური პარალაქსები

მოცემულ მეთოდში ვარსკვლავების საშუალო პარალაქსის განსაზღვრისათვის გამოიყენება მზის მოძრაობა აღნიშნული ვარსკვლავების მიმართ. ამ მოძრაობით გამოწვეული ხილული წანაცვლების გაზომვით შესაძლებელია განვსაზღვროთ ვარსკვლავებამდე მანძილი, რადგან ეს წანაცვლებები პროპორციულია მზიდან დაშორებისა.

მეთოდის ნაკლი ისაა, რომ გარდა მზის მოძრაობით გამოწვეული წანაცვლებისა, ვარსკვლავებს გააჩნიათ საკუთარი ე.წ. პეკულარული (ანუ ნარჩენი) მოძრაობა, რაც უნდა გამოვყოთ პარალაქტური მოძრაობისგან. ამასთან, საჭიროა დავუშვათ, რომ პეკულარულ მოძრაობებს ახასიათებს ქაოტური ხასიათი, რაც, როგორც შემდგომში ვნახავთ, ყოველთვის არ სრულდება.

დავუშვათ ვარსკვლავი G მდებარეობს მზიდან $r = \pi^{-1}$ მანძილზე. მზე მოძრაობს საკუთარი აპექსის A მიმართულებით \vec{V}_0 სიჩქარით. \vec{V} -თი აღვნიშნოთ ვარსკვლავის სივრცული სიჩქარე მზის მიმართ. მაშინ

$$\vec{V} = \vec{V}_s + \vec{V}_0 \quad (3.6)$$

სადაც \vec{V}_S არის ვარსკვლავის პეკულარული სიჩქარე იმ ვარსკვლავთა ჯგუფის მიმართ, რომლის მიმართაც განსაზღვრულია მზის სივრცული სიჩქარე. დავშალოთ (3.6) ფორმულაში მოცემული თითოეული ვექტორი სამ მდგენელად, რომელთაგან პირველი მიმართულია ვარსკვლავი-მზე წრფის გასწვრივ, მეორე - წრის მხების გასწვრივ, რომლის ცენტრში იმყოფება მზე, ხოლო სიბრტყე გადის \vec{V}_0 ვექტორზე და მესამე - პირველი ორი მდგენელის მართობულად. ვექტორების კომპონენტები გამოვსახოთ ვარსკვლავის პარალაქსის, \vec{V}_r სხივური სიჩქარის და აპექსის წერტილის მიმართ საკუთარი მოძრაობის მდგენელების მეშვეობით (რომელთაც აღვნიშნავთ სიმბოლოებით v, τ, v_s, τ_s). მაშინ (3.6)-ში შემავალი ვექტორების კომპონენტები შეიძლება შემდეგნაირად გამოვსახოთ:

$$\begin{aligned}\vec{V} &= \left(V_r, 4.74 \frac{v}{\pi}, 4.74 \frac{\tau}{\pi} \right), \\ \vec{V}_S &= \left(V_{rS}, 4.74 \frac{v_s}{\pi}, 4.74 \frac{\tau_s}{\pi} \right), \\ \vec{V}_0 &= (V_0 \cos \lambda, V_0 \sin \lambda, 0).\end{aligned}\tag{3.7}$$

ვექტორების მეორე კომპონენტებისათვის (3.6) გამოსახულება (3.7) დამოკიდებულებების გათვალისწინებით მოგვცემს:

$$4.74 \frac{v}{\pi} = 4.74 \frac{v_s}{\pi} + V_0 \sin \lambda.\tag{3.8}$$

თუ ამ გამოსახულებას გავსაშუალოებთ ჯგუფში შემავალი ყველა ვარსკვლავისათვის და გამოვიყენებთ ზემოთ მოყვანილ დაშვებას ვარსკვლავთ სიჩქარეების პეკულარული მდგენელის ქაოტურობის შესახებ, შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ $\bar{v}_s = 0$. (3.8) გამოსახულების მარჯვენა და მარცხენა მხარეების სხვაობების მინიმუზაციით მივიღებთ ვარსკვლავთა ჯგუფის საშუალო პარალაქსის მნიშვნელობას:

$$\bar{\pi} = \frac{4.74 \cdot \overline{v \sin \lambda}}{V_0 \cdot \overline{\sin^2 \lambda}}.\tag{3.9}$$

თუ ცნობილია ჯგუფში შემავალი ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეები, შესაძლებელია გამოვიყენოთ (3.7) გამოსახულებებში მოცემული ვექტორების მესამე კომპონენტები. კვლავ გამოვიყენოთ პეკულარული სიჩქარეების განაწილების ქაოტურობა, რაც საშუალებას მოგვცემს გამოვიყენოთ V_{rS} სიდიდის ნაცვლად $4.74 \tau_s / \pi$ და ასევე გავითვალისწინოთ შემდეგი დამოკიდებულება $V_r = V_{rS} + V_0 \cos \lambda$. მაშინ მივიღებთ:

$$\bar{\pi} = 4.74 \frac{|\bar{\tau}|}{|\bar{v}_r|},\tag{3.10}$$

სადაც მნიშვნელში მოცემულია საშუალო სხივური სიჩქარე, რომელთაგან გამოკლებულია $V_0 \cos \lambda$ მნიშვნელობა. ცხადია, რომ ამ მეთოდით საშუალო აბსოლუტური მნიშვნელობების გამოსათვლელად უნდა შეირჩეს ერთგვაროვანი მახასიათებლების მქონე ვარსკვლავები (მაგალითად, გარკვეული ტიპის ცვალებადი ვარსკვლავები) და დაიყოს ისინი ქვეჯგუფებად ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდეების მიხედვით, რაც ამ შემთხვევაში ექვივალენტური იქნება ქვეჯგუფებად დაყოფის მანძილების მიხედვით.

აღნიშნული მეთოდი წარმატებით გამოიყენებოდა XX საუკუნეში, თუმცა დღეისთვის არ დაუკარგავს აქტუალობა. საქმე იმაშია, რომ აბსოლუტური მნიშვნელობების განსაზღვრისას მხოლოდ ერთი მეთოდის გამოყენება არ იძლევა გარანტიას, რომ მიღებული სიდიდეები არ იქნება დამახინჯებული სისტემატური ცდომილებებით. ამიტომ, სხვადასხვა მეთოდების გამოყენებით მიღებული შედეგების ურთიერთშედარება ზრდის შეფასებების საიმედოობას. გარდა ამისა, უნდა აღინიშნოს, რომ ვარსკვლავებამდე მანძილების განსაზღვრის კინემატიკური მეთოდების გამოყენება მოითხოვს გამოყენებული ვარსკვლავების კინემატიკური მახასიათებლების ერთგვაროვნებას, რაც მზის მახლობელ სივრცეშიც კი ცუდად სრულდება.

3.3. მანძილების განსაზღვრის ფოტომეტრიული მეთოდები

ფოტომეტრიული მეთოდებით მანძილების განსაზღვრა ხდება არაპირდაპირი გზით ანუ ვარსკვლავების აბსოლუტური მნიშვნელობების განსაზღვრის მეშვეობით. თუ გვეცოდინება ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდე და ვარსკვლავთშორისი შთანთქმის მნიშვნელობა A_V , ვარსკვლავამდე მანძილის განსაზღვრა შეგვიძლია შემდეგი დამოკიდებულებით:

$$M_V - V = 5 - 5 \cdot \lg r - A_V(r). \quad (3.11)$$

ცალკეული ვარსკვლავებისათვის, განსაკუთრებით O და B სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის, გამოიყენება სპექტრული პარალაქსების მეთოდი. იგი ეფუძნება იმ ფაქტს, რომ ვარსკვლავების სპექტრების თავისებურებები დამოკიდებულია არა მხოლოდ ვარსკვლავის ზედაპირულ ტემპერატურაზე, არამედ ასევე მის ზედაპირზე სიმძიმის ძალის აჩქარებაზე. ასეთ შემთხვევაში ქიმიურ შემადგენლობაში განსხვავებას უგულვებელყოფენ, განსაკუთრებით ერთი და იგივე ტიპის ვარსკვლავებისათვის. სპექტრული პარალაქსების მეთოდის გამოყენებისთვის თითოეულ სპექტრულ კლასს და

ბრწყინვალეების კლასს ანიჭებენ გარკვეულ აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს ანუ ატარებენ კალიბრებას.

ამის გაკეთება შესაძლებელია, მაგალითად, ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მქონე ვარსკვლავების მეშვეობით ან ცნობილი მანძილის მოდულის მქონე ვარსკვლავთ გროვის წევრი ვარსკვლავებით. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრის ცდომილება შეადგენს დაახლოებით $0^m.5$ -ს მთავარი მიმდევრობის (ანუ ჯუჟჯა) ვარსკვლავებისათვის და $0^m.7$ -ს - ზეგიგანტებისათვის, რაც შეადგენს ვარსკვლავებამდე მანძილების ცდომილების დაახლოებით 15% და 40%-ს შესაბამისად. დანარჩენი სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის გაზნევა აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებში უფრო მეტია, ამიტომ მათთვის სპექტრული პარალაქსების განსაზღვრა არ ხდება.

ზოგიერთი ტიპის ვარსკვლავებისათვის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები შესაძლებელია განისაზღვროს მათი ფოტომეტრიული გაზომვებისას სპეციალურად შერჩეული ფერის მაჩვენებლებით. მაგალითად, სტრომგრენის *uvsby* ფოტომეტრიულ სისტემის β ინდექსი პირდაპირ არის დამოკიდებული ვარსკვლავის აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეზე O და B სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის და საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ M_V დაახლოებით $0^m.5$ სიზუსტით. ამ ვარსკვლავებში β ინდექსი იცვლება ~2.85-დან გვიანდელი B კლასის ვარსკვლავებისათვის ~2.45-მდე ყველაზე კაშკაშა O-ვარსკვლავებისა და ზეგიგანტებისათვის.

თუმცა, ამ ინდექსს გარკვეული ნაკლიც ახასიათებს. ძალიან ბევრი OB-ვარსკვლავის სპექტრის შთანთქმის ხაზებში, განსაკუთრებით - წყალბადის ხაზებში, შეინიშნება ემისიური კომპონენტები. ასეთ ემისიურ ვარსკვლავებში β ინდექსი მცირდება, რაც იძლევა აბსოლუტური ვარსკვლავიერ სიდიდეების მნიშვნელოვნად გადაჭარბებულ შეფასებებს. Hipparcos-ის ტრიგონომეტრიული პარალაქსებით და ვარსკვლავთ ღია გროვების ვარსკვლავების მეშვეობით დადგინდა β ინდექსსა და ვარსკვლავთ აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს შორის შემდეგი დამოკიდებულება:

$$M_V = -3.55 + 11.53(\beta - 2.0)^{-1} - 6.87(\beta - 2.0)^{-2}. \quad (3.12)$$

წითელი გიგანტების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები შეიძლება გამოვთვალოთ DDO ან სხვა ცალკეულ ფოტომეტრიულ სისტემებში დაკვირვებული ფერის მაჩვენებლების მიხედვით.

ყველაზე საიმედო ფოტომეტრიული მეთოდი არის ფოტომეტრიული დიაგრამების შეთავსების მეთოდი ღია ვარსკვლავთ გროვებისათვის. ეს მეთოდი შემდგომ თავებში უფრო დეტალურად იქნება გარჩეული.

ვარსკვლავთ ღია გროვებამდე ცნობილი მანძილების საფუძველზე და ზუსტი ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მეშვეობით ხდება ბრწყინვალეების განსაზღვრის მეთოდების კალიბრება იმ ცალკეული ტიპის ცვალებადი ვარსკვლავებისათვის, რომელთათვისაც ცნობილია პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულება. ამ თვალსაზრისით ყველაზე მნიშვნელოვანი ტიპის ცვალებადებია δ Cep ტიპის ვარსკვლავები, რომელთაც ხშირად უწოდებენ კლასიკურ ცეფეიდებს. აღნიშნული დამოკიდებულება ძალზედ მნიშვნელოვანია გალაქტიკათაშორისი მანძილების სკალის დადგენისათვის, რადგან ცეფეიდებს გააჩნიათ დიდი ბრწყინვალეობა და დაიმზირებიან მრავალ მახლობელ გალაქტიკაში. ეს დამოკიდებულება დადასტურებულია როგორც დაკვირვებებით, ასევე ვარსკვლავთ პულსაციის თეორიით და აქვს შემდეგი ზოგადი სახე:

$$M_V = a + b \cdot \lg P, \quad (3.13)$$

სადაც P არის პულსაციის პერიოდი დღეებში. ამ განტოლების მარჯვენა მხარის პირველ კოეფიციენტს ჩვეულებრივ უწოდებენ პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულების ნულ-პუნქტს, ხოლო მეორეს - ამ დამოკიდებულების დახრას. კოეფიციენტების პოვნა შესაძლებელია ღია ვარსკვლავთ გროვების და ვარსკვლავთ ასოციაციების წევრი ცეფეიდების გამოყენებით. ასეთი ტიპის ვარსკვლავთ დაჯგუფებებში დღეისათვის აღმოჩენილია 20-ზე მეტი ცეფეიდი. პრაქტიკაში, სიზუსტის გაზრდისათვის ამ დამოკიდებულების დახრას საზღვრავენ მაგელანის ღრუბლების ცეფეიდებით, რომელთა რაოდენობა აღწევს რამდენიმე ასეულს და ყველა ისინი მზიდან ფაქტიურად ერთი და იგივე მანძილზე არიან განთავსებული. დამოკიდებულების ნულ-პუნქტი ყოველთვის განისაზღვრება გროვებისა და ასოციაციების ცეფეიდების მეშვეობით. ბოლო დროს ჩატარდა კლასიკური ცეფეიდების პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულების კოეფიციენტების განსაზღვრის რამდენიმე კვლევა Hipparcos-ის ტრიგონომეტრიული პარალაქსების გამოყენებით. ასეთი კვლევები რამდენიმეა და მათი მნიშვნელობები ახლოა ერთმანეთთან. ქვემოთ მოყვანილი დამოკიდებულება ეკუთვნის ფრანგი ასტრონომების ჯგუფს ლანუას ხელმძღვანელობით:

$$M_V = -2.77 \cdot \lg P - 1.44. \quad (3.14)$$

პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულების კოეფიციენტები მცირე დოზით დამოკიდებულია ვარსკვლავებში მეტალების შემადგენლობაზე. ამ მხრივ პერსპექტიული შეიძლება აღმოჩნდეს ინფრაწითელი აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების გამოყენება. ქვემოთ მოყვანილია ეს დამოკიდებულება I ინფრაწითელი ზოლისათვის

კაზინის ფოტომეტრიული სისტემიდან, რომელიც მიღებულია იგივე ლანაუს ჯგუფის მიერ:

$$M_I = -3.05 \cdot \lg P - 1.81. \quad (3.15)$$

ორივე გამოსახულებაში, (3.14) და (3.15), გამოიყენება აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების მედიანური მნიშვნელობები ანუ აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების ნახევარჯამები ბრწყინვალეების მინიმუმსა და მაქსიმუმებში. პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულება საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ამ ტიპის ცვალებადი ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები საშუალო ცდომილებით $0^m.15$, რაც არ ჩამოუვარდება ღია გროვებამდე მანძილის მოდულების განსაზღვრის სიზუსტეს. ამ ტიპის ობიექტების ნაკლია ის, რომ ისინი მნიშვნელოვნად არიან დაშორებულნი მზიდან. ჩვენთან ყველაზე ახლო მდებარე ცეფეიდი გახლავთ მცირე ამპლიტუდიანი ცვალებადი პოლარული ვარსკვლავი, რომლამდე მანძილი შეადგენს 250 პარსეკს. მეორეს მხრივ, ამ ტიპის ვარსკვლავების მეშვეობით შესაძლებელი გახდა შეგვეფასებინა გალაქტიკათა დაშორებები ≈ 30 მეგაპარსეკის მანძილზე. შედარებისათვის გალაქტიკა M31 მდებარებს მზიდან 700 კილოპარსეკის მანძილზე.

მანძილების განსაზღვრისათვის ძალზედ პერსპექტიული გახლავთ პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულების შესწავლა δ ფარის (δ Sct) ტიპის ვარსკვლავებისათვის. ამ ცვალებადებს ახასიათებთ ნაკლები ბრწყინვალეობა ვიდრე კლასიკურ ცეფეიდებს, მაგრამ ხშირად გვხვდებიან როგორც გალაქტიკის დისკოში, ასევე - ღია გროვებში. δ Sct ტიპის ცვალებადებისათვის, რომელთა ბრწყინვალეების ცვლილების ამპლიტუდა აღემატება $0^m.3$, დანიელმა ასტრონომმა პეტერსენმა კოლეგებთან ერთად მიიღეს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$M_V = -3.725 \cdot \lg P - 1.969, \quad (3.16)$$

რაც საშუალებას იძლევა განვსაზღვროთ M_V ამ ტიპის ვარსკვლავებისათვის $0^m.1$ სიდიდის სიზუსტით.

უნდა აღინიშნოს, რომ გრძელპერიოდიან ცვალებადებს - წითელ გიგანტებს, ასევე გააჩნიათ თავისი პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულება. მაგალითად, ნახშირბადოვანი ვარსკვლავებისათვის ბერჟომ კოლეგებთან ერთად მიიღეს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$M_V = -3.99 \cdot \lg P + 2.07, \quad (3.17)$$

ხოლო ჟანგბადით მდიდარი გრძელპერიოდიანი ცვალებადი ვარსკვლავებისათვის ანუ ე.წ. მირიდებისათვის (ვეშაპის მირას, *o* *Cet*,

ტიპის ცვალებადები), ალვარესმა კოლეგებთან ერთად მიიღეს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$M_V = -3.41 \cdot \lg P + 0.976. \quad (3.18)$$

ბოლო ორი გამოსახულება, (3.17) და (3.18), ამ ტიპის ცვალებადი ვარსკვლავებისათვის გვამღევენ აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეებს ცდომილებით $0^m.5$. რამდენიმე წლის წინ მირიდეების პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულება განისაზღვრა რამდენიმე ასეული ასეთი ტიპის ვარსკვლავის დაკვირვების საფუძველზე NGC 5128 ელიფსური გალაქტიკისათვის, რომელიც მდებარეობს გალაქტიკების ადგილობრივი ჯგუფის გარეთ. ამდენად, ასეთი ტიპის ვარსკვლავები შეიძლება გამოვიყენოთ არც თუ შორეულ გალაქტიკებამდე მანძილის განსაზღვრისათვის, რომლებშიც არ არის ცეფეიდები, მაგალითად ელიფსურ გალაქტიკებში.

სფერულ გროვებამდე მანძილის განსაზღვრისათვის მნიშვნელოვანია ფაქტი, რომ RR Lyr ტიპის ცვალებადებს გააჩნიათ პრაქტიკულად ერთი და იგივე აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები, რომელიც მცირედ არის დამოკიდებული ვარსკვლავთ მეტალურობაზე. კერძოდ, RRab ტიპის ვარსკვლავებისათვის არსებობს შემდეგი დამოკიდებულება:

$$M_V(RR) = 0.26[\text{Fe}/\text{H}] + 1.17 \quad (3.19)$$

უფრო ზუსტი შედეგები მიიღება, თუ გავითვალისწინებთ ნათობის მრუდების თავისებურებებს. კოვარჩის და უოლკერის მიხედვით ლირიდების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები შესაძლებელია განვსაზღვროთ შემდეგი დამოკიდებულებიდან:

$$M_V = -1.876 \cdot \lg P - 1.158 \cdot A_1 + 0.821 \cdot A_2 + 0.448, \quad (3.20)$$

სადაც A_1 და A_2 არის ფუნდამენტური მოდების და მეორადი ჰარმონიკების ფურიე ამპლიტუდები ვარსკვლავიერ სიდიდეებში.

პერიოდი-ბრწყინვალეების დამოკიდებულება ასევე აღმოჩენილია W Vir ტიპის ვარსკვლავებში.

როგორც ვხედავთ, გალაქტიკურ ასტრონომიაში ცნობილია მრავალი მეთოდი ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრისათვის და შედეგად, ვარსკვლავებამდე და ვარსკვლავთ სისტემებამდე მანძილის შეფასებისათვის. ასეთი მეთოდების დაზუსტება და განვითარება კვლავ გრძელდება.

ლექცია 4. ვარსკვლავთ სპექტრული კლასიფიკაცია

4.1. ისტორიული მონაცემები

ასტრონომიაში ვარსკვლავთ სპექტრების შესწავლა დაიწყო XIX საუკუნის შუა წლებიდან. დღეისათვის, სპექტრული ანალიზის მეთოდი წარმოადგენს ვარსკვლავთა ზედაპირული ფენების ფიზიკური თვისებების და მათი ქიმიური შემადგენლობის შესახებ მონაცემთა ძირითად წყაროს, რადგან იგი სრულად იყენებს ინფორმაციას ვარსკვლავის გამოსხივების შესახებ. ვარსკვლავთ სპექტროგრამებს იღებენ სხვადასხვა დისპერსიის მქონე სპექტრული ხელსაწყოებით: 1000 Å/მმ - სუსტი ვარსკვლავების მიმოხილვისათვის და 0.1 Å/მმ - კამკაშა ვარსკვლავების ატმოსფეროების დეტალური შესწავლისათვის. სპექტრული კლასიფიკაცია წარმოადგენს პირველ ნაბიჯს ვარსკვლავის შესწავლის პროცესში, რადგან შესაძლებლობას იძლევა განვსაზღვროთ ვარსკვლავის ტიპი, ეფექტური ტემპერატურა და ბრწყინვალეობა. ზოგიერთი ვარსკვლავთასტრონომიული ამოცანის გადასაწყვეტად ეს მონაცემებიც კი საკმარისია. ამიტომ, სპექტრული კლასიფიკაცია დღემდე ინარჩუნებს თავის აქტუალობას.

ვარსკვლავთა გამოსხივების შესწავლის პირველივე შრომებიდან დაწყებული, დადგინდა, რომ ვარსკვლავთა სპექტრები უაღრესად მრავალფეროვანია. XIX საუკუნეში არსებული ცოდნის საფუძველზე გასაგები გახდა, რომ სპექტრის სახის ძირითადი განმსაზღვრელი პარამეტრი არის ვარსკვლავის ზედაპირული ტემპერატურა. ამიტომ, სპექტრული კლასიფიკაცია პირველ რიგში სწორედ ტემპერატურულ კლასიფიკაციას წარმოადგენს. ქრონოლოგიურად სპექტრული კლასიფიკაციის პირველი სისტემა არის ჰარვარდის სისტემა, რომელიც შემუშავდა ვარსკვლავთ HD კატალოგის მომზადების საფუძველზე. ამ სისტემაში თავდაპირველად შემოღებულ იქნა სპექტრული კლასების შემდეგი აღნიშვნები: P – O – B – A – F – G – K – M, რომელბის დალაგებულია ვარსკვლავის ზედაპირის ეფექტური ტემპერატურების მიხედვით.

P ნიშანი გამოიყენებოდა გაზოვანი ნისლეულების სპექტრების აღსანიშნავად. ცივი წითელი ვარსკვლავებისათვის ამ სისტემას მოგვიანებით დაემატა რამდენიმე კლასი S, R და N. კლასი O დაიყო Oa, Ob, Oc და Od ქვეკლასად, ასევე Oe და Oe5 ქვეკლასად ემისიური ვარსკვლავებისათვის. სხვა სპექტრული კლასებისათვის შემოღებულ იქნა შემდეგი ქვეკლასები: B0-B9, A0-A5, F0, F2, F5, F8, G0, G5, K0, K2. ყველაზე ცივი ვარსკვლავებისათვის შემოიღეს Ma, Mb, Mc ქვეკლასები, რომელთა

კლასიფიკაცია ხდებოდა ტიტანის ჟანგის TiO ზოლების ინტენსივობების მიხედვით და ქვეკლასი Md ვეშაპის მირას ანუ მირიდების ტიპის გრძელპერიოდური ვარსკვლავებისათვის. ჰარვარდის სისტემა ერთგანზომილებიანია, რადგან სპექტრულ კლასს განსაზღვრავს ერთადერთი პარამეტრი - ტემპერატურა.

მაშინ ვილსონის (Mount Wilson) ობსერვატორიის კლასიფიკაციის სქემაში შემოღებულ იქნა ბრწყინვალეების კლასის აღნიშვნელი ნიშანი d ჰერცშპრუნგ-რასელის დიაგრამის მთავარი მიმდევრობის ჯუჯა ვარსკვლავებისათვის (ინგლისური სიტყვა dwarf - ჯუჯა), g - გიგანტებისათვის (giants), sd და sg ქვეჯუჯებისა და ქვეგიგანტებისათვის შესაბამისად (subdwarfs, subgiants).

ამგვარად, სპექტრული კლასიფიკაცია გადაიქცა ორგანზომილებიანად: კლასიფიკაცია ხორციელდებოდა როგორც ტემპერატურული მაჩვენებლით ანუ სპექტრული კლასით, ასევე ბრწყინვალეების კლასით. მკვეთრი და ვიწრო სპექტრული ხაზების მქონე ვარსკვლავებისათვის გამოიყენებოდა ნიშანი s , რომლებიც, როგორც წესი, წარმოადგენენ სუპერგიგანტებს (supergiants). M სპექტრული კლასის ქვეკლასების ჰარვარდისეული აღნიშვნების ნაცვლად შემოღებულ იქნა აღნიშვნები: $M0 - M6$. მაგალითად, $K5$ კლასის წითელი გიგანტის აღსანიშნავად გამოიყენებოდა ნიშანი $gK5$, ხოლო $G0$ კლასის ქვეჯუჯისათვის - $sdG0$. გარდა ამისა, ამ სპექტრულ კლასში მკვეთრი სპექტრული ხაზების მქონე ვარსკვლავის გამოსაყოფად იყენებდნენ დამატებით ინდექსს s , ხოლო ფართო ხაზებიანი სპექტრებისათვის - ინდექსს n . ამ ბოლო ინდექსის მქონე ვარსკვლავები როგორც წესი სწრაფი ბრუნვით ხასიათდებიან. ყველაზე სწრაფად მბრუნავი ვარსკვლავებისათვის ასევე იყენებდნენ nn აღნიშვნას.

ასტრონომიაში სპექტრული ანალიზის გამოყენების პირველი მცდელობებიდან (ფრაუნჰოფერის შრომები) დღემდე შემორჩა ზოგიერთი კამკამა სპექტრული ხაზის სპეციალური აღნიშვნები. მაგალითად, ერთჯერ იონიზებული კალციუმის $CaII$ ხაზებს, ტალღის სიგრძეებით 3970\AA და 3934\AA , აღნიშნავენ H და K ნიშნებით, ნეიტრალური ნატრიუმის ხაზებს (ე.წ. „ყვითელი დუბლეტი“), ტალღის სიგრძეებით 5896\AA და 5890\AA , შესაბამისად აღნიშნავენ $D2$ და $D1$ ნიშნებით, და ა.შ.

დღეისათვის ყველაზე თანამედროვე სპექტრული კლასიფიკაციის სისტემას წარმოადგენს მორგან-კინანის კლასიფიკაცია (MKK სისტემა), რომელიც გარკვეული მოდიფიკაციით უკვე 50 წელიწადია გამოიყენება ასტრონომიაში. ქვემოთ უფრო დეტალურად განვიხილავთ ამ სისტემას.

4.2. ვარსკვლავთ ორგანზომილებიანი სპექტრული კლასიფიკაცია

ეს სისტემა წარმოადგენს ორგანზომილებიანს, რადგან ვარსკვლავის სპექტრის დასახასიათებლად იყენებს როგორც ვარსკვლავის ზედაპირულ ტემპერატურას ანუ სპექტრულ კლასს, ასევე მის ბრწყინვალეობას - ბრწყინვალეობის კლასს. MKK სისტემაში კლასიფიკაციისათვის გამოიყენება საშუალო დისპერსიის სპექტროგრამები (50-70 Å/მმ) სპექტრის ლურჯ უბანში. სისტემის ავტორებმა შეიმუშავეს კლასიფიკაციის ობიექტური კრიტერიუმები, რომლებიც ემყარება სხვადასხვა სპეციალურად შერჩეული სპექტრული ხაზების ან ზოლების ინტენსივობათა შეფარდების ვიზუალურ შეფასებას, რომლებიც ნათლად განიჩნევა აღნიშნული დისპერსიის სპექტროგრამებზე. სტანდარტული მიდგომის უზრუნველსაყოფად ავტორებმა გამოსცეს სტანდარტული სპექტრების ფოტოგრაფიული გამოსახულებების ატლასი ყველა სპექტრული კლასისა და ბრწყინვალეობის ბევრი კლასისათვის. სპექტრის სახე დამოკიდებულია გამოყენებული ტელესკოპის მონაცემებზე, სპექტროგრაფსა და შუქმიმღებებზე. ამიტომ, სხვადასხვა ობსერვატორიებმა სტანდარტულ კრიტერიუმებზე დაყრდნობით შეიმუშავეს კრიტერიუმებთა საკუთარ სისტემა.

MKK-კლასიფიკაციაში პირველ განზომილებად გამოიყენება ვარსკვლავთა შემდეგი სპექტრული კლასები:

O – B – A – F – G – K(R-N-C) – M – S

ამ მიმდევრობის საწყის, O და B კლასებს, ტრადიციულად უწოდებენ ადრეულს, ხოლო ბოლო K,M,C,S კლასებს - გვიანდელს. თუმცა, სპექტრულ კლასები არ არის დამოკიდებული ვარსკვლავის ასაკზე. როგორც აღმოჩნდა, სპექტრული კლასების ასეთი დაყოფა ძალზედ უხეშია. ამიტომ, თითოეული კლასი დაყვეს ათ ქვეკლასად და თითოეული ქვეკლასი აღნიშნეს ციფრებით 0-9 (თუმცა ყველა სპექტრულ კლასში არ გამოიყენება ათივე ქვეკლასი).

ვარსკვლავთა ზოგიერთი ტიპები აღმოჩნდა ამ კლასიფიკაციის გარეთ: მაგალითად, ვოლფ-რაიე, თეთრი ჯუჯები, პულსარები და სხვა. ასეთი ვარსკვლავებისათვის შემუშავდა MKK-კლასიფიკაციის სპეციალური დამატება.

მეორე განზომილების სახით MKK-კლასიფიკაციაში გამოიყენება ვარსკვლავთ ბრწყინვალეობა, რომელიც შემდეგ ბრწყინვალეობის კლასებად იქნა დაყოფილი:

V - მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავები, რომელთაც ხშირად ეძახიან ჯუჯებს;

IV - სუბგიგანტები - ვარსკვლავები, რომელთაც გააჩნიათ უფრო მაღალი ბრწყინვალება ვიდრე მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავებს;

III - გიგანტები;

II - ზეგიგანტები;

I - კამპაზა ზეგიგანტები, რომლებიც იყოფიან Ib, Iab და Ia კლასებად, სიკამპაზის ზრდის მიხედვით (მოგვიანებით ზოგიერთ ყველაზე კამპაზა ზეგიგანტებს ეწოდა ჰიპერგიგანტები და აღნიშნეს Ia+ ან Ia-0 ნიშნით);

VI - ქვეჯუჯები;

VII - თეთრი ჯუჯები.

ქვემოთ მოკლედ განვიხილავთ თითოეულ სპექტრული კლასს.

O კლასი. ვარსკვლავები სპექტრული კლასიდან O (ქვეკლასები O3 – O9.5) ხასიათდებიან ზედაპირის ყველაზე მაღალი ეფექტური ტემპერატურით მთავარი მიმდევრობის სხვა ნორმალურ ვარსკვლავებთან შედარებით (O9 ქვეკლასიათვის $T_{eff} = 25,000 K$) და ძირითადად, ასხივებენ ულტრაიისფერ დიაპაზონში. მაღალი ზედაპირული ტემპერატურების გამო აღნიშნულ სპექტრულ დიაპაზონში დაიმზირება მაღალიონიზებული ელემენტების ხაზები (მაგალითად, CIV და სხვა), აგრეთვე, იონიზებული და ნეიტრალური ჰელიუმის ინტენსიური ხაზები. ბალმერის ნახტომი (სპექტრის დეპრესიული ნაწილი, რომელიც წარმოიშობა წყალბადის სპექტრული ხაზების შემჭიდროვებით 3600 Å ტალღის სიგრძის მახლობლად და ამ ზღვარს ზემოთ შეკრულ-თავისუფალი გადასვლებით გამოწვეული უწყვეტი სპექტრით) სუსტია მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავებში და სრულიად შეუმჩნეველია ამ სპექტრული კლასის ზეგიგანტებისათვის.

B კლასი. B სპექტრული კლასის ყველა ქვეკლასში წყალბადის ხაზები ძალზედ ინტენსიურია და მათი ინტენსივობა იზრდება ვარსკვლავის ზედაპირული ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად ანუ B0 ქვეკლასიდან უფრო გვიანდელ ქვეკლასებზე გადასვლისას. კარგად ჩანს ჰელიუმის ხაზები, რომელთა ინტენსივობა მცირდება ტემპერატურის დაცემასთან ერთად. თუმცა, ნეიტრალური ჰელიუმის HeI ხაზები მაქსიმუმს აღწევს B2 ქვეკლასში. კატალოგებში გვხვდება B5n, Bnn ან B2(n) ტიპის სპექტრული კლასის აღნიშვნები, რომლებიც შემოღებულია ისეთი ვარსკვლავების გამოსარჩევად, რომელთა ხაზები სხვადასხვა ზომით არის გაფართოებული ვარსკვლავის სწრაფი ბრუნვის გამო. ასევე გვხვდება e ნიშნის შემცველი კლასები (მაგალითად, B2Ve), რომელიც აღნიშნავს სპექტრში ემისიური, ძირითადად წყალბადის, ხაზების არსებობას.

ემისიური B-ვარსკვლავების უმეტესობა მიეკუთვნება ბრწყინვალეების V და IV კლასებს. ზოგიერთ ემისიურ ვარსკვლავში ემისიური ხაზები პერიოდულად ჩნდებიან. ასეთი ცვალებადი

ემისიურობის მქონე ვარსკვლავის მაგალითია ხომლის ღია გროვის ყველაზე კაშკაშა ვარსკვლავი პლეიონა. გაზოვანი გარსის მქონე ვარსკვლავებისათვის შეიძლება გამოყენებულ იქნას აღნიშვნა B-shell და ასეთი ტიპის ვარსკვლავების სპექტრებში ემისიაში გვხვდება გაზოვანი ნისლეულებისათვის დამახასიათებელი სპექტრული ხაზები. ადრეული B-კლასის ვარსკვლავების სპექტრებში ენერჯის განაწილება ხასიათდება გამოკვეთილი ბალმერის ნახტომით, რომლის ზომა იზრდება გვინდელი ქვეკლასებისკენ. ბალმერის ნახტომი ქმნის ვარსკვლავის სპექტრში ენერჯის განაწილების ცრუ მაქსიმუმს, რადგან ამ კლასის ვარსკვლავებში რეალური მაქსიმუმი ულტრაიისფერ უბანში უნდა იყოს. უნდა აღინიშნოს, რომ Be ვარსკვლავები მნიშვნელოვნად უფრო სწრაფად ბრუნავენ, ვიდრე არაემისიური ვარსკვლავები და მათი საშუალო ბრუნვის სიჩქარე 100 კმ/წმ-ით მეტია.

A კლასი. A სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში დომინირებს ბალმერის სერიის წყალბადის ხაზები. სხვა ელემენტების სპექტრული ხაზები მნიშვნელოვნად სუსტია, თუმცა მათი ინტენსივობები იზრდება A0 ქვეკლასიდან A9 ქვეკლასისაკენ. ენერჯის განაწილებაში ნათლად შეიმჩნევა ბალმერის ნახტომი და მისი სიდიდე მაქსიმუმს აღწევს სწორედ ამ კლასის ვარსკვლავებში. ბალმერის ნახტომის სიმაღლე მცირდება ბრწყინვალეების ზრდასთან ერთად. ამ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში მრავლად შეიმჩნევა პეკულარული ვარსკვლავები, რაც ართულებს მათ კლასიფიკაციას. ამ კლასში გამოირჩევა λ მენახირის (Boötis) ტიპის მრავალრიცხოვანი ვარსკვლავები, რომელთა სპექტრებში მეტალური ხაზები შესუსტებულია წყალბადის ხაზებთან შედარებით, თუმცა ისინი კინემატიკური და ბრუნვითი მახასიათებლებით არ გამოირჩევიან მზის მახლობელი A-კლასის ნორმალური ვარსკვლავებისგან.

F კლასი. ყველაზე შესამჩნევი სპექტრული ხაზები F სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში არის CaII იონიზებული კალციუმის H და K და წყალბადის ბალმერის სერიის ხაზები. კალციუმის H და K ხაზები ამ სპექტრული კლასის ყველა ქვეკლასში ყველაზე ინტენსიური ხაზებია, ხოლო წყალბადის ხაზები მცირდება ზედაპირული ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად და გვიანდელ ქვეკლასებში ისინი აღარ გამოირჩევიან სპექტრში ლითონის ხაზებს შორის. სპექტრული ხაზი CaI – 4226 Å შემდეგია ინტენსივობის მიხედვით, რომელიც სუსტია F0 ქვეკლასის ვარსკვლავებში, ძლიერდება უფრო გვიანდელი ქვეკლასებში და უახლოვდება ინტენსივობით წყალბადის H γ ხაზს. ზედაპირული ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად ჩნდება და შემდგომ ძლიერდება

ე.წ. G ზოლი (G-band), რომელიც სინამდვილეში წარმოადგენს მძიმე ელემენტების, Fe და Ti, სპექტრული ხაზების ზედდებას.

G კლასი. ამ სპექტრულ კლასს განეკუთვნება ჩვენი მზე (G2V). ამ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში ყველაზე ინტენსიური ხაზებია კალციუმის H და K. შემდგომი სპექტრული ხაზი ინტენსივობით არის CaI – 4226 Å. უფრო ადრეული სპექტრული კლასებისგან განსხვავებით წყალბადის ხაზები სუსტია და არ გამოირჩევა მძიმე ელემენტების ხაზებს შორის და თანაც სუსტდება G0 ქვეკლასიდან უფრო გვიანდელი ქვეკლასებიკენ. G ზოლი კარგად ჩანს. უნდა აღინიშნოს, რომ სპექტრი მწვანე უბანში წყალბადის H β ხაზთან ნაკლებად არის დასახლებული ლითონის ხაზებით, ვიდრე უფრო მოკლეთალღოვან ნაწილში. ეს ფაქტი გამოიყენება ვარსკვლავთ ფოტომეტრიაში შესაბამისი გატარების ზოლის შესარჩევად, რომელზეც ქიმიური შემადგენლობის თავისებურებები ნაკლებად მოქმედებს. მაგალითად, ასეთ ზოლს წარმოადგენს V ფოტომეტრიულ სისტემა UBV-ში.

K კლასი. ამ კლასის მოყვითალო-წითელი ვარსკვლავები ყველაზე მეტია ცაზე შეუიარაღებელი თვალით ხილულ ვარსკვლავებს შორის. ამ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში კვლავ ყველაზე ინტენსიურია კალციუმის H და K ხაზები. თანაც, ამ ხაზების ცენტრებში ჩნდება ემისიური კომპონენტი, რომელიც ძლიერია მაგრამ ვიწროა თავად ამ შთანთქმის ხაზებთან შედარებით. ემისიური კომპონენტის ინტენსივობა დაკავშირებულია ვარსკვლავის ბრწყინვალეობასთან (ვილსონ-ბაჰუს ეფექტი), რაც გამოიყენება ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდის განსაზღვრისათვის. ასევე ძლიერია CaI – 4226 Å სპექტრული ხაზი, თანაც, მისი ინტენსივობა იზრდება ზედაპირული ტემპერატურის შემცირებასთან ერთად, რაც გამოიყენება სპექტრული ქვეკლასის განსაზღვრისათვის. ასევე კარგად ჩანს G ზოლი, რომელიც გვიანდელ კლასებში იშლება ცალკეულ ნაწილებად, რადგან ვარსკვლავის ზედაპირული ტემპერატურა იმდენად მცირეა, რომ ინოიზებული ტიტანის ხაზის აღზნება შეუძლებელი ხდება. ამასთან, სპექტრში ჩნდება CN მოლეკულის ზოლები. ენერგიის განაწილების მაქსიმუმი K კლასის ვარსკვლავების სპექტრში მოდის ხილული ტალღის სიგრძეების წითელ უბანში. წყალბადის ხაზების სისუსტის გამო ბალმერის ნახტომი პრაქტიკულად არ განირჩევა. ენერგიის განაწილება ძლიერ არის დამახინჯებული მეტალური ხაზების სიმრავლით. გვიანდელი ქვეკლასის ვარსკვლავებში ძლიერდება ტიტანის ჟანგის ფართო მოლეკულური ზოლები.

M კლასი. ყველაზე წითელი ვარსკვლავები განეკუთვნება M სპექტრულ კლასს და ნახშირბადოვანი ვარსკვლავების C და S კლასის

მიმდევრობებს. ამ ვარსკვლავების წითელი ფერი შეესაბამება დაბალ ზედაპირულ ტემპერატურას 2500 – 3000 K დიაპაზონში. ამ სპექტრული კლასის ვარსკვლავების სპექტრები ხასიათდება ძალიან ძლიერი CaI – 4226 Å სპექტრული ხაზით და მეტალების ჟანგების მოლეკულური ზოლებით. კალციუმის H და K ხაზები ძალზედ ძლიერი და განიერია, ამასთან, ისინი შეიცავენ ვიწრო, მაგრამ ინტენსიურ ემისიურ კომპონენტს ხაზის ბირთვში, რომელიც წარმოიშობა ვარსკვლავის ქრომოსფეროში. უნდა აღინიშნოს, რომ M სპექტრული კლასის გვიანდელ ქვეკლასებში სპექტრის მწვანე უბნის TiO ზოლებში შთანთქმა იმდენად ძლიერია, რომ სპექტრში ენერჯის განაწილება ემსგავსება გაცილებით უფრო ცხელ ვარსკვლავებში ენერჯის განაწილებას და ეს ფაქტი შესაბამისად აისახება ფოტომეტრიულ დიაგრამებზე ფერი-ფერი და ფერი-ბრწყინვალეობა. ასევე უნდა აღინიშნოს, რომ ძირითადი მიმდევრობის M ვარსკვლავებში შეინიშნება ემისია წყალბადის ხაზებში, თანაც ემისიის ინტენსივობა დაკავშირებულია ვარსკვლავის ასაკთან.

C კლასი. ეს არის წითელი ვარსკვლავების კლასი, რომელთა სპექტრში შეინიშნება ნახშირბადის შემცველი მოლეკულების ძლიერი ზოლები. ეს კლასი იყოფა C0-C9 ქვეკლასებად. ტემპერატურის მიხედვით C0 ქვეკლასს შეესაბამება ნორმალური ვარსკვლავების G5 ქვეკლასი. იმის გამო, რომ ნახშირბადოვან ვარსკვლავებს დაბალი ზედაპირული ტემპერატურა აქვთ, მათი კლასიფიკაცია როგორც წესი ხდება სპექტრის წითელი უბნით. ჰარვარდის კლასიფიკაციურ სქემაში C კლასის ნაცვლად გამოიყენებოდა R და N კლასები, რომლებსაც ყოფდნენ R0, R3, R5, R8 და Na, Nb, Nc ქვეკლასებად. აქვე, N კლასის ვარსკვლავები R კლასის ვარსკვლავებისგან განსხვავდება მნიშვნელოვანი დეპრესიით სპექტრის ულტრაიისფერ უბანში, რაც გამოწვეულია ძლიერი შთანთქმით მოლეკულურ ზოლებში. ყოველთვის არ ხერხდება R და N კლასის გვიანდელი ქვეკლასის ვარსკვლავების გარჩევა, რაც ხშირად იწვევდა გაუგებრობებს. ამ მიზეზის გამო ორი კლასის ნაცვლად შემოღებულ იქნა ერთი C კლასი. ყველა ნახშირბადოვანი ვარსკვლავის სპექტრისათვის დამახასიათებელია მოლეკულური ნახშირბადის შთანთქმის ზოლები (მათ შორის C₁₂C₁₃ ზოლები, რომლებიც მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ვარსკვლავებში იზოტოპების შემადგენლობის შესაწავლისას), ასევე CH და CN მოლეკულები. გვიანდელი ქვეკლასის სპექტრებში ინფრაწითელ უბანში დაიკვირვება HCN და C₂H₂ მოლეკულების შთანთქმის ზოლები. ზოგიერთი C ვარსკვლავის ნახშირბადით მდიდარი ატმოსფეროს მასის ნაწილის დაკარგვა იწვევს SiC₂ მოლეკულის წარმოქმნას, რომელიც მჟღავნდება 4640 Å, 4866 Å, 4905 Å, 4977 Å და სხვა ტალღის სიგრძეებზე შთანთქმის ზოლების გაჩენით. C კლასის ვარსკვლავები წარმოადგენენ

ვარსკვლავთშორის სივრცეში მტვერის მიწოდების ძირითად წყაროს. ბევრი ნახშირბადოვანი ვარსკვლავი წარმოადგენს ვეშაპის მირას ტიპის გრძელპერიოდთან ცვალებად ვარსკვლავს ანუ მირიდებს.

S კლასი. ეს არის იშვიათი ვარსკვლავები - წითელი გიგანტები, რომლებიც ეფექტური ტემპერატურით ახლოა M და C კლასის ვარსკვლავებთან, თუმცა მათ სპექტრში გარდა ძლიერი CaII ხაზებისა დაიკვირვება სხვა ხაზები CaI – 4226 Å და BaII – 4554 Å. ასევე, M კლასის ვარსკვლავების სპექტრებისგან განსხვავებით სუსტია ან საერთოდ არ შეიმჩნევა TiO მოლეკულების ზოლები და გვხვდება არასტაბილური ქიმიური ელემენტის TcI ხაზები. თუმცა, ყველაზე დამახასიათებელი ამ კლასის ვარსკვლავებისათვის არის იმ ქიმიური ელემენტების ჟანგულების ზოლები, რომლებიც წარმოიშობა ატომების ბირთვების მიერ ნეიტრონების ნელი მიტაცებით (s-პროცესი). ეს ნივთიერებებია ZrO, ScO, YO და LaO. სწორედ ZrO და LaO ზოლები ყველაზე ნათლად მიუთითებს ვარსკვლავის S კლასისადმი მიკუთვნებას. დღეისათვის ცნობილია 700-მდე ამ კლასის ვარსკვლავი. S კლასის ვარსკვლავები იყოფა ორ ქვეჯგუფად - „შიდა“ და „გარე“, მათ სპექტრებში თავისებურებების წარმოქმნის მიზეზებიდან გამომდინარე. პირველ ჯგუფს მიაკუთვნებენ ვარსკვლავებს, რომელთა სპექტრებში დაიკვირვება არასტაბილური ელემენტის Tc სპექტრული ხაზები ნახევარდაშლის პერიოდით $2 \cdot 10^5$ და მათ მეორენაირად უწოდებენ ტექნეციუმთან ვარსკვლავებს. ჩვეულებრივ ასეთი ვარსკვლავები წარმოადგენენ ვეშაპის მირას ტიპის ცვალებადებს და ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე ისინი მდებარეობენ გიგანტების ასიმპტოტურ შტოზე. მეორე ქვეჯგუფს მიაკუთვნებენ ვარსკვლავებს, რომელთა სპექტრებში არ დაიკვირვება Tc სპექტრული ხაზები და რომლებშიც არ შეიმჩნევა ნათების ცვალებადობა. სავარაუდოდ, ამ ჯგუფის ვარსკვლავები მიეკუთვნებიან მჭიდრო ორმაგ სისტემებს, რომელთა მეორე კომპონენტი წარმოადგენს თეთრ ჯუჯას. ისინი თავიანთი თვისებებით ახლო არიან სიმბიოტურ ვარსკვლავებთან. დაბალი ტემპერატურების მხრიდან ამ ტიპის ვარსკვლავები ახლო არიან ბარიუმთან ვარსკვლავებთან, ყოველ შემთხვევაში, იმ მიზეზთა გამო, რაც იწვევს მათი სპექტრების თავისებურებებს.

ზოგჯერ გვხვდება ვარსკვლავები, რომლებიც თავიანთი სპექტრებით M და S კლასის ვარსკვლავებს შორის არიან. ამიტომ, შემოაქვთ უფრო დაკონკრეტებული მიმდევრობა M-MS-S-SC-C სახით, რაც, როგორც ჩანს, ასახავს ვარსკვლავების ატმოსფეროებში ნახშირბადის და ჟანგბადის შემცველობის ეტაპობრივ ზრდას. ზოგჯერ SC ტიპს აღნიშნავენ CS ნიშნით. ასეთი ვარსკვლავების სპექტრებში ZrO-სთან ერთად გვხვდება

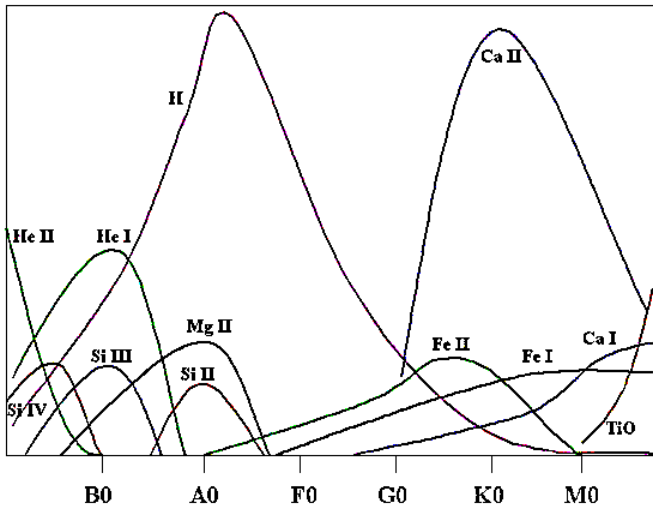
მოლეკულური ჟანგბადის და CN-ის ინტენსიური ზოლები, რაც იწვევს NaI D1-D2 სპექტრული ხაზების მახლობლად ძლიერ შთანთქმას.

ნახაზზე 4.1 ნაჩვენებია ზოგიერთი ელემენტის და იონის სპექტრული ხაზების ინტენსივობების შეფარდების დამოკიდებულება ვარსკვლავის ზედაპირულ ტემპერატურაზე. ნახაზიდან ჩანს, თუ რომელი ხაზები არის დამახასიათებელი ამა თუ იმ სპექტრული კლასის ვარსკვლავისათვის და როგორ იცვლება ხაზების ინტენსივობები სხვადასხვა ქვეკლასებს შორის გადასვლისას.

ვარსკვლავთა ზოგიერთი ტიპი არ ჯდება სპექტრული კლასების სტანდარტულ მიმდევრობაში, თუმცა ისინი არ ითვლებიან პეკულარულ ვარსკვლავებად.

WR - ვოლფ-რაიეს ტიპის ვარსკვლავები. ამ ტიპს მიაკუთვნებენ ცხელ მასიურ ვარსკვლავებს, რომელთა ატმოსფეროში შეინიშნება წყალბადის დეფიციტი და He, C, N და O ელემენტების იონების ფართო კაშკაშა ემისიური ხაზები. ეს ემისიური ხაზები ედება O და B ვარსკვლავების მსგავსი ენერგიის განაწილების უწყვეტ სპექტრს. მრავალ სპექტრულ ხაზს აქვს P Cyg ტიპის პროფილი: გრძელტალღოვანი უბნისკენ ზოგჯერ შეუმჩნევლად ან მცირედ წანაცვლებულ ემისიურ კომპონენტს თან ახლავს ერთი ან რამდენიმე შთანთქმის კომპონენტი მოკლეტალღოვანი მხრიდან.

ვოლფ-რაიეს ვარსკვლავები სპექტრის მიხედვით იყოფა ორ ჯგუფად: WC - ნახშირბადოვანი, რომელთა სპექტრში ჭარბობს ნახშირბადის CIII, CIV იონების და ჟანგბადის ხაზები; WN - აზოტოვანი, რომელთა სპექტრში ჭარბობს აზოტის NIII, NIV იონების ხაზები და ძალიან სუსტია ან საერთოდ არ ჩანს O და C ხაზები. ქვეკლასები იყოფა WN3-WN8 და WC5-WC9 მიმდევრობებად. WC ტიპის სპექტრებში ბევრია HeI და HeII ემისიური ხაზები. WN მიმდევრობას ზოგჯერ ყოფენ ქვემიმდევრობებად: WN-A - შედარებით ვიწრო სპექტრული ხაზებით და ძლიერი უწყვეტი სპექტრით; WN-B - უფრო განიერი და ძლიერი ხაზებით. WN7-WN8 ვარსკვლავების ნაწილი, სავარაუდოდ, ქმნიან ცალკე ჯგუფს, რომელიც შუალედურია ვოლფ-რაიესა და Of ვარსკვლავებს შორის.



ნახაზი 4-1. ზოგიერთი ელემენტის და იონის სპექტრული ხაზების ინტენსივობების დამოკიდებულება ვარსკვლავის სპექტრულ კლასთან მიმართებით.

ვოლფ-რაიეს ტიპის ვარსკვლავების ზედაპირის ეფექტური ტემპერატურა შეადგენს დაახლოებით 30,000 K. ისინი გვხვდებიან ახალგაზრდა ვარსკვლავთ დაჯგუფებებში და წარმოადგენენ ძალიან მასიური ვარსკვლავების ევოლუციის წინ წაწეულ სტადიებს. ვოლფ-რაიეს ტიპის ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები მერყეობს -3^m - -7^m ინტერვალში.

თეთრი ჯუჯების სპექტრები მკვეთრად განსხვავდება ძირითადი მიმდევრობის ნორმალური ვარსკვლავების და გიგანტების სპექტრებისაგან. მათი მთავარი თავისებურებაა შთანთქმის ხაზების მნიშვნელოვანი სიმცირე. თეთრი ჯუჯების ნაწილი საერთოდ არ შეიცავს სპექტრში საგრძნობ შთანთქმის ხაზებს (DC კლასი). ცხელი DO და DB თეთრი ჯუჯების სპექტრებში ჰელიუმის მხოლოდ რამდენიმე ხაზი დაიკვირვება. ყველაზე ცხელი მათ შრის არის DO ტიპის ვარსკვლავები, რომელთა სპექტრებში შეიმჩნევა მაღალ იონიზებული ელემენტების - Ne IX და O VIII, სპექტრული ხაზები. დამზერილი თეთრი ჯუჯების უმეტესობა განეკუთვნება DA კლასს. ასეთი ვარსკვლავების სპექტრებში შეიმჩნევა წყალბადის ბალმერის სერიის რამდენიმე პირველი წევრი. შემდგომი DF, DG და DK კლასის ვარსკვლავებში ასევე დაიმზირება Ca II H და K ხაზები და ასევე რკინის რამდენიმე ხაზი. აღსანიშნავია, რომ თეთრი ჯუჯების აღნიშვნების მეორე ასოები ანალოგიურია მთავარი

მიმდევრობის ნორმალური ვარსკვლავების სპექტრული კლასების მიმდევრობისა. ცხელი თეთრი ჯუჯების (DO, DB) ატმოსფეროები ძირითადად შედგება ჰელიუმისაგან, უფრო ცივებისა კი (DA და ა.შ.) - წყალბადისაგან. მაგრამ, DC ჯუჯების ატმოსფეროებში ასევე ჰელიუმი ჭარბობს, თუმცა უფრო დაბალი ტემპერატურა აქვთ, ვიდრე DO და DB ჯუჯებში.

ამ კლასის ვარსკვლავების სპექტრებში შთანთქმის ხაზების სიმცირე აიხსნება მათი ძლიერი გაფართოებით, რაც გამოწვეულია ვარსკვლავის ზედაპირზე ძალიან მაღალი წნევით. მხოლოდ ყველაზე ძლიერ ხაზებს გააჩნიათ საკმარისი სიღრმე, რათა გაფართოების მიუხედავად დარჩნენ შესამჩნევი სპექტრში, ხოლო სუსტი ხაზები ამ დროს მთლიანად ერწყმიან უწყვეტ სპექტრს.

ბოლო ათწლეულია დიდი მნიშვნელობა ენიჭება ე.წ. „ყავისფერი“ ჯუჯების დაკვირვებას, რომლებსაც ადრე „იუპიტერებს“ უწოდებდნენ. ყავისფერი ჯუჯები წარმოადგენენ ვარსკვლავისმსგავს გაზოვან ობიექტებს, რომლებსაც იმდენად მცირე მასა გააჩნიათ, რომ მათში ვერ ექნება ადგილი წყალბადის ჰელიუმად გარდაქმნის თერმობირთვულ რეაქციებს. ასეთი „ვარსკვლავების“ ზედაპირული ტემპერატურა შეადგენს 1,300-2,800 K, ხოლო ნათება ნაკლებია $2 \cdot 10^{-6} L_{\odot}$ -ზე. ობიექტების ბირთვებში, რომელთა მასები აღემატება $0,013 M_{\odot}$, მიმდინარეობს თერმობირთვული რეაქციები დეიტერიუმისა და ტრიტიუმის ჰელიუმად გარდაქმნით და ასეთი ობიექტები შეიძლება ჩავთვალოთ ვარსკვლავებად. დღეისათვის მიღებულია, რომ ვარსკვლავებს გააჩნიათ 80 იუპიტერის მასაზე მეტი მასა, ყავისფერ ჯუჯებს - 13-80 იუპიტერის მასა და უფრო ნაკლები მასის მქონე ობიექტები წარმოადგენენ პლანეტებს.

4.3. პეკულარული ვარსკვლავების სპექტრები

ვარსკვლავების მნიშვნელოვანი ნაწილის სპექტრები სხვადასხვა თავისებურებებით გამოირჩევა, რითაც ისინი განსხვავდებიან იმავე სპექტრული და ბრწყინვალეების კლასის უმეტესი ვარსკვლავებისგან. ჩვეულებრივ ასეთი სპექტრის მქონე ვარსკვლავებს პეკულარულ ვარსკვლავებს უწოდებენ. ხშირად პეკულარული სპექტრები წარმოიშობა ვარსკვლავთ ევოლუციის გარკვეულ ხანმოკლე სტადიებზე და ზოგჯერ პეკულარობა გამოწვეულია მჭიდრო ორმაგ სისტემებში მასების გაცვლით გამოწვეული ევოლუციით. პეკულარობის ზოგიერთი ტიპი დაკავშირებულია ვარსკვლავის ატმოსფეროს ქიმიური შემადგენლობის თავისებურებასთან. პეკულარული სპექტრები გვხვდება ყველა სპექტრულ კლასში.

პეკულარულები ვარსკვლავები O სპექტრული კლასის ვარსკვლავებს შორის მიეკუთვნება რამდენიმე ტიპს. Of ტიპის ვარსკვლავებში NIII - 4634 Å, 4640 Å და 4642 Å ხაზები და HeII - 4686 Å დაიშორება ემისიაში. O(f) და O((f)) ვარსკვლავებს გააჩნიათ შესაბამისად სუსტი HeII - 4686 Å ემისიური ხაზი ან ეს ხაზი დაიკვირვება შთანთქმის ხაზის სახით. მიმდევრობა Of - O(f) - O((f)) წარმოადგენს მზარდი ბრწყინვალეების მქონე რიგს. ვარსკვლავები, რომელთაც წყალბადის და HeII ხაზები ემისიაში აქვთ, შეიძლება აღინიშნებოდეს Oe სიმბოლოთი. უმეტესობა ადრეული ქვეკლასის O-ვარსკვლავებისა მიეკუთვნება Of და O(f) ტიპებს, თუმცა f მახასიათებელი O-ვარსკვლავების დაახლოებით 13%-ს გააჩნია. ამ თავისებურების გაჩენა O-ვარსკვლავებში დაკავშირებულია მათი ზედაპირიდან ნივთიერების გამოდინებით.

პეკულარული სპექტრების კიდევ ერთი ტიპი არის CNO (ან სხვანაირად OBCN), რომელიც იყოფა აზოტურ OB-N და ნახშირბადოვან OB-C ქვეტიპებად. მათთვის დამახასიათებელია C, N და O სპექტრული ხაზების ანომალური ინტენსივობები. აზოტის ხაზის გაძლიერება ჩვეულებრივ კორელირებს ნახშირბადის ხაზების შემცირებასთან და პირიქით. თითქმის ყველა OB-N ვარსკვლავი წარმოადგენს სპექტრულად ორმაგს, ხოლო OB-C ვარსკვლავი - ერთჯერადს.

B სპექტრული კლასის ვარსკვლავებს შორის შეინიშნება სხვადასხვა ტიპის პეკულარობები. მათ შორის არის Bp ტიპის ვარსკვლავები, რომლებიც ესაზღვრებიან Ap ტიპის ვარსკვლავებს. ისინი ხასიათდებიან მათ ატმოსფეროებში ჰელიუმის, აზოტის და ზოგიერთი სხვა ელემენტების გაზრდილი ან შემცირებული რაოდენობით. ასევე გვხვდება ვარსკვლავები ჰელიუმის გაძლიერებული ხაზებით (წყალბადის ხაზებთან შედარებით). ასეთი ტიპის ვარსკვლავებში როგორც წესი არ არის ჟანგბადის და გაძლიერებულია ნახშირბადის ხაზები. ზოგჯერ ასეთ ვარსკვლავებს უწოდებენ წყალბადის დეფიციტიანებს (H-poor). თუმცა, არსებობენ ჰელიუმის დეფიციტის მქონე ვარსკვლავებიც - He-week.

განსაკუთრებით გამოირჩევა გალაქტიკური ჰალოს B ვარსკვლავების ქვეტიპი - sdB ქვეჯგუფები, რომელთაც ატმოსფეროში მეტალური ხაზები შემცირებული აქვთ. სავარაუდოდ, ასეთი ვარსკვლავები განლაგებულია ჰერცშპრუნგ-რასელის დიაგრამის ჰორიზონტული შტოს ლურჯ ნაწილში.

A სპექტრული კლასის ვარსკვლავებს შორის გამოიყოფა Am და Ap პეკულარული ვარსკვლავები და A2-A5 ქვეკლასებს შორის შეადგენენ 17%-ს. Am ვარსკვლავების სპექტრებში გაძლიერებულია სხვადასხვა მეტალური ხაზები. თუ მათი სპექტრების კლასიფიკაციას მოვახდენთ K-CaII ხაზის ინტენსივობით, მაშინ ისინი განეკუთვნებიან A სპექტრული კლასის ადრეულ ქვეკლასებს, რადგან ასეთი ვარსკვლავების K-CaII ხაზი

სუსტია და ვიწრო. ყველა სხვა მეტალების სპექტრული ხაზები იმდენად ძლიერია, რომ მათ მიხედვით იგივე ვარსკვლავები განეკუთვნებიან A სპექტრული კლასის გვიანდელ ქვეკლასებს ან F კლასის F0-F6 ქვეკლასებს.

წყალბადის ხაზების ინტენსივობებიც, ასევე, არ შესაბამება ქვეკლასებს, რომლებიც განისაზღვრება მეტალების ხაზებით. ამასთან, სპექტრული ქვეკლასების სხვაობა, რომლებიც განისაზღვრება K-CaII ხაზით, წყალბადის ხაზებით ან მეტალების ხაზებით, შეიძლება აღწევდეს 5 ან მეტ ქვეკლასს. მეტალების ხაზები სპექტრში ძალიან ვიწროა, რაც დამახასიათებელია უფრო მეტად ზეგიგანტების სპექტრებისათვის. თუმცა ეს ფაქტი სრულად ეწინააღმდეგება წყალბადის ხაზების ფრთების დიდ სიგანეს და ამ ვარსკვლავების ბრწყინვალეობას. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ Am ვარსკვლავები, ისევე როგორც Ap და Bp ვარსკვლავები, ბრუნავენ უფრო ნელა, ვიდრე ნორმალური ვარსკვლავები. როგორც ჩანს, ასეთი ვარსკვლავების სპექტრების პეკულარობები გამოწვეულია მათი ატმოსფეროების ქიმიური შემადგენლობის რეალური განსხვავებით ნორმალური ვარსკვლავების ატმოსფეროების ქიმიური შემადგენლობისაგან.

Ap ჯგუფი შეიცავს ვარსკვლავებს, რომელთა სპექტრებში მკვეთრად არის გაძლიერებული იმ ელემენტების ხაზები, რომელთა შემადგენლობა ნორმალურ ვარსკვლავებში ძალზედ მცირეა. მაგალითად, ე.წ. მარგანეციან Ap ვარსკვლავებში ამ ელემენტების რაოდენობა უფრო მაღალია, ვიდრე დანარჩენი მეტალებისა და განსაკუთრებით გალიუმის (Ga) შემადგენლობასთან შედარებით. შესაძლებელია ძლიერი იყოს ასევე გოლმიუმის, იტრიუმის, ევროპიუმის, ცირკონიუმის და რკინის ჯგუფის (Cr, Mn, Fe, Co, Ni) სპექტრული ხაზები. საკმარისად მაღალი დისპერსიის სპექტროგრამებზე ასევე შესაძლებელია შევამჩნიოთ ოსმიუმის, პლატინისა და ოქროს ხაზები. Am ვარსკვლავებისგან განსხვავებით, Ap ვარსკვლავებს K-CaII ხაზი ფართოა და დიფუზიური (Am ვარსკვლავებში ეს ხაზი სუსტია და ვიწრო). ამ ვარსკვლავთა ატმოსფეროებში მძიმე ელემენტების შემადგენლობის ზრდა შესაძლებელია აიხსნას, თუ დავუშვებთ მათი ბირთვებიდან ზედაპირზე ნივთიერების გამოტყორცნას, რომელიც მდიდარია ელემენტებით, რომლებიც წარმოიშობა ატომების ბირთვების მიერ ნეიტრონების სწრაფი მიტაცებით (r -პროცესი), როდესაც ახლადწარმოშობილი ატომის ბირთვი ვერ ასწრებს დამლას კიდევ ერთი ნეიტრონის მიერთებამდე.

ბშირად ასეთი ვარსკვლავების სპექტრებში ხაზების ინტენსივობები ცვალებადია, რაც ართულებს მათ კლასიფიკაციას. Ap ვარსკვლავებს შორის მორგანმა გამოყო 6 ქვეკლასი: მარგანეციანი, 4200 A, ქრომიანი, ევროპიუმიანი, ცირკონიუმიანი და სილიციუმიანი. ამასთან, მათი

სპექტრული ქვეკლასებიც ასევე იზრდება (ანუ მათი ზედაპირული ტემპერატურა) გარდა სილიციუმთან ვარსკვლავებისა. მოგვიანებით ამ ტიპის ვარსკვლავებს დაემატა კიდევ ერთი ქვეტიპი - ვერცხლისწყლიანი ვარსკვლავები. ზოგჯერ ტიპების ასეთ დაყოფას ამცირებენ და Ap ვარსკვლავებს ყოფენ მარგანეციან, სილიციუმთან და Eu-Cr-Sr-იან ვარსკვლავებად. ხშირად, სპექტრული ქვეკლასის აღსანიშნავად, Ap ვარსკვლავის აღნიშვნას უმატებენ იმ ელემენტის ნიშანს, რომლის სპექტრული ხაზები გაძლიერებულია სპექტრში, მაგალითად Ap-Si.

Ap კლასის ვარსკვლავებში შესაძლებელია დამზერილ იქნას ძლიერი მაგნიტური ველები. ასეთ ვარსკვლავებს გამოყოფენ მაგნიტური ვარსკვლავების ცალკე ქვეტიპად. Ap ვარსკვლავებს ახასიათებთ სიკაშკაშის ოპტიკური ცვალებადობა ამპლიტუდით რამდენიმე მესამედი ვარსკვლავიერი სიდიდე. ასეთი ტიპის ცვალებად ვარსკვლავებს უწოდებენ მწევარის α ტიპის ცვალებადებს.

არსებობს ვარსკვლავების მცირე ჯგუფი, რომლებიც ერთდროულად ავლენენ Am და Ap ვარსკვლავების თვისებებს ანუ CaII ხაზის დიფუზურობას და SrII 4077Å და 4216Å ხაზების გარკვეულ გაძლიერებას. თუ Am ვარსკვლავების თვისებები არც ისე ძლიერად შეიმჩნევა, ასეთ ვარსკვლავებს უწოდებენ პროტო-Am-ვარსკვლავებს (mild-Am) ან ზოგჯერ დელფინის δ ტიპის ვარსკვლავებს, რომლებიც დამზერიითი შედეგების მიხედვით განეკუთვნებიან ბრწყინვალეების V-IV კლასებს. A ვარსკვლავების ბრწყინვალეების ჩვეულებრივი სპექტრული კრიტერიუმები ამ ტიპის ვარსკვლავებში არ სრულდება. სავარაუდოდ, ამ ვარსკვლავებს უფრო ვრცელი ატმოსფეროების გააჩნიათ, ვიდრე ნორმალურ A ვარსკვლავებს. თითქმის ყველა (ან საერთოდ ყველა) ამ ტიპის ვარსკვლავები მჭიდრო ორმაგი სისტემების კომპონენტებს წარმოადგენენ.

F სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში გამოირჩევა Fm კლასის ქიმიურად პეკულარული ვარსკვლავები, რომლებიც დაბალი ტემპერატურების მხრიდან ესაზღვრებიან Am ტიპის პეკულარულ ვარსკვლავებს. პეკულარული ვარსკვლავების კიდევ ერთი ტიპია ფარის δ ტიპის ცვალებადები. ისინი წარმოადგენენ ბრწყინვალეების III კლასის გიგანტებს, რომელთაც შესუსტებული აქვთ იონიზებული კალციუმის ხაზები. ეს ვარსკვლავები Am ვარსკვლავების მსგავსები არიან და ესაზღვრებიან მათ უფრო გვიანდელი სპექტრული კლასების მხრიდან. Fm ვარსკვლავების სპექტრული ქვეკლასები, რომლებიც განისაზღვრება მეტალების ხაზებით, უფრო გვიანდელი გამოდის, ვიდრე წყალბადის ხაზების ინტენსივობების მიხედვით განსაზღვრისას. ეს დაკავშირებულია მეტალური ხაზების ანომალური გაძლიერებით. G ზოლის ინტენსივობა

შეესაბამება კიდეც უფრო გვიანდელ ქვეკლასს. ასევე, გაძლიერებულია SrII ხაზები. CaII-ის K ხაზი შესუსტებულია, ისევე როგორც Am ვარსკვლავებში.

G სპექტრულ კლასში გამოიყოფა „CH ანომალის“ მქონე ვარსკვლავების ქვეტიპი, რომელთაც შესუსტებული აქვთ მრავალი მეტალის ხაზი, მაგრამ გაძლიერებული აქვთ CH მოლეკულების ხაზები და ასევე ძლიერია SrII 4077Å და 4215Å. ზოგიერთ უკიდურეს შემთხვევაში სპექტრებში შეიმჩნევა მხოლოდ SrII-ის ხაზები, CH ზოლები და წყალბადის ხაზები. ასეთი ტიპის ვარსკვლავებს გააჩნიათ დიდი სივრცული სიჩქარეები და სავარაუდოდ არიან ნახშირბადოვანი ვარსკვლავების მცირემეტალური ანალოგები.

პეკულარული ვარსკვლავების ცალკე ტიპად გამოიყოფა „ბარიუმიანი“ ვარსკვლავები, რომელთაც ძლიერი BaII 4554Å ხაზი გააჩნიათ სპექტრში. ასეთ ვარსკვლავებში ასევე გაძლიერებულია სხვა მძიმე ელემენტების ხაზები, კერძოდ, ცირკონიუმის 4077Å და 4216Å. აღსანიშნავია, რომ ამ სპექტრული ხაზების გაძლიერების გამო ამ ვარსკვლავებისათვის სპექტრული კლასიფიკაციის კრიტერიუმების უშუალო გამოყენება იძლევა ბრწყინვალეების გადამეტებულ მნიშვნელობას. სავარაუდოდ, ყველა ბარიუმიანი ვარსკვლავი წარმოადგენს მჭიდრო ორმაგი სისტემის კომპონენტს და უმეტეს შემთხვევაში მეორე კომპონენტი არის თეთრი ჯუჯა. ამიტომ, ასეთ სისტემებში ორმაგობა ფოტომეტრიულად მქლავნდება მცირე ულტრაიისფერი სიჭარბით. ბარიუმიანი პეკულარობა გამოწვეულია ორმაგი სისტემის ერთი ვარსკვლავიდან ბირთვულ რეაქციების შედეგად გადამუშავებული ნივთიერების გადადინებით მეორე ვარსკვლავზე. ბარიუმიანი ვარსკვლავები განეკუთვნებიან G8-K0 სპექტრული კლასის გიგანტებს. სულ დღეისათვის რამდენიმე ასეული ასეთი ვარსკვლავია ცნობილი.

ვარსკვლავთა დიდი ნაწილი (სავარაუდოდ 60%) არ წარმოადგენს ერთჯერად ვარსკვლავებს, არამედ შედიან ორმაგ ან ჯერად სისტემებში. ფართო წყვილებში ვარსკვლავებს შესაძლებელია დავაკვირდეთ ცალ-ცალკე. თუმცა ძალიან ბევრი ვარსკვლავი შედის მჭიდრო ორმაგ სისტემაში, რომლებიც არ განირჩევიან დიდი ტელესკოპებითაც კი. ასეთი ვარსკვლავების სპექტრების კლასიფიკაცია გაძნელებულია მათში ორი ან მეტი ვარსკვლავის სპექტრული ხაზების არსებობით.

4.4. ჭეშმარიტი ფერის მაჩვენებლები და აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები

სპექტრული და ბრწყინვალეობის კლასები საშუალებას გვაძლევს დავყოთ ვარსკვლავები საკმაოდ ერთგვაროვან ჯგუფებად ზედაპირის ტემპერატურისა და ბრწყინვალეობის მიხედვით. თითოეულ ქვეჯგუფს, რომლებიც ხასიათდებიან გარკვეული სპექტრული ქვეკლასით და ბრწყინვალეობის კლასით, შესაძლებელია მივანიჭოთ ფერის მაჩვენებლის გარკვეული მნიშვნელობა ნებისმიერ ფოტომეტრიულ სისტემაში, მაგალითად $(B - V)_0$, სადაც ნულოვანი ინდექსი მიუთითებს, რომ ფერის მაჩვენებელი არ არის შეცვლილი ვარსკვლავთშორისი გაწითლებით.

ასეთი ფერის მაჩვენებლებს ხშირად უწოდებენ ნორმალურ ფერის მაჩვენებელს ან ჭეშმარიტ ფერს. ჭეშმარიტი ფერები განისაზღვრება მზის მახლობელი იმ ვარსკვლავების ფერის მაჩვენებლების გასაშუალოებით, რომელთა ვარსკვლავთშორისი შთანთქმა მცირეა. ასევე იყენებენ ისეთი ღია გროვების წევრ ვარსკვლავებს, რომელთა ვარსკვლავთშორისი გაწითლება ცნობილია. ცხრილში 4.1 მოყვანილია სხვადასხვა კლასის ვარსკვლავების ჭეშმარიტი ფერის მაჩვენებლები $(B - V)_0$.

ცხრილი 4.1. ჭეშმარიტი ფერის მაჩვენებლები $(B - V)_0$.

Sp	V	III	I		Sp	V	III	I
O5	-0.33	-0.33	-0.33		F2	0.36	0.34	0.26
O7	-0.32	-0.32	-0.32		F5	0.44	0.43	0.39
O9	-0.31	-0.31	-0.27		F8	0.52	0.54	0.58
B0	-0.30	-0.30	-0.23		G0	0.58	0.65	0.75
B2	-0.25	-0.24	-0.16		G5	0.68	0.86	1.08
B5	-0.17	-0.16	-0.09		G8	0.75	0.94	1.22
B8	-0.10	-0.10	-0.03		K0	0.82	1.01	1.35
A0	-0.02	-0.02	0.01		K5	1.15	1.51	1.60
A3	0.09	0.08	0.06		M0	1.44	1.56	1.69
A7	0.20	0.20	0.13		M5	1.58	1.56	1.80
F0	0.30	0.28	0.20		M8	1.85	1.90	-

ვარსკვლავთა აბსოლუტურ სიდიდეებსა და სპექტრულ-ბრწყინვალეობის კლასებს შორის კავშირის კალიბრება ხდება პირველ რიგში ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მეშვეობით ან ღია გროვების წევრი ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეებით. ცხრილში 4-2 მოყვანილია საშუალო აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები M_V ადრეული სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის.

ცხრილი 4-2. 0-B ვარსკვლავების საშუალო აბსოლუტური სიდიდეები.

Sp	V	IV	III	II	Ib	Ia
O6	-5.4	-	-5.7	-	-	-
O7	-4.8	-	-5.2	-	-	-
O8	-4.7	-	-4.7	-	-	-
O9	-4.2	-	-4.7	-	-	-
B0	-3.6	-3.6	-4.1	-4.3	-5.2	-6.1
B1	-2.8	-3.5	-3.9	-4.3	-4.6	-6.5
B2	-2.1	-2.6	-2.8	-3.5	-4.7	-6.8
B3	-1.6	-2.0	-2.3	-2.8	-5.2	-6.7
B5	-1.2	-1.3	-1.5	-2.6	-4.8	-6.5
B6	-0.9	-1.1	-1.4	-1.4	-	-
B7	-0.6	-0.5	-1.1	-2.2	-	-
B8	-0.1	-0.3	-1.0	-1.2	-3.9	-6.3

ლექცია 5. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა

5.1. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამის ძირითადი მიმდევრობები

ყოველი ვარსკვლავის დამზერილი მახასიათებლები - სპექტრი და ბრწყინვალება, დამოკიდებულია მის მასაზე, ასაკზე და ქიმიურ შემადგენლობაზე. ამ დამოკიდებულების შესწავლა ვარსკვლავთ ევოლუციის და დასახლებების შესახებ ინფორმაციის მთავარი წყაროა.

ამ მიმართებით მთავარ ინსტრუმენტს წარმოადგენს ჰერცშპრუნგ-რესელის (ჰ-რ) დიაგრამა. იგი უჩვენებს დამოკიდებულებას ვარსკვლავთა აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებსა და მათ სპექტრულ კლასებს შორის. თავდაპირველად, ამ დიაგრამას აგებდნენ უახლოესი ვარსკვლავების მეშვეობით, რომელთა ტრიგონომეტრიული პარალაქსები ზუსტად იყო ცნობილი. რადგან აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე წარმოადგენს ნათობის ზომას, ამიტომ ჰ-რ დიაგრამის ორდინატა ღერძზე ხშირად გადაზომავენ ბოლომეტრულ ვარსკვლავიერ სიდიდეს.

სპექტრული კლასის გარდა, ასევე არსებობს ვარსკვლავის ზედაპირის ტემპერატურის სხვა მახასიათებლები. პირველ ყოვლისა, ეს არის სხვადასხვა ფოტომეტრიულ სისტემების ფერის მაჩვენებლები. ამიტომ, აბსცისთა ღერძზე ხშირად გადაზომავენ ფერის მაჩვენებელს ან ეფექტურ ტემპერატურას. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების შეცვლა ბრწყინვალების კლასებით, ხოლო სპექტრული კლასების - ტემპერატურის სხვა მაჩვენებლებით, გარკვეულად ცვლის დიაგრამის სახეს, თუმცა არ ცვლის მის არსებით შინაარსს.

ხშირად, ასეთ სახემეცვლილ დამოკიდებულებებს ასევე უწოდებენ ჰ-რ დიაგრამებს. ამ დიაგრამის არსებითი შინაარსი კი ის არის, რომ ვარსკვლავები დიაგრამის სიბრტყეს არ ავსებენ თანაბრად, არამედ მასზე განთავსდებიან ჯგუფებად, გარკვეული მიმდევრობების გასწვრივ. ეს მიმდევრობები კი შეიძლება გაიგივდეს ბრწყინვალების კლასების მეშვეობით.

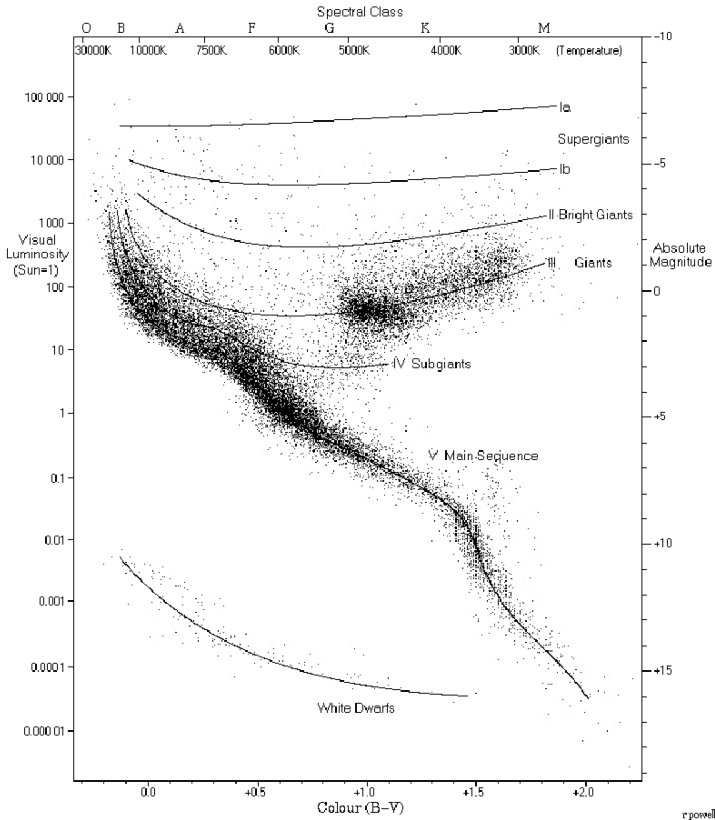
სურათზე 5.1 ნაჩვენებია ვარსკვლავთა მიმდევრობები და სხვადასხვა ბრწყინვალების კლასების მქონე ვარსკვლავების მდებარეობები. აღსანიშნავია, რომ ზეგიგანტები პრაქტიკულად არ ქმნიან გამოკვეთილ მიმდევრობებს და მათი დაყოფა ბრწყინვალების ქვეკლასებად (II, Ia, Iab, Ib) პირობითია. დიაგრამაზე კარგად გამოირჩევა წითელი გიგანტების არე ბრწყინვალების III კლასით, ძირითადი მიმდევრობა (V კლასი), ქვეჯუჯების მიმდევრობა (VI კლასი) და თეთრი ჯუჯები (VII კლასი). ქვეჯუჯების მიმდევრობის სტატუსი დიდხანს არ იყო ჩამოყალიბებული: ჯუჯების (მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავების), გიგანტების და

თეთრი ჯუჯების მდგომარეობა დაკავშირებულია ვარსკვლავების ევოლუციის სხვადასხვა სტადიებთან; მაგრამ სუბჯუჯების დაკავშირება რომელიმე ევოლუციურ სტადიასთან შეუძლებელი აღმოჩნდა. დეტალური გამოკვლევების შედეგად დადგინდა, რომ სინამდვილეში სუბჯუჯები არიან მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავები, მაგრამ მძიმე ელემენტების მნიშვნელოვნად (10-100-ჯერ) უფრო ნაკლები შემადგენლობით.

3-რ დიაგრამის აგება ისე, რომ მან ასახოს არა მარტო ვარსკვლავთა ხარისხობრივი დაყოფა სხვადასხვა კლასებად, არამედ ასევე ასახოს რაოდენობრივი შეფარდება დიაგრამის სხვადასხვა მიმდევრობების ვარსკვლავთა შემადგენლობის სივრცულ სიმკვრივეებს შორის, უაღრესად რთულია. ეს დაკავშირებულია იმ ფაქტთან, რომ ყველაზე კაშკაშა ვარსკვლავები - მთავარი მიმდევრობის ზედა ნაწილი, ზეგიგანტები და გიგანტები, დაიშორებიან შორ მანძილებზე და შესაბამისად შეირჩევიან სივრცის გაცილებით უფრო დიდი მოცულობიდან, ვიდრე სუსტი წითელი ჯუჯები და თეთრი ჯუჯები. ასეთ მოვლენას უწოდებენ სელექციას.

სურათზე 5.2 ნაჩვენებია 3-რ დიაგრამა, რომელიც აგებულია Hipparcos-ის კატალოგის იმ ვარსკვლავებით, რომელთა აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები გამოთვლილია ტრიგონომეტრიული პარალაქსების მეშვეობით.

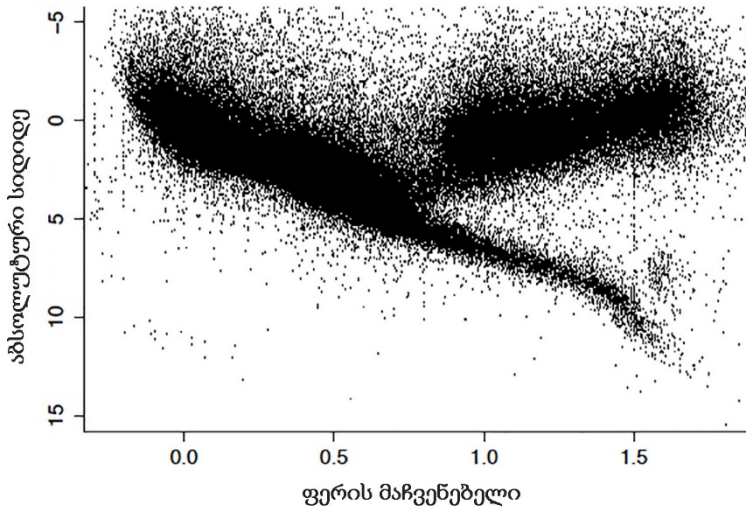
სურათიდან ნათლად ჩანს, რომ მზის მახლობელ სივრცეში ძალზედ ცოტაა მაღალი ბრწყინვალეების მქონე ძირითადი მიმდევრობის ვარსკვლავები და ზეგიგანტები. გაცილებით მეტი რაოდენობით გვხვდება საშუალო ბრწყინვალეების მქონე ძირითადი მიმდევრობის ვარსკვლავები და წითელი გიგანტები. დიაგრამაზე ასევე შესამჩნევია ქვეგიგანტები. ძირითადი მიმდევრობის სუსტი ვარსკვლავების შედარებით მცირე რაოდენობა და თეთრი ჯუჯების არარსებობა გამოწვეულია მხოლოდ სელექციის ეფექტით. იმის გარკვევა, თუ ძირითადად რომელი ვარსკვლავები განიცდიან სელექციის გავლენას, შესაძლებელია თუ გავითვალისწინებთ Hipparcos-ის ზღვრულ ვარსკვლავიერ სიდიდეს, რომელიც შეადგენს $V \approx 10^m$.



ნახაზი 5.1. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა.

დღეისათვის ცნობილია, რომ სინამდვილეში, წითელი ჯუჯების სივრცული სიმკვრივე გალაქტიკაში მნიშვნელოვნად მეტია, ვიდრე ძირითადი მიმდევრობის უფრო კაშკაშა ვარსკვლავებისა და გიგანტების. სურათი 5.2 გვიჩვენებს ცაზე შეუიარაღებელი თვალით ან მცირე ზომის ტელესკოპით დამზერილი სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავების რაოდენობრივ განაწილებას. სურათიდან ჩანს, რომ შეუიარაღებელი თვალით დაიკვირვება ძირითადი მიმდევრობის A და F სპექტრული კლასის ვარსკვლავები და წითელი გიგანტები. მცირე ზომის ტელესკოპი ამ განაწილებას მცირედად უმატებს G სპექტრული კლასის ვარსკვლავებს.

როგორც შემდგომში ვნახავთ, 3-რ დიაგრამა მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ვარსკვლავთ გროვების შესწავლის მხრივ.



ნახაზი 5-2. ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა, აგებული Hipparcos-ის კატალოგის მიხედვით.

5.2. ვარსკვლავთ ევოლუცია

3-რ დიაგრამის აგებულებას ზუსტად ხსნის ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორია. დღეისათვის, ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიამ დიდ წარმატებებს მიაღწია ვარსკვლავთ დამზერილ პარამეტრებს (ზედაპირული ტემპერატურა, მასა, რადიუსი, სიცოცხლის ხანგრძლივობა განვითარების სხვადასხვა ეტაპებზე და სხვა) შორის ხარისხობრივი და რაოდენობრივი კავშირების ახსნის საქმეში.

საყოველთაოდ მიღებულია შეხედულება, რომ ვარსკვლავები წარმოიშობა ცივი ვარსკვლავთშორისი გაზის ფრაგმენტების შეკუმშვისას. თანაც, ყველაზე ხშირად ვარსკვლავთწარმოშობას ადგილი აქვს გალაქტიკის დისკოს გარკვეულ ადგილებში - გაზოვან-მტროვან კომპლექსებში, რომელთა მახასიათებელი ზომები შეადგენს 100-500 პკ. ნივთიერების შემკვრივებები იკუმშებიან საკუთარი გრავიტაციის გავლენით და გადაიქცევიან ვარსკვლავებად.

ძირითად მიმდევრობამდე ვარსკვლავების ევოლუცია მიმდინარეობს მათ შიგნით არც თუ ისე მაღალი ტემპერატურების პირობებში. არასრული იონიზაცია და მაღალი გაუმჭირვალობა იწვევს ამ პროტოვარსკვლავებში თითქმის მთლიან კონვექციურობას, რის გამოც ისინი მთავარ მიმდევრობას უახლოვდებიან პრაქტიკულად ერთგვაროვანი ქიმიური შემადგენლობით. ამასთან, ფერი-ბრწყინვალეების დიაგრამაზე ევოლუცია მიმდინარეობს ე.წ. „ჰაიაშის ტრეკის“ გასწვრივ -

ვარსკვლავი, რომელსაც თავდაპირველად ჰქონდა მაღალი ბრწყინვალეობა დიდი რადიუსის და წითელი ფერი დაბალი ზედაპირული ტემპერატურის გამო, შეკუმშვისას თანდათანობით ხდება ნაკლებად კაშკაშა და უფრო ცისფერი.

აღსანიშნავია, რომ ბრწყინვალეების ქვეშ ჩვენ ვგულისხმობთ ბოლომეტრიულ სიკაშკაშეს. ყველაზე ახალგაზრდა ვარსკვლავები ოპტიკურ დიაპაზონში თითქმის არ ჩანან და მათ სპექტრში ენერჯის მაქსიმუმი მოდის შორეულ ინფრაწითელ უბანში. ამ დროს, ენერჯია ძირითადად, წარმოიშობა ვარსკვლავის გრავიტაციული შეკუმშვის ხარჯზე. მთავარ მიმდევრობამდე ვარსკვლავის შიგნით მიმდინარეობს ზოგიერთი თერმობირთვული რეაქცია, რომლებშიც მონაწილეობს დეიტერიუმი, ლითიუმი და ბერილიუმი. თუმცა, ამ რეაქციების წილი პროტოვარსკვლავის საერთო ენერჯიის წარმოქმნაში მცირეა.

პროტოვარსკვლავის ევოლუციის ტემპი დამოკიდებულია მის მასაზე. მთავარ მიმდევრობამდე ვარსკვლავის ევოლუციის სტადიის ხანგრძლივობის (T_{pms}) დამოკიდებულება მის მასაზე მოცემულია ცხრილში 5.1, სადაც ვარსკვლავის მასა M მოცემულია მზის მასის M_{\odot} ერთეულებში.

ცხრილი 5-1

T_{pms}	$2.5 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^7$	$5.0 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^8$
M/M_{\odot}	3.0	1.5	1.0	0.5

ევოლუციის ამ სტადიაზე მყოფი ვარსკვლავები უმეტესად დაიშორებიან ვარსკვლავთწარმოშობის უბნებში და ახალგაზრდა ვარსკვლავთ გროვებსა და ასოციაციებში. მათ ხშირად სიკაშკაშის ცვალებადობა ახასიათებთ. როგორც გამოთვლები გვიჩვენებს, ვარსკვლავები, რომელთა მასები მეტია $0.07-0.08 M_{\odot}$ (მასა დამოკიდებულია პროტოვარსკვლავური ღრუბლის ქიმიურ შემადგენლობაზე) აღწევენ მთავარ მიმდევრობას, სადაც იწყება წყალბადი-ჰელიუმის ციკლის თერმობირთვული რეაქცია. უფრო მცირე მასის პროტოვარსკვლავებში ასეთი პროცესები ვერ იწყება, ისინი ნელ-ნელა ცივდებიან და გარდაიქმნებიან გადაგვარებულ წყალბადის ჯუჯებად. მათ უწოდებენ ე.წ. „ყავისფერ ჯუჯებს“, რომლებიც თავიანთი თვისებებით ახლოა იუპიტერის ტიპის გიგანტ გაზოვან პლანეტებთან.

მზის 8 მასაზე ნაკლები მასის ვარსკვლავებისათვის გამოარჩევენ ევოლუციის შემდეგ ძირითად ფაზებს:

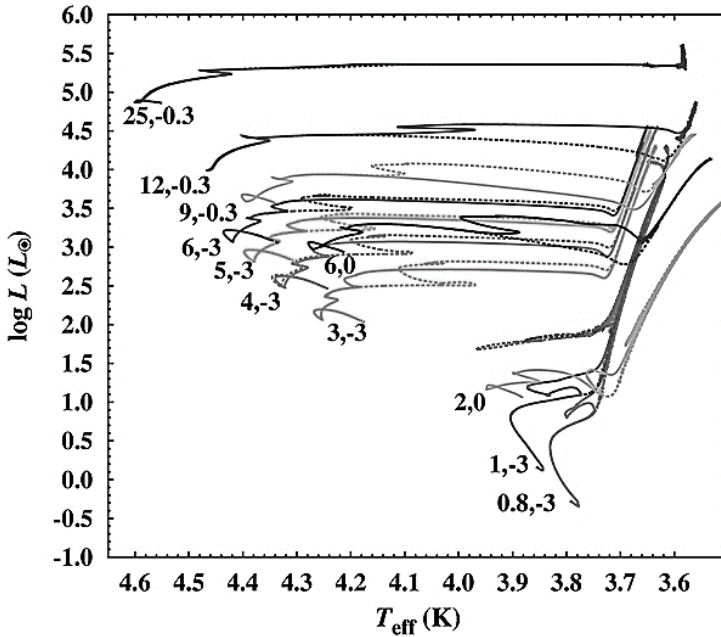
1. ბირთვში წყალბადის წვა (მთავარი მიმდევრობის სტადია);
2. მთლიანი ვარსკვლავის გრავიტაციული შეკუმშვა (ეს ფაზა არ გვხვდება 1.5 მზის მასაზე ნაკლების მასის მქონე ვარსკვლავებში);

3. წყალბადის შრეში თერმობირთვული რეაქციების დაწყება (ბირთვი ამ დროს მთლიანად ჰელიუმად არის გარდაქმნილი);
4. წყალბადის შრეში მისი წვა და ამ შრის დაშორება ბირთვიდან (წითელი გიგანტის სტადია);
5. ბირთვში ჰელიუმის წვა (ჰორიზონტული შტოს გიგანტის სტადია);
6. გარე შრეებში წყალბადის და ჰელიუმის წვა (ასიმპტოტური შტოს გიგანტის სტადია);
7. ბირთვში მჩატე ალფა-ელემენტების თანმიმდევრული წვა და შესაბამისი შრეების წარმოშობა ($M > 4M_{\odot}$ მასის მქონე ვარსკვლავებისათვის);
8. საბოლოო სტადია - ვარსკვლავის გარდაქმნა გადაგვარებულ თეთრ ჯუჯად.

მთავარი მიმდევრობიდან გასვლის შემდეგ უფრო მასიური ვარსკვლავების ბირთვებში მიმდევრობით იწვიან ჰელიუმი, ნახშირბადი და სხვა ელემენტები, წარმოიქმნება რკინის ბირთვი და ფერი-სიკაშკაშის დიაგრამაზე ვარსკვლავი შემოწერს ფართო მარყუჟს. ზოგ შემთხვევაში ეს მარყუჟები 3-რ დიაგრამის ცისფერ უბანშიც კი გადადიან. ამ დროს ვარსკვლავი შეიძლება მთავარი მიმდევრობის წევრადაც კი მოგვევლინოს.

ძალიან მასიური ვარსკვლავების ევოლუცია კატასტროფიულად სრულდება - ხდება ზეახალი ვარსკვლავის აფეთქება, რომლის შემდეგაც ვარსკვლავის ადგილზე წარმოიქმნება ეგზოტიკური ობიექტები: ნეიტრონული ვარსკვლავი, რომელიც ზოგჯერ დაიშორება პულსარის სახით ან შავი ხვრელი.

წერტილთა ერთობლიობას, რომელსაც თავისი არსებობის მანძილზე ვარსკვლავი გადის ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე, უწოდებენ „ევოლუციურ ტრეკს“ ან ევოლუციურ ბილიკს. ასეთი ბილიკები 0.8-25 მზის მასის მქონე ვარსკვლავებისათვის გათვალეს შვეიცარიელმა ასტრონომებმა მაედერის ხელმძღვანელობით და მოცემულია ნახაზზე 5.3.



ნახაზი 5.3. 0.8-25 მზის მასის მქონე ვარსკვლავების ევოლუციურ ბილიკები.

ნახაზის ღერძებზე გადაზომილია მზის ბოლომეტრიულ ერთეულებში გამოსახული ვარსკვლავის სიკაშკაშის ლოგარითმი და ეფექტური ტემპერატურის ლოგარითმი. ციფრებით მითითებულია ვარსკვლავების მასები მზის მასის ერთეულებში. მრუდს, რომელიც აერთებს ამ ბილიკების საწყის წერტილებს უწოდებენ საწყის მთავარ მიმდევრობას ანუ ნულოვანი ასაკის მთავარ მიმდევრობას (ZAMS).

მისი მდებარეობა დიაგრამაზე დამოკიდებულია ვარსკვლავების ქიმიურ შემადგენლობაზე - ჰელიუმის და ასევე მძიმე ელემენტების ფარდობითი შემადგენლობა. ამ დროს, ჰელიუმის შემადგენლობის ზრდის ან მძიმე ელემენტების შემადგენლობის შემცირებისას ნულოვანი ასაკის მთავარი მიმდევრობა 3-რ დიაგრამაზე წაინაცვლებს მარცხნივ და ქვევით. მთავარი მიმდევრობის მდებარეობა ასევე დამოკიდებულია ვარსკვლავთა თავიანთი ღერძის გარშემო ბრუნვაზე, თუმცა უფრო სუსტად.

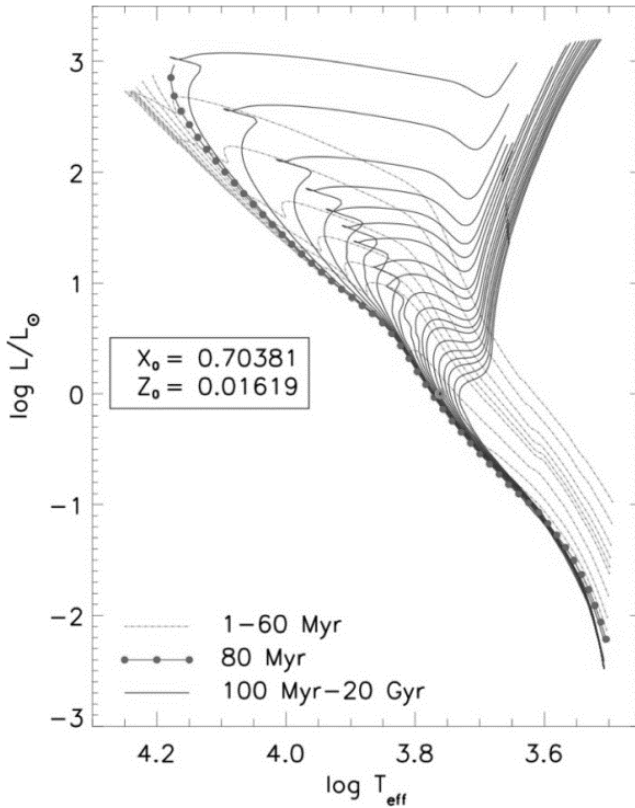
ევოლუციური ბილიკები სრულად ვერ წარმოგვიდგენენ ვარსკვლავის თვისებების დროზე დამოკიდებულებას. კერძოდ, ნახაზზე 5.3 არ ჩანს ვარსკვლავის ევოლუციის სტადიების ხანგრძლივობა. ვარსკვლავთ ასტრონომიაში ძალზედ მნიშვნელოვანია ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიული გათვლების შედეგების სხვა სახით წარმოჩენა.

თუ სხვადასხვა მასის ვარსკვლავების ევოლუციურ ბილიკებზე მოვნიშნავთ და ერთმანეთთან შევადარებთ წერტილებს, რომლებიც შეესაბამება დროის გარკვეული მომენტებს, მივიღებთ ე.წ. *თეორიულ იზოქრონებს*. თეორიული იზოქრონები გვიჩვენებენ 3-რ დიაგრამაზე სხვადასხვა მასის და ერთი და იგივე ასაკის მქონე ვარსკვლავების მდებარეობას. ნახაზზე 5.4 მოცემულია იელ-პოტსდამის თეორიული იზოქრონების დიაგრამა.

ზოგჯერ იზოქრონებს აგებენ ისეთ დიაგრამაზე, სადაც ღერძებზე გადაზომილია უშუალოდ დაკვირვებებით განსაზღვრული სიდიდეები - აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები და ფერის მაჩვენებლები. თუ ცნობილია, რომ ვარსკვლავთ გარკვეულ ჯგუფს დაახლოებით ერთი და იგივე ასაკი აქვთ და დიაგრამაზე დავიტანთ ამ ვარსკვლავების დამზერილ აბსოლუტურ სიდიდეებს.

თუ ვიცით, რომ მოცემულ ვარსკვლავთა ჯგუფში შემავალ ვარსკვლავებს დაახლოებით ერთი და იგივე ასაკი აქვთ და ჰერცშპუნგ-რესელის დიაგრამაზე ამ ვარსკვლავების ფერის მაჩვენებლებს და აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს დავიტანთ, ხოლო მიღებულ მიმდევრობას დავამთხვევთ შესაბამის იზოქრონს, მაშინ მისი ასაკით შეგვიძლია შევაფასოთ ამ შერჩეული ვარსკვლავთ ჯგუფის ასაკი. სამწუხაროდ, ასეთ შემთხვევაში, ინდივიდუალური ვარსკვლავის ასაკის განსაზღვრის საიმედოობა არ არის მაღალი. ეს დაკავშირებულია როგორც დაკვირვების შედეგების ცდომილებასთან, დაკვირვებით და თეორიულ სიდიდეებს შორის საკალიბრაციო დამოკიდებულების არასაიმედოობასთან, ასევე ევოლუციური მრუდების რთულ სტრუქტურასთან. ზოგჯერ დიაგრამის ერთი და იგივე წერტილში რამდენიმე ასეთი მრუდი გადის. ვარსკვლავთასტრონომიული ამოცანებისათვის, როცა საჭიროა შეფასდეს ვარსკვლავთა დასახლებების შედარებითი ასაკები, ეს მეთოდი საკმაოდ წარმატებით შეიძლება გამოვიყენოთ. მთავარი მიმდევრობის სტადია, რომლის განმავლობაშიც ხდება ვარსკვლავის ცენტრალურ არეში წყალბადის ჰელიუმად გარდაქმნა, ვარსკვლავის ევოლუციის ყველაზე ხანგრძლივი ფაზაა.

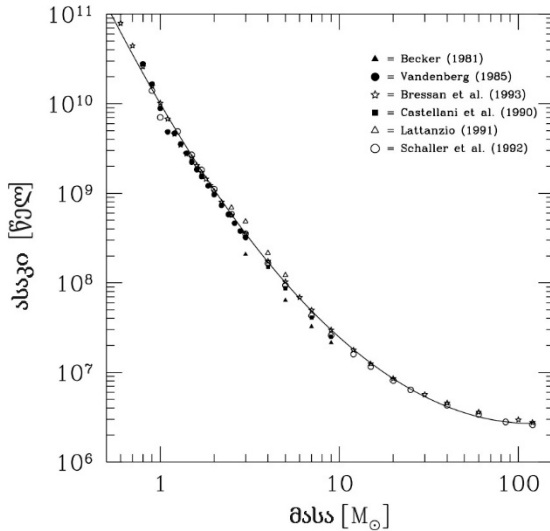
სწორედ ამიტომ, დამზერილი ვარსკვლავების უმრავლესობა მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავები არიან. ამ სტადიის ხანგრძლივობა შეადგენს ვარსკვლავის სრული ევოლუციის 90%-ს, დაბადებიდან ნეიტრონული ან თეთრი ჯუჯის სტადიამდე.



ნახაზი 5-4. იელ-პოტსდამის თეორიული იზოქრონების დიაგრამა

მთავარ მიმდევრობაზე ვარსკვლავის სიცოცხლის ხანგრძლივობა მნიშვნელოვნად არის დამოკიდებული მის მასაზე.

ნახაზზე 5.5 ნაჩვენებია ასეთი დამოკიდებულების მაგალითი. როგორც ნახაზიდან ვხედავთ, მასიური ვარსკვლავები ძალიან სწრაფად განიცდიან ევოლუციას, მაშინ როცა მცირე მასის მქონე ვარსკვლავები რჩებიან მთავარ მიმდევრობაზე მილიარდობით წლები. კერძოდ, ჩვენი მზისთვის მთავარი მიმდევრობის სტადია დაახლოებით 10 მილიარდ წელს გასტანს, ხოლო 30 მზის მასის მქონე ვარსკვლავები ტოვებენ მთავარ მიმდევრობას რამდენიმე მილიონ წელში. ვარსკვლავთა ევოლუციის თეორიის ეს შედეგები ეხება ვარსკვლავებს, რომელთა ქიმიური შემადგენლობა მძიმე ელემენტებისთვის მზის მსგავსია. მცირე მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებს ახასიათებთ ე.წ. ჰორიზონტული შტოს სტადია, რომელიც შემდგომში იქნება განხილული.



ნახაზი 5.5. მთავარ მიმდევრობაზე ვარსკვლავის სიცოცხლის ხანგრძლივობის დამოკიდებულება მის მასაზე.

3-რ დიაგრამის ანალიზისათვის მნიშვნელოვანია შემდეგი ფაქტი: ახლად წარმოქმნილი ვარსკვლავის გარშემო დიდი ხნის განმავლობაში ნარჩუნდება გაზოვან-მტვროვანი გარსი, რომელიც ვარსკვლავს უჩინარს ხდის ოპტიკურ დიაპაზონში. ასეთი გარსები ახალგაზრდა ვარსკვლავების გარშემო განიბნევიან მთავარ მიმდევრობაზე ვარსკვლავის მოხვედრამდე მხოლოდ 3 მზის მასაზე ნაკლები მასის მქონე ვარსკვლავებში. უფრო მასიური ვარსკვლავები არ ჩანან ოპტიკურ დიაპაზონში მთავარ მიმდევრობაზე მოხვედრის შემდეგ გარკვეული პერიოდის განმავლობაში. 3-რ დიაგრამის ანალიზს კიდევ უფრო ართულებს ის ფაქტი, რომ მთავარ მიმდევრობაზე ასვლამდე ვარსკვლავების გარშემო არსებობს ძლიერი პროტოპლანეტური დისკო.

5.3. ცვალებადი ვარსკვლავების ტიპები და არასტაბილურობის ზოლი

ამ ლექციის ბოლოს მოკლედ განვიხილოთ ცვალებადი ვარსკვლავის ზოგიერთი ტიპის თვისებები, რომლებიც მნიშვნელოვანია გალაქტიკური ასტრონომიისათვის. ცვალებადი სიკამკაშის მქონე ვარსკვლავები უხეშად შეიძლება დაიყოს 4 ნაწილად: პულსირებადი ცვალებადები, მბრუნავი ცვალებადები, კატაკლიზმური ცვალებადები და ბნელებადი ორჯერადები. აქ განვიხილავთ მხოლოდ პულსირებად ცვალებადებს და

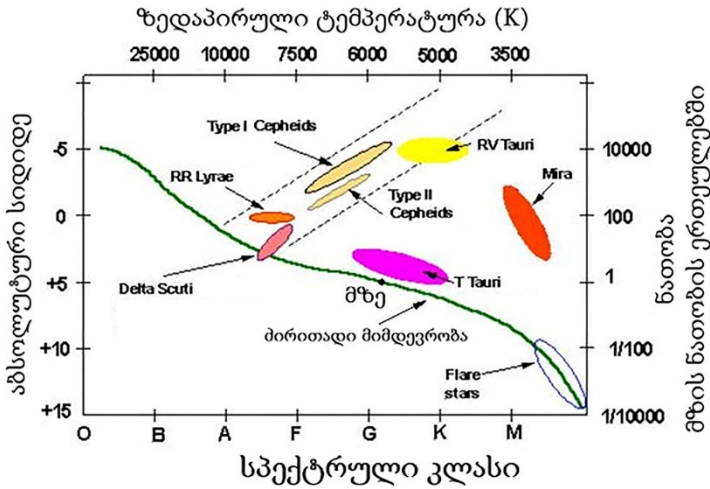
ცვალებადებს, რომლებიც იმყოფებიან მთავარ მიმდევრობაზე ან მთავრი მიმდევრობის შემდგომ ეტაპზე. ნახაზზე 5.6 მოცემულია პულსირებადი ცვალებადების სქემატური მდებრეობა პერცეპტუალ-რესელის დიაგრამაზე, რომელიც უხეში მიახლოებით წარმოგვიდგენს ფიზიკური ცვალებადების აბსოლუტურ მნიშვნელობებს და სპექტრულ კლასებს. წყვეტილი ხაზებით ნახაზზე გამოყოფილია არასტაბილურობის ზოლი, სადაც ვარსკვლავები კარგავენ სტაბილურობას და, ძირითადად, გვევლინებიან პულსირებად ცვალებადებად.

მოკლედ განვიხილოთ ამ ცვალებადების ძირითადი თვისებები.

ტიპი α Cyg. ამ ტიპის ცვალებადი ვარსკვლავები წარმოადგენენ არარადიალურად პულსირებად Be-Ae Ia სპექტრული კლასის ზეგიგანტებს. მათ ახასიათებთ სიკაშკაშის დაახლოებით $0^m.1$ რიგის ცვლილებები, რომლებიც ხშირად არაპერიოდულ ხასიათს ატარებს, რადგან გამოწვეულია მრავალი სხვადასხვა მსგავსი პერიოდის მქონე რხევების ზედდებით. დაიკვირვება ასეთი რხევების ციკლები რამდენიმე დღიდან რამდენიმე ათეული დღის ხანგრძლივობით.

ტიპი β Cep. ეს არის O8-B6 I-V სპექტრული კლასის პულსირებადი ცვალებადები, რომელთაც ახასიათებთ სიკაშკაშის და სხივური სიჩქარეების ცვალებადობა პერიოდებით $0^d.1 - 0^d.6$ და სიკაშკაშის ცვლილების ამპლიტუდა $0^m.01 - 0^m.3$ V ფოტომეტრულ ზოლში. ძირითადად ამ ცვალებადებში დაიკვირვება რადიალური პულსაციები, თუმცა ზოგიერთ მათგანში არარადიალური პულსაციებიც შეიმჩნევა; ბევრ მათგანს ახასიათებს მულტიპერიოდულობა. ასეთ ცვალებადებს შორის გამოიყოფა ქვეტიპი β Cep(s) - β Cep ტიპის მოკლეპერიოდის ცვალებადები. მათ აქვთ B2-B3 IV-V სპექტრული კლასები, სიკაშკაშის ცვლილების პერიოდები და ამპლიტუდები იცვლება $0^d.02 - 0^d.04$ და $0^m.015 - 0^m.025$ დიაპაზონებში ანუ ერთი რიგით მცირეა ვიდრე ჩვეულებრივ დაიკვირვება ამ ტიპის ცვალებადებში. ფიზიკურად ისინი წარმოადგენენ მასიურ ვარსკვლავებს, რომელთა ბირთვებში იწურება წყალბადი და ხდება ზედა ფენების გადაწყობა.

ტიპი PV Tel. ისინი ჰელიუმისანი Bp კლასის ზეგიგანტებია, რომელთა სპექტრებში წყალბადის ხაზები სუსტია, თუმცა ძლიერია ჰელიუმის და ნახშირბადის ხაზები. მათი პულსაციის პერიოდებია $0^d.1 - 1^d$ ან იცვლიან სიკაშკაშეს დაახლოებით $0^m.1$ (V) სიდიდით ერთწლიან ინტერვალებში.



ნახაზი 5.6. პულსირებადი ცვალებადების სქემატური მდებრეობა ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე.

ტიპი δ Cep (კლსაკური ცეფეიდები). ეს არის მაღალი ბრწყინვალეების მქონე (Ib-II) რადიალურად პულსირებადი ცვალებადები პერიოდებით 1 დღიდან 135 დღემდე და ამპლიტუდებით ვარსკვლავიერი სიდიდის რამდენიმე მეასედიდან 2^m -მდე (V). სიამჟამის მაქსიმუმში მათი სპექტრული კლასია F, მინიმუმში - G-K. მათი სპექტრული კლასი მით უფრო გვიანდელია, რაც უფრო დიდია სიკაშკაშის ცვლილების პერიოდი. ეს ცვალებადები შედარებით ახალგაზრდა ვრსკვლავებია, რომლებმაც დატოვეს მთავარი მიმდევრობა ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე და მოხვდნენ არასტაბილურობის ზოლში (იხ. ნახაზი 5.6). ამ ტიპის ცვალებადებს ახასიათებთ პერიოდი-ნათობის ცნობილი დამოკიდებულება.

სიკაშკაშის მრუდის თავისებურებათა მიხედვით ცეფეიდებში გამოყოფენ რამდენიმე ქვეტიპს. მათ შორის არის δ Cep(S) - მოკლეპერიოდიანი ცეფეიდები, რომელთა ამპლიტუდები ნაკლებია $0^m.5$ (V), $0^m.7$ (B) სიდიდეებზე, აქვთ თითქმის სიმეტრიული სიკაშკაშის მრუდები, რომელთა პერიოდები არ აღემატება 7 დღეს. შესაძლებელია, რომ ეს ვარსკვლავები პულსირებენ პირველ ობერტონში ანდა პირველად გადიან არასტაბილურობის ზოლს. მეორე ტიპის ცეფეიდები არის δ Cep(B). ამ ცეფეიდებს ახასიათებს ორი ან რამდენიმე ერთდროულად მოქმედი პულსაციის მოდები (ჩვეულებრივ ეს არის P_0 პერიოდების მქონე ძირითადი ტონები და P_1 პერიოდების მქონე პირველი ობერტონები). P_0 პერიოდები იცვლება $2^d - 7^d$ ინტერვალში.

ტიპი δ Sc. ეს არის A0-F5 III-IV სპექტრული კლასის პულსირებადი ცვალებადი ვარსკვლავები, რომელთა სიკაშკაშის იცვლება $0^m.003 - 0^m.9$ (V) დიაპაზონში (ძირითადად, ვარსკვლავიერი სიდიდის მესხედებში) და პერიოდები $0^d.01 - 0^d.2$ ინტერვალში. სიკაშკაშის მრუდის ფორმა, პერიოდი და ამპლიტუდა ჩვეულებრივ ძლიერ იცვლება. დაიკვირვება როგორც რადიალური, ასევე - არარადიალური პულსაციები. ამ ტიპის ზოგიერთ ვარსკვლავში ცვალებადობა თავს იჩენს სპორადულად და ზოგჯერ მთლიანად ქრება. გამოარჩევენ მცირე ამპლიტუდიან ჯგუფს δ ფარის ქვეტიპის სახით. ამ ქვეტიპის უმრავლესობა განეკუთვნება ბრწყინვალეების V კლასს და როგორც წესი ასეთი ობიექტები გვხვდება ვარსკვლავთ ღია გროვებში.

ტიპი ο Cet (ვეშაპის მირა, მირიდები). ეს გრძელპერიოდიან გიგანტი ცვალებადი ვარსკვლავებია დამახსიათებელი ემისიური გვიანდელი Me, Ce, Se კლასის სპექტრებით. მათი სიკაშკაშე იცვლება $2^m.5 - 11^m$ (V) დიაპაზონში კარგად გამოხატული პერიოდულობით, რომლებიც იცვლება 80-დან 1000 დღემდე ინტერვალში. ინფრაწითელი სიკაშკაშეების ცვლილების ამპლიტუდები არ არის დიდი. მაგალითად, K ზოლში ცვლილების ამპლიტუდა როგორც წესი არ აღემატება $0^m.9$. სიკაშკაშის ცვლილების პერიოდი მირიდებში იზრდება ასაკის შემცირებასთან ერთად: ყველაზე მცირე პერიოდები ახასიათებთ გალაქტიკის ჰალოს და სფერული გროვების მირიდებს, ხოლო გალაქტიკის დისკოს მირიდებში სიკაშკაშის ცვლილების პერიოდები მეტია.

ტიპი RR Lyr (ლირიდები). ეს არის A-F სპექტრული კლასის რადიალურად პულსირებადი გიგანტი ვარსკვლავები, რომელთა სიკაშკაშის მრუდის ამპლიტუდები იცვლება $0^m.2 - 2^m$ (V) დიაპაზონში და პერიოდები $0^d.2 - 1^d.2$ ინტერვალში. ცნობილია შემთხვევები, როდესაც იცვლება როგორც სიკაშკაშის მრუდის ფორმა, ასევე - პერიოდი. თუ ეს ცვლილებები პერიოდულია, მათ ბლაჟკოს ეფექტს უწოდებენ. უმეტესად, ამ ტიპის ცვალებადები გალაქტიკის სფერულ ნაწილში გვხვდება, კერძოდ მათი რაოდენობა დიდია სფერულ გროვებში (ჰორიზონტული შტოს პულსირებადი ვარსკვლავები). ლირიდებს ყოფენ რამდენიმე ქვეტიპად. RRb არის ლირიდები, რომლებშიც ერთდროულად შეიმჩნევა პულსირების ორი მოდა - ძირითადი ტონი P₀ და პირველი ობერტონი P₁. ამ ტონების შეფარდება ტოლია P₁/ P₀ = 0.745. RRab ლირიდებია, რომელთაც ახასიათებთ სიკაშკაშის ასიმეტრიული მრუდები (მკვეთრი აღმავალი შტოთი) პერიოდებით $0^d.3 - 1^d.2$ და ამპლიტუდებით $0^m.5 - 2^m$ (V). RRc ლირიდებია თითქმის სიმეტრიული, ზოგჯერ სინუსოიდული სიკაშკაშის მრუდებით, რომელთა სიკაშკაშის

ამპლიტუდები არ აღემატება $0^m.8$ (V) სიდიდეს, ხოლო პერიოდები განეკუთვნება $0^d.2 - 0^d.5$ ინტერვალს.

ტიპი RV Tau. ამ ტიპის ცვალებადები რადიალურად პულსირებადი ზეგიგანტები არიან, რომლებიც მაქსიმუმში F-G სპექტრულ კლასებს განეკუთვნებიან, მინიმუმში კი - K-M კლასებს. მათი სიკაშკაშის მრუდები ხასიათდება ორმაგი ტალღის არსებობით ურთიერთმონაცვლე ძირითადი და მეორადი მინიმუმებით, რომელთა სიღრმე შეიძლება იცვლებოდეს და ძირითადი მინიმუმები ჩაენაცვლოს მეორადებს ან პირიქით. სიკაშკაშის ცვლილების სრულმა ამპლიტუდამ შეიძლება მიაღწიოს $3^m - 4^m$ (V). ორ მეზობელ ძირითად მინიმუმებს შორის პერიოდები ფორმალურია და მოთავსებულია $30^d - 1500^d$ დიაპაზონში.

ტიპი SR. ეს ვარსკვლავები წარმოადგენენ შუალედური და გვიანდელი სპექტრული კლასის გიგანტებსა და ზეგიგანტებს, რომელთაც გააჩნიათ სიკაშკაშის საგრძნობი პერიოდული ცვლილებები, თუმცა ზოგჯერ თან ახლავს არაპერიოდულობები. სიკაშკაშის ცვლილებების პერიოდები მოთავსებულია $20^d - 2000^d$ დიაპაზონში ან მეტიც. სიკაშკაშის ცვალებადობის მრუდების ფორმები მრავალფეროვანია და ცვალებადი ამპლიტუდებით ვარსკვლავიერი სიდიდის რამდენიმე ასეულიდან რამდენიმე ვარსკვლავიერი სიდიდემდე.

ტიპი SX Phe. ეს არის A2-F5 კლასების პულსირებადი ქვეჯუჯები, რომლებიც განეკუთვნება გალაქტიკის სფერულ მდგენელს ან გალაქტიკის დისკოს ასაკოვან მდგენელს. ამ ვარსკვლავების სიკაშკაშის მრუდებში შეიძლება დაიმზირებოდეს რამდენიმე ტალღა პერიოდების $0^d.04 - 0^d.08$ დიაპაზონში ცვლადი ამპლიტუდებით, რომელმაც შეიძლება მიაღწიოს $0^m.7$ (V) სიდიდეს. ისინი ძირითადად გვხვდებიან სფერულ გროვებში.

ტიპი W Vir. ეს ვარსკვლავები წარმოადგენენ გიგანტ პულსირებად ცვალებადებს რომლებიც განეკუთვნება გალაქტიკის სფერულ მდგენელს ან გალაქტიკის დისკოს ასაკოვან მდგენელს. მათი სიკაშკაშის ცვლილების პერიოდებია $0^d.8 - 35^d$ და ამპლიტუდები - $0^m.3 - 1^m.2$ (V). ეს ვარსკვლავები მდებარეობენ გიგანტების ასიმპტოტური შტოდან პლანეტარულ ნისლეულებზე გარდამავალ ევოლუციურ სტადიაზე. მათ ახასიათებთ პერიოდი-ნათობის გამოკვეთილი დამოკიდებულება, თუმცა ეს დამოკიდებულება განსხვავდება ცეფეიდების ანალოგიური დამოკიდებულებისაგან. ამ ტიპის ცვალებადების სიკაშკაშის მრუდები განსხვავდება იგივე პერიოდის მქონე ცეფეიდების მრუდებისაგან ან ამპლიტუდებით ან დადმავალ მრუდებზე მეორადი „კუხებით“, რომლებიც ზოგჯერ გადაიქცევა ფართო ბრტყელ მაქსიმუმებად. ეს ვარსკვლავები გვხვდება ძველ სფერულ გროვებში და მალალ გალაქტიკურ

განედებზე. W ქალწულის ტიპის ცვალებადებს 8 დღეზე ნაკლები პერიოდებით უწოდებენ BL Her ტიპის ცვალებადებს.

ტიპი ZZ Cet. ამ ტიპის ვარსკვლავები წარმოადგენენ პულსირებად თეთრ ჯუჯებს, რომელთაც სიკაშკაშის ცვლილების ძალზედ მცირე პერიოდები და ამპლიტუდები გააჩნიათ: პერიოდები - $30^s - 25^m$, ამპლიტუდები - $0^m.001 - 0^m.2 (V)$.

ტიპი T Tau და UV Cet. ეს ობიექტები წარმოადგენენ ანთებად ვარსკვლავებს და იმყოფებიან მთავარ მიმდევრობამდე ევოლუციურ სტადიაზე. ჩვეულებრივ ისინი დაახლოებით ერთი და იგივე სიკაშკაშეს უჩვენებენ, თუმცა, ზოგჯერ, მათი სიკაშკაშე მკვეთრად მატულობს რამდენიმე ვრსკვლავიერი სიდიდით რამდენიმე საათის ან რამდენიმე დღე-ღამის განმავლობაში. T Tau-ის ტიპის ვარსკვლავები ევოლუციის განმავლობაში უახლოვდებიან რა მთავარ მიმდევრობას, ხდებიან UV Cet-ის ტიპის ვარსკვლავები. T Tau-ის ტიპის ვარსკვლავები ყველაზე ახალგაზრდა ობიექტებია, რომელთაც შეიძლება ვარსკვლავები ვუწოდოთ.

როგორც ზემოთ დავინახეთ, ცვალებადობის ტიპი ხშირად კორელირებს ვარსკვლავის ასაკთან, ნათობასთან და ქიმიურ შემადგენლობასთან, ასევე მის კინემატიკურ მახასიათებლებთან და პირველ რიგში, საშუალო სივრცულ სიჩქარესთან. ეს ვითარებ ხშირად გამოიყენება ვარსკვლავთ ასტრონომიაში შორეულ ვარსკვლავთ სისტემებში ვარსკვლავთ წარმოშობის შესასწავლად, რადგან ცვალებადობის ტიპის მიხედვით ადვილია ვარსკვლავის კლასის განსაზღვრა და შესაბამისად, აღნიშნული მახასიათებლების შეფასება.

ლექცია 6. სინათლის შთანთქმა გალაქტიკაში

6.1. სინათლის სრული და სელექციური შთანთქმა

ჯერ კიდევ XX საუკუნის პირველ მესამედში არსებობდა შეხედულება, რომ გალაქტიკის უმეტეს ნაწილში ვარსკვლავთმორისი სივრცე პრაქტიკულად გამჭვირვალეა, გარდა იმ ადგილებისა, სადაც არსებობს ბნელი ღრუბლები. დროთა განმავლობაში დაკვირვებებმა ცხადყო, რომ გალაქტიკის ნებისმიერი მიმართულებით არსებობს სინათლის შთანთქმელი ან განზნევი ნივთიერება. შერჩევითი გაწითლება ანუ გაზნეული სინათლის სიხშირეზე დამოკიდებული ვარსკვლავის გამოსხივების გაწითლება, საშუალებას გვაძლევს აღმოვაჩინოთ შთანქმა ვარსკვლავის ფერის მაჩვენებლების შესწავლით. შერჩევითი ანუ სელექციური შთანთქმა ცვლის ვარსკვლავის ფერის მაჩვენებლებს ნებისმიერ ფოტომეტრიულ სისტემაში და იწვევს ნორმალურ (ჰემმარიტ) და შთანთქმით დამახინჯებულ ფერის მაჩვენებლებს შორის განსხვავებას. დარკვირვებულ და ნორმალურ ფერის მაჩვენებლებს შორის სხვაობას **ფერის სიჭარბე** ეწოდება და ჩვეულებრივ აღინიშნება E ასოთი ფერის მაჩვენებლის წინ, მაგალითად:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \quad (6.1)$$

ზოგჯერ, ფერის სიჭარბისათვის იყენებენ ძველ აღნიშვნას - CE, რაც ინგლისური სიტყვების "color excess" აბრევიატურას წარმოადგენს. სელექციური შთანთქმის მეთოდი მდგომარეობს ფერის სიჭარბეების დადგენასა და მზიდან დაშორების მიხედვით მისი ცვლილების შესწავლაში. შთანთქმის სელექციურობა თავს იჩენს ორ სხვადასხვა ტალღის სიგრძეზე ანუ ორ სხვადასხვა სპექტრულ ზოლში ვარსკვლავიდან ჩვენამდე მოსული გამოსხივების განსხვავების გამო. მოცემულ ტალღის სიგრძეზე (სპექტრული ინტერვალის ცენტრში) სინათლის შთანთქმას უწოდებენ სინათლის სრულ შთანთქმას λ ტალღის სიგრძეზე. ამდენად, გამოსახულებაში:

$$M_V = V + 5 - 5 \log r - A_V(r), \quad (6.2)$$

$A_V(r)$ არის სინათლის სრული შთანთქმა UBV სისტემის V ზოლში დამკვირვებლისგან r მანძილზე.

განვიხილოთ ორი ერთნაირი სპექტრული და ბრწყინვალეების კლასის მქონე ვარსკვლავი და გავზომოთ მათი გამოსხივების ნაკადის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე. განვსაზღვროთ ამ ვარსკვლავების მონოქრომატული ვარსკვლავიერი სიდიდეების სხვაობა $\Delta m(\lambda)$, სხვადასხვა ტალღის სიგრძეზე. მცირე ზომის სფერულ ნაწილაკებზე

სინათლის გაბნევის თეორიის მიხედვით Δm სხვაობა უნდა იყოს პროპორციული λ^{-1} და მათ შორის წრფივი დამოკიდებულება არსებობს. დაკვირვებები მართლაც გვაძლევს წრფივთან მიახლოებულ დამოკიდებულებას ოპტიკურ სპექტრულ დიაპაზონში. ამრიგად, პირველ მიახლოებაში შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ ძალაშია შთანთქმის შემდეგი კანონი ვარსკვლავამდე ერთეულოვანი მანძილისათვის:

$$a \propto \lambda^{-1} \quad (6.3)$$

ასეთ შემთხვევაში, მაგალითად V ფოტომეტრიული ზოლისათვის, მივიღებთ:

$$A(\lambda_V) = V - V_0 \propto \lambda_V^{-1} \quad (6.4)$$

ხოლო ორი ზოლისათვის ანუ სელექტიური შთანთქმისათვის მივიღებთ:

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 \propto \lambda_B^{-1} - \lambda_V^{-1} \quad (6.5)$$

სადაც ტოლობის მარჯვენა ნაწილში პირველი ფრჩხილები დაკვირვებული ფერის მაჩვენებელია, რომელიც შეიცავს ვარსკვლავთშორის გაწითლებას, ხოლო მეორე - ნორმალური ფერის მაჩვენებელი. გამოსახულება (6.4) გავყოთ (6.5)-ზე და შედეგად მივიღებთ სრული შთანთქმის შეფარდებას სელექციურთან:

$$R = \frac{A_V}{E(B - V)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_V - \lambda_B} \quad (6.6)$$

თუ გავითვალისწინებთ B და V ფოტომეტრიული ზოლების ცენტრალური ტალღის სიგრძეების მნიშვნელობებს, მაშინ მივიღებთ, რომ $R = 4.0$. ანალოგიურად შეიძლება შევავსათ R სიდიდე ტალღის სიგრძის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის ან ფოტომეტრიული სისტემის ნებისმიერი ზოლისათვის.

სრული შთანთქმის სელექტიურთან შეფარდება ვარსკვლავთ ასტრონომიაში ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი სიდიდეა. იგი საშუალებას გვაძლევს დაკვირვებით მიღებული ფერის სიჭარბის მეშვეობით გამოვთვალოთ სინათლის სრული შთანთქმა და შევასწოროთ ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდეები და ხილული მანძილის მოდულები ვარსკვლავთშორის გაწითლებაზე. ზემოთ მიღებული მნიშვნელობა მიახლოებითია, რადგან Δm -სა და λ^{-1} -ს შორის დამოკიდებულება ოპტიკურ დიაპაზონშიც კი არ არის რეალურად წრფივი. გარდა ამისა ფოტომეტრიული სისტემების ზოლები არ შეიძლება ჩაითვალოს მკაცრად მონოქრომატულად.

მოცემულ ტალღის სიგრძეზე სრული შთანთქმის სელექტიურთან შეფარდების ზუსტი განსაზღვრისათვის გამოიყენება შთანთქმის

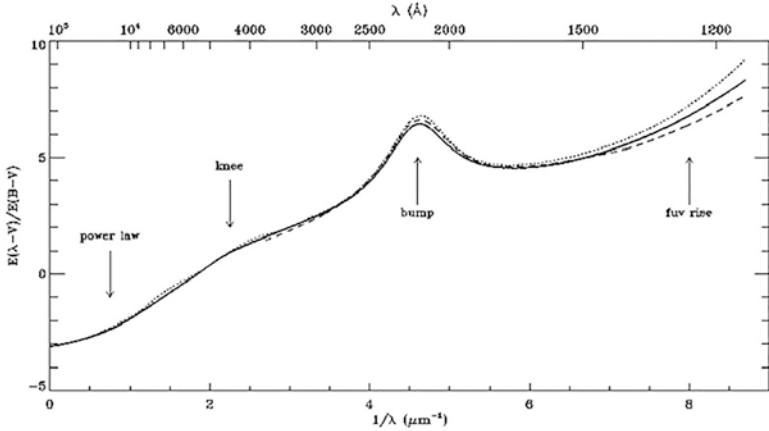
მრუდები ანუ სინათლის შთანთქმის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე. ამ დამოკიდებულების სრულად დასახასიათებლად ეს დამოკიდებულება დაკვირვებებით ისაზღვრება სპექტრის ფართო დიაპაზონში. ასეთი მრუდი 1930 წელს პირველად ააგო ტრიუმპლერმა ვარსკვლავთა წყვილების სპექტროფოტომეტრიული დაკვირვებების მეშვეობით.

ნახაზზე 6.1 მოყვანილია შთანთქმის მრუდი თანამედროვე მონაცემების შესაბამისად (E.L. Fitzpatrick, PASP, **111**: 63-75, 1999). ორდინატა ღერძზე გადაზომილია ფერის სიჭარბეთა შეფარდება $E(\lambda - V)/E(B - V)$. როგორც ზევით ვნახეთ, ფერთა სიჭარბე პირდაპირ არის დამოკიდებული სინათლის შთანთქმაზე. ამიტომ, სიჭარბეთა შეფარდება ხშირად გამოიყენება სპექტრის სხვადასხვა ზოლებში შთანთქმის გამოსათვლელად.

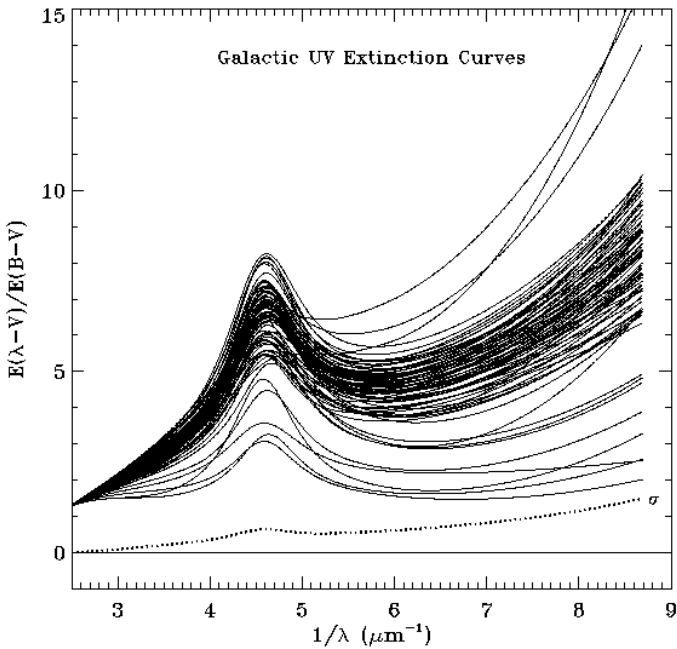
ნახაზიდან ჩანს, რომ ოპტიკურ დიაპაზონში შთანთქმის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძის შებრუნებულ სიდიდეზე მართლაც ახლოა წრფივთან. ყველაზე მთავარი კი ისაა, რომ სინათლის შთანთქმა ინფრაწითელ უბანში არ არის დიდი და იზრდება უფრო მოკლეთალღოვანი უბნებისკენ. სწორედ ამიტომ, ვარსკვლავის გამოსხივება „წითლდება“ ვარსკვლავთშორისი შთანთქმის გავლენით. შთანთქმის ტალღის სიგრძეზე ასეთი დამოკიდებულების გამო ჩვენი გალაქტიკა ყველაზე მეტად გამჭვირვალეა ინფრაწითელ სხივებში, რაც ძალზედ მნიშვნელოვანია გალაქტიკის სიბრტყის შესწავლისას, სადაც ყველაზე მაღალია მშთანთქმელი მატერიის კონცენტრაცია.

ამის თვალსაჩინო მაგალითია ვარსკვლავთწარმოშობის უბანი ρ Oph-ის მახლობლად, სადაც სინათლის შთანთქმა აღწევს $50^m - 106^m$, თუმცა ინფრაწითელ უბანში შესაძლებელია ცალკეული ვარსკვლავების ფოტომეტრიის ჩატარება.

არანულოვანი სიგანის მქონე ფოტომეტრიული ზოლების პირობებში შთანთქმის რეალური დამოკიდებულებისათვის R სიდიდის განსაზღვრა გვაძლევს უფრო ნაკლებ მნიშვნელობებს, ვიდრე ზემოთ იყო განსაზღვრული. უფრო მეტიც, ეს სიდიდე აღმოჩნდა დამოკიდებული როგორც ვარსკვლავის სპექტრულ კლასზე, ასევე - ფერის სიჭარბეზე. პრაქტიკული გამოყენებისათვის მიღებულია შემდეგი სიდიდე - $R = 3.2$. უფრო ზუსტი სიდიდის მისაღებად იყენებენ შემდეგ დამოკიდებულებას:



ნახაზი 6.1. ნორმალიზებული ვარსკვლავთშორისი შთანთქმის მრუდი შორეული ინფრაწითელიდან ულტრაისფერ უბანამდე. ნახაზზე მითითებულია მრუდის რამდენიმე თავისებურება.



ნახაზი 6.2. *IUE* თანამგზავრით მიღებული დაკვირვებითი მონაცემებით აგებული 80 გალაქტიკური შთანთქმის მრუდები ულტრაისფერ უბანში (Fitzpatrick, E.L., & Massa, D.L. 1990, ApJS, 72, 163).

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)} = 3.34 + 0.19 \cdot (B - V)_0 + [0.025 + 0.017 \cdot E(B - V)] \cdot E(B - V). \quad (6,8)$$

სამწუხაროდ, ნახაზზე 6.1 მოყვანილი დამოკიდებულება არ სრულდება ცის ყველა მიმართულებით. გალაქტიკის ზოგიერთ უბნებში შეიმჩნევა შთანთქმის „ნორმალური“ კანონისგან მნიშვნელოვანი გადახრები. ნახაზზე 6.2 მოყვანილია შთანთქმის მრუდები ულტრაიისფერ დიაპაზონისთვის ცის სხვადასხვა უბნებში, რომლებიც აგებულია IUE თანამგაზავრით მიღებული მონაცემების საფუძველზე.

ცის ზოგიერთ უბანში, მაგალითად ორიონის ნისლეულის არეში, R_V სიდიდის მნიშვნელობები მერყეობს 2-დან 5-მდე. შთანთქმის საშუალო დამოკიდებულებისგან ასეთი მნიშვნელოვანი გადახრები გვხვდება მხოლოდ რამდენიმე მცირე უბანში. ამიტომ, პრაქტიკულად იყენებენ მხოლოდ ერთი შთანთქმის კანონს ცის ყველა არესთვის და მხოლოდ ცალკეულ შემთხვევებში, როცა საჭიროა შთანთქმის ზუსტი გათვალისწინება, მაგალითად ვარსკვლავთწარმოშობის უბნების შესწავლისას, სრული და სელექტიური შთანთქმების შეფარდებას სპეციალურად საზღვრავენ.

6.2. ფერის სიჭარბის განსაზღვრა UVB ფოტომეტრიულ სისტემაში

ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის ერთ-ერთი მეთოდი უკვე განვიხილეთ, კერძოდ, ვარსკვლავის ნორმალური ფერების შემთხვევაში. ფოტომეტრიული UVB სისტემის მაგალითზე განვიხილოთ ვარსკვლავთა ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის უფრო ზუსტი მეთოდი.

ფერის სიჭარბეების განსაზღვრისათვის შესაძლებელია გამოვიყენოთ ე.წ. ორფეროვანი დიაგრამა, სადაც ღერძებზე გადაზომილია სხვადასხვა ფერის მაჩვენებლები. ფოტომეტრიული UVB სისტემაში განისაზღვრება ორი ფერის მაჩვენებელი, (B-V) და (U-B). ამიტომ, ამ შემთხვევაში შეგვიძლია ავაგოთ მხოლოდ ერთი ორფეროვანი დიაგრამა. სხვა ფოტომეტრიულ სისტემებში, როგორცაა მაგალითად UVRI, ასეთი დიაგრამები შეიძლება იყოს რამდენიმე.

ვარსკვლავები, რომელთაც არ განუცდიათ ვარსკვლავთშორისი შთანთქმა, ორფეროვან დიაგრამაზე გარკვეულ მიმდევრობის გასწვრივ ლაგდებიან, რომელსაც „გაუწითლებელ“ ვარსკვლავთა მიმდევრობას უწოდებენ. ვარსკვლავთშორისი შთანთქმა ცვლის ვარსკვლავის მდებარეობას დიაგრამაზე, თანაც წანაცვლება ხდება ე.წ. მზარდი გაწითლების ხაზის გასწვრივ, რომელიც შედარებით მცირე გაწითლებებისათვის, პირველ მიახლოებაში, შეიძლება ჩაითვალოს

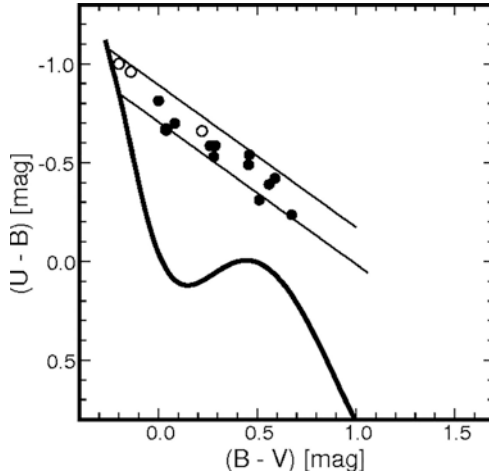
წრფედ. ნახაზზე 6.3 მოყვანილია გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობა და მზარდი გაწითლების ხაზი UBV სისტემისათვის.

მზარდი გაწითლების ხაზის დახრის კოეფიციენტი ტოლია $E(U - B)/E(B - V)$ და დაახლოებით ტოლია 0.72-ის. ვარსკვლავთშორისი გაწითლების ზრდასთან ერთად ვარსკვლავთა მდებარეობა წინაცვლებს მზარდი გაწითლების ხაზის გასწვრივ მარჯვნივ და ქვევით, რაც შეესაბამება ფერის მაჩვენებლების ზრდას. თუ ვარსკვლავს წავანაცვლებთ პირიქით, მზარდი გაწითლების ხაზის გასწვრივ მარცხნივ და ზევით, გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობის გადაკვეთამდე, მივიღებთ ვარსკვლავთშორისი შთანთქმისგან თავისუფალ ანუ ნორმალურ ფერის მაჩვენებლებს $-(B - V)_0$ და $(U - B)_0$.

ეს მეთოდი მიახლოებითია რამდენიმე მიზეზის გამო. პირველ რიგში, გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობის მდებარეობა და ფორმა დამოკიდებულია ვარსკვლავთა ბრწყინვალეობაზე - ის განსხვავებულია სხვადასხვა ბრწყინვალეობის კლასებისათვის. ასევე მნიშვნელოვანია ამ მიმდევრობის დამოკიდებულება ვარსკვლავებში მეტალების შემადგენლობაზე, რაც წარმოადგენს ე.წ. „ბლანკეტირების“ ეფექტის გამოვლინებას ანუ შთანთქმის ხაზებისა და ზოლების გავლენა ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილებაზე. გარდა ამისა, ძლიერი გაწითლებებისათვის მზარდი გაწითლების ხაზი არ არის მკაცრად წრფე და საჭირო ხდება ფერის სიჭარბის უფრო ზუსტი გამოსახულების გამოყენება, მაგალითად:

$$E(U - B)/E(B - V) = 0.72 + 0.05 \cdot E(B - V) \quad (6.9)$$

უნდა აღვნიშნოთ, რომ ორფეროვან დიაგრამაზე გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობისგან გადახრა $(U - B)$ ღერძის გასწვრივ წარმოადგენს ვარსკვლავის მეტალურების ინდექსს, რომლის მეშვეობით შესაძლებელია $[Fe/H]$ სიდიდის განსაზღვრა უშუალოდ ფოტომეტრიული მონაცემებით ზოგიერთი კლასის ვარსკვლავებისათვის. თუმცა ამ დროს გათვალისწინებული უნდა იყოს ვარსკვლავთშორისი გაწითლების მნიშვნელობა.



ნახაზი 6.3. გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობა და მზარდი გაწითლების ხაზი UBV სისტემაში.

6.3. მშთანთქმელი ნივთიერების ხილული განაწილების მოდელი

განვიხილოთ გალაქტიკაში მშთანთქმელი ნივთიერების განაწილების მარტივი მოდელი, რომელიც პირველად შექმნა პარენაგომ 1940 წელს. იმ დროისთვის არსებული ვარსკვლავთ დათვლების მონაცემები მიუთითებდნენ, რომ მზის მახლობლად ვარსკვლავთ სივრცული სიმკვრივის განაწილება გალაქტიკის z -კოორდინატის მიხედვით კარგად აღიწერება ბარომეტრული ფორმულით:

$$D(z) = D(0) \cdot e^{-\frac{|z|}{\beta}} \quad (6.10)$$

სადაც $D(0)$ არის ვარსკვლავთ სიმკვრივე გალაქტიკის სიბრტყეში, ხოლო β - გალაქტიკის სიბრტყიდან დაშორება, რომლის განმავლობაშიც სიმკვრივე მცირდება e -ჯერ. ეს კანონი ასევე ძალაშია გალაქტიკის ცენტრიდან ნებისმიერ მანძილზე, მიუხედავად გალაქტიკის სისქისა. რადგან შთანთქმის კოეფიციენტი პროპორციულია მშთანთქმელი ნივთიერების სიმკვრივისა, ხოლო შთანთქმა ერთეულოვან მანძილზე პროპორციულია შთანთქმის კოეფიციენტისა, ამიტომ, ერთეულოვან მანძილზე შთანთქმისათვის სამართლიანი შემდეგი გამოსახულება:

$$a(z) = a_0 \cdot e^{-\frac{|z|}{\beta}} \quad (6.11)$$

რა თქმა უნდა, აქ β -ს განსხვავებული მნიშვნელობა აქვს ვიდრე (6.10) ფორმულაში. გალაქტიკის მშთანთქმელი ფენა დავყოთ თხელ ფენებათ,

რომელთა შიგნით სიმკვრივე და, შესაბამისად, შთანთქმა $a(z)$ შეიძლება ჩავთვალოთ მუდმივად. მაშინ, სინათლის შთანთქმა dr მანძილზე იქნება:

$$dA(r) = a(z)dr. \quad (6.12)$$

თუ ამ ფორმულაში ჩავსვავთ $a(z)$ -ის მნიშვნელობას (6.11)-დან, ხოლო z -ს შევცვლით $r \sin b$ -თი და მოვახდენთ ინტეგრირებას მანძილის მიხედვით, მივიღებთ გამოსახულებას სრული შთანთქმისათვის დამკვირვებლიდან r მანძილით დაშორებულ წერტილამდე გალაქტიკურ გრძედზე b :

$$A(r, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \left(1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}} \right) \quad (6.13)$$

დავუშვათ $b = 0^\circ$, მაშინ (6.13) ფორმულიდან მივიღებთ:

$$A(r, 0) = a_0 \beta. \quad (6.14)$$

შესაბამისად, a_0 არის შთანთქმა ერთეულოვან მანძილზე გალაქტიკის სიბრტყეში. ახალა დავუშვათ $b = 90^\circ, r = \infty$. მაშინ მივიღებთ:

$$A(\infty, 90^\circ) = a_0 \beta. \quad (6-15)$$

ამ გამოსახულების მარცხენა მხარე წარმოადგენს სინათლის სრულ შთანთქმას გალაქტიკის პოლუსის მიმართულებით, ხოლო β წარმოადგენს მშთანთქმელი ნივთიერების ფენის ნახევარსიგანეს, რომელსაც ხშირად სიმაღლეთა სკალას უწოდებენ. გალაქტიკის პოლუსის მიმართულებით სინათლის სრული შთანთქმის სიდიდე ძალზედ მნიშვნელოვანია ვარსკვლავთ ასტრონომიაში და მიახლოებით ტოლია $0^m.05$.

პარენაგოს მოდელში a_0 და β პარამეტრების მნიშვნელობები არაერთ ავტორს აქვს განსაზღვრული. კერძოდ, Loktin et al. (2001) O და B სპექტრული კლასის 2100 ვარსკვლავის და 425 ღია გროვის მიხედვით განსაზღვრეს ფერის სიჭარბეები E(B-V) და მიიღეს შემდეგი მნიშვნელობები: $a_{0V} = 1^m.19 \pm 0.12$ კკპ⁻¹, $\beta = 89 \pm 20$ კკ.

აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მშთანთქმელი ნივთიერება გალაქტიკაში თავს იყრის გალაქტიკის სიმეტრიის სიბრტყესთან ძალიან თხელ ფენაში. რამდენად თხელია ეს ფენა შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ თუ შევადარებთ მის სისქეს - 89 კკ-ს და გალაქტიკის დისკოს დიამეტრს - დაახლოებით 15,000 კკ-ს, ანუ მშთანთქმელი ნივთიერების სისქე გალაქტიკის დისკოს მხოლოდ 0.006 ნაწილს შეადგენს.

სამწუხაროდ, პარენაგოს მოდელის მსგავსი მოდელები პრაქტიკაში ძალიან მიახლოებითია. პირველ რიგში, რეალობისგან შორს არის დაშვება, რომ მშთანთქმელი ნივთიერების განაწილება ერთგვაროვანია, რომელიც ძირითადად თავმოყრილია გაზოვან-მტვროვან კომპლექსებში.

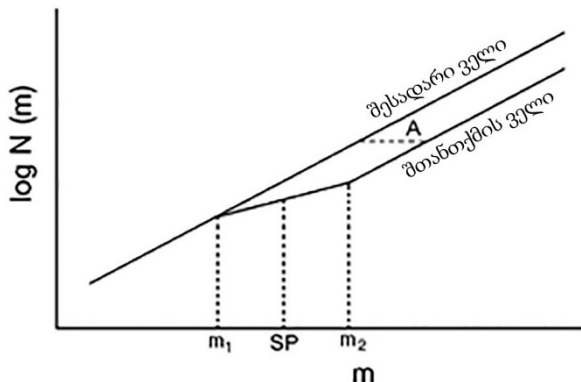
შედეგად, ზოგიერთ არეებში მზიდან თუნდაც 500 კვ-ის მანძილზე გალაქტიკის სიბრტყის მახლობლად სრული შთანთქმა A_V აღწევს 1^m , მაგრამ გალაქტიკის სიბრტყის სხვა მიმართულებებით გვხვდება არეები, ე.წ. გამჭვირვალობის არეები, სადაც იგივე მნიშვნელობას სრული შთანთქმა ვერ აღწევს მზიდან 3 კვ-ის მანძილზეც კი.

პარენაგოს მოდელის მსგავსი მოდელები ფართოდ გამოიყენებოდა გალაქტიკის სიბრტყიდან დაშორებული არეებისათვის, როცა შთანთქმის განსაზღვრის სხვა მეთოდები არ მოიპოვებოდა, კერძოდ, ზოგიერთი ტიპის ვარსკვლავებისათვის მაღალ გალაქტიკურ განედებზე. თუმცა, მსგავსი მოდელები დღესაც გამოიყენება ისეთი გალაქტიკების შესწავლისას, რომლებისთვისაც შეუძლებელია გამოვიყენოთ ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის სხვა ცნობილი მეთოდები.

6.4. ჩვენი გალაქტიკის მშთანთქმელი მატერია

ბნელი ნისლეულები, რომლებიც შედგება სინათლის მშთანთქმელი ნივთიერებისაგან, ნათლად შეინიშნება ცის სხვადასხვა ველში ვარსკვლავთა გამოსახულებებს შორის როგორც ვარსკვლავთ ხილული სიმკვრივის შემცირებული განაწილების არეები. გალაქტიკაში მშთანთქმელი მატერიის განაწილების შესწავლა სხვადასხვა მეთოდებით შეიძლება. განვიხილოთ ერთ-ერთი მეთოდი, რომელიც შეიმუშავა XX საუკუნის დასაწყისში გერმანელმა ასტრონომმა ვოლფმა და ეფუძნება ცალკეული ბნელი ნისლეულების შესწავლას. ეს მეთოდი გამოიყენება მაშინ, როცა დარწმუნებით ვიცით, რომ ცის მოცემულ უბანში ნამდვილად არის ბნელი ნისლეული.

ბნელი ნისლეულის შემცველ ცის არეში და ასევე, მის მეზობელ უბნებში, ხდება ვარსკვლავების დათვლა. ვარსკვლავთა დათვლის შედეგად შეგვიძლია განვსაზღვროთ ე.წ. ნათების ფუნქცია - ვარსკვლავთა განაწილება ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდეების მიხედვით. ორ სხვადასხვა არეებში დათვლების შედეგების დატანა ხდება გრაფიკზე, რომელიც სქემატურად ნაჩვენებია ნახაზზე 6.4.



ნახაზი 6.4. ცის ორ სხვადასხვა არეში დათვლების შედეგების მიხედვით აგებული ვოლფის დიაგრამის სქემატური სახე.

აქ $N(m)$ არის ნათების ფუნქცია ბნელი ნისლეულებისგან თავისუფალ არეში, ხოლო $N'(m)$ - ნათების ფუნქცია ბნელი ნისლეულების არეში. დროებით დავუშვათ, რომ ყველა ვარსკვლავს ერთნაირი აბსოლუტური მნიშვნელობები აქვს. ასეთ შემთხვევაში ორივე მრუდი იქნება ერთნაირი m_1 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე, რომელიც შეესაბამება ვარსკვლავებს ბნელ ნისლეულამდე. ამ წერტილიდან დაწყებული ბნელ ნისლეულში დათვლილი ვარსკვლავთა რაოდენობა ნელ-ნელა გადაიხრება „სუფთა უბანში“ დათვლილი ვარსკვლავების რაოდენობებისაგან. ბნელი ნისლეულის დამთავრების შემდეგ დაწყებული m_2 სიდიდიდან ორივე მრუდი პარალელურად გაგრძელდება.

ამ მრუდებს შორის განსხვავება აბსცისთა ღერძზე A ტოლია ბნელ ნისლეულში წარმოშობილი შთანთქმის სიდიდისა. თუ მხედველობის სხივი იმავე მიმართულებით კიდევ ერთ ბნელ ნისლეულს გადაკვეთს, მრუდზე გაჩნდება კიდევ ერთი გადახრა. ეს მეთოდი გამოიყენება ჩვენს გალაქტიკაში მშთანთქმელი მატერიის განაწილების რუკების ასაგებად, მაგალითად, USNO-ს კატალოგის გამოყენებით, რომელიც შეიცავს მთელი ცის ასობით მილიონი ვარსკვლავის ფოტომეტრიულ მონაცემებს.

გალაქტიკაში მშთანთქმელი მატერიის განაწილების შესწავლის კიდევ ერთი მეთოდი გულისხმობს დიდი რაოდენობით ვარსკვლავებისათვის ფერის სიჭარბის და, შესაბამისად, სრული შთანთქმის განსაზღვრას და ამ ვარსკვლავებამდე მანძილის შეფასებას. ასეთ შემთხვევაში ჩვენ მივიღებთ მშთანთქმელი მატერიის რეალურ სამგანზომილებიან განაწილებას.

ასეთი განაწილების მაგალითი მოყვანილია ნახაზზე 6.5. ამ ნახაზზე მზე ცენტრშია მოთვასებული, ხოლო გალაქტიკის ცენტრის მიმართულება

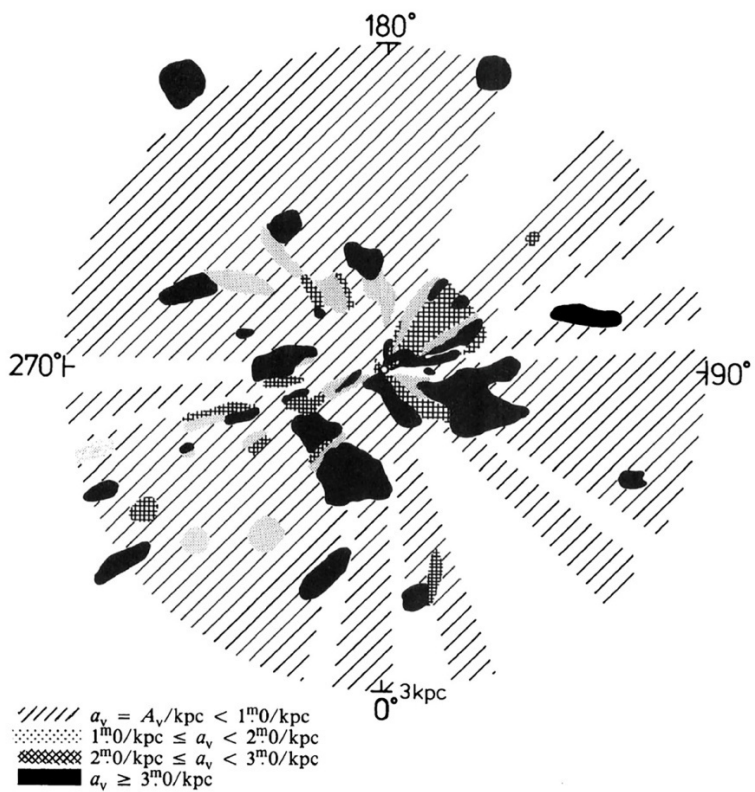
- ნახაზის ქვედა ნაწილში. დამტრიხული არეების სიმკვრივე შეესაბამება სხვადასხვა შთანთქმის მქონე უბნებს, რაც მითითებულია ნახაზის ლეგენდაში. დიდი შთანთქმის მქონე უბნები ჩვენთვის თითქმის მთლიანად ფარავენ გალაქტიკის ზოგიერთ მიმართულებას. თუმცა, ნახაზზე ასევე ჩანს მიმართულებები, სადაც შთანთქმა მცირეა ანუ შეინიშნება გამჭვირვალობის ფანჯრები.

კიდევ ერთხელ უნდა აღინიშნოს, რომ ეს სურათი შეესაბამება სპექტრის ხილულ დიაპაზონს, ინფრაწითელ უბანში კი შთანთქმა მნიშვნელოვნად მცირეა და საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ გალაქტიკის აგებულება ისეთ არეებში, სადაც ოპტიკურ დიაპაზონში მუშაობა შეუძლებელია.

ჩვენს გალაქტიკაში მშთანთქმელი მატერიის განაწილების შესწავლისას კიდევ ერთი მეთოდია სხვა გალაქტიკების ანალოგიის გამოყენება. ეს მეთოდი პირველ რიგში გვაძლევს ჩვენი გალაქტიკის აგებულების ზოგად სურათს. კერძოდ, ახლო სპირალურ გალაქტიკებში, მაგალითად გალაქტიკა M51 (NGC5194) ანუ წყალბორბალას გალაქტიკა (Whirlpool Galaxy) მწევარის თანავარსკვლავედში (ნახაზი 6.6), კარგად ჩანს, რომ ბნელი მატერია კონცენტრირებულია სპირალური შტოების შიდა კიდეებისკენ.

არსებობს საკმაოდ დამაჯერებელი ჰიპოთეზა, რომელიც კარგად ხსნის სპირალურ გალაქტიკებში მშთანთქმელი მატერიის ასეთ განაწილებას. ამ ჰიპოთეზის თანახმად მტვრის ღუბლები, რომლებიც წარმოიქმნება ვარსკვლავებისგან, იშლება ახალგაზრდა ცხელი მასიური ვარსკვლავების გამოსხივების გავლენით, რომლებიც კონცენტრირდება სწორედ სპირალურ შტოებში. რადგანაც სპირალური შტოები წარმოადგენენ ტალღებს, რომლებიც ვრცელდება გალაქტიკის დისკოში, მტვროვანი მატერიაც მიყვება ამ ტალღების ფორმებს. მტვრის სიმკვრივე მცირდება დისკოს აღნიშნულ ადგილას სპირალური ტალღის გავლისას, შემდგომ აღდება ვარსკვლავებისგან წარმოშობილი მტვერით და კვლავ მცირდება შემდეგი ტალღის გავლისას.

როგორც ვხედავთ 6.5 ნახაზიდან, მონაცემები ჩვენი გალაქტიკის შესახებ ჯერ-ჯერობით არასაკმარისია იმისათვის, რომ დავადასტუროთ ან უარვყოთ ასეთი ტიპის ჰიპოთეზები. თუმცა, მშთანთქმელი მატერიის განაწილების სამგანზომილებიანი რუკების აგება საშუალებას გვაძლევს კარგი სიზუსტით გავითვალისწინოთ სინათლის შთანთქმა გარეგალაქტიკურ გამოკვლევებში.



ნახაზი 6.5. მშთანთქმელი მატერიის განაწილება მზის მახლობელ არეში რადიუსით 3კპს (Neckel, T. & Klare, G. 1980)



ნახაზი 6.6. გალაქტიკა M51 (NGC5194) ანუ წყალბორბალას გალაქტიკა (Whirlpool Galaxy) მწევარის თანავარსკვლავედში.

ლექცია 7. ვარსკვლავთ ღია გროვები და ვარსკვლავთ ასოციაციები

7.1. ღია ვარსკვლავთ გროვების მახასიათებლები

სამყაროში ვარსკვლავები გარკვეულ იერარქიულ ჯგუფებში არიან გაერთიანებული. ასეთ ჯგუფებში შემავალ ვარსკვლავთა რაოდენობის მიხედვით შეიძლება აიგოს შემდეგი მიმდევრობა: ერთეულოვანი ვარსკვლავი - ორმაგი ვარსკვლავი - ჯერად ვარსკვლავთ სისტემა - ვარსკვლავთა ღია გროვა - ვარსკვლავთა ასოციაცია - სფერული გროვა - გალაქტიკა - გალაქტიკათა ჯგუფი - გალაქტიკათა გროვა - გალაქტიკათა ზეგროვა.

ვარსკვლავთა ღია გროვები ჩვენი გალაქტიკისათვის საკმაოდ დამახასიათებელი ობიექტებია. მაგალითად, ყველასათვის ცნობილია ღია გროვები, რომელთა წევრი კაშკაშა ვარსკვლავები შეუირადებელი თვალითაც ჩანს - ჰიადები და ხომლი. ბაგების გროვა კიბორჩხალის თანავარსკვლავედში ჩანს ძლიერ ბინოკლში. დღეისათვის ჩვენს გალაქტიკაში აღმოჩენილია 1700-ზე მეტი ასეთი გროვა, ხოლო მთლიანად გალაქტიკაში შესაძლებელია არსებობდეს 10^5 ღია გროვა, რაც ადვილად შეიძლება შევაფასოთ გალაქტიკის მთელ და დამზერილ მოცულობებს შორის შეფარდებით.

გალაქტიკის დისკოს 1 კვ. პკ-ზე მოდის საშუალოდ 114 ღია გროვა. მსხვილი ღია გროვები, რომლებიც შეიცავენ მაღალი ნათობის ვარსკვლავებს, დაიძირება მაგელანის ღრუბლებსა და ანდრომედას ნისლეულში. ღია გროვის ზუსტი განსაზღვრება ძალზედ რთულია, რადგან ასეთი გროვები ძალზედ მრავალფეროვანია. ღია გროვად შეგვიძლია ჩავთვალოთ ვარსკვლავთ ჯგუფი, რომელიც გაჩნდა ვარსკვლავთწარმოშობის ერთი და იგივე აქტის დროს სივრცის შეზღუდულ არეში. ღია გროვები შეიცავენ რამდენიმე ათეულიდან რამდენიმე ათას ვარსკვლავამდე.

ღია გროვების შესახებ მონაცემები, ისევე როგორც სხვა კოსმოსური ობიექტების შემთხვევაში, გროვდება კატალოგებში. ყველაზე მდიდარი ასეთი კატალოგი შექმნა შვედმა ასტრონომმა ლინგმა, რომლის ბოლო ვერსია გამოვიდა 1987 წელს. იგი შეიცავს ზოგად მონაცემებს (კოორდინატები, მანძილი მზიდან, სხივური სიჩქარეები და სხვა), რომლებიც მოგროვილია სხვადასხვა სამეცნიერო ნაშრომებიდან.

მეტ-ნაკლებად კარგად შესწავლილ გროვათა რაოდენობა, ცნობილი ფერის სიჭარბითა და მანძილის მოდულით, 500-ზე ნაკლებია. ცალკეული ღია გროვების შესახებ მონაცემების ნახვა შესაძლებელია მონაცემთა

ბაზაში WEBDA, რომელიც შეიქმნა ლოზანას უნივერსიტეტში (შვეიცარია). ბოლო წლებში ღია ვარსკვლავთ გროვების შესახებ გამოქვეყნებული მონაცემების შეგროვებას და ახალი კრებისითი კატალოგის გამოქვეყნების საკითხზე მუშაობს ბრაზილიელი ასტრონომები (Dias et al. 2002).

უნდა აღინიშნოს, რომ ღია გროვების დასახელებები ძირითადად განისაზღვრა XX საუკუნის განმავლობაში. რამდენიმე ახლო ღია გროვას ისტორიული საკუთარი სახელი გააჩნია: ჰიადები, ხომლი, ბაგები, სამხრეთ ცის ღია გროვა „მვირფასეულების სკვირი“ – NGC 4755. გროვების ნაწილს აქვთ NGC ნომრები. გროვები, რომლებიც თავის დროზე არ შესულა NGC კატალოგში, გააჩნიათ დასახელებები უფრო გვიანდელი კატალოგებიდან ან ატარებენ მათი აღმომჩენების გვარებს (მათ შორის არის დოლიძის და დოლიძე-ჯიმშელიევიშვილის მიერ აღმოჩენილი ღია გროვები).

ძალიან ხშირად თანამდეროვე კატალოგებში შეიძლება შეგვხვდეს დასახელებები, რომლებიც იწყება შემდეგი აღნიშვნებით Tr (ტრუმპლერი), Ru (რუპრეხტი), Cr (კოლინდერი), Mel (მელოტი). ზოგიერთი გროვისათვის ჩვეულებრივი გახდა ნომრები მესიეს კატალოგიდან, მაგალითად M67 \equiv NGC 2682 - ერთ-ერთი ყველაზე ხშიერი დამზერილი ღია ვარსკვლავთ გროვა ჩვენს გალაქტიკაში (ნახაზი 7.1).

ღია ვარსკვლავთ გროვის სტრუქტურას სწავლობენ ვარსკვლავთ დათვლების მეშვეობით, რაც საშუალებას გვაძლევს დავადგინოთ გროვის ცენტრის ზუსტი კოორდინატები, ვარსკვლავთ რაოდენობა ზღვრულ ვარსკვლავიერ სიდიდემდე მოცემულ გამოსახულებაზე და ვარსკვლავთ სიმკვრივის ცვლილება რადიალური მიმართულების ცაზე პროექციის გასწვრივ. ცენტრის კოორდინატების დასადგენად ვარსკვლავთ მაქსიმალური სიმკვრივის არეს (გროვის ბირთვს) ყოფენ თანაბარი სისქის ზოლებად, ითვლიან ვარსკვლავთა სიმკვრივის განაწილებას მხოლოდ ერთი კოორდინატის მიხედვით, მაგალითად - პირდაპირი აღვლენით, ხოლო შემდეგ - მეორე კოორდინატის, დახრილობის მიხედვით.

ამ განაწილებების მაქსიმუმები გვაძლევს ღია გროვის ცენტრის კოორდინატებს. შემდეგ, გროვის გამოსახულებას ყოფენ კონცენტრულ ზონებად კონცენტრული წრეების მეშვეობით, რომელთა ცენტრი მოთავსებულია გროვის დადგენილ ცენტრში და ერთმანეთისგან დაშორებულია თანაბარი მანძილით. ამ წრეებს ყოფენ 12 თანაბარ სექტორად ცენტრიდან რადიალური მონაკვეთების გავლებით.

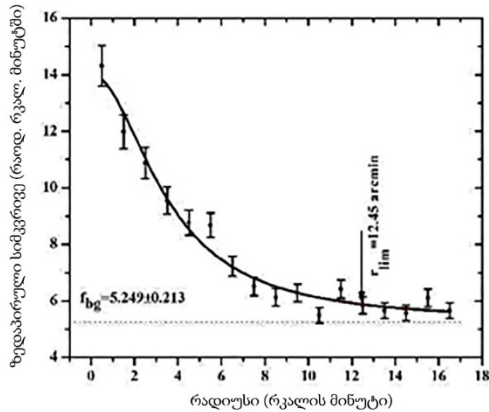


ნახაზი 7.1. M67 \equiv NGC 2682 - ერთ-ერთი ყველაზე ხშიერი დამზერილი ღია ვარსკვლავთ გროვა ჩვენს გალაქტიკაში (Imaged by Anthony Ayiomamitis).

მიღებულ სექტორებში ითვლიან ვარსკვლავთა რაოდენობებს და შემდეგ მიჰყავთ ეს სიდიდეები ერთეულოვან ფართობზე. ერთი და იგივე რგოლში ვარსკვლავთა სიმკვრივეს ასაშუალოებენ და აგებენ ვარსკვლავთ სიმკვრივის და მისი გროვის ცენტრიდან კუთხური მანძილის დამოკიდებულების გრაფიკს ანუ რადიალურ პროფილს (ნახაზი 7.2). ნახაზიდან კარგად ჩანს, რომ ვარსკვლავთ სიმკვრივე მაღალია გროვის ცენტრში, შემდეგ სწრაფად ეცემა, გარკვეული ეტაპიდან შემცირება მცირდება და ბოლოს სიმკვრივე უტოლდება ფონის ვარსკვლავთა სიმკვრივეს.

მაღალი სიმკვრივის არეს უწოდებენ გროვის ბირთვს, ხოლო მცირე და ნელ-ნელა შემცირებად არეს უწოდებენ გროვის გვირგვინს. გროვის გვირგვინი გამოიყოფა მხოლოდ ვარსკვლავებით მდიდარ გროვებში. ღარიბ გროვებში იგი გადაიფარება ფონის ვარსკვლავების სიმკვრივის ფლუქტუაციით.

თანამედროვე მონაცემებით ღია ვარსკვლავთ გროვებს საშუალოდ გააჩნიათ ბირთვის რადიუსი ~ 1.3 კვ, ხოლო გვირგვინის რადიუსი - ~ 5.6 კვ, თუმცა ამ სიდიდეებს ახასიათებს საგრძნობი გაზრევა გროვიდან გროვამდე. ზედაპირული ვარსკვლავთ სიმკვრივე გროვის ბირთვში საშუალოდ უტოლდება ~ 15.4 ვარსკვლავს კვ. კვ-ზე, ხოლო გვირგვინში - ~ 1.6 ვარსკვლავს კვ. კვ-ზე.



ნახაზი 7.2. ვარსკვლავთ სიმკვრივის რადიალური პროფილი NGC 188 ღია გროვაში (W. Elsanhoury et al. 2016).

ვარსკვლავთ ღია გროვები გარკვეულ კლასიფიკაციას ექვემდებარება. ისტორიულად არსებობდა რამდენიმე ასეთი კლასიფიკაციის სისტემა. თუმცა ყველა ისინი დამოკიდებული იყო გამოყენებული ტელესკოპის შეღწევადობაზე. ამიტომ ამ სისტემების უმრავლესობამ დროის გამოცდას ვერ გაუძლო. დღეისათვის ფაქტიურად გამოიყენება მხოლოდ ერთი ე.წ. ტრუმპლერის მეორე კლასიფიკაცია, რომელშიც გროვები იყოფა მათი ზედაპირული გამოსახულების სამი ნიშნის მიხედვით.

პირველი ნიშანი არის ღია გროვის კონცენტრულობა და აღინიშნება რომაული ციფრებით: I - გროვის ცენტრისკენ ვარსკვლავთ ძლიერი კონცენტრაცია; II - სუსტი კონცენტრაცია; III - კონცენტრაცია პრაქტიკულად არ შეიმჩნევა; IV - გროვა გავს ფონის ვარსკვლავთა გარკვეულ შემკვრივებს.

მეორე ნიშანი აღინიშნება არაბული ციფრებით: 1 - ვარსკვლავების უმრავლესობას გააჩნია მსგავსი სიკაშკაშე; 2 - შეინიშნება ვარსკვლავიერ სიდიდეთა საშუალო გაბნევა; 3 - გვხვდებიან როგორც კაშკაშა, ასევე - სუსტი ვარსკვლავები.

მესამე ნიშანში გამოიყენება მცირე ლათინური ასოები: p (poor - ღარიბი) - გროვის ვარსკვლავთა რაოდენობა არ აღემატება 50-ს; m (middle - საშუალო) - ვარსკვლავთა რაოდენობა მერყეობს 50-დან 100-მდე; r (rich - მდიდარი) - ვარსკვლავთა რაოდენობა აღემატება 100-ს. მაგალითად, ამ კლასიფიკაციის მიხედვით ღია გროვა ხომლი განეკუთვნება კლასს II3r, ხოლო ბაგები - კლასს I2r.

7.2. ღია გროვების ფერის სიჭარბეების, მანძილების და ასაკის განსაზღვრა

ღია გროვების შესახებ ყველაზე მდიდარი ინფორმაცია მიიღება მისი ვარსკვლავების ფოტომეტრიის მეშვეობით. განვიხილოთ ღია გროვების ფერის სიჭარბეების, მანძილის და ასაკის განსაზღვრის მეთოდები UBV ფოტომეტრიული სისტემის მეშვეობით.

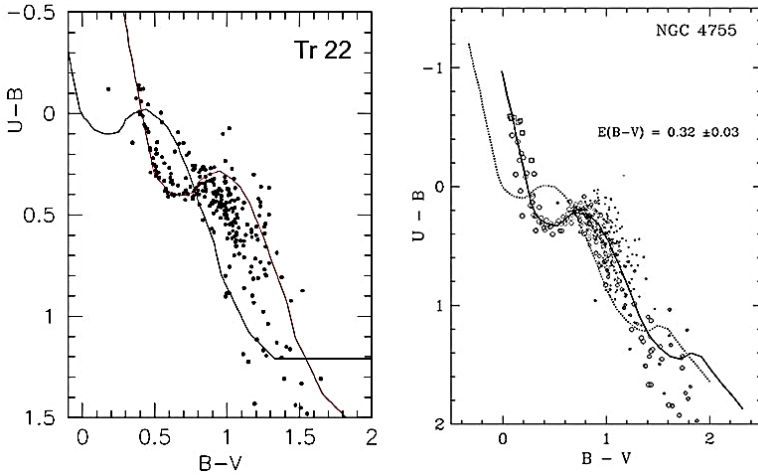
ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის ძირითადი მეთოდია ორფეროვანი დიაგრამის გამოყენება. ნახაზზე 7.3 მოცემულია ორფეროვანი დიაგრამა ღია გროვებისათვის Tr 22 და NGC 4755, სადაც ასევე მითითებულია გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობა.

ჩვეულებრივ ფერის სიჭარბე ღია გროვისათვის განისაზღვრება როგორც მთელი დაკვირვებითი დიაგრამის წანაცვლება მარცხნივ და ზევით მზარდი გაწითლების ხაზის გასწვრივ, სანამ დიაგრამა ზუსტად არ დაემთხვევა გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობას. ბევრი ღია გროვისათვის საშუალო ფერის სიჭარბის განსაზღვრის ცდომილება საკმაოდ მცირეა - დაახლოებით $0^m.01$. თუმცა გვხვდება სიტუაციები, როცა დაკვირვებით განსაზღვრული დიაგრამის დამთხვევა გაუწითლებელ მიმდევრობასთან ძალზედ გაძნელებულია.

პირველ რიგში, ძნელია ღია გროვების ვარსკვლავების გამორჩევა ფონის ვარსკვლავებისაგან, რომლებიც პროეცირდება გროვის გამოსახულებაზე. მეორეც, საკმაოდ ბევრ გროვაში გაწითლება სხვადასხვა ვარსკვლავებისათვის განსხვავდება - ადგილია აქვს ე.წ. **დიფერენციალურ გაწითლებას**, თანაც ხშირად გაწითლებებს შორის განსხვავებები საკმაოდ მაღალია.

ნახაზის 7.3 მარცხენა დიაგრამაზე ნათლად ჩანს საგრძნობი დიფერენციალური გაწითლება. ასეთ შემთხვევაში საშუალო ფერის სიჭარბის განსაზღვრას აზრი არ აქვს და საზღვრავენ ცალკეული ვარსკვლავის სიჭარბეებს. ფონის ვარსკვლავების გამოყოფის სირთულე ასეთ დროს კიდევ უფრო მატულობს.

შედარებით მცირე გაწითლებების შემთხვევაში, როცა მზარდი გაწითლების მრუდი შეგვიძლია ჩავთვალოთ წრფივად, ცალკეული ფერის სიჭარბეების მნიშვნელობების განსაზღვრა სხვადასხვა ფოტომეტრიულ სისტემებში შესაძლებელია ე.წ. Q-მეთოდის გამოყენებით.



ნახაზი 7.3. ორფეროვანი დიაგრამა ღია გროვებისათვის Tr 22 და NGC 4755. გაუწითლებელ ვარსკვლავთა მიმდევრობა მითითებულია უწყვეტი მრუდის სახით (W.Lyra et al. 2006; Guilherme Silva et al. 2015).

ეს მეთოდი თავდაპირველად შემუშავებულ იქნა UBV სისტემის შემქმნელების - ჯონსონისა და მორგანის მიერ, ამავე სისტემისათვის. მათ შემოიღეს სიდიდე $Q_{UBV} = (U - B) - K \cdot (B - V)$, სადაც K არის გაწითლების ხაზის დახრა - ფერის სიჭარბეების $E(U - B)/E(B - V)$ შეფარდება, რომელიც UBV სისტემის შემთხვევაში უდრის 0.72. Q_{UBV} სიდიდის განსაზღვრებიდან ჩანს, რომ იგი გარკვეულ მიახლოებაში არ არის დამოკიდებული ვარსკვლავთშორის გაწითლებაზე. თუ ორფეროვან დიაგრამას შევცვლით $Q_{UBV}, (B - V)$ დიაგრამით, მაშინ მზარდი გაწითლების მრუდები იქნებიან წრფივები და აბსცისთა ღერძის პარალელურნი და ფერის სიჭარბეების განსაზღვრა არსებითად უფრო მარტივია.

უნდა აღინიშნოს, რომ Q-მეთოდით შესაძლებელია ვისარგებლოთ მხოლოდ შედარებით მცირე გაწითლებების შემთხვევაში, როცა მათი გადახრა წრფისგან შეგვიძლია უგულებელვყოთ. Q სიდიდეები გამოიყენება სხვა ფოტომეტრიულ სისტემებშიც. განსაკუთრებით ნაყოფიერია მისი გამოყენება ე.წ. ვილნიუსის მრავალფერიან ფოტომეტრიულ სისტემაში, სადაც მრავალი ფერის სიჭარბის არსებობა საშუალებას იძლევა განვსაზღვროთ მრავალი Q-სიდიდე და გამოვიყენოთ ისინი ვარსკვლავთ სამგანზომილებიანი სპექტრული კლასიფიკაციისათვის (ვარსკვლავის სპექტრული კლასი, ბრწყინვალეების კლასი და მეტალურობა) მხოლოდ ფოტომეტრიული მონაცემებზე დაყრდნობით.

საშუალო ფერის სიჭარბეების ან მნიშვნელოვანი გაწითლების შემთხვევაში ვარსკვლავთ ინდივიდუალური ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის შემდეგ და ფერის სიჭარბეების სელექციური გაწითლების და V სიდიდის სრულ შთანთქმაზე შესწორების შემდეგ, შესაძლებელია ჭეშმარიტი მანძილის მოდულის განსაზღვრაზე გადასვლა.

ადრე ამ მიზნით გამოიყენებოდა ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე ვარსკვლავთ გროვის მთავარი მიმდევრობის შეთავსება გაუწითლებელ მთავარ მიმდევრობასთან. ამისთვის გამოიყენებოდა ის ფაქტი, რომ გროვის ვარსკვლავები მზიდან პრაქტიკულად თანაბარი მანძილით არიან დაშორებულნი. მოცემული ვარსკვლავის მანძილის მოდული არის სიდიდე $V - M_V^*$, სადაც M_V^* არის გაუწითლებელ მთავარ მიმდევრობაზე იმ წერტილის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე, რომლის ფერის მაჩვენებელი ტოლია ვარსკვლავთშორის გაწითლებაზე შესწორებული ვარსკვლავის ფერის მაჩვენებლის მნიშვნელობის. სამწუხაროდ, ეს მეთოდი ცალკეული ვარსკვლავებისათვის არასაიმედო შედეგებს იძლევა, რადგან ვარსკვლავების ევოლუციის პროცესში ასაკის გამო თავადაც შორდებიან მთავარ მიმდევრობას. ცალკეული ვარსკვლავებისათვის ძნელია ამ დაშორების ძუსტი შეფასება.

ღია ვარსკვლავთ გროვის დაახლოებით ერთნაირი ასაკის მქონე წევრებისათვის შესაძლებელია გამოვყოთ ხნიერი ასაკის ვარსკვლავები ჯერ კიდევ მთავარ მიმდევრობაზე მყოფი ვარსკვლავებისგან და მანძილის მოდულები განვსაზღვროთ მხოლოდ ამ ბოლო ვარსკვლავებისათვის. ჩვეულებრივ, გროვის ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამას უბრალოდ ჩაანაცვლებენ ზევით ვარსკვლავიერი სიდიდეების ღერძის გასწვრივ სანამ გროვის მთავარი მიმდევრობა არ დაემთხვევა გაუწითლებელ მთავარ მიმდევრობას. ამ წანაცვლების სიდიდე ტოლია გროვის მანძილის მოდულის, საიდანაც ადვილია განვსაზღვროთ თავად მანძილიც. ამასთან, ძალზედ მნიშვნელოვანია გაუწითლებელი მთავარი მიმდევრობის მდებარეობის დადგენა $M_V, (B - V)_0$ დიაგრამაზე, რომლის მდებარეობა არაერთხელ განისაზღვრა ჯონსონის, ბლააუს, ეგენის, ხოლოპოვის და სხვათა მიერ.

ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამაზე მიმდევრობათა შეთავსების მეთოდის მეშვეობით ღია გროვებამდე მანძილის განსაზღვრას ახდენდნენ მანამდე, ვიდრე არ შემუშავდა საიმედო თეორიული იზოქრონების მიმდევრობები. როგორც ავღნიშნეთ ამ მეთოდის გამოყენებისას არ გამოიყენება ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამის ზედა ნაწილში მოთავსებული ვარსკვლავები, რომელთათვისაც ფოტომეტრიულ გაზომვებს ყველაზე მაღალი სიზუსტე ახასიათებს. გარდა ამისა, სწორედ

დიაგრამის ქვედა ნაწილში ყველაზე მეტად არის შერეული ფონის ვარსკვლავები.

ამიტომ, დღეისათვის დიაგრამათა შეთავსებას ახდენენ არა გაუწითლებელ მთავარ დიაგრამასთან, არამედ თეორიული იზოქრონების მიმდევრობასთან. ამ დროს შეარჩევენ ისეთ იზოქრონს, რომელიც საუკეთესოდ შეესაბამება გროვის დამზერილ მთავარ მიმდევრობას. შერჩეული იზოქრონის ასაკი ითვლება ღია გროვის ასაკად, ხოლო მანძილის მოდულის განსაზღვრისთვის მიმდევრობათა შეთავსებისას გამოიყენება გროვის მთავარი მიმდევრობის ყველა ვარსკვლავი, ამდენად ინფორმაციის დაკარგვა არ ხდება.

დიაგრამათა შეთავსების მეთოდით მანძილის მოდულის განსაზღვრის ცდომილების დამახასიათებელი მნიშვნელობაა $\pm(0^m.1 - 0^m.2)$ და დამოკიდებულია დამზერილი მთავარი მიმდევრობის სიგრძეზე, გროვაში შემავალი ვარსკვლავების რაოდენობაზე და გროვის წევრთა შორის ფონური ვარსკვლავების წილზე.

აღსანიშნავია, რომ ახალგაზრდა ღია გროვებში, რომლებისთვისაც დიფერენციალური გაწითლება დიდია, მანძილის განსაზღვრა უფრო ეფექტურად ხდება სპექტრული პარალაქსების მეშვეობით.

ღია ვარსკვლავთ გროვებამდე მანძილის და მათი ასაკის განსაზღვრის შესაძლებლობა ანიჭებს ამ ობიექტებს უნიკალურ მნიშვნელობას გალაქტიკურ და გარეგალაქტიკურ ასტრონომიაში, განსაკუთრებით ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიის შედეგების შემოწმების თვალსაზრისით. სწორედ ღია გროვებში შემავალი კლასიკური ცეფეიდების მეშვეობით ხდება ამ ცვალებადების პერიოდი-ნათების დამოკიდებულების დაზუსტება, რაც გარეგალაქტიკური მანძილების სკალის განსაზღვრაში გვეხმარება. მხოლოდ ღია გროვების ვარსკვლავების მეშვეობით შეიძლება დავადგინოთ ზოგიერთი იშვიათი ტიპის ვარსკვლავების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეები, მაგალითად ვოლფ-რაიეს, წითელი და ცისფერი ზეგიგანტი ვარსკვლავებისათვის.

აღნიშნოთ კიდევ ერთი მეთოდი, რომელიც გამოდგება ღია გროვებამდე და ასოციაციებამდე მანძილის შესაფასებლად. იგი ეფუძნება მოცემული დაჯგუფების ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეების და საკუთარი მოძრაობების თანაფარდობის გამოყენებას. პირველად იგი გამოიყენა სტრანდმა (K. Strand, 1958) ორიონის ასოციაციამდე მანძილის დასადგენად.

7.3. ღია გროვების ჰერცშპრუნგ-რესელის დიაგრამა

ღია გროვების შესახებ ძირითად ინფორმაცია მიიღება გროვის არეში ვარსკვლავთა ფოტომეტრიის მეშვეობით. ამასთან, ჰერცშპრუნგ-რესელის (ჰ-რ) დიაგრამა წარმოადგენს ძირითად ინსტრუმენტს გროვის პარამეტრების დადგენისას. განვიხილოთ სხვადასხვა ასაკის ღია გროვის ჰ-რ დიაგრამის სტრუქტურა.

ნახაზზე 7.4 მოცემულია ჰიპოტეტური ახალგაზრდა ღია გროვის თეორიული ჰ-რ დიაგრამა, რომლის ასაკი შეადგენს 3 მილიონ წელიწადს (მარცხენა გრაფიკი) და ახალგაზრდა ღია გროვის NGC 2264 დამზერილი ჰ-რ დიაგრამა, რომლის ასაკი ასევე შეადგენს რამდენიმე მილიონ წელიწადს (მარჯვენა გრაფიკი). შავი წერტილების სახით გრაფიკებზე ნაჩვენებია ცალკეული ვარსკვლავები, წითელი მრუდებით - მთავარი მიმდევრობა. ნახაზზე კარგად ჩანს, რომ გროვის ადრეული კლასის ვარსკვლავები განთავსებულები არიან მთავარ მიმდევრობაზე და ფაქტიურად არ გადახრილან მისგან, რაც ამტკიცებს გროვის ადრეულ ასაკს. მართლაც, NGC 2264 ღია გროვის ასაკის შეფასება იზოქრონების მეთოდით გვაძლევს დაახლოებით 8 მილიონ წელიწადს. ჰ-რ დიაგრამის ქვედა ნაწილში ვარსკვლავებს ჯერ არ მიუღწევიათ მთავარი მიმდევრობისათვის. წერტილი, სადაც გროვის ვარსკვლავები უერთდებიან მთავარ მიმდევრობას, განსაზღვრავს მის ასაკს, ხოლო ამ წერტილს ეწოდება *მთავარი მიმდევრობის მოზრუნების ქვედა წერტილი*.

აღსანიშნავია, რომ გროვის მთავარი მიმდევრობა საკმაოდ გაფანტულია და არ წარმოადგენს ვიწრო ზოლს. ამ ფაქტს რამდენიმე ახსნა აქვს: 1) ჰ-რ დიაგრამაზე მოთავსებულია არა მარტო გროვის წევრი ვარსკვლავები, არამედ გალაქტიკური ფონის ვარსკვლავებიც, რომლებიც პროეცირდება გროვაზე; 2) გროვის წევრი ვარსკვლავები არ იბადებიან ერთდროულად მის მთელს არეში, რაც იწვევს ვარსკვლავთა გაბნევას დიაგრამაზე, განსაკუთრებით იმ ევოლუციურ სტადიებზე, რომლებსაც ვარსკვლავები სწრაფად გადაიან.

ნახაზზე 7.4 ჩანს, რომ გაბნევა დიდია იმ ვარსკვლავებისათვის, რომლებსაც არ მიუღწევიათ მთავარი მიმდევრობისათვის, სწორედ იქ, სადაც ვარსკვლავების ძირითადი პარამეტრების - ნათობის და ფერის მაჩვენებლის ევოლუციური ცვლილებების ტემპი მაღალია. მთავარი მიმდევრობის გაბნევაში გარკვეული წილი შეაქვს ორმაგ ვარსკვლავებს, რომლებიც არ გამოირჩევიან ფოტომეტრიულ გამოსახულებებზე. ორი ვარსკვლავის სიკაშკაშის ზედდება იწვევს ასეთი ობიექტის წანაცვლებას ჰ-რ დიაგრამაზე (ზევით, მაღალი ბრწყინვალების მიმართულებით). ადვილი დასათვლელია, რომ ორი ერთნაირი ბრწყინვალების მქონე ორი

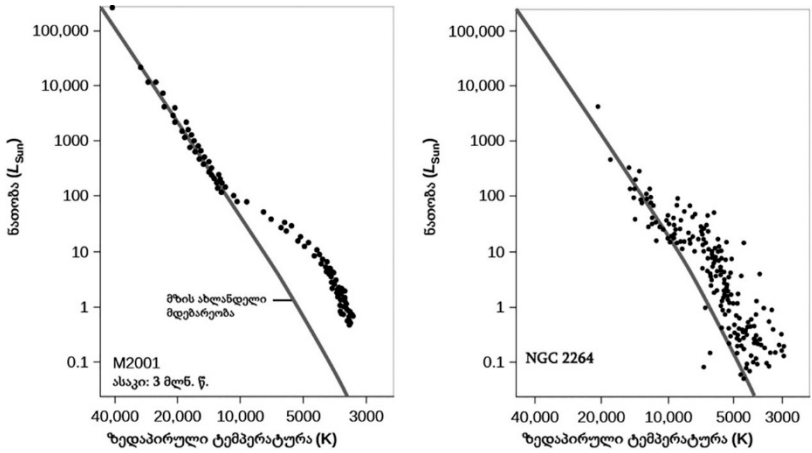
ვარსკვლავის ზედდებით, მისი ჯამური აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე მატულობს $0^m.75$ -ით.

გარკვეული წილი მთავარი მიმდევრობის დისპერსიაში შეიძლება შეიტანოს გროვის წევრი ვარსკვლავების ბრუნვებში განსხვავებამ. ვარსკვლავის ბრუნვა იწვევს არა მარტო მისი ზომის ცვლილებას, არამედ იწვევს ცირკულაციურ მოძრაობებს მის ბირთვში და ცვლის მის ევოლუციურ განვითარებას. ფერის მაჩვენებლების გაზომვას ასევე იწვევს ახალგაზრდა ვარსკვლავებში მათ გარშემო არსებული პროტოპლანეტური დისკოების ნარჩენები, რომელთა არსებობა დღეისათვის დადასტურებულია ინფრაწითელი ფოტომეტრით და სპექტრული ანალიზით. დაკვირვებები გვიჩვენებს, რომ ახალგაზრდა ღია გროვების, როგორცაა მაგალითად NGC 2264, წევრი ვარსკვლავების ნახევარს გააჩნია პროტოპლანეტური დისკოები.

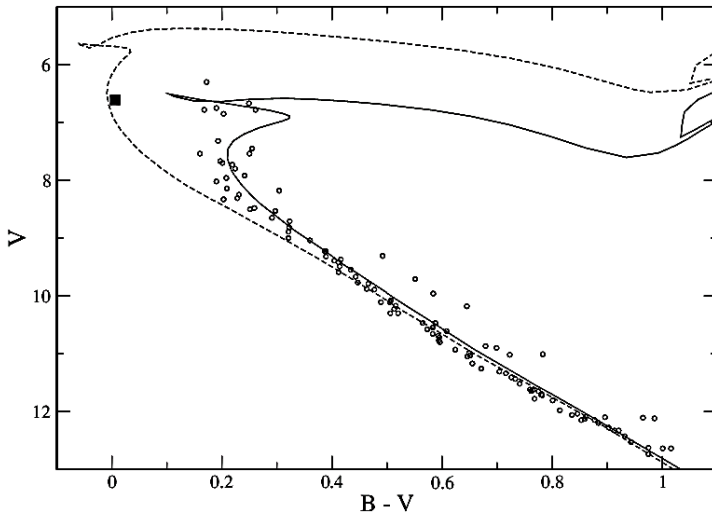
ნახაზზე 7.5 მოყვანილია საშუალო ასაკის მქონე ღია გროვა „ბაგების“ (Praesepe) 3-რ დიაგრამა. მისი ასაკი ოდნავ ნაკლებია 1 მილიარდ წელზე. მისი წევრები გამოვლენილია სხივური სიჩქარეებისა და საკუთარი მოძრაობების მეშვეობით. რადგან წევრი ვარსკვლავების შერჩევის პროცედურა სტატისტიკურია, ამიტომ გარკვეული რაოდენობა ვარსკვლავებისა გალაქტიკური ფონიდან მაინც რჩება წევრებს შორის. შედეგად, დასკვნები გროვაში შემავალი ვარსკვლავების თვისებების შესახებ, რომელიც ეფუძნება 3-რ დიაგრამაზე რამდენიმე ცალკეული ვარსკვლავის მდებარეობას, ჩვეულებრივ არ არის დამაჯერებელი.

ნახაზზე 7.5 ნათლად იკვეთება საკმარისად ვიწრო მთავარი მიმდევრობა, ხოლო მის გასწვრივ ზემოთ გადის ორმაგი ვარსკვლავების მიმდევრობა, რომელიც მიუთითებს, რომ მასში შემავალი კომპონენტების მასები ახლოა ერთმანეთთან.

გროვის მთავარი მიმდევრობის ზედა ნაწილი ნათლად იხრება 3-რ დიაგრამის მთავარი მიმდევრობისგან. ეს გადახრა ვარსკვლავთ ევოლუციის შედეგია. სწორედ ამიტომ, დღეისათვის, ღია გროვების მანძილის მოდულებს საზღვრავენ გროვის მთავარი მიმდევრობის იზოქრონთან და არა გაუწითლებელ მთავარ მიმდევრობასთან შეთავსებით. გროვის მთავარი მიმდევრობის ყველაზე „ცისფერ“ წერტილს უწოდებენ მოზრუნების წერტილს, რომლებიც წარსულში გამოიყენებოდა გროვის ასაკის მთავარ შემფასებელ პარამეტრად.



ნახაზი 7.4. თეორიული 3-რ დიაგრამა ჰიპოტეტური ახალგაზრდა, 3 მლნ. წლის ასაკის მქონე, ღია გროვისათვის (მარცხენი). დამზერილი 3-რ დიაგრამა ახალგაზრდა ღია გროვისათვის NGC 2264 (მარჯვნივ). ორივე დიაგრამაზე ნათლად ჩანს, რომ ადრეული კლასის ვარსკვლავები განთავსებულები არიან მთავარ მიმდევრობაზე. (cc: OpenStax CNX).



ნახაზი 7.5. ღია გროვა „ბაგების“ 3-რ დიაგრამა. უწყვეტი მრუდი წარმოადგენს იზოქრონს ასაკით $\log t = 8.85$, ხოლო წყვეტილი - იზოქრონს ასაკით $\log t = 8.55$ (Girardi et al. 2002).

ნახაზზე 7.6 გამოსახულია ჩვენი გალაქტიკის ერთ-ერთი ყველაზე ძველი ღია ვარსკვლავთ გროვის M 67 (NGC 2682) 3-რ დიაგრამა. ამ გროვის ასაკია დაახლოებით 4 მილიარდი წელიწადი. მასში წითელი გიგანტების შტო არ გამოიყოფა მთავარი მიმდევრობისგან და უერთდება მას ქვეჯუჯების შტოთი, ასე რომ საშუალო და მცირემასიანი ვარსკვლავების ხარვეზი აქ მთლიანად შევსებულია. წითელი გიგანტების შტოს მახლობლად, რომელთა ბირთვში უკვე იწვის ჰელიუმი, გამოიყოფა ვარსკვლავთ შეჯგუფება (ჰორიზონტული შტოს ვარსკვლავები).

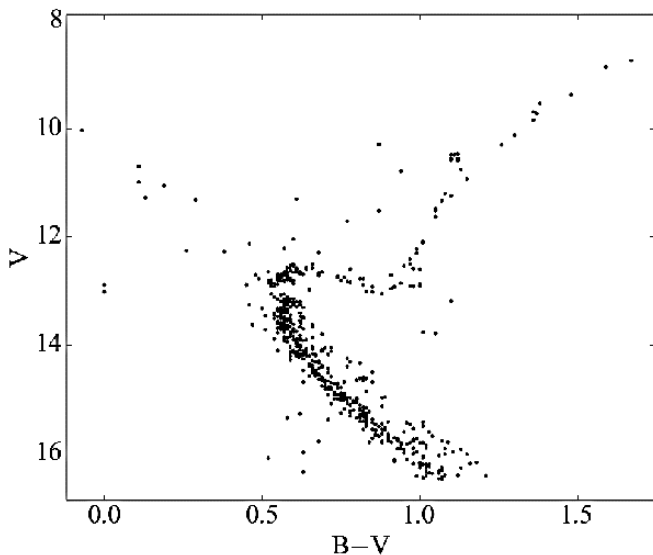
დიაგრამაზე შეიმჩნევა ორი საინტერესო თავისებურება: 1) ხარვეზი მთავარი მიმდევრობის ზედა ნაწილში, რომელიც აიხსნება ამ ეტაპზე ვარსკვლავთა ევოლუციის ტემპის დაჩქარებით; 2) მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავების გარკვეული რაოდენობა, რომლებიც მდებარეობენ მთავარი მიმდევრობის ქვეჯუჯების შტოში გადასვლის წერტილზე ზევით.

ასეთ ვარსკვლავებს ჩვეულებრივ უწოდებენ „ცისფერ მოხეტიალეებს“ (Blue Stragglers). ამ ვარსკვლავების ევოლუციური სტატუსი და ანომალური თვისებების მიზეზები ბოლომდე გარკვეული არ არის. დღეისათვის ყველაზე გავრცელებულია ჰიპოთეზა, რომ ყველა ისინი არიან ორმაგი ვარსკვლავები.

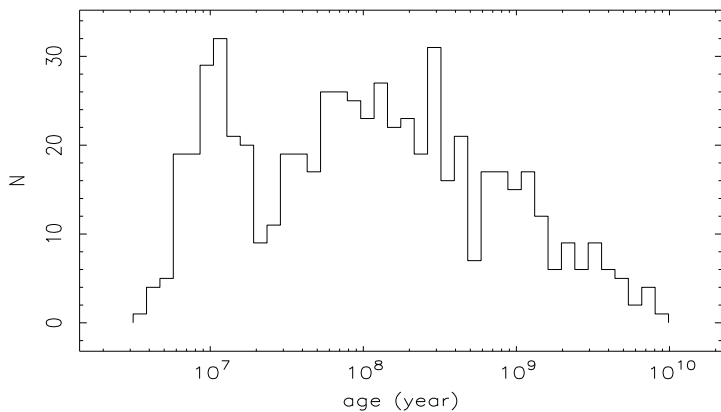
მართლაც, ბევრი მათგანი იდენტიფიცირებულია როგორც მჭიდრო ორმაგი ვარსკვლავი. ასეთ შემთხვევაში სისტემის ერთი კომპონენტიდან მეორეზე ნივთიერების გადადინებამ შეიძლება გამოიწვიოს ვარსკვლავის წარმოსახვითი გაახალგაზრდავება და მისი დაყოვნება მთავარ მიმდევრობაზე. არსებობს კიდევ სხვა ჰიპოთეზები: მაგალითად ერთჯერადი ვარსკვლავების შეჯახება, ორმაგი სისტემის კომპონენტების თანდათანობითი შერწყმა. ეს თეორიები ანიჭებენ „მოხეტიალეებს“ სხვადასხვა მასებს და ბრუნვის სიჩქარეებს.

7.4. ღია გროვების განაწილება ჩვენს გალაქტიკაში

განვიხილოთ ღია გროვების, როგორც გალაქტიკის ქვესისტემის ზოგიერთი თვისებები. დავყოთ გროვები ასაკის ლოგარითმების მიხედვით სამ ჯგუფად: ახალგაზრდა გროვები - $\lg t < 7.2$, საშუალო ასაკის გროვები - $7.2 < \lg t < 8.9$ და ხნიერი გროვები - $\lg t > 8.9$.



ნახაზი 7.6. ჩვენი გალაქტიკის ერთ-ერთი ყველაზე ძველი ღია ვარსკვლავთ გროვის M 67 (NGC 2682) ფერის მაჩვენებელი- ვარსკვ. სიდიდის დიაგრამა (მონაცემები აღებულია Geller et al. 2015). ამ გროვის ასაკი დაახლოებით 4 მლრდ. წელიწადია. (Viani et al. 2017).



ნახაზი 7.7. ღია გროვების ასაკობრივი განაწილების ჰისტოგრამა

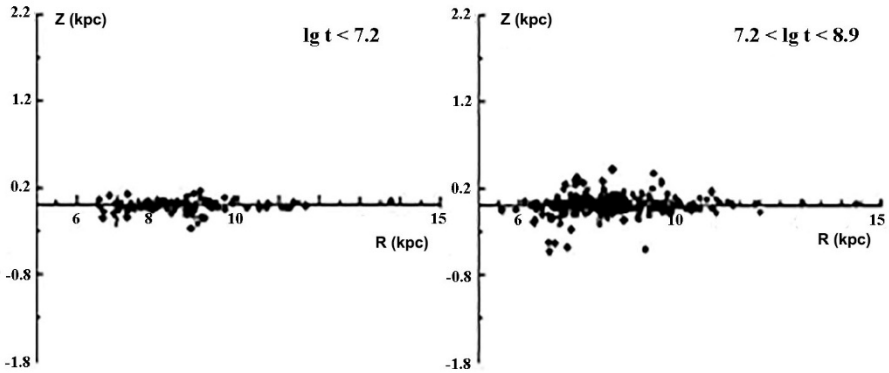
ნახაზზე 7.7 მოცემულია ღია გროვების ასაკობრივი განაწილების ჰისტოგრამა ანუ ღია გროვების რაოდენობები ასაკობრივი ჯგუფების მიხედვით. ნახაზიდან ჩანს, რომ ახალგაზრდა გროვების რაოდენობა მეტია ვიდრე შუა ასაკის გროვები, ხოლო შუა ასაკის გროვები მეტია ვიდრე ხნიერი გროვების. ეს თავისებურება იმით აიხსნება, რომ დროთა განმავლობაში ღია გროვები კარგავენ ვარსკვლავებს დინამიკური ეფექტების გავლენით: ვარსკვლავები ურთიერთქმედების შედეგად იძენენ მაღალ სიჩქარეებს და ტოვებენ გროვას.

ღია გროვების ასაკზე ასევე მოქმედებს მისი ურთიერთქმედება გალაქტიკაში ვარსკვლავთ მსხვილ არაერთგვაროვნებებთან. ღია გროვის სიცოცხლის საშუალო ასაკი შეადგენს დაახლოებით $3.2 \cdot 10^8$ წელიწადს. ეს დრო ახლოა მზის მახლობელი სივრცის სრულ ბრუნთან გალაქტიკის ცენტრის გარშემო (გალაქტიკური წელიწადი). ასაკების განაწილების თავისებურებებზე ასევე მოქმედებს სელექცია, რადგან ახალგაზრდა გროვები, როგორც წესი, შეიცავენ მაღალი ნათობის ვარსკვლავებს და ჩანან უფრო შორ მანძილებზე. ხნიერი გროვები, რომლებშიც მაღალი ნათობის ვარსკვლავებმა უკვე გაიარეს ევოლუციის ეტაპი, უფრო ძნელად შეიმჩნევა ცის ფონზე.

განვიხილოთ ღია გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყიდან დაშორების ანუ Z კოორდინატის მიხედვით. ნახაზზე 7.8 მოცემულია ასეთი განაწილება გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით ახალგაზრდა გროვებისათვის. ამკარაა, რომ ყველა ახალგაზრდა გროვა მოთავსებულია გალაქტიკის სიბრტყის მახლობლად და Z კოორდინატის მაქსიმალური მნიშვნელობა არ აღემატება 200 კპ-ს, რაც ახლოა მშთანთქმელი მატერიის განაწილების ანალოგურ მახასიათებელთან. რამდენადაც ამ ჯგუფის გროვების ასაკი 15 მილიონ წელზე ნაკლებია, ისინი მნიშვნელოვნად ვერ დაშორდებოდნენ დაბადების ადგილებს და მათი ხილული სივრცული განაწილება ზუსტად აღწერს მათი წარმომშობი მატერიის განაწილებას.

აქედან შესაძლებელია გამოვიტანოთ დასკვნა, რომ დღეისათვის ვარსკვლავთ წარმომშობა ჩვენს გალაქტიკაში მიმდინარეობს ძალიან თხელ ფენაში გალაქტიკის სიბრტყის მახლობლად.

ნახაზზე 7.9 მოცემულია საშუალო ასაკის ღია გროვების გალაქტიკური განაწილება. თვალშისაცემია, რომ საშუალო ასაკის გროვების მაქსიმალური Z კოორდინატი და საშუალო დაშორება გალაქტიკის სიბრტყიდან მნიშვნელოვნად მეტია, ვიდრე ახალგაზრდა გროვებისათვის. ამ ასაკის ღია გროვების მაქსიმალური დაშორება სიბრტყიდან შეიძლება აღწევდეს 600 კპ-ს.



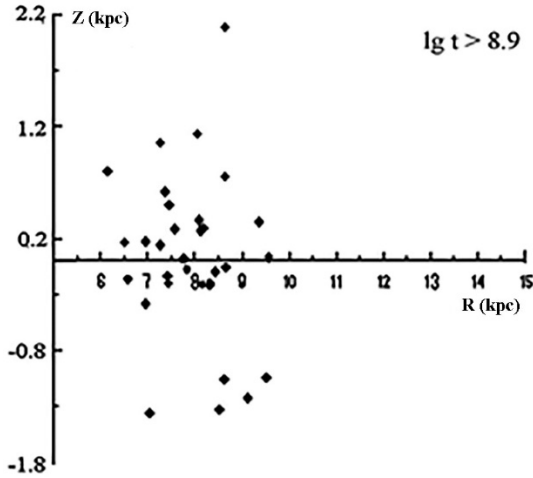
ნახაზი 7.8 (მარცხნივ) და 7.9 (მარჯვნივ). ღია გროვების გალაქტიკური განაწილება გალაქტიკის ცენტრიდან მანძილის და Z კოორდინატის მიხედვით ახალგაზრდა და საშუალო ასაკის ჯგუფებისათვის.

გალაქტიკის სიბრტყეს კიდევ უფრო შორდებიან ხნიერი ღია გროვები, რაც ნაჩვენებია ნახაზზე 7.10. მაქსიმალური Z კოორდინატი ასეთი გროვებისათვის აღწევს 2.2 კპკ-ს. მათ განაწილებაში არ შეინიშნება კონცენტრაცია გალაქტიკის სიბრტყის მიმართ და ეს მიუთითებს, რომ გალაქტიკის სიბრტყეში ღია გროვები უფრო სწრაფად იშლებიან. ამ ჰიპოთეზის ალტერნატივაა მოსაზრება, რომ ადრე ღია გროვები გალაქტიკაში იბადებოდნენ სიბრტყიდან უფრო დაშორებულ ფენებში, ვიდრე თანამედროვე დროში.

განვიხილოთ სხვადასხვა ასაკის ღია გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში. ნახაზზე 7.11 მოცემულია ასეთი განაწილება ახალგაზრდა ღია გროვებისათვის. მზე მოთავსებულია ნახაზის ცენტრში, ხოლო გალაქტიკის ცენტრი - მარჯვნივ. ნახაზიდან ჩანს, რომ ამ ტიპის გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში არათანაბარია და გარკვეულ მიმდევრობებს მიყვებიან.

ეს მიმდევრობები ემთხვევა გალაქტიკის სპირალურ შტოებს. ტრადიციულად სპირალურ შტოებს სახელებს არქმევენ იმ თანავარსკვლავედების მიხედვით, სადაც დაიმზირიებიან ეს სტრუქტურები: I - გემის კიჩო-მშვილდოსანის შტო; II - ორიონის შტო; III - პერსეუსის შტო.

მზე მოთავსებულია ორიონის შტოს შიდა კიდეში. ახალგაზრდა ღია გროვები წარმოადგენენ ჩვენი გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურის შესახებ ინფორმაციის მთავარ წყაროს. ახალგაზრდა გროვების ასეთი განაწილება მიუთითებს, რომ ღია გროვების უმრავლესობა და შეიძლება ყველა ღია გროვაც კი, წარმოიშობა სპირალურ შტოებში.

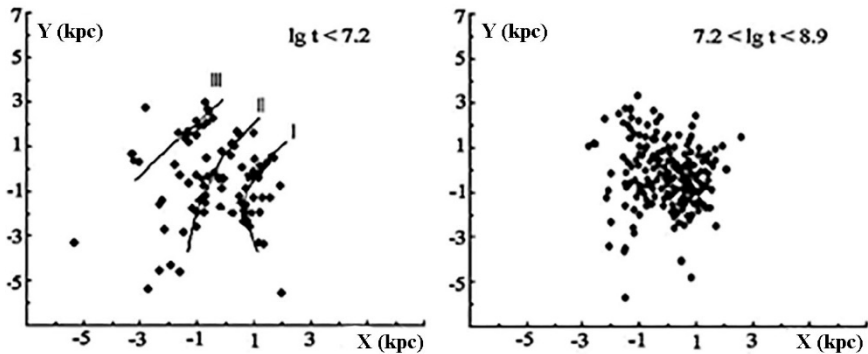


ნახაზი 7.10. ღია გროვების გალაქტიკური განაწილება გალაქტიკის ცენტრიდან მანძილის და Z კოორდინატის მიხედვით ხნიერი ასაკის ჯგუფისათვის.

ამდენად, სწორედ სპირალური შტოები წარმოადგენს ჩვენს გალაქტიკაში აქტიური ვარსკვლავთა წარმოშობის უბნებს.

ნახაზზე 7.12 მოცემულია საშუალო ასაკის ღია გროვების გალაქტიკის სიბრტყეზე პროექციების განაწილება. ამ ნახაზზეც შესაძლებელია შევამჩნიოთ იგივე სპირალური სტრუქტურის ნაკვალევი, როგორც ნახაზზე 7.11, თუმცა იგი გაცილებით უფრო სუსტად არის გამოხატული. როგორც ჩანს ღია გროვები დროთა განმავლობაში შორდებიან თავიანთი წარმოშობის უბნებს შემთხვევითი მიმართულებებით, ამიტომ მათი თავდაპირველი განაწილების სტრუქტურა ნელ-ნელა იკარგება.

ნახაზზე 7.13 მოცემულია ასეთივე განაწილება ხნიერი ღია გროვებისათვის. აქ უკვე შეუძლებელია რაიმე სტრუქტურის შემჩნევა. იოლია შევაფასოთ დრო, რომლის განმავლობაშიც ღია გროვებს შეუძლიათ დაკარგონ ინფორმაცია წარმოშობის მომენტიდან არსებული სივრცული განაწილების შესახებ. დაკვირვებითი მონაცემების მიხედვით ღია გროვების საშუალო პეკულარული სიჩქარე (გროვის სივრცული მოძრაობის შემთხვევითი მდგენელი) შეადგენს 5-7 კმ/წმ-ს. რადგან 1 კმ/წმ ≈ 1.021 პკ/მლნ. წ., მაშინ ას მილიონ წელიწადში საშუალო ღია გროვა დაშორდება წარმოშობის ადგილს დაახლოებით 500-700 პკ-ით. გალაქტიკის სპირალური შტოების მონაკვეთებს შორის მანძილი შეადგენს დაახლოებით 1 კპკ-ს (იხ. ნახაზი 7.11). ამდენად, სწორედ 100 მლნ. წელი შეადგენს ღია გროვების წარმოშობის მომენტისათვის არსებული სივრცული განაწილების სტრუქტურის გაბნევის მახასიათებელ დროს.



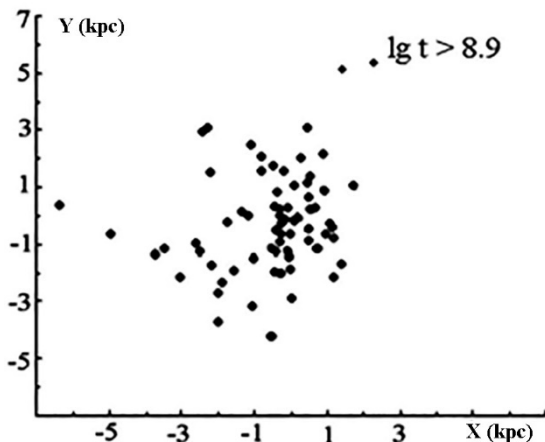
ნახაზი 7.11 (მარცხნივ) და ნახაზი 7.12 (მარჯვნივ). ღია გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეზე პროექციაში ახალგაზრდა (მარცხნივ) და საშუალო ასაკის (მარჯვნივ) ჯგუფებისათვის.

7.5. ვარსკვლავთ ასოციაციები, კომპლექსები და მოძრავი ჯგუფები

დიდი ხანია ცნობილია, რომ OB-ვარსკვლავების განაწილება ცაზე არ არის თანაბარი. ჯერ კიდევ კაპტეინი აღნიშნავდა XX საუკუნის დასაწყისში, რომ ამ ტიპის ვარსკვლავებს გააჩნიათ კონცენტრაცია ღრინაკალისა და კენტავრის თანავარსკვლავედებში. შემდგომში მრავალი ასეთი კონცენტრაცია იქნა შემჩნეული, რომელთაც უწოდებენ OB-ასოციაციებს. დღეისათვის ასოციაციებისათვის მიღებულია შემდეგი აღნიშვნები: ლათინური აღნიშვნა თანავარსკვლავედისა, სადაც დაიშორება ასოციაცია, ასოები OB და რიგითი ნომერი თანავარსკვლავედში - მაგალითად Per OB I, Cyg OB IV და სხვა.

უნდა აღინიშნოს, რომ ასოციაციები არ გამოირჩევიან ცაზე ვარსკვლავთა საერთო ზედაპირული სიმკვრივის მაღალი მაჩვენებლით. მათში შეიმჩნევა მხოლოდ ცალკეული ტიპის ვარსკვლავების კონცენტრაციის ზრდა.

ვარსკვლავთ ასოციაციების მიმართ ინტერესი გაიზარდა მას შემდეგ, რაც XX საუკუნის 40-იან წლებში ვ.ამბარცუმიანმა გამოთქვა მოსაზრება ამ ასოციაციების ახალგაზრდა ასაკის შესახებ მათში ვარსკვლავების განაწილების დაბალი სიმკვრივისა და დინამიკური წონასწორობის კრიტერიუმების თანახმად ხანგრძლივად მათი არსებობის შეუძლებლობის გამო. ფაქტიურად, ეს იყო ჩვენს გალაქტიკაში თანამედროვე ვარსკვლავთწარმოშობის არსებობის პირველი მტკიცებულება.



ნახაზი 7.13. ღია გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეზე პროექციაში ხნიერი ასაკის ჯგუფებისათვის.

მოგვიანებით ვარსკვლავთა დაბალი სიმკვრივე ასოციაციებში არ დადასტურდა დაკვირვებებით. როგორც აღმოჩნდა, მათში არსებობს სრულიად სხვადასხვა მასის მქონე ვარსკვლავები. თუმცა OB-ასოციაციების ახალგაზრდა ასაკი დადასტურდა ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიის მეშვეობით.

შემდგომში ასევე აღმოჩენილ იქნა ასოციაციები, რომლებიც არ შეიცავენ მაღალი ნათობის მქონე ვარსკვლავებს. ასეთი ასოციაციებისათვის დამახასიათებელია კუროს T ტიპის ანთებადი ცვალებადი ვარსკვლავები.

ამიტომ მათ T-ასოციაციები უწოდეს. დღეისათვის მიჩნეულია, რომ ე.წ. „ორიონისეული ცვალებადები“, რომელთაც განეკუთვნება კუროს T ტიპის ცვალებადებიც, წარმოადგენენ მთავარ მიმდევრობამდელ ევოლუციის სტადიაზე მყოფ ვარსკვლავებს. ეს ფაქტი ასევე მიუთითებს ვარსკვლავთ ასოციაციების ახალგაზრდა ასაკზე. შესაძლებელია, რომ T-ასოციაციები ან თუნდაც ზოგიერთი მათგანი, წარმოადგენს OB-ასოციაციების განვითარების ადრეულ სტადიას.

ხშირად ასოციაციები შედგებიან რამდენიმე დამოუკიდებელი დაჯგუფებისგან. ამის და კიდევ მათი დიდი ზომების გამო, ასოციაციების 3-რ დიაგრამები ძალიან გაბნეულია და მანძილების განსაზღვრა ხდება უფრო დაბალი სიზუსტით, ვიდრე ღია გროვების შემთხვევაში. ასოციაციების შემთხვევაში გამოიყენება ფერის სიჭარბეების და მანძილების განსაზღვრის იგივე მეთოდები, როგორც ღია გროვების შემთხვევაში.

ახალგაზრდა ასაკის გამო მათი გალაქტიკური მახასიათებლები ახალგაზრდა ღია გროვების ანალოგიურია - ისინი კონცენტრირდებიან გალაქტიკის სიბრტყეში და კარგად აღწერენ სპირალური შტოების მონაკვეთებს. ამ ობიექტების გენეტიკურ კავშირს ადასტურებს ის, რომ მრავალი ასოციაციის ცენტრალურ ნაწილს ანუ ბირთვს წარმოადგენს ახალგაზრდა ღია გროვები.

ასოციაციების ზომები ერთი რიგით აღემატება ღია გროვების ბირთვების ზომებს. ამიტომ, ვარსკვლავთ ასოციაციები კარგად ჩანს სხვა სპირალურ და ზოგიერთ არაწესიერ გალაქტიკაში. მრავალი ასოციაცია იქნა დამზერილი მაგელანის ღრუბლებში. მაგალითად, დიდ მაგელანის ღრუბელში 1970 წლისათვის ცნობილი იყო 122 OB-ასოციაცია, რომელთა საშუალო დიამეტრი შეადგენს 78 კპ-ს.

ვარსკვლავთ ასოციაციებისგან განსხვავებით, მოძრავი ჯგუფები არ გამოირჩევიან ცაზე რომელიმე ტიპის ვარსკვლავების გაზრდილი სიმკვრივით. ამიტომ, მათი წევრები შეიძლება შევარჩიოთ მხოლოდ საერთო სივრცული მოძრაობით. მოძრავ ჯგუფებს ანუ ვარსკვლავთ ნაკადებს ასევე უწოდებენ „ეგენის ჯგუფებს“ ცნობილი ასტრონომის საპატივცემულოდ, რომელმაც პირველმა დაიწყო მათი სისტემატური შესწავლა. მოძრავი ჯგუფები პირობითად შეიძლება დავეყოთ ორ ჯგუფად მათი წარმოშობის მიხედვით.

პირველ ჯგუფში შედიან ვარსკვლავები, რომელთაც გააჩნიათ საკმაოდ მაღალი საშუალო მეტალურობა ($\langle [Fe/H] \rangle \approx 0.1$) და მეტალურობის მაღალი დისპერსია ($\sigma_{[Fe/H]} \approx 0.2$), ხასიათდებიან ასაკის მნიშვნელოვანი გაზნევით და ფარავენ გალაქტიკის დისკოს დამახასიათებელი ასაკის ყველა დიაპაზონს. როგორც ჩანს, ამ ჯგუფში შემავალი ვარსკვლავები არ წარმოშობილან ერთდროულად და ერთი და იგივე ადგილზე. ამ ჯგუფის ნაკადების წარმოშობას უკავშირებენ გალაქტიკის პოტენციალის არაერთგვაროვნებას.

ასეთი ნაკადი წარმოიშობა სივრცის ლოკალური არის ვარსკვლავებზე გარე გრავიტაციული ზემოქმედების შედეგად (მაგალითად, გალაქტიკის „ბარი“ ან სპირალური სიმკვრივის ტალღა) და მათ ჩაბმას საერთო მოძრაობაში. ასეთ ჩაბმას ადგილი აქვს პერიოდულად - გალაქტიკის ყოველი მობრუნების შემდეგ. ცხადია, ასეთ ნაკადებს იოლად ვამჩნევთ, თუ მათში მოხდება ვარსკვლავთა გაზრდილი სიმკვრივე ანუ ღია გროვა. კერძოდ, ხომლი-ჰიადების და სირიუსის ნაკადების წარმოშობა აიხსნება გალაქტიკის დისკოს გაცხელებით სტოქასტიკური სპირალური ტალღებით.

მოძრავი ჯგუფების კიდევ ერთი წყარო შეიძლება იყოს გალაქტიკის ცენტრში არსებული „ბარი“. როგორც ჩანს, სწორედ „ბარი“ წარმოშობს

სპირალურ ტალღებს და გამოიწვია გარე ლინდბლადისეულ რეზონანსში ξ ჰერკულესის ნაკადი (შტო). ამ ნაკადში აღმოჩენილია ასაკების ძალიან დიდი გაბნევა, რადგან მასში ჩართულია საკმაოდ ბევრი ვარსკვლავი, რომლებიც გაჩნდნენ გაცილებით ადრე, ვიდრე ამ ნაკადში გაერთიანებული საკმაოდ ახალგაზრდა ღია გროვა, რომლის სახელიც ეწოდა აღნიშნულ ნაკადს.

მეორე ჯგუფი ნაკადებისა დაკავშირებულია დაშლილი თანამგზავრი გალაქტიკების ნარჩენებთან. ამ ნაკადების დამახასიათებელია დაბალი მეტალურობა ($[Fe/H] < -0.2$), სიჩქარის ვერტიკალური მდგენელის დისკოსათვის ანომალიურად დიდი დისპერსია და გამორჩეულად დიდი ასაკი (> 8 მლრდ. წ.). მართლაც, როგორც რიცხვითი მოდელები უჩვენებენ, საკმარისად მასიური თანამგზავრი გალაქტიკები ($> 4 \cdot 10^8 M_{\odot}$) იწყებენ დაშლას მხოლოდ მას შემდეგ, რაც ჩვენი გალაქტიკის მოქცევითი ძალები მოაქცევენ მათ ორბიტებს დისკოს სიბრტყეში.

ზოგიერთი მკვლევარი მიუთითებს, რომ მზის მახლობლად ვარსკვლავთა მესამედი შესაძლებელია მივაკუთვნოთ ამა თუ იმ მოძრავ ჯგუფს. ამასთან, უმრავლესობა ვარსკვლავებისა განეკუთვნება ნაკადებს, რომლებიც გამოწვეულია გრავიტაციული პოტენციალის არათანაბრობით ანუ სპირალური ტალღებით და „ბარის“ ზეგავლენით. ასეთი ნაკადები ცვლიან სიჩქარეთა ველს სხვადასხვა ასაკის ვარსკვლავებისათვის და ართულებენ გალაქტიკის სტრუქტურის შესწავლას. ჯგუფის წევრებამდე მანძილს ჩვეულებრივ საზღვრავენ მოძრავი გროვის მეთოდით.

ვარსკვლავთ სისტემების იერარქიული სტრუქტურის ყველაზე მსხვილი წარმონაქმნია ვარსკვლავთ კომპლექსები. მათი მახასიათებელი ზომაა 600-800 პკ და წარმოადგენენ უახლოესი წარსულის ან თანამედროვე ვარსკვლავთწარმოშობის გიგანტურ არეებს. ვარსკვლავთ კომპლექსები დაიმზირება სხვა გალაქტიკებში და ისინი ხშირად აერთიანებენ რამდენიმე ვარსკვლავთ ასოციაციას.

ისტორიულად პირველი ვარსკვლავთ კომპლექსი, რომელიც დეტალურად იქნა შესწავლილი, არის ე.წ. ადგილობრივი სისტემა ანუ „გულდის სარტყელი“, რომელიც გარს ერტყმის ჩვენს მზეს. გულდმა 1874 წელს აღმოაჩინა, რომ ყველაზე კაშკაშა ცისფერი ვარსკვლავები ცაზე ავლენენ კონცენტრაციას არა ირმის ნახტომის, არამედ ცის სფეროს დიდი წრისკენ, რომელიც დახრილია გალაქტიკის ეკვატორის მიმართ დაახლოებით 17° -ით. თავად მზე სავარაუდოდ არ მიეკუთვნება გულდის სარტყელს, რადგან მისი ასაკი მნიშვნელოვნად აღემატება გულდის სარტყელში შემავალი ვარსკვლავების ასაკს.

ლექცია 8. ვარსკვლავთ სფერული გროვები

8.1. ვარსკვლავთ სფერული გროვების მახასიათებლები

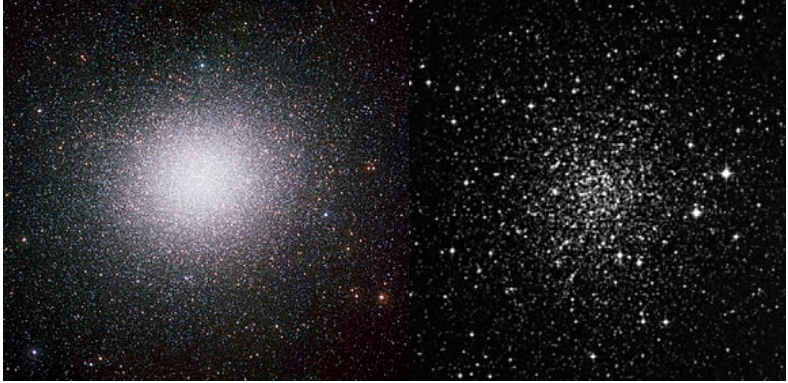
სფერულ გროვებს გააჩნიათ სფერული ან უმეტესად რამდენადმე შეკუმშული ფორმა და ისინი აერთიანებენ რამდენიმე ათეული ათასიდან მილიონობით ვარსკვლავს. სფერული გროვები წარმოადგენენ ერთ-ერთ ყველაზე ხშიერ დამზერად ობიექტებს, რომელთა ასაკიც საიმედოდ ისაზღვრება. ამიტომ, ისინი შესაძლებელია გამოვიყენოთ სამყაროს ასაკის ქვედა ზღვარის დასადგენად და ატარებენ ინფორმაციას გალაქტიკის ევოლუციის ადრეული სტადიების შესახებ. ეს ობიექტები დაიმზირება სხვა გალაქტიკებშიც, ქალწულის თანავარსკვლავედის გალაქტიკათა გროვის ძალიან შორეული გალაქტიკების ჩათვლით.

იმის გამო, რომ სფერული გროვები მზიდან მნიშვნელოვნად არიან დაშორებული, მათ მცირე კუთხური ზომა გააჩნიათ და შესაძლებელია მათი ფოტომეტრია ჩატარდეს მთლიანობაში, რაც მოგვცემს სფერული გროვების ინტეგრალურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს და ფერის მაჩვენებელს.

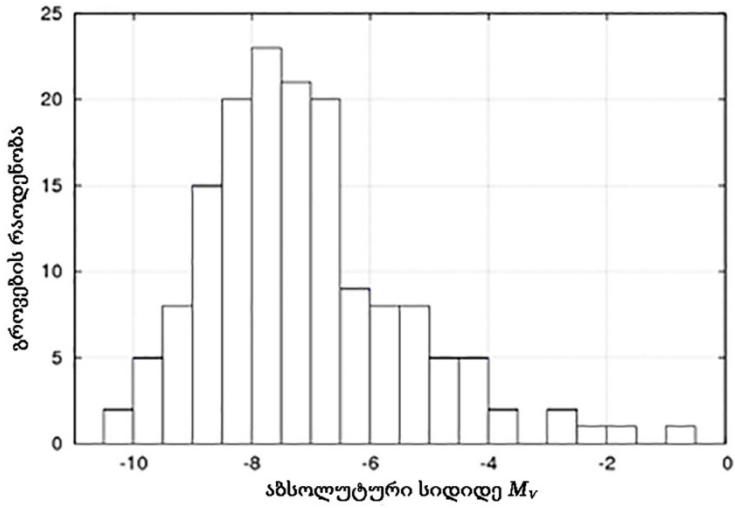
ცაზე ყველაზე კაშკაშა სფერული გროვა არის ω Cen ანუ NGC 5139. მისი ინტეგრალური ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდე არის $V = +3^m.6$ და აბსოლუტური ინტეგრალური სიდიდე $-M_V \approx -10^m$ (იხ. ნახაზი 8.1). ერთ-ერთი ყველაზე მცირერიცხოვანი შემადგენლობის და ზომის სფერული გროვა ცაზე არის NGC 6366, რომლის აბსოლუტური ინტეგრალური სიდიდეა $M_V \approx -5^m$ (იხ. ნახაზი 8.2).

სფერული გროვების ინტეგრალური ნათობების სიხშირულ განაწილებას (ჰისტოგრამას) *სფერული გროვების ნათობის ფუნქციას* უწოდებენ. თანამედროვე მონაცემების საფუძველზე მიღებული ჩვენი გალაქტიკის სფერული გროვების ნათობის ფუნქცია გამოსახულია ნახაზზე 8.3. როგორც ჩანს, განაწილება გარკვეულ წილად ასიმეტრიულია და მაქსიმუმი განთავსებულია დაახლოებით $M_V \approx -7^m$ წერტილში. ამ სიდიდეს შეესაბამება მასა $2 \cdot 10^5 M_\odot$.

როგორც ჩანს, სფერული გროვების საწყისი ნათობის ფუნქცია ანუ ნათობის ფუნქცია წარმოშობის დღიდან დღემდე დაშლილი სფერული გროვების რაოდენობის გათვალისწინებით, მრავალი გალაქტიკისათვის, განსაკუთრებით მახლობელი გალაქტიკებისათვის, წარმოადგენს უნივერსალურ დამოკიდებულებას. ამიტომ, სხვა გალაქტიკებში არსებული სფერული გროვების ნათობის ფუნქციის შედგენა წარმოადგენს ამ ობიექტებამდე მანძილის მოდულის განსაზღვრის კარგ მეთოდს.



ნახაზი 8.1 (მარცხნივ) და ნახაზი 8.2 (მარჯვნივ). ერთ-ერთი ყველაზე კაშკაშა სფერული გროვა ცაზე ა Cen ანუ NGC 5139 და ერთ-ერთი ყველაზე მცირერიცხოვანი შემადგენლობის და ზომის სფერული გროვა ცაზე არის NGC 6366



ნახაზი 8.3. ჩვენი გალაქტიკის სფერული გროვების ნათობის ფუნქცია.

ზოგჯერ, იმისათვის, რომ დაახასიათონ სფერული გროვა, იყენებენ ინტეგრალურ სპექტრულ კლასს, რომელიც ისაზღვრება სფერული გროვის ინტეგრალური გამოსხივების სპექტრის კლასიფიკაციით ისევე როგორც ვარსკვლავის სპექტრის შემთხვევაში. როგორც აღმოჩნდა სფერულ გროვებს გააჩნიათ სპექტრული კლასი F2-დან G4-მდე.

სფერული გროვების საფუძვლიანი ძიების შედეგად დღეისათვის ჩვენს გალაქტიკაში აღმოჩენილია 154 – 157 ასეთი ობიექტი. რაოდენობის გარკვეული განუსაზღვრელობა დაკავშირებულია იმასთან, რომ ზოგიერთი შორეული სფერული გროვა შეიძლება წარმოადგენს ხნიერ ღია გროვას. ამდენად, საჭიროა მათი შემდგომი დეტალური კვლევა. დღეისათვის ჩვენს გალაქტიკაში უმრავლესობა სფერული გროვებისა, სავარაუდოდ, აღმოჩენილია და შესაძლებელია დარჩენილია კიდევ დაახლოებით ათამდე გროვა, რომელიც დღემდე ჩვენთვის უცნობია. უკანასკნელ მასშტაბურ დაკვირვებებს ინფრაწითელ დიაპაზონში (2MASS და GLIMPSE მიმოხილვები) მოჰყვა ახალი სფერული გროვების აღმოჩენა. ამდენად, სფერული გროვების რაოდენობის ზრდა ძირითადად ხდება გალაქტიკის ცენტრალური არეების ხარჯზე.

იმის გამო, რომ სფერული გროვები არ არის მრავალრიცხოვანი, მათი კატალოგების განახლება ხშირად ხდება. ერთ-ერთი ყველაზე ბოლო კატალოგი ეკუთვნის ჰარისს (Harris, 2010), რომელიც გამოქვეყნდა 1966 წელს. ამ კატალოგის ბოლო ელექტრონული ვერსია 2006 წლის შემდეგ განთავსებულია სტრასბურგის მონაცემთა ცენტრში.

სფერული გროვების შესწავლა ასტრონომიის სწრაფად განვითარებადი სფეროა. სინათლის ციფრული მიმღებების (CCD-მატრიცების) ფართო დანერგვამ და ჰაბლის კოსმოსური ტელესკოპის კამერებით დაკვირვებებმა ბოლო ორი ათწლეულის განმავლობაში მნიშვნელოვნად გაზარდა ჩვენს ხელთ არსებული ინფორმაცია ამ ობიექტების შესახებ. კერძოდ, ჰაბლის ტელესკოპის მეშვეობით შესაძლებელი გახდა მრავალი სფერული გროვის ბირთვის მკვირივი არეების ვარსკვლავებად დაშლა, რაც მანამდე შეუძლებელი იყო დედამიწაზე განლაგებული ტელესკოპების გამოყენებით.

შეპლიმ და სოიერმა 1927 წელს შემოიღეს დღეისათვის საყოველთაოდ მიღებული სფერული გროვების კლასიფიკაციის სისტემა. იგი ითვალისწინებს გროვების დაყოფას 12 კლასად ცენტრისაკენ ვარსკვლავთა კონცენტრაციის ხარისხის მიხედვით და ეს კლასები რომაული ციფრებით აღინიშნება. ამ სისტემისათვის გამოყენებულ იქნა სფერული გროვების ფოტო გამოსახულებები, რომლებიც ერთი და იგივე ტელესკოპით იყო მიღებული. I კლასს მიეკუთვნება ყველაზე მაღალი კონცენტრაციის, ხოლო XII კლასს - ყველაზე მცირე კონცენტრაციის

გროვები. ცხადია, კლასიფიკაციის ეს სისტემა გარკვეულ წილად დამოკიდებულია გამოსახულების მასშტაბსა და ტელესკოპის შეღწევადობაზე.

სფერული გროვები განსხვავდებიან ერთმანეთისგან თავისი ფორმით. ხილული ფორმა ხასიათდება ელიფსურობით, რომლის რიცხვით მახასიათებლად მიღებულია სიდიდე $(a-b)/a$, სადაც a და b - გროვის გამოსახულების უდიდესი და უმცირესი დიამეტრებია. იმის გამო, რომ გროვებს არ გააჩნიათ მკვეთრი საზღვრები, ასეთი დიამეტრების ზომად იღებენ გროვის გამოსახულების იზოფოტების ყველაზე გარე კონტურის დიამეტრს ან ვარსკვლავთ დათვლების შედეგად გამოთვლილი სიმკვრივეების ყველაზე მცირე სიდიდის კონტურის დიამეტრს.

სფერული გროვების უმრავლესობის ელიფსურობა მერყეობს 0.1–0.2 ფარგლებში. ჩვენს გალაქტიკაში არსებობს მხოლოდ ერთი სფერული გროვა - NGC 6273, რომლის ელიფსურობა ტოლია 0.4-ის. თუმცა, იმის გამო, რომ ჩვენ ვაკვირდებით სფერული გროვების პროექციას ცის სფეროზე, მათი ელიფსურობა შეიძლება უფრო მეტი იყოს, ვიდრე დაკვირვებული. სავარაუდოდ, ელიფსურობა გროვის ბრუნვით არის გამოწვეული.

სფერული გროვების ვარსკვლავთა შემადგენლობა განსხვავდება ღია გროვების ვარსკვლავთა შემადგენლობისგან. ეს განსხვავება პირველ რიგში აიხსნება სფერული გროვების დიდი ასაკით. კერძოდ, სფერული გროვებისათვის დამახასიათებელია ცვალებადი ვარსკვლავების გარკვეული ტიპი. სულ დღეისათვის ჩვენი გალაქტიკის სფერულ გროვებში აღმოჩენილია დაახლოებით 3000 ცვალებადი ვარსკვლავი. მათი უმრავლესობა RR Lyr ტიპის ცვალებადია, თანაც ლირიდების 30% RRc ქვეკლასს (სინუსოიდალური სიკაშკაშის მრუდი) წარმოადგენს, ხოლო დანარჩენი - RRab ქვეკლასს (ასიმეტრიული სიკაშკაშის მრუდი). ეს ქვეკლასები შესაბამისად განეკუთვნება ვარსკვლავების გარსის პულსაციის 1-ელ ობერტონს და ძირითად ტონს. ასევე, ზოგიერთ სფერულ გროვაში დაიკვირვება SX Phe ტიპის 120 ცვალებადი, W Vir და RV Tau ტიპის 60 პულსირებადი ცვალებადები.

გროსის (Grosse, 1932) და ჰაჰენბერგის (Hachenberg, 1939) მოსაზრებების საფუძველზე, ოოსტერჰოფმა (Oosterhoff, 1939) აჩვენა, რომ სხვადასხვა სფერულ გროვაში RR Lyr ტიპის ცვალებადებს პერიოდების განსხვავებული სიხშირული განაწილება ახასიათებთ. ამ განაწილების მიხედვით ლირიდები და შესაბამისად სფერული გროვები ორ გამოკვეთილ ჯგუფად იყოფა, რასაც *ოოსტერჰოვის დიქოტომიას* უწოდებენ. მათი საშუალო პერიოდების შეფარდება ტოლია $\log 0.65/0.55 =$

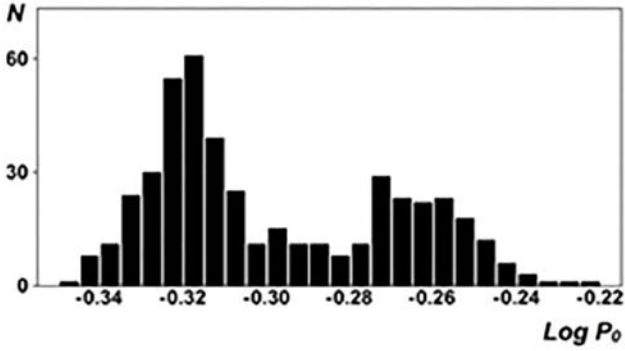
0.073. ნახაზზე 8.4 მოცემულია RR Lyr ტიპის ცვალებადების პერიოდების განაწილების ჰისტოგრამა. ნახაზზე ნათლად ჩანს ოსტერჰოფის ჯგუფების შესაბამისი პერიოდები.

თავდაპირველად, სფერული გროვებში ლირიდების პერიოდების ასეთი დაყოფა სტატისტიკურ ფლუქტუაციად მიიჩნის. ოსტერჰოფის ჯგუფების რეალობა მოგვიანებით გროვებში RR Lyr ცვალებადების შესწავლით დამტკიცდა (Oosterhoff, 1944; van Agt & Oosterhoff, 1959).

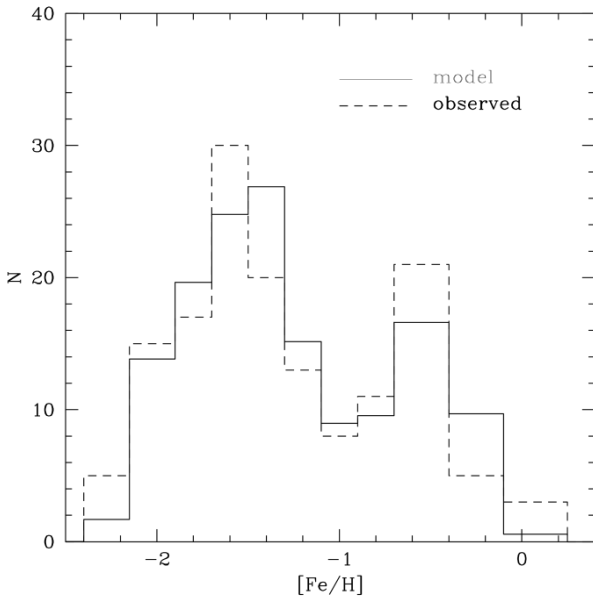
ამ ეფექტის არსი გაირკვა არპის აღმოჩენის შემდეგ (Arp, 1955), რომლის მიხედვით ოსტერჰოფის პერიოდების ჯგუფები ემთხვევა სფერული გროვებში მეტალურობის განსხვავებას. თითქმის ყველა სფერული გროვა შედგება ვარსკვლავებისაგან, რომელთაც მზესთან შედარებით დაბალი მეტალურობა გააჩნიათ. თუმცა გროვების მეტალურობის ჰისტოგრამაზე აშკარად გამოიყოფა ორი ჯგუფი, რომელიც ნათლად ჩანს ნახაზზე 8.5. როგორც აღმოჩნდა, სფერული გროვები მეტალურობის გარდა სივრცულ-კინემატიკური მახასიათებლებითაც განსხვავდებიან.

ზოგიერთ სფერულ გროვაში, რომელთა ყველაზე ნათელი მაგალითია ω Cen, შეიმჩნევა ვარსკვლავთ მეტალურობის მნიშვნელოვანი გაბნევა. ამ გროვაში შეიძლება გამოვყოთ სხვადასხვა მეტალურობის სამი ჯგუფი. ამ ფაქტის ახსნა შესაძლებელია ჰიპოთეზის საფუძველზე, რომლის მიხედვითაც მაღალი გაბნევის მეტალურობის მქონე გროვები წარსულში წარმოადგენდნენ ჯუჯა სფერული გალაქტიკების ბირთვებს, რომლებშიც შესაძლებელია მიმდინარეობდა ვარსკვლავთწარმოშობის რამდენიმე ციკლი მეტალურობის ეტაპობრივი ზრდით.

ასეთი ჯუჯა გალაქტიკის ცენტრში შესაძლებელია მომხდარიყო ორი სხვადასხვა მეტალურობის და ასაკის მქონე სფერული გროვის შერწყმა. უმრავლესობა სფერულ გროვებში ვარსკვლავთა წარმოშობა მოხდა ერთი ციკლის განმავლობაში და ოსტერჰოფის ჯგუფების წარმოშობა დაკავშირებულია RR Lyr ტიპის ცვალებადებში ზედაპირულ ტემპერატურებსა და მასებს შორის განსხვავებით.



ნახაზი 8.4. RR Lyr ტიპის ცვალებადების პერიოდების განაწილების ჰისტოგრამა. ნახაზზე ნათლად ჩანს ოსერტკოვის ჯგუფების შესაბამისი პერიოდები.



ნახაზი 8.5. ჩვენს გალაქტიკაში სფერული გროვების მეტალურობის განაწილების ფუნქცია. განაწილებაში ნათლად ჩანს ორი ჯგუფი, რაც შეესაბამება ღარიბი მეტალურობის და მდიდარი მეტალურობის გროვებს.

8.2. სფერული გროვების ფოტომეტრული დიაგრამები

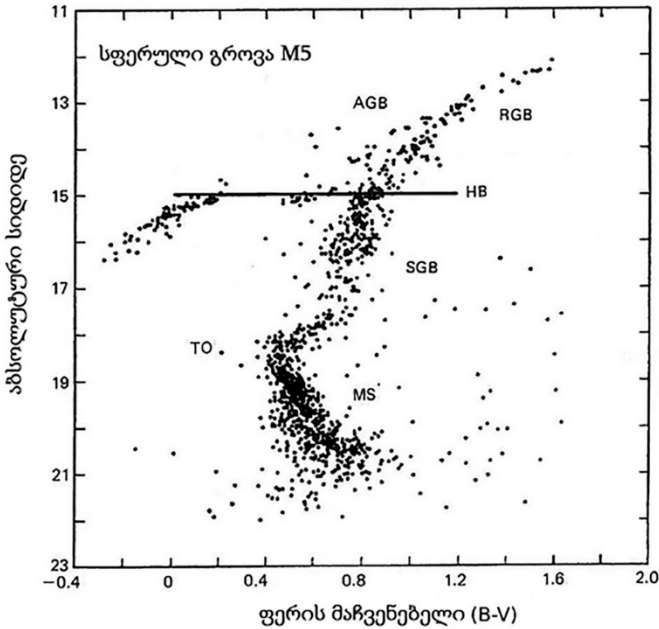
სფერული გროვების ფერის მაჩვენებელი-ვარსკ. სიდიდის დიაგრამებს ჩვენი გალაქტიკის ხნიერი დასახლებისთვის დამახასიათებელი სახე აქვს და რთული სტრუქტურით გამოირჩევა. ეს დიაგრამები საშუალებას გვაძლევს სფერული გროვების ვარსკვლავთ დასახლების თვისებები დაწვრილებით შევისწავლოთ. სფერული გროვების 3-რ დიაგრამები დამახასიათებელია მცირე მასის ($< 1 M_{\odot}$) და დაბალი მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებისთვის. მათი სტრუქტურა ხარისხობრივად აიხსნება ვარსკვლავთ ევოლუციის თანამედროვე თეორიის საფუძველზე.

ნახაზზე 8.6 მოცემულია M5 სფერული გროვის 3-რ დიაგრამა, რომლის ძირითადი სტრუქტურული ელემენტებია მთავარი მიმდევრობა (MR), რომელიც უწყვეტად გადადის ქვეგიგანტების შტოში (SGB) და შემდეგ წითელი გიგანტების შტოში (RGB). მას შემდეგ, რაც ვარსკვლავში აინთება ჰელიუმი, იგი წითელი გიგანტების შტოდან გადადის ჰორიზონტულ შტოზე (HB).

ჰორიზონტული შტოს ვარსკვლავთა ნათობები ძირითადად დამოკიდებულია მძიმე ელემენტების შემადგენლობაზე, რაც საშუალებას იძლევა გამოვიყენოთ ჰორიზონტული შტოს ნათობა სფერული გროვის მანძილის მოდულის განსაზღვრისათვის. ჰორიზონტული შტოს ვარსკვლავებს გააჩნიათ ჰელიუმის ბირთვები, რომლებშიც ჰელიუმი გარდაიქმნება ნახშირბადად. ჰელიუმის ბირთვის გარე ფენებში განაგრძობს წვას წყალბადი. რადგან ჰელიუმის ბირთვის მასა სუსტად არის დამოკიდებული ვარსკვლავის საწყის მასაზე, ჰორიზონტულ შტოს ვარსკვლავებში ჰელიუმის ბირთვებს ერთი და იგივე მასა აქვთ, ხოლო მათი წყალბადის გარსებს - სხვადასხვა მასები. წყალბადის გარსის მასაზე დამოკიდებულებით ვარსკვლავი ჰორიზონტულ შტოზე სხვადასხვა, ცისფერ ან წითელ ნაწილში ხვდება, რომლებიც გაიყოფა არასტაბილურობის ზოლით (ე.წ. შვარცშილდის ხარვეზი), სადაც განთავსებულია RR Lyr ტიპის ცვალებადები.

ჰორიზონტული შტოს მორფოლოგიური სტრუქტურა მოხერხებულია დავახასიათოთ პარამეტრით $(B - R)/(B + V + R)$, სადაც B, V, R არის ვარსკვლავთა რაოდენობა ჰორიზონტული შტოს ცისფერ ნაწილში, შვარცშილდის ხარვეზსა და წითელ ნაწილში. სფერული გროვების ფერი კარგ კორელაციაშია მათ ოსტერჰოფის ტიპთან - დიდი საშუალო პერიოდის მქონე ლირიდებიან სფერულ გროვებს (ტიპი 2), როგორც წესი, ექსტრემალურად ცისფერი ჰორიზონტული შტო, RRc ტიპის

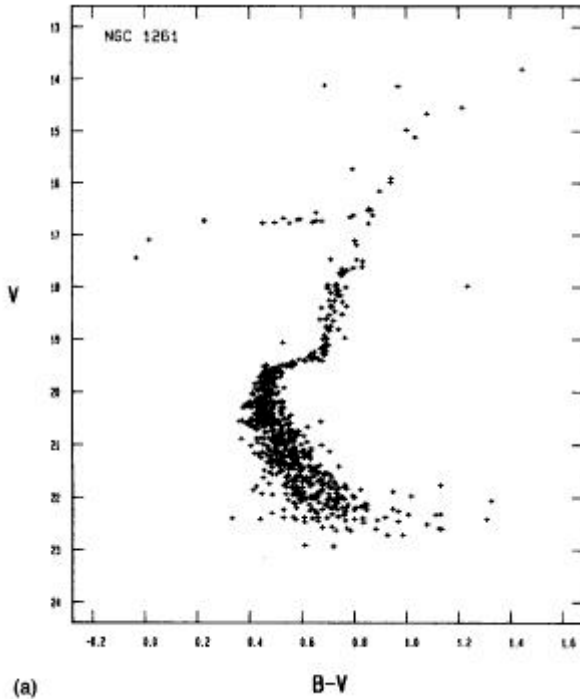
ცვალებადების დიდი პროცენტი და ძალიან დაბალი მეტალურობა გააჩნიათ.



ნახაზი 8.6. M5 სფერული გროვის 3-რ დიაგრამა.

მოცემული სფერული გროვისათვის ოსტერპოფის ჯგუფის განსაზღვრა შესაძლებელია მათში მხოლოდ ლირიდების დაკვირვებით. საბედნიეროდ, ნებისმიერი გროვისათვის შესაძლებელია განვსაზღვროთ ჰორიზონტული შტოს ფერი და დღეისათვის სწორედ ეს პარამეტრი გამოიყენება ხშირად გროვების კლასიფიკაციისათვის.

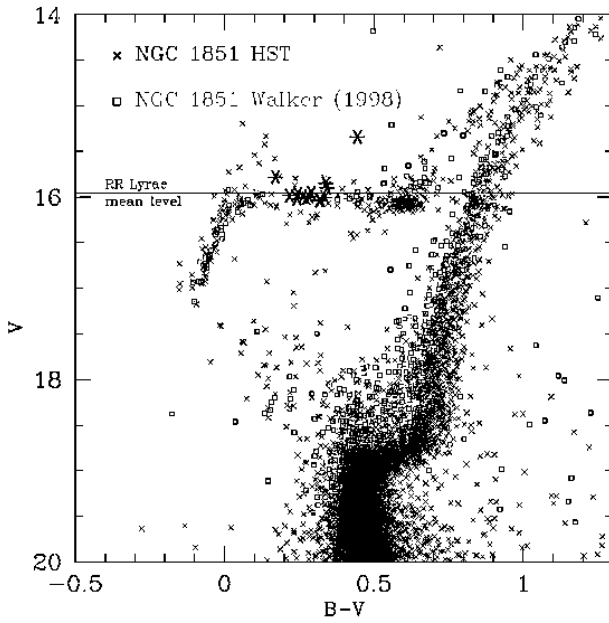
ეკოლუციის პროცესში ვარსკვლავი 3-რ დიაგრამაზე ტოვებს ნულოვანი ასაკის ჰორიზონტულ შტოს და გადაადგილდება მარჯვნივ და ზევით და თანდათან გადადის გიგანტების ასიმპტოტურ შტოზე. ასიმპტოტურ შტოზე გადადის ჰორიზონტული შტოს თითქმის ყველა ვარსკვლავი, გარდა მისი უკიდურესი მარცხენა ნაწილისა, რომლებიც პირდაპირ გადადიან თეთრი ჯუჯების ნაწილში.



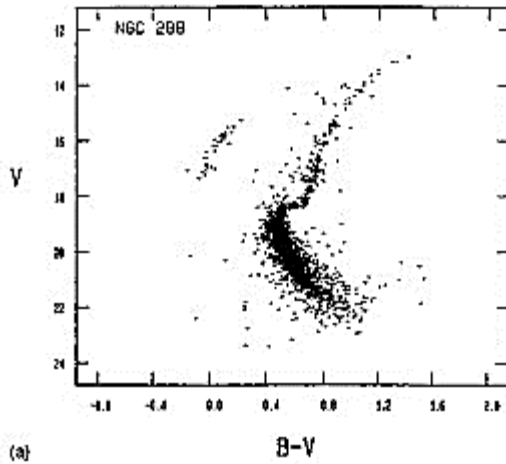
ნახაზი 8.7. სფერული გროვის NGC 1261 $\bar{3}$ -რ დიაგრამა.

ჰორიზონტული შტოდან გიგანტების ასიმპტოტურ შტოზე გადასვლისას ვარსკვლავთა ნაწილი კვეთს არასტაბილურობის ზოლს და წარმოგვიდგებიან RR Lyr და W Vir ტიპის ცვალებადებად. W Vir ტიპის ვარსკვლავები დაიკვირვება მხოლოდ განვითარებული ჰორიზონტული შტოს მქონე გროვებში. გიგანტების ასიმპტოტური შტოს სტადია ხასიათდება იმით, რომ მასზე განლაგებული ვარსკვლავები ინტენსიურად კარგავენ მასას და ამდიდრებენ ვარსკვლავთშორის სივრცეს.

ცალკეული სფერული გროვების $\bar{3}$ -რ დიაგრამებს გააჩნიათ გარკვეული სტრუქტურული თავისებურებები. ნახაზზე 8.7 მოცემულია NGC 1261 სფერული გროვის დაკვირვებული $\bar{3}$ -რ დიაგრამა. მასზე ნათლად ჩანს, რომ ჰორიზონტული შტოს წითელი ნაწილი მჭიდროდ არის დასახლებული ვარსკვლავებით, ხოლო ცისფერ ჰორიზონტულ შტოზე ვარსკვლავები თითქმის არ შეიმჩნევა.



ნახაზი 8.8. სფერული გროვის NGC 1851 კ-რ დიაგრამა.



(ა)

ნახაზი 8.9. სფერული გროვის NGC 288 კ-რ დიაგრამა.

ნახაზზე 8.8 ნაჩვენებია სფერული გროვის NGC 1851 3-რ დიაგრამა. ჰორიზონტული შტოს ყველა ნაწილი დასახლებულია და კარგად ჩანს გიგანტების ასიმპტოტური შტოც. ეს სფერული გროვა შორეული ობიექტია. ამიტომ, ზღვრულ ვარსკვლავიერ სიდიდეზეც კი ($V \approx 20^m$) არ ჩანს მთავარი მიმდევრობა.

ნახაზზე 8.9 მოცემულია კიდევ ერთი სფერული გროვის - NGC 288, 3-რ დიაგრამა. აქ ვხედავთ, რომ დასახლებულია მხოლოდ ცისფერი ჰორიზონტული შტო.

როგორც მოყვანილი მაგალითებიდან ჩანს, სფერულ გროვებს გააჩნიათ ჰორიზონტული შტოს სხვადასხვა მორფოლოგია. მთავარი ფაქტორი, რომელიც განსაზღვრავს სფერული გროვის 3-რ დიაგრამის სახეს, არის მძიმე ელემენტების შემადგენლობა. ვარსკვლავთ ატმოსფეროების თეორიული გათვლები უჩვენებს, რომ ასაკი ასევე იწვევს სფერული გროვის 3-რ დიაგრამის წანაცვლებას ცისფერი ნაწილისკენ.

არსებობს გროვები, რომელთაც გააჩნიათ მსგავსი მეტალურობა და ასაკი, თუმცა მათი ჰორიზონტული შტოს მორფოლოგია განსხვავდება. შედეგად, წარმოიშობა ე.წ. „მესამე პარამეტრის პრობლემა“ შემდეგი კითხვის სახით: რა იწვევს 3-რ დიაგრამაზე ცვლილებებს გარდა ასაკისა და მძიმე ელემენტების შემადგენლობისა. ამ პრობლემის გადაწყვეტა ძალზედ მნიშვნელოვანია, რადგან ანომალურად „გაწითლებული“ 3-რ დიაგრამის მქონე სფერულ გროვებს ასევე გააჩნიათ მკვეთრად განსხვავებულ სივრცულ-კინემატიკური და ქიმიური თვისებები.

განვიხილოთ სფერული გროვების მანძილის მოდულების და ფერის სიჭარბეების განსაზღვრის მეთოდები. ღია გროვებისგან განსხვავებით, რომელთა 3-რ დიაგრამებზე შეიმჩნევა მთავარი მიმდევრობის საკმაოდ ვრცელი მონაკვეთები, სფერული გროვების მანძილის მოდულების და ფერის სიჭარბეების განსაზღვრა ფოტომეტრიული დიაგრამების შეთავსების მეთოდით მხოლოდ უკანასკნელ წლებში დაიწყო. ამაში დიდი როლი ითამაშა ჰაბლის კოსმოსურმა ტელესკოპმა. ორფეროვან დიაგრამაზე ვარსკვლავის მდებარეობის დამოკიდებულება ერთდროულად მეტალურობასა და ვარსკვლავთშორის შთანთქმაზე ხელს გვიშლის მოცემული გროვის „გაუწითლებელ“ ვარსკვლავთა ხაზის გავლებაში. იგივე ეხება ნულოვანი ასაკის მთავარ მიმდევრობას ან თეორიულ იზოქრონებს, რომელთაც უნდა შევუთავსოთ გროვის მიმდევრობები, რათა განვსაზღვროთ მისი მანძილის მოდული.

ჯერ კიდევ 2-3 ათეული წლის წინ მხოლოდ რამდენიმე უახლოესი სფერული გროვა იყო ფოტომეტრიულად საკმარისად შესწავლილი, რათა შეემჩნიათ მისი მთავარი მიმდევრობა. გარდა ამისა, ფერის სიჭარბეების განსაზღვრას ორფეროვან დიაგრამაზე მიმდევრობათა შეთავსების

მემვეობით ხელს უშლის ის, რომ UBV სისტემის U სიდიდის განსაზღვრა გროვის სუსტი წითელი ვარსკვლავებისათვის გამწვანებულია ულტრაიისფერ უბანში ამ ვარსკვლავების გამოსხივების სისუსტის გამო. გარდა ამისა, ფოტომოტერიულ მიმღებთა შეღწევადობა ამ უბანში შედარებით დაბალია, ვიდრე B და V ზოლებში. ამ დროს სფერული გროვები უმეტესად სწორედ ასეთი ვარსკვლავებისგან შედგება.

ამის გამო, უმეტეს შემთხვევაში, ფერის სიჭარბეების, მანძილის მოდულებისა და ასაკის განსაზღვრისათვის გამოიყენებოდა არაპირდაპირი მეთოდები - 3-რ დიაგრამის ცალკეული სტრუქტურული ერთეულების ფერის მაჩვენებლების და აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების მემვეობით. მაგალითად, ფერის სიჭარბე შესაძლებელია განვსაზღვროთ არასტაბილურობის ზოლის საზღვრების ფერის მაჩვენებლების მიხედვით, რომელთათვისაც შესაძლებელია მეტალურობის გავლენის გათვალისწინება.

სფერული გროვების მანძილის მოდულების შეფასება უმეტესად ხდება RR ლირის ტიპის ვარსკვლავების საშუალო აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეების მემვეობით, ანუ ჰორიზონტული შტოს აბსოლუტური სიდიდის მიხედვით. ჩაბოიეს (Chaboyer, 1999) მიხედვით, არსებობს გარკვეული წრფივი დამოკიდებულება RR Lyr ტიპის ვარსკვლავების ანუ ჰორიზონტული შტოს აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებსა და სფერული გროვის ვარსკვლავების მეტალურობას შორის:

$$M_V = 0.23 ([Fe/H] + 1.6) + 0.56.$$

თუმცა, შემდგომ შრომებში ავტორები მიუთითებენ, რომ ამ დამოკიდებულებას უფრო კვადრატული ხასიათი აქვს (Bono et al. 2007):

$$M_V = 0.09 [Fe/H]^2 + 0.50 [Fe/H] + 1.19.$$

რამდენადმე უფრო დიდი ცდომილებით ისაზღვრება მანძილის მოდულები წითელი გიგანტების შტოს ზედა წერტილის მდებარეობით. ეს მეთოდი, მეტალურობის გათვალისწინებით, გამოიყენება გარეგალაქტიკურ ასტრონომიაში ახლომდებარე, პირველ რიგში ჯუჯა ელიპტიკურ გალაქტიკებამდე მანძილების შესაფასებლად.

Hipparcos-ის ტრიგონომეტრიული პარალაქსების გამოცემის შემდეგ ნულოვანი ასაკის მთავარი მიმდევრობის მდებარეობის დამოკიდებულება მეტალურობაზე წითელი ჯუჯა ვარსკვლავებისათვის განისაზღვრა ველის მცირე მეტალურობის ვარსკვლავებისათვის. ამიტომ, ზოგიერთი გროვისათვის შესაძლებელი გახდა შტოების შეთავსების მეთოდის გამოყენება.

ზოგჯერ იყენებენ კიდევ ერთ მეთოდს - DA ტიპის თეთრი ჯუჯების მიმდევრობების შეთავსებას (Richer et al. 1997).

როგორც ვხედავთ, მიუხედავად მრავალწლიანი ინტენსიური მცდელობებისა სფერული გროვების ფერის სიჭარბეების და მანძილის მოდულების განსაზღვრის პრობლემა დღემდე საბოლოოდ გადაწყვეტილი არ არის. ამის მიზეზი ის არის, რომ სფერული გროვების ვარსკვლავთა ფერის სიჭარბეები, ნათობები, ქიმიური შემადგენლობა და ასევე ჰელიუმის შემცველობა (რომელიც ასევე მომქმედებს 3-რ დიაგრამაზე ვარსკვლავის მდებარეობაზე) ძალზედ რთულ ურთიერთდამოკიდებულებაშია. იმედი ვიქონიოთ, რომ მომავალში დაკვირვებითი ასტროფიზიკის მეთოდების და ტელესკოპების შემდგომი განვითარება საშუალობას მისცემს ასტრონომებს საბოლოოდ გადაწყვიტონ ეს პრობლემა.

არანაკლებ პრობლემას წარმოადგენს ასტრონომიაში სფერული გროვების ასაკის განსაზღვრა. ამასთან, არა მარტო ყველაზე ხნიერი გროვების ასაკის შეფასება არის პრობლემა, არამედ გართულებულია ასევე სფერული გროვების ფარდობითი ასაკების დადგენა. ყველაზე საიმედოდ ასაკებს აფასებენ 3-რ დიაგრამაზე მობრუნების წერტილების კოორდინატებით. თეორიული იზოქრონების მეშვეობით სფერული გროვების ასაკის განსაზღვრის მეთოდები იყოფა ორ ძირითად ნაწილად.

პირველი, რომელსაც ეწოდება ვერტიკალური, ეფუძნება ფერის მაჩვენებელი-ვარსკვლავიერი სიდიდის დიაგრამაზე ჰორიზონტული შტოს და მთავარი მიმდევრობის მობრუნების წერტილებს შორის ვარსკვლავიერი სიდიდეებს შორის სხვაობის ΔV განსაზღვრაზე. ამ მეთოდის მთავარი უპირატესობაა მისი დამოუკიდებლობა ვარსკვლავთშორისი გაწითლებისგან, რადგან მობრუნების წერტილის და ჰორიზონტული შტოს ვარსკვლავიერი სიდიდეების განსაზღვრა ხდება ფერის მაჩვენებლის ერთი და იგივე მნიშვნელობისათვის. ჰორიზონტული შტოს ნათობის სიდიდედ ხშირად მიიჩნევა RR ლირას ტიპის ცვალებადების აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე. ამის შემდეგ, ვიცით რა დამოკიდებულება M_V და $[Fe/H]$ შორის (იხილეთ ზემოთ) და თუ გავზომავთ ΔV -ს გროვის 3-რ დიაგრამაზე, გავზომავთ მობრუნების წერტილის ნათობას და განვსაზღვრავთ სფერული გროვის ასაკს.

ამ მეთოდის გამოყენებისას ცდომილება წარმოიშობა ძირითადად იმიტომ, რომ მობრუნების წერტილის ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრა გაძნელებულია, რადგან ამ ადგილას მთავარი მიმდევრობა ორდინატთა ანუ ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ღერძის პარალელურია.

გარდა ამისა, ეს მეთოდი ვერ იქნება გამოყენებული იმ გროვებისთვის, რომლებშიც არ არის ლირიდები.

ამ შემთხვევაში გამოიყენება მეორე - ჰორიზონტული მეთოდი. ამ მეთოდში ზომავენ მთავარი მიმდევრობის მობრუნების წერტილის და წითელი გიგანტების შტოს ქვედა ბოლოს ფერებს შორის $\Delta(B-V)$ სხვაობას. ამასთან, უნდა გავითვალისწინოთ, რომ მობრუნების წერტილის მდებარეობა და მისი ნათობა დამოკიდებულია სფერული გროვის ასაკზე, ხოლო წითელი გიგანტების შტოს ქვედა ბოლოს მდებარეობა არ არის ასაკზე დამოკიდებული, მაგრამ დამოკიდებულია მის მეტალურობაზე.

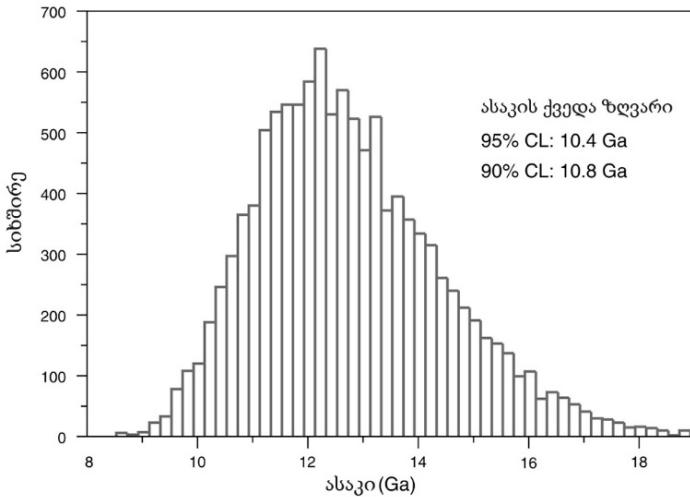
ეს მეთოდი პირველად შეიმუშავა ვანდენბერგმა კოლეგებთან ერთად (VandenBerg et al., 1990). იგი განსაკუთრებით წარმატებულია ერთი და იგივე მეტალურობის მქონე გროვების ფარდობითი ასაკების შედარებისას.

ამრიგად, ამა თუ იმ მეთოდის სიზუსტე დამოკიდებულია იმაზე, თუ რამდენად რეალურად არის აგებული ფერი-სიკაშკაშის დიაგრამები და რამდენად ზუსტად არის გაზომილი მობრუნების წერტილსა და ჰორიზონტულ ან წითელი გიგანტების შტოს შორის სხვაობა. თავად მანძილის მოდული არ შეიძლება გაზომილ იქნას უფრო მეტი სიზუსტით ვიდრე $\pm 0.2^m$, რაც თავის მხრივ იწვევს 25%-იან ცდომილებას ასაკის განსაზღვრაში.

უნდა ითქვას, რომ ვერტიკალური მეთოდით მიღებული ასაკები მნიშვნელოვნად არის დამოკიდებული ჰორიზონტული შტოს ვარსკვლავების ნათობისა და მეტალურობის დამოკიდებულებაზე. ამიტომ, შედარებით მაღალი მეტალურობის მქონე სფერული გროვების ახალგაზრდა ასაკები დღემდე ეჭვს იწვევს. ჰორიზონტული მეთოდით განსაზღვრული ფარდობითი ასაკები უფრო სანდო გამოდის. ამიტომ, მცირე მეტალურობის მქონე სფერული გროვების ახალგაზრდა ასაკები ნაკლებ საეჭვოა.

ნახაზზე 8.9 მოცემულია ჩვენი გალაქტიკის სფერული გროვების ასაკის მიხედვით განაწილების სიხშირე. ამ გამოკვლევის მიხედვით სფერული გროვების უმეტესობის ასაკი შეადგენს დაახლოებით 12.5 მლრდ. წელს. მათი მინიმალური ასაკი ტოლია დაახლოებით 10.4 მლრდ. წლის, მაქსიმალური - 18 მლრდ. წლის. როგორც ჩანს სფერული გროვების უმრავლესობა ჩვენს გალაქტიკაში ერთდროულად წარმოიშვა, თუმცა საკმაოდ დიდი რაოდენობა მნიშვნელოვნად უფრო ახალგაზრდაა.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ WMAP პროექტის შედეგების მიხედვით სამყაროს ასაკი შეადგენს $13.7 \cdot 10^9$ წელს. როგორც ვხედავთ, ამ ასაკსა და ნახაზზე 8.9 მოცემულ მაქსიმალურ ასაკებს შორის აშკარა შეუსაბამობაა, რაც ჯერ-ჯერობით მნელი ასახსნელია.



ნახაზი 8.9. ჩვენი გალაქტიკის სფერული გროვების ასაკის მიხედვით განაწილების სიხშირე (Krauss & Chaboyer, 2011).

პრაქტიკულად, ყველა სფერული გროვა შეიცავს ე.წ. ცისფერ „მოხეტიალე“ ვარსკვლავების მნიშვნელოვან რაოდენობას. ბოლო ხანებში გაჩნდა საინტერესო ჰიპოთეზა, რომელიც ხსნის ცალკეული ერთეულოვანი ვარსკვლავების გამოჩენას 3-რ დიაგრამაზე მობრუნების წერტილის ზევით. ამ ჰიპოთეზის მიხედვით ცისფერ „მოხეტიალეებს“ გააჩნიათ ჰელიუმით გამდიდრებული ბირთვები, რაც იწვევს ასეთი ვარსკვლავების წანაცვლებას 3-რ დიაგრამაზე ცისფერი ნაწილისკენ ანუ ჰელიუმის ვარსკვლავების მიმდევრობისკენ.

ჰელიუმით გამდიდრებული ბირთვის მქონე ვარსკვლავები წარმოიქმნება მჭიდრო ორმაგი ვარსკვლავების შერწყმით. ამასთან, შერწყმის შედეგად მიღებული ვარსკვლავის დიდი მასა იწვევს მის დიდ ნათობას, რაც იწვევს მათ წანაცვლებას 3-რ დიაგრამაზე ზევით ნორმალური ერთეულოვანი ვარსკვლავების მიმდევრობის მიმართ. სფერულ გროვებში ასევე გვხვდებიან პლანეტარული ნისლეულები და პულსარები, რაც ხაზს უსვამს ამ ტიპის გროვების შესწავლის მნიშვნელობას ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიისათვის.

8.3. სფერული გროვების სივრცული განაწილება გალაქტიკაში

ჩვენს გალაქტიკაში სფერული გროვების სივრცული განაწილების ყველაზე ნათლად გამოხატული თავისებურებაა მათი კონცენტრაცია

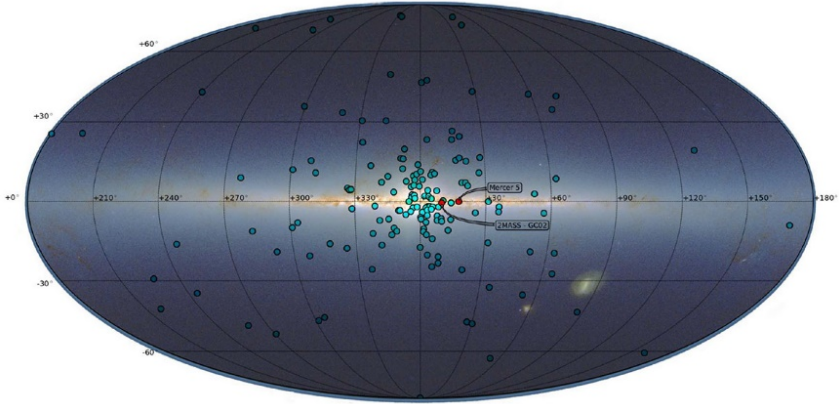
ცენტრისაკენ. ნახაზზე 8.10 ნაჩვენებია ყველა ცნობილი სფერული გროვის განაწილება ცის სფეროზე გამოხატული გალაქტიკურ კოორდინატებში. ნახაზზე გალაქტიკის ცენტრი მოთავსებულია კოორდინატა ბადის ცენტრში, ხოლო გალაქტიკის ჩრდილოეთ პოლუსი - ბადის ზედა წერტილში. ამ განაწილებაში არ შეიმჩნევა ხარვეზები გალაქტიკის სიბრტყეში, ამდენად გალაქტიკის დისკოს ვარსკვლავთმორისი შთანთქმა არ ფარავს გროვების საგრძნობ რაოდენობას.

ნახაზზე 8.11 მოყვანილია სფერული გროვების განაწილების სიხშირე გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით. ამ განაწილებიდანაც ნათლად ჩანს მათი ძლიერი კონცენტრაცია გალაქტიკის ცენტრისკენ - სფერული გროვების უმრავლესობა მოთავსებულია სფეროში რადიუსით ≈ 10 კპ. სწორედ ამ სფეროშია განთავსებული პრაქტიკულად ყველა სფერული გროვა, რომელიც წარმოიშვა ერთიანი პროტოგალაქტიკური ღრუბლისგან და რომლებმაც წარმოქმნეს სქელი დისკოს ქვესისტემა ($[Fe / H] > -1.0$) და გალაქტიკის საკუთარი ჰალო (ნაკლები მეტალურობის მქონე გროვები განსაკუთრებულად ცისფერი ჰორიზონტული შტოებით).

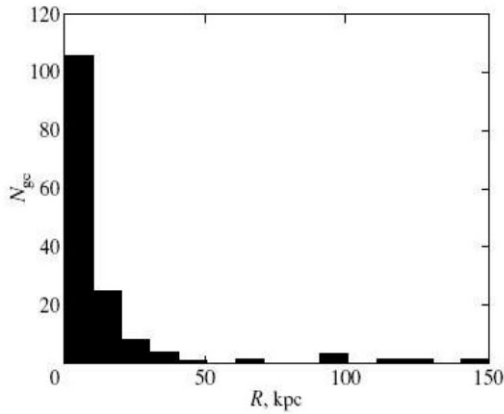
მცირე მეტალურობის მქონე გროვები ანომალური წითელი ჰორიზონტული შტოებით წარმოქმნიან აკრეციული ჰალოს სფეროიდულ ქვესისტემას რადიუსით ≈ 20 კპ. ამავე ქვესისტემას განეკუთვნება დაახლოებით 15 უფრო შორეული გროვა (იხ. ნახაზი 8.10), რომელთა შორის არის რამდენიმე ობიექტი მეტალების ანომალურად მაღალი შემადგენლობით.

მიჩნეულია, რომ აკრეციული ჰალოს გროვები მიტაცებულია ჩვენი გალაქტიკის გრავიტაციული ველის მიერ თანამგზავრი გალაქტიკებისგან.

სფერული გროვები ასევე გავრცელებულია სხვა გალაქტიკებში, თანაც მათი სივრცული განაწილება სპირალურ გალაქტიკებში მსგავსია განაწილებისა ჩვენს გალაქტიკაში. თუმცა, მაგელანის ღრუბლების სფერული გროვები განსხვავდებიან ჩვენი გალაქტიკის გროვებისაგან. ძირითადი განსხვავება მდგომარეობს იმაში, რომ ხნიერი გროვების გარდა მაგელანის ღრუბლებში დაიმზირება ასევე ახალგაზრდა - ე.წ. „ცისფერი სფერული გროვები“. სავარაუდოდ, მაგელანის ღრუბლებში სფერული გროვების წარმოშობა დღესაც გრძელდება ან დასრულდა შედარებით მცირე ხნის წინ. ასეთივე ახალგაზრდა ცისფერი სფერული გროვები, როგორც ჩანს, ჩვენს გალაქტიკაში არ მოიპოვება. ამდენად, ჩვენს გალაქტიკაში სფერული გროვების წარმოშობის ეპოქა დიდი ხანია დასრულებულია.



ნახაზი 8.10. სფერული გროვების განაწილება ცის სფეროზე გამოხატული გალაქტიკური კოორდინატებში.



ნახაზი 8.11. სფერული გროვების განაწილების სიხშირე გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით (Bukhmastova, 2007).

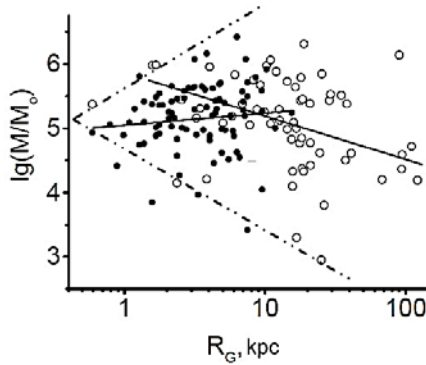
სფერული გროვები წარმოადგენენ განვითარებად წარმონაქმნებს, რომლებიც თანდათანობით კარგავენ ვარსკვლავებს დინამიური ევოლუციის პროცესში. ყველა გროვას, რომელთათვისაც მიღებულ იქნა მაღალი ხარისხის ოპტიკური გამოსახულება, აღმოჩენილ იქნა ჩვენს გალაქტიკასთან მოქცევითი ურთიერთქმედების კვალი განვრცობილი

დეფორმაციის ფორმის სახით (მოქცევითი კუდი). გარდა ამისა, სფერული გროვების მიერ ვარსკვლავების დაკარგვა დღეისათვის აღმოჩენილია ასევე გროვების გალაქტიკური ორბიტის გასწვრივ ვარსკვლავთა სიმკვრივის ზრდის სახით. ზოგიერთი გროვა, რომელთა ორბიტები ახლოს გადის გალაქტიკის ცენტრთან, იშლება მისი მოქცევითი ზემოქმედების შედეგად. ამასთანავე, გროვების გალაქტიკური ორბიტები ასევე იცვლება დინამიკური ხახუნის გავლენით.

ნახაზზე 8.12 მოცემულია გროვების მასების განაწილების დიაგრამა გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით. დაშტრიხული ხაზებით გამოყოფილია სფერული გროვების შენელებული ევოლუციის არე. ზედა დაშტრიხული ხაზი შეესაბამება მასის კრიტიკულ მნიშვნელობას, რომელიც მდგრადია მასიური ვარსკვლავთ გროვების დამამუხრუჭებელი დინამიკური ხახუნის ეფექტების მიმართ, რომლებიც იწვევენ გროვების გადანაცვლებას გალაქტიკის ცენტრისკენ. ქვედა ხაზი გვიჩვენებს დისიპაციის ეფექტებს გალაქტიკის სიბრტყეში გავლისას წარმოქმნილი მოქცევითი „დარტყმების“ გათვალისწინებით.

დინამიკური ხახუნის მიზეზი შემდეგია: ვარსკვლავთა ველში მოძრავი მასიური სფერული გროვა იზიდავს შემხვედრ ვარსკვლავებს და აიძულებს მათ შემოუარონ გროვას მოძრაობის საწინააღმდეგო მიმართულებით ჰიპერბოლური ტრაექტორიით, რის გამოც მის უკან წარმოიშვება ვარსკვლავთა გაზრდილი სიმკვრივე, რაც ქმნის დამუხრუჭების აჩქარებას. ამის გამო სფერული გროვის გალაქტიკური ბრუნვის სიჩქარე მცირდება და იგი სპირალური ტრაექტორიით უახლოვდება გალაქტიკის ცენტრს, სანამ გარკვეული დროში არ დაეცემა მას. რაც უფრო დიდია გროვის მასა, მით უფრო მცირეა ეს დრო.

სფერული გროვების დისიპაცია (დაშლა, აორთქლება) ხდება გროვის შიგნით ვარსკვლავი-ვარსკვლავის ტიპის მუდმივად მოქმედი რელაქსაციის მექანიზმის გამო, რომელიც იწვევს ვარსკვლავების სიჩქარეების განაწილებას მაქსიმალური კანონის მიხედვით. შედეგად, ვარსკვლავები, რომლებმაც შეიძინეს მაქსიმალური სიჩქარეები, ტოვებენ სისტემას. დიდი ალბათობით შეიძლება ითქვას, რომ გროვები, რომლებიც დიაგრამაზე დაშტრიხულ ხაზებს გარეთ არიან, უკვე ასრულებენ თავიანთ არსებობას.



ნახაზი 8.12. სფერული გროვების მასების განაწილება გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით.

უნდა აღინიშნოს, რომ აკრეცირებული სფერული გროვების მასები დამოკიდებულია გალაქტიკაში მათ მდებარეობაზე. ნახაზზე 8.12 შავი წერტილებით აღნიშნულია გენეტიკურად ჩვენს გალაქტიკასთან დაკავშირებული გროვები, ხოლო თეთრი წრეებით - აკრეცირებული სფერული გროვები. უწყვეტი წრეები წარმოადგენენ თითოეული ამ ჯგუფის რეგრესიის ხაზებს. როგორც ჩანს, გენეტიკურად დაკავშირებული გროვების საშუალო მასები თითქმის არ არის დაკავშირებული გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორებაზე. სამაგიეროდ, აკრეცირებულ გროვებში აშკარაა ამ დამოკიდებულების ანტიკორელაცია. ამდენად, ისმის ბუნებრივი კითხვა, რატომ შეიმჩნევა გალაქტიკის გარე ჰალოში ცენტრიდან მანძილის ზრდასთან ერთად მასიური სფერული გროვების დეფიციტი (მარჯვენა ზედა კუთხე დიაგრამაზე 8.12)?

ლექცია 9. მზის მოძრაობა სივრცეში და ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეები

9.1. მზის სიჩქარე სხვადასხვა ტიპის ობიექტების მიმართ

ბრადლეიმ 1742 წელს აღმოაჩინა, რომ ვარსკვლავთა საშუალო საკუთარი მოძრაობები თითქმის მთელ ცაზე განსხვავებულია და სივრცეში გარკვეული მიმართულების პარალელურია. ბუნებრივია ჩავთვალოთ, რომ ეს მოვლენა გამოწვეულია მზის მოძრაობით მისი მახლობელი ვარსკვლავების მიმართ. გალაქტიკურ სივრცეში მზის მოძრაობის შესწავლა აღმოჩნდა ისტორიულად პირველ კვლევად ვარსკვლავთ კინემატიკის სფეროში.

ცის სფეროს წერტილს, რომლისკენაც მიმართულია მზის სივრცული მოძრაობა, ეწოდება *მზის აპექსი*, ხოლო მისი საპირისპირო წერტილს ცის სფეროზე - *ანტიაპექსი*. მახლობელი ვარსკვლავების მიმართ მზის მოძრაობას ეწოდება *აპექსისიკენ მოძრაობა*. ვარსკვლავთა საკუთარი მოძრაობების მდგენელს, რომელიც გამოწვეულია მზის მოძრაობით აპექსისკენ, ზოგჯერ უწოდებენ *საუკუნოვან პარალაქსს*.

შესაძლებელია განვიხილოთ მზის მოძრაობა აპექსისკენ ცის ყველა დამზერილი ვარსკვლავის ან სპეციალურად შერჩეული ვარსკვლავების მიმართ. სივრცეში არ არსებობს გამორჩეული ათვლის სისტემა, რომლის მიმართ შესაძლებელი იქნებოდა მზის მოძრაობის განსაზღვრა. ასეთი ათვლის სისტემის განსაზღვრისათვის შემოაქვთ ობიექტების ჯგუფის ცენტროიდის ცნება. ცენტროიდის განსაზღვრისათვის განიხილავენ ჯგუფის ყველა ობიექტს, ხოლო ცენტროიდის სივრცულ სიჩქარეს უწოდებენ ამ ობიექტების მოძრაობის საშუალო სიჩქარეს.

განხილულ ჯგუფში შემავალ თითოეულ ობიექტს (მზის ჩათვლით) გააჩნია საკუთარი ე.წ. პეკულარული ანუ ნარჩენი სიჩქარე ამ ობიექტების ცენტროიდის მიმართ. აშკარაა, რომ ჯგუფის ცენტროიდის მიმართ ყველა ობიექტის სიჩქარეთა ჯამი ტოლია ნოლის.

მზის მოძრაობას ვიზუალურად კაშკაშა $5^m - 6^m$ სიდიდემდე ვარსკვლავების ცენტროიდის მიმართ, რომელთა შორის გხვდება როგორც მახლობელი, ასევე შორეული გიგანტი და ზეგიგანტი ვარსკვლავები, უწოდებენ მზის სტანდარტულ მოძრაობას. ცის სფეროს იმ წერტილის დამრგვალებული სფერული ეკვატორული კოორდინატები, რომლისკენაც მიმართულია მზის ნარჩენი სიჩქარის ვექტორი (სტანდარტული აპექსის კოორდინატები), ტოლია $A = 18^h, D = +30^{\circ}$, ხოლო აპექსისკენ მოძრაობის სიჩქარის მნიშვნელობა ტოლია $V_0 = 19.5$ კმ/წმ. სტანდარტული აპექსის გალაქტიკური კოორდინატები ტოლია $L =$

$56^\circ, B = +23^\circ$. გალაქტიკურ კოორდინატთა სისტემაში მზის სიჩქარის კომპონენტები გამოითვლება შემდეგი ფორმულების მიხედვით:

$$\begin{aligned} u_0 &= V_0 \cos L \cos B, \\ v_0 &= V_0 \sin L \cos B, \\ w_0 &= V_0 \sin B. \end{aligned} \quad (9.1)$$

აქედან ასევე შესაძლებელია უკუგარდაქმნა:

$$V_0 = \sqrt{u_0^2 + v_0^2 + w_0^2}, \quad \tan L = \frac{v_0}{u_0}, \quad \tan B = \frac{w_0}{\sqrt{u_0^2 + v_0^2}} \quad (9.2)$$

გალაქტიკურ კოორდინატთა სისტემაში სტანდარტული აპექსისათვის გვაქვს: $u_0 = -10.2$ კმ/წმ, $v_0 = +15.1$ კმ/წმ, $w_0 = +7.4$ კმ/წმ.

გარდა „სტანდარტული“ მოძრაობისა, ასევე გამოყოფენ ე.წ. მზის ძირითად მოძრაობას, რომელიც განისაზღვრება მახლობელი მთავარი მიმდევრობის ვარსკვლავების მიმართ (მაგალითად, მზიდან 25 პკ-ის მანძილზე). იგი შემდეგი სიდიდეებით განისაზღვრება: $V_0 = 15.5$ კმ/წმ, $L = 45^\circ, B = +24^\circ$. მზის მოძრაობის განსაზღვრა ამ ჯგუფის ვარსკვლავების მიმართ უფრო დასაბუთებულია, ვიდრე კაშკაშა ვარსკვლავთა მრავალგვაროვანი ერთობლიობის მიმართ.

ბოლოს, გალაქტიკის ინერციის ცენტრის მიმართ მზის მოძრაობის მისაღებად საჭიროა მზის ძირითად მოძრაობას მივუმატოთ გალაქტიკის ცენტრიდან მზის მანძილზე გალაქტიკის ბრუნვის ხაზოვანი სიჩქარე, რომლითაც სავარაუდოდ მოძრაობს მზის მახლობელი ვარსკვლავების ცენტროიდი.

მზის მოძრაობის განსაზღვრა შერჩეული ცენტროიდის მიმართ ადვილია იმ ობიექტების სხივური სიჩქარეების მიხედვით, რომლებითაც განისაზღვრება ეს ცენტროიდი. თუ ცნობილია ობიექტებამდე მანძილები, მზის მოძრაობის კომპონენტების განსაზღვრა შესაძლებელია ასევე საკუთარი მოძრაობების მიხედვით. სიმარტივისათვის ჩვენი ჯგუფისათვის ავირჩიოთ ვარსკვლავები, თუმცა მზის მოძრაობა შეიძლება განისაზღვროს ასევე ვარსკვლავთ გროვების, ცალკეული გაზოვანი ღრუბლების, პლანეტარული ნისლეულების და სხვა ობიექტების მიმართ.

დავუშვათ, ვარსკვლავის ნარჩენი სიჩქარის გარდა, მოძრაობის მდგენელი ასახავს მზის მოძრაობას გალაქტიკურ სივრცეში. მაშინ სხივური სიჩქარისა და საკუთარი მოძრაობისათვის შეიძლება დავწეროთ შემდეგი განტოლებები:

$$\begin{aligned}
v_r &= v'_r - u_0 \sin l \cos b + v_0 \cos l \cos b + w_0 \sin b, \\
4.74\mu_l r \cos b &= v'_l + u_0 \cos l + v_0 \sin l, \\
4.74\mu_b r &= v'_b + u_0 \cos l \sin b - v_0 \sin l \sin b + w_0 \cos b.
\end{aligned}
\tag{9.3}$$

ამ განტოლებების მარჯვენა მხარეებში შტრიხებით აღნიშნულია ვარსკვლავის სიჩქარის ნარჩენი კომპონენტები, რომლებიც საკმარისად დიდი მოცულობის ჯგუფისათვის ცენტროიდის განსაზღვრების მიხედვით საშუალოდ უნდა ურთიერთგაბათილდეს. ამიტომ, ისინი შეიძლება ჩაითვალოს ნოლის ტოლად და (9.3) განტოლებები გამოვიყენოთ მზის სივრცული მოძრაობის კომპონენტების შეფასებისათვის უმცირეს კვადრატთა მეთოდით.

მზის მოძრაობა სივრცეში, როგორც სიდიდე, რომელიც განსაზღვრავს გალაქტიკაში სიჩქარეთა ათვლის სისტემას, არაერთხელ იქნა განსაზღვრული სხვადასხვა ავტორის მიერ სხვადასხვა ცენტროიდების მიმართ.

ცხრილში 9.1 მოცემულია ზოგიერთი ასეთი სიდიდე. ცხრილის პირველ სვეტში მითითებულია ობიექტების ჯგუფი, რომელთა მიმართაც განისაზღვრა მზის სივრცული მოძრაობა, ხოლო დანარჩენ სვეტებში - ამ მოძრაობის კომპონენტების სიდიდეები.

ცხრილი 9.1.

ცენტროიდი	V_{\odot} კმ/წმ	L_{\odot} გრად	B_{\odot} გრად	u_{\odot} კმ/წმ	v_{\odot} კმ/წმ	w_{\odot} კმ/წმ
წრიული ორბიტები	18.5	-	-	-8.5	14.8	(7.0)
HII არეები	-	-	-	-7.5	13.1	(7.0)
B0 V	19	57	21	-9.6	14.5	6.7
F0 V	17	44	25	-11.1	10.8	7.2
G0 V	26	56	15	-14.5	21.1	6.4
K5 V	25	68	14	-9.5	22.4	5.8
K0 III	22	60	17	-10.6	18.6	6.5
δ Cep	17	54	27	-8.6	12.0	7.6
O-B5 I	17	56	13	-9.0	13.4	6.5
ვარსკვლავთმორისი CaII	20	52	24	-11.4	14.4	8.2
ღია გროვები	22	70	22	-7.0	19.5	8.2
სუბგიგანტები	36	75	15	-8.0	28.0	8.0
თეთრი ჯუჯები	38	81	12	-6.0	37.0	8.0
სუბჯუჯები	150	93	1	8	150	3
RR Lyr	225	90	6	0	225	25
სფერული გროვები	182	87	2	-10	182	6

მზის მოძრაობის უმცირესი მნიშვნელობებისათვის (9.1 ცხრილის პირველი 6 სტრიქონი) თითოეული კომპონენტის ცდომილება შეადგენს 1-2 კმ/წმ, ხოლო დანარჩენებისათვის - რამდენადმე მეტს. ცხრილიდან კარგად ჩანს, რომ მზის სივრცული მოძრაობა კინემატიკური ნიშნების მიხედვით გალაქტიკის ობიექტებს ჰყოფს ორ ქვესისტემად. პირველ ქვესისტემას განეკუთვნება მზის მახლობელი ვარსკვლავების უმრავლესობა ზომიერი სიჩქარეებით. ამავე ქვესისტემას განეკუთვნებიან ვარსკვლავთ ღია გროვები და HII არეები. ამასთან, უფრო ხნიერი ობიექტები უჩვენებენ რამდენადმე უფრო მეტ სიჩქარეებს. ვარსკვლავთ სფერული გროვები, RR Lyr ტიპის ვარსკვლავები და სუბჯუჯები ძლიერ განსხვავდებიან ამ ქვესისტემის ობიექტებისაგან კინემატიკური თვისებებით. უნდა აღინიშნოს, რომ ვარსკვლავთშორისი გარემო კინემატიკური მახასიათებლებით არ განსხვავდება მზის მახლობელი სივრცის უმრავლესობა ვარსკვლავებისაგან.

ცალკე განვიხილოთ მზის სივრცული სიჩქარის განსაზღვრა წრიული გალაქტიკური ორბიტების მქონე ვარსკვლავების მიმართ. საქმე იმაშია, რომ მზის მახლობელ სივრცეში სიჩქარეთა ათვლის წერტილის ცალსახა განსაზღვრა შერჩეული ჯგუფებისგან დამოუკიდებლად შესაძლებელია, თუ მას დავუკავშირებთ გალაქტიკის ცენტრიდან მზის მანძილზე ვარსკვლავების წრიულ ორბიტაზე მოძრაობას. წრიულთან მიახლოებულ ორბიტებზე მოძრავი ვარსკვლავების ნარჩენი სიჩქარეები უნდა იყოს ახლოს ნოლთან. წრიულ ორბიტაზე მოძრავ ვარსკვლავთა ცენტროიდის მიმართ მზის მოძრაობის განსაზღვრისათვის საჭიროა შევადგინოთ ვარსკვლავთა დიდი ამონაკრები და თანდათანობით მათგან ამოვიღოთ მაღალი ნარჩენი სიჩქარეების მქონე ვარსკვლავები.

ცხრილის 9.1 პირველ სტრიქონში მზის მოძრაობა განსაზღვრულია მზის მახლობელი OB-ვარსკვლავების მიხედვით (დაახლოებით 450 ვარსკვლავი), რომელთა ნახევარი იყო ამოღებული საშუალოსგან მნიშვნელოვნად განსხვავებული ნარჩენი სიჩქარეების გამო. ცენტროიდის ასეთი დაზუსტება აფიქსირებს ათვლის სისტემას ყველაზე ახალგაზრდა მახლობელი ველის ვარსკვლავებისათვის, რომლებიც სავარაუდოდ უნდა ბრუნავდნენ გალაქტიკის ცენტრის გარშემო წრიულთან ახლო ორბიტებზე. ასევე, სხვადასხვა ობიექტების ნარჩენი სიჩქარეები შეიძლება შევისწავლოთ ერთი და იგივე ცენტროიდის მიმართ, რომელიც ფიზიკურად დაკავშირებულია მთლიანობაში გალაქტიკასთან.

მზის სივრცული მოძრაობა განსაზღვრავს მზის მახლობელ სივრცეში სიჩქარეთა ათვლის სისტემას ანუ ე.წ. ადგილობრივ თავისუფალ სისტემას - LSR (Local System of Rest).

9.2. ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეები

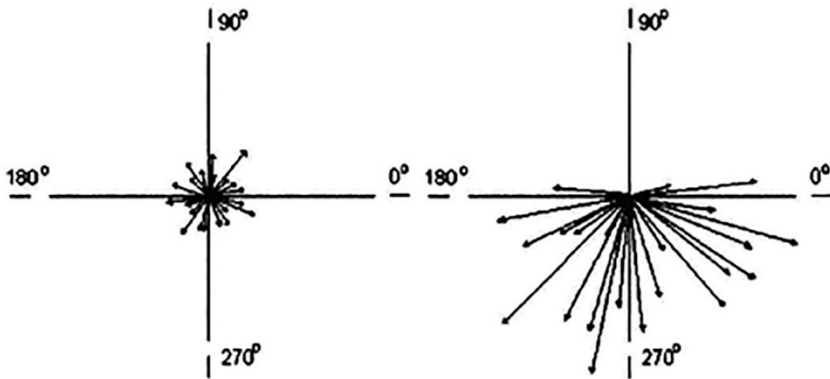
ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეების ანუ ცენტროიდების მიმართ განსაზღვრული სიჩქარეების შესწავლა საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ ცალკეული ტიპის ობიექტების კინემატიკური თვისებები და დავუკავშიროთ ეს თვისებები მათ სივრცულ განაწილებას და ასტროფიზიკურ მახასიათებლებს, როგორცაა, მაგალითად, ასაკი თუ ქიმიური შემადგენლობა. თეორიულად ნარჩენი სიჩქარეების განაწილება შეიძლება წარმოვადგინოთ როგორც სფერული, მსგავსად მაქსველის განაწილებისა თერმოდინამიკურ წონასწორობაში მყოფი გაზის მოლეკულებისათვის. თუმცა, განაწილების სფერულობა „ვარსკვლავთა გაზში“ არ შეინიშნება.

როგორც წინა პარაგრაფში ვნახეთ, მზის სივრცული მოძრაობის განსაზღვრა საშუალებას გვაძლევს გავყოთ გალაქტიკის ობიექტები კინემატიკური ნიშნების მიხედვით. ახლა განვიხილოთ, თუ როგორ არის დამოკიდებული ახლომდებარე ვარსკვლავების ნარჩენი სიჩქარეები მათ საშუალო სიდიდეზე.

ნახაზზე 9.1 ნაჩვენებია ნარჩენი სიჩქარეების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყის ვარსკვლავებისათვის, რომელთა სრული ნარჩენი სიჩქარეები ნაკლებია 65 კმ/წმ-ზე. როგორც ნახაზიდან ჩანს სიჩქარეების განაწილება ახლოა სფერულთან ანუ არ შეინიშნება გამორჩეული მიმართულება.

ნახაზზე 9.2 მოყვანილია ნარჩენი სიჩქარეების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში სწრაფი ვარსკვლავებისათვის, რომელთა სრული ნარჩენი სიჩქარეები აღემატება 65 კმ/წმ-ს. ამ ნახაზზე უკვე შეინიშნება მკვეთრი ასიმეტრია - სიჩქარეები ძირითადად მიმართულია 180° - 270° და 270° - 0° გრძედების დიაპაზონში. გარდა ამისა, აღმოჩნდა, რომ საშუალო ნარჩენი და საშუალო სივრცული სიჩქარეები მეტია მთავარი მიმდევრობის უფრო გვიანდელი სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისთვის. როგორც ჩანს, 3-რ დიაგრამის სხვადასხვა არეებში მოთავსებულ ვარსკვლავებს განსხვავებული კინემატიკა აქვთ.

მოგვიანებით, ასევე აღმოჩნდა, რომ ვარსკვლავთა კინემატიკური თვისებების ცვლილებას თან ახლავს მათი სივრცული განაწილების ცვლილებაც. მსგავსი მოვლენა უკვე ვნახეთ, როცა განვიხილეთ მზის მოძრაობის განსხვავება ღია და სფერული გროვების მიმართ, რომელთა განაწილება გალაქტიკაში მკვეთრად განსხვავებულია. შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ გალაქტიკის ობიექტების დასახლება იყოფა სულ მცირე ორ ქვესისტემად, რომლებიც განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან გალაქტიკაში სივრცული განაწილებით და კინემატიკური მახასიათებლებით.



ნახაზები 9.1 და 9.2. ნარჩენი სიჩქარეების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში სრული ნარჩენი სიჩქარეებით < 65 კმ/წმ-ზე (მარცხნივ) და > 65 კმ/წმ-ზე (მარჯვნივ).

ცხრილში 9.2, რომელიც ანალოგურია ცხრილის 9.1, მოცემულია მზის სივრცული მოძრაობის პარამეტრები სხვადასხვა სიჩქარით მოძრავი ვარსკვლავების მიმართ. ცხრილიდან ნათლად ჩანს აპექსის კოორდინატების და მზის ნარჩენი სიჩქარის სიდიდის დამოკიდებულება ვარსკვლავთა სხვადასხვა ჯგუფების საშუალო სიჩქარეებს შორის.

ცხრილი 9-2

სიჩქარეების ინტერვალები, კმ/წმ	$\langle V \rangle$ კმ/წმ	V_{\odot} კმ/წმ	L გრად.	B გრად.
0-25	13.9	17.3	53	+18
25-45	29.6	13.6	59	+26
45-65	56.1	25.5	70	+16
65-100	85.1	43.8	69	+15
100-250	199.2	109.0	78	+6
>250	384.6	284.3	98	-1

გალაქტიკური ობიექტების სიჩქარეების თვისებები პირველად გამოავლინა სტრომბერგმა 1924-1925 წწ. მან შეისწავლა 4600 ობიექტის სივრცული სიჩქარეები და დაყო ისინი 50 ჯგუფად, რომელთაც ერთგვაროვანი ფიზიკური ნიშნები გააჩნდათ. ჯგუფებში შევიდნენ ვარსკვლავები, ვარსკვლავთ გროვები, პლანეტარული ნისლეულები, და მახლობელი გალაქტიკები. თითოეული ჯგუფისათვის სივრცული სიჩქარეების კომპონენტების განაწილების სიმკვრივე შემდეგნაირად გამოსახა:

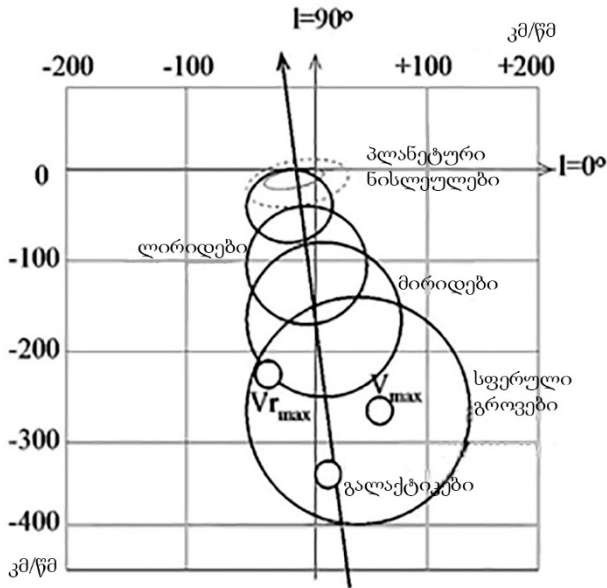
$$F(u, v, w) = C \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(u - u_0)^2}{\sigma_1^2} + \frac{(v - v_0)^2}{\sigma_2^2} + \frac{(w - w_0)^2}{\sigma_3^2} \right] \right\} \quad (9.4)$$

სადაც u_0, v_0, w_0 - მზის მიმართ თითოეული ჯგუფის ცენტროიდის სიჩქარის კომპონენტებია. ეს სამი სიდიდე და ასევე სამივე ღერძის მიმართ სიჩქარეთა დისპერსიების მნიშვნელობები - $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, წარმოადგენენ უცნობებს. როგორც (9.4) გამოსახულებიდან ჩანს, ობიექტების სიჩქარეთა განაწილება გამოხატულია ელიფსოიდური განაწილების სახით. ამასთან, თანაბარი ალბათობის სიმკვრივის ელიფსოიდის ღერძები ემთხვევა კოორდინატთა ღერძებს.

ნახაზზე 9.3 მოცემულია სხვადასხვა ჯგუფის სიჩქარეთა ელიფსოიდების პროექციები გალაქტიკის სიბრტყეში. ელიფსოიდების ნახევარღერძები ტოლია სიჩქარეთა დისპერსიების - σ_1, σ_2 . კოორდინატთა სისტემის ცენტრში მოთავსებულია მზე, ღერძებზე კი გადაზომილია სიჩქარეები კმ/წმ-ებში. თითოეული ელიფსოიდის დაშორება კოორდინატთა სისტემის სათავისგან არის შესაბამისი ცენტროიდის სიჩქარე მზის მიმართ.

ამ ნახაზიდან პირველ ყოვლისა გამომდინარეობს მთავარი დასკვნა - რაც უფრო დაშორებულია ცენტროიდი კოორდინატთა სათავისგან ანუ მზისგან, მით უფრო მეტია შესაბამისი ჯგუფის ობიექტების სიჩქარეთა დისპერსია ამავე ჯგუფის ცენტროიდის მიმართ. ვექტორს, რომლის გასწვრივაც ლაგდება ყველა ცენტროიდი, ეწოდება სტრომბერგის ასიმეტრიის ღერძი. მისი მიმართულება ყველაზე სწრაფი ვარსკვლავების მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროა (ნახაზი 9.2) და თითქმის მართობულია გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებისა, საითკენაც თითქმის ყოველთვის არის მიმართული ნარჩენი სიჩქარეების ელიფსოიდების დიდი ნახევარღერძები.

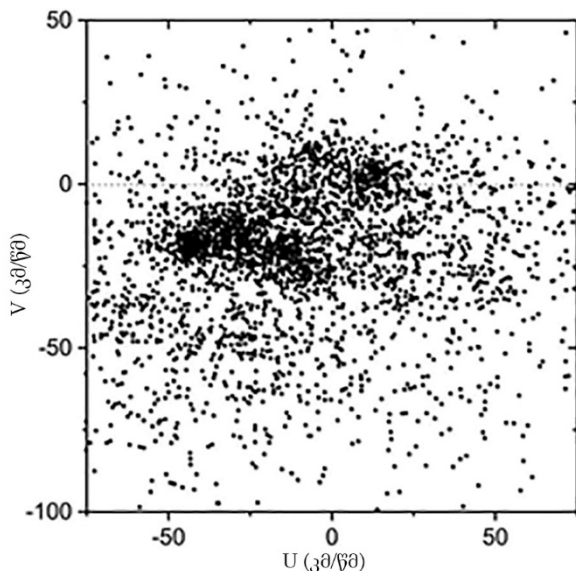
ყველაზე სწრაფ ვარსკვლავებს და გალაქტიკებს გააჩნიათ ძალიან დიდი სიჩქარეთა დისპერსია და ნახაზზე 9.3 არ არიან ნაჩვენები (სწრაფი ვარსკვლავებისათვის შესაბამისი წრეების რადიუსია დაახლოებით 200 კმ/წმ-ია, ხოლო გალაქტიკებისათვის - დაახლოებით 300 კმ/წმ).



ნახაზი 9.3. სხვადასხვა ჯგუფების სიჩქარეთა ელიფსოიდების პროექციები გალაქტიკის სიბრტყეში.

ნახაზზე 9.4 ვარსკვლავთა მოძრაობის ასიმეტრია ნაჩვენებია თანამედროვე მონაცემებზე დაყრდნობით, მზიდან 50 კპ მანძილზე მყოფი ვარსკვლავებისათვის. ნახაზიდან ჩანს, რომ ვარსკვლავთა უმრავლესობა მოთავსებულია $V = 0$ მონაკვეთის ქვევით.

გალაქტიკურ ობიექტთა მოძრაობების განხილული თავისებურებები შემდგომში ახსნილ იქნა გალაქტიკის ბრუნვის თეორიის მეშვეობით. თავდაპირველად სტრომბერგმა, შემდგომში კი ლინდბლადმა და ოორტმა, XX საუკუნის 20-იან წლებში ივარაუდეს, რომ სხვადასხვა ტიპის ობიექტები გალაქტიკაში განსხვავებულად ბრუნავენ. მზის მიმართ სწარაგად მოძრავი ობიექტები - ქვეჯუჯუები, ველის ლირიდები და სფერული გროვები - აღმოჩნდნენ სინამდვილეში ყველაზე ნელა მბრუნავი ობიექტები გალაქტიკის ცენტრის გარშემო. ისეთი ობიექტები კი, როგორებიცაა ადრეული სპექტრული კლასის ვარსკვლავები, კლასიკური ცეფეიდები და ღია ვარსკვლავთ გროვები, როგორც აღმოჩნდა, გალაქტიკის ცენტრის გარშემო გაცილებით უფრო სწრაფად ბრუნავენ.



ნახაზი 9.4. მზიდან 50 კმ მანძილზე მყოფ ვარსკვლავთა მოძრაობის ასიმეტრია თანამედროვე მონაცემებზე დაყრდნობით.

სტრომბერგის მიერ თავის კვლევებში მახლობელი გალაქტიკების ჯგუფის ჩართვამ საშუალება მისცა მას პირველად შეეფასებინა ჩვენი გალაქტიკის ბრუნვის სიჩქარე. შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მანძილი ასიმეტრიის ღერძის გასწვრივ მზის მახლობელი ვარსკვლავების ცენტრიდისა და სტრომბერგის მიერ განხილული გალაქტიკების ცენტრიდის შორის წარმოადგენს გალაქტიკის ცენტრის გარშემო მზის მახლობელი ცენტრიდის ბრუნვის სიჩქარისა და მზის ნარჩენი სიჩქარის ჯამს. დღეისათვის ამ სიდიდის მნიშვნელობად მიღებულია 250 კმ/წმ.

შესაბამისად, ეს სიდიდე წარმოადგენს გალაქტიკის წრიული ბრუნვის მიახლოებით სიჩქარეს მისი ცენტრიდან მზის მდებარეობის მანძილზე. გალაქტიკის ბრუნვის მიმართულებით პრაქტიკულად არ გვხვდება სიჩქარეები, რომელთა სიდიდეები აღემატება 250+65 კმ/წმ-ს. ამიტომ, შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ 315 კმ/წმ არის ზღვრული ან კრიტიკული ბრუნვის სიჩქარე გალაქტიკის ცენტრიდან ამ მანძილზე.

9.3. შვარცშილდის განაწილება

როგორც სტატისტიკური მექანიკიდან არის ცნობილი, ურთიერთმოქმედი ნაწილაკების სისტემის სრული აღწერა შესაძლებელია, თუ ვიცით ნაწილაკების განაწილება კოორდინატების და სიჩქარეების მიხედვით ანუ ე.წ. ფაზური სიმკვრივის ფუნქცია. თუ

მოვახდენთ ასეთ ფუნქციის ინტეგრირებას სიჩქარეების მიხედვით, მივიღებთ ნაწილაკების სივრცულ განაწილებას. ჩვენ უკვე განვიხილეთ ჩვენს გალაქტიკაში ვარსკვლავების და გაზოვანი ღრუბლების სივრცული განაწილება.

თუ მოვახდენთ ფაზური სიმკვრივის ფუნქციის ინტეგრირებას კოორდინატების მიხედვით, მივიღებთ ნაწილაკების სიჩქარეების განაწილებას. თუ აქედან გამოვრიცხავთ გალაქტიკის ბრუნვას და მზის მოძრაობას სივრცეში, მივიღებთ ნარჩენი სიჩქარეების განაწილებას, რომელიც შეიძლება შესწავლილ იქნას დამზერიითი მონაცემების საფუძველზე.

ამ მიზნით შემოვიღოთ სიჩქარეთა ვექტორების განაწილების ფუნქცია $f(\vec{v})$. ასეთ შემთხვევაში $dN = f(\vec{v}) d\vec{v}$, სადაც dN არის იმ ვარსკვლავთა რაოდენობა, რომელთა ნარჩენი სიჩქარეების ვექტორები მოთავსებულია \vec{v} და $\vec{v} + d\vec{v}$ ინტერვალში. სიჩქარეთა ვექტორების განაწილება რომ შემთხვევითი ყოფილიყო და ყოველი ვარსკვლავისათვის წარმოადგენდეს მრავალჯერადი ურთიერთქმედების შედეგს, რომლებიც ცვლიან სიჩქარეს, მაშინ $f(\vec{v})$ გამოისახებოდა სამგანზომილებიანი ნორმალური განაწილების სახით:

$$f(u, v, w) du dv dw = K \cdot \exp(-(A\vec{v}, \vec{v})) \quad (9.5)$$

სადაც A არის ე.წ. კოვარიაციული მატრიცა, რომელიც შეიცავს დისპერსიებს და u, v და w სიდიდეების კოვარიაციებს, ხოლო ექსპონენტას შიგნით მრგვალ ფრჩხილებში მოცემულია ვარსკვლავის სიჩქარის კომპონენტების სრული კვადრატული ფორმა:

$$(A\vec{v}, \vec{v}) = a \cdot u^2 + b \cdot v^2 + c \cdot w^2 + 2f \cdot uv + 2g \cdot uw + 2h \cdot vw \quad (9.6)$$

ამ ფორმულაში წრფივი წევრები მოცემულია არ არის, რადგან ნარჩენი სიჩქარის განმარტების თანახმად ისინი ტოლია ნოლის. ასევე, უნდა აღინიშნოს, რომ ზოგადად, თუ განვიხილავთ სიჩქარეების განაწილებას მთლიანად გალაქტიკაში, მაშინ (9.6) ფორმულაში შემავალი კოეფიციენტები წარმოადგენენ კოორდინატების ფუნქციას. თუ განვიხილავთ მხოლოდ მზის მახლობელ სივრცეს, მაშინ ეს კოეფიციენტები მუდმივებია.

თუ (9.5) გამოსახულებაში ექსპონენტას ხარისხის მაჩვენებელს ჩავთვლით მუდმივად, მაშინ მივიღებთ სამგანზომილებიან ზედაპირს, რომელიც აღწერს განაწილების ფორმას. კერძოდ, სამგანზომილებიანი ნორმალური განაწილებისათვის მას სამღერძიანი ელიფსოიდის ფორმა ექნება.

პირველად ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეების განაწილების აღწერა ასეთი განაწილების სიმკვრივით შემოიღო შვარცშილდმა XX საუკუნის დასაწყისში. უფრო მარტივ შემთხვევაში, როცა ელიფსოიდის ღერძების მიმართულება ემთხვევა კოორდინატთა ღერძებს, კოვარიაციები (სხვადასხვა კომპონენტების ნამრავლების მნიშვნელები) ტოლია ნოლის და განაწილების პარამეტრებს მხოლოდ სიჩქარეთა დისპერსიები წარმოადგენს ანუ ნარჩენი სივრცული სიჩქარის ვექტორის კომპონენტების დისპერსიები. ამ შემთხვევაში შვარცშილდის განაწილებას შემდეგი სახე აქვს:

$$f(u, v, w) du dv dw = K \cdot \exp\left(-\frac{u^2}{2\sigma_u^2} - \frac{v^2}{2\sigma_v^2} - \frac{w^2}{2\sigma_w^2}\right) \quad (9.7)$$

სადაც $\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$ - ნარჩენი სიჩქარეების შესაბამისი დისპერსიებია. როგორც ცნობილია კვადრატული ფორმა შეიძლება მივიყვანოთ ნორმალურ სახემდე წრფივი ალგებრის მეთოდების მეშვეობით. ამიტომ, დაკვირვებითი მონაცემების მეშვეობით შეგვიძლია განვსაზღვროთ არა მარტო სიჩქარეთა დისპერსია, არამედ ასევე (9.5) გამოსახულების სხვა მუდმივებიც. ამდენად, შესაძლებელია განვსაზღვროთ როგორც სიჩქარეთა დისპერსიები, ასევე სიჩქარეთა ელიფსოიდების ორიენტაცია სივრცეში.

XX საუკუნის განმავლობაში დიდი ძალისხმევა იყო დახარჯული სიჩქარეთა ელიფსოიდის პარამეტრების დასადგენად, რადგან ისინი მჭიდროდ არიან დაკავშირებული გალაქტიკის დინამიკასთან. იკვლევდნენ როგორც სიჩქარეთა დისპერსიებს, ასევე სიჩქარეთა ელიფსოიდის ორიენტაციას სივრცეში.

სიჩქარეთა ელიფსოიდის დიდი ღერძის მიმართულებას უწოდებენ ვერტექსის მიმართულებას, რომელიც შემოღებულ იქნა ე.წ. ორი ნაკადის თეორიასთან ერთად. ეს თეორია ერთ-ერთი მცდელობა იყო აღეწერათ ნარჩენი სიჩქარეების არესბული განაწილება, თუმცა დღეისათვის მას მხოლოდ ისტორიული მნიშვნელობა აქვს.

სიჩქარეთა ელიფსოიდის პარამეტრების განსაზღვრა დაკვირვებითი მონაცემების საფუძველზე საკმაოდ მარტივია. ამისათვის შესაძლებელია გამოვიყენოთ საკვლევი ობიექტების სხივური სიჩქარეები ან საკუთარი მოძრაობები და მანძილები. განსაკუთრებით ადვილია მათი განსაზღვრა სივრცული სიჩქარის კომპონენტების მეშვეობით. ამისათვის (9.5) გამოსახულებას მარჯვენა ნაწილში უნდა დავუმატოთ კიდევ ერთი უცნობი - მუდმივი წევრი, ხოლო დაკვირვებული სიჩქარის კომპონენტების შესარჩევად უნდა გამოვიყენოთ (9.6) განტოლება და განვსაზღვროთ პარამეტრები უმცირეს კვადრატთა მეთოდით.

ეს მეთოდი პირველად შემოღებულ იქნა ძვეულსკის მიერ XX საუკუნის დასაწყისში. ცალკე სხივური სიჩქარეების ან საკუთარი მოძრაობების გამოყენება უფრო შრომატევადია, ამასთან, შედეგები ძლიერ არის დამოკიდებული გამოყენებული ვარსკვლავების ცაზე განაწილებაზე - იგი უნდა იყოს რაც შეიძლება თანაბარი, რისი მიღწევაც საკმარისად რთულია.

სივრცული სიჩქარეების მეშვეობით კიდევ უფრო მარტივია (9.7) გამოსახულების პარამეტრების განსაზღვრა. ამისათვის უნდა გამოვთვალოთ ნარჩენი სიჩქარის კომპონენტების შესაბამისი დისპერსიები:

$$\sigma_u^2 = \frac{\sum_i u_i^2}{N-1}, \sigma_v^2 = \frac{\sum_i v_i^2}{N-1}, \sigma_w^2 = \frac{\sum_i w_i^2}{N-1}. \quad (9.8)$$

მოგვიანებით განვიხილავთ სიჩქარეთა დისპერსიის დამოკიდებულებას გალაქტიკის დინამიკურ მახასიათებლებთან სტაციონალური გალაქტიკის მოდელის საფუძველზე. ამ შემთხვევაში სტაციონალურობა ნიშნავს დროის მიხედვით ფაზური სიმკვრივის ფუნქციის უცვლელობას. ეს მოდელი გვაძლევს ნარჩენი სიჩქარეების კომპონენტების დისპერსიებს შორის სრულიად განსაზღვრულ შეფარდებებს.

ამ შემთხვევაში ორი დიდი და ტოლი სიდიდის მქონე ნახევარღერძი უნდა იყოს მიმართული გალაქტიკის ცენტრისკენ და დისკოს სიბრტყის პერპენდიკულარულად (z ღერძის გასწვრივ). მცირე ნახევარღერძი უნდა იყოს მიმართული გალაქტიკის ბრუნვის მიმართულებით. მცირე ნახევარღერძის შეფადება დიდ ნახევარღერძთან განისაზღვრება მხოლოდ გალაქტიკის წრიული ბრუნვის სიჩქარეთა მრუდით და მზის მახლობლობაში უნდა სრულდებოდეს შემდეგი შეფარდება:

$$\frac{\sigma_u}{\sigma_v} = \sqrt{1 - A/B}, \quad (9.9)$$

სადაც A და B ე.წ. ოორტის მუდმივებია, რომლებიც ასევე განისაზღვრება დაკვირვებებიდან.

უნდა აღინიშნოს, რომ სტანდარტულად დღეისათვის მიღებულია ოორტის მუდმივების შემდეგი მნიშვნელობები: $A = 15$ კმ/წმ/კპკ და $B = -10$ კმ/წმ/კპკ. ასეთ შემთხვევაში დისპერსიათა შეფარდებისათვის მივიღებთ:

$$\frac{\sigma_u}{\sigma_v} = 1.58$$

ლექცია 10. გალაქტიკის ბრუნვა

10.1. ბოტლინგერის ფორმულები

განვიხილოთ გალაქტიკის მარტივი მოდელი, რომელიც ეფუძნება დაშვებას, რომ ცენტროიდები ბრუნავენ გალაქტიკის ცენტრის გარშემო წრიულ ორბიტებზე. ბრუნვა ხდება გალაქტიკის სიმეტრიის ღერძის გარშემო სიბრტყეებში, რომლებიც პარალელურია გალაქტიკის სიმეტრიის ძირითადი სიბრტყის. ამასთან, თითოეულ პარალელურ სიბრტყეში ბრუნვა წარმოებს ერთნაირად ანუ გალაქტიკის ბრუნვის აღრიცხვის ფუნქციები არ არიან დამოკიდებული z -ზე. ბრუნვის ასეთ ტიპს ბაროტროპულ ბრუნვას უწოდებენ. ამასთან, ბრუნვის კანონზე - ბრუნვის სიჩქარის დამოკიდებულება გალაქტიკის ბრუნვის ღერძამდე მანძილზე - არანაირი შეზღუდვა არ იდება. ფორმულებს, რომლებიც აღნიშნული დაშვებების გათვალისწინებით აღწერენ გალაქტიკის ხილულ ბრუნვას, ბოტლინგერის ფორმულებს უწოდებენ.

განვიხილოთ ობიექტი S , რომელიც მოთავსებულია გალაქტიკის სიბრტყეში (იხ. ნახაზი 10.1).

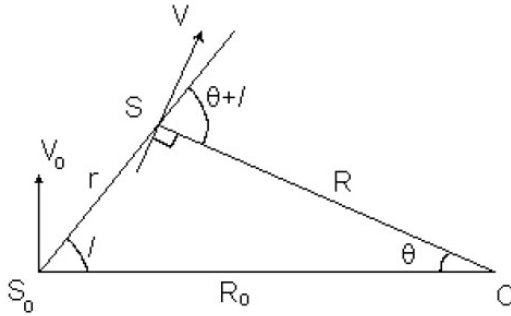
ვექტორი \vec{V}_0 არის ვარსკვლავთა S_0 ცენტროიდის წრიულ ორბიტაზე ბრუნვის ხაზოვანი სიჩქარე გალაქტიკის ცენტრიდან R_0 მანძილზე, ვექტორი $\vec{V} - S$ ცენტროიდის წრიული სიჩქარე, რომელიც მდებარეობს S_0 ცენტროიდიდან r მანძილზე და მისი გალაქტიკური გრძედია l . ჩვენს მიერ განხილული მოდელის თანახმად ვექტორები \vec{V}_0 და \vec{V} მიმართულნი არიან R და R_0 რადიუსების მქონე წრეების მხებების გასწვრივ. გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან R და R_0 მანძილებზე წრიული მოძრაობის კუთხური სიჩქარეები ტოლია:

$$\begin{aligned}\omega(R) &= \omega = \frac{V}{R}, \\ \omega(R_0) &= \omega_0 = \frac{V_0}{R_0}\end{aligned}\quad (10.1)$$

ვიპოვნოთ \vec{V} და \vec{V}_0 ვექტორების პროექცია S_0S მხედველობის სხივზე. ისინი შესაბამისად ტოლია $V \cos(90^\circ - (\theta + l))$ და $V_0 \cos(90^\circ - l)$. თუ გამოვიყენებთ (10.1) ფორმულებს, მივიღებთ $\omega R \sin(\theta + l)$ და $\omega_0 R_0 \sin l$. ამ ორი სიდიდის სხვაობა წარმოადგენს სხივური სიჩქარის მდგენელს, რომელიც ასახავს გალაქტიკის დიფერენციალურ ბრუნვას:

$$\Delta v_r = \omega R \sin(\theta + l) - \omega_0 R_0 \sin l \quad (10.2)$$

გამოვიყენოთ სინუსების თეორემა S_0OS სამკუთხედისათვის:



ნახაზი 10.1. S და S_0 ცენტროიდების ბრუნვა გალაქტიკის ცენტრის გარშემო.

$$\frac{\sin l}{R} = \frac{\sin(\theta + l)}{R_0} \quad (10.3)$$

საიდანაც მივიღებთ:

$$R \sin(\theta + l) = R_0 \sin l \quad (10.4)$$

თუ (10.4) ფორმულიდან კუთხეების ჯამის სინუსს ჩავსვავთ (10.2) გამოსახულებაში, მივიღებთ ბოტლინგერის ფორმულას სხივური სიჩქარეებისათვის:

$$\Delta v_r = R_0(\omega - \omega_0) \sin l \cos b, \quad (10.5)$$

სადაც $\cos b$ მამრავლი შემღებულია გალაქტიკური განედის გასათვალისწინებლად, რადგან R არის S წერტილის დაშორება ბრუნვის ღერძიდან და არა გალაქტიკის ცენტრიდან.

ანალოგიურად შესაძლებელია ფორმულის გამოყვანა ტანგენციალური სიჩქარისათვის $v_l = 4.74 r \mu_l \cos b$:

$$\Delta v_l = R_0(\omega - \omega_0) \cos l - \omega r \cos b. \quad (10.6)$$

ასევე შესაძლებელია მსგავსი გამოსახულების მიღება $v_b = 4.74 r \mu_b \cos b$ კომპონენტისათვის, თუმცა ჩვეულებრივ ბოტლინგერის ფორმულა გამოიყენება გალაქტიკის სიბრტყესთან ახლოს მდებარე ობიექტებისათვის, რომლებისთვისაც ტანგენციალური სიჩქარის ეს კომპონენტი შეიცავს გალაქტიკის ბრუნვით გამოწვეულ მცირე წვლილს. ამიტომ ფორმულა v_b -თვის კვლევებში არ გამოიყენება.

გავიხსენოთ, რომ ფორმულებში (10.5) და (10.6) გალაქტიკის ბრუნვის ω სიხშირეს, ხშირად უწოდებენ გალაქტიკის ბრუნვის მრუდს, რომელიც წარმოადგენს გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან R დაშორების ფუნქციას. ფორმულები (10.5) და (10.6) წარმოადგენენ ძირითად ფორმულებს, რომლებიც გამოიყენება გალაქტიკური დისკოს კინემატიკური თვისებების კვლევისას. უნდა აღინიშნოს, რომ ისეთი

მნიშვნელოვანი სიდიდე, როგორცაა გალაქტიკის ბრუნვის სიხშირე მზის მანძილზე ω_0 , შესაძლებელია განისაზღვროს მხოლოდ საკუთარი მოძრაობებით (10.6) ფორმულიდან, თუმცა სხივური სიჩქარეებით ბრუნვის მრუდი განისაზღვრება მხოლოდ გარკვეული სიზუსტით მუდმივ სიდიდემდე ω_0 . ამიტომ, გალაქტიკის ბრუნვის სიჩქარის განსაზღვრის სიზუსტე დამოკიდებულია საკუთარი მოძრაობის განსაზღვრის სისტემის სიზუსტეზე.

10.2. ორტის ფორმულები

ფორმულებში (10.5) და (10.6) უცნობებია როგორც R_0 და ω_0 , ასევე ფუნქცია $\omega(R)$. ამიტომ, უშუალოდ მათი გამოყენება შეუძლებელია. ტრადიციულად, გალაქტიკის დისკოს კინემატიკური თვისებების შესასწავლად გამოიყენებოდა ორი ვარიანტის მიახლოებითი ფორმულები, რომლებიც მიიღება ძირითადი ფორმულების მარჯვენა მხარეების მწკრივად დაშლის გზით. ქვევით განვიხილავთ ამ ფორმულების გამოყენებას.

თუ ჩავთვლით, რომ $\omega(R)$ ფუნქცია უწყვეტია, შეგვიძლია დავშალოთ ის მწკრივად $(R - R_0)$ -ის ხარისხებად:

$$\omega(R) = \omega(R_0) + \frac{R - R_0}{1} \omega'(R_0) + \frac{(R - R_0)^2}{1 \cdot 2} \omega''(R_0) + \dots \quad (10.7)$$

შემოვიფარგლოთ მხოლოდ პირველი ხარისხის წევრებით და ჩავსვათ იგი (10-5) ფორმულაში. მივიღებთ:

$$\Delta v_r = R_0 \omega'_0 (R - R_0) \sin l \cos b. \quad (10.8)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა $A = -\frac{1}{2} R_0 \omega'_0$, სადაც A სიდიდეს ეწოდება ორტის მუდმივა. ფორმულა (10.8) გარდაიქმნება პირველ მიახლოებით ფორმულად, რომელიც სამართლიანია ობიექტებისათვის, რომლებიც მცირედ არიან გადახრილი მზის წრიული ორბიტისგან:

$$\Delta v_r = -2A(R - R_0) \sin l \cos b. \quad (10.9)$$

კოსინუსების თეორემის თანახმად $S_0 OS$ სამკუთხედისათვის შეიძლება დავწეროთ:

$$R = [R_0^2 + r^2 - 2Rr \cos l]^{1/2} = R_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 - 2 \frac{r \cos l}{R_0} \right]^{1/2} \quad (10.10)$$

თუ (10.10) გამოსახულების მარჯვენა მხარეს დავშლით მწკრივად, ჩავთვლით, რომ r/R_0 შეფარდება მცირეა და შემოვიფარგლებით მწკრივის მხოლოდ წრფივი წევრებით, მივიღებთ, რომ $R - R_0 = -r \cos l$. ჩავსვათ ეს გამოსახულება ბრუნვის მრუდის მწკრივად დაშლაში (10.7) და შემოვიფარგლოთ მხოლოდ პირველი რიგის წევრებით, მაშინ მივიღებთ:

$$\omega(R) = \omega(R_0) - r \cos l \cdot \omega'(R_0). \quad (10.11)$$

ფორმულა (10.11)-იდან კუთხური სიჩქარეების სხვაობა ჩავსვათ (10.5) გამოსახულებაში, $\sin l \cos l$ შევცვალოთ $\frac{1}{2} \sin 2l$ -ით და მივიღებთ:

$$\Delta v_r = -\frac{1}{2} R_0 \omega'(R_0) r \sin 2l \cos b. \quad (10.12)$$

კვლავ გამოვიყენოთ ოორტის მუდმივა (10.12) ფორმულაში და ობიექტების გალაქტიკური სიბრტყესთან მისაყვანად დავამატოთ $\cos b$ მამრავლი. შედეგად მივიღებთ ოორტის ორმაგი ტალღის ცნობილ ფორმულას:

$$\Delta v_r = Ar \sin 2l \cos^2 b + K. \quad (10.13)$$

ითვლება, რომ ფორმულა (10.13) დამაკმაყოფილებლად აღწერს გალაქტიკის დიფერენციალურ ბრუნვას მზიდან 1 კპკ მანძილზე. უფრო დიდი მანძილებისათვის საჭირო ხდება მწკრივებში დამატებით კიდევ ერთი წევრის გათვალისწინება. ოორტის ფორმულაში დამატებულია მუდმივი წევრი K , რომელიც არ ფიგურირებდა ფორმულის გამოყვანისას. ეს სიდიდე დამატებულია იმ მოსაზრებით, რომ დაკვირვებულ სხივურ სიჩქარეებს შეიძლება გააჩნდეთ სისტემატური მდგენელი, რომელიც არ არის დაკავშირებული გალაქტიკის ბრუნვასთან. ყოველ შემთხვევაში, რეალურმა დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ (10.13) განტოლების ამოხსნისას უმცირეს კვადრატთა მეთოდით, K წევრის დამატება აუმჯობესებს ამონახსნების სიზუსტეს.

აღსანიშნავია, რომ K წევრის დამატება შეიძლება გამოწვეული იყოს რამდენიმე მიზეზით. პირველ რგში, სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა არ არის მარტივი მეთოდი და შესაძლებელია წარმოიშვას სისტემატური ცდომილებები მათი ვარსკვლავების სპექტრებიდან განსაზღვრისას. მეორე რიგში, ვარსკვლავების ზოგიერთი ტიპებისათვის, მაგალითად მთავარი მიმდევრობის O -ვარსკვლავებისათვის, საგრძნობია ე.წ. გრავიტაციული წითელი წანაცვლება, რომელიც $O5V$ კლასის ვარსკვლავებში შეიძლება მიაღწიოს 3.5 კმ/წმ სიდიდეს. მესამე რიგში, ვარსკვლავთა მოძრაობებში შესაძლებელია არსებობდეს სიჩქარის მუდმივი მდგენელი, რომელიც გამოწვეულია შერჩეული ქვესისტემის შეკუმშვით ან გაფართოებით. მაგალითად, მზის მახლობელი კაშკაშა B -ვარსკვლავებისათვის K -ეფექტი აღწევს $+4.5$ კმ/წმ-ს და გამოწვეულია ადგილობრივ სისტემაში ანუ გულდის სარტყელში, ვარსკვლავთა მოძრაობების თავისებურებით.

ამ მოდელში, დაკვირვებული სხივური სიჩქარე არის სამი კომპონენტის ჯამი - გალაქტიკური ბრუნვის, სივრცეში მზის მოძრაობის

და ობიექტის პეკულარული სიჩქარის. თუ ვიცით მზის მოძრაობის სიჩქარე და მანძილი ობიექტებამდე, მათი დაკვირვებული სხივური სიჩქარეებით შესაძლებელია შევაფასოთ ოორტის მუდმივა A , რომელიც ახასიათებს ბრუნვის მრუდის მხების დახრას და დაახლოებით ტოლია $+15$ კმ/წმ/კპკ. ოორტის A მუდმივას დადებითი ნიშანი გამოწვეული იმით, რომ გალაქტიკის კუთხური სიჩქარის წარმოებული უარყოფითია ანუ მზის მახლობლად ბრუნვის კუთხური სიჩქარე მცირდება გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით.

განვიხილოთ გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის გავლენა ვარსკვლავთა მოძრაობის ტანგენციალურ კომპონენტზე. მხედველობის სხივის მართობულ სიბრტყეზე (ცის სფეროს მხებ სიბრტყეზე) წრიული V და V_0 სიჩქარეების პროექციების სხვაობა იძლევა ტანგენციალურ სიჩქარეს:

$$\Delta v_r = V \cos(\theta + l) - V_0 \cos l. \quad (10.14)$$

ნახაზი 10.1-დან შეიძლება ვიპოვოთ შემდეგი დამოკიდებულება:

$$R \cos(\theta + l) = R_0 \cos l - r, \quad (10.15)$$

რომლის მეშვეობით შეიძლება განვსაზვროთ $\cos(\theta + l)$ და ჩავსვათ (10-14)-ში. ამრიგად, მივიღებთ:

$$\Delta v_l = \frac{VR_0}{R} \cos l - \frac{V}{R} r - \frac{V_0 \cos l}{R_0} R_0. \quad (10.16)$$

თუ V_0/R_0 -ს შევცვლით ω_0 -ით, ხოლო V/R -ს - ω -თი, მივიღებთ გამოსახულებას:

$$\Delta v_l = R_0(\omega - \omega_0) \cos l - \omega \cdot r, \quad (10.17)$$

რომელიც აღწერს გალაქტიკური დიფერენციალური ბრუნვის გავლენას სიჩქარის ტანგენციალურ მდგენელზე გალაქტიკური გრძედის მიხედვით. თუ კვლავ გამოვიყენებთ მწკრივად დაშლას, მივიღებთ ოორტის ფორმულას, რომელიც მიახლოებით აღწერს ამ გავლენას მზიდან, R_0 შედარებით, მცირე დაშორებებზე:

$$\Delta v_l = Ar \cos 2l \cos b + Br \cos b, \quad (10.18)$$

სადაც $B = -\omega_0 - \frac{1}{2}\omega'(R_0)R_0$ წარმოადგენს ოორტის მეორე მუდმივას. ვარსკვლავთა შერჩეული ნაკრებიდან მათი გაზომილი საკუთარი მოძრაობების და მანძილების მეშვეობით (10.18) ფორმულის უმცირეს კვადრატთა მეთოდით ამოხსნისას შესაძლებელია ოორტის A და B მუდმივების განსაზღვრა.

ოორტის მუდმივების განსაზღვრიდან ვიღებთ:

$$\omega_0 = A - B. \quad (10.19)$$

ეს გამოსახულება საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ გალაქტიკის ბრუნვის სიხშირე მისი ცენტრიდან მზის დაშორების მანძილზე.

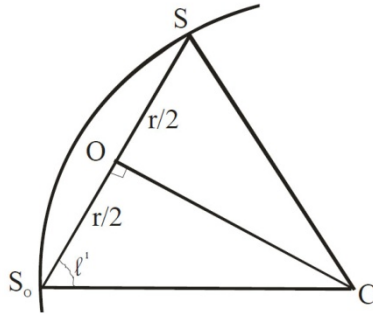
10.3. გალაქტიკის ცენტრიდან მზის დაშორების განსაზღვრა

გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის ფორმულები საშუალებას გვაძლევს მზიდან ვარსკვლავების და ვარსკვლავთ გროვების მანძილების და სხივური სიჩქარეების მეშვეობით განვსაზღვროთ მზის დაშორება გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან. განვიხილოთ კინემატიკური მონაცემების, პირველ რიგში სხივური სიჩქარეების, მეშვეობით R_0 სიდიდის შეფასების ერთ-ერთი მეთოდი და ამისთვის გამოვიყენოთ (10-9) გამოსახულება. ამ გამოსახულებიდან ჩანს, რომ გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვით გამოწვეული სხივური სიჩქარის მდგენელი ტოლია ნოლის იმ ობიექტებისათვის, რომლებიც, ისევე როგორც მზე, იმყოფებიან გალაქტიკის ცენტრიდან R_0 მანძილზე. აქაც, ისევე როგორც ზემოთ, ბრუნვა განიხილება წრიული ბაროტროპული ბრუნვის მოდელის ფარგლებში.

ნახაზზე 10.2 გალაქტიკის ცენტრი აღნიშნულია C ნიშნით, S_0 - მზის მდებარეობაა, S - ობიექტის მდებარეობაა, რომელიც ასევე დაშორებულია R_0 მანძილზე გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან. თუ ვიპოვით კუთხე l' -ის, რომელიც შეესაბამება გალაქტიკის ბრუნვით გამოწვეული სხივური სიჩქარის ნულოვან მდგენელს, მაშინ ადვილად ვიპოვით R_0 -ის გამოსათვლელ შემდეგ გამოსახულებას:

$$R_0 = \frac{r}{2 \cos l'} \quad (10.20)$$

დავუშვათ ჩვენს მიერ შერჩეული ობიექტები დაახლოებით ერთი და იგივე მანძილზე არიან დაშორებული მზიდან. ამ ობიექტებისათვის ავაგოთ მზის სივრცულ მოძრაობაზე შესწორებული Δv_r და $\cos l$ სიდიდეების დამოკიდებულების გრაფიკი. ამ გრაფიკის წერტილებზე გავავლოთ მრუდი, რომელიც მცირე $\cos l$ ინტერვალისათვის შეიძლება ჩაითვალოს წრფედ და ვიპოვოთ $\cos l$ -ის მნიშვნელობა, რომლისთვისაც ეს წრფე გვაძლევს ნულოვან მნიშვნელობას.



ნახაზი 10.2. გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან მზის დაშორების განსაზღვრა.

სწორედ ეს იქნება $\cos l'$ -ის მნიშვნელობა, რომელიც უნდა ჩავსვათ (10.20) გამოსახულებაში, მზის გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების გამოსათვლელად. იმის გამო, რომ სხივურ სიჩქარეებში შედის პეკულარული მდგენელები, (Δv_r , $\cos l$) დამოკიდებულების გრაფიკზე წერტილების გაბნევა დიდი იქნება, ამიტომ წრფის განტოლება უნდა ვიპოვოთ უმცირეს კვადრატთა მეთოდით. საჭირო ობიექტების რეალურ ნაკრებს ყოფენ ინტერვალებად სხვადასხვა r მანძილებისათვის და იღებენ R_0 სიდიდის სხვადასხვა შეფასებებს ყოველი ჯგუფისათვის, რომლებსაც შემდეგ ასაშუალოებენ.

გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან მზის დაშორების განსაზღვრის მეთოდის მრავალი მოდიფიკაცია მოიპოვება სამეცნიერო ლიტერატურაში. ბუნებრივია, R_0 სიდიდის განსაზღვრისათვის უმჯობესია გამოვიყენოთ მაღალი ნათობის ობიექტები, რომელთაც ნარჩენი სიჩქარეების ყველაზე მცირე დისპერსია გააჩნიათ. ასეთ ობიექტებს წარმოადგენს O და B ვარსკვლავები, ღია ვარსკვლავთ გროვები და კლასიკური ცეფეიდები. სწორედ ამ ობიექტების მეშვეობით ხდებოდა ამ სიდიდის შეფასება. მაგალითად, 170 ღია გროვისათვის Hipparcos-ის ტრიგონომეტრიული პარალაქსების გამოყენებით მიღებულია შემდეგი სიდიდე - $R_0 = 8.3 \pm 0.3$ კპკ (Loktin & Beshenov, 2003).

არცერთი კინემატიკური მეთოდი არ ითვალსწინებს ცენტროიდების წრიული ბრუნვიდან შესაძლო მსხვილმასშტაბიან გადახრებს. ამიტომ, კინემატიკური მეთოდებით მიღებული შედეგები საჭიროებს დაზუსტებას. ამ თვალსაზრისით, დამოუკიდებელ მეთოდად ითვლება ზოგიერთი ობიექტების სივრცული სიმკვრივის ცვლილება გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებით. მაგალითად, δ Scut და RR Lyr ცვალებადი ვარსკვლავების სივრცული სიმკვრივის შესწავლის გზით McNamara et al. (2000) მიიღეს შემდეგი სიდიდე $R_0 = 7.9 \pm 0.3$ კპკ. როგორც ვხედავთ ეს სიდიდე ახლოა სხვა მეთოდებით შეფასებული

სიდიდესთან. ამდენა, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მზის დამორება გალაქტიკის ცენტრიდან დაახლოებით 8 კპკ-ია.

10.4. გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი

გალაქტიკის ბრუნვის მრუდის განსაზღვრა მისი კინემატიკური კვლევების ძირითადი ამოცანაა. ეს მრუდი საინტერესოა არა მარტო თავისთავად, როგორც ფუნქცია, არამედ იმიტომ, რომ იგი აღწერს გალაქტიკის კინემატიკურ თვისებებს და უპირველ ყოვლისა შეიცავს ინფორმაციას გალაქტიკაში ნივთიერების განაწილების შესახებ.

ბრუნვის ხაზოვანი სიჩქარე შესაძლებელია განისაზღვროს მიზიდულობისა და ცენტრიდანული ძალების ტოლობიდან, რომელიც ინარჩუნებს სხეულს ორბიტაზე:

$$\frac{V_c^2}{R} = -\frac{\partial \Phi}{\partial R} \quad (10.22)$$

სადაც $\Phi = \Phi(R, z)$ გალაქტიკის გრავიტაციული პოტენციალია. ამ შემთხვევაში ჩვენ ვუშვებთ, რომ გალაქტიკას ცილინდრული სიმეტრია ახასიათებს, ანუ იგი ბრუნვად სხეულს წარმოადგენს. ასევე ვიცით, რომ ნივთიერების სიმკვრივის განაწილება აღიწერება პუასონის განტოლებით:

$$\Delta \Phi(R, z) = -4\pi G \rho(R, z) \quad (10.23)$$

სადაც $\rho(R, z)$ ნივთიერების სიმკვრივეა, G - გრავიტაციული მუდმივა. ბოლო ორი გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ წრიული სიჩქარეების მრუდი, რომელიც პირველ მიახლოებაში წარმოადგენს გალაქტიკის ბრუნვის მრუდს, შეიცავს მნიშვნელოვან ინფორმაციას გალაქტიკაში ნივთიერებას განაწილების შესახებ. აქ არსებითია გავარკვიოთ, რამდენად ახლოა დაკვირვებული ბრუნვის მრუდი წრიული სიჩქარეების მრუდთან. თუმცა, გალაქტიკის თხელი დისკოს ობიექტების - ახალგაზრდა ღია გროვების, OB-ვარსკვლავების და კლასიკური ცეფეიდების, ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსიის მცირე სიდიდე გალაქტიკური დისკოს ბრუნვის სიჩქარის სიდიდესთან შედარებით გვაფიქრებინებს, რომ ეს მრუდები მაღალი სიზუსტით ერთმანეთის იდენტურია.

რა სახის შეიძლება იყოს ჩვენი გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი? შეიძლება განვიხილოთ ორი თვისობრივად განსხვავებული შემთხვევა: პირველი - *მყარსხეულოვანი ბრუნვა*, როცა გალაქტიკის ცენტრიდან ნებისმიერ R მანძილზე ბრუნვის კუთხური სიჩქარე ერთი და იგივეა, ხოლო ხაზოვანი სიჩქარე იზრდება R -ის პროპორციულად. მეორე - *კეპლერისეული ბრუნვა*, როცა გალაქტიკის მთელი მასა მოქცეულია მის

ცენტრში. ასეთ შემთხვევაში ხაზოვანი სიჩქარეები $1/\sqrt{R}$ -ის პროპორციულად მცირდება.

განვიხილოთ დაკვირვებითი მონაცემების მეშვეობით ბრუნვის მრუდის განსაზღვრის მეთოდები. კვლავ დავუბრუნდეთ ბოტლინგერის ფორმულას სხივური სიჩქარეებისათვის:

$$\Delta v_r = R_0(\omega - \omega_0) \sin l \cos b. \quad (10.24)$$

თუ განტოლების ორივე მხარეს გავყოთ $R_0 \sin l \cos b$ -ზე, მივიღებთ:

$$f(R, R_0) = \omega - \omega_0 = \frac{\Delta v_r}{R_0 \sin l \cos b} \quad (10.25)$$

ფუნქციას $f(R, R_0)$, რომელიც მოთავსებულია ტოლობის მარცხენა მხარეს, ჩვეულებრივ უწოდებენ კამის ფუნქციას ან ზოგჯერ კამი-პარენაგოს ფუნქციას. გამოსახულება (10.25) გვიჩვენებს, რომ კამის ფუნქცია მხოლოდ ω_0 მუდმივი შესაკრებით განსხვავდება ბრუნვის კუთხური სიჩქარის მრუდისაგან და გვაძლევს ბრუნვის სიხშირის განაწილებას გალაქტიკის ბრუნვის ღერძისგან დაშორებით მიხედვით.

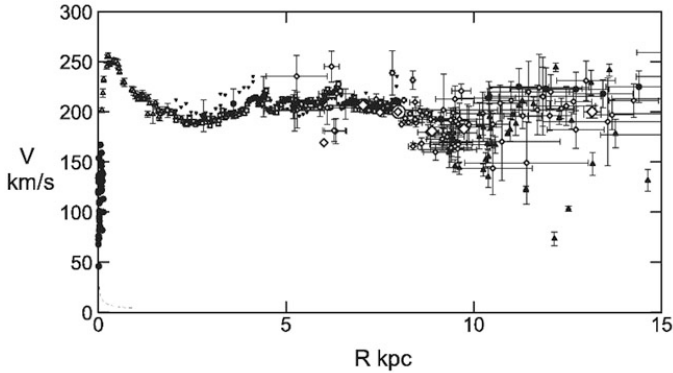
კამის მეთოდის გამოყენება შეიძლება დავყოთ შემდეგ ეტაპებად:

- შერჩეული ობიექტების ჯგუფისათვის ინდივიდუალური r მანძილების განსაზღვრა, რომლებიც განთავისუფლებულია ვარსკვლავთშორისი შთანთქმისაგან;
- კოსინუსების თეორემის მეშვეობით თითოეული ობიექტისათვის გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან R დაშორების გამოთვლა:

$$R = [R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2R_0 r \cos l \cos b]^{\frac{1}{2}} \quad (10.26)$$

- თითოეული ობიექტისათვის $\omega - \omega_0$ -ის განსაზღვრა;
- თუ ობიექტების რაოდენობა დიდია, მაშინ კამის ფუნქციის გასაშუალება R სიდიდის გარკვეულ ინტერვალებში და $\omega - \omega_0$ როგორც R -ის ფუნქციის გრაფიკის აგება.

ნახაზზე 10.3 მოცემულია გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი, რომელიც განსაზღვრულია სხვადასხვა ობიექტების დაკვირვებითი მონაცემების მიხედვით - ნეიტრალური წყალბადის და მოლეკულური ღუმლების რადიოგამოსხივება, ღია გროვების და კლასიკური ცეფეიდების სხივური სიჩქარეები და ა.შ. (Sofue et al. 2009). აბსცისთა ღერძზე გადაზომილია გალაქტიკის ცენტრიდან მანძილი.



ნახაზი 10.3. გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი (Sofue et al. 2009).

როგორც ნახაზიდან ჩანს, გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი მეტ-ნაკლებად საიმედოდ არის განსაზღვრული გალაქტიკის ცენტრიდან 12 კპკ მანძილზე. რა ხდება ამ ზღვარს იქით, ჯერ-ჯერობით უცნობია, თუმცა ამკარაა, რომ მრუდის ზღვარი ჯერ კიდევ მიღწეული არ არის. ამ უბანში ბრუნვის მრუდის განსაზღვრის ცდომილება ძალიან დიდია და მეტი სიცხადისთვის საჭიროა შემდგომი დაკვირვებები.

ნახაზი 10.3-ის დამახასიათებელი თავისებურებაა მკვეთრი მინიმუმი გალაქტიკის ცენტრთან ახლოს, მკვეთრი მაქსიმუმი ცენტრიდან დაახლოებით 1 კპკ მანძილზე, შემდეგ მეორადი მინიმუმი და კვლავ მცირე მაქსიმუმი, რომლის შემდეგაც მრუდი ოდნავ იკლებს მზის მახლობელ ორბიტაზე და ბოლოს, გალაქტიკის პერიფერიაზე, მრუდი თითქოს კვლავ ზევით იწევს. ბრუნვის მრუდის ასეთი რთული სახე გამოწვეულია გალაქტიკაში მასების რთული განაწილებით და აგრეთვე, იმ ფაქტით, რომ გალაქტიკა შედგება სხვადასხვა კინემატიკური თვისებების მქონე ქვესისტემებისგან.

ცხადია, რომ გალაქტიკის ცენტრიდან დიდ მანძილზე ბრუნვის მრუდს კეპლერისეული კლებადი ხასიათი უნდა ჰქონდეს, მაგრამ როგორც დაკვირვებები გვიჩვენებს, ცენტრიდან ყველაზე შორეულ წერტილებში, სადაც ჯერ კიდევ შეიმჩნევა მნათი ნივთიერება, ბრუნვის მრუდი ჯერ კიდევ მაქსიმუმსაც არ აღწევს.

10.5. გალაქტიკის ბრუნვის განსაზღვრა ნეიტრალური წყალბადის მეშვეობით

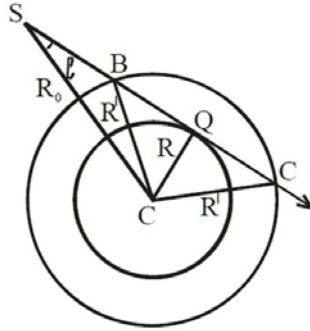
გარდა ვარსკვლავების, ნისლეულების და ვარსკვლავთ გროვების სხივური სიჩქარეების და საკუთარი მოძრაობებისა, გალაქტიკის კინემატიკის შესახებ ინფორმაციას ვიღებთ ასევე ვარსკვლავთშორისი

გაზის დაკვირვებით რადიოდიაპაზონში და პირველ რიგში ნეიტრალური წყალბადის დაკვირვებით 21 სმ ტალღის სიგრძეზე. რადიოდაკვირვებების უპირატესობა ოპტიკურ დიაპაზონთან შედარებით იმაში მდგომარეობს, რომ ვარსკვლავთშორის სივრცეში რადიოგამოსხივება ნაკლებად შთაინთქმება. ამდენად, რადიოდიაპაზონში ჩვენი გალაქტიკა მნიშვნელოვნად უფრო გამჭვირვალეა.

რადიოდაკვირვებებს შემდეგნაირად ატარებენ: მიმართავენ რადიოტელესკოპს ცის შერჩეული უბნისაკენ და აგროვებენ რადიოანტენაზე მოსული გამოსხივების ენერგიას. ამავე დროს ცვლიან მისადები სიგნალის $\Delta\lambda$ სიხშირეს. ასეთი რეგულირების ფარდობითი სიდიდე $\Delta\lambda/\lambda$ შესაძლებელია გამოვსახოთ სიჩქარის ერთეულებში. დაკვირვების შედეგებს აქვეყნებენ ე.წ. სიჩქარის პროფილების სახით ანუ რადიოგამოსხივების ენერგიის დამოკიდებულება სხივურ სჩქარეზე ცის მოცემულ უბანზე. ამ დროს ცის უბნის ზომა განისაზღვრება რადიოანტენის მიმართულობის დიაგრამის სიგანით.

მიღებული პროფილების ანალიზის მეთოდს გვიჩვენებს ნახაზი 10.4. გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის გამო 21 სმ-იანი რადიოტალღა იქნება წანაცვლებული: ნეიტრალური წყალბადის შორეული ღრუბლებისათვის სხივური სიჩქარე სხვა იქნება ვიდრე იგივე მხედველობის სხივის გასწვრივ მდებარე მახლობელი ღრუბლებისათვის. შორეული ღრუბლების გამოსხივების ტალღის სიგრძისათვის მახლობელი ღრუბლები გამჭვირვალეა. ეს საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ სიჩქარეთა პროფილები ძალიან შორეული HI უბნებისათვის. სხვადასხვა გალაქტიკური მიმართულებებისათვის მივიღებთ საკმაოდ რთულ პროფილებს, რომელთა ინტერპრეტაცია შემდეგნაირად არის შესაძლებელი.

დავუშვათ გალაქტიკა ბრუნავს იმ მოდელის მიხედვით, რომელსაც აღწერს ბოტლინგერის ფორმულა ყველა შესაბამისი დაშვებით. ვთქვათ მხედველობის სხივის გასწვრივ გალაქტიკის სიბრტყეში მდებარეობს სამი წყალბადის HI ღრუბელი, რომლებიც განლაგებულია B, Q და C წერტილებში და ბრუნავენ გალაქტიკის ცენტრის გარშემო წრიულ ორბიტებზე.



ნახაზი 10.4. რადიოდიამეტრში მიღებული სიჩქარეთა პროფილების ანალიზის მეთოდი.

მხედველობის სხივის გასწვრივ, რომელიც წარმოადგენს მზესთან შედარებით გალაქტიკის რომელიღაც შიდა წრიული ორბიტის მხებს Q წერტილში, 21 სმ-იანი რადიოხაზის პროფილი გვიჩვენებს გამოსხივების ინტენსივობების ორ მაქსიმუმს, რომლებიც შეესაბამება გალაქტიკის ცენტრიდან R და R' მანძილებზე კუთხურ სიჩქარეებს. ცხადია, რომ ამ მიმართულებით მაქსიმალური სხივური სიჩქარე ექნება Q წერტილს, რადგან ბრუნვის კუთხური სიჩქარე მცირდება ცენტრიდან დაშორების მიხედვით, ხოლო Q წერტილი მდებარეობს ამ მხედველობის სხივზე გალაქტიკის ცენტრიდან მინიმალურ მანძილზე $R = R_0 \sin l$. მხედველობის სხივის ყველა სხვა წერტილისათვის ჩვენ ვხედავთ გაზოვანი ღრუბლის არა სრულ ბრუნვით სიჩქარეს, არამედ მის პროექციას მხედველობის სხივზე.

ამ წერტილისათვის ფორმულა $\Delta v_r = R_0(\omega - \omega_0) \sin l$ საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ ω და შემდეგ ვიპოვოთ გალაქტიკის ბრუნვის ხაზოვანი სიჩქარე.

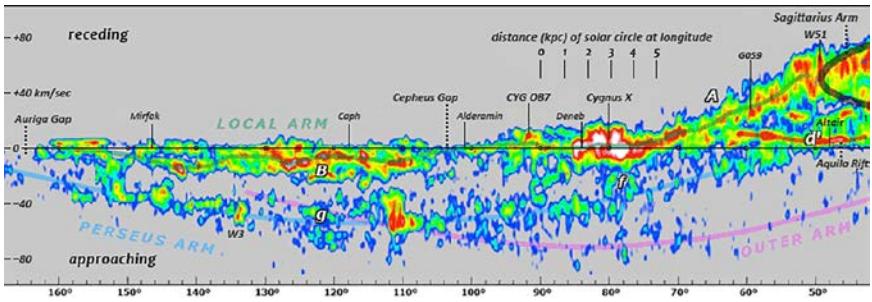
ზუსტად ასევე შეიძლება განვსაზღვროთ 21 სმ-იანი ტალღის პროფილი ცის სხვა მიმართულებებისათვის. ამასთან, თუ დავაკვირდებით და გავაანალიზებთ პროფილებს გალაქტიკის ცენტრისა და ანტიცენტრის მიმართულებებით, შეგვიძლია განვსაზღვროთ ნეიტრალური წყალბადის ატომების და მთლიანობაში ღრუბლების ქაოტური მოძრაობების გავლენა, რაც საშუალებას გვაძლევს დავაზუსტოთ მიღებული შედეგები სხვა მიმართულებებისათვის. ამ მეთოდით პრაქტიკულად შესაძლებელია განვსაზღვროთ ბრუნვის მრუდი გალაქტიკური გაზისათვის $R = 4 - 8$ კპკ ინტერვალში ანუ მზის ორბიტის შიგნით 4 კპკ მანძილზე. თუმცა გალაქტიკის ცენტრთან ახლოს ეს მეთოდი არ გამოდგება, რადგან ცენტრში შეინიშნება გაზის მნიშვნელოვანი დეფიციტი - ე.წ. ხვრელი გაზოვან დისკოში.

უნდა აღინიშნოს, რომ რადიომონაცემების საფუძველზე ბრუნვის მრუდის პირველმა განსაზღვრებებმა აჩვენა, რომ დედამიწის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში მიღებული მრუდები რამდენიმე კილომეტრ წამით სისტემატურად განსხვავდება სამხრეთ ნახევარსფეროში მიღებული მრუდებისაგან. ასეთი ასიმეტრია შეიძლება აიხსნას მხოლოდ გალაქტიკის დისკოში არაწრიული ბრუნვების არსებობით, კერძოდ, სპირალური სტრუქტურის გავლენით გალაქტიკური დისკოს სიჩქარეთა ველზე.

ნეიტრალურ წყალბადთან ერთად გალაქტიკის კინემატიკის შესწავლისათვის იყენებენ სხვადასხვა ელემენტების და ქიმიური შენაერთების გამოსხივებას მოლეკულური ღრუბლებიდან და HII ზონებიდან. ამ ობიექტებამდე მანძილებს, ისევე როგორც ნისლეულებთან დაკავშირებული OB-ვარსკვლავების შემთხვევაში, საზღვრავენ სპექტრული პარალაქსების მეშვეობით. ნისლეულებამდე მანძილების უხეში შეფასება ამ შემთხვევაში კომპენსირდება სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის ძალიან მაღალი სიზუსტით - კმ/წმ-ის მეათედები. OB-ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეები ერთი რიგით უფრო დაბალი სიზუსტით ისაზღვრება, რადგან ამ ტიპის ვარსკვლავებში მეტალების სპექტრული ხაზები ცოტაა და მათ პროფილებს რთული ხასიათი აქვთ ძლიერი ვარსკვლავის ქარის და ვარსკვლავის ზედაპირზე მიმდინარე სხვადასხვა პროცესების გავლენით. ამრიგად, შესაძლებელია რადიოდაკვირვებების მეშვეობით ავაგოთ გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი მზის ორბიტის მიმართ გალაქტიკის გარე არეებისათვის.

კინემატიკური მეთოდის მნიშვნელოვანი უპირატესობაა მისი მეშვეობით გაზოვან ღრუბლებამდე მანძილის განსაზღვრის შესაძლებლობა, რადგან მანძილების ასტროფიზიკური შეფასებები ამ შემთხვევაში ძალიან უხეშია. განვიხილოთ ეს მეთოდი უფრო დეტალურად.

ცნობილი ბრუნვის მრუდის შემთხვევაში ბოტლინგერის ფორმულა გალაქტიკის მოცემული მიმართულებისა და მზიდან მოცემული დამორებისათვის საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ ობიექტების საშუალო სხივური სიჩქარე. ამ შემთხვევაში ცხადია სხივური სიჩქარე დამოკიდებულია მხოლოდ გალაქტიკურ გრძედსა და მზიდან მანძილზე. მოცემული მიმართულებით, გალაქტიკური გრძედის ფიქსირებული მნიშვნელობისათვის, სხივური სიჩქარე არის მხოლოდ მზიდან დამორების ფუნქცია.



ნახაზი 10.5. დიაგრამა „სხივური სიჩქარე - გალაქტიკური გრძედი“, რომელიც აგებულია 115 GHz სიხშირეზე CO მოლეკულების გამოსხივების რადიომიმობილვის მონაცემების გამოყენებით (Dame, Hartmann & Thaddeus, 2001).

ობიექტამდე სხივური სიჩქარით მანძილის განსაზღვრისათვის შეგვიძლია გამოვიყენოთ დიაგრამა „სხივური სიჩქარე - გალაქტიკური გრძედი“. ასეთ დიაგრამაზე სხივური სიჩქარეების განაწილებას ექნება ორმაგი ტალღის სახე (იხ. ოორტის ფორმულა (10.13)). მსგავსი დამოკიდებულებები შეიძლება ავსებოდეს მზიდან სხვადასხვა დაშორებების მნიშვნელობებისათვის ბოტლინგერის უფრო ზუსტი ფორმულა (10.5).

მოცემული გაზოვანი ღრუბელი გარკვეული გალაქტიკური გრძედით და სხივურ სიჩქარით დიაგრამაზე „სხივური სიჩქარე - გალაქტიკური გრძედი“ გამოიხატება წერტილის სახით, რომელზეც გაივლის სავსებით განსაზღვრული ორმაგი ტალღა, რომელიც შეესაბამება მზიდან გარკვეულ მანძილს. ამ გზით გალაქტიკის დისკოში მოთავსებული გაზოვანი ღრუბლებისათვის მანძილების შეფასების სიზუსტე აღწევს 10%-ს, რადგან ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსია, როგორც ამ მეთოდის ცდომილების ძირითადი წყარო, არ არის დიდი.

დიაგრამა „სხივური სიჩქარე - გალაქტიკური გრძედი“ გამოიყენება რადიოდაკვირვებების საფუძველზე ჩვენი გალაქტიკის აგებულების შესწავლისათვის. ასეთი დიაგრამა, რომელიც აგებულია 115 GHz სიხშირეზე CO მოლეკულების გამოსხივების რადიომიმობილვის მონაცემების გამოყენებით (Dame, Hartmann & Thaddeus, 2001), მოცემულია ნახაზზე 10.5.

ლექცია 11. გალაქტიკის აგებულება და დასახლებათა ტიპები

11.1. გალაქტიკის დასახლებათა ტიპები და ქვესისტემები

გალაქტიკის დასახლებათა ტიპების ცნება პირველად შემოიღო ამერიკელმა ასტრონომმა ვალტერ ბაადემ (1944). თავდაპირველად მან შეამჩნია, რომ ანდრომედას ნისლეულში სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავები განსხვავებულად არიან განაწილებული: წითელი გიგანტები, ძირითადად, ამ გალაქტიკის ცენტრისკენ არიან კონცენტრირებული, ხოლო ცისფერი ვარსკვლავები ძირითადად გვხვდებიან სპირალურ შტოებში.

სპირალური შტოების ობიექტებს ბაადემ უწოდა I ტიპის დასახლება, ხოლო გალაქტიკის ცენტრალური არეების ვარსკვლავებს - II ტიპის დასახლება. თავად ბაადემ და მის შემდეგ სხვა მკვლევარებმა დაადგინეს, რომ ვარსკვლავთა სხვადასხვა მახასიათებლები, რომელთა შორის არ არის პირდაპირი ფიზიკური კავშირი, როგორებიცაა ასაკი, ქიმიური შემადგენლობა, კინემატიკური მახასიათებლები და გალაქტიკური ორბიტის ელემენტები, დაკავშირებულია გალაქტიკაში ობიექტების სივრცულ განაწილებასთან.

როგორც აღმოჩნდა, ყველაზე ხნიერი ობიექტები (ისინი შეადგენენ II ტიპის დასახლებას) ამავე დროს ხასიათდებიან მძიმე ელემენტების დეფიციტით, მათი ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსია მაღალია და ისინი მოძრაობენ ძალზედ გაჭიმულ, თითქმის რადიალურ გალაქტიკურ ორბიტებზე გალაქტიკის ცენტრის გარშემო. II ტიპის დასახლების ტიპიური წარმომადგენლები არიან სფერული გროვები, ქვეჯუჯები და RR Lyr და W Vir ტიპის ცვალებადები. გალაქტიკაში ისინი ქმნიან სფერულ ქვესისტემას ანუ ჰალოს, რომლისთვისაც დამახასიათებელია თანაბარი სიმკვრივეების ზედაპირების სფეროიდული ფორმა, ძლიერი კონცენტრაცია გალაქტიკის ცენტრისკენ და შენელებული ორბიტალური ბრუნვა.

უფრო ახალგაზრდა ობიექტებს - I ტიპის დასახლებას, გააჩნიათ ათჯერ და ასჯერ უფრო მაღალი შემადგენლობა მძიმე ელემენტებისა, მათი ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსია შედარებით მცირეა და ისინი ბრუნავენ თითქმის წრიულ ორბიტებზე. ეს ობიექტები შეადგენენ გალაქტიკის დისკოს სწრაფად მბრუნავ ქვესისტემას. I ტიპის დასახლებას განეკუთვნებიან მთავარი მიმდევრობის უმრავლესობა დამზერილი ვარსკვლავებისა, ზეგიგანტები, წითელი გიგანტების დიდი ნაწილი, ვარსკვლავთშორისი გაზის და მტვრის ღრუბლები, ღია ვარსკვლავთ გროვები და ვარსკვლავთ ასოციაციები.

დასახლებათა კლასიფიკაციამ ბაადეს შემდეგ განიცადა ცვლილებები და გართულდა. თუმცა უცვლელი დარჩა ამ კონცეფციის ყველაზე არსებითი ნიშანი - დასახლებების სხვადასხვა მახასიათებლების ურთიერთკავშირი, რომლის საფუძველს როგორც აღმოჩნდა წარმოადგენს ამ მახასიათებლების კავშირი ობიექტების ასაკთან. ამ კავშირმა საშუალება მისცა მკვლევარებს ერთიანობაში შეეკრათ გალაქტიკაში ვარსკვლავთწარმოშობის ისტორია, გალაქტიკური ქვესისტემების ფორმირება მათი გეომეტრიული და კინემატიკური მახასიათებლებით და ქიმიური შემადგენლობის თავისებურებები.

დასახლების ტიპის ცნება მჭიდროდ არის დაკავშირებული გალაქტიკის ქვესისტემის ცნებასთან. სხვადასხვა ასაკის დასახლებები წარმოქმნიან გალაქტიკაში სხვადასხვა ქვესისტემებს. დღეისათვის თვლიან, რომ გალაქტიკის ჰალო (ანუ II ტიპის დასახლება) ასევე არაერთგვაროვანია და შედგება სამი ქვესისტემისაგან: მაღალი მეტალურობის ($[Fe/H] > -1.0$) სქელი დისკო, მცირემეტალური საკუთარი ჰალო და აკრეციული ჰალო. ამასთან, მხოლოდ პირველი ორი ქვესისტემაა გენეტიკურად დაკავშირებული გალაქტიკის დისკოსთან. თუმცა ბოლო ქვესისტემა შედგება ობიექტებისგან, რომლებიც წარმოიშვნენ გალაქტიკის გარეთ და შემდგომში იქნენ მიტაცებულნი მის მიერ.

ისმება კითხვა, არსებობს თუ არა ბუნებრივი საზღვრები გენეტიკურად დაკავშირებულ ქვესისტემებს შორის თუ გეომეტრიის, დინამიური თვისებების და ქიმიური შემადგენლობის ცვლილება უწყვეტად გადადის ხნიერი დასახლებიდან უფრო ახალგაზრდისკენ?

პირველ შემთხვევაში გალაქტიკა უნდა შედგებოდეს ქვესისტემების დისკრეტული ერთობლიობისგან, ხოლო მეორე შემთხვევაში - ქვესისტემებად დაყოფა პირობითია და წარმოებს შემთხვევითად (ზოგიერთი მკვლევარი გამოჰყოფს გალაქტიკაში ათზე მეტ ქვესისტემას). რაც შეეხება ჩამოთვლილ ქვესისტემებს, მათი გაყოფა გამოწვეულია მცირერიცხოვნობით ანდა სრული არარსებობით ვარსკვლავებისა და ვარსკვლავთ გროვებისა, რომელთა პარამეტრები ძვეს თითოეული ქვესისტემის იგივე პარამეტრების მნიშვნელობებს შორის. ეს განსაკუთრებით თვალნათლივ ჩანს თხელი და სქელი დისკოების ქვესისტემებს შორის განსხვავებებში ანუ დისკოს (I ტიპის დასახლება) და ჰალოს (II ტიპის დასახლება) შორის - ბაადეს კლასიფიკაციით.

ცხრილში 11.1 მითითებულია ზემოთ ჩამოთვლილი გალაქტიკის ქვესისტემების მახასიათებელი ზოგიერთი სიდიდის საზღვრები.

ცხრილი 11.1.

ქვესისტემა	დასახ- ლება	ასაკი, მლრდ. წ.	[Fe/H]	სიჩქარეთა დისპერსია კმ/წმ	ორბიტის ექსცენტრ.
თხელი დისკო	I	< 7 – 9	> -0.4	<30	< 0.25
სქელი დისკო	II	10 – 12	-0.4 - -1.0	≈50	0.2 – 0.5
საკუთარი ჰალო	II	> 12 – 13	< -1.0	≈80	0.5 – 0.9
აკრეციული ჰალო	II	> 9	< -0.5	>120	> 0.8

ამდენად, გალაქტიკის გენეტიკურად დაკავშირებული დასახლებების ასაკის და სხვა მახასიათებლების ცვლილება არ წარმოადგენს უწყვეტს და ეს სძენს ქვესისტემების კლასიფიკაციას ღრმა აზრს.

ზემოთ ჩამოთვლილ ქვესისტემების გარდა მიზანშეწონილია განვიხილოთ ცალკე ქვესისტემად გალაქტიკის ბალჯი - 600-700 პკ რადიუსის მქონე არე გალაქტიკის ცენტრის გარშემო, რომელიც გამოიყოფა მასში შემავალ ვარსკვლავთა კინემატიკური ნიშნების და ფიზიკური თავისებურებებით.

11.2. ვარსკვლავთა დათვლები

ჩვენი გალაქტიკის მასის უმთავრესი ნაწილი მოქცეულია ცალკეულ ვარსკვლავებში, რომლებიც არ არიან დაკავშირებული მსხვილ ვარსკვლავთ დაჯგუფებებთან. გალაქტიკაში ვარსკვლავთა განაწილების შესახებ ძირითადი ინფორმაცია მიღებულია ვარსკვლავთა დათვლების მეშვეობით. ფაქტიურად, ვარსკვლავთა დათვლები აღმოჩნდა პირველი მეთოდი ვარსკვლავთ ასტრონომიულ კვლევებში.

გალაქტიკის სტრუქტურის პირველი სერიოზული გამოკვლევები ჩაატარა ჰერშელმა ვარსკვლავთ დათვლების სახით. ამასთან, პირველად იქნა გამოყენებული შერჩევითი კვლევა ვარსკვლავთა “სელექციის” მეთოდით. ჰერშელის მიერ ტელესკოპში დანახული ყველა ვარსკვლავის დათვლა შეუძლებელი იყო, ამიტომ მან შეარჩია 1083 არე ცაზე დიამეტრით 15 რკალის მინუტი $-30^{\circ} < \delta < +45^{\circ}$ დიაპაზონში. ჰერშელმა ამ არეებში დათვალა 177 600 ვარსკვლავი $14^m.5$ სიდიდემდე. მოგვიანებით ჰერშელმა კიდევ დაამატა 2299 არე ცის სამხრეთ ნახევარსფეროში. ამ არეებში ვარსკვლავთა რაოდენობების ცხრილებმა

ცაზე მათი მდებარეობების კოორდინატების მიხედვით შემდეგი დასკვნების გამოტანის საშუალება მისცა ავტორს:

- ცის სფეროს ერთი და იგივე ფართის არეში დათვლილ ვარსკვლავთა რაოდენობა მკვეთრად მცირდება გალაქტიკის ეკვატორიდან დაშორების მიხედვით;
- სამხრეთ ნახევარსფერო უფრო მდიდარია ვარსკვლავებით.

დათვლების საფუძველზე ჰერშელმა ააგო ჩვენი გალაქტიკის პირველი მოდელი, რომელსაც დღეისათვის მხოლოდ ისტორიული მნიშვნელობა აქვს.

ჰერშელის შემდეგ არაერთხელ ჩატარდა ვარსკვლავთ დათვლები, თანაც ცის სხვადასხვა არეებში. ამ დათვლების საფუძველზე ხდებოდა განსაზღვრა როგორც *სიკაშკაშის ინტეგრალური ფუნქციის* $N(m)$ – m ვარსკვლავიერ სიდიდეზე უფრო კაშკაშა ვარსკვლავთა რაოდენობა, ასევე *სიკაშკაშის დიფერენციალური ფუნქციის* $A(m)$ – ერთეულოვან ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ინტერვალში ვარსკვლავთა რაოდენობა. ამ ფუნქციებს შორის შემდეგი დამოკიდებულება არსებობს:

$$N(m) = \int_{-\infty}^m A(m)dm, \quad A(m) = \frac{dN(m)}{dm}. \quad (11.1)$$

განვიხილოთ სხვადასხვა ვარსკვლავიერ სიდიდის ვარსკვლავთა რაოდენობებს შორის დამოკიდებულება. ზეელიგერმა (1889) დამტკიცა, რომ მოცემული ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავთა რაოდენობის შეფარდება ერთი ვარსკვლავიერი სიდიდით უფრო კაშკაშა ვარსკვლავების რაოდენობასთან ტოლია $N(m+1)/N(m) = 3.98$, თუ ყველა აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავები სივრცეში განაწილებულია თანაბრად და ვარსკვლავთშორისი შთანთქმა არ არსებობს. მოვიყვანოთ ზეელიგერის თეორემის დამტკიცება.

განვიხილოთ ერთი და იგივე ნათობის ვარსკვლავები. დამკვირვებლისგან გარკვეულ r მანძილზე ისინი ყველა იქნება m ვარსკვლავიერ სიდიდეზე კაშკაშა. ვარსკვლავები, რომლებიც 1^m სიდიდით უფრო კაშკაშაა, უნდა ჩანდნენ $\sqrt{2.512} \approx 1.58$ -ჯერ უფრო შორ მანძილზე. დაკვირვებული ვარსკვლავების რაოდენობა პირდაპირპროპორციულია სივრცის მოცულობისა ანუ

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = \frac{\frac{4}{3}\pi(1.58 r)^3}{\frac{4}{3}\pi r^3} = (1.58)^3 \approx 3.9811. \quad (11.2)$$

ეს დამოკიდებულება სამართლიანია ნებისმიერი ნათობის ვარსკვლავებისათვის და შესაბამისად ვარსკვლავთა საერთო რაოდენობისათვის, თუ მათი განაწილება სიკაშკაშეებით არ არის დამოკიდებული დამკვირვებლიდან მანძილზე.

თავის დროზე არსებული ვარსკვლავთ დათვლების შედეგების საფუძველზე ზეელიგერმა აღმოაჩინა, რომ ყველა მიმართულებით $N(m)$ ფუნქცია იზრდება უფრო ნელა, ვიდრე მისი თეორემის მიხედვით. ამასთან, აღმოჩნდა, რომ ვარსკვლავთა რაოდენობა იზრდება უფრო ნელა გალაქტიკის სიბრტყიდან დაშორებით. მოგვიანებით ნათელი გახდა, რომ ვარსკვლავთ დათვლების შედეგების გადახრა ზეელიგერის თეორემისგან გამოწვეულია, ძირითადად, ვარსკვლავთშორის სივრცეში სინათლის შთანთქმით.

გალაქტიკის აგებულების რეალური სურათის მისაღებად და სხვა ვარსკვლავთ ასტრონომიული საკითხების გამოსაკვლევად კაპტინმა წამოაყენა ვარსკვლავთა ღრმა და სრულმასშტაბიანი შესწავლის გეგმა მთელ ცაზე განაწილებულ გარკვეულ შერჩეულ არეებში. დღემდე ეს არეები, ე.წ. SA არეები (Selected Area), უფრო კარგად არის შესწავლილი, ვიდრე მათ შორის მოთავსებული ცის მონაკვეთები, რადგან სწორედ ამ არეებში XX საუკუნეში ინტენსიურად წარმოებდა ვარსკვლავთა ფოტომეტრია, სპექტრული კლასიფიკაცია და სხვიური სიჩქარეების განსაზღვრა.

სირსმა და ვან რაინმა 1925 წელს ჩაატარეს ვარსკვლავთა დათვლები და ამ მიზნით გამოიყენეს „Cart du Ciel“-ის („ცის რუკების“) ასტროგრაფიული კატალოგების უმდიდრესი მონაცემები $13^m.5$ სიდიდემდე ვარსკვლავებისათვის და, ასევე, კაპტინის არეების კატალოგები ამ დათვლების გასაგრძელებლად $18^m.5$ სიდიდემდე. დათვლების შედეგები, გასაშუალოებული გალაქტიკური გრძედისა და განედის მიხედვით, ნაწილობრივ ნაჩვენებია 11.2 ცხრილში, სადაც $\lg N(m, b)$ სიდიდეები მოყვანილია 21^m ვარსკვლავიერ სიდიდემდე.

ცხრილის მეორე სვეტიდან ჩანს რამდენად სწრაფად იცვლება ვარსკვლავთა რაოდენობა ხილული ვარსკვლავიერი სიდიდის ზრდასთან ერთად. ბოლო სვეტიდან აშკარაა რამდენად მკვეთრად იზრდება სუსტ ვარსკვლავთა კონცენტრაცია გალაქტიკის სიბრტყისკენ. გარდა ამისა, ამ ავტორების დათვლებმა აჩვენა ვარსკვლავთა რაოდენობების ზრდა გალაქტიკის ცენტრისკენ და მათი სიმცირე ანტიცენტრის მიმართულებით.

ცხრილი 11.2.

m	$\lg N(m)$	$N(m+1)/N(m)$			$\frac{N(m, 0^\circ)}{N(m, 90^\circ)}$
		მთელი ცა	$b = 0^\circ$	$b = 90^\circ$	
4	2.553	2.88	2.88	2.88	3.4
5	3.012	2.85	2.85	2.85	3.4
6	3.468	2.80	2.82	2.77	3.4
7	3.916	2.77	2.80	2.70	3.5
8	4.358	2.72	2.77	2.60	3.6
9	4.793	2.67	2.75	2.50	3.9
10	5.220	2.61	2.70	2.39	4.3
11	5.635	2.54	2.67	2.29	4.8
12	6.041	2.47	2.62	2.17	5.6
13	6.433	2.39	2.55	2.06	6.8
14	6.811	2.31	2.46	1.97	8.4
15	7.173	2.22	2.35	1.87	10.4
16	7.520	2.12	2.23	1.77	13.2
17	7.847	2.03	2.13	1.68	16.6
18	8.155	1.93	2.04	1.60	21.0
19	8.439	1.84	1.93	1.51	27.0
20	8.704	1.76	1.84	1.43	34.4
21	8.949	-	-	-	44.2

სრულმასშტაბიანი ვარსკვლავთ დათვლების მეშეობით პირველად შეფასდა გალაქტიკაში ვარსკვლავთა სრული რაოდენობა. აღმოჩნდა, რომ ნათობის დიფერენციალური ფუნქცია კარგად აღიწერება მაჩვენებლიანი დამოკიდებულებით:

$$\frac{dN(m)}{dm} = A(m) = \exp(a + bm - cm^2), \quad (11.3)$$

სადაც a , b და c კოეფიციენტები დამოკიდებულია მათ მდებარეობაზე ცის სფეროზე. ამ კოეფიციენტების მნიშვნელობები შეგვიძლია განვსაზღვროთ უმცირეს კვადრატთა მეთოდით 11.2 ცხრილის მონაცემების საფუძველზე. თუ (11.3) განტოლებას ვაინტეგრებთ $-\infty$ -დან m -მდე, მივიღებთ $N(m)$ ფუნქციას, ხოლო თუ m ზღვარს შევცვლით $+\infty$ -ით, მივიღებთ გალაქტიკაში ვარსკვლავთა საერთო რაოდენობას. ვარსკვლავთმორისი შთანთქმის გათვალისწინებით $N(\infty)$ სიდიდე ანუ ვარსკვლავთა საერთო რაოდენობ ტოლია $1.5 \cdot 10^{11}$. როგორც მოგვიანებით ვნახავთ, გალაქტიკის მასა დღეისათვის შეფასებულია $2 \cdot 10^{11}$ მზის მასად. ამდენად, ვარსკვლავთა დათვლების შედეგად შეფასებული გალაქტიკის ვარსკვლავთა სრული რაოდენობა დიდად არ განსხვავდება დღეისათვის მიღებული შეფასებებისაგან, თუნდაც იმ დაშვებით, რომ მზის მასაზე

ნაკლები მასის მქონე ვარსკვლავების რაოდენობა გაცილებით მეტია, ვიდრე უფრო მასიური ვარსკვლავებისა.

11.3. გალაქტიკის აგებულება

ჩვენი გალაქტიკის აგებულება შეისწავლება ვარსკვლავთა დათვლების და გალაქტიკაში მასების განაწილების მოდელების აგების საფუძველზე. ამასთან, ამ მოდელების პარამეტრების დაზუსტება ხდება იმავე ვარსკვლავთ დათვლებით და, ასევე, კინემატიკური მონაცემების შესწავლით. ასევე ითვალისწინებენ ჩვენი გალაქტიკის მსგავსი გალაქტიკების მონაცემებს.

ცხრილის 11.2 ანალიზი გვიჩვენებს, რომ ვარსკვლავებს ახასიათებთ ძლიერი კონცენტრაცია გალაქტიკის სიბრტყისკენ. ეს ნიშნავს, რომ ჩვენს მიერ დამზერილი ვარსკვლავების უმრავლესობა ქმნიან ქვესისტემას, რომელსაც გააჩნია კონცენტრაცია გალაქტიკის სიბრტყისკენ. თუმცა, სფერული გროვების მაგალითზე ვიცით, რომ ვარსკვლავთა და მათი სისტემების ნაწილი ქმნიან მრავალკომპონენტთან მცირედ შეკუმშულ სფეროიდულ ქვესისტემას.

ჩვენი და სხვა გალაქტიკები წარმოადგენენ საკმაოდ გაიშვიათებულ ვარსკვლავთ სისტემებს. მაგალითად, მახლობელი ვარსკვლავების გლისეს კატალოგის (Gliese & Jahreis, 1991) მონაცემების საფუძველზე მზიდან 5 პკ მანძილზე მდებარეობს დაახლოებით 60 ვარსკვლავი, ხოლო 25 პკ-ში - 3800 ვარსკვლავი. მზის მახლობლად ვარსკვლავებს შორის საშუალო მანძილი შეადგენს დაახლოებით 2 პკ-ს.

აი როგორ გამოიყურება გალაქტიკის დისკოს სტრუქტურა გალაქტიკის ცენტრიდან მზის მანძილზე ბართაიას (Bartaya, 1979) გამოკვლევების მიხედვით: ადრეული კლასის A-B ვარსკვლავები III-V ნათობის კლასებით წარმოქმნიან თხელ ფენას და მათი რაოდენობა მკვეთრად ეცემა სიბრტყიდან $z > 200$ პკ მანძილზე, ხოლო გვიანდელი კლასის FIII-FV ვარსკვლავებს და G-K გიგანტებს გააჩნიათ მცირე გრადიენტი და ვრცელდებიან $z = 400$ პკ მანძილებამდე. ეს სიდიდეები შეგვიძლია ჩავთვალოთ ვარსკვლავთ სიმკვრივის განაწილების ბარომეტრულ ფორმულაში z_0 ნახევარსიგანის პარამეტრის შეფასებად:

$$D = D_0 \exp(-|z|/|z_0|)$$

ამდენად, ჩვენ გვაქვს გალაქტიკის დისკოს სისქის ორი დამახასიათებელი მასშტაბი: 400 პკ და 800 პკ. ასეთივე შედეგები მიიღო ეგენმა (Eggen et al. 1962). ხოლო მოჰანის (Mohan et al. 1988) მიერ ჩატარებული ვარსკვლავთ დათვლების შედეგად დაადგინდა, რომ ეს სიდიდეები ტოლია 260 ± 50 პკ და 760 ± 50 პკ. ასიმპტოტური შტოს

გიგანტების მიხედვით სევენსტერმა (Sevenster, 1996) მიიღო გალაქტიკის დისკოს ნახევარსიგანის სიდიდე 100 კპ ახალგაზრდა (ასაკით $< 10^9$ წ) და 500 კპ - ხნიერი ვარსკვლავებისათვის (ასაკით $> 5 \cdot 10^9$ წ). ამავე დროს, მარსაკოვმა (Marsakov et al. 1995) FV ვარსკვლავების ორბიტების ელემენტების მიხედვით აჩვენეს, რომ ქვესისტემის ნახევარსიგანე დამოკიდებულია არა მარტო ასაკზე, არამედ ვარსკვლავთა მეტალურობაზე. მაგალითად, ახალგაზრდა ($< 3 \cdot 10^9$ წ) მეტალური ([Fe/H] > -0.1) დისკოს ქვესისტემის F ვარსკვლავებისათვის გალაქტიკური სიმაღლის სკალა ყველაზე მცირეა ($z_0 = 100 \pm 20$ კპ), მაშინ როცა იგივე ასაკის ნაკლებად მეტალური ვარსკვლავებისათვის ეს სიდიდე 1.7 ჯერ მეტია. დისკოს უფრო ხნიერი, სხვადასხვა მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებისათვის სიმაღლეთა სკალის განსხვავება ოდნავ ნაკლებია.

გალაქტიკების ცენტრალური არეები განსაკუთრებულ ინტერესს იწვევს, რადგან ამ არეებში თავს იჩენს მრავალი საინტერესო და ამოუხსნელი თავისებურება. დღეისათვის მიღებულია, რომ გალაქტიკის ცენტრში გამოიყოფა სამი დამახასიათებელი არე. პირველი, რომლის რადიუსი დაახლოებით 3 კპკ-ია, საინტერესოა თავისი კინემატიკური თავისებურებით. მეორე არე, რადიუსით 600-700 კპ, გამოირჩევა ვარსკვლავთა მასიური სფეროიდული შემკვრივებით - ვარსკვლავიერი ბალჯი, მასით დაახლოებით $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ და ძლიერი გაზოვანი დისკოთი მასით დაახლოებით $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$ და ბოლოს, ცენტრალური რადიოწყაროს Sgt A მახლობელი სივრცე რადიუსით 1 კპ, რომელსაც ბირთვს ანუ ცენტრალურ პარსეკს უწოდებენ.

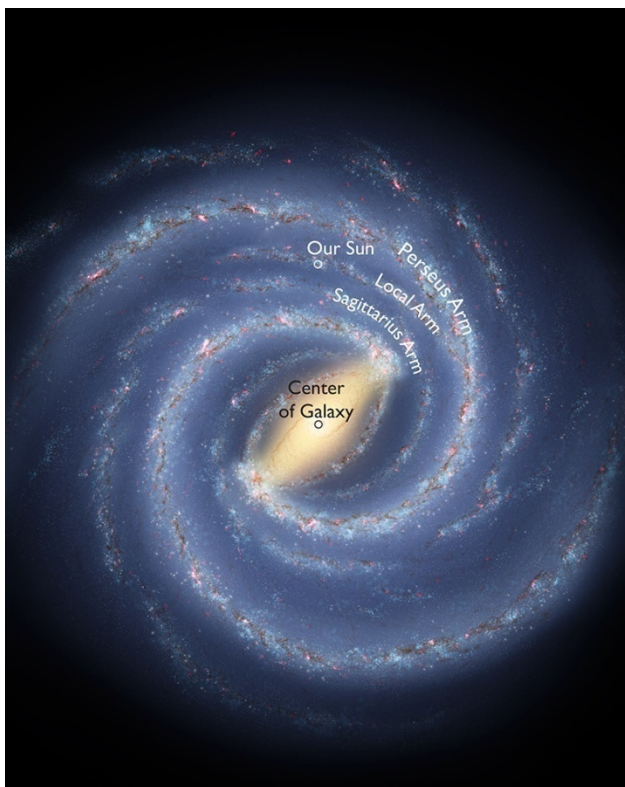
ხილულ დიაპაზონში გალაქტიკის ცენტრი დაფარულია ჩვენგან შთანთქმეული მატერიით (სრული შთანთქმა აქ აღწევს $A_V \approx 30^m$). ამ არის დაკვირვებებს აწარმოებენ რენტგენულ და γ -დიაპაზონებში, ხოლო ბოლო დროს სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ უბანშიც, რომელშიც შთანთქმა არც ისე დიდია. ამ მონაცემების საფუძველზე შეფასებული სიმკვრივე ბირთვში აღმოჩნდა 18 რიგით უფრო დიდი ვიდრე მზის მახლობლად ვარსკვლავთ საშუალო სიმკვრივე.

ინფრაწითელ უბანში თანამედროვე დიდი ტელესკოპები საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ ვარსკვლავთა გამოსახულებები საკმარისი მაღალი ფოტომეტრიული ხარისხით, ხოლო გამოსახულებების დიდი მასშტაბი გვეხმარება განვსაზღვროთ ცალკეული ვარსკვლავების საკუთარი მოძრაობები. აღმოჩნდა, რომ ვარსკვლავები გალაქტიკის ბირთვის მახლობლად საგრძნობლად გადაადგილდებიან და მათი სიჩქარეები და სიჩქარეთა დისპერსიები იზრდება ბირთვთან მიახლოებისას. ზოგიერთი, ბირთვთან განსაკუთრებით ახლო მყოფი ვარსკვლავები, მოძრაობენ 1000 კმ/წმ-ზე მეტი სიჩქარით. დამზერილ

სიჩქარეთა განაწილების შედარება თეორიულთან და, ასევე, ბირთვთან ახლოს მდებარე ვარსკვლავების ორბიტული მოძრაობების დაკვირვებების საფუძველზე, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ გალაქტიკის ცენტრში მოთავსებულია კომპაქტური ობიექტი მასით $(3 - 4) \cdot 10^6 M_{\odot}$ - დიდი ალბათობით შავი ხვრელი. გალაქტიკის ცენტრის რადიოდაკვირვებების მიხედვით ამ კომპაქტური ობიექტის ზომა შეადგენს $< 1.2 \cdot 10^{12}$ სმ-ს. ცენტრალური შავი ხვრელის მახლობლად აღმოჩენილია 80-მდე OB-ვარსკვლავი. ამ ვარსკვლავების სამგანზომილებიანი განაწილება და მოძრაობა აჩვენებს, რომ ისინი მიეკუთვნებიან ორ პოლარულ ვარსკვლავიერ დისკოს თითოეულის ბრუნვის კეპლერისეული კანონზომიერებით და მკვეთრი კიდეებით - გარე რადიუსით 0.5 კპ და შიდა რადიუსით დაახლოებით 0.05 კპ. ორივე დისკოს ვარსკვლავთ შემადგენლობა ერთნაირია და უჩვენებს, რომ ვარსკვლავები აქ ერთდროულად წარმოიშვა 6 მლნ. წლის წინ.

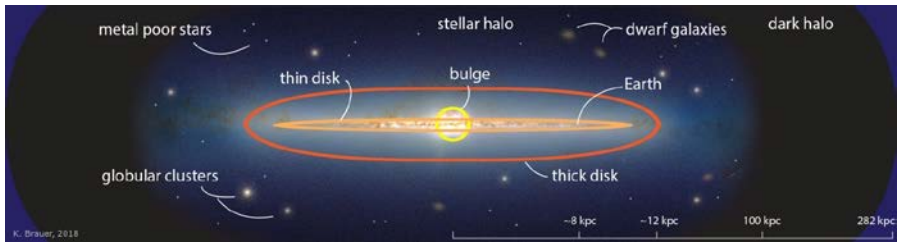
ბალჯის არე კამკამად ასხივებს ინფრაწითელ დიაპაზონში, სადაც ბალჯის შემადგენელი ვარსკვლავების გამოსხივება გადასხივდება ვარსკვლავთშორისი მტვრის მიერ და მას ემატება წითელი გიგანტების ინფარწითელი გამოსხივება. განსაკუთრებული ინტენსივობის მქონე გამოსხივების არე შემოიფარგლება რადიუსით 200 კპ. ის, რომ ამ არეების გამოსხივებაში ძირითადი წილი შეაქვს წითელ გიგანტებს, მეტყველებს ბალჯის ხნიერ ასაკზე. ბალჯი, როგორც ჩანს, უნდა განვიხილოთ როგორც პატარა ელიფსური გალაქტიკა, რომელიც მოთავსებულია დიდი სპირალური გალაქტიკის ცენტრში, რადგან სპირალური და S0 გალაქტიკების ბალჯების აგებულება და თვისებები მსგავსია E ტიპის გალაქტიკების და მნიშვნელოვნად განსხვავდება სპირალური გალაქტიკების დისკოსა და ჰალოსაგან.

ჰალოსა და ბალჯის ჯამური მასა შეფასებულია $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ სიდიდით ცენტრიდან 10 კპ-ის ფარგლებში, რაც ამ ფარგლებში დისკოს მასის რიგის არის. რადგან ბალჯში არ არის დისკოს ვარსკვლავების მახასიათებლების მქონე ვარსკვლავები, ამიტომ გალაქტიკის დისკო უფრო მეტად წარმოადგენს შეკუმშულ ტორუსს ანუ ცენტრში ხვრელის მქონე დისკოს. ბალჯის შეკუმშულობა (თანაბარი სიმკვრივის მქონე ზედაპირის დიდი და მცირე ნახევარდერძების შეფარდება), რომელიც განსაზღვრულია მომეტებული გამჭვირვალობის უბნებში ვარსკვლავთ დათვლებით, ტოლია 0.6-ის.



ნახაზი 11.1. ჩვენი გალაქტიკის აგებულების სქემატური სურათი.

შესაძლოა ბალჯის ცენტრალურ არეებს არ გააჩნიათ სფერული სიმეტრია და ისინი წარმოქმნიან გაწეილ სტრუქტურას, რომელიც მოგვაგონებს მცირე ზომის ძგიდეს (“bar”) - ელემენტს, რომელიც დამახასიათებელია ზოგიერთი სპირალური გალაქტიკისათვის (იხ. ნახაზი 11.1). ამაზე მიგვითითებს როგორც გალაქტიკის ცენტრში გაზის დამზერილი სიჩქარეების (150 კმ/წმ) ძლიერი გადახრა წრიული ორბიტული სიჩქარეებისაგან, ასევე ნეიტრალური წყალბადის ღრუბლების სივრცული განაწილების მნიშვნელოვანი ასიმეტრია. ბალჯის ცენტრალური ნაწილი შემოფარგლულია იონიზებულ გაზში - ბირთვის მახლობელი HII დისკო რადიუსით 150 კპ. გაზის იონიზაცია მაღალი ნათობის ახალგაზრდა ვარსკვლავების გამოსხივებით არის გამოწვეული და სწორედ ასეთი ვარსკვლავები დაიმზირება დიდი რაოდენობით გალაქტიკის ცენტრალურ არეებში.



ნახაზი 11.2. ჩვენი გალაქტიკის აგებულების სქემატური სურათი (Brauer, 2018).

გალაქტიკის ჰალო წარმოადგენს მცირე სიმკვრივის სფერულ წარმონაქმნს, რომელიც, როგორც ჩანს, ოდნავ არის შეკუმშული Z ღერძის მიმართულებით. ვარსკვლავიერი ჰალოს სრული მასა შეადგენს დაახლოებით $10^9 M_{\odot}$, საიდანაც დაახლოებით 1% მოდის სფერულ გროვებზე, ხოლო დანარჩენი - ველის ვარსკვლავებზე.

გალაქტიკის ზოგადი აგებულება Z ჭრილში სქემატურად მოცემულია ნახაზზე 11.2. უნდა გავითვალისწინოთ, რომ გალაქტიკის არცერთ კომპონენტს არ გააჩნია მკვეთრი საზღვარი, ამიტომ ცალკეული კომპონენტების გამყოფი ხაზები პირობით ხასიათს ატარებს და ამ არეებში კომპონენტის შემადგენელი ვარსკვლავების სივრცული სიმკვრივე გაცილებით ნაკლებია ვიდრე საშუალო სიმკვრივე მთელი გალაქტიკის მოცულობაზე გათვლით. ვარსკვლავთ დისკო მთავრდება გალაქტიკის პერიფერიაზე გაზოვან დისკოზე უფრო ადრე, თანაც გაზოვანი დისკოს სისქე უფრო მეტია გალაქტიკის კიდეში, რადგან გალაქტიკის z ღერძისკენ მიზიდულობის ძალის მდგენელი კიდეში მცირდება. გალაქტიკის ყველაზე დიდი შემადგენელი კომპონენტი არის აკრეცირებული ჰალო, რომელიც ვრცელდება თითქმის 100 კპკ-მდე. მოგვიანებით განვიხილავთ ამ კომპონენტს უფრო დეტალურად.

ლექცია 12. გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურა

12.1. დაკვირვებითი მონაცემები სპირალური სტრუქტურის შესახებ

ჩვენს მიერ დამზერილი გალაქტიკების უმეტესობის ყველაზე გამოკვეთილი სტრუქტურული ელემენტი არის სპირალური სტრუქტურა. ოპტიკურ დიაპაზონში სპირალური სტრუქტურის ინდიკატორებია: იონიზებული წყალბადის HII უბნები, მტვრის ზოლები, ცისფერი ზეგიგანტები წითელი ზეგიგანტების მცირე რაოდენობასთან ერთად, OB-ვარსკვლავები, ცეფეიდები, პულსარები, ახალგაზრდა ღია ვარსკვლავთ გროვები და ვარსკვლავთ ასოციაციები. სპირალური შტოებისკენ კონცენტრირდება ასევე გიგანტური მოლეკულური ღრუბლები.

მაგალითად, დაკვირვებები აჩვენებს, რომ პერსევსის შტოში და შტოებს შორის სივრცეში გიგანტური მოლეკულური ღრუბლების რაოდენობათა შეფარდება აღწევს 28:1. ნეიტრალური წყალბადი, რომელიც ასხივებს 21 სმ ტალღის სიგრძეზე, ასევე აჩვენებს სივრცული სიმკვრივის საგრძნობ მომატებას სპირალური შტოების არეებში. სპირალური სტრუქტურის მიმართ განსაკუთრებული ინტერესი გამოწვეულია იმით, რომ ახალგაზრდა ობიექტები უჩვენებენ აშკარა კონცენტრაციას სპირალურ შტოებში, რაც მიუთითებს სპირალური სტრუქტურის კავშირს ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესებთან.

ჯერ კიდევ 1957 წელს ცვიკი აღნიშნავდა, რომ სხვადასხვა ასაკის ობიექტები არაერთგვაროვნად უკავშირდებიან სპირალურ შტოებს. სხვადასხვა ტალღის სიგრძეზე თანამედროვე დაკვირვებები უჩვენებს, რომ, მართლაც, სპირალური შტოების წევრი ახალგაზრდა ობიექტები განლაგებულია მათ წინა ფრონტზე, მაშინ როცა ყველაზე ასაკოვანი ობიექტები მნიშვნელოვნად წანაცვლებულია გალაქტიკის ცენტრისკენ.

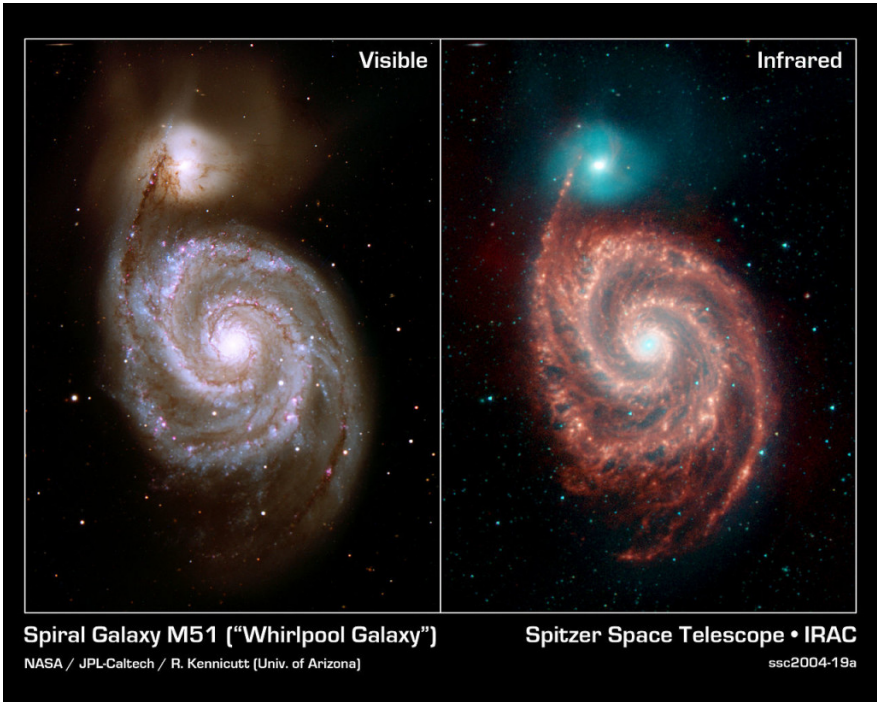
ზოგიერთი გალაქტიკები ხასიათდებიან წესიერი სპირალური სტრუქტურით, რომელიც ჩვეულებრივ შედგება ორი სპირალური შტოსგან, სხვები - დისკოში მიმოფანტული სპირალური შტოების ნაწილებისგან. რა შემთხვევებში აქვს გალაქტიკას წესიერი, რეგულარული სპირალური სტრუქტურა? წესიერი სპირალური სტრუქტურის 54 გალაქტიკის კრებისთი ჯგუფიდან 25 გალაქტიკას აქვს ცენტრალური ძგიდე, 21 გალაქტიკა ბრუნავს თითქმის მყარტანოვნად (აქვთ მზარდი ბრუნვის მრუდი), 8 გალაქტიკას ყავს მახლობელი თანამგზავრი (Kormendy & Norman, 1979). თანამედროვე შეფასებები უჩვენებს, რომ სპირალური გალაქტიკების დაახლოებით 10%-ს გააჩნია მოწესრიგებული (Grand Design) სტრუქტურა ორი აშკარად გამოკვეთილი შტოთი,

გალაქტიკების დაახლოებით 60%-ს აქვს ნაკლებად რეგულარული სპირალური სტრუქტურა, ხოლო დანარჩენ 30%-ს არ აქვთ რეგულარული სტრუქტურა. უკანასკნელი ჯგუფის გალაქტიკებში გამოიყოფა შტოების მხოლოდ ცალკეული მონაკვეთები. ერთი და იგივე გალაქტიკაში, როგორც წესი, თანაარსებობენ მოწესრიგებული და არარეგულარული სტრუქტურები.

ძალზედ მნიშვნელოვანია სპირალური შტოების ჩახვევის მიმართულების საკითხი. ჩაიხვევიან თუ არა სპირალური შტოები გალაქტიკის ბრუნვის თუ საპირისპირო მიმართულებით? ამ საკითხის გარკვევისას სირთულე წარმოიქმნება იმ თვალსაზრისით, რომ გალაქტიკებში, რომლებიც დაიმზირება გვერდიდან და მათში შეგვიძლია შევისწავლოთ ბრუნვა, ძნელია გამოვყოთ სპირალური სტრუქტურა. ხოლო გალაქტიკებში, რომლებიც დაიმზირებიან თითქმის ცის სფეროს სიბრტყეში, ბრუნვის შესწავლა შეუძლებელია. მცირე რაოდენობის მოხერხებული, შუალედური დახრის მქონე გალაქტიკებში ბრუნვის ანალიზმა აჩვენა, რომ უმეტეს შემთხვევებში შტოები ჩაიხვევა („ჩამორჩენადი სპირალები“), ზოგიერთ შემთხვევებში, როგორც წესი ურთიერთქმედების მქონე გალაქტიკებში, შესაძლებელია საწინააღმდეგო განშლადი მიმართულებაც („წინმსწრები სპირალები“).

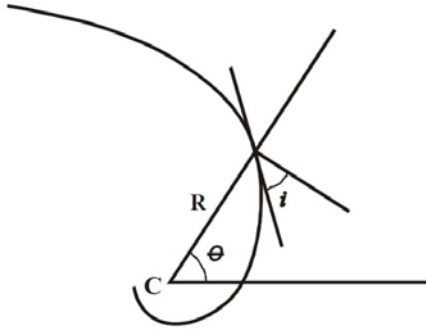
ვორონცოვ-ველიამინოვი (1964) შენიშნავდა, რომ ზოგიერთ გალაქტიკაში დაიმზირება ე.წ. γ-ფორმები - საწინააღმდეგო ჩახვევის მიმართულების მქონე შტოების თანაარსებობა, რომლებიც გადაკვეთისას წარმოქმნიან γ ასოს მსგავს სტრუქტურებს. გარკვეული ეჭვების მიუხედავად, დღეისათვის მაინც მიაჩნიათ, რომ სპირალები ჩაიხვევიან. ასეთივე დასკვნა იქნა გამოტანილი ჩვენი გალაქტიკისათვის. აქ სპირალური შტოების ჩახვევის მიმართულება განისაზღვრა სპირალური სტრუქტურის ინდიკატორი ობიექტების ასაკის საშუალო გრადიენტის მეშვეობით.

მართალია სპირალური შტოები აღიწერება ძირითადად ახალგაზრდა ასაკის მქონე I დასახლებით, დისკოს ხნიერი ვარსკვლავები - კამკამა წითელი გიგანტები და მრავალრიცხოვანი წითელი ჯუჯები, ასევე ხაზავენ იგივე სპირალურ შტოებს. თუმცა, შტოებსა და შტოებს შორისი სივრცის სიკამკამის კონტრასტი მნიშვნელოვნად დაბალია. ეს ფაქტი ნიშნავს, რომ სპირალური ტალღები რეალურად არსებობს გალაქტიკის დისკოში და იგი დადგენილია წითელ და ინფრაწითელ უბანში დაკვირვებებით.



ნახაზი 12.1. გალაქტიკა M51-ის გამოსახულება სპექტრის ხილულ უბანში (მარცხნივ; გადაღებულია კიტ პიკის ეროვნულ ობსერვატორიის 2.1 მ ტელესკოპით) და ინფრაწითელ უბანში (მარჯვნივ; გადაღებულია სპიცერის კოსმოსური ტელესკოპით).

ამასთან, ახლო ინფრაწითელ უბანში რეგულარული სპირალური შტოები გამოიყურება უფრო გლუვად და უწყვეტად, ხოლო ფრაგმენტული შტოები ნაკლებად შეიმჩნევა. ნახაზზე 12.1 მოყვანილია ცნობილი გალაქტიკის M51 გამოსახულება სპექტრის ხილულ უბანში (მარცხნივ; გადაღებულია კიტ პიკის ეროვნულ ობსერვატორიის 2.1 მ ტელესკოპით) და ინფრაწითელ უბანში (მარჯვნივ; გადაღებულია სპიცერის კოსმოსური ტელესკოპით). გამოსახულებებიდან ნათლად ჩანს, რომ სპექტრის ინფრაწითელ უბანში, სადაც არ არის წყალბადის კაშკაშა ხაზები და ძირითადად ასხივებენ წითელი გიგანტები და ძირითადი მიმდევრობის სუსტი წითელი ვარსკვლავები, სპირალური შტოები ჩანს ნათლად, უმცირესი დეტალების ჩათვლით.



ნახაზი 12.2. ჩახვევის კუთხე არის სპირალის მოცემული წერტილის მხეხსა და რადიუსის იმავე წერტილის მართობს შორის კუთხე.

დაკვირვებითი მონაცემების საფუძველზე დაფუძნებული სპირალური სტრუქტურის თეორიის უმთავრესი ამოცანაა ახსნას ორი საკითხი: პირველი, რატომ აქვთ უმრავალესობა დისკოს მქონე გალაქტიკებს ნათლად გამოხატული სპირალური სტრუქტურა, რომელიც მოიცავს მთელს ხილულ დისკოს; მეორე, რატომ არსებობს ეს სტრუქტურა გალაქტიკის მრავალი ბრუნვის განმავლობაში მიუხედავად გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის დამშლელი ზემოქმედებისა?

მართლაც, თუ სპირალური სტრუქტურა იარსებებდა დროის ხანმოკლე ინტერვალის განმავლობაში, ჩვენ მას ვერ შევამჩნივდით დისკურ გალაქტიკებში. მეორეს მხრივ, დიფერენციალური ბრუნვა ჭიმავს დისკოში არსებულ ნებისმიერ სტრუქტურულ წარმონაქმნს და აიძულებს მას გაქრეს დისკოს ერთ-ორ ბრუნში. არსებობს ორი ვარიანტი ამ კითხვების ასახსნელად: ან სპირალები უწყვეტად ქრებიან და ჩნდებიან ანდა სპირალური სტრუქტურა ბრუნავს როგორც მყარი სხეული.

დიდი ხანია შეამჩნიეს, რომ სპირალური შტოები კარგად აღიწერება ლოგარითმული სპირალის გამოსახულებით, რომელსაც კოორდინატთა პოლარულ სისტემაში შემდეგი სახე აქვს:

$$R(\theta) = a^{(\theta - \theta_0)}, \quad (12.1)$$

სადაც R არის გალაქტიკის ბრუნვის ღერძიდან დაშორება, θ - გალაქტოცენტრული კუთხე, θ_0 - სპირალის საწყისი ფაზა, a - მასშტაბის პარამეტრი. ამასთან, სპირალური სტრუქტურა ხასიათდება სპირალების რიცხვით m და ჩახვევის კუთხით i (იხ. ნახაზი 17.2). ჩახვევის კუთხე არის კუთხე სპირალის მოცემული წერტილის მხეხსა და რადიუსის იმავე წერტილის მართობს შორის. ამასთან, ლოგარითმულ სპირალს გააჩნია სასარგებლო თვისება - პოლარული კუთხის ცვლილებისას ჩახვევის კუთხე არ იცვლება. ამდენად, ჩახვევის კუთხე წარმოადგენს სპირალის,

როგორც ერთიანი წარმონაქმნის და არა მისი ცალკეული ნაწილის მახასიათებელს. ჩვეულებრივ, გალაქტიკებში დაიშორება ორ შტოიანი სპირალური სტრუქტურა ($m = 2$) მცირე ჩახვევის კუთხით, დაახლოებით $5-15^\circ$ ფარგლებში. ამასთან, ერთი სპირალური შტოსთვის შეიძლება გამოვიყენოთ (12.1) ფორმულა, ხოლო მეორე შტო მიიღება პირველის წანაცვლებით 180° -ით. ჩვენი გალაქტიკის სპირალური შტოების პარამეტრები შეიძლება განვასზღვროთ დაკვირვებითი მონაცემების მეშვეობით.

12.2. სპირალური შტოები, როგორც სიმკვრივის ტალღები

დღეისათვის გაბატონებულია შეხედულება, რომ დამზერილი სპირალური სტრუქტურა გამოწვეულია დისკოში გავრცელებული სიმკვრივის ტალღებით. სპირალური სტრუქტურის ტალღურ თეორიას წლების განმავლობაში ავითარებდა ლინდბლადი. მას ეკუთვნის ასევე იდეა გალაქტიკაში სიმკვრივის ტალღების არსებობის შესახებ. თუმცა, ამ სამუშაოებმა ვერ მიიღო ფართო აღიარება, რადგან თეორია რთულად იყო აგებული ვარსკვლავთა ორბიტების ტერმინებში და წინმსწრები სპირალების პოსტულატზე დაყრდნობით, რაც ეწინააღმდეგებოდა იმ დროს გავრცელებულ შეხედულებებს.

სპირალური სტრუქტურის თეორიის განვითარების ახალი ეტაპი დაკავშირებულია ლინის და შუს შრომებთან (Lin & Shu, 1964). მათი თეორია ეფუძნება მოსაზრებას, რომ დამზერილი სპირალური შტოები წარმოიშობა სიმკვრივის სპირალური ტალღების მყარტანიანი ბრუნვის შედეგად - მძიმე ბგერითი ტალღების გავრცელება გალაქტიკის თხელ დიფერენციალურად მბრუნავ დისკოში, რომელიც შედგება ვარსკვლავებისა და გაზისაგან. ლინი და შუ თვლიდნენ, რომ პირველ მიახლოებაში სიმკვრივის სპირალური ტალღები შეიძლება განვიხილოთ როგორც ღერძული სიმეტრიის მდგომარეობაში მყოფი გალაქტიკის დისკოს მცირე შემფოთებები. რადგან დისკოში ვარსკვლავთა სიჩქარეების დისპერსია მცირეა დისკოს ბრუნვის სიჩქარესთან შედარებით, მათ გადაწყვიტეს ესარგებლათ ვარსკვლავთა დაჯახებების გარეშე ჰიდროდინამიკის განტოლებებით. დისკოს ღერძული სიმეტრიის მქონე ზედაპირულ სიმკვრივესა და გრავიტაციულ პოტენციალზე მცირე ჰარმონიული შემფოთებების დადებით მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0(R) + \check{\mu}(R) \exp[i(\bar{\omega} t - m\theta)], \\ \Phi &= \Phi_0(R) + \check{\Phi}(R) \exp[i(\bar{\omega} t - m\theta)], \end{aligned} \quad (12.3)$$

დაჯახებების გარეშე ვარსკვლავიერი გაზის ჰიდროდინამიკის განტოლებებში ამ გამოსახულებების ჩასმით ლინმა და შუმ მიიღეს

სიმკვრივის ტალღებისთვის შესაბამისი დისპერსიული დამოკიდებულება, რითიც დაამტკიცეს, რომ სპირალური სახის სიმკვრივის ტალღები მართლაც შეიძლება არსებობდეს უსასრულო თხელ დიფერენციალურად მბრუნავ ვარსკვლავიერ დისკოში. გამოსახულებაში (12.3) გრავიტაციული პოტენციალის მნიშვნელობები აიღება გალაქტიკის სიბრტყისათვის, m - მთელი რიცხვია და ტოლია შტოების რაოდენობის, ხოლო სიმკვრივის ტალღების სიხშირე ზოგადად კომპლექსურია:

$$\bar{\omega} = Re \bar{\omega} + i Im \bar{\omega} = \omega - i\gamma, \quad (12.4)$$

(12.3) გამოსახულებაში ექსპონენტა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\exp[i(\bar{\omega} t - m\theta)] = \exp(\gamma t) \cdot \exp[im(\Omega_p t - \theta)], \quad (12.5)$$

სადაც Ω_p - ტალღური სტრუქტურის კუთხური სიჩქარეა. (12.5) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ შეშფოთებები არამდგრადია როცა $\gamma > 0$, მიიღევა როცა $\gamma < 0$ და ნეიტრალურია (დიდხანს არსებობენ) როცა $\gamma = 0$. ამასთან, სპირალური სტრუქტურა ბრუნავს დისკოში მყარტანოვნად ანუ $\Omega_p = const.$ თავად γ მუდმივა განისაზღვრება ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსიის მეშვეობით. თუ დისპერსია დიდია, ვარსკვლავთა ნებისმიერი კონცენტრაცია სწრაფად განიზნევა და სიმკვრივის ტალღა ვერ იარსებებს. თუ დისპერსია ძალიან პატარაა, მაშინ მიზიდულობის ძალა აიძულებს წარმოქმნილ შემკვრივებს შეიკუმშოს და გალაქტიკური დისკო დაიშლება ფრაგმენტებად.

შეშფოთებების მიმართ თხელი გალაქტიკური დისკოს მდგრადობა გამოიკვლია ტუმრემ (Toomre, 1964). მან აჩვენა, რომ არამდგრადობა ვერ განვითარდება მხოლოდ საკმარისად ცხელ ვარსკვლავიერ დისკოში, რომელშიც ბგერის სიჩქარე აღემატება კრიტიკულს. სხვა შემთხვევაში ვარსკვლავთა შემთხვევითი სიჩქარეები გადააბნიან სპირალურ სტრუქტურას.

ლინმა და შუმ გამოიყვანეს პირობა დისკოს არესთვის, რომელშიც შეიძლება არსებობდეს სიმკვრივის ტალღები:

$$\Omega(R) - \frac{\kappa(R)}{m} < \Omega_p < \Omega(R) + \frac{\kappa(R)}{m}, \quad (12.6)$$

სადაც $\Omega(R)$ არის გალაქტიკის დისკოს ბრუნვის კუთხური სიჩქარე, ხოლო $\kappa(R)$ - ეპიცკლური სიხშირე. ლინისა და შუს თეორიაში გალაქტიკის შიდატისეული მოდელისათვის ჩვენი გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურის ბრუნვის სიხშირე აღმოჩნდა ტოლი 11 კმ/წმ.კვკ, ხოლო სპირალური სტრუქტურა - მჭიდროდ ჩახვეული. რადგან გალაქტიკის ბრუნვის სიხშირე დისკოს უმეტეს ნაწილში აღემატება სპირალური

სტრუქტურის ბრუნვის სიხშირეს, ამიტომ სპირალური ტალღა გალაქტიკის ბრუნვის მიმართულებით მოძრაობისას ჩამორჩება დისკოს ბრუნვას. მანძილებს, რომლებსთვისაც (12.6)-ში უტოლობები ტოლობებად გადაიქცევა, ლინდბლადის რეზონანსის არეები ეწოდება. ამდენად, სპირალური სტრუქტურა ვრცელდება მხოლოდ ლინდბლადის შიდა და გარე რეზონანსებს შორის. რეზონანსების არეებში ხდება გაზისა და ვარსკვლავების რხევების მიღევა.

გამოსახულებაში (12.6) ყველა სიდიდე შეიძლება განისაზღვროს დაკვირვებებიდან. ამიტომ, ლინდბლადის რეზონანსების განლაგების განსაზღვრა და მათი შედარება ხილული სპირალური შტოს დასაწყისის და დასასრულის გალაქტოცენტრულ რადიუსებთან, შეიძლება გამოყენებულ იქნას სიმკვრივის ტალღების თეორიის შედეგების დაკვირვებითი შემოწმებისათვის.

სხვა შეფასებების მიხედვით (Marochnik et al. 1972) გალაქტიკის დისკოში უფრო ალბათურია სიმკვრივის ტალღების არა ლინისა და შუს მიერ მიღებული მოკლექალღოვანი მოდის გავრცელება, არამედ გრძელტალღოვანისა, რომლის შესაბამისი სპირალური სტრუქტურის ბრუნვის სიჩქარე შეადგენს 23 კმ/წმ-კპკ. ამასთან, სიმკვრივის ტალღების დინამიკაში ავტორებმა გაითვალისწინეს არა მარტო დისკოს ქვესისტემა, არამედ გალაქტიკის ყველა დანარჩენი ქვევისტემის წვლილი. ამ მოდელით გამოდის, რომ მზე განთავსებულია კოროტაციის არის მახლობლად. ამაზე მიუთითებს ისიც, რომ სპირალური სტრუქტურის ბრუნვის სიჩქარე და დისკოს ბრუნვის სიჩქარე შუის გალაქტოცენტრულ მანძილზე ცდომილების ფარგლებში ერთმანეთს. ახალი დაკვირვებითი მონაცემებია საჭირო იმისათვის, რომ გაირკვეს რომელი მოდელია ჭეშმარიტებასთან ახლოს.

ძალზედ მნიშვნელოვანია სიმკვრივის ტალღების წარმოშობის საკითხი, რადგან მიუღწევადი ტალღა უნდა იყოს ან მდგარი, რომლის ენერგია არ განიცდის დისიპაციას, ანდა უნდა მოიძებნოს მექანიზმი, რომელიც ტალღას ენერგიით კვებავს გარედან. თუმცა, უნდა აღინიშნოს, რომ მიუღწევადი სიმკვრივის ტალღის სცენარი არარეალურია, რადგან არსებობს გალაქტიკაში სპირალური შტოების წარმოშობის მრავალი შესაძლო მექანიზმი. როგორც ჩანს, დისკურ გალაქტიკებში გაზოვანი ქვესისტემის არსებობასთან ერთად ეს მექანიზმები მუდმივად მოქმედებენ და შედეგად, სპირალური გალაქტიკების დამზერილი პროცენტი ასეთი მაღალია. მაგალითად, გალაქტიკა M51-ში შეიმჩნევა სპირალური სტრუქტურის გენერაციის შესაძლებლობა მახლობელი თანამგზავრი გალაქტიკის ზეგავლენით. რიცხვითი მოდელირება (Tutukov & Fedorova, 2006) აჩვენებს, რომ გალაქტიკის ახლო გავლამ

შესაძლებელია გამოიწვიოს ძირითადი გალაქტიკის დისკოში ორბტოიანი სპირალური სტრუქტურის ან მომატებული სიმკვრივის რგოლების განვითარება. უნდა აღვნიშნოთ, რომ ორივე სტრუქტურა ნათლად შეინიშნება უმეტესობა ურთიერთმოქმედ გალაქტიკებში.

ამასთან, გაზოვანი დისკოს დისიპაციური ზეგავლენა შესაძლებლობას იძლევა წარმოიშვას ახალი სპირალები განმეორებადი გავლისას, რაც ხშირად შეიძლება მოხდეს გალაქტიკათა მდიდარ გროვებში, სადაც სწორედ ყველაზე მეტი სპირალური გალაქტიკა შეინიშნება.

ჩვენი გალაქტიკისა და ანდრომედას ნისლეულის მსგავს გიგანტურ სპირალურ გალაქტიკებს გააჩნიათ თავისი მასიური თანამგზავრები, რომელთაც შეუძლიათ გამოიწვიონ გრავიტაციული პოტენციალის შემფოთება. დისკურ გალაქტიკებში ბოლო წლებში აღმოჩენილ ელიფსურობას ასევე შეუძლია წარმოქმნას სპირალები ვარსკვლავთა ელიფსური ორბიტების პრეცესიის გავლენით. ერთ-ერთი გენერატორის როლი ასევე შეიძლება შეასრულოს გალაქტიკის ძგიდემ, რომელიც ხშირად შეიმჩნევა დისკური გალაქტიკების ცენტრალურ არეებში.

საკმაოდ პერსპექტიული შეიძლება აღმოჩნდეს ჰიპოთეზა, რომელიც ეფუძნება გალაქტიკების ბნელი ჰალოს ბოლო დროინდელ გამოკვლევებს, რომელთა მიხედვით ეს კომპონენტი შესაძლოა მნიშვნელოვნად იყოს გადახრილი სფერული სიმეტრიისაგან და შეასრულოს სპირალური შტოების მუდმივი გენერატორის როლი.

სპირალური სტრუქტურა ასევე შეიძლება იყოს ვარსკვლავთწარმოშობის ლოკალური ფრონტების გავრცელების შედეგი. თუ სპირალური შტოების მონაკვეთებს განვიხილავთ როგორც ვარსკვლავთწარმოშობის არეებს, რომლებიც იწელება გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის შედეგად, ასეთ შემთხვევაში სპირალების მონაკვეთებს ხანმოკლე სიცოცხლის ხანგრძლივობა ექნებათ და გაქრებიან 10^7 წლის განმავლობაში (მაღალი ნათობის მასიური ვარსკვლავების სიცოცხლის ხანგრძლივობა). ამ შემთხვევაში სპირალური შტოები ფაქტიურად წარმოადგენენ ვარსკვლავთ კომპლექსებს, რომლებიც გაჭიმულია გალაქტიკის დიფერენციალური ბრუნვის შედეგად. ასეთი სპირალური შტოები „მატერიალიზებული“ წარმონაქმნებია და თითქოს „ჩაკერებულნი“ არიან მბრუნავ დისკოში. შესაძლოა, ეს ჰიპოთეზა კარგად ხსნის იმ გალაქტიკათა გარეგნულ სახეს, რომელთაც არ გააჩნიათ წესიერი სპირალური სტრუქტურა.

სპირალური სტრუქტურის წარმოშობაში მთავარ როლს ცივი გაზოვანი კომპონენტი ასრულებს, რადგან იგი ადვილად კარგავს

ენერგიას და სწორედ მისგან წარმოიქმნება ახალგაზრდა ვარსკვლავები, რომლებიც კარგად აღწერენ სპირალურ შტოებს.

ამიტომ, განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს დისკოს გაზოვანი კომპონენტის რეაქციის შესაწავლას სიმკვრივის ტალღებზე, რომლებიც მოძრაობენ ვარსკვლავიერ დისკოში. სიმკვრივის სპირალური ტალღა წარმოქმნის პოტენციალის ორმოს, რომელთანაც ურთიერთქმედებს ტალღასთან შეჯახებული გაზი. დისკოსთან ერთად მბრუნავი ვარსკვლავთშორისი გაზი სიმკვრივის ტალღაში გავლისას აჩქარდება გრავიტაციული ველის გავლენით. ამ დროს წარმოიქმნება გალაქტიკური დარტყმითი ტალღა, რომლის ფრონტის გეომეტრია ახლოა სიმკვრივის ტალღის ფორმასთან. გაზში გრავიტაციული პოტენციალის მიერ სპირალური შეშფოთებებით გამოწვეულ სისტემატურ მოძრაობებს აქვთ 10 კმ/წმ რიგის ამპლიტუდები. გაზოვან გარემოში ბერის ადიაბატური სიჩქარე ფასდება შემდეგი სიდიდით $c = 0.103 \sqrt{T} \text{ კმ/წმ}$.

ამდენად, არც ისე ცხელი ვარსკვლავთშორისი გაზის მოძრაობა მართლაც ზეზგერითია, რაც იწვევს დარტყმითი ტალღების წარმოშობას. გალაქტიკურ დარტყმით ტალღებში გაზის საგრძნობი შეკუმშვის გამო, იგი წარმოადგენს ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის მნიშვნელოვან ამძრავ მექანიზმს. სწორედ ამით აიხსნება ახალგაზრდა და მოკლე სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე ობიექტების თავმოყრა სპირალურ შტოებში.

12.3. ჩვენი გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურის პარამეტრები

სიმკვრივის სპირალური ტალღა ამახინჯებს ვარსკვლავების სიჩქარეთა ველს გალაქტიკის დისკოში, რადგან ტალღაში გავლისას ვარსკვლავები გარკვეულწილად იცვლიან მოძრაობის მიმართულებას და სიჩქარეს. ეს დამახინჯებები შეიძლება გამოვლენილ იქნას ვარსკვლავების და ღია გროვების დამზერილი სხივური სიჩქარეების და საკუთარი მოძრაობების გამოყენებით.

ნახაზზე 7.11 ნაჩვენებია ახალგაზრდა ღია გროვების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში. ნახაზიდან ჩანს, რომ გროვები ლაგდებიან გარკვეული მრუდების მონაკვეთების გასწვრივ, რომლებიც შეგვიძლია დიდი ალბათობით გავაიგივოთ ჩვენი გალაქტიკის სპირალური შტოების მონაკვეთებთან. კამპაშა ზეგიგანტები და HII ზონები საშუალებას გვაძლევს გამოვყოთ კიდევ ორი მონაკვეთი: ე.წ. „შტო -I“, რომელიც მდებარეობს გალაქტიკის ცენტრისკენ უფრო ახლოს ვიდრე გემის კიჩო-მშვილდოსნის შტო, და „შტო +I“, რომელიც მდებარეობს პერსევსის შტოს შემდეგ.

შიდა შტო -I სინამდვილეში შეიძლება წარმოადგენდეს რგოლს, რომლისგანაც გამოდის სპირალური შტოები. ასეთი სტრუქტურა შეინიშნება ზოგიერთ სპირალურ გალაქტიკაში. დაკვირვებითი მონაცემების მეშვეობით შეიძლება განვსაზღვროთ სპირალური სტრუქტურის გეომეტრიული პარამეტრები - ჩახვევის კუთხე და სპირალური ტალღის სიგრძე. ხოლო თუ ამ ობიექტების ასაკსაც მოვიშველიებთ და ჩავთვლით, რომ ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის ჩართვის ძირითად მექანიზმს სიმკვრივის ტალღები წარმოადგენს, შეგვიძლია შევაფასოთ ტალღური სტრუქტურის ბრუნვის სიჩქარე.

ნახაზზე 12.3 ნაჩვენებია HII არეების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში სპირალური შტოების ფონზე (Hou & Han, 2014). როგორც ვხედავთ სპირალური სტრუქტურა ოთხშტოიან ფორმას ატარებს.

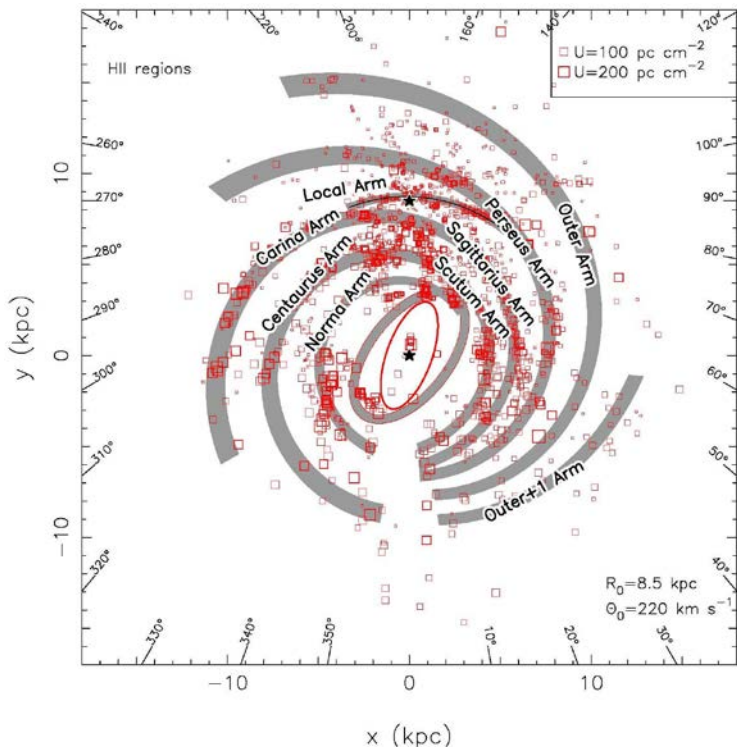
სხვადასხვა ასაკის ღია ვარსკვლავთ გროვების მდებარეობების მეშვეობით შესაძლებელია განვსაზღვროთ სპირალური სტრუქტურის საშუალო ჩახვევის კუთხე და ბრუნვის სიჩქარე (Loktin & Matkin, 1992). რადგან სპირალური ტალღა დისკოში გადაადგილებისას იწვევს აქტიურ ვარსკვლავთწარმოშობით პროცესებს და ტოვებს თავის შემდეგ ახალგაზრდა ვარსკვლავებს თუ გროვებს, შტოების განივი მიმართულებით წარმოიქმნება ვარსკვლავიერი ობიექტების ასაკების გრადიენტი. ეს გრადიენტი საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ დისკოს და სპირალური სტრუქტურის ბრუნვის სიჩქარეებს შორის სხვაობა. სპირალური შტოების ფორმა შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგი განტოლებით:

$$R = D_0 \exp[b(\theta_0 + \theta + (\Omega - \Omega_p)t)]. \quad (12.7)$$

ეს განტოლება $(\ln R, \theta)$ გრაფიკზე ღია გროვების მიხედვით აგებული სპირალური შტოებისათვის სწორ მონაკვეთებს ქმნიან. თუ ამ განტოლების ლოგარითმს გამოვთვლით, მივიღებთ:

$$\frac{1}{b} \ln \left(\frac{R}{D_0} \right) = \theta_0 + \Omega t - \Omega_p t + \theta. \quad (12.8)$$

თუ t -ს ნაცვლად ავიღებთ გროვის ასაკს, მაშინ (12.8) გამოსახულებიდან უმცირეს კვადრატთა მეთოდით შესაძლებელია მივიღოთ სპირალური სტრუქტურის გეომეტრიული პარამეტრები. ავტორებმა ამ მეთოდით მიიღეს შემდეგი მნიშვნელობები: $D_0 = 7.2$ კპკ, $\Omega_p = 21.2 \pm 0.3$ კმ/წმ·კპკ, $i = 6^\circ.8 \pm 1^\circ.6$.



ნახაზი 12.3. HII არეების განაწილება გალაქტიკის სიბრტყეში (Hou & Han, 2014) სპირალური შტოების ფონზე.

აღმოჩნდა, რომ დამზერილი სპირალური სტრუქტურის საუკეთესო მიახლოება მიიღება ოთხშტოიანი სტრუქტურის შემთხვევაში. თუმცა, ჩვენს გალაქტიკაში სპირალური შტოების ზუსტი რაოდენობა ჯერ კიდევ საბოლოოდ დადგენილი არ არის და ორიონის შტო შესაძლებელია იყოს გემის კიჩო-მშვილდოსნის შტოს განშტოება. ამ მოსაზრების სასარგებლოდ მეტყველებს HII ზონების, პულსარების და HI არეების დაკვირვებითი მონაცემები, რომლებიც არ უჩვენებენ ორიონის შტოს, მაგრამ ადასტურებენ პერსევსის და მშვილდოსნის შტოების არსებობას.

ლექცია 13. ვარსკვლავთმორისი გარემო

13.1. ვარსკვლავთმორისი გარემოს დაკვირვებები

ვარსკვლავთმორისი გარემო და პირველ რიგში, მისი გაზოვანი ნაწილი, მჭიდროდ არის დაკავშირებული ვარსკვლავებთან და თამაშობს უმნიშვნელოვანეს როლს ახალი ვარსკვლავების წარმოქმნაში - ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესში. ვარსკვლავთმორისი გარემო იწვევს ვარსკვლავთა გამოსხივების შთანთქმას და გაბნევას. გარდა ამისა, ვარსკვლავთმორისი გარემო მიგვანიშნებს ვარსკვლავებზე, რომლებიც იწვევენ მათ ნათებას. ვარსკვლავები კარგავენ თავიანთ მასას როგორც ვარსკვლავის ქარის, ასევე გაზოვანი ნაკადების მეშვეობით, რომლებიც წარმოიქმნება პლანეტარული ნისლეულებში და ორმაგ სისტემებში ნივთიერების ნაკადების გამოტყორცნით.

ვარსკვლავთმორისი გარემოს ფიზიკური თვისებების შესწავლა ასტროფიზიკის ამოცანას წარმოადგენს. თუმცა, ვარსკვლავებსა და ვარსკვლავთმორის გარემოს შორის მჭიდრო კავშირი და ასევე, ვარსკვლავთმორისი გარემოს აგებულებისა და ევოლუციის პრობლემები, მნიშვნელოვანია ჩვენი გალაქტიკის შესწავლის საკითხებისათვის.

ვარსკვლავთმორისი სივრცე გალაქტიკაში შევსებულია გაიშვიათებული გაზოვან-მტვროვანი გარემოთი, რომელიც უჩვენებს კონცენტრაციას გალაქტიკის დისკოსკენ. ვარსკვლავთმორისი გაზის შესახებ მნიშვნელოვანი შედეგები იქნა მიღებული ნეიტრალური წყალბადის რადიოგამოსხივების შესწავლისას 21 სმ ტალღის სიგრძეზე XX საუკუნის 50-იან წლებში. აღმოჩენილ იქნა HI ნეიტრალური წყალბადის ღრუბლები, განისაზღვრა მათი მოძრაობა, ტემპერატურა და სიმკვრივე. მათი კინემატიკის შესწავლის შედეგად განისაზღვრა გალაქტიკის ბრუნვის მრუდი და აღმოჩენილ იქნა ჩვენი გალაქტიკის სპირალური სტრუქტურა.

ვარსკვლავთმორისი გაზის ყველაზე ცხელი კომპონენტი, რომლის ტემპერატურა აღწევს დაახლოებით მილიონ გრადუსს, ასხივებს რენტგენულ დიაპაზონში. ეს არის ე.წ. კორონალური გაზი, რომლის აღმოჩენაც ულტრაიისფერი და რენტგენული ასტრონომიის უმნიშვნელოვანეს მიღწევად ითვლება. კორონალური გაზი წარმოქმნის გალაქტიკის გაზოვან დისკოში შემკვრივებებს, რომლებიც, სავარაუდოდ, წარმოადგენენ ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქებების შედეგებს. გამა დიაპაზონში ვარსკვლავთმორისი გაზი თავს იჩენს მაღალი ენერგიის მქონე კოსმოსური სხივების იონიზებულ, ატომურ და მოლეკულურ წყალბადთან ზემოქმედები შედეგად. დიფუზური გამა-გამოსხივების

ინტენსივობის გალაქტიკურ გრძედზე დამოკიდებულების შესწავლით მოხერხდა სპირალური სტრუქტურის დადგენა გალაქტიკის ცენტრისკენ.

ბოლო ათწლეულების განმავლობაში მიღებულ იქნა ვარსკვლავთშორისი გარემოს თვისებების შესახებ უმდიდრესი მონაცემები რადიოასტრონომიაში სხვადასხვა მოლეკულების და, პირველ რიგში, CO-ს რადიოხაზების დაკვირვებებით. მათი მეშვეობით ჩვენს გალაქტიკაში აღმოჩენილ იქნა დიდი რაოდენობით მოლეკულური წყალბადი H_2 , რომელიც მოქცეულია გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებში.

უნდა აღინიშნოს, რომ ოპტიკურ დიაპაზონში ჩვენს და სხვა გალაქტიკებში ვარსკვლავთშორისი გარემო შესამჩნევად თავს იჩენს HII ზონების სახით, რომელთა ნათება აღიგზნება ახალგაზრდა მასიური ვარსკვლავების გამოსხივების შედეგად.

13.2. ვარსკვლავთშორისი გარემოს სტრუქტურა

დღემდე დაგროვილი დაკვირვებითი მონაცემების საშუალებით მნიშვნელოვანი დასკვნები გაკეთდა ვარსკვლავთშორისი გარემოს სტრუქტურის შესახებ. იგი შედგება რამდენიმე, ერთმანეთისგან მკვეთრად განსხვავებული კომპონენტისაგან - მოლეკულური ღრუბლები, ნეიტრალური წყალბადის დიფუზური ღრუბლები, ღრუბლებშორისი HI გაზი და კორონალური გაზი. მოლეკულური ღრუბლები, თავის მხრივ, მასებითა და ზომებით იყოფა ბნელ ღრუბლებად, მცირე მასის მქონე გლობულებად, თბილ ($T > 10^{\circ}K$) გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებად, რომლებიც შეიცავენ O ტიპის ვარსკვლავებს მათ გარშემო HII ზონებით და ცივ გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებად.

მე-20 საუკუნის 70-იანი წლებიდან მოყოლებული მოლეკულური წყალბადი გახდა კვლევების უმნიშვნელოვანესი ობიექტი. მოულოდნელად აღმოჩნდა, რომ გაზის უმეტესი ნაწილი იმყოფება მოლეკულური წყალბადის H_2 სახით, ყოველ შემთხვევაში, გალაქტიკის შიდა არეებში ($R < 8$ კპკ მანძილზე). ჩვენს გალაქტიკაში მოლეკულური წყალბადის განაწილების შესწავლას მოჰყვა დისკოს სტრუქტურის ახალი ელემენტის - მოლეკულური რგოლის აღმოჩენა, რომელიც წარმოადგენს $R = 4 - 8$ კპკ ინტერვალში მოლეკულური წყალბადის კონცენტრაციის მკვეთრი მომატების არეებს.

ამასთან, მოლეკულური წყალბადის 90% მოთავსებულია გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებში ზომით 10-50 კპ (ზოგიერთი ღრუბლის ზომა 100 კპ აღწევს) და მასებით $5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^6 M_{\odot}$, რომლებიც წარმოადგენენ ჩვენს გალაქტიკაში ყველაზე მასიურ ცალკეულ ობიექტებს და მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ მის დინამიკურ ევოლუციაში.

მაგალითად, ღია ვარსკვლავთ გროვების დაშლის და დისკოს ვარსკვლავთა სიჩქარეების დისპერსიის დროში ზრდის უმნიშვნელოვანეს მექანიზმად ითვლება მათი ურთიერთქმედება გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებთან, რაც ერთ-ერთი ახსნაა ვარსკვლავთა ნარჩენი სიჩქარეების დისპერსიის დამოკიდებულებისა მათ ასაკზე.

სავარაუდოდ, ღია გროვების სიცოცხლის ხანგრძლივობა გალაქტიკის შიდა არეებში, ნაკლებია ვიდრე გარე არეებში. ეს დასტურდება იმით, რომ გალაქტიკის ცენტრისკენ იშვიათად გვხვდება ხნიერი გროვები. ისინი უფრო მეტია გალაქტიკის გარე უბნებში. თავად გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებს სიცოცხლის მოკლე ხანგრძლივობა გააჩნიათ ($10^7 - 10^8$ წელი), რადგან ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესი იწვევს გიგანტური მოლეკულური ღრუბლების დაშლას. ეს პროცესი კი უმეტესობა გიგანტურ მოლეკულურ ღრუბლებში შეინიშნება. გიგანტური მოლეკულური ღრუბლების სიმკვრივე ტოლია $10^2 - 10^3 H_2 / \text{სმ}^3$ და ტემპერატურა იცვლება $5^\circ - 30^\circ K$ დიაპაზონში.

სულ გალაქტიკაში დაახლოებით 6000 გიგანტური მოლეკულური ღრუბელია, ხოლო მოლეკულური ღრუბლების საერთო რაოდენობა - დაახლოებით 20 ათასია. მოლეკულური ღრუბლების მასათა სპექტრი კარგად აღიწერება შემდეგი დამოკიდებულებით: $dN/dM \sim M^{-3/2}$, ანუ არ არის ისეთი მკვეთრი, როგორც ვარსკვლავების შემთხვევაში. ამიტომ, ნივთიერების უმეტესი ნაწილი მოთავსებულია მცირერიცხოვან, განსაკუთრებულად მასიურ ღრუბლებში. უნდა აღინიშნოს, რომ იგივე კანონზომიერება შეინიშნება ჩვენი გალაქტიკის ღია და სფერული გროვებისათვის.

სამწუხაროდ, მოლეკულური წყალბადი პრაქტიკულად არ დაიკვირვება და ყველა დასკვნა ვარსკვლავთშორისი გარემოს ამ კომპონენტის თვისებების შესახებ მიღებულია ირიბი მეთოდებით - CO მოლეკულის 2.6 მმ ტალღის სიგრძეზე დაკვირვების გზით, რომელიც მოლეკულური წყალბადის შემდეგ ყველაზე ფართოდ გავრცელებული მოლეკულაა ჩვენს გალაქტიკაში. მოლეკულურ ღრუბლებში აღმოჩენილია 100-ზე მეტი სხვადასხვა მოლეკულა, თანაც ყველაზე რთული მოლეკულები შეიცავენ 12-13 სხვადასხვა ქიმიური ელემენტის ატომს.

შეფასებები უჩვენებენ, რომ გალაქტიკის შიდა უბნებში მოლეკულური წყალბადი გაცილებით მეტია, ვიდრე ატომური. H_2 ღრუბლების ქვესისტემის ნახევარსიქე ტოლია 60 პკ, რაც I მოსახლეობის დამახასიათებელი თვისებაა.

საინტერესო ობიექტებს წარმოადგენენ ე.წ. „ბოკის გლობულები“ - მოლეკულური ღრუბლები მასით $\sim 20M_\odot$ და სიმკვრივით $\sim 10^4 \text{ სმ}^{-3}$.

ზოგიერთ მათგანში შეიმჩნევა ვარსკვლავთწარმოშობის ნიშნები. გლობულები თავს იჩენენ როგორც მცირე ზომის მკვრივი ბნელი წარმონაქმნები, უმეტესად სწორი ფორმის, კამკამა ნისლეულების ფონზე.

ადრე ვარაუდობდნენ, რომ გლობულები წარმოადგენენ პროტოვარსკვლავურ ობიექტებს შეკუმშვის ყველაზე ადრეულ სტადიაზე. თუმცა, შემდგომმა დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ უმეტესობა გლობულებისა იმყოფება წონასწორობაში მის გარშემო არსებულ ცხელ გაზთან.

განვიხილოთ გალაქტიკის გაზოვანი დისკოს რადიალური და ვერტიკალური სტრუქტურა. როგორც ადრე აღვნიშნეთ, ჩვენი გალაქტიკის ცენტრალურ უბანში მოთავსებულია მძლავრი გაზოვანი დისკო საკმაოდ მკვეთრი გარე საზღვრებით, რომელიც ძირითადად შედგება მოლეკულური წყალბადისაგან. მისი ბრუნვის ღერძი დახრილია დაახლოებით 7° -ით გალაქტიკის ბრუნვის ღერძის მიმართ. ამ დისკოს რადიუსი შეადგენს დაახლოებით 700 კპ, ხოლო გაზის ზედაპირული სიმკვრივე აღწევს $300 M_\odot/\text{კპ}^2$. თხელი მოლეკულური დისკო გარშემორტყმულია ატომური წყალბადის უფრო სქელი დისკოთი, რომლის ბრუნვის ღერძი კიდევ უფრო მეტად არის დახრილი - თითქმის 30° -ით. ცენტრალურ დისკოში გაზის სრული მასა მერყეობს $3 \cdot 10^7 - 10^9 M_\odot$ შორის.

მოლეკულური გაზის სიმკვრივე $R \approx 700$ კპ-ის მახლობლად მკვეთრად ეცემა დაახლოებით $5 M_\odot/\text{კპ}^2$ სიდიდემდე და დაბალი სიმკვრივის ეს არე ვრცელდება $R \approx 3$ კპკ მანძილებამდე. ამის შემდეგ გაზის სიმკვრივე კვლავ რამდენჯერმე იზრდება $\approx 15-20 M_\odot/\text{კპ}^2$ სიდიდემდე, ხოლო შემდეგ კვლავ ეცემა და $R \approx 8$ კპკ მანძილზე შეადგენს $\approx 1 M_\odot/\text{კპ}^2$. $R \approx 5$ კპკ-ზე შეინიშნება მკვეთრი მაქსიმუმი. ეს გაზრდილი კონცენტრაცია განიხილება როგორც მკვრივი გაზოვანი რგოლი, სადაც წარმოიშობა გიგანტური კომპლექსები მოლეკულური ღრუბლების და მიმდინარეობს ინტენსიური ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესი. მზის ორბიტის რადიუსის გარეთ გაზის ზედაპირული სიმკვრივე თითქმის უცვლელია $R \approx 15$ კპკ მანძილზე. თუმცა, მისი უმეტესობა ამ მანძილზე იმყოფება ატომურ მდგომარეობაში.

გალაქტიკის ცენტრის მახლობლად, $R < 1$ კპკ რადიუსის შიგნით, ატომური გაზის ზედაპირული სიმკვრივე ძალზედ დაბალია. შემდგომ იგი თანაბრად იზრდება $\approx 5 M_\odot/\text{კპ}^2$ სიდიდემდე და დიაპაზონში 3-15 კპკ პრაქტიკულად უცვლელია. სამაგიეროდ, ონიზებული წყალბადის განაწილება უჩვენებს მაღალ სიმკვრივეს მხოლოდ გაზოვანი რგოლის უბანში.

სპირალურ გალაქტიკებში გაზოვანი დისკო ზოგჯერ დაიმზირება მანძილებზე, რომლებიც მნიშვნელოვნად აღემატება ხილული ვარსკვლავიერი დისკოს ზომებს. ჩვენს გალაქტიკაში ნეიტრალური

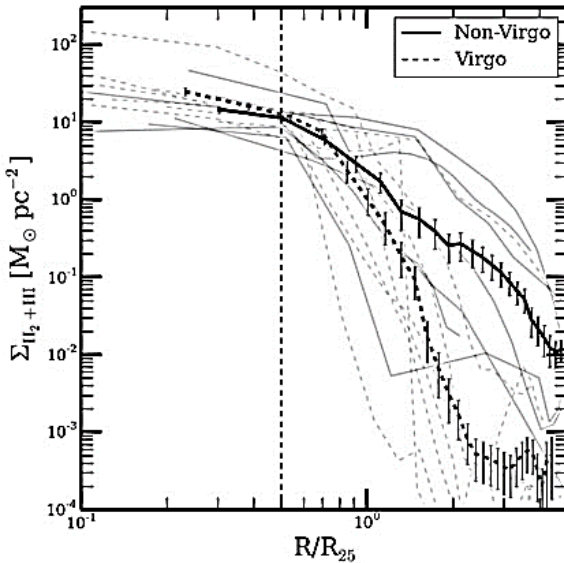
წყალბადის მნიშვნელოვანი რაოდენობა აღმოჩენილია მანძილებზე, რომლებიც ორ-სამჯერ აღემატება მზის ორბიტის რადიუსს R_0 . გაზის ზედაპირული სიმკვრივე გალაქტიკის ცენტრიდან $R = 30$ კპკ მანძილზეც კი ჯერ კიდევ საგრძნობია და აღწევს $0.1 M_{\odot}/\text{კპკ}^2$.

სპირალურ გალაქტიკებში, მათ შორის ჩვენს გალაქტიკაშიც, გაზოვანი დისკოს ვერტიკალური სტრუქტურა ხასიათდება ორი თავისებურებით: გალაქტიკის პერიფერიისკენ გაზოვანი დისკოს სისქის ზრდა და მისი გადახრა დისკოს სიბრტყიდან. ჩვენს გალაქტიკაში გაზოვანი ფენის სისქე $R < 4$ კპკ რადიუსის შიგნით ტოლია 100-200 კპკ-ის, 4.5-10 კპკ დიაპაზონში მცირედ იცვლება და ტოლია ≈ 250 კპკ-ის, ხოლო 12-15 კპკ მანძილებზე იგი აღწევს 600 კპკ-ს და მეტსაც.

ჩვენს გალაქტიკაში გაზოვანი დისკოს შემადგენელი გაზის გარდა დაიმზირება ასევე დისკოს სიბრტყისკენ მოძრავი ნეიტრალური წყალბადის მაღალსიჩქარიანი ღრუბლები. ზოგიერთი ასეთი ღრუბლის სიჩქარე დისკოს მიმართ შეიძლება აღწევდეს 400 კმ/წმ-ს. შესაძლოა ამ ღრუბლებიდან ზოგიერთს გარეგალაქტიკური წარმოშობა აქვს. საინტერესოა, რომ ამ ღრუბლებში ვერ აღმოაჩინეს CO და OH მოლეკულების კვალი, რაც შესაძლოა მიუთითებდეს მათში მძიმე ელემენტების მცირე შემადგენლობას ან ულტრაიისფერი გამოსხივების მიმართ მცირე ოპტიკურ სისქეს, რაც იწვევს მოლეკულური გაზის დაშლას.

ყველაზე ნათლად გარეგალაქტიკური წყალბადი ჩვენს გალაქტიკასთან მიმართებაში მჟღავნდება მაგელანის ნაკადში, რომელიც წარმოადგენს უზარმაზარ გაზოვან-მტვროვან რკალს და მოგვაგონებს მაგელანის ღრუბლებიდან ჩვენს გალაქტიკამდე გადაჭიმულ მაღალსიჩქარიან ღრუბელთა ჯაჭვს. მაგელანის ნაკადი ჩვენი გალაქტიკის დისკოს მიმართ დახრილია დაახლოებით 70° -იანი კუთხით.

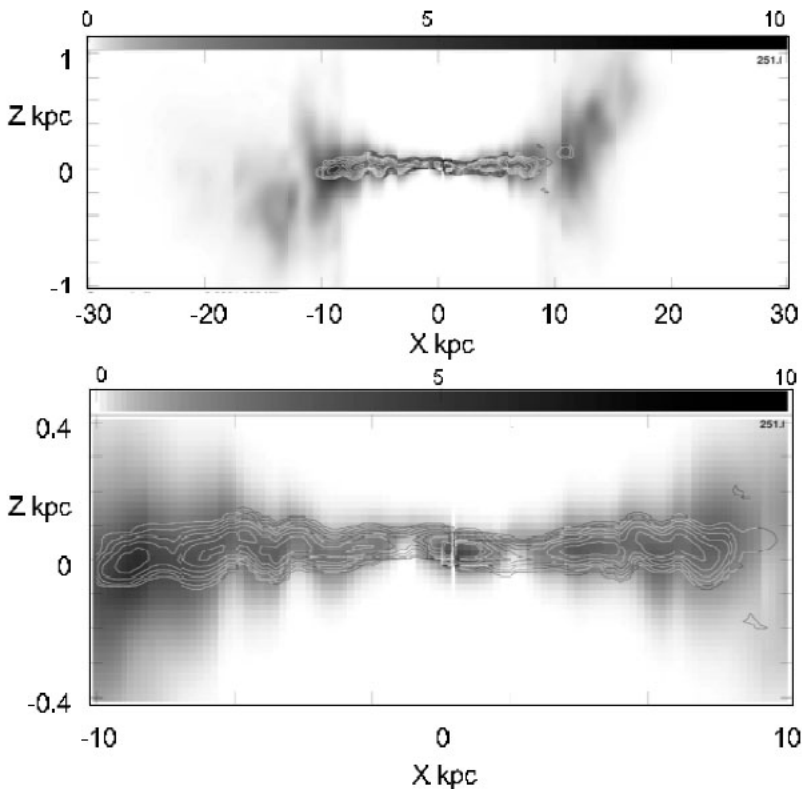
ჩვენი გალაქტიკის დისკოს მთლიანი მასა მკვლევარების შეფასებით (Mezger et al. 1987) შეადგენს $1.2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, ატომური წყალბადის მასა დისკოში - $2.1 \cdot 10^9 M_{\odot}$, მოლეკულური წყალბადის მასა - $1.4 \cdot 10^9 M_{\odot}$, ხოლო მთელი ვარსკვლავთშორისი გარემოს მასა - $5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. ამდენად, ვარსკვლავთშორისი გარემოს მასა შეადგენს მთელი გალაქტიკის მასის (ბნელი მატერიის გარეშე) დაახლოებით 5%-ს.



ნახაზი 13.1. ვარსკვლავთმორისი გაზის (მოლეკულურის H_2 და ატომურის HI) ზედაპირული სიმკვრივის განაწილება რადიუსის გასწვრივ გალაქტიკათა Virgo გროვის და მის გარე რამდენიმე გალაქტიკისათვის (Mok et al., 2017).

გაზოვანი კომპონენტის სიმკვრივის განაწილება რადიუსის გასწვრივ სპირალურ გალაქტიკაში კარგად იზომება გარე გალაქტიკებისათვის. ნახაზზე 13.1 ნაჩვენებია ვარსკვლავთმორისი გაზის (მოლეკულურის H_2 და ატომურის HI) ზედაპირული სიმკვრივის განაწილება რადიუსის გასწვრივ გალაქტიკათა Virgo (ქალწული) გროვის და მის გარე რამდენიმე გალაქტიკისათვის (Mok et al., 2017). როგორც ვხედავთ, გაზოვანი კომპონენტის სიმკვრივე საშუალოდ ეცემა გალაქტიკების პერიფერიებსკენ დაახლოებით ორ-სამი რიგით, თუმცა ცალკეული გალაქტიკებისათვის, რომლებიც არ მიეკუთვნებიან გროვებს, ეს დაცემა მნიშვნელოვნად უფრო შენელებულია.

ნახაზზე 13.2 მოყვანილია წყალბადის სივრცული განაწილება ჩვენს გალაქტიკაში (Sofue & Nakanishi, 2016). გალაქტიკის ცენტრალურ უბანში შეიმჩნევა გაზოვანი დისკოს გამრუდება და ასევე მისი სისქის მომატება და გამრუდება პერიფერიაში. ნახაზიდან კარგად ჩანს, რომ გაზოვანი კომპონენტი მნიშვნელოვნად უფრო შორ მანძილზე ვრცელდება გალაქტიკის ცენტრიდან ვიდრე ვარსკვლავიერი დისკო.



ნახაზი 13.2. წყალბადის HI (ნაცრისფერი) და H_2 (კონტური) დრუბლების სიმკვრივის განაწილება ჩვენს გალაქტიკაში (Sofue & Nakanishi, 2016).

13.3. ვარსკვლავთშორისი გარემო და ვარსკვლავთწარმოშობა

დიდი ზომის დედამიწისეული ტელესკოპების მეშვეობით ინფრაწითელ სპექტრულ უბნებში დაკვირვებათა გაფართოების გამო, უკანასკნელ წლებში შესაძლებელი გახდა მრავალი ვარსკვლავთწარმოშობის უბნის შესწავლა, რომლებიც ადრე დაფარული იყო მკვლევარებისათვის ძლიერი მშთანქმელი გარემოს არსებობის გამო. ამან ხელი შეუწყო მდიდარი დაკვირვებითი მასალის დაგროვებას ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის სხვადასხვა ფაზების შესახებ, მკვრივი ცივი დრუბლების შიდა არეების აგებულებიდან დაწყებული ახლად წარმოქმნილი ვარსკვლავების ევოლუციის ადრეული სტადიებით დამთავრებული.

როგორც აღმოჩნდა, ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესი იერარქიულ ხასიათს ატარებს. ვარსკვლავთწარმოშობის ერთ-ერთი თავისებურებაა ის,

რომ ვარსკვლავები იბადებიან ჯგუფებად მოლეკულურ ღრუბლებსა და ღრუბელთა კომპლექსებში, რომელთა ზომები აღწევს 600 პკ-ს. ეს კომპლექსები დროთა განმავლობაში იშლებიან ვარსკვლავთ ასოციაციებად, რომელთა ბირთვებს წარმოადგენს ღია გროვები.

გაზოვან-მტვროვან კომპლექსში ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის ხანგრძლივობა პროპორციულია უბნის ხაზოვანი მასშტაბიდან კვადრატული ფესვის. დღემდე უცნობია ღრუბლების რა თვისებები განსაზღვრავენ წარმოქმნება თუ არა მათში გრავიტაციულად შეკავშრებული ვარსკვლავთ გროვა, T-ასოციაცია ან გაფართოვებადი OB-ასოციაცია. დაკვირვებებით დადგენილია, რომ მოცემულ ღრუბელში ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის შედეგად ვარსკვლავებად გადაიქცევა არა უმეტეს გაზის 5-30 %-სა.

ღრუბლოვანი კომპლექსიდან ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესზე გადასვლა ხდება იერარქიული გრავიტაციული ფრაგმენტაციის გზით. ცივი, სუსტი ტურბულენციის მქონე გაზოვანი ღრუბელი არ დარჩება წონასწორობაში თუ მასზე მოვახდენთ ზემოქმედებას გარედან. გრავიტაციული უწონასწორობის გაჩენა შეიძლება ნათლად წარმოვიდგინოთ შემდეგი მაგალითით. დავუშვათ ღრუბელში ვრცელდება ბგერითი ანუ ნაწილაკების გრძივი რხევის ტალღა. თუ ტალღის სიგრძე საკმარისად დიდია, მაშინ ამ ტალღის მაქსიმუმებში ნივთიერების შემკვრივების მასა იმდენად იზრდება, რომ მიზიდულობის ძალის ზეგავლენა საგრძნობი ხდება, იგი იზიდავს დამატებით მასებს და ძლიერდება. ასეთ ტალღებს მძიმე ბგერას უწოდებენ. სიმკვრივის მაქსიმუმების გაძლიერება იწვევს ღრუბლის ნაწილებად დაშლას ანუ ფრაგმენტაციას. წარმოქმნილ შემკვრივებულ უბნებში შეიძლება გაგრძელდეს შემდგომი ფრაგმენტაციის პროცესი, რაც იწვევს ახლად წარმოქმნილი ფრაგმენტების მასების შემცირებას. ამ პროცესს აფერხებს ღრუბელში არსებული მიკროსკოპიული და მსხვილმასშტაბიანი მოძრაობები.

ასეთი უწონასწორობის თეორიული აღწერა ჩამოაყალიბა ჯინსმა XX საუკუნის დასაწყისში. იგი იხილავდა შეკუმშვად გაზოვან გარემოში ტალღების გარცელებას. მან მიიღო, რომ კრიტიკული ტალღის სიგრძე ანუ შესფოთების ზომა, რომელიც შეიძლება გამოიყოს ცალკეული ფრაგმენტის სახით, განისაზღვრება გარემოს სიმკვრივით და შეაფასა წარმოქმნილი ფრაგმენტის მასა. გამოვიყვანოთ ეს ფორმულები ვირიალის თეორემის მეშვეობით. ჩავწეროთ მისი გამოსახულება:

$$2K + U = 0, \quad (13.1)$$

სადაც K არის გარემოს ერთეულოვანი მოცულობის კინეტიკური, ხოლო U - პოტენციური ენერგია. განტოლება (13.1) ძალაშია მხოლოდ წონასწორობის დროს. თუ მარცხენა ნაწილი ნაკლებია ნოლზე, მაშინ კინეტიკური ენერგია ვერ აწონასწორებს პოტენციურ ენერგიას და ხდება გამოყოფილი ფრაგმენტის კოლაფსი. ვიპოვოთ ამ შემთხვევაში შეკუმშვადი ფრაგმენტის მასა M_J , ანუ როცა $2K < |U|$. თუ გამოვიყენებთ გაზის კინეტიკური და პოტენციური ენერგიების ცნობილ გამოსახულებებს, ეს უტოლობა შეგვიძლია ჩავწეროთ შემდეგი სახით:

$$3 \frac{M_J}{\mu m_H} kT < \frac{3 G M_J^2}{5 R_J}. \quad (13.2)$$

აქ μ არის ვარსკვლავთშორისი გაზის საშუალო მოლეკულური წონა, m_H - წყალბადის ატომის წონა, R_J - ფრაგმენტის რადიუსი. ფრაგმენტის მასა შესაძლებელია გამოვსახოთ გაზის საშუალო სიმკვრივის ρ_0 და ფრაგმენტის მოცულობის მეშვეობით:

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_J^3, \quad (13.3)$$

აქედან რადიუსისთვის მივიღებთ:

$$R_J = \left(\frac{3 M_J}{4\pi \rho_0} \right)^{1/3}. \quad (13.4)$$

ჩავსვათ ეს გამოსახულება (13.2)-ში და მივიღებთ:

$$M_J > \left(\frac{5kT}{G\mu m_H} \right)^{3/2} \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \propto \left(\frac{T^3}{\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (13.5)$$

ვარსკვლავთშორისი წყალბადის დიფუზურ ღრუბელში არსებული ტიპიური პირობებისათვის ტემპერატურა შეადგენს დაახლოებით $T = 50^\circ K$, მოლეკულური მასა - $\mu = 1$ (ანუ მხოლოდ წყალბადისგან შემდგარი გაზი) და სიმკვრივე - $n_{HI} = 500$ ატომი/მ³. მაშინ (13.5) გამოსახულებიდან მივიღებთ $M_J \approx 1500 M_\odot$, რაც მნიშვნელოვნად მეტია ვარსკვლავის მაქსიმალურ მასაზე. გიგანტური მოლეკულური ღრუბლებისათვის $T = 150^\circ K$, $n_H = 10^8$ სმ⁻³ და $M_J \approx 7 M_\odot$, ანუ ერთეულოვანი ვარსკვლავის მასას. ასე რომ, შედარებით ნაკლები ვარსკვლავიერი მასის გაზოვანი ფრაგმენტის შესაქმნელად აუცილებელია, რომ გარემო იყოს არა მარტო „ცივი“, არამედ ასევე საკმაოდ მკვრივი.

ამჯერად, (13.2) გამოსახულებიდან (13.3) გამოსახულების მეშვეობით ფრაგმენტის რადიუსის ნაცვლად გამოვრიცხოთ მისი მასა. მაშინ

მივიღებთ ფრაგმენტის დამახასიათებელ ზომას, რომელიც შეესაბამება ჯინსის ტალღის სიგრძეს. შესაბამისად მივიღებთ:

$$R_J = \left(\frac{15}{4\pi\rho_0} \frac{kT}{G\mu m_H} \right)^{1/2} \propto \left(\frac{T}{\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (13.6)$$

გამოსახულებიდან (13.6) შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მხოლოდ ცივ და მკვრივ ღრუბლებს შეუძლიათ წარმოქმნან ზომიერი სიდიდის ფრაგმენტები.

ამდენად, ვარსკვლავთშორისი გარემოს ტიპური პირობებისათვის M_J სიდიდის მნიშვნელობა გაცილებით მეტია ვარსკვლავების მასებზე - სავარაუდოდ ეს არის დიდი ვარსკვლავთ გროვების მასები.

გაზი შეიძლება ცივდებოდეს გამოსხივების ხარჯზეც, ხოლო ზოგიერთი პროცესების შედეგად (მაგალითად, ფრაგმენტების შეჯახებისას) მათი სიმკვრივე შეიძლება იზრდებოდეს. მართლაც, დაკვირვებები უჩვენებს, რომ მოლეკულური ღრუბლები არაერთგვაროვანია და ხშირად შეიცავენ მკვრივ ბირთვებს. თუმცა, უსასრულოდ მცირე მასის ფრაგმენტის მიღება ამ გზით შეუძლებელია. საკმარისად მაღალი სიმკვრივის შემთხვევაში გაზოვანი ღრუბელი გაუმჭვირვალე ხდება გამაცივებელი გამოსხივებისათვის და სიმკვრივის შემდგომი ზრდა იწვევს ტემპერატურის ადიაბატურ ზრდას. ამასთან, ფრაგმენტის მინიმალური მასა M_0 აღმოჩნდება პრაქტიკულად დამოუკიდებელი გარემოს ფიზიკური მახასიათებლებისათვის და თითქმის მთლიანად გამოიხატება ფუნდამენტური კონსტანტებით. კერძოდ,

$$M_0 \approx 10^{-2} T^{1/4} M_{\odot}. \quad (13.7)$$

ამდენად, ფრაგმენტის მინიმალური მასა დამოკიდებულია (საკმაოდ სუსტად) მხოლოდ გარემოს ტემპერატურაზე. მოლეკულური ღრუბლების შიდა არეებისათვის დამახასიათებელი ტემპერატურებისათვის (დაახლოებით 10^2 K) ამ ფორმულის მიხედვით ვიღებთ მასას, რომელიც ახლოა ვარსკვლავის მინიმალურ მასასთან. უფრო ზუსტი გამოთვლები, რომლებიც ითვალისწინებენ გამოსხივების გადატანას და გაუმჭვირვალობის ეფექტებს, გვაძლევს ფრაგმენტების შემდეგ მასებს - $(10^{-2} \div 10^2) M_{\odot}$ ანუ სწორედ ვარსკვლავთა დამზერილი მასების დიაპაზონს.

თეორიის მიხედვით პროტოვარსკვლავური ფრაგმენტის მასის ქვედა ზღვარი დამოკიდებულია ნივთიერების ქიმიურ შემადგენლობაზე, რომელიც განსაზღვრავს მის გაცივებას და გაუმჭვირვალობას. კერძოდ, მძიმე ელემენტების საერთო შემადგენლობის შემცირებისას

წარმოშობილი ვარსკვლავების მინიმალური მასა იზრდება. მართლაც, პროტოვარსკვლავის შეკუმშვისას იგი ცხელდება, რადგან პოტენციური ენერგია გადადის სითბურში. მძიმე ელემენტები ზრდიან გაზის გაუმჭვირვალობას და ხელს უშლიან გამოსხივების ხარჯზე ღრუბლის გაცივებას. ამიტომ, გაცხელებული ბირთვი ხელს უშლის მასზე გარე ღრუბლის ნივთიერების დაცემას, რომელიც უკვე გაუმჭვირვალე გახდა.

მძიმე ელემენტების დეფიციტის შემთხვევაში პროტოვარსკვლავის გაუმჭვირვალობის კოეფიციენტი მეტია და იგი ასწრებს მეტი მასის მოგროვებას, ვიდრე მისი ღრუბლოვანი გარსი გახდება გაუმჭვირვალე. სწორედ ამ პროცესით ხსნიან, რომ დღემდე არ არის აღმოჩენილი ვარსკვლავი მძიმე ელემენტების სრული დეფიციტით.

მართლაც, რადგანაც პირველი თაობის ვარსკვლავებში უპირობოდ შეგვიძლია გამოვრიცხოთ ბორზე უფრო მძიმე ელემენტების არსებობა, ყველა ისინი მასიურები უნდა ყოფილიყვნენ და უკვე დაასრულეს თავიანთი სიცოცხლე ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქების სახით. ამ ზეახლებმა თავის მხრივ გაამდიდრეს პროტოგალაქტიკური ღრუბლის პირველადი ნივთიერება მძიმე ელემენტებით, რომლისგანაც შემდგომ წარმოიშვნენ ვარსკვლავები ჩვენთვის უფრო ნაცნობი ქიმიური შემადგენლობით და მასებით.

მეორეს მხრივ, თუ რაღაც მიზეზით პირველადი გაზიდან მაინც წარმოიშვნენ მცირე მასის პროტოვარსკვლავური ღრუბლები, მათ ბირთვებში წყალბადის თერმობირთვული წვისთვის აუცილებელი იქნებოდა დიდი მასა. მართლაც, თუ (13.2) უტოლობას გადავაქცევთ ტოლობად (რაც სამართლიანია სტაციონალური სისტემისათვის), ცხადი ხდება, რომ იმ ტემპერატურის მისაღწევად, რომელზეც ვარსკვლავის ბირთვში იწყება თერმობირთვული რეაქცია ($\approx 10^9 K$), საჭიროა პროტოვარსკვლავის მასის ზრდა მისი შემადგენელი გაზის საშუალო მოლეკულური წონის შემცირებასთან ერთად. შედეგად, წმინდა წყალბად-ჰელიუმის ვარსკვლავის მინიმალური შესაძლო მასა უნდა იყოს მეტი, ვიდრე პირველი ზეახლების მიერ გამოტყორცნილი გაზით გამდიდრებული შემდგომი თაობის ვარსკვლავებისათვის.

ლექცია 14. ვარსკვლავთა დასახლებების ქიმიური ევოლუცია

14.1. ვარსკვლავთა ქიმიური შემადგენლობის განსაზღვრა

ტერმინი „ვარსკვლავის ქიმიური შემადგენლობა“ გამოიყენება ორი სხვადასხვა მნიშვნელობით. პირველი, ეს არის პროცენტული შეფარდება წყალბადის, ჰელიუმის და ყველა მძიმე ელემენტის შემადგენლობისა - X, Y და Z. მეორე არის ვარსკვლავის ატმოსფეროს დეტალური ქიმიური შემადგენლობა, რომელიც განისაზღვრება მაღალი გარჩევის სპექტრული დაკვირვებების მეშვეობით. ხშირად ვარსკვლავებში მძიმე ელემენტების შემადგენლობის შესახებ მსჯელობენ მათში რკინის ფარდობითი შემადგენლობის საფუძველზე, რომელიც ყველაზე მდიდარია შთანთქმის ხაზებით A-F-G-K ვარსკვლავების სპექტრის ხილულ დიაპაზონში.

ვარსკვლავებში მძიმე ელემენტების სრული ფარდობითი შემადგენლობის დადგენა ყველაზე ადვილია ფოტომეტრიული მეთოდებით. სწორედ ამ მონაცემების მეშვეობით ხდება ვარსკვლავთა დასახლებების ქიმიური შემადგენლობების და ჩვენი გალაქტიკის დინამიური ევოლუციის შესწავლა. დღეისათვის მრავალი ათასი ვარსკვლავის დეტალური ქიმიური შემადგენლობა არის დადგენილი მაღალი გარჩევის სპექტრების ანალიზის მეშვეობით და ეს მონაცემები შესაძლებელია გამოყენებულ იქნას აღნიშნული ამოცანების სტატისტიკური შესწავლისათვის.

მოკლედ განვიხილოთ ვარსკვლავთა ქიმიური შემადგენლობის განსაზღვრება. ქიმიური შემადგენლობის ძირითადი მაჩვენებელი არის ფარდობითი ლოგარითმული სიჭარბე $[Fe/H] = \lg(N_{Fe}/N_H) - \lg(N_{Fe}/N_H)_\odot$, სადაც (N_{Fe}/N_H) არის ვარსკვლავის ატმოსფეროში რკინის ატომების რაოდენობის შეფარდება წყალბადის ატომების რაოდენობასთან, ხოლო $(N_{Fe}/N_H)_\odot$ - ასეთივე შეფარდება მზისთვის. ვიცით რა დეტალური სპექტრული ანალიზიდან მზის ატმოსფეროში ყველა მძიმე ელემენტის საერთო შემადგენლობა ($\approx 1.7\%$), ადვილად შეგვიძლია $[Fe/H]$ შეფარდება ანუ მეტალურობა გადავიყვანოთ შესასწავლი ვარსკვლავის ატმოსფეროში მძიმე ელემენტების საერთო შემადგენლობაში.

ყველაზე ხშირად გამოიყენება შეფარდება $[Fe/H] = \lg(Z/Z_\odot)$. ეს გამოსახულება სამართლიანია იმ შემთხვევაში, თუ მეტალების და C, N, O ელემენტების პროპორცია, რომლებიც ძირითადად განსაზღვრავენ Z სიდიდეს, განხილულ ვარსკვლავებში ერთნაირია და ემთხვევა მზისას. თუმცა, მეტალურობა ყოველთვის არ არის კარგ კორელაციაში ვარსკვლავებში ჰელიუმზე მძიმე ელემენტების საერთო შემადგენლობასთან. მაგალითად, ცნობილია, რომ საშუალო მასის

ვარსკვლავებში გვიანდელი ევოლუციის სტადიებზე CNO ელემენტები წარმოიქმნებიან ვარსკვლავთა გარსებში ჰელიუმის წვისას და შემდგომ „ამოტივტივდებიან“ ვარსკვლავის ზედაპირულ ფენებში. შედეგად, ასეთ ვარსკვლავებში სპექტრული ანალიზი იძლევა CNO ელემენტების სიჭარბეს წყალბადისა და მეტალების შემადგენლობის მიმართ. ჟანგბადის და ზოგიერთი სხვა ელემენტის მზესათან შედარებით 2-3-ჯერ მაღალი ფარდობითი სიჭარბე შეინიშნება რკინის დეფიციტის მქონე ხნიერ ვარსკვლავებში, რომლებიც განეკუთვნებიან ჩვენი გალაქტიკის ჰალოს და სქელ დისკოს. ასევე პირიქით, რკინის დეფიციტის მქონე ზოგიერთ ვარსკვლავში, რომლებიც წარმოიშენენ ჩვენი გალაქტიკის ქიმიური ისტორიისგან განსხვავებული ევოლუციის მქონე ნივთიერებისგან, შეინიშნება α -ელემენტების ანომალურად დაბალი შემადგენლობა.

ვარსკვლავთა მეტალურობის მასობრივი განსაზღვრისათვის იყენებენ ფოტომეტრიულ მონაცემებს. ცნობილია მეტალურობის რამდენიმე ფოტომეტრიული ინდექსი, რომლებიც ასახავენ მძიმე ელემენტების სპექტრული ხაზების მიერ ვარსკვლავის ულტრაიისფერი სპექტრის ბლოკირების სიდიდეს. ერთ-ერთი ასეთი ინდექსი შეიძლება გამოვიყენოთ ფართოზოლვან UBV ფოტომეტრიულ სისტემაში. მას უწოდებენ ულტრაიისფერ სიჭარბეს $\delta(U - B)$ - ორფეროვან დიაგრამაზე ვარსკვლავის მდებარეობის წანაცვლება U-B ღერძის გასწვრივ მზის მეტალურობის მქონე გაუწითელებელი ვარსკვლავების ზოლის მიმართ. ეს ინდექსი შეიძლება განისაზღვროს მხოლოდ გაუწითელებელი ერთეულოვანი ვარსკვლავების ან ღია გროვებისათვის და გამოიყენება მხოლოდ მთავარი მიმდევრობის F, G და K კლასებისათვის. სიმარტივისათვის ეს ინდექსი მიჰყავთ ერთი და იგივე ფერის მაჩვენებელზე $(B - V) = 0.{}^m 6$, რადგანაც ერთი და იგივე მეტალურობის შემთხვევაში ინდექსის სიდიდე დამოკიდებულია $(B - V)$ ფერზე.

სტრომგრენის uvby საშუალოზოლოვან ფოტომეტრიულ სისტემაში მეტალურობის ინდექსს წარმოადგენს δm_1 - ფერის მაჩვენებელთა $(b - y)$, m_1 დიაგრამაზე m_1 ღერძის გასწვრივ ვარსკვლავის წანაცვლება. ამ ინდექსის თვისებები ძირითადად მსგავსია $\delta(U - B)$ ინდექსისა. გარკვეული შეზღუდვების მიუხედავად ფოტომეტრიულ ინდექსებს გააჩნიათ მნიშვნელოვანი უპირატესობა დეტალურ სპექტრულ ანალიზთან შედარებით - კერძოდ, მასობრივობა და განსაზღვრის სიმარტივე. ამიტომ, სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავებში მძიმე ელემენტების განაწილების განსაზღვრა ყველაზე ხშირად სწორედ ფოტომეტრიული ინდექსებით ხდება.

RR ლირის ტიპის ცვალებად ვარსკვლავებში მეტალურობის მაჩვენებლის სახით იყენებენ ე.წ. პრესტონის ინდექსს ΔS . ეს ინდექსი

წარმოადგენს სპექტრული ქვეკლასების სხვაობას, რომლებიც განსაზღვრულია წყალბადის და იონიზებული კალციუმის K ხაზის მეშვეობით: $\Delta S = 10 \cdot [Sp(H) - Sp(KCaII)]$. ამასთან, მზის მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებისათვის $\Delta S \cong 0$, ხოლო ყველაზე მცირე მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებისათვის $\Delta S \cong 11$.

ყველა ამ ინდექსებისათვის განსაზღვრულია კალიბრების მრუდები ანუ ინდექსის სიდიდიდან $[Fe/H]$ სიდიდეზე გადამყვანი დამოკიდებულება. ჩვეულებრივ ეს მრუდები წრფივია (იშვიათად, კვადრატული), რომლებიც განისაზღვრება მრავალი ვარსკვლავის მაღალი სიზუსტის სპექტრული დაკვირვებების მეშვეობით.

დღეისათვის ორი ათასზე მეტი სხვადასხვა ტიპის მახლობელი ველის ვარსკვლავისათვის არის განსაზღვრული მეტალურობა მაღალი გარჩევის სპექტრების მეშვეობით. პრაქტიკულად ყველა სფერული გროვისა და ასზე მეტი ღია გროვისათვის სხვადასხვა მეთოდებით განსაზღვრულია საშუალო მეტალურობები. მეტალურობის $[Fe/H]$ სიდიდის სპექტრული მეთოდებით განსაზღვრის სიზუსტე ერთი ვარსკვლავისათვის შეადგენს 0.10 – 0.15-ს. დაახლოებით იგივე შიდა ცდომილებას იძლევა ფოტომეტრიული ინდექსები, მაგრამ მათ ასევე ახასიათებთ სისტემატური ცდომილებები, კერძოდ, კალიბრების მრუდების ცდომილებები.

ვარსკვლავთა და ვარსკვლავთ გროვების მეტალურობის ინდექსების შეფასებები მიმოფანტულია მრავალი სხვადასხვა ავტორის შრომებში. ამ მონაცემების თავმოყრას და მათ საფუძველზე ერთიანი ერთგვაროვანი მეტალურობის კატალოგის შექმნას უდიდესი მნიშვნელობა ენიჭება. ასეთ სამუშაოს მრავალი წელია აწარმოებს კერელ დე სტრობელი კოლეგებთან ერთად და მათ მიერ მრავალი ასეთი კრებსითი კატალოგია გამოქვეყნებული (მაგალითად, Cayrel de Strobel, Soubiran & Ralite, 2001).

14.2. ვარსკვლავთა ქიმიური შემადგენლობის ცვლილება

მიუხედავად იმისა, რომ ჰელიუმზე უფრო მძიმე ელემენტების სინთეზი ითვლება ასტროფიზიკურ ამოცანად, ამ პროცესს გალაქტიკის ევოლუციისთვის გადამწყვეტი მნიშვნელობა ენიჭება. კოსმოლოგიური თეორია ხსნის მხოლოდ წყალბადის, ჰელიუმის და ზოგიერთი სხვა მსუბუქი ელემენტის წარმოშობას. სამყაროს არსებობის ადრეულ სტადიებზე არსებული ნივთიერების ქიმიურ შემადგენლობას სწავლობენ შორეული გალაქტიკების სპექტროსკოპიული შესწავლის გზით, ხოლო დღევანდელი მატერიის ქიმიურ შემადგენლობას - ჩვენი და მახლობელი გალაქტიკების შესწავლით.

კერძოდ, შორეული გალაქტიკებში დაკვირვებების შედეგად განისაზღვრა დეითერიუმი/წყალბადის ფარდობითი შემადგენლობა და იგი ტოლი აღმოჩნდა $(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$. დღეისათვის ჩვენს გალაქტიკაში ეს შეფარდება ტოლია $1.6 \cdot 10^{-5}$, რაც მიუთითებს, რომ დროთა განმავლობაში სამყაროს ქიმიური შემადგენლობა იცვლება. შორეული გალაქტიკების შესწავლა ამ მხრივ მნიშვნელოვანია, რადგან ეს იძლევა ჩვენი გალაქტიკის ქიმიური ევოლუციის მოდელისათვის საწყის პირობებს.

ფრედ ჰოილმა 1946 წელს წამოაყენა იდეა, რომ სამყაროში დღეს არსებული ქიმიური ელემენტები წარმოიშვნენ წყალბადისა და ჰელიუმისაგან ვარსკვლავთა ბითვებში მიმდინარე ბირთვული სინთეზის რეაქციებში და შემდგომ გამოიტყორცნენ სამყაროში ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქებების შედეგად. მძიმე ელემენტებით გამდიდრებული ვარსკვლავთშორისი გარემოსგან კვლავ წარმოიშვნენ ვარსკვლავები და ა.შ. ამასთან, წარმოშობილი ელემენტების ნაწილი რჩება დაკონსერვებული ვარსკვლავთა ნარჩენებში და მცირე მასის მქონე ვარსკვლავებში და არ მონაწილეობს ნივთიერებათა სახეცვლის აღწერილ პროცესში.

თანამედროვე შეხედულებების შესაბამისად, მასიური ზეახალი ვარსკვლავები $SNe II$ ($M > 8M_{\odot}$) ვარსკვლავთშორის სივრცის α -პროცესის, r -პროცესის და რიკინის ჯგუფის მცირე რაოდენობის ელემენტებით ძირითად მომმარაგებლებს წარმოადგენენ. რკინის ჯგუფის ელემენტების ძირითადი ნაწილის სინთეზი კი წარმოებს ნაკლები მასის ვარსკვლავებში ($M \approx 2 \div 8 M_{\odot}$), რომლებიც შემდეგ მჭიდრო ორმაგ სისტემებში ამარაგებენ კომპანიონ ნახშირბადოვან-ჟანგბადოვან თეთრ ჯუჯებს აკრეციის გზით, რომლებიც ამის შედეგად ფეთქდებიან როგორც $SNe Ia$ ტიპის ზეახლები. ვარსკვლავთშორისი სივრცის გამდიდრება α -ელემენტებით (O, Mg, Si, S, Ca და Ti) ხდება უფრო სწრაფად, ვიდრე რკინით, რაც გამოწვეულია II და Ia ტიპის ზეახლების ევოლუციის დროებს შორის განსხვავებით (≈ 20 მლნ. წ. და ≈ 1 მლრდ. წ. შესაბამისად).

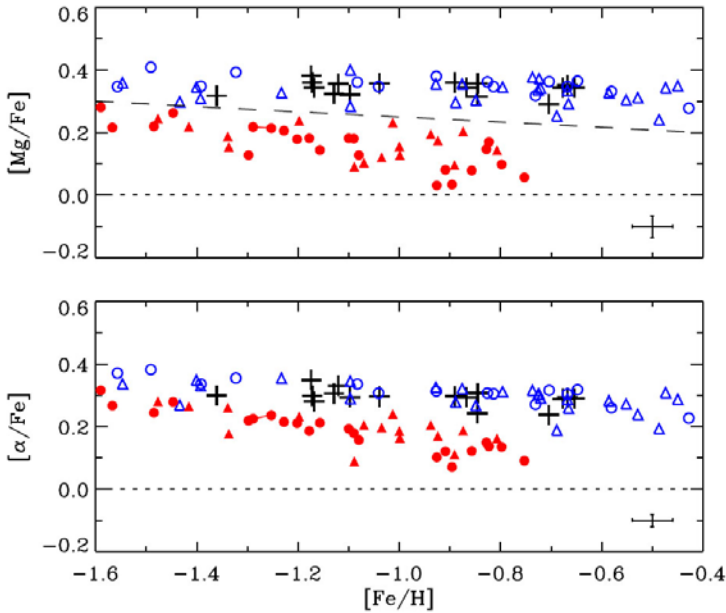
რადგან Ia ტიპის ზეახლების წვლილი რკინის ჯგუფის ელემენტების წარმოქმნაში მნიშვნელოვნად უფრო მეტია, ვიდრე α -ელემენტების წარმოქმნაში, ამიტომ $[\alpha/Fe]$ შეფარდება ჩვენს გალაქტიკაში დროთა განმავლობაში შემცირდება ამ ზეახლების აფეთქებათა და მათ მიერ ვარსკვლავის ნარჩენების გამოტყორცნის შედეგად. ამდენად, იმ მომენტისათვის, როცა $[\alpha/Fe]$ სიდიდე დაიწყებს შემცირებას, გავა დაახლოებით 1 მლრდ. წელი ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის დაწყებიდან. ამიტომ, უფრო ახალგაზრდა ვარსკვლავებს α -ელემენტების საშუალოდ ნაკლები ფარდობითი შემადგენლობა აქვს.

ნახაზზე 14.1 მოცემულია მზის მახლობელი ვარსკვლავებისათვის $[Mg/Fe]$ და $[\alpha/Fe]$ ინდექსების დამოკიდებულება $[Fe/H]$ ინდექსზე (Nissen & Schuster, 2010), სადაც ლურჯი ფერით აღნიშნულია მაღალი, ხოლო წითელით - დაბალი α შემადგენლობის ვარსკვლავები. ნახაზზე შეიმჩნევა საზღვარი $[Fe/H] \approx -1.0$ მნიშვნელობისთვის, რომელიც შეესაბამება Ia ტიპის ზეახლების მასობრივი აფეთქების ეპოქის დასაწყისს და მათ მიერ გამოტყორცნილი ელემენტებით ჩვენი გალაქტიკის ვარსკვლავთშორის სივრცის გამდიდრებას. ამავე დროს, მაღალი α შემადგენლობის და სქელი დისკოს ვარსკვლავებში $[Mg/Fe]$ და $[\alpha/Fe]$ ინდექსების თითქმის მუდმივი მნიშვნელობა მიუთითებს, რომ ეს ვარსკვლავები წარმოიშვნენ არეებში, რომლებიც გამდიდრებული იყო II ტიპის ზეახლების აფეთქებებით. სავარაუდოდ, მაღალი α შემადგენლობის ვარსკვლავები განეკუთვნებიან ჩვენი გალაქტიკის უძველეს დისკოს ან ბალჯის ვარსკვლავებს და წარმოიშვნენ პროტოგალაქტიკური გაზოვანი ღრუბლის კოლაფსისას. დაბალი α შემადგენლობის ვარსკვლავები კი წარმოიშვნენ მახლობელ ჯუჯა გალაქტიკებში და შემდგომ მოხდა მათი აკრეცია ამ გალაქტიკებიდან. როგორც ვარაუდობენ, ასეთი ჯუჯა გალაქტიკის ბირთვის ნარჩენი შეიძლება იყოს ω Cen სფერული გროვა.

მძიმე ელემენტების ნაწილი დამატებით წარმოიქმნება ნეიტრონების ნელი მიტაცების პროცესებში ანუ ე.წ. s-პროცესებში, რომლებსაც ადგილი აქვს საშუალო მასის ($4 \div 8 M_{\odot}$) ერთჯერადი ვარსკვლავების ატმოსფეროებში და შემდგომში გამოიტყორცნებიან ვარსკვლავთშორის სივრცეში მათ გარსებთან ერთად.

ზემოთქმულიდან ცხადია, რომ მუდმივი ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის გავლენით ვარსკვლავთშორის სივრცეც და ახლად წარმოშობილი ვარსკვლავებიც სულ უფრო მეტად და მეტად მდიდარნი უნდა იყვნენ მეტალებით. ასეთ შემთხვევაში, დაკვირვებითი მონაცემები უნდა გვიჩვენებდეს ვარსკვლავთა მეტალურობასა და ასაკს შორის გარკვეულ დამოკიდებულებას.

მნიშვნელოვანია ასევე განვიხილოთ დამოკიდებულება ობიექტების ქიმიურ შემადგენლობასა და გალაქტიკაში მათ მდებარეობას შორის და, პირველ რიგში, დისკოსა და ჰალოს ობიექტებში ქიმიური შემადგენლობის გრადიენტი გალაქტიკის რადიუსის გასწვრივ.



ნახაზი 14.1. მზის მახლობელი ვარსკვლავებისათვის $[Mg/Fe]$ და $[\alpha/Fe]$ ინდექსების დამოკიდებულება $[Fe/H]$ ინდექსზე. პლიუს ნიშნით აღნიშნულია სქელი დისკოს ვარსკვლავები, ხოლო წრებით - ჰალოს ვარსკვლავები. ლურჯი ფერით აღნიშნულია მაღალი, ხოლო წითელით - დაბალი α შემადგენლობის ვარსკვლავები (Nissen & Schuster, 2010).

14.3. გალაქტიკის ჰალოს მრავალკომპონენტურობა და მისი ქიმიური თვისებები

როგორც ვიცით ჩვენი გალაქტიკის ჰალოს ერთ-ერთ დამახასიათებელ დასახლებას წარმოადგენს ვარსკვლავთ სფერული გროვები და ველის ზოგიერთი ტიპის ვარსკვლავები - სუბჯუჯები, წითელი გიგანტები მეტალების დეფიციტით და RR ქნარის ტიპის ცვალებადები.

განვიხილოთ ვარსკვლავთ სფერული გროვების ქიმიური შემადგენლობა, რადგან ისინი დაიკვირვება გალაქტიკის ცენტრიდან ძალიან დიდ მანძილებზე და მათი მეშვეობით შესაძლებელია ჰალოს თანამედროვე სტრუქტურის უშუალოდ შესწავლა. სფერული გროვების ქიმიური შემადგენლობა კორელირებს მათი სივრცული განაწილების პარამეტრებთან, კინეტიკურ მახასიათებლებთან და, სავარაუდოდ, ასაკთან. ამ კავშირების შესწავლა საშუალებას გვაძლევს გამოვიტანოთ

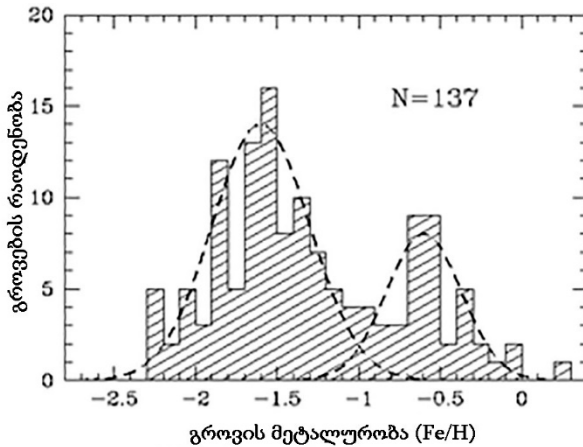
მნიშვნელოვანი დასკვნები ჩვენი გალაქტიკის დინამიკური ევოლუციის შესახებ მის ადრეულ სტადიებზე.

ნახაზზე 14.2 ნაჩვენებია ვარსკვლავთ სფერული გროვების მეტალურობის ინდექსის განაწილების ფუნქცია ჰარისის კატალოგის მონაცემების მიხედვით (Harris, 1999). ამ განაწილების მნიშვნელოვანი თავისებურებაა ისეთი სფერული გროვების დეფიციტი, რომელთა მეტალურობა ტოლია $[Fe/H] \approx -1.0$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ შემთხვევით სიდიდეებს გარკვეული სიგანის განაწილება აქვთ მათი ცენტრალური სიდიდეების მიმართ და მეტალურობის ინდექსი განსაზღვრის არც თუ მცირე ცდომილებით ხასიათდება, შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ ასეთი მეტალურობის მქონე სფერული გროვების რაოდენობა პრაქტიკულად ნულია. მეტალურობის $[Fe/H] \approx -1.0$ მნიშვნელობა კიდევ ერთი მნიშვნელოვანი ნიშნით გამოირჩევა. კერძოდ, ამ საზღვრის გადასვლისას სფერული გროვების სივრცული განაწილება და კინემატიკური მახასიათებლები ნახტომისებურად იცვლება.

ცხრილში 14.1 მოყვანილია სფერული გროვების სივრცული განაწილება და კინემატიკური მახასიათებლები, რომლებიც დაყოფილია ორ ჯგუფად $[Fe/H]$ სიდიდის მიხედვით. ცხრილში σ_r არის სხივური სიჩქარეების დისპერსია, V_{rot} - ჯგუფის გალაქტიკის ცენტრის გარშემო ბრუნვის სიჩქარე, X, Y, Z - მანძილების მასშტაბი გალაქტიკური კოორდინატების შესაბამისად, $\langle e \rangle$ - ორბიტების საშუალო ექსცენტრისიტეტი (ფრჩხილებში მოცემულია ჯგუფში ცნობილი ორბიტების მქონე გროვების რაოდენობა).

ნახაზიდან და ცხრილიდან ნათლად ჩან, რომ ჩვენს გალაქტიკაში არსებობს მინიმუმ ორი ჯგუფი სფერული გროვებისა, რომლებიც საგრძნობლად განსხვავდებიან ერთმანეთისგან სივრცული განაწილებით, კინემატიკური მახასიათებლებით და ქიმიური შემადგენლობით. ამასთან, მაღალი მეტალურობის მქონე გროვები ხასიათდებიან როგორც მაღალი ბრუნვის სიჩქარით, მცირე ექსცენტრისიტეტით და ასევე კონცენტრაციით გალაქტიკის სიბრტყისკენ. ამიტომ, ასეთი გროვები გამოყოფილია ცალკე ქვესისტემად და ეწოდება სქელი დისკო.

ყოველივე ზემოთქმულიდან ლოკიკურად შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მეტალურობის ზრდა უნდა შეესაბამებოდეს ასაკის შემცირებას, თუმცა სფერული გროვების მეტალურობის შესაბამისობა მათ ასაკთან ჯერ კიდევ საბოლოოდ აღიარებული არ არის, მიუხედავად იმისა, რომ ასეთი დამოკიდებულება გარკვეულწილად დაიკვირვება.



ნახაზი 14.2. ვარსკვლავთ სფერული გროვების მეტალურობის ინდექსის განაწილების ფუნქცია. წყვეტილი ხაზით აღნიშნული ორი გაუსიანას მრუდი აღნიშნავს მაღალი მეტალურობის და დაბალი მეტალურობის კომპონენტებს და მათი ცენტროიდების და სტანდარტული გადახრის მნიშვნელობებია (-1.6, 0.30) და (-0.6, 0.23) (Harris 1999).

თუმცა, როგორც ჩანს, ყველა სფერული გროვა არ წარმოშობილა ერთიანი პროტოგალაქტიკური ღრუბლის ნივთიერებისგან და ამიტომ, მათი ქიმიური შემადგენლობა განსხვავდება საშუალო გალაქტიკურისაგან. მართლაც, მცირე მეტალურობის მქონე სფერული გროვების შემადგენლობა არაერთგვაროვანია და იყოფა ორ ნაწილად ჰორიზონტული შტოს აგებულების მიხედვით. ყველა სფერული გროვა ექსტრემალურად ცისფერი ჰორიზონტული შტოთი აღმოჩნდა ერთნაირად დიდი ასაკის. ისინი განთავსებულია სფეროიდულ მოცულობაში რადიუსით დაახლოებით 9 კპკ და საშუალოდ აქვთ საკმაოდ მაღალი ბრუნვის სიჩქარე ($V_{rot} = 77 \pm 33$ კმ/წმ).

ცხრილი 14.1.

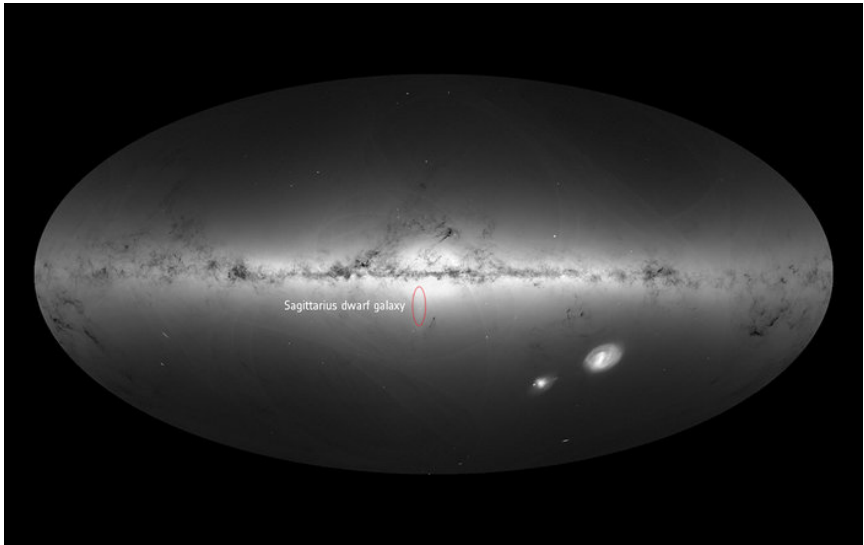
	[Fe/H] < -1.0	[Fe/H] > -1.0
გროვების რ-ბა	92	31
σ_r , კმ/წმ	120 ± 10	72 ± 9
V_{rot} , კმ/წმ	23 ± 30	165 ± 38
X, კპკ	5.5 ± 0.5	3.0 ± 0.5
Y, კპკ	4.5 ± 0.5	2.0 ± 0.5
Z, კპკ	5.5 ± 1.0	1.0 ± 0.2
(e)	0.57 ± 0.04 (48)	0.13 ± 0.04 (2)

ასეთი გროვები განეკუთვნება ჩვენი გალაქტიკის ხნიერი საკუთარი ჰალოს ქვესისტემას. გროვების დასახლება ანომალურად წითელი ჰორიზონტული შტოთი მათი მცირე მეტალურობის ფონზე ჩვენს გალაქტიკაში იკავებენ ელიფსოიდურ მოცულობას დიამეტრით ≈ 20 კპკ. ბევრი გროვა ამ ჯგუფიდან აღმოჩნდნენ რეტროგრადულ ორბიტებზე ანუ ბრუნავენ გალაქტიკური ბრუნვის საწინააღმდეგოდ, რაც სრულებით არ არის დამახასიათებელი ობიექტებისათვის, რომლებიც გენეტიკურად არიან დაკავშირებული პროტოგალაქტიკურ ღრუბელთან. გარდა ამისა, დანამდვილებით არის დადგენილი, რომ მათი ნაწილი რამდენიმე მილიარდი წლით ახალგაზრდაა იგივე მეტალურობის გროვებთან შედარებით, რომლებიც მიეკუთვნებიან ჩვენი გალაქტიკის საკუთარ ჰალოს.

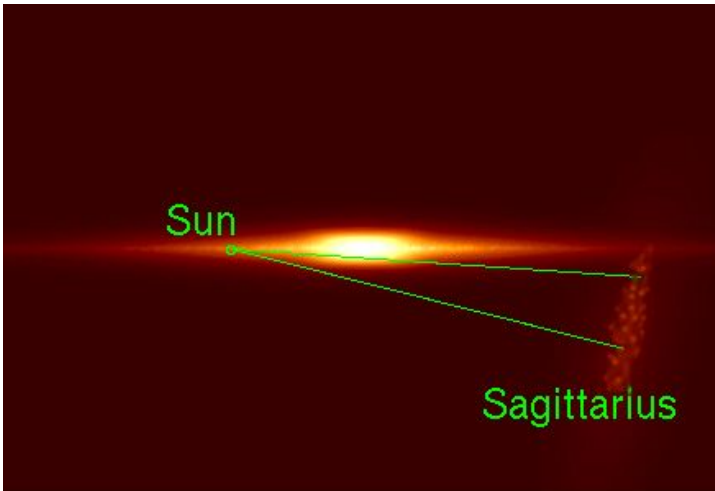
ვარაუდობენ, რომ ყველა ეს გროვა მოხვდა ჩვენს გალაქტიკაში მოქცევითი ძალების გავლენით თანამგზავრი ჯუჯა გალაქტიკების დაშლის შედეგად, ანუ ისინი წარმოიშვნენ ნივთიერებისგან, რომელმაც გაიარა ჩვენი გალაქტიკისგან განსხვავებული ქიმიური ევოლუცია. მათ მიერ წარმოქმნილი ქვესისტემა იწოდება აკრეციულ ჰალოდ.

ამ თვალსაზრისით რამდენიმე საინტერესო მაგალითი შეგვიძლია ვახსენოთ. დღეისათვის დაიკვირვება ჯუჯა სფერული გალაქტიკის „მშვილდოსანი“ – Sgr dSph (იხ. ნახაზი 14.3 და 14.4), დაშლა. ამ გალაქტიკასთან დამაჯერებლად იგივდება ოთხი სფერული გროვა: M54, Arp 2, Ter 8 და Ter 7. გროვა Pal 12 მნიშვნელოვნად არის დაშორებული ამ გალაქტიკისგან. თუმცა, ამ ორივე ვარსკვლავთ სისტემის ორბიტების მიხედვით შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ეს გროვა იქნა გამოტყორცნილი მშვილდოსნის გალაქტიკიდან 1.7 მილიარდი წლის წინ (Dinescu et al., 2000). სფერულ გროვას M54 ხშირად განიხილავენ როგორც მის ბირთვის. გარდა ამისა, მშვილდოსნის გალაქტიკას დიდი ალბათობით მიეკუთვნება კიდევ ხუთი სფერული გროვა: M53, Pal 5, NGC 4147, NGC 5053 და NGC 5634. სფერული გროვების Rup 106, Pal 13, NGC 5466, NGC 6934 და NGC 7006 გალაქტიკური ორბიტების ელემენტები ასევე მიუთითებენ, რომ ისინი მიტაცებულ იქნენ სხვადასხვა თანამგზავრი გალაქტიკებისგან.

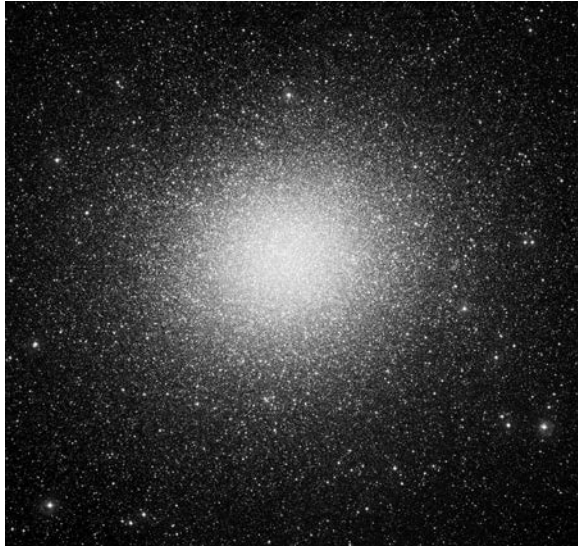
ჩვენი გალაქტიკის ჯუჯა გალაქტიკებთან ურთიერთქმედებისას მიმდინარე დინამიური პროცესების ციფრული მოდელირება ცალსახად მიუთითებს, რომ გალაქტიკური სფერული გროვებიდან ყველაზე დიდი გროვა - ω Cen, რომელიც მდებარეობს გალაქტიკის ცენტრთან საკმაოდ ახლოს, გააჩნია რეტროგრადული ორბიტა და თავის დროზე ასევე იყო ჯუჯა გალაქტიკის ბირთვი (იხ. ნახაზი 14.5).



ნახაზი 14.3. ჩვენი გალაქტიკის თანამგზავრი ჯუჯა სფერული გალაქტიკის „მშვილდოსანი“ (Sgr dSph) ხილული მდებარეობა ცის სფეროზე გალაქტიკურ კოორდინატებში.



ნახაზი 14.4. ჯუჯა სფერული გალაქტიკის „მშვილდოსანი“ (Sgr dSph) სქემატური მდებარეობა მზისა და ჩვენი გალაქტიკის ცენტრთან მიმართებაში.



ნახაზი 14.5. ω Cen - გალაქტიკური სფერული გროვებიდან ყველაზე დიდი გროვა, რომელიც მდებარეობს გალაქტიკის ცენტრთან საკმაოდ ახლოს, გააჩნია რეტროგრადული ორბიტა და თავის დროზე ასევე იყო χ უჯა გალაქტიკის ბირთვი.

როგორც ჩანს, გარეგალაქტიკური წარმოშობის სფერული გროვების რაოდენობა დაახლოებით 1.5-ჯერ მეტია ვიდრე მცირემეტალურობის მქონე საკუთარი ჰალოს გროვები, ანუ რომლებიც წარმოიშვნენ ერთიანი პროტოგალაქტიკური ღრუბლისგან. შედეგად, აკრეცირებული ვარსკვლავიერი ობიექტები შეადგენენ ჩვენი გალაქტიკის ჰალოს თანამედროვე მასის უდიდეს ნაწილს.

ჩვენი გალაქტიკის სფერული მდგენელის კლასიკური წარმომადგენლები - ქვეჯუჯები, წითელი გიგანტები და RR ქნარის ტიპის ცვალებადები, ასევე ამჟღავნებენ მსგავს სტრუქტურას ანუ განეკუთვნებიან გალაქტიკის სამ ხნიერ ქვესისტემას - სქელი დისკო, საკუთარი ჰალო და აკრეციული ჰალო. ამ ვარსკვლავების მეტალურობის ფუნქცია აჩვენებს აშკარა დეფიციტს ანუ მრუდის გადახრას $[Fe/H] \approx -1.0$ მნიშვნელობაზე, რომელიც ჰყოფს მათ სქელ დისკოდ და ჰალოდ.

მიუხედავად ამისა, უფრო საიმედოა მოვახდინოთ ვარსკვლავთა დაყოფა გალაქტიკურ ქვესისტემებად კინემატიკური კრიტერიუმების მიხედვით. ვარსკვლავების სავარაუდო გარეგალაქტიკური წარმოშობის გამოვლენა უნდა მოხდეს მათი გალაქტიკური ორბიტების მაღალი ენერგიით. თუმცა, მახლობელი ვარსკვლავების შემთხვევაში შეგვიძლია გამოვიყენოთ მხოლოდ მათი სრული სივრცული სიჩქარეები. კერძოდ,

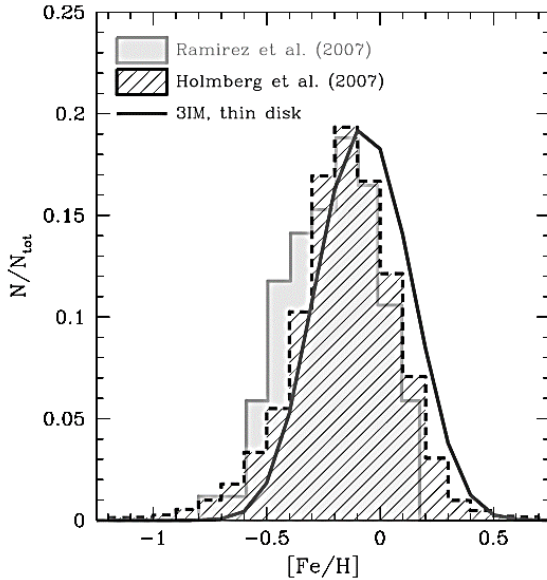
ნარჩენი სიჩქარის კრიტიკული გადახრა ლოკალური ცენტროიდის სიჩქარის მნიშვნელობისგან $V_{rest} > 240$ კმ/წმ საიმიდოდ გამოჰყოფს მაღალ ენერგეტიკული ორბიტების მქონე ვარსკვლავებს. ამასთან, ასეთი ვარსკვლავების უმრავლესობას რეტროგრადიული ორბიტები გააჩნიათ, რაც ცალსახად მიუთითებს მათ გარეგალაქტიკურ წარმოშობას.

ევოლუციის ადრეულ ეტაპზე მყოფი ვარსკვლავების ატმოსფეროებში სხვადასხვა ქიმიური ელემენტების ფარდობითი შემადგენლობის დეტალური შესწავლა იძლევა შესაძლებლობას შევადაროთ ვარსკვლავთწარმოშობის ისტორია მათ მშობლიურ იზოლირებულ პროტოგალაქტიკურ არეებში. კერძოდ, აღმოჩნდა, რომ მცირე მეტალურობის მქონე აკრეციულ ობიექტებს შორის ზოგიერთში შეინიშნება α -ელემენტების ანომალურად დაბალი ფარდობითი შემადგენლობა (ზოგჯერ, მზეზე ნაკლები). ეს, სავარაუდოდ, მიუთითებს, რომ ერთიანი პროტოგალაქტიკური ღრუბლის გარეთ ანუ ჯუჯა გალაქტიკების პროტოღრუბლებში, ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპი ან ვარსკვლავთა მასების საწყისი ფუნქცია იყო განსხვავებული.

უნდა აღინიშნოს, რომ ჰალოს დამზერილ ობიექტებს შორის უაღრესად მცირეა ობიექტები, რომელთა მეტალურობა შეადგენს $[Fe/H] < -3.0$. ეს ნიშნავს, რომ ჩვენი ცნობილი ვარსკვლავებისა და გროვების საგრძნობი ნაწილის ვარსკვლავთწარმოშობა დაიწყო მას შემდეგ რაც ჩვენი გალაქტიკის მასის 0.002% გარდაიქმნა მძიმე ელემენტებად. ის ფაქტი, რომ დღეისათვის არ დაიკვირვება ვარსკვლავები, რომელთა სპექტრებში არ იქნებოდა საერთოდ მძიმე ელემენტები ანუ III დასახლების ვარსკვლავები, დღემდე წარმოადგენს გამოცანას. თანამედროვე დაკვირვებითი მონაცემებით მეტალებით ყველაზე ღარიბ ვარსკვლავს გააჩნია მეტალურობის ინდექსი $[Fe/H] = -5.4$.

14.4. გალაქტიკის დისკოს ქიმიური შემადგენლობა

მახლობელი F-G ჯუჯების მეტალურობის განაწილების ანალიზი უჩვენებს, რომ დისკოს ვარსკვლავებს შორის არა უმეტეს $\approx 5\%$ -ის მეტალურობის ინდექსი შეადგენს $[Fe/H] < -0.5$ (იხ. ნახაზი 14.6). მეორეს მხრივ, სფერული მდგენელის დაახლოებით იგივე რაოდენობის ვარსკვლავებს გააჩნიათ ამ ზღვარზე მაღალი მეტალურობა. ამიტომ, მეტალურობის სწორედ ამ მნიშვნელობით გამოჰყოფენ თხელი დისკოს ვარსკვლავებს. თუმცა, უფრო კორექტულია გამოვყოთ ქვესისტემების ობიექტები სივრცულ-კინემატიკური პარამეტრებით, რადგან სწორედ ისინი განსაზღვრავენ ჩვენი გალაქტიკის მორფოლოგიურ სტრუქტურას.



ნახაზი 14.6. დაკვირვებითი და თეორიული (3IM) მეტალურობის $[Fe/H]$ ინდექსის სიხშირული განაწილება. დაკვირვებები აღებულია შრომებიდან Ramirez et al. (2007) და ქენევა-კოპენჰაგენის მიმოხილვიდან (GCS; Holmberg, Nordstrom and Andersen, 2007).

ნახაზზე 14.6 ნაჩვენებია მზის მახლობელი ვარსკვლავების მეტალურობის $[Fe/H]$ ინდექსის სიხშირული განაწილება თეორიული და დაკვირვებითი მონაცემების მიხედვით (Ramirez et al., 2007; Holmberg, Nordstrom and Andersen, 2007). განაწილება უჩვენებს მაღალ დისპერსიას და აშკარად გამოხატულ ასიმეტრიას მეტალურობის დადებითი მნიშვნელობებისკენ.

ეს ფაქტი მიუთითებს, რომ მზის მახლობლად დისკოს ვარსკვლავთა დასახლება საკმაოდ არაერთგვაროვანია მათში მძიმე ელემენტების შემადგენლობით. თხელი დისკოს ქვესისტემის დიდი ასაკიდან გამომდინარე, უნდა ვივარაუდოთ, რომ უფრო ახალგაზრდა ვარსკვლავებში მეტი უნდა იყოს მეტალურობა. თუმცა, ამ ქვესისტემაში ასაკსა და მეტალურობას შორის დამოკიდებულების არსებობა დღემდე კითხვის ნიშნის ქვეშ დგას. ეს დაკავშირებულია არა მარტო ცალკეული ვარსკვლავების ასაკების განსაზღვრის არასაიმედოობასთან, არამედ, ასევე, იმ ვარსკვლავების წარმოშობის ადგილის განსაზღვრის პრობლემასთან, რომლებიც დღეისათვის იმყოფებიან მზის მახლობლად და რომელთა მეშვეობითაც ვცდილობთ ამ დამოკიდებულების განსაზღვრას. სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, ძნელია დანამდვილებით

ვთქვით სად დაიბადნენ ვარსკვლავები, რომლებიც დღეისათვის იმყოფებიან მზის მახლობლად. ამასთან, როგორც ცნობილია, სხვადასხვა გალაქტოცენტრულ მანძილებზე წარმოშობილ თანაბარი ასაკის მქონე ვარსკვლავებს განსხვავებული მეტალურობა გააჩნიათ.

საინტერესოა აღინიშნოს, რომ მახლობელ ღია ვარსკვლავთ გროვებს შორის დაიმზირება დაახლოებით ერთი და იგივე ასაკის, მაგრამ განსხვავებული მეტალურობის გროვები. მაგალითად, ღია გროვა ჰიადების მეტალურობის ინდექსი ტოლია $[Fe/H]=+0.10$, ხოლო დაახლოებით იგივე ასაკის გროვის Coma მეტალურობა შეადგენს $[Fe/H]=-0.05$ ანუ თითქმის ტოლია მზის მეტალურობისა. ამდენად, დისკოს ცალკეულ მცირე არეებში მეტალურობის განაწილება შეიძლება არ შეესაბამებოდეს მთელი დისკოს მეტალურობით გამდიდრების პროცესს, რადგან მნიშვნელოვანია ასევე ლოკალური ეფექტები, რომლებიც ასევე იწვევენ გაბნევას დისკოს ობიექტების მეტალურობის და ასაკის დამოკიდებულებაში.

გამოკვლევები უჩვენებენ, რომ თხელი დისკოს უმცირესი მეტალურობის ($[Fe/H]<-0.3$) მქონე ვარსკვლავებში α -ელემენტების ფარდობითი შემადგენლობა სისტემატურად მცირდება მათი ორბიტების რადიუსების ზრდასთან ერთად. მზის ორბიტის შიგნით ასეთი ვარსკვლავების α -ელემენტების შემადგენლობის ინდექსი მეტია $[\alpha/Fe] > 0.2$ -ზე. ერთი და იგივე მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებში $[\alpha/Fe]$ ინდექსის შემცირება მათი ორბიტების რადიუსების ზრდასთან ერთად მიუთითებს, რომ გალაქტიკის ცენტრისკენ ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპი უფრო მაღალია, ვიდრე - პერიფერიისკენ. აქვე აღვნიშნოთ, რომ ვარსკვლავებში α -ელემენტების ზრდა მიუთითებს, რომ ისინი წარმოიშვნენ II ტიპის მასიური ზეახალი ვარსკვლავების აფეთქებით გამდიდრებული გაზოვან-მტვროვანი ღრუბლებისგან. გალაქტიკის რადიუსის გასწვრივ ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპის შემცირება იწვევს მეტალურობის რადიალური გრადიენტის წარმოქმნას.

გალაქტიკის დისკოში მეტალურობის რადიალური გრადიენტის $\partial[Fe/H]/\partial R$ განსაზღვრას განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს ჩვენს გალაქტიკაში ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესების შესწავლისათვის. ეს სიდიდე მრავლაჯერ იქნა განსაზღვრული სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავების და ღია გროვების, ასევე HII არეების და პლანეტარული ნისლეულების, დაკვირვებებით. აღმოჩნდა, რომ ჩვენი გალაქტიკის დისკოს ვარსკვლავების მეტალურობის რადიალური გრადიენტი იცვლება ინტერვალში 0-დან -0.13-მდე. გრადიენტის ურაცოფითი მნიშვნელობა მიუთითებს, რომ გალაქტიკის დისკოში მეტალურობის შემადგენლობა მცირდება გალაქტიკის ცენტრალური უბნებიდან

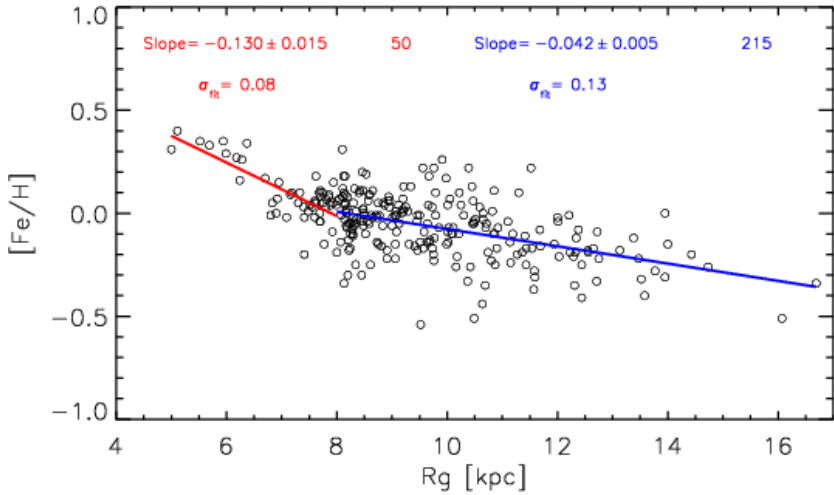
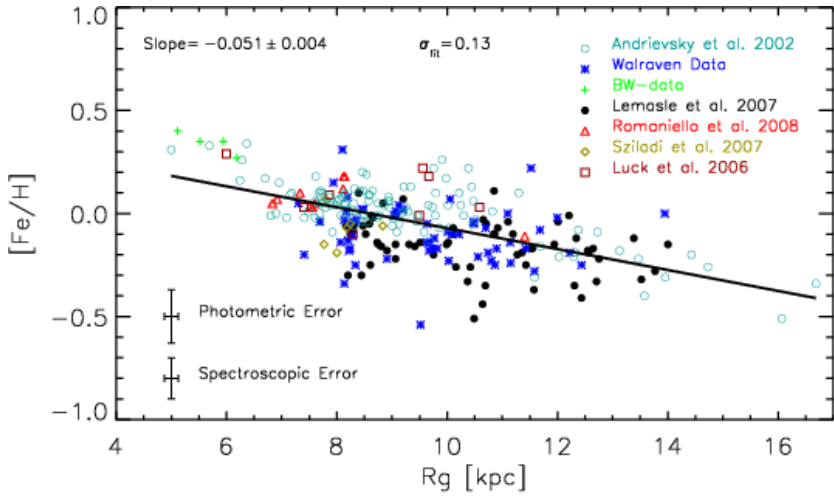
პერიფერიისკენ. ეს ფაქტი შეესაბამება დასკვნას, რომ გალაქტიკის ცენტრისკენ, სადაც ვარსკვლავთშორისი ნივთირების სიმკვრივე დიდია, ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპი საკმაოდ მაღალია. უნდა აღინიშნოს, რომ HII ზონები და პლანეტარული ნისლეულები გრადიენტის კიდევ უფრო მაღალ მნიშვნელობებს უჩვენებენ: -0.08 -დან -0.27 -მდე.

გალაქტიკის დისკოში მეტალურობის რადიალური გრადიენტის შესწავლისათვის ყველაზე მოხერხებული ობიექტებია კლასიკური ცეფეიდები. ისინი წარმოადგენენ ზეგიგანტებს, რომლებიც დაიშორებებიან დიდ მანძილებზე და დღეისათვის მიღებულია სხვადასხვა ელემენტების შემადგენლობის მრავალი შეფასება. ზოგიერთი შედეგები ასეთი შეფასებებისა მოცემულია ნახაზზე 14.7 (Perdicelli et al., 2009). ნახაზიდან ჩანს, რომ რადიალური გრადიენტის დახრა იცვლება რადიუსის სხვადასხვა მონაკვეთებში. მაგალითად, $4 \text{ კპკ} < R < 6.5 \text{ კპკ}$ ინტერვალში გრადიენტი ტოლია -0.13 ± 0.03 , $6.5 \text{ კპკ} < R < 10 \text{ კპკ}$ ინტერვალში გრადიენტი ტოლია -0.02 ± 0.01 , ხოლო $R > 10 \text{ კპკ}$ ინტერვალში გრადიენტი ტოლია -0.06 ± 0.01 .

ქიმიური შემადგენლობის ასეთი მნიშვნელობის და ნიშნის რადიალური გრადიენტი ტიპურია სხვა, სპირალური თუ ელიფსური, გალაქტიკებისათვის. სხვა გალაქტიკებში მეტალურიბა იცვლება ინტერვალში -0.03 -დან -0.1 -მდე, ასე რომ ჩვენი გალაქტიკა ამ თვალსაზრისით ტიპური ობიექტია.

14.5. გალაქტიკის ქიმიური ევოლუციის მოდელები

გალაქტიკის ქიმიური ევოლუციის შესწავლისათვის აგებენ დისკოს მძიმე ელემენტებით გამდიდრების მოდელებს, რომლებშიც ითვალისწინებენ ქიმიური ელემენტების წარმოქმნას ვარსკვლავებში, ელემენტების ევოლუციიდან გამოთიშვას მათი ვარსკვლავთ ნარჩენებში „ჩაყინვის“ გამო და ასევე ვარსკვლავთშორისი გარემოს შესაძლო განახლებას გალაქტიკათაშორისი გარემოდან გაზის მოზიდვით და სხვა.



ნახაზი 14.7. ზემოთ: ჩვენი გალაქტიკის მეტალურობის გრადიენტი, რომელიც აგებულია სხვადასხვა ავტორების მონაცემებით (Percicelli et al., 2009).

ასეთი მოდელები შედგება სხვადასხვა ინტეგრალურ-დიფერენციალური განტოლებებისაგან, რომლებშიც მონაწილეობენ ისეთი ფუნქციები, როგორიცაა ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპი, რომელიც თავის მხრივ დაკავშირებულია ვარსკვლავების მიერ ქიმიური ელემენტების გამომუშავების ტემპთან, და მასათა საწყისი ფუნქცია, რომელიც განსაზღვრავს იმ ვარსკვლავთა წილს, რომლებიც ეფექტურად ამარაგებენ ვარსკვლავთშორის გარემოს მეტალებით.

ტინსლიმ შემოიღო ქიმიური ევოლუციის მოდელების კლასიფიკაცია და დაყო ისინი ორ ჯგუფად: დახურული მოდელები, რომლებიც განიხილავენ გალაქტიკის დისკოს როგორც ჩაკეტილ სისტემას, და ღია მოდელები, რომლებიც ითვალისწინებენ გალაქტიკის დისკოს, მის სხვა ქვესისტემებსა და გარეგალაქტიკურ გარემოს შორის ნივთიერების ცვლას. გალაქტიკის დისკოს ქიმიური ევოლუციის მოდელის არჩევის საკითხი დამოკიდებულია გაზის რაოდენობაზე, რომელსაც დისკო იღებს გარეგალაქტიკური გარემოდან და დროთა განმავლობაში კარგავს. ის, რომ დისკო წამდვილად იღებს გაზს გარედან, დასტურდება მისკენ მოძრავი მაღალსიჩქარიანი გაზოვანი ღრუბლების დაკვირვებით, რომელთა მეტალების შემადგენლობა 4-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე მზის. თანამედროვე შეფასებებით ასეთ ღრუბლებს დისკოში შემოაქვთ $\approx 1M_{\odot}$ წელიწადში.

მზის მახლობელი სივრცის ქიმიური ევოლუციის უმარტივესი მოდელი შეიმუშავეს შმიდტმა და ვან დენ ბერგმა XX საუკუნის 60-იანი წლების დასაწყისში. ამ მოდელში მზის მახლობელი სივრცე განიხილება როგორც ჩაკეტილი ერთგვაროვანი სისტემა, რომელიც, საწყის ეტაპზე, შედგებოდა მძიმე ელემენტებისგან თავისუფალი გაზისაგან. გარკვეული დაშვებების შემთხვევაში ამ მოდელისათვის არსებობს ანალიტიკური ამოხსნა. როგორც აღმოჩნდა, ამ მარტივი მოდელის მიხედვით შეფასებული ვარსკვლავთა მეტალურობის განაწილება მზის მახლობელ სივრცეში მნიშვნელოვნად განსხვავდება დაკვირვებით მიღებული განაწილებისაგან.

მთავარი განსხვავება მდგომარეობს იმაში, რომ მოდელი მოითხოვს G-ტიპის ჯუჯების საგრძნობი რაოდენობის არსებობას, რომელთა მეტალურობა ნაკლებია -0.5-ზე. თუმცა, F და G ტიპის ჯუჯა ვარსკვლავების და წითელი გიგანტების მეტალურობის დაკვირვებული განაწილება არ უჩვენებს ასეთ სურათს. აღნიშნული G-ტიპის ჯუჯების პრობლემა შესაძლებელი ხდება გადაწყდეს ისეთი მოდელის ფარგლებში, რომელიც უშვებს ჩვენს გალაქტიკაში ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის წყვეტილ ხასიათს.

გალაქტიკის დისკოს გარკვეული მოცულობის ქიმიური ევოლუციის განტოლებები შემდეგნაირად გამოისახება (Acharova et al., 2010; Tinsley, 1980; Chiosi, 1980; Lacey & Fall, 1985):

$$\dot{\mu}_g = f - \psi(t) + \int_{m_L}^{m_U} (m - m_{\omega})\psi(t - \tau_m)\phi(m)dm \quad (14.1)$$

სადაც μ_g არის ვარსკვლავთშორისი გაზის მასის ზედაპირული სიმკვრივე; ψ - ვარსკვლავთწარმოშობის სიჩქარე, რომელიც ზოგი შეფასებით ტოლია

$\psi = \nu \mu_g^{1.5}$ (Kennicutt, 1998) ნორმირების ν კოეფიციენტი; m - ვარსკვლავის მასა მზის მასის ერთეულებში; m_L და m_U - ვარსკვლავთა მასების მინიმალური და მაქსიმალური ზღვარი, სადაც მათი მნიშვნელობები შეგვიძლია გავუტოლოთ $m_L = 0.1$ და $m_U = 70$ (Tsujimoto et al. 1995); $\phi(m)$ - მასათა საწყისი ფუნქცია; τ_m არის m მასის მქონე ვარსკვლავის სიცოცხლის ხანგრძლივობა (გიგაწელი, Gyr); m_ω - ვარსკვლავთა ნარჩენი მასა (თეთრი ჯუჯები, ნეიტრონული ვარსკვლავები და შავი ხვრელები); f - გალაქტიკის დისკოზე გალაქტიკათაშორისი გაზის შემოდინების სიჩქარე.

ნებისმიერი i მძიმე ქიმიური ელემენტის მასის ევოლუცია აღიწერება შემდეგი განტოლებით:

$$\dot{\mu}_i = \int_{m_L}^{m_U} (m - m_\omega) Z_i(t - \tau_m) \psi(t - \tau_m) \phi(m) dm + E_i^{Ia} + E_i^{II} + f Z_{i,f} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_g D \frac{\partial Z_i}{\partial r} \right) \quad (14.2)$$

სადაც $Z_i = \mu_i / \mu_g$ არის ქიმიური ელემენტების მასათა შეფარდება; E_i^{Ia} და E_i^{II} შესაბამისი ტიპის ზეახალი ვარსკვლავების მიერ ვარსკვლავთშორისი გაზის ქიმიური შემადგენლობის გამდიდრების სიჩქარე; განტოლების ბოლო წევრი გამოსახავს მძიმე ელემენტების რადიალურ დიფუზიას ჩვენს გალაქტიკაში.

განტოლებების (14.1) და (14.2) გამოყენებით და მათში ბოლო დამატებითი წევრების განულებით შეგვიძლია მივიღოთ დახურული ტიპის მოდელი.

აღნიშნული განტოლებები გვიჩვენებს თუ რამდენად რთულია დღეისათვის გალაქტიკის დისკოს ქიმიური შემადგენლობის ევოლუციის შესწავლა. კერძოდ, დღემდე არასაკმარისად ვიცით მასათა საწყისი ფუნქცია, ვარსკვლავთწარმოშობის სიჩქარის დამოკიდებულება დროზე. თუმცა ვიცით, რომ ისინი დამოკიდებულნი არიან ვარსკვლავთშორისი გარემოს ქიმიურ შემადგენლობაზე.

კიდევ უფრო რთულდება მოდელი, თუ მცირე მოცულობის ნაცვლად განვიხილავთ ჩვენი გალაქტიკის მთელ დისკოს, რადგან თითოეულ წევრში მინიმუმ ჩნდება გალაქტიკის ცენტრიდან დაშორების პარამეტრი. სამწუხაროდ, დღემდე ვერ ვიტყვით, რომ შექმნილია გალაქტიკის დისკოს ნივთიერების ქიმიური შემადგენლობის ევოლუციის რაოდენობრივი თეორია.

ჩვენი გალაქტიკის ვარსკვლავთშორისი სივრცეში მძიმე ელემენტების შემოდინების სიჩქარე შეგვიძლია განვსაზღვროთ ვარსკვლავების მიერ გადამუშავებული მასის და მისი ქიმიური შემადგენლობის შეფასებით.

დღეისათვის ითვლება, რომ ვასრკვლავები აბრუნებენ ვარსკვლავთშორის სივრცეში შემდეგი რაოდენობის გაზს (ცხრილი 14.2):

ცხრილი 14.2

ობიექტის ტიპი	დაბრუნებული მასა, $M_{\odot}/\text{წ}$
გიგანტების ასიმპტოტური შტოს ვარსკვლავები და პლანეტარული ნისლეულები	0.3 – 1.0
ადრეული სპექტრული კლასის ვარსკვლავები	0.08 – 0.5
ზეახალი ვარსკვლავები	0.03
ახალი ვარსკვლავები	0.003

ლექცია 15. გალაქტიკის ევოლუცია

15.1. ქვესისტემების ფორმირება

თანამედროვე ასტრონომიის ერთ-ერთი საინტერესო ამოცანაა გალაქტიკათა, კერძოდ კი ჩვენი გალაქტიკის, წარმოშობა და ევოლუცია. ამ ამოცანის გადაწყვეტისას გამოიყენება ვარსკვლავთ ევოლუციის თეორიის შედეგები, ვარსკვლავთ დასახლებების სტატისტიკური მახასიათებლები, გალაქტიკათა მოდელირების შედეგები, თეორიული და დაკვირვებითი კოსმოლოგიის დასკვნები.

ჩვენი გალაქტიკის ქვესისტემების ასაკის, კინემატიკის, ქიმიური შემადგენლობის და გეომეტრიის ურთიერთშედარებით გამოიკვეთა მისი ევოლუციის უმნიშვნელოვანესი თვისებები. დღეისათვის ხშირად თვლიან, რომ ჩვენი გალაქტიკა წარმოიშვა ნელა ბრუნვადი დანაწევრებული გაზოვანი ღრუბლისგან, რომლის საწყისი ზომა რამდენიმე ათეულჯერ აღემატებოდა მის დღევანდელ ზომას. ეს პროტოგალაქტიკური ღრუბელი საწყის ეტაპზე იკუმშებოდა საკუთარი გრავიტაციის გავლენით.

თავდაპირველი შეკუმშვის განმავლობაში ცივი გაზოვანი ღრუბლების შეჯახებისას მიმდინარეობდა ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესი და იზადებოდნენ პირველი თაობის ვარსკვლავები. დღეისათვის ითვლება, რომ გალაქტიკათა წარმოშობისას მნიშვნელოვან როლს თამაშობდა ბნელი მატერია, რომელიც იოლად გროვდებოდა შემკვრივების სახით და ამგვარად შექმნილ პოტენციალურ ორმოში ასევე გროვდებოდა ხილული მატერია. თანამგზავრული ექსპერიმენტის WAMP მეშვეობით ცნობილი გახდა, რომ ვარსკვლავები სამყაროში გაჩნდნენ მისი წარმოქმნიდან 200 მლნ. წლის შემდეგ.

შემდგომი ევოლუციისათვის მნიშვნელოვანი აღმოჩნდა განსხვავება ვარსკვლავიერი და გაზოვანი ქვესისტემების სრული ენერგიის ცვლილებაში. პროტოგალაქტიკური ღრუბლის შეკუმშვის შედეგად გამოყოფილი გრავიტაციული ენერგია გარდაიქმნება ვარსკვლავთა და გაზის მორაობის კინეტიკურ ენერგიად. დაჯახებებისგან თავისუფალ ვარსკვლავთ სისტემაში კინეტიკური ენერგია ხელს უშლის მის შეკუმშვას. ამიტომ, პროტოგალაქტიკის კოლაფსის დასაწყისში გაჩენილი ვარსკვლავების ქვესისტემამ მნიშვნელოვნად შეინარჩუნა პირველადი სფეროიდული ფორმა და კუთხური მომენტის საწყისი განაწილება და წარმოშვა ნელა ბრუნვადი სფერული ქვესისტემა - გალაქტიკის ჰალო.

გაზი დისიპაციური სისტემა ანუ იგი კარგავს შეკუმშვისას მიღებულ კინეტიკურ ენერგიას, რომელიც გაზოვანი ღრუბლების შეჯახებისას

გადადის სითბურ ენერგიაში და საბოლოოდ გამოდის ღრუბლიდან გამოსხივების სახით. ამიტომ, გაზოვანი ქვევსიტემა აგრძელებდა თავისუფალ შეკუმშვას. მაგრამ კუთხური მომენტის შენახვის გამო, შეკუმშვა ამავე დროს ზრდიდა მის ბრუნვის სიჩქარეს. როდესაც გაზოვანი ქვევსიტემის ზომები დაახლოებით ერთი რიგით შემცირდა, ცენტრიდანულმა ძალებმა გააწონასწორეს მიზიდულობის ძალა გალაქტიკის სიბრტყეში და შეაჩერეს შეკუმშვა ამ მიმართულებით. ბრუნვის ღერძის პარალელურად შეკუმშვა გრძელდებოდა და შედეგად წარმოიქმნა თხელი გაზოვანი დისკო. ამ დისკოში წარმოშობილმა ვარსკვლავებმა შეადგინეს სწრაფად მბრუნავი დისკოს ქვევსიტემა.

ქვევსიტემების ფორმირებასთან ერთად ხდებოდა მიმდებარე ელემენტებით ვარსკვლავთშორისი გარემოს გამდიდრება. დისკოს ვარსკვლავები იბადებოდნენ ნივთიერებისგან, რომელიც გამდიდრებული იყო წინა თაობის ვარსკვლავთა ზეახლების სახით აფეთქების შედეგად. ამიტომ დისკო აღმოჩნდა მნიშვნელოვნად უფრო მდიდარი მეტალებით, ვიდრე ჰალოს ვარსკვლავები.

ზემოთ აღწერილი სურათი ხსნის მთელ რიგ ფუნდამენტურ დაკვირვებით ფაქტებს: განსხვავება ჰალოსა და დისკოს ვარსკვლავთა გეომეტრიას, კუთხური მომენტის განაწილებასა და ქიმიურ შემადგენლობაში.

ჰალოს ფორმირების სცენარის აგებაში მნიშვნელოვანი როლი შეასრულა ეგენის, ლინდენ-ბელის და სენდეიჯის კლასიკურმა შრომამ (Eggen, Lynden-Bell & Sandage, 1962), რომელიც ეძღვნებოდა ჰალოს ვარსკვლავების კინემატიკისა და ევოლუციის ურთიერთკავშირს. ამ მკვლევარებმა პირველად აღმოაჩინეს გალაქტიკური ჰალოს მცირერიცხოვანი ვარსკვლავებისათვის გამოთვლილი გალაქტიკური ორბიტების ელემენტებსა და მათი მეტალურობის ინდექსებს შორის კორელაცია. დაუშვეს რა, რომ მეტალურობა არის ვარსკვლავის ასაკის მაჩვენებელი, მიღებული კორელაცია ახსნეს იმით, რომ პროტოგალაქტიკის შეკუმშვის პროცესში, რომელშიც უკვე დაბადებული იყვნენ ჰალოს ვარსკვლავები, გრავიტაციული პოტენციალის ცვლილებამ მათი ორბიტები მცირედ თუ შეცვალა (მათი შერჩეული ზოგიერთი ვარსკვლავის აპოგალაქტიკური მანძილი შეადგენდა 50 კპკ). ასევე მათ დაუშვეს, რომ ასეთი ვარსკვლავების გაჩენისას გალაქტიკის ზომები არ შეიძლება ყოფილიყო უფრო მეტი ვიდრე ამ ვარსკვლავების ორბიტების მაქსიმალური რადიუსი. შედეგად დაასკვნეს, რომ ჩვენი გალაქტიკა თავის სიბრტყეში შეიკუმშა დაახლოებით 10-ჯერ დღეისათვის დამზერილი ყველაზე პირველი ვარსკვლავების გაჩენიდან. შეკუმშვას z-მიმართულებით ცენტრიდანული ძალები ვერ აჩერებდა, ამიტომ ამ

მიმართულებით შეკუმშვის ფაქტორმა მიაღწია 25-ს. აქედან გამომდინარე, პროტოგალაქტიკის ნივთიერების სიმკვრივე იყო სამი-ოთხი რიგით ნაკლები ვიდრე გალაქტიკის თანამედროვე საშუალო სიმკვრივე.

ეგენის, ლინდენ-ბელის და სენდეიჯის შრომის კიდევ ერთი დასკვნა შემდეგში მდგომარეობს. იმ ვარსკვლავებს შორის, რომელთა მეტალურობის ინდექსი არის $[Fe/H] < -1.0$, მათ ვერ იპოვეს ვარსკვლავები მცირე ექსცენტრული ორბიტებით. აქედან გამოდის, რომ ჰალოს ვარსკვლავების წარმოშობის დროს ჩვენი გალაქტიკა იმყოფებოდა სწრაფი კოლაფსის მდგომარეობაში ანუ ნივთიერება იმყოფებოდა ფაქტიურად თავისუფალი ვარდნის პირობებში. თუმცა ეს დასკვნა მოგვიანებით ექვ ქვეშ დადგა, რადგან აღმოაჩინეს ვარსკვლავები მცირე მეტალურობით და მცირე ექსცენტრისიტეტის მქონე ორბიტებით. ამიტომ, დაასკვნეს, რომ კოლაფსი იყო შედარებით ნელი, კვაზიწონასწორული, მახასიათებელი დროით დაახლოებით რამდენიმე მლრდ. წელი. თუმცა 1979 წელს იაპონელმა ასტრონომებმა იოშიმი და საიომ (Yoshii & Saio, 1979), რომლებიც სწავლობდნენ ვარსკვლავთა ორბიტებს შეკუმშვადი პროტოგალაქტიკის გრავიტაციულ ველში, გამოიტანეს დასკვნა, რომ პროტოგალაქტიკის შეკუმშვის მახასიათებელი დრო წარმოადგენს თავისუფალი ვარდნის დროს - დაახლოებით $2 - 4 \cdot 10^8$ წელი. ავტორებმა მიიღეს, რომ გალაქტიკა თავდაპირველად იყო კიდევ უფრო დიდი, ვიდრე ამას აფასებდნენ ეგენი, ლინდენ-ბელი და სენდეიჯი: იგი შეიკუმშა 20-ჯერ რადიუსის გასწვრივ და 50-ჯერ z -მიმართულებით. თანაც, იმისათვის, რომ მიეღოთ გალაქტიკური ორბიტების ელემენტების დამზერილი განაწილება და $[Fe/H]$ სიდიდეების განაწილების დამზერილი დისპერსია, პროტოგალაქტიკის შეკუმშვის სცენარი უფრო გაართულებს.

ჩვენი გალაქტიკის ევოლუციის ეგენის, ლინდენ-ბელის და სენდეიჯისეული მოდელი იძლევა მხოლოდ ერთ შესაძლო სცენარს. კიდევ ერთი მოსაზრება 1978 წელს წამოაყენეს სირლმა და ზინმა (Searle & Zinn, 1978). მათ მიუთითეს, რომ ჰალოს ვარსკვლავთა მოძრაობა გამორჩეულად გაწელილ გალაქტიკურ ორბიტებზე არის დაკვირვებითი სელექციის შედეგი და ჰალოში არსებობენ ვარსკვლავები საშუალო ექსცენტრისიტეტის მქონე ორბიტებით. გარდა ამისა, ძალიან ბევრი მცირე მეტალურობის მქონე სფერული გროვა მდებარეობს გალაქტიკის ცენტრთან. ყოველივე ეს ეწინააღმდეგება პროტოგალაქტიკის სწრაფი კოლაფსის სცენარს. ამიტომ, სირლმა და ზინმა ივარაუდეს, რომ გალაქტიკა ჩამოყალიბდა დიდი რაოდენობით არცთუ დიდი ზომის ფრაგმენტების თანდათანობითი შერწყმის გზით.

ამ შეხედულებამ მიიღო კიდევ ერთი დადასტურება, როცა ველის ვარსკვლავებში α -ელემენტების შემადგენლობის შესწავლისას აღმოჩნდა,

რომ ჰალოში მცირე მეტალურობის მქონე ვარსკვლავებს ასეთი ელემენტების ანომალურად დაბალი შემადგენლობა აქვთ. ეს ფაქტი ეწინააღმდეგება ჰიპოთეზას, რომ ჰალოს ყველა ვარსკვლავი წარმოიშვა ერთიანი პროტოგალაქტიკური ღრუბლის შემადგენელი ნივთიერებისგან. სამაგიეროდ, ასეთი ქიმიური შემადგენლობა ბუნებრივად ჯდება იმ მოსაზრებაში, რომ ეს ვარსკვლავები წარმოიქმნენ იზოლირებულ პროტოგალაქტიკურ ფრაგმენტებში (თანამგზავრ გალაქტიკებში), რომელთაც შესაძლებელია გააჩნდათ განსხვავებული ქიმიური ევოლუციის ისტორია.

ამრიგად, შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ჩვენი გალაქტიკის ჰალო შედგება ორი კომპონენტისგან: საკუთარი ჰალო, რომლის შემადგენელი ვარსკვლავები გენეტიკურად არის დაკავშირებული ერთიან პროტოგალაქტიკურ ღრუბელთან და აკრეციული ჰალო, რომლის შემადგენელი ყველა ობიექტი წარმოშობილია სხვადასხვა დროს ჩვენი გალაქტიკის მოქცევითი ძალების ზეგავლენით დაშლილი ჯუჯა თანამგზავრი გალაქტიკებისგან.

ჩვენი გალაქტიკის წარმოშობის სცენარებიდან დღეისათვის გარდა ჩამოთვლილი ორი ვარიანტისა განიხილება ასევე მესამე. იგი მთავარ როლს ამ პროცესში ანიჭებს ბნელ მატერიას, რომელმაც პირველმა წარმოშვა პოტენციალური გრავიტაციული ორმო. ამ ორმოში დროთა განმავლობაში ჩაედინებოდა ფრაგმენტები, რომლებმაც საბოლოოდ ჩამოაყალიბეს ჩვენი გალაქტიკა.

ჩვეულებრივ ჩვენი გალაქტიკის სხვადასხვა მახასიათებლების შესახებ დასკვნებს ამოწმებენ დაკვირვებითი მონაცემების მეშვეობით, რომლებიც მიღებულია სხვა გალაქტიკებისათვის. თუმცა ჩვენს გალაქტიკაში ადვილად ვაკვირდებით განვითარების სხვადასხვა სტადიაზე მყოფ ვარსკვლავებს, ხოლო სხვა, უფრო ახალგაზრდა გალაქტიკებში ასეთივე მრავალფეროვანი დაკვირვებითი მასალის მიღება ხშირად შეუძლებელია მათი ძლიერი დაშორების გამო. კარგად არის ცნობილი, რომ დიდი წითელი წანაცვლების მქონე გალაქტიკები მანძილის ზრდასთან ერთად გარკვეულ წილად უფრო ლურჯი ფერის სიჭარბეს ავლენენ, რასაც უკავშირებენ ახალგაზრდა გალაქტიკებში ვარსკვლავთწარმოშობის მაღალ ტემპს. შორეულ გალაქტიკებში მრავლად დაიმზირება ურთიერთმოქმედი გალაქტიკები, რაც მიუთითებს, რომ პირველადი ვარსკვლავთწარმოშობა შეიძლება გამოწვეული ყოფილიყო გალაქტიკათა დაჯახებით ან დიდი გალაქტიკის მიერ თავისი თანამგზავრების შთანთქმით. ადრეულ სტადიებზე გალაქტიკების ზომები გაცილებით დიდი იყო, რაც ზრდიდა მათი შეჯახების ალბათობას. გლასმანმა, ლარკინმა და ლაფრენიემ თავის შრომაში

(Glassman, Larkin & Lafreniere, 2002) აჩვენებს, რომ $z \sim 0.5$ მანძილზე მყოფი გალაქტიკების დისკოების სიკაშკაშე საშუალოდ $0^{m.6} \text{ arcsec}^{-2}$ -ით მეტია, ვიდრე მახლობელი გალაქტიკებისათვის. ეს შესაძლებელია გამოწვეული იყოს გალაქტიკების ევოლუციის ადრეულ სტადიებზე ვარსკვლავთ-წარმოშობის აქტიური პროცესებით.

15.2. ევოლუციის შემდგომი სტადიები

სპირალური გალაქტიკის მნიშვნელოვანი თავისებურებაა მისი აშკარა გაყოფა დისკურ და სფეროიდულ მდგენელად. ამასთან, ნათლად გამოიყოფა თხელი დისკო ცენტრალური შემკვრივებით ანუ ბალჯით. ასეთი ორკომპონენტური აგებულების წარმოშობა მოითხოვს გალაქტიკის ევოლუციის ადრეულ ეტაპებზე ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის გარკვეულ მიმდინარეობას.

ეს საკითხი დეტალურად განიხილა ლარსონმა 1976 წელს (Larson, 1976). იგი სწავლობდა კოლაფსირებად გაზოვან სისტემებს ბრუნვის, ტურბულენტური სიბლანტის და გაზის ვარსკვლავებად გარდაქმნის გათვალისწინებით. როგორც მან აჩვენა, მიღებული ვარსკვლავთ სტრუქტურა ძლიერ არის დამოკიდებული ვარსკვლავთწარმოშობის კანონზე ანუ გაზის ვარსკვლავებად გარდაქმნის ტემპის დამოკიდებულება გაზის თვისებებზე, კერძოდ, მის სიმკვრივეზე. ლარსონმა შეიმუშავა შემდეგი კანონი:

$$\frac{d\rho_s}{dt} = A\rho_g^n \quad (15.3)$$

სადაც ρ_s არის ვარსკვლავთა სივრცული სიმკვრივე, ρ_g - გაზის სიმკვრივე, $n \approx 1.85$.

გამოკვლევებმა აჩვენეს, რომ ვარსკვლავთწარმოშობის (15.3) კანონის მეშვეობით შეიძლება კარგად აიხსნას ელიფსური გალაქტიკების თვისებები. თუმცა, შეუძლებელია მივიღოთ დისკოსა და ბალჯის წარმოშობა. სისტემის კუთხური მომენტის, საწყისი სიმკვრივისა და სხვა პარამეტრების მნიშვნელობათა ყველა შესაძლო ვარიაცია გვამღვეს ელიფსოიდურ ფიგურას, მაგრამ არა დისკოს ცენტრალური შემკვრივებით.

აღმოჩნდა, რომ საჭირო შედეგს მივიღებთ მხოლოდ მაშინ, თუ ვარსკვლავთწარმოშობის საწყისი ეტაპის შემდეგ, რომლის შედეგადაც ჩამოყალიბდა ჰალოს დასახლება, ვარსკვლავთწარმოშობის ტემპი გალაქტიკაში მკვეთრად ეცემა, კერძოდ 10-100-ჯერ (15.3) ფორმულაში მოყვანილ მნიშვნელობასთან შედარებით. ეს საშუალებას აძლევს ჰალოს ჩამოყალიბების შემდეგ დარჩენილ გაზს შეიკუმშოს დისკოში, ხოლო

დისკოს ვარსკვლავების წარმოშობა იწყება გალაქტიკის სიბრტყეში კონცენტრირებული გაზის გაცივების შემდეგ.

იმისათვის, რომ ამ მოდელის ფარგლებში აიხსნას ჰალოსა და დისკოს ობიექტებისთვის მძიმე ელემენტების შემადგენლობებში $[Fe/H] \approx -0.5$ სიდიდისთვის მკვეთრი საზღვარი, უნდა დავუშვათ, რომ დისკოს ხნიერ ობიექტებში დამზერილი მძიმე ელემენტები შეიქმნა ჰალოში. ფაბერმა 1977 წელს (Faber, 1977) აღმოაჩინა, რომ დისკურ და ელიფსურ გალაქტიკებში მეტალების შემადგენლობის ცვლილება რადიუსის გასწვრივ ერთმანეთის მსგავსია. აქედან შეიძლება დავასკვნათ, რომ მძიმე ელემენტები დისკურ გალაქტიკებში წარმოიქმნა მისი კოლაფსის სტადიაზე და არა თავად დისკოში. შესაბამისად, ვარსკვლავთწარმოშობის სიჩქარის მკვეთრი დაცემა ჰალოს ვარსკვლავების წარმოშობის ბოლო სტადიაზე ემთხვევა მძიმე ელემენტების შემადგენლობის მკვეთრ ზრდას.

ეს ფაქტი იმით აიხსნება, რომ მძიმე ელემენტებით გაზის გამდიდრება დაკავშირებულია ზეახლების აფეთქების დროს უზარმაზარი რაოდენობის ენერგიის გამოყოფასთან. სწორედ ამ ენერგიამ გაცხელა მნიშვნელოვნად ვარსკვლავთშორისი გაზი, დაარღვია მისი ღრუბლოვანი სტრუქტურა და შეაჩერა ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესი ჰალოში. ამ სტადიის გასავლელად საჭიროა გარკვეული დრო, შესაძლოა რამდენიმე მილიარდი წელი, იმისათვის, რომ გალაქტიკური გაზი გაცივდეს და ჩამოყალიბდეს გალაქტიკური დისკოს უფრო ახალგაზრდა ქვესისტემა.

ჩვენი გალაქტიკის ვარსკვლავთა განაწილება მათში α -ელემენტების შემადგენლობის მიხედვით ასევე ამჟღავნებენ აშკარა წყვეტას $[\alpha/Fe] \approx 0.2$ სიდიდის მახლობლად, რომელიც ჰყოფს ჰალოსა და დისკოს ობიექტებს. $[\alpha/Fe]$ ფარდობა, ისევე როგორც $[Fe/H]$, ვარსკვლავთა ასაკის კარგი ინდიკატორს წარმოადგენს. აღნიშნული წყვეტა ჩვენი გალაქტიკის სფერული და დისკური კომპონენტების ფორმირებებს შორის ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის შეყოვნების კიდევ ერთი მაჩვენებელია.

ჩვენი გალაქტიკის სფერული კომპონენტის განხილვისას უნდა გავითვალისწინოთ, რომ იგი, როგორც ამჟამად ითვლება, შედგება სამი ქვესისტემისგან: სქელი დისკო, საკუთარი ჰალო და აკრეციული ჰალო. პირველი ქვესისტემა ძალიან ნათლად გამოიყოფა საკუთარი ჰალოსგან გალაქტიკის სფერული კომპონენტის ტიპიური წარმომადგენლების (სფერული გროვები, ქვეჯუჯები და ველის ლირიდები) განაწილებაში არსებული ხარვეზით $[Fe/H] \approx -0.1$ სიდიდის მახლობლად. თუმცა, საუთარი ჰალოსა და მასთან გენეტიკურად დაკავშირებული სქელი დისკოს ვარსკვლავებში α -ელემენტების ფარდობით შემადგენლობებს

შორის სისტემატური განსხვავებების არარსებობა ამ ქვესისტემების ასაკებს შორის არც თუ დიდ სხვაობაზე მიუთითებს (დაახლოებით 1 მლრდ. წელი).

ამდენად, საკუთარი ჰალოსა და სქელი დისკოს ფორმირებას შორის ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესების ხანგრძლივი წყვეტით ამ ქვესისტემების კინემატიკური მახასიათებლების მკვეთრი განსხვავების ახსნა საეჭვო ხდება.

ამ თვალსაზრისით მნიშვნელოვან ამოცანას წარმოადგენს თხელი დისკოს ასაკის განსაზღვრა. დამზერილი ღია გროვებიდან ყველაზე ხნიერი ობიექტების ასაკი აღწევს 6 მლრდ. წელს. თუმცა, არა მარტო ეს ობიექტები განსაზღვრავენ დისკოს ასაკს. გალაქტიკური დისკოს ასაკის ქვედა ზღვარი შეიძლება შეფასდეს სხვადასხვა ქიმიური ელემენტების იზოტოპების შეფარდებების მეშვეობით. ეს მეთოდი იძლევა ასაკს მინიმუმ 9 მლრდ. წელი. დისკოს ასაკის შეფასება შესაძლებელია ასევე ყველაზე ხნიერი თეთრი ჯუჯების მეშვეობით, თუ მათ ფერის მაჩვენებლებს შევადარებთ ამ ტიპის ვარსკვლავების გაცივების შესახებ თეორიულ შეფასებებს. ამ გზით სხვადასხვა ავტორების მიერ მიღებულია ასაკი 6-10 მლრდ. წლის ინტერვალში (Isern et al. 1997; Leggett et al. 1998; Kilic et al. 2018). სქელი დისკოს სფერული გროვების ასაკი კი აღწევს 11-12 მლრდ. წელს. ამდენად, დაკვირვებითი მონაცემების შედეგად მიღებული შეფასებები გვიჩვენებს ჰალოსა და დისკოს, უფრო სწორად კი სქელი და თხელი დისკოების ასაკებს შორის წყვეტას დაახლოებით 2-3 მლრდ. წლის ხანგრძლივობით.

უკანასკნელი წლებში პოპულარულია მოსაზრება, რომ ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის მკვეთრი გააქტიურება დაკავშირებულია ერთი გალაქტიკის მიერ სხვა გალაქტიკის შთანთქმასთან. ორი გალაქტიკის შეჯახებისას ცალკეული ვარსკვლავები ერთმანეთთან თითქმის არ ურთიერთქმედებენ, რადგან გალაქტიკებში „ვარსკვლავიერი გაზის“ სიმკვრივე დაბალია. სრულიად განსხვავებულად იქცევა ვარსკვლავთშორისი გაზი: ვარსკვლავთშორისი ღრუბლების შეტაკებისას წარმოიქმნება ხელსაყრელი პირობები ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის გასააქტიურებლად. ყოველ შემთხვევაში, გალაქტიკათა შერწყმა შეიძლება ასრულებდეს ვარსკვლავთწარმოშობის პროცესის ძირითადი ამძრავი მექანიზმის როლს SO ტიპის დისკურ გალაქტიკებში, რომელთაც არ გააჩნიათ ხილული სპირალური სტრუქტურა.

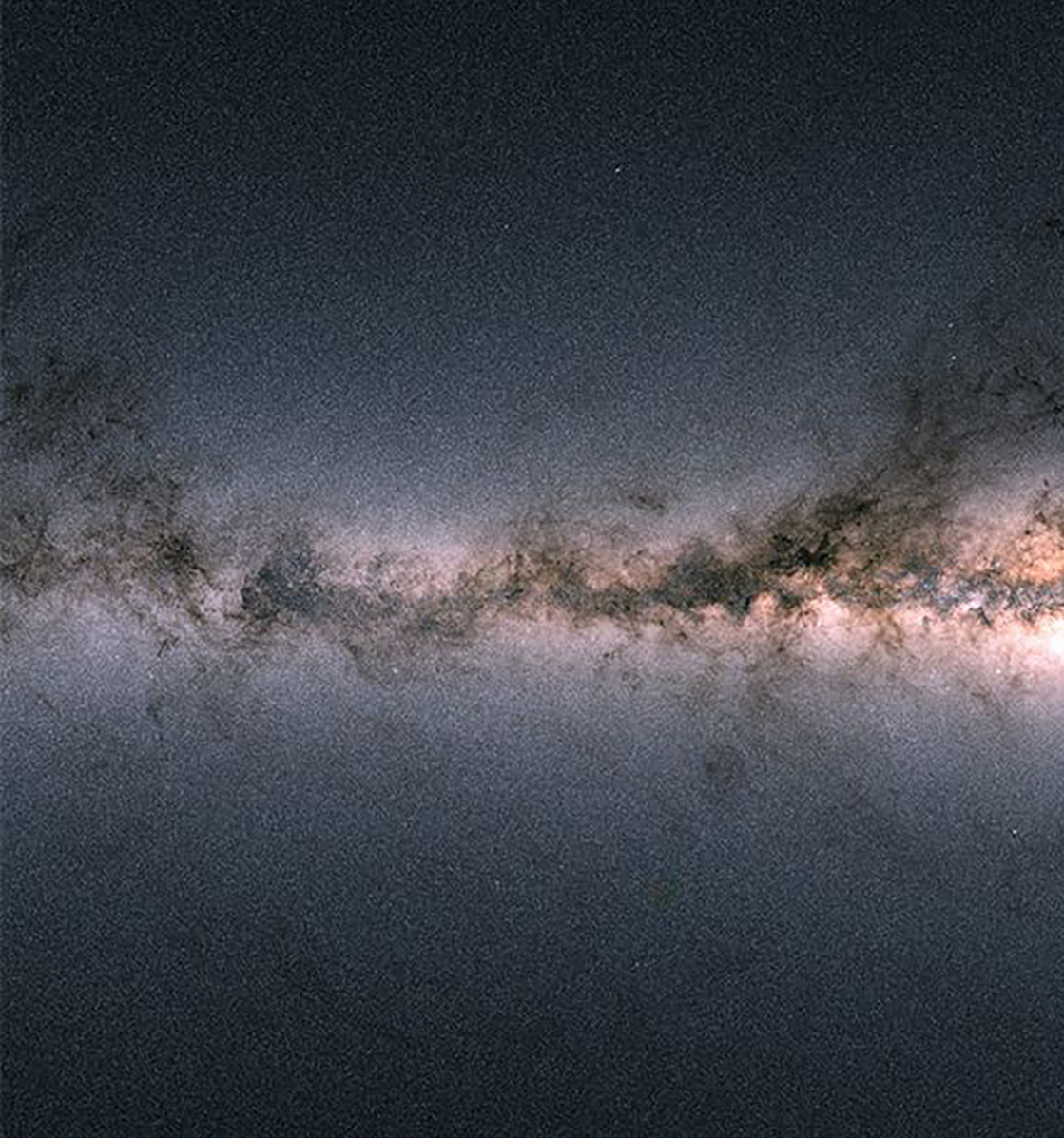
როგორც ვხედავთ, ჩვენი და ზოგადად, ყველა გალაქტიკის ევოლუციის საკითხები დღემდე შორს არის საბოლოო გადაწყვეტამდე და ისინი ჯერ კიდევ ჰიპოთეზების შემუშავების სტადიაზეა.

ლიტერატურა

1. Acharova, I.A., Lepine, J.R.D., Mishurov, Yu.N., Shustov, B.M., Tutukov, A.V. & Wiebe, D.S. (2010). *MNRAS*, **402**, 1149-1155.
2. Arp, H.C. (1955), *AJ*, **60**, 317.
3. Bono, G., Caputo, F. and Di Criscienzo, M. (2007). *A&A*, **476**, 779-790.
4. Bartaya, R. A. *Byull. Abastumani Obs.*, (1979). **51**, 1.
5. Bukhmastova, Yu. L. *Astronomy Letters*. (2007). **33**, 355-367.
6. Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., Ralite, N. (2001). *A&A*, **373**, 159-163.
7. Chaboyer, B., (1999). In: *Post-Hipparcos cosmic candles*, ed. A.Heck and F.Caputo, Kluwer Academic Pub. Boston, p.111.
8. Dame, T.M., Hartmann, Dap., Thaddeus, P. *Astrophys. J.* (2011). **547**, 792-813.
9. Dias W.S., Alessi B.S., Moitinho A., Lepine J.R.D. (2002). *Astron. Astrophys.* **389**, 871.
10. Dinescu, D.I., Majewski, S.R., Girard, T.M., Cudworth, K.M. (2000). *AJ*, **120** (4), 1892-1905.
11. Eggen, O.J., Lynden-Bell, D. & Sandage, A.R. *ApJ*. (1962). **136**, 748.
12. Elsanhoury, W., Haroon, A., Chupina, N.V., Vereshchagin, S. *New Astronomy*. **06** (2016).
13. Faber Sandra M. (1977). *Evolution of Galaxies and Stellar Populations*, Proceedings of a Conference at Yale University, May 19-21, 1977. Edited by Beatrice M. Tinsley and Richard B. Larson. New Haven: Yale University Observatory, p.157.
14. Geller, A. M., Latham, D. W., & Mathieu, R. D., *AJ*150, 97 (2015)
15. Girardi, L., Bertelli, G., Bressan, A., et al. (2002). *A&A*, **391**, 195.
16. Glassman, T.M., Larkin, J.E. & Lafreniere, D. (2002). *ApJ*. **581**, 865.
17. Gliese, W. & Jahreiß, H. *Selected Astronomical Catalogs*, Vol. I; L.E. Brodzmann, S.E. Gesser (eds.), NASA/Astronomical Data Center, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD. (1991).
18. Grosse, E. (1932). *A. Nac.* **246**, 376.
19. Guilherme Silva, G. Carraro, V. D'Orazi, V. Efremova, H. Macpherson, S. Martell, L. Rizzo. (2015). *MNRAS*. 453.
20. Hachenberg, O. (1939). *Zs. F. Ap.* **18**, 49.
21. Harris, W. E. (1999). In "Globular Clusters", Cambridge University Press.
22. Harris, W.E. (2010). 2010arXiv1012.3224H.

23. Holmberg J., Nordstrom B., Andersen J. (2007). *A&A*, **475**, 519. Hou, L.G. & Han, J.L. *Astron. Astrophys.* (2014). **569**, A125.
24. Isern, J., Hernanz, M., Garcia-Berro, E., Mochkovitch, R. & Burkert, A. (1997). In *The History of the Milky Way and Its Satellite System*, eds. A. Burkert, D. Hartmann & S. R. Majewski, *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*, vol. **112**, p. 181. ASP.
25. Kilic, M., Munn, J.A., Harris, H.C. et al. (2018). arXiv: 1702.06984 [astro-ph.SR].
26. Kormendy, J. & Norman, C.A. *ApJ*. (1979). **233**, 539-552.
27. Krauss, L. M., & Chaboyer, B. (2010). *Science*. **299**, **5603**, 65-69.
28. Larson, R.B. (1976). *MNRAS*, **176**, 31.
29. Leggett, S. K., Ruiz, M. T. & Bergeron, P. (1998). *ApJ*, **497**, 294.
30. Lin, C. C., Shu, F.H. *ApJ*. (1964). **140**, 646.
31. Loktin, A.V. & Matkin, N.V. *A&AT*. (1992). **3**, 169-174.
32. Loktin, A.V. & Beshenov, G.V. *Astronomy Reports*. (2003). **47**, 6-10.
33. Lyra, W., Andre Moitinho, S., van der Bliiek, Alves, J. (2006). *Astron. Astrophys.* 453.
34. Marochnik, L.S. Mishurov, Yu.N., Suchkov, A.A. *Astron. Astrophys. Space Sci.* (1972). **19**, 285-292.
35. Mezger, P.G., Chini, R., Kreysa, E. & Wink, J.E. *Astron. Astrophys.* (1987). **182**, 127.
36. Micali, A., Matteucci, F. & Romano, D. (2013). *MNRAS*, **436** (2), 10.
37. Mohan, V., Bijaoui, A., Creze, M., & Robin, A.C. *A&AS* (1988). **73**, 85.
38. Mok, A., Wilson, C.D., Knapen, J.H., Sanchez-Gallego, J.R., Brinks, E. & Rosolowsky, E. *MNRAS*, (2017), **467**, 4282-4292.
39. Nissen, P.E. & Schuster, W.J. (2010). *A&A*, 511, id.L10, 9.
40. Oosterhoff, P. Th. (1939). *Observatory*, **62**, 104.
41. Oosterhoff, P. Th. (1944). *BAN*, **10**, 55.
42. Perdicelli, S., Bono, G., Lemasle, B. et al. (2009). *A&A*, **504**, 81-86.
43. Ramirez I., Allende Prieto C., Lambert D. L. (2007). *A&A*, **465**, 271.
44. Richer, H., Fahlman, G., Ibata, R., et al. (1997). *AJ*, **484**, 741-760.
45. Searle, L. & Zinn, R. (1978). *ApJ*. **225**, 357.
46. Sevenster M. N. (1996) in Buta R. Crocker D. A. Elmegreen B. G., eds, *ASP Conf Ser. Vol. 91, Barred Galaxies*, IAU Colloq. 157. *Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, p. 536.
47. Sofue, Y., Honma, M., Omodaka, T. *PASJ*. (2009). **61**, No. 2, 227-236.
48. Sofue, Y. & Nakanishi, H. *PASJ*. (2016). **68**, 63.
49. Strand, K. A. (1958). *Astrophys. J.* **128**, 14.
50. Toomre, A. *ApJ*. (1964). **139**, 1217-1238.

51. Tutukov, A.V. & Fedorova, A.V. *Astronomy Reports*. (2006). **50**, 785-801.
52. Van Agt, S. & Oosterhoff, P. Th. (1959). *Ann. Sterren. Leiden*, **21**, 253.
53. Van den Berg, D.A., Bolte, M., and Stetson, P.B. (1990). *AJ*. **99**, 221. Yoshii, Y., Saio, H. *PASJ*. (1979). **31**, 339.
54. Viani, Lucas & Basu, Sarbani. (2017). Isochrones of M67 with an Expanded Set of Parameters. *EPJ Web of Conferences*. 160. [10.1051/epjconf/201716005005](https://doi.org/10.1051/epjconf/201716005005).



9 789941 821431 >