შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი თბილისის
სახელმწიფო უნივერსიტეტი

ე. ხარაძე

# ზოგადი ასტროფიზიკის კურსი

(ასტროფიზიკური დაკვირვება-გამოკვლევის
მეთოდები და ხელსაწყოები)

საქართველოს სსრ უმაღლესი და საშუალო სპეციალური განათლების
სამინისტროს მიერ დამტკიცებულია სახელმძღვანელოდ
უნივერსიტეტის ასტრონომიის სპეციალობის სტუდენტებისათვის

თბილისი 1982

524
22.63
523
ბ 259

წიგნში გადმოცემულია ზოგადი ასტროფიზიკის კურსის ლექციები, რომლებიც ეკითხებათ უნივერსიტეტის მექანიკა-მათემატიკის ფაკულტეტის ასტრონომიის სპეციალობის სტუდენტებს. წიგნი წარმოადგენს პრაქტიკული ასტროფიზიკის სისტემატურ კურსს, რომელიც მოიცავს ასტროფიზიკურ დამზერათა და კვლევის მეთოდებისა და ძირითადი ასტროფიზიკური ინსტრუმენტების აღწერილობას.

მასში მოცემულია ასტროფიზიკურ დამზერათა მთავარი იარაღის — ტელესკოპის აღწერა, მისი ოპტიკური თვისებების დახასიათება და განხილულია ტელესკოპის გამოყენების საკითხი დამზერითი ასტროფიზიკის სხვადასხვა ამოცანებთან დაკავშირებით. გადმოცემულია ვიზუალურ, ფოტოგრაფიულ, ფოტომეტრიულ, სპექტრულ და სპექტროფოტომეტრიულ დამზერათა და ვარსკვლავების და სხვა ციური ობიექტების ფიზიკური პარამეტრების განსაზღვრის მეთოდების საფუძვლები. გადმოცემულია, აგრეთვე, ასტროფიზიკურ კვლევათა ახალი ფიზიკური მეთოდები და აღწერილია მზის, მზის სისტემის სხეულთა და გალაქტიკური ობიექტების დასამზერი სპეციალიზებული ხელსაწყოები.

მასალის გადმოცემას ავტორი ცდილობდა რაც შეიძლება მეტი თვალსაჩინოებით, რისთვისაც ხმარობდა პრაქტიკულ მაგალითებს, სავარჯიშოებს, ნახაზებს.

თავისი შინაარსით წიგნი შეესაბამება ზოგადი ასტროფიზიკის კურსის საუნივერსიტეტო პროგრამას და გათვალისწინებულია ასტრონომ-სტუდენტებისათვის როგორც სახელმძღვანელო. ის შეიძლება წარმატებით გამოიყენოს დამწყებმა ასტრონომმა, ასპირანტმა, მეცნიერ მუშაკმა და ასტრონომიული ობსერვატორიის დამკვირვებელმა — ყოველდღიურ მუშაობაში. წიგნს შეუძლია სარგებლობა მოუტანოს აგრეთვე საშუალო სკოლის ფიზიკისა და ასტრონომიის მასწავლებლებს. იგი წარმოადგენს მეორე შესწორებულ და შევსებულ გამოცემას.

Настоящая книга представляет собой довольно полное и систематическое изложение практической части курса общей астрофизики. Описаны оптические свойства инструментов астрофизического исследования и, в частности, телескопа — этого главного средства астрономического наблюдения. Изложены как классические методы, имеющие вековую и более длительную историю (астрофотометрия, астроспектроскопия и др.), так и специализированные способы и новые физические методы, возникшие и развившиеся в последние десятилетия. Описаны методы наблюдений небесных тел, а также визуальные, фотографические, фотометрические, спектральные, спектрофотометрические, фотоэлектрические, радиоастрономические и другие способы определения их физических параметров.

При изложении материала автор стремился по возможности к большей наглядности. С этой целью он пользовался практическими примерами, упражнениями и чертежами.

Содержание книги соответствует программе университетского курса общей астрофизики. Ее прямое назначение — служить учебником студентам астрономической специальности. В то же самое время книга может быть использована в астрономической обсерватории начинающими наблюдателями, аспирантами, астрономами. Книга может принести пользу также преподавателям физики и астрономии в средней школе.

Книга является вторым исправленным и дополненным изданием.

რედაქტორი მ. კოლხიდაშვილი
რეცენზენტი შ. საბაშვილი

© თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, 1982

X $\frac{20601}{М\ 608\ (06)-82}$

# ს ა რ ჩ ე ვ ი


წინასიტყვაობა მეორე გამოცემისათვის 15


## შ ე ს ა ვ ა ლ ი


§ 1. ასტროფიზიკის საგანი და მეთოდები . 17
§ 2. ასტროფიზიკა და ექსპერიმენტი 18
§ 3. ასტროფიზიკის კავშირი ფიზიკასთან . . . . . 19
§ 4. კოსმოსური მოვლენების ამსახველი ცღები ფიზიკურ ლაბორატორიებში . 21
§ 5. პრაქტიკული და თეორიული ასტროფიზიკა . . . . . 21
§ 6. ასტროფიზიკური თვალსაზრისით საინტერესო ზოგი მახასიათებელი სამყაროს აგებულებისა . . . . . 23


# პ ი რ ვ ე ლ ი ნ ა წ ი ლ ი

## ტ ე ლ ე ს კ ო პ ი. ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი დ ა ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი დ ა კ ვ ი რ ვ ე ბ ა

### I თ ა ვ ი. ტ ე ლ ე ს კ ო პ ი


§ 7. ტელესკოპის დანიშნულება . 32
§ 8. ცის მნათობის გამონასახის მიღება . . . 34
§ 9. ტელესკოპის შეღწევის უნარი ანუ შეღწევადობა 36
§ 10. ცის რაიმე უბნის გამონასახის მიღება . 37
§ 11. ტელესკოპისმიერი კუთხოვანი გამადიდებლობა 39
§ 12. რეფრაქტორი და რეფლექტორი . . 39
§ 13. ობიექტივი იდეალური და ობიექტივი რეალური 43
§ 14. დიფრაქციის გავლენა ფოკალურ გამონასახზე . . . 44
§ 15. ტელესკოპის გამყოფი უნარი. დეტალების გარჩევის უნარი . 50
§ 16. ტელესკოპის ფოკალურ სიბრტყეში მიღებული სურათის მასშტაბი 53
§ 17. ოპტიკური აბერაციები . . 59
§ 18. სფერული აბერაცია 60
§ 19. ქრომატული აბერაცია 61
§ 20. კ ო მ ა . 63
§ 21. ასტიგმატიზმი 64
§ 22. ველის სიმრუდე . . . . . 66
§ 23. აქრომატული და ანაბერაციული სისტემები. შმიდტისეული სისტემა. მაკსუტოვისეული მენისკური სისტემა . . . . . 66
§ 24. დისტორსია . . . . . 70
§ 25. ობიექტივისა და სარკის სფერული აბერაციის გამოკვლევა 71
§ 26. ობიექტივის ქრომატიზმის გამოკვლევა . . . . . 76
§ 27. მინისმიერი არეკვლითა და შთანთქმით გამოწვეული დანაკარგი სინათლისა ტელესკოპში . . . . . 77
§ 28. სინათლის დანაკარგი, გამოწვეული „ეინეტირებით“ ანუ დაჩრდილვით 82
§ 29. ოპტიკური მინა . . . . . 83

§ 30. ტელესკოპური ობიექტივებისა და სარკეების ძირითადი ტიპები 85
§ 31. სხვადასხვა ტიპის ოკულარები . . . . . 87
§ 32. რეფრაქტორისა და რეფლექტორის ურთიერთშედარება 88
§ 33. ტელესკოპის დადგმულობა და მისი „მიყოლება“ მნათობზე . . . 88
§ 34. დედამიწის ატმოსფეროს გავლენა მნათობის ტელესკოპურ გამონასახზე 92
§ 35. ტელესკოპის ისტორიიდან . . . . . 94

II თავი. ასტროფოტოგრაფია

§ 36. ასტროფოტოგრაფია . . . . . 97
§ 37. ფოტოგრაფიული დაკვირვების უპირატესობანი 97
§ 38. ასტროფოტოგრაფიის ოპტიკური ნაწილი . . . . . 99
§ 39. ასტროფოტოგრაფიის ქიმიური ნაწილი. ფოტოგრაფიული ემულსია 101
§ 40. ფოტოგრაფიული ფირფიტის სენსიტომეტრია. რახასიათებელი მრუდი 103
§ 41. ფოტოემულსიის სპექტრული გრძნობიერება . . 108
§ 42. სინათლის გაბნევა ფოტოემულსიაში . . . . . 109
§ 43. ფოტოემულსიის ვარჩევის უნარი. მისი მარცვლოვნება . . 110
§ 44. ფოტოგრაფიული ფირფიტა . . . . . 110
§ 45. ფოტოგრაფიული ფირფიტის (ფოტოფირის) გამმეღავნება . . . 111
§ 46. ფოტოგრაფიის გამოყენება ცის სხეულების კოორდინატთა განსაზღვრისათვის 113
§ 47. კოორდინატთ-საზომი იარაღები . . . . . 114
§ 48. ასტრონეგატივზე გაზომილი სწორკუთხოვანი კოორდინატების გარდაქმნა ეკვატორულ კოორდინატებად (ასტროფოტოგრაფიული გაზომვების რედუქცია) 120
§ 49. მნათობის კოორდინატების განსაზღვრის ინტერპოლაციური მეთოდი . . 126
§ 50. ასტროფოტოგრაფიის ისტორიიდან . . . . . 131

# მეორე ნაწილი

## ასტროფოტომეტრია

III თავი. ვიზუალური ასტროფოტომეტრია

§ 51. ასტროფოტომეტრიის საგანი . . . . . 132
§ 52. ასტროფოტომეტრიის ისტორია და ვარსკვლავთ ფოტომეტრიული კატალოგების მოკლე მიმოხილვა . . . . . 135
§ 53. ზოგიერთი დამხმარე ფოტომეტრიული ცნება 137
§ 54. ასტროფოტომეტრიის ძირითადი განტოლება . . . . . 140
§ 55. ვიზუალური ფოტომეტრია. ფოტომეტრიულ სიდიდეთა ასტრონომიული ვამოსახულება . . . . . 142
§ 56. პოგსონის ფორმულა . 144
§ 57. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე . 147
§ 58. ადამიანის თვალის ფოტომეტრიული თვისებანი 148
§ 59. ვარსკვლავთ სიკაშკაშის უშუალო შეფასება თვალით . . . 153
§ 60. ასტრონომიულ პრაქტიკაში ხმარებული ვიზუალური ფოტომეტრები 155
§ 61. სოლიანი ასტროფოტომეტრი . . . . . 155
§ 62. პოლარიზაციული ასტროფოტომეტრი . 161
§ 63. სხვა ტიპის ასტროფოტომეტრები 161

IV თავი. ფოტოგრაფიული ასტროფოტომეტრია

§ 64. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის საგანი 164
§ 65. საკითხის მოკლე ისტორია . . 165
§ 66. ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვა 166
§ 67. ჰარტმანისეული ფოტომეტრი . 167
§ 68. ობიექტური მიკროფოტომეტრები 169
§ 69. თვითმწერი მიკროფოტომეტრი 173

§ 70. ირისოვანი მიკროფოტომეტრი . . . . . 174
§ 71. შეფარდებითი (შედარებითი) ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის საფუძვლები . . 175
§ 72. დამოკიდებულება ფოტოგრაფიულ ეფექტსა, სიკაშკაშესა და ფოტოგადაღების ხანგრძლივობას შორის . . . . . 178
§ 73. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის უშუალო მეთოდები 184
§ 74. მილებიანი ფოტომეტრის ხერხი . . . . 186
§ 75. ფოტონეგატივის სტანდარტიზაციის სხვა ხერხები . . 190
§ 76. განფენილი ობიექტების ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის შესახებ 194
§ 77. ფოტომეტრიული განსაზღვრების ცდომილებათა შესახებ . 196

V თ ა ვ ი. ფოტოელექტრული ასტროფოტომეტრია

§ 78. ფ ო ტ ო ე ფ ე ქ ტ ი . . . . 198
§ 79. ფოტოელემენტები გარე ფოტოეფექტით 199
§ 80. ფოტოკათოდის სპექტრული გრძნობიერება 203
§ 81. თერმოელექტრონული ემისია . . . . . 206
§ 82. ფოტოკათოდის ერთგვაროვნობა და დაღლილობის ეფექტი . 207
§ 83. სიბნელის დენი . . . . . 207
§ 84. ფოტოელემენტის სასარგებლო გრძნობიერება . 209
§ 85. ფოტოწინაღობანი . . 209
§ 86. ფოტოელემენტები ჩამკეტი ფენით . . 211
§ 87. საკარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი . . . . . 212
§ 88. ზოგადი შენიშვნები ფოტოელექტრული მეთოდის გამოყენებისა და სიზუსტის შესახებ . . . . . 219
§ 89. საკარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი, დამყარებული ფოტონების თვლის პრინციპზე 223
§ 90. ასტრონომიული ელექტროფოტომეტრიის ისტორიიდან . . . . 224
§ 91. ფოტომეტრიული განსაზღვრების სისტემები . . . 225
§ 92. ფოტომეტრიული სისტემა U, B, V . . 229
§ 93. მრავალფეროვანი ფოტომეტრიული სისტემები 231

VI თ ა ვ ი. სინათლის შესუსტება დედამიწის ატმოსფეროში და მისი კავშირი ფოტომეტრიასთან

§ 94. ატმოსფერული ექსტინქცია . . . . . 232
§ 95. სინათლის შესუსტების ლაპლასისეული ფორმულის გამოყვანა . . . . . 235
§ 96. ატმოსფეროს გამჭვირვალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობა. შერჩევითი შესუსტება 241
§ 97. დედამიწის ატმოსფეროს გამჭვირვალობის ემპირიული განსაზღვრა . . 244
§ 98. სინათლის გაბნევა დედამიწის ატმოსფეროში . . . . . 245
§ 99. სინათლის შთანთქმა დედამიწის ატმოსფეროში 245
§ 100. ფორბსის ეფექტი . . . . . 246

# მ ე ს ა მ ე ნ ა წ ი ლ ი

## ა ს ტ რ ო ს პ ე ქ ტ რ ო ს კ ო პ ი ა

VII თ ა ვ ი. სპექტრული იარაღები. სპექტრული ანალიზი

§ 101. ასტროსპექტროსკოპიის საგანი 247
§ 102. პრიზმიანი სპექტროგრაფის სქემა 248
§ 103. სხივის სვლა პრიზმაში . 250
§ 104. სპექტრის დისპერსია . 253
§ 105. პრიზმის გარჩევის უნარი 259
§ 106. სპექტრის სიწმინდე 262
§ 107. სპექტრის სიკაშკაშე . . . . 265
§ 108. სინათლის დანაკარგი სპექტროგრაფში . 268

§ 109. ძირითადი პირობები, რომელთაც უნდა აკმაყოფილებდნენ სპექტროგრაფის კოლიმატორისა და კამერის ობიექტივები . . . . . 270
§ 110. სპექტროგრაფის ჭვრეტე . . . 272
§ 111. შესადარი სპექტრის მიღება . . . . . 275
§ 112. სპექტროგრაფის საერთო მექანიკური კონსტრუქცია . . . . . 277
§ 113. სპექტროგრაფის დაყენება; მისი ოპტიკის გამოკვლევა და ცენტრირება 280
§ 114. სპექტროგრამების გაზომვის ხერხები და იარაღები . . . . . 282
§ 115. დისპერსიის ფორმულა ანუ დისპერსიის მრუდი; სპექტროგრამების რედუქცია 294
§ 116. ვარსკვლავთ ატმოსფეროების თვისებრივი ქიმიური ანალიზი . . 299
§ 117. ვარსკვლავთ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა . . 301
§ 118. გამოთვლილი სხივური სიჩქარეების რედუქცია მზეზე . . 305
§ 119. დედამიწის ღერძის გარს ბრუნვის ეფექტი სხივურ სიჩქარეებზე . . 307
§ 120. სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეების სისტემის შესახებ . . . 310
§ 121. სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის სისტემატური და შემთხვევითი ცდომილებანი 312
§ 122. სპექტრული ხაზების სიმრუდის შესახებ . . . . . 318
§ 123. სპექტრული კლასიფიკაცია . . . . . 320
§ 124. თანამედროვე სპექტრული კლასიფიკაციის საფუძვლები . . . 320
§ 125. ვარსკვლავთ სპექტრების სხვა მახასიათებელთა აღსანიშნავი სიმბოლოები . 324
§ 126. ვარსკვლავთ სპექტრების ორგანზომილებიანი კლასიფიკაცია . . . 326
§ 127. სპექტროგრაფი დიფრაქციული მესერით . . . . . 328
§ 128. ობიექტივწინა პრიზმა და პრიზმიანი კამერა . . 334
§ 129. უპერიტო სპექტროგრაფი . 344
§ 130. სანისლეულო სპექტროგრაფი . 345
§ 131. ასტროსპექტროსკოპიის ისტორიიდან 346

## VIII თავი. სპექტროფოტომეტრია

§ 132. სპექტროფოტომეტრიის საგანი . . . . . 351
§ 133. სპექტროფოტომეტრიის ძირითადი მეთოდები და მისი დაყოფა ნაწილებად 352
§ 134. პირდაპირი სპექტროფოტომეტრია . . . . . 353
§ 135. სინათლის შერჩევითი შთანთქმა დედამიწის ატმოსფეროს მიერ . 354
§ 136. ვიზუალური სპექტროფოტომეტრია . . . 354
§ 137. სავარსკვლავო სპექტროფოტომეტრები . . . . . 355
§ 138. ფოტოგრაფიული ფირფიტის სპექტროფოტომეტრიული თვისებები 356
§ 139. ფოტოგრაფიული სპექტროფოტომეტრიის მეთოდი . . . 358
§ 140. სპექტროფოტომეტრიული სკალის მიღება (ფოტოგრაფიული ფირფიტის სტანდარტიზაცია) . . . . . 359
§ 141. სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა (სპექტროგრამის ფოტომეტრიული გაზომვა) 361
§ 142. უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრია. ვარსკვლავის ფერითი და ეფექტური ტემპერატურები . . . . . 363
§ 143. სპექტროფოტომეტრიული გრადიენტი და ტემპერატურა 361
§ 144. სპექტრული ხაზების ფოტომეტრია. სპექტრული ხაზის კონტური 366
§ 145. არაპირდაპირი სპექტროფოტომეტრია ანუ კოლორიმეტრია . . 369
§ 146. ვარსკვლავთ ფერების ვიზუალური (თვალით) შეფასება. კოლორიმეტრები . 370
§ 147. ეფექტური ტალღის სიგრძის მეთოდი . 370
§ 148. შუქფილტრები და მათი გამოყენება 372
§ 149. კოლორ-ინდექსები (ფერის მაჩვენებლები) 376
§ 150. ფოტოგრაფიული კოლორ-ინდექსი 378
§ 151. ფოტოელექტრული კოლორ-ინდექსი 380
§ 152. სითბოს ინდექსი . . . . . 380
§ 153. კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის სპეციალური ხერხები 380

# მეოთხე ნაწილი

## სპეციალიზებული დაკვირვებანი. ასტროფიზიკური დაკვირვების ახალი მეთოდები

### IX თავი. ცალკეული კოსმოსური ობიექტების დაკვირვების სპეციალიზებული მეთოდები


§ 154. სპეციალიზებული მეთოდების შესახებ . . 383
§ 155. მზის დაკვირვება-შესწავლის მეთოდები და იარაღები . . . . . 384
§ 156. მზის დისკოზე წარმონაქმნების (დეტალების) მდებარეობათა განსაზღვრა. ჰელიოგრაფიული კოორდინატები . . . . . 385
§ 157. ჰელიოგრაფიული კოორდინატების განსაზღვრის გამარტივებული ხერხები . 389
§ 158. მზის პირდაპირი, უშუალო ვიზუალური დაკვირვება . . 391
§ 159. მზის დაკვირვება ეკრანზე . . . . . 391
§ 160. მზის ფოტოგრაფირება. ფოტო-ჰელიოგრაფი 393
§ 161. მზის სრული გამოსხივების გაზომვა . . 395
§ 162. ცელოსტატი . . 396
§ 163. სამზეო ტელესკოპები . . . . . 400
§ 164. სამზეო სპექტრული იარაღები. პროტუბერანც-სპექტროსკოპი 402
§ 165. სამზეო სპექტროგრაფი . . . . . 404
§ 166. სპექტროჰელიოსკოპი 406
§ 167. სპექტროჰელიოგრაფი . . . . . 408
§ 168. მზის წარმონაქმნთა სხივური სიჩქარეების სპექტრორეგისტრატორი 409
§ 169. სპექტროჰელიოკინემატოგრაფი . . 411
§ 170. ფოტოსფერულ-ქრომოსფერული ტელესკოპი . 411
§ 171. დაკვირვებანი მზეზე სრულ დაბნელებათა ვითარებაში 414
§ 172. მზის კორონის დაკვირვება დაბნელების გარეშე 416
§ 173. ცთომილებისა და მათი თანამგზავრების შესწავლა 418
§ 174. კომეტებისა და მეტეორების შესწავლა . 424


### X თავი. ცის სხეულების შესწავლის სხვა მეთოდები და ხელსაწყოები


§ 175. ცის სხეულების გამოსხივების რადიომეტრული გაზომვა 427
§ 176. თერმოელემენტი . . . . . 427
§ 177. ბოლომეტრი . . 430
§ 178. თბური რადიომეტრი . . . . . 431
§ 179. მზის კორონის, ცთომილებისა და ვარსკვლავების რადიომეტრია 432
§ 180. ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელები . . 436
§ 181. ტელევიზორი ასტრონომიულ დაკვირვებებში 433
§ 182. მონოქრომატორი . . . 440
§ 183. ეშელე-სპექტროგრაფი . . 441
§ 184. ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრი 441
§ 185. რადიოასტრონომია 441
§ 186. რადიოტელესკოპი . 444
§ 187. რადიოლოკაცია და ასტრონომია . . . . . 450
§ 188. კოსმოსური ობიექტებისმიერი რადიოგამოსხივება . . . . . 452
§ 189. დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრებისა და კოსმოსური რაკეტების გამოყენება ასტროფიზიკური პრობლემების შესასწავლად . . . 456



საძიებლები . . . . . 459

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие ко второму изданию 16

ВВЕДЕНИЕ

§ 1. Предмет и методы астрофизики . 17
§ 2. Астрофизика и эксперимент . . . 18
§ 3. Связь астрофизики с физикой . . . . . 19
§ 4. Опыты, воспроизводящие космические явления в физических лабораториях 21
§ 5. Практическая и теоретическая астрофизика . . . . . 21
§ 6. Некоторые характеристики строения Вселенной, интересные с точки зрения астрофизики . . 23

ЧАСТЬ I

ТЕЛЕСКОП. ВИЗУАЛЬНЫЕ И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Глава I. Телескоп

§ 7. Назначение телескопа . . 32
§ 8. Получение изображения небесного светила . 34
§ 9. Проницающая сила или проницаемость телескопа 36
§ 10. Изображение участка неба в фокальной плоскости 37
§ 11. Угловое увеличение телескопа . 39
§ 12. Рефрактор и рефлектор . . 39
§ 13. Идеальный объектив и реальный объектив . 43
§ 14. Влияние диффракции на фокальное изображение . . . . . 44
§ 15. Разрешающая способность телескопа. Способность различения деталей 50
§ 16. Масштаб изображения в фокальной плоскости телескопа 53
§ 17. Оптические аберрации 59
§ 18. Сферическая аберрация 60
§ 19. Хроматическая аберрация 61
§ 20. Кома 63
§ 21. Астигматизм . . 64
§ 22. Кривизна поля . . . . . 66
§ 23. Ахроматические и анаберрационные системы. Система Шмидта. Мениск-овая система Д. Д. Максутова . . 66
§ 24. Дисторсия . . . . . 70
§ 25. Исследование сферической аберрации объектива и зеркала 71
§ 26. Исследование хроматизма объектива . . . . . 76
§ 27. Потеря света в телескопе, обусловленная отражением от стекла и поглощением в стекле . . . . . 77
§ 28. Потеря света, вызванная виньетированием . 82
§ 29. Оптическое стекло . . . . . 83
§ 30. Основные типы телескопических объективов и зеркал 85
§ 31. Различные типы окуляров . 87

§ 32. Сравнительная характеристика рефрактора и рефлектора 88
§ 33. Установка телескопа и его «ведение» по светилу . . . . 88
§ 34. Влияние земной атмосферы на телескопическое изображение светила 92
§ 35. Из истории телескопа . 94

### Глава II. Астрофотография

§ 36. Астрофотография . . . . 97
§ 37. Преимущества фотографического наблюдения 97
§ 38. Оптическая часть астрофотографии . . . . . 99
§ 39. Химическая часть астрофотографии. Фотографическая эмульсия . . 101
§ 40. Сенситометрия фотографической пластинки. Характеристическая кривая 103
§ 41. Спектральная чувствительность фотоэмульсии . 108
§ 42. Рассеяние света в фотоэмульсии . . . . 109
§ 43. Решающая способность фотоэмульсии. Ее зернистость 110
§ 44. Фотографическая пластинка . . . . . 110
§ 45. Проявление фотографической пластинки (фотопленки) . . 111
§ 46. Применение фотографии к определению координат небесных тел 113
§ 47. Координат-измерительные приборы . . . . . 114
§ 48. Преобразование прямоугольных координат, измеренных на астронегативе, в экваториальные координаты (редукция астрофотографических измерений) . . . . . 120
§ 49. Интерполяционный метод определения координат светил 126
§ 50. Из истории астрофотографии . 131

## ЧАСТЬ II

## АСТРОФОТОМЕТРИЯ

### Глава III. Визуальная астрофотометрия

§ 51. Предмет астрофотометрии . . . . . 132
§ 52. История астрофотометрии и краткий обзор фотометрических каталогов звезд . . . . . 135
§ 53. Некоторые вспомогательные фотометрические понятия 137
§ 54. Основное уравнение астрофотометрии . . . . . 140
§ 55. Визуальная фотометрия. Астрономическое выражение фотометрических величин . . 142
§ 56. Формула Погсона . 144
§ 57. Абсолютная звездная величина . . 147
§ 58. Фотометрические свойства человеческого глаза 148
§ 59. Непосредственная глазомерная оценка блеска звезд . . . 153
§ 60. Визуальные фотометры, применяемые в астрономической практике 155
§ 61. Клиновый астрофотометр . 155
§ 62. Поляризационный астрофотометр 161
§ 63. Астрофотометры других типов 161

### Глава IV. Фотографическая астрофотометрия

§ 64. Предмет фотографической фотометрии 164
§ 65. Краткая история вопроса . 165
§ 66. Измерение фотографического эффекта 166
§ 67. Фотометр Гартмана 167
§ 68. Объективные микрофотометры 169
§ 69. Самопишущий микрофотометр 173

§ 70. Ирисовый микрофотометр . . . . . 174
§ 71. Основы относительной (сравнительной) фотографической фотометрии . 175
§ 72. Зависимость между фотографическим эффектом, яркостью и продолжительностью фотосъемки . . . . . 178
§ 73. Непосредственные методы фотографической фотометрии 184
§ 74. Способ трубчатого фотометра . . 186
§ 75. Другие способы стандартизации фотонегативов . 190
§ 76. О фотографической фотометрии протяженных объектов 194
§ 77. О погрешностях фотометрических определений 196

Глава V. Фотоэлектрическая астрофотометрия

§ 78. Фотоэффект . . . . . 198
§ 79. Фотоэлементы с внешним фотоэффектом 199
§ 80. Спектральная чувствительность фотокатода 203
§ 81. Термоэлектронная эмиссия . . 206
§ 82. Однородность фотокатода и эффект утомления 207
§ 83. Темновой ток . . . . . 207
§ 84. Полезная чувствительность фотоэлемента 209
§ 85. Фотосопротивления . . 209
§ 86. Фотоэлементы с запирающим слоем 211
§ 87. Звездный электрофотометр . . . . . 212
§ 88. Общие замечания о применении и точности фотоэлектрического метода 219
§ 89. Звездный электрофотометр, основанный на принципе счета фотонов 223
§ 90. Из истории астрономической электрофотометрии 224
§ 91. Системы фотометрических определений 225
§ 92. Фотометрическая система U, B, V 229
§ 93. Многоцветные фотометрические системы 231

Глава VI. Ослабление света в атмосфере Земли и его связь с фотометрией

§ 94. Атмосферная экстинкция . . . . . 232
§ 95. Вывод формулы Лапласа для ослабления света . . . . . 236
§ 96. Значение коэффициента атмосферной прозрачности. Избирательное ослабление . . . . . 241
§ 97. Эмпирическое определение прозрачности земной атмосферы 244
§ 98. Рассеяние света в земной атмосфере . . 245
§ 99. Поглощение света в земной атмосфере . 245
§ 100. Эффект Форбса . . 246

# ЧАСТЬ III

## АСТРОСПЕКТРОСКОПИЯ

Глава VII. Спектральные приборы. Спектральный анализ

§ 101. Предмет астроспектроскопии 247
§ 102. Схема призменного спектрографа 248
§ 103. Ход лучей в призме . 250
§ 104. Дисперсия спектра . . 253
§ 105. Разрешающая способность призмы 258
§ 106. Чистота спектра 262
§ 107. Яркость спектра . . 265
§ 108. Потери света в спектрографе 268

§ 109. Основные условия, предъявляемые к объективам коллиматора и камеры спектрографа 270
§ 110. Щель спектрографа 272
§ 111. Получение спектра сравнения . . . 275
§ 112. Общая механическая конструкция спектрографа . . . . 277
§ 113. Установка спектрографа; исследование его оптики и центрировка 280
§ 114. Способы и инструменты для измерения спектрограмм . . . . 288
§ 115. Формула дисперсии или дисперсионная кривая. Редукция спектрограмм 294
§ 116. Качественный химический анализ звездных атмосфер . 299
§ 117. Определение лучевых скоростей звезд . . . 301
§ 118. Редукция вычисленных лучевых скоростей к Солнцу . . 305
§ 119. Влияние вращения Земли вокруг своей оси на лучевые скорости . 307
§ 120. О системе длин волн спектральных линий . . . . . 310
§ 121. Систематические и случайные ошибки в определении лучевых скоростей 312
§ 122. Об искривлении спектральных линий . . 318
§ 123. Спектральная классификация . . . 320
§ 124. Основы современной спектральной классификации . . . . . 320
§ 125. Символы, употребляемые для обозначения различных характеристик звездных спектров . . . . . 324
§ 126. Двухмерная классификация спектров звезд . . 326
§ 127. Спектрограф с диффракционной решеткой . . . 328
§ 128. Предобъективная призма и призматическая камера . 334
§ 129. Бесщелевой спектрограф . . . 344
§ 130. Небулярный спектрограф 345
§ 131. Из истории астроспектроскопии 346

## Глава VIII. Спектрофотометрия

§ 132. Предмет спектрофотометрии . . . . . 351
§ 133. Основные методы спектрофотометрии и ее деление на части 352
§ 134. Прямая спектрофотометрия . . . . 353
§ 135. Избирательное поглощение света в земной атмосфере 354
§ 136. Визуальная спектрофотометрия . 354
§ 137. Звездные спектрофотометры . . . . . 355
§ 138. Спектрофотометрические свойства фотографической пластинки 356
§ 139. Метод фотографической спектрофотометрии . . . . . 358
§ 140. Получение спектрофотометрической шкалы (стандартизация фотографической пластинки) . . . . . 359
§ 141. Спектрофотометрическое измерение (фотометрическое измерение спектрограмм) . . . . . 361
§ 142. Фотометрия непрерывного спектра. Цветовая и эффективная температуры звезды . . . . . 363
§ 143. Спектрофотометрический градиент и температура 364
§ 144. Фотометрия спектральных линий. Контур спектральной линии 366
§ 145. Косвенная спектрофотометрия или колориметрия 369
§ 146. Визуальная оценка звездных цветов. Колориметры 370
§ 147. Метод эффективных длин волн 370
§ 148. Светофильтры и их применение 372
§ 149. Колор-индексы (показатели цвета) 376
§ 150. Фотографический колор-индекс 378
§ 151. Фотоэлектрический колор-индекс 380
§ 152. Тепловой индекс . 380
§ 153. Специальные способы определения колор-индексов 380

# ЧАСТЬ IV

## СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ. НОВЫЕ МЕТОДЫ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

### Глава IX. Специализированные методы наблюдения отдельных космических объектов


§ 154. О специализированных методах . . . . . 383
§ 155. Методы и инструменты для наблюдения и изучения Солнца . . 384
§ 156. Определение положения образований (деталей) на диске Солнца. Гелиографические координаты . . . . . 385
§ 157. Упрощенные способы определения гелиографических координат 389
§ 158. Прямое визуальное наблюдение Солнца . . 391
§ 159. Наблюдение Солнца на экране . . 391
§ 160. Фотографирование Солнца. Фотогелиограф 393
§ 161. Измерение полного излучения Солнца 395
§ 162. Целостат . . 396
§ 163. Солнечные телескопы . . . . . 400
§ 164. Солнечные спектральные приборы. Протуберанц-спектроскоп 402
§ 165. Солнечный спектрограф . . . 404
§ 166. Спектрогелиоскоп . . . . . 406
§ 167. Спектрогелиограф . . . . . 408
§ 168. Спектрорегистратор лучевых скоростей отдельных образований Солнца 409
§ 169. Спектрогелиокинематограф . . . 411
§ 170. Фотосферно-хромосферный телескоп . . . . 411
§ 171. Наблюдения Солнца при полных солнечных затмениях 414
§ 172. Наблюдение короны вне затмения . 416
§ 173. Изучение планет и их спутников 418
§ 174. Изучение комет и метеоров 424


### Глава X. Другие методы и приборы изучения небесных тел


§ 175. Радиометрическое измерение излучения небесных тел 427
§ 176. Термоэлемент . . . . . 427
§ 177. Болометр . . 430
§ 178. Тепловой радиометр . . . . . 431
§ 179. Радиометрия солнечной короны планет и звезд 432
§ 180. Электронно-оптические преобразователи . 436
§ 181. Телевизор в астрономических наблюдениях . 438
§ 182. Монохроматоры . . . 440
§ 183. Спектрограф с эшеле . . 441
§ 184. Интерферометр Фабри—Перо . 441
§ 185. Радиоастрономия . . . 441
§ 186. Радиотелескоп . . . . . 444
§ 187. Радиолокация и астрономия . . . . . 450
§ 188. Радиоизлучение космических объектов . . . . . 452
§ 189. Применение искусственных спутников Земли и космических ракет к изучению астрофизических проблем . . . . 456
Указатели 459

## წინასიტყვაობა მეორე გამოცემისათვის

პირველ და მეორე გამოცემებს შორის ორმა ათეულმა წელმა განვლო, რამაც მოითხოვა ზოგი მონაცემის განახლება და დაზუსტება, ახლად დამუშავებული მეთოდებისა და ხელსაწყოების აღწერით წიგნის შევსება, ზოგ შემთხვევაში მოძველებული მასალის ამოღებაც. ამასთანავე შესწორდა უზუსტობები და შეცდომები, მცირეოდნად შეიცვალა წიგნში მასალის გადმოცემის მიმდევრობა.

ვსარგებლობ შემთხვევით, მადლობა მოვახსენო წიგნის რედაქტორს დოც. მ. ქ ო ლ ხ ი დ ა შ ვ ი ლ ს სასარგებლო შენიშვნებისათვის და ლ. ს ა ყ ვ ა რ ე ლ ი ძ ე-დ ა დ ი ა ნ ს ხელნაწერის მომზადებაზე გაწეული შრომისათვის.

**იანვარი, 1982.**

## ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Со времени первого издания прошло два десятка лет, что потребовало обновления и уточнения некоторых данных, дополнения книги описанием новых методов и приборов, а в иных случаях сокращения устаревшего материала. При этом исправлены неточности и ошибки, несколько изменена последовательность изложения материала.

Пользуюсь случаем выразить благодарность редактору книги М. Г. Колхидашвили за полезные замечания и Л. А. Сакварелидзе-Дадиани за ее труд по подготовке рукописи.

Январь, 1982.

# შ ე ს ა ვ ა ლ ი

## § 1. ასტროფიზიკის საგანი და მეთოდები

ა ს ტ რ ო ფ ი ზ ი კ ა ასტრონომიული მეცნიერების დარგია, რომელიც შეისწავლის ცის სხეულების ფიზიკურ თვისებებს: სიკაშკაშეს, ფერის მახასიათებლებს, ტემპერატურას და მათი გამოსხივების სხვა თვისებებს ან სინათლის არეკვლის უნარს; იგი შეისწავლის აგრეთვე ცის სხეულების საერთო ბუნებას, მათი ატმოსფეროების ფიზიკურ თვისებებს და ქიმიურ შედგენილობას, პირობებს და პროცესებს მათ წიაღში და, ყველა სხვა მოვლენას, რომლებიც ცის სხეულების ფ ი ზ ი კ უ რ თვისებებზეა დამოკიდებული ან ამ თვისებებზე რაიმე ცნობას და მითითებას გვაწვდის.

ამგვარად, ასტროფიზიკა[1] ანუ ფ ი ზ ი კ უ რ ი ა ს ტ რ ო ნ ო მ ი ა არის მეცნიერება ც ი ს ს ხ ე უ ლ თ ა ფ ი ზ ი კ უ რ ი ბ უ ნ ე ბ ი ს შესახებ.

„ცის სხეულებში“ აქ უნდა ვიგულისხმოთ არა მარტო ვარსკვლავები, მზე, ცთომილები (პლანეტები) თანამგზავრებითურთ და სხვა ამგვარი დისკრეტული კოსმოსური სხეულები ან მათი სისტემები, არამედ გალაქტიკური ნისლეულები, ვარსკვლავთშორისეთის გაზმტვროვანი დიფუზური ნივთიერება და ყველა სხვა კოსმოსური ობიექტი, გალაქტიკების ჩათვლით.

ასტროფიზიკა შედარებით ახალი, მაგრამ ერთობ აქტიურად და სწრაფად განვითარებადი დარგია ასტრონომიისა, მძლავრი მეთოდებით აღჭურვილი და უაღრესად მდიდარი თავისი შინაარსით. ასტრონომიულ პრობლემათა დიდი ნაწილი ასტროფიზიკური მეთოდებით შეისწავლება. ასტროფიზიკას ცენტრალური ადგილი უკავია თანამედროვე ასტრონომიაში. იგი, როგორც მეცნიერება, არ არსებობდა იმ დრომდე, ვიდრე ადამიანი ვარსკვლავებს მხოლოდ როგორც მნათ წ ე რ ტ ი ლ ე ბ ს განიხილავდა და მხოლოდ მათს ხილულ მდებარეობასა და მოძრაობას აკვირდებოდა. ტელესკოპის გამოგონება-გამოყენებასაც მაშინვე არ მოჰყოლია ასტროფიზიკის ჩამოყალიბება.

ასტროფიზიკა აღმოცენდა და გამოისახა როგორც მეცნიერების ცალკე დარგი წარსული საუკუნის მეორე ნახევარში. ეს მოხდა მას შემდეგ, რაც ასტრონომები არა მარტო დაინტერესდნენ ვარსკვლავთა ფიზიკური არსით, არამედ მოახერხეს კიდეც ისეთი საშუალებების, ისეთი ხერხების გამოყენება, რომლებიც თავისთავადაც ფ ი ზ ი კ უ რ ი მ ე თ ო დ ე ბ ი ს ჯგუფს მიეკუთვნება და ამასთანავე ცნობებს გვაწვდის ვარსკელავთა ფიზიკური თ ვ ი ს ე ბ ე ბ ი ს შესახებ. ესენია: პირველ ხანებში ფოტოგრაფია, სპექტროსკოპია და სპექტროგრაფია; ცოტა მოგვიანებით, დამატებით, — ზუსტი ფოტომეტრია, კოლორიმეტრია და სპექტროფოტომეტრია.

---

[1] ბერძნული სიტყვებიდან: *ἄστρον*—ვარსკვლავი და *φύσις*—ბუნება.

აქ ჩამოთვლილი მეთოდებითა და საშუალებებით ახალი ერა დაიწყო ასტრონომიულ მეცნიერებაში.

ეს მეთოდები ერთობ ნაყოფიერი გამოდგა. ამჟამად სიტყვებს: ასტროფოტოგრაფია, ასტროსპექტროსკოპია, ასტროფოტომეტრია მარტო მეთოდის აღსანიშნავად კი არ ხმარობენ, არამედ ასე უწოდებენ დარგებს, რომელთაც მოიცავს, როგორც თავის შემადგენელ ნაწილებს. ასე დიდად გაზრდილი და სწრაფად განვითარებადი ასტროფიზიკა.

ამ დარგებს უნდა დავუმატოთ კიდევ უფრო ახალი დარგი ელექტროფოტომეტრია და სულ ახალი—რადიოასტრონომია, თუ გვსურს უფრო სრულად წარმოვიდგინოთ დღევანდელი პრაქტიკული ანუ ექსპერიმენტული ასტროფიზიკის მოცულობა და შინაარსი.

## § 2. ასტროფიზიკა და ექსპერიმენტი

ჩვენ ვლაპარაკობთ ექსპერიმენტულ ასტროფიზიკაზე. როგორ უნდა გვესმოდეს ექსპერიმენტი ისეთ მეცნიერებაში, როგორიცაა ასტრონომია, რომლის შესწავლის ობიექტები, როგორც ვიცით, უჩვეულოდ დაშორებულია ჩვენგან და, შეიძლება ითქვას, არცაა ჩვენს ხელთ.

ფიზიკაში, მაგალითად, ექსპერიმენტის ობიექტი (ნივთიერება — მყარი, თხევადი თუ გაზოვანი) მკვლევარი ფიზიკოსის ხელთაა და იგი თავისი ნებასურვილისა და ტექნიკური შესაძლებლობების მიხედვით ზემოქმედებს გამოსაკვლევ ობიექტზე ანუ ცდას, ექსპერიმენტს აწარმოებს: ათბობს, აცივებს, კუმშავს, უცვლის აგრეგაციას, სხვა ნივთიერებასთან აერთებს, ელექტროდენს გაატარებს, მაგნიტურ ველში მოათავსებს და მრავალნაირი სხვა საშუალებით მოაქცევს მას სხვადასხვა პირობებში. ამავე დროს გამოსაკვლევი ობიექტი და გამომკვლევი იარაღი უშუალოდ ერთიმეორის გვერდითაა. ამ გზით წვდება მკვლევარი ნივთიერების აგებულებას, აღმოაჩენს მის თვისებებს, ახალ მოვლენებსა და კანონზომიერებებს.

ასტრონომს თუ ასტროფიზიკოსს არ ძალუძს ზეიმოქმედოს ცის სხეულზე და ეს ართულებს და სპეციფიკურს ხდის მის, როგორც მკვლევრის, მდგომარეობას. გამოსაკვლევი ობიექტი და მკვლევარი თავისი აპარატურითურთ ერთმანეთს დიდად დაშორებული არიან და, ამასთანავე, მათ შუაა დედამიწის ატმოსფერო, რომელშიც უნდა გამოსჭოლოს მნაოობის სხივმა, ჩვენს თვალს თუ აპარატს რომ მოაღწიოს. ამასობაში — სხივი ცვლილებებს განიცდის და ეს ართულებს გამოსაკვლევი ობიექტების შესწავლას. მაგრამ, მაინც ასტროფიზიკოსი არ კმაყოფილდება ცის სხეულების უბრალო, პასიური დაკვირვებით. თუმცა დაკვირვება საგნებსა და მოვლენებზე ძირითადი და თავიდათავი მეთოდია საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ყოველ დარგში. ასტრონომიაშიც დაკვირვება ანუ დამზერა ასტრონომიული სამყაროს შესწავლის საფუძველსა და საწყისს წარმოადგენს. თვით ასტრონომიული მეცნიერების ჩასახვაც მაშინ დაიწყო, როცა უძველესი დროის ადამიანი გარემოსა და ცას დაკვირდა. ახლაც, ტელესკოპებით აღჭურვილი თვალით, ან თუნდაც შეუიარაღებელი თვალით უშუალო დაკვირვება და ჭვრეტა (მაგალითად, მზის ზედაპირზე და ატმოსფეროში მიმდინარე მოვლენებისა ან გალაქტიკური ნისლეულების და გარეშე გალაქტიკების აგებულების სურათისა და სხვ.) ერთობ ბევრსა და მნიშვნელოვან, პირველსაწყის ცნობებს მოუპოვებს მკვლევარს.

მაგრამ ასტროფიზიკოსი ამით არ კმაყოფილდება და საკუთრივ ექსპერიმენტსაც აწარმოებს, მხოლოდ არა უშუალოდ ცის სხეულებზე, არამედ მათ გამოსხივებაზე ან მათ მიერ არეკვლილ სინათლის ნაკადზე. ამ გამოსხივებას (სხივს) ასტროფიზიკოსი სპექტროსკოპის პრიზმაში გაატარებს და სპექტრად დაშლის, მის ინტენსივობას შეაფასებს, სპექტრის ხაზებს შორის მანძილებს გაზომავს და სხვა მიწიერი საგნების სპექტრებს შეადარებს; სხვადასხვა თვისების ემულსიის მქონე ფოტოფირფიტებზე აღბეჭდავს გამოსხივების ნაკადის ოდენობას; ე. წ. ფოტოელემენტზე მიმართავს სხივს და აიძულებს წარმოშვას მასში ელექტრონების ნაკადი (იხ. ქვემოთ ფოტოეფექტის შესახებ), ამ ნაკადს კი გაზომავს და... გამოსხივებაზე ამგვარ და სხვა გზებით წარმოებულ ექსპერიმენტებში გამოსხივების წყაროს ანუ თვით გამომსხივებელი (ან სინათლის ამრეკლავი) სხეულის (მაგალითად, ვარსკვლავის ან ცოცხალი) „საიდუმლოებებს" მიაკვლევს.

ასტრონომის ექსპერიმენტი, მეორე მხრივ, ისედაც უნდა გვესმოდეს, რომ ასტრონომი სათანადოდ, მის მიერ წარმოებული გამოკვლევის ინტერესების მიხედვით შეარჩევს ამა თუ იმ დაკვირვებას ანუ შერჩევით დააკვირდება იმ პირობებში, რომელშიც მოქცეულია გამოსხივება ანუ სინათლის წყარო. ასე, მაგალითად, მზის ლაქების გამოსხივების სპექტრში ასტრონომი აკვირდება ე. წ. ზეემანის ეფექტს, რომელიც კარგად ცნობილია ფიზიკოსებისათვის და თავს იჩენს სპექტრული ხაზების გახლეჩაში, როცა გამომსხივებელი სხეული მოთავსებულია მაგნიტურ ველში.

ასტრონომიული ექსპერიმენტის წარმოება იმაშიც მდგომარეობს, რომ ახდენენ კოსმოსური ობიექტის (მაგ., კომეტის) ან გარემოს (მაგ., ზეგაიშვიათებული ნივთიერების) ფიზიკური და ქიმიური პირობების მოდელირებას. მაგალითად, პლანეტათშორისი რაკეტის მეშვეობით დედამიწის ახლო კოსმოსურ სივრცეში გატყორცნეს ნატრიუმის მასა, როგორც კომეტის იმიტატორი და დაკვირდნენ მას. ლაბორატორიულ პირობებში შექმნეს იუპიტერის ატმოსფეროს ანალოგიური გარემო, რომელშიც მოათავსეს ცოცხალი ორგანიზმები, ბაქტერიების სახით, იმ გარემოში მათი გამძლეობის შესწავლის მიზნით.

დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრების, ავტომატური სადგურებისა და კოსმოსური ხომალდების გამოყენებამ სრულიად ახალი შესაძლებლობანი მოგვცა იმისათვის, რომ ასტროფიზიკაში უფრო მეტად მივმართოთ ექსპერიმენტს, ამ სიტყვის პირდაპირი მნიშვნელობით.

### § 8. ასტროფიზიკის კავშირი ფიზიკასთან

ასტრონომიაში გამოსხივება ფართო მნიშვნელობით იხმარება; ამ სიტყვაში იგულისხმება არა მარტო ის გამოსხივება, რომელიც სინათლის სახით გამოვლინდება და თვალზე, ფოტოფირფიტაზე ან ფოტოელემენტზე მოქმედებს, არამედ ის გამოსხივებაც, რომელიც თვალით უხილავია და, მაგალითად, რადიოტალღების დიაპაზონში იჩენს თავს (იხ. ქვემოთ რადიოასტრონომიის შესახებ).

დამზერითი ტექნიკის სწრაფმა განვითარებამ დააგროვა მდიდარი ფაქტობრივი მასალა, რომელმაც დაიჩქარა ასტროფიზიკის ზრდა და მისი წარმატებით განვითარება. ხოლო ატომური თეორიის განვითარებამ კიდევ უფრო შინაარსიანი გახადა ასტროფიზიკა და ბევრ შემთხვევაში გადამწყვეტი როლი შეასრულა ამა თუ იმ ასტროფიზიკური პრობლემის ამოხსნის საქმეში.

უკანასკნელი დროის ასტროფიზიკა განსაკუთრებულად გაიზარდა და იგი კიდევ უფრო ახლო დადგა ფიზიკასთან არა მარტო მეთოდების თვალსაზრისით, არამედ — პრობლემების ნათესაობითაც. ასტროფიზიკის ზოგიერთი დარგი ისეთი შინაარსის გახდა, რომ ახლა ასტროფიზიკა და ფიზიკა დიდად უწყობენ ხელს ერთიმეორის განვითარებას.

მართლაც, ფიზიკოსები ემყარებიან იმ ექსპერიმენტებს, რომელთაც აწარმოებენ მიწიერ ლაბორატორიებში. მაგრამ, დღევანდელი, საუკეთესოდ მოწყობილი ლაბორატორიებიც კი შეზღუდული არიან ექსპერიმენტების შესაძლებლობათა მხრივ. მაგალითად, უმაღლესი ტემპერატურა, რომელიც ჩვეულებრივი წესით მიუღიათ ლაბორატორიაში ფიზიკოსებს, რათა ამ ვითარებაში დაკვირვებოდნენ ნივთიერებას, არ აღემატება ასეულობით ათას გრადუსს, ისიც რამდენიმე შეყის განმავლობაში (აქ განხილვიდან გამოვრიცხავთ ბირთვულ რეაქციებთან დაკავშირებულ ექსპერიმენტებს). ასტროფიზიკოსი კი ხანგრძლივად აკვირდება ნივთიერებას ერთობ მრავალფეროვანი პირობების მომცველ „ციურ ლაბორატორიებში". ასეთებს წარმოადგენენ მზისა და ვარსკვლავების ზედაპირი და ატმოსფერო, სადაც გაზების ტემპერატურა რამდენიმე ათასიდან რამდენიმე ათეულ ათას გრადუსამდე იცვლება; მზის კორონა, სადაც ტემპერატურა მილიონი გრადუსია და სხვ.

ასევეა სიმკვრივის მიმართაც. საუკეთესო ვაკუუმი მიწიერ ფიზიკურ ლაბორატორიებში გამოიხატება $10^{-13}$ გრ/სმ$^3$ სიმკვრივით. ზოგიერთ ციურ სხეულში და კოსმოსურ გარემოში კი ნივთიერება ისეა გაიშვიათებული, რომ მისი სიმკვრივე არ აღემატება $10^{-20}$ გრ/სმ$^3$-ს. ეს იმდენად შორდება მიწიერი ლაბორატორიის ვაკუუმში ჰაერის სიმკვრივეს, რამდენადაც 0,01 მილიმეტრის წნევის ქვეშ მყოფი წყალბადის სიმკვრივე ტყვიისას!

მაშასადამე, ასტროფიზიკოსს საშუალება ეძლევა დააკვირდეს და შეისწავლოს მატერია ისეთ პირობებში, რომლებიც მიუღწეველი ან ძნელად მისაღწევია დღესდღეობით ჩვენს მიწიერ ლაბორატორიებში.

როგორც სამართლიანად შენიშნავენ, ასტრონომიული დაკვირვება, მაგალითად, მზის გამოსხივებაზე მეტს გვაძლევს სათანადო ნივთიერების შესწავლის თვალსაზრისით, ვიდრე მოგვცემდა, ვთქვათ, შესაძლებლობა ხელთ გვქონოდა ჩვენს ლაბორატორიაში მზის ნივთიერების ნიმუში ანუ მისი „ერთი ნატეხი". ეს იმიტომ, რომ ასტრონომიული მეთოდით ვაკვირდებით მზის ატმოსფეროს უზარმაზარ ფენას და მიუხედავად მისი გაიშვიათებული მდგომარეობისა, ატომების რაოდენობა მასში, ფენის დიდი განვრცობის გამო, იმდენად დიდია, რომ შესაძლებელი ხდება მათ მიერ შექმნილ სპექტრულ ხაზებზე დაკვირვება. მზის ნივთიერების „ერთი ნატეხი" კი არ იკმარებდა იმისათვის, რომ სპექტრული ხაზი გამოვლინებულიყო.

ღირსშესანიშნავია, რომ ატომური ენერგიის ხელოვნურად წარმოქმნის შესაძლებლობა მოამზადა, ფიზიკასა და სხვა დარგებთან ერთად, ასტრონომიულმა კვლევამ, რამდენადაც ატომური ენერგიის გენერაციასთან დაკავშირებული მოვლენები პირველად მზესა და ვარსკვლავებში იქნა მიკვლეული; მათ წიაღში ხანგრძლივად მოქმედი უზარმაზარი რაოდენობის ენერგიის წყარო სწორედ ატომბირთვულ რეაქციებშია.

უკანასკნელ დროს აღმოჩენილი „საკვირველი ბუნების" ობიექტები — კვაზარები, პულსარები, ნეიტრონული ვარსკვლავები, „შავი ხვრელები", რელიკტური გამოსხივება — აყენებენ იმდენადვე ფიზიკურ პრობლემებს, რამდენადაც — ასტროფიზიკურს. ფიზიკაში მოელიან მატერიის ახალი თვისებებისა და

მისი განვითარების კანონზომიერებების აღმოჩენას ასტრონომიულ დაკვირვებათა მეშვეობით. ამასთან დაკავშირებითაა შემოღებული ცნება: „ფიზიკის კოსმოსიზაცია".

ყველაფერი ეს ამდიდრებს ფიზიკას, აფართოებს ფიზიკურ გამოკვლევებს, კერძოდ, ნივთიერების აგებულებისა და ენერგიის გამოკვლინებათა შესწავლას. სამაგიეროდ, ფიზიკის მრავალი შედეგი და ამოცანა განსაკუთრებულ მიმართულებას აძლევს ასტროფიზიკურ დაკვირვებას და გამოკვლევას და ბევრ შემთხვევაში ასტროფიზიკური ამოცანის ამოხსნას.

ასევე, მცირე როდია ასტროფიზიკის კავშირი ქიმიასთან, რაც განსაკუთრებით სპექტრულ გამოკვლევებში შეინიშნება. საგულისხმოა ისიც, რომ ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი ქიმიური ელემენტი ჰელიუმი, რომელსაც განსაკუთრებული ადგილი უჭირავს თერმობირთვულ რეაქციებში და პრაქტიკული გამოყენებაც აქვს თანამედროვე მრეწველობასა და ტექნიკაში, პირველად ასტრონომიულ დაკვირვებათა მეშვეობით მზის შემადგენლობაში აღმოაჩინეს, მხოლოდ შემდგომში, უფრო გვიან კი — მიწიერ პირობებშიც.

## § 4. კოსმოსური მოვლენების ამსახველი ცდები ფიზიკურ ლაბორატორიებში

უკანასკნელ წლებში ტექნიკის განვითარებამ იმდენად აამაღლა ფიზიკური ექსპერიმენტის დონე, რომ მისი მეშვეობით მოხერხდა ისეთი ფიზიკური პროცესების შექმნა, რომლებიც კოსმოსურ პროცესებს მოგვაგონებს. კალიფორნიის უნივერსიტეტის ერთ-ერთ ლაბორატორიაში მიიღეს მაგნიტურ ველში მოთავსებული იონიზებული გაზის გამოსხივების ფოტოსურათები, რომლებიც მოგვაგონებს სპირალური გალაქტიკის ან ორჯერადი ვარსკვლავის ფორმირების სტადიის სურათებს.

პლაზმის (იონიზებული გაზის) მოთავსებით დიდი სიმძლავრის მაგნიტური ნალის პოლუსებში, ვაკუუმის ქვეშ, ლაბორატორიაში წარმოქმნიან მზის პროტუბერანცების მსგავს მოვლენებს.

კინგისეული ღუმელის გამოყენებით მიღებულია სპექტრის ლურჯ-მწვანე ზოლები, რომლებიც N ტიპის ვარსკვლავთ სპექტრებში გვხვდება და ძნელად ექვემდებარება გაიგივებას.

ცნობილია ფიზიკოსთა გამოკვლევები, რომლებიც წარმოებს მილიონობით გრადუსის ტემპერატურის ქვეშ მოქცეულ პლაზმაზე ან კიდევ შეეხება პლაზმის მოძრაობას ძლიერ მაგნიტურ ველში. ეს ანალოგიურია იმ მოვლენებისა, რომლებიც კოსმოსურ სივრცეებში ვითარდება.

მიუხედავად ასეთი ცდების დიდი მნიშვნელობისა, მაინც ყველა ეს შესაძლებლობა ერთობ ხანმოკლეს და გაცილებით ნაკლები მასშტაბის მოვლენებს განავითარებს ლაბორატორიულ ექსპერიმენტში, ვიდრე ცის სხეულებში და კოსმოსურ გარემოშია. მაგრამ ამ ცდებს დიდი პერსპექტივა აქვთ.

## § 5. პრაქტიკული და თეორიული ასტროფიზიკა

ასტროფიზიკას ორ ნაწილად ჰყოფენ: პ რ ა ქ ტ ი კ უ ლ ასტროფიზიკად და თ ე ო რ ი უ ლ ასტროფიზიკად.

თეორიული ასტროფიზიკა ახორციელებს ცის სხეულების გარე და შიდა ფენების აგებულების თ ე ო რ ი უ ლ გამოკვლევებს თეორიული ფიზიკისა და

მათემატიკური აპარატის გამოყენებით, გამოსხივების, გაბნევისა და ატომურ თეორიებთან დაკავშირებით.

თეორიული ასტროფიზიკის შინაარსი მოიცავს ვარსკვლავის სხეულში ენერგიის სხივურ გადატანას, მის ატმოსფეროში ან ნისლეულებში ატომების აღგზნების პირობებს, ელექტრომაგნიტურ ველებს ცის სხეულებში, ვარსკვლავის წიაღის აგებულებას, მასში ფიზიკური პროცესების აღწერას, სხვადასხვა პარამეტრის რაოდენობრივ შეფასებას და სხვ.

ვარსკვლავის (მზის) ფოტოსფეროს და ატმოსფეროს ან ნისლეულების აგებულების პრობლემები შედარებით უფრო გარკვეული გზით მუშავდება თანამედროვე ატომური თეორიის შედეგებისა და მეთოდების მეშვეობით. ვარსკვლავის წიაღის აგებულების ანუ, როგორც ამბობენ, ვარსკვლავთა შიდა აგებულების პრობლემები განსაკუთრებით რთულია. გამოსხივება, რომელზეც ექსპერიმენტებს ვაწარმოებთ, რომელთა მეშვეობით ვარსკვლავს ვ ხ ე დ ა ვ თ და ვაკვირდებით, გამოიფრქვევა ვარსკვლავის გარე ფენებიდან. ვარსკვლავის წიაღი კი მოფარებულია დამკვირვებლის თვალს და წარმოდგენები და დასკვნები მასზე მთლიანად ემყარება ფიზიკის ზოგადი კანონების გამოყენებას, ამ კანონების საფუძველზე განვითარებულ თეორიულ მოსაზრებებს და ანგარიშს. ვარსკვლავის წიაღის აგებულების თეორია უნდა ითვალისწინებდეს ვარსკვლავის ენერგიის წყაროების პრობლემის გადაწყვეტასაც, რამდენადაც ამ უკანასკნელთ გავლენა აქვთ წიაღის აგებულებაზე. ხოლო წიაღის აგებულება, თავის მხრივ, განაპირობებს ენერგიის წყაროების სიმძლავრეს და სხვა თვისებებს.

წინამდებარე წიგნი პ რ ა ქ ტ ი კ უ ლ ი ა ს ტ რ ო ფ ი ზ ი კ ი ს კურსის შინაარსს მოიცავს. პრაქტიკული ასტროფიზიკა ანუ, როგორც შეგვიძლია მას კიდევ ვუწოდოთ, ექსპერიმენტული და დაკვირვებითი (დამზერითი) ასტროფიზიკა განიხილავს ასტროფიზიკური კვლევის მეთოდებს, ასტროფიზიკურ დაკვირვებათა საშუალებებს, აღწერს სათანადო იარაღებს და გვაცნობს დაკვირვებით მიღებული მასალის დამუშავების ხერხებს.

ადვილი მისახვედრია, რომ პრაქტიკული და თეორიული ასტროფიზიკა ერთიმეორესთან მჭიდრო კავშირშია.

პრაქტიკული ასტროფიზიკის კურსი, ამასთანავე, უნდა გადმოგვცემდეს ასტროფიზიკის მ ო ნ ა ც ე მ ებ ს მზისა, ვარსკვლავების, ნისლეულების და სხვათა შესახებ, ანუ — ცნობებს მნათობთა ტემპერატურის, გამოსხივების და სხვადასხვა ფიზიკურ მახასიათებელთა შესახებ, ე. ი. — ყველა იმას, რაც ა ს ტ რ ო ფ ი ზ ი კ უ რ ი მ ე თ ო დ ებ ი ს გ ა მ ო ყ უ ნ ებ ი ს შედეგად მიუღია ასტრონომიულ მეცნიერებას.

ამ მხრივ ასტროფიზიკა ახლო კავშირშია ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ თ ა ს ტ რ ო ნ ო მ ი ა ს თ ა ნ, — ასტრონომიის დარგთან, რომელიც შეისწავლის ვარსკვლავთ სისტემების, კერძოდ, ჩვენი გალაქტიკის, აგებულებისა და განვითარების ზოგად კანონზომიერებებს, ხოლო ცალკეულ კოსმოსურ ობიექტებს — როგორც სტატისტიკურ ერთეულებს განიხილავს. ასევე ახლო კავშირშია ასტროფიზიკა კ ო ს მ ო გ ო ნ ი ა ს თ ა ნ ა ც, რომელიც ცის სხეულების ან ამ სხეულების სისტემების წარმოშობა-განვითარების კანონზომიერებებს იკვლევს. სხვადასხვა პრობლემის შემთხვევებში ასტროფიზიკა უკავშირდება გეოფიზიკას, ფიზიკისა და ასტრონომიის სხვადასხვა დარგს. ხშირად ძნელიც ხდება მკაფიო საზღვრის გავლება ასტროფიზიკასა და ასტრონომიის სხვა დარგებს შორის.

ასტროფიზიკის საბოლოო მიზანია სამყაროში მიმდინარე მოვლენების ფიზიკური არსის გახსნა, სამყაროს, როგორც მთლიანის შემეცნება. ამდენად დი-

დია მისი (საერთოდ, ასტრონომიის) მნიშვნელობა თანამედროვე მეცნიერული მსოფლმხედველობის — დიალექტიკური მატერიალიზმის მსოფლმხედველობის — თვალსაზრისით.

## § 6. ასტროფიზიკური თვალსაზრისით საინტერესო ზოგი მახასიათებელი სამყაროს აგებულებისა

ასტროფიზიკის მონაცემები ჩვენი ცოდნის საფუძველს ქმნის სამყაროს სხეულებზე, მთელს სამყაროზე, რაც ასტრონომიისა და, კერძოდ ასტროფიზიკის გამოკვლევის ობიექტს შეადგენს.

მიმოვიხილოთ თუნდაც ძალზე მოკლედ და ზოგად ხაზებში ეს ობიექტი — ასტროფიზიკური კვლევის საგანი და არე. ასეთი წინასწარი მიმოხილვა დაგვარწმუნებს, რომ სამყაროს მკვლევარნი აღჭურვილან ძლიერი ასტროფიზიკური ხერხებითა და მონაცემებით, რომლებმაც შესაძლებელი გახადა სინამდვილესთან ახლო წარმოდგენა შემუშავებულიყო მრავალფეროვან და გრანდიოზულ სამყაროს აგებულებაზე.

მიმოხილვა დავიწყოთ მზის სისტემის მოკლე დახასიათებით. მზე, ცხრა ცთომილი (დედამიწითურთ), ორმოცდასამი თანამგზავრი (მთვარის ჩათვლით) და უამრავი კომეტა და მეტეორი შეადგენენ მზის სისტემას ანუ მზის ოჯახს.

მზე—მზის ოჯახის ცენტრული სხეული, ამ ოჯახის ბურჯი — გავარვარებული მნათი გაზოვანი მატერიის უზარმაზარ კონცენტრაციას წარმოადგენს. იგი უზარმაზარი სიდიდისაა: დიამეტრში თითქმის მილიონნახევარ კილომეტრს აღწევს, იმდენ ნივთიერებას შეიცავს, რამდენიც მთელი მზის სისტემის ნივთიერების 99.8 პროცენტს უდრის. მაშასადამე, მზის სისტემის მთლიანი მასა უმეტესწილად მზეზე მოდის. მზის ზედაპირის ტემპერატურა დაახლოებით 6 ათას გრადუსს ეტოლება. მის წიაღში ტემპერატურა რამდენიმე მილიონ გრადუსს აღწევს. მზე დიდძალ ენერგიას გამოასხივებს.

მზის ატმოსფეროს სხვადასხვა ფენაში ხშირად ვხედავთ წარმონაქმნებს, რომელთაც განვითარების განსაკუთრებით დიდი სიჩქარეები და დიდი მასშტაბის სახეცვლილება ახასიათებს. მაგალითად, პროტუბერანცები, რომელნიც მზის უაღრესად საინტერესო მოვლენების ჯგუფს მიეკუთვნება, ზოგიერთ შემთხვევაში მილიონ კილომეტრზე მეტ სიმაღლეს აღწევენ და მათი აღმადენის ანუ ამოფრქვევის სიჩქარე რამდენიმე ასეული კილომეტრია წამში.

1946 წლის 4 ივნისს ამერიკის შეერთებული შტატების ერთ ობსერვატორიაში დააკვირდნენ პროტუბერანცს, რომელმაც მიაღწია 1 700 000 კმ სიმაღლეს, ე. ი. მზის დიამეტრს (1390000 კმ) დაახლოებით მისი მეხუთედით გადაჭარბა.

აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 1972 წლის 11 აგვისტოს მზის დასავლეთ კიდეზე შენიშნეს პროტუბერანცის წარმოშობა, რომელმაც 11 წუთის განმავლობაში მზის კიდიდან 270 000 კმ სიმაღლეს მიაღწია, რაც შეესაბამება მატერიის აღმადენას თითქმის 410 კმ/წმ სიჩქარით. მსგავს შემთხვევას დააკვირდნენ კვლავ აბასთუმნიდან 1974 წლის 30 მაისს.

მზის გარშემო მოიქცევიან ცთომილები, რომელთაგან უშორესი — პლუტონი 40-ჯერ უფრო შორს არის მზიდან, ვიდრე დედამიწა და, მაშასადამე, დედამიწასთან შედარებით 1 600-ჯერ ნაკლებ სინათლეს და სითბოს ღებულობს მზისგან.

ზედაპირის აგებულებით და ტემპერატურით, ატმოსფეროს ფიზიკური მდგომარეობით და ქიმიური შედგენილობით ცთომილები ერთობ განსხვავდე-

ბიან ერთიმეორისაგან. ასე, მაგალითად, ატმოსფეროს სქელი გარსითაა გარე-მოცული ვენერა. მეტად გაიშვიათებულია მარსის ატმოსფერო. იუპიტერისა და სატურნის ატმოსფეროში მეთანის, ამიაკის და სხვა ნივთიერებათა ღრუბლებია და ა. შ.

ცთომილების ასტროფიზიკური შესწავლა აქამდე შედარებით ჩა-მორჩენილი დარგი იყო. ამ საუკუნის მანძილზე — მიუხედავად პლანეტების შედარებითი სიახლოვისა — ასტრონომებმა გაცილებით ნაკლები გამოარკვიეს მათ შესახებ, ვიდრე ვარსკვლავების მიმართ, რომლებიც ბევრად უფრო შორსაა ჩვენგან. რით აიხსნება ეს, ერთი შეხედვით, პარადოქსული გარემოება? მიზეზი ისაა, რომ ასტროფიზიკური გამოკვლევის ახალი მეთოდები, რომლებიც დამუ-შავდა ამ ხნის განმავლობაში, გამოიყენება თითქმის მხოლოდ თვითმნათი სხეულების მიმართ, ე. ი. ისეთი კოსმოსური სხეულების მიმართ, რომელთაც თვით აქვთ საკუთარი გამოსხივება (ვარსკვლავები, მზე, ზოგიერთი საბის ნის-ლეული). იმ ცალკეული ცთომილების მიმართ კი, რომელნიც თითქმის მხო-ლოდ არეკლავენ მზის სინათლეს, ეს მეთოდები ნაკლებად ნაყოფიერია. უმთავრესად ეს სპექტრულ მეთოდს შეეხება, რომელიც მდგომარეობს მნა-თობის სხივის განსაკუთრებულ ანალიზში. მაგრამ, თუ ეს სხივი ცთო-მილს კი არ ეკუთვნის საკუთრივ, არამედ გამოფრქვეულია მზისაგან და ცთო-მილიდან მხოლოდ აირეკლება, ცხადია, მისი ანალიზი უშუალოდ მზეს დაახა-სიათებს, ხოლო ცთომილს — მცირეოდენად.

ამრიგად, კოსმონავტიკის განვითარებამდე ასტროფიზიკის მთავარი წარმა-ტება მიღწეულ იქნა ვარსკვლავთა, მათ შორის — მზის ფიზიკური ბუნების შესწავლის საკითხებში.

ცაზე ვარსკვლავთა მდებარეობისა და ხილული გადაადგილების გაზომვა შეიძლება შესრულდეს ერთობ დიდი სიზუსტით. გაზომვა მდგომარეობს ვარ-სკვლავის სხივის მიმართულების ზუსტად დადგენაში, ხოლო სხივის ინტენსივობის შეფასება (თვალით ან ფოტოგრაფიული ფირფიტის თუ ფოტოელემენტის მეშვეობით) ნიშნავს ვარსკვლავის ხილული სიკაშკაშის გა-ზომვას. მაგრამ, თუ გვინდა გამოვარკვიოთ ვარსკვლავის ნამდვილი, ჭეშმა-რიტი სიკაშკაშე ანუ, მოკლედ, ნათობა, საჭიროა მის ხილულ სიკაშკაშეს-თან ერთად ვიცოდეთ მისი დაშორებაც, ანუ მანძილი.

კოსმოსური მანძილების გამოთვლის საფუძველს შეადგენს ტრიგონომეტ-რიული მეთოდი, რომელშიც პარალაქსური კუთხე განისაზღვრება. უახლოესი ვარსკვლავის — ე. წ. ცენტავრის პროქსიმას პარალაქსის კუთხე სულ 0″.76-ია, რაც დაახლოებით 4.3 სინათლის წლის ტოლ მანძილს შეესაბამება. სხვა ვარ-სკვლავები ბევრად უფრო შორს არიან ჩვენგან და, მაშასადამე, მათი პარალაქ-სები კიდევ უფრო მცირე კუთხეებს წარმოადგენენ. თანამედროვე ასტრონო-მიული იარაღების მეშვეობით ხერხდება კუთხეების გაზომვა 0″.005-ის სი-ზუსტით. მაშასადამე, ასეთ კუთხეზე უფრო მცირე კუთხის გაზომვა სარწმუ-ნოდ აღარ ხორციელდება. მაგრამ, ვარსკვლავები, რომელთა დაშორება ისეთია, რომ შესაბამი პარალაქსი 0″.005-ზე ნაკლები არაა, შედარებით ცოტაა და თავ-მოყრილია, როგორც ამბობენ, მზის მახლობლობაში. ამიტომ არის, რომ ტრი-გონომეტრიული პარალაქსის მეთოდით გაზომილ მანძილთა რაოდენობა სულ მხოლოდ ექვსიათასამდეა, დანარჩენი კი ემყარება სხვა მეთოდებს — ე. წ. სპექ-ტრულს, დინამიკურს, ფიზიკურს, სტატისტიკურს და სხვ.

ყველა აქ ჩამოთვლილი და ზოგიერთი კიდევ სხვა მეთოდის გამოყენებით უკანასკნელი ასი წლის განმავლობაში მოხერხდა რამდენიმე ათეული ათასი ვარსკვლავის მანძილის განსაზღვრა.

მანძილების გაზომვამ შესაძლებელი გახადა გამოეთვალათ ვარსკვლავთა ჭ ე შ მ ა რ ი ტ ი სიკაშკაშე ანუ სიკაშკაშე მზესთან შედარებით, რასაც შემდგომ ნ ა თ ო ბ ა ს ვუწოდებთ.

ნათობა ერთ-ერთი, ასტროფიზიკურად ყველაზე უფრო მეტად მნიშვნელოვანი მახასიათებელია ვარსკვლავისა და იგი არაა დამოკიდებული იმაზე, თუ სად არის იგი — ახლოს თუ შორს. მისი ცოდნა საშუალებას გვაძლევს გამოვარკვიოთ, თუ როგორ განსხვავდებიან ვარსკვლავები ერთიმეორისაგან თავიანთი სინათლის გამოსხივების უნარით. ამის ცოდნა კი აფართოებს ჩვენს წარმოდგენებს ვარსკვლავის ბუნებაზე და, კიდევ მეტიც, — ვარსკვლავთა სამყაროს აგებულებაზე, რამდენადაც ნათობის ცოდნა ვარსკვლავთა დიდი რაოდენობისათვის პასუხობს კითხვაზე, თუ როგორაა განაწილებული გალაქტიკაში გამოსხივების მეტ-ნაკლები უნარის მქონე ვარსკვლავები.

როგორც აღვნიშნეთ, ნათობის გამოთვლა შესაძლებელია მაშინ, როცა გაზომილია ვარსკვლავის მანძილი ($r$), აგრეთვე, მისი ხილული სიკაშკაშე, ვარსკვლავიერ სიდიდეებში გამოხატული ($m$). ასეთი გამოთვლა ემყარება ფორმულას, რომელიც ადვილად მიიღება (იხ. ქვემოთ):

$$M = m + 5 - 5\lg r.$$

აქ $M$ ნიშნავს ვარსკვლავის აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს ანუ ვარსკვლავიერ სიდიდეს, რომელიც ექნებოდა ვარსკვლავს, იგი ჩვენგან 10 პარსეკის მანძილზე რომ ყოფილიყო. მზის აბსოლუტური სიკაშკაშე, როგორც ადვილად გამოითვლება, ეტოლება 4.8 ვარსკვლავიერ სიდიდეს. ეს იმას ნიშნავს, რომ 10 პარსეკის მანძილზე მზე გამოჩნდებოდა ჩვენთვის ერთობ მკრთალი — დაახლოებით, მე-5 სიდიდის — ვარსკვლავის სახით.

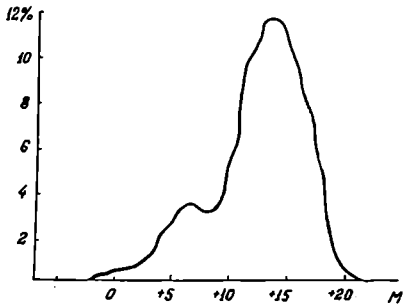
თუ ვიცით მზის აბსოლუტური სიკაშკაშე ანუ აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე ($M_{\odot}$) და გამოვითვლით ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეს ($M_{*}$), ადვილად განვსაზღვრავთ ვარსკვლავის სიკაშკაშეს მზესთან შედარებით ანუ მის ნათობას. კერძოდ, თუ განსხვავება $M_{\odot}$-სა და $M_{*}$ შორის 1-ია ანუ ერთი კლასია, მაშინ ვარსკვლავის ჭეშმარიტი სიკაშკაშე განსხვავდება მზის სიკაშკაშისაგან 2.5-ჯერ (დაწვრილებით იხ. ქვემოთ).

გალაქტიკის სივრცეებში ვხვდებით აურაცხელ ვარსკვლავებს, რომლებიც ნათობით მრავალჯერ აღემატება ჩვენთან უახლოეს ვარსკვლავს — მზეს. მაგალითად, სირიუსს დაახლოებით 20-ჯერ უფრო დიდი ნათობა აქვს მზეზე. მაგრამ, ეს კიდევ ცოტაა! ორიონის β — ე. წ. რიგელი მზესთან შედარებით 20 000-ჯერ უფრო მეტი ნათობისაა. ამ ვარსკვლავს ვხედავთ ზამთრის ცაზე საკმაოდ კაშკაშა მნათობის სახით. ცის სამხრეთ ნახევარსფეროზე ცნობილია თანავარსკვლავედი „ოქროს თევზი"; მასში იმყოფება ერთი, პირველი შეხედვით, სრულიად „რიგითი" ვარსკვლავი, რომელიც იმდენად მკრთალია, რომ უბრალო თვალით არც კი მოჩანს (მე-8 სიდიდისაზე უფრო მკრთალია). მას იცნობენ ოქროს თევზის $S$ — ვარსკვლავის სახელით. მისი ნათობა 500 000-ჯერ აღემატება მზისას; თვალისათვის ასე მკრთალია იმის გამო, რომ მისი დაშორება ოცდათვრამეტი ათასი პარსეკია. ის ჩვენი გალაქტიკის სივრცის გარეთაა, — ე. წ. მაგელანის დიდ ღრუბელში, რომელიც ჩვენს უახლოეს გ ა რ ე შ ე გალაქტიკას წარმოადგენს (ზოგჯერ მაგელანის ღრუბლებს ჩვენი გალაქტიკის თ ა ნ ა მ გ ზ ა ვ რ გალაქტიკებად მიიჩნევენ და უახლოეს გარეშე გალაქტიკად კი ანდრომედას ნისლეულს თვლიან).

ეს ვარსკვლავი ჩვენს გალაქტიკაში ჩვენთან უახლოესი ვარსკვლავის (მზის შემდეგ) ე. წ. პროქსიმას ადგილას რომ მოთავსდებოდეს, მისი ხილული სიკაშკაშე სავსე მთვარის სიკაშკაშეს სამ-ოთხჯერ გადააჭარბებს, ხოლო მზის ადგილს რომ დაიჭერდეს, ერთბაშად დაგვაბრმავებს მისი სინათლე, კედლიდან არეკვლილიც კი; ამავე დროს ტემპერატურა დედამიწის ზედაპირზე რამდენიმე ათას გრადუსამდე აიწევს!

ესოდენ უზარმაზარი ნათობის მქონე ვარსკვლავი ბევრი როდია, მაგრამ მზეზე მრავალჯერ უფრო მეტად მნათი ვარსკვლავი საერთოდ აურაცხელია.

მეორე მხრივ, ვიცნობთ ისეთ ვარსკვლავებსაც, რომლებიც მზეს დიდად ჩამოუვარდებიან ნათობით. მაგალითად, იგივე პროქსიმა 10—15 ათასჯერ ნაკლებად მნათია, ვიდრე მზე. ხოლო „ვოლფი 1055"-ის სახელწოდებით ცნობილი ვარსკვლავის თანამგზავრი უკიდურესობის მაგალითს წარმოადგენს: მას 600 000-ჯერ ნაკლები ნათობა აქვს, ვიდრე მზეს. ეს ვარსკვლავი ძალზე ახლოა ჩვენთან — სულ ექვსი პარსეკის მანძილზე და მაინც მეტისმეტად მკრთალია: მხოლოდ შედარებით ძლიერ ტელესკოპებში მოჩანს მე-18 სიდიდის ვარსკვლავის სახით. მზის ადგილას რომ მოთავსდებოდეს იგი, მთვარეზე უფრო მეტად ვერ გაგვინათებს. ამ შემთხვევაში დღე მთვარიან ღამეს დაემსგავსებოდა და სითბოსაც იმაზე მეტს ვერ მივიღებდით, რამდენსაც გვაძლევს რამდენიმე კილომეტრით ჩვენგან დაშორებული ჩვეულებრივი ბუხრის ცეცხლი. მზეზე უფრო ნაკლებად მნათი ვარსკვლავების რაოდენობა დიდია.




ნახ. 1.

გალაქტიკაში ვარსკვლავთა განაწილებას, ჭეშმარიტი სიკაშკაშის მიხედვით, წარმოადგენენ ე. წ. ნათობის ფუნქციის გრაფიკის ან ცხრილის სახით, რომლითაც ნაჩვენებია მოცემული ნათობის (აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის) ვარსკვლავთა რიცხვი არჩეულ მოცულობაში, მაგალითად, ერთ მილიონ კუბურ პარსეკში.

მოვიტანოთ აქვე ასეთი გრაფიკის ერთი სახე (ნახ. 1). მრუდი გვიჩვენებს, თუ ერთეულ მოცულობაში ვარსკვლავთა რაოდენობის რა პროცენტს (ორდინატი) შეადგენენ აღებული აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის (აბსცისი) ვარსკვლავები.

როგორც ვხედავთ, დაახლოებით ნულოვანი აბსოლუტური სიდიდის ვარსკვლავები ერთ პროცენტზე ნაკლებია და, საერთოდ, ვარსკვლავთა დიდი უმრავლესობა უფრო დაბალი ნათობისაა, ვიდრე მზე, რომლის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე ეტოლება 4.8-ს. მართლაც, მრუდი აბსცისის 5-ის მარჯვნივ უფრო მაღალია მე-18 აბსოლუტური სიდიდის ვარსკვლავებამდე. ამათზე უფრო ნაკლებად მნათი ვარსკვლავების რაოდენობა მკვეთრად ეცემა.

შეგვიძლია კიდევ უფრო მარტივად გამოვხატოთ ვითარება; შემოვწეროთ მზის გარშემო სფერო 5 პარსეკის რადიუსით. ამ სფეროს მოცულობის შიგნით 48 ვარსკვლავია, მზის ჩათვლით. მათ შორის მხოლოდ ოთხია ისეთი, რომლის ნათობა მზისას აღემატება და სულ ათია ისეთი, რომლის ნათობა მზის ნათობის

ერთ მეათედზე მეტია. ოცდაერთი ვარსკვლავი, — თითქმის, ნახევარი ოდენობა, — აბსოლუტურად ხუთასჯერ და მეტადაც უფრო მკრთალია, ვიდრე მზე.

მაგრამ, აქ, სხვადასხვა ნათობის ვარსკვლავთა შედარებითი რაოდენობა კი არ გვაინტერესებს, არამედ გვინდა გავჯაზოთ, რომ ასტროფიზიკოსს საქმე აქვს ნათობათა დიდ სხვადასხვაობასთან, დიდ დიაპაზონთან.

რა იწვევს ასე დიდ განსხვავებას ნათობაში? ორი გარემოება ასრულებს მთავარ როლს. ერთია ვარსკვლავის სიდიდე: რაც მეტია მისი ზედაპირი, მით მეტს გამოასხივებს იგი. მეორეა ვარსკვლავის ტემპერატურა: რაც უფრო მეტად ცხელია ვარსკვლავი, მით უფრო ძლიერია გამოსხივება მისი ზედაპირის ფართობის ყოველი ერთეულიდან.

ვარსკვლავების ზომებშიც დიდ ნაირნაირობასთან გვაქვს საქმე. ამ მხრივაც შეგვიძლია ჩავთვალოთ მზე საშუალო ვარსკვლავად; ცნობილია მასზე მრავალჯერ დიდი და მრავალჯერ მცირე ზომის ვარსკვლავები.

ინტერფერენციული მეთოდის გამოყენებით მოახერხეს რამდენიმე უდიდესი ვარსკვლავის დიამეტრის უშუალო გაზომვა. მაგრამ, ასტროფიზიკური მეთოდებიც გვაძლევენ საშუალებას გამოვითვალოთ ვარსკვლავთა დიამეტრები. ამ გაზომვებისა და გამოთვლების ზოგიერთი შედეგი შეგვიძლია შემდეგი ცხრილით წარმოვადგინოთ:

| ვარსკვლავი | | დიამეტრი მზის დიამეტრთან შედარებით |
|---|---|---|
| გედის γ | 6 | საშუალო ვარსკვლავები |
| ცენტავრის β | 11 | |
| ანტარესი (ლრიანკალის α) | 300 | გიგანტი და ზეგიგანტი ვარსკვლავები |
| ცეფეუსის VV | 1200 | |
| მეეტლეს ε | 2000 | |
| სირიუსის თანამგზავრი | 0.034 | ჯეჯა ვარსკვლავები |
| ვან-მაანენის ვარსკვლავი | 0.006 | |
| ვოლფის 457 | 0.003 | |

ეს ცხრილი კარგი ილუსტრაცია არის იმისა, რაც ზემოთ ვთქვით და ახლაც ვიმეორებთ: ვარსკვლავთ სიდიდეები (დიამეტრები და მით უფრო — მოცულობები) დიდ დიაპაზონში იცვლება: მეეტლეს ε მოცულობით რვა მილიარდჯერ მეტია მზეზე, ხოლო ვოლფის 457-ის მოცულობა მზის მოცულობის მხოლოდ ოცდაშვიდ მემილიარდედს შეადგენს! შესაბამისად განსხვავდება ერთიმეორისაგან ვარსკვლავთა გამომსხივებელი ზედაპირები თავიანთი ფართობებით. ეს განაპირობებს ნათობათა დიდ სხვადასხვაობას.

მეორე მიზეზი მდგომარეობს ვარსკვლავთ ზედაპირული ტემპერატურის სხვადასხვაობაში, თუმცა ეს უკანასკნელი არ იცვლება იმდენად ფართო დიაპაზონში, როგორც ვარსკვლავთა დიამეტრები.

ზედაპირული ტემპერატურა, ჩვეულებრივ, მოქცეულია 25—30 ათასი გრადუსიდან („ცისფერი" ვარსკვლავებისათვის) 3—2 ათას გრადუსამდე სახღვრებში („წითელი" ვარსკვლავებისათვის). ჩვენს მზეს, რომლის ზედაპირული ტემპერატურა 6 000 გრადუსია, ამ მხრივაც შუალედური მდებარეობა უკავია.

ვარსკვლავთა მასაც ფართო ფარგლებში იცვლება, თუმცა ნათობასა და დიამეტრთან შედარებით მისი სხვადასხვაობის ფარგლები ნაკლებია. ყველაზე

უფრო მეტად მასიური ვარსკვლავის მასა რამდენიმე ათეულჯერ აღემატება მზისას, ყველაზე ნაკლებად კი მზეს დაახლოებით ათჯერ ჩამოუვარდება. ვარსკვლავის „როსის 614“ თანამგზავრის მასა მზის მასის რვა მეასედს შეადგენს. თეორიული გაანგარიშების მიხედვით, ვარსკვლავის შესაძლო უმცირესი მასა უნდა შეადგენდეს მზის მასის ოთხ მეასედს, ე. ი. თუ კოსმოსური სხეულს ამაზე ნაკლები მასა აქვს, იგი კარგავს ვარსკვლავის თვისებებს და უკვე ვარსკვლავს კი აღარ წარმოადგენს, არამედ სხვაგვარ სხეულს (ცთომილს და სხვ.). გავიხსენოთ, რომ ჩვენს მზის სისტემაში უდიდესი ცთომილის — იუპიტერის მასა მზის მასის მხოლოდ ერთი მეათასედია.

როგორც ვნახეთ, ვარსკვლავთ მოცულობა, შედარებით მასასთან, უფრო ფართო დიაპაზონში იცვლება. აქედან დავასკვნით, რომ დიდია აგრეთვე ვარსკვლავთა სიმკვრივის სხვადასხვაობა. მართლაც, ე. წ. წითელ ზეგიგანტ ვარსკვლავებს ახასიათებს არა მარტო უზარმაზარი დიამეტრი, არამედ უაღრესად მცირე სიმკვრივეც ვარსკვლავის ცეფევსის *VV*-ს საშუალო სიმკვრივე ორასორმოცდაათიათასჯერ ნაკლებია, ვიდრე ჰაერის სიმკვრივე დედამიწის ზედაპირთან. მეორე მხრივ, ვარსკვლავი „ვოლფის 457“ დიდი სიმკვრივის უკიდურეს მაგალითს წარმოადგენს. სიმკვრივით იგი მილიარდჯერ აღემატება წყალს. ასეთი სიმკვრივის პირობებში ამ ვარსკვლავის ნივთიერების ერთი კუბური სანტიმეტრი ათას ტონას აიწონიდა დედამიწის ზედაპირზე.

ეს ვარსკვლავი ე. წ. თეთრი ჯუჯა ვარსკვლავების ჯგუფის წარმომადგენელია. მათთვის დამახასიათებელია ზ ე ს ი მ კ ვ რ ი ვ ე, რომელიც მით აიხსნება, რომ მათ წიაღში ატომები იმდენად ძლიერად იონიზებულნი არიან, რომ მათ შემოცლილი აქვთ თითქმის ყველა ელექტრონი. მაგრამ, რადგანაც ელექტრონთა მასები რამდენიმე ათასჯერ ნაკლებია, ვიდრე ატომგულებისა, ამიტომ ელექტრონშემოცლილი, გაშიშვლებული ატომები, რომელთაც მოცულობა გაცილებით ნაკლები უკავიათ, თითქმის იმავე მასების მატარებელნი არიან, როგორისაც ჩვეულებრივი ატომები. ასეთი ატომგულებისაგან და თავისუფალი, მათთან დამოუკიდებელი ელექტრონებისაგან შედგენილ გაზს შეუძლია უკიდურესობამდე შემკვრივდეს, „დაიწნეხოს“. ჩვენს მიწიერ ლაბორატორიებში ადამიანს ჯერ არ ძალუძს მატერიის ამზომად დაწნეხვა ისევე, როგორც მას არ ძალუძს არც მისი გაიშვიათება ცეფევსის *VV*-ვარსკვლავისდარ სიმკვრივემდე.

მცირე რადიუსი და მომეტებულად დიდი მასა ვარსკვლავისა განსაკუთრებით დიდს ხდის მიზიდულობის ძალის აჩქარებას მის ზედაპირზე. მაგალითად, სირიუსის თანამგზავრი ვარსკვლავის ზედაპირზე სიმძიმის ძალის აჩქარება თითქმის 24 ათასჯერ აღემატება იმას, რაც დედამიწის ზედაპირზე გვაქვს. ჩვენთან თავისუფლად ვარდნილი სხეული პირველ წამში გარბის 5 მეტრს; სირიუსის თანამგზავრზე იგი პირველ წამშივე ჩამოვარდებოდა 120 კილომეტრზე. როგორც ფარდობითობის თეორიიდანაა ცნობილი, სინათლის სხივის მოძრაობა ერთგვარად დამოკიდებულია მიზიდულობის ველზე. კერძოდ, ვარსკვლავის წიაღიდან ენერგიის გამოსხივებისას, სხივი, გადალახავს რა მიზიდულობის ძალას, სიჩქარეს კი არ კარგავს, როგორც ეს, ჩვეულებრივ, მატერიული ნაწილაკის შემთხვევაშია, არამედ განიცდის მის სპექტრში სპექტრული ხაზების ერთგვარ გადაადგილებას. რაც მეტია მიზიდულობა, მით მეტია ხაზების გადაადგილება სპექტრის წითელი უბნისაკენ. აინშტაინის ეს თეორიული დასკვნა თვალნათლივ დადასტურდა სირიუსის თანამგზავრზე წარმოებული სპექტრული დაკვირვებით.

ასეთია, მაშასადამე, მატერიის მდგომარეობისა და თვისებების ის დიდი ნაირნაირობა, რაც გვხვდება ვარსკვლავებში. ვარსკვლავთა სხვადასხვაობა ზო-

ზით, ნათობით, მასით, თუ სხვა რამ მახასიათებლით, ნიშნავს მათი შემადგენელი ნივთიერების სხვადასხვა ფიზიკურ მდგომარეობაში მოქცევას, სხვადასხვა პირობებს ტემპერატურისა, სიმკვრივისა და, აგრეთვე, იონიზაციისა და გრავიტაციული მიზიდულობისა, მაგნიტური და ელექტრული ველის დაძაბულობისა და სხვ.

მაგრამ, როგორიც არ უნდა იყოს პირობები ვარსკვლავის წიაღში თუ მის ატმოსფეროში, ვარსკვლავი ყოველთვის მატარებელია მისი ძირითადი და უცილობელი თვისებისა, რაც იმაში გამოიხატება, რომ იგი გ ა მ ო ა ს ხ ი ვ ე ბ ს. ამ გამოსხივების მეშვეობით, მისი ფოტომეტრიული, სპექტრული და სხვაგვარი ანალიზით მივაკვლევთ ვარსკვლავთა ბუნების კანონზომიერებებს და ამასთანავე შევისწავლით ნივთიერების თვისებებს.

ის, რაც ზემოთ ითქვა თვისებათა მრავალფეროვნებაზე შეეხება, ასე ვთქვათ, „ჩვეულებრივ" ვარსკვლავებს. მაგრამ, ე. წ. ცვალებადი, ახალი და ზეახალი ვარსკვლავები მოვლენების უფრო მეტი გრანდიოზულობისა და მრავალფეროვნების მაგალითებს წარმოგვიდგენს.

მნიშვნელოვან ცვლილებებს განიცდის ჩვენთან უახლოესი ვარსკვლავი — მზეც (მზის ლაქები, ქრომოსფერული ამოფრქვევები; საერთოდ, — თერთმეტწლიანი ციკლიურობა აქტივობისა). მაგრამ ცვალებად ვარსკვლავებში მოვლენების ცვლილება შეუდარებლად უფრო დიდი მასშტაბისაა. ამიტომ მათი ძირითადი მახასიათებლები, კერძოდ, ნათობა ისე ფართოდ იცვლება, რომ ადვილად შევნიშნავთ ამას ვარსკვლავის საერთო სიკაშკაშის რყევაზე.

ცვალებადობის კლასიკურ მაგალითს წარმოადგენს ცეფეუსის δ ვარსკვლავი. მისი სიკაშკაშის ცვალებადობის პერიოდი ექვს დღეღამეზე ნაკლებია, ხოლო ამპლიტუდა 1.1 ვარსკვლავიერ სიდიდეს აღწევს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ყოველ მეხუთე—შეექვსე დღეს, მაქსიმუმში ცეფეუსის δ, დაახლოებით, ორნახევარჯერ უფრო მეტად კაშკაშაა, ვიდრე მინიმუმში. სიკაშკაშესთან ერთად იცვლება ამ ვარსკვლავის სხივური სიჩქარე და სპექტრიც: *F*5-დან მაქსიმუმში, *G*2-მდე მინიმუმში. ეს იმას ნიშნავს, რომ იცვლება მისი ტემპერატურაც: მაქსიმუმის დროს ცეფეუსის δ-ს ზედაპირის ტემპერატურა 1000-მდე გრადუსით მეტია, ვიდრე სიკაშკაშის მინიმუმში.

ეს იმას გვიჩვენებს, რომ ცეფეუსის δ-ში და ამ ტიპის ბევრ სხვა ვარსკვლავში ადგილი აქვს რთულსა და ღრმა ფიზიკურ პროცესებს.

ახლა ე. წ. ახალ ვარსკვლავებს მივმართოთ. რამდენიმე დღე-ღამის განმავლობაში ერთობ მკრთალი ვარსკვლავის სიკაშკაშე უეცრად მატულობს რამდენიმე ათეულ ათასჯერ ანუ 10—12 კლასით და შემდგომ, თვეების განმავლობაში — ნელ-ნელა კლებულობს. ამგვარი ანთების ანუ აფეთქების დროს, ვარსკვლავის რადიუსი, როგორც ამას სპექტრული მონაცემები გამოამჟღავნებს, ასჯერ და მეტადაც იზრდება, ე. ი. ვარსკვლავი ი ბ ე რ ე ბ ა. როგორც კი მიაღწევს მაქსიმალურ სიდიდესა და სიკაშკაშეს, მის ზედაპირს მოსცილდება გაზოვანი გარსი, რომელიც განაგრძობს გაფართოებას და ბოლოს განიბნევა ვარსკვლავთშორისეთ სივრცეში. თვით ვარსკვლავი კი ამის შემდეგ იკუმშება და მკრთალ, მაგრამ ერთობ მკვრივ ჯუჯა ვარსკვლავად იქცევა.

ყველაფერი ეს მიუთითებს იმაზე, რომ ახალი ვარსკვლავების წიაღში დროის განმავლობაში გროვდება ენერგია, რომელიც გარკვეული პირობების მომწიფების შემდეგ უეცრად თავისუფლდება. შეიძლება ითქვას, რომ ახალი ვარსკვლავის ანთება წარმოადგენს აფეთქებას, რომელსაც ადგილი აქვს ვარსკვლავის წიაღში ბირთვული რეაქციების შედეგად.

ახალი ვარსკვლავის ანთებისას რამდენიმე დღე-ღამეში იმდენი ენერგია გამოიყოფა, რამდენსაც მზე თითქმის ათიათას წელიწადში გამოასხივებს, ეს კი დაახლოებით $10^{45}$ ერგით გამოიხატება.

მაგრამ, ახალი, ვარსკვლავების გვერდით ჩვენ ვიცნობთ კიდევ ე. წ. ზ ე ა ხ ა ლ ვარსკვლავებსაც.

ზეახლის ანთება მოვლენის გრანდიოზულობით ბევრად აჭარბებს ახალს. ეს სრულიად განსაკუთრებული სიმძლავრის კოსმოსური კატასტროფაა. სიკაშკაშის მაქსიმუმის მომენტში ზეახლის აბსოლუტური სიდიდე ეტოლება მინუს 15—16 ვარსკვლავიერ სიდიდეს (ახალი ვარსკვლავისა კი საშუალოდ მხოლოდ მინუს 7-ს), აფეთქების პროცესში ხილული სიკაშკაშე ოცამდე ვარსკვლავიერი სიდიდით იზრდება. მაშასადამე, ნათობა ასეულ მილიონებჯერ იზრდება და დაახლოებით ისეთივე ხდება, როგორიცაა, მაგალითად, გალაქტიკის ყველა ვარსკვლავის ინტეგრალური ნათობა. მატერიის ამოფრქვევის სიჩქარე ზეახალი ვარსკვლავის აფეთქებისას ექვსი ათასამდე კილომეტრია წამში!

ეი მოვლენების როგორ რთულსა და მრავალფეროვან სიმრავლესთან აქვს საქმე ასტრონომს ან ასტროფიზიკოსს, როცა იგი ვარსკვლავთა სიმრავლეს აკვირდება და შეისწავლის.

მაგრამ, არა მარტო ვარსკვლავებშია ასტროფიზიკოსის გამოკვლევის ასპარეზი, ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ თ შ ო რ ი ს ი ს ი ვ რ ც ე ც ბევრის მომცველია ამ ნხრივ. სივრცე ვარსკვლავებს შორის არაა სავსებით ცარიელი, თუმცა ნივთიერების სიმკვრივე მასში გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე საუკეთესო ვაკუუმში, რომლის მიღებასაც ახერხებენ ფიზიკურ ლაბორატორიებში.

ამგვარი გაიშვიათებული ნივთიერება დაინახება იმ შემთხვევაში, თუ მისი თავმოყრის ადგილის ახლოს ცხელი ვარსკვლავი იმყოფება. ამ უკანასკნელის ულტრაიისფერი გამოსხივება იწვევს ნივთიერების იონიზაციას და გათბობას. ამ პირობებში ნივთიერებას, რომლის სიმკვრივე სულ რამდენიმე ათეული ატომით გამოიხატება ერთ კუბურ სანტიმეტრში, ერთგვარი გაზოვანი მნათი ღრუბლის ან მნათი ნისლეულის სახით ვხედავთ. მისი სიდიდე უზარმაზარია: რამდენიმე სინათლის წელს აღწევს განივში; მასაც დიდია: რამდენიმე ასეულჯერ აღემატება მზისას.

მაგრამ, მნათი ნისლეულები მხოლოდ მცირე ნაწილს შეადგენენ ვარსკვლავთშორისეთის გაზის იმ ვეება რაოდენობისას, რომელიც გალაქტიკის სივრცეებშია, და უმეტესწილად უშუალოდ არ დაინახება. მათი გამოვლინება შესაძლებელია მხოლოდ არაპირდაპირი ხერხებით — მათ უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთა სპექტრების თვისებების გამოკვლევის მეშვეობით.

ვარსკვლავთშორისეთის ძირითად ელემენტს წყალბადი წარმოადგენს. წყალბადის ათას ატომზე საშუალოდ ჰელიუმის ასი ატომი მოდის და ჟანგბადისა და აზოტის მხოლოდ თითო ატომი. თუ ცხელი ვარსკვლავების მახლობლობაში წყალბადი იონიზებულია, მათგან დიდ მანძილებზე იგი ნეიტრალურ მდგომარეობაშია და განსხვავდება პირველისაგან არა მარტო ფიზიკური მდგომარეობით, არამედ მისი გამოვლინებისათვის საჭირო მეთოდებით. იონიზებული წყალბადი დ ა ი ნ ა ხ ე ბ ა ოპტიკური მეთოდებით, ხოლო ნეიტრალურის არსებობა — რადიომეთოდებით დ გ ინ დ ე ბ ა.

გაზის გარდა, ვარსკვლავთშორისეთში მტვეროვანი მყარი ნაწილაკების მასებიც არის (კოსმოსური მტვერი). ცალკეული მტვეროვანი „ღრუბლები“ ანუ ნისლეულები უშუალოდ მოჩანს ირმის ნახტომის ფონზე, ფართო ბნელი „ლაქების“ სახით. მრავალ შემთხვევაში კი ვარსკვლავთშორისეთის მტვერიც არა-

პირდაპირი ხერხებით გამოვლინდება მათ უკან მდებარე ვარსკვლავების ფერების შესწავლის საფუძველზე. კიდევ მეტიც, ამგვარი შესწავლით ირკვევა მტვეროვანი ნაწილაკების ზომებიც და სხვა მახასიათებელნი.

ამავე დროს ვარსკვლავთშორისეთის არე რთული ელექტრომაგნიტური თვისებების მატარებელია; მასში რთულსა და მრავალფეროვან მოძრაობებს აქვს ადგილი, მას დიდი ელექტრული გამტარიანობა და მაგნიტური ველის საგრძნობი დაძაბულობა ახასიათებს.

აღწერილი საკმარისია იმის წარმოსადგენად, თუ როგორია ასტროფიზიკური დაკვირვება-კვლევის ასპარეზი და ობიექტები, რამდენად ძლიერი და სარწმუნო უნდა იყოს ასტროფიზიკის მეთოდები, თუ ზემოთ დახასიათებულ ესოდენ რთულ მოვლენებსა და უჩვეულო სიდიდეებზე დარწმუნებული მსჯელობა შეგვიძლია.

# პირველი ნაწილი

# ტელესკოპი

# ვიზუალური და ფოტოგრაფიული დაკვირვება

## I თავი

## ტელესკოპი

### § 7. ტელესკოპის დანიშნულება

თანამედროვე ასტრონომიის, კერძოდ — ასტროფიზიკის, ამოცანები მოითხოვენ მკრთალი ციური ობიექტების დაკვირვებებს, რომლებიც თავიანთი მიზნებით, ამოცანებით, მეთოდებითა და ხასიათით მრავალნაირია და უმრავლეს შემთხვევაში — ერთობ ფაქიზი. მათი წარმოება შესაძლებელია ტელესკოპებისა და სხვა სპეციალური აპარატურის გამოყენებით.

ტელესკოპი ასტროფიზიკური დაკვირვებისა და კვლევის ძირითადი იარაღია. ყველა სხვა ასტროფიზიკური იარაღი, რომელიც ამა თუ იმ მეთოდის გამოყენებას უზრუნველყოფს, მაგ., ფოტომეტრი, სპექტროგრაფი და სხვ., ერთგვარ დამატებით ინსტრუმენტს წარმოადგენს, რომელსაც ამოქმედებენ ტელესკოპთან კომბინაციაში, უკანასკნელზე მორგებით ისე, რომ ამ დამატებითი ინსტრუმენტის მიმღებ ნაწილზე (მაგ., სპექტროგრაფის ჭვრიტეზე) მოთავსდეს ტელესკოპის მიერ შექმნილი ციური ობიექტის გამონასახი.

სხვა სიტყვებით, ტელესკოპი იმის საშუალებას იძლევა, რომ მის ფოკუსში შეკრიბოს გამოსაკვლევი მნათობის სინათლე, რომელიც ამის შემდგომ, დაკვირვების ამოცანის საჭიროების მიხედვით, „მიღებული“ იქნება ამა თუ იმ დამატებით იარაღზე. მაშასადამე, ტელესკოპი წარმოადგენს არა მარტო „დანახვის“ საშუალებას, არამედ — ერთგვარ სინათლით „მკვებავ“ სისტემასაც. ისიც შეიძლება, რომ ტელესკოპი ჩავთვალოთ დამხმარე იარაღად და, მაგალითად, სპექტროგრაფი, რომელიც მთავარ ამოცანას — სპექტროგრაფირებას — ასრულებს, ძირითადად.

რაც უფრო მკრთალია მნათობი, მით უფრო აუცილებელია მეტი სისრულით მოხერხდეს მისი სინათლის შეკრება ფოკუსში, ოპტიკურად მით უფრო ძლიერი უნდა იქნეს ტელესკოპი.

თანამედროვე ასტროფიზიკის დიდი წარმატებები უზრუნველყოფილია არა მარტო გამოკვლევის მოხერხებული მეთოდების გამოგონებით და გამოყენებით, არამედ იმ ინსტრუმენტების სიძლიერითაც, რომელთაც ხმარობენ ასტრონომები მნათობის სინათლის შეკრების მიზნით; სხვა სიტყვებით, — ტელესკოპების ოპტიკური სიძლიერით, მკრთალი მნათობების „დანახვის“ უნარით.

ტელესკოპი უდიდესი გამოგონებაა. საუკუნეობით და ათასწლობით აკვირდებოდა ადამიანი ცას შეუიარაღებელი თვალით. ასტრონომიის მთელი ისტორიული პროგრესი კაშკაშა მნათობების ცაზე ხილული გადაადგილების შესწავლას ემყარებოდა; უბრალო თვალით დაკვირვებისათვის მხოლოდ ეს იყო მისაწვდომი. პირველივემ, ჯერ მარტო სუსტმა და არასრულქმნილმა ტელესკოპმა ადამიანს დაანახვა მანამდე უხილავი ობიექტები (მაგ., შედარებით მკრთალი ვარსკვლავები, იუპიტერის თანამგზავრები), მნათობთა მოყვანილობა (მაგ., იუპიტერის შებრტყელება, სატურნის რგოლი), წარმონაქმნები მნათობის ზედაპირზე (მაგ., მთვარის რელიეფი) და სხვა უცნობი მოვლენები. ამის შემდგომ, ტელესკოპის გაუმჯობესებასთან ერთად ფართოვდებოდა ასტრონომიული დაკვირვებისა და გამოკვლევის ასპარეზი და ასტრონომიის პროგრესი შეუდარებლად უფრო აჩქარებული ტემპით მიმდინარეობდა.

ახალ-ახალი, ოპტიკურად უფრო ძლიერი ტელესკოპების აგება-გამოყენებას მოსდევდა ახალი აღმოჩენები ასტრონომიაში.

უკვე XIX საუკუნეში, მაშინ, როცა 1.8 მეტრის განივის ამრეკლავი სარკის მქონე როსის რეფლექტორი შემოვიდა ხმარებაში, აღმოაჩინეს ზოგიერთი ნისლეულის სპირალური აგებულება. 2.5 მეტრის სარკიანი ტელესკოპის ამუშავებისთანავე, ჩვენს საუკუნეში, ვილსონის მთის ობსერვატორიაში ცალკეულ ვარსკვლავებად დაშალეს ანდრომედას ნისლეულის კიდური ნაწილები და განსაზღვრეს მკრთალი, შორეული გალაქტიკების სხივური სიჩქარეები. ესეც ახალი, შორსგადადგმული ნაბიჯი გახდა ასტრონომიაში. არსებითად ახალი აღმოჩენები მოჰყვა 5 მეტრის სარკიანი გიგანტი ტელესკოპის ამუშავებასაც პალომარის მთის ობსერვატორიაში 1948-50 წწ.

ტელესკოპის დანიშნულებაა შეკრიბოს რაც შეიძლება მეტი სინათლე მნათობისა და უკანასკნელის საკმარისად მკაფიო გამონასახი შექმნას ფოკუსში. მნათობის ბუნებას შეისწავლიან ტელესკოპის ფოკუსში მიღებული მისი გამონასახის გამოკვლევის გზით. რაც უფრო ინტენსიური და მკაფიოა გამონასახი, რაც უფრო კარგი ხარისხისაა იგი, მით უფრო ძლიერი და მაღალი თვისებების მატარებელია ტელესკოპი.

შესასწავლი მნათობის სინათლის შეკრებას ემსახურება ტელესკოპის ობიექტივი ან სარკე. რაც მეტია ობიექტივის თუ სარკის დიამეტრი, მით მეტ სინათლეს შეკრებს ტელესკოპი და მით უფრო მკრთალ მნათობებს დაგვანახვებს ან ფოტოფირფიტაზე აღბეჭდავს, მით უფრო შორი ობიექტები დაინახება მისი საშუალებით (სიტყვა ტელესკოპი შედგენილია ორი ბერძნული სიტყვისაგან: τῆλε — შორს და σκοπέω — ვუყურებ; ტელესკოპი — შორს გახედვა, შორს გახედვის საშუალება).

ტელესკოპს მეორე დანიშნულებაც აქვს: მან უნდა გაადიდოს ის ხილული კუთხე, რომლითაც მნათობი მოჩანს შეუიარაღებელი თვალით. ამ შემთხვევაში, როცა გადიდებულ გამონასახს ვღებულობთ, შედარებით ადვილდება მნათობის დაკვირვება და გამოკვლევა.

ტელესკოპს მოეთხოვება, აგრეთვე, კარგი გარჩევის უნარი და კარგი, სათანადოდ ფართო ხედვის ველი (იხ. ქვემოთ).

ფოტოგრაფიის აღმოჩენამდე და გამოყენებამდე ტელესკოპი მხოლოდ თვალით საჭვრეტად იხმარებოდა ანუ, როგორც ამბობენ, ვიზუალური დაკვირვებისათვის გამოიყენებოდა. ახლა მას ხმარობენ ცის მოვლენების ფოტოგრაფირებისათვის, სპექტრული ანალიზისათვის, მნათობთა გამოსხივების ინტენსიობის ფოტოელექტრული გაზომვისათვის და მრავალი სხვა მიზნით. მაგრამ, ყვე-

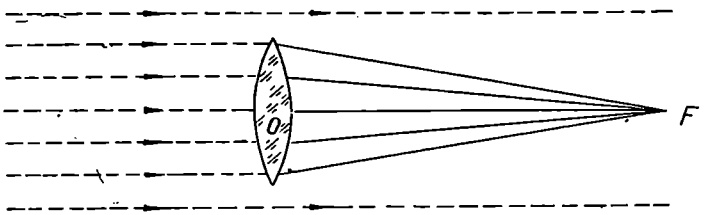
ლა შემთხვევაში ის მთავარი, რაც მოეთხოვება ტელესკოპს, სწორედ ზემოთ აღნიშნულია: მნათობის მიერ გამოსხივებული სინათლის შეკრება, გამონასახის აგება ფოკუსში და ხილული ზომის გადიდება.

## § 8. ცის მნათობის გამონასახის მიღება

ტელესკოპში მთავარი ელემენტია ის ოპტიკური ნაწილი, რომელიც უმთავრესად ასრულებს ტელესკოპის ძირითად დანიშნულებას: „ჰკრებს“ მასზე დაცემულ პარალელურ სხივებს მნათობისას და თავს უყრის მათ ფოკუსში, ქმნის რა იქ მნათობის გამონასახს, ანუ, როგორც ამბობენ, ფოკალურ გამონასახს.

ბევრ შემთხვევაში ასეთ ოპტიკურ ნაწილს მარტივი ან ორი და მეტი ლინზისაგან შედგენილი ობიექტივი წარმოადგენს, რომელშიც მნათობის სინათლის სხივები გაივლის და გარკვეული კანონზომიერების გარდატეხას განიცდის, რათა ამის შემდგომ თავი მოიყაროს ფოკუსში და მნათობის გამონასახი შექმნას.

მივმართოთ უმარტივეს სურათს (ნახ. 2).




ნახ. 2.

*O* წარმოადგენს მარტივ, ერთლინზიან ობიექტივს (თუმცა, ჩვენი შემდგომი მსჯელობა ამ ნახაზზე განხილული საკითხის ირგვლივ არ შეიცვლება, ობიექტივი რთულიც — ორ ან მეტლინზიანი რომ იყოს). ობიექტივის ზედაპირამდე მოაღწევს სხივები, რომლებიც ნახაზზე მარცხნიდან (მნათობიდან) მარჯვნივ (ტელესკოპის ობიექტივისაკენ) მიმართული პარალელური ხაზებით გამოიხატება. ყოველთვის იგულისხმება, რომ ობიექტივის ზედაპირზე მნათობის პარალელური სხივები ეცემა. ამის გათვალისწინება პრინციპულად არსებითია, როცა ასტრონომიულ დასამზერ იარაღებზე გვაქვს საუბარი და მათ მიმართ გამოვიყენებთ გეომეტრიული ოპტიკის კანონებს.

რა თქმა უნდა, მნათობისმიერი გამოსხივება რადიალურად ვრცელდება, მაგრამ მნათობის დიდი დაშორების გამო, პრაქტიკულად, — „უსასრულოდ“ დაშორების გამო, ობიექტივის ზედაპირის თითოეულ წერტილზე მოსული მისი სხივები ურთიერთ პარალელურად ჩაითვლება. სხვაგვარად: ობიექტივის მნათობისაკენ მიქცეული ზედაპირის თითოეული წერტილიდან მოცემული მნათობი ერთი და იმავე მიმართულებით დაინახება. ასე უნდა გვესმოდეს მე-2 ნახ.-ზე გამოხატული სქემა.

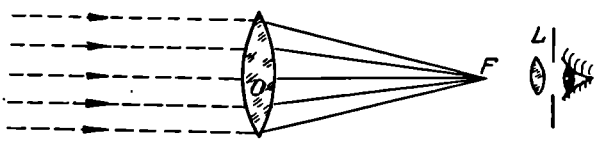
მინის ობიექტივში გეომეტრიული ოპტიკის წესებით გარდატეხის შემდგომ, სხივები — ობიექტივის მეორე მხარეს — პარალელურად აღარ მიიმართებიან,

არამედ თავს იყრიან ერთ წერტილში (*F*), რომელსაც ფოკუსი ეწოდება. ამ-ნაირად შეიქმნება ვარსკვლავის გამონასახი ფოკუსში.

ამ შემთხვევაში დაკვირვების საგანი ვარსკვლავია — მნათი წერტილოვანი ობიექტი; მისი ფოკალური გამონასახიც წერტილოვანია.

განხილული სურათი გვიჩვენებს, რომ ობიექტივმა შეასრულა ტელესკოპის პირველი და ძირითადი დანიშნულება: შეკრიბა და ფოკუსში მოუყარა თავი მნათობის სხივებს, რომლებიც მის ზედაპირზე მოხვდა, და ამნაირად გამონასახი შექმნა.

თუ ამ გამონასახის ფოტოგრაფირება გვინდა, ობიექტივი უნდა მოვათავსოთ გაუმჭვირვალე მილში (ცილინდრში), რომლის სიგრძე არ უნდა ჩამოუვარდებოდეს მანძილს ობიექტივიდან ფოკუსის წერტილამდე. ობიექტივი ამ მილის ერთ ბოლოში უნდა იქნეს ჩამჯდარი. მეორე ბოლოში კი უნდა მოვათავსოთ




ნახ. 3.

ფოტოგრაფიული ფირფიტა, სათანადო კამერაში ანუ ფირფიტსათავსში (კასეტში) ისე დაცული, რომ მასზე არ ეცემოდეს სხვა რამ სინათლე (გარემოს განათება), გარდა მნათობის სხივებისა, რომლებიც თავს იყრიან ერთ წერტილში. ასეთ შემთხვევაში ფოტოგრაფიული დაკვირვება გვექნება.

თუ გვსურს გამონასახის თვალით ნახვა, ანუ უშუალო დათვალიერება, მაშინ ფოკუსის წერტილის უკან ოკულარი უნდა მოვათავსოთ და მასში გავიხედოთ (ნახ. 3). ეს ვიზუალური დაკვირვება იქნება.

ოკულარი, არსებითად, იგივე ობიექტივია (*L*), ოღონდ, ნაკლები სიდიდე აქვს და უფრო მოკლე მანძილიც თავისი ფოკუსის წერტილამდე. ოკულარის ფოკუსის წერტილის მდებარეობა უნდა შეუთავსდეს ობიექტივის ფოკუსს. მაშინ ოკულარის ლინზის მეორე მხარეს (ნახაზზე — მარჯვენა) პარალელური სხივები გამოვა, რომელთაც იქვე თვალს დავუხვედრებთ და მნათობის გამონასახს დავინახავთ. თვალი თვითონ წარმოადგენს ერთგვარ ოპტიკურ „იარაღს", რომლის ლინზა — თვალის ბროლი —აფოკუსებს მნათობის (საგნის) გამონასახს თვალის კაკლის გრძნობიერ ბადურაზე. თუ ოკულარში გამოსული სხივების კონის სიგანე თვალის გუგის სიგანისაა, ეს საუკეთესო პირობაა ხილვადობისა. მართლაც, ეს იმას ნიშნავს, რომ დამკვირვებლის თვალში შედის მთელი ის კონა სხივებისა, რომლებიც ობიექტივის მთელს ზედაპირს მიუღია და ფოკუსში შეუკრებია.

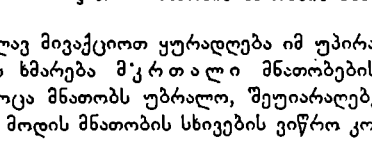
ადამიანის თვალის გუგა, რომელიც თვალში სინათლის შესასვლელი სარკმლის როლს ასრულებს, მცირე განათებისას 8 მილიმეტრამდე ფართოვდება[1]. მაშასადამე, ამდენივე უნდა იქნეს ოკულარიდან გამოსული სხივთკონის დიამეტრი ანუ, როგორც ამბობენ, ოკულარის გამოსასვლელი გუგა. მართლაც, ოკუ-

[1] დღის სრულ სინათლეზე თვალის გუგა დაახლოებით 2 მილიმეტრამდე ვიწროვდება, ბინდის სინათლეზე 4—5 მილიმეტრამდეა გაფართოებული. ეს რიცხვები დამოკიდებულია კიდევ ცალკეული ინდივიდუმების თვისებებზე.

ლარებს ისე ამზადებენ, რომ როგორი ნაირ-ნაირი ზომისა და მოყვანილობისა უნდა იყვნენ ისინი, მათი გამოსასვლელი გუგა მაინც ყოველთვის ერთნაირია — 8 მმ დიამეტრში. როგორი გიგანტურიც უნდა იყოს ტელესკოპი, რომელსაც ეხმარობთ ცის ობიექტების საჭვრეტად, მას მაინც მცირე ოკულარი უნდა აბოლოებდეს და თვალი მაინც სულ მხოლოდ 8 მილიმეტრიან გამოსასვლელ გუგასთან უნდა გვქონდეს მოთავსებული.

## § 9. ტელესკოპის შეღწევის უნარი ანუ შეღწევადობა

კვლავ მივაქციოთ ყურადღება იმ უპირატესობას, რომელსაც იძლევა ობიექტივის ხმარება მ'კ რ თ ა ლ ი მნათობების დასანახავად, თვალთან შედარებით. როცა მნათობს უბრალო, შეუიარაღებელი თვალით ვუყურებთ, თვალის გუგაზე მოდის მნათობის სხივების ვიწრო კონა, დიამეტრით სულ 8 მმ (ნახ. 4).




ნახ. 4.

თუკი მნათობს შევხედავთ ობიექტივის მეშვეობით, რომლის დიამეტრი $D$ მილიმეტრია, მაშინ თვალში შეეუშვებთ მნათობის სხივების ფართო კონას, $D$ მმ დიამეტრით (ნახ. 4).

რამდენჯერაც მეტია მოცემული ობიექტივის ფართობი თვალის გუგის ფართობზე, იმდენჯერ უფრო მეტად მკრთალ მნათობს დავინახავთ ამ ობიექტივის მეშვეობით. მაშასადამე, თუ ობიექტივის დიამეტრი არის $D$ მმ, ხოლო თვალის გუგისა 8 მმ, მაშინ ობიექტივის გამოყენებით დაინახება $\frac{D^2}{64}$-ჯერ უფრო მკრთალი ობიექტი.

გამოვიყვანოთ უფრო ზოგადი დამოკიდებულება. $D$ ერთი ობიექტივის დიამეტრი იყოს. ეს ამავე დროს ობიექტივში შემავალი სხივთკონის განივია. მას ტელესკოპის ა პ ე რ ტ უ რ ა ს უწოდებენ. $d$ იყოს მეორე ობიექტივის დიამეტრი.

ვთქვათ, პირველ ობიექტივში გამავალი სინათლის ინტენსივობა $I_1$ ფოკუსში გვაძლევს რაიმე $E$ განათებულობას. მეორე ობიექტივის ფოკუსში იგივე $E$ განათებულობა რომ მივიღოთ, მასში უნდა გაიაროს სინათლემ $I_2$ ინტენსივობით, რომელიც იმდენჯერ მეტი (ნაკლები) უნდა იყოს $I_1$-ზე, რამდენჯერაც მეორე ობიექტივის ფართობი ნაკლებია (მეტია) პირველის ფართობზე. ასე რომ, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$D^2 I_1 = d^2 I_2$$

ანუ

$$\frac{D^2}{d^2} = \frac{I_2}{I_1}.$$

$I_1$-ის შესაბამი ვარსკვლავიერი სიდიდე აღვნიშნოთ $m_1$-ით, $I_2$-სა — $m_2$-ით. ცნობილი დამოკიდებულების მიხედვით (იხ. ქვემოთ, ფოტომეტრიისადმი მიძღვნილ თავში)

$$I_1 = k\, 10^{-0.4 m_1}$$

და

$$I_2 = k\, 10^{-0.4 m_2}.$$

ამიტომ დაიწერება:

$$\frac{D^2}{d^2}=\frac{I_2}{I_1}=10^{-0.4(m_2-m_1)}.$$

გავალოგარითმებთ უკანასკნელ ტოლობას (10-ის ფუძით) და გვექნება:

$$\lg\left(\frac{D^2}{d^2}\right)=-0.4\,(m_2-m_1),$$

საიდანაც

$$m_1=m_2+5\lg\frac{D}{d}. \qquad (1)$$

ამ ფორმულას მისთვის ვიყენებთ, რომ გამოვითვალოთ, თუ რა უკიდურეს ვარსკვლავიერ სიდიდემდე შეაღწევს ტელესკოპი, რომლის დიამეტრია $D$, თუ $d$ დიამეტრიან ტელესკოპში შეღწევა გამოიხატება $m_2$ სიდიდის ვარსკვლავით. ჩვენ $d$ დიამეტრიან ტელესკოპად შეგვიძლია ვიგულისხმოთ თვალი ($d=8$ მმ), რომლითაც, როგორც ვიცით, მე-6 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავებამდე დაინახება. ამიტომ, თუ (1)-ში $m_2$-ის ნაცვლად შევიტანთ 6-ს, ხოლო $d$-ს ნაცვლად 8-ს, ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$m_1=6.0+5\lg D-5\lg 8$$

ანუ

$$m=1.5+5\lg D. \qquad (2)$$

ასეთი სახით ფორმულა გამოიყენება იმისათვის, რომ გამოვითვალოთ $D$-დიამეტრის მქონე ობიექტივისათვის მისაწვდომი უმკრთალესი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდე. სხვა სიტყვებით, ამ ფორმულით გამოითვლება ტელესკოპის შეღწევის უნარი ანუ შეღწევადობა. გვახსოვდეს, რომ ამ ფორმულის ხმარებისას $D$ მილიმეტრებშია ასაღები; სხვა შემთხვევაში თავისუფალ კოეფიციენტს სხვა რიცხვითი მნიშვნელობა ექნება.

გამოყვანილი ფორმულა მხოლოდ მიახლოებითია. თუ გავითვალისწინებთ იმას, რომ ობიექტივის ზედაპირი ნაწილობრივ არეკლავს მასზე დაცემულ სხივებს, ხოლო თვით მინა ნაწილობრივ შთანთქავს მასში გამავალ სხივებს, პრაქტიკულად შეღწევა ყოველთვის ნაკლები იქნება, ვიდრე ფორმულით გამოთვლილი.

იერკსის ობსერვატორიაში (ამერიკის შეერთებულ შტატებშია) მოიპოვება ნსოფლიოში უდიდესი რეფრაქტორი, რომლის ობიექტივის დიამეტრი 102 სანტიმეტრია. ვნახოთ, როგორია მისი შეღწევადობა? თუ (2)-ფორმულას მივმართავთ, გვექნება:

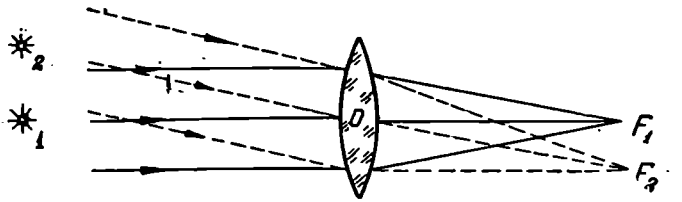
$$m=1.5+5\lg 1020=1.5+5\times 3.009=16.5.$$

### § 10. ცის რაიმე უბნის გამონასახის მიღება

აქამდე ერთი წერტილოვანი ობიექტის (ვარსკვლავის) შემთხვევას განვიხილავდით. მე-5 ნახ.-ზე კი წარმოდგენილია ორი, ერთიმეორისაგან დაშორებული ვარსკვლავის შემთხვევა. მაშასადამე, მიმართულებანი ამ ვარსკვლავებზე ერთიმეორის პარალელურნი არ არიან, ერთიმეორესთან კუთხეს ქმნიან.

ორი ვარსკვლავის $*_1$ და $*_2$ პარალელური სხივები მოდის $O$ ობიექტივის ზედაპირზე. სხვადასხვა კუთხით დაცემის გამო ისინი ობიექტივის გავლის

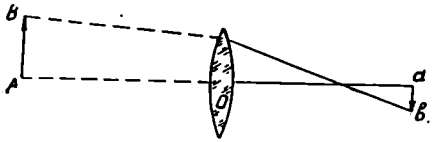
შემდგომ თავს იყრიან ერთიმეორისაგან დაშორებულ $F_1$ და $F_2$ წერტილებში. თუ $*_2$ ვარსკვლავი $*_1$-ის „ზევით“ მდებარეობს, მისი $F_2$ გამონასახი მიღებული ფოტოფირფიტაზე ან ოკულარის ველში, პირველი გამონასახის „ქვე-




ნახ 5.

ვით“ მოექცევა. ე. ი. ობიექტივი შეაბრუნებს ორი ვარსკვლავის ურთიერთ განლაგებას ან ობიექტის (საგნის) გამონასახს.

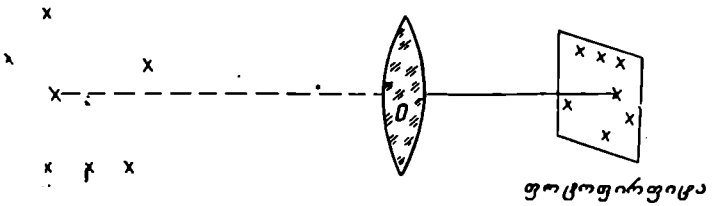
მე-6 ნახაზი ნათქვამის დამატებით ილუსტრაციას გვაძლევს. ახლა შეგვიძლია უფრო ზოგადად შევხედოთ საქმეს და განვიხილოთ ცაზე ვარსკვლავებით მოფენილი მთელი უბანი ანუ არე, ე. ი. რაღაც ნაკვთი ცის ზედაპირისა. განვიხილავთ რა მას როგორც წერტილების უსასრულო რიცხვის ერთობლიობას, ადვილად წარმოვიდგენთ ობიექტივის მეორე მხარეს შესაბამ გამონასახთა ერთობლიობას. ასე მიიღება ფოტოფირფიტაზე ან ოკულარის ველში ვარსკვლავთა არის გამონასახი, რომელშიც დაცულია იგივე კონფიგურაცია, ე. ი. ვარსკვლავების ურთიერთგანლაგება (ნახ. 7), თუმცა გამონასახები შეიქცევა ისე, როგორც ზემო შემთხვევაში. ასევეა წარმოსადგენი საგნის გამონასახის მიღება




ნახ. 6.

ან კიდევ — მნათობისა, რომელსაც აქვს გარკვეული განფენილობა, ხილული ფართობი (მაგ., მზე, მთვარე, ცთომილი, კომეტა, ნისლეული). ასე მიიღება, მაგალითად, მთვარის ზედაპირის რაიმე წარმონაქმნის გამონასახი, რომლის კონტური იმეორებს წარმონაქმნის კონტურს და ა. შ.

ამნაირად, საქმე გვქონია არა ფოკუსის ერთ წერტილთან, არამედ მთელს




ნახ. 7.

საფოკუსო ზედაპირთან ანუ როგორც ამბობენ ფოკალურ სიბრტყესთან, რომელზეც თავსდება განფენილი (ფართოვანი) ობიექტის განფენილი გამონასახი

ან ცის რაღაც არე. ცის რამდენად დიდი არის გამონასახი მოთავსდება ფოკალურ სიბრტყეში იმაზეა დამოკიდებული, თუ როგორი სიდიდის ფოკალური ველი აქვს ობიექტივს.

### § 11. ტელესკოპისმიერი კუთხოვანი გამადიდებლობა

აღვნიშნოთ ობიექტივის ფოკუსის დაშორება ობიექტივიდან ანუ, როგორც ამბობენ, ობიექტივის (ტელესკოპის) ფოკუსის (ან ფოკუსური, ფოკალური) მანძილი $F$ ასოთი, ხოლო ოკულარის ლინზის ფოკუსის მანძილი — $f$ ასოთი.

ფარდობა: $\frac{F}{f} = W$ წოდებულია ტელესკოპისმიერ კუთხოვან გამადიდებლობად.

ეს ფარდობა, დაახლოებით, ეტოლება მეორე ფარდობას: $\frac{\beta}{\alpha}$, სადაც $\alpha$ არის კუთხე, რომლითაც მოჩანს ცაზე ორი ვარსკვლავის ურთიერთ დაშორება, ხოლო $\beta$ — კუთხე, რომლის ქვეშ ვხედავთ ამავე მანძილს ოკულარში.

რიცხვი, რომელიც გადიდებას გამოხატავს, არსებითად ნიშნავს იმას, თუ რამდენჯერ დავიახლოებთ საგანს. მაგალითად, მთვარემდე მანძილი დაახლოებით 385.000 კილომეტრია. თუ მას ვუყურებთ ტელესკოპში, რომელზეც ვხმარობთ გადიდებას ასჯერ (მაგალითად, თუ ტელესკოპი ორმეტრიანია თავისი ფოკუსის მანძილით, ოკულარი კი — ორსანტიმეტრიანი), მაშინ მთვარეს დაახლოებით ისე ვხედავთ ტელესკოპში, როგორც დავინახავდით მას უბრალო თვალით 385.000 : 100 = 3850 კმ. მანძილიდან.

ობსერვატორიებში თითოეულ ტელესკოპზე ჩვეულებრივ რამდენიმე ოკულარს ხმარობენ — სხვადასხვა ფოკუსის მანძილით, რაც უზრუნველყოფს შესაძლებლობას მივმართოთ სხვადასხვა ზომით გადიდებას. ამისათვის საჭიროა მხოლოდ შეცვლა ერთი ოკულარისა მეორით. მაგრამ უნდა გვახსოვდეს, რომ რაც მეტია გადიდება, მით ნაკლებია ხედვის ველი ანუ არე. აღსანიშნავია აგრეთვე, რომ გადიდების ზრდაც არ შეიძლება ნებისმიერად.

ასტრონომიულ პრაქტიკაში ხმარებული ობიექტივების ველი, ჩვეულებრივ, დიდია — რამდენიმე ერთეული ან რამდენიმე ათეული გრადუსი დიამეტრში. საერთოდ, ველის სიდიდე განისაზღვრება ობიექტივის ზედაპირის სიმრუდით.

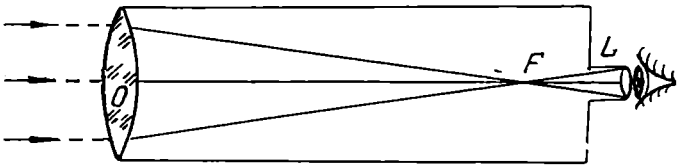
სპეციალურ ასტრონომიულ ობიექტივებს, რომელთაც გრძელი ფოკუსის მანძილი აქვთ (გრძელფოკუსიან ობიექტივებს), და რომელთაც ხმარობენ მზის დასაკვირვებლად ან სხვა მიზნებით, შეესაბამება სულ რამდენიმე ათეული მინუტის სიგანის ველი. მაგალითად, მზე რომ მოთავსდეს ველში, ამისათვის საკმარისია მისი (ველის) სიდიდე დიამეტრში იქნეს რკალის 30—35 მინუტი (მზის დისკოს დიამეტრი დაახლოებით ნახევარი გრადუსია).

ობიექტივებს, რომელთაც აქვთ ძალზე დიდი ველი (რამდენიმე ათეული გრადუსი), უწოდებენ ფართოკუთხოვანს.

### § 12. რეფრაქტორი და რეფლექტორი

ტელესკოპს, რომელშიც ობიექტივია გამოყენებული როგორც სინათლის შემკრები და გამონასახის ამგები ოპტიკური საშუალება, უწოდებენ რ ე ფ რ ა ქ ტ ო რ ს (ლათინ. refractus — გარდატეხილი).

მაგრამ შეიძლება ტელესკოპის მოქმედება ემყარებოდეს არა სხივების გარდატეხას, როგორც ეს ობიექტივში ხდება. არამედ სხივების ა რ ე კ ვ ლ ა ს, ე. ი. გამონასახი მიიღებოდეს იმის შედეგად, რომ მნათობის პარალელური სხივები ჩაზნექილი (სფერული ან პარაბოლური) სარკის ზედაპირიდან აირეკლება და ამის შემდეგ შეიკრიბება ფოკუსში. ასეთ ტელესკოპს უწოდებენ რ ე ფ ლ ე ქ ტ ო რ ს (ლათინ. reflecto — ვაბრუნებ უკან, ავრეკლავ).




ნახ. 8

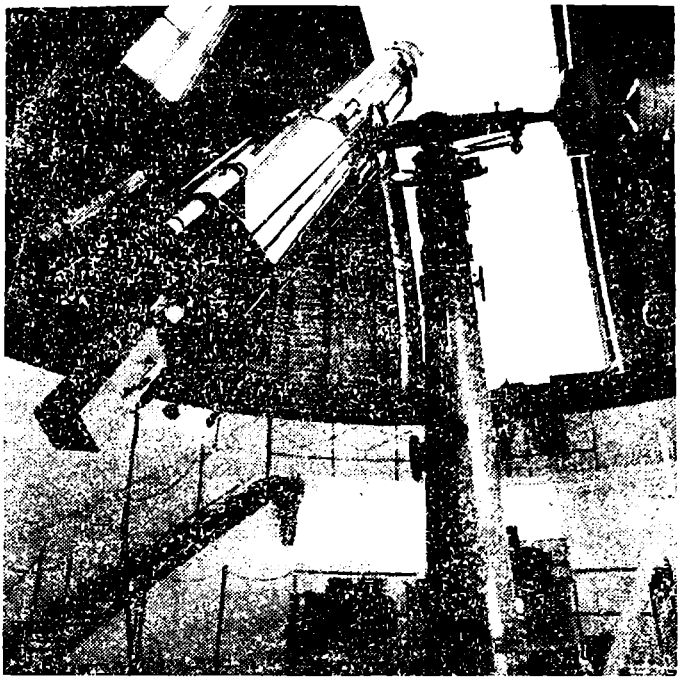
ის ნახაზები, რომლებიც ზემოთ განვიხილეთ, გამოხატავს რეფრაქტორის უმარტივეს სქემას. მათთან ერთად განვიხილოთ მე-8 ნახაზი. ყველაზე უფრო სრულია სწორედ მე-8 ნახაზი, რომელიც გამოხატავს ერთიან მილში მოცულ ობიექტივს და ოკულარს — ტელესკოპის ამ ორ მთავარ ელემენტს.

ეს მხოლოდ ოპტიკური ჩონჩხია რეფრაქტორისა. თანამედროვე რეფრაქტორი თავისებური და საკმაოდ რთული იარაღია. რომელსაც მრავალი, სხვადასხვა დანიშნულების მოწყობილობა აქვს დართული. მე-9 ნახ.-ზე გამოხატულია ერთ-ერთი რეფრაქტორის გარეგანი სახე, სახელდობრ, აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის 40-სმ რეფრაქტორისა. მე-10 ნახ.-ზე გამოხატულია რეფლექტორის სამი ტიპი. პირველი მათგანი (ა) წარმოადგენს კლასიკურ ტიპს, ე. წ. ნიუტონისეულ რეფლექტორს. მნათობის * პარალელური სხივები აირეკლება ჩაზნექილი სარკის პარაბოლოიდური *R* ზედაპირიდან და, ემორჩილება რა არეკვლის ცნობილ კანონებს, მიიმართება უკან, რათა თავი მოიყაროს *F′* წერტილში. მაგრამ, თავშეყრის წერტილთან შედარებით ახლო ჩადგმულია სხივების კონის ღერძისადმი 45°-ით დახრილი ბრტყელი ამრეკლავი *P* სარკე, რათა სხივთკონა მიმართულ იქნეს განზე. საბოლოოდ, არეკლილი სხივები შეიკრიბება *F* წერტილში ანუ ფოკუსში, რომელზეც *L* ოკულარია მომარჯვებული.

აქ ყურადღებას იპყრობს ერთგვარი კონსტრუქციული თავისებურება. ჯერ ერთი, პარალელური სხივების გზაზე ჩადგმულია ბრტყელი სარკე (*P*), რომელიც ჩაზნექილი (მთავარი) სარკის ზედაპირიდან არეკლილ სხივებს კი მიმართავს დანიშნულებისამებრ, მაგრამ თვითონ „ეღობება" მნათობიდან მოსულ და ტელესკოპში შემავალ სხივებს. ამნაირად იგი მთავარი სარკის „ეკრანირებას" ახდენს, ამცირებს სხივთა რაოდენობას და, მოკლედ, — უმცირებს ტელესკოპს „დანახვის" უნარს. მაგრამ ეს გარდუვალია. ყოველ რეფლექტორში მთავარი (ჩაზნექილი) სარკის ცენტრული ნაწილი ამნაირად ეკრანირებულია და არ მონაწილეობს გამონასახის შექმნაში. მაგრამ, თუ სხივთკონის ბოლოს და ფოკუსის წერტილს არ „გავიტანდით" განზე, მილის გარეთ, მაშინ დაგჭირდებოდა თვალის ან ფოტოკასეტის მოთავსება მილის შიგნით და ასე კი მთლად ჩამოვეფარებოდით ტელესკოპში შემოსასვლელ პარალელურ სხივთკონას.

აუცილებელია, რომ ბრტყელი (დიაგონალური, როგორც მას უწოდებენ) სარკე იყოს ჩადგმული იმდენად ახლო ფოკუსის წერტილთან, რომ სხივთკონა

საკმაოდ ვიწროვდებოდეს და მცირე ფარეთობის სარკეც კმაროდეს. ასე, მაგალითად, აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 33-სანტიმეტრიანი მთავარი სარკის ფოკუსის სიგრძე არის 165 სანტიმეტრი: 132 სმ მანძილზე მთავარი სარკიდან ჩაყენებულია დიაგონალური სარკე, ელიფსის ფორმისა, რომლის დიდი და მცირე ღერძები უდრის 10.1 და 7.4 სმ შესაბამისად.



ნახ. 9.

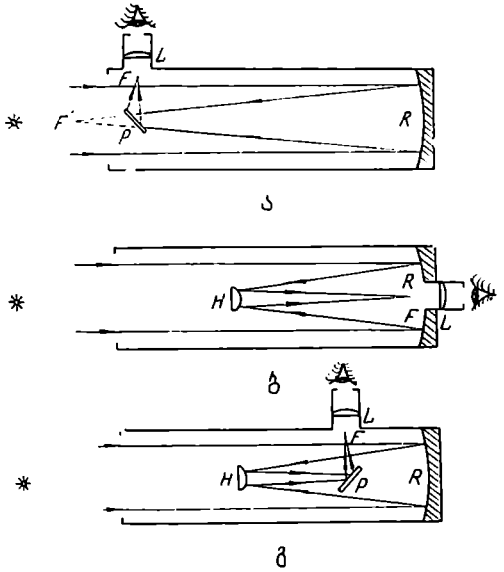
მე-11 ნახ.-ზე მოგვყავს სურათი იმისა, თუ როგორ გამოიყენება მთავარი სარკის საშუალო სიბრტყის პროექციაში ორივე სარკე.

გარე წრეხაზი მთავარი სარკის კონტურია, შიდა - დიაგონალურისა, რას წარმოადგენს ურთიერთმართობული რადიალური ხაზები? ეს გეგმილებია იმ საქმებისა ანუ საძაგრებისა, რომლებიც ღეროების სახით გაქმულია პატარა სარკის ჩარჩოსა და ტელესკოპის მილის კედლებს შორის და ასე ამაგრებს სარკეს სათანადო ადგილზე.

როცა ნიუტონისეული ტელესკოპით მნათობს ვუთვალთვალებთ, მილის ღერძის გასწვრივ კი არ ვიყურებით, როგორც რეფრაქტორში, არამედ — „გვერდიდან“.

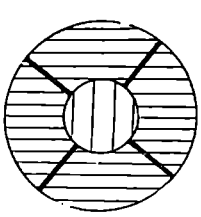
ასე არ არის მე-10 ნახ.-ზე ბ შემთხვევაში. აქ მთავარი სარკიდან არეკლილ სხივთკონას შეაგებებენ ამოზნექილ ჰიპერბოლურ სარკეს, რომლიდან სხივთკონა ხელმეორედ აირეკლება და შეიკრიბება ფოკუსში, რომელიც მოთავსებულია მთავარი სარკის ცენტრის მახლობლობაში. აქ მთავარ სარკეს ცენტრუ-

ლი ხვრელი აქვს, რომელშიც მოთავსებულია ოკულარი. მთავარი სარკის ვა-ხვრეტა მის ცენტრულ ზოლში არავითარ ზიანს არ იწვევს: ეს ის ადგილია, რომელიც ეკრანირებულია ჰიპერბოლური სარკით და გამონასახის შექმნაში მაინც არ მონაწილეობს. ასეთი ოპტიკური სქემის რეფლექტორს კასეგრენი-სეულ რეფლექტორს უწოდებენ.




ნახ. 10.

მე-10 გ ნახ.-ზე მოცემულია ე. წ. ნესმიტისეული სისტემა რეფლექტორისა, რომელშიც სხივთკონა სამჯერ აირეკლება: მთავარი, ჰიპერბოლური და დიაგონალური სარკეებიდან. მას არ ესაჭიროება დამატებითი განმარტება; ყველაფერი მთავარი ნახაზზე მოჩანს. ცხადია, დამატებითი დიაგონალური და ჰიპერბოლური სარკეები სათანადოდ ეფარებიან სარკეზე დასაცემ სხივთკონას და აქით რამდენადმე ამცირებენ ტელესკოპის შეღწევადობას.



ნახ. 11.

მე-12 ნახაზზე გამოსახულია გარეგანი სახე მსოფლიოში უდიდესი 6 მეტრიანი სარკის მქონე რეფლექტორისა, რომელიც დადგმულია ზელენჩუკის მახლობლად ჩრდილოეთ კავკასიაში.

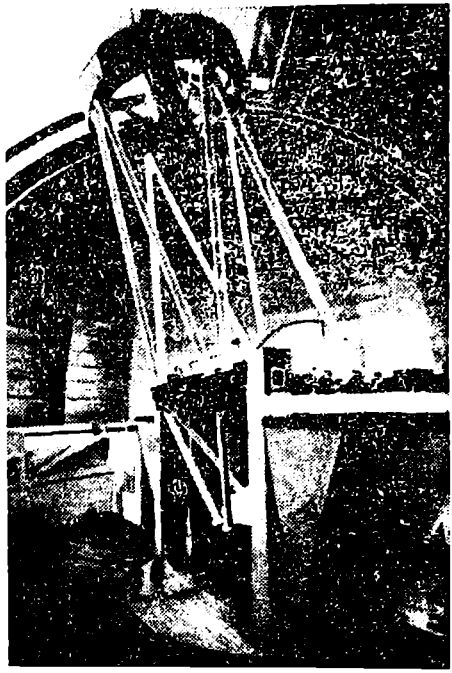
მთავარი სარკე რეფლექტორში იმავე როლს ასრულებს, რასაც ობიექტივი — რეფრაქტორში: სხივებს ჰკრებს, თავს უყრის ფოკუსში, და ქმნის მნათობის გამონასახს. გამონასახის სიკაშკაშე მით მეტია, რაც მეტია მთავარი სარკის (რეფლექტორის შემთხვევაში) ან ობიექტივის (რეფრაქტორისათვის) დიამეტრი.

შეკრებილი სინათლის რაოდენობა პროპორციულია სარკის (ობიექტივის) ფართობისა. შეგვიძლია დავწეროთ:

$$I = aD^2. \tag{3}$$

თანამედროვე ასტრონომიის ინტერესების თვალსაზრისით ერთობ დიდი მნიშვნელობა აქვს ტელესკოპის უნარს სინათლის შეკრებისა. რამდენადაც, რაც უფრო მეტი სინათლე შეიკრიბება, მით უფრო მკრთალი ობიექტები დაინახება და, მაშასადამე, მით უფრო შორს, ღრმად ჩაწვდებით კოსმოსურ სივრცეებს. აშკარაა, აქედან ის არ გამომდინარეობს, თითქოს შეგვეძლოს ნებისმიერად ვსარგებლოთ ტელესკოპის ოპტიკური სიძლიერე მისი ობიექტივის ან სარკის ნებისმიერი გადიდების გზით.

ერთი, მომეტებულად დიდი ზომის ობიექტივის ან სარკის დამზადება სეიროსტეტ ტექნიკურ სიძნელეებს აწყდება. შემდეგ,—დიამეტრის გაზრდა იწვევს სისქის სათანადოდ გადიდების აუცილებლობას. მაგრამ ობიექტივის სისქის გადიდება ნიშნავს სინათლის მეტ შთანთქმას მასში და, მაშასადამე, სინათლის მეტ დანაკარგს. გამოდის, რომ სინათლის ის რაოდენობა, რომელიც უნდა მოგვეგო ობიექტივის დიამეტრის (ფართობის) გადიდებით, დაგვეკარგა მომეტებული შთანთქმის შედეგად. რეფლექტორის შემთხვევაში სარკის ფართობის გადიდება დაკავშირებულია ღუნვასთან, ტემპერატურულ გავლენებთან და სხვა გარემოებებთან, რომელნიც იწვევენ სარკის მიერ შექმნილი გამონასახის ერთგვარ დამახინჯებას. ეს ფაქტორები ობიექტივზეც მოქმედებს.



ნახ. 12.

## § 18. ობიექტივი იდეალური და ობიექტივი რეალური

ჩვენს მსჯელობაში, რომელიც შეეხებოდა სხივების გავლას ობიექტივში (ან არეკვლას სარკიდან), აქამდე ვემყარებოდით გეომეტრიული ოპტიკის კანონზომიერებებს, მიგვაჩნდა რა, რომ საქმე გვაქვს იდეალურ ობიექტივთან (სარკესთან), ე. ი. ისეთ ობიექტივთან, რომლის შემთხვევაში ადგილი აქვს ობიექტისა და მისი გამონასახის სრულ მსგავსებას (იგივობას). იდეალური ობიექტივი წერტილის გამონასახს როგორც წერტილს ქმნის, ხაზისა — როგორც ხაზს, ბრტყელი ფიგურისა — როგორც ბრტყელ ფიგურას. გეომეტრიე-

ლი ოპტიკის ფარგლებში და იდეალური ობიექტივის შემთხვევაში წერტილოვანი ობიექტის გამონასახი წერტილია.

მაგრამ, გეომეტრიული ოპტიკის წარმოდგენები ერთგვარად აბსტრაქტულია და ამიტომ მოვლენების ჭეშმარიტი არსის მხოლოდ მიახლოებას წარმოადგენს. „სინათლის სხივი“ და „წერტილოვანი გამონასახი“ — ერთგვარი ფიქციაა, რომელიც მხოლოდ პირობითად გაითვალისწინება. ასტრონომიულ პრაქტიკაში ხმარებულ ოპტიკურ იარაღებში, კერძოდ — რეალურ ობიექტივებში, ირღვევა ობიექტისა და მისი გამონასახის ეგივეობა. წერტილოვანი წყაროს გამონასახი, რომელსაც ქმნის რეალური ობიექტივი, ფაქტობრივად არაა წერტილი.

რა თქმა უნდა, ამიტომ უარსაყოფი არაა გეომეტრიული ოპტიკის წარმოდგენები და მეთოდები. გეომეტრიული ოპტიკა შესაძლებელს ხდის შედარებით ადვილად გავიანგარიშოთ ოპტიკური სისტემების ელემენტები, შევისწავლოთ მათი თვისებები. ყოველი ოპტიკური სისტემა უნდა უახლოვდებოდეს სრულქმნილს, იდეალურ შემთხვევას. ამისკენ მიისწრაფვის ოპტიკოსი, როცა ითვლის ოპტიკურ სისტემას გეომეტრიული ოპტიკის მეთოდების საფუძველზე.

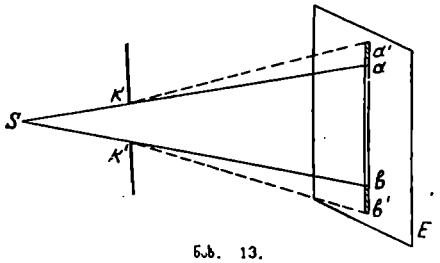
მაგრამ პრაქტიკაში ვხმარობთ ობიექტივებს (სარკეებს), რომლებიც გვაძლევენ წერტილის არა გეომეტრიულს, არამედ ფიზიკურ გამონასახებს და ამისათვის ანგარიშის გაწევა აუცილებელია.

საკითხებში, რომელთაც შემდგომ ფურცლებზე გავეცნობით, სწორედ ესაა მხედველობაში მიღებული.

## § 14. დიფრაქციის გავლენა ფოკალურ გამონასახზე

რეალურ ობიექტივს არ შესწევს უნარი ააგოს წერტილოვანი სინათლის წყაროს გამონასახი წერტილის სახით. ამის მიზეზი ისეთი ფიზიკურ მოვლენაშია, რომელსაც გეომეტრიული ოპტიკა სრულიად არ ითვალისწინებს. ეს *დიფრაქციის* მოვლენაა. რაში მდგომარეობს იგი?

გეომეტრიულ ოპტიკაში მიიჩნევენ, რომ სინათლე სწორხაზოვნად ვრცელდება. ამის გამო ოპტიკურ სქემებში, გამონასახის აგებისას, სინათლის გზას ერთგვაროვან გარემოში სწორხაზოვანი სხივის სახით წარმოადგენენ და ამ სხივების მდებარეობას და მსვლელობას გარდატეხისა და არეკვლის კანონებით განსაზღვრავენ. მაგრამ, ცდა გვარწმუნებს, რომ ბევრ შემთხვევაში ასეთი წარმოდგენა ზედმეტად გამარტივებული და არადამაკმაყოფილებელია. აი, თუნდაც ერთი უბრალო მაგალითი განვიხილოთ. იგი აშკარად გვიჩვენებს, რომ გეომეტრიული ოპტიკის წარმოდგენებზე აგებული შედეგი განსხვავდება იმ სურათისაგან, რომელსაც ფიზიკური ცდა გვაძლევს (ნახ. 13).



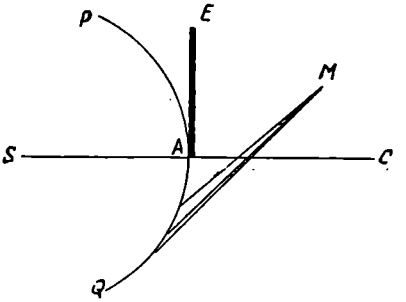
ნახ. 13.

დიაფრაგმის ვიწრო ჭვრიტეში ($KK'$) გადის $S$-წყაროს სხივი. $E$ ეკრანზე იგი გვაძლევს ნათელ კვალს. მაგრამ, იმის მაგიერ, რომ ეს კვალი ვიწრო, მკვეთრი ნათელი სახისა ($ab$) იყოს, იგი წარმოადგენს ერთგვარად „გათხპანილ“ $a'b'$ ზოლს. უკანასკნელი უფრო მაღალია, ვიდრე ჭვრიტეს გამონასახი, რომელიც უნდა მიგვეღო გეომეტრიული ოპტიკის მოსაზრებათა საფუძველზე, —

სხივის სწორხაზოვანი გავრცელების წინდაშვებით (*Sa* და *Sb* ხაზები). ნახაზზე ნაჩვენები არაა, მაგრამ იგულისხმება, რომ ჭვრიტეს რეალური გამონასახი ეკრანზე ამავე დროს უფრო განიერიც არის.

ეს დიფრაქციის მოვლენით აიხსნება. იგი იმაში მდგომარეობს, რომ სინათლის ტალღები უხვევს, შორდება სწორხაზოვან გზას. ეს კი იმასთანაა დაკავშირებული, რომ სინათლის ტალღების გავრცელება წარმოგვიდგება როგორც მომდევრობითი აღგზნება სივრცის წერტილებისა, რომლებშიც ვრცელდება სინათლე; სხვა სიტყვებით, ტალღის ზედაპირის ყოველი წერტილი თვით არის დამოუკიდებელი წყარო მეორადი ტალღებისა, რომლებიც აგრეთვე სინათლის სიჩქარით ვრცელდება. ამგვარად, სინათლის ტალღის გავრცელება უნდა წარმოვიდგინოთ როგორც ამ წერტილებიდან გამომავალ რხევათა ინტერფერენციის შედეგი. თუ *K* და *K′* წერტილებსაც განვიხილავთ, ნათქვამის მიხედვით, როგორც სინათლის წყაროებს, მაშინ გასაგები იქნება ჩვენს ნახაზზე წყვეტილი *Ka′* და *K′b′* ხაზების წარმოშობა და *aa′* და *bb′*-ით ჭვრიტეს გამონასახის გაგრძელება.

მაგრამ, თუ ეს ასეა, მაშინ თითქოს მთელმა ეკრანმა უნდა მიიღოს სინათლე, ტალღის ყოველი წერტილიდან ყველა მიმართულებით გამოსხივებული, და ეკრანი პრაქტიკულად მთლიანად განათებული უნდა აღმოჩნდეს?! სინამდვილეში კი ეს ასე არ ხდება, რადგანაც ეკრანის წერტილებზე მოსული რხევები ერთმანეთში ინტერფერენციას განიცდიან და, თუ მოცემულ წერტილში თანატოლი ამპლიტუდის, მაგრამ ურთიერთსაწინააღმდეგო ფაზის მქონე ორი რხევა მოვიდა, ინტერფერენციის გამო სინათლე ამ ადგილას „ჩაქრება“. პრაქტიკულად, რხევათა ჯამი საგრძნობლად განსხვავდება ნულისაგან მხოლოდ ჭვრიტეს გეომეტრიული გამონასახის მახლობლობაში ეკრანზე და, მაშასადამე, მხოლოდ აქაა საგრძნობი განათების ეფექტი. ყველა სხვა შემთხვევაში ეკრანამდე მიღწეული სინათლე ერთობ ახლოა ნულთან, პრაქტიკულად—შეუმჩნეველი.



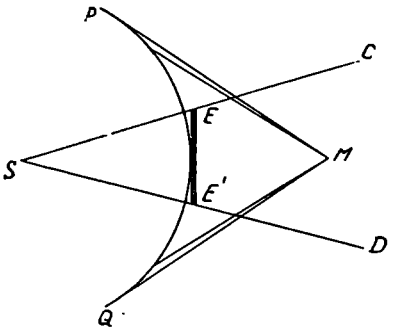
ნახ. 14.

ორი შემდეგი მაგალითიც დიფრაქციის კარგ ილუსტრაციას იძლევა (ნახ. 14).

*S* წყაროდან გავრცელებული სინათლის ტალღის *PAQ* ზედაპირს დავახვევდრეთ *EA* ეკრანი. უკანასკნელი „ეღობება“ ტალღის *PA* ნახევარს. უნდა ვიფიქროთ, რომ ამ ეკრანის მიზეზით *EAC* სივრცის ნაწილი სრულიად გაუნათებელი უნდა დარჩეს და *SAC* უნდა წარმოადგენდეს მოსაზღვრე სხივს, რომლის ქვევით, მხოლოდ *CAQ* სივრცეში უნდა ვრცელდებოდეს სინათლე. მაგრამ, ტალღის ზედაპირის *AQ* წერტილები წარმოადგენენ, როგორც ვთქვით, რხევის ახალ ცენტრებს (სინათლის მეორად წყაროებს). აქედან რხევა ანუ სინათლე მიაღწევს რომელიმე *M* წერტილსაც, რომელიც *EAC* სივრცეში მდებარეობს. ეს სივრცეც ცოტათი მაინც განათებული აღმოჩნდება, თითქოს სხივები *S* წერტილიდან სწორხაზოვნად კი არ გავრცელებულან, არამედ „შემოუვლიათ“ ეკრანისათვის.

მე-15 ნახაზი, რომელიც დიფრაქციის კიდეე ერთს, სხვა შემთხვევას გამოხატავს, აღარ მოითხოვს დაწვრილებით განმარტებას. აქ, თითქოს, $M$ წერტილში სრულიად არ უნდა მიეღწია $S$ სინათლის სხივს გაუმჭვირვალე $EE'$ ეკრანის მიზეზით. მაგრამ, სინამდვილეში, დიფრაქციის გამო ტალღის რხევა $M$ წერტილსაც გადაეცა.

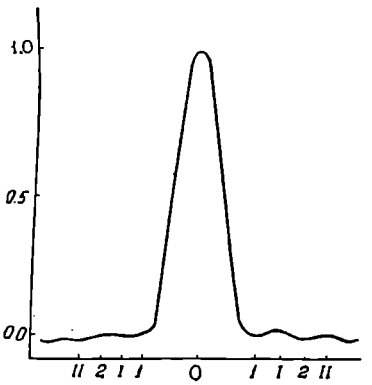
უკანასკნელ ილუსტრაციასთან დაკავშირებით. გავიხსენოთ ან დავაკვირდეთ გაუმჭვირვალე საგნის ჩრდილს, რომლის კიდეების ყურადღებიანი გაბნილვა კვლავ დიფრაქციის მოვლენის სურათს დაგვანახვებს. ჩრდილის მოხაზულობის კიდეები არაა სავსებით მკვეთრი.



ნახ. 15.

დიფრაქციის მოვლენას ყოველთვის აქვს ადგილი, როცა სინათლეს მისი გავრცელების გზაზე, რაიმე დაბრკოლება ელობება.

ახლა დავუბრუნდეთ ტელესკოპის შემთხვევას. გეომეტრიული ოპტიკის მიხედვით, ვარსკვლავის სინათლის პარალელური სხივები უნდა შეიკრიბოს ობიექტივის ან სარკის მთავარ ფოკუსში—იდეალურ შემთხვევაში—წერტილის სახით. მაგრამ, იმის გამო, რომ ობიექტივის ან სარკის კიდეებზე დიფრაქციას აქვს ადგილი, ტელესკოპის მილში „შემოიპარება" „არაპარალელური" სხივებიც, რის შედეგად ტელესკოპის ფოკუსში მნათი წერტილის გამონასახს წერტილის სახე კი არ ექნება, არამედ პატარა წრის სახე; უფრო ზუსტად, —ეს წრე კი არ იქნება, არამედ განსაკუთრებული დიფრაქციული გამონასახი, რომელიც შედგება პაწია ცენტრული დისკოსა და მის გარს შემოვლებული რგოლებისაგან, რომელთა სიკაშკაშე სწრაფად კლებულობს ცენტრული დისკოდან დაშორების მიხედვით.



ნახ. 16.

განათებულობის ვანაწილება დიფრაქციულ გამონასახში (დისკოსა და რგოლებში) წარმოდგენილია გრაფიკის სახით მე-16 ნახ.-ზე.

ორდინატები გამოხატავენ ინტენსივობას ან განათებულობის ხარისხს, აბსცისები კი — დაშორებას გამონასახის დისკოს 0 ცენტრიდან.

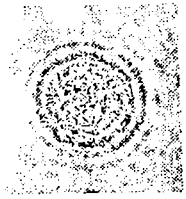
ცენტრული მაქსიმუმი მრუდზე შეესაბამება დისკოს ცენტრს. როგორც ვხედავთ. ცენტრიდან დაშორებისას დიფრაქციული წრის განათებულობა სწრაფად ეცემა ნულამდე. შემდგომ მატულობს, კვლავ აღწევს რაღაც მაქსიმუმს, რომელიც გაცილებით უფრო დაბალია, ვიდრე ცენტრული და ასე შემდგომ. თეორიულად ამ კლებადი მაქსიმუმების რიცხვი უსასრულოა, პრაქტიკულად —

მათი ინტენსივობა ისე სწრაფად ეცემა, რომ ორ-სამ მაქსიმუმზე მეტს ძნელად თუ შევამჩნევთ (ეს სურათი სიმეტრიულია, რა კეთაც უნდა აიღოთ ფოკალურ სიბრტყეში გამონასახის ცენტრზე გავლით). ასეა გრაფიკზე, მაგრამ, თუ გამონასახს დავხედავთ (ნახ. 17), ვნახავთ, რომ ცენტრულ კაშკაშა დისკოს გარს არტყია პირველი ბნელი რგოლი (მე-16 ნახ.-ზე ამას შეესაბამება „1"), შემდგომ ადგილი აქვს პირველ ნათელ რგოლს (ნახაზზე — „I"), შემდგომ კვლავ ბნელს („2") და ა. შ.

დიფრაქციული გამონასახის რგოლების სიკაშკაშე სწრაფად კლებულობს რგოლის რიგითი ნომრის ზრდასთან ერთად. ამავე დროს, საერთოდ. რგოლების სიკაშკაშე შედარებით დაბალია. სახელდობრ, პირველ რგოლში მაქსიმური განათებულობა ცენტრული მაქსიმუმის 2%-ზე ნაკლებს შეადგენს (მის 1/57-ს), მეორე რგოლში — 1/2%-ზე ნაკლებს (1/240-ს), მესამეში თითქმის სამჯერ ნაკლებს (1/625-ს) და ა. შ.

ახლა, თუ ვიკითხავთ სხივური ენერგიის რა წილი მოდის ცენტრულ დისკოსა და მთელ რგოლურ ზონებზე, ვნახავთ, რომ ენერგია შემდეგნაირად ნაწილდება:

ვარსკვლავის სხივური ენერგია (სინათლე), რომელიც შეუკრებია ტელესკოპის ობიექტივს, უმთავრესად თავმოყრილია ცენტრულ დისკოზე, სადაც მოდის ენერგიის 84%, პირველ რგოლზე მოდის 7%, მეორეზე — 3%-ზე ნაკლები, მესამეზე — $1^1/_2$%. შემდგომ ორმოცდაშვიდ რგოლზე, მე-4-დან მოყოლებული 50-მდე, სულ 4%-ზე ცოტათი მეტი მოდის და დანარჩენი 1/2% რჩება ყველა სხვა რგოლის წილად 51-დან უსასრულობამდე. თეორიულად, რგოლების რიცხვი უსასრულოა. თეორიულადვე რგოლების მიმდევრობა უნდა ფარავდეს მთელ ფოკალურ სიბრტყეს, ე. ი. წერტილოვანი წყაროს გამონასახის ენერგია ერთ წერტილში კი არ იყრის თავს, როგორც ამას გეომეტრიული ოპტიკა გვასწავლის, არამედ განფენილია მთელ ფოკალურ სიბრტყეზე. პრაქტიკულად, რა თქმა უნდა, რგოლებში სიკაშკაშის სწრაფი შემცირების გამო, ფოკალური სიბრტყე მთლიანად არ არის განათებული, მაგრამ გამონასახი წერტილოვანიც არაა.



ნახ. 17.

დიფრაქციული გამონასახის ცენტრული დისკოს სიდიდე განისაზღვრება ობიექტივის დიამეტრით და მისი ფოკუსის მანძილით; მაშასადამე, იგი სხვადასხვაა სხვადასხვა ტელესკოპისათვის.

თეორიაში გამოჰყავთ ფორმულა, რომლის მიხედვითაც გამოითვლება დიფრაქციული დისკოს დიამეტრი ($d$):

$$d = 1.22\lambda \cdot \frac{F}{D}. \qquad (4)$$

აქ $F$, $D$ და $\lambda$ ნიშნავს, შესაბამისად, ფოკუსის მანძილს, ობიექტივის დიამეტრს და გამოსხივების ტალღის სიგრძეს. მაშასადამე, დიფრაქციული დისკოს სიდიდე ამ უკანასკნელზეც ყოფილა დამოკიდებული: რაც უფრო გრძელტალღოვანია გამოსხივება (წითელია), მით მეტია დისკოს დიამეტრი. თუ $\lambda$ მიკრონებით გამოიხატება[1], მაშინ $d$-საც მიკრონებით გამოხატულს ვიპოვით. $\frac{F}{D}$ არსე-

[1] სინათლის ტალღის სიგრძის ძირითადი ერთეულია ა ნ გ ს ტ რ ე მ ი, რომელიც აღინიშნება ასე: Å. 1Å = $10^{-8}$ სმ = $10^{-7}$ მმ = $10^{-4}$ მიკრ.

ბითად განყენებული სიდიდეა, ფარდობაა. იგი შებრუნებული სიდიდეა $\frac{D}{F}$ ფარდობისა, რომელსაც ობიექტივის შუქძალა ანუ ობიექტივის ფარდობითი ხვრელი შეგვიძლია ვუწოდოთ. ეს უკანასკნელი დიდია, როცა დიდია ობიექტივის დიამეტრი და მცირეა მისი ფოკუსის სიგრძე. მაშინ დიფრაქციული გამონასახის სიდიდე შემცირებულია.

ორ სრულიად სხვადასხვა ზომის ობიექტივს — დიდსა და პატარას — შეიძლება ჰქონდეს ერთნაირი შეფარდებითი სიდიდე (თუ, მაგალითად, დიდი ობიექტივი დიამეტრით 4-ჯერ მეტია პატარაზე და ფოკუსის მანძილიც ამდენჯერვე მეტი აქვს). ასეთ შემთხვევაში მათ ერთნაირი სიდიდის დიფრაქციული დისკო ექნებათ.

როცა საქმე გვაქვს „თეთრ" — შედგენილ სინათლესთან და არა მონოქრომატულთან, ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების მიზეზით ვღებულობთ, შეიძლება ითქვას, სხვადასხვა ფერის შესაბამ, სხვადასხვა ზომის დისკოებს, რომელთაც საერთო ცენტრი აქვთ. წითელი ფერის შესაბამი დისკო ყველაზე მეტი ზომის იქნება მათ შორის. წერტილის გამონასახი მიიღება ერთგვარად შეფერადებული: ცენტრულ ლერჯ დისკოს გარს აკრავს მოწითალო არშია.

დიფრაქციული დისკოს სიდიდე, საერთოდ, მცირეა და რამდენიმე ერთეულ ან რამდენიმე ათეულ მიკრონს აღწევს დიამეტრში. საილუსტრაციოდ მოვიყვანთ ცხრილს, რომელშიც მოცემულია დიფრაქციული გამონასახის ცენტრული დისკოს დიამეტრის მნიშვნელობები სხვადასხვა შეფარდებითი სიდიდის ობიექტივებისა და გამოსხივების ორი ტალღის სიგრძისათვის: $\lambda=0.5550\ \mu$ (5550 $\mathring{A}$) $\lambda=0.4861\ \mu$ (4861 $\mathring{A}$). პირველი გამოსხივება შეესაბამება ადამიანის თვალის მაქსიმალურ სპექტრულ გრძნობიერებას, მეორე კი — ფოტოფირფიტისას.

დისკოს დიამეტრი ამ ცხრილში გამოხატულია მიკრონებით. რიცხვების სისწორის შემოწმება შეგვიძლია ფორმულის გამოყენებით.

| $\lambda$ \ $\frac{D}{F}$ | $\frac{1}{5}$ | $\frac{1}{10}$ | $\frac{1}{25}$ |
|---|---|---|---|
| 5550 Å | 3.38 | 6.77 | 16.93 |
| 4861 Å | 2.96 | 5.93 | 14.83 |

როგორც ვხედავთ, დიფრაქციული დისკოს დიამეტრი სულ, დაახლოებით, 3 მიკრონია, როცა ობიექტივის შეფარდებითი სიდიდე $\frac{1}{5}$-ია (ე. ი., როცა ობიექტივის დიამეტრი მისი ფოკუსის მანძილის მეხუთედს წარმოადგენს) და იგი 15—17 მიკრონს აღწევს, როცა შეფარდებითი სიდიდე $\frac{1}{25}$-ია (ერთობ გრძელფოკუსიანი მცირე ობიექტივის შემთხვევა). მცირე გადიდებისას დიფრაქციული რგოლები ერთმანეთს ფარავენ და არ ჩანან, დიდი გადიდებისას კი მათი დანახვა ცალ-ცალკე თავისუფლად შეიძლება.

ხშირად უფრო მოხერხებულია დიფრაქციული დისკოს დიამეტრის გამოხატვა კუთხოვან (რკალურ) სიდიდეებში.

ზემოთ მოტანილი ფორმულა ასე გადავწეროთ:

$$\frac{d}{F}=\frac{1.22\lambda}{D}.$$

თუ $\lambda$ ტალღის სიგრძეს და ობიექტივის $D$ დიამეტრს ერთ და იმავე სიგრძის ერთეულით გამოვხატავთ, მაშინ $\frac{d}{F}$, რომელსაც $a_d$-თი აღვნიშნავთ, ნიშნავს რადიანებში გამოხატულ კუთხეს, რომლითაც გამოჩნდებოდა დისკოს დიამეტრი ობიექტივის ცენტრიდან. იგულისხმება, რომ $d$ და $F$ აგრეთვე ერთ და იმავე სიგრძის ერთეულით გამოიხატება. თუ ახლა კუთხის მნიშვნელობას გავამრავლებთ 206265-ზე (რაც $1''$-ის ტოლი კუთხის სინუსის შებრუნებულ სიდიდეს წარმოადგენს), კუთხე გამოიხატება რკალის სეკუნდებში.

გამოსხივებისათვის $\lambda = 5550\ \mathring{A}$ (თვალის მაქსიმური გრძნობიერება) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$\alpha''_d = \frac{1\,396\,620\,315}{D}$$

ან, თუ $D$-ს ახლა სანტიმეტრებით გამოვხატავთ:

$$\alpha''_d = \frac{13.97}{D}. \qquad (5)$$

როგორც ვხედავთ, მოცემული ტალღის სიგრძისათვის დიფრაქციული გამონასახის კუთხოვანი სიდიდე მხოლოდ ობიექტივის დიამეტრზე არის დამოკიდებული. აქვე მოვიყვანოთ პატარა ცხრილი, რომელიც ამ დამოკიდებულების კონკრეტულ, რიცხობრივ ილუსტრაციას გვაძლევს ($\lambda = 5550\mathring{A}$).

| D სმ | 5 | 10 | 20 | 50 | 100 |
|---|---|---|---|---|---|
| $\alpha''_d$ | $2''.79$ | $1''.40$ | $0''.698$ | $0''.279$ | $0''.140$ |

როგორც ვრწმუნდებით, დიფრაქციული გამონასახის სიდიდე თითქმის უმნიშვნელოა. ამიტომ, მრავალ შემთხვევაში უგულებელყოფენ დიფრაქციის მოვლენას და მსჯელობას მთლიანად გეომეტრიული ოპტიკის წარმოდგენებსა და შედეგებზე ამყარებენ. მაგრამ, ასტრონომიული ოპტიკის პრაქტიკული ამოცანების თვალსაზრისით ობიექტივის გამოყენებაზე მსჯელობისას და გაანგარიშებაში თითქმის ყოველთვის გასათვალისწინებელია ეს მოვლენა.

ამგვარად, ვნახეთ, რომ მნათი წერტილოვანი ობიექტის გამონასახი სინამდვილეში, პრაქტიკაში არასდროს არაა წერტილოვანი. ამავე დროს, სწორედ ასტრონომიაში, დაკვირვების ობიექტები უმრავლეს შემთხვევაში მნათ წ ე რ ტ ი ლ ე ბ ს წარმოადგენენ. მართლაც, თუ გამოვრიცხავთ მზეს, მთვარეს, ცოთმილებს, მათს თანამგზავრებს, კომეტებსა და ნისლეულებს, ყველა ვარსკვლავი — კაშკაშა და მკრთალი, ახლო და შორი, დიდი და შედარებით მცირე ზომისა — ყოველთვის მხოლოდ როგორც მნათი წერტილი წარმოგვიდგება, არსებულთაგან როგორი დიდი და ძლიერი ტელესკოპითაც უნდა ვისარგებლოთ.

განვიხილოთ ასეთი მაგალითი. ვარსკვლავის რადიუსი ათჯერ აღემატება მზისას, ე. ი. დაახლოებით შვიდი მილიონი კილომეტრია. მანძილი ამ ვარსკვლავამდე, ვთქვათ, 5 პარსეკია, ანუ დაახლოებით $1.5 \cdot 10^{14}$ კილომეტრი. ამ მანძილზე და უფრო ახლო სულ რამდენიმე ვარსკვლავია; უმრავლესობა გაცილებით უფრო შორსაა. დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლისათვის აღნიშნული ვარსკვლავი მოჩანს $\alpha$ კუთხით და $\alpha$ მოიძებნება შემდეგი დამოკიდებულებიდან. $\sin\frac{\alpha}{2} = 7 \cdot 10^6 : 1.5 \cdot 10^{14}$. ადვილი სანახავია, რომ $\alpha = 0''.02$. მოვახერხებთ თუ

არა ასეთი კუთხოვანი დიამეტრის მქონე დისკოს გარჩევას? ცხადია, რომ ვერ მოვახერხებთ. საქმე ისაა, რომ დიფრაქციული გამონასახის კუთხოვანი დიამეტრიც რომ ესოდენ მცირე გახდეს, საჭიროა, როგორც ეს უკანასკნელი ფორმულიდან გამომდინარეობს, ვიხმაროთ ტელესკოპი, რომლის ობიექტივის დიამეტრი თითქმის 7 მეტრის ტოლი იქნება! მართლაც, (5)-ფორმულაში, მარცხნივ, უნდა ჩავსვათ 0″.02. მაშინ ამოხსნა $D$-ს მიმართ მოგვცემს მისთვის მნიშვნელობას: 698 სანტიმეტრი, რაც თითქმის 7 მეტრია. მსოფლიოში ამჟამად არსებული უდიდესი ტელესკოპის სარკე დიამეტრით 6 მეტრია. მიუხედავად თანამედროვე ტექნიკის და ოპტიკური მრეწველობის მაღალი დონისა, 7-მეტრიანი გიგანტი-ტელესკოპების განხორციელება ერთობ ძნელი ამოცანაა მართალია, 25 მეტრიანი ტელესკოპებიც კი იგეგმება, მაგრამ კონსტრუქციულად ისინი თავისებურნი იქნებიან — მრავალი სარკიანი ელემენტებისაგან შედგენილნი.

მოცემულ მაგალითში პირობები ისეა შერჩეული, რომ ყველა სხვა, რეალურ შემთხვევაში თითქმის არ შეიძლება, რომ ვარსკვლავის კუთხოვანი დიამეტრი მეტი იყოს, ვიდრე 0″.02-ია. მართლაც, თუ მზის მახლობელი სივრცის გარე ვარსკვლავებზე გადავალთ, საქმე გვექნება, საერთოდ, მანძილების უფრო მნიშვნელოვან ზრდასთან, ვიდრე ვარსკვლავთ დიამეტრებისა და, მაშასადამე, sin α, საერთოდ, მოიკლებს.

ამნაირად, ყველა შემთხვევაში დიფრაქციული დისკო მეტი ზომისაა, ვიდრე ვარსკვლავის იდეალური გამონასახი.

როცა საქმე გვაქვს არა წერტილოვან ობიექტთან, არამედ რაიმე მნათ ხაზთან ან ზედაპირულ წარმონაქმნთან, დიფრაქციული სურათი რთულდება. მნათი ხაზი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც მნათი წერტილების უსასრულო ოიცხვის ერთობლიობა. თითოეული წერტილი იძლევა თავის შესაბამ დიფრაქციულ გამონასახს. შედეგად, უსასრულოდ მცირე სიგანის ხაზის გამონასახი პრაქტიკულად ზოლს წარმოადგენს, რომლის კონტრასტულობა ერთგვარად შემცირებულია. მზის, მთვარის და ცთომილების კიდეების გამონასახებიც დიფრაქციულად ფართოვდება და მათი კონტრასტულობა ეცემა. იგივე ითქმის მთვარის ან ცთომილების ზედაპირული წარმონაქმნების კონტურებზე.

## § 15. ტელესკოპის გამყოფი უნარი. დეტალების ვარჩევის უნარი

დიფრაქციის მოვლენას უშუალო გავლენა აქვს ტელესკოპის ორ არსებით თვისებაზე: ტელესკოპის გ ა მ ყ ო ფ უ ნ ა რ ზ ე, ანუ გ ა რ ჩ ე ვ ი ს უ ნ ა რ ზ ე, და შ ე ღ წ ე ვ ი ს უ ნ ა რ ზ ე.

შეღწევის უნარი ხასიათდება იმ უკიდურესად მკრთალი ვარსკვლავით, რომელსაც კიდევ ვხედავთ ტელესკოპში, შეიძლება ითქვას, ხილვადობის საზღვარზე. რამდენადაც დიფრაქცია აფართოებს გამონასახს და ამცირებს ობიექტის სინათლის კონცენტრაციას; ამდენად იგი ამცირებს შეღწევის უნარსაც.

რაც შეეხება გამყოფ ანუ გარჩევის უნარს, წინასწარ გავიხსენოთ ზოგიერთი ცნობა, რომლებიც ადამიანის მხედველობას შეეხება.

თვალს შეუძლია აღიქვას საგნის გამოსახულება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც ამ საგნის კუთხოვანი ზომა რაღაც გარკვეულ სიდიდეს აღემატება. თვალით ხილული საგნის კუთხოვანი ზომა საგნის დაშორებასთან ერთად თანდათან მცირდება და, თუ დაშორებას განვაგრძობთ, დადგება მომენტი, როდესაც მას ვეღარ დავინახავთ. ამ შემთხვევაში საგნის კუთხოვანი ზომა ნაკლებია იმაზე, რის გარჩევაც თვალს კიდევ შეუძლია.

იმ უმცირეს კუთხეს, რომლის დროსაც თვალს კიდევ შეუძლია დაინახოს საგანი, თვალის გარჩევის უნარის ზღურბლს უწოდებენ. საშუალოდ მისი მნიშვნელობა 1 მინუტის ტოლია.

თუ საგნებსა და ფონს ნორმალურთან შედარებით ან დიდი სიკაშკაშე ახასიათებს, ანდა ძლიერ მცირე, მაშინ ორივე შემთხვევაში თვალის გარჩევის უნარი კლებულობს, იზრდება მისი ზღურბლის მნიშვნელობა. გარდა ამისა დიდი მნიშვნელობა აქვს საგნებსა და ფონს შორის სიკაშკაშეთა სხვაობას. თუ საშუალოდ ეს სხვაობა საერთო სიკაშკაშის 1.5%-ზე ნაკლებია, მაშინ თვალი ასეთ საგნებს სრულიად ვერ გაარჩევს ერთმანეთისაგან, განურჩევლად მათი ზომებისა.

პრაქტიკულად ეს თითქმის შემდეგს ნიშნავს: თუ ფონის სიკაშკაშე გამოიხატება 100 სანთლით, საგნისა კი 98 სანთლით, ან პირიქით, მაშინ სიკაშკაშეთა ასეთი სხვაობისას (2%), თუ საგნის კუთხოვანი ზომა ამის საშუალებას იძლევა, აღნიშნული სიკაშკაშის ფონზე ჩვენ მას შევამჩნევთ. თუ 100 და 99 სანთელია შესაბამისად (განსხვავება 1%), მოცემული საგანი, მისი ზომებისაგან დამოუკიდებლად, შეუმჩნეველი დარჩება ჩვენთვის.

ასეთივე მოვლენას აქვს ადგილი თუ საგნებს ტელესკოპით ვუყურებთ.

ქვემოთ მოყვანილ ცხრილში ნაჩვენებია, თუ რა სიგანის ნაპრალები შეგვიძლია გავარჩიოთ მთვარის დისკოზე მოცემული დიამეტრის ობიექტივის მქონე რეფრაქტორით.

| ობიექტივის დიამეტრი სანტიმეტრებში | 10 | 50 | 100 | 200 | 500 |
|---|---|---|---|---|---|
| მთვარის ნაპრალების სიგანე მეტრებში | 37 | 7 | 4 | 2 | 0.7 |

ამ ცხრილის მიხედვით ხუთმეტრიანი ტელესკოპით თითქოს შეგვიძლია ისეთი ნაპრალების დანახვაც მთვარეზე, რომელთა სიგანე ერთ მეტრზე ნაკლებია. სინამდვილეში ეს ასე არაა, რადგანაც პრაქტიკულად, დედამიწის ატმოსფერო, რომელიც მუდამ მღელვარებს, სარკის ან ობიექტივის ტემპერატურული დეფორმაციები, ან მათი ოპტიკური დამზადების ნაკლოვანებანი, — ყველანი ერთად, მნიშვნელოვნად ზრდის იმ სასაზღვრო სიდიდეებს, რომლებიც მოყვანილია ცხრილში. თუ განვიხილავთ მთვარეს კი არა, მაგალითად, მარსს, იქ მის შესაბამ სიდიდეებს კიდევ ისიც გაზრდის, რომ მარსი გარემოცულია საკუთარი ატმოსფეროთი და დეტალების კონტრასტულობას ესეც ამცირებს.

სხვა მდგომარეობაა, როცა ვუყურებთ ნათელ ზოლებს, ხაზებს ან წერტილებს ბნელ ფონზე. აქ დეტალის სიგანეს აღარა აქვს იმდენად დიდი მნიშვნელობა. ამიტომ არის, რომ ვარსკვლავებს ვხედავთ ბნელ ცაზე მიუხედავად იმისა, რომ მათი დიამეტრები სრულიად უმნიშვნელოა.

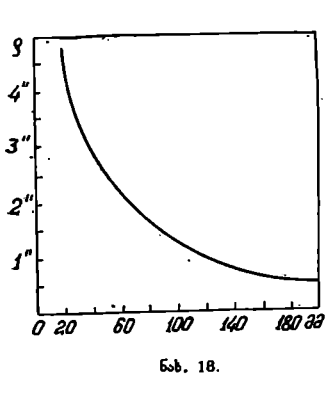
განსაკუთრებული შემთხვევაა, როცა საქმე გვაქვს ორ დეტალთან ან ორ წერტილთან (ორ ობიექტთან), რომელთაგან, საერთოდ, ოთოეული ცალკე აღებული დაინახება, მაგრამ იმდენად ახლო მდებარეობენ ერთიმეორესთან, რომ ერთმანეთისაგან გამოყოფა, ცალ-ცალკე გარჩევა არ ხერხდება. სწორედ აქ გვაქვს საქმე ტელესკოპის გამყოფ ანუ მის გარჩევის უნართან. „გავყოთ ანუ გავარჩიოთ ორი ობიექტი“ — იმას ნიშნავს, რომ ცალ-ცალკე დავინახოთ ორივე ობიექტი. რაზეა დამოკიდებული ეს უნარი? აშკარაა, რომ ამ ორ ობიექტს შორის მოცემული კუთხოვანი მანძილისათვის ობიექტების გაყოფა და ცალ-ცალკე აღქმა შესაძლებელი იქნება მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ მათი

დიფრაქციული გამონასახების კუთხოვანი სიდიდეები საკმარისად მცირე იქნება ანუ იმდენად მცირე, რომ გამონასახები ერთიმეორეს არ გადაფარავს. დიფრაქციული გამონასახის სიდიდე კი, როგორც ვნახეთ, ტელესკოპის ობიექტივის (სარკის) დიამეტრთან უკუპროპორციულ დამოკიდებულებაშია. რაც უფრო დიდია ობიექტივის დიამეტრი, მით ნაკლებია დიფრაქციული გამონასახის დიამეტრი და მით მეტი იქნება ტელესკოპის გამყოფი უნარი.

ვთქვათ, ვაკვირდებით რომელიმე ორჯერად ვარსკვლავს, რომლის კომპონენტები ძალზე ახლოა ერთიმეორესთან. გამოვსახოთ მათი კუთხოვანი ურთიერთდაშორება $\rho''$-ით. თუ ეს უკანასკნელი მეტია, ვიდრე ორი კომპონენტის გამონასახთა დიფრაქციული დისკოების რადიუსთა ჯამი, მაშინ ორჯერად ვარსკვლავს გ ა ყ ო ფ ი ლ ა დ დავინახავთ. რადგანაც დიფრაქციული დისკოს რადიუსი დამოკიდებულია გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე და მით მეტია, რაც მეტია ტალღის სიგრძე, ამიტომ ორჯერადი, განსაკუთრებით — ძალზე მჭიდრო ორჯერადი ვარსკვლავების დაკვირვება და გაზომვა უფრო ხელსაყრელი იქნებოდა არა ვიზუალური დაკვირვების წესით, არამედ ფოტოგრაფიულად (ფოტოგრაფიული გამონასახის შექმნაში მონაწილეობს მნათობის გამოსხივების უფრო მოკლეტალღოვანი ნაწილი, ვიდრე თვალით დასანახი გამონასახის შემქმნელი სხივებია), ადგილი რომ არა ჰქონოდა გარკვეულ ფოტოგრაფიულ ეფექტებს, რომლებიც თავის მხრივ ადიდებენ გამონასახს.

გამყოფი უნარის მაღალი ხარისხი ნიშნავს იმას, რომ მცირეა ორ ობიექტს შორის ის კუთხოვანი დაშორება, რომლის პირობებში კიდევ შესაძლებელია მათი ცალ-ცალკე დანახვა. ამასთან დაკავშირებით გამყოფი უნარი შეგვიძლია დავახასიათოთ არა აღნიშნული კუთხოვანი მანძილის ანუ კუთხის ზღვრული მნიშვნელობით, არამედ, ამ კუთხის შებრუნებული სიდიდით. მაშასადამე, თუ $\rho$-ს რკალის სეკუნდებით გამოვხატავთ, მაშინ გამყოფი უნარი იქნება: $\frac{1}{\rho}$.

შეიძლება მოვიყვანოთ ზოგადი ფორმულა, რომელიც გამოხატავს გაყოფის ზღვრული კუთხის დამოკიდებულებას ობიექტივის დიამეტრზე. ეს ფორმულა ერთნაირი სიკაშკაშის ვარსკვლავებისათვის საშუალოდ ასე დაიწერება:



ნახ. 18.

$$\rho'' = \frac{120''}{D}, \qquad (6)$$

რაც არსებითად დიფრაქციული გამონასახის ზომით არის დაპირობებული. აქ $D$ მილიმეტრებით, ხოლო $\rho$ რკალის სეკუნდებით გამოიხატება. ამ ფორმულის მიხედვით 75-სანტიმეტრიანი ტელესკოპისათვის გაყოფის ზღვრული კუთხე ეტოლება $\frac{120''}{750} = 0.''16$, და გამყოფი უნარი: $\frac{1}{0.16}$.

მე-18 ნახ.-ზე ეს დამოკიდებულება გამოხატულია გრაფიკულად. აბსცისებით მოცემულია ობიექტივის დიამეტრის მნიშვნელობანი, ხოლო ორდინატებით — კუთხის სათანადო ზღვრული მნიშვნელობები.

რა თქმა უნდა, რეალურად, გამყოფი უნარის მნიშვნელობა დამოკიდებულია კიდევ ტელესკოპის ხარისხზე, ატმოსფეროს მდგომარეობასა და სხვა ფაქტორებზე.

პრაქტიკულად გაყოფის კუთხის ზღვრულ მნიშვნელობას შეაფასებენ ხოლმე ისეთი ორჯერადი ვარსკვლავების დაკვირვებით, რომელთა კომპონენტებს შორის კუთხოვანი მანძილი კარგადაა დადგენილი.

ასეთებია, მაგალითად:

$\alpha$ *UMi* (პოლარული ვარსკვლავი) ორჯერადი სისტემის შემდგენელ ვარსკვლავებს შორის კუთხოვანი მანძილით 18″,

| | |
|---|---|
| $\gamma$ Ari, | მანძილით 8″, |
| $\alpha$ Psc | 2″, |
| $\zeta$ Her | 1.″5, |
| $\beta$ Del | 0.″5. |

თუ (6)-ფორმულაში $D$-ს ადგილზე ვიგულისხმებთ ადამიანის საშუალო თვალის გუგის დიამეტრს და ჩავთვლით მას 2 მილიმეტრის ტოლად, როცა ადამიანი სინათლეზე იყურება, მაშინ $\rho''$-სათვის მივიღებთ 60″ ანუ 1′-ს. ეს ანასიათებს ადამიანის თვალის გამყოფ უნარს. მაშასადამე, თუ ორ საგანს შორის კუთხოვანი მანძილი 1′-ზე ნაკლებია, მაშინ უბრალო თვალით ამ ორ საგანს ცალ-ცალკე ვერ გავარჩევთ. ამასთანავე, თუ საგნის კუთხოვანი ზომა 1′-ზე ნაკლებია, ჩვეულებრივ პირობებში მას ვეღარ დავინახავთ. ასე, მაგალითად, არ შეგვიძლია დავინახოთ სვეტებზე გაჭიმული ელექტროდენის ან ტელეფონის მავთული, თუ იგი იმდენად შორსაა ჩვენგან, რომ მისი კუთხოვანი სისქე 1′-ზე ნაკლებია.

აქაც საშუალო პირობებს ვგულისხმობთ, თორემ ეს საზღვარი როგორც ზევითაც აღვნიშნეთ, განათებას, კონტრასტულობასა და დიფრაქციაზეც არის დამოკიდებული.

### § 10. ტელესკოპის ფოკალურ სიბრტყეში მიღებული სურათის მასშტაბი

ვთქვათ, ტელესკოპის ფოკუსში მიღებულია ცის გარკვეული უბნის ფოტოგრაფია, რომელზეც აღბეჭდილია ორი ვარსკვლავის ($s_1$ და $s_2$) გამონასახი $s_1'$ და $s_2'$ (ნახ. 19). ცაზე ეს ორი ვარსკვლავი დაშორებულია ერთიმეორეს $\alpha$ კუთხოვანი მანძილით.

ფოტოფირფიტაზე შესაბამ ორ გამონასახს შორის ხაზოვანი მანძილი არის $d$. გავარკვიოთ — რა დამოკიდებულება არსებობს $\alpha$-სა და $d$-ს შორის.

აშკარაა, რომ ობიექტივის ცენტრიდან $d$-ც $\alpha$-კუთხით გამოჩნდება. დავწეროთ თავისთავად აშკარა დამოკიდებულება:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{d}{F},$$

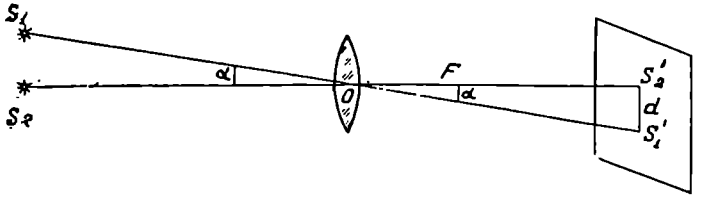
სადაც $F$ ობიექტივის — $O$ (ტელესკოპის) ფოკუსის მანძილია. $d$ და $F$ ერთი და იმავე ერთეულებით უნდა იქნეს გამოხატული, მაგალითად, მილიმეტრებით.

თუ $\alpha$ მცირე კუთხეა, მაშინ $\operatorname{tg}\alpha$-ს ნაცვლად შეგვიძლია დავწეროთ $\alpha \sin 1''$.

მაშასადამე,

$$d = F\alpha \sin 1'' = \frac{1}{206265} F\alpha''. \qquad (7)$$

ამ დამოკიდებულებით განისაზღვრება მასშტაბი ტელესკოპის ფოკალურ სიბრტყეში. ეს ფორმულა გვიპასუხებს კითხვაზე, თუ ს ი გ რ ძ ი ს რამდენ ერ-




ნახ. 19.

თეულს შეიცავს მოცემული ტელესკოპის ფოკალურ სიბრტყეში ანუ ფოტოფირფიტაზე მანძილი ორ ისეთ გამონასახს შორის, რომლებიც შეესაბამება ცაზე მოცემული $\alpha$-კუთხით დაშორებულ ორ ვარსკვლავს.

ასე, თუ ვარსკვლავებს შორის ცაზე 1 გრადუსის ტოლი კუთხოვანი მანძილია, მეტრიანი ფოკუსის ტელესკოპისათვის ფოტოფირფიტაზე მათ გამონასახებს შორის იქნება 17.5 მმ, რადგანაც $\alpha = 3600''$; $F = 1000$ მმ და $d = \frac{3600000}{206265}$.

როგორც ვხედავთ, რაც უფრო გრძელფოკუსიანია ტელესკოპი, მით უფრო დიდია $d$, მით უფრო მსხვილმასშტაბიანია სურათი ფოკუსის სიბრტყეში.

$\alpha$ ორ ვარსკვლავს შორის კუთხოვანი მანძილია. მაგრამ შეგვიძლია $\alpha$ ჩავთვალოთ რომელიმე მნათობის (მზის, მთვარის, ცთომილის) დისკოს კუთხოვან დიამეტრად. მაშინ $d$ იქნება, შესაბამისად, ამ დისკოს გამონასახის ხაზოვანი დიამეტრი. მასშტაბის საკითხი ამ შემთხვევაში არის საკითხი იმის შესახებ, თუ რა ზომის გამონასახი მიიღება მოცემული ტელესკოპის ფოკუსში ამა თუ იმ დისკოიანი მნათობისათვის. მთვარე, მაგალითად, ცაზე წარმოადგენს დისკოს, რომლის კუთხოვანი დიამეტრი დაახლოებით 32 მინუტია. სხვადასხვა ფოკუსის სიგრძის მქონე ტელესკოპი მისი დისკოს სხვადასხვა ზომის გამონასახს მოგვცემს. რაც უფრო გრძელფოკუსიან ტელესკოპს ავირჩევთ მთვარის ფოტოგრაფირებისათვის, მით უფრო მსხვილმასშტაბიან გამონასახს მივიღებთ, მიო უფრო მცირე წარმონაქმნებს გამოვყოფთ და გავარჩევთ, მით უფრო დაწვრილებითი სურათი გვექნება მისი ზედაპირისა.

მასშტაბის გამომსახველი დამოკიდებულება შეგვიძლია ასედაც დავწეროთ:

$$\alpha = \frac{d}{F \sin 1''};$$

აქედან:

$$s'' = \frac{1}{F \sin 1''} = \frac{206265}{F}. \qquad (8)$$

თუ ვიგულისხმებთ, რომ აქ d 1 მილიმეტრია, მაშინ ეს დამოკიდებულება ასე უნდა ამოვიკითხოთ: ფოტოფირფიტაზე 1 მილიმეტრის მონაკვეთზე მოდის გა-

ᲨᲔᲡᲐᲮᲣᲚᲔᲑᲐ ᲪᲘᲡ ᲤᲐᲠᲗᲝᲑᲘᲡᲐ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲡ ᲙᲣᲗᲮᲝᲕᲐᲜᲘ ᲒᲐᲜᲘᲕᲘ ᲐᲠᲘᲡ $s$ ᲡᲔᲙᲣᲜᲓᲘ. ᲐᲡᲔᲗᲐᲓ ᲒᲐᲜᲮᲘᲚᲣᲚ ᲛᲐᲡᲨᲢᲐᲑᲡ (7)-ᲒᲐᲜ ᲒᲐᲜᲡᲮᲕᲐᲕᲔᲑᲘᲗ, ᲨᲔᲑᲠᲣᲜᲔᲑᲣᲚᲘ ᲛᲐᲡᲨᲢᲐᲑᲘ ᲔᲬᲝᲓᲔᲑᲐ.

ᲛᲐᲒᲐᲚᲘᲗᲐᲓ, ᲗᲣ $F=1$ ᲛᲔᲢᲠᲘ, ᲛᲐᲨᲘᲜ 1 ᲛᲘᲚᲘᲛᲔᲢᲠᲘᲡ ᲛᲝᲠᲔᲐ $\left(\frac{206265}{1000}\right)''$ ᲐᲜᲣ $206''.265=3'26.''3$.

ᲛᲐᲡᲨᲢᲐᲑᲘᲡ ᲡᲐᲮᲔᲚᲓᲐᲮᲔᲚᲝᲚᲓ ᲨᲔᲤᲐᲡᲔᲑᲘᲡᲐᲗᲕᲘᲡ ᲛᲝᲮᲔᲠᲮᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲛᲘᲕᲛᲐᲠᲗᲝᲗ ᲨᲔᲛᲓᲔᲒ ᲛᲐᲠᲢᲘᲕ ᲬᲔᲡᲡ. ᲢᲔᲚᲔᲡᲙᲝᲠᲘᲡ ᲡᲐᲤᲝᲙᲣᲡᲝ ᲛᲐᲜᲫᲘᲚᲘ ᲒᲐᲕᲣᲗᲝᲗ 57-ᲖᲔ; ᲒᲐᲜᲐᲣᲗᲤᲘ ᲛᲝᲒᲕᲪᲔᲛᲡ ᲞᲐᲡᲣᲮᲡ ᲘᲛᲐᲖᲔ, ᲗᲣ ᲤᲝᲢᲝᲤᲘᲠᲤᲘᲢᲘᲡ ᲠᲐᲛᲓᲔᲜᲘ ᲛᲘᲚᲘᲛᲔᲢᲠᲘ ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲐ (ᲗᲣ ᲡᲐᲤᲝᲙᲣᲡᲝ ᲛᲐᲜᲫᲘᲚᲘ ᲛᲘᲚᲘᲛᲔᲢᲠᲔᲑᲘᲗ ᲕᲘᲐᲜᲒᲐᲠᲘᲨᲔᲗ) 1 ᲒᲠᲐᲓᲣᲡᲡ ᲪᲐᲖᲔ. ᲐᲡᲔ, ᲛᲐᲒᲐᲚᲘᲗᲐᲓ, ᲗᲣ $F=1$ ᲛᲔᲢᲠᲘ, ᲛᲐᲨᲘᲜ $1000:57=17.5$ ᲓᲐ, ᲛᲐᲨᲐᲡᲐᲓᲐᲛᲔ, $1^\circ$ ᲛᲝᲓᲘᲡ $\cdot 17.5$ ᲛᲘᲚᲘᲛᲔᲢᲠᲘᲡ.

ᲐᲛ ᲬᲔᲡᲘᲡ ᲡᲐᲤᲣᲫᲕᲔᲚᲘ ᲨᲔᲛᲓᲔᲒ ᲛᲡᲯᲔᲚᲝᲑᲐᲨᲘᲐ. ᲗᲣ ᲜᲐᲮ. ᲛᲔ-19-ᲨᲘ $\alpha=57^\circ$, ᲠᲐᲪ ᲓᲐᲐᲮᲚᲝᲔᲑᲘᲗ ᲔᲠᲗᲘᲜ ᲠᲐᲓᲘᲐᲜᲘᲐ, ᲛᲐᲨᲘᲜ ᲛᲝᲪᲔᲛᲣᲚᲘ $F$ ᲡᲐᲤᲝᲙᲣᲡᲝ ᲛᲐᲜᲫᲘᲚᲘᲡᲐᲗᲕᲘᲡ ᲐᲛ ᲙᲣᲗᲮᲔᲡ ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲐ ᲓᲐᲐᲮᲚᲝᲔᲑᲘᲗ ᲐᲛᲐᲕᲔ $F$-ᲘᲡ ᲢᲝᲚᲘ ᲡᲘᲜᲣᲡᲘᲡ ᲮᲐᲖᲘ, ᲮᲝᲚᲝ $1^\circ$-ᲡᲘᲡ $F$:57. ᲠᲐ ᲗᲥᲛᲐ ᲣᲜᲓᲐ, ᲔᲡ ᲬᲔᲡᲘ ᲘᲛᲓᲔᲜᲐᲓ ᲐᲠᲐᲐ ᲖᲣᲡᲢᲘ, ᲠᲐᲛᲓᲔᲜᲐᲓᲐᲪ $57^\circ$ ᲓᲐᲨᲝᲠᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲠᲐᲓᲘᲐᲜᲘᲡ ᲖᲣᲡᲢ ᲛᲜᲘᲨᲕᲜᲔᲚᲝᲑᲐᲡ ᲓᲐ ᲡᲘᲜᲣᲡᲘᲡ ᲮᲐᲖᲘᲡ ᲡᲘ�გᲠᲫᲔ — ᲡᲐᲗᲐᲜᲐᲓᲝ ᲠᲙᲐᲚᲘᲡ ᲡᲘ�გᲠᲫᲔ.

ᲐᲡᲢᲠᲝᲜᲝᲛᲘᲣᲚ ᲝᲑᲡᲔᲠᲕᲐᲢᲝᲠᲘᲔᲑᲨᲘ ᲞᲠᲐᲥᲢᲘᲙᲣᲚᲘ ᲛᲣᲨᲐᲝᲑᲘᲡ ᲓᲠᲝᲡ ᲮᲨᲘᲠᲐᲓ ᲒᲕᲭᲘᲠᲓᲔᲑᲐ ᲢᲔᲚᲔᲡᲙᲝᲠᲗᲐ ᲛᲐᲡᲨᲢᲐᲑᲔᲑᲘᲡ ᲨᲔᲤᲐᲡᲔᲑᲐ. ᲛᲝᲮᲔᲠᲮᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲒᲕᲐᲮᲡᲝᲕᲓᲔᲡ ᲛᲘᲐᲮᲚᲝᲔᲑᲘᲗᲘ ᲬᲔᲡᲘᲪ, ᲠᲝᲛᲔᲚᲘᲪ ᲖᲔᲛᲝᲗ ᲛᲝᲧᲕᲐᲜᲘᲚ ᲤᲝᲠᲛᲣᲚᲔᲑᲡ ᲓᲐ ᲛᲡᲯᲔᲚᲝᲑᲐᲡ ᲔᲛᲧᲐᲠᲔᲑᲐ.

$1^\circ$-ᲗᲕᲘᲡ $d=\frac{F\ \text{ᲛᲛ}}{57.3}$,

$1'$-ᲗᲕᲘᲡ $d=\frac{F\ \text{ᲛᲛ}}{3438}$ (ᲠᲐᲓᲘᲐᲜᲐᲪ $57^\circ.3$ ᲨᲔᲘᲪᲐᲕᲡ $3438'$-Ს),

$1''$-ᲗᲕᲘᲡ $d=\frac{F\ \text{ᲛᲛ}}{206265}$ (ᲠᲐᲓᲒᲐᲜᲐᲪ $57^\circ.3$ ᲨᲔᲘᲪᲐᲕᲡ $206265''$-Ს).

ᲒᲐᲜᲕᲘᲮᲘᲚᲝᲗ ᲠᲐᲛᲓᲔᲜᲘᲛᲔ ᲞᲠᲐᲥᲢᲘᲙᲣᲚᲘ ᲛᲐ�გᲐᲚᲘᲗᲘ.

ᲠᲐᲡ ᲣᲜᲓᲐ ᲣᲓᲠᲘᲓᲔᲓᲔ ᲛᲖᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲜᲐᲡᲐᲮᲘᲡ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ ᲠᲔᲤᲠᲐᲥᲢᲝᲠᲘᲡ ᲤᲝᲙᲣᲡᲨᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲡ ᲡᲘ�გᲠᲫᲔ 6.8 ᲛᲔᲢᲠᲘᲐ, ᲗᲣᲙᲘ, ᲠᲝᲒᲝᲠᲪ ᲕᲘᲪᲘᲗ, ᲛᲖᲘᲡ ᲓᲘᲡᲙᲘᲡ ᲙᲣᲗᲮᲝᲕᲐᲜᲘ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ $32'$-ᲘᲐ? (7)-ᲤᲝᲠᲛᲣᲚᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲧᲔᲜᲔᲑᲘᲗ ᲕᲜᲐᲮᲐᲕᲗ:

$$d=F\cdot\alpha\sin 1''=\frac{1}{206265}\ 6800\cdot 1920.$$

(1920 ᲐᲠᲘᲡ ᲡᲔᲙᲣᲜᲓᲔᲑᲘᲡ ᲠᲐᲝᲓᲔᲜᲝᲑᲐ $32'$-ᲨᲘ). ᲒᲐᲛᲝᲗᲕᲚᲐ ᲒᲕᲐᲫᲚᲔᲕᲡ, ᲠᲝᲛ ᲛᲖᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲜᲐᲡᲐᲮᲘᲡ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ 6.33 ᲡᲐᲜᲢᲘᲛᲔᲢᲠᲘᲐ.

ᲒᲐᲛᲐᲠᲢᲘᲕᲔᲑᲣᲚᲘ ᲬᲔᲡᲘᲗ ᲬᲐᲠᲛᲝᲔᲑᲣᲚᲘ ᲒᲐᲛᲝᲗᲕᲚᲐ ᲛᲝᲒᲕᲪᲔᲛᲡ ᲨᲔᲛᲓᲔᲒᲡ. $6800:57=119$; $1^\circ$-Ს ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲐ 119 ᲛᲛ; $32'$-Ს ᲨᲔᲔᲡᲐᲑᲐᲛᲔᲑᲐ $\frac{32}{60}\cdot 119=63.4$ ᲛᲛ ᲐᲜᲣ 6.34 ᲡᲛ.

ᲛᲐᲠᲡᲘᲡ ᲮᲘᲚᲣᲚᲘ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ, ᲛᲘᲡᲘ ᲛᲝᲐᲮᲚᲝᲔᲑᲘᲡ (ᲞᲘᲠᲘᲡᲞᲘᲠᲓᲒᲛᲘᲡ) ᲓᲠᲝᲡ, ᲓᲐᲐᲮᲚᲝᲔᲑᲘᲗ $25''$-ᲘᲐ. ᲠᲐᲡ ᲔᲢᲝᲚᲔᲑᲐ ᲛᲐᲠᲡᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲜᲐᲡᲐᲮᲘᲡ ᲮᲐᲖᲝᲕᲐᲜᲘ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ ᲠᲔᲤᲚᲔᲥᲢᲝᲠᲘᲡ ᲤᲝᲙᲣᲡᲨᲘ, ᲗᲣ ᲛᲘᲡᲘ ᲡᲐᲠᲙᲘᲡ ᲓᲘᲐᲛᲔᲢᲠᲘ 1 ᲛᲔᲢᲠᲘᲐ, ᲮᲝᲚᲝ ᲨᲣᲥᲫᲐᲚᲐ 1:5?

თუ შუქძალა 1:5-ია, ეს მეტრიან დიამეტრთან ნიშნავს ხუთმეტრიან საფოკუსო მანძილს $\left(\frac{D}{F}=\frac{1}{5};\ D=1;\ F=5\right)$. $5000:57=88$. 1°-ს შეესაბამება 88 მილიმეტრი. მაგრამ მარსის კუთხოვანი დიამეტრი 25″-ია, რაც გრადუსის $\frac{1}{144}$-ია. მაშასადამე, მისი გამონასახის ხაზოვანი დიამეტრი ეტოლება $88:144=0.6$ მმ. საყურადღებოა, რომ, როგორც ვხედავთ, შედარებით დიდი ინსტრუმენტის ფოკუსშიაც მარსის გამონასახის დისკოს დიამეტრი ცოტათი აღემატება ნახევარ მილიმეტრს! მაშასადამე, მარსი დასაკვირვებლად საკმაოდ ძნელი ობიექტი ყოფილა.

გამოვითვალოთ ახლა, როგორია ისეთი ტელესკოპის საფოკუსო მანძილი, რომელიც მთვარის გამონასახს გვაძლევს 3 სმ დიამეტრით (მთვარის დისკოს კუთხოვანი დიამეტრი ეტოლება დაახლოებით 30′-ს).

თუ 3 სმ შეესაბამება 30′-ს, მაშინ 1 °-ს შეესაბამება 6 სმ. ასეთ შემთხვევაში კი საფოკუსო მანძილი ეტოლება 342 სმ-ს ($F=6\times57$).

დაბოლოს გავარკვიოთ თუ რა სიდიდისა უნდა იყოს 120-სანტიმეტრიანი ფოკუსის მქონე ტელესკოპზე ფოტოფირფიტა იმისათვის, რომ მასზე მთლიანად მოთავსდეს მზის კორონის გამონასახი? თუ ფოტოგრაფიაზე კორონის სხივის სიგრძე მზის 2—3 რადიუსს მიაღწევს, მთელი კორონა განივში შეიძლება 2° იყოს. ტელესკოპის მასშტაბი ისეთია, რომ 1°-ს ფოტოფირფიტაზე 2 სანტიმეტრი შეესაბამება ($120:57\approx2$). მაშასადამე, ფირფიტა 4 სანტიმეტრი მაინც უნდა იყოს განივში იმისათვის, რომ კორონის მთელი გამონასახი დაიტიოს. დავუბრუნდეთ ტელესკოპის შეღწევადობისა და გამყოფი უნარის საკითხებს.

თუ საქმე ვარსკვლავებთან გვაქვს, შეღწევის უნარი ტელესკოპის შუქძალაზე არაა დამოკიდებული და დაპირობებულია მხოლოდ ობიექტივის (სარკის) დიამეტრით. ტელესკოპის (ობიექტივის ან სარკის) მიერ შეკრებილი სინათლის რაოდენობა შეიძლება ჩავთვალოთ $aD^2$-ის ტოლად ($a$ კოეფიციენტია; $D$-ობიექტივის ან სარკის დიამეტრი). თ ე ო რ ი უ ლ ა დ, შეღწევის უნარი $D^2$-ის პროპორციულად უნდა იზრდებოდეს. მაგრამ, რადგანაც მოცემული ვარსკვლავის დიფრაქციული დისკოს სიკაშკაშე ამ დისკოს ფართობის ანუ მისი დიამეტრის კვადრატის უკუპროპორციულია და დისკოს დიამეტრი კლებულობს, როცა ობიექტივის დიამეტრი მატულობს, ამიტომ უნდა ჩავთვალოთ, რომ ტელესკოპის შეღწევის უნარი, საბოლოოდ $D^4$-ის პროპორციულია. პ რ ა ქ ტ ი კ უ ლ ა დ, სხვადასხვა ფაქტორის მოქმედების გამო, რომელთა შორის მინისმიერი შთანთქმაც და თვალის ან ფოტოგრაფიული ფირფიტის შუქმგრძნობიერი ფენის სტრუქტურაც ასრულებს როლს, შეღწევის უნარი მაინც მხოლოდ $D^2$-ის პროპორციულად უნდა ვაღიაროთ.

100-დუიმიან[1] რეფლექტორში მოცემული ვარსკვლავი 100-ჯერ უფრო კაშკაშად მოჩანს, ვიდრე 10-დუიმიან რეფლექტორში და 250.000-ჯერ უფრო კაშკაშად, ვიდრე უბრალო თვალით დაინახება, რადგანაც 100-დუიმიანი სარკე 500-ჯერ აღემატება დიამეტრით თვალის გუგას, თუ უკანასკნელის დიამეტრი 5 მმ-ია. საერთოდ კი თვალის გუგის დიამეტრად მიჩნეულია 8 მმ და ამ შემთხვევაში თუ თვალით მხოლოდ მე-6 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავებამდე დაინახება, 100-დუიმიანი რეფლექტორით ჩანს იმდენად მკრთალი ვარ-

[1] დუიმი — სიგრძის ინგლისური ერთეული, რომელიც ეტოლება 2.54 სმ.

სკვლავებიც, რომელთა სიკაშკაშე 100.000-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე მე-6 სიდიდის ვარსკვლავებისა. ასეთებია 18.5 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავები, რამდენადაც ვარსკვლავიერი სიდიდის ყოველი შემდგომი კლასის ვარსკვლავი 2,5-ჯერ უფრო მკრთალია.

ამ ანგარიშში ერთი არსებითი პირობაა შესასრულებელი: თვალის გუგაში მთლიანად უნდა შედიოდეს ვარსკვლავის ის სინათლე, რომლისთვისაც ტელესკოპის ობიექტივს (სარკეს) თავი მოუყრია ფოკუსში. ეს პირობა კი შესრულდება, თუ ტელესკოპზე მორგებული ოკულარის გამოსასვლელი გუგის ფართი თვალის გუგის ფართზე მეტი არაა. აი, რატომ არის, რომ როგორი დიდი და მძლავრიც უნდა იყოს ტელესკოპი, მისი ოკულარის გამოსასვლელი გუგა მაინც ერთნაირად მცირეა.

თუ საქმე გვაქვს ისეთ მნათობთან, რომელსაც გარკვეული კუთხოვანი სიდიდე ანუ ფართობი აქვს (მთვარე და ცთომილები, რომლებიც დისკოს სახით წარმოგვიდგება; კომეტა, ნისლეული, რომლებიც, აგრეთვე, ფართოვანი ობიექტებია), სინათლის კონცენტრაცია გამონასახში მით მეტია, რაც ნაკლებია გამონასახის ფართობი და, მაშასადამე, რაც ნაკლებია ტელესკოპის საფოკუსო მანძილი. ნაკლები საფოკუსო მანძილის შემთხვევაში ნაკლებია მასშტაბი და მოცემული მნათობის იგივე სინათლე ფოკალური გამონასახის ნ ა კ ლ ე ბ ფართობზე მოდის.

მაშასადამე, განფენილი ანუ დისკოიანი ობიექტისათვის ტელესკოპის შეღწევადობა დამოკიდებულია მისი დიამეტრისა და საფოკუსო მანძილის თანაფარდობაზე ანუ შუქძალაზე $\left(\frac{D}{F}\right)$. ამასთან დაკავშირებით, დიდი შუქძალის მქონე ტელესკოპი კომეტის ან ნისლეულის უფრო კაშკაშა გამონასახს მოგვცემს, ვიდრე ძალზე დიდი ისეთი ტელესკოპი, რომლის შუქძალა მცირეა.

ტელესკოპის უნარს, დაგვანახოს რაც შეიძლება მეტი, ვიდრე ამას შეუიარაღებელი თვალით ვახერხებთ, უწოდებენ ტ ე ლ ე ს კ ო პ ი ს ო პ ტ ი კ ურ ძ ა ლ ას. როგორც ვნახეთ, თუ ვაკვირდებით ვარსკვლავს (მნათ წერტილოვან ობიექტს), ტელესკოპის ოპტიკურ ძალას მისი ობიექტივის (სარკის) ფართი (დიამეტრი) განსაზღვრავს: რაც მეტია უკანასკნელი, მით მეტია ოპტიკური ძალა. განფენილი ობიექტის შემთხვევაში იგი შუქძალის პროპორციულია.

უ მ კ რ თ ა ლ ე ს ი გ ა ნ ფ ე ნ ი ლ ი ობიექტების ფოტოგრაფირების მიზნით ცდილობენ შეარჩიონ რაც შეიძლება დიდი შ უ ქ ძ ა ლ ი ა ნ ი ობიექტივი: $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{1.5}$ და ზოგჯერ $\frac{1}{1}$-იც!

აბასთუმნის ობსერვატორიის დიდი რეფრაქტორის ობიექტივის დიამეტრი 40-სანტიმეტრია, ხოლო მისი საფოკუსო მანძილი — 680 სანტიმეტრი. მაშასადამე, მისი შუქძალა არის $40:680 = \frac{1}{17}$. მივმართოთ სხვა რეფრაქტორს, რომლის ობიექტივის დიამეტრი ორჯერ ნაკლებია, ე. ი. 20 სანტიმეტრს ეტოლება; საფოკუსო მანძილი სულ 1 მეტრია. მაშასადამე, მისთვის შუქძალა ყოფილა $\frac{1}{5}$ ანუ სამჯერ უფრო დიდი, ვიდრე 40-სმ-იანი რეფრაქტორისა. გამოდის, რომ მკრთალი კომეტის ფოტოგრაფირებისათვის დიდი ზომის 40-სანტიმეტრიანი რეფრაქტორი უფრო ნაკლებად გამოსადეგი ყოფილა, ვიდრე პატარა 20-სანტიმეტრიანი კამერა. აქ ნათქვამი უნდა გვესმოდეს შ ე ღ წ ე ვ ა დ ო ბ ი ს თვალ-

საზრისით. თუ გვაინტერესებს კომეტის სტრუქტურული დეტალები, მისი აგებულების გამოკვლევა, მაშინ გრძელფოკუსიან ტელესკოპს უპირატესობა ენიჭება და ჩვენ ვამჯობინებთ გადავიღოთ კომეტა 40-სანტიმეტრიანი ობიექტივით, რომლის საფოკუსო მანძილი საკმარისად დიდია: 6.8 მ.

გრძელფოკუსიან ტელესკოპს დიდი მასშტაბი ახასიათებს, რაც განფენილი (დისკოიანი) ობიექტის გამონასახზე დეტალების გარჩევასაც აადვილებს, ტელესკოპის გამყოფ უნარს ზრდის. ოღონდ საჭიროა ობიექტი იმდენად კაშკაშა იყოს, რომ დიდი მასშტაბის ფოტოგრაფიაზეც მკაფიოდ აღიბეჭდოს.

ახლა განვიხილოთ უფრო ზოგადი ხასიათის მაგალითი. ვთქვათ, ობსერვატორიაში აქვთ ორი ფოტოგრაფიული ტელესკოპი ანუ ა ს ტ რ ო გ რ ა ფ ი (იხ. ქვემოთ), რომლებითაც ცის ობიექტების ფოტოგრაფირება წარმოებს. პირველი ასტროგრაფის ობიექტივის დიამეტრი 16 სანტიმეტრია და საფოკუსო მანძილი 64 სანტიმეტრი. მეორეს ისეთივე ზომის ობიექტივი აქვს, საფოკუსო მანძილი კი 320 სანტიმეტრი. რომელი მათგანის გამოყენებაა უფრო ხელსაყრელი შემდეგი ობიექტების ფოტოგრაფირებისათვის: 1) კომეტის კუდის, 2) მთვარის მთების, 3) მეტეორების, 4) მზის ლაქების, 5) ორიონის ნისლეულის და, ბოლოს, 6) ვარსკვლავებისა, — მათი ზუსტი მდებარეობის ფოტოგრაფიული წესით განსაზღვრის მიზნით? პირველი ასტროგრაფი $\left(D=16\text{ სმ},\ F=64\text{ სმ},\ \frac{D}{F}=\frac{1}{4}\right)$ უფრო მალალი შუქძალის მქონეა, ვიდრე მეორე $\left(\frac{D}{F}=\frac{16}{320}=\frac{1}{20}\right)$; მისი გამოყენება ხელსაყრელია 1) და 5) ამოცანებისათვის. იმავე ასტროგრაფის გამოყენება ხელსაყრელია აგრეთვე 3) ამოცანისათვის, რამდენადაც ამას ესაჭიროება მხედველობის დიდი ველი და პირველ ასტროგრაფს უფრო დიდი ველი აქვს, რადგანაც მისი საფოკუსო მანძილი მცირეა, სამაგიეროდ, მეორე ასტროგრაფი უფრო ეფექტურად გამოიყენება 2) და 4) ამოცანებისათვის. რადგანაც, ჯერ ერთი, ამ შემთხვევებში გადასაღები ობიექტები საკმაოდ კაშკაშა არიან და დიდ შუქძალიან ტელესკოპს არ საჭიროებენ და, მეორეც, დიდი საფოკუსო მანძილი უზრუნველყოფს დიდ მასშტაბს და მთების (მთვარეზე) და ლაქების (მზეზე) დეტალების გამოვლინებას, გარჩევას და გამოკვლევას. 6) ამოცანისათვის მეორე ასტროგრაფი უნდა იხმარონ უთუოდ, რადგანაც იგი. დიდი მასშტაბის გამო — უზრუნველყოფს კოორდინატების ზუსტ გამოთვლას. რამდენადაც უკანასკნელი ოპერაცია ემყარება ვარსკვლავთ მდებარეობათა განსხვავებების გაზომვას.

ფოტოფირფიტაზე ხაზოვან კოორდინატთა სხვაობანი გამოიხატება შემდეგი ფორმულებით (იგულისხმება, რომ წყვილიდან ერთ-ერთი ობიექტის გამონასახი ფოტოფირფიტის იმ წერტილშია, რომელშიც ფირფიტას ტელესკოპის ოპტიკური ღერძი[1] ჰკვეთს):

$$\Delta X=\frac{\Delta\alpha\cdot 15\cos\delta}{3438}\ F,$$

$$\Delta Y=\frac{\Delta\delta}{3438}\ F.$$

---

1 ოპტიკური ღერძი ეწოდება ლინზის ზედაპირების შემომსაზღვრელი სფეროების ცენტრების შემაერთებელ წრფეს.

აქ პირდაპირი აღვლენა დროის მინუტებში, დახრილობა რკალის მინუტებში, ფოკუსის მანძილი მილიმეტრებში იანგარიშება. ფორმულაში cos δ იმის გამო გაჩნდა, რომ დღეღამურ პარალელთა ორ მერიდიანს შორის მონაკვეთების სიგრძე, რასაც ფოტოფირფიტაზე $x$-ღერძის პარალელური მიმართულებები შეესაბამება, კლებულობს δ-ს ზრდასთან ერთად. ამას ითვალისწინებს ფორმულა. მაშასადამე, ყურადღებამისაქცევია ისიც, რომ $x$ და $y$ ღერძები საკმარისი სიზუსტით იქნეს ორიენტირებული $\alpha$ და δ მიმართულებათა შესაბამისად.

გვახსოვდეს ისიც, რომ ობიექტივი (რეფრაქტორი) გვაძლევს შებრუნებულ გამონასახებს, ე. ი. თუ გადავიღებთ, მაგალითად, მთვარეს, მაშინ ფოკალურ სიბრტყეში მთვარის ჩრდილო კიდე ქვემოთ იქნება, ხოლო სამხრეთი — ზემოთ, მისი დასავლეთი კიდე — მარცხნივ და აღმოსავლეთი — მარჯვნივ. ამიტომ, რეალურ ცას რომ შევუსაბამოთ მიღებული გამონასახი, ფირფიტა 180°-ით უნდა შემოვატრიალოთ მისი მართობული მიმართულების ირგვლივ და ისე ვათვალიეროთ.

ვიზუალურად დაკვირვებისას, თუ, მაგალითად, სინამდვილეში მეტეორმა გაიქროლა ჰორიზონტიდან ზენიტისაკენ, ხედვის ველში დავინახავთ მის გავლას ზემოდან ქვემოთ. რეფლექტორის (სარკის) შემთხვევაში ეს ასე არაა. იქ მიიღება ე. წ. სარკული გამოსახულება, ანუ ობიექტის (მთვარის) ზედა და ქვედა კიდე რეალურ მდებარეობას შეესაბამება, ადვილს იცვლიან მხოლოდ მარჯვენა (დასავლეთი) და მარცხენა (აღმოსავლეთი) კიდეები. ცხადია, დამატებითი ლინზებისა და სარკეების შემოყვანა თავისებურად შეცვლის ამ მდგომარეობას.

თუ სურთ ასტროგრაფის მასშტაბი ისეთი იყოს, რომ ფოტოფირფიტაზე 1′-ს ზუსტად 1 მმ შეესაბამებოდეს, მაშინ ობიექტივი ისე უნდა იყოს გათვლილი, რომ ფოკუსის მანძილი 3,44 მეტრს ეტოლებოდეს. ასეთი ერთტიპური ასტროგრაფები არსებობს და მათ ნ ო რ მ ა ლ უ რ ა ს ტ რ ო გ რ ა ფ ე ბ ს უწოდებენ.

## § 17. ოპტიკური აბერაციები

აქამდე იდეალურ ოპტიკას ვგულისხმობდით, რომელსაც არა აქვს რაიმე ნაკლი. სინამდვილეში კი, თანამედროვე ოპტიკური ტექნოლოგიის პირობებში, ტელესკოპის ოპტიკურ დეტალებს თან სდევს დეფექტების მთელი რიგი. ზოგი მათგანი გამოწვეულია ობიექტივის ან სარკის მინის ნაკლოვანებით, ზოგიც ოპტიკური გამონასახის შექმნის პროცესიდან წარმოსდგება; ესენი ერთად კი „ამახინჯებენ“ ობიექტის „იდეალურ“ დიფრაქციულ გამონასახს და ამცირებენ ტელესკოპის შუქძალას, გამყოფ უნარს, შეღწევადობას და სხვ.

იდეალური ობიექტივის თეორია დაამუშავა გ ა უ ს მ ა (*Gauss*). თუ ობიექტივი იმდენად არის დიაფრაგმირებული[1], რომ მოქმედებს მისი მხოლოდ ის ნაწილი, რომელიც ოპტიკური ღერძის უშუალო მახლობლობაშია (ე. ი. ატარებს პარაქსიალურ სხივებს[2]), მაშინ ეს რეალური ობიექტივი ისეთ გამონასახებს იძ-

---

[1] ეამბობთ: „ობიექტივი დიაფრაგმირებულია“, თუ მის წინ აფარებულია გაუმჭვირვალე მასალისაგან (ლითონის ფურცელი, მუყაო, ფანერა) დამზადებული ფარი, რომელშიც ამოჭრილია ხვრეტი, განივით ნაკლები, ვიდრე თვით ობიექტივია. დიაფრაგმირებულ ობიექტივში სინათლე შედის ნაკლები, ვიდრე თავისუფალ ობიექტივში. დიაფრაგმა ამცირებს ობიექტივის მოქმედ ზედაპირს.

[2] სხივთა კონა, რომელიც ოპტიკურ ღერძთან მცირე კუთხეს ადგენს.

ლევა. რომლებიც საკმაოდ კარგად აკმაყოფილებენ გაუსის თეორიიდან გამომდინარე კანონზომიერებებს. მაგრამ, დიაფრაგმირების შემცირებასთან ერთად, ობიექტივის მოქმედი ნაწილის ზრდასა და ობიექტივის ხედვის ველის კუთხის ზრდასთან ერთად რეალური გამონასახის აგებულება საგრძნობლად შორდება გაუსისეულ იდეალურ გამონასახს. ეს დაშორება იმაში გამოიხატება, რომ გამონასახი კარგავს მკვეთრ მოხაზულობას და ირღვევა ობიექტსა და მის გამონასახს შორის მსგავსება. სახელდობრ, წერტილის გამონასახი აღარაა წერტილი, არამედ წრეა ან უწესო ფორმის „ლაქა". გამონასახის ასეთ „დამახინჯებებს" ანუ რეალური გამონასახის დ ა შ ო რ ე ბ ა ს იდეალურისაგან ეწოდება საერთო სახელი: ა ბ ე რ ა ც ი ა (ლათ. aberratio).

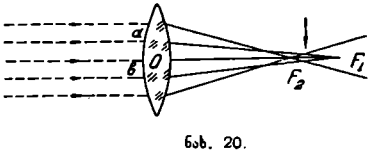
აბერაციების ცალკეულ გამოვლინებებს წარმოადგენენ სფერული აბერაცია, ქრომატული აბერაცია, კომა, ასტიგმატიზმი და სხვ. მათთან ერთად მოქმედებენ, თუ გამონასახის ფორმაზე არა, მის სიკაშკაშეზე მაინც, სხვა ფაქტორებიც: სინათლის შთანთქმა ობიექტივში და არეკვლით გამოწვეული დაკარგვა სინათლისა. ამათ ცალ-ცალკე განვიხილავთ.

## § 18. სფერული აბერაცია

სფერული აბერაცია ობიექტივის და სფერული ჩაზნექილი სარკის თვისებაა, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ ობიექტივის (სარკის) სხვადასხვა ზონა სხვადასხვა წერტილში ჰკრებს ობიექტივში გასულ და გარდატეხილ (სარკიდან არეკლილ) სხივებს. ობიექტივის ცენტრის ახლო გამავალი (ასევე, სარკის ცენტრის ახლო არეკლილი) სხივები უფრო შორს იკრიბება ობიექტივიდან (სარკიდან), ვიდრე მისი კიდეების ახლო ზონებზე გავლილი (არეკლილი) სხივები. მაშასადამე, ობიექტივის ან სარკის სხვადასხვა ზონას სხვადასხვა საფოკუსო მანძილი ჰქონია და დასაკვირვებელი მნათობის სინათლე. რამდენადაც ერთ წერტილში (საერთო ფოკუსში) არ შეიკრიბება, სინამდვილეში ერთგვარ „სივრცულ" გამონასახს მოგვცემს.

როგორც ვიცით, ტელესკოპის ობიექტივს, საერთოდ, სფერული ზედაპირი აქვს. სარკეზეც იგივე ითქმის, საერთოდ. თუმცა, ჩვეულებრივი ტიპის რეფლექტორებში სარკის ზედაპირი პარაბოლოიდის ზედაპირია. განხილულ აბერაციას იმიტომ დაერქვა ისტორიულად ს ფ ე რ უ ლ ი, რომ იგულისხმებოდა სფერული ზედაპირის მქონე ობიექტივები და სარკეები. უფრო სწორი იქნება, როგორც ამას ზოგიერთი ავტორი შენიშნავს, ამ აბერაციას მისცემოდა ზ ო ნ უ რ ი აბერაციის სახელი.

განვიხილოთ სფერული აბერაციის გეომეტრიული სურათი-სქემა ობიექტივის მაგალითზე (ნახ. 20). *O* წარმოადგენს ობიექტივს. ცენტრის ახლო გამავალი *ab* სხივები იკრიბება უფრო შორს, $F_1$-ში; კიდესთან გამავალი სხივები კი — უფრო ახლო $F_2$-ში.



ნახ. 20.

იმასთან დაკავშირებით, რომ ასტროფიზიკაში, უმთავრესად, მნათობებზე დაკვირვების ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი მეთოდი გამოიყენება, განვიხილოთ გამონასახის ფოტოგრაფირების შემთხვევა ანუ განვიხილოთ გამონასახი ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე, რომელიც ტელესკოპში ჩაიდგმის ობიექტივის ოპტიკური ღერძის მართობულად იქ, სადაც ფოკუსი უნდა იყოს.

მაგრამ, სად არის ამ შემთხვევაში ფოკუსი? $F_1$-ში მხოლოდ ცენტრული სხივების ფოკუსია; $F_2$-ში — მხოლოდ კიდური სხივებისა. სადაც უნდა ჩაიდგას ფოტოფირფიტა, მისი გადაკვეთა სხივთკონასთან, ყოველთვის რაღაც წრეა, გ ა ბ ნ ე ვ ი ს წ რ ე ა (სიმარტივისათვის დიფრაქციას აქ უგულებელვყოფთ). მაგრამ, იქ, სადაც ისრით ნაჩვენებია, ეს წრე უმცირესია. ხელსაყრელია სწორედ უმცირესი გაბნევის ადგილას მოვათავსოთ ფოტოფირფიტა. ეს შეესაბამება ს ა შ უ ა ლ ო ოპტიმალურ ფოკუსს.

როგორც ვხედავთ, აბერაცია წარმოდგენილია გრძივად და განივად. ფოკუსების ადგილების გაბნევა ოპტიკური ღერძის გასწვრივ გრძივი აბერაციაა. გაბნევის წრის დიამეტრი კი განივ აბერაციას წარმოადგენს.

ფოტოფირფიტაზე მიღებული გამონასახის მეშვეობით შეგვიძლია გავზომოთ მხოლოდ განივი აბერაცია.

სფერული აბერაცია ადიდებს გამონასახის დიფრაქციულ დისკოს და მით ამცირებს ტელესკოპის ოპტიკურ სიმძლავრეს, ამცირებს შეღწევადობას. იგი მით მეტია, რაც ნაკლებია ობიექტივის ან სარკის საშუალო საფოკუსო მანძილი. ამავე დროს იგი მით მეტია, რაც მეტია ობიექტივის ან სარკის დიამეტრი.

ოპტიკოსები, რომლებიც ტელესკოპის ოპტიკური დეტალების გათვლასა და დამზადებას ეწევიან, ცდილობენ რაც შეიძლება შეამცირონ ობიექტივის აბერაცია მით, რომ სათანადო ლინზებს გარკვეულ სიმრუდეს აძლევენ. სარკის მიმართ ამ მიზნის განხორციელება შეიძლება, თუ სარკის კიდეს ნაკლები სიმრუდე მიეცა. ასე წარმოიშობა პარაბოლოიდური ფორმის სარკე. მაგრამ, აბერაციის სრულად მოსპობა არ ხერხდება.

თვლიან, რომ ობიექტივი ან სარკე, რომელსაც ხმარობენ ფოტოგრაფიულ ტელესკოპში, კარგი ხარისხისაა, თუ მისი განივი აბერაცია (სფერული და სხვა) არ აღემატება მილიმეტრის 10 ან 15 მეათასედს ანუ 10—15 მიკრონს. ასეთ შემთხვევაში გაბნევის წრე ნაკლებია, ვიდრე ის გაბნევა სხივებისა, რომელთაც იწვევს ატმოსფეროს მღელვარება და მდგომარეობს სხივის თრთოლვაში. ამ სახის გაბნევა იძლევა თ რ თ ო ლ ვ ი ს დ ი ს კ ო ს. მისი სიდიდე ცვალებადია. იგი დამოკიდებულია ადგილმდებარეობაზე, ამინდზე, ატმოსფეროს საერთო მდგომარეობაზე. კარგი თვისებების მატარებელი ატმოსფერული პირობებისათვის თრთოლვის დისკო არ აღემატება 1″-ს. ხუთმეტრიანი ფოკუსის ტელესკოპისათვის, მაგალითად, ეს ეტოლება თითქმის 25 მიკრონს. მაგრამ, ატმოსფეროს მდგომარეობა იმზომად იცვლება, რომ ცალკე პერიოდებში ან მომენტებში პირობები ათჯერ უარესი შეიძლება იყოს ჩვეულებრივთან შედარებით, ე. ი. თრთოლვის დისკო შეიძლება 10-ჯერ გაიზარდოს და გახდეს, მაშასადამე, 10″.

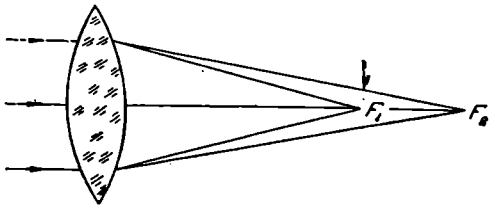
## § 10. ქ რ ო მ ა ტ უ ლ ი ა ბ ე რ ა ც ი ა

ქრომატული აბერაცია იმაში მდგომარეობს, რომ ობიექტივში გამავალი ს ხ ვ ა დ ა ს ხ ვ ა ტ ა ლ ღ ი ს ს ი გ რ ძ ი ს სხივები სხვადასხვა წერტილში იყრიან თავს და არა — ერთ ფოკუსში.

სფერული აბერაციის განხილვისას ვგულისხმობდით, რომ საქმე გვაქვს მონოქრომატულ სხივთკონასთან, ე. ი. ისეთთან, რომელშიც მხოლოდ რაღაც ერთი გარკვეული ტალღის სიგრძის მქონე სხივებია, ერთი ფერისა, მაგალითად, წითელი სხივები ან მხოლოდ ლურჯი სხივები. პრაქტიკულად თითქმის ყოველ-

ოვის საქმე გვაქვს „თეთრ“ სინათლესთან ანუ შედგენილ სინათლესთან, რომელშიც მრავალი სხვადასხვა ტალღის სიგრძის მქონე სხივებია. მაგრამ წარმოდგენათა გასაადვილებლად ცალ-ცალკე განვიხილავთ აბერაციებს. ამიტომ აქამდე ვთვლიდით სხივთკონას მონოქრომატულად და ვლაპარაკობდით სფერულ აბერაციაზე. ახლა განვიხილოთ ჩვეულებრივი, „თეთრი“ სინათლე და, სამაგიეროდ, უგულებელყოთ სფერული აბერაციის ეფექტი.

დავხედოთ 21-ე ნახ.-ს. აქაც ობიექტივთან გვაქვს საქმე, რომელშიც პარალელური სხივები შემოდის. იისფერი და ლურჯი სხივების გარდატეხა მეტია და ამიტომ ობიექტივის გავლის შემდეგ ეს სხივები უფრო ახლო იყრის თავს ობიექტივთან, ვიდრე ყვითელი და წითელი სხივები. $F_1$ მოკლეტალღოვანი სხივების (იისფერი და ლურჯი) ფოკუსია, $F_n$ — გრძელტალღოვანისა.




ნახ. 21.

თუ ამ შემთხვევასაც ვარსკვლავის გამონასახის ფოტოგრაფირების თვალსაზრისით განვიხილავთ, ვნახავთ, რომ ტელესკოპში ჩადგმული ფირფიტის გადაკვეთა სხივთკონის მიერ აქაც წრიულ გამონასახს იძლევა. ვთქვათ, ფოტოფირფიტა ჩადგმულია იქ, სადაც ისარი მიუთითებს. მაშინ ვარსკვლავის გამონასახი წარმოადგენს წრეს, რომლის გული ლურჯია და გარსი მოწითალო, ე. ი. გამონასახი ფ ე რ ა დ „ლაქას“ წარმოადგენს.

ქრომატული აბერაციის გამო დამკვირვებელი შეიძლება ადვილად მოტყუვდეს მნათობის ფერის შეფასებაში (როცა იგი ვიზუალურად ანუ თვალით აკვირდება) იმის მიხედვით, თუ რამდენად დააშორებს იგი თვალს საშუალო ფოკუსის წერტილს. როგორც კი დავუმიზნებთ ტელესკოპს ვარსკვლავს და თანდათანობით დავაშორებთ თვალს (ოკულარს) ობიექტივიდან, ოპტიკური ღერძის გასწვრივ ($F_1$-დან $F_2$-მდე) დავინახავთ ჯერ იისფერ, თითქმის წერტილოვან გამონასახს, რომელიც გარსშემოვლებულია ფერადი, კიდისაკენ მოწითალო შარავანდედით. მერე გამონასახი მიიღებს ცისფერს, მომწვანო, მოყვითალო და, ბოლოს, მოწითალო ფერს. ამ უკანასკნელ შემთხვევაში შუაში მოთავსებულ მოწითალო გამონასახს გარს აკრავს მკრთალი მოიისფრო შარავანდედი.

ქრომატული აბერაციაც ამცირებს რეფრაქტორის შელწევის უნარს იმდენად, რამდენადაც მისი მოქმედებით მნათობის სინათლე ერთ ფოკუსში არ გროვდება, არამედ ნაწილდება სივრცის რაღაც მოცულობაში ფერების მიხედვით.

ქრომატულ აბერაციას იმ სახით, როგორც განვიხილეთ, მ დ ე ბ ა რ ე ო ბ ი ს ქ რ ო მ ა ტ ი ზ მ ს აც უწოდებენ, რამდენადაც ეს სახელწოდება იმას გამოხატავს, რომ სხვადასხვა ფერის ფოკუსების მ დ ე ბ ა რ ე ო ბ ა ოპტიკური ღერძის გასწვრივ სხვადასხვაა.

ადვილი სანახავია, რომ ქრომატული აბერაციაც შეგვიძლია დანაწილებულად წარმოვიდგინოთ: როგორც გრძივი და განივი ქრომატიზმები.

განივი ქრომატიზმი მით მეტია, რაც მეტია ობიექტივის დიამეტრი. როცა ამა თუ იმ დაკვირვებაში ქრომატიზმის ეფექტების შემცირებაა საჭირო, მიმართავენ ობიექტივის დიამეტრის შემცირებას დიაფრაგმირების გზით.

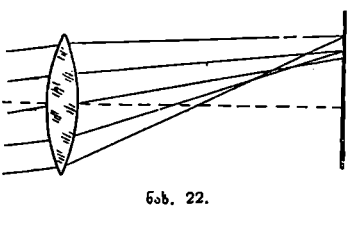
ქრომატიზმს სხვადასხვაგვარი გამოვლინება აქვს. ერთ-ერთი შემდეგში შდგომარეობს. რაკი სხვადასხვა ფერის სხივებს სხვადასხვა სიგრძის საფოკუსო მანძილები აქვთ, ამიტომ მოცემულ ტელესკოპში რაიმე ვარსკვლავიერი არის ფოტოგრაფიას სხვადასხვა ფერებში სხვადასხვა მასშტაბი უნდა ჰქონდეს. ამიტომ მანძილი, მაგალითად, ცენტრული ვარსკვლავიდან კიდის რომელიმე ვარსკვლავამდე ფოტოფირფიტაზე სხვადასხვაა სხვადასხვა ფერებში. პრაქტიკულად ეს იმას ნიშნავს, რომ ფირფიტის კიდეებზე ვარსკვლავების გამონასახები ჰაწია სპექტრების სახეს ღებულობენ. ამ სპექტრების ლურჯი ბოლოები მდებარეობს ფირფიტის ცენტრის მხარეზე (ლურჯ სხივებს უფრო მოკლე ფოკუსი და, მაშასადამე, უფრო მცირე მასშტაბი შეესაბამება!).

ამ მოვლენას გ ა დ ი დ ე ბ ი ს ქ რ ო მ ა ტ ი ზ მ ი ეწოდება. ეს უკანასკნელი არაა დამოკიდებული არც ობიექტივის ზონებზე და არც მის დიამეტრზე, მაგრამ კავშირშია ტელესკოპის მხედველობის ველის კუთხესთან და ეწოდ მეტია, რაც მეტია ეს კუთხე.

ქრომატულ აბერაციას არა აქვს ადგილი რეფლექტორში, რადგანაც იგი დაპირობებულია სხივის მინაში გ ა რ დ ა ტ ე ხ ი ს თვისებებით (გარდატეხის კოეფიციენტით). რეფლექტორში კი საქმე მხოლოდ სარკის ზედაპირიდან ა რ ე კ ვ ლ ა ს თ ა ნ გვაქვს, მაგრამ სხივების არეკვლა ერთნაირად ხდება (არეკვლის კ უ თ ხ ი ს თვალსაზრისით) როგორი ტალღის სიგრძის სხივებიც არ უნდა იყოს. ეს გარემოება განსაზღვრავს რეფლექტორის უპირატესობას რეფრაქტორის წინაშე. თუ ორ ტელესკოპს—რეფრაქტორს და რეფლექტორს — თანატოლი დიაშეტრების ობიექტივი და სარკე აქვთ და, მაშასადამე, თითქოს — სინათლის შეკრების ერთნაირი უნარი, მაინც რეფლექტორის შეღწევის უნარი უფრო მაღალია (სხვა თანატოლ პირობებში) სწორედ იმიტომ, რომ მისთვის არ არსებობს ქრომატიზმი, მაშასადამე, — არც ქრომატიზმით დაპირობებული შემცირება შეღწევადობისა.

## § 20. კ ო მ ა

როცა სფერულ აბერაციას განვიხილავდით, მხედველობაში გვქონდა ობიექტივის ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივები. ახლა, თუ განვიხილავთ ოპ-

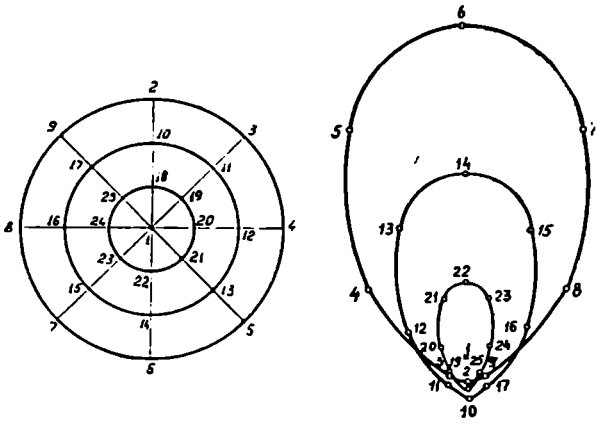


ნახ. 22.

ტიკური ღერძისადმი დ ა ხ რ ი ლ პარალელურ სხივებს, ვნახავთ, რომ ობიექტივში გავლისას დაირღვევა ამ სხივების ღერძული სიმეტრია და ვარსკვლავის წრიული გამონასახის ნაცვლად მიიღება ერთგვარი ასიმეტრიული „ლაქა". ესეც აბერაცია არის, მაგრამ — ოპტიკური ღერძისადმი დახრილი სხივებისა. მას კ ო მ ა ს უწოდებენ. კომას ილუსტრაციას ვხედავთ 22-ე ნახ.-ზე.

აქ თავისთავად ჩანს სხივების მსვლელობის თავისებურება, რის შედეგად წერტილის გამონასახი ღებულობს მძიმის („კომა") მსგავს ფორმას, რომლის შიგნით გამონასახის სიკაშკაშე არათანაბრადაა განაწილებული (ნახ. 23 ბ). ეს

დეფორმაცია და სიკაშკაშის არათანაბრობა მით მეტია, რაც უფრო შორსაა გამონასახი ოპტიკური ცენტრიდან. გამონასახები გაწელილია რადიალურად ოპტიკური ცენტრის მიმართ. 23-ე ა ნახ.-ი გამოხატავს ტელესკოპის ობიექტივის




ნახ. 23.

წინა მხარეს, რომელზეც აღნიშნულია 24 წერტილი, სადაც გადის სხივების 24 ვიწრო კონა იმ სხივთკონისა, რომელიც თავისთავად პარალელურია, მაგრამ ობიექტივის ოპტიკური ღერძისადმი დახრილია. ბ-ზე სქემატურად ნაჩვენებია ობიექტივის ფოკალურ სიბრტყეში[1] მიღებული ვარსკვლავის გამონასახის საერთო ფორმა, რომელზეც აღნიშნულია ის ადგილები, სადაც მოდის შესაბამისი სხივები (იმავე რიცხვებით აღნიშნული). წერტილების გაფანტვა გამონასახის ერთ ნაწილში და მათი თავშეყრა მეორეში გვიჩვენებს თვალნათლივ კომით დამძიმებული ანუ დამახინჯებული გამონასახის არასიმეტრიულობას და მისი განაოებულობის უთანაბრობას.

კომის გეომეტრიული სიდიდე მით მეტია, რაც მეტია სხივების დახრის კუთხე. კომა მით ნაკლებია, რაც ნაკლებია ობიექტივის დიამეტრი. ამიტომ ობიექტივის დიაფრაგმირება ამცირებს მის ეფექტს.

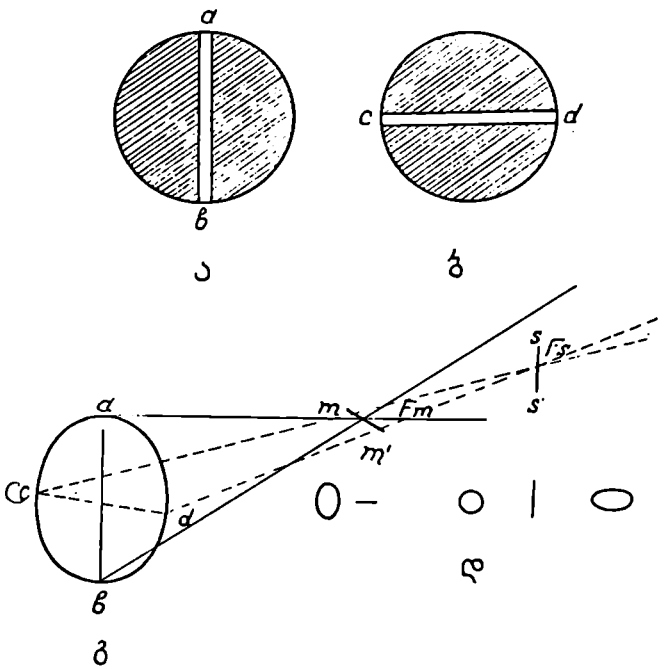
კომა ახასიათებს როგორც რეფრაქტორს (ობიექტივს), ისე რეფლექტორს (სარკეს).

## § 21. ასტიგმატიზმი

ასტიგმატიზმიც ოპტიკური ღერძის მიმართ დახრილი სხივების სფერული აბერაციის ერთ-ერთი სახეობაა. იგი იმაში მდგომარეობს, რომ ორ ურთიერთმართობულ სიბრტყეში მდებარე სხივები სხვადასხვა ფოკუსში იკრიბება.

[1] ფოკალურ სიბრტყეს უწოდებენ ფოკუსის წერტილში გამავალ ოპტიკური ღერძის მართობულ სიბრტყეს. ამ სიბრტყეში უნდა იმყოფებოდეს უსასრულოდ დაშორებული, ოპტიკური ღერძის მართობული ბრტყელი საგნის გამონასახი. პრაქტიკულად ეს გამონასახი მოცემული ობიექტიეის თვისებებზე დამოკიდებულ ზედაპირზეა, რომელსაც ფოკალური ზედაპირი ეწოდება.

24-ე ნახ.-ზე „ა"-თი გამოხატულია ობიექტივი (მისი პროექცია ოპტიკური ღერძის მართობულ სიბრტყეში), რომელიც დიაფრაგმირებულია ისე, რომ სხივები გაივლის მასში მხოლოდ ვერტიკალურად მოქცეული ვიწრო „სარკმელში". ეს სარკმელი ობიექტივის ერთგვარ კვეთას წარმოადგენს, რომელსაც უწოდებენ მერიდიანულ კვეთას. „ბ" გამოხატავს იმავე ობიექტივს, ოღონდ იმ განსხვავებით,




ნახ. 24.

რომ „სარკმელი" ახლა ჰორიზონტულად მდებარეობს. ეს ობიექტივის ე. წ. საგიტური კვეთაა. მაშასადამე, მერიდიანული და საგიტური კვეთანი ურთიერთ მართობულნი არიან. მათზე გამომავალი სხივთკონათა ფოკუსები, თუმცა, სხვადასხვა ადგილზე მოდის. „გ"-ზე წარმოდგენილია სქემატურად ობიექტივი და მის ორ — მერიდიანულ (*ab*) და საგიტურ (*cd*) — კვეთაზე გამავალი სხივთკონები. მერიდიანული სხივთკონის ფოკუსი $F_m$-შია; საგიტურისა (წყვეტილი ხაზები) — $F_s$-ში. თუ ერთ მერიდიანულ კვეთას კი არა, მათ ერთობლიობას განვიხილავთ, ფოკუსის წერტილები დალაგდება $mm'$ მონაკვეთზე, ხოლო საგიტური კვეთების სხივთკონათა ფოკუსები — $ss'$ მონაკვეთზე. $mm'$ და $ss'$ ურთიერთ მართობულია.

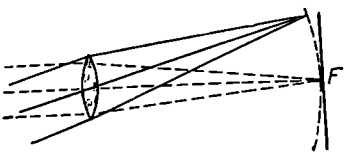
იმის მიხედვით, თუ სად ჩავდგამთ ფოტოფირფიტას (რა მანძილზე ობიექტივიდან), მისი კვეთა მთლიან ობიექტივზე გამომავალ სხივთკონასთან სხვადასხვა იქნება: ობიექტივსა და $F_m$-ს შორის — ელიფსი, რომელიც მით უფრო მცირეა, რაც ახლოა ფოტოფირფიტა $F_m$-თან; $F_s$-ს მარჯვნივ ელიფსი იქნება,

მაგრამ — დიდი ნახევარღერძით 90°-ით მობრუნებული (ნახ. 24-დ). $F_m$ და $F_s$-ს შორის გვექნება შედარებით მცირე ზომის და დაახლოებით წრიული გამონასახები. სინამდვილეში სურათი უფრო რთულია, ვიდრე აქ აღწერილი და უფრო სწორი იქნება, თუ ვიტყვით, რომ ფოტოფირფიტაზე ოპტიკურ ცენტრს დაშორებულ ვარსკვლავთ გამონასახები რომბის ან ჯვრის ფორმისაა, რომელთა ცენტრულ ნაწილს მაქსიმალური სიკაშკაშე აქვს.

სხვა სიტყვებით, ასტიგმატიზმის გამო სხივები, ობიექტივის გავლის შემდგომ, ერთ წერტილში კი არ გადაიკვეთებიან, არამედ ორ ურთიერთ მართობულ სწორხაზოვან მონაკვეთში, რომლებიც ერთიმეორის დაშორებით მდებარეობენ. ასტიგმატური გამონასახი ნიშნავს არაწერტილოვანს (ბერძნ. στιγμα — წერტილი).

## § 22. ველის სიმრუდე

ობიექტივის „ფოკალური სიბრტყე" სინამდვილეში სიბრტყეს კი არ წარმოადგენს, საერთოდ, მრუდი ზედაპირია, დაახლოებით — სფერული. ცხადია, რომ, რაკი ბრტყელ ფოტოფირფიტას ვხმარობთ, იგი არ შეიძლება შეთავსებული იყოს მრუდ ფოკალურ ზედაპირთან. მხოლოდ ოპტიკური ცენტრის ახლო, სადაც ხდება ბრტყელი ფოტოფირფიტის შეხება ფოკალურ ზედაპირთან (ნახ. 25), ეს ორი ზედაპირი — ფოტოფირფიტისა და ფოკალური — შეთავსებულად ჩაითვლება. რაც უფრო შორს არის გამონასახი ოპტიკური ცენტრიდან, მით უფრო დაშორებულია რეალური გამონასახი ფოკალურ გამონასახს. ამ მოვლენაში მდგომარეობს ველის სიმრუდე.



ნახ. 25.

## § 23. აქრომატული და ანაბერაციული სისტემები. შეიდგენილი სისტემა. მაკსუტოვისეული მენისკური სისტემა

უკანასკნელად განხილული აბერაციები: კომა, ასტიგმატიზმი, ველის სიმრუდე ახასიათებს როგორც რეფრაქტორს, ისევე რეფლექტორს. ასტიგმატიზმი და კომა უფრო მეტად პარაბოლური სარკის შემთხვევაში იჩენენ თავს. ამიტომ რეფლექტორების ვარგისი ფოკალური ველი, ე. ი. ის ნაწილი ფოკალური ზედაპირისა, რომელზეც გამონასახი არაა იმდენად დამახინჯებული, რომ არ შეიძლებოდეს მისი გამოყენება, გაზომვა და გამოკვლევა, მეტისმეტად მცირეა. ასე, მაგალითად, ერთ-ერთი გიგანტი-ტელესკოპის — ვილსონის მთის ობსერვატორიის 100-დუიმიანი რეფლექტორის ვარგისი ველი არ აღემატება რკალის 7 მინუტს! რაც შეეხება რეფრაქტორებს, ესენი უკეთეს პირობებში არიან ამ მხრივ; თანამედროვე ფოტოგრაფიულ ობიექტივებს აქვთ ვარგისი ველები, რომლებიც ხშირად 10 გრადუსსაც აჭარბებენ დიამეტრში.

ბუნებრივია, რომ ასტრონომები, კონსტრუქტორები და ოპტიკოსები ცდილობდნენ და ცდილობენ გამოიგონონ და გამოიყენონ ისეთი ხერხები და საშუალებანი, რომლებთაც შესწევთ უნარი შეამცირონ აბერაციები, გაუმჯობესონ გამონასახები და გაადიდონ ვარგისი ველის ფარგლები.

ობიექტივებს, რომლებშიც ერთდროულად გასწორებულია (შემცირებულია, თუ სულ მოსპობილი არაა) სფერული აბერაცია და კომა, ა პ ლ ა ნ ა ტ ე ბ ი ეწოდება. გასწორება იმით ხერხდება, რომ ადგენენ რთულ ობიექტივებს, რომლებშიც გამოყენებულია რამდენიმე, სხვადასხვა თვისების და სხვადასხვა სიმრუდის მქონე ზედაპირებიანი ლინზები.

26-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია აპლანატი — ოთხლინზიანი რთული ობიექტივი, რომელშიც დიდად შემცირებულია სფერული აბერაცია და კომა.

ობიექტივებს, რომლებთათვის შემცირებულია ასტიგმატიზმი და ველის სიმრუდე, ა ნ ა ს ტ ი გ მ ა ტ ე ბ ი ეწოდება. ეს შემცირება ხორციელდება სათანადო სიმრუდის ზედაპირების მქონე და სხვადასხვა ხარისხის მინისაგან დამზადებული რამდენიმე ლინზის კომბინაციით.

ნახ. 26.

ქრომატიზმის შემცირება ხერხდება არა მარტო სხვადასხვა სიმრუდის ლინზების, არამედ მათთვის სხვადასხვა მასალის (სხვადასხვა გარდამტეხი უნარის მქონე მინის) სათანადო შერჩევით.

სრული მოსპობა ქრომატიზმისა ანუ, როგორც ამბობენ, ა ქ რ ო მ ა ტ ი ზ ა ც ი ა არ ხერხდება. აქრომატიზაცია შეიძლება მხოლოდ სპექტრის რაღაც შემოსაზღვრული უბნის სხივებისათვის.

თუ ობიექტივის ქრომატული აბერაცია შესწორებულია სხივებისათვის 4800-დან 6000 ანგსტრემამდე (ეს ე. წ. ვიზუალური ანუ ისეთი სხივებია, რომელთა მიმართ ადამიანის თვალი უმეტესად გრძნობიერია), მაშინ ამბობენ, რომ კორექცია ვიზუალურია და ობიექტივს ვიზუალურს უწოდებენ და ასეთი ობიექტივით აღჭურვილი ტელესკოპი ვიზუალური (თვალით) დაკვირვებისათვის გამოიყენება უფრო ეფექტურად.

თუ ობიექტივი აქრომატიზებულია სხივებისათვის, რომელთა ტალღის სიგრძეები მოქცეულია 3800 და 4500 ანგსტრემს შორის (ე. წ. ფოტოგრაფიული სხივები, რომელთა მიმართ უფრო გრძნობიერია ჩვეულებრივი ფოტოემულსია), მაშინ კორექცია და ობიექტივიც ფოტოგრაფიულია და ასეთი ობიექტივით აღჭურვილი ტელესკოპი არსებითად ა ს ტ რ ო გ რ ა ფ ი ა, — ფოტოგრაფიული დაკვირვებისათვის გამოსაყენებელი ტელესკოპი.

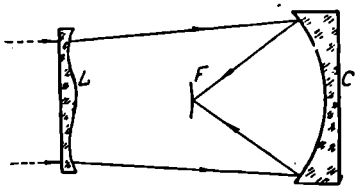
კორექტირებულ ანუ აქრომატიზებულ ობიექტივებს ა ქ რ ო მ ა ტ ე ბ ს უწოდებენ.

თუ კორექცია განხორციელებულია ტალღის სიგრძეების ჩვეულებრივზე უფრო ფართო დიაპაზონში, მაშინ სათანადო ობიექტივი წოდებულია ა პ ო ქ რ ო მ ა ტ ად.

რაც შეეხება სფერული აბერაციის, კომის და სხვ. კორექციას, ამ მიზანმა ოპტიკოს-ასტრონომები მიიყვანა ე. წ. ა ნ ა ბ ე რ ა ც ი უ ლ ი (უაბერაციო) სისტემების შექმნამდე. ამჟამად ფართო ხმარებაშია ორი ტიპის ანაბერაციული სისტემები: შ მ ი დ ტ ი ს (*Schmidt*) ტიპისა, რომელიც უფრო ადრე (ჩვენი საუკუნის ოცდაათიან წლებში) შეიქმნა და ფართოდ გავრცელდა უფრო მეტად საზღვარგარეთ, და დ. მ ა კ ს უ ტ ო ვ ი ს ტიპისა, რომელიც ორმოციან წლებში შეიქმნა საბჭოთა კავშირში და ფართო და მრავალნაირი გამოყენება პოვა.

შმიდტისეული სისტემის ტელესკოპის ოპტიკური სქემა წარმოდგენილია 27-ე ნახ.-ზე.

პარალელურ სხივთკონას ხვდება ტელესკოპის მილის თავში ჩადგმული მინის სპეციალური *L* ლინზა, რომელსაც თავისებური მოყვანილობა აქვს: მისი ერთი ზედაპირი საგანგებოდაა დეფორმირებული. ლინზაგავლილი სხივთკონის სხივებს უკვე შეცვლილი მიმართულებები აქვთ და ასე ეცემიან ეს სხივები სფერული სარკის (*C*) ზედაპირს, რომლიდანაც არეკვლის შემდეგ თავს იყრიან *F* ფოკუსში, იგი მოთავსებულია ლინზასა და სფერულ სარკეს შორის. იქვეა ფირფიტასათავსის ჩასადგმელი მოწყობილობა. ტელესკოპი ამ სახით მხოლოდ ფოტოგრაფირებისათვ-ს გამოიყენება. როგორც ვხედავთ, ეს არც წმინდა რეფლექტორია, მაგრამ არც რეფრაქტორია, იგი სარკე-ლინზური სისტემაა.



ნახ. 27.

შმიდტისეული ტიპის ტელესკოპში შესწორებულია სფერული აბერაცია, კომა და ასტიგმატიზმი, ე. ი. ეს აბერაციები მიყვანილია თითქმის ნულზე. მაგრამ, ამ სისტემაში ველის სიმრუდე იმდენად დიდია, რომ არ ხერხდება ფოტოგრაფირება მინის ბრტყელ ფოტოფირფიტაზე; ხმარობენ ფოტოფირებს, რომელთაც ისე დგამენ ფირფიტსათავსში, რომ ამრუდებენ და აძლევენ მას ფოკალური ზედაპირის სიმრუდეს. ამ პირობებში ფირზე, საკმარისად დიდ ველზე — 6 გრადუსამდე დიამეტრში — მიიღება კარგი, უაბერაციო გამონასახები. მეორე ვარიანტში ფოკუსის წინ იდგმება საგანგებოდ გათვლილი ბრტყელამოზნექილი ლინზა (პ ი ა ც ი-ს მ ი ტ ი ს ა), რომელიც ასწორებს ფოკალურ ზედაპირს ანუ ბრტყლად აქცევს მას. ასეთ შემთხვევაში ფოტოგრაფირება ხდება, როგორც ჩვეულებრივ, მინის ბრტყელ ფოტოფირფიტებზე; როგორც ვამჩნევთ, სფერული სარკის დიამეტრი აღემატება ლინზისას. ამას მოითხოვს დიდი ველის შექმნის პირობა.

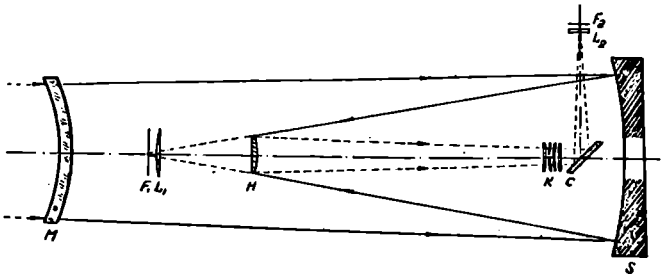
აბასთუმნის ობსერვატორიაში მოქმედებაშია შმიდტისეული სისტემის ტელესკოპი, რომლის სფერული სარკის და ლინზის დიამეტრის მნიშვნელობებია, შესაბამისად, 44.4 სმ და 36.0 სმ. საფოკუსო მანძილია სულ 63 სმ და, მაშასადამე, შუქძალა $36:63=\frac{1}{1.75}$, ველის დიამეტრი 4 გრადუსამდეა.

დ. მაკსუტოვის სისტემის ანაბერაციულ ტელესკოპს მ ე ნ ი ს კ უ რ ტ ე ლ ე ს კ ო პ ს უწოდებენ, რადგანაც ამ სისტემაში აბერაციების გასწორება ხორციელდება უმთავრესად მენისკის ფორმის ზედაპირების მქონე ლინზის ანუ, მოკლედ, — მენისკის მეშვეობით.

*M* მენისკს (ნახ. 28) ორივე ზედაპირი ერთნაირი სიმრუდისა აქვს; მენისკის საკუთარი სისქის გამო მისი ზედაპირების სიმრუდის ცენტრები ერთმანეთს არ თანხვდება. მისი სფერული აბერაცია სფერული სარკის აბერაციის ერთგვარ კომპენსაციას ახდენს, თუ სათანადოდ გაანგარიშებული და შერჩეულია ზედაპირების სიმრუდე და სფერული სარკიდან მენისკის დაშორება. ამგვარად მიიღება სარკის ფოკუსში უაბერაციო გამონასახი.

მენისკური ტელესკოპის ერთ-ერთი ვარიანტის სქემაა მოტანილი 28-ე ნახ.-ზე.

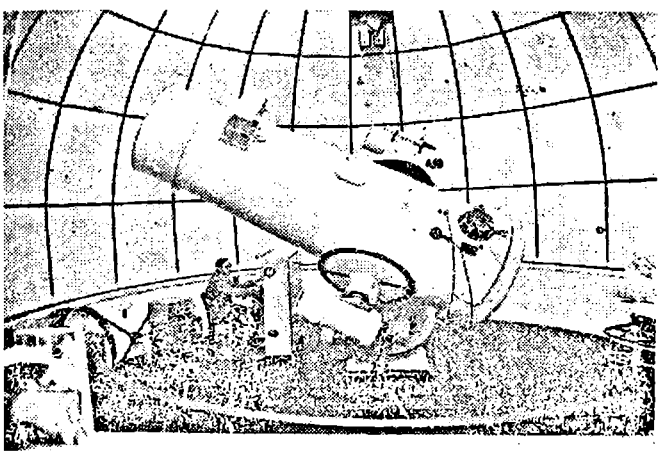
სხივთკონა გაივლის მენისკურ ლინზას ($M$), დაეცემა სფერულ სარკეს ($S$) და, აირეკლება რა მისგან, თავს მოიყრის $F_1$ ფოკუსში, რომლის წინ კიდევ საკორექციო ლინზების სისტემას გაივლის. ესეც სარკე-ლინზური სისტემაა. მასშიც დიდად შემცირებულია სფერული და ქრომატული აბერაციები, ასტიგმატიზმი და კომა და მიიღება კარგი გამონასახების დიდი ველი.




ნახ. 28.

ტელესკოპში შეიძლება ჩაიდგას $H$ ჰიპერბოლური სარკე, რომელიც მთავარი სარკიდან არეკვლილ სხივებს უკან გააბრუნებს და ისინი $K$-ს გავლისა და $C$-გან არეკვლის შემდეგ $F_2$-ში მოიყრიან თავს. ეს ე. წ. მეორადი ფოკუსია, რომლის სიგრძე პირველადს აღემატება, მაგრამ ვარგისი ველი მასში გაცილებით ნაკლებია.

29-ე ნახ.-ზე მოგვყავს სურათი აბასთუმნის ობსერვატორიაში 1955 წელს დადგმული მაკსუტოვისეული მენისკური ტელესკოპისა, რომლის მენისკის დია-



ნახ. 29.

მეტრი 70 სანტიმეტრია, ხოლო სფერული სარკისა — 97 სმ. ტელესკოპის საფოკუსო მანძილი 210 სანტიმეტრია. ფოტოები მიიღება ბრტყელ ფირფიტებზე კარგი გამონასახების ველზე დიამეტრით 5 გრადუსამდე.

ტელესკოპის მართვა (მისი დაყენება მოცემულ კოორდინატებზე, ექსპოზიციების დაწყება-დამთავრება და სხვა) ხდება სპეციალური მართვის პულტიდან.

## § 24. დისტორსია

განვიხილოთ კიდევ ერთი სახეობის აბერაცია, რომელსაც **დისტორსიას** უწოდებენ. ეს მოვლენა დაკავშირებულია გამონასახთა ველის მასშტაბთან. იგი არ მოქმედებს ტელესკოპის შეღწევადობაზე ისე, როგორც ზემოთ ჩამოთვლილი მოვლენები, მაგრამ სხვა მხრივ მისთვის ანგარიშის გაწევა გარდუვალია.

ზემოთ უკვე განვიხილეთ ველის სიმრუდის საკითხი. მაგრამ განვიხილეთ იგი უფრო მეტად თითოეული გამონასახის **სტრუქტურის** თვალსაზრისით, ახლა იმავე საკითხს შევხედოთ გამონასახის ველზე **მდებარეობის** თვალსაზრისით.

როგორც ვთქვით, ობიექტივის ფოკალური ზედაპირი ანუ ის ზედაპირი, რომელზეც, ფაქტობრივად თავს იყრის სხივები, სიბრტყეს როდი წარმოადგენს, არამედ ერთგვარად გამრუდებული ზედაპირია, რომლის ჩაზნექილობა მიმართულია ობიექტივისაკენ. ამ გარემოებას ერთობ დიდი მნიშვნელობა აქვს, მეტადრე ფოტოგრაფირების თვალსაზრისით, რამდენადაც ჩვეულებრივი ფოტოფირფიტა ბრტყელია და ფოკალურ ზედაპირს ვერ შეუთავსდება (ნახ. 25).

თუ ობიექტივი შედარებით თავისუფალია სხვა აბერაციებისაგან, მაშინ მისი ფოკალური ზედაპირი ისეთი სფეროს ზედაპირს უახლოვდება, რომლის რადიუსი ობიექტივის მთავარ საფოკუსო მანძილს ეტოლება, ხოლო ცენტრი ობიექტივის ცენტრში (უფრო ზუსტად: ობიექტივის მთავარ უკანა წერტილში) მდებარეობს. რაც უფრო მოკლეფოკუსიანია ობიექტივი, მით მეტია მისი ფოკალური ზედაპირის სიმრუდე.

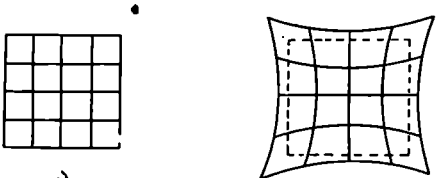
თუ ფოკალური ზედაპირი სფერულია ან მცირედ განსხვავდება მისგან, მაშინ ვარსკვლავთ გამონასახების ხაზოვანი მანძილები ფირფიტის ოპტიკური ცენტრიდან პროპორციული იქნებიან სათანადო კუთხოვანი მანძილების ტანგენსებისა. თვით ამ მოვლენას ეწოდება დისტორსია, მაგრამ ეს ნორმული დისტორსიაა. სინამდვილეში ფოკალური ზედაპირი თითქმის ყოველთვის მეტნაკლებად შორდება სფერულს და ამიტომ ირღვევა აქ აღნიშნული პროპორციულობა. ეს იწვევს ფოტოფირფიტის ფართობზე მასშტაბის სხვადასხვაობას, მის ცვალებადობას ფირფიტის ადგილზე დამოკიდებით. მის შედეგად, მაგალითად, ორ ვარსკვლავს შორის კუთხოვან მანძილს ფოტოფირფიტის სხვადასხვა ადგილას სხვადასხვა ხაზოვანი მანძილი შეესაბამება. ასეთი დისტორსია, როგორც ამბობენ, ანომალურია. ყოველი ცალკეული ტელესკოპისათვის მისი შესწავლა აუცილებელია. ფოტოფირფიტაზე ვარსკვლავთ გამონასახების მდებარეობათა გამოთვლისას ან გამონასახებს შორის მანძილების განსაზღვრისას დისტორსიის უგულებელყოფა დაუშვებელია.

დისტორსია მით ნაკლებია, რაც მეტია ობიექტივის საფოკუსო მანძილი და, მაშასადამე, ნაკლებია ობიექტივის ზედაპირის სიმრუდე.

ოპტიკოსები ცდილობენ, რომ იმ ობიექტივებში, რომელთაც ასტრომეტრიული დანიშნულება აქვთ, ე. ი. გათვალისწინებული არიან ფოტოგრაფიებზე ვარსკვლავთ ზუსტ მდებარეობათა გამოთვლისათვის, სწორედ დისტორსიის შემცირებას მიაქცეონ ყურადღება პირველ რიგში.

სისტემას, რომელშიც დისტორსია შესწორებულია, უწოდებენ **ორტოსკოპულ** სისტემას.

30-ე ნახ.-ზე მოგვყავს დისტორსიის მოქმედების ერთი სახეობა. მარცხნივ (ა) წარმოდგენილია საგანი — მნათი ბადე, რომელიც გადასაღებია დისტორსიით დამძიმებული ობიექტივით. მარჯვნივ (ბ) მოცემულია ამ საგნის დისტორსიით დამახინჯებული გამონასახი ფოტოფირფიტაზე. როგორც კვლავ ვხედავთ, დისტორსია არღვევს საგანსა და მის გამონასახს შორის მსგავსებას.



ნახ. 30.

ახლა მოვიტანოთ, რაოდენობრივი მაგალითის სახით, ერთი კამერისათვის შესრულებული გამოკვლევის შედეგები. ორჯერადი ვარსკვლავი რამდენჯერმე გადაიღეს ფოტოფირფიტის სხვადასხვა ადგილზე, ოპტიკური ცენტრიდან სხვადასხვა მანძილზე და გაზომეს კომპონენტებს შორის ხაზოვანი მანძილები. გაზომვის შედეგები მოცემულია ქვემოთ.

როგორც ვხედავთ, ხაზოვანი მანძილი კომპონენტებს შორის ფოტოფირფიტაზე იცვლება ოპტიკური ცენტრიდან მანძილზე დამოკიდებით.

ამით ვამთავრებთ აბერაციების მიმოხილვას. მაგრამ, დასასრულ, შემაჯამებელი შენიშვნა გავაკეთოთ. სფერული და ქრომატული აბერაციები, კომა და ასტიგმატიზმი იწვევენ ვარსკვლავის გამონასახის წერტილოვანი ფორმის დარღვევას ანუ გამონასახის გათხაპნას. დისტორსია იწვევს გამონასახის მდებარეობის შეცვლას, სფერული აბერაცია ახასიათებს ობიექტივის და სარკის ღერძულ (ოპტიკური ღერძის პარალელურ — პარაქსიალურ) სხივებს; კომა, ასტიგმატიზმი და დისტორსია — დახრილი სხივების შემთხვევაში მქონდნდება. სფერული აბერაცია, კომა, ასტიგმატიზმი, ველის სიმრუდე და დისტორსია გამოწვეულია ლინზებისა და სარკეების ფორმით. ქრომატული აბერაცია დაპირობებულია იმ მასალის თვისებებით, რომლებშიც სხივი გადის (მინის თვისებებით). ამიტომ ქრომატულ აბერაციას ადგილი აქვს მხოლოდ რეფრაქტორებში. რეფლექტორისათვის არ არსებობს ქრომატული აბერაცია.

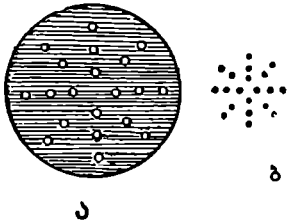
| მანძილი ორჯერადი ვარსკვლავის გამონასახისა ოპტიკური ცენტრიდან | მანძილი მილიმეტრებში ჯერადი სისტემის კომპონენტებს შორის |
|---|---|
| 12 მმ | 0.866 მმ |
| 18 | 0.868 |
| 26 | 0.869 |
| 35 | 0.870 |
| 45 | 0.872 |
| 55 | 0.874 |

პრაქტიკულად შეუძლებელია მოვსპოთ ერთდროულად ყველა აბერაცია. იმის მიხედვით, თუ რა დანიშნულებაა ნავარაუდევი ასაგები ტელესკოპისათვის, ამცირებენ, ან, როგორც იტყვიან, ასწორებენ (ვერ სპობენ კი მთლიანად) ამა თუ იმ აბერაციას. ტელესკოპის ეფექტური გამოყენებისათვის საჭიროა მოვახერხოთ ნარჩენი აბერაციების სიდიდის გამოკვლევა და შეფასება.

### § 26. ობიექტივისა და სარკის სფერული აბერაციის გამოკვლევა

ახალი ტელესკოპის დადგმის უმალვე ასტრონომი სხვადასხვა ხერხითა და საშუალებით გამოიკვლევს ტელესკოპის ობიექტივის ან სარკის ყველა შესაძლო აბერაციას. აქ ჩვენ სფერული აბერაციის გამოკვლევის ხერხს გავარჩევთ, რადგანაც პირველ რიგში ეს წარმოადგენს პრაქტიკულსა და მეთოდურ ინტერესს.

როგორც უკვე ვიცით, სფერული აბერაციის არსი ის არის, რომ ობიექტივის (სარკის) სხვადასხვა ზონას სხვადასხვა ფოკუსური მანძილი აქვს. ხერხი, რომელსაც აქ ავწერთ (მას ჰარტმანისეულ ხერხს უწოდებენ), საშუალებას იძლევა ვიპოვოთ ფოკუსის ადგილი ობიექტივის (სარკის) ნებისმიერი ზონისათვის, გავარკვიოთ ფოკუსის ადგილების გაბნევა და განვსაზღვროთ მოცემული ობიექტივის საშუალო ფოკუსი.



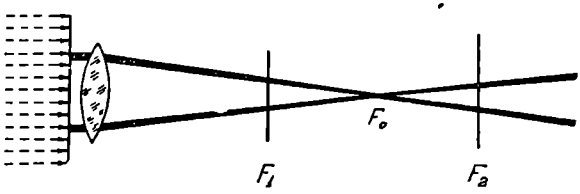

ნახ. 31.

ობიექტივს ჩამოვაფაროთ დიაფრაგმა— გაუმჭვირვალე ეკრანი (ბუყაოს, ხის ან ლითონის ფურცლიდან გამოჭრილი), რომელშიც ამოჭრილია მთელი რიგი ხვრელები ისე, როგორც ეს 31-ე ნახ.-ზე ჩანს (ა).

ობიექტივის სხვადასხვა კონცენტრულ ზონას ცენტრის მიმართ სიმეტრიულად მდებარე რაღდენიმე ხვრელი შეესაბამება.

მივმართოთ ტელესკოპი რომელიმე კაშკაშა ვარსკვლავს და გადავიღოთ იგი. თუ ფოტოფირფიტა ჩადგმულია ობიექტივის ფოკუსის ადგილას, მასზე უნდა მივიღოთ ვარსკვლავის ჩვეულებრივი გამონასახი — ერთი ვარსკვლავიერი გამონასახი, რადგანაც დიაფრაგმა ობიექტივის წინ მხოლოდ ამცირებს ტელესკოპის შუქძალას და შეღწევადობას, სხვა მხრივ იგი არ მოქმედებს და ხელს არ უშლის ჩვეულებრივი ფოკალური გამონასახის აგებას. სხივები, რომლებიც დიაფრაგმის ხვრელებზე მოხვდება და ობიექტივს გაივლის, ერთ ფოკუსში უნდა იყრიდეს თავს იდეალურ ობიექტივში. ასევე იქნება, სხვათა შორის, მაშინაც, თუ ობიექტივის წინ მოვათავსებთ (ჩამოვაფარებთ), ვთქვათ, ობიექტივის ზომის ნახევარდისკოსებრ ან სამკუთხედის, თუ სხვა რაიმე ფორმის ეკრანს. ასეთი ეკრანები (დიაფრაგმები) შეამცირებენ ობიექტივში შემავალ სხივთა რაოდენობას (შეამცირებენ შუქძალას, შეღწევადობას), მაგრამ საგნის ჩვეულებრივი გამონასახის წარმოქმნას ხელს არ შეუშლიან. მაგალითად, მთვარისკენ თუ მივმართავთ ტელესკოპს, რომლის ობიექტივი ნახევრად დიაფრაგმირებულია, ფოკუსში კვლავ მთვარის ნორმულ გამონასახს მივიღებთ, თუმცა მისი სიკაშკაშე ორჯერ ნაკლები იქნება, ვიდრე მთელი ღია ობიექტივის მოქმედების შემთხვევაშია.

მაგრამ ეს შეეხება ფ ო კ უ ს შ ი მიღებულ გამონასახს. ჩვენს შემთხვევაში (სფერული აბერაციის პირველი გამოკვლევისას, როცა არ ვიცით, ჯერ ერთი, როგორია ფოკუსების გაბნევა და, მეორეც, სად მდებარეობს საშუალო ფოკუსი) უნდა მივიღოთ ვარსკვლავის რამდენიმე ფოკუსგარეთა გამონასახი. ეს




ნახ. 32.

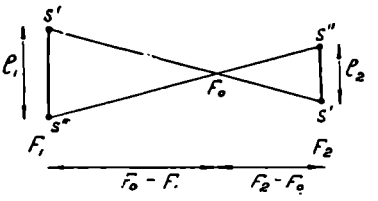
უკანასკნელი კი, რაკი ობიექტივის წინ ხვრელებიანი დიაფრაგმაა, თავისებური სახისა იქნება: ის ერთეულ გამონასახს კი არ წარმოადგენს, არამედ იმდენივე გამონასახების ერთობლიობას, რამდენი ხვრელიცაა დიაფრაგმაზე (ნახ. 31, ბ).

ამაში ადვილად დავრწმუნდებით, თუ განვიხილავთ 32-ე ნახ.-ზს, სადაც ობიექტივის წინ მოცემულია დიაფრაგმა, რომელშიც სიმარტივისათვის მხოლოდ 2 ხვრელია.

ობიექტივის შიგნით, ტელესკოპის მილში შემოდის, ასე ვთქვათ, ორი დამოუკიდებელი სხივი. ისინი მხოლოდ $F_0$ წერტილში ხვდებიან და გადაკვეთენ ერთიმეორეს. თუ ფირფიტა აქ ჩაიდგმის, მასზე მიიღება ვარსკვლავის ერთეული გამონასახი. თუ ფირფიტას $F_0$-ის მიმარ შიგნით ($F_1$-ში) ან გარეთ ($F_2$-ში) ჩავდგამთ, სხივები განცალკევებულ კვალს დასტოვებენ ისეთივე კონფიგურაციით, როგორიცაა ხვრელების კონფიგურაცია დიაფრაგმაზე. თუ ხვრელებს ახასიათებს ცენტრული სიმეტრია (მაგალითად, კონცენტრული განლაგება), ასეთივე სიმეტრია ექნება გამონასახებს ფოტოფირფიტაზეც. რაც უფრო შორსაა $F_1$ და $F_2$ $F_0$-საგან, მით მეტია ფოტოფირფიტაზე ამ კვალების ერთმანეთისაგან დაშორება.

ახლა მოვახდინოთ ვარსკვლავის ორი მომდევნო ფოტოგრაფირება. პირველი — ფოტოფირფიტის $F_1$ მდებარეობაში, მეორე — $F_2$-ში. ტელესკოპის საოკულარო ბოლო მოძრავია და შეგვიძლია ფირფიტასათავსის მიახლოება და დაშორება ობიექტივიდან. ამავე დროს, იქვე მოთავსებულია სახაზავი — სკალა, რომელზეც აითვლება მანძილი ფირფიტის მდებარეობისა ობიექტივიდან.

ცალკე გადმოვხაზოთ ახლა 32-ე ნახ.-ის ფოკუსის ახლო ნაწილი (ნახ. 33).



ნახ. 33.

ადვილი მისახვედრია, რომ $l_1$ არის მანძილი ფირფიტაზე დიაფრაგმის ორი ხვრელის გამონასახებს შორის. $l_2$ არის იგივე, მხოლოდ იმ ფირფიტაზე, რომელიც $F_2$-ზეა ჩადგმული. $s'$ და $s''$ ხვრელების გამონასახებია ანუ ის ადგილები ფირფიტებზე, რომლებშიც ფირფიტებს ხვდება ხვრელებში შემოსული სხივები.

დავწეროთ ელემენტური დამოკიდებულება, გამომდინარე 33-ე ნახ.-ზე მიღებული ორი სამკუთხედის მსგავსებიდან:

$$\frac{l_1}{F_0 - F_1} = \frac{l_2}{F_2 - F_0}. \qquad (9)$$

აქ $F_0$, $F_1$, $F_2$ საოკულარო ბოლოში მოთავსებული სახაზავის ანათვლებია. ჩავთვალოთ, რომ $F_2 > F_0 > F_1$; $F_1$ და $F_2$-ს ავითვლით და ჩავდგამთ აქ მიმდევრობით ფირფიტებს. $F_0$-ის მდებარეობა ჩვენთვის უცნობია; არ ვიცით, სად გადაიკვეთება სხივები, სადაა ფოკუსი. $F_0$ გამოსათვლელი გვაქვს.

(9) ასე გადაიწერება:

$$l_1 (F_2 - F_0) = l_2 (F_0 - F_1),$$
$$F_0 (l_1 + l_2) = l_1 F_2 + l_2 F_1.$$

უკანასკნელი ტოლობის მარჯვენა მხარეს მივუმატოთ და გამოვაკლოთ $l_1 F_1$; მაშინ დავწერთ:

$$F_0 (l_1 + l_2) = F_1 (l_1 + l_2) + l_1 (F_2 - F_1)$$

ანუ

$$F_0 = F_1 + \frac{l_1}{l_1 + l_2} (F_2 - F_1). \qquad (10)$$

რაკი $F_1$ და $F_2$ უშუალოდ ა ი თ ვ ლ ე ბ ა ფოტოფირფიტების მდებარეობის მიხედვით, ხოლო $l_1$ და $l_2$ გ ა ი ზ ო მ ე ბ ა ფოტოფირფიტებზე; $F_0$ უბრალოდ გ ა მ ო ი თ ვ ლ ე ბ ა. გავუსვათ ხაზი კიდევ იმას, რომ $F_1$ და $F_2$ წინასწარ შერჩეული კი არაა, არამედ შემთხვევითია — ფოტოფირფიტას (ანუ ფირფიტასთავსს) ვათავსებთ შემთხვევით, ნებისმიერ ადგილას, მხოლოდ იმ ვ ა რ ა უ დ ი თ, რომ იგი ერთხელ ფოკუსის შიგნით იყოს, მეორედ — მის გარეთ (თუმცა, ორივე შემთხვევაშიც რომ ფოკუსის ერთ მხარეზე იყოს, ფორმულაც და მისი გამოყენებაც სამართლიანი დარჩება, როგორც ამაში ადვილად შეიძლება დარწმუნება. ოღონდ წინასწარვე უნდა ვიცოდეთ ასეთი განლაგების შესახებ). საჭიროა ისიც ვივარაუდოთ, რომ ფოკუსიდან დაშორება საკმარისი იყოს იმისათვის, რომ $l_1$ და $l_2$ სანდოდ გაიზომოს.

დავუბრუნდეთ ახლა ჩვენს დიაფრაგმას (ნახ. 31). იგი, რომელზეც 20 ხვრელია ამოჭრილი, ფოკუსგარეთ ჩადგმულ ფირფიტაზე ვარსკვლავის 20 კვალს მოგვცემს. რომელთა სიმეტრიული წყვილების ურთიერთმანძილები შეუღლებულად უნდა გავზომოთ. ამნაირად ვიპოვით ფოკუსის მნიშვნელობებს სხვადასხვა ზონისათვის (ჩვენი დიაფრაგმა საშუალებას გვაძლევს 3 ზონის ფოკუსები განვსაზღვროთ). თითო კონცენტრულ წრეზე ხვრელების ერთი წყვილი კი არა გვაქვს, არამედ რამდენიმე. მათი გაზომვა უფრო ზუსტ შედეგებს გვაძლევს $F_0$-თვის და, გარდა ამისა, გამოიყენება კიდევ ასტიგმატიზმის გამოსათვლელადაც.

ამნაირად მივიღებთ $F_0$-ის მნიშვნელობებს: $F_0(r_1)$, $F_0(r_2)$, $F_0(r_3)$... ზონებისათვის: $r_1$, $r_2$, $r_3$,... (ობიექტივის ან სარკის ზონები აღინიშნება მათი მანძილებით ობიექტივის ცენტრიდან ანუ რადიუსებით).

მთელი ობიექტივის საშუალო ფოკუსი გამოითვლება ფორმულით:

$$\overline{F_0} = \frac{\sum F_{0i} r_i}{\sum r_i},$$

სადაც $r_i$ ზონების რადიუსებია.

აბერაციის დახასიათება შეიძლება მრუდით, რომელიც აიგება როგორც ფუნქციური დამოკიდებულება $r_i$-სა და $F_{0i}$-ს შორის.

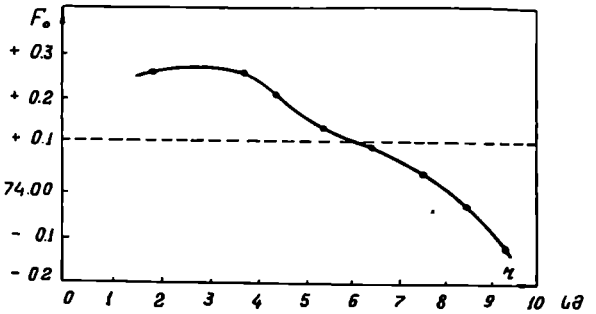
საილუსტრაციოდ მოვიყვანოთ აბასთუმნის ობსერვატორიის 8-დუიმიანი ფოტოგრაფიული ასტროკამერის ობიექტივის სფერული აბერაციის დამახასიათებელი ცხრილი.

| ზონის რადიუსი $r_i$ | ფოკუსის მდებარეობა $F_{0i}$ | ზონის რადიუსი $r_i$ | ფოკუსის მდებარეობა $F_{0i}$ |
|---|---|---|---|
| 1.9 სმ | 74.25 | 6.5 სმ | 74.10 |
| 3.8 | 74.27 | 7.4 | 74.04 |
| 4.5 | 74.21 | 8.5 | 73.98 |
| 5.5 | 74.16 | 9.3 | 73.88 |

34-ე ნახ.-ზე მოცემულია ამ ცხრილის მონაცემთა გრაფიკული წარმოდგენა. აბსცისთა ღერძზე გადათვლილია ზონების რადიუსთა მნიშვნელობები; ორდინატთა ღერძზე კი ფოკუსების ანათვლები. პუნქტირით ნაჩვენებია საშუალო ფოკუსის მნიშვნელობა. სფერული აბერაციისაგან სრულიად თავისუფალი ობიექტივისათვის მრუდი მიიღებდა აბსცისთა ღერძის პარალელური ხაზის სახეს.

სფერულ აბერაციას ახასიათებენ აგრეთვე ე. წ. ტ ე ქ ნ ი კ უ რ ი მ უ დ მ ი ვ ი თ. ეს უკანასკნელი წარმოადგენს სფერული აბერაციით გაფართოებული გა-

მონასახის (იხ. ზემოთ) დიამეტრთა საშუალო მნიშვნელობას (ეს ე. წ. გაბნევის წრის დიამეტრია). საშუალო იგულისხმება იმ წრეების დიამეტრებისაგან, რომლებიც ახასიათებს ობიექტივის ცალ-ცალკე ზონას. გაბნევის წრის დიამეტრს




ნახ. 34

გამოხატავენ ხოლმე საფოკუსო მანძილის მეასიათასედ ნაწილებში. რაც უფრო ნაკლებია მუდმივის (მას $T$ ასოთი აღნიშნავენ) რიცხვითი მნიშვნელობა, მით უკეთესი ხარისხისაა ობიექტივი (სარკე) სფერული აბერაციის თვალსაზრისით. ითვლება, რომ, თუ $T<0.5$, ობიექტივი სავსებით კარგია; თუ $0.5<T<1.5$, ივი კარგია და, თუ $1.5<T<2.5$, იგი საშუალო ხარისხისაა.

მოვიყვანთ რამდენიმე ობიექტივის დახასიათებას ტექნიკური მუდმივის მნიშვნელობით:

| ობიექტივი | | დიამეტრი | საფოკუსო მანძილი | ტექნიკური მუდმივის მნიშვნელობა |
|---|---|---|---|---|
| იერკსის | ობსერვატორიისა | 102 სმ | 19 მ | 0.16 |
| პულკოვოს | „ | 76 „ | 14 „ | 0.22 |
| აბასთუმნის | „ | 40 „ | 6.8 „ | 0.17 |
| „ | „ | $20_{I}$ „ | 1.0 „ | 1.03 |
| „ | „ | $20_{II}$ „ | 1.0 „ | 0.31 |
| პოტსდამის | „ | 33 „ | 6.0 „ | 1.30 |
| **ს ა რ კ ე** | | | | |
| ყირიმის | ობსერვატორიისა | 100 სმ | 5 მ | 0.10 |
| „ | „ | 20 „ | 1 „ | 1.22 |
| აბასთუმნის | „ | 125 „ | 16 „ | 0.15 |
| „ | მენისკ. ტელესკ. | 70/96 „ | 2.1 „ | 0.41 |

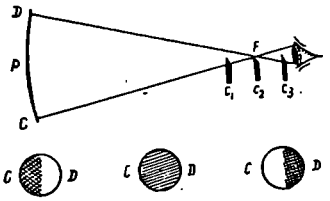
ობიექტივის ან სარკის ხარისხის შესამოწმებლად მოიპოვება კიდევ საკმაოდ პოპულარული ე. წ. ფუკოსეული მეთოდი. მისი ავტორია XIX საუკუნის ფრანგი ფიზიკოსი ფუკო (Foucault). თუ ტელესკოპის ობიექტივს ან სარკეს ეცემა ვარსკვლავის (ან რაიმე ხელოვნური წერტილოვანი წყაროს) პარალელური სხივები და ფოკუსიდან ორიოდე სანტიმეტრის მანძილზე მოვათავსებთ თვალს, დავინახავთ განათებულ ობიექტივს (სარკეს). ახლა ზუსტად ფოკუსის სიბრტყეში, ოპტიკური ღერძის მართობულად გავატაროთ რაიმე გაუმჭვირვალე ბრტყელი ეკრანი (უკეთესია, თხელი დანის პირი, მას ფუკოს დანას ეწოდებენ).

თუ ობიექტივი (სარკე) იმდენად კარგია, ე. ი. თავისუფალია სფერული აბე-

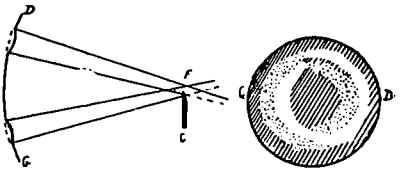
რაციისაგან, რომ ვარსკვლავის (სინათლის წყაროს) გამონასახი თითქმის იდეალურად წერტილოვანია (თუმცა დიფრაქცია მაინც რჩება) და ფოკუს დანა სწორედ ფოკუსს გადაჰკვეთს, დანა მყისიერად ჩააქრობს ჩვენი თვალისათვის განათებულ ობიექტივს (სარკეს), რადგანაც გამონასახი მოთავსდება დანის წინ და თვალწინ წარმოგვიდგება ობიექტივის გაუნათებელი ზედაპირი.

თუკი ობიექტივი (სარკე) დამძიმებულია სფერული აბერაციით და, მაშასადამე, ფოკალური გამონასახი საგრძნობლადაა დაშორებული წერტილოვან ფორმას, ჩაქრობა თანდათანობით მოხდება და ჩაქრობის მსვლელობა (თუ სურათი) დამოკიდებული იქნება ობიექტივის (სარკის) ზონალურ არაერთგვაროვნებაზე (აბერაციის ხასიათზე).

მკითხველი მეტად ჩაწვდება მოვლენას, თუ განიხილავს 35-ე და 36-ე ნახ.-ზს. პირველ მათგანზე წარმოდგენილია ობიექტივის სურათი, როცა ფუ-




ნახ. 35.




ნახ. 36.

კოს დანა სამ სხვადასხვა მდებარეობაშია ფოკუსის მიმართ, ხოლო ფოკუსი „იდეალური“ წერტილია. მეორეზე ფოკალური გამონასახი სივრცულია; სათანადოდ, ობიექტივის სურათი არაერთგვაროვანია.

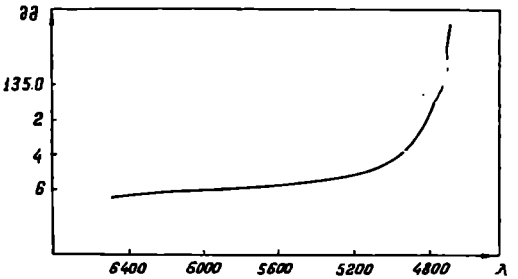
### § 20. ობიექტივის ქრომატიზმის გამოკვლევა

ქრომატული აბერაცია შეიძლება გამოვიკვლიოთ და შევაფასოთ იმავე ჰარტმანისეული წესით, რომელიც სფერული აბერაციის გამოსაკვლევად გამოიყენება, ოღონდ ვარსკვლავის გადაღება უნდა ვაწარმოოთ რამდენჯერმე — სხვადასხვა შუქფილტრების გამოყენებით. ეს იმიტომ, რომ ქრომატული აბერაციის გამოკვლევა არსებითად იმას ნიშნავს, რომ გავარკვიოთ ფოკუსის მდებარეობის ცვლილება ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებით (იხ. ზემოთ). შუქფილტრი წარმოადგენს შეღებილ მინას, რომელსაც ის უნარი აქვს, რომ არ გაატაროს „თეთრი“ სინათლის სხივთა დიდი ნაწილი და გაატაროს მხოლოდ ფერის ანუ ტალღის სიგრძის მიხედვით შერჩეული მცირე ნაწილი სხივებისა. მაგალითად, წითელი შუქფილტრი გაატარებს მხოლოდ წითელ (გრძელტალღოვან) გამოსხივებას, ყვითელი — ყვითელს, ლურჯი — ლურჯს (მოკლეტალღოვანს) და ა. შ. რაც მეტს, სხვადასხვა შუქფილტრს გამოვიყენებთ, მით უფრო დაწვრილებით გამოვიკვლევთ ქრომატულ აბერაციას.

37-ე ნახ.-ზე მოცემულია მრუდი, რომელიც წარმოადგენს ფოკუსის მანძილის მნიშვნელობის დამოკიდებულებას სხივების ტალღის სიგრძეზე აბასთუმნის ობსერვატორიის 40-სანტიმეტრიანი ობიექტივისათვის. სხვა სიტყვებით, ნახაზზე წარმოდგენილია აღნიშნული ობიექტივის ქრომატული მრუდი. როგორც ვხედავთ, 6400 Å-დან 5200 Å-მდე ფოკუსის მდებარეობა მცირედ იცვლება (მრუდი თითქმის პარალელურია აბსცისთა ღერძისა). მაშასადამე, ამ

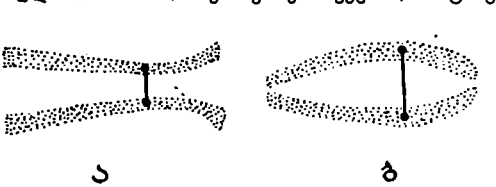
„უბანში" ობიექტივი დამაკმაყოფილებლად აქრომატიზებულია. სამაგიეროდ, 5200 Å-ის მახლობლად მრუდი მკვეთრად იცვლის მიმართულებას და ამის შემდეგ ქრომატიზმი ერთობ დიდია.

ჰარტმანისეული მეთოდის იმავე პრინციპის საფუძველზე შესაძლოა გამოვიკვლიოთ ქრომატული აბერაციის ხასიათიც, ოღონდ იმ განსხვავებით, რომ




ნახ. 37.

ამ შემთხვევაში ჰარტმანის დიაფრაგმაზე მხოლოდ ორი ფართო ჭვრიტეა, ხოლო ფოკუსის ახლოს ფოტოფირფიტის ნაცვლად მოთავსებულია ჭვრიტიანი სპექტროგრაფი, რომლის ჭვრიტე მიმართულია დიაფრაგმის ჭვრიტეების მართობულად. თუ გადავიღებთ სპექტრს ისე, რომ ჭვრიტე ფოკუსის წინ იქნება მოთავსებული, მივიღებთ სპექტრების წყვილს, რომლებიც ერთიმეორისაკენ ამოზნექილობითაა მიმართული (ნახ. 38 ა). მეორე შემთხვევაში, როცა ჭვრიტე ფოკუ-




ნახ. 38.

სის უკანაა, სპექტრები ჩაზნექილობით არიან ერთიმეორისაკენ მიმართული (ნახ. 38 ბ). თუ გავზომავთ მანძილებს ($l$) სპექტრის წყვილის ხაზებს შორის და დავეყრდნობით ზემოთ მოყვანილ ფორმულებს, მივიღებთ ფოკუსის მდებარეობას სპექტრის სხვადასხვა უბნისათვის, რაც საშუალებას მოგვცემს ავაგოთ ქრომატული მრუდი.

### § 27. მინისმიერი არეკვლითა და შთანთქმით გამოწვეული დანაკარგი სინათლისა ტელესკოპში

აქამდე განვიხილავდით მოვლენებს, რომლებიც გავლენას ახდენენ გამონასახის ფორმაზე ან მდებარეობაზე. ახლა გავეცნოთ ისეთ მოვლენებს, რომელთა გავლენა გამოიხატება ტელესკოპში გამოვლილი სინათლის შესუსტებაში.

ეს მოვლენებია: 1) სინათლის არეკვლა მინის ზედაპირიდან და 2) სინათლის შთანთქმა მინაში.

ლინზებისა და სარკის ზედაპირიდან სინათლის *ა რ ე კ ვ ლ ი თ* გამოწვეული დანაკარგი დიდად მოქმედებს ტელესკოპის რეალურ შუქძალასა და შეღწევადობაზე.

ადვილად შეგვიძლია მივხვდეთ, რომ არეკვლით გამოწვეული დანაკარგი სინათლისა მით მეტია, რაც მეტია ობიექტივის შემადგენელი ლინზების რიცხვი, რადგანაც ამ შემთხვევაში მით მეტია ამრეკლავი ზედაპირების რიცხვი. თანამედროვე ასტრონომიული ობიექტივები ყოველთვის რთულია და ორი-სამი-ოთხი და მეტი ლინზისაგან შედგება. მაშასადამე, ობიექტივის გავლისას სხივი ხვდება ოთხ-ექვს-რვა და მეტ ზედაპირს და თითოეული მათგანისაგან აირეკლება.

სინათლის *შ თ ა ნ თ ქ მ ა* ც საგრძნობ დანაკარგს იწვევს. აშკარაა, ეს ხდება რეფრაქტორში. ობიექტივის სხეულში; რეფლექტორში შთანთქმას ადგილი არა აქვს. შთანთქმაც მით მეტია, რაც მეტია ობიექტივის სისქე ანუ ობიექტივის შემადგენელი ლინზების საერთო სისქე.

საშუალო ზომის ორლინზიან ობიექტივში არეკვლითა და შთანთქმით გამოწვეული დანაკარგი 50%-ს აღწევს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ობიექტივში გავა პირველადელი (ობიექტივზე დაცემული) სინათლის მხოლოდ ნახევარი.

რეფლექტორის სარკის ზედაპირს, ჩვეულებრივ, მოვერცხლავენ ანუ ვერცხლის ერთობ თხელი ფენით ფარავენ გარკვეული ქიმიური პროცესის გამოყენებით (იხ. ქვემოთ). უკანასკნელ დროს სარკის ზედაპირზე უფრო მეტად *ა ლ უ მ ი ნ ი ს* თხელი ფენა დააქვთ. ეს ფენა მექანიკურად უფრო გამძლეა და არეკვლის უნარიც უკეთესი აქვს, ვიდრე ვერცხლს იმდენად, რამდენადაც ვერცხლის ფენა შედარებით მალე იბინდება და არეკვლის უნარი შესამჩნევად უმცირდება. მაგრამ ვერცხლსაც კარგი არეკვლა ახასიათებს. ვერცხლით მოპირკეთებული სარკე პირველადელი (მასზე დაცემული) სინათლის დაახლოებით 90%-ს უყრის თავს ფოკუსში.

რეფლექტორში, რომელშიც ოპტიკური სქემა გამართულია სინათლის არეკვლის პრინციპზე, არეკვლის კარგი უნარი უპირატესობაა. სინათლის დანაკარგი ისაა, რაც არ აირეკლა სარკიდან.

რეფრაქტორში კი, სადაც გამონასახის აგება ხდება ობიექტივში ანუ ლინზებში *გ ა ვ ლ ი ლ ი* სხივების მიერ, ყოველგვარი არეკვლა ლინზის ზედაპირიდან საზარალოა შეღწევადობის თვალსაზრისით.

გამოვიყვანოთ ახლა ფორმულა, რომლის მეშვეობითაც გამოითვლიან არეკვლითა და შთანთქმით გამოწვეულ სინათლის დანაკარგს ობიექტივში, თუ ცნობილია ამ უკანასკნელის სისქე და მისი შემადგენელი მინის გარდატეხის მაჩვენებელი და შთანთქმის კოეფიციენტი.

ვთქვათ, ლინზის ზედაპირზე დაცემული სინათლის ინტენსივობა არის $I$, ლინზის მინის გარდატეხის კოეფიციენტი — $n$ ($n=\sin i:\sin i'$, სადაც $i$ და $i'$ სხივის დაცემისა და გარდატეხის კუთხეებია, შესაბამისად).

მაშინ, *ფ რ ე ნ ე ლ ი ს* (Fresnel) თანახმად (იხ. ფიზიკის კურსი), ლინზის ზედაპირიდან აირეკლება სინათლის $I_0$ რაოდენობა, რომელიც ეტოლება:

$$I_0=I\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2. \qquad (11)$$

ლინზაში შესული სინათლის რაოდენობა იქნება:

$$I_1=I-I_0.$$

ლინზიდან გასვლისას, როცა სხივი ერთი სიმკვრივის გარემოდან კვლავ მეორე, განსხვავებული სიმკვრივის გარემოში გადადის, ადგილი ექნება მეორე არეკვლას და აქაც, არეკლილი სინათლის რაოდენობა $I'_0$ ფრენელის ფორმულით გამოიხატება:

$$I'_0=(I-I_0)\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

ლინზიდან გამოსული სინათლის რაოდენობა იქნება:

$$I_2=I-I_0-I'_0=I_1-I'_0$$

ანუ

$$I_2=I-I\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2-(I-I_0)\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2=$$

$$=I-2I\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2+I\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2=$$

$$=I\left[1-2\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2+\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^4\right]=$$

$$=I\left[\frac{(n+1)^2-(n-1)^2}{(n+1)^2}\right]^2=I\left[\frac{4n}{(n+1)^2}\right]^2.$$

ამნაირად, ლინზიდან გამოსვლის შემდეგ (ორი არეკვლის შედეგად) სინათლის ინტენსივობა $I$ კი არ იქნება, არამედ $I_2<I$:

$$I_2=I\left[\frac{4n}{(n+1)^2}\right]^2. \tag{12}$$

რადგანაც $n$ ყოველთვის 1-ზე მეტია, მეორე მამრავლი უკანასკნელ ფორმულაში ყოველთვის წესიერ წილადს წარმოადგენს.

მაგრამ ამავე დროს სინათლე იკარგება თვით ლინზის ნივთიერების მიერ შთანთქმის შედეგად. თუ $d$ არის ლინზის სისქე, მაშინ ლამბერტის (Lambert) თანახმად (იხ. ფიზიკის კურსი) შთანთქმის შემდეგ სინათლეს ექნება $I'<I$ ინტენსივობა:

$$I'=I\alpha^d, \tag{13}$$

სადაც $\alpha$ ახასიათებს ლინზის მიერ სინათლის შთანთქმას და მას ეწოდება გამჭვირვალობის ანუ ტრანსმისიის კოეფიციენტი. იგი ერთზე ნაკლები სიდიდეა. ფორმულიდან ცხადია, რომ რაც უფრო დიდია ლინზის სისქე (რაც უფრო მეტია $d$), მით მეტია შთანთქმა და მით ნაკლებია ლინზაში გასული სინათლის ინტენსივობა.

ახლა ვნახოთ, თუ როგორ გამოიხატება არეკვლისა და შთანთქმის შ ე ე რ თ ე ბ უ ლ ი მოქმედება.

(11) ასე გადავწეროთ:

$$I_0=Ia,$$

სადაც

$$a=\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

ლინზაში შესული სინათლის რაოდენობა (არეკვლით გამოწვეული დანაკარგის გათვალისწინებით) ახლა ასე დაიწერება:

$$I_1 = I - Ia = I(1-a).$$

ლინზის მასაში შთანთქმის შედეგად დაგვრჩება ინტენსივობა [იხ. (13)]:

$$I_2 = I_1 \alpha^d = I(1-a)\alpha^d.$$

მაშასადამე, ლინზის მეორე ზედაპირზე ლინზის შიგნიდან მოვა სინათლე, რომლის ინტენსივობა თავდაპირველი $I$ კი არაა, არამედ $I_2 < I$.

ლინზიდან გამოსვლისას მეორე ზედაპირიდან არეკვლის შედეგად დაიკარგება სინათლის ინტენსივობა:

$$I_2 a = Ia(1-a)\alpha^d.$$

საბოლოოდ ლინზიდან გამოვა სინათლე:

$$I' = I_2 - I_2 a = I_2(1-a) = I(1-a)^2 \alpha^d.$$

დავუბრუნდეთ ახლა $a$-ს გამოხატულებას გარდატეხის კოეფიციენტის მეშვეობით და ვნახავთ, რომ არეკვლისა და შთანთქმის შეერთებული მოქმედება ერთ ლინზაში სინათლის გავლის შედეგად გვიტოვებს ინტენსივობას:

$$I' = I\alpha^d \left[1 - \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2\right]^2 = I\alpha^d \left[\frac{4n}{(n+1)^2}\right]^2. \qquad (14)$$

იმ შემთხვევაში, როცა ობიექტივს ერთი ლინზა კი არ წარმოადგენს, არამედ რამდენიმე, გვექნება:

$$I'' = I\alpha_1^{d_1}\alpha_2^{d_2}\ldots\alpha_i^{d_i}\left[\frac{4n_1}{(n_1+1)^2}\right]^2\left[\frac{4n_2}{(n_2+1)^2}\right]^2\ldots\left[\frac{4n_i}{(n_i+1)^2}\right]^2, \qquad (15)$$

სადაც $\alpha_1, \alpha_2, \ldots \alpha_i$, $d_1, d_2, \ldots d_i$, $n_1, n_2, \ldots n_i$ გამოხატავენ პირველი, მეორე და ა. შ. $i$-ური ლინზის გამჭვირვალობის კოეფიციენტებს, სისქეს და გარდატეხის მაჩვენებლებს, შესაბამისად.

(15)-ფორმულაზე კვლავ ვხედავთ, თუ რა დიდი უპირატესობა აქვს რეფლექტორს რეფრაქტორთან შედარებით და თუ რა უხერხულობა შემოაქვს რეფრაქტორის ობიექტივის დიამეტრის გადიდებას (რაც მისი სისქის გადიდებას ნიშნავს), და, სხვადასხვა აბერაციის შემცირების მიზნით, დამატებითი ლინზების შემოღების აუცილებლობას.

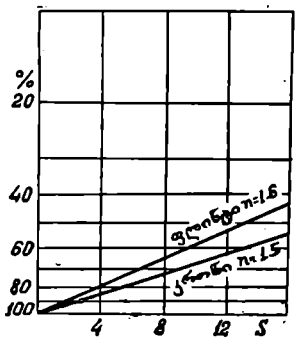
უკვე სამლინზიან ობიექტივში სინათლის დანაკარგი რამდენიმე ათეულ პროცენტს აღწევს.

განვიხილოთ 39-ე ნახ., რომელზეც მოტანილია მინაში გავლილი სინათლის რაოდენობა (%%-ით) როგორც ფუნქცია ლინზების ზედაპირთა რაოდენობისა.

მოცემულია ორი შემთხვევა: კრონის მინა და ფლინტის მინა. პირველის გარდატეხის კოეფიციენტი ნაკლებია, ვიდრე მეორისა. აბსცისები გამოხატავენ ლინზების ზედაპირთა რაოდენობას ანუ იმ შემთხვევათა რაოდენობას, როცა სხივი გადის მინისა და ჰაერის საზღვარს (სულ ერთია, ჰაერიდან მინაში თუ მინიდან ჰაერში). როგორც ვხედავთ, გავლილი სინათლის რაოდენობა, ვთქვათ, ექვსლინზიან ობიექტივში ფლინტისათვის თითქმის მხოლოდ 50%-ია.

ზოგს მიაჩნია, რომ კრონის მინა დამზადებულია „კრონი“ ნივთიერებისაგან. მაგრამ ეს ასე არაა. XVII საუკუნეში, როცა ტელესკოპი შემოვიდა ხმარებაში ინგლისში ერთადერთი ხარისხის მინას ამზადებდნენ. ეს იყო სოდის, პოტაშის,

კირისა და სილის ნარევი. მაგრამ, მინის დამზადების საქმე მთავრობის ხელში იყო და მის დამზადებაზე ფორმალურად უფლებას იძლეოდა მეფე. ამიტომ მინას დაარქვეს სამეფო ანუ „გვირგვინის“ (Crown — გვირგვინი) მინა — კრონის მინა (კრონგლასი). მხოლოდ რამდენიმე ათეული წლით გვიან დაიწყო სხვა ხარისხის მინის წარმოება, კაჟის (flint) გამოყენებით. მას ფლინტის მინა (ფლინტგლასი) დაერქვა.



ნახ. 39.

უნდა აღინიშნოს, რომ სინათლის შთანთქმის ხარისხი ობიექტივში ტალღის სიგრძეზეცაა დამოკიდებული. ფოტოგრაფიული (ლურჯი და იისფერი) სხივები უფრო მეტად შთაინთქმის, ვიდრე ვიზუალური (წითელი და ყვითელი). ჩვეულებრივი მინა სრულიად არ ატარებს ულტრაიისფერ სხივებს ($\lambda < 325 m\mu$). ამიტომ, იმ შემთხვევაში, როცა ოპტიკური ხელსაწყოს გამოყენება ულტრაიისფერი სხივებისათვის უნდათ, მის ოპტიკურ დეტალებს (ლინზებს) კვარცისაგან ან ე. წ. უვიოლის მინისაგან ამზადებენ. ესენი გამჭვირვალენი არიან მოკლეტალღოვანი გამოსხივებისათვის.

არეკვლით გამოწვეული დანაკარგების შესამცირებლად ცდილობენ შეამცირონ ტელესკოპში ამრეკლავი ზედაპირების რაოდენობა. მაგრამ ლინზების რაოდენობის შემცირება ყოველთვის როდი ხერხდება. ამიტომ ხშირად ლინზები, რომელთა ზედაპირებს ერთნაირი სიმრუდე აქვთ, მოჰყავთ ე. წ. ოპტიკურ კონტაქტში, რომლის პირობებში ეს ზედაპირები ისე მჭიდრო კონტაქტში არიან და მათი ზედაპირები იმდენად შეთავსებულია, რომ ლინზიდან ლინზაში გადასვლისას სინათლე „არ იგრძნობს“ გარემოს ცვლილებას და არეკვლას ადგილი არ ექნება. ხანდახან ასედაც იქცევიან: ლინზებს შორის ათავსებენ სითხეს (მაგალითად, ბალზამს), რომელსაც ისეთივე გარდატეხის კოეფიციენტი აქვს, როგორც ლინზების მინას. ამ შემთხვევაშიც არეკვლას ადგილი არ ექნება. მაგრამ ეს საშუალებანი, ტექნიკური სიძნელეების გამო, გამოუყენებელია დიდი ოპტიკური დეტალების მიმართ.

ბრძოლა არეკვლის შემცირებისათვის აუცილებლობითაა გამოწვეული. სინათლის არეკვლა დიდი მტერია ოპტიკური ხელსაწყოებისა. შთანთქმით გამოწვეული დანაკარგი ნაკლებია, ვიდრე ის, რომელსაც არეკვლა იწვევს. ასე, სახელდობრ, შინის თანამედროვე ნიმუშებში ყოველი 1 სანტიმეტრის სისქეზე შ თ ა ი ნ თ ქ მ ე ბ ა სინათლის 1%-ზე ნაკლები (0.3-დან 1%-მდე). არეკვლაზე კი იკარგება 4-დან 9%-მდე, თითოეული ზედაპირიდან ანუ თითოეული საზღვრიდან მინა — ჰაერი. არეკვლის თანამგზავრია კიდევ ერთი უსიამოვნო მოვლენა ტელესკოპში. მრავალჯერ არეკლილი და ტელესკოპის მილში გაბნეული სინათლე თუმცა არ მონაწილეობს გამონასახის შექმნაში, იფანტება, მაგრამ მაინც ზემოქმედებს ფოტოგრაფიაზე მით, რომ აძლიერებს ნეგატივის ფონს („აშავებს“ ფირფიტას) და ამცირებს ფოტოგრაფიულ კონტრასტულობას.

უკანასკნელ წლებში ფართოდ მიმართეს ლინზების გამჭვირვალობის ხელოვნურად გადიდებას ანუ გ ა მ ჭ ვ ი რ ვ ა ლ ე ბ ა ს. საქმე ისაა, რომ ობიექტივის (ლინზის) ზედაპირზე ქმნიან უთხელეს გამჭვირვალე მყარ აფსკს, რო-

მელსაც სრულიად გარკვეული, წინასწარ დანიშნული სისქე და გარდატეხის მაჩვენებელი აქვს, რაც მას ანიჭებს თვისებას საგრძნობლად შეამციროს სინათლის ის რაოდენობა, რომელსაც მინის ზედაპირი არეკლავს. ასეთი აფსკის სისქე სულ მილიმეტრის მეათიათასედი ნაწილებით გამოიხატება. მისი გარდატეხის მაჩვენებელი მინისაზე ნაკლებია. თუ მინის გარდატეხის კოეფიციენტი არის $n$, აფსკისა უნდა იყოს $\sqrt{n}$, აფსკის სისქე კი $\frac{\lambda}{4\sqrt{n}}$.

მოიპოვება ორი გზა აღწერილი თვისების აფსკის შექმნისათვის ლინზის ზედაპირზე. ერთია ქიმიური, ხოლო მეორე — ფიზიკური.

პირველ შემთხვევაში დასახელებულ აფსკს ქმნიან მინის ზედაპირის დამუშავებით სხვადასხვაგვარ ქიმიურ ხსნარებში, რომლებიც რეაქციაში შედიან მინასთან და ამის შედეგად სათანადო აფსკს წარმოქმნიან. ფიზიკური საშუალება კი იმაში მდგომარეობს, რომ ობიექტივს ათავსებენ ვაკუუმში, რომელშიც შეტანილია ვოლფრამის ძაფი, მასზე კი — ფტორიანი კალციუმი ან მაგნიუმი. ელექტროდენით იწვევენ ვოლფრამის ძაფის ვარვარს, რის გამოც კალციუმი (მაგნიუმი) აორთქლდება და ორთქლი დაილექება მინის ზედაპირზე. ქიმიური გზით მიღებული აფსკი უფრო გამძლეა.

ამ თვალსაზრისით დაუმუშავებელი ობიექტივის რეალური შუქძალა გაცილებით უფრო მცირეა (50%-მდე), ვიდრე მისი გეომეტრიული შუქძალა $\frac{D}{F}$.

დამუშავებული ობიექტივის ზედაპირს თავისებური მოლურჯო, მოიისფრო შეფერადებულობა აქვს, რითაც შეგვიძლია დავრწმუნდეთ, რომ ობიექტივის გამჭვირვალობა ხელოვნურად გადიდებულია ანუ ობიექტივი გ ა მ ჭ ვ ი რ ვ ა ლ ე ბ უ ლ ი ა.

## § 28. სინათლის დანაკარგი, გამოწვეული „ვინეტირებით" ანუ დაჩრდილვით

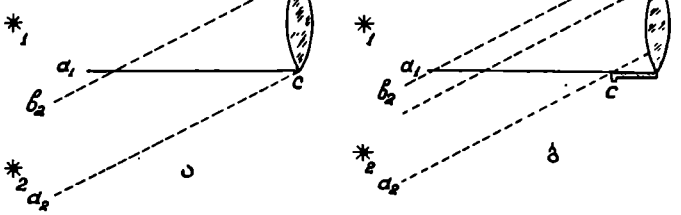
ტელესკოპის ოპტიკურ ღერძზე ან მის მახლობლად მდებარე ვარსკვლავების ის სინათლე, რომელიც ობიექტივში შემოდის, მთლიანად თავს იყრის ფოკალურ ზედაპირზე, იმ ნაწილის გარდა, რომელიც აირეკლება ზედაპირიდან ან შთაინთქმება ობიექტივში. მაგრამ, ეს არ ითქმის იმ მნათობებზე, რომლებიც შესამჩნევად არიან დაშორებული ოპტიკური ღერძიდან. ამ უკანასკნელთა სინათლეს აკლდება კიდევ ის ნაწილიც, რომელიც ობიექტივის ჩარჩოს მიერ იქნება ეკრანირებული ანუ დიაფრაგმირებული. შემოსაზღვრული. ამაში ადვილია თვალნათლივ დავრწმუნდეთ თუნდაც შემდეგი საილუსტრაციო ნახაზის განხილვით (ნახ. 40-ა).

$*_1$ მნათობიდან, რომელიც ოპტიკურ ღერძზე მდებარეობს, ობიექტივში შემოდის $a_1c$ და $b_1d$-ხაზებით შემოსაზღვრული სხივთკონა. $*_2$ მნათობიდან, რომელიც ოპტიკურ ღერძს დაშორებულია, ობიექტივის ზედაპირზე ეცემა გაცილებით უფრო ვიწრო სხივთკონა, $a_2c$ და $b_2d$-ხაზებით შემოსაზღვრული.

მაშასადამე, $*_1$-მნათობის გამონასახის შექმნაში მონაწილეობს უფრო მეტი სინათლე, ვიდრე $*_2$-მნათობისა, თუნდაც ეს ო რ ი მ ნ ა თ ო ბ ი ე რ თ ნ ა ი რ ა დ კ ა შ კ ა შ ა იყოს.

ამ მოვლენას ეწოდება ვ ი ნ ე ტ ი რ ე ბ ა ანუ დ ა ჩ რ დ ი ლ ვ ა. მას კიდევ უფრო მეტად ართულებს ის, რომ ობიექტივი, მეტადრე — ფოტოგრაფიული ობიექტივი, შესამჩნევი სისქისაა, მის შემადგენელ ლინზებს შორის ხში-

რად ჩაყენებულია დიაფრაგმები და, ამნაირად, ვინეტირებას ადგილი აქვს თვით ობიექტივის სისქეში ანუ მილში სხივთკონის მსვლელობის დროს. ვინეტირებას ისიც აძლიერებს, თუ ობიექტივის ჩარჩო ერთგვარად წინ წამოწეულია (ნახ. 40 ბ). ამნაირ ჩარჩოს ხანდახან განზრახ უკეთებენ ტელესკოპს, ან კიდევ ობიექტივს ადგამენ ერთგვარ ღია ცილინდრს, რაც ამცირებს ობიექტივის დანამვას მაშინ, როცა ღია ცის ქვეშ ღამის დაკვირვებისას ატმოსფერული პირო-




ნახ. 40.

ბები ისეთია, რომ ადვილად ჩნდება ნამი (როცა ჰაერი ტენიანია, ტემპერატურა კლებულობს და საგნები, კერძოდ, ობიექტივის მინა სწრაფად ცივდება). როგორც მე-40 ბ ნახ.-ზე ვხედავთ, ობიექტივის მთელი ზედაპირი როდი მონაწილეობს ოპტიკურ ღერძს დაშორებულ მნათობის სინათლის „მიღებაში“.

ვინეტირება გავლენას ახდენს ტელესკოპის ველის ფოტომეტრიულ თვისებებზე (იხ. ქვემოთ) და მას ესაჭიროება გათვალისწინება. რაც უფრო მეტადაა დაშორებული მნათობი ოპტიკურ ღერძს, მით მეტია ვინეტირების ეფექტი.

პრაქტიკულად კი ვინეტირების ეფექტი შეგვიძლია შემდეგ ცდაში შევნიშნოთ. გავხედოთ მთვარეს ტელესკოპით, რომელსაც შედარებით მცირე მასშტაბი და დიდი ველი აქვს. პირველად მოვათავსოთ მთვარის ბადრო ველის ცენტრში, შემდეგ ისე შევუცვალოთ ტელესკოპს მიმართულება, რომ მთვარე მოექცეს ველის კიდეზე. შევნიშნავთ, რომ მეორე შემთხვევაში მთვარის ბადროს სიკაშკაშე მოიკლებს.

## § 29. ოპტიკური მინა

მინას, რომელიც იხმარება ტელესკოპის ოპტიკური დეტალების (ობიექტივის, ლინზის, სარკის) დასამზადებლად, წაუყენებენ ერთობ მკაცრ მოთხოვნებს. იგი უნდა აკმაყოფილებდეს გამჭვირვალობის, გარდატეხის უნარის და სხვა თვისებების გარკვეულ პირობებს და ამავე დროს უნდა იყოს ერთობ ერთგვაროვანი და რაც შეიძლება უნაკლო თავისი აგებულებით. ამ მოთხოვნათა დაცვა თავის მხრივ საჭიროებს, რომ განსაკუთრებული ყურადღება მიექცეს მინის შემადგენელი მასალის (კაჟის, ნატრიუმის, კალიუმის, ტყვიისა და სხვა ელემენტების ჟანგები, ცარცის, კირქვის, კვარცის, სილის და სხვა ნივთიერებათა ნაერთი) შერჩევას, მინის მოხარშვის ტექნოლოგიას, რომლის დროს განსაკუთრებით დასაცავია მინის მასის თანდათანობითი გაცივების რეჟიმი. მინის ცხელი დამუშავების შემდეგ წარმოებს მისი ცივი დამუშავება, რაც მდგომარეობს გარკვეული ზომის ფორმების მიხედვით მის დახერხვაში და ზედაპირების გახეხვასა და გაპრიალებაში. ოპტიკური მინის დამზადების მთელი პროცესი

ერთობ საჯახირო და რთული საქმეა, მეტადრე, როცა საქმე ეხება დიდი ზომის მინის ნაჭრებს.

მინის ფიზიკურ თვისებებს, მაგალითად, სინათლის გამტარობის უნარს (გამჭვირვალობას) და გარდატეხის უნარს აპირობებს მასში შეტანილ ნივთიერებათა პროპორციული რაოდენობა.

ასე, მაგალითად, შეიძლება ისეთი მინა მოიხარშოს, რომელშიც სრულიად ან თითქმის სრულიად არ იქნება ტყვიის ჟანგი. მეორე მხრივ, ისეთსაც ხარშავენ, რომელშიც ტყვიის ჟანგის რაოდენობა 45%-ს აღწევს. პირველ შემთხვევაში მსუბუქი და მცირე გარდატეხის კოეფიციენტის მქონე მინა გვექნება (ე. წ. კრონი), მეორეში — მძიმე და გარდატეხის დიდი უნარიანი (ე. წ. ფლინტი).

მინის არსებით ნაკლს წარმოადგენს მისი არაერთგვაროვნება, რაც იმაში გამოიხატება, რომ მისი მასის სხვადასხვა ნაწილს განსხვავებული გამჭვირვალობა და სინათლის გარდატეხის უნარი აქვს. ეს საბოლოოდ გამონასახის ხარისხზე მოქმედებს უარყოფითად. გასაგებია, რომ აღნიშნული არაერთგვაროვნება ძირითადად უსიამოვნოა ო ბ ი ე ქ ტ ი ვ ა დ სახმარი მინისათვის, სარკისათვის კი იგი შეიძლება უგულებელვყოთ.

ოპტიკური დეტალების ზედაპირები იმდენად კარგად უნდა იქნეს დამუშავებული (გაპრიალებული), რომ სარკის შემთხვევაში მისი ზედაპირის ცალკეული წერტილების ანუ ადგილების გადახრა გათვლილი ზედაპირიდან არ უნდა აღემატებოდეს ტალღის სიგრძის ერთ მერვედს. იგივე შეეხება ობიექტივის ზედაპირს.

ოპტიკოსებს მოეპოვებათ მეთოდები, რომელთა მეშვეობით ისინი მინის დამუშავების პროცესში გზადაგზა ამოწმებენ მის თვისებებს და ამცირებენ დეფექტებს.

დიდი ზომის სარკის შემთხვევაში გასათვალისწინებელია ის, რომ ტემპერატურის ცვლილება სარკის სხეულზე ერთდროულად არ ვრცელდება. თუ, მაგალითად, კოშკში აცივდა, პირველ რიგში აცივებას მარტო სარკის კიდე იგრძნობს (მხოლოდ გარკვეული დროის შემდეგ გათანაბრდება ტემპერატურა მთელ სარკეზე). ამიტომ, სარკის ზედაპირის ფორმა დაირღვევა (კიდეებზე სარკე „შეიკუმშება“ და პარაბოლოიდი ერთგვარად გაიშლება; დათბობის შემთხვევაში შებრუნებული სიტუაცია შეიქმნება). ამიტომ დიდი ყურადღება ექცევა კოშკში, ტელესკოპის ახლოს, სარკის ირგვლივ, რაც შეიძლება მკაცრად იზოთერმული პირობების დაცვას.

ბოლო დროს ხმარებაში შემოდის ე. წ. ს ი ტ ა ლ ი ს მასალა ანუ ერთგვარი არაორგანული, მინაკრისტალური მასალა. მისგან დამზადებული სარკე შეუდარებლად უფრო ნაკლებად მგრძნობიარეა ტემპერატურული ცვლილების მიმართ და აღწერილი ეფექტი ერთობ შესუსტებულია.

ტელესკოპში სახმარი სარკეები წარმოადგენენ მინის ნაჭრებს, რომელთა მ ო ქ მ ე დ ი ზ ე დ ა პ ი რ ე ბ ი დაფარულია ვერცხლის ერთობ თხელი შრით. ჩვეულებრივ, ნიადაგ სახმარ სარკეებს ქვედა (უკანა) ზედაპირი აქვთ მოვერცხლილი. ამ შემთხვევაში ვერცხლის შრე დაცულია არეკვლის მხრიდან თვითონ მინით, მეორე მხრიდან — რაიმე საღებავით ან მასალით. სხივი ასეთ სარკეში მინის სხეულში გადის, ამის შემდეგ ეცემა ვერცხლის ზედაპირს, აირეკლება და კვლავ მინის სხეულს გამოივლის. ოპტიკურ სარკეში ვერცხლით ფარავენ მინის წინა (ზედა), მოქმედ ზედაპირს. სხივი არ შედის მინის სხეულში და პირდაპირ ვერცხლის შრისაგან აირეკლება. მინა ამ შემთხვევაში ასრულებს ვერცხლის შრის დამჭერის როლს და ამ თხელ შრეს სათანადო ფიგურის ზედაპირს

ანიჭებს. ახლად დამზადებული ვერცხლის აფსკი კარგად არეკლავს სინათლეს სპექტრის ვიზუალურ უბანში, მაგრამ ნაკლებ — ულტრაიისფერ უბანში. ახლა ტელესკოპის სარკეების ზედაპირს ალუმინით ფარავენ. მას უკეთესი უნარი აქვს ულტრაიისფერი სხივების არეკვლისა. ამავე დროს იგი უფრო გამძლეც არის. გამძლეობის საკითხი უგულებელსაყოფი არაა, რადგანაც, როგორც ვნახეთ, ტელესკოპური სარკის მოქმედი ზედაპირი არაა დაცული, ადვილია თხელი აფსკის მექანიკური დაზიანება. ამავე დროს, რამდენადაც ტელესკოპი დადგმულია კოშკში, მუშაობს ღია ცის ქვეშ, როცა ტემპერატურული და სინოტივის რაიმე პირობების დაცვა არ ხერხდება, ადვილად ხდება აფსკის დაზიანება ატმოსფერული ფაქტორებითაც. მართალია, სპექტრის ვიზუალურ უბანში ალუმინი ვერცხლზე ნაკლებად არეკლავს სინათლეს, მაგრამ უკვე ორიოდე კვირის შემდეგ ვერცხლის აფსკის არეკვლის უნარი იმდენად შესუსტებულია, რომ იგი ჩამორჩება არეკვლაში დიდი ხნის ალუმინის აფსკს ამ უბანშიც. ამიტომ ალუმინს მაინც უპირატესობა მიეკუთვნება.

შესადარებლად მოვიტანოთ შემდეგი ცნობა: მინის გაპრიალებული, მაგრამ მოუვერცხლავი ზედაპირი არეკლავს „თეთრი" სინათლის 6%-ს, როცა სინათლე მასზე ეცემა 35°-ის კუთხით (არეკვლის უნარი დაცემის კუთხეზეა დამოკიდებული; კუთხე იზრდება და არეკვლაც მატულობს). ახლად მოვერცხლილი მინა არეკლავს ამ პირობებში 86%-მდე, ხოლო მოალუმინებული — 58%-მდე.

ალუმინის აფსკის შექმნა მინის ზედაპირზე ფიზიკური წესით წარმოებს: ვაკუუმში ათავსებენ მინას და ელექტროწესით აწარმოებენ ალუმინის დაშლას, ამტვერებას; ამ პროცესში ალუმინი ილექება მინის ზედაპირზე და ქმნის მასზე თხელ ფენას.

მოვერცხვლა წარმოებს როგორც ფიზიკური, ისე ქიმიური გზით.

მინის გაპრიალებული ზედაპირის მოვერცხვლა ანუ დაფარვა ვერცხლის თხელი ფენით — აფსკით პირველად ქიმიური და შემდეგ ფიზიკური მეთოდებით, ჯერ კიდევ გასულ საუკუნეში ისწავლეს. აფსკის სისქე სულ მხოლოდ 0,5-დან 2-მდე მიკრონია. შემდეგში ასეთმა აფსკმა მიიღო „ფილმის" სახელწოდება.

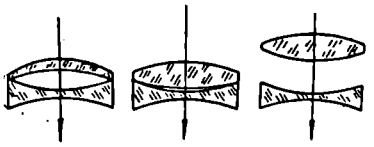
## § 30. ტელესკოპური ობიექტივებისა და სარკეების ძირითადი ტიპები

ერთსა და იმავე ობიექტივში შეუძლებელია ყველა ის პირობა იყოს ერთდროულად დაცული, რომლებიც ობიექტივის ნაკლს შეამცირებს. მართლაც, როგორც აღვნიშნეთ, აბერაცია შეგვიძლია შევამციროთ დამატებითი ლინზის დართვით, მაგრამ სამაგიეროდ ეს უკანასკნელი ჩვეულებრივზე მეტ სინათლეს დაგვაკარგვინებს. ამიტომ, ობიექტივის დამზადებისას უნდა ვიცოდეთ, თუ რა დანიშნულება ანუ რა მიზანი უდევს წინ მის გამოყენებას და ამის მიხედვით უპირატესობა უნდა მიეცეს ამა თუ იმ თვისებას და ზოგიერთის მიღწევის სასარგებლოდ ზოგი სხვა თვისება უნდა ვიმსხვერპლოთ.

ობიექტივის უმარტივეს ტიპს ჩვეულებრივი ვიზუალური ობიექტივი წარმოადგენს. იგი შედგება ორი ლინზისაგან. მისი შუქძალა, ჩვეულებრივ $\frac{1}{18}$ — $\frac{1}{15}$-ს არ აღემატება; იშვიათად — $\frac{1}{10}$-ს აღწევს. ამ უკანასკნელ შემთხვევაში მას ხედვის ველი ჩვეულებრივზე დიდი აქვს და ობიექტივი ეფექტურად გამოიყენება კომეტის ძებნისათვის ვიზუალური წესით.

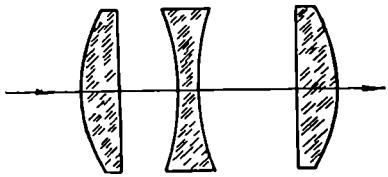
ორლინზიანი ობიექტივების ბევრი სახესხვაობა მოიპოვება. 41-ე ნახ.-ზე მოტანილია რამდენიმე ნიმუში. ლინზები შედგენილ ობიექტივებში განსხვავდებიან არა მარტო მოყვანილობით, არამედ მასალითაც (ხშირია კრონისა და ფლინტის ლინზების კომბინაცია).

ფართო ხმარებაშია სამლინზიანი ობიექტივები (ე. წ. ტრიპლეტები), რომლებშიც ორი ლინზა კრონისაა, ხოლო შუა ლინზა — ფლინტისა (ნახ. 42). ასეთ ობიექტივში საგრძნობლად შემცირებულია აბერაციები (ასტიგმატიზმის გარდა) და $\frac{1}{5}$ — შუქძალის პიროობებში ხედვის ველი ერთობ ფართოა — 25 — 30 გრადუსამდე.



ნახ. 41.

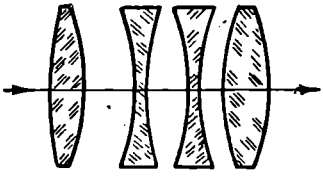
43-ე ნახ.-ზე მოტანილია როსისეული ოთხლინზიანი ობიექტივის სქემა. ასეთი ობიექტივი ფოტოვიზუალურსა და ფოტოგრაფიულ ასტროგრაფებში იხმარება და დიდ ველზე, 50°-მდე ფართობით, მკვეთრ გამონასახებს იძლევა, ამასთან კარგი გარჩევის უნარი აქვს. მაგალითად, ლიკის ობსერვატორიაში, ჰამილტონის მთაზე (აშშ) იხმარება როსისეული ობიექტივები 50 სმ განივთ, $\frac{1}{7}$ შუქძალით და $7 \times 7°$ ველით.



ნახ. 42.

ხმარებაშია მრავალლინზიანი ობიექტივებიც, შედგენილი 6 — 7 და მეტი ლინზისაგან.

ყოველი ობიექტივის ხმარებისას და მეტადრე მრავალლინზიანი ობიექტივის შემთხვევაში ყურადღება უნდა მიექცეს იმას, რომ ლინზები ერთიმეორის მიმართ და მთლიანად ობიექტივი ტელესკოპის მიმართ კარგად იქნეს ცენტრირებული, ე. ი. რომ ყველა ლინზის ოპტიკური ღერძები და ტელესკოპის მილის გეომეტრიული ღერძი ერთ ხაზზე მდებარეობდეს. საამისოდაც მოიპოვება დამუშავებული მეთოდები.



ნახ. 43.

რაც შეეხება სარკეებს (რეფლექტორებში), უმრავლეს შემთხვევაში მათ ბრუნვის პარაბოლოიდის ან სფეროს ფორმას აძლევენ. ასეთ სარკეებში შუქძალა უმეტესად $\frac{1}{9}$-დან $\frac{1}{2}$-მდე გვხვდება.

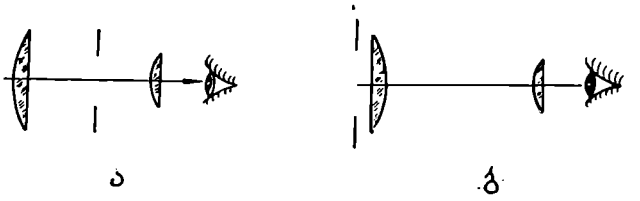
პარაბოლოიდური სარკის დამზადება დიდ ოსტატობას მოითხოვს ოპტიკოსისაგან. სარკის ზედაპირის სიმრუდე, საერთოდ, იმდენად მცირეა, რომ, მაგალითად, 10-სმ ჩაზნექილი სარკე, საფოკუსო მანძილით 12 მეტრი, მის ცენტრულ ნაწილში მილიმეტრის მხოლოდ 1/840-ით ძრის დაშორებული მის კიდეებზე გაელებული სიბრტყისაგან

რეფლექტორშიც უნდა მიექცეს ყურადღება სარკეების ცენტრირებას ანუ მათი ოპტიკური ღერძების თანხვედნას. ნიუტონისეულ ტელესკოპში, მაგალითად (სქემა იხ. ზემოთ), ცენტრირების ხარისხი შეგვიძლია შევამოწმოთ ფოკუსში მოთავსებულ ოკულარში ვარსკვლავზე დაკვირვებით. თუ ცენტრირება არადამაკმაყოფილებელია, ველის ცენტრში მდებარე ვარსკვლავსაც კი არა აქვს წესიერი, სიმეტრიული ფორმა და კომეტას მოგვაგონებს. თუ ოკულარს გადავაადგილებთ ისე, რომ ვარსკვლავის გარეფოკალურ გამონასახს შევხედოთ, ვნახავთ, რომ ვარსკვლავი არაწესიერი ელიფსის ფორმას მიიღებს.

## § 31. სხვადასხვა ტიპის ოკულარები

ზემოთ, თავის ადგილზე, ჩვენ გავეცანით ოკულარის დანიშნულებას, როგორც ობიექტივით შექმნილი გამონასახის დათვალიერების საშუალებას. ვნახეთ, რომ უმარტივეს შემთხვევაში ოკულარი ერთი მცირე ზომის ლინზისაგან შედგება. მაგრამ ასეთი ოკულარი ყოველთვის საგრძნობლად დამძიმებულია აბერაციებით. ამასთან დაკავშირებით ხშირად მიმართავენ გართულებულ საოკულარო სისტემებს, რომლებშიც კონსტრუქციულ გართულებასთან ერთად შემცირებულია აბერაციები.

. არსებითად გაუმჯობესებულ სისტემას წარმოადგენს ორლინზიანი ოკულარი. პირველ ლინზას ტელესკოპის ფოკალური სიბრტყის ახლო ათავსებენ. მას ველის ლინზას უწოდებენ. იგი ერთგვარად ავიწროებს სხივთკონას და ასე აგზავნის მას მეორე ლინზაზე, რომელიც ნაკლები ზომისაა. ამ უკანასკნელს თვალის ლინზას უწოდებენ, რამდენადაც თვალს უშუალოდ მის უკან ათავსებენ.




ნახ. 44.

აღწერილი გვარის ოკულარის ორი სახესხვაობის სქემა წარმოდგენილია 44-ე ნახ.-ზე, ა და ბ.

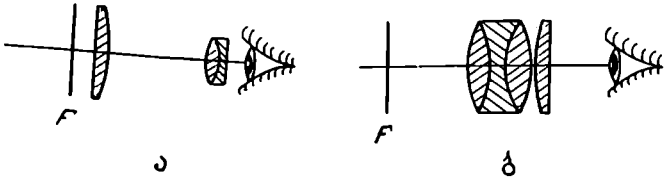
პირველია ე. წ. ჰიუიგენსისეული (Huygens) ოკულარი, რომელსაც ფართო გამოყენება აქვს ისეთ ობიექტივებთან კომბინაციაში, რომელთა შუქძალა დაახლოებით $\frac{1}{15}$-ია. აქ ფოკალური სიბრტყე მოთავსებულია ლინზებს შორის.

მეორეა ე. წ. რამსდენისეული ოკულარი, უფრო ხელსაყრელი ხმარებისათვის $\frac{1}{5}$-ის მახლობელი შუქძალის შემთხვევაში.

ამ ოკულარში ველის ლინზა ფოკალური სიბრტყის გარეთ დგას.

პრაქტიკაში გვხვდება უფრო რთული ოკულარებიც, რომელთა სქემები მაგალითისათვის წარმოდგენილია 45-ე ნახ.-ზე, ა და ბ.

როგორც ვხედავთ, პირველ მაგალითში თვალის ლინზა თვით არის შედგენილი ორი ლინზისაგან. ფლინტისა და კრონის კომბინაციით ასეთ ოკულარში კარგი აქრომატიზაცია მიიღწევა.




ნახ. 45.

### § 32. რეფრაქტორისა და რეფლექტორის ურთიერთშედარება

გზადაგზა უკვე აღვნიშნავდით რეფრაქტორებისა და რეფლექტორების ნაკლოვანებებსა და უპირატესობებს. აქ თავი მოვუყაროთ მათ მთავარ მახასიათებელთ და ამის საფუძველზე შევადაროთ ისინი ერთიმეორეს.

სფერული აბერაცია, ასტიგმატიზმი და კომა როგორც რეფრაქტორს, ისე რეფლექტორსაც ახასიათებს, მაგრამ უკანასკნელში ეს თვისებები უფრო მეტად იჩენს თავს.

ქრომატული აბერაცია რეფრაქტორში ერთობ საგრძნობია. რეფლექტორში იგი არ არსებობს.

ვარგისი ფოკალური ველი რეფრაქტორში რამდენიმე გრადუსს აღწევს დიამეტრში; რეფლექტორში კი — მხოლოდ რამდენიმეს ან რამდენიმე ათეულ მინუტს.

სინათლის დანაკარგები რეფრაქტორში მეტია, ვიდრე რეფლექტორში.

შეღწევადობა რეფლექტორისათვის, საერთოდ, მეტია.

სპექტრის მოკლეტალღოვანი გამოსხივება ჩვეულებრივ რეფრაქტორში მთლიანად შთაინთქმის, რეფლექტორში კი მისი ნაწილი მაინც მიიღება.

გამონასახის ხარისხის დამოკიდებულება ტემპერატურასა და ღუნვაზე მცირეა რეფრაქტორში და მნიშვნელოვანი — რეფლექტორში.

ამ პირობების გამო რეფრაქტორებს უმთავრესად ზუსტი ასტრომეტრიული მიზნებისათვის და ცის ფართო არეების ფოტოგრაფირებისათვის ხმარობენ, ხოლო რეფლექტორებს — სპექტრული, ფოტომეტრიული და კოლორიმეტრიული განსაზღვრებისათვის, აგრეთვე მკრთალი ნისლეულებისა ან სხვა მკრთალი და მცირე ზომის ობიექტების ფოტოგრაფირებისათვის.

დიდი ზომის სარკის დამზადება და ეფექტურად ხმარება უფრო ადვილია, ვიდრე ობიექტივისა. ამიტომ არის, რომ მსოფლიოში უდიდესი რეფრაქტორი მხოლოდ მეტრიანი ობიექტივით არის, ხოლო უდიდესი რეფლექტორების სარკეები 6, 5, 3 და $2^1/_2$ მეტრია.

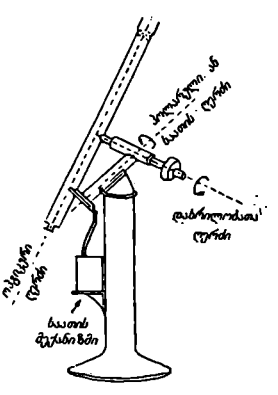
### § 33. ტელესკოპის დადგმულობა და მისი „მიუოლება“ მნათობზე

ტელესკოპი ისე უნდა იყოს კონსტრუირებული და დადგმული, რომ შეიძლებოდეს მისი მიმართვა ცის ნებისმიერ წერტილში და, აგრეთვე, დაყენება აღებული მნათობის ეკვატორული კოორდინატების შესაბამისად. ამ მოთხოვ-

ნილებას აკმაყოფილებს ე. წ. ეკვატორული დანადგარი ანუ, როგორც კიდევ ამბობენ, პარალაქსური დადგმულობა. ასეთი დადგმულობაზე ტელესკოპი ანუ, უფრო სწორად, — მისი მილი, რომელიც ობიექტივსა (სარკეს — რეფლექტორში) და საოკულარო ნაწილს მოიცავს, ბრუნავს ორი ურთიერთმართობული ისეთი ღერძის ირგვლივ, რომლებშიც ერთი სამყაროს ღერძის მიმართულებას მიჰყვება, ხოლო მეორე — სამყაროს ეკვატორის სიბრტყეში ძევს. ღერძებს ერთვის წრედები, რომლებზეც ჩახაზულია სათანადო დანაყოფები პირდაპირი აღვლენისა (ან საათის კუთხისა) და დახრილობის წრეების შესაბამისად (ნახ. 29). ვამოძრავებთ რა მილს ორი ღერძის გარს, ადვილად მივმართავთ მას ცაზე მოცემული ეკვატორული კოორდინატების მქონე წერტილში ან მნათობზე.

ამისათვის საჭიროა, ჯერ ერთი, როგორც ვთქვით, ტელესკოპის ერთი ღერძი რაც შეიძლება ზუსტად იყოს მიმართული სამყაროს პოლუსში, მეორე ღერძი კი — პირველის მართობულად. მეორეც ის, რომ ტელესკოპის მილის მდებარეობას ეკვატორის სიბრტყეში დახრილობათა წრედზე ნულოვანი ანათვალი შეესაბამებოდეს და მერიდიანში მისი მდებარეობისას საათის კუთხის ანათვალიც პირდაპირი აღვლენის წრედზე ნული იყოს.

ასეთი დადგმულობის სქემატური სურათი მოცემულია 46-ე ნახ.-ზე; ტელესკოპის დადგმულობის ამნაირად განხორციელება იმიტომაა კიდევ საჭირო, რომ ტელესკოპის ხანგრძლივად ხმარებისას (როცა ხანგრძლივად ვაკვირდებით მოცემულ მნათობს თუ მოვლენას ან როცა ვაწარმოებთ ცის ობიექტის ხანგრძლივ ფოტოგრაფირებას) აუცილებელია, რომ მოცემული ობიექტი ხანგრძლივად ჩანდეს ტელესკოპის ველის ერთ უცვლელ ადგილზე. ცარგვალის დღელამური ბრუნვის გამო კი ყოველი მნათობი განუწყვეტლივ და საგრძნობი სიჩქარით გადაინაცვლებს უძრავად დადგმული ტელესკოპის ხედვის ველში.



ნახ. 46.

ამიტომ საჭიროა მივაყოლოთ ტელესკოპი მნათობს ანუ მივცეთ ტელესკოპს ისეთივე მოძრაობა და იმავე სიჩქარითა და მიმართულებით, როგორიცა აქვს ცარგვალს. ეს მოძრაობა, როგორც ვიცით, აღმოსავლეთიდან დასავლეთითაა მიმართული, თანაბარია და მისი სიჩქარე დედამიწის ღერძის გარს ბრუნვის სიჩქარეს წარმოადგენს. რაკი ტელესკოპს აღნიშნული დადგმულობა აქვს (ღერძების აღწერილი ორიენტაციით), თუ მის პოლარულ ღერძს რაღაც საშუალებით საათის ისრის მოძრაობის მიმართულებით ვაბრუნებთ ცარგვალის ბრუნვის სიჩქარით, დასაკვირველ მნათობზე „მიყოლების“ ამოცანა შესრულდება.

ასეთი საშუალებები არსებობს სპეციალური ელექტრული „საათიერი მექანიზმების“ სახით, რომლებშიც ელექტრომოტორები მოქმედებენ; ელექტრომოტორი დაკავშირებულია ზუსტ საათთან ან ქრონომეტრთან, რომელიც აწესრიგებს მოტორის ბრუნვის სიჩქარეს.

როცა საათიერი მექანიზმი მუშაობს და სათანადოდ ამოძრავებს ტელესკოპს, აღებული მნათობის გამონასახი ავტომატურად იქნება შერჩენილი ტელესკოპის ხედვის ველის (ფოკალურ სიბრტყეში ჩადგმული ფოტოფირფიტის)

ერთსა და იმავე წერტილში, რაც აუცილებელია ნორმალური ფოტოგრაფირებისათვის ხანგრძლივი ექსპოზიციით.

მაგრამ, რა გინდ კარგადაც მუშაობდეს მოტორი და მექანიზმი და რა გინდ მკაცრად ამოწმებდეს და აწესრიგებდეს ამ მუშაობას საათი თუ ქრონომეტრი, მაინც არ შეიძლება მთლიანად მივანდოთ ტელესკოპის დღეღამური მოძრაობა საათიერ მექანიზმს. ამ მტკიცებას ადვილად დავეთანხმებით, თუ ერთ შემდეგ მოვლენას მაინც განვიხილავთ. ვთქვათ, მოტორი იდეალურად მიაყოლებს ტელესკოპს როჭელიღაც ვარსკვლავს, რომლის დაშორება ჰორიზონტიდან არცთუ ისე დიდია. ვარსკვლავზე საგრძნობ გავლენას ახდენს რეფრაქცია და თუ დაკვირვება, მაგალითად დასავლეთის ცაზე წარმოებს, მაშასადამე, ვარსკვლავი ჩასვლას უახლოვდება, მისი სიმაღლე კლებულობს, რეფრაქციის რაოდენობრივი გავლენა მატულობს და ამის შედეგად ვარსკვლავი უთუოდ ჩამორჩება იმ სიჩქარეს, რომლითაც უნდა უახლოვდებოდეს ჰორიზონტს ცარგვალის ღეღამური ბრუნვის გამო.

მაშასადამე, საჭიროა ტელესკოპის საათიერი სვლის კონტროლი და მის მიმართ ვარსკვლავის მდებარეობის ადგილგადანაცვლების თვალთვალი. ტელესკოპის მთავარი მილის პარალელურად ყოველთვის მორგებულია მეორე, უფრო მცირე ზომის, დამხმარე მილი, რომლის ფოკალურ სიბრტყეში გაჭიმულია ძაფჯვარი. ასეთ მილს უწოდებენ გ ი დ ს (რაც გამყოლს ან მიმყოლს ნიშნავს) დაკვირვების წინ (ან ხანგრძლივი ფოტოგრაფირების, ე. ი. ექსპოზიციის დაწყების წინ) ამ დამხმარე მილის ანუ გიდის ხედვის ველში შევარჩევთ რომელიმე ვარსკვლავს და ძაფჯვარის გადაკვეთის წერტილს ამ ვარსკვლავზე მივიყვანთ (საოკულარო ნაწილი ისეა მოწყობილი, რომ შესაძლებელია ოკულარისა და ძაფჯვარის მატარებელი ჩარჩოს გასრიალება ფოკალურ სიბრტყეში). ამის შემდეგ განუწყვეტლივ ვუთვალთვალებთ მას, რომ ვარსკვლავი ექსპოზიციის განმავლობაში სულ მუდამ ძაფჯვარის ცენტრზე „იდგეს". რა წამს შევამჩნევთ, რომ მან ადგილი იცვალა, რაც იმას ნიშნავს, რომ ან საათიერმა მექანიზმმა შეიცვალა მოძრაობის სიჩქარე (აჩქარდა ან შეყოვნდა), ან ვარსკვლავი გადაადგილდა ცაზე რეფრაქციის გამო, მაშინვე, — სპეციალური მოწყობილობის გამოყენებით — ვაიძულებთ მექანიზმს მიიღოს საჭირო სიჩქარე (აჩქარდეს ან შეყოვნდეს, საჭიროების მიხედვით), და ახლა მთელი მილი გადაადგილდება იმდენად, რომ ცენტრი ძაფჯვარისა (რომელიც ახლა მილის მიმართ უძრავია) კვლავ ვარსკვლავს დაემთხვეს.

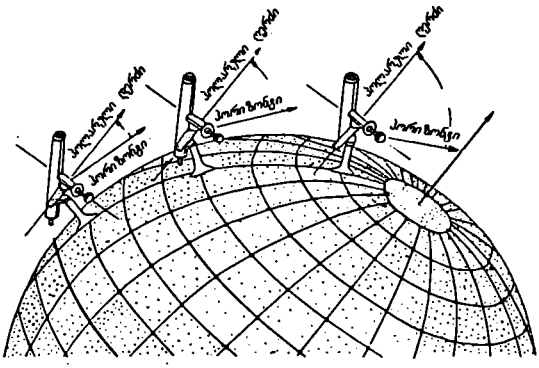
ვარსკვლავის ძაფჯვარის მიმართ გადაადგილების მიმართულების მიხედვით შეგვიძლია გავარკვიოთ — ტელესკოპი ჩამორჩება ცარგვალის მოძრაობას თუ წინ უსწრებს მას. ასე, სახელდობრ, თუ მილი მიმართულია სამხრეთით, მერიდიანში და ვხედავთ, რომ ვარსკვლავი ძაფჯვარის ცენტრიდან მ ა რ ცხ ნ ი ვ გადაადგილდება, მაშინ უნდა დავასკვნათ, რომ სინამდვილეში ვარსკვლავმა ცაზე მ ა რ ჯ ვ ნ ი ვ, ე. ი. დასავლეთით გაუსწრო ტელესკოპს (როგორც უნდა გვახსოვდეს, ტელესკოპი ხედვის ველში შებრუნებულად გამოაჩენს ობიექტს). მაშასადამე, ტელესკოპი ჩ ა მ ო რ ჩ ა. მექანიზმი უნდა ა ვ ა ჩ ქ ა რ ო თ და ვარსკვლავს „დავაწიოთ". ასტრონომ-დამკვირვებელს, რომელიც ასე უთვალთვალებს საკონტროლოდ აღებულ ვარსკვლავს, მომარჯვებული აქვს ჩამრთველი, რომელიც შეერთებულია მოტორთან და შეუძლია ერთბაშად ააჩქაროს ან, პირიქით, შეანელოს (როცა შენელებაა საჭირო) მოტორი. ასეთ მანიპულაციას ვუწოდებთ ტ ე ლ ე ს კ ო პ ი ს მ ი ყ ო ლ ე ბ ა ს ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ ზ ე.

ტელესკოპის მიყოლებას შეიძლება ართულებდეს ორი გარემოება. ერთ-ერთი მათგანი მდგომარეობს ტელესკოპის მილის ღუნვაში, რომელიც სხვადასხვაგვარად იჩენს თავს მილის სხვადასხვა საათ-კუთხეში მდებარეობისას. ეს ეფექტი უფრო საგრძნობია, როცა საქმე გვაქვს მძიმე და გრძელმილიან რეფრაქტორთან.

რაც შეეხება ატმოსფერულ რეფრაქციას, დიდ ტელესკოპებზე ახლა ხმარობენ ელექტრონულ მთელელ მოწყობილობას, რომელსაც ავტომატურად მყის შეაქვს ტელესკოპის მილის მოძრაობაში რეფრაქციის მოქმედების შესაბამისი შესწორება.

მეორე გარემოება გამოიხატება ტელესკოპის პოლარული ღერძის ორიენტირების არასიზუსტეში ანუ მისი და სამყაროს ღერძის პარალელობის დარღვევაში.

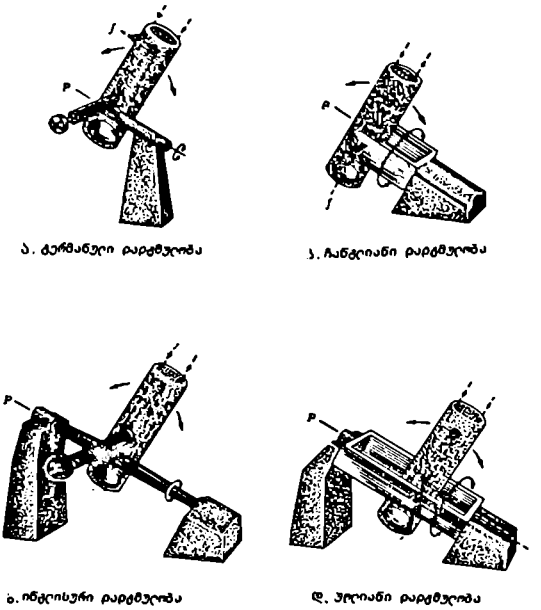
როგორც აღვნიშნეთ, ტელესკოპის დადგმულობა ისეთი უნდა იყოს, რომ მისი საათის ღერძი მოცემული ადგილისათვის პოლარულ ღერძს თანხვდებოდეს. აქედან დავასკვნით, რომ ტელესკოპის კონსტრუქცია უნდა ითვალისწინებდეს იმას, თუ რომელ განედზე დაიდგმება იგი საექსპლოატაციოდ. აქ ნათქვამი სრულად არის ილუსტრირებული 47-ე ნახ.-ით.




ნახ. 47.

46-ე ნახ.-ზე სქემატურადაა წარმოდგენილი ტელესკოპის ეკვატორული ანუ პარალაქსური დანადგარი. მთავარი მოთხოვნილება, რომელსაც უნდა აკმაყოფილებდეს იგი, ისაა, რომ საათის ღერძი თანხვდებოდეს მოცემული ადგილისათვის პოლარული ღერძის მიმართულებას და ტელესკოპის მილის მოძრაობა (მობრუნება) ხდებოდეს ეკვატორის პარალელურად და მის მართობულად. ამ პირობებს ერთნაირად აკმაყოფილებს დადგმულობის კონსტრუქციის სხვადასხვა ვარიანტი, რომლებიც ობსერვატორიებში გამოიყენება (ნახ. 48).

აქ წარმოდგენილია ე. წ. „გერმანული" დადგმულობა (ა-); ასეთივე დადგმულობისაა აბასთუმნის 16-დუიმიანი რეფრაქტორი (ნახ. 9); „ჩანგლიანი" დადგმულობა (ბ); ასეთია აბასთუმნის მენისკური ტელესკოპი (ნახ. 29); „ინგლისური" დადგმულობა (გ); „უღლიანი" დადგმულობა ((დ) და იხ. აგრეთვე ნახ. 12).




ა. კერმანული დაკვირვება

ბ. ჩანგლიანი დაკვირვება

ბ. ინგლისური დაკვირვება

დ. პლიანი დაკვირვება

ნახ. 48.

## § 34. დედამიწის ატმოსფეროს გავლენა მნათობის ტელესკოპურ გამონასახზე

აქამდე ვთვლიდით, რომ სხივი, რომელიც ტელესკოპის ოპტიკაში შემოიჭრება, მნათი იდეალური წერტილიდანაა მომდინარე; სხვა სიტყვებით — ტ ე ლ ე ს კ ო პ ი თ გ ა ნ ხ ი ლ ვ ი ს ო ბ ი ე ქ ტ ი ი დ ე ა ლ უ რ ი წ ე რ ტ ი ლ ი ა. თუ ტელესკოპის ფოკუსში მიღებული გამონასახი მაინც არაა წერტილოვანი, ამის მიზეზი ჯერ თავისთავად დიფრაქციულ გაგანივრებაშია, რაც იდეალურ ოპტიკასაც კი ახასიათებს, და მეორეც — სხვადასხვა სახის აბერაციებში, რომლებიც ზემოთ განვიხილეთ. ეს მიზეზები საზღვარს უდებს ტელესკოპის გარჩევის ანუ გაყოფის უნარს.

მაგრამ ყურადღებამისაქცევია კიდევ სხვა ფაქტორი, რომელიც აგრეთვე არსებითად მოქმედებს მნათობის გამონასახის სახეზე და ტელესკოპის გარჩევის უნარზე. ეს ფაქტორია დედამიწის ა ტ მ ო ს ფ ე რ ო ს მ დ გ ო მ ა რ ე ო ბ ა, რომელსაც ვერ უგულებელვყოფთ; ატმოსფეროში ყოველთვის უნდა გამოიაროს მნათობის სხივმა ტელესკოპის ობიექტივში შემოსვლამდე და განიცადოს ატმოსფეროს გავლენა.

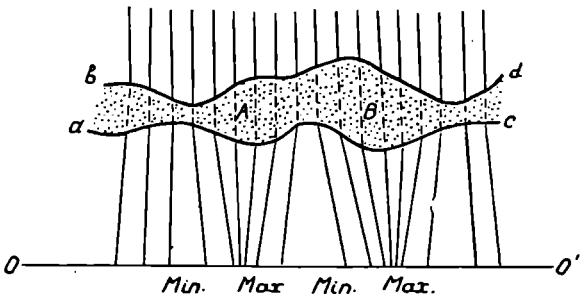
ვნახოთ როგორია დედამიწის ატმოსფეროს გავლენა სხივზე ანუ მნათობის (ვარსკვლავის) სახეზე.

ატმოსფერული გარსის ზედა საზღვარზე ანუ ატმოსფეროში შემოჭრამდე მნათობიდან (ვარსკვლავიდან) მომდინარე სხივური ენერგიის ნაკადი წარმოადგენს პ ა რ ა ლ ე ლ უ რ ი სხივების ერთგვაროვან კონას. მისი ტალღური

ფრონტი სიბრტყეა. როგორც ვიცით, ატმოსფეროში ხდება სხივების რეფრაქცია. რეფრაქციის თეორია ემყარება იმ ამოსავალ დაშვებას, რომ ატმოსფერულ გარსს შეადგენს ოპტიკურად ერთგვაროვანი ჰორიზონტული ფენები, რომელთაგან ყოველში თავისი უცვლელი სიმკვრივეა. სხვადასხვა ფენის მიხედვით კი სიმკვრივე იცვლება და ისე, რომ იგი მით ნაკლებია, რაც მეტია ფენის სიმაღლე ზღვის დონიდან. ასეთ პირობებში სხივების კონა თანმიმდევრობით გ ა რ დ ა ტ ყ დ ე ბ ა და, მაშასადამე, მიმართულებას შეიცვლის, ხოლო სხივების პარალელობა მასში არ დაირღვევა.

მაგრამ სინამდვილეში ატმოსფერული გარსის აგებულება ასეთი როდია. მრავალი მეტეოროლოგიური, აეროდინამიკური და სხვა აგენტების ზეგავლენით წარმოიშობა ატმოსფერული მასების უწესო მოძრაობა, ე. წ. ტ უ რ ბ უ ლ ე ნ ც ი ა, რასაც ახლავს ჰაერის სიმკვრივის ცვალებადობა არა მარტო ვერტიკალური მიმართულებით, არამედ ჰორიზონტული ფენის გასწვრივაც ანუ ფენის შიგნით. ეს გარემოება რ ყ ე ვ ა დ ს ხდის გარდატეხის მაჩვენებლის სიდიდეს მოცემული ფენის შიგნითაც. ამიტომ ასეთ ფენებში გავლისას სხივთკონა მარტო უბრალო გარდატეხას როდი განიცდის; სხივთკონის სხვადასხვა ადგილში განსხვავებული სიმკვრივეებია და სხვადასხვა სხივი სხვადასხვა სიდიდით გარდატყდება. მაშასადამე, სხივთკონაში დ ა ი რ ღ ვ ე ვ ა სხ ი ვ ე ბ ი ს პ ა რ ა ლ ე ლ ო ბ ა.

ამ მოვლენის სქემატური სურათი წარმოდგენილია 49-ე ნახ.-ზე.




ნახ. 49.

ატმოსფერული არაერთგვაროვანი ფენის *abcd* ზედა ზედაპირია *bd*. აქამდე, ზემოდან, მოდის პარალელური სხივების კონა. ფენაში ხდება ცალკეული სხივების გადახრა სხვადასხვა კუთხით. საერთოდ, გადახრა ხდება გარდატეხის მაჩვენებლის ზრდის მიმართულებით; სხვა სიტყვებით, — იქით, საითაც მეტია ჰაერის შემკვრივება. ჩვენს ნახაზზე ეს შემკვრივებანი ნაჩვენებია *A*, *B* ასოებით. რამდენადაც ირღვევა სხივების პარალელობა, იმდენად მრუდდება ტალღის ფრონტი. თვით სინათლის ველი არაერთგვაროვანი ხდება, რაკი ალაგ-ალაგ სხივები თავს იყრიან და იქ სხივური ნაკადის სიმკვრივე ერთეულ ფართობზე დიდია (ნახაზზე — „Max"), სხვაგან კი ნაკლებია („Min"). მაგრამ, ამავე დროს, იმავე ტურბულენციის გამო, შემკვრივებისა და გაიშვიათების ადგილები განუწყვეტელ გადანაცვლებაშია და ამიტომ ნაკადის მართობული კვეთის (*oo'*) ყოველ წერტილში გ ა ნ უ წ ყ ვ ე ტ ლ ი ვ იცვლება სხივების მიმართულება და მათ მიერ გამოწვეული განათებულობა.

აღწერილი მოვლენის უშუალო შედეგია ვარსკვლავთ ციმციმი. ეს სხვა არაფერია გარდა იმისა, რომ თვალის გუგაში შენაცვლებით შემოდიან სხვადასხვა სიმკვრივის სხივთკონები, რომლებიც ქმნიან სხვადასხვა განათებულობას.

ამ მოვლენის შედეგად ტელესკოპით დაკვირვებისას, ვარსკვლავის გამონასახი განიცდის განუწყვეტელ თრთოლვას და უწესრიგო მყისიერ გაგანივრებებს, ერთგვარ „გათხაპნას". ამ უკანასკნელი მოვლენის შედეგად ვარსკვლავის პატარა დიფრაქციული დისკოს ნაცვლად გვაქვს გამონასახი, რომელიც დროდადრო შეიძლება 10″-ს აღწევდეს დიამეტრში.

აღწერილი მოვლენები ართულებენ და, შეიძლება ითქვას, ამახინჯებენ ვარსკვლავთ გამონასახებს, რასაც შეაქვს დამატებითი სიძნელეები და ცდომილებანი თვალით ან ფოტოგრაფიულად წარმოებულ დაკვირვებებში და განსაზღვრებში. კერძოდ, ეს ერთობ ამცირებს ტელესკოპის შეღწევისა და გარჩევის უნარს. კერძოდ, ძნელი ან შეუძლებელი ხდება მჭიდრო ორჯერადი ვარსკვლავთ სისტემის ცალკე კომპონენტებად გამოყოფა და გარჩევა.

აღწერილი მოვლენები მით უფრო მეტად იჩენენ თავს, რაც უფრო დიდ ზენიტურ მანძილზე ხდება დაკვირვება. ეს გასაგებია, რადგანაც ასეთ შემთხვევებში სხივი უფრო გრძელ გზას გადის ატმოსფეროში. ამავე დროს, ყველა გეოგრაფიული ადგილი ატმოსფეროს ტურბულენტობისა და, მაშასადამე, გამონასახთა ხარისხის ერთნაირი პირობებით როდი ხასიათდება.

ამიტომ ასტრონომები ცდილობენ აწარმოონ დაკვირვება მნათობებზე, როცა მათი ზენიტური მანძილები რაც შეიძლება ნაკლებია. ახლად ასაგებ ასტრონომიულ ობსერვატორიებისათვის კი ეძებენ ისეთ ადგილმდებარეობას, სადაც ატმოსფერო რაც შეიძლება წყნარია ზემოთ აღწერილი აზრით.

კოსმონავტიკის განვითარება შესაძლებელს გახდის თავის დროზე ტელესკოპის მთვარეზე დადგმას და იქ მის ავტომატურ მუშაობას, რითაც აცდენილ იქნება ტურბულენციის ეფექტი.

## § 35. ტელესკოპის ისტორიიდან

როგორც ცნობილია, ჭოგრი (პატარა ტელესკოპი) XVII საუკუნეში იქნა პირველად გამოყენებული ასტრონომიული დაკვირვებისათვის. გალილეის (Galilei) სახელთანაა დაკავშირებული ეს ფაქტი. გალილეის მიერ ხმარებული ჭოგრი თავისი აგებულებით რეფრაქტორი იყო, ე. ი. მასში გამოიყენეს ობიექტივი. შემდგომში კეპლერმა (Kepler) და შეინერმა (Scheiner) გააუმჯობესეს გალილეისეული რეფრაქტორი.

ნახევარი საუკუნით გვიან გრეგორიმ (Gregory) გამოიგონა რეფლექტორის პირველი სისტემა, ხოლო ამის შემდეგ, ხუთი წლით გვიან ნიუტონმა (Newton) პირველმა ააგო ასტრონომიული რეფლექტორი. მისი სისტემის რეფლექტორი დღესაც იხმარება. მაგრამ, ნიუტონისეული რეფლექტორის სარკის დიამეტრი სულ $2^1/_2$ სანტიმეტრი იყო და მის მიერი გადიდება 40-ს არ აღწევდა. თანამედროვე უდიდესი რეფლექტორის სარკის დიამეტრი ორასორმოცჯერ მეტი — 6 მეტრია და გამადიდებლობა — რამდენიმე ათეულჯერ მეტი.

ნიუტონის შემდეგ ოპტიკოსები და ასტრონომები თავგანწირვით მუშაობდნენ ტელესკოპის ოპტიკური ხარისხის გაუმჯობესებისათვის. ამასობაში მუდმივი მეტოქეობა წარმოებდა სხვადასხვა ტიპის ტელესკოპებს შორის. აბერაციის გავლენის შემცირების მიზნით ერთ დროს აწყობდნენ ერთობ გრძელ-

ფოკუსიან რეფრაქტორებს, რომლებიც იმდენად გრძელი მზადდებოდა, რომ მილის გაკეთება არ ხერხდებოდა და ჰაერში საგანგებოდ გამოკიდული ობიექტივი მექანიკურად შეუკავშირებელი იყო ოკულართან. ეს მეტად მოუხერხებელი რეფრაქტორები იყო და მათ მალე დაუთმეს ადგილი რეფლექტორებს. თუმცა XVII და XVIII საუკუნეებში არც ამ ტიპის ტელესკოპები წარმოადგენდნენ მოხერხებულ ოპტიკურ იარაღებს: მძიმე სარკეები იღუნებოდა, მათ ზედაპირს სრულქმნილად ვერ აპრიალებდნენ, რადგანაც არ იყო ჯერ დამუშავებული ოპტიკური კონტროლის მეთოდები, გამოყენებული მასალის არეკვლის უნარი ერთობ დაბალი იყო და სხვ.

XVIII საუკუნეში ისწავლეს მსუბუქი და უკეთესი ხარისხის მინის მოხარშვა. ამასთანავე გამოიგონეს და დაამზადეს აქრომატული ობიექტივები. ამ უკანასკნელმა ფაქტმა შესაძლო გახადა ხელი აეღოთ ერთობ გრძელფოკუსიან უმილო რეფრაქტორებზე და ამიტომ გადასულიყვნენ დიდ მილებიან რეფრაქტორებზე.

საინტერესოა პირველი აქრომატული ობიექტივის დამზადების ისტორია. ჯერ კიდევ XVII საუკუნის მიწურულში შოტლანდიელმა მათემატიკოსმა და ასტრონომმა გ რ ე გ ო რ ი მ გასაცხადა, რომ ორი, სხვადასხვა მასალისაგან დამზადებული ლინზის კომბინაციით შესაძლებელია აქრომატული ობიექტივის მიღება. მაგრამ, ეს მოსაზრება მოსაზრებად რჩებოდა 1729 წლამდე, როცა ინგლისელმა გამომგონებელმა და ტელესკოპების კონსტრუქტორმა ჰ ო ლ ლ ა (Hall) სათანადო ობიექტივი პრაქტიკულად გათვალა. მის მიერ გამოგონილი აქრომატული ობიექტივი წარმოადგენდა კრონის ამოზნექილი ლინზისა და ფლინტის ჩაზნექილი ლინზის კომბინაციას. ჰ ო ლ ლ ი ამ გამოგონებას საიდუმლოდ ინახავდა და რადგანაც ლინზებს თვითონ პრაქტიკულად არ ამზადებდა, შეუკვეთა ორ სხვადასხვა ოპტიკოსს აღნიშნული ორი ლინზა, ცალ-ცალკე. რაკი სათითაოდ დაამზადებდნენ, ვერ მიხვდებოდნენ ორი ლინზის ერთდროული მოქმედების ეფექტს. მაგრამ, შემთხვევით ისე მოხდა, რომ ოპტიკოსებმა თავიანთ თავზე აღებული დაკვეთები მესამე ოპტიკოსს გადასცეს. მესამემ კი გაიგო თითოეულ მათთაგან, რომ ეს დაკვეთები ერთი დამკვეთისაგან მოდის. ოპტიკოსი დაინტერესდა ამ გარემოებით, შეეცადა დაკვირვებოდა ორი ლინზის ერთდროულ მოქმედებას, შენიშნა მათი აქრომატიზების უნარი და ამნაირად გახსნა ჰ ო ლ ლ ი ს საიდუმლოება.

ტელესკოპის ოპტიკური სისტემების გაუმჯობესებაში, მათი მექანიკური კონსტრუქციის სრულქმნაში, მასალის ხარისხის ამაღლებაში, პრინციპულად ახალი სისტემების (შმიდტისეული, მაკსუტოვისეული) შემოღებაში პროგრესი იმდენად შეუჩერებელი იყო, რომ ჩვენს საუკუნეში ტელესკოპი იქცა ასტრონომიული სამყაროს აქტიური კვლევის ერთობ მძლავრ იარაღად. ტელესკოპმა აუარება დიდი მნიშვნელობის აღმოჩენა და ცნობა მოუპოვა კაცობრიობას, იგი ახლაც წარმოადგენს თავისი დღევანდელი რთული, ტექნიკურად მდიდრად აღჭურვილი სახით, ბუნების გამოკვლევის თანამედროვე უმნიშვნელოვანეს საშეცნიერო მოწყობილობას და კიდევ ბევრი ახალი ცნობის მოპოვებას პირდება ადამიანს.

დღეს დედამიწის ზურგი მოფენილია ასტრონომიული ობსერვატორიებით, სადაც მრავლად ამუშავებენ სხვადასხვა ზომის, სხვადასხვა ტიპისა და ოპტიკური სიმძლავრის ტელესკოპებს.

ქვემოთ ჩამოთვლილია რამდენიმე ყველაზე დიდი და მნიშვნელოვანი ტელესკოპი:

1. სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის სპეციალური ასტროფიზიკური ობსერვატორიის რეფლექტორი; ამუშავდა 1976 წელს; სარკის დიამეტრი — 6 მეტრი

2. მთა პალომარის ობსერვატორიის (აშშ) რეფლექტორი; ამუშავდა 1946 წელს; სარკის დიამეტრი — 5 მეტრი

3. ლიკის ობსერვატორიის (აშშ) რეფლექტორი; დაიდგა 1959 წელს — 3.0 „

4. სსრკ მეცნიერებათა აკადემიის ყირიმის ასტროფიზიკური ობსერვატორიისა და სომხეთის სსრ მეცნიერებათა აკადემიის ბიურაკანის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის რეფლექტორები — 2.6 „

5. მთა ვილსონის ობსერვატორიის (აშშ) რეფლექტორი; ამუშავდა 1917 წელს — 2.5 „

6. კიტ-პიკის ასტრონომიული ობსერვატორიის (აშშ) რეფლექტორი — 2.13 „

7. აბასთუმნის ობსერვატორიის (სსრკ) ავტომატური რეფლექტორი — 1.25 „

8. მთა პალომარის ობსერვატორიის შმიდტისეული კამერა — 1.2/1.8 „

9. იერკსის ობსერვატორიის (აშშ) რეფრაქტორი; ობიექტივის დიამეტრი — 1 „

10. ლიკის ობსერვატორიის რეფრაქტორი — 0.9 „

11. აბასთუმნის ობსერვატორიის (სსრკ) მენისკური ტელესკოპი; ამუშავდა 1955 წელს — 0.7/1.0 „

12. აბასთუმნის ობსერვატორიის (სსრკ) რეფრაქტორი; ამუშავდა 1937 წელს — 0.4 „

ახლა ტელესკოპებს (თუმცა ჯერჯერობით მცირე ზომისას) ათავსებენ დედამიწის ხელოვნურ თანამგზავრებზე, ორბიტულ სადგურებში ან ბალონებით ააქვთ ატმოსფეროს მაღალ ფენებში, რათა მაქსიმალურად შეამცირონ ატმოსფერული ტურბულენციის უარყოფითი გავლენა.

## II თავი

# ასტროფოტოგრაფია

### § 36. ასტროფოტოგრაფია

უკვე XVII საუკუნის დასაწყისში, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ასტრონომ-დამკვირვებლის თვალი იმ დროის უდიდესი გამოგონებით—ტელესკოპით იქნა შეიარაღებული. მაგრამ, დაკვირვების მ ე თ ო დ ი მაინც ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი დარჩა და XIX საუკუნის მეორე ნახევრამდე ასტრონომი თ ვ ა ლ ი თ აკვირდებოდა ცას და ცის მოვლენებს.

როცა XIX საუკუნის ოცდაათიან წლებში ფოტოგრაფიული პროცესები აღმოაჩინეს, ხოლო რამდენიმე ხნის შემდგომ გაირკვა ფოტოგრაფიის გამოყენების შესაძლებლობა ცის სხეულების დასაკვირვებლად და შესასწავლად, ასტრონომები მალე მიხვდნენ ფოტოგრაფიული დაკვირვების უპირატესობას ვიზუალური დაკვირვების წინაშე. ამის შემდგომ ფოტოგრაფია ასტრონომიაში ანუ ა ს ტ რ ო ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი ა მალე გადაიქცა ასტროფიზიკის და, საერთოდ, ასტრონომიის ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს მეთოდად, რომლის დიდი და მრავალნაირი შესაძლებლობები დღესაც არაა ჯერ კიდევ ბოლომდე ამოწურული.

ერთობ დიდია ის როლი, რომელსაც ასრულებს ფოტოგრაფია თანამედროვე ასტრონომიაში. ჩვენს დროში ასტრონომიულ დაკვირვებათა უ მ ე ტ ე ს ი ნაწილი ფოტოგრაფიული წესით წარმოებს. ავიღებთ მნათობთ კოორდინატების ზუსტ განსაზღვრას თუ მათი მოძრაობის გამოკვლევას, მნათობთ გამოსხივების ინტენსივობის გაზომვას თუ მათი სპექტრული კლასის გამორკვევას, შევისწავლით კაშკაშა მზის წარმონაქმნებს (გრანულაცია, ლაქები და სხვ.) თუ მკრთალ ვარსკვლავთა მახასიათებლებს. ფოტოგრაფია ყველა შემთხვევაში პოვებს ნაყოფიერ და ეფექტურ გამოყენებას. ვარსკვლავთ ასტრონომია თუ პლანეტთმცოდნეობა, გალაქტიკური თუ გარეგალაქტიკური ასტრონომია, — ყველა ეს დარგი უმრავლეს მასალას ასტროფოტოგრაფიის მეშვეობით მოიპოვებს. ფოტოგრაფიას წამყვანი მნიშვნელობა აქვს, აგრეთვე, გარეატმოსფერულ ასტრონომიაში, რომელიც ახლა სწრაფად ვითარდება.

ფოტოგრაფიის ასე ფართო გამოყენება და მისი არსებითი უპირატესობა ვიზუალურ დაკვირვებათა ანუ დამკვირვებლის თვალის წინაშე დაპირობებულია მისი რამდენიმე დამახასიათებელი თვისებით. ესენია სინათლის აკუმულირების უნარი, ობიექტურობა, დოკუმენტურობა და სისწრაფე.

### § 37. ფოტოგრაფიული დაკვირვების უპირატესობანი

შუქმგრძნობიერი აფსკით (ფენით) დაფარული მინის ფოტოგრაფიული ფირფიტა წარმოადგენს სინათლის ფოტოგრაფიულ „მიმღებს". ეს უკანასკნელი მით განსხვავდება სინათლის სხვა მიმღებებისაგან, რომ მას უნარი შესწევს

დააგროვოს ანუ აკუმულირება მოახდინოს იმ სინათლისა. რომელიც მას ეცემა ხანგრძლივი დროის განმავლობაში. ამ თვისების გამო შესაძლებელი ხდება ფოტოფირფიტაზე ერთობ მკრთალი ობიექტების აღბეჭდვა და რეგისტრირება. შეგვიძლია რაგინდ დიდხანს ვუყუროთ თვალით მძლავრ ტელესკოპში ამა თუ იმ მკრთალ მნათობს, მაგრამ თუ მისი გამოსხივება თვალის გრძნობიერების ზღურბლზე დაბალია, ხანგრძლივი ყურება საქმეს ვერ უშველის და მნათობს მაინც ვერ დავინახავთ. თუკი ახლა მას ფოტოფირფიტით აღჭურვილ ტელესკოპს მივმართავთ და ისე, რომ მნათობის გამოსხივება ფოტოფირფიტის ერთ წერტილში მოდიოდეს რამდენიმე წუთის, რამდენიმე ათეული წუთის ან რამდენიმე საათის განმავლობაში (მნათობის გამოსხივების სისუსტის მიხედვით), სინათლე დაგროვდება და ადრე თუ გვიან გამონასახი შეიქმნება.

ამ თვისებას სრულიად განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს ასტრონომიაში, რამდენადაც იგი საშუალებას გვაძლევს, რაც შეიძლება მკრთალი მნათობების გამონასახი მივიღოთ ფოტოგრაფირების ხანგრძლივობის გაზრდით. ფოტოგრაფია ერთობ ადიდებს ტელესკოპის შეღწევადობას. ამის დასასაბუთებლად აღვნიშნოთ, რომ 30 სმ რეფლექტორზე 1 საათის ექსპოზიციით შეგვიძლია მივიღოთ 16—17 ვარსკვლავიერი სიდიდის მნათობის გამონასახი. თვალით კი იმავე რეფლექტორში ძლივს დავინახავთ 13—14 ვარსკვლავიერი სიდიდის. ე. ი. 16-ჯერ უფრო კაშკაშა ვარსკვლავს.

მეორე თვისება ფოტოგრაფიისა ისაა, რომ იგი ობიექტურია წინააღმდეგ იმისა, რასაც ადგილი აქვს სხვადასხვა ადამიანის მიერ თვალით დაკვირვებისას, როცა ის, რაც დაინახება და აღიქმება, დამოკიდებულია დამკვირვებლის სუბიექტურ მხედველობაზე, ინდივიდუმის უნარზე — გაარჩიოს შეფერილობა, დეტალები და სხვ.

ამასთან ფოტოგრაფიული ფირფიტა, რომელზეც ობიექტის ანაბეჭდი არის მიღებული, წარმოადგენს ერთგვარ ნივთიერ დოკუმენტს, რომელიც ერთობ დიდი დროის განმავლობაში უცვლელად შეინახება. ამიტომ შემდგომში ყოველთვის შეიძლება მივუბრუნდეთ მას, კვლავ დავათვალიეროთ, შევამოწმოთ, დამატებით გამოვიკვლიოთ და ა. შ. ვიზუალური დაკვირვება კი არ გვაძლევს იმის საშუალებას, რომ საჭიროებისამებრ სათანადო სისრულით აღვადგინოთ ერთხელ დაკვირვებული და ჩავლილი მოვლენა. ისეთ საკითხებში, როგორიც არის ვარსკვლავთ პარალაქსის განსაზღვრა, ვარსკვლავთ საკუთარი მოძრაობის დადგენა, ცვალებად ვარსკვლავთა გამოკვლევა, ახალი ობიექტების აღმოჩენა და სხვ., ფოტოგრაფიის დოკუმენტურობის თვისებას გადაწყვეტი მნიშვნელობა აქვს.

ფოტოგრაფიული ფირფიტის სისწრაფე წარმოადგენს მის უნარს სწრაფად აღიქვას მოცემული სურათი ყველა მისი დეტალით. თუ განათება საკმარისია, გამონასახი ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე მიიღება ერთ სეკუნდში, შეიძლება — სეკუნდის მეათედ, მეასედ ნაწილში და უფრო სწრაფადაც. ადამიანის თვალი, პირიქით, სურათს ერთობ ნელა და თანდათანობით აღიქვამს. როცა გაშლილ პანორამას ვაკვირდებით, არ შეგვიძლია ერთბაშად აღვიქვათ მისი ყველა დეტალი; იძულებული ვართ მხედველობითი ყურადღება მიმდევრობით შევაჩეროთ პანორამის ცალკეულ ნაწილზე და ასე „დავაგროვოთ" მხედველობითი შთაბეჭდილებანი. ფოტოფირფიტა კი, როგორც ვთქვით, ერთდროულად აღიქვამს მთელ პანორამას ყველა დეტალში. ასტრონომიულ პრაქტიკაში ფოტოგრაფიის ამ თვისებას დიდი მნიშვნელობა აქვს, რადგანაც ისეთ და-

კვირვებებს, როგორიცაა, მაგალითად, ვარსკვლავთ ჯერად სისტემებში კომპონენტებს შორის მანძილების განსაზღვრა, ან — ცვალებად ვარსკვლავთა შესადარ ვარსკვლავებთან ფოტომეტრიული შედარება და სხვ., ეს თვისება საკმაოდ დიფერენციულს და ზუსტს ხდის. ზოგიერთი მნიშვნელოვანი, მაგრამ ხანმოკლე ასტრონომიული მოვლენის (მაგალითად, მზის კორონა მზის სრული დაბნელების წამებში, „ანთების“ სპექტრი და სხვ.) საკმარისად ზუსტი და ობიექტური შესწავლა ფოტოგრაფიის გამოყენებით შესაძლებელია მისი უკანასკნელი თვისების გამო.

დაბოლოს, შუქმგრძნობიერ ფოტოფირფიტას უნარი შესწევს აღიქვას დიდი დიაპაზონის ელექტრომაგნიტური გამოსხივებანი, სახელდობრ, — 0,005 Å ტალღის სიგრძეებიდან (ეს ე. წ. γ-სხივებია) 13000 Å ტალღის სიგრძეებამდე (ახლო ინფრაწითელი სხივები). ეს აფართოებს და მრავალმხრივს ხდის ფოტოგრაფიის გამოყენებას ასტრონომიაში და, საერთოდ, — მეცნიერული კვლევის დარგში.

## § 38. ასტროფოტოგრაფიის ოპტიკური ნაწილი

ასტროფოტოგრაფიაში ორი ძირითადი მხარე ანუ ნაწილი უნდა გავარჩიოთ: ოპტიკური და ქიმიური.

იმისათვის, რომ ფოტოფირფიტაზე განსახილველი ობიექტი აღვბეჭდოთ, საჭიროა შეექმნათ მასზე ამ ობიექტის ოპტიკური გამონასახი, რასაც ასრულებს ასტრონომიული ფოტოკამერა. იგი სამი ძირითადი ნაწილისაგან შედგება: 1) ობიექტივი (ან სარკე), რომელიც მნათობის სინათლეს მიიღებს, შეკრებს და ოპტიკურ გამონასახად აქცევს, 2) კამერა-ობსკურა, რომელმაც უნდა დაიცვას ფოტოფირფიტა გარეშე სინათლისაგან და 3) ფირფიტსათავსი (ანუ კასეტა), რომელშიც მოათავსებენ ფოტოფირფიტას.

ფოტოკამერები სხვადასხვა ტიპისა და კონსტრუქციის არიან:

საერთოდ, ასტროფოტოგრაფიული კამერა წარმოადგენს პარალაქსურად დადგმულს (ეკვატორულ დანადგარზე), ჩვეულებრივ ასტრონომიულ მილს (ტელესკოპს), რომელსაც ფოტოგრაფიული ობიექტივი აქვს, ე. ი. ისეთი, რომელიც უკეთესად იმ სხივებს ჰკრებს ფოკუსში, რომელთა მიმართ ფოტოგრაფიული ფირფიტა უმეტესად მგრძნობიერია. სხვა სიტყვებით, — გამოიყენება ფოტოგრაფიული სხივების მიმართ აქრომატიზებული ობიექტივი. პარალაქსური (ეკვატორული) დადგმულობა საჭიროა იმისათვის, რომ გადაღების დიდი ხანგრძლივობის პირობებში ასტროკამერა მნათობის დღეღამურ მოძრაობას მივაყოლოთ საათის მექანიზმის მეშვეობით.

ასტროფოტოგრაფიული კამერის მნიშვნელოვან ნაწილს წარმოადგენს სწრაფქმედი საკეტი ანუ სასხლეტი (затвор). ექსპოზიციის (გადაღების) დაწყების მომენტში საკეტს სწრაფად მოაშორებენ ფოტოფირფიტას და მით საშუალებას აძლევენ ობიექტივში გამოვლილ სხივებს მიაღწიონ ფოკუსში მოთავსებულ ფოტოფირფიტამდე და შექმნან მასზე გამონასახი. ექსპოზიციის დამთავრების მომენტში საკეტით კვლავ გადაუღობავენ სინათლეს გზას ფოტოფირფიტისაკენ.

კამერა შეერთებულია ვიზუალურ საჭვრეტ მილთან, რომელიც ვარსკვლავზე მიყოლების მიზნით იხმარება.

ასეთ იარაღს უწოდებენ ასტროგრაფს.

ასტროგრაფებს ორ მთავარ ჯგუფად ჰყოფენ: 1) მოკლეფოკუსიან და დიდშუქქალიან და 2) გრძელფოკუსიან და მცირე შუქქალიან ასტროგრაფებად.

პირველნი, ჩვეულებრივ, მრავალლინზიანნი არიან, მცირე მასშტაბითა და დიდი ველით. ასეთ ასტროგრაფებს უმთავრესად ასტროფიზიკური მიზნებისათვის ხმარობენ (ფოტომეტრია, სპექტროგრაფია) და მკრთალი ობიექტების (კომეტები, ნისლეულები და სხვ.) ფოტოგრაფირებისათვის. მეორენი — უმეტესად ორლინზიანნი და იშვიათად — სამლინზიანნი არიან, დიდი მასშტაბითა და მცირე ველით. მათი დანიშნულება უმთავრესად ასტრომეტრიულია (ვარსკვლავთ და სხვა ობიექტების ზუსტ მდებარეობათა განსაზღვრა, ვარსკვლავთ პარალაქსებისა და საკუთარი მოძრაობების შესწავლა და სხვ.).

ასტროფოტოგრაფიაში ძალზე დიდი გამოყენება აქვთ აგრეთვე სარკეებს (რეფლექტორებს), რომელთა ხმარება ფოტოფირფიტაზე ცის ობიექტის გამონასახის შექმნის მიზნით დიდად ხელსაყრელია მათი დიდი შუქქალისა (არეკვლის კარგი უნარისა) და აქრომატიზმის გამო.

ასტროფიზიკური მიზნებისათვის მეტი გამოყენება რეფლექტორებს აქვთ. სამაგიეროდ, ასტრომეტრიული ამოცანებისათვის რეფლექტორები უვარგისნი არიან მეტადრე იმიტომ, რომ მათ ძალზე მცირე ხედვის ველი აქვთ.

ასტროფოტოგრაფია მკაცრ მოთხოვნებს უყენებს ასტროგრაფის ობიექტივს. ამ თვალსაზრისით უკვე გვაქვს განხილული ასტრონომიული ოპტიკის აბერაციები და სხვა მოვლენები, რომლებიც ამახინჯებენ გამონასახს.

ყურადღებამისაქცევია კიდევ ის, რომ ფირფიტასთავისი ისე იდგმებოდეს ასტროფოტოკამერაში, რომ ფოტოფირფიტა ობიექტივის ოპტიკური ღერძის მართობული იყოს. ჩარჩოს, რომელშიც ფირფიტასთავისი მაგრდება, აქვს მარეგულირებელი ხრახნები; მათი საშუალებით შესაძლებელია ფირფიტასთავისის სიბრტყის სივრცეში ორიენტირების შეცვლა და, მაშასადამე, ოპტიკური ღერძის მართობულ მდგომარეობაში მოყვანა. ამ მანიპულაციის ჯეროვნად შესასრულებლად ან ფირფიტასთავსის მდებარეობის საკონტროლოდ არსებობს დამუშავებული მეთოდები.

ოპტიკურ ღერძს უწოდებენ, როგორც ზემოთაც აღვნიშნეთ, ობიექტივის ლინზათა ზედაპირების სიმრუდის ცენტრებზე გამავალ მიმართულებას[1]. ამ მიმართულების გადაკვეთა ფოტოფირფიტასთან არის ფოტოფირფიტის ოპტიკური ცენტრი. თუ ფირფიტა თავისი ცენტრით ობიექტივის ფოკუსში დგას, მაგრამ ოპტიკური ღერძისადმი მკაცრად მართობული არაა, მაშინ გამონასახები მხოლოდ ოპტიკური ცენტრის უშუალო სიახლოვეში იმყოფება ფოკუსში, სხვაგან კი გარეფოკალური გამოვლენ. ფირფიტის დახრის ცვლილებით შეგვიძლია მივაღწიოთ იმას, რომ გამონასახები უფრო დიდ ველზე იყვნენ ფოკალური. ოპტიკური ცენტრი, ცხადია, ფირფიტის გეომეტრიული ცენტრის ახლოს (ან თანხვდენილი) უნდა იყოს.

ფოტოფირფიტის გეომეტრიული და ოპტიკური ცენტრების თანხვდენა შემდეგნაირად მოწმდება. ობიექტივზე მოვათავსოთ ისეთი დიაფრაგმა, რომელიც ღიად დასტოვებს ობიექტივის მხოლოდ მეტად მცირე ცენტრულ ნაწილს. მაშასადამე, დიაფრაგმა წარმოადგენს ობიექტივის კონცენტრულ ვიწრო ხვრეტილს. ეს უკანასკნელი იმდენად ვიწრო ავიღოთ, რომ საოკულარო ბოლოდან იგი გამოჩნდეს როგორც მნათი წერტილი. ფირფიტასთავსი ისეა მოწყო-

---

1 ჩაზნექილი სარკის ოპტიკური ღერძი არის სარკის სიმეტრიის ღერძი ანუ მიმართულება, რომელიც სარკის ზედაპირის ცენტრზე გადის, ცენტრული ზედაპირისადმი მართობულად.

ბილი, რომ შეგვიძლია ავხადოთ მას როგორც წინა სახურავი, ასევე უკანა საფარი. ფირფიტასთავსში ფოტოფირფიტის ნაცვლად ჩავდგათ მისივე ზომის მინის გამჭვირვალე ფირფიტა. გავხაზოთ მასზე დიაგონალები. მათი გადაკვეთა ფირფიტის გეომეტრიულ ცენტრს დაადგენს. მივიტანოთ მასთან თვალი და შევხედოთ ობიექტივის ცენტრს (დიაფრაგმის ვიწრო ხვრეტილს). ასეთ პირობებში დავინახავთ როგორც განათებულ ხვრეტილს, ისე ჩვენი თვალის (გუგის) ანარეკლს მინის ზედაპირიდან. გასაგებია, რომ გუგისა და მისი ანარეკლის შემაერთებელი ხაზი მინის ბრტყელი ფირფიტის მართობულია და, თუ გუგის ანარეკლის მდებარეობას დიაფრაგმის ხვრეტილიც (ე. ი. ობიექტივის ცენტრი) თანხვდება, ეს ისე უნდა გვესმოდეს, რომ ის ხვრეტილი თვალის გუგისა და მისი მინაზე ანარეკლის შემაერთებელი ხაზის გაგრძელებაზე მდებარეობს. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ოპტიკური ღერძი ფირფიტას გეომეტრიულ ცენტრში ჰკვეთს ანუ ოპტიკური და გეომეტრიული ცენტრები თანხვდენილია.

თუკი ეს ასე არაა, მაშინ იმდენად უნდა შევცვალოთ თვალის მდებარეობა, რომ გუგის ანარეკლი შევუთავსოთ დიაფრაგმის ცენტრულ ხვრეტილს და დავიხსომოთ მინის ფირფიტაზე თვალის სათანადო მდებარეობა. ასე იქნება ფიქსირებული ოპტიკური ცენტრი. ახლა ფირფიტა იმდენად გადავაადგილოთ, რომ მისი გეომეტრიული ცენტრი ოპტიკურს შეუთავსდეს.

## § 89. ასტროფოტოგრაფიის ქიმიური ნაწილი. ფოტოგრაფიული ემულსია

ფოტოგრაფიული ფირფიტის სიბრტყეში ობიექტივის მეშვეობით როგორც კი მივიღებთ მოცემულ მნათობთა ოპტიკურ გამონასახს, მაშინვე უნდა მოხდეს უკანასკნელის ფოტოგრაფიული ა ღ ბ ე ჭ დ ვ ა ფოტოფირფიტაზე. ამისათვის შემდეგი გარემოებით ესარგებლობთ: ზოგიერთ ქიმიურ ნაერთს აბასიათებს ის, რომ მასზე მოქმედი სხივური ენერგია ანუ სინათლე მის ფიზიკურსა და ქიმიურ თვისებებს ცვლის და ეს ცვლილება მით მეტია, რაც მეტია სინათლის ინტენსივობა (სიკაშკაშე) და მისი ზემოქმედების ხანგრძლივობა (ექსპოზიცია).

ასეთი თვისების ქიმიურ ნაერთს ასხამენ მინის ფირფიტაზე, ცელულოიდის ფირზე ან ქაღალდზე და ამნაირად, გაშრობის შემდგომ ღებულობენ ფოტოფირფიტას, ფოტოფირს ან ფოტოქაღალდს. თვით ნაერთს ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ე მ უ ლ ს ი ა ს უწოდებენ.

უმრავლეს შემთხვევაში ფოტოგრაფიული ემულსია წარმოადგენს ჟელატინში შეწონილ ე. წ. ჰალოიდური ვერცხლის მარცვლების ეოთობლიობას. ჟელატინის როლი უმთავრესად იმაში მდგომარეობს, რომ იგი ქმნის გარემოს, რომელშიც თავსდება და ფეხს იკიდებს მარცვლები. თუმცა ამავე დროს ჟელატინი მოიცავს სხვა ნივთიერებებსაც, რომლებიც მონაწილეობენ გამონასახის შექმნის პროცესში. მარცვლები წარმოადგენენ პაწია და წვრილ-წვრილ კუბურ კრისტალებს, რომლებიც ემულსიის ფენის ზედაპირის პარალელურად ლაგდებიან. ეს მარცვლები რადიუსით 0.03—0.3 მიკრონამდეა და რაც უფრო დიდია მარცვლების რადიუსი ემულსიაში, მით მეტია ამ ემულსიის გრძნობიერება. მაღალმგრძნობიერ ფოტოგრაფიულ ემულსიებში მარცვლები შედგება ბრომიანი ვერცხლისა და იოდიანი ვერცხლის ნარევისაგან, დაბალმგრძნობიერში კი — ქლორიანი ვერცხლის ნარევისაგან.

იმისათვის, რომ ფოტოგრაფიულ ემულსიაში მივიღოთ გამონასახი, საკმარისია ემულსიის ზედაპირზე სინათლის მოხვედრა მცირე რაოდენობითაც კი.

როცა შუქმგრძნობიერ მარცლებზე სინათლე ეცემა, მათში ხდება ცვლილებები, რომლებიც თავდაპირველად — ფოტოფირფიტის (ფოტოფირის) გამქაღავნებამდე — შეუმჩნეველია. ამიტომ ამბობენ, რომ ასეთ შემთხვევაში ემულსიაში მიიღება ფარული გამონასახი. როგორც ცდები უჩვენებს, ბრომიანი ვერცხლის კრისტალების განათებისას იზრდება კრისტალების ელექტროგამტარობა· სინათლის მოქმედების გამო ბრომის იონების განაპირა ელექტრონები წყდებიან ბრომის იონებს და იწყებენ მიგრირებას კრისტალში, სანამ არ შეჩერდება და ფეხს მოიკიდებს კრისტალის რაიმე არაერთგვაროვნებაზე. ეს ცვლილებები კრისტალებში გამოხატავს ფარული გამონასახის შექმნის პროცესს.

ფარული გამონასახის შენიშვნა ანუ გამოვლინება (გამომქაღავნება) შესაძლებელია მას შემდგომ, რაც განათებულ ფენაზე ვამოქმედებთ ერთგვარ გამამქაღავნებელ ხსნარს. ამ ხსნარში ჩაყურსულ ფოტოფირფიტაზე გაშავდება ის ადგილები, რომლებზეც უმოქმედნია სინათლეს. ამ ადგილებში გამომქაღავნდება მეტალური ვერცხლი. გამამქაღავნებელი ხსნარი მოიცავს ორგანულ ნაერთებს, რომელთა იონებს შესწევთ უნარი მისცენ და შემატონ ელექტრონები ფარული გამონასახების ცენტრებს, ხელი შეუწყონ გამონასახის გამოყოფას, გამოვლინებას ანუ გამქაღავნებას.

ბრომიანი ვერცხლისაგან (ან იოდიანი თუ ქლორიანი ვერცხლისაგან) შედგენილი ემულსია შეიგრძნობს გამოსხივებას, რომლის ტალღის სიგრძე 5000 ანგსტრემზე ნაკლებია. თუმცა ე. წ. სენსიბილიზაციის მეთოდი, რაც მდგომარეობს ფოტოგრაფიულ ემულსიაში სპეციალური ორგანული საღებავების დამატებაში, საშუალებას იძლევა გავაფართოოთ ემულსიის მიერ სინათლის გრძნობიერების სპექტრული უბნის საზღვრები.

შეიძლება აგრეთვე ფოტოგრაფიული ემულსიის საერთო სინათლის გრძნობიერების გაზრდა სპექტრული გრძნობიერების ფარგლების თითქმის შეუცვლელად. ამას უწოდებენ ჰიპერსენსიბილიზაციას. ასტროფოტოგრაფიაში გამოიყენება ჰიპერსენსიბილიზაციის ოთხნაირი მეთოდი: ა) ფოტოემულსიის წინასწარი (ექსპონირებამდე) მყისიერი ძლიერი დაშუქება; ბ) ფოტოემულსიის გამგრძნობიარება გაცხელებით; გ) ემულსიის ძლიერი გაცივება ექსპონირების დროს; დ) ფოტოემულსიის წინასწარ ამოვლება სათანადო სითხეებში ან დაყოვნება მათ ორთქლში. მაგალითად, ამიაკის, სპირტის და წყლის ნარევში; 0.001 ვერცხლის ნიტრატის ($AgNO_3$) მოლარულ ხსნარში და სხვ.

ბოლო ხანებში დიდი წარმატებით გამოიყენება ჰიპერსენსიბილიზაცია ინერტული გაზებით. განსაკუთრებით გაზების — აზოტისა და წყალბადის ნარევში ფოტომასალის გახურება 65°C-მდე ექვსი საათის განმავლობაში.

ყველა ამ მეთოდის გამოყენება დაკავშირებულია ემულსიის ზოგიერთი მნიშვნელოვანი თვისების გაუარესების გარკვეულ რისკთან, პირველ რიგში აქ იგულისხმება ვუალის ერთგვაროვნების დარღვევა, განსაკუთრებით მაშინ, როცა დიდი ფორმატის ფირფიტებთან (აფსკებთან) გვაქვს საქმე. ემულსიის დამუშავება სენსიბილიზაციის ან ჰიპერსენსიბილიზაციის მიზნით ხდება ან თვით ემულსიის დამზადების პროცესში ან შემდგომ, მშრალი ფოტოფირფიტის სათანადო ხსნარებში ამოვლების გზით. ამ უკანასკნელ შემთხვევაში ჰიპერსენსიბილიზებული ფენა გრძნობიერების ახლადშეძენილ თვისებებს დიდხანს ვერ ინარჩუნებს (სულ რამდენიმე საათს ან ორ-სამ დღეს). ამიტომ საჭიროა ასეთნაირად ჰიპერსენსიბილიზებული ფოტოფირფიტების რაც შეიძლება მალე გამოყენება ფოტოგრაფიული დაკვირვებისათვის.

აბსოლუტურ ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში ფოტოფირფიტების ჰიპერსენსიბილიზაცია ხორციელდება მათი გახურებით სპეციალურ ღუმელში, 65°C ტემპერატურაზე, 6—8 საათის განმავლობაში. ამის შედეგად, თუ სათანადოდ შერჩეულია ფოტოფირფიტებიც, 70-სანტიმეტრიანი მენისკური ტელესკოპით ხერხდება 21-ე ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავთა გამონასახების მიღება.

## § 40. ფოტოგრაფიული ფირფიტის სენსიტომეტრია. მახასიათებელი მრუდი

ემულსიის ფენაში მოთავსებულ შუქმგრძნობიერ მარცვლებს სინათლის შეგრძნობის სხვადასხვა უნარი აქვს. სხვა სიტყვებით, ზოგს ჰყოფნის სინათლის კვანტების შთანთქმა ერთი რაოდენობით იმისათვის, რომ გამონასახი შეიქმნას და გამომჟღავნდეს, ზოგიც საამისოდ მეტ კვანტებს მოითხოვს.

ამის მიხედვით ემულსიები ანუ ფოტოგრაფიული ფირფიტები (ფირები) ერთმანეთისაგან განსხვავდება შუქმგრძნობიერებით. ფოტოფირფიტების პრაქტიკულად გამოყენებისას საჭირო ხდება ხოლმე ფირფიტების გრძნობიერების გაზომვა და დადგენა. სენსიტომეტრია გვასწავლის იმ მეთოდებს და იარაღებს, რომლებიც ამ მიზნით გამოიყენება.

იმისათვის, რომ განვსაზღვროთ ფოტოფირფიტის სინათლის გრძნობიერება, საჭიროა ვნახოთ, თუ რა ეფექტს ახდენს მასზე სინათლის მოცემული რაოდენობა. ქიმიურად ეს ეფექტი გამოიხატება გამჟღავნებული მარცვლების რაოდენობაში. მაგრამ, პრაქტიკულად მას გამოხატავენ იმ ფოტოგრაფიული სიშავის გაზომვით, რომელსაც ტოვებს გამჟღავნებულ ფოტოფირფიტაზე სინათლის მოქმედება მის მიერ შექმნილ გამონასახში. ამ სიშავის საზომს კი წარმოადგენს გამონასახის მიერი შთანთქმა მასში გამავალი რაიმე სინათლის ნაკადისა.

ვთქვათ, $\Phi_0$ წარმოადგენს რაიმე ხელოვნური წყაროს (ელსათუთის) სინათლის ნაკადს, რომელიც ეცემა ფოტოფირფიტაზე შექმნილ ვარსკვლავის გამონასახს (ეს გამონასახი წარმოადგენს გამჟღავნებულ ემულსიაში — ანუ ნეგატივში პატარა „შავ“ წრეს).

სინათლის ნაკადი როგორც კი გაივლის გამონასახს, შესუსტდება და ნეგატივის მეორე მხარეზე გამოვა $\Phi$ ნაკადი.

სიდიდეს

$$D = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$$

უწოდებენ გაშავების სიმკვრივეს. იგი რიცხობრივ გამოსატავს სინათლის შთანთქმას გამონასახის მიერ. აქ ყოველთვის $\Phi_0 > \Phi$ და რაც მეტია $\ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$, მით მეტია გაშავების სიმკვრივე. გადაღების დროს ფოტოგრაფიულ ემულსიაზე მატულობს დაცემული სინათლის რაოდენობა და იზრდება გამჟღავნებული გამონასახის გაშავების სიმკვრივეც, ანდა ე. წ. სიშავე, რომელიც გაშავების სიმკვრივისაგან განსხვავდება მუდმივი მამრავლით:

$$s = 0.4343\, D.$$

ახლა ფოტოგრაფიულ ემულსიაზე დაცემული სინათლის რაოდენობა აღვნიშნოთ $I$ ასოთი. გარკვეულ $I$-ს შეესაბამება თავისი $D$. დამოკიდებულება $D$ და $I$-ს შორის ან კიდევ, როგორც ეს მიღებულია, $D$ და $\lg I$-ს შორის, შე-

გვიძლია წარმოვადგინოთ მრუდით, რომელსაც ეწოდება **მახასიათებელი მრუდი.**

კარგად გვქონდეს წარმოდგენილი, რომ $I$ არის ეარსკვლავის (მხათობის) სინათლის რაოდენობა (უფრო ხშირად — ლუქს-სეკუნდებით გამოხატული) და იგი ქმნის ფოტოფირფიტაზე გამონასახს. ხოლო $\Phi_0$ არის ხელოვნური წყაროს (ელექტრონათურის) სინათლე და მიმართულია უკვე გამქღავნებულ ფოტოფირფიტაზე შექმნილ გამონასახზე უკანასკნელის გაშავების სიმკვრივის გაზომვის მიზნით.

თითოეული გვარის თუ დამზადების ფოტოგრაფიულ ემულსიას თავისი მახასიათებელი მრუდი შეესაბამება. თუმცა მახასიათებელი მრუდის სახე და თვისებები მარტო ემულსიის თვისებებით როდია დაპირობებული; ისინი დამოკიდებულია აგრეთვე გამქღავნების პირობებზე: გამამქღავნებელი ხსნარის შედგენილობაზე, გამქღავნების ხანგრძლივობაზე, მის ტემპერატურაზე და სხვ. 50-ე ნახ.-ზე მოტანილია ტიპური მახასიათებელი მრუდი. აბსცისთა ღერძზე გადაზომილია $\lg I$, ხოლო ორდინატთა ღერძზე — $D$.

მახასიათებელი მრუდის სახე პირობითად ოთხ ნაწილად არის წარმოდგენილი. ყველაზე დიდია შუა ნაწილი, რომელიც თითქმის სწორხაზოვანია. ქვედა ნაწილი ამოზნექილობით არის მიმართული აბსცისთა ღერძისაკენ, ხოლო ზედა — ჩაზნექილობით.

ქვედა ნაწილს, რომელიც შეესაბამება მოქმედი $I$-სინათლის ნაკლებ რაოდენობას, მახასიათებელი მრუდის **საწყისი უბანი** ეწოდება. ეს, შეიძლება ითქვას, ექსპოზიციის (მოქმედი სინათლის) **ნაკლებობის** ანუ, როგორც ამბობენ, **უკმარყოფნების** უბანია, აქ შედარებით მცირეა $\lg I$ და სათანადოდ მცირეა $D$-ს მნიშვნელობაც.

შუა ნაწილი, რომელიც ნორმულ ექსპოზიციებს (ანუ მოქმედი სინათლის ნორმულ რაოდენობას) შეესაბამება, წოდებულია მახასიათებელი მრუდის **სწორხაზოვან უბნად.** აქ ექსპოზიციის ან სინათლის რაოდენობის გადიდება იწვევს გაშავების სიმკვრივის პროპორციულ ზრდას.

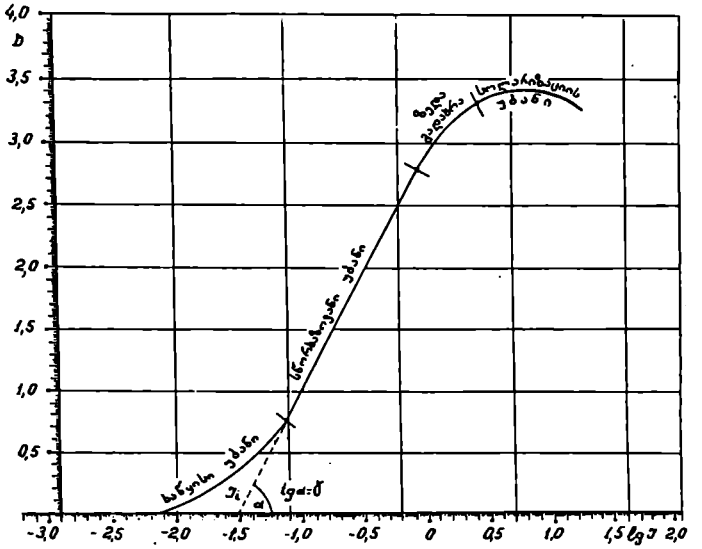
ზედა ნაწილი — ე. წ. **ზედა გადახრა,** შეესაბამება ჭარბ ექსპოზიციებს (ჭარბად მოქმედ სინათლეს). აქ $\lg I$ და $D$-ს მნიშვნელობები მაღალია. ჭარბი ექსპოზიციის ანუ გადაყოვნების უბნის მარჯვნივ მდებარეობს ე. წ. **სოლარიზაციის უბანი.** ამ უბანში ექსპოზიციის (მოქმედი სინათლის რაოდენობის) გადიდებისას არამცთუ კლებულობს გაშავების სიმკვრივის ზრდის ტემპი, არამედ თვით $D$ მცირდება კიდეც. მრუდის ეს და უკმარყოფნების უბნები პრაქტიკულ მუშაობაში სრულიად არ გამოიყენება.

მრუდის დახრის კუთხის ($\alpha$) ტანგენსი იზრდება საწყისი უბნიდან მოყოლებული, აღწევს მაქსიმუმს მრუდის სწორხაზოვანი უბნის შუა ნაწილში და შემდგომ კლებულობს, გადავდივართ რა მრუდის ზედა გადახრაზე.

აღნიშნული კუთხის ტანგენსს, რომელსაც გამოხატავენ $\gamma$-თი ($\gamma = \operatorname{tg} \alpha$), უწოდებენ **სიმკვრივის გრადიენტს.** სწორხაზოვან უბანში ანუ მის მაქსიმალურ მნიშვნელობაზე მას უწოდებენ **კონტრასტულობის კოეფიციენტს.** ხშირად საკუთრივ $\gamma$-თი სწორედ ამ უკანასკნელს აღნიშნავენ. კონტრასტულობის კოეფიციენტი ფოტოგრაფიული ემულსიის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელია. $\gamma$-ს სიდიდის მიხედვით ფოტოფირფიტები დაბალ ან მაღალკონტრასტულნი არიან.

შეგვიძლია დავუშვათ, რომ გრაფიკზე გვაქვს ორი ან რამდენიმე მახასიათებელი მრუდი, რომლებიც ერთმანეთისაგან სრულიად არ განსხვავდებიან

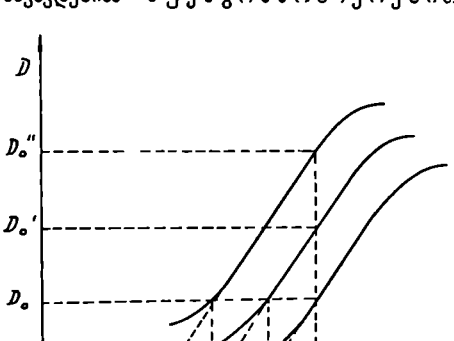
ფორმით და მოყვანილობით, განსხვავდებიან მხოლოდ მდებარეობით. სხვა სიტყვებით, საქმე გვაქვს რამდენიმე პარალელურ მრუდთან. გამოხატავს თუ არა მაშინ რამდენიმე მრუდი რამდენიმე ს ხ ვ ა დ ა ს ხ ვ ა ხასიათის ემულსიის თვი-




ნახ. 50.

სებებს? გამოხატავს. ეს ემულსიები ერთნაირი სიმკვრივის გრადიენტის მატარებელნი იქნებიან, მაგრამ განსხვავდებიან შ უ ქ მ გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ი თ.

მართლაც, $I$-ს ერთ არჩეულ მნიშვნელობას ($\lg I_0$) მრუდებზე (ნახ. 51) შეესაბამება $D$-ს სხვადასხვა მნიშვნელობანი ($D_0$, $D_0'$, $D_0''$). სხვა სიტყვებით, ერთი და იმავე $D_0$-ს (სიშავის) მისაღებად მრუდების შესაბამ სხვადასხვა ემულსიაზე სხვადასხვა სინათლის რაოდენობა ($\lg I_0$, $\lg I_0'$, $\lg I_0''$) გვესაჭიროება.




ნახ. 51.

მახასიათებელი მრუდის სწორხაზოვანი ნაწილი გავაგრძელოთ აბსცისთა ღერძამდე (ნახ. 50). ღერძთან გადაკვეთის წერტილს სხვადასხვა მრუდისთვის (ნახ. 51) შეესაბამება $I$-ს სხვადასხვა მნიშვნელობა. ამ წერტილს უწოდებენ ინერციის წერტილს და შესატყვის $I_t$-ს—შ უ ქ მ გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ა ს ინ ე რ ც ი ი ს წ ე რ ტ ი ლ ი ს მ ი მ ა რ თ.

ასე განსაზღვრულ შუქმგრძნობიერებას უწოდებენ ჰ ერ ტ ე რ ი ს ა (Hurter) და დ რ ი ფ ი ლ დ ი ს (Driffield) სისტემას. ფოტოფირფიტების კოლოფებზე ეს აღინიშნება „*XD*“ ასოებით.

შუქმგრძნობიერების ერთეულთა განსაზღვრის სხვა წესებიც მოიპოვება. მაგალითად, — სინათლის იმ სიდიდით ($I_0$), რომელიც ქმნის ფოტოგრაფიულ ემულსიაში ო დ ნ ა ვ შ ე ს ა მ ჩ ნ ე ვ გაშავებას (გამეღავნების შემდგომ, რა თქმა უნდა). რაც უფრო მაღალია ფირფიტის გრძნობიერება, მით ნაკლებია $I_0$-ის მნიშვნელობა.

შეგვიძლია დავწეროთ, რომ შუქმგრძნობიერება ($S$) ეტოლება $\frac{k}{I_0}$-ს.

საბჭოთა კავშირში შუქმგრძნობიერების ერთეულად მიღებულია სიდიდე, უკუპროპორციული სინათლის იმ რაოდენობისა, რომელიც საკმარისია იმისათვის, რომ ემულსიაზე მიღებულ იქნეს გამონასახის სიშავე 0.2-ით უფრო მეტი, ვიდრე გამეღავნებული ემულსიის ფონის სიშავეა (სრულ სიშავეს შეესაბამება 1.0).

ფონის სიშავე ანუ „ვუალი“ წარმოიქმნება ფოტონეგატივზე გაბნეული სინათლის მოხვედრის გამო და ყოველთვის თავს იჩენს გამეღავნებულ ნეგატივზე მეტი თუ ნაკლები სიდიდით; იგი დამოკიდებულია როგორც ემულსიის თვისებებზე, ისე გამამეღავნებელის ტემპერატურაზე (მაღალი ტემპერატურა აძლიერებს ვუალს), შედგენილობაზე და სხვ. იმისათვის, რომ დავრწმუნდეთ აღწერილი ვუალის არსებობაში, შეგვიძლია ასეთი მარტივი ექსპერიმენტი შევასრულოთ. ამოვიღოთ ერთი კოლოფიდან სრულიად ერთნაირი ხარისხის ორი ფოტოფირფიტა, ვრთი მათგანი გამოვიყენოთ რაიმე ობიექტის (ვარსკვლავების) გადაღებისათვის, ხოლო მეორე, სინათლეზე გამოტანის გარეშე, ე. ი. უხმარებლად გავამეღავნოთ პირველთან ერთად. გამეღავნების შემდგომ შევადარებთ ერთიმეორეს ამ ორ ფირფიტას და დავრწმუნდებით, რომ პირველს, რომელზეც ვარსკვლავების ცალკეული გამონასახეა, ამასთანავე ოდნავ გადაკრავს რაღაც „შებნელება“ — ვუალი, ხოლო მეორე ფირფიტის ფონი პირველთან შედარებით უფრო ნათელია.

შუქმგრძნობიერების ერთეულთა განსაზღვრის რაგინდ წესსაც მივმართოთ, გრძნობიერება ყოველთვის წარმოადგენს სიდიდეს, დაკავშირებულს სინათლის იმ რაოდენობასთან, რომელმაც უნდა იმოქმედოს ფოტოემულსიაზე, რათა მიღებულ იქნეს გარკვეული ფოტოგრაფიული ეფექტი (გაშავების სახით).

ამჟამად ყველაზე მეტად გავრცელებულია შემდეგი შუქმგრძნობიერების ერთეულები: ГОСТ 2817—50 და ГОСТ 10691—63 — საბჭოთა კავშირი, DIN — გერმანია (ლოგარითმული სკალა), ASA — აშშ (არითმეტიკული სკალა). სხვადასხვა სისტემაში გამოხატულ შუქმგრძნობიერების ერთეულებს შორის დამოკიდებულების დამყარება საკმარისად რთულია; რამდენადაც პრაქტიკაში ხშირად ვხვდებით ფოტოფირფიტებს, რომელთაც ეტიკეტად აქვთ სხვადასხვა სახელმწიფოში მიღებული შუქმგრძნობიერების ერთეულები, სასარგებლოა ხელთ გვქონდეს ისეთი ცხრილი, რომელიც თუნდაც დაახლოებით დაიკავშირებს ამ სისტემების შუქმგრძნობიერების ერთეულებს. ქვემოთ მოგვყავს ცხრილი, რომელიც გამოხატავს შუქმგრძნობიერების ამ ერთეულებს შორის მიახლოებით დამოკიდებულებას (იხ. გვ. 107).

შესადარებლად აღვნიშნოთ, რომ მოყვარულთა ფოტოგრაფიაში, „ლეიკის“ ტიპის აპარატების ხმარებისას, ჩვეულებრივ, გამოიყენება ფოტოფირები 45-დან 90-მდე ГОСТ-ის გრძნობიერებით. ასტრონომიულ პრაქტიკაში უფრო მეტად გამოიყენება ფოტოფირფიტები გრძნობიერებით 1500—2400 *XD*-ით.

| ГОСТ 2817—50 | ГОСТ 10691—63 | DIN | ASA |
|---|---|---|---|
| 4 | 5.5 | 8 | 5 |
| 5.5 | 8 | 9—10 | 6—8 |
| 8 | 11 | 11 | 10 |
| 11 | 16 | 12—13 | 12—16 |
| 16 | 22 | 14 | 20 |
| 22 | 32 | 15—16 | 25—32 |
| 32 | 45 | 17 | 40 |
| 45 | 63 | 18—19 | 50—64 |
| 63 | 90 | 20 | 80 |
| 90 | 130 | 21—22 | 100—120 |
| 130 | 180 | 23 | 160 |
| 180 | 250 | 24—25 | 200—250 |
| 250 | 350 | 26 | 320 |
| 350 | 500 | 27—28 | 400—500 |
| 500 | 700 | 29 | 650 |
| 700 | 1000 | 30—31 | 800—1000 |
| 1000 | 1400 | 32 | 1200 |

ფოტოგრაფიული ეფექტი (გამონასახის სიშავე) დაპირობებულია, როგორც აღვნიშნეთ, ფოტოფირფიტაზე მოსული სინათლის რაოდენობით. მაგრამ ამ რაოდენობას განსაზღვრავს, ერთი მხრივ, თვით მნათობის სხივური ენერგია, მეორე მხრივ, — მისი ფირფიტაზე მოქმედების დროის ხანგრძლივობა (ექსპოზიცია).

ამნაირად, მოქმედი სინათლის რაოდენობა შეიძლება გამოვხატოთ ნამრავლით: $It$, სადაც $I$ და $t$ სხივურ ენერგიას და ფოტოგადაღების ხანგრძლივობას გამოხატავენ შესაბამისად. შეგვიძლია შევამციროთ $I$ იმდენჯერ, რამდენჯერაც გავადიდებთ $t$-ს და ამით ნამრავლის მნიშვნელობა უცვლელი დარჩება. მაშასადამე, თითქოს ერთი და იმავე ფოტოგრაფიული ეფექტის მიღება შეგვიძლია $I$ და $t$-ს მნიშვნელობათა აღწერილი ან შექცეული ცვლით (გავადიდოთ $I$ იმდენჯერ, რამდენჯერაც შევამცირებთ $t$-ს).

ასეთ კანონზომიერებას უწოდებენ ურთიერთშენაცვლებადობის კანონს და მოკლედ მას ასე წერენ:

$$I \cdot t = \text{const}, \quad \text{როცა} \quad D = \text{const}$$

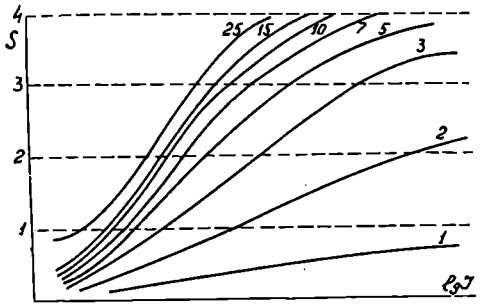
მაგრამ, სინამდვილეში ეს კანონი არ მოქმედებს. ნამდვილ კანონზომიერებას, რომელიც არსებობს $I$, $t$ და $D$-ს შორის ჭეშმარიტებასთან უფრო ახლო ფორმაში, გამოხატავს ე. წ. შვარცშილდისეული კანონი, რომელიც ასე იწერება:

$$I \cdot t^p = \text{const} \quad (D = \text{const}).$$

$p$ ერთის მახლობელი რიცხვია. მისი მნიშვნელობა დაპირობებულია ემულსიის თვისებებით. უფრო ხშირად იგი 0.8 და 0.9-ს უახლოვდება. შეიძლება, რომ იგი 1-ს აღემატებოდეს. კერძო შემთხვევაში, როცა $p=1$, მაშინ შვარცშილდისეული კანონი იქცევა ურთიერთშენაცვლებადობის კანონად. $p$-ს შვარცშილდის (Schwarzschild) მაჩვენებელს უწოდებენ (ამის შესახებ უფრო დაწვრილებით იხ. ქვემოთ).

ურთიერთშენაცვლებადობის კანონიდან გადახრას, რასაც შვარცშილდის მოვლენა ეწოდება, თავისი თეორიული ახსნა აქვს ფარული გამონასახის შექმნის ელექტროქიმიური თეორიის თვალსაზრისით.

შვარცშილდის მოვლენასთან კავშირშია ე. წ. **წყვეტილი განათების ეფექტი**. ეს საინტერესო მოვლენა იმაში მდგომარეობს, რომ, თუ ექსპოზიცია წყვეტილია და ასე წყვეტილად დაგროვილი და ფოტოემულსიაზე მოქმედი სინათლის რაოდენობა მაინც ტოლია იმ რაოდენობისა, რომელიც უწყვეტი ექსპოზიციით მოქმედებს ემულსიაზე, ფოტოგრაფიული ეფექტები ამ ორ შემთხვევაში მაინც განსხვავებული აღმოჩნდება.



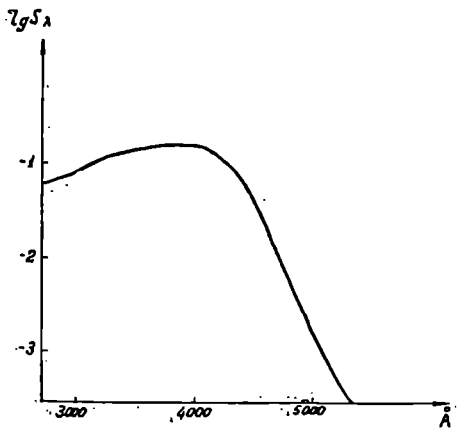

ნახ. 52.

ზემოთ ვთქვით, რომ მახასიათებელი მრუდის ფორმა დამოკიდებულია სხვა ფაქტორებთან ერთად გამომქლავნების ხანგრძლივობაზეც. 52-ე ნახაზი გვაძლევს ამის ილუსტრაციას.

აქ ერთ გრაფიკზე წარმოდგენილია 8 მახასიათებელი მრუდი, რომლებიც ერთმანეთისაგან განსხვავებულია, შეესაბამება რა გამომქლავნების ხანგრძლივობის სხვადასხვა მნიშვნელობას 1 წუთიდან 25 წუთამდე.

## § 41. ფოტოემულსიის სპექტრული გრძნობიერება

ფოტოემულსიის სპექტრული გრძნობიერება. არის მისი გრძნობიერება მონოქრომატული სინათლისადმი ყოველი ტალღის სიგრძისათვის იმ სპექტრულ უბანში ანუ შუალედში, რომელშიც აღებული ემულსია საერთოდ გრძნობიერია. შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ სპექტრული გრძნობიერება ($S_\lambda$) წარმოადგენს სიდიდეს, რომელიც შებრუნებულია სხივური ენერგიის ($I_\lambda$) იმ რაოდენობისა, რომელიც აუცილებელია იმისათვის, რათა ემულსიაში, გამქლავნების შემდგომ, მივიღოთ გარკვეული სიმკვრივის სიშავე. აქ λ ინდექსი $S$-ის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებას აღნიშნავს, ხოლო $I$-თან ერთად იმას, რომ მონოქრომატულ გამოსხივებასთან გვაქვს საქმე.



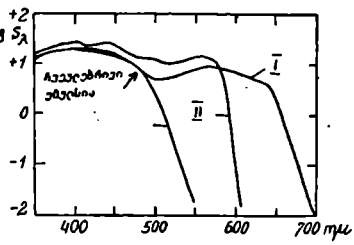

ნახ. 53.

სპექტრული ინტერვალი, რომელშიც საერთოდ გრძნობიერია ფოტოგრაფიული ემულსია, ხშირად საკმაოდ ფართოა. მაგრამ მისი საზღვრების გაფართოებას აღწევენ სპეციალური სენსიბილიზაციით.

სხვადასხვა ემულსიები ანუ სხვადასხვა მარკის ფოტოფირფიტები შესამჩნევად განსხვავდებიან ერთიმეორისაგან თავიანთი სპექტრული გრძნობიერების ინტერვალებით.

ჩვეულებრივი, არასენსიბილიზებული ფოტოგრაფიული ფირფიტისათვის გრძნობიერების მრუდს აქვს ისეთი სახე, როგორიც წარმოდგენილია 53-ე ნახ.-ზე.

თუ ფოტოფირფიტა იმდენადაა სენსიბილიზებული, რომ გრძნობიერია მოკლეტალღოვანი უბნიდან 6000 Å ტალღის სიგრძემდე, ასეთ ფოტოფირფიტას ორთოქრომატულს უწოდებენ. სპექტრული გრძნობიერების გაფართოება 7000 Å-მდე გვაძლევს პანქრომატულ ფოტოემულსიას. ამზადებენ ისეთ ფოტოფირფიტებსაც, რომელთა გრძნობიერება ვრცელდება ინფრაწითელი უბნისაკენ, უფრო შორს, ვიდრე 7000 Å-ია. ეს ე. წ. ინფრაქრომატული ფოტოფირფიტებია.



ნახ. 54.

54-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია პანქრომატული (I) და ორთოქრომატული (II) ფოტოემულსიების სპექტრული გრძნობიერების მრუდები. აქვეა შესადარებლად გამეორებული ჩვეულებრივი ემულსიის მრუდი (ნახ. 53). თუ 53-ე ნახ.-ზე მრუდი მკვეთრად ეშვება დაბლა $\lambda=5000$ Å-ის მახლობლობაში (ნულამდე ეცემა გრძნობიერება 54-ე ნახ.-ზე), ასეთ დაშვებას I მრუდი მხოლოდ $\lambda=6500$ Å-ის შემდეგ განიცდის.

ზოგიერთი პანქრომატული ემულსია ისე მზადდება, რომ გრძნობიერ ინტერვალში გრძნობიერება თითქმის ყველა ტალღის სიგრძეზე ერთნაირია; მაშასადამე, ადგილი არა აქვს მრუდის ჩავარდნებს. ასეთ ემულსიებს იზოქრომატული ეწოდება.

## § 42. სინათლის გაბნევა ფოტოემულსიაში

ფოტოემულსიაში სინათლე შესამჩნევ არეკვლასა და გაბნევას განიცდის. იგი ნაწილობრივ აირეკლება ემულსიის მარცვლების ზედაპირიდან, ნაწილობრივ გარდატყდება მარცვლებში, იცვლის მიმართულებას მარცვლებისმიერი დიფრაქციის გამო და ა. შ. (იხ. ნახ. 55, რომელზეც მარცვლებისაგან შედგენილი ემულსიის თხელი ფენა ძალზე გადიდებულად არის წარმოდგენილი; მასშტაბი აქ ისეთია, რომ სხივთკონის ანუ ფირფიტაზე მიდგმული დიაფრაგმის დიამეტრი ითვლება 25 მიკრონის ტოლად). ყოველივე ამის შედეგად ფოტოგრაფიული გამონასახი შეიქმნება ემულსიაში არა მარტო მოცემული ობიექტის

ნახ 55

გეომეტრიული გამონასახის ფარგლებში, არამედ მის გარეთაც, რაც იმაში იჩენს თავს, რომ ვარსკვლავის გამომეღავნებული გამონასახი ერთგვარად გაფართოებულია. ეს შეეხება უმთავრესად კაშკაშა ვარსკვლავებს ან ერთობ ხანგრძლივი ექსპოზიციების შემთხვევებს, როცა საკმარისად დიდია საფოტოგრაფიო ობიექტის სინათლის საერთო რაოდენობა და მისი ის ნაწილიც, რომელიც გაბნევა-არეკვლის შემდგომ კვლავ ემულსიაზე მოქმედებს გეომეტრიული გამონასახის საზღვრებს ირგვლივ.

### § 43. ფოტოემულსიის გარჩევის უნარი. მისი მარცვლოვნება

ვთქვათ, ფოტოგრაფიულად გადავიღეთ თანაბრად განათებული ახლოახლო მდებარე ვიწრო ჭვრიტეების პარალელური რიგი. თუ საკმარისად დიდ მასშტაბთან გვაქვს საქმე, ამ ჭვრიტეების გამონასახებს ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე სარწმუნოდ გავარჩევთ. მცირე მასშტაბის შემთხვევაში გამონასახები ერთიმეორესთან თავს მოიყრის და ცალ-ცალკე ვერ დავინახავთ მათ. სხვადასხვა თვისებისა და აგებულების ემულსიისათვის ის სასაზღვრო მცირე მასშტაბი, რომლის პირობებში ჭვრიტეების გამონასახები აღარ გაირჩევა, სხვადასხვაა. ამის მიხედვით სხვადასხვაა ემულსიის გ ა რ ჩ ე ვ ი ს უ ნ ა რ ი ც.

ფოტოგრაფიული ემულსიის აგებულება საკმარისად რთულია და არაერთგვაროვანი. ამ არაერთგვაროვნებას ქმნის შუქმგრძნობიერი მარცვლები, რომლებიც მოთავსებულია ჟელატინში. ემულსიის მ ა რ ც ვ ლ ო ვ ნ ე ბ ა ზღვარს დებს ფოტოგრაფიულ გადიდებას. ზომაზე მეტად გადიდებისას ეკრანზე ან ფოტოქაღალდზე დაგეგმილი ნეგატივის გამონასახს ერთობ არაერთგვაროვანი სიმკვრივის სიშავე ახასიათებს.

ასტრონომიულ ფოტოგრაფიულ ემულსიას საკმარისად მკაცრ მოთხოვნებს უყენებენ. სახელდობრ: 1) მას უნდა ჰქონდეს დიდი გრძნობიერება, 2) თანაბარი სისქით უნდა ედებოდეს მინას ან ფირს და მასში შუქმგრძნობიერი მარცვლები თანაბრად უნდა იყოს განაწილებული, 3) შუქმგრძნობიერი მარცვლები რაც შეიძლება მცირე ზომის უნდა იყოს, თუმცა ეს მოთხოვნა პირველს ეწინააღმდეგება, 4) ჟელატინი მასში არსებული შუქმგრძნობიერი მარცვლებით რაც შეიძლება მკვრივად უნდა ეკვროდეს მინას ან ფირს.

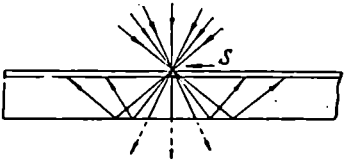
მსხვილი მარცვლებისა და მინაზე არასაკმარისი სიმკვრივით დაფენის მიზეზით (ჟელატინის ცუდი თვისებების გამო), შეიძლება გამონასახი გადაადგილებული აღმოჩნდეს თავისი ნორმული მდებარეობიდან. ამ მოვლენას ა დ გ ი ლ ო ბ რ ი ვ დ ი ს ტ ო რ ს ი ა ს უწოდებენ.

### § 44. ფოტოგრაფიული ფირფიტა

აქამდე ვლაპარაკობდით ფოტოგრაფიულ ემულსიაზე ანუ იმ ქიმიურ ნაერთზე, რომელსაც ერთობ თხელი ფენის სახე აქვს, და რომელშიც ფოტოგრაფიული გამონასახი — ჯერ ფარული, ხოლო შემდგომ — გამომეღავნებული — წარმოიქმნება. მაგრამ ეს ემულსია მოთავსებული უნდა იქნეს რაღაც „ნიადაგზე“ ანუ „სარჩულზე“. ასეთ სარჩულად გამოდგება ან მინა, ან ცელულოიდის ფირი. პირველ შემთხვევაში ფოტოგრაფიულ ფ ი რ ფ ი ტ ა ს თ ა ნ გვაქვს საქმე, ხოლო მეორეში — ფოტოგრაფიულ ფ ი რ თ ა ნ.

უფრო ხშირად ასტროფოტოგრაფიაში მინის ფირფიტები იხმარება. მინას ის უპირატესობა აქვს ფირთან შედარებით, რომ არ იღუნება და ადვილად არ

განიცდის სხვა რაიმ დეფორმაციას დამუშავების პროცესში. თუ ფოტოფირფიტა არაა ძალიან დიდი ზომის (მაგალთად, 9×12 სანტიმეტრია), მაშინ მისი სისქე აიღება 1.5—2 მმ. მოზრდილი ზომის ფირფიტებისათვის კი (18×24, 24×30 სმ) გამოიყენება უფრო სქელი მინა, — 3—5 მილიმეტრამდე. ასეთ პირობებში ფოტოფირფიტა მართლაც დაცულია გაღუნვისაგან. ცხადია, აღნიშნული მიზნით გამოსაყენებელი მინა უნდა იყოს ერთგვაროვანი და ბრტყელპარალელური; ზედაპირი რაც შეიძლება კარგად გაპრიალებული და ნაკლებად უნდა შორდებოდეს იდეალურ სიბრტყეს. წინააღმდეგ შემთხვევაში ვარსკვლავის გამონასახის მდებარეობა ფოტოფირფიტაზე ერთგვარად დამახინჯებული იქნება ან კიდევ ფოტოფირფიტის მთელ ვილზე ყველგან როდი აღმოჩნდება კარგად დაფოკუსებული გამონასახები.



ნახ. 56.

განვიხილოთ კიდევ ერთი მოვლენა, რომელსაც ანგარიშს უწევენ ასტრონომიული ფოტოფირფიტების დამზადებისას.

56-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია ფოტოფირფიტის ჭრილი. ფართო ოთხკუთხედი მინას წარმოადგენს; ვიწრო — მასზე მოთავსებულ (დასხმულ) ემულსიას. ემულსიაში, S წერტილში ვარსკვლავის ფოკალური გამონასახია; აქ იკრიბება ობიექტივში გამოსული სხივები. მათი ენერგიის მეტი ნაწილი მოუნდა გამონასახის შექმნას, შთაინთქა რა ემულსიის მასალის მიერ. მაგრამ, გარკვეული ნაწილი გაიბნა ემულსიაში, ნაწილმა კი — გაიარა ემულსიაც, მინაც და აირეკლა მინის ქვედა ზედაპირიდან ისე, როგორც ეს ნახაზზეა წარმოდგენილი. არეკლილი სხივები კვლავ ემულსიას მოაღწევს, უკვე ძალზე შესუსტებული და გამონასახიდან საკმარისად დაშორებულ ადგილებში. აქ ისინი კვლავ ზემოქმედებენ ემულსიაზე და კვალს სტოვებენ გამონასახის გარშემო წრიული გაშავების სახით. ასე წარმოიქმნება გამონასახის გარშემო ერთგვარი შ ა რ ა ვ ა ნ დ ე დ ი. ეს შეეხება მხოლოდ იმ ვარსკვლავებს, რომელთა სიკაშკაშე იმდენად დიდია, ოომ ემულსიაგავლილი და მინის ზედაპირიდან არეკვლილი მისი ნაწილი მაინც საკმარისია ფოტოგრაფიული ეფექტის შექმნისათვის.

ამგვარად წარმოშობილი შარავანდედი ხელის შემშლელი მოკლენაა. მას ხშირად მით იცილებენ თავიდან, რომ ემულსიის ქვეშ ქმნიან სპეციალური საღებავების აპკს, რომელიც შთანთქავს გაბნეულ სინათლეს. ასე დამზადებულ ფოტოფირფიტებს შ ა რ ა ვ ა ნ დ ე დ ს ა წ ი ნ ა ა ღ მ დ ე გ ო ეწოდება.

## § 45. ფოტოგრაფიული ფირფიტის (ფოტოფირის) გამომჟღავნება

ზემოთ უკვე აღვწერეთ როგორ წარმოიქმნება ფოტოგრაფიულ ემულსიაში ფ ა რ უ ლ ი გამონასახი. ისიც აღვნიშნეთ, რომ ფარული გამონასახის გ ა მ ო მ ჟ ღ ა ვ ნ ე ბ ი ს ა თ ვ ი ს საჭირო ხდება ემულსიის ქიმიური დამუშავება გარკვეული წესით. აღვწეროთ ახლა ფოტოემულსიის (ფოტოფირფიტის ან ფოტოფირის) გამომჟღავნების პროცესი.

ობიექტის გადაღების შემდგომ ამოვიღებთ ფოტოფირფიტას ფირფიტსათავსიდან ანუ კასეტიდან და ჩავყურსავთ მას რამდენიმე წუთით სპეციალურ ქიმიურ ხსნარში, რომელსაც გ ა მ ა მ ჟ ღ ა ვ ნ ე ბ ე ლ ს უწოდებენ. ეს ხსნარი გ ა მ ო ა მ ჟ ღ ა ვ ნ ე ბ ს ემულსიის ვერცხლის იმ მარცვლებს, რომლებზეც სინათლეს უმოქმედნია გ ა დ ა ღ ე ბ ი ს დ რ ო ს. სავსებით ცხადია, რომ

მთელი პროცესი — ფირფიტის ამოღება ფირფიტასათავსიდან, მისი გადატანა გამამჟღავნებელ ხსნარში და თვით გამომჟღავნება უნდა წარმოებდეს ისე, რომ ფირფიტა დაცული იყოს სინათლისაგან. მაშასადამე, ფირფიტასათავსი ბნელ ოთახში უნდა გავხსნათ იმისათვის, რომ ფირფიტა ამოვიღოთ. გამომჟღავნებაც სიბნელეში უნდა ჩავატაროთ, რათა ფირფიტაზე არ იმოქმედოს გარეშე სინათლემ, თორემ ფირფიტა მთლიანად გაშავდება გამამჟღავნებელში. უკიდურეს შემთხვევაში შეგვიძლია ვისარგებლოთ სუსტი განათებით; ნათურას ჩამოფარებული უნდა ჰქონდეს ფერადი გამჭვირვალე ქაღალდი ან მინა, რომელიც ისე იქნება შერჩეული, რომ გაატარებს იმ სხივებს, რომლებიც არ მოქმედებენ მოცემულ ფოტოფირფიტაზე (მაგალითად, წითელი ნათურა არასენსიბილიზებული ფოტოფირფიტისათვის, რომელიც გრძნობიერია უფრო მოკლეტალღოვანი გამოსხივებისადმი, ვიდრე წითელი გამოსხივებაა). თუმცა, ასტრონომიულ პრაქტიკაში უმჯობესია გამომჟღავნება ყველა შემთხვევაში სრულ სიბნელეში წარმოებდეს.

გამამჟღავნებელი ხსნარის შედგენილობას სხვადასხვაგვარისას იღებენ, იმის მიხედვით, თუ როგორია ემულსია, რა მოეთხოვება ფოტოგრაფიას და სხვ. მაგრამ ერთ-ერთი ტიპური რეცეპტი ასეთია:

| | |
|---|---|
| გამოხდილი წყალი | 1 ლიტრი, |
| მეთოლი | 1 გრამი, |
| სულფიტი ნატრიუმის უწყალო | 26 გრამი |
| (ან კრისტალური | 52 გრამი) |
| ჰიდროქინონი | 5 გრამი |
| სოდა უწყალო | 20 გრამი |
| (ან კრისტალური | 54 გრამი) |
| ბრომიანი კალიუმი | 1 გრამი |

გამომჟღავნების ხანგრძლივობა გამამჟღავნებელ ხსნარში (ფოტოფირფიტის ჩაყურსულ მდგომარეობაში ყოფნის ხანგრძლივობა) 8—10 წუთამდეა, როცა გამამჟღავნებლისა და ოთახის ტემპერატურა დაახლოებით 18 გრადუსია. ტემპერატურა პროცესის სიჩქარესაც ამორობებს.

გამამჟღავნებელი ხსნარის ნივთიერება მოქმედებს ემულსიის ნივთიერების იმ ნაწილზე, რომელზეც სინათლეს უმოქმედნია და „აშავებს“ მას. სხვა სიტყვებით, ხდება რეაქცია გამამჟღავნებლის ნივთიერებასა და ემულსიის ბრომიან ვერცხლს შორის. ამ რეაქციის შედეგად თვით ხსნარში წარმოიშობა სიმქავე (მაგალითად, ბრომწყალბადის) რაც თანდათან უკარგავს ხსნარს შემდგომი გამომჟღავნების უნარს ანუ გამოფიტავს მას. ასე რომ, მოცემულ ხსნარში შესაძლებელია ფოტოფირფიტების მხოლოდ შემოსაზღვრული რაოდენობის გამომჟღავნება. გამომჟღავნების პროცესში სასარგებლოა ვარწიოთ ჭურჭელი (კიუვეტა), მასში ჩაყურსული გასამჟღავნებელი ფოტოფირფიტით. რწევა უზრუნველყოფს იმას, რომ ფოტოფირფიტას მოშორდეს გამამჟღავნებელი ხსნარის ის ნაწილი, რომელიც რეაქციაში უკვე მონაწილეობს, იფიტება და მის ნაცვლად ფოტოფირფიტის ემულსიას შეეხოს ხსნარის ჯერ კიდევ გამოუყენებელი და, მაშასადამე, გამომჟღავნების სრული უნარის მქონე ნაწილები.

როცა, 8—10 წუთიანი გამჟღავნების შემდეგ, ფოტოფირფიტას ფრთხილად ნაპირებზე ხელის მოვლებით ხსნარიდან ამოვიღებთ, ჯერ წყალში უნდა გავავლოთ იგი, რათა მოცილდეს გამამჟღავნებლის შერჩენილი წვეთები, და ამის შემდგომ მაშინვე ჩავყურსოთ მეორე ხსნარში, რომელსაც ფიქსაჟს უწოდებენ. ეს მანიპულაციაც სრულ სიბნელეში უნდა ხდებოდეს.

ფიქსაჟის დანიშნულება ის არის, რომ ფოტოემულსია ამიერიდან უგრძნობი გახადოს სინათლის მიმართ. ეს კი იმით ხერხდება, რომ ფიქსაჟის ხსნარის ნივთიერება განდევნის მასში ჩაყურსული ფოტოემულსიიდან ბრომიანი ვერცხლის იმ მარცვლებს, რომლებზეც სინათლეს აქამდე არ უმოქმედნია (ე. ი. იმ მარცვლებს, რომლებიც გამონასახის ფარგლებს გარეთ მდებარეობს). ამ პროცესს ფოტოფირფიტის ფ ი ქ ს ი რ ე ბ ა (გამონასახის „დამაგრება") ეწოდება.

ფიქსაჟის მოსამზადებელი ერთ-ერთი ტიპური რეცეპტი შემდეგია:

| | |
|---|---|
| გამოხდილი წყალი | 1 ლიტრი |
| ჰიპოსულფიტი | 350 გრამი |
| ქლორიანი ამონიუმი | 25 „ |

მას შემდგომ, რაც ფოტოფირფიტამ დაჰყო ფიქსაჟში რამდენიმე წუთს (ფიქსირების მთელი პროცესი მოითხოვს 15-მდე წუთს), უკვე შეიძლება ოთახში სინათლე შემოვუშვათ ან ელნათურით გავანათოთ, რადგანაც ფოტოემულსიას უკვე დაკარგული აქვს სინათლეზე რეაგირების უნარი.

ახლა საჭიროა ფოტოფირფიტის წყალში საგულდაგულოდ განბანვა და გაშრობა. გაშრობა უნდა ხდებოდეს სუფთა უმტვერო ოთახში ან ყუთში, რათა სველ ემულსიაში არ ჩაჯდეს მტვერი. ტემპერატურა არ უნდა იყოს 26—28°-ზე მეტი. წინააღმდეგ შემთხვევაში ემულსია შერბილდება და შეიძლება მოცილდეს კიდეც თავის სარჩულს — მინას. ამის შემდგომ ხელთ გვექნება საბოლოოდ შესრულებული ასტრონეგატივი, რომელზეც იქნება ფოტოგრაფირებული ობიექტის გამონასახი. იგი უკვე მკვიდრსა და უცვლელ ფოტოდოკუმენტს წარმოადგენს, რომელსაც მაშინვე ან უფრო გვიან გამოიყენებენ გამოკვლევისათვის. ასტრონომი ყველა გამოკვლევას და გაზომვას აწარმოებს ნეგატივზე. გამოკვლევა-გაზომვებისათვის იგი არ ხმარობს არც პოზიტივს, არც ქაღალდზე გადატანილ რეპროდუქციას.

ნეგატივის მიღების შემდეგ, მისი ჩრდილოეთი უბნის შესაბამ ნაპირზე, ემულსიის მხრიდან ყოველთვის აწერენ მელნით: გადაღებული უბნის ცენტრის ეკვატორულ კოორდინატებს, გადაღების თარიღს, ექსპოზიციას, ტელესკოპის საფოკუსო მანძილს და სხვა პირობებს. უამისოდ შეუძლებელი იქნებოდა შემდგომში ნეგატივის ცასთან გაიგივება და საერთოდ მისი გამოყენება.

აუცილებელია ნეგატივს მოვეპყრათ დიდი სიფრთხილით, რათა არ გავაჭუჭყიანოთ, არ გავაკაწროთ და სხვა რამ ზიანი არ მივაყენოთ ემულსიას, არ უნდა დავასველოთ, არ უნდა შევეხოთ მას თითებით; ნეგატივს, როცა მისი ხელთ აღება აუცილებელია, ფრთხილად უნდა მოვავლოთ თითები ნაპირებზე.

## § 40. ფოტოგრაფიის გამოყენება ცის სხეულების კოორდინატთა განსაზღვრისათვის

ასტროფოტოგრაფიას გამოყენება აქვს როგორც ასტროფიზიკური, ასევე ა ს ტ რ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი ამოცანების მიზნებითაც. ასტროფიზიკური გამოყენება იგულისხმება უმთავრესად ფოტომეტრიული და სპექტროფოტომეტრიული ხასიათის ამოცანებში. ეს საკითხი — ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიისა და სპექტროფოტომეტრიისა — ცალკე იქნება განხილული. რაც შეეხება ასტროფოტოგრაფიის ასტრომეტრიულ გამოყენებას, მართალია, იგი არ წარმოადგენს ასტროფიზიკის უშუალო საგანს, მაგრამ მაინც მიზანშეწონილია თუნდაც მოკლედ გავეცნოთ მას აქვე (მის დაწვრილებით შესწავლას მიეძღვნება სპეციალური დისციპლინა, რომელსაც ფოტოგრაფიული ასტრომეტრია ეწოდება).

ასტროფოტოგრაფიის უმთავრესი გამოყენება ასტრომეტრიის დარგში ემსახურება ვარსკვლავთ (ცის სხეულების) კოორდინატების განსაზღვრას.

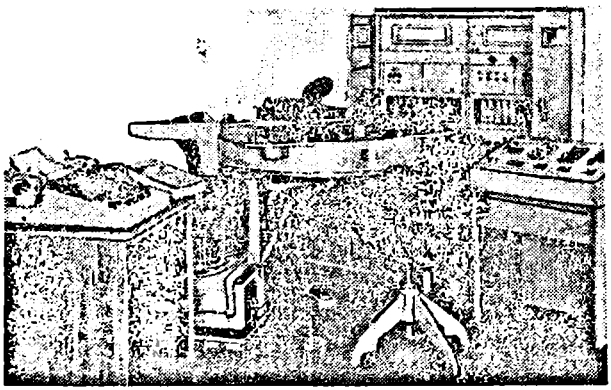
ვარსკვლავთ კოორდინატების ანუ ცაზე მდებარეობის ზუსტი განსაზღვრა ასტრომეტრიის ძირითადი ამოცანაა. ამ ამოცანის გადაწყვეტა ასტროფოტოგრაფიის შემწეობით მით არის შესაძლებელი, რომ ასტრონეგატივზე, რომელზეც მოცემულია ცის რაიმე უბნის ერთიანი ფოტოგრაფია, შეგვიძლია დიდი სიზუსტით განვსაზღვროთ მოცემული მნათობის მდებარეობა დიფერენციულად ანუ სხვა დასაყრდენი მნათობების — ცნობილი კოორდინატების მქონე ვარსკვლავების — მიმართ.

პრაქტიკულად ასტრონეგატივზე ზუსტად გაიზომება გამოსაკვლევ და დასაყრდენ ვარსკვლავთა გამონასახებს შორის ხაზოვანი მანძილები და შემდგომ ეს მანძილები გამოიხატება სფერული კოორდინატების სხვაობებით.

უფრო მკაცრად რომ ვთქვათ, გასაზომია არა უშუალო მანძილები (ე. ი. სწორი ხაზის მონაკვეთები მათ შორის), არამედ ამ მანძილების პროექციები ერთგვარ სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემის ღერძებზე, რომლებიც ასტრონეგატივზე აიგება. სხვა სიტყვებით, ასტრონეგატივზე გასაზომია გამონასახთა სწორკუთხოვანი კოორდინატები. ამ ოპერაციის შესასრულებლად ხმარობენ სხვადასხვა ტიპის კოორდინატთ-საზომ იარაღებს, რომლებიც მოიპოვება ობსერვატორიების ლაბორატორიებში. ასეთი იარაღების აგებულებას და გამოყენებას აქვე გავეცნოთ.

## § 47. კოორდინატთ-საზომი იარაღები

კოორდინატთ-საზომი იარაღი მთლიანად ლითონისაგანაა დამზადებული, მძიმე და მკვიდრია, ან მყარ მაგიდაზე იდგმება, ან კედელში დატანებულ მყარ



ნახ. 57.

რკინის ძელებზე. ზოგ შემთხვევაში ასეთი იარაღი თავის საკუთარ ლითონურ ფეხებზე დგას. ის პირი, რომელიც ნეგატივზე გაზომვებს აწარმოებს, იარაღს ისე მიუჯდება, როგორც, ჩვეულებრივ, მაგიდას.

იარაღის მთავარი ნაწილებია: მოძრავი ჩარჩო, რომელშიც გასაზომი ნე-

გატივი ძევს, მიკრომეტრული ხრახნები, რომლებიც ჩარჩოს მოძრაობას ანიჭებენ, სწორხაზოვან კოორდინატთა ასათვლელი სკალები და მიკროსკოპი, რომელშიც ნეგატივზე გამონასახს ვუყურებთ.

გასაზომი ნეგატივი ჩაიდგმის და დამაგრდება ოთხკუთხედ ჰორიზონტულ ჩარჩოში. ჩარჩოს ზემოდან და მისგან დამოუკიდებლად (მასზე დაუმაგრებლად) მოთავსებულია უძრავი მიკროსკოპი, რომელსაც შედარებით მცირე გადიდება აქვს (10—20 X). მიკროსკოპი მართობულად არის დაყენებული ჩარჩოს (და, მაშასადამე, ნეგატივის) მიმართ; მის ოკულარში გაბმულია ძაფჯვარი. მიკროსკოპით დავყურებთ ზემოდან ნეგატივს ანუ მასზე აღბეჭდილ გამონასახს. ორი, ერთიმეორის მიმართ მართობულად გამართული. მიკრომეტრული ხრახნი ამოძრავებს ჩარჩოს ორი საკოორდინატო ღერძის გასწვრივ. მიკრომეტრული ხრახნების ბრუნვით შეგვიძლია, როცა მიკროსკოპით ნეგატივს დავყურებთ, მისი ნებისმიერი ადგილი ან მასზე აღბეჭდილი ნებისმიერი გამონასახი მოვიყვანოთ მიკროსკოპის მხედველობის ველის ცენტრში და ზუსტად დავაყენოთ იგი ძაფჯვარზე.

ჩარჩოს ამ მდგომარეობას შეესაბამება გარკვეული ანათვლები მიკრომეტრული ხრახნების გასწვრივ გამართულ სკალებზე. ამ ანათვლებს ვაფიქსირებთ ან ჩავიწერთ. თუ ახლა მიკროსკოპის ძაფჯვარზე მეორე, — მაგალითად, დასაყრდენი ვარსკვლავის — გამონასახს მოვიყვანთ და კვლავ ავთვლით მიკრომეტრული სკალების ანათვლებს ჩარჩოს ამ ახალ მდებარეობაში, უბრალოდ გამოვითვლით მოცემული (პირველი) და დასაყრდენ (მეორე) ვარსკვლავთა გამონასახების სწორხაზოვანი კოორდინატების სხვაობებს.

ასეთია მოკლედ კოორდინატთ-საზომი იარაღის მოწყობილობა და გაზომვის მანიპულაცია.

ამჟამად გავრცელებულია საზომი იარაღი „ასკორეკორდი", ელექტრონული მოწყობილობით, რომელიც უზრუნველყოფს კოორდინატთა ავტომატურ გაზომვას და ჩაწერას.

სხვა ტიპის საზომ იარაღში შეიძლება ჩარჩო უძრავი იყოს, ხოლო მის ზემოდან მოძრაობდეს მიკროსკოპი. ისეთი ტიპის იარაღებიც მოიპოვება, რომლებშიც ორ-ორი მიკრომეტრული ხრახნი როდია, მხოლოდ თითოა. ასეთ შემთხვევაში ჩარჩოში ჩადგმულია მეორე ჩარჩო, რომელშიც უშუალოდ ჩამაგრებულია ნეგატივი და ამ მეორე ჩარჩოს, პირველი კოორდინატის გაზომვის შემდგომ, შემოაბრუნებენ 90°-ით; მაშინ იმავე, უძრავი მიმართულებით მდებარე ხრახნით გაიზომება მეორე კოორდინატიც.

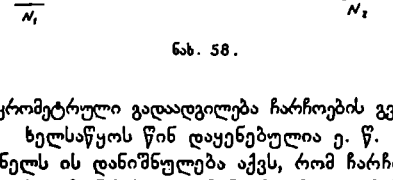
არსებობს საზომი იარაღების ისეთი კონსტრუქციებიც, რომლებშიც ნეგატივის მატარებელი ჩარჩო ჰორიზონტული კი არაა, არამედ მასთან 45°-მდე დახრილ კუთხეს ქმნის. რა თქმა უნდა, ამ შემთხვევაშიც მიკროსკოპი მართობული უნდა იყოს ჩარჩოს სიბრტყისადმი.

კოორდინატთ-საზომ ხელსაწყოებში მიკრომეტრულ ხრახნს ძალზე მცირე ნაბიჯი აქვს: მისი ერთი ბრუნვა (ერთი ხვია) 0.5—1.0 მილიმეტრის გადაადგილებას იძლევა. უფრო ხშირად სახაზავის სახის სკალის ნაცვლად ხრახნს ერთ ბოლოზე დართული აქვს „დოლი", რომელზეც ას ნაწილად დაყოფილი წრიული სკალაა დახაზული.

აღწერილ პრინციპზე მოქმედი საზომი იარაღები ვარსკვლავთა სწორკუთხოვანი კოორდინატების მნიშვნელობებს იძლევა. შემდეგში, გარკვეული გამოთვლების საფუძველზე, ესენი ეკვატორულ კოორდინატებში გადაჰყავთ (იხ. შემდეგი პარაგრაფი).

მაგრამ, თუ მოცემული ამოცანის მიზანი მხოლოდ ის არის, რომ განისაზღვროს ამა თუ იმ კოორდინატთა მხოლოდ დიფერენციული ცვლილება (ამას პარალაქსის ან საკუთარი მოძრაობის გამოთვლის შემთხვევაში აქვს ადგილი), მაშინ უფრო ხელსაყრელია მივმართოთ ე. წ. სტერეოკომპარატორს. გავეცნოთ ამ ხელსაწყოს მოქმედების პრინციპს და მის გამოყენებას მნათობის კოორდინატების დიფერენციული ცვლილების გამოთვლის მიზნით.

ლითონის მტკიცე სადგამზე (შტატივზე) დამაგრებულია ორი ვერტიკალური ჩარჩო, რომლებშიც ჩაიდგმება ორი ასტრონეგატივი. ამ ჩარჩოებს აქვთ სათანადო მიკრომეტრული გადაადგილებანი როგორც პოზიციური კუთხით (ე. ი. შეიძლება მათი შემობრუნება ნეგატივის ცენტრზე ნეგატივისადმი აღმართული მართობის ირგვლივ), ისე ჰორიზონტული და ვერტიკალური მიმართულებებით. პოზიციური გადაადგილების დანიშნულება იმაშია, რომ ორი ნეგატივი სრულიად ერთნაირად იქნეს ორიენტირებული: დღეღამური პარალელის მიმართულება ერთ მათგანზე თანხვდეს იმავე მიმართულებას მეორეზე. ჰორიზონტული და ვერტიკალური მიკრომეტრული გადაადგილების დანიშნულება ცხადი გახდება ქვემოთ აღწერილიდან (ჩარჩოები შეიძლება ვერტიკალურად არ იდგნენ, არამედ — ჰორიზონტულად ან დახრილად. მაშინაც მიკრომეტრული გადაადგილება ჩარჩოების გვერდების გასწვრივ უნდა ხდებოდეს).



ნახ. 58.

ხელსაწყოს წინ დაყენებულია ე. წ. სტერეომიკროსკოპი. უკანასკნელს ის დანიშნულება აქვს, რომ ჩარჩოებში ჩაყენებული ორი ასტრონეგატივის გამონასახი ერთმანეთზე მოიყვანოს დამკვირვებლის თვალში. იგი შემდეგნაირად არის მოწყობილი (ნახ. 58).

$P_1$, $P_2$, $P_3$, $P_4$ პრიზმების და $O_1$ და $O_2$ ობიექტივების მეშვეობით $N_1$ და $N_2$ ნეგატივებზე არსებული გამონასახები დაინახება $o_1$ და $o_2$ ოკულარებში. მაშასადამე, $N_1$, $P_1$, $O_1$, $P_3$, $o_1$ ტეხილი ხაზი წარმოადგენს $N_1$ ნეგატივზე არსებულ გამონასახში გამოვლილი სინათლის სხივის გზას $o_1$ ოკულარამდე, ისევე როგორც $N_2$, $P_2$, $O_2$, $P_4$, $o_2$ სხივის გზაა $N_2$-ნეგატივიდან მეორე — $o_2$-ოკულარამდე. $N_1$ და $N_2$ ნეგატივები ქვემოდან განათებულია ბუნებრივი ან ხელოვნური სინათლით, რათა უკეთესად დაინახებოდეს ოკულარებში. მანძილი ორ ოკულარს ($o_1$ და $o_2$) შორის ეტოლება იმას, რაც ადამიანის ორ თვალს შორის საშუალოა. ამიტომ ადამიანი ადვილად მიიტანს თვალებს ოკულარამდე და მთელ მოწყობილობას, როგორც დურბინდს იხმარს.

ხელსაწყოზე მომუშავე პირი ერთი თვალით ხედავს $N_1$ ნეგატივის გამოსახულებას, ხოლო მეორე თვალით — $N_2$ ნეგატივის გამოსახულებას.

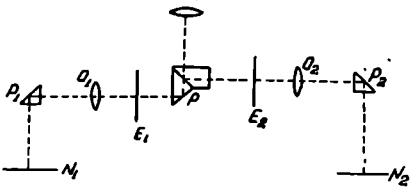
ვთქვათ, რომ ხელსაწყოში ჩადგმული ორი ნეგატივი წარმოადგენს ცის ერთ და იმავე უბნის ორ ფოტოგრაფიას, მიღებულს ორს სხვადასხვა, ვთქვათ, რამდენიმე წლის შუალედით დაშორებულ მომენტში. თუ მოცემულ უბანში მდებარე ვარსკვლავებიდან დროის ამ შუალედში არც ერთმა არ გამოიცვალა თავისი მდებარეობა, მაშინ ოკულარებში მაყურებელი ისეთ მხედველობით შთაბეჭდილებას მიიღებს, თითქოს ყველა გამონასახი ერთ და იმავე სიბრტყეში იმყოფება (იგულისხმება, რომ ორივე ნეგატივი უკვე თანხვდენილია პარალელების მიმართულებით და მხედველობის ველის ცენტრებით). მაშასადამე, მა-

ყურებელი, სტერეომიკროსკოპში ერთდროულად ორ ნეგატივზე თვალთვალის შედეგად, თითქოს მხოლოდ ერთ ნეგატივს ხედავს და მასზე არსებული გამონასახები ყველა ერთ სიბრტყეში ეჩვენება (იგულისხმება ისიც, რომ ოკულარები კარგად დაფოკუსებულია).

მაგრამ, თუ ერთ რომელიმე ვარსკვლავს აღნიშნული დროის განმავლობაში შეუცვლია თავისი მდებარეობა, მაშინ მისი გამონასახები ორ ნეგატივზე სხვადასხვა ადგილას მდებარეობს სხვა ვარსკვლავების მიმართ; სტერეოსკოპში მაყურებლისათვის ირღვევა, როგორც ამბობენ, ე. წ. სტერეოსკოპული მხედველობა და იგი ისეთ შთაბეჭდილებას ღებულობს, თითქოს ამ ვარსკვლავის გამონასახი ნეგატივის საერთო სიბრტყეში კი არ იმყოფება, არამედ — სადღაც სივრცეში, ამ სიბრტყის გარეთ. ეს ხილული დაშორება საერთო სიბრტყიდან მით მეტია, რაც მეტია ვარსკვლავის გადაადგილება ანუ განსხვავება ძის ორ მდებარეობას შორის; სხვა სიტყვებით, — რაც მეტია ვარსკვლავის საკუთარი მოძრაობა.

უფრო სრულქმნილია ასეთი ხელსაწყო მაშინ, როცა სტერეომიკროსკოპის ნაცვლად იხმარება ე. წ. ბლინკმიკროსკოპი. ასეთების ხმარება უფრო მეტადაა გავრცელებული ამჟამად ობსერვატორიების პრაქტიკაში. გავეცნოთ მის მოწყობილობას (ნახ. 59).

ბლინკმიკროსკოპის ოპტიკური სქემა მით განსხვავდება სტერეომიკროსკოპის სქემისაგან, რომ მას ორი ოკულარი კი არა აქვს, არამედ მხოლოდ ერთი — $O$ და მის წინ ჩაყენებულია კიდევ ორმაგი $P$ პრიზმა, რომელიც ისევ მოწყობილი, რომ ერთი მიმართულებით — ოკულარისაკენ — აგზავნის იგი $N_1$ და $N_2$-ნეგატივებიდან მოსულ ორ სხივს (ეს საკმარისად თვალსაჩინოდ მოჩანს ნახაზზე და განმარტებას არ მოითხოვს (ქვემოთ, ჩვენ უფრო დეტალურად განვმარტავთ რთული პრიზმის მოწყობილობას სპექტროკომპარატორის აღწერის დროს).



ნახ. 59.

მაგრამ ამ სხივების გზაზე ჩადგმულია $E_1$ და $E_2$ ფარები, რომლებიც საჭიროებისამებრ ან სურვილისამებრ შეგვიძლია ერთდოულად ან ცალ-ცალკე წინ დავუყენოთ სხივს ან მოვაშოროთ მის გზას ნეგატივიდან ოკულარამდე. თუ სხივის გზაზე ჩადგმულია $E_1$-ფარი, მაშინ ოკულარში მხოლოდ $N_2$-ნეგატივს ვხედავთ. თუ ჩადგმულია $E_2$-ფარი, ხოლო $E_1$ კი მოშორებულია, მაშინ ოკულარში მხოლოდ $N_1$-ნეგატივი ჩანს.

საგანგებო მოწყობილობის მეშვეობით (რომელშიც ხშირად სწრაფად მბრუნავი მცირე ძალის მოტორიც მონაწილეობს) შეგვიძლია ძალზე სწრაფად ვამოქმედოთ $E_1$ და $E_2$ ფარები ისე, რომ ისინი სწრაფად (წამში რამდენჯერმე) რიგრიგობით ეფარებოდნენ სხივების გზას. მაშინ ოკულარში მაყურებლის თვალი ერთ განუწყვეტელ შთაბეჭდილებას ღებულობს, თითქოს ის მხოლოდ ერთს უცვლელ ფირფიტას ხედავდეს. აქ ისეთსავე ეფექტთან გვაქვს საქმე, როგორც კინოეკრანზე, როცა ჩვენ წინ ერთ წამში მრავალი კადრი გაირბენს, მაგრამ თვალს არ ძალუძს შენიშნოს და აღიქვას მათი სწრაფი შენაცვლება და ხედავს თითქოს ერთ კადრს — ერთ სურათს.

აქამდე ვგულისხმობდით, რომ $N_1$ და $N_2$ სრულიად ერთნაირს, იდენტურ ასტრონეგატივებს წარმოადგენენ, თუმცა სხვადასხვა მომენტში ანუ სხვადასხვა ეპოქაში გადაღებულთ. ახლა, ისევე როგორც სტერეომიკროსკოპის აღწერისას, ვთქვათ, რომ ერთ-ერთი ვარსკვლავი მოცემულ ნეგატივზე გადაადგილებულია საწყისი მდებარეობის მიმართ, ან კიდევ — ერთ-ერთი ცვალებადია, ე. ი. მისი სიკაშკაშე ორ ნეგატივზე სხვადასხვაა. ამ შემთხვევაში ოკულარში, საერთოდ, კვლავ ერთ მთლიან სურათს მივიღებთ (როცა „ბლინკის" მოწყობილობას ვამოქმედებთ), მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ ცვალებადი ვარსკვლავი ერთგვარ „ფეთქვას" გამოამჟღავნებს — თითქოს ფეთქავსო ანუ სწრაფად იკუმშება და ფართოვდება იგი. ეს გამოწვეულია მით, რომ ბლინკმიკროსკოპში სწრაფი მიმდევრობით ვხედავთ მის ორ გამონასახს: ხან კაშკაშას, ხან უფრო სუსტს ანუ მკრთალს. მეორე მხრივ, ეს ერთგვარი ხამხამის შთაბეჭდილებასაც ქმნის. ამ მიკროსკოპის სახელწოდების პირველი ნაწილი „ბლინკ" დაკავშირებულია ინგლისურ სიტყვასთან, რაც ქართულად „ხამხამს" ან „ციმციმს" ნიშნავს.

ბლინკმიკროსკოპი, ამგვარად, მშვენიერ ხელსაწყოს წარმოადგენს ახალ ცვალებად ვარსკვლავთა საძიებლად. მისი მეშვეობით ადვილად აღმოვაჩენთ ნეგატივზე აგრეთვე მცირე ცთომილებს ან მკრთალ კომეტებს, რომელნიც ერთ ნეგატივზე (ერთ ეპოქაში) არ ყოფილან მხედველობის ველში, ხოლო მეორე ნეგატივზე (მეორე ეპოქაში) აღბეჭდილან, ან არადა — ორივე ნეგატივზე აღბეჭდილან, მაგრამ პირველიდან მეორე მომენტამდე შესამჩნევად გადაადგილებულან. ამ შემთხვევაში „ციმციმის" ნაცვლად გვექნება ერთგვარი რხევის ეფექტი.

ბლინკმიკროსკოპი საშუალებას გვაძლევს არა მარტო დავადასტუროთ ცის ობიექტის საკუთარი მოძრაობის ანუ ვარსკვლავთ მიმართ მისი გადაადგილების ფაქტი, არამედ გავზომოთ კიდეც ეს გადაადგილება და რაოდენობრივად შეფასოთ იგი. ამისათვის საჭიროა, რომ ჩარჩოებზე მიყენებული ხრახნების შეშვეობითაც იმდენად გადავაადგილოთ ერთი ნეგატივი მეორის მიმართ, რომ ოკულარში აღებული მოძრავი ობიექტის ორი გამონასახი ერთიმეორეს დაემთხვეს. თუ რამდენად დაგვჭირდა თანხვდენის მისაღწევად ნეგატივის გადაადგილება — ამას ხრახნის ანათვალი გვიჩვენებს. გადაადგილების ზომა — ხრახნის ანათვალებით მოცემული — გამოხატულია ხაზოვანი ერთეულებით. თუ ვიცით მასშტაბი ნეგატივზე, ადვილად გამოვითვლით ობიექტის საკუთარ მოძრაობას რკალის ერთეულებში.

როცა ვარსკვლავის საკუთარ მოძრაობას შეეხება საქმე, ეპოქათა შორის სხვაობა რამდენიმე ათეულ წელიწადს უნდა ეტოლებოდეს. ვარსკვლავების საკუთარ მოძრაობათა სიმცირის გამო სხვანაირად შეუძლებელი ან ერთობ ძნელი იქნებოდა მოძრაობის ეფექტის შენიშვნა. რა თქმა უნდა, ეპოქათა შორის საჭირო შუალედის ხანგრძლივობას ხმარებული ნეგატივების მასშტაბიც განსაზღვრავს. რაც უფრო მეტად გრძელფოკუსიანი ტელესკოპით არის მიღებული ნეგატივები, მით დიდია მასშტაბი და მით მეტია სათანადო ხაზოვანი გადაადგილება ვარსკვლავისა ნეგატივიდან ნეგატივამდე.

საკუთარ მოძრაობათა გამოსაკვლევად რაც შეიძლება გრძელფოკუსიან ასტროგრაფებს ხმარობენ (მაგალითად, მოსკოვის ასტრონომიული ობსერვატორიის 6.4-მეტრიან ასტროგრაფს, ე. წ. ნორმულ ასტროგრაფებს, რომელთა საფოკუსო მანძილი 3.4 მეტრია, ალეგენის ობსერვატორიის (აშშ) 14-მეტრიანი ფოკუსის მქონე რეფრაქტორს და სხვ.).

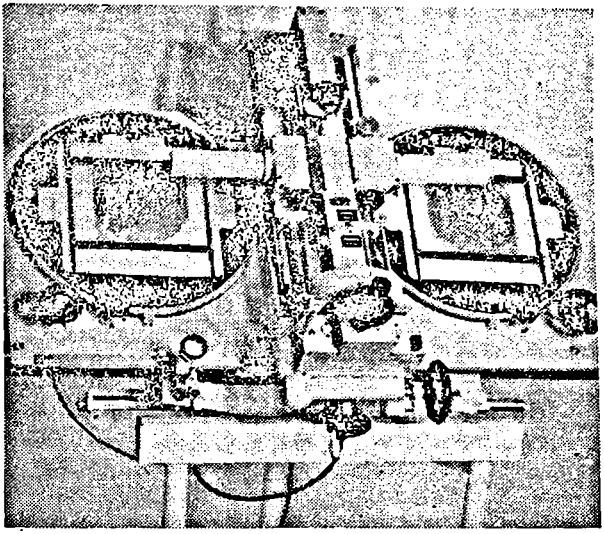
ცხადია ისიც, რომ საკუთარ მოძრაობათა გამოსაკვლევად შეგულებული

ორი ნეგატივი უნდა მიიღებოდეს ერთ და იმავე ტელესკოპზე და რაც შეიძლება ერთნაირ პირობებში, რათა, როცა მეორე ეპოქის შემდგომ ორივე ნეგატივს ერთ ბლინკკომპარატორში დავამუშავებთ, ისინი რაც შეიძლება განუსხვავებელნი ჩანდნენ ბლინკმიკროსკოპში.

ვარსკვლავთ საკუთარ მოძრაობათა განსაზღვრის თანამედროვე სიზუსტე საკმარისად მაღალია. მაგალითად, $3^1/_2$-მეტრიანი ასტროგრაფით მიღებულ ნეგატივებზე წარმოებული გაზომვით ცდომილება დაახლოებით 0."005-ია, თუ ეპოქათა სხვაობა 15 წლამდეა.

მე-60 ნახ.-ზე წარმოდგენილია ბ ლ ი ნ კ კ ო მ პ ა რ ა ტ ო რ ი ს (ასე ეწოდება მთელ იარაღს) ერთ-ერთი ტიპის სურათი.

საკუთრივ კოორდინატთ-საზომ იარაღში, რომელიც ამ პარაგრაფის დასაწყისში აღვწერეთ, და კომპარატორებშიც საჭიროა იარაღის ცდომილებათა



ნახ. 60.

გამოკვლევა და განსაზღვრა. ასეთ ცდომილებებს შეადგენენ: 1) სკალის დანაყოფების ცდომილება (მიკრომეტრული ხრახნის სახაზავზე თუ დოლურაზე, 2) ხრახნის ღერძის სიმრუდე, 3) მიკრომეტრული ხრახნების პერიოდული და წინსვლითი ცდომილებანი (ეს ცდომილებანი მიკრომეტრის დამზადების პირობებში წარმოიშობა და მათი გამოკვლევის მეთოდი აღწერილია პრაქტიკული ასტრონომიის კურსებში) და სხვ. ტემპერატურის ცვლილებასაც შეუძლია გავლენა მოახდინოს გაზომვის სიზუსტეზე. ამიტომ სასურველია, რომ იმ ოთახში, რომელშიც ცოტად თუ ბევრად ხანგრძლივად წარმოებს ნეგატივების გაზომვა, ტემპერატურა შეძლებისამებრ უცვლელი რჩებოდეს. უნდა მოვერიდოთ საზომი იარაღის დადგმას ღუმელთან, სათბობი სისტემის რადიატორებთან ან ფანჯრის უშუალო სიახლოვეს, სადაც შეიძლება მას მზე უყურებდეს და ათბობდეს.

გაზომვა უაღრესად ფაქიზად და ყურადღებით უნდა წარმოებდეს. ოკულარი კარგად უნდა იქნეს დაფოკუსებული ერთდროულად ძაფჯვარზე და ნეგატივის ემულსიაზე. ძაფჯვარი უნდა გაიჭიმოს და რაც შეიძლება მცირე და ერთგვაროვანი სისქე უნდა ჰქონდეს. მხედველობის ველიც შესაფერისად უნდა განათდეს — თანაბრად და ზომიერად. ძაფჯვარზე გამონასახის „მიყვანა" ისე უნდა წარმოებდეს, რომ უკანასკნელი ოპერაცია სრულდებოდეს ხრახნის დადებითი ბრუნვით ანუ მისი ბრუნვით დანაყოფების რიცხვითი მნიშვნელობების ზრდის მიმართულებით. ასეთ შემთხვევაში თავიდან აცდენილი იქნება ხრახნის შესაძლო „მკვდარი სვლით" გამოწვეული ცდომილება.

თუ გაზომვები ხანგრძლივია, სასარგებლოა მოვაწყოთ ყოველ ორ-სამ საათში შესვენება, რომლის დროს სულ უნდა მოვშორდეთ იარაღს. ეს თვალსაც დაასვენებს და თვით იარაღსაც ააცდენს ადამიანის სხეულისაგან ზედმეტად გათბობას. ასეთი ხანგრძლივი და, მაშასადამე, მასობრივი გაზომვების დროს (როცა ერთ ნეგატივზე მრავალი ვარსკვლავის გამონასახის მდებარეობა იზომება) მიზანშეწონილია, რამდენიმე გამონასახი ავარჩიოთ საკონტროლოდ და დროდადრო (მაგალითად, ყოველ ერთ საათში ერთხელ) მივუბრუნდეთ მათ და განმეორებით გავზომოთ. იდეალურ პირობებში ანათვლები (გაზომვის შედეგები) ყველა შემთხვევაში ურთიერთთანხვდენილი უნდა იქნეს. თუ განსხვავებები ზომაზე მეტია, ეს იმის ნიშანია, რომ იარაღზე ყველაფერი როდი გვაქვს წესრიგში და ყურადღება გასამახვილებელია.

საერთოდ, ისევე როგორც ტელესკოპით დ ა კ ვ ი რ ვ ე ბ ებ ი, გ ა ზ ო მ ვ ე ბ ი ც ლაბორატორიულ იარაღებზე ასტრონომისაგან მოითხოვს დიდ დაძაბულ ყურადღებას, სიბეჯითეს და დახელოვნებას.

### § 48. ასტრონეგატივზე გაზომილი სწორკუთხოვანი კოორდინატების გარდაქმნა ეკვატორულ კოორდინატებად (ასტროფოტოგრაფიული გაზომვების რედუქცია)

უკვე ვიცით, თუ როგორ და რაგვარ იარაღზე შეგვიძლია ასტრონეგატივზე ვარსკვლავთა სწორკუთხოვანი კოორდინატების (ან მათი სხვაობების) გაზომვა. განვიხილოთ ახლა ხერხი, რომლის მეშვეობითაც შევიძლებთ ნეგატივზე გაზომილი სწორკუთხოვანი კოორდინატების გარდაქმნას ეკვატორულ კოორდინატებად ანუ პირდაპირ აღვლენად და დახრილობად.

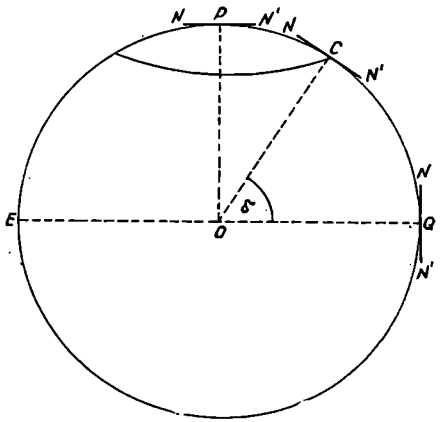
უპირველეს ყოვლისა გავაკეთოთ ზოგიერთი წინასწარი შენიშვნა.

ასტრონომიული ფოტო ანუ ასტრონეგატივი წარმოადგენს ცის თაღის ფოტოგრაფირებული უბნის ცენტრულ პროექციას ფოტოფირფიტის სიბრტყეზე. ამასთანავე, პროექციის ცენტრს წარმოადგენს ობიექტივის მთავარი წერტილი. ამიტომ, თუ ობიექტივის მთავარი წერტილიდან ისეთ სფეროს შემოვწერთ, რომლის რადიუსი ობიექტივის საფოკუსო მანძილს ეტოლება, მაშინ ფოტოფირფიტის სიბრტყე შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ როგორც ც ი ს ს ფ ე რ ო ს მ ხ ებ ი სიბრტყის ნაკვთი. შეხების წერტილი კი ფოტოფირფიტის ოპტიკური ცენტრი იქნება.

ცენტრული პროექციების თეორიიდან გამომდინარეობს (და გეომეტრიულ სურათზეც თვალნათლივ ჩანს), რომ ცის სფეროს მერიდიანების პროექცია ფოტოფირფიტის სიბრტყეზე ისეთი სწორი ხაზების კონას წარმოადგენს, რომლებიც ერთ წერტილში იყრიან თავს. ეს წერტილი არის ცის პოლუსის გეგმილი ფოტოფირფიტის სიბრტყეზე. რაც შეეხება მცირე წრეხაზებს და, მათ შო-

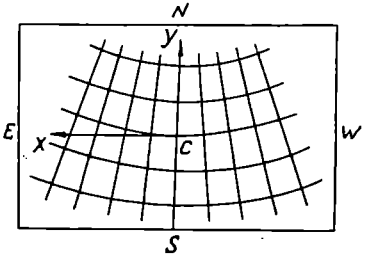
რის, დღეღამურ პარალელებს, — ამათი გეგმილი ფოტოფირფიტის სიბრტყეზე მეორე რიგის მრუდებს წარმოადგენს; ეკვატორის ახლო ესენი ჰიპერბოლებია, პოლუსებთან — ელიფსები. საერთოდ, პარალელების გამომსახველი მრუდების სახე დამოკიდებულია ფირფიტის ცის პროექციასთან შეხების წერტილის დახრილობაზე. ეკვატორის ახლო (დახრილობა — ნულის ტოლი) ეს მრუდები, ნეგატივის ზომიერი სიდიდის ველზე სწორი ხაზებით გამოიხატება; საერთოდ კი ჰიპერბოლებია. პოლუსის უშუალო სიახლოვეში (დახრილობა — 90°-ის ტოლი) ისინი კონცენტრულ წრეხაზებს წარმოადგენენ. 61-ე ნახ. განმარტავს ნათქვამს.

ნახაზზე წარმოსახულია ცის სფერო $P$ პოლუსით და $EQ$ ეკვატორით: ფოტოფირფიტის ოპტიკური ცენტრი ($C$) (სხვა შემთხვევებში $P$ და $Q$) თანხვდება ფოტოფირფიტის სიბრტყის სფეროს ზედაპირთან შეხების წერტილს. 62-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია მერიდიანებისა (დახრილობათა წრეხაზებისა) და პარალელების საერთო გამოხატულება ნეგატივზე.



ნახ. 61.

როცა ასტრონეგატივზე სწორკუთხოვანი კოორ დინატების გაზომვას აპირებენ, ცდილობენ, რომ კოორდინატთა ღერძები რაც შეიძლება მეტად უახლოვდებოდნენ ცის მერიდიანების იმავე ნეგატივზე გეგმილებს და უკანასკნელთა მართობ მიმართულებას. ეს ასეც იქნება, თუ ასტრონეგატივს ისე ჩავდგამთ საზომი იარაღის ჩარჩოში, რომ პირდაპირ აღვლენათა და დახრილობათა წრეების მიმართულებანი მასზე მიკრომეტრული ხრახნების ღერძებს გაჰყვებიან. კოორდინატთა დასაბამად კი ისეთ წერტილს აირჩევენ, რომელიც რაც შეიძლება ახლოა ნეგატივის ოპტიკურ ცენტრთან.



ნახ. 62.

ვთქვათ, რომ ამნაირად შერჩეულ სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემაში მოცემული წერტილის (ვარსკვლავის გამონასახის) კოორდინატები ნეგატივზე, რომელიც საზომ იარაღზე გავზომეთ, არის $x$ და $y$. ისინი მილიმეტრებსა და მის ნაწილებში გამოიხატებიან, რამდენადაც საზომი იარაღის მიკრომეტრულ ხრახნებს მილიმეტრებიანი სკალა აქვთ. ვთქვათ ისიც, რომ $x$ და $y$-ის მნიშვნელობანი განთავისუფლებულია დიფერენციული რეფრაქციის, აბერაციის და სხვათა გავლენისაგან. საამისო პრაქტიკულ ხერხებს სფერული ასტრონომიის მეთოდები მოგვაწვდის.

როგორ ზუსტადაც უნდა გვეცადა კოორდინატთა ღერძების ისე შერჩევა, რომ $y$-ღერძი, მაგალითად, ცის მერიდიანის (დახრილობათა წრის) მიმართულებას გაჰყოლოდა, მაინც უთუოდ დავუშვებდით თუნდაც მცირე შეცდომას და სინამდვილეში $y$-ღერძის მიმართულება ჩვენს სწორკუთხოვან სისტემაში რაღაც მცირე $\varphi$-კუთხით იქნებოდა განსხვავებული ნეგატივზე ცის მერიდიანის გეგმილის მიმართულებისაგან.

ასევე, — როგორ ზუსტადაც უნდა გვეცადა კოორდინატთა დასაბამის ისე შერჩევა, რომ იგი ნეგატივის ოპტიკურ ცენტრს დამთხვეოდა, მაინც უთუოდ დავუშვებდით თუნდაც მცირე შეცდომას და სინამდვილეში ჩვენი ნეგატივის ოპტიკური ცენტრი კოორდინატთა დასაბამში კი არ მოხვდებოდა, არამედ მისგან ცოტათი მაინც განსხვავებულ წერტილში, რომლის კოორდინატებია $c$ და $c'$.

ამგვარად, $xy$-კოორდინატთა სწორკუთხოვანი სისტემა განსხვავებულია ნეგატივზე ცის მერიდიანების გეგმილებითა და ოპტიკური ცენტრით შექმნილ კოორდინატთა სისტემისაგან როგორც ღერძების მიმართულებით, ისე კოორდინატთა დასაბამი წერტილების მდებარეობით.

იმ კოოდინატებს, რომელთაც ფირფიტის ოპტიკურ ცენტრზე გამავალი ცის მერიდიანის წარმოსახვითი გეგმილი და მისი მართობული მიმართულება ქმნის, „ი დ ე ა ლ უ რ ი“ კოორდინატები ვუწოდოთ და აღვნიშნოთ $X$ და $Y$ ასოებით. ხშირად მათ ტ ა ნ გ ე ნ ს უ რ კოორდინატებსაც უწოდებენ.

უშუალოდ მათ ვერ გავზომავთ. ჩვენ მიერ წარმოებული უშუალო გაზომვა გვაძლევს $x$ და $y$ კოორდინატებს. მაგრამ, ანალიზური გეომეტრიის ელემენტური მეთოდების გამოყენებით შეგვიძლია $x$ და $y$ კოორდინატები გ ა რ დ ა ვ ქ მ ნ ა თ იდეალურ $X$ და $Y$ კოორდინატებად. საამისო ფორმულები ასე დაიწერება:

$$\left.\begin{aligned} X &= s(x\cos\varphi - y\sin\varphi + c), \\ Y &= s(x\sin\varphi + y\cos\varphi + c'), \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

$\varphi$, $c$ და $c'$-ის მნიშვნელობანი განმარტებულია ზემოთ, ხოლო $s$ წარმოადგენს კოეფიციენტს, რომლის მეშვეობით ხაზოვანი კოორდინატები ($x$, $y$, $c$ და $c'$) რკალის ერთეულებში გამოიხატება (მაშასადამე, $s$ დაკავშირებულია მასშტაბის გამომხატველ ფორმულასთან). ეს კი საჭიროა, რადგანაც იდეალური კოორდინატების $X$ და $Y$ ღერძები, არსებითად, ცის სფეროს დიდ წრეხაზებს წარმოადგენენ, რომლებზეც მანძილებს ან მონაკვეთებს რ კ ა ლ ი ს ერთეულებში ზომავენ.

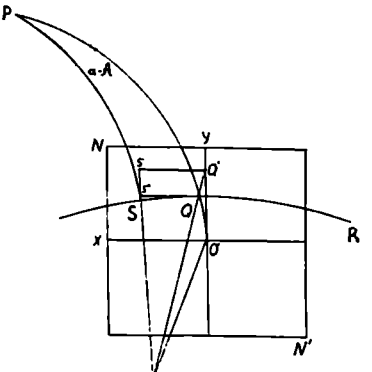
იმისათვის, რომ (1) ფორმულით $X$ და $Y$ იდეალური კოორდინატები გამოვითვალოთ გაზომილი სწორკუთხოვანი კოორდინატების ($x$ და $y$) საფუძველზე, აუცილებელია ვიცოდეთ $s$, $\varphi$, $c$ და $c'$-ის მნიშვნელობები. $s$, ჩვეულებრივ, ცნობილია, რამდენადაც ვიცით, თუ როგორი საფოკუსო მანძილის მქონე ასტროგრაფით არის მიღებული გასაზომი და გამოსაკვლევი ნეგატივი. მაგრამ, მოიპოვება ხერხი, რომლითაც ეს ოთხივე სიდიდე ერთად საკმარისად მარტივად განისაზღვრება თვით იმავე (1) ფორმულიდან. ამ ხერხს შემდგომ გავეცნობით.

ახლა კი გამოვიყვანოთ ის ფორმულები, რომელთა მეშვეობითაც $X$ და $Y$ იდეალური კოორდინატებიდან შევიძლებთ ეკვატორულ კოორდინატებზე გადასვლას, რადგანაც ეს არის ჩვენ მიერ წარმოებულ გაზომვათა საბოლოო მიზანი.

ვთქვათ, ასტრონეგატივი (ფოტოფირფიტა) $NN'$ (ნახ. 63) ცის სფეროს შეეხება $O'$ წერტილში, რომელიც, მაშასადამე, მის ოპტიკურ ცენტრს წარ-

მოადგენს. $O$ იყოს პროექციის ცენტრი, ე. ი. ცენტრი ციური სფეროსი, რომლის რადიუსი $OO'=F$ ჩასათვლელია ერთის ტოლად.

ვთქვათ, $S$ წერტილი ჩვენს ნახაზზე ცის სფეროზე მდებარე ვარსკვლავს წარმოსახავს. იგი, ნახაზზე დახედვისას, ქაღალდის სიბრტყეში კი არ უნდა წარმოვიდგინოთ, არამედ — სივრცეში, ჩვენსა და ქაღალდს შორის. $P$ წერტილით აღვნიშნოთ მსოფლიო პოლუსი (ეს წერტილიც სივრცეში. ქაღალდის წინ უნდა ვიგულვოთ). შევაერთოთ $P$ პოლუსი ფირფიტის ოპტიკურ $O'$ ცენტრთან დიდი წრეხაზის $PO'$ რკალით; ეს დახრილობათა წრეხაზი იქნება, რომელზეც მდებარეობს ფირფიტის ოპტიკური ცენტრი. ასევე $P$ შევაერთოთ $S$ ვარსკვლავთან. ეს იქნება დახრილობის მეორე წრეხაზი, რომელზეც $S$-ვარსკვლავი მდებარეობს.



ნახ. 63.

დავაგეგმილოთ ახლა $S$-ვარსკვლავი სფეროს ცენტრიდან $NN'$-ფირფიტაზე. სათანადო გეგმილი აღნიშნულია $s'$-ით. $PO'$-ის ანალოგიური გეგმილი იქნება $O'Y$. უკანასკნელი წარმოადგენს იდეალურ კოორდინატთა სისტემაში ორდინატთა ღერძს. თუ ახლა $s'$-წერტილიდან დავუშვებთ მართობს $O'Y$-ღერძზე, მაშინ $s'Q'$ მონაკვეთი იდეალური კოორდინატებ ის სისტემის აბსცისთა $O'X$-ღერძის პარალელური იქნება.

ამგვარად, $s'$-ის ბრტყელი კოორდინატები, რომლებიც $Q's'$ და $O'Q'$ მონაკვეთებით განისაზღვრებიან, ამავე დროს $X$ და $Y$-საც წარმოადგენენ, ე. ი.

$$X=Q's', \quad Y=O'Q'.$$

გავავლოთ ახლა $S$-ვარსკვლავზე ცის მერიდიანის $PO'$-ის მართობული დიდი წრეხაზის $SQR$ რკალი. თუ $Q$ ამ ორი დიდი წრეხაზის გადაკვეთის წერტილს აღნიშნავს, მაშინ $Q'$ მისი გეგმილია ფოტოფირფიტაზე, ისევე როგორც $s'Q'$-მონაკვეთი გეგმილია $SQ$-რკალისა.

ნახაზზე შევნიშნავთ ბრტყელ $OQ's'$ სამკუთხედს. მის სიბრტყეში გავავლოთ $Q$-წერტილიდან $Q's'$-ის პარალელური $Qs''$ მონაკვეთი.

აქ ახლა ორი მსგავსი სამკუთხედი გვაქვს: $OQ's'$ და $OQs''$. ამის საფუძველზე დავწერთ:

$$\frac{Qs''}{Q's'}=\frac{OQ}{OQ'}.$$

მაგრამ $OQ$ და $OO'$ თანატოლად შეგვიძლია ჩაეთვალოთ და ამავე დროს, როგორც ზემოთაც იქნა აღნიშნული, 1-ის ტოლად. $OQ'=\sec O'OQ=\sec \widehat{O'Q}$. ზემო ფარდობა ასე გადაიწერება:

$$\frac{Qs''}{Q's'}=\frac{1}{\sec \widehat{O'Q}}$$

ანუ

$$Qs''=Q's'\cdot\cos\widehat{O'Q}. \qquad (2)$$

ახლა S ვარსკვლავის ეკვატორული კოორდინატები, როგორც ყოველთვის, აღვნიშნოთ $\alpha$ და $\delta$ ასოებით, ფოტოფირფიტის ოპტიკური ცენტრის ეკვატორული კოორდინატები — $A$ და $D$ ასოებით, ხოლო მისი პოლარული მანძილი $(90^\circ - D) - P$ ასოთი. ადვილად შევნიშნავთ, რომ $SPO'$ კუთხე წარმოადგენს ვარსკვლავისა და ფირფიტის ოპტიკური ცენტრის პირდაპირ აღვლენათა სხვაობას: $\alpha - A$. უკანასკნელი ერთ-ერთი კუთხეა $SPQ$ სფერულ სამკუთხედში. ამ სამკუთხედის გვერდები $PS$ და $PQ$ ვარსკვლავისა და $Q$-წერტილის პოლარულ მანძილებს წარმოადგენენ. აღვნიშნოთ ისინი $p$ და $q$ ასოებით შესაბამისად.

სფერული ტრიგონომეტრიის ცნობილი ფორმულების საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ.

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} QS &= \sin q\cdot\operatorname{tg}(\alpha - A),\\ \operatorname{tg} q &= \operatorname{tg} p\cdot\cos(\alpha - A). \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

მაგრამ, იმასთან დაკავშირებით, რომ $OQ$ 1-ის ტოლად ჩავთვალეთ, $\operatorname{tg} QS$ შეგვიძლია მივიღოთ $Qs''$-მონაკვეთად და (3)-ის პირველი ფორმულა ასე გადავწეროთ:

$$Qs''=\sin q\cdot\operatorname{tg}(\alpha - A),$$

ხოლო (2)-ის საფუძველზე:

$$Q's'\cdot\cos\widehat{O'Q}=\sin q\cdot\operatorname{tg}(\alpha - A). \qquad (4)$$

ახლა გავიხსენოთ, რომ $Q's'=X$, შევნიშნოთ, რომ $O'Q=P-q$ და ამის გამო (4) ასე გადავწეროთ:

$$X=\frac{\sin q\cdot\operatorname{tg}(\alpha - A)}{\cos(P-q)}. \qquad (5)$$

$Y$-თვის შეგვიძლია უშუალოდ დავწეროთ:

$$Y=\operatorname{tg}(P-q), \qquad (5')$$

რაც პირდაპირ ჩანს ნახაზზე, სადაც $O'Q'$-მონაკვეთი $O'Q$-რკალის ტანგენსს შეადგენს.

ახლა $p$ და $P$-ს ნაცვლად მათი ტოლი სიდიდეები შევიტანოთ: $(90^\circ - \delta)$ და $(90^\circ - D)$, შესაბამისად. ამასთანავე გამოვრიცხოთ დამხმარე $q$ სიდიდე.

ეს მანიპულაცია შემდგომი გარდაქმნების გზით სრულდება.

(5) და (5′) ასე გადაიწერება:

$$X=\frac{\sin q\operatorname{tg}(\alpha - A)}{\cos P\cos q+\sin P\sin q}=\frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)}{\dfrac{\cos P}{\operatorname{tg} q}+\sin P}=\frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)\operatorname{tg} q}{\cos P+\sin P\operatorname{tg} q}.$$

$$Y=\frac{\operatorname{tg} P-\operatorname{tg} q}{1+\operatorname{tg} P\operatorname{tg} q}=\frac{\operatorname{tg}(90-D)-\operatorname{tg} q}{1+\operatorname{tg}(90-D)\operatorname{tg} q}=\frac{\operatorname{cotg} D-\operatorname{tg} q}{1+\operatorname{cotg} D\operatorname{tg} q}=$$

$$=\frac{\dfrac{\cos D}{\sin D}-\operatorname{tg} q}{1+\dfrac{\cos D}{\sin D}\operatorname{tg} q}=\frac{\cos D-\operatorname{tg} q\sin D}{\sin D+\cos D\operatorname{tg} q}.$$

ამის შემდგომ:

$$Y \sin D + Y \cos D \operatorname{tg} q = \cos D - \sin D \operatorname{tg} q,$$

$$\operatorname{tg} q\,(Y \cos D + \sin D) = \cos D - Y \sin D,$$

$$\operatorname{tg} q = \frac{\cos D - Y \sin D}{Y \cos D + \sin D}; \qquad (5'')$$

$$X = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)\,\dfrac{\cos D - Y \sin D}{Y \cos D + \sin D}}{\cos P + \sin P\,\dfrac{\cos D - Y \sin D}{Y \cos D + \sin D}} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)\,\dfrac{\cos D - Y \sin D}{Y \cos D + \sin D}}{\sin D + \cos D\,\dfrac{\cos D - Y \sin D}{Y \cos D + \sin D}} =$$

$$= \frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)(\cos D - Y \sin D)}{Y \cos D \sin D + \sin^2 D + \cos^2 D - Y \sin D \cos D} =$$

$$= \frac{\operatorname{tg}(\alpha - A)\,(\cos D - Y \sin D)}{\sin^2 D + \cos^2 D};$$

$$X = \operatorname{tg}(\alpha - A)\,(\cos D - Y \sin D). \qquad (5''')$$

ახლა მივუბრუნდეთ (3)-ის მეორე განტოლებას და ასე გადავწეროთ იგი:

$$\operatorname{tg} q = \operatorname{cotg} \delta \cos(\alpha - A),$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\cos(\alpha - A)}{\operatorname{tg} q}.$$

(5″) -ის გამოყენება მოგვცემს:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{Y \cos D + \sin D}{\cos D - Y \sin D} \cdot \cos(\alpha - A).$$

ამნაირად, ფორმულები, რომლებიც ამყარებენ დამოკიდებულებას იდეალურსა (ტანგენსურს) და ეკვატორულ კოორდინატებს შორის, ასე დაიწერება საბოლოო სახით:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}(\alpha - A) &= \frac{X}{\cos D - Y \sin D}, \\ \operatorname{tg} \delta &= \frac{\sin D + Y \cos D}{\cos D - Y \sin D} \cos(\alpha - A). \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

მათ, უფრო ხშირად კი (3), (5′) და (5‴) ფორმულებს, საიდანაც (6) მიიღება საბოლოო სახით, უწოდებენ ტ ე რ ნ ე რ ი ს ე ულ ფორმულებს, ამ ფორმულების ავტორის (Turner, XIX საუკუნის მეორე ნახევარი) სახელით.

მათი მეშვეობით ადვილად გამოვითვლით ვარსკვლავის პირდაპირ აღვლენასა და დახრილობას (α, δ), თუ გამოთვლილი გვაქვს იდეალური $X$ და $Y$ კოორდინატები, ამასთანავე, — ვიცით ჩვენი ნეგატივის ოპტიკური ცენტრის ეკვატორული $A$ და $D$ კოორდინატები. მაგრამ, ეს უკანასკნელნი, რა თქმა უნდა, ვიცით, რადგანაც ისინი წარმოადგენენ ეკვატორული კოორდინატების იმ მნიშვნელობებს, რომლებზეც დ ა ვ ა ყ ე ნ ე თ ჩვენი ა ს ტ რ ო გ რ ა ფ ი აღებული ფოტოფირფიტის გადაღებისათვის. რაც შეეხება $X$ და $Y$-ს, ისინი გამოითვლებიან (1)-ის მიხედვით.

მაგრამ, ზემოთვე შევნიშნეთ, რომ (1)-ში 4 უცნობთან გვაქვს საქმე: $s$, $\varphi$, $c$ და $c'$. მათი მნიშვნელობების პოვნა აუცილებელი და ადვილია. ლაპარაკია, ცხადია, მათ იმ მნიშვნელობებზე, რომლებიც მ ო ც ე მ უ ლ ნ ე გ ა ტ ი ვ ს ანუ გაზომვების მოცემულ სერიას შეესაბამებიან.

მართლაც, ავარჩიოთ მოცემულ ნეგატივზე ორი ისეთი ვარსკვლავი, რომელთა ეკვატორული კოორდინატები უ კ ვ ე ც ნ ო ბ ი ლ ი ა. ასეთი ვარსკვლავები ყოველთვის მოიპოვება ასტროგრაფზე გადაღებულ ნეგატივზე, რომელიც ცის საკმარისად ფართო უბანს ჰფარავს.

ამ ვარსკვლავებისათვის $X$ და $Y$-ის მნიშვნელობებს გამოვითვლით (6)-ის მეშვეობით. ამის შემდგომ (როცა ორივე ვარსკვლავისათვის ცნობილია, მაშასადამე, $X$ და $Y$) შეგვიძლია დავწეროთ ამავე ვარსკვლავებისათვის (1)-სახის ორი წყვილი განტოლებებისა, ე. ი. 4 განტოლება. იმავე ვარსკვლავებისათვის გავზომავთ $x$ და $y$ კოორდინატებს და ამგვარად ამ 4 განტოლებაში დაგვრჩება მხოლოდ 4 უცნობი: $s$, $\varphi$, $c$ და $c'$.

ოთხი ოთხუცნობიანი განტოლების ამოხსნა მარტივი ამოცანაა და, მაშასადამე, — ჩვენი მიზანიც მიღწეულია.

რადგან გავარკვიეთ $s$, $\varphi$, $c$ და $c'$-ის მნიშვნელობები მოცემული ნეგატივისათვის, დავუბრუნდეთ (1)-სახის განტოლებებს, რომელთაც ახლა დავწერთ გ ა მ ო ს ა კ ვ ლ ე ვ ი ვარსკვლავის მიმართ. ამ განტოლებებში გამოსაკვლევი ვარსკვლავების $x$ და $y$-ის გაზომვის შემდგომ, ახლა მხოლოდ $X$ და $Y$ იქნება უცნობი და მათ მიმართ განტოლებები უბრალოდ ამოიხსნება.

ყურადღება მივაქციოთ იმას, რომ $s$, $\varphi$, $c$ და $c'$-ის გამოთვლილი მნიშვნელობები შეესაბამება მხოლოდ ა ღ ე ბ უ ლ ნეგატივს (გაზომვების მოცემულ სერიას) და ამ ნეგატივისათვის ისინი მ უ დ მ ი ვ ე ბ ი ა. აღწერილი ხერხი „ო თ ხ ი მ უ დ მ ი ვ ა ს ხ ე რ ხ ი ს“ სახელწოდებას ატარებს.

ეს ხერხი არაა მოკლებული ზოგ ისეთ ნაკლოვანებას, რომელიც უარყოფით გავლენას ახდენს გაზომვისა და გამოთვლის სიზუსტეზე. სხვადასხვა დროს, სხვადასხვა ავტორის მიერ წამოყენებული იყო რამდენიმე სხვა მეთოდი, რომლებიც შედეგების მეტ სიზუსტეს უზრუნველყოფენ. მაგრამ, მათ განხილვას აქ ვერ შევუდგებით.

სამაგიეროდ, განვიხილავთ ერთს შედარებით მარტივ, პრაქტიკულ ხერხს, რომელიც ძალზე ხშირად იხმარება და მეტადრე იმ შემთხვევებში, როცა საჭიროა ცალკეული მნათობის (მაგ., ახლად გამოჩენილი კომეტის, მცირე ცთომილის, ახლად ანთებული ვარსკვლავის) მდებარეობის (კოორდინატების) ს წ რ ა ფ ა დ განსაზღვრა, თუნდაც შ ე დ ა რ ე ბ ი თ ნ ა კ ლ ე ბ ი სიზუსტით.

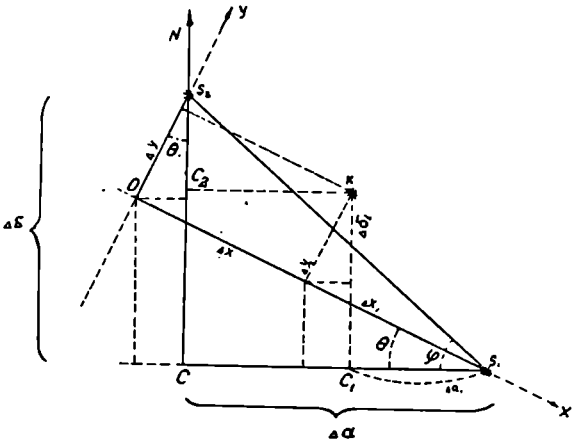
### § 49. მნათობის კოორდინატების განსაზღვრის ინტერპოლაციური მეთოდი

ვთქვათ, 64-ე ნახ.-ზე $k$ წარმოადგენს ასტრონეგატივზე იმ ობიექტის გამონასახს, რომლის მდებარეობის (კოორდინატების) გაზომვა-განსაზღვრა გვაქვს განზრახული. მაშასადამე, ნახაზი უნდა წარმოვიდგინოთ როგორც ნეგატივზე აგებული. $s_1$ და $s_2$ იყოს ორი ისეთი ვარსკვლავის გამონასახი ამავე ნეგატივზე, რომელთა ეკვატორული კოორდინატები ჩვენთვის ცნობილია (მაგალითად, ამოკითხულია რაიმე კატალოგიდან). ეს ვარსკვლავები დ ა ს ა ყ რ დ ე ნ ვარსკვლავებს წარმოადგენენ ჩვენს გაზომვებსა და გამოთვლებში. ახალი ობიექტის $k$ ანუ გამოსაკვლევი ვარსკვლავის კოორდინატები ამ დასაყრდენ ვარსკვლავთა მიმართ უნდა გავზომოთ.

სასურველია, რომ $s_1$ და $s_2$ ისე იყვნენ შერჩეული ნეგატივზე, რომ $s_1 s_2$ მიმართულებამ რაც შეიძლება ახლო გაუაროს $k$-ს.

დასაყრდენ ვარსკვლავთა რიცხვი საკმაოდ დიდია და, როცა მოცემული ნეგატივი შედარებით დიდ უბანს ფარავს, საერთოდ არ წარმოადგენს დიდ სიძნელეს მასზე ვარსკვლავების სასურველად შერჩევა.

$s_1$-ზე გავატაროთ $s_1C$ ცის პარალელი და $s_2$-ზე — $Cs_2N$ ცის მერიდიანი. ავაგოთ ამასთანავე ნეგატივზე სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემა —




ნახ. 64.

$xOy$, რომლის დასაბამის მდებარეობა და ღერძების ორიენტაცია ნებისმიერად შეგვიძლია ავარჩიოთ. ნახაზზე ეს სისტემა წარმოდგენილია $Os_1x$ და $Os_2y$ ღერძებით. ვთქვათ, $x$ ღერძის მიმართულება $\theta$ კუთხეს ქმნის ცის პარალელთან.

ამ სისტემაში $k$, $s_1$ და $s_2$-ის კოორდინატები შესაბამისად იყოს: $x$, $y$, $x_1$, $y_1$ და $x_2$, $y_2$. ნეგატივზე შეგვიძლია გავზომოთ $k$ და $s_1$-ის კოორდინატების სხვაობა: $\Delta x_1$ და $\Delta y_1$. $s_1$ და $s_2$-ის შემაერთებელი ხაზის $s_1s_2$ დახრა ცის პარალელთან აღვნიშნოთ $\varphi$ კუთხით.

$k$-წერტილიდან დავუშვათ მართობები $x$ ღერძზე და ცის პარალელზე. ცის მერიდიანისა და პარალელის ხაზების გადაკვეთის წერტილი აღვნიშნოთ $C$-ასოთი.

ადვილი დასანახია, რომ $s_1C$ მონაკვეთი წარმოადგენს დასაყრდენ ვარსკვლავთა პირდაპირი აღლენების $\Delta\alpha$ სხვაობას. მაშასადამე, ეს სიდიდე ცნობილია ჩვენთვის. ცნობილია აგრეთვე $\Delta\delta$, რომელიც იმავე დასაყრდენი ვარსკვლავების დახრილობათა სხვაობაა და $Cs_2$-მონაკვეთით გამოიხატება.

თუ $s_1$ და $s_2$-ვარსკვლავების ეკვატორულ კოორდინატებს აღვნიშნავთ შესაბამისად $\alpha_1$, $\delta_1$ და $\alpha_2$, $\delta_2$-ით, მაშინ

$$\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1,$$

$$\Delta\delta = \delta_2 - \delta_1.$$

მაგრამ უნდა გვახსოვდეს, რომ პირველი ტოლობა სამართლიანია მხოლოდ იმ შემთხვევისათვის, როცა ვარსკვლავები მდებარეობენ ცის ეკვატორის უშუალო მახლობლობაში. ზოგად შემთხვევაში კი გვექნება:

$$\Delta\alpha=(\alpha_2-\alpha_1)\cos\frac{1}{2}(\delta_1+\delta_2)=\Delta\alpha_0\cos\frac{1}{2}(\delta_1+\delta_2).$$

აქ $\Delta\alpha_0$ ნიშნავს $\alpha_2$ და $\alpha_1$-ის სხვაობას ეკვატორისათვის. $\frac{1}{2}(\delta_1+\delta_2)$ კი $s_1$ და $s_2$-ის შუა წერტილის დახრილობაა. უკანასკნელი ფორმულა არსებითად პირდაპირ აღვლენათა სხვაობის პარალელზე მიყვანას განახორციელებს. cos-ის შემოღების აუცილებლობა მით არის დაპირობებული, რომ დახრილობათა წრეების პოლუსში თავშეყრის გამო, ისინი — რაც უფრო მაღალი დახრილობის მქონე ვარსკვლავებზე გადავდივართ — სულ უფრო მეტად უახლოვდებიან ერთმანეთს და მათ შორის ხაზოვანი მანძილი ნეგატივზე მიღებულ პროექციაზე სულ უფრო და უფრო ნაკლებია. $\Delta\alpha_0$ გამოითვლება როგორც პირდაპირი აღვლენების სხვაობა, მაგრამ გრაფიკულად იგი გაიზომება როგორც ეკვატორის რკალი ანუ ნეგატივზე — როგორც ეკვატორის პროექციის მონაკვეთი. მაგრამ ამავე რკალურ სიდიდეს სადმე, ეკვატორს დაშორებით აღებულ პარალელზე უფრო მცირე ზომის მონაკვეთი შეესაბამება, — იმდენჯერ მცირე, რამდენიც cos δ-ს გამომხატველი რიცხვის შებრუნებული სიდიდეა.

ნახაზზე ვხედავთ, რომ

$$\frac{Cs_2}{Cs_1}=\frac{\Delta\delta}{\Delta\alpha}=\operatorname{tg}\varphi, \tag{7}$$

$$\frac{Os_2}{Os_1}=\frac{\Delta y}{\Delta x}=\operatorname{tg}(\varphi-\theta). \tag{8}$$

ამის გარდა შეგვიძლია დავწეროთ თავისთავად ცხადი გარდაქმნის ფორმულები:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha&=\Delta x\cos\theta-\Delta y\sin\theta,\\ \Delta\delta&=\Delta y\cos\theta+\Delta x\sin\theta.\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

მაგრამ, რადგან $\Delta x$ და $\Delta y$ ხაზოვან ერთეულებშია გაზომილი, ხოლო $\Delta\alpha$ და $\Delta\delta$, ჩვეულებრივ, რკალის ერთეულებით გამოიხატება, ამიტომ უკანასკნელი ორი ტოლობა სამართლიანი იქნება მხოლოდ მაშინ, თუ მათ მარჯვენა მხარეებსაც რკალის ერთეულებით გამოვხატავთ ანუ გავამრავლებთ მათ ნეგატივის მასშტაბის გამომხატველ $s$-მამრავლზე. მაშინ დაიწერება:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha&=(\Delta x\cos\theta-\Delta y\sin\theta)\cdot s,\\ \Delta\delta&=(\Delta y\cos\theta+\Delta x\sin\theta)\cdot s.\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

განვიხილოთ ახლა $s_1$-ისა და $k$-ს პირდაპირ აღვლენათა და დახრილობათა სხვაობა ანუ $s_1C_1=\Delta\alpha_1$ და $C_1k=\Delta\delta_1$, შესაბამისად, და ესენიც სათანადო $x$, $y$-კოორდინატებით გამოვხატოთ იმავე გარდაქმნის ფორმულების გამოყენების საფუძველზე. ამის შედეგად გვექნება:

$$\begin{aligned}\Delta\alpha_1&=(\Delta x_1\cos\theta-\Delta y_1\sin\theta)\cdot s,\\ \Delta\delta_1&=(\Delta y_1\cos\theta+\Delta x_1\sin\theta)\cdot s.\end{aligned} \tag{11}$$

(10) და (11)-დან ადვილად შეგვიძლია გამოვრიცხოთ $s$ და დავწეროთ:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha_1 &= \frac{\Delta x_1 - \Delta y_1 \operatorname{tg}\theta}{\Delta x - \Delta y \operatorname{tg}\theta}\cdot\Delta\alpha,\\ \Delta\delta_1 &= \frac{\Delta y_1 + \Delta x_1 \operatorname{tg}\theta}{\Delta y + \Delta x \operatorname{tg}\theta}\cdot\Delta\delta.\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

(7) და (8)-ს საფუძველზე უბრალოდ მივიღებთ შემდეგს:

$$\operatorname{tg}\theta = \operatorname{tg}[\varphi-(\varphi-\theta)] = \frac{\operatorname{tg}\varphi - \operatorname{tg}(\varphi-\theta)}{1+\operatorname{tg}\varphi\operatorname{tg}(\varphi-\theta)} =$$

$$= \frac{\dfrac{\Delta\delta}{\Delta\alpha} - \dfrac{\Delta y}{\Delta x}}{1+\dfrac{\Delta\delta}{\Delta\alpha}\cdot\dfrac{\Delta y}{\Delta x}} = \frac{\Delta x\,\Delta\delta - \Delta y\,\Delta\alpha}{\Delta x\cdot\Delta\alpha + \Delta y\,\Delta\delta}.$$

$\operatorname{tg}\theta$-ს მიღებული მნიშვნელობა შეგვიძლია შევიტანოთ (12)-ში და უბრალო გარდაქმნების შემდგომ დავწეროთ:

$$\Delta\alpha_1 = \frac{\Delta x\,\Delta\alpha + \Delta y\,\Delta\delta}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}\cdot\Delta x_1 - \frac{\Delta x\cdot\Delta\delta - \Delta y\,\Delta\alpha}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}\,\Delta y_1,$$

$$\Delta\delta_1 = \frac{\Delta x\cdot\Delta\delta - \Delta y\,\Delta\alpha}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}\cdot\Delta x_1 + \frac{\Delta x\cdot\Delta\alpha + \Delta y\,\Delta\delta}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}\cdot\Delta y_1.$$

ანუ

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha_1 &= A\cdot\Delta x_1 - B\Delta y_1,\\ \Delta\delta_1 &= B\Delta x_1 + A\Delta y_1,\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

სადაც

$$A = \frac{\Delta x\,\Delta\alpha + \Delta y\,\Delta\delta}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}, \qquad B = \frac{\Delta x\,\Delta\delta - \Delta y\,\Delta\alpha}{(\Delta x)^2+(\Delta y)^2}. \tag{14}$$

(13) და (14) წყვეტს ჩვენს ამოცანას: $A$ და $B$ გამოითვლება საზომ იარაღზე გაზომილი $\Delta x$, $\Delta y$ და, აგრეთვე, ცნობილი $\Delta\alpha$ და $\Delta\delta$-სიდიდეების საფუძველზე. ხოლო $A$ და $B$-ს და სხვა გაზომილი სიდიდეების ($\Delta x_1$, $\Delta y_1$) საფუძველზე გამოითვლება $\Delta\alpha_1$ და $\Delta\delta_1$.

მაგრამ მას შემდგომ, რაც ცნობილია ეს ორი უკანასკნელი, $k$-წერტილის ეკვატორული კოორდინატები $\alpha_k$ და $\delta_k$ უშუალოდ დაიწერება:

$$\left.\begin{aligned}\alpha_k &= \alpha_1 + \frac{\Delta\alpha_1}{15}\cdot sec\,\frac{\delta_1+\delta_2}{2},\\ \delta_k &= \delta_1 + \Delta\delta_1.\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

აქ $sec\,\dfrac{\delta_1+\delta_2}{2}$ მამრავლის შემოღება კვლავ პ ა რ ა ლ ე ლ ზ ე მიყვანას ნიშნავს, ხოლო $\dfrac{1}{15}$ მამრავლის მეშვეობით გრადუსებში გამოხატული სიდიდე საათებში გადაგვყავს (გაზომვის შედეგები გვაძლევს რკალის ერთეულებში გამოხატულ სიდიდეებს, ხოლო პირდაპირ აღვლენას დროის ერთეულებში ითვლიან).

შეგვიძლია $k$ ობიექტი $s_2$ ვარსკვლავს შევადაროთ და (11)-ის ანალოგიურად დავწეროთ:

$$\Delta\alpha_2 = (\Delta x_2 \cos\theta - \Delta y_2 \sin\theta)\cdot s,$$
$$\Delta\delta_2 = (\Delta y_2 \cos\theta + \Delta x_2 \sin\theta)\cdot s.$$

თუ უკანასკნელ ტოლობებზე ისეთსავე გარდაქმნებს შევასრულებთ, როგორიც (11)-ზე იყო, მივიღებთ (13)-ის ანალოგიურად:

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha_2 &= A\,\Delta x_2 - B\,\Delta y_2,\\ \Delta\delta_2 &= B\,\Delta x_2 + A\,\Delta y_2,\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

სადაც $A$ და $B$-ს იგივე მნიშვნელობა აქვს, რაც (14)-ში.

საბოლოოდ, $k$-ობიექტის მდებარეობის გამოსათვლელად (15)-ის ანალოგიური ფორმულები გვექნება:

$$\left.\begin{aligned}\alpha_k &= \alpha_2 - \frac{\Delta\alpha_2}{15}\,sec\,\frac{\delta_1+\delta_2}{2},\\ \delta_k &= \delta_2 - \Delta\delta_2.\end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

ადვილი გასაგები უნდა იყოს ის, თუ რატომ გამოიცვალა ნიშანი (17)-ში მარჯვენა მხარეების მეორე წევრებმა (15)-თან შედარებით.

თავისთავად ცხადია, რომ

$$\left.\begin{aligned}\Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2 &= \Delta\alpha,\\ \Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 &= \Delta\delta.\end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

შეგვიძლია გამოთვლებში (15)-ფორმულით შემოვიფარგლოთ ან, ამა თუ იმ მიზეზებით (17)-ით ვისარგებლოთ. შეგვიძლია, მეტი სიზუსტისათვის, ორივე სისტემით ვისარგებლოთ, გამოსაკვლევი ობიექტის კოორდინატებისათვის ორ-ორი მნიშვნელობა მივიღოთ და მერე საშუალო გამოვიყვანოთ.

ყოველ შემთხვევაში (18)-ტოლობანი გამოთვლების კონტროლის კარგი საშუალებაა. თუ $\Delta\alpha_1$ და $\Delta\alpha_2$ ცალ-ცალკე (და $\Delta\delta_1$ და $\Delta\delta_2$ — მეორე მხრივ) სწორად გამოვითვალეთ, მაშინ მათი ჯამის $\Delta\alpha$ (და $\Delta\delta$) მნიშვნელობა უნდა დაემთხვეს იმას, რაც პირდაპირ მიიღება ორი დასაყრდენი ვარსკვლავის კოორდინატთა მნიშვნელობების სხვაობათა აღებით.

აქ აღწერილი ინტერპოლაციური მეთოდი, თუმცა გადმოსაცემად გრძელი აღმოჩნდა, სახმარებლად მოხერხებული და იოლია. ნეგატივზე გაიზომება მხოლოდ $\Delta x$, $\Delta y$, $\Delta x_1$, $\Delta y_1$ და $\Delta x_2$, $\Delta y_2$ და გამოთვლები ჩატარდება (14), (13), (15), (16) და (17) ფორმულებით.

როცა დიდ სიზუსტეს არ მივდევთ და ობიექტის კოორდინატები სახელდახელოდ გასაზომია, შეგვიძლია არც ვიხმაროთ საზომი იარაღი და გაზომვები ვარსკვლავიერ რუკაზე ჩავატაროთ. საამისოდ გამოგვადგება, მაგალითად, ასტრონომიულ ობსერვატორიებში ნიადაგსახმარი, სამაგიდო, ე. წ. ბონის რუკები. სამუშაო რუკაზე ფრთხილად, უბრალო რბილი ფანქრით აღვნიშნავთ ობიექტის მდებარეობას რაიმე ორი, იმავე რუკაზე შერჩეული საყრდენი ვარსკვლავის მიმართ. ამათი შერჩევა და ობიექტის აღნიშვნაც ანუ, როგორც ამბობენ, „გადატანა“ რუკაზე უნდა ხდებოდეს, ცხადია, ნეგატივის შედარებით (ანუ გაიგივების) რუკასთან. $\Delta x$, $\Delta y$-გაზომვების შესრულება ხდება სახაზავის გამოყენებით.

## § 60. ASTROFOTOGRAFIIS ISTORIIDAN

ფოტოგრაფიის აღმოჩენა მეცხრამეტე საუკუნის ოცდაათიან წლებში მოხდა. მხოლოდ 5—10 წლით ამაზე გვიან მიიღეს მზისა და მთვარის ისეთი ფოტოგრაფიები, რომლებზეც საკმარისად კარგად გაირჩეოდა ზედაპირის აგებულების დეტალები.

1860 წელს მზის დაბნელების იმდენად კარგი ხარისხის ფოტოგრაფია იქნა მიღებული, რომ იგი ჩაითვლებოდა მზის კორონის არსებობის სარწმუნო დამტკიცებად.

ასტრონომიაში ფოტოგრაფიის გამოყენების საქმის განვითარებას ხელს უწყობდა არა მარტო თვით ფოტოგრაფირებისა და ფოტოფირფიტების დამუშავების პროცესთა თანმიმდევრული სრულქმნა, არამედ, ბუნებრივია, ტელესკოპების ოპტიკისა და მექანიკის გაუმჯობესებაც, სახელდობრ, აქრომატული ობიექტივების დამზადება, საათის მექანიზმის უკეთესი სვლის მიღწევა, კონსტრუქციაში შეტანილი სიახლენი და სხვ.

XIX საუკუნის უკანასკნელ ორ-სამ ათეულ წლებში ისეთი რთული მოვლენების ფოტოგრაფიული შესწავლა დაიწყეს, როგორიცაა ვენერას გავლა მზის დისკოზე (1874 წელს პულკოვოს ობსერვატორიის ექსპედიციაში), კომეტების ფორმები, დიფუზური ნისლეულები.

დაბოლოს დაიწყო ვარსკვლავთ ვრცელი ფოტოგრაფიული კატალოგების შედგენაც. ჩვენი საუკუნის დასაწყისისათვის გამოქვეყნდა მე-10 ვარსკვლავიერ სიდიდეზე უფრო კაშკაშა 400.000 ვარსკვლავის მდებარეობათა ფოტოგრაფიული კატალოგი.

ამასობაში თანდათანობით აშკარა ხდებოდა ფოტოგრაფიული დაკვირვების უპირატესობები ვიზუალური დაკვირვების წინაშე. ეს თავისთავად იძლეოდა სტიმულს ასტროფოტოგრაფიის შემდგომი განვითარებისათვის.

ფოტოგრაფიის გამოყენებამ ასტრომეტრიული, ფოტომეტრიული, სპექტრული და სხვა მიზნებით, რაც 60—70 წლის წინათ უცხოეთის ზოგ ობსერვატორიაში და აგრეთვე პულკოვოს და მოსკოვის ობსერვატორიებში ხორციელდებოდა (ამ ორ უკანასკნელში თ. ბ რ ე დ ი ხ ი ნ ი ს, ა. ბ ე ლ ო პ ო ლ ს კ ი ს, ს. კ ო ს ტ ი ნ ს კ ი ს, გ. ტ ი ხ ო ვ ი ს, ვ. ც ე რ ა ს კ ი ს ა და პ. შ ტ ე რ ნ ბ ე რ გ ი ს თაოსნობით), ახალ, შეუდარებლად მაღალ დონეზე დააყენა ასტროფოტოგრაფია.

ფოტოგრაფიის მოხმარებამ ა ს ტ რ ო მ ე ტ რ ი ა ში, სადაც პრეციზიული ანუ განსაკუთრებულად მაღალი სიზუსტის განსაზღვრები ხდება, ახალი თავი გადაშალა ასტროფოტოგრაფიაში. ფოტოგრაფიულ ასტრომეტრიას დიდი გამოყენება აქვს ვარსკვლავთ ასტრონომიაში, კერძოდ, ვარსკვლავთ პარალაქსებისა და ვარსკვლავთ საკუთარ მოძრაობათა განსაზღვრის დარგში, ჯერად სისტემებში კომპონენტებს შორის კუთხოვანი მანძილების გაზომვის საქმეში და სხვ.

ცვალებადი ვარსკვლავების აღმოჩენა და მათი სიკაშკაშისა და ფერის ცვალებადობის შესწავლა, მცირე ცთომილების აღმოჩენა და მათ მდებარეობათა განსაზღვრა, მთვარის ფიგურის გამოკვლევა, მზის აგებულება და ვარსკვლავის სხივის გადახრა მზის გრავიტაციულ ველში (ე. წ. აინშტაინისეული ეფექტი), კომეტის კუდის აგებულების ცვლილებები და გალაქტიკური თუ გარეგალაქტიკური ნისლეულების აგებულება — აი ის მრავალნაირი ამოცანები, რომლებიც ბევრ სხვა, აქ ჩამოუთვლელ ამოცანებთან ერთად, დღევანდელი ასტროფოტოგრაფიული დაკვირვებისა და კვლევის ობიექტებს შეადგენს.

# მეორე ნაწილი

# ასტროფოტომეტრია

## III თავი

## ვიზუალური ასტროფოტომეტრია

### § 51. ასტროფოტომეტრიის საგანი

ცის სხეულთა თვისებები და ბუნება გამოიკვლევა მათი გამოსხივების ანუ მათგან ჩვენამდე მოღწეული სხივების ანალიზით. ეს ანალიზი შეიძლება იყოს მარტივი ან რთული და უნდა წარმოებდეს უბრალო თვალით დაკვირვების ან ტელესკოპში ჰვრეტის საფუძველზე. ისიც შეიძლება, რომ ტელესკოპთან ერთად სხვა ხელსაწყოც იქნეს გამოყენებული: სპექტროსკოპი, ფოტომეტრი და სხვ. ანალიზი უნდა ემყარებოდეს არა უშუალოდ სხივის განხილვას, არამედ მის მოქმედებას ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე, ე. ი. — მის ფოტოგრაფიულ ან კიდევ რაიმე სხვა ეფექტს, მაგალითად — ფოტოელექტრულს (იხ. ქვემოთ) და სხვ. მაგრამ ყველა შემთხვევაში სხივის ანალიზით მივაღწევთ შემდეგი სამი გვარის ამოცანის გადაწყვეტას: 1) მნათობის მდებარეობისა და მოძრაობის განსაზღვრას (იმ მიმართულების დადგენით, რა მიმართულებითაც სხივი მოდის), 2) მნათობის გამოსხივების ინტენსივობის გაზომვას, 3) მისი გამოსხივების ბუნების (სპექტრული შედგენილობის, პოლარიზაციულ-მაგნიტური თვისებების და სხვ.) გამოკვლევას.

ისტორიულად ყველაზე ადრე პირველი გვარის დაკვირვებები დაიწყო. მეორე გვარის დაკვირვებებიც ძველი დროიდანვე მოდის (რა თქმა უნდა, თუ მარტივ დაკვირვებებსაც ვიგულისხმებთ). გამოსხივების ბუნების გამოკვლევას კი მხოლოდ XIX საუკუნეში შეუდგნენ.

ამ თავში საუბარი გვექნება მეორე გვარის ამოცანაზე: — მნათობის სხივის ინტენსივობის შესწავლაზე. ეს ასტროფოტომეტრიის საგანს შეადგენს.

ასტროფოტომეტრია ნიშნავს ფოტომეტრიის გამოყენებას ასტრონომიაში. ხოლო ფოტომეტრია ფიზიკური მეცნიერების ის დარგია, რომელიც შეისწავლის გამოსხივების ინტენსივობის გაზომვის ხერხებს. ტერმინი „ფოტომეტრია“ წარმოსდგა ბერძნული სიტყვიდან φωτός, რაც „სინათლეს“ ნიშნავს, მაგრამ ახლა სიტყვას — სინათლე უფრო ზოგადი მნიშვნელობა მიეკუთვნება, სახელდობრ, „გამოსხივებისა“ და ფოტომეტრიაც განიხილავს საერთოდ გამოსხივებას, როგორც ხილულს (რასაც თვალით აღვიქვამთ), ისე თვალით უხილავს (ულტრაიისფერს, ინფრაწითელს).

ფოტომეტრია განიხილავს ამა თუ იმ სინათლის წყაროს გამოსხივების ინტენსივობას იმის მიუხედავად, თუ როგორია სინათლის სპექტრული შედგენი-

ლობა. გამოსხივების შესწავლა სპექტრთან კავშირში სხვა დარგის, სახელდობრ, სპექტროფოტომეტრიის საგანს შეადგენს. მაგრამ ამის შესახებ თავის დროზე ცალკე გვექნება საუბარი.

ახლა შეგვიძლია უფრო ზუსტად განვსაზღვროთ ასტროფოტომეტრიის საგანი.

ასტროფოტომეტრიის საგანს შეადგენს ცის სხეულების იმ გამოსხივების რაოდენობრივი ანალიზი, რომელიც მოაღწევს ჩვენამდე ანუ დამკვირვებლამდე. უფრო მარტივად: ასტროფოტომეტრია ცის სხეულების სიკაშკაშის შესწავლა-გაზომვის ხერხებს გამოიმუშავებს.

ცის სხეულების სიკაშკაშის გაზომვა და გამოკვლევა საინტერესო და მნიშვნელოვანია მით, რომ მისი მეშვეობით მოვიპოვებთ მრავალნაირ ასტროფიზიკურ ცნობას ვარსკვლავთა და ცის სხვა სხეულთა შესახებ.

ასე, მაგალითად, როგორც კი გავზომავთ ვარსკვლავის ხილულ სიკაშკაშეს და დავუკავშირებთ ამას იმავე ვარსკვლავის ცნობილ მანძილს, გავარკვევთ მის ჭეშმარიტ ნათობას, რაც კავშირშია ბევრ სხვა ასტროფიზიკურ მახასიათებელთან და, პირიქით, — სიკაშკაშის ცოდნა სხვა მახასიათებლებთან ერთად ხშირად საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ მანძილები ისეთ შორეულ ვარსკვლავებამდე (ან მათ სისტემებამდე), რომელთა დაშორებას ვერ გავზომავდით ჩვეულებრივი (ტრიგონომეტრიული) ხერხებით.

ვარსკვლავთ ჭეშმარიტი სიკაშკაშის ცოდნა გვიადვილებს მათი ევოლუციის შესწავლას.

ცვალებადი ვარსკვლავების სიკაშკაშის ცვალებადობის შესწავლას მივყავართ მათი ცვალებადობის მიზეზების გამორკვევამდე და ვარსკვლავთ ევოლუციის რთული ფიზიკური პროცესების შესწავლამდე; ხოლო იმ შემთხვევაში, როცა ცვალებადობა ვარსკვლავთ ჯერადობითაა გამოწვეული, — ორჯერად ვარსკვლავთა შეფარდებითი სიდიდეების, ფორმის, ორბიტის და, ზოგ შემთხვევაში, მასის, სიმკვრივის და ჭეშმარიტი სიდიდის განსაზღვრამდე, რაც ფოტომეტრიის გარეშე საერთოდ თითქმის შეუძლებელია.

ვარსკვლავების ხილულ სიკაშკაშეთა სტატისტიკური ანალიზი აზუსტებს ჩვენს წარმოდგენებს სამყაროს აგებულებაზე.

მზის დისკოზე სიკაშკაშის განაწილების შესწავლა მზის ატმოსფეროს თვისებებს ახასიათებს. ხოლო ცთომილებისა და მათი თანამგზავრების, მცირე ცთომილებისა და კომეტების ფოტომეტრია საშუალებას გვაძლევს გამოვარკვიოთ მათი ზედაპირის აგებულება, ღერძის გარს ბრუნვის პერიოდი, შევაფასოთ სიდიდე, მასა, გამოვიკვლიოთ კომეტების ნათების მექანიზმი და სხვ.

დაბოლოს, თუ შევისწავლით ცის მნათობთა სიკაშკაშის ცვალებადობას ჩვენი ჰორიზონტიდან მათი სიმაღლის ცვლასთან კავშირში, ანუ მათი სხივების მიერ დედამიწის ატმოსფეროში განვლილ გზასთან დაკავშირებით, მეტი სისრულით გამოვიცნობთ დედამიწის ატმოსფეროს აგებულებას.

აქ მხოლოდ ნაწილი ჩამოვთვალეთ იმ საკითხებისა, რომელთა გამოკვლევაში გამოყენება აქვს ფოტომეტრიას და ასტროფოტომეტრიას, და მაინც კმარა ეს იმისათვის, რომ დავრწმუნდეთ, თუ ასტრონომიის რა რიგ მნიშვნელოვანი დარგია ასტროფოტომეტრია, მით უფრო, რომ ჩამოთვლილ საკითხთა უმრავლესობის მიმართ ასტროფოტომეტრიული მეთოდი დღემდე გამოკვლევის თითქმის ერთადერთი მეთოდია.

აქვე აღსანიშნავია, რომ ამავე დროს ასტროფოტომეტრია — პ რ ი ნ ც ი პ უ ლ ა დ — ასტროფიზიკური კვლევის უ მ ა რ ტ ი ვ ე ს მეთოდს წარმოადგენს.

გამოარჩევენ ასტროფოტომეტრიის ორ მხარეს: თეორიულს და პრაქტიკულს. პირველი შეეხება ცის სხეულების ნათების კანონებს, სინათლის არეკვლის თეორიებს, არეკვლის კავშირს სხვადასხვა პირობებთან, ამ კავშირის ინტერპრეტაციას და სხვ. მეორე განიხილავს ცის სხეულების ხილული სიკაშკაშის გაზომვის პრაქტიკულ ხერხებს.

გამოსაყენებელი ხერხებისა (მეთოდების) და გამოსხივების „მიმღები" აპარატურის მიხედვით ასტროფოტომეტრია შეგვიძლია დავყოთ შემდეგ ნაწილებად:

ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი ფოტომეტრია, რომელიც მნათობის ინტენსივობის დაშკვირვებლის თ ვ ა ლ ი თ შეფასების ხერხებს გვასწავლის;

ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი ფოტომეტრია, რომელშიც მნათობის სიკაშკაშის შეფასება ემყარება მნათობის მიერ ფოტოემულსიაზე შექმნილი გამონასახის სიშავის გაზომვას;

ფ ო ტ ო ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ ი ფოტომეტრია, რომელშიც გამოყენებულია ფოტოელემენტი ანუ ხელსაწყო, სადაც გამოსხივების ზემოქმედებით ელექტრონების გამოყოფას ანუ ელექტროდენის წარმოშობას აქვს ადგილი;

რ ა დ ი ო მ ე ტ რ ი ა, სადაც გამოსხივების ინტენსივობას მის მიერ აღძრული სითბოს ან თერმოდენის გაზომვით განსაზღვრავენ.

შესასწავლი ობიექტების გამონასახის ხასიათის მიხედვით ასტროფოტომეტრიას ორ ნაწილად ყოფენ:

წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ ი ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა, რომლის გამოკვლევის ობიექტებია ვარსკვლავები და სხვა ისეთი მნათობები, რომელთაც არა აქვთ ფორმა და თვალისათვის მნათ წ ე რ ტ ი ლ ს, ხოლო ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე (ნეგატივზე) დიფრაქციულ გამონასახს წარმოადგენენ;

ზ ე დ ა პ ი რ უ ლ ი ანუ ფ ა რ თ ო ვ ა ნ ი ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა, რომელიც განიხილავს გარკვეული ფორმის ან განფენილობის მქონე ობიექტებს (მზეს, მთვარეს, კომეტებს, ნისლეულებს) და, მაშასადამე, გაზომავს მათი ზედაპირის ცალკეული უბნების სიკაშკაშეს.

ცხადია, რომ ერთი და იგივე ობიექტი (მაგალითად, ცთომილები, მათი თანამგზავრები) ერთ შემთხვევაში წერტილოვანი ფოტომეტრიის, ხოლო მეორეში ზედაპირული ფოტომეტრიის საგანი შეიძლება იყოს იმის მიხედვით, თუ როგორი გარჩევის უნარის მქონე ოპტიკურ სისტემასთან გვაქვს საქმე, ე. ი. როგორ გ ა მ ო ა ჩ ე ნ ს მოცემული ტელესკოპი ობიექტს, — როგორც მხოლოდ მნათ წერტილოვან ობიექტს, თუ გამოავლენს მის ფორმას, სიდიდეს და სხვ.

ამასთანავე დასაშვებია ისეთი შემთხვევაც, როცა თავისთავად წერტილოვანი ობიექტისათვის (ვარსკვლავისათვის) მიიღება გარეფოკალური ფოტოგრაფია, რაც მისი ფართოვანი გამონასახის შექმნას ნიშნავს და მის შესასწავლად იხმარება ზედაპირული ფოტომეტრიის მეთოდები.

მაშასადამე, ერთი და იგივე ობიექტი (ვარსკვლავი, ცთომილი) შეისწავლება როგორც წერტილოვანი, ისე ფართოვანი (ზედაპირული) ფოტომეტრიის მეთოდებით.

რამდენადაც ასტროფოტომეტრიული გამოკვლევის ობიექტების უმრავლესობა ვარსკვლავებია, ამიტომ წერტილოვანი ფოტომეტრიის მეთოდები უფრო ფართოდ და ხშირად გამოიყენება ასტრონომიაში.

ასტროფოტომეტრიას კიდევ სხვაგვარად ჰყოფენ ორ ნაწილად: დ ი ფ ე რ ე ნ ც ი უ ლ ი ანუ შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ ი ასტროფოტომეტრია და ა ბ ს ო-

ლ უ ტ უ რ ი ასტროფოტომეტრია. პირველში ორი ობიექტის მიერ გამოსხივების ინტენსივობათა ფარდობას არკვევენ და შეისწავლიან. მეორეში ინტენსივობის გაზომვის შედეგს ე რ თ ე უ ლ თ ა რ ა ღ ა ც გ ა რ კ ვ ე უ ლ ს ი ს ტ ე მ ა შ ი გამოხატავენ.

## § 52. ასტროფოტომეტრიის ისტორია და ვარსკვლავთ ფოტომეტრიული კატალოგების მოკლე მიმოხილვა

ასტროფოტომეტრია ასტრონომიის უძველესი დარგია. ეს გასაგებიც არის: ვარსკვლავთა სიკაშკაშის შეფასება უბრალო თვალითაც შეიძლება, ყოველგვარი ხელსაწყოს და ოპტიკის გარეშე. სწორედ ასეთი შეფასებით დაუწყიათ ძველი დროის ასტრონომებს ასტროფოტომეტრიული გამოკვლევები. ასტროფოტომეტრია ხელსაწყოთა გამოყენებით ანუ ინსტრუმენტული ასტროფოტომეტრია უფრო ახალ პერიოდს ეკუთვნის. რა თქმა უნდა, რომ ასეთი ასტროფოტომეტრია საგნის უფრო დეტალურსა და ზუსტ გამოკვლევას უზრუნველყოფს.

სულ პირველი ასტროფოტომეტრიული შეფასება-გამოკვლევები, რომელთაც გარკვეული მეცნიერული ღირებულება ჰქონია, ეკუთვნის ჩვენი წელთაღრიცხვის II საუკუნეს — პ ტ ო ლ ო მ ე ს დროს და შეიძლება კიდეც, ნაწილობრივ — II საუკუნეს ჩვენს წელთაღრიცხვამდე ჰ ი პ ა რ ქ ი ს დროს. ასტროფოტომეტრიის ზუსტი მეთოდები (ინსტრუმენტული ასტროფოტომეტრია, ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია, მეტადრე — ელექტროფოტომეტრია) განვითარდა მიმდინარე საუკუნეში, როცა ზუსტი ფოტომეტრიული ცნობების მოპოვების საჭიროება წამოიჭრა და, როცა ფიზიკისა და ტექნიკის განვითარებამაც მისცა ასტრონომებს საამისო შესაძლებლობა.

ვარსკვლავთ შეფარდებითი სიკაშკაშის შეფასების უძველეს შედეგებს ვხვდებით ცნობილს პტოლომესეულ ასტრონომიულ თხზულებაში — „ა ლ მ ა გ ე ს ტ ში“ (138 წ. ჩვენი წელთაღრიცხვით). იგი მოიცავს ათასზე მეტი ვარსკვლავის სიკაშკაშის შეფასებას. ყველა ეს ვარსკვლავი დაყოფილია სიკაშკაშის მიხედვით ექვს ჯგუფად. სიკაშკაშის განმსაზღვრავ ზომად მიღებულია „ვარსკვლავიერი სიდიდე“, თუმცა უკანასკნელის მნიშვნელობა არაა განმარტებული თხზულებაში, მაგრამ ახლა მიაჩნიათ, რომ ამ ტერმინის შემოღება, ისევე როგორც სიკაშკაშის შეფასება და სათანადო დაკვირვებათა წარმოება, ეკუთვნის ჰ ი პ ა რ ქ ს (150 წ. ჩვენს წელთაღრიცხვამდე), პ ტ ო ლ ო მ ე მ კი თავი მოუყარა „ალმაგესტში“ ჰ ი პ ა რ ქ ი ს შედეგებს.

ქრონოლოგიურად მეორე ასტრონომიული კატალოგი შეადგინა სპარსელმა ა ლ ს უ ფ ი მ (X საუკუნე). მან შეამოწმა ჰიპარქ-პტოლომესეული შეფასებანი საკუთარი დაკვირვებებით და მთელი ასეულით გაზარდა კატალოგში ვარსკვლავთა რაოდენობა.

ალსუფისეული კატალოგი XIX საუკუნის დამლევს პეტროგრადის აკადემიამ გამოსცა, ფრანგულად თარგმნილი. ლენინგრადის საჯარო ბიბლიოთეკაში ინახება ამ კატალოგის ხ ე ლ ნ ა წ ე რ ი ს (დედნის) პირი.

შემდგომი კატალოგი ეკუთვნის ცნობილ სამარყანდელ ასტრონომს უ ლ უ გ ბ ე კ ს (XV საუკ.).

ტ ი ხ ო-ბ რ ა ჰ ე ს (Tycho Brahe) კატალოგში, რომელიც რვაასამდე ვარსკვლავს მოიცავდა, შემოიღეს ისეთი ახალი აღნიშვნები, რომლებიც იძლეოდნენ ვარსკვლავთ სიკაშკაშეების უფრო მეტი დიფერენციაციის შესაძლებლობას.

ბ ა ი ე რ ი ს (Bayer) კატალოგი (XVII საუკ.) საგულისხმოა მით, რომ მასში პირველად იქნა შემოღებული ვარსკვლავთა აღნიშვნები ბერძნული და ლათინური ასოებით, რამაც დღემდე მოაღწია. თუმცა ასოების მიმდევრობა არ ეთანადება ვარსკვლავიერი სიდიდეების მიმდევრობას (მხოლოდ ბერძნული ანბანის პირველი ასო „ალფა" აღნიშნავს ყველაზე უფრო მეტად კაშკაშა ვარსკვლავს აღებულ თანავარსკვლავედში) და ეს ამცირებს ამ კატალოგის ფოტომეტრიულ მნიშვნელობას.

პირველი დიდი ვარსკვლავთ კატალოგი, რომელიც ტელესკოპით წარმოებულ დაკვირვებას ემყარება, გამოაქვეყნა ფ ლ ე მ ს ტ ი დ მ ა (Flamsteed) ინგლისში, 1725 წელს. იგი მოიცავს სამ ათასამდე ვარსკვლავს და მათ შორის ისეთებსაც, რომლებიც უბრალო თვალით არ ჩანს — მეშვიდე ვარსკვლავიერ სიდიდემდე. მასშიც მოცემულია აღნიშვნები ვარსკვლავთა შუალედი სიდიდეებისათვის.

XIX საუკუნის შუა წლებში გამოქვეყნდა მანამდე არსებულ კატალოგებზე ყველაზე უფრო მეტად სრული და დიდად მნიშვნელოვანი კატალოგი — ე. წ. ბ ო ნ ი ს მ ი მ ო ხ ი ლ ვ ა (Bonner Durchmusterung), რომელსაც ახლავს საკმარისად დიდი მასშტაბის ვარსკვლავიერი რუკები ეკვატორული კოორდინატების ბადით. ეს დიდი სამუშაო ბონის ობსერვატორიაში (გერმანია) შესრულდა ა რ გ ე ლ ა ნ დ ე რ ი ს (Argelander) და სხვათა თაოსნობით და მონაწილეობით. კატალოგი მოიცავს მე-10—11 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე 324 ათასზე მეტ ვარსკვლავს ცის ჩრდილოეთ პოლუსიდან — დახრილობის — 2°-მდე. შემდგომ შ ე ნ ფ ე ლ დ მ ა (Schönfeld) განაგრძო იგი დახრილობის — 23°-მდე.

თუმცა „ბონის მიმოხილვის" მთავარ ამოცანას ვარსკვლავთ მდებარეობათა განსაზღვრა წარმოადგენდა, მაინც ერთდროულად მათ სიკაშკაშეებსაც განსაზღვრავდნენ და განსაზღვრავდნენ არა მარტო მთელ სიდიდეებში, არამედ მეათედ ნაწილებშიც.

მართალია, ამ კატალოგის ფოტომეტრიული სიზუსტე არაა სავსებით საკმარისი (ცდომილება უახლოვდება თითქმის 0.5 ვარსკვლავიერ სიდიდეს), მაინც მისი მნიშვნელობა ძალზე დიდია. თანამედროვე ზუსტი განსაზღვრები არ შეიცავს ბევრ ისეთ ვარსკვლავს, რომლებიც ამ კატალოგში შედის და ამიტომ უკანასკნელი მრავალ შემთხვევაში ერთადერთ საცნობარო წყაროს წარმოადგენს. საერთოდ, Bonner Durchmusterung ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი ნიადაგსახმარი, როგორც ამბობენ, სამაგიდო კატალოგია ობსერვატორიების პრაქტიკულ მუშაობაში.

ორი საუკუნის წინათ პირველად გამოიყენეს ასტრონომიულ პრაქტიკაში ვიზუალური ფოტომეტრები ანუ ისეთი ხელსაწყოები, რომელთა მეშვეობით ცის მნათობების სიკაშკაშეს ზომავენ მისი შ ე დ ა რ ე ბ ი თ სხვა მნათობების ან რაიმე ხელოვნური წყაროს სინათლესთან. რამდენიმე ათეული წლის განმავლობაში ასეთი ხელსაწყოები იმდენად გაუმჯობესეს, რომ შესაძლებელი შეიქნა სიკაშკაშის გაზომვა ვარსკვლავიერი სიდიდის რამდენიმე მეასედის სიზუსტით. ასეთი სიზუსტით განსაზღვრეს ჰ ა რ ვ ა რ დ ი ს ობსერვატორიაში (ამერიკის შეერთებული შტატები) პ ი კ ე რ ი ნ გ ი ს (Pickering) ხელმძღვანელობით ყველა ვარსკვლავის სიკაშკაშე $7^1/_2$ ვარსკვლავიერ სიდიდემდე. ასტრონომები და ფიზიკოსები შეეცადნენ ფოტოგრაფიის გამოყენებას ფოტომეტრიის მიზნებისათვის. ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე ვაოსკვლავის ფოკალური გამონასახის დ ი ა მ ე ტ რ ი, ან კიდევ მისი არაფოკალური გამონასახის ს ი შ ა ვ ე ვარსკვლავის სიკაშკაშეზეა დამოკიდებული.

შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ მ ა განსაზღვრა ფოტოგრაფიული სიკაშკაშე ყველა ვარსკვლავისა $7^1/_2$ ვარსკვლავიერ სიდიდემდე, ეკვატორიდან დახრილობის +20°-მდე (ე. წ. გეტინგენის აქტინომეტრია). ასეთივე სამუშაოები შესრულდა პულკოოს ობსერვატორიაში და აგრეთვე ამერიკაში (პ ა რ კ ჰ ე რ ს ტ ი ს (Parkhurst) მიერ), პოლუსიდან დახრილობის +73°-მდე. ამ კატალოგებს დღემდე არ დაუკარგავთ მნიშვნელობა.

ცალკე აღსანიშნავია ის სამუშაო, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ ზუსტად განსაზღვრავენ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს (სიკაშკაშეს) ცის სპეციალურ უბნებში და გამოიმუშავებენ ე. წ. ფოტომეტრიულ სტანდარტებს, რაც შემდგომი გამოკვლევის საფუძველს წარმოადგენს (იხ. ქვემოთ).

ვიზუალური (თვალით) და ფოტოგრაფიული წესით შესრულებულ განსაზღვრათა შედარებამ გამოამჟღავნა ის საგულისხმო მოვლენა, რომ უმრავლეს ვარსკვლავთა ვიზუალური და ფოტოგრაფიული სიკაშკაშე განსხვავდება ერთიმეორისაგან. ამან ასტრონომები მიიყვანა „ფერის მაჩვენებლის" ცნებამდე, რომელსაც დიდი ფიზიკური შინაარსი აღმოაჩნდა. ფერის მაჩვენებელთა განსაზღვრები მრავალი თანამედროვე ასტროფიზიკური და ვარსკვლავთასტრონომიული გამოკვლევის საფუძველს წარმოადგენს.

ვარსკვლავთ სიკაშკაშის გაზომვის ფოტოგრაფიული ხერხები გაცილებით მეტ სიზუსტეს იძლევიან, ვიდრე ვიზუალური. მაგრამ ასტროფიზიკის განვითარებამ მოითხოვა კიდევ უფრო მეტად ზუსტი ფოტომეტრიული მონაცემები. ამან აიძულა ასტრონომები მიემართათ უფრო რთული, მაგრამ კიდევ უფრო ზუსტი ხერხებისათვის და პირველ რიგში ფ ო ტ ო ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ ი ხერხისათვის. ამნაირად საფუძველი ჩაეყარა ფოტომეტრიის ახალ დარგს — ელექტროფოტომეტრიას, რომლის მეშვეობით ვარსკვლავების სიკაშკაშეს ვარსკვლავიერი სიდიდის ხუთი მეათასედის და უფრო მეტი სიზუსტითაც განსაზღვრავენ.

## § 53. ზოგიერთი დამხმარე ფოტომეტრიული ცნება

სასარგებლოა გავიხსენოთ რამდენიმე ფოტომეტრიული ცნება და ფოტომეტრიულ სიდიდეთა განმარტება, რომლებიც, ჩვეულებრივ, ფიზიკის კურსში შეისწავლება. ამ ცნებათა გახსენება გააადვილებს იმ წარმოდგენათა განვითარებას, რომლებიც მომდევნო მასალაში შეგვხვდება.

ისეთ მნათ სხეულს, რომლის კუთხოვანი ზომა ნაკლებია მხედველობის ზღურბლის მნიშვნელობაზე, მაგრამ მისი გამოსხივება მაინც აღწევს დამკვირვებლამდე, სინათლის წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ წ ყ ა რ ო ს უწოდებენ.

ამგვარ წყაროდან გამოფრქვეული ყოველი სხივთკონა შეიძლება ჩაითვალოს ჰ ო მ ო ც ე ნ ტ რ უ ლ ანუ ერთი წერტილიდან მომდინარე სხივთკონად.

ვარსკვლავები, რომელთაც დედამიწიდან ვაკვირდებით, ჩაითვლება წერტილოვან ობიექტებად, მათგან მომდინარე გამოსხივება კი — ჰომოცენტრულად.

წარმოვიდგინოთ სხივთკონის გზაზე მისი მიმართულების მართობულად მოთავსებული არანივთიერი ფართობი ($A$). ამ უკანასკნელზე გაუწყვეტლივ მოედინება და გაივლის მას სინათლის წყაროდან (მნათობიდან) გამოფრქვეული სხივური ენერგია. ვთქვათ, დროის ელემენტურ $dt$ შუალედში ამ ფართობზე გაიარა სხივური ენერგიის $dQ$ რაოდენობამ. ფარდობა

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} \qquad (1)$$

ეწოდება ს ხ ი ვ უ რ ი ე ნ ე რ გ ი ი ს ნ ა კ ა დ ი[1].

თუ სინათლის წყაროს (ვარსკვლავის) გამოსხივება არ იცვლება, მაშინ $\Phi$ მუდმივია და ელემენტური $dt$ შუალედის ნაცვლად შეგვიძლია აგიღოთ დროის სასრული $t$ ინტერვალი. თუ ამ ინტერვალის განმავლობაში გამოყოფილი რაოდენობა ენერგიისა აღვნიშნეთ $Q$-თი, მაშინ

$$\Phi = \frac{Q}{t}. \tag{2}$$

ასტრონომიულ პრაქტიკაში უფრო ხშირად ნაკადის მუდმივობას ეხვდებით, რადგანაც მნათობთა სიკაშკაშის ცვალებადობა, როგორც წესი, ერთობ ნელია. ამიტომ, ძირითადად (2) განტოლებას გამოვიყენებთ. მაგრამ, არის შემთხვევები (მაგალითად, სწრაფად ცვალებადი ვარსკვლავების სიკაშკაშის შესწავლა, მეტეორების ანთების დაკვირვება და სხვ.), როცა საჭიროა მივმართოთ (1) განტოლებას.

ზემოთ აღნიშნული $A$ ფართობი შეგვიძლია ნებისმიერი სიდიდისა განვიხილოთ. ეს ფართობი მოხაზავს გარკვეულ სხეულოვან კუთხეს, რომლის წვეროში სინათლის წყაროა. იმის გამო, რომ სინათლე სწორხაზოვნად ვრცელდება, სხივი, რომელიც ამ სხეულოვანი კუთხის შიგნით გამოიფრქვა, მუდამ მის შიგნით დარჩება, ხოლო აღებული სხეულოვანი კუთხის გარეთ გამოფრქვეული სხივი ამ კუთხის შიგნით ვერ მოხვდება. ამიტომ, სადაც უნდა შევაგებოთ სხივთკონას ანუ გამოსხივების წყაროდან რა მანძილზეც უნდა მოვათავსოთ $A$ ფართობი, მასზე ყოველთვის გაივლის სხივური ენერგიის ერთი და იგივე რაოდენობა, ოღონდ ეს ფართობი ($A$) ყოველთვის ერთ და იმავე სიდიდის სხეულოვან კუთხეს მოხაზავდეს ($A$ ყოველთვის უნდა იყოს ტოლი $\omega l^2$-ისა, სადაც $\omega$ აღებული სხეულოვანი კუთხეა, ხოლო $l$ — მანძილი გამოსხივების წყაროდან $A$ ფართობამდე). მაშასადამე, სხივთკონის გზის ნებისმიერ კვეთაზე სხივური ენერგიის ნაკადი მუდმივია.

$\Phi$ ნაკადი, რომელიც სხეულოვან კუთხეში ($\omega$) არის მოქცეული, პროპორციულია ამ სხეულოვანი კუთხისა:

$$\Phi = I\omega.$$

აქ $I$ პროპორციულობის კოეფიციენტია და მას ს ი ნ ა თ ლ ი ს ძ ა ლ ა ს ანუ ი ნ ტ ე ნ ს ი ვ ო ბ ა ს უწოდებენ და წერენ

$$I = \frac{\Phi}{\omega}. \tag{3}$$

ეს სიდიდე ახასიათებს სინათლის წყაროს გამოსხივების ინტენსივობას აღებული მიმართულებით.

როგორც ვნახეთ, სინათლის ნაკადი მოცემული სხეულოვანი კუთხის შიგნით მუდმივია და, სადაც უნდა შევაგებოთ მას კუთხის მომხაზველი $A$ ფართობი, ამ უკანასკნელზე ნაკადის ერთი და იგივე რაოდენობა გაივლის. მაგრამ, იმისათვის, რომ სხეულოვანი კუთხე თავისი სიდიდით ერთი და იგივე იყოს, $A$-ს სიდიდე ცვალებადობს სინათლის წყაროდან მანძილზე დამოკიდებით.

---

1 სხივური ენერგიის ანუ სინათლის ნაკადის პრაქტიკული ერთეული — ლ უ მ ე ნ ი — არის ისეთი ნაკადი, რომელსაც გამოასხივებს ერთი საერთაშორისო სანთლის ძალის თანაბრად მნათი წყარო, ერთი სტერადიანის (სფეროს $\frac{1}{4\pi}$ ნაწილი) სხეულოვან კუთხეში. საერთაშორისო სანთელი, როგორც ეტალონი, შემოიღეს 1948 წ. მას კ ა ნ დ ე ლ ა ს უწოდებენ.

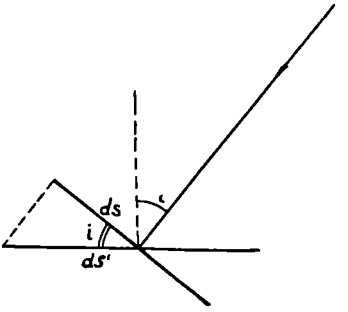
ცხადია, ამიტომ ერთი და იგივე ნაკადი სხვადასხვა $l$-ზე სხვადასხვა სიდიდის ფართობზე ნაწილდება და ფართობის $ds$ ელემენტზე იგი სხვადასხვაა $l$-ის მიხედვით.

$\frac{d\Phi}{ds}$ ფარდობას უწოდებენ **განათებულობას** მოცემულ წერტილში[1].

$E$ განათებულობა პროპორციულია სინათლის ინტენსივობისა და უკუპროპორციულია სინათლის წყაროდან მანძილის კვადრატისა:

$$E=\frac{I}{l^2}. \tag{4}$$

თუ განვიხილავთ $ds'$ ელემენტურ ფართობს, რომელიც სხივის მართობული არაა და მისი ნორმალი ადგენს სხივთან $i$ კუთხეს, მაშინ, როგორც ეს 65-ე ნახ.-ზე ჩანს, $ds=ds'\cos i$ და $E'=E\cos i$, სადაც $E'$ არის $ds'$ ფართობის განათებულობა. მაშასადამე, შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ საერთოდ, **განათებულობა სხივის დაცემის $i$-კუთხის კოსინუსის პროპორციულია.**



ნახ. 65.

აქამდე წერტილოვან სინათლის წყაროს განვიხილავდით. ახლა ვთქვათ, რომ სინათლის წყარო წარმოადგენს ფართოვან, განფენილ სხეულს, რომელიც შემოიფარგლება რაღაც $Q$ ზედაპირით. ამ ზედაპირის ელემენტური $ds$ ფართობიდან ყველა მიმართულებით გამოსხივდება $d\Phi$ ნაკადი.

ფარდობას

$$R=\frac{d\Phi}{ds} \tag{5}$$

უწოდებენ **ნათობას**[2].

ფარდობას

$$B=\frac{dE}{d\omega} \tag{6}$$

კი — ზედაპირის ელემენტის სიკაშკაშეს აღებული მიმართულებით; აქ $dE$ არის აღნიშნული ელემენტის მიერ შექმნილი განათებულობა სივრცის ნებისმიერ წერტილში, სხივისადმი მართობულ სიბრტყეზე; $d\omega$ კი წარმოადგენს სხეულოვან კუთხეს, რომლითაც ამ წერტილიდან ის ელემენტი მოჩანს. ასტრონომიულ პრაქტიკაში სხეულოვანი კუთხეების ერთეულებად აიღება კვადრატული გრადუსი ან კვადრატული რკალის მინუტი, ან კვ. რკალის სეკუნდი.

---

[1] **განათებულობის ერთეული — ლუქსი** — ეტოლება 1 კვ. მ ფართობის განათებულობას, რომელსაც ქმნის მასზე მართობულად დაცემული 1 ლუმენი სინათლის ნაკადი. ეს იგივეა, რაც 1 საერთაშორისო სანთლის ძალის მქონე წყაროსმიერი განათებულობა 1 მეტრ მანძილზე მართობულად მოთავსებული ფართობისა.

[2] **ნათობის ერთეული — ფოტი** — არის ისეთი ზედაპირის ნათობა, რომელიც გამოასხივებს ყოველი კვადრატული სანტიმეტრიდან 1 ლუმენ სინათლის ნაკადს.

დასასრულ მოვიყვანოთ დამოკიდებულება, რომელსაც ხშირი გამოყენება აქვს ასტრონომიაში:

$$dI = Bds \cos \varphi. \tag{7}$$

ეს დამოკიდებულება ასე უნდა გვესმოდეს: მნათი ზედაპირის მუდმივი $B$ სიკაშკაშის $ds$ ელემენტიდან გამოსხივებული სინათლის ინტენსივობა პროპორციულია იმ კუთხის კოსინუსისა, რომელსაც ადგენს ზედაპირის ნორმალთან სხივის მიმართულება. ამ დამოკიდებულებას ლ ა მ ბ ე რ ტ ი ს კანონის სახელწოდებით იცნობენ. მნათ ზედაპირს, რომლის გამოსხივება მას ემორჩილება, უწოდებენ ო რ თ ო ტ რ ო პ უ ლ ად გ ა მ ო მ ს ხ ი ვ ებ ე ლ ზედაპირს. გავარვარებული მყარი და თხიერი სხეულების ტემპერატურული გამოსხივებაც ამ კანონზომიერებას ექვემდებარება. ასევე ემორჩილება მას მქრქალ ზედაპირზე დაცემული და მისგან არეკვლილი სინათლის ინტენსივობაც. სწორედ ამის საფუძველზე მიუღიათ არაერთი დასკვნა მთვარის ან ცთომილების (მარსის) ზედაპირის ბუნებისა და თვისებების შესახებ, როცა უწარმოებიათ მათგან არეკვლილი მზის სინათლის ინტენსივობის ფოტომეტრია და დაუდგენიათ თუ რამდენადაა დაცული ლამბერტისეული კანონი.

## § 54. ასტროფოტომეტრიის ძირითადი განტოლება

უკვე ვიცით, რომ ასტროფოტომეტრიის საგანს მნათობთა გამოსხივების რაოდენობრივი ანალიზი შეადგენს. მაგრამ, როცა გამოსხივებასა და მის ინტენსივობაზეა ლაპარაკი, შეიძლება ორნაირად შევხედოთ საქმეს. განიხილება ან ინტეგრალური ინტენსივობა, რომელიც მოიცავს დიდი დიაპაზონის სიხშირეთა გამოსხივებებს, ან ინტენსივობა სპექტრის გარკვეულ, ერთობ ვიწრო უბანზე.

ინტეგრალურ ინტენსივობას ადვილად გამოვითვლით, თუ გვეცოდინება ინტენსივობის განაწილების კანონი სპექტრში. ვთქვათ, ეს კანონი გამოხატავს $i$ ინტენსივობას როგორც ტალღის სიგრძის რაიმე გარკვეულ უწყვეტ ფუნქციას:

$$i = \varphi(\lambda).$$

მაშინ ინტეგრალური ინტენსივობა $I$ სპექტრის საკმარისად ფ ა რ თ ო უბანში — $\lambda_1$-დან $\lambda_2$-მდე — იქნება:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda)\, d\lambda. \tag{8}$$

აქ იგულისხმება, რომ გამოსხივების მ ი მ ღ ებ.ი, რომლითაც ვსარგებლობთ გამოსხივების გაზომვისას (თვალი, ფოტოფირფიტა, ფოტოელემენტი), ერთნაირად შეიგრძნობს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის გამოსხივებას. სინამდვილეში კი ეს ასე როდია; პრაქტიკულად, მიმღებები ს ე ლ ე ქ ტ ი უ რ ი ანუ შ ე რ ჩ ე ვ ი თ ი ა. ეს იმას ნიშნავს, რომ ყოველი მიმღები განსხვავებული ტალღის სიგრძეების გამოსხივებათა მიმართ მეტნაკლებად გრძნობიერია. ამავე დროს სხვადასხვა მიმღებისათვის გრძნობიერება სხვადასხვაა. მაგალითად, ადამიანის თვალს შეუძლია ის გამოსხივება შეიგრძნოს, რომელიც მოქცეულია დაახლოებით $\lambda = 0.4\ \mu$-დან $0.8\ \mu$-მდე ფარგლებში. ამ ფარგლების შიგნითაც გრძნობიერება როდია თანაბარი. $\lambda = 0.5\ \mu$-ს მახლობლად გრძნობიერება მაქსიმურია. ჩვეულებრივი ფოტოფირფიტა კი გრძნობიერია იმ გამოსხივების მიმართ, რომელსაც აქვს ტალღის სიგრძეები $0.35\ \mu$-დან $0.50\ \mu$-მდე.

ნათქვამის გამო ზემოთ მოტანილ ფორმულაში $\varphi(\lambda)$-ს გვერდით უნდა გავითვალისწინოთ ის ეფექტი, რომელიც მიმღების გრძნობიერების შემოსაზღვრულობითაა დაპირობებული. თუ სხივური ენერგიის მიმღების გრძნობიერებას (მის დამოკიდებულებას ტალღის სიგრძეზე) გამოხატავს რაიმე $S(\lambda)$ ფუნქცია, საჭიროა მასზე $\varphi(\lambda)$ ფუნქციის გამრავლება. ეს ნამრავლი კეიპასუხებს იმაზე, თუ როგორ უნდა შემცირდეს მოცემულ ტალღის სიგრძეზე $\varphi(\lambda)$ იმისათვის, რომ გაითვალისწინონ გამოსხივების ინტენსივობის მიმღების გრძნობიერება. მიმღებით აღრიცხული ინტენსივობა სიდიდით ყოველთვის ნაკლები იქნება, ვიდრე თვით $\varphi(\lambda)$; $S(\lambda)$ მნიშვნელობა $\lambda$-ს ყოველ ცალკე აღებულ მნიშვნელობაზე საერთოდ 1-ზე ნაკლებია.

ამგვარად დაიწერება განტოლება

$$I=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda)\,\varphi(\lambda)\,d\lambda, \tag{9}$$

რომელსაც შეგვიძლია ვუწოდოთ ასტროფოტომეტრიის ძირითადი განტოლება.

მაშასადამე, $I$ ერთი და იმავე ობიექტისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობისა შეიძლება მივიღოთ; იგი დამოკიდებულია ინტეგრალის საზღვრებზე და გამოსხივების მიმღებზე ანუ იმაზე, თუ 1) რას ვხმარობთ მიმღებად — თვალს, ფოტოფირფიტას, ფოტოელემენტს — და 2) სპექტრის რა ფარგლებში გავზომავთ ინტეგრალურ ინტენსივობას.

მიზანშეწონილია შევხედოთ იმავე საკითხს ახლა ცოტა სხვაგვარად. ვთქვათ, რომ მიმღებზე მოქმედებს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის, მაგრამ ერთნაირი ენერგეტიკული სიმძლავრის მონოქრომატული ნაკადები. მიმღების სელექტიურობის გამო მისი რეაქცია ამ ნაკადებზე სხვადასხვა იქნება. ნაკადების სიმძლავრეთა მნიშვნელობანი ($\Phi_1$, $\Phi_2$,... $\Phi_n$) ტალღის სიგრძეებზე ($\lambda_1$, $\lambda_2$,.. $\lambda_n$) ისე შევარჩიოთ, რომ მიმღების რეაქცია (მაგალითად, თუ ფოტოგრაფიასთან გვაქვს საქმე, გამონასახების სიშავე, თუ ფოტოელემენტთან — დენის ძალა) იყოს ერთნაირი. რადგანაც, საერთოდ, $\Phi_1 \neq \Phi_2 \neq \ldots \neq \Phi_n$, ესენი ახასიათებენ მიმღების სპექტრულ გრძნობიერებას და იმ თვალსაზრისით, რომ რაც უფრო მეტად გრძნობიერია მიმღები მოცემულ ტალღის სიგრძეზე, მით ნაკლები სიმძლავრე ($\Phi$) არის საჭირო იმისათვის, რომ მიღებულ იქნეს აღებული რეაქცია (სიშავე ფოტოფირფიტაზე ან დენის ძალა ელექტროფოტომეტრში). ამნაირად, გრძნობიერებასა ($S$) და ნაკადის სიმძლავრეს ($\Phi$) შორის უკუპროპორციული დამოკიდებულებაა:

$$S=\frac{c}{\Phi}$$

პრაქტიკულად გრძნობიერების შეფასება შემდეგნაირად ხდება. ტალღის სიგრძის ის მნიშვნელობა, რომელზეც აღებული რეაქცია მიიღება შესაბამი ნაკადის მინიმალური სიმძლავრით ($\Phi_{min}$) გვიჩვენებს იმ გამოსხივების ტალღის სიგრძეს, რომლის მიმართ მიმღები მ ა ქ ს ი მ ა ლ უ რ ა დ გრძნობიერია. აღვნიშნოთ ეს ტალღის სიგრძე $\lambda_{max}$ ასოთი. სხვა სიტყვებით, $\lambda_{max}$-ზე მოდის გრძნობიერების მაქსიმუმი.

ამის შემდგომ ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ფარდობა:

$$S(\lambda)=\frac{\Phi_{min}}{\Phi_\lambda} \tag{10}$$

გამოხატავს მიმღების შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ ი გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ი ს სელას სპექტრის გასწვრივ.

ნათქვამთან დაკავშირებით შემოსაღებია ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი ს ი ს ტ ე მ ი ს ცნება და სათანადო განსაზღვრები, რაზეც ქვემოთ გვექნება საუბარი (იხ. V თავი).

## § 55. ვიზუალური ფოტომეტრია. ფოტომეტრიულ სიდიდეთა ასტრონომიული გამოსახულება

ამ თავის დასაწყისში აღვნიშნეთ, რომ ასტროფოტომეტრია ნაწილებად შეგვიძლია დავყოთ გამოსაყენებელი ხერხებისა და გამოსხივების მიმღები აპარატურის მიხედვით და ჩამოვთვალეთ კიდეც ეს ნაწილები: ვიზუალური ფოტომეტრია, ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია და სხვ. რამდენადაც გამოსაყენებელი მიმღებები ერთიმეორისაგან სპექტრული გრძნობიერების მრუდებით განსხვავდება და ეს უკანასკნელნი კი ფოტომეტრიულ სისტემებს (იხ. ქვემოთ) უძევს საფუძვლად, შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ასტროფოტომეტრია ნაწილებად იყოფა იმის მიხედვით, თუ რა ფოტომეტრიულ სისტემაში შესასრულებელ განსაზღვრების ხერხებს გვასწავლის ესა თუ ის ნაწილი.

ბაშასადამე, კერძოდ, ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა ასტროფოტომეტრიის იმ ნაწილს უნდა ეუწოდოთ, რომელიც გვასწავლის მნათობთა სიკაშკაშის გაზომვის ხერხებსა და იარაღებს ვიზუალურ ფოტომეტრიულ სისტემაში. აქ მთავარ როლს თვალი ასრულებს, როგორც ფოტომეტრიული იარაღი. ამიტომ თვალის ფიზიოლოგიურსა და ფოტომეტრიულ თვისებებსაც გავეცნობით.

წინასწარ კი მიმოვიხილოთ საერთოდ ფოტომეტრიულ სიდიდეთა ასტრონომიული სისტემა და სინათლის ინტენსივობისა და სიკაშკაშის ასტრონომიული გამოსახულება.

ვიზუალურ ასტროფოტომეტრიას დიდი ხნის ისტორია აქვს. მას მაშინ ჩაეყარა საფუძველი, როცა უძველესი დროის დამკვირვებელნი შეეცადნენ ვარსკვლავთ კლასიფიკაციას მათი სიკაშკაშეების მიხედვით. ჯერ კიდევ ჰ ი პ ა რ ქ მ ა თვალით ხილული ყველა ვარსკვლავი 6 კლასად ანუ 6 „ვარსკვლავიერ სიდიდედ“ დაჰყო. უბრალო თვალით შეფასების საფუძველზე ყველაზე უფრო მეტად კაშკაშა ვარსკვლავები პირველ კლასს ანუ პირველ სიდიდეს მიაკუთვნა, ნაკლებად კაშკაშანი — მეორეს და ასე შემდეგ მეექვსე სიდიდემდე, რომელსაც ყველაზე მკრთალნი მიაკუთვნა.

ცნებას „ვარსკვლავიერი სიდიდე“ არაფერი აქვს საერთო ვარსკვლავის გეომეტრიულ სიდიდესთან ანუ ზომასთან; იგი მხოლოდ სიკაშკაშეს გამოხატავს. მაგრამ ასეთი სახელწოდება მიიღო მან ე. წ. ი რ ა დ ი ა ც ი ი ს ოპტიკური ეფექტის გამო. ირადიაცია იმაში მდგომარეობს, რომ თუ ობიექტი (სინათლის წყარო) კაშკაშაა, იგი თ ი თ ქ ო ს ფართოვდება და თავისი ჭეშმარიტი სიდიდის ფარგლებს გარეთ გამოდის. ეს მოვლენა განსაკუთრებით შეიმჩნევა სინათლის წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ წყაროებზე, როგორიცაა ვარსკვლავები. ამიტომ, უფრო მეტად კაშკაშა ვარსკვლავი უფრო დიდად გ ვ ე ჩ ვ ე ნ ე ბ ა.

ასე უშუალოდ აღიქვამდა ვარსკვლავთ გამოსხივებას ძველი დროის მკვლევარი, რომელსაც ხილული სიკაშკაშის გარდა არავითარი სხვა წარმოდგენა და ცოდნა არ ჰქონდა თვით ვარსკვლავებზე.

ვარსკვლავთ დაყოფა სიკაშკაშის მიხედვით ვარსკვლავიერ სიდიდეებად პრაქტიკულად იმდენად მოხერხებული აღმოჩნდა, რომ ამჟამადაც ვსარგებლობთ ამ სისტემით. მაგრამ, ჩვენს დროში, ჯერ ერთი, სიკაშკაშის ცნება დაზუსტდა და მკაცრად ჩამოყალიბებული ფოტომეტრიული ცნების მნიშვნელობა მიიღო და, მეორეც, ხილული ვარსკვლავების სიდიდეებად დაყოფას მოეძებნა ფიზიოლოგიური საფუძველი და მათემატიკური გამოხატულება.

ვთქვათ, $E$ არის ის განათებულობა, რომელსაც ვარსკვლავი (სინათლის წერტილოვანი წყარო) „აწვდის" დამკვირვებლის თვალს. იმის მიხედვით, რაც ზემოთ ვნახეთ, დამკვირვებლის თვალში შესული სინათლის ნაკადი გამოიხატება ასე:

$$\Phi = Es,$$

სადაც $s$ არის თვალის გუგის ფართობი. ეს ნაკადი განსაზღვრავს ვარსკვლავის ხილულ ინტენსივობას. ამასთან დაკავშირებით, თუ რიგრიგობით რამდენიმე ვარსკვლავს ვუყურებთ და ვატყობთ მათ ინტენსივობათა სხვადასხვაობას, ეს იმით აიხსნება, რომ ისინი სხვადასხვა განათებულობას იძლევიან ჩვენს თვალში.

მაშასადამე, ის, რასაც მნათობის სიკაშკაშეს ვუწოდებთ, არის განათებულობა, რომელსაც იგი ქმნის დამკვირვებლის თვალში (უფრო მკაცრად: — დაკვირვების ანუ მიმღების მდებარეობის პუნქტში, სხივებისადმი მართობულ სიბრტყეზე).

ფოტომეტრებით წარმოებული გაზომვებისა და შედარებების მეშვეობით გამოირკვა, რომ თუ ავიღებთ რამდენიმე, სხვადასხვა სიკაშკაშის ვარსკვლავს და რათი ვარსკვლავიერი სიდიდეებისა (აღვნიშნოთ ესენი $m$ ასოთი) და შესაბამისი სიკაშკაშეების ლოგარითმების ($\ln E$) მიხედვით ავაგებთ გრაფიკს (აბსცისთა ღერძზე გადავზომოთ $\ln E$, ორდინატთა ღერძზე — $m$), ვნახავთ, რომ გეომეტრიული ადგილი სათანადო წერტილებისა იქნება სწორი ხაზი. ეს იმას ნიშნავს, რომ დამოკიდებულება $m$ და $\ln E$-ს შორის გამოიხატება პირველი რიგის განტოლებით, რომელიც ასე დაიწერება:

$$m = a + b \ln E. \tag{11}$$

რადგანაც ვარსკვლავიერი სიდიდეების აღნიშვნა თავიდანვე ისე იქნა შემოღებული, რომ რაც უფრო ნაკლებად კაშკაშაა ვარსკვლავი, მით მეტია მისი ვარსკვლავიერი სიდიდის გამომხატველი რიცხვი, ამიტომ (11)-ში $b$-ს უნდა ვიგულვებდეთ უარყოფითი ნიშნით.

სიკაშკაშეებსა და ვარსკვლავიერ სიდიდეებს შორის აღნიშნულ დამოკიდებულებას აპირობებს გარკვეული ფსიქოფიზიოლოგიური კანონზომიერება, რომელსაც ვებერ-ფეხნერის (Weber-Fechner) კანონს უწოდებენ და შემდეგში მდგომარეობს.

ვარსკვლავის სიკაშკაშე ანუ ვარსკვლავისმიერი განათებულობა, შექმნილი თვალზე, აღიზიანებს ადამიანის მხედველობის ორგანოს და ეს გაღიზიანება აღიქმება ანუ შეიგრძნობა როგორც ვარსკვლავიერი სიდიდე. გაღიზიანების აღქმის თავისებურების გამო, თუ გაღიზიანება მატულობს გეომეტრიული პროგრესიით, აღქმა ანუ შეგრძნება იზრდება არითმეტიკული პროგრესიით.

ეს იმას ნიშნავს, რომ შეგრძნება პროპორციულია გაღიზიანების ლოგარითმისა. სწორედ ამას გამოხატავს (11), სადაც $E$ გაღიზიანებას შეესაბამება, ხოლო $m$ — აღქმას ანუ შეგრძნებას.

მაშასადამე, „ვარსკვლავიერი სიდიდის“ ცნება შემთხვევით კი არ ყოფილა შემოღებული, არამედ იგი ბუნებრივად გამომდინარეობდა გარკვეული ფსიქოფიზიოლოგიური კანონზომიერებიდან, რომელიც ადამიანის მხედველობითი ორგანოს — თვალის თვისებებს ახასიათებს.

ეს კანონზომიერება რაოდენობრივ დამოკიდებულებას ამყარებს თვალის გაღიზიანების ხარისხსა და შესაბამ შეგრძნებას შორის.

ვთქვათ, $dm$ არის შეგრძნების ძალის ნაზრდი, რომელიც სიკაშკაშის $dE$ ნაზრდს შეესაბამება. მაშინ აღნიშნული კანონზომიერების თანახმად

$$dm = -b' \frac{dE}{E}.$$

ამ უკანასკნელის ინტეგრაცია გვაძლევს:

$$m = -b' \ln E + a' \tag{12}$$

(შეადარე (11)-ს).

$E'$ სხვა სიკაშკაშისა და შესაბამი $m'$ შეგრძნებისათვის გვექნება:

$$m' = -b' \ln E' + a'$$

და, მაშასადამე,

$$m' - m = b' \ln \frac{E}{E'}$$

ანუ

$$\frac{E}{E'} = e^{\frac{m'-m}{b'}} = \left(e^{\frac{1}{b'}}\right)^{m'-m} = c^{m'-m}. \tag{13}$$

ჩავსვათ აქ $(m'-m)$-ის მაგიერ 1, 2, 3, 4,... და ა. შ. მაშინ მივიღებთ: $\frac{E}{E'} = c,\ c^2,\ c^3,\ c^4, \ldots$ და ა. შ.

საკითხის ამგვარად განხილვა თვალნათლივ გვიჩვენებს, რომ ვარსკვლავიერი სიდიდეების (შეგრძნების) ზრდა არითმეტიკული პროგრესიით შეესაბამება სიკაშკაშეთა (გაღიზიანების) ზრდას გეომეტრიული პროგრესიით.

## § 56. პოგსონის ფორმულა

ადარებდა რა ერთმანეთს და ანალიზს უკეთებდა ძველსა და თანამედროვე ფოტომეტრიულ განსაზღვრებს, პ ო გ ს ო ნ მ ა (Pogson) (XIX საუკუნის ბოლო) ნახა, რომ ვარსკვლავიერი სიდიდეების განსხვავებას 5-ით შეესაბამება, დაახლოებით, სიკაშკაშეთა განსხვავება 100-ჯერ. ეს იმას ნიშნავს, რომ lgc ჩავთვალოთ 0.4-ის ტოლად.

მაშასადამე, თუ $m$ და $(m+5)$ ორი, 5-ით განსხვავებული ვარსკვლავიერი სიდიდეებია და მათი შესაბამისი სიკაშკაშენი $E_m$ და $E_{m+5}$, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{E_m}{E_{m+5}} = 100.$$

თუ განსხვავება ვარსკვლავიერ სიდიდეებში მხოლოდ 1-ია, მაშინ

$$\frac{E_m}{E_{m+1}} = \sqrt[5]{100} = 2.512. \tag{14}$$

მაშასადამე, ორი ისეთი ვარსკვლავის სიკაშკაშეთა ფარდობა, რომლებიც ვარსკვლავიერი სიდიდეებით მხოლოდ 1-ით განსხვავდებიან, ეტოლება 2.512-ს.

(14)-ის გალოგარითმებით მივიღებთ:

$$\lg E_m - \lg E_{m+1} = \frac{1}{5} \lg 100 = \lg 2.512 = 0.4 \qquad (15)$$

თუ ერთი ვარსკვლავის სიკაშკაშე და ვარსკვლავიერი სიდიდე, შესაბამისად, არის $E_1$ და $m_1$; რომელიმე მეორე ვარსკვლავისა კი — $E_2$ და $m_2$, მაშინ (13)-ის ანალოგიური ტოლობის გალოგარითმებით მივიღებთ:

$$\lg E_1 - \lg E_2 = 0.4\,(m_2 - m_1) = -0.4\,(m_1 - m_2). \qquad (16)$$

სიკაშკაშეთა ფარდობისათვის საერთოდ გვექნება:

$$\frac{E_m}{E_n} = 10^{0.4(n-m)} = 2.512^{n-m}. \qquad (17)$$

ჩავთვალოთ სიკაშკაშის ერთეულად ისეთი ვარსკვლავის სიკაშკაშე, რომლის ვარსკვლავიერი სიდიდე ნულოვანია (ნულოვანი ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავი პირველი ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავს 2.512-ჯერ უნდა აღემატებოდეს სიკაშკაშით, როგორც ეს ყველა ზემოთ აღნიშნულიდან გამომდინარეობს). მაშასადამე, თუ $m_2=0$, მაშინ $E_2=1$. ასეთ შემთხვევაში (16) მიიღებს სახეს:

$$\lg E_1 = -0.4\, m_1$$

ანუ

$$m_1 = -2.5 \lg E_1.$$

თუ უკანასკნელ ტოლობას ინდექსის გარეშე გადავწერთ, გვექნება:

$$m = -2.5 \lg E. \qquad (18)$$

ეს უკანასკნელი დამოკიდებულება წარმოადგენს პ ო გ ს ო ნ ი ს ფორმულას. მას ერთობ დიდი მნიშვნელობა აქვს ასტროფოტომეტრიაში. იგი ამყარებს დამოკიდებულებას ვარსკვლავიერ სიდიდესა და ვარსკვლავის სიკაშკაშეს შორის. შეიძლება ითქვას, რომ ამ ფორმულით გამოითქმის ვარსკვლავიერი სიდიდის ცნების განმარტება.

მართლაც, (18) შემდეგნაირად შეგვიძლია ამოვიკითხოთ: მნათობის ვარსკვლავიერი სიდიდე წარმოადგენს მისი სიკაშკაშის ათფუძიან ლოგარითმს, გამრავლებულს კოეფიციენტზე — 2.5

ამ განმარტების შემდგომ ყოველთვის შეგვიძლია გ ა მ ო ვ ი თ ვ ა ლ ო ო ვარსკვლავის სიკაშკაშე მისი ვარსკვლავიერი სიდიდის მიხედვით ან პირუკუ. ეს ასეა იმ პირობით, რა თქმა უნდა, თუ ნულოვანი ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავის სიკაშკაშე ერთეულად არის მიჩნეული.

პოგსონის ფორმულა ზოგი პრაქტიკული ამოცანის მარტივად გადაწყვეტის საშუალებასაც იძლევა.

ასე, მაგალითად, თუ ცნობილია ჯერადი ვარსკვლავთ სისტემის ორი კომპონენტის ვარსკვლავიერი სიდიდეები ცალ-ცალკე, შეგვიძლია გამოვითვალოთ სისტემის ერთობლივი ვარსკვლავიერი სიდიდე. ნათქვამის ილუსტრაცია კონკრეტულ მაგალითზე ვნახოთ.

ვთქვათ, ორჯერადი ვარსკვლავის სისტემის ორი კომპონენტის ვარსკვლავიერი სიდიდეებია ცალ-ცალკე $m_1=0.35$ და $m_2=1.55$. თუ მოცემული ოპტი-

კური საშუალებით სისტემა მოჩანს კომპონენტებად გაუყოფლად, როგორც ერთი მნათობი, რას უნდა ეტოლებოდეს მისი ერთობლივი ვარსკვლავიერი სიდიდე? რა თქმა უნდა, ამ კითხვის საპასუხოდ არ გამოგვადგება $m_1$-ის და $m_2$-ის გამომხატველი რიცხვების შეკრება! შესაძლებელი და საჭიროა ს ი კ ა შ კ ა შ ე თ ა შეკრება ანუ იმ განათებულობათა შეკრება, რომელთაც ცალ-ცალკე იძლევა ორი კომპონენტი ჩვენს თვალზე (იხ. ზემოთ). მაგრამ, ამისათვის საჭიროა უპირველეს ყოვლისა $m_1$-ის და $m_2$-ის შესაბამი $E_1$ და $E_2$-ს გამოთვლა, რაც პოგსონის ფორმულით მოხდება.

ამგვარად, ორივე კომპონენტისათვის თანმიმდევრულად დავწერთ:

$$m_1 = -2.5 \lg E_1; \qquad m_2 = -2.5 \lg E_2.$$
$$0.35 = -2.5 \lg E_1; \qquad 1.55 = -2.5 \lg E_2.$$
$$\lg E_1 = -0.140 = 9.86; \qquad \lg E_2 = -0.620 = 9.38.$$
$$E_1 = 0.72; \qquad E_2 = 0.24.$$

ახლა შევკრიბოთ $E_1$ და $E_2$ და ჯამის მიღებული მნიშვნელობით, კვლავ პოგსონისეული ფორმულის მეშვეობით, სათანადო ვარსკვლავიერი სიდიდის მნიშვნელობა გამოვითვალოთ.

$$E_1 + E_2 = 0.96;$$
$$m = -2.5 \lg (E_1 + E_2) = -2.5 \lg 0.96;$$
$$m = -2.5 \cdot (-0.02) = 0.05$$

ამნაირად, ჯერადი ვარსკვლავის ერთობლივი ვარსკვლავიერი სიდიდე ყოფილა 0.05 (ბუნებრივია, რომ ეს . რ ი ც ხ ვ ი ნაკლებია, ვიდრე თითოეული კომპონენტის ვარსკვლავიერი სიდიდის გამომხატველი რიცხვი).

აქამდე აღვნიშნავდით, რომ თვალით ხილული უკაშკაშესი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერ სიდიდედ მიჩნეულია 1 და უმკრთალესისა 6. მაგრამ, საერთოდ, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სკალა გავრცელებულია როგორც უფრო მკრთალ ობიექტებზე, რომელთა დანახვა ან ფოტოგრაფირება მხოლოდ ტელესკოპის გამოყენებით შეიძლება, ისე უფრო კაშკაშა ობიექტებზე, როგორიცაა მთვარე, მზე და სხვ. თვით „უ კ ა შ კ ა შ ე ს ი" ვარსკვლავების ვარსკვლავიერი სიდიდეებიც თანამედროვე სკალაში პირველი როდია, არამედ ნულოვანი და უარყოფითია. ეს დაპირობებულია აღებული ნ უ ლ-პ უ ნ ქ ტ ი თ, ანუ გამოსავალი პირობით, რომელიც იმას ადგენს, თუ რა ერთეულით გამოიხატება ვარსკვლავის სიკაშკაშე. სახელდობრ, ზემოთ შევთანხმდით, რომ ნულოვანი ვარსკვლავიერი სიდიდის შესაბამი სიკაშკაშე ერთის ტოლად მივიღოთ. ამან განსაზღვრა დამოკიდებულება (18). წინათ ჰარვარდის ობსერვატორიაში ნულ-პუნქტს ისე არჩევდნენ, რომ პოლარულ ვარსკვლავს მიაწერდნენ ვარსკვლავიერ სიდიდეს 2.12. ყველა სხვა ვარსკვლავს ამას უკავშირებდნენ. შემდგომ ჭაირკვა, რომ პოლარული ვარსკვლავი ცვალებადი ვარსკვლავია და, რა თქმა უნდა, ნულ-პუნქტად იგი არ ვარგა. ამიტომ ნულ-პუნქტად აარჩიეს ვარსკვლავი „პატარა დათვის λ", რომელსაც მიაწერეს ვარსკვლავიერი სიდიდე 6.55. ვარსკვლავი, რომელიც ამ ვარსკვლავს 2.512-ჯერ აღემატება სიკაშკაშით, 5.55 სიდიდისაა; ვარსკვლავი, რომელიც მასზე მკრთალია 2.512-ჯერ, 7.55 სიდიდისაა და ა. შ.

ამასთან დაკავშირებით, მაგალითად, α ქნარის ვარსკვლავის ანუ ვეგას (ეს ერთ-ერთი კაშკაშა ვარსკვლავია ცის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში) ვარსკვლავიერი სიდიდე არის 0.14. ამავე დროს ყველაზე უფრო კაშკაშა ვარსკვლავის ე. წ. სირიუსის ვარსკვლავიერი სიდიდე გამოიხატება უარყოფითი რიცხვით —

—1.58. მაშასადამე, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სკალა კაშკაშა მნათობების მიმართულებით უარყოფითი ნიშნით ვრცელდება. ეს ასე უნდა გვესმოდეს. მნათობი, რომელიც ნულოვანი ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავს სიკაშკაშით 2.512-ჯერ აღემატება, მინუს პირველი სიდიდისაა. ამ უკანასკნელზე 2.512-ჯერ უფრო კაშკაშა — მინუს მეორე სიდიდისაა და ა. შ. ვენერას ვარსკვლავიერი სიდიდე მისი სიკაშკაშის მაქსიმუმში (ელონგაციაში) — 4.3-ს აღწევს. სავსე მთვარის სიკაშკაშე, გამოხატული ვარსკვლავიერი სიდიდით, არის — 12.74, ხოლო მზისა — 26.90. მეორე მხრივ, მკრთალი ვარსკვლავების მიმართულებით თანამედროვე ტელესკოპების შეღწევადობა იმდენად დიდია, რომ ხერხდება ისეთი ვარსკვლავების ფოტოგრაფირება, რომელთა ვარსკვლავიერი სიდიდეები გამოიხატება დაახლოებით 24 რიცხვით. ეს საზღვარი მიღწეულია 6-მეტრიანი სარკის მქონე საბჭოთა ტელესკოპის მეშვეობით, რომელიც უდიდესია მსოფლიოში.

მაშასადამე, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ის ინტერვალი, რომელიც ჩვენს დროში შეისწავლება ასტრონომიაში (მზით დაწყებული — გათავებული 24-ე ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავით) 51 ვარსკვლავიერი სიდიდეა. ეს კი შეესაბამება სიკაშკაშეთა ფარდობას (თანახმად (17) ფორმულისა): $(2.512)^{51}$, რაც დაახლოებით $10^{20}$-ია.

ვარსკვლავიერ სიდიდეს აღნიშნავენ ლათინური ასოთი — $m$, რომელსაც სიდიდის გამომხატველი რიცხვის ზემოთ, მარჯვნიდან წერენ ან წერტილის თავზე. ასე, მაგალითად, მე-12.5 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავს ასე გამოსახავენ: $12.^{m}5$; თანამედროვე კატალოგებში ვარსკვლავთ ვარსკვლავიერი სიდიდეები მოიცემა მეასედებით, მაგალითად, $10.^{m}52$.

## § 57. აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე

აქამდე განხილული ვარსკვლავიერი სიდიდეები $m$ ხილულ სიდიდეებს წარმოადგენენ და ვარსკვლავის ხილულ სიკაშკაშეს განსაზღვრავენ. მაგრამ ვარსკვლავის ხილული სიკაშკაშე დამოკიდებულია როგორც მის ნამდვილ ნათობაზე ანუ სინათლის ძალაზე (ე. ი. გამოსხივებული ენერგიის საერთო, რეალურ ნაკადზე), ისე მის დაშორებაზე ჩვენგან.

ადგილი რომ არ ჰქონდეს ორაზროვნობას ვარსკვლავის ნამდვილი სიკაშკაშის შეფასებაში და, მაშასადამე, რომ განვთავისუფლდეთ დამოკიდებულებისაგან მანძილზე, რომელსაც — თუ დიდია — შეუძლია სინამდვილეში დიდად ბრწყინვალე ვარსკვლავი მკრთალად წარმოადგინოს და, თუ მცირეა — პირუკუ, შედარებით ნაკლებად ბრწყინვალე ვარსკვლავი ხილულად კაშკაშა ვარსკვლავად აქციოს, შემოაქვთ აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდის ცნება. ეს არის ვარსკვლავიერი სიდიდე, რომელიც ექნებოდა აღებულ ვარსკვლავს, მისი მანძილი ჩვენგან 10 პარსეკის ტოლი რომ ყოფილიყო.

მაშასადამე, აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე შეიძლება გვესმოდეს როგორც ვარსკვლავიერი სიდიდე, მიყანილი 10 პარსეკის მანძილზე (გავიხსენოთ, რომ 1 პარსეკი 206265 ასტრონომიულ ერთეულს ეტოლება ან კიდევ 3.26 სინათლის წლით გამოიხატება).

ვთქვათ, აღებული ვარსკვლავი მდებარეობს ჩვენგან $r$ პარსეკის მანძილზე, ე. ი. მისი პარალაქსია $\pi = \left(\frac{1}{r}\right)''$. მისი სიკაშკაშე იყოს $E$ და ხილული ვარსკვლა-

ვიერი სიდიდე $m$. ეს ვარსკვლავი რომ ყოფილიყო 10 პარსეკის მანძილზე (ე. ი. თუ მისი პარალაქსი იქნებოდა 0″.1), მაშინ მას ექნებოდა სხვა $E_0$ სიკაშკაშე, რომელიც გამოიხატებოდა სხვა ვარსკვლავიერი სიდიდით — $M$-ით.

რადგანაც სიკაშკაშე მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად იცვლება, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{E}{E_0}=2.512^{M-m}=\frac{10^2}{r^2}=10^2\pi^2.$$

აქედან მივიღებთ:

$$0.4\,(M-m)=2-2\lg r=2+2\lg\pi$$

ანუ საბოლოოდ:

$$M=m+5-5\lg r=m+5+5\lg\pi. \qquad (19)$$

$M$ წარმოადგენს მნათობის აბსოლუტურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს; (19) ფორმულა კი იძლევა ხილული სიდიდის აბსოლუტურ მნიშვნელობაზე მიყვანის საშუალებას (თუ ვიცით მნათობის მანძილი).

ცნობილია, რომ მზის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდე არის +4.7. აღვნიშნოთ იგი $M_\odot$-ით. თუ ახლა გვეცოდინება რომელიმე ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდის მნიშვნელობაც — $M$, მაშინ ადვილად გამოითვლება ამ ვარსკვლავის სიკაშკაშე მზესთან შედარებით შემდეგი ფორმულით:

$$\frac{L}{L_\odot}=2.512^{M_\odot-M} \qquad (20)$$

აქ $L$ და $L_\odot$ ვარსკვლავის და მზის იმ სიკაშკაშეთა მნიშვნელობანია, შესაბამისად, რაც მათ 10 პარსეკის მანძილზე ექნებოდათ. ასეთ მანძილზე ვარსკვლავის სიკაშკაშეს ნ ა თ ო ბ ა ეწოდება.

მაგალითისათვის გამოვითვალოთ სირიუსის ნათობა. სირიუსისათვის გვაქვს $m=-1.58$; მისი პარალაქსია $\pi=0''.375$. აქედან ვიპოვით მისთვის $M$-ის მნიშვნელობას (19) ფორმულით:

$$M=-1.58+5+5\lg 0.375=+1.3.$$

ახლა, ჩავთვლით რა $L_\odot$-ს ერთის ტოლად (რამდენადაც ვეძებთ სირიუსის სიკაშკაშეს მ ზ ე ს თ ა ნ შ ე დ ა რ ე ბ ი თ), (20) ფორმულიდან მივიღებთ:

$$L=2.512^{4.7-1.3}=2.512^{3.4}\approx 23.$$

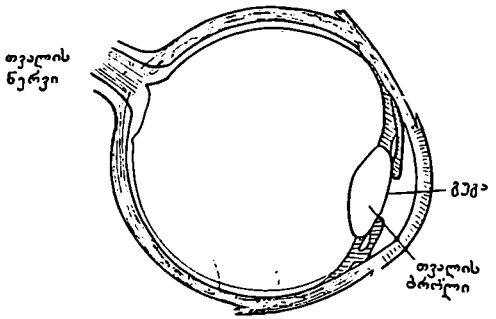
მაშასადამე, ს ი ნ ა მ დ ვ ი ლ ე შ ი სირიუსი 23-ჯერ უფრო მეტად ბრწყინვალეა, ვიდრე მზე. ჩვენგან ერთნაირ მანძილზე რომ მოვათავსებდეთ მზესა და სირიუსს, მზე 23-ჯერ უფრო მკრთალად გამოჩნდებოდა, ვიდრე სირიუსი.

## § 58. ადამიანის თვალის ფოტომეტრიული თვისებანი

ფოტომეტრიის ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი მეთოდი სიკაშკაშის თ ვ ა ლ ი თ გაზომვას ემყარება, რომლის დროსაც შეგვიძლია სპეციალური ხელსაწყოც გამოვიყენოთ და, მეორე მხრივ, შეგვიძლია უშუალოდაც — ხელსაწყოს გარეშე — შევაფასოთ სიკაშკაშე. ორივე შემთხვევაში თვალი თვით წარმოადგენს „ფოტომეტრიულ ხელსაწყოს". ამიტომ აუცილებელია პირველ რიგში გავეცნოთ თვალის ფოტომეტრიულ თვისებებს. შემდგომ განვიხილავთ სიკაშკაშის

თვალით შეფასების ხერხს და, ბოლოს, — ხელოვნურ ფოტომეტრიულ ხელსაწყოებს ანუ ფოტომეტრებს.

მხედველობის მექანიზმი, როგორც ცნობილია, იმაში მდგომარეობს, რომ მოცემული ობიექტიდან მოსული სინათლის სხივები, გაივლის რა თვალის გუგას უკან მოქცეულ ბროლს (ნახ. 66), ქმნის ამ ობიექტის გამონასახს თვალის




ნახ. 66.

შიდა ზედაპირზე, რომელიც სინათლის შემგრძნობი ელემენტებისაგან შედგება. ეს ელემენტები დაკავშირებულია მხედველობის ნერვთან, რომლის გაღიზიანება შეიგრძნობა როგორც სინათლე.

საგნის გამონასახის შექმნაში მთავარ როლს ბროლი ასრულებს. იგი წარმოადგენს ორმხრივ ამოზნექილ „ლინზას". გუგას აქვს თვისება, გაგანიერდეს ან შევიწროვდეს განათების მოკლებისა თუ მომატების მიხედვით. ბროლს კი ზედაპირის სიმრუდის ცვალებადობის უნარი აქვს.

ზოგიერთ შემთხვევაში ნებით და ზოგჯერ — „ავტომატურად" ვცვლით გუგის დიამეტრს და ბროლის ზედაპირის სიმრუდეს განათებისა და ხილვადობის სხვა პირობების მიხედვით, რათა შევეგუოთ ამ პირობებს და უკეთ დავინახოთ ან გავარჩიოთ ესა თუ ის საგანი.

გუგა, რომლის დიამეტრი საშუალოდ იცვლება 8—9 მილიმეტრიდან (მცირე განათების პირობებში) თითქმის 1—2 მილიმეტრამდე (მზის ან სხვა რამ დიდ სინათლეზე), მოქმედებს როგორც ფოტოაპარატის ობიექტივის წინ ხმარებული დიაფრაგმა, რომელიც იმისთვისაა მოწოდებული, რომ ნაკლები სინათლე შეუშვას ობიექტივში და კამერაში, საჭიროებისამებრ. გუგას უნარი აქვს იცვლიდეს დიამეტრს თითქმის 10-ჯერ ანუ ფართობს 100-ჯერ.

გუგის დიამეტრის ცვლა ფაქტობრივად ნიშნავს დასანახი საგნების სიკაშკაშის ცვლას, მაგრამ ისე, რომ თვალს ექნეს უნარი სათანადოდ შეიცვალოს გრძნობიერება. სხვა სიტყვებით, თვალი უფრო გრძნობიერი უნდა გახდეს, როცა საგნების სიკაშკაშე კლებულობს. მართლაც, მხედველობის ორგანოთი ჩვენ ვსარგებლობთ როგორც ბრწყინვალე დღის სინათლეზე, ისე ღამით, როცა საგნების სიკაშკაშე თითქმის მილიარდჯერ ნაკლებია, ვიდრე მზიანი დღის სინათლეზე. თვალის ამ თვისებას ადაპტაცია (შეგუება) ეწოდება.

ხშირად სიბნელიდან დიდ სინათლეზე გამოსვლისას უსიამოვნო შეგრძნება გამოგვიცდია, თითქოს „დაგვაბრმავა" სინათლემ. მაგრამ ეს გრძნობა რამდენიმე ათეულ წამში ქრება. პირიქით, როცა კარგი განათების პირობებიდან სი-

ბნელეში გადავდივართ, თვალს დიდი დრო (ხშირად რამდენიმე წუთი) სჭირდება იმისათვის, რომ შეეგუოს ამ ახალ პირობებს, რათა თავისი მხედველობის უნარი კვლავ მოიპოვოს.

ადაპტაციის უნარს აპირობებს არა მარტო გუგის დიამეტრის ცვლილება, არამედ შემდეგი ორი გარემოებაც. ჯერ ერთი, თვალის ბადურის ელემენტებში ხდება შუქმგრძნობიერი ნივთიერების დაგროვება იმ წამების განმავლობაში, როცა ჩვენ ერთგვარად ძალას ვატანთ თვალს დავინახოთ საგანი. მეორე ისაა, რომ ბადურაში შუქმგრძნობიერი ელემენტები ორი გვარისაა. ერთია ე. წ. ჯოხები, მეორე — პაწია კოლბები. პირველნი მოქმედებენ და აღიქვამენ სინათლეს მცირე (ღამის) განათების დროს, როცა კოლბები უმოქმედოდ რჩება. როცა განათება მატულობს, კოლბები მოდის მოქმედებაში, ხოლო ჯოხები თანდათან გამოირთვება. ესენი მიკროელემენტებია, მათი რიცხვი მილიონობითაა.

კოლბებს შორის მანძილები ბადურაზე საშუალოდ 1—2 მიკრონს არ აღემატება. ეს კი შეესაბამება დანახული საგნის კუთხურ სიდიდეს, რომელიც დაახლოებით 1′-ია. ეს აპირობებს იმ ფაქტს, რომ შეგვიძლია დავინახოთ შორეული საგნები, რომელთა კუთხური სიდიდე 1′-ზე ნაკლები არაა.

თვალის ბროლის ზედაპირის სიმრუდეს ვცვლით თვალის კუნთებით, რომლებიც უშუალოდ ბროლთანაა დაკავშირებული. სიმრუდის ამნაირი ცვლილებით ფაქტობრივად ვაფოკუსებთ ჩვენი თვალის ოპტიკურ სისტემას მოცემულ ობიექტზე, ამ პროცესს ეწოდება თვალის აკომოდაცია, რაც ერთგვარ მორგებას ნიშნავს.

როგორც ვიცით, ზოგიერთ ინდივიდუუმს თვალის სიბეცე ანუ ახლომხედველობა ახასიათებს. ეს აკომოდაციის ნაკლია: თვალს არ ძალუძს აკომოდირებულ იქნეს დაშორებულ საგნებზე. აკომოდაციის ნაკლი სხვა სახითაც გვხვდება: როცა ადამიანი ახლო ვერ ხედავს (შორსმხედველია). ორივე შემთხვევაში ადამიანს ეხმარება სათანადოდ შერჩეული სათვალე.

ადამიანის მხედველობა ბინოკულარულია, ე. ი. ისეთი, რომელშიც მონაწილეობს ორი თვალი. მაგრამ ორივე თვალის ოპტიკური ღერძები მუდამ ერთიმეორის პარალელური როდი რჩება; ადამიანს შეუძლია კიდეც დააშოროს ისინი ერთიმეორეს, კიდეც მიუახლოვოს, იმის მიხედვით, შორს თუ ახლო მდებარე საგნებს უყურებს იგი. თვალის ამ უნარს ეწოდება დივერგენცია და კონვერგენცია, შესაბამისად. კონვერგენციას მკაფიოდ განვიცდით, როცა საგანს ძალზე ახლოს ვუყურებთ ორივე თვალით; უფრო ზუსტად: როცა განსახილველი საგნის დაშორება არ აღემატება (ან დიდად არ აღემატება) მანძილს ორ თვალს შუა. დივერგენციის და კონვერგენციის წყალობით ადამიანს ძალუძს გაარჩიოს საგანთა შორის მანძილთა სხვადასხვაობა ანუ პანორამის სიღრმე. ეს ე. წ. სტერეოსკოპული მხედველობაც არის.

მხედველობას ახასიათებს ერთობ მნიშვნელოვანი პარამეტრი, რომელსაც გრძნობიერების ზღურბლი ეწოდება და იმაში მდგომარეობს, რომ იმისათვის, რათა მხედველობის ნერვის ოდნავ მაინც შესამჩნევი გაღიზიანება გამოვიწვიოთ, საჭიროა სხივური ენერგიის რაღაც გარკვეული მინიმალური რაოდენობა მაინც შემოვიდეს გუგაში. ეს რაოდენობა, რომელიც ზღურბლს განსაზღვრავს, სხვადასხვა ინდივიდუუმისათვის სხვადასხვაა. საერთოდ კი იგი დამოკიდებულია სხვადასხვა ფაქტორზე, მაგალითად, — საგნის კუთხოვან სიდიდეზე: რაც უფრო დიდია საგანი, მით უფრო ნაკლებია სინათლის ეს მინიმალური რაოდენობა ანუ მით უფრო დაბალია ზღურბლი.

მეტად მკრთალ ნისლეულს — ანდრომედას გალაქტიკას, ამ ერთადერთ გალაქტიკას, რომელსაც ცის ჩრდილოეთ ნახევარსფეროზე უბრალო თვალით ვხედავთ, იმის წყალობით ვამჩნევთ, რომ საკმარისად დიდი კუთხური სიდიდე აქვს (3°-მდე). ზღურბლი დიდადაა დამოკიდებული თვალის ადაპტაციაზე. ფაქტობრივად, ადაპტაციას ძალუძს შ ე ც ვ ა ლ ო ს საშუალო ზღურბლი. მეტიც შეიძლება ითქვას: ადაპტაციის პროცესი თვით წარმოადგენს ზღურბლის ცვალებადობას.

საშუალოდ და მიახლოებით შეიძლება მივიღოთ, რომ ადამიანის თვალის გრძნობიერების ზღურბლს ის სინათლე შეესაბამება, რაც მე-6 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავს აქვს, რამდენადაც სწორედ ასეთი ვარსკვლავები მხედველობის საზღვარზეა, მათზე უფრო მკრთალ ვარსკვლავებს ვეღარ ვხედავთ. მაგრამ, როგორც გამოცდილებით ვიცით, მთვარიანში მე-6 სიდიდის ვარსკვლავებსაც ვერ ვხედავთ. გარდა ამისა, ბინდში (მზის ჩასვლის შემდგომ ან ამოსვლის წინ) აგრეთვე მხოლოდ უფრო კაშკაშა ვარსკვლავებს ვხედავთ. დღისით, ცის ფონზე უბრალო თვალით მხოლოდ ვენერა შეგვიძლია დავინახოთ, ისიც, როცა იგი ხილული სიკაშკაშის მაქსიმუმშია (ელონგაციაშია): —4$^m$,3. მეორე მხრივ, თუ ცის ფონი მაქსიმალურად ბნელია („შავია"), შეიძლება მე-7 ან მე-8 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავთა დანახვაც. მაშასადამე, მხედველობის ზღურბლს სხვა პირობებიც განსაზღვრავს, რომელთა ვითარებაში გვიხდება საგნის თუ სინათლის წყაროს განხილვა, მათ შორის ცის ფონისაც.

თუ თვალის გუგის დიამეტრს 6 მილიმეტრის ტოლად ჩავთვლით, სინათლის ნაკადის ენერგია, საკმარისი ხედვის ზღურბლური გაღიზიანებისათვის, ეტოლება დაახლოებით $2 \cdot 10^{-10}$ ერგს წამში. ეს იმასაც ნიშნავს, რომ ასეთ გაღიზიანებას (სხვა სიტყვებით: სინათლის აღქმას, დანახვას) გუგაში სინათლის 50 კვანტის შესვლა იწვევს ერთი წამის განმავლობაში. ეს ანგარიში შეესაბამება გამოსხივების ტალღის სიგრძეს, რომელიც ახლოა თვალის მაქსიმალურ გრძნობიერებასთან (~ 500—550 მილიმიკრონი), და გარემოცვის „საშუალო" პირობებს. სინათლის აღებული მიმღების მეშვეობით მინიმალური სინათლის ნაკადის ფიქსირებისათვის საჭირო კვანტების რიცხვის შებრუნებულ სიდიდეს კ ვ ა ნ ტ უ რ ი გ ა მ ო ს ა ვ ა ლ ი ეწოდება. ეს ცნება ხშირად გამოიყენება თანამედროვე შუქმიმღებთა თვისებების დახასიათებაში.

ფოტომეტრიული თვალსაზრისით ერთობ მნიშვნელოვან თვისებას წარმოადგენს თვალის უნარი — გ ა ა რ ჩ ი ო ს და შ ე ა ფ ა ს ო ს ობიექტების სიკაშკაშეთა გ ა ნ ს ხ ვ ა ვ ე ბ ა. ცდა გვიჩვენებს, რომ თვალს ძალუძს შენიშნოს სიკაშკაშეთა განსხვავება მაშინ, როცა ერთი ობიექტის სიკაშკაშე მეორისას არანაკლებ 1—1$^1/_2$%-ით ჩამორჩება (იხ. ზემოთ, თავში „ტელესკოპი"). ეს წარმოადგენს მხედველობის კ ო ნ ტ რ ა ს ტ უ ლ ი გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ი ს ზ ღ უ რ ბ ლ ს. მისი სიდიდეც დამოკიდებულია ობიექტის განხილვის პირობებსა და სხვა ფაქტორებზე. როცა საქმე გვაქვს ერთობ ძლიერ ან, პირიქით, — ძალზე სუსტ განათებასთან, სიკაშკაშეთა განსხვავების შენიშვნის უნარი შესამჩნევად კლებულობს, ე. ი. ზღურბლის სიდიდე მატულობს. როგორც ვნახეთ, ზღურბლის მნიშვნელობა მატულობს (ე. ი. გარჩევის უნარი კლებულობს) მაშინაც, როცა განსახილველი საგნის კუთხოვანი სიდიდე კლებულობს. საერთოდ, წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ ი ობიექტების (მნათი წერტილების) სიკაშკაშეთა შედარების შემთხვევაში კონტრასტული გრძნობიერების უნარი ნაკლებია.

თვალის გრძნობიერება განსხვავებულია სხვადასხვა ტალღის სიგრძის გამოსხივების მიმართაც. ეს ქვემოთ (ნახ. 67) მოტანილი ხედვის მრუდის დახა-

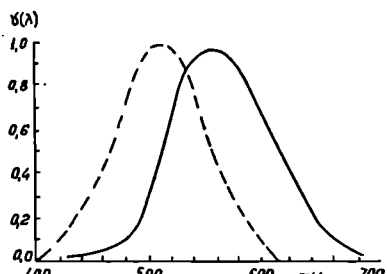
სიათებიდან ჩანს. ის გარემოება, რომ ეს მრუდი არ წარმოადგენს აბსცისთა ღერძის პარალელურ სწორს და მას აქვს ექსტრემული მნიშვნელობა ტალღის სიგრძეზე — 5500 Å, უკვე ნიშნავს და უჩვენებს გრძნობიერების სელექტიურობას.

ახლა აღვნიშნოთ თვალის არანაკლებ მნიშვნელოვანი თავისებურება, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ მისი გ რ ძ ნ ობ ი ე რ ე ბ ა ფ ე რ ი ს ა დ მ ი ანუ ფ ე რ ი ს ა ღ ქ მ ი ს უ ნ ა რ ი დამოკიდებულია სიკაშკაშეზე. ეს ე. წ. პ უ რ კ ი ნ ი ე ს (Purkinie) ეფექტია.

ვთქვათ, შევადარეთ ორი ისეთი ობიექტის სიკაშკაშე, რომელთაგან ერთი მოლურჯო, ხოლო მეორე მოწითალო ფერისაა. ვთქვათ ისიც, რომ მოცემულ მომენტში, რაღაც გარკვეულ სიკაშკაშეზე, ეს ორი ობიექტი ერთნაირად კაშკაშა გვეჩვენება. შევასუსტოთ ახლა თანდათან ეს ორი საგანი ს რ უ ლ ი ა დ ე რ თ ნ ა ი რ ა დ (ე. ი. შევამციროთ მათი სიკაშკაშე ობიექტურად ზუსტად ერთნაირი რაოდენობით). მაშინ ჩვენი თვალი მიიღებს ისეთ შთაბეჭდილებას, თითქოს მოწითალო ფერის საგნის სიკაშკაშე უფრო მეტად შემცირდა, ვიდრე მოლურჯო ფერისა და ამით სიკაშკაშეთა თანატოლობა დაირღვევა.

როგორც გამოცდილებით ვიცით, ძალზე ღრმა ბინდის პირობებში, როცა თითქმის ბნელა, ვერც კი ვარჩევთ ფერების სხვადასხვაობას, ე. ი. მხედველობა სრულიად აქრომატული ხდება. სიკაშკაშეთა ერთნაირად გაძლიერების შემთხვევაში კი მოწითალო საგანი უფრო კაშკაშად მოგვეჩვენება, ვიდრე მოლურჯო. ამაში მდგომარეობს პ უ რ კ ი ნ ი ე ს ეფექტი ანუ მოვლენა, რომელიც არსებითად იმას ნიშნავს, რომ თვალის სპექტრული გრძნობიერების მაქსიმუმი გადაადგილდება თავისი საშუალო მდებარეობის მიმართ სინათლის ინტენსიობის ცვალებადობასთან ერთად.

67-ე ნახ.-ზე უწყვეტი ხაზით წარმოდგენილია ხედვის მრუდი ანუ ფუნქცია V(λ) საშუალო პირობებში. იქვე, წყვეტილი ხაზით მოცემულია იგივე ფუნქცია, ოღონდ — დაბალი განათების შემთხვევისათვის, როცა ხედვის ფუნქციის მაქსიმუმი მოკლეტალღოვანი უბნისაკენ გადაადგილდება.



ნახ. 67.

აღწერილი გარემოება ერთობ ართულებს სხვადასხვა ფერის სხივური ნაკადების ფოტომეტრიულ გაზომვას. კერძოდ, ასტრონომიულ პრაქტიკაში, უნდა ვეცადოთ დავმყაროთ ჩვენი ფოტომეტრიული გამოკვლევები ე რ თ ნ ა ი რ ი ფერის ვარსკვლავების შედარებას, თუკი რაც შეიძლება ზუსტი შედეგების მიღება გვსურს.

თვალის ბადურა თვალის კაკლის შიდა უკანა ზედაპირს წარმოადგენს (ნახ. 66). მისი აგებულება საკმაოდ რთულია, შედგება რა თვალის ნერვის განშტოებებისა და შუქმგრძნობიერი ელემენტების სიმრავლისაგან. ამ ელემენტების განაწილება ზედაპირზე როდია ერთგვაროვანი. იქ, სადაც ბადურას ბროლის ოპტიკური ღერძი გადაკვეთს, უფრო მეტად მოთავსებულია მცირე ზომის კოლბისმსგავსი ელემენტები. მისგან მოშორებით — უფრო დიდი ზომის კოლბებისა

და ჯოხისებრი ელემენტების ნარევი. უკანასკნელთა რაოდენობა მატულობს, რაც უფრო მეტია დაშორება ცენტრული წერტილიდან. ბადურის ასეთი აგებულება განაპირობებს თვალის ერთ თავისებურებას, რომელიც ასტრონომიულ პრაქტიკაში სათანადოდ გამოიყენება. ბადურის გრძნობიერება მცირე სინათლისადმი მით მეტია, რამდენადაც მოშორებულია მისი სათანადო ნაწილი ცენტრულ წერტილს. ეს იმიტომ, რომ შესაბამისად მეტია ჯოხისებრი ელემენტები, რომლებიც, როგორც ზემოთაც დავახასიათეთ, უფრო მეტად მ ც ი რ ე სინათლეს აღიქვამს. ასტრონომიულ პრაქტიკაში არის ხოლმე შემთხვევები, როცა გასარჩევი გვაქვს ერთობ მკრთალი ვარსკვლავები, რომლებიც ხილვადობის საზღვარზეა და თითქმის ვერც ვხედავთ განუწყვეტლივ და სარწმუნოდ. ასეთი მკრთალი ვარსკვლავების შემჩნევა და გარჩევა ან უშუალოდ ცაზე დაკვირვების პროცესში გვიხდება, ან კიდევ ტელესკოპის ველში, როცა გასაიგივებელი გვაქვს ველი რუკასთან ან მოსაძებნი — რაიმე მკრთალი ობიექტი. იმწუთებში, როცა „ძალას ვატანთ“ მხედველობას და ეცდილობთ დავინახოთ მკრთალი ვარსკვლავი, უნებურად „ვაბრუნებთ“ თვალის კაკალს, თითქოს გვეხერხებოდეს გ ვ ე რ დ ი დ ა ნ შეხედვა და, მართლაც, სწორედ ამ მომენტებში გარკვევით ვხედავთ ობიექტს, რომელიც პირდაპირი ხედვის პირობებში გაურჩეველი იყო. ეს ე. წ. გ ვ ე რ დ ი თ ი მ ხ ე დ ვ ე ლ ო ბ ა ა და არსებითად იმას ნიშნავს, რომ თვალის კაკალს ვაბრუნებთ იმდენად, რომ საძიებელი ობიექტის გამონასახი მოხვდეს ბადურის იმ ნაწილში, სადაც მეტია მცირე განათებისადმი გრძნობიერი ელემენტები.

დაბოლოს, აღვნიშნოთ თვალის კიდევ ერთი უაღრესად მნიშვნელოვანი თვისება, რომელსაც დიდი როლი აქვს ფოტომეტრიაში. ეს თვისება იმაში მდგომარეობს, რომ თვალს შეუძლია „დაიხსომოს“ გაღიზიანება, რომელიც გამოიწვია მასში სხვადასხვა სიკაშკაშის რამდენიმე ვარსკვლავმა. ეს საშუალებას იძლევა შ ე ვ უ დ ა რ ო თ ერთმანეთს ორი ან მეტი ისეთი მნათობის სიკაშკაშე, რომელთაც ერთდროულად კი არ ვუყურებთ, არამედ მიმდევრობით: ჯერ ერთს, მერე მეორეს და ა. შ.

ამასთანავე, სათანადო ვარჯიშის შედეგად, ადამიანს შეუძლია გამოიმუშაოს ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ერთგვაერი მეხსიერებითი სკალა. ამაზე დამყარებულია ვარსკვლავთ სიკაშკაშის თ ვ ა ლ ი თ შეფასების მეთოდები.

## § 60. ვარსკვლავთ სიკაშკაშის უშუალო შეფასება თვალით

წარსულში, როცა ცის მკვლევართ არ გააჩნდათ სათანადო ხელსაწყოები — ფოტომეტრები, თვალით უშუალო შეფასება სიკაშკაშის განსაზღვრის ერთადერთ საშუალებას წარმოადგენდა. თუმცა, ზოგიერთ შემთხვევაში, ასეთ მეთოდს ახლაც კი მიმართავენ და უმთავრესად — ცვალებად ვარსკვლავთა დაკვირვებისას.

აღვწეროთ აქვე ამგვარი მეთოდის ერთი სახეობა. გამოსაკვლევი $v$-ვარსკვლავის სიკაშკაშის (ვარსკვლავიერი სიდიდის) განსაზღვრის მიზნით შევარჩიოთ მის მახლობლად ორი ისეთი $a$ და $b$ ვარსკვლავი, რომელთაგან ერთი (მაგალითად, $a$) გამოსაკვლევზე აშკარად უფრო კაშკაშაა, ხოლო მეორე — უფრო მკრთალი. $a$ და $b$ ვარსკვლავების ვარსკვლავიერი სიდიდეები ცნობილი უნდა იყოს და აღვნიშნოთ ისინი $m_a$ და $m_b$-თი, შესაბამისად. მაშასადამე, თუ $m_v$ $v$ ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდის გამომხატველი აღნიშვნაა, შეგვიძლია დავწეროთ: $m_a < m_v < m_b$.

$a$ და $b$ ვარსკვლავების სიკაშკაშეთა ინტერვალი გავყოთ გონებაში ათ ნაწილად და დავადგინოთ თუ თვალით შეფასებული სიკაშკაშის მიხედვით, ამ ინტერვალის რომელ ნაწილში იმყოფება $v$ ვარსკვლავი. თუ ნას ზუსტად შუა ადგილი უკავია, ე. ი., თუ იგი იმდენად უფრო კაშკაშაა $b$-თან შედარებით, რამდენადაც $a$ არის მასზე კაშკაშა, მაშინ დავწერთ: $a\,5v\,5b$. სხვა შემთხვევებში შეიძლება, რომ $v$ ჩვენი შეფასებით დაშორებული იყოს სიკაშკაშით $b$-ს ინტერვალის 1, 2 ან სხვა, მაგალითად, — 8 ნაწილით. მაშინ შესაბამისად ჩაიწერება: $a9\,v1b$, $a8\,v2b$,..., $a2\,v8b$.

ზოგადად კი ასე შეგვიძლია ჩავწეროთ: $a\,x\,v\,y\,b$, სადაც $x+y=10$.

ამის შემდგომ გამოსაკვლევი ვარსკვლავის ($v$) სათიბელი ვარსკვლავიერი სიდიდისათვის ($m_v$) გვექნება თავისთავად აშკარა დამოკიდებულება:

$$m_v = m_a + \frac{m_b - m_a}{10}\,x = m_b - \frac{m_b - m_a}{10}\,y. \qquad (21)$$

აღწერილ მეთოდს პიკერინგისეული მეთოდი ეწოდება. როგორც ვხედავთ, იგი მარტივი, ინტერპოლაციური ხერხია. მიუხედავად მისი პრიმიტიულობისა, სიკაშკაშის განსაზღვრის საშუალო ცდომილება, რომელიც მას ახასიათებს, დაახლოებით $\pm 0.08$-ს არ აღემატება, რაც არცთუ ძალზე დაბალ სიზუსტეს ნიშნავს.

პიკერინგზე უფრო ადრე ამ მეთოდს ერთგვარი სახეცვლილებით არგელანდერი ხმარობდა; მასზე კიდევ უფრო ადრე კი — უილიამ ჰერშელი (Hershel) (XVIII საუკუნის დამლევს). არგელანდერმა დიდი მუშაობა ჩაატარა XIX საუკუნეში ამ ხერხის გამოყენებით ცვალებად ვარსკვლავთა სიკაშკაშეების განსაზღვრის დარგში.

მოვიტანოთ აქვე, მაგალითის სახით, პრაქტიკულად შესრულებული ერთი შეფასება. ცვალებადი ვარსკვლავის $\delta$ Cephei-ს სიკაშკაშე, რომლის განსაზღვრა ვარსკვლავიერ სიდიდეებში სურდათ, შეადარეს ამ ვარსკვლავის მახლობლად მდებარე ვარსკვლავებს: $\zeta$ Cephei და $\nu$ Cephei. ამ უკანასკნელთა სიკაშკაშე მუდმივია და ცნობილი სიდიდეებით გამოიხატება: 3.6 და 4.5, შესაბამისად. დამკვირვებელმა ასე ჩაწერა სიკაშკაშეთა შედარების შედეგი (შეფასება): $\zeta\,1\delta\,9\,\nu$. ამ ჩანაწერის საფუძველზე (21) ფორმულის გამოყენებით გამოვთვლით $\delta$ Cephei-ს ვარსკვლავიერ სიდიდეს:

$$m_\delta = 3.6 + \frac{(4.5-3.6)}{10}\times 1 = 3.69 \approx 3.7$$

ან კიდევ

$$m_\delta = 4.5 - \frac{(4.5-3.6)}{10}\times 9 = 3.69 \approx 3.7.$$

ვარსკვლავთ სიკაშკაშის შეფასების პიკერინგისეული მეთოდი შეგვიძლია არა მარტო უშუალოდ ცაზე დაკვირვებაში გამოვიყენოთ, არამედ აგრეთვე ასტრონეგატივების განხილვისას, როცა ვაკვირდებით და ანალიზს ვუკეთებთ ნეგატივზე მიღებულ ვარსკვლავთ გამონასახებს (იხ. ქვემოთ, ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის შესახებ).

## § 60. ასტრონომიულ, პრაქტიკაში ხმარებული ვიზუალური ფოტომეტრები

ფოტომეტრებს, რომელთაც ასტრონომიულ პრაქტიკაში ხმარობენ, ე. ი., რომელთა საშუალებით ცის მნათობთა სიკაშკაშეს გაზომავენ, ასტროფოტომეტრები ეწოდებათ.

პირველად ასტროფოტომეტრი ჯონ ჰერშელმა ააგო და გამოიყენა XIX საუკუნის მეორე მეოთხედში. მას შემდგომ სხვადასხვა ტიპისა და საბის რამდენიმე ათეული ასტროფოტომეტრი იქნა გამოგონილი, შემოღებული და ხმარებული.

ჩვენ აღვწერთ ასტროფოტომეტრის რამდენიმე თანამედროვე სახეობას.

მოქმედების პრინციპით ასტროფოტომეტრები ორ ძირითად ჯგუფად შეგვიძლია დავყოთ. პირველ ჯგუფს მივაკუთვნებთ ისეთებს, რომლებიც ემყარება სიკაშკაშის შესუსტებას იმ ზომამდე, როცა მოცემული ობიექტი უხილავი შეიქნება („ჩაქრება"). ეს ე. წ. ჩაქრობის პრინციპზე მომუშავე ასტროფოტომეტრებია.

ასეთი იარაღის იდეა შემდგომშია. გარკვეული მანიპულაციით უნდა მივაღწიოთ ისეთ მდგომარეობას, როცა იარაღში გავლილი სხივი ჩაქრება. რაც უფრო კაშკაშაა თავდაპირველად აღებული ობიექტი, მით უფრო მეტი მანიპულაცია არის საჭირო იმისათვის, რომ მივაღწიოთ მის ჩაქრობას. მაშასადამე, ორი, განსხვავებული სიკაშკაშის მქონე მნათობის სიკაშკაშეთა სხვაობა შეფასდება მით, თუ რამდენად განსხვავებული მანიპულაციები დაგვჭირდება მათი ჩაქრობის მიღწევისათვის. რაში გამოიხატება თვით ეს მანიპულაცია, ვნახავთ შემდგომ, როცა აღვწერთ რომელიმე ფოტომეტრს.

მეორე ჯგუფი აერთიანებს ისეთ ასტროფოტომეტრებს, რომელთა მოქმედება ემყარება მოცემული ობიექტისა და შესადარი ობიექტის სიკაშკაშეთა გათანაბრებას. სწორედ ამ უკანასკნელი ტიპისა იყო ჯ. ჰერშელის მიერ გამოყენებული პირველი ასტროფოტომეტრი, რომელსაც მან უბრალოდ ასტრომეტრი უწოდა და რომლითაც აგი მთვარის ხელოვნურად მიღებული. ვარსკვლავისებრი გამონასახის სიკაშკაშეს გამოსაკვლევი ვარსკვლავის სიკაშკაშეს უთანაბრებდა და მით განსაზღვრავდა უკანასკნელს.

ამგვარი ტიპის იარაღის იდეა იმაში მდგომარეობს, რომ რაღაც გარკვეული მანიპულაციით უნდა მივაღწიოთ გამოსაკვლევი მნათობისა და სტანდარტული ხელოვნური სინათლის წყაროს სიკაშკაშეთა თანაბრობას. რაც მეტია თავდაპირველად მათი სიკაშკაშეების განსხვავება, მით მეტი ოდენობით გვჭირდება მანიპულაციების გამოყენება, რათა შესრულდეს სიკაშკაშეთა გათანაბრება. ამაშია სიკაშკაშეთა შეფასების ზომა და საშუალება.

## § 61. სოლიანი ასტროფოტომეტრი

სოლიანი ასტროფოტომეტრი ერთ-ერთი ყველაზე უფრო ტიპური სახეობის ფოტომეტრია. „სოლიანი" მას იმიტომ ეწოდება, რომ მისი ძირითადი ფოტომეტრიული ელემენტი არის ოპტიკური სოლი. ეს წარმოადგენს პრიზმას, რომელიც დამზადებულია ბნელი, შთანმთქავი მინისაგან. ეს მინა ამავე დროს უნდა იყოს „ნეიტრალური", ე. ი. ერთნაირად უნდა შთანთქავდეს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სინათლეს. ბნელ პრიზმას მიადგამენ მეორეს, ისეთივე ზომისა და ფორმის პრიზმას, რომელიც დამზადებულია კარგად გამჭვირვალე მინისაგან. მაგრამ ეს ორი პრიზმა ისე უნდა იქნეს ერთიმეო-

ოეზე მიდგმული, რომ თავი და ფუძე შექცეული ჰქონდეთ და ორივენი ერთად ერთ პარალელეპიპედს ანუ ბრტყელ-პარალელ ფირფიტას ქმნიდნენ (ნახ. 68).

ნახ. 68.

ამ ბრტყელ-პარალელ ფირფიტას, როგორც მთლიანს, შეგვიძლია ახლა ვუწოდოთ ფოტომეტრიული სოლი. იგი წარმოადგენს ერთგვარ შუქფილტრს, რომლის სიმკვრივე მის სხვადასხვა ადგილში სხვადასხვაა. მოვთავსოთ სოლი ისე, რომ ის მართობული იყოს გასაზომი ობიექტიდან მომდინარე სხივისა, რომელიც მას დაეცემა და გაივლის მასში.

სოლის ფოტომეტრიული სისქე სხვადასხვაა მის სიგრძეზე და ამიტომ, თუ სხივი ორ სხვადასხვა ადგილზე გაკკვეთს მას, სხვადასხვა სიდიდის იქნება სოლში გავლით გამოწვეული შესუსტება სინათლისა. მართლაც, როცა სხივის გზა სოლში (ნახ. 69) არის $(a+b)$, სოლის მშთანთქავ პრიზმაში იგი გაივლის ორჯერ უფრო გრძელ გზას, ვიდრე იმ შემთხვევაში, როცა მისი გზა სოლში არის $(c+d)$.

ვთქვათ, $I$ ინტენსივობის სხივს, სოლში $II_1$ გზით გავლისა და სათანადო შესუსტების შემდგომ, დაურჩება $I_1$ ინტენსივობა. ბნელ პრიზმაში მისი გზის მონაკვეთი არის $a$. თუ $p$ ამ პრიზმის გამჭვირვალობის კოეფიციენტია, მაშინ

$$I_1 = Ip^a.$$

ასევე გვექნება მეორე შემთხვევისათვის (როცა სხივის გზა არის $II_2$):

$$I_2 = Ip^c.$$

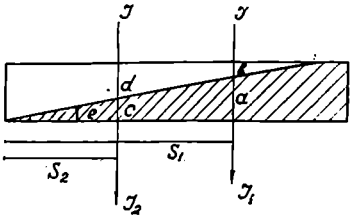
აქედან:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{p^a}{p^c} = p^{a-c}$$

ანუ

$$\operatorname{tg} \frac{I_1}{I_2} = (a-c) \lg p. \qquad (22)$$

ფოტომეტრში, რომლის საერთო აგებულებას ქვემოთ გავეცნობით, სოლი ისეა ჩადგმული, რომ შეიძლება მისი გასრიალება სინათლის წყაროდან მომავალი სხივის მართობული მიმართულებით და ამნაირად შეგვიძლია შევახვედროთ სხივს სოლის სხვადასხვა სისქე (მაგალითად, $a$ ან $c$ 69-ე ნახ.-ზე) და ამით სხივის მეტი ან ნაკლები შესუსტება გამოვიწვიოთ. ამავე დროს სოლს, მისი სიგრძის გასწვრივ, მორგებული აქვს ხაზოვანი სკალა, რომელიც სოლთან ერთად მოძრაობს. ამ სკალაზე, მის პირდაპირ უძრავად დამაგრებული მაჩვენებლის საშუალებით, ავითვლით სოლის მდებარეობას. ყოველ ანათვალს შეესაბამება, მაშასადამე, სოლის გარკვეული სისქე. სოლი ასტროფოტომეტრის ძირითადი ელემენტია. თვით ასტროფოტომეტრს მოარგებენ ტელესკოპის საოკულარო ნაწილზე, ტელესკოპის ოპტიკური ღერძის გაგრძელებაზე. ფოტომეტრი ისეა მოწყობილი, რომ მის ოკულარში ვხედავთ ვარსკვლავის ტელესკოპ-




ნახ. 69.

ში გამოვლილ სხივთან ერთად რაიმე ხელოვნური სინათლის წყაროს (მაგალითად, მუდმივი ვარვარის ელნათურის) სოლში გამოვლილ სხივსაც. ამის მიღწევა შესაძლებელია საკმარისად მარტივი ოპტიკის გამოყენებით.

გავასრიალოთ ფოტომეტრში სოლი იმ ზომამდე, რომ ხელოვნური სინათლის წყაროს შესუსტება იმდენი იყოს, რომ მისი სიკაშკაშე გაუთანაბრდეს ვარსკვლავის სიკაშკაშეს. იგულისხმება, რომ ელნათურის თავდაპირველი სიკაშკაშე მეტია, ვიდრე გამოსაკვლევი ვარსკვლავებისა. ვთქვათ, სოლის ასეთ მდგომარეობაში ანათვალი სკალაზე არის $S_1$. ამის შემდგომ მივმართოთ ფოტომეტრი (ტელესკოპი ფოტომეტრითურთ) მეორე ვარსკვლავს და ახლა მას გავუთანაბროთ ელნათურის სიკაშკაშე. ამ მდგომარეობაში ანათვალი იყოს $S_2$. ხელოვნური სინათლის წყაროს მუდმივი ინტენსივობა აღვნიშნოთ $I$ ასოთი, ხოლო პირველი და მეორე ვარსკვლავის სიკაშკაშე $I'$ და $I''$-ით. მუდმივი წყაროს სინათლის ინტენსივობა სოლში გავლის შემდეგ პირველ შემთხვევაში იყოს $I_1$, მეორეში — $I_2$.

ცხადია, რაც უფრო მეტად კაშკაშაა ვარსკვლავი, მით ნაკლებად დაგვჭირდება ხელოვნური სინათლის წყაროს შესუსტება ვარსკვლავის სიკაშკაშესთან მისი გათანაბრების მისაღწევად. მაშასადამე, დაგვჭირდება უფრო ნაკლები ზომით შემოვასრიალოთ სოლი სხივის გზაზე, რათა ნაკლები სისქე შევახვედროთ მას სიკაშკაშის ჯეროვნად შესუსტების მიზნით (სწორედ ამას ვგულისხმობდით, როცა ზემოთ, წინა პარაგრაფში ვლაპარაკობდით მ ა ნ ი პ უ ლ ა ც ი ა ზ ე ფოტომეტრში).

ვარსკვლავის სინათლეს არ ვასუსტებთ; მას ვუყურებთ ხელოვნური სინათლის წყაროს გამონასახის გვერდით, ს ო ლ ი ს გ ა რ ე შ ე. ვცდილობთ იმდენად შემოვასრიალოთ სოლი ხელოვნური სინათლის წყაროს სხივების გზაზე, რომ ის გაუთანაბრდეს სიკაშკაშით პირველი ვარსკვლავის $I'$ სიკაშკაშეს.

ვთქვათ, სოლის მდგომარეობაში, რომელიც შეესაბამება $S_1$ ანათვალს, გათანაბრება მიღწეულია. შეგვიძლია დავწეროთ:

$$I' = I_1$$

მაგრამ,

$$I_1 = Ip^a,$$

სადაც $a$ წარმოადგენს სოლის $S_1$ მდებარეობის შესაბამ სხივის გზას ბნელ პრიზმაში. ახლა ხელოვნური სინათლის წყაროს ინტენსივობა გავათანაბროთ მეორე ვარსკვლავის $I''$ სიკაშკაშესთან. რადგანაც $I' \neq I''$, ამიტომ გათანაბრება მოხდება სოლის რაღაც სხვა მდებარეობაში, რომელიც გამოიხატება $S_2$ ანათვალით. დავწერთ:

$$I'' = I_2$$

$$I_2 = Ip^c.$$

$c$ არის სოლის $S_2$ მდებარეობის შესაბამი სხივის გზა ბნელ პრიზმაში. ამის შემდგომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{I'}{I''} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{p^a}{p^c} = p^{a-c}.$$

აქედან

$$\lg \frac{I'}{I''} = (a - c) \lg p.$$

მაგრამ, ზემოთ გამოყვანილი დამოკიდებულების მიხედვით,

$$\lg \frac{I'}{I''} = -0.4\,\Delta m,$$

სადაც $\Delta m$ არის ორ აღებულ ვარსკვლავს შორის სხვაობა ვარსკვლავიერ სიდიდეებში. მაშასადამე,

$$\Delta m = 2.5 \lg p\,(c-a). \tag{23}$$

69-ე ნახაზიდან ჩანს, რომ $a = S_1 \operatorname{tg}\theta$, $c = S_2 \operatorname{tg}\theta$, $c - a = \operatorname{tg}\theta\,(S_2 - S_1)$; $\operatorname{tg}\theta = \frac{h}{l}$,

სადაც $h$ და $l$ სოლის სიმაღლეა და სიგრძე, შესაბამისად.

ასე რომ, გვექნება:

$$\Delta m = 2.5\,\frac{h}{l} \lg p\,(S_2 - S_1) = k\,(S_2 - S_1), \tag{24}$$

სადაც $k$-ს სოლის მუდმივას უწოდებენ და იგი ტოლია $2.5\,\frac{h}{l} \lg p$-სი.

ამნაირად, ვღებულობთ, რომ ხელოვნური სინათლის ორ ვარსკვლავთან ცალ-ცალკე გათანაბრების მომენტში აღებული ანათვლების მეშვეობით, შეგვიძლია გამოვითვალოთ მათი ვარსკვლავიერი სიდიდეების სხვაობა. თუ ახლა ეს ორი ვარსკვლავი აღებულია ისე, რომ ერთის ვარსკვლავიერი სიდიდე ცნობილია (ეს ვარსკვლავი შესადარის როლს ასრულებს), ხოლო მეორის სიკაშკაშე შესაფასებელია, მაშინ (24)-ის გამოყენებით მარტივად და უშუალოდ მივიღებთ გამოსაკვლევი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერ სიდიდეს. ამისათვის საჭიროა კიდევ, ცხადია, $k$-ს ცოდნა. მაგრამ, $k$ ახასიათებს სოლის ფოტომეტრიულ თვისებებს და იგი ყოველთვის კარგად განსაზღვრულია ისეთი სოლისათვის, რომელსაც მუშაობაში იყენებენ.

არსებითია, რომ $k$-ს მნიშვნელობა (ანუ $p$-ს მნიშვნელობა) მუდმივი იყოს სოლის მთელ სიგრძეზე. თუ ეს ასე არაა, მაშინ სოლი შესამჩნევ ცდომილებებს მოგვცემს სიკაშკაშეთა შეფასებებში. $k$-ს ($p$-ს) ცვალებადობა შეიძლება გამოწვეულ იქნეს ან მინის არაერთგვაროვნებით, ანდა მისი ზედაპირების არასრულყოფილი მოპრიალებით.

$p$-ს განსაზღვრისათვის არსებობს კარგად დამუშავებული ლაბორატორიული ხერხები. $k$-ს განსაზღვრა კი მოცემული სოლისათვის მარტივად შეგვიძლია მოვახდინოთ, თუ ცნობილია ორი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდეები. მათთვის ავიღებთ $S_1$ და $S_2$ ანათვლებს, $\Delta m$ ცნობილია და $k$ განისაზღვრება (24)-დან: $k = \frac{\Delta m}{S_2 - S_1}$. მოცემული სოლისათვის $k$-ს მუდმივი მნიშვნელობა აქვს.

ზემომოყვანილ მსჯელობაში უგულებელყოფილია არეკვლით გამოწვეული სინათლის დანაკარგი, სოლის წინა და უკანა ზედაპირიდან, რადგანაც იგულისხმება, რომ ეს ეფექტი ერთნაირად მოქმედებს როგორც გამოსაკვლევ ვარსკვლავზე, ისე შესადარ ვარსკვლავზე, თუ ხელოვნურ წყაროზე.

მინის სოლის ნაცვლად შეიძლება იხმარებოდეს ჩვეულებრივი ფოტოგრაფიული ფირფიტა, რომელიც გამომჟღავნებულია მისი განათების შემდგომ. ოღონდ განათებულ უნდა იქნეს ეს ფირფიტა ისე, რომ მისი სიგრძის გასწვრივ თანაბრად მატულობდეს განათება ფირფიტის ერთი ადგილიდან მეორეზე გადასვლისას. მაშინ გამომჟღავნებული ფირფიტის სიშავე მუდმივი კი არ

ექნება, არამედ — მზარდი სიმკვრივისა. ასეთი „სოლი" სწორედ ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი სოლია, ხოლო ფიზიკური ფორმით მას საერთო არაფერი აქვს სოლთან.

გავაკეთოთ ახლა რამდენიმე დამატებითი შენიშვნა, რომლებიც უკეთესად გაგვარკვევს საკითხში.

რაც უფრო დიდია ($S_2$—$S_1$) სხვაობა, მით მეტია $\Delta m$. თუ ორი, ერთიმეორესთან შესადარებელი ვარსკვლავი ძალზე მცირედ განსხვავდება ერთიმეორისაგან სიკაშკაშით, მაშინ ერთობ მცირეა ეს სხვაობებიც. სხვა სიტყვებით, ამ შემთხვევაში, ხელოვნური სინათლის წყაროს სიკაშკაშის შემცირება და გათანაბრება ვარსკვლავთ სიკაშკაშეებთან სოლის, დაახლოებით, ერთი და იმავე იდგილით ხერხდება.

რამდენადაც ფოტომეტრიული შეფასება, როგორც აღვწერეთ, ემყარება სიკაშკაშეთა გათანაბრებას ხელოვნური სინათლის წყაროს შესუსტების გზით, საჭიროა, რომ უკანასკნელი ყველა შემთხვევაში შესუსტებამდე უფრო კაშკაშა იყოს, ვიდრე ვარსკვლავების სიკაშკაშე.

საერთოდ კი დასაშვებია, რომ ხდებოდეს ვარსკვლავთ სიკაშკაშეთა შესუსტება შეუსუსტებელი სინათლის წყაროს სიკაშკაშესთან გათანაბრებამდე. ასეთ შემთხვევაში, ხელოვნური წყაროს თავდაპირველი სიკაშკაშე ნაკლები უნდა იყოს გამოსაკვლევი ვარსკვლავების სიკაშკაშეზე.

ფოტომეტრიული სოლი, ჩვეულებრივ, საშუალებას იძლევა ვაწარმოოთ გაზომვები ან შედარებანი 4—5 ვარსკვლავიერი სიდიდის შუალედში. ამ შუალედს განსაზღვრავს სოლის სიმკვრივის გრადაცია და მისი სიგრძე.

აღნიშნული ფოტომეტრიული სიმკვრივის შემთხვევაში ამბობენ, რომ სოლი სიკაშკაშეთა ფართო საზღვრებში მუშაობს. ამასთან საჭიროა შეგვეძლოს სიკაშკაშეთა მცირე განსხვავებების ზუსტად გაზომვაც, ე. ი. სოლს უნდა ჰქონდეს ხელსაყრელი გ რ ა დ ა ც ი ა. სიკაშკაშეთა რაც უფრო მცირე განსხვავებებს შეიგრძნობს სოლი, მით უფრო ნელი გრადაცია ჰქონია მას. სოლის გრადაცია დამოკიდებულია სოლის მუდმივას $k$-ს მნიშვნელობაზე.

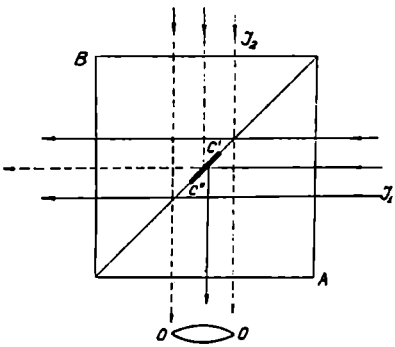
როგორც ვნახეთ, სოლის გამოყენება ფოტომეტრიის მიზნით ითვალისწინებს რიგ პირობებს. ასე, მაგალითად, სოლი უნდა მოძრაობდეს ტელესკოპის ოპტიკური ღერძის მართობულად: მხედველობის ველში ერთდროულად უნდა ვხედავდეთ შესადარებელ ობიექტებს: ვარკვლავსა და ნათურას. ეს და სხვა პირობები განსაზღვრავენ სათანადო ასტროფოტომეტრის ოპტიკურ სქემას და კონსტრუქციას.

ასეთი ფოტომეტრების მეშვეობით შეიძლება წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ ი გამონასახის სიკაშკაშის გაზომვა. მაშასადამე, ისინი გამოიყენება ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ თ სიკაშკაშის გაზომვის მიზნით. მაგრამ, თუ გვესაჭიროება მნათი ზედაპირის სიკაშკაშის გაზომვა (მაგალითად, ცთომილის ზედაპირის, ნისლეულის), მაშინ ფოტომეტრში გამოიყენება ე. წ. ლ უ მ ე რ-ბ რ ო დ ჰ უ ნ ი ს (Lummer-Brodhun) კუბურა.

ეს კუბურა დამზადებულია შემდეგნაირად (ნახ. 70).

ორი პრიზმა $A$ და $B$ შეწებებულია ერთიმეორესთან ისე, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახაზზე. ერთი მათგანის ჰიპოტენუზის მცირე ფართობი მოვერცხლილია, რაც ნახაზზე აღნიშნულია $c'c''$-ით (გაშავებული ნაკვთი). $I_1$ ტელესკოპში გამომავალი მნათი ზედაპირიდან მოსული ინტენსიობაა, $I_2$ — ხელოვნური სინათლის წყაროს ინტენსიობა სოლში გამოვლის შემდეგ. სხივების მსვლელობა თავისთავად მოჩანს ნახაზზე. მნათი ზედაპირის სხივების ნაწილი თავისუფლად

და პირდაპირ გადის კუბურაში, ხოლო ნაწილი — აირეკლება მოვერცხლილი ფართობიდან, შეიცვლის მიმართულებას 90°-ით და გამოდის კუბურიდან ოკულარისაკენ (*o*). ხელოვნური სინათლის წყაროს სინათლეც ასევე, მხოლოდ პირდაპირ გამავალი სხივებით ხვდება ოკულარს; მოვერცხლილი ფართობიდან არეკვლილი კი გადის კუბურიდან. დამკვირვებელი, რომლის თვალი მოთავსებულია O-ოკულართან, ხედავს მხედველობის ველის ცენტრში პატარა წრეს (*c′c″*), რომელიც განათებულია მნათი ზედაპირის სხივებით. ეს წარმოადგენს, არსებითად, გამოსაკვლევი ფართოვანი ობიექტის გამონასახს. მის გარშემო მოჩანს ხელოვნური სინათლის წყაროს სოლში გამოვლილი სხივების მიერ შექმნილი ფ ო ნ ი.



ნახ. 70.

ლ უ მ ე რ - ბ რ ო დ ჰ უ ნ ი ს კუბურას დანიშნულება შესრულებულია, რამდენადაც გასაზომ და შესადარებელ სინათლეს ერთდროულად, ერთიმეორის გვერდით (უფრო სწორად: ერთს — მეორით გარემოცულს) ვუყურებთ და ზემოაღწერილი ჩვეულებრივი მანიპულაციით ფოტომეტრიულ სოლზე შეგვიძლია მათი გათანაბრება.

სოლიანი ფოტომეტრი შეიძლება ემყარებოდეს როგორც სიკაშკაშეთა გ ა თ ა ნ ა ბ რ ე ბ ი ს, ისე სინათლის ჩ ა ქ რ ო ბ ი ს პრინციპს. უკანასკნელ შემთხვევაში მკვლევარი ცდილობს მანიპულაცია სოლზე აწარმოოს იმ ზომამდე, რომ სრულიად დაბნელოს ვარსკვლავი ანუ „ჩააქროს“ იგი. რაც უფრო მეტად კაშკაშაა ვარსკვლავი მეორესთან (ან ელნათურასთან) შედარებით, მით უფრო მეტად დაგვჭირდება სოლის გასრიალება მისი მეტად გამჭვირვალე ბოლოდან უფრო მეტად შებურულ ბოლომდე. ეს გარემოება იძლევა სოლის ანათვლების მეშვეობით ორი ვარსკვლავის სიკაშკაშეთა ფარდობის შეფასების საშუალებას.

გამოცდილება გვიჩვენებს, რომ გათანაბრების მეთოდი მეტ სიზუსტეს უზრუნველყოფს. მას ახლავს $\pm 0^m.05$ ცდომილება იმ დროს, როცა ჩაქრობის მეთოდის საშუალო ცდომილება $\pm 0^m.1$-ს აჭარბებს. ასეთი დიდი ცდომილება უნდა მიეწეროს იმას, რომ ჩაქრობის ხერხის გამოყენებისას მნიშვნელოვან როლს ასრულებს თვალის გრძნობიერების ზღურბლი, რაც სხვადასხვაა სხვადასხვა ინდივიდუუმისათვის და საერთოდ კი — ერთი და იმავე დამკვირვებლისათვისაც ცვალებადობს გარემოსა და სხვა პირობების მიხედვით.

მაგრამ, სიკაშკაშეთა გათანაბრებას აძნელებს შესადარებელ სინათლეთა ფ ე რ ე ბ ი ს სხვადასხვაობა. ამ უკანასკნელს კი თითქმის ყოველთვის აქვს ადგილი, მეტადრე მაშინ, როცა ცის მნათობისა და ხელოვნური სინათლის შედარება ხდება. მართლაც, სინათლის ხელოვნური წყაროს (მაგალითად, ელნათურის) ტემპერატურა ყოველთვის უფრო ნაკლებია, ვიდრე მნათობისა, ამიტომ სპექტრული ენერგია მასში განაწილებულია სხვაგვარად, ვიდრე მნათობში; იგი უფრო ყვითელია, ვიდრე მნათობი.

ფერების სხვადასხვაობის უარყოფითი გავლენის აცილების მიზნით ფოტომეტრებში ათავსებენ სპეციალურ შუქფილტრებს (შეღებილი მინის ფირ-

ფიტებს), რითაც შეძლებისამებრ ამცირებენ ფერების სხვაობას. ამით მიიღწევა სიკაშკაშის გაზომვის მეტი სიზუსტე.

სიკაშკაშეთა გათანაბრება ან ნულამდე დაყვანა შესაძლებელია სხვა საშუალებებითაც, მაგალითად, — პოლარიზაციული პრიზმებით. ამას ემყარება ე. წ. პოლარიზაციული ასტროფოტომეტრის მოწყობილობა.

## § 62. პოლარიზაციული ასტროფოტომეტრი

როგორც ცნობილია, კრისტალები ახდენენ მათში გამავალი სინათლის პოლარიზაციას. ორი ერთიმეორესთან შეთავსებული კრისტალი ქმნის პოლარიზატორისა და ანალიზატორის სისტემას, რომლის მეშვეობით შესაძლებელია სინათლის ნებისმიერი შესუსტება.

ფიზიკის კურსიდან ცნობილი ნიკოლისეული ან ვოლასტონისეული პრიზმები წარმოადგენენ სინათლის შემასუსტებელ ელემენტებს, რომლებსაც ფოტომეტრებში ხმარობენ — სოლის ნაცვლად — ხელოვნური სინათლის შესასუსტებლად ვარსკვლავთან გათანაბრებამდე.

პოლარიზაციულ ფოტომეტრებს შორის კარგი რეპუტაცია მოიხვეჭა პ ი კ ე რ ი ნ გ ი ს ე უ ლ მ ა მ ე რ ი დ ი ა ნ უ ლ მ ა ფ ო ტ ო მ ე ტ რ მ ა (ჰარვარდის ობსერვატორიაში). მისი მეშვეობით შედგა კატალოგი, რომელშიც შედიოდა ყველა ვარსკვლავი $7^1/_2$ სიდიდემდე. ამ ფოტომეტრის თავისებურება ისაა, რომ, ჯერ ერთი, მასში ხდება ორი ვარსკვლავის სიკაშკაშეთა ურთიერთშედარება, როცა სრულიად არ იხმარება ხელოვნური სინათლე, მეორეც, იგი დაყენებულია მერიდიანში და ვარსკვლავთ სიკაშკაშეთა შეფასება ვარსკვლავთ კულმინაციების მომენტებში ხდება.

პირველი თავისებურება უპირატესობას წარმოადგენს, რამდენადაც მით აცილებულია ის საგრძნობი სისტემატური ცდომილება, რომელიც, ჩვეულებრივ, გამოწვეულია ბუნებრივი და ხელოვნური ვარსკვლავის სახისა და ფერის სხვადასხვაობით.

მეორე თავისებურებაც მნიშვნელოვან უპირატესობას ქმნის: როცა ვარსკვლავს მერიდიანში, ზედა კულმინაციაში აკვირდებიან, მას მაქსიმალური სიმაღლე აქვს ჰორიზონტიდან, ატმოსფეროს მიერი შესუსტება ნაკლებია და სათანადო შესწორების გამოთვლა უფრო მარტივად სრულდება.

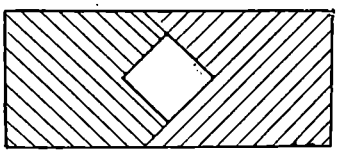
გარდა ამისა, ფოტომეტრის მუდმივი, მერიდიანული მდებარეობა აადვილებს მის დაყენებას ანუ „დამიზნებას“ მოცემულ ვარსკვლავზე, რამდენადაც, ერთი კოორდინატი, სახელდობრ, — აზიმუტი, მუდმივია, როგორც ეს საპასაჟო ინსტრუმენტის შემთხვევაშია.

## § 63. სხვა ტიპის ასტროფოტომეტრები

აღნიშნული ასტროფოტომეტრების გარდა არსებობს სხვა ტიპის ფოტომეტრებიც. ზოგი მათგანი სრულიად გამოვიდა ხმარებიდან ნაკლები სიზუსტის ან მოუხერხებლობის გამო, ზოგიც მხოლოდ ახლა შემოდის ხმარებაში. მათ განხილვას არ შევუდგებით. საჭიროა მხოლოდ აღვნიშნოთ, რომ, როგორც ვნახეთ, ნაკადის სიკაშკაშის ფოტომეტრიული შედარების განსახორციელებლად საჭიროა ერთი მათგანის შემცირება იმ ზომამდე, რომ მიღწეულ იქნეს ფოტომეტრიული გათანაბრება ანუ ე. წ. ფოტომეტრიული წონასწორობა, როცა ორი სინათლის ნაკადი ერთნაირად მოქმედებს სინათლის მიმღებზე (მაგალითად,

ოვალზე). სიკაშკაშის ამნაირი შემცირება კი შესაძლებელია მოვახდინოთ როგორც ფოტომეტრიული სოლის ან პოლარიზაციული პრიზმების გამოყენებით, ისე სხვა საშუალებებითაც.

მაგალითად, შეგვიძლია ვიხმაროთ სხივთკონის გზაზე ჩადგმული დიაფრაგმა, რომლის დიამეტრის გადიდება-შემცირებით შევცვლით მოცემული წყაროს (ელხათურა, ვარსკვლავი) სინათლის რაოდენობას. ეს პრინციპი გამოყენებულია დანჟონის (Danjon) ფოტომეტრში.



ნახ. 71.

71-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია დიაფრაგმის ერთ-ერთი სახეობა.

შეიძლება იხმარებოდეს ე. წ. „ირისს" ტიპის დიაფრაგმა, როგორიც ხშირად გვხვდება ფოტოაპარატების ობიექტივების უკან. ასეთ დიაფრაგმაში ხორციელდება სიკაშკაშის უწყვეტი ცვლილება.

დიაფრაგმას უნდა ახლდეს სკალა, რომლის ანათვალი იძლევა მრგვალი დიაფრაგმის შემთხვევაში მისი დიამეტრის მნიშვნელობას, ხოლო ოთხკუთხოვანისათვის, როგორც ეს 71-ე ნახ.-ზეა, — დიაგონალის სიგრძეს.

თუ დიაფრაგმის ხვრელის ფართობს აღვნიშნავთ $\Sigma$-თი, მაშინ, რადგანაც ობიექტის გამონასახის სიკაშკაშე ამ ფართობის პროპორციულია, მისი ცვლილება ($dI$), დამოკიდებული დიაფრაგმის ფართობზე, იქნება ფართობის პროპორციული:

$$dI = c d\Sigma.$$

დიაფრაგმის ხერხი ობიექტის გამონასახის სიკაშკაშის შემცირების ერთ-ერთი უმარტივესი საშუალებაა.

სინათლის გრადაციისათვის (სიკაშკაშის შემცირებისათვის) შეგვიძლია მივმართოთ კიდევ ე. წ. მანძილის კვადრატის კანონს. როგორც ცნობილია, სხივთკონით განათებული ეკრანის განათებულობა იცვლება ეკრანიდან სინათლის წყარომდე მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად. ფოტომეტრი ისე შეგვიძლია მოვაწყოთ, სინათლის გრადაცია ხერხდებოდეს მით, რომ ვცვლიდეთ ხელოვნური სინათლის წყაროს მანძილს ეკრანამდე, რომელზეც მიიღება ამ წყაროს სხივების მიერი განათებულობა (ეკრანი კი დაინახება ოკულარში). რა თქმა უნდა, უნდა ხერხდებოდეს მანძილის არა მარტო ცვლა, არამედ გაზომვაც (გაიხსენეთ ე. წ. ფოტომეტრიული სკამი). მანძილის კვადრატის კანონი საკმარისად ზუსტია და სავსებით ნეიტრალური, ე. ი. — დამოუკიდებელი გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე. მაგრამ არსებითი სიძნელე იმაშია, რომ არ ხდება გრადაცია საკმარისად ფართო ფარგლებში. მართლაც, თუ, მაგალითად, თავდაპირველი მანძილი ელნათურასა და ეკრანს შორის 10 სანტიმეტრია, მაშინ იმისათვის, რომ სიკაშკაშე 100-ჯერ შევამციროთ (ვარსკვლავიერ სიდიდეებში ეს 5-ს შეესაბამება) აღნიშნული მანძილი უნდა გავადიდოთ 1 მეტრამდე. მაშასადამე, ტელესკოპზე მისადგმელია იარაღი, რომლის მხარი სულ ცოტა 1.1 მეტრია.

დაბოლოს, სინათლის გრადაციის განხორციელება მბრუნავი სექტორის მეშვეობითაც შეიძლება. ფოტომეტრში, სხივთკონის გზაზე, მის მართობულ სიბრტყეში მოათავსებენ ბრტყელ-მრგვალ გაუმჭვირვალე ფირფიტას, რომელშიც ამოჭრილია ერთგვარი სექტორი, რომლის კუთხე იყოს $\theta$. ფირფიტა

ისეა მოწყობილი, რომ შეიძლება მისი სწრაფად ბრუნვა (მოტორის მეშვეობით) მისი ცენტრის ირგვლივ, რომელიც მდებარეობს სხივთკონის ღერძის გარეთ. მაშინ სხივთკონა ხან თავისუფლად გადის სექტორულ „სარკმელში", ხან მას ფირფიტა ეღობება. მაშასადამე, ეკრანზე წყვეტილად მიიღება განათება. მაგრამ, თუ ფირფიტა ძალზე სწრაფად იბრუნებს, ეკრანი თითქოს განუწყვეტლივ განათებული იქნება, ხოლო რაოდენობა იმ სხივური ენერგიისა, რომელიც დროის ერთეულში ეკრანზე მოდის, შემცირდება მით მეტად, რამდენადაც მცირეა სექტორის კუთხე — $\vartheta$.

ამნაირად, მბრუნავი სექტორი იმოქმედებს როგორც სინათლის ნეიტრალური შემასუსტებელი გამტარობის კოეფიციენტით — $t$, რომელიც პროპორციულია სექტორის გაშლის კუთხისა — $\vartheta$:

$$t = \frac{\vartheta}{360}.$$

საჭიროა, წრიული ფირფიტა ისე მოეწყოს, რომ მოხერხდეს სექტორის კუთხის ცვლა და მისი გაზომვა (ათვლა). ეს იმიტომ, რომ ფოტომეტრიული გათანაბრების პრინციპზე მოწყობილ ასტროფოტომეტრებში აუცილებელია ვიცოდეთ რამდენჯერ ვამცირებთ ხელოვნური სინათლის წყაროს (ან შესადარი ვარსკვლავის) ინტენსივობას. ამას მოითხოვს სინათლის გრადაციის როგორც ფიზიკური ხერხები (სოლი, პოლარიზაციული ხელსაწყო), ისე გეომეტრიული (დიაფრაგმა, ფოტომეტრიული სკამი, მბრუნავი სექტორი).

ვიზუალური ფოტომეტრიის საშუალო ცდომილებად ითვლება $0^m.03$—$0^m.005$, თუ ერთიმეორეს ვადარებთ ფართოვან ობიექტებს, და იგი მეტია, სახელდობრ ეტოლება $0^m.15$—$0^m.08$, თუ წერტილოვან (ვარსკვლავების) ფოტომეტრიასთან გვაქვს საქმე.

აღწერილი იარაღები ეფექტურად გამოიყენება ვარსკვლავების, პლანეტებისა და სხვა ობიექტების (გარდა მზისა და მთვარის) ფოტომეტრიისათვის. ამ ორი ობიექტის, უმთავრესად კი მზის, ფოტომეტრიას აძნელებს ვარსკვლავებთან შედარებით მისი გაცილებით დიდი სიკაშკაშე: ყველაზე კაშკაშა ვარსკვლავს სიკაშკაშით იგი 25 ვარსკვლავიერი სიდიდით აღემატება. ეს მოითხოვს იარაღის გამოყენებით მზის სიკაშკაშის შემცირებას (შესადარებლად) $2.512^{25}$-ჯერ ანუ დაახლოებით $10^{10}$-ჯერ. ასე შეგვიძლია შევამციროთ იგი, თუ, მაგალითად, 6-მეტრიანი რეფლექტორის სარკეს დიაფრაგმებით შევამცირებთ დიამეტრში $10^5$-ჯერ. ე. ი. მივიღებთ ჭვრიტეს, რადიუსით: 30 მიკრონი. ასეთი ჭვრიტეს ზუსტად განხორციელებაც ძნელია, ამასთანავე იგი შექმნის ისეთ დიფრაქციულ სურათს, რომელიც თავის მხრივ გამოიწვევს მზის გამონასახის დამახინჯებას და დიდ ცდომილებებს. მზისა და მთვარის სიკაშკაშის საიმედოდ გასაზომად მოიპოვება თანამედროვე ფოტოელექტრული საშუალებები, რომელთაც თავის ადგილას გავეცნობით.

IV თავი

# ფოტოგრაფიული ასტროფოტომეტრია

## § 64. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის საგანი

უკვე ვიცით, რომ როცა სინათლის სხივი ფოტოგრაფიული ფირფიტის შუქმგრძნობიერ ფენას ეცემა, უკანასკნელში იგი იწვევს ერთგვარ რეაქციას, რაც, გამომქლავნების შემდგომ, გამოიხატება ფირფიტის იმ ადგილის გაშავებაში, სადაც სხივი მოხვდა. ამის გამო ვარსკვლავიერი არის ფოტოგრაფირების შედეგად ფოტოფირფიტაზე, რომელიც ტელესკოპის ფოკუსში იყო მოთავსებული, ვღებულობთ ვარსკვლავთ თითქმის წერტილოვან, შავ გამონასახებს. უფრო სწორად, ეს გამონასახები დიფრაქციულია და წარმოადგენს მცირე დისკოებს, რომელთა სიდიდე ერთგვარად დამოკიდებულია ვარსკვლავთ სიკაშკაშეებზე. რაც უფრო კაშკაშაა ვარსკვლავი, მით მეტია მისი ფოკალური გამონასახის დისკოს დიამეტრი.

თუ ფოტოგრაფირების დროს ფოტოფირფიტა ფოკუსში კი არ იქნა მოთავსებული, არამედ მის გარეთ, წინ ან უკან, მაშინ ყველა ვარსკვლავის გამონასახი აღებულ ფირფიტაზე თანატოლ დიამეტრიან დისკოებს წარმოადგენს. ამ დისკოების დიამეტრი მოცემულ ფირფიტაზე მით განისაზღვრება, თუ რამდენადაა დაშორებული ფოტოფირფიტა ფოკუსს; რაც უფრო შორს მდებარეობს იგი ფოკალური სიბრტყიდან, ფოტოგრაფირებისას, მით მეტია გამონასახის დისკოს დიამეტრი.

მაგრამ, ამ თანატოლი დიამეტრების დისკოებს სხვადასხვა აქვთ სიშავე; რაც უფრო კაშკაშაა ვარსკვლავი, მით მეტია მისი გარეფოკალური გამონასახის სიშავე. ეს თავისთავად ცხადია: აღებულ ფირფიტაზე გამონასახთა დისკოების ერთსა და იმავე ფართობზე მოდის მეტი თუ ნაკლები სინათლე, ვარსკვლავის სიკაშკაშის მიხედვით.

ის, რაც აქ ითქვა, შეეხება ვარსკვლავებს, რომლებიც მნათი წერტილების სახით წარმოგვიდგება. ისეთი მნათობის ფოკალური გამონასახი, რომელსაც შესამჩნევი კუთხოვანი დიამეტრი აქვს, ფართოვანია და მის სხვადასხვა წერტილში სხვადასხვა ზომის სიშავეა, იმის მიხედვით თუ როგორაა განაწილებული სიკაშკაშე თვით მნათობის ზედაპირზე. რა თქმა უნდა, გარეფოკალურ გამონასახში ამ შემთხვევაშიც სინათლე ნაწილდება გამონასახის ფართობზე.

ოღონდ უნდა შევნიშნოთ, რომ ვარსკვლავის გარეფოკალური გამონასახი თანაბრად და უწყვეტად გაშავებულ დისკოს წარმოადგენს, თუ გამონასახი მიღებულია რეფრაქტორით. მაგრამ, თუ გარეფოკალურ გამონასახს ქმნის რეფლექტორი, რომელშიც მთავარი სარკის წინ, ფოკუსისაკენ მიმართული სხივების გზაზე, ჩადგმულია დამატებითი, უფრო მცირე ზომის სარკე, მაშინ

გამონასახზე, ვარსკვლავის დისკოს ფონზე აღიბეჭდება მცირე სარკის დასამაგრებელი საჭიმები და დისკოს შუაგული კი, რომელიც ეკრანირებულია მცირე სარკით, მოკლებული იქნება სიშავეს.

დავუბრუნდეთ ახლა ვარსკვლავთ ფოკალურ გამონასახებს. მაშასადამე, როგორც ვნახეთ, არსებობს კავშირი სინათლის სხივის ინტენსიურობასა (ვარსკვლავის სიკაშკაშე) და იმ ეფექტს შორის, რომელსაც იწვევს იგი ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე.

ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი ა ს ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ი ს საგანს სწორედ ის შეადგენს, რომ ფოტოფირფიტაზე მნათობის გამოსხივების მიერ მოხდენილი ეფექტის შესწავლის საფუძველზე განისაზღვროს მნათობის სინათლის ინტენსივობა (სიკაშკაშე).

სინათლის წყაროს სიკაშკაშესა და ფოტოგრაფიულ ეფექტს შორის რაოდენობრივი კავშირის დამყარება ძნელ ამოცანას წარმოადგენს. საქმეს აძნელებს იმ ფიზიკურ-ქიმიური პროცესების სირთულე, რომლებიც წარმოიშობიან ფოტოფირფიტის გრძნობიერ ფენაში, მასზე დაცემული სინათლის გავლენით. ამასთანავე, გამომეღავნებულ ფოტოფირფიტაზე გამონასახთა სიშავე დამოკიდებულია სინათლის სპექტრულ შედგენილობაზე (გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე) და, აგრეთვე, ფირფიტაზე სინათლის მოქმედების ხანგრძლივობაზე ანუ გ ა დ ა ღ ე ბ ი ს ხ ა ნ გ რ ძ ლ ი ვ ო ბ ა ზ ე, რომელსაც ხშირად ე ქ ს პ ო ზ ი ც ი ა ს ა ც ვუწოდებთ, თუმცა ექსპოზიციის ცნება, მკაცრად, სენსიტომეტრიაში, სხვაგვარად განიმარტება, სახელდობრ, — როგორც ინტენსიურობისა და გადაღების ხანგრძლივობის ნამრავლი. ახლა, თუ იმასაც გავითვალისწინებთ, რომ ფოტოგრაფიული ეფექტის სიდიდე დამოკიდებულია, აგრეთვე, ფირფიტის გამეღავნების რეჟიმსა და ხერხზე და თვით ემულსიის თვისებებზეც, ადვილად დავრწმუნდებით, რომ ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის ამოცანები პრაქტიკული ასტროფიზიკის ურთულესი ამოცანების ჯგუფს მიეკუთვნება.

## § 63. საკითხის მოკლე ისტორია

მიუხედავად ჩამოთვლილი სიძნელეებისა, ცის სხეულთა სიკაშკაშის განსაზღვრის ფოტოგრაფიული მეთოდი ამჟამად ვიზუალურ მეთოდზე უფრო მეტად მნიშვნელოვან როლს ასრულებს. ფაქტობრივად, იგი თანდათან განდევნის პრაქტიკიდან ვიზუალურ ფოტომეტრიას, რომელსაც მაინც თან სდევს შესამჩნევი სუბიექტურობა.

ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის მეთოდის მნიშვნელობა იმთავითვე შეფასდა, როცა პირველად გამოიყენეს ასტრონომიულ პრაქტიკაში ფოტოგრაფია საერთოდ.

პირველად ამ მეთოდის პრაქტიკულ გამოყენებას მიმართა ამერიკელმა ბ ო ნ დ მ ა (Bond) გასული საუკუნის ორმოცდაათიან წლებში, ჰარვარდის ობსერვატორიაში. ამ ობსერვატორიამ შემდგომში დიდი წვლილი შეიტანა ფოტოგრაფიულ ასტროფოტომეტრიაში.

ბ ო ნ დ მ ა პირველმა აღნიშნა, რომ თანატოლი ექსპოზიციებით მიღებული ორი ვარსკვლავის გამონასახთა დიამეტრების ფარდობა დაპირობებულია ამ ვარსკვლავთა სიკაშკაშეების ფარდობით და, მაშასადამე, პირველი გამოიყენება მეორის შესაფასებლად. ამასთანავე, მან გამოიყვანა ემპირიული ფორმულა, რომელიც ამყარებს დამოკიდებულებას ვარსკვლავის ფ ო კ ა ლ უ რ ი გამონასახის დ ი ა მ ე ტ რ ს ა და გადაღების ხანგრძლივობას შორის.

თანამედროვე თვალსაზრისით, ბ ო ნ დ ი ს მსჯელობასა და დასკვნებში ბევრი შეცდომაა, მაგრამ, ასე თუ ისე, მან საძირკველი ჩაუყარა ვარსკვლავთა მეცნიერულ ფოტოგრაფიულ ფოტომეტრიას.

ჟ ა ნ ს ე ნ მ ა (Janssen) იმავე საუკუნის ოთხმოციან წლებში პირველმა წამოაყენა წინადადება ვარსკვლავთ სიკაშკაშის შეფასების შესახებ გ ა რ ე ფ ო კ ა ლ უ რ ი გამონასახის ს ი შ ა ვ ი ს გაზომვის საფუძველზე.

ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის შემდგომ განვითარებას ხელი შეუწყო შ ა რ ლ ი ე ს (Charlier) და შ ე ი ნ ე რ ი ს გამოკვლევებმა ვარსკვლავიერ სიდიდესა და გამონასახის დიამეტრს შორის დამოკიდებულების საკითხში.

დიდი როლი შეასრულა შ ვ ა რ ცშ ი ლ დ ი ს შრომებმა, რომლებიც ეხებოდა საკითხის თეორიულ კვლევას, ფოტოგრაფიული ვარსკვლავიერი სიდიდეების კატალოგის შედგენას და სხვა მონათესავე საკითხებს.

ამის შემდგომ, საზღვარგარეთულ და პულკოვოსა და მოსკოვის ობსერვატორიებში ჩატარებულ ხანგრძლივ სამუშაოთა შედეგად ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია თანამედროვე ასტროფიზიკის ერთ-ერთ უძლიერეს მეთოდად იქცა.

ჩვენი დროისათვის ნახევარ მილიონს აღემატება იმ ვარსკვლავთა რიცხვი, რომელთათვის ვარსკვლავიერი სიდიდეები განსაზღვრულია ზუსტი ასტროფოტომეტრიული მეთოდებით. ეს ვარსკვლავები სხვადასხვა სიკაშკაშისა არიან: —1-დან +23-მდე ვარსკვლავიერი სიდიდეებისა. ამათ გარდა, შესრულებულია მრავალი ფართოვანი ობიექტის (ნისლეულები, პლანეტები, მზის კორონა, კომეტები) ფოტომეტრია მათი ზედაპირების გასწვრივ.

ამჟამად ფოტოგრაფიულ ფოტომეტრიას ორ ნაწილად ჰყოფენ: შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ ი (ანუ შედარებითი) და ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ი ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია.

პირველში ვარსკვლავიერ სიდიდეებს (მნათობთ სიკაშკაშეს) განსაზღვრავენ წინასწარ მოცემულ, ცნობილი სიკაშკაშის მქონე ვარსკვლავებთან (სტანდარტებთან) შედარებით.

მეორეში — ვარსკვლავთა სიკაშკაშის გაზომვა ხდება ვარსკვლავთ სტანდარტებისაგან დამოუკიდებლად (აქ აბსოლუტური ფოტომეტრია ისე არ უნდა გვესმოდეს, თითქოს სიკაშკაშის გაზომვა აბსოლუტურ ფიზიკურ ერთეულებში ხდებოდეს).

ზოგჯერ — და, შეიძლება, ეს ასე უფრო სწორი იყოს — ამათ ასტროფოტომეტრიის ნაწილებს კი არ უწოდებენ, არამედ — მ ე თ ო დ ე ბ ს.

## § 60. ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვა

როგორც ვთქვით, მნათობთა სიკაშკაშეს მისი შესაბამი ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვით შევაფასებთ. ვნახოთ ახლა, როგორ ხდება ამ ეფექტის გაზომვა და შემდგომ კი გავიცნოთ ის ხერხები, რომელთა საშუალებითაც გამოვითვლით მნათობთა სიკაშკაშეს ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვის მონაცემების საფუძველზე.

წინასწარ შევნიშნოთ, რომ აქაც ორი შემთხვევა უნდა გავარჩიოთ: პირველი — როცა საქმე წერტილის მსგავს ობიექტებთან გვაქვს (ე. წ. წ ე რ ტ ი ლ ო ვ ა ნ ი ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა), და მეორე — როცა გასაზომი ობიექტის გამონასახს რაღაც ფართობი აქვს (ზ ე დ ა პ ი რ უ ლ ი ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ა).

წერტილის მსგავს გამონასახად ჩვენ ვთვლით ვარსკვლავის ფოკალურ გამონასახს, თუმცა, როგორც უკვე შენიშნულია, ასეთი გამონასახი „წერტილს" როდი წარმოადგენს; უფრო მეტად იგი პატარა ლაქას მიემსგავსება. ამ ლაქას

ხანდახან და განსაკუთრებით — ოპტიკური ცენტრიდან დაშორებისას და ცუდი ოპტიკური თვისებების ტელესკოპის შემთხვევაში ძალიან რთული სახე და ფორმა აქვს, როგორც ეს ტელესკოპის აბერაციების განხილვისას ვნახეთ.

სხვა სიტყვებით, ფოტომეტრიაში წერტილოვან ობიექტად ვთვლით ისეთ ობიექტს, რომლის გამონასახს, მოცემული ტელესკოპის ფოკუსში, არა აქვს რეალური დისკო, არამედ — მხოლოდ დიფრაქციული, და გამონასახი დამოკიდებულია ობიექტის სიკაშკაშეზე, გადაღების ხანგრძლივობაზე და ზოგიერთ სხვა პირობებზე, მათ შორის — ტელესკოპის ოპტიკურ თვისებებზე და ატმოსფეროს მდგომარეობაზე ფოტოგრაფირების დროს.

ისე, როგორც ვიზუალურ ფოტომეტრიაში, ვარსკვლავთა ფოტომეტრიული შედარება ყველაზე უფრო მარტივად უბრალო თვალით შეიძლება. თუ, პ ი კ ე რ ი ნ გ ი ს წესის მიხედვით, თვალით ვადარებდით ერთმანეთს ცაზე ვარსკვლავთა სიკაშკაშეს, ახლა (ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი ფოტომეტრიის შემთხვევაში) შეგვიძლია თვალით შევადაროთ ერთმანეთს ფირფიტაზე ვარსკვლავთ გ ა მ ო ნ ა ს ა ხ ე ბ ი ს სიშავე და დიამეტრი. ფოტომეტრიული შედარების წესი სრულიად იგივე რჩება, რაც ვიზუალურ ფოტომეტრიაში იყო აღწერილი. მაგრამ უფრო მოხერხებულია ლუპის ხმარება და ამნაირად განხილვა გამონასახებისა ფირფიტაზე, რადგანაც ულუპოდ ძნელია მკრთალი ვარსკვლავის გამონასახის გარჩევა. ეს ხერხი დღესაც პოვებს გამოყენებას (ცვალებად ვარსკვლავთა, მცირე ცთომილთა და ზოგიერთ სხვა ობიექტთა სიკაშკაშის განსაზღვრის მიზნით).

მაგრამ, ფოტოგრაფიული გამონასახის სიშავის და დიამეტრის გაზომვის მიზნით შეგვიძლია სპეციალურ ხელსაწყოებსაც მივმართოთ.

პრინციპულად ასეთი ხელსაწყოები არ განსხვავდება ისეთებისაგან, რომელთაც ვიზუალურ ფოტომეტრიაში ხმარობენ. ძირითადი განსხვავება იმაში მდგომარეობს, რომ ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი ფოტომეტრიის დროს ჩვენ ვადარებთ ერთმანეთს „ხ ე ლ ო ვ ნ უ რ ი ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ ი ს ა" და რ ე ა ლ უ რ ი ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ ი ს სიკაშკაშეს, რომელთაც ე რ თ დ რ ო უ ლ ა დ ვ ხ ე დ ა ვ თ ოკულარში. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის დროს კი ერთიმეორეს ვადარებთ ხელოვნური მუდმივი სინათლის წყაროს სხივის ინტენსივობას ამავე სხივის ინტენსივობასთან, მას შემდეგ რაც სხივი ვარსკვლავის გ ა მ ო ნ ა ს ა ხ შ ი გამოვლის და მასში ნაწილობრივ შთაინთქმის და შესუსტდება. სტანდარტულ სინათლეს აქაც სოლის საშუალებით გაუთანაბრებენ ვარსკვლავის გამონასახში გამოვლილ შესუსტებულ სინათლეს.

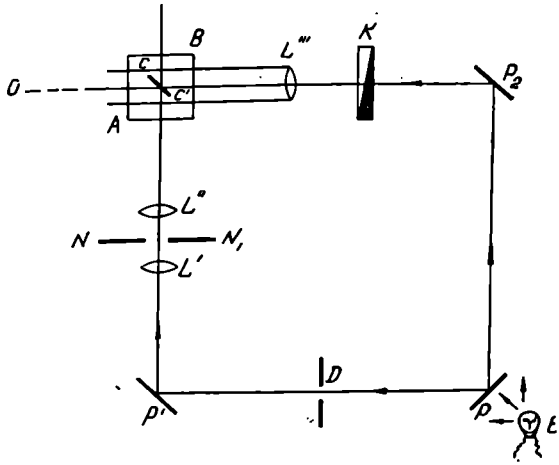
ისიც აღსანიშნავია, რომ ვიზუალური ფოტომეტრიის შემთხვევაში ასტროფოტომეტრი მორგებულია თვით ტელესკოპზე და ასე ხდება ფოტომეტრია, ხოლო ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის დროს ფოტომეტრიული განსაზღვრა წარმოებს ნეგატივზე, რომელიც ადრე იყო მიღებული ასტროგრაფის საშუალებით და ახლა კი იგი გაზომვის მიზნით ჩადგმულია ფოტომეტრში, რომელიც, ჩვეულებრივ, ლაბორატორიაში დგას.

### § 67. ჰარტმანისეული ფოტომეტრი

აღვწეროთ ჰ ა რ ტ მ ა ნ ი ს (Hartmann) ფოტომეტრის აგებულება (ნახ. 72).

ელნათურა ($E$) ანათებს მკრქალი მინის ფირფიტას ($P$). ამ ფირფიტის მიერ გაბნეული სინათლის სხივი მიიმართება $P_1$ ფირფიტისაკენ, $D$ — დიაფრაგმაში გავლით, და აგრეთვე $P_2$ ფირფიტისაკენ.

$P_1$-ის მიერ არეკვლილი სხივი გაივლის რა $L'$-ლინზას, $D$-დიაფრაგმის გამონასახს მოგვცემს ფოტომეტრში ჩადგმულ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე (ნეგატივზე) $NN_1$. $D$-დიაფრაგმის დიამეტრი ნებისმიერად შეგვიძლია შეეცვალოთ იმის მიხედვით, თუ რა სიდიდის დიაფრაგმა არის უფრო მეტად მოხერხებული მოცემული ვარსკვლავის გამონასახისათვის. $NN_1$ ნეგატივი ისეთ




ნახ. 72.

ჩარჩოშია ჩადგმული, რომელიც შეგვიძლია ვასრიალოთ მის სიბრტყეში და ამნაირად სხივს ფირფიტის ნებისმიერი ადგილი დავახვედროთ (ე. ი. შეგვიძლია სხივი ფირფიტაზე არსებულ ნებისმიერ გამონასახში გავატაროთ). $L''$-ლინზა (მიკროსკოპი) ნეგატივის სათანადო ადგილის გამონასახს იძლევა $O$-ოკულარში, ლუმერ-ბროდჰუნის კუბურას ($AB$) გავლის შემდგომ. სათანადო კრემალიერის მეშვეობით ადვილად შეგვიძლია $L''$-ის დაფოკუსება ნეგატივზე.

$P_2$-ფირფიტის მიერ არეკვლილი სხივი გაივლის სოლს ($K$), ლინზას ($L'''$) ლუმერ-ბროდჰუნის კუბურას და შევა $O$ ოკულარში, სადაც ამგვარად, ერთდროულად გამოჩნდება კუბურას $cc'$-სარკე, განათებული მნათობის გამონასახში გასული სინათლით, და სოლში გამოვლილი სინათლის ფონი.

სოლის გადაადგილებით შეგვიძლია მივაღწიოთ მათ გათანაბრებას. გათანაბრების მომენტში გასაზომი ობიექტის გამონასახის სიმკვრივე სოლის იმ ადგილის სიმკვრივეს ეტოლება, რომელშიც ამ დროს $P_2$-დან არეკვლილი სინათლე გადის. ეს ადგილი განისაზღვრება სოლზე დამაგრებულ სკალაზე ათვლით.

აღწერილ ფოტომეტრს მიკროფოტომეტრი ეწოდება, რადგანაც მისი მეშვეობით მცირე (მიკრო) ფოტომეტრიული ეფექტების გაზომვა შეიძლება. ჩარჩოზე, რომელშიც $NN_1$ ფოტოგრაფიული ფირფიტა ჩაიდგმის, ამაგრებენ ხოლმე სკალას ორივე მიმართულებით — სიგრძეზე და სიგანეზე. გადაადგილებაც ამავე ორი მიმართულებით აქვს ჩარჩოს. უძრავად დამაგრებული მაჩვენებლები გვიჩვენებს ორ ანათვალს, რომელთა მნიშვნელობანი ჩარჩოს მდებარეობით განისაზღვრება. ამნაირად, ასეთ მიკროფოტომეტრზე შესაძლებელი ხდება. აგ-

რეთვე, გამონასახის სწორკუთხოვანი კოორდინატების გაზომვა, რაც ჩვეულებრივ პრაქტიკაში აუცილებელ საჭიროებას წარმოადგენს.

ჰარტმანისეული მიკროფოტომეტრი გამოსაყენებელია იმ შემთხვევაში, როცა ვაწარმოებთ ზედაპირულ ფოტომეტრიას, ან კიდევ ვარსკვლავების გარეფოკალურ გამონასახთა გაზომვას.

აღწერილი მიკროფოტომეტრის ღირსებად უნდა ჩაითვალოს ის, რომ მასში ერთი და იგივე ელნათურა ანათებს როგორც გამოსაკვლევ ნეგატივს, ისე სოლსაც. ასეთ პირობებში დენის ჭინვა და, მაშასადამე, ელნათურის ვარვარი რყევასაც რომ განიცდიდეს, ამას არ შეუძლია შემოიტანოს საგრძნობი ცდომილებები, რადგანაც ეს რყევა ერთნაირად მოქმედებს ფოტომეტრიულად ურთიერთშესადარ ობიექტებზე.

## § 68. ობიექტური მიკროფოტომეტრები

ახლა აღვწეროთ წერტილოვანი ფოტომეტრიისათვის სახმარი მიკროფოტომეტრები. ეს უკანასკნელნი ობიექტური ტიპისა არიან. ეს იმას ნიშნავს, რომ ფოტოგრაფიული ეფექტი მათში ობიექტური მეთოდით გაიზომება და არა სუბიექტური შეფასებით, რაც შემდეგნაირად ხერხდება.

ადამიანის თვალი, როგორც ფოტომეტრიული საშუალება, ამგვარ ხელსაწყოში სრულიად გამორიცხულია. სინათლის მიმღებად ობიექტურ მიკროფოტომეტრში იხმარება თერმოელემენტი ან ფოტოელემენტი. როცა მათ გრძნობიერ ზედაპირს სინათლის სხივი ეცემა, წარმოიშობა, პირველ შემთხვევაში — თერმოელექტრული დენი, მეორეში — ფოტოელექტრული, რაც გალვანომეტრის მეშვეობით გაიზომება. ასე წარმოშობილი თერმოელექტრული ან ფოტოელექტრული დენი მით მეტია, რაც მეტია სათანადო სინათლე და, მაშასადამე, მით ნაკლებია, რაც მეტია გამონასახის სიდიდე და სიშავე, რადგანაც მაშინ მასში გამავალი სინათლე უფრო მეტად შთაინთქმის და შესუსტდება.

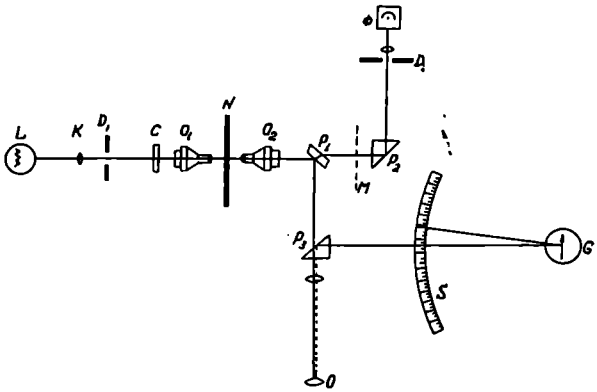
მიკროფოტომეტრის მოქმედების პრინციპი შემდეგში მდგომარეობს. ნეგატივზე მიღებული ფოტოგრაფიული გამონასახი ვარსკვლავისა შეგვაყენებს ინტენსიურ სინათლის ნაკადში, რომელიც მოდის მუდმივი ვარვარის ნათურიდან. ეს ნაკადი, გამონასახის გავლის შემდგომ, ეცემა ფოტოელემენტის ზედაპირს. რადგანაც მას გამონასახში გაუვლია, მისი ინტენსივობა შესუსტებულია და მით მეტად, რამდენადაც მეტია გამონასახის სიშავე და ზომა, ანუ რამდენადაც მეტად კაშკაშაა ვარსკვლავი. ფოტოდენი, რომელიც წარმოიშობა სინათლის ნაკადის ფოტოელემენტზე დაცემით, საერთოდ, პროპორციულია დაცემული სინათლის ინტენსივობისა, თუმცა ეს დამოკიდებულება ყოველთვის მკაცრად არ სრულდება.

ფოტოელემენტზე მოსული სინათლის მიერ წარმოშობილი დენი გაიზომება წრედში ჩართული გალვანომეტრის ისრის გადახრით. ამნაირად გალვანომეტრის ისრის გადახრა, რომელსაც იარაღზე მომუშავე პირი სკალაზე აითვლის, ვარსკვლავის ფოტოგრაფიული სიდიდის ერთგვარ საზომს წარმოადგენს.

მიკროფოტომეტრის სქემა წარმოდგენილია 73-ე ნახ.-ზე.

$L$-ნათურის ვარვარის ძაფი (ხვია) გეგმილდება $K$ კონდენსორით $O_1$ მიკროსკოპულ ობიექტივზე. კონდენსორსა და ობიექტივს შორის, უფრო ახლო კონდენსორთან, მოთავსებულია $D_1$ დიაფრაგმა და $C$ მკრქალი მინა. $O_1$ ობიექტივი, თავის მხრივ, აგეგმილებს $D_1$ დიაფრაგმის შემცირებულ გამონასახს გასაზომი N-ნეგატივის ზედაპირზე, ემულსიით დაფარულს მის მხარეზე.

ამნაირად, ნეგატივის ემულსიაზე საქმე გვაქვს $L$ ნათურიდან მომავალი სინათლის ნაკადის კვეთასთან. არსებითად ეს კვეთა წარმოადგენს $D_1$ დიაფრაგმის გამონასახს ნეგატივზე, რომელსაც ვხედავთ როგორც წრიულ ნათელ „ლაქას“ — ათინათს. საჭიროა, რომ იგი რაც შეიძლება ერთგვაროვანი იყოს. ეს მოთხოვნა შემდეგით არის დაპირობებული. ათინათში უნდა მოვაქციოთ ნეგატივზე არსებული გამონასახი ვარსკვლავისა. ჩვეულებრივ, ათინათი მიიღე-




ნახ. 73.

ბა უფრო დიდი ზომისა, ვიდრე გასაზომი ვარსკვლავების გამონასახების საშუალო განივია, რათა გამონასახი მთლიანად მოექცეს სინათლის ნაკადში. თუ ათინათი ერთგვაროვანი არაა (ე. ი. არაერთგვაროვანი სიმკვრივისაა თვით სინათლის ნაკადი), მაშინ იმის მიხედვით, თუ ათინათის ცენტრის მიმართ რა ადგილას მოთავსდება გამონასახი, უკანასკნელი გაატარებს მეტ ან ნაკლებ სინათლეს და გალვანომეტრის ისარიც გვიჩვენებს მეტ ან ნაკლებ ანათვალს. მაშასადამე, არაერთგვაროვანი ინტენსივობის ათინათი გაზომვის სიზუსტეს შეამცირებს, რამდენადაც შემოიტანს გამონასახის ათინათში მდებარეობაზე დამოკიდებულ ცდომილებებს. სხვადასხვა ღონისძიებათა განხორციელებით ადვილია მივაღწიოთ ათინათის ერთგვაროვნობას. კერძოდ, საჭირო ხდება $O_1$-ობიექტივის მოძრაობით ათინათის ერთობ ფაქიზი დაფოკუსება ემულსიაზე.

ნეგატივის მეორე მხარეზე მოთავსებულია პირველის მსგავსი მეორე ობიექტივი ($O_2$). სინათლის ნაკადი, გაივლის რა ნეგატივს, $O_2$-ობიექტივს, ბრტყელ-პარალელ ფირფიტას ($P_1$) და სრული შიდა არეკვლის პრიზმას ($P_2$), დაეცემა საბოლოოდ Ф ფოტოელემენტს, რომლის წინ მოთავსებულია მეორე დიაფრაგმა ($D_2$). ამ უკანასკნელის დანიშნულება ისაა, რომ შეამციროს გაბნეული სინათლის გავლენა და უზრუნველყოს ფოტომეტრიული გაზომვის შეტი სიზუსტე.

$P_1$ და $P_2$-ს შორის მოთავსებულია ერთგვარი ფარი, რომელიც შეგვიძლია ისე ვამოძრაოთ, რომ, სურვილის მიხედვით, ხან გავატაროთ სინათლის ნაკადი დაუბრკოლებლივ, ხან გადავუღობოთ გზა. ფოტომეტრზე მომუშავე პირის თვალი მოთავსებულია $O$ ოკულარში. აქედან დაინახება გასაზომი ნეგატივის ზედაპირის მცირე ნაკვეთი და სწორედ ის, რომელზეც მოქცეულია ათინათი. $P_3$ პრიზმის წყალობით იმავე ოკულარში მოჩანს $S$ სკალა. ამასთანავე, ოკულა-

რის ფოკალურ სიბრტყეში დაჭიმულია ძაფი. როცა $G$-გალვანომეტრის სარკე ბრუნავს, სკალის გამონასახი გადაინაცვლებს უძრავი ძაფის მიმართ, რომლითაც აიღება ანათვალი.

ნათურა იკვებება ქსელიდან ან აკუმულატორებით. მიკროფოტომეტრში მოითხოვება ვარვარის სტაბილურობა. ამისათვის საჭიროა, რომ აკუმულატორები ყოველთვის კარგად იყოს დამუხტული; დენის გამტარი მავთულებისა და სხვა კონტაქტები წრედში სავსებით საიმედონი უნდა იყვნენ და სხვ.

მიკროფოტომეტრიული გაზომვის პროცესი შემდეგში მდგომარეობს. ოკულარში ვხედავთ ნეგატივის განათებულ ნაკვთს 2 მილიმეტრამდე დიამეტრით. მეტრიანი ფოკუსის მქონე ასტროგრაფით მიღებულ ნეგატივზე ეს დაახლოებით შეესაბამება რკალის 7 მინუტს. ამ ზომის ველზე იმდენად ბევრი ვარსკვლავის გამონასახი მოიძებნება ჩვეულებრივ, რომ შედარებით ადვილია ველის გაიგივება ვარსკვლავურ რუკასთან. ვარსკვლავის გამონასახი, რომლის გაზომვაც გვესაჭიროება, „მოგვყავს“ ძაფჯვარზე. უკანასკნელი გაჭიმულია ოკულარში ისე, რომ გეგმილდება ათინათის ცენტრზე. გამონასახის „მოყვანა“ კი წარმოებს ორი მიკრომეტრული ხრახნით, რომლებიც ამოძრავებს ჩარჩოს ნეგატივითურთ ორი ურთიერთმართობული მიმართულებით. რაკი ხრახნებს სათანადო სკალებიც ახლავს, აითვლება გამონასახის კოორდინატებიც რაღაც პირობითს სწორკუთხოვან კოორდინატთა სისტემაში. მიკროფოტომეტრში ასეთ სურათს ვხედავთ $M$ ფარის ერთ-ერთი მდებარეობის დროს.

ფარის მეორე მდებარეობაში სინათლის ნაკადი, რომელსაც გამონასახზე გამოუვლია, ეცემა ფოტოელემენტს. ამ დროს ოკულარში, მისი ველის ზედა ნაწილში, მოჩანს სკალა და მასზე დაგეგმილი ძაფი, რომლის მდებარეობით სკალის მიმართ აითვლება გალვანომეტრის ჩვენება. ფარის ამ მდებარეობაში ნეგატივის ველი საერთოდ არ მოჩანს, გარდა იმ მცირე ნაწილისა, რომელსაც დიაფრაგმა შემოფარგლავს. ამ დიაფრაგმის შიგნით მოთავსებულია გასაზომი ვარსკვლავის გამონასახი.

$M$ ფარს ისევ პირველ მდებარეობაში ვაყენებთ და კვლავ ვხედავთ ნეგატივს ოკულარის მთელი ველის ფარგლებში, მაგრამ სკალის გამონასახი აღარ მოჩანს. ფოტოელემენტსაც ამ მდგომარეობაში სინათლე არ ეცემა. ამის შემდეგ ძაფჯვარზე მოგვყავს სხვა ვარსკვლავი და ამნაირად განვაგრძობთ ვარსკვლავთა მიკროფოტომეტრიულ გაზომვას.

ვთქვათ, $I$ არის ნეგატივზე დაცემული სინათლის ნაკადი, ხოლო $I_0$ — გამონასახით შესუსტებული ნაკადი. $\frac{I_0}{I}$ ფარდობა გამოხატავს ნეგატივის ათინათით შემოფარგლული ნაკვთის გამჭვირვალობას. როცა ათინათში მოქცეულია გამონასახი, ეს ფარდობა მით ნაკლებია, რაც უფრო მეტია ემულსიის ვაშაევებულ მარცვალთა რაოდენობა, და ამიტომ მით მეტია პირვანდელი ნაკადის შესუსტება. მაშასადამე, მოტანილი ფარდობა წარმოადგენს ვარსკვლავის სინათლის ნეგატივზე ფოტოგრაფიული მოქმედების ერთგვარ საზომს.

მაგრამ გავიხსენოთ, რომ ნეგატივი იქ, სადაც მასზე არაა ვარსკვლავის გამონასახი, მაინც არ არის სავსებით გამჭვირვალე, არამედ ოდნავ შესამჩნევად შებნელებულია გაბნეული სინათლის მოქმედებით ანუ, როგორც ამბობენ, მას აქვს ფონი. ეს უკანასკნელი გარკვეულად მოქმედებს მიკროფოტომეტრიულ გაზომვებზე და არ შეიძლება მისი უგულებელყოფა.

სხვა სიტყვებით, არ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ ათინათით შემოფარგლული სინათლის ნაკადი, რომელსაც გამოუვლია ემულსიაში თუნდაც ნეგატივის იმ

ადგილას, სადაც სულ არაა არავითარი გამონასახი, ტოლი იქნება პირვანდელი ნაკადისა ($I$). იგი მცირედ მაინც შესუსტებული იქნება ფონით და, თუ აღვნიშნავთ მას $I_ф$-ით, დავწერთ: $I_ф < I$.

$\frac{I_ф}{I}$ იქნება ათინათით შემოფარგლული ნაკვთის გამჭვირვალობა, როცა ძაფჯვარზე მოტანილია გამონასახისაგან თავისუფალი ფონი ნეგატივისა.

ვარსკვლავის სინათლის ფოტოფირფიტაზე მოქმედების უკეთეს საზომს წარმოადგენს ფარდობათა ფარდობა:

$$\frac{I_*}{I} : \frac{I_ф}{I}.$$

ეს უკანასკნელი ეტოლება $\frac{I_*}{I_ф}$-ს.

ვთქვათ ახლა, რომ $n_*$ და $n_ф$ არის გალვანომეტრის ანათვლები, როცა ძაფჯვარზე მოტანილია ვარსკვლავის გამონასახი და მის მეზობლად მდებარე ნაკვთის ფონი, შესაბამისად.

რამდენადაც, როგორც ვთქვით, გალვანომეტრის ანათვალი ფოტოელემენტზე დაცემული სინათლის ნაკადის პროპორციულად შეგვიძლია ჩავთვალოთ, ფოტოგრაფიული მოქმედების საზომად უნდა მივიჩნიოთ ფარდობა:

$$\frac{n_*}{n_ф}.$$

ეს ფარდობა გამოხატავს სინათლის იმ ორი ნაკადის ფარდობას, რომელთაგან პირველმა გამოიარა ვარსკვლავის გამონასახში, მეორემ კი — გამონასახის ახლო მდებარე ფონში (უკეთესია ვთქვათ, რომ ნაკადი აქ ერთია და უცვლელი, მაგრამ ერთ შემთხვევაში მასში მოთავსებულია გამონასახი, მეორეში კი მხოლოდ ფონი).

$\frac{n_*}{n_ф}$ ფარდობას ვუწოდებთ მიკროფოტომეტრის ანათვალს. აღვნიშნოთ იგი $E$ ასოთი. ადვილი მისახვედრია, რომ $E$ მცირე სიდიდისაა, როცა ათინათში კაშკაშა ვარსკვლავის გამონასახია და იგი 1-ს უახლოვდება, თუ მასში მოთავსებულია ერთობ მკრთალი ვარსკვლავის გამონასახი.

აქამდე იგულისხმებოდა, რომ გალვანომეტრის ანათვალი რიცხობრივ ნულია, როცა არავითარი სინათლის ნაკადი არ ეცემა ფოტოელემენტს ანუ, როგორც ამბობენ, როცა საქმე გვაქვს სიბნელესთან (დიაფრაგმის შიგნით ნათელი ათინათი კი არა გვაქვს, არამედ — სიბნელე). თუ იარაღი კარგად აწყობილი გვაქვს, სიბნელის პირობებში გალვანომეტრის ანათვალი მართლაც ნული უნდა იყოს რიცხობრივ, თუ არა და, სიბნელეზედაც გალვანომეტრის ძაფი გადახრილი იქნება ნულიდან და საქმე გვექნება $n_0 \neq 0$ ანათვალთან. ამ შენიშვნას თუ გავითვალისწინებთ, უფრო სწორი იქნება მიკროფოტომეტრის ანათვლის შემდეგნაირად გამოხატვა:

$$\frac{n_* - n_0}{n_ф - n_0}.$$

ჩვეულებრივ, მუშაობის დაწყების წინ გალვანომეტრის ანათვალს ამოწმებენ სიბნელეში და, თუ იგი ნული არაა, სპეციალური მოწყობილობით იგი

ნულზე მიჰყავთ, ე. ი. დაიცავენ პირობას: $n_0=0$. ასეთ შემოწმებას აწარმოებენ დროდადრო გაზომვის პროცესშიც.

მიკროფოტომეტრიული გაზომვები ერთობ ყურადღებით და ფაქიზად საწარმოებელია, რადგანაც ადვილად შეიძლება შეიპაროს გაზომვებში ისეთი ცდომილებები, რომელნიც საგრძნობლად შეამცირებენ გაზომვის შედეგების სიზუსტეს. ამგვარ ცდომილებათა წყაროები უმთავრესად შემდეგია:

1. გამონასახის არაზუსტი „მიყვანა" ძაფჯვარზე და ათინათის არაერთგვაროვნება,
2. ფონის არაერთგვაროვნება ფოტოფირფიტაზე,
3. ნათურის ვარვარის რყევა,
4. გალვანომეტრის გრძნობიერების ცვალებადობა,
5. გალვანომეტრის ნულის რყევა (გალვანომეტრის ანათვლის ცვალებადობა იმ შემთხვევაშიც, როცა სიბნელე გვაქვს, ანუ, როცა ფოტოელემენტზე სრულებით არ მოდის სინათლის ნაკადი),
6. მიკროფოტომეტრში დიაფრაგმების ცუდი ურთიერთცენტრირება, ცუდი დაფოკუსება და სხვა რამ უწესივრობა ოპტიკურ ან მექანიკურ ნაწილებში.

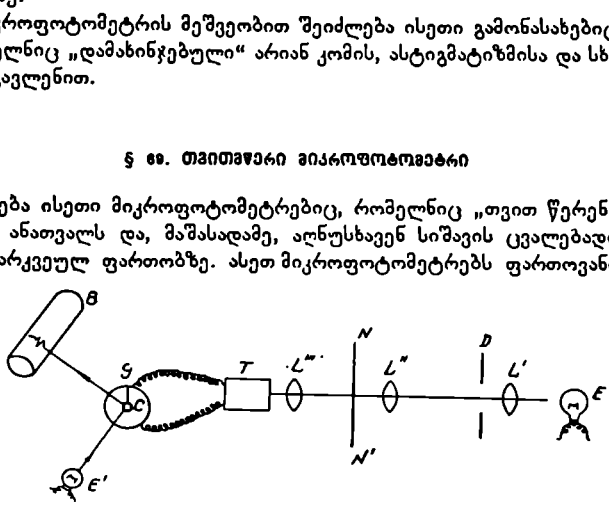
აქ აღწერილ მიკროფოტომეტრს ის უპირატესობა აქვს პარტმანისეულ მიკროფოტომეტრთან შედარებით, რომ მისი მეშვეობით შეგვიძლია გავზომოთ როგორც ფოკალური, ისე გარეფოკალური გამონასახი ან ფართოვანი ობიექტი.

პირველ შემთხვევაში გალვანომეტრის ანათვალი დამოკიდებული იქნება ფოკალური გამონასახის დიამეტრზე, ხოლო მეორე შემთხვევაში — გარეფოკალური გამონასახის ან ფართოვანი ობიექტის გამონასახის ფოტომეტრიულ სიმკვრივეზე.

ამ მიკროფოტომეტრის მეშვეობით შეიძლება ისეთი გამონასახებიც გავზომოთ, რომელნიც „დამახინჯებული" არიან კომის, ასტიგმატიზმისა და სხვა ეფექტების ზეგავლენით.

## § 69. თვითმწერი მიკროფოტომეტრი

იხმარება ისეთი მიკროფოტომეტრებიც, რომელნიც „თვით წერენ" გალვანომეტრის ანათვალს და, მაშასადამე, აღნუსხავენ სიშავის ცვალებადობას ნეგატივის გარკვეულ ფართობზე. ასეთ მიკროფოტომეტრებს ფართოვანი ობიექ-




ნახ. 74.

ტების გამონასახებისა და სპექტრის გასაზომად ხმარობენ. მათ თ ვ ი თ მ წ ე რ ან მ ა რ ე გ ი ს ტ რ ი რ ე ბ ე ლ მ ი კ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ე ბ ს უწოდებენ. განვიხილოთ ერთი სახის თვითმწერი მიკროფოტომეტრის სქემა (ნახ. 74).

საერთო სქემა თითქმის არ განსხვავდება იმისაგან, რაც ზემოთ 72-ე ნახ.-ზე მოვიტანეთ. განსხვავება მხოლოდ იმაშია, რომ გალვანომეტრის ძაფზე დაკიდებულ სარკისკენაა მიმართული $E'$ ნათურის სხივი, რომელიც სარკიდან არეკვლის შემდეგ ეცემა შუქმგრძნობიარე ქაღალდით შემოხვეულ ცილინდრულ $B$ დოლურას, რომელსაც ნელი და თანაბარი სიჩქარით აბრუნებს პატარა მოტორი. ერთდროულად, მოტორი და სათანადო მექანიზმი შერჩეული სიჩქარით გადაადგილებს $NN'$ ნეგატივს მის სიბრტყეში. ნეგატივზე მოქცეული გამონასახის სიშავის ცვლილებასთან ერთად იცვლება გალვანომეტრის ძაფის გრეხა, სარკის შემობრუნების კუთხე და სხივის ათინათის მდებარეობა დოლურაზე. ათინათი ტოვებს თავის მოძრავ კვალს მბრუნავ დოლურაზე შემოხვეულ შუქმგრძნობიარე ფოტოქაღალდზე. ასე ჩაიწერება გამონასახის ფოტომეტრიული სიმკვრივის ცვლილება.

თავისთავად ცხადია, რომ მიკროფოტომეტრის თვითმწერი ნაწილი ($B$-დოლურა) სიბნელეში უნდა იყოს მოთავსებული (ყუთში), რათა მას არ მოხვდეს სხვა რამ სინათლე, $c$-სარკის მიერ $E'$ ელნათურის არეკვლილი სხივის გარდა.

თვითმწერ მიკროფოტომეტრებს მთავარი გამოყენება სპექტროფოტომეტრიის დარგში აქვთ. ამაზე ქვემოთ გვექნება საუბარი.

## § 70. ირისოვანი მიკროფოტომეტრი

უკანასკნელ დროს ფართოდ გამოიყენება ეგრეთ წოდებული ირისოვანი ფოტომეტრი. მის არსებით განსხვავებას სხვა სავარსკვლავო მიკროფოტომეტრებისაგან ქმნის თავისებური აგებულება დიაფრაგმისა, რომელიც ათინათს იძლევა გასაზომ ფოტოფირფიტაზე. ეს დიაფრაგმა ირისოვანია ანუ მოწყობილია ადამიანის თვალის ფერადი გარსის, ან კიდევ ჩვეულებრივი ფოტოაპარატების დიაფრაგმების მსგავსად, რომლებიც მოხერხებულად და სწრაფად ცვლიან ობიექტივში შესასვლელ სხივთკონას (გუგის დიამეტრს ადამიანის თვალში). სახელწოდება „ირისოვანი" ბერძნულიდან წარმოიშვა: ირისი სწორედ ფერად წრეს ნიშნავს. ფოტომეტრიული გაზომვის არსი იმაში მდგომარეობს, რომ ფირფიტაზე დიაფრაგმას, რომელიც ასტრონეგატივზე ვარსკვლავის გამონასახს ანათებს, ცვლიან (აფართოებენ ან ავიწროებენ) იმ ზომამდე, რომელზეც მასში და გამონასახში გამოვლილი და ფოტოელემენტზე დაცემული სინათლის ნაკადი მიაღწევს წინასწარ შერჩეულ სიდიდეს. ამასთან, იმავე წესით იზომება სტანდარტული ოპტიკური სიმკვრივე. სათანადო ანათვალი, რომელიც დაკავშირებულია ირისოვან დიაფრაგმასთან და მისი ცვლილების მიხედვით იცვლის მნიშვნელობას, წარმოადგენს ფოტოგრაფიული გამონასახის ინტენსივობის ზომას. მიკროფოტომეტრის კონსტრუქცია ითვალისწინებს ფოტომამრავლებელზე ორი სხივთნაკადის შენაცვლებით (დიდი სისწრაფით! წამში 20—30-ჯერ) მოხვედრას. ფოტომამრავლებელში წარმოქმნილი დენის მუდმივობა იმის მაჩვენებელია, რომ ორივე სხივთკონა თანატოლი სინათლის ნაკადების მატარებელია. ამით სრულდება ფოტომეტრიული გაზომვა.

## § 71. შეფარდებითი (შედარებითი) ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის საფუძვლები

ჩვენთვის უკვე ცნობილია, რა საშუალებით და როგორ ხდება ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვა ნეგატივზე. ახლა საჭიროა გავარკვიოთ თუ როგორ უნდა მივიღოთ — ფოტოგრაფიული ეფექტის გაზომვის შედეგების საფუძველზე — ფოტოგრაფიული სიკაშკაშენი, კერძოდ, ვარსკვლავიერი სიდიდენი. ეს მით უფრო საჭიროა, რომ ფოტოგრაფიული ეფექტის შეფასებას ჩვენ სრულიადნებისმიერ ერთეულებში ვახდენთ (სკალის ანათვლებში). ეს ამოცანა ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის მთავარ ამოცანას წარმოადგენს.

შეფარდებითი (შედარებითი) ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის ძირითადი მეთოდი შემდეგში მდგომარეობს: გამოსაკვლევ ვარსკვლავებთან ერთად იმავე პირობებში, როგორშიც უკანასკნელთა ფოტოგრაფირება წარმოებს, გადაიღებენ რომელიმე, სტანდარტად მიჩნეულ ვარსკვლავიერ არეს. ეს არე ისეთ ვარსკვლავებს მოიცავს, რომელთა სიკაშკაშე (ვარსკვლავიერი სიდიდენი) ცნობილია. არეში შემავალი ვარსკვლავები ერთგვარ დასაყრდენ ვარსკვლავებს შეადგენენ. ასეთი არე ისეა შერჩეული, რომ იგი უნდა მოიცავდეს სიკაშკაშით ერთმანეთისაგან განსხვავებულ ვარსკვლავებს. პირველ რიგში გაზომავენ მიკროფოტომეტრზე ასეთ სტანდარტულ არეს. ამნაირად მივიღებთ რამდენიმე ვარსკვლავისათვის შესაბამ ანათვლებს. ამის შემდეგ ავაგებთ სწორკუთხოვან კოორდინატთა ბრტყელ სისტემას, რომლის აბსცისთა ღერძზე გადავზომავთ სტანდარტული არის დასაყრდენი ვარსკვლავების ვარსკვლავიერი სიდიდეების მნიშვნელობებს, ხოლო ორდინატთა ღერძზე — შესაბამ ანათვლებს. ამ წესით ავაგებთ ერთგვარ მახასიათებელ მრუდს ($m$, $E$). ახლა ცხადია, თუ რატომ არის აუცილებელი, რომ სტანდარტული არის ვარსკვლავები სიკაშკაშით განსხვავდებოდნენ ერთმანეთისაგან.

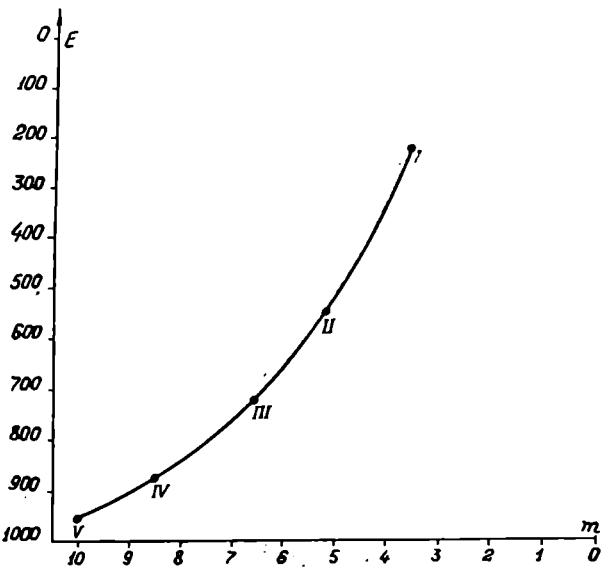
ამის შემდგომ გავზომავთ ამავე პირობებში გადაღებულ გამოსაკვლევ ვარსკვლავიერ არეს. თითოეული ვარსკვლავის ფოტომეტრიული გაზომვის შედეგად მიღებული გვექნება შესაბამი ანათვალი მიკროფოტომეტრისა. „შევალთ“ რა ამ ანათვლებით მახასიათებელ მრუდში, — მივიღებთ მოცემული ვარსკვლავის შესაბამ სიკაშკაშეს ანუ მის ვარსკვლავიერ სიდიდეს. ახლა ისიც ცხადია, თუ რატომ მოვითხოვეთ, რომ სტანდარტული და გამოსაკვლევი არეები — ორივე ერთნაირ პირობებში იქნეს გადაღებული და გამომჟღავნებული.

აღწერილის უკეთესად წარმოდგენისათვის შემდეგი სავარჯიშო შევასრულოთ. ვთქვათ, მოცემულია სტანდარტული არის რამდენიმე ვარსკვლავი: $s_1$, $s_2$, $s_3$, $s_4$, $s_5$. მათი სიკაშკაშენი ცნობილია და შესაბამისად შემდეგია: $m_1=3.0$, $m_2=5.0$, $m_3=6.5$, $m_4=8.5$, $m_5=10.0$. ამ ვარსკვლავთა ფოტომეტრიულმა გაზომვამ მოგვცა მიკროფოტომეტრის შემდეგი ანათვლები: $E_1=250$, $E_2=560$, $E_3=730$, $E_4=875$, $E_5=960$, შესაბამისად. ამ მონაცემების საფუძველზე ავაგოთ სათანადო გრაფიკი (ნახ. 75). თითოეული ვარსკვლავის სიკაშკაშისა და ანათვლის მნიშვნელობათა წყვილს შეესაბამება თითო წერტილი გრაფიკზე (I, II, III, IV, V). შევაერთებთ ამ წერტილებს და მივიღებთ მახასიათებელ მრუდს, რომელსაც ვიხმართ როგორც სხვა ვარსკვლავების სიკაშკაშეთა გამოსათვლელ საშუალებას. მართლაც, ვთქვათ, რომ რომელიღაც $s$ ვარსკვლავის ფოტოგრაფიულ გამონასახს შეესაბამება მიკროფოტომეტრული ანათვალი — $E_s=800$. „შევიდეთ“ $E$-ს ამ მნიშვნელობით ჩვენს მახასიათებელ მრუდში, ე. ი. გადავთვალოთ ორდინატთა ღერძზე $E=800$ და ვნახოთ, აბსცისის რა მნიშვნელობა

შეესაბამება ამ ორდინატს მრუდზე (ღერძებზე ანათვლების შებრუნებული მიმდევრობის მიზეზი წინა მასალიდან უნდა იყოს გასაგები. გარდა ამისა მოხერხებულობისათვის ორდინატთა ღერძზე $\frac{n_*}{n_\phi}$ ანათვლების ნაცვლად გადაიზომება $\frac{n_*}{n_\phi}$ 1000).

მიღებული მნიშვნელობა აბსცისისა $s$-ის ვარსკვლავიერ სიდიდეს გამოხატავს. ჩვენს შემთხვევაში, როგორც ვხედავთ, $m_* = 7.4$.

მახასიათებელი მრუდის აგებისათვის სტანდარტებად, ჩვეულებრივ, პოლუსის ახლო მდებარე (ე. წ. „ჩრდილოეთ პოლუსის მიმდევრობას") ან სხვა რამ არეების (მაგ., ე. წ. კაპტეინის არეების) ვარსკვლავებს ხმარობენ.




ნახ. 75.

ჩრდილოეთ პოლარული მიმდევრობის ვარსკვლავები სტანდარტებად გამოიყენებოდა 1922 წლიდან, როცა საერთაშორისო ასტრონომიულმა კავშირმა მიიღო იგი როგორც საყოველთაოდ სახმარი ინტერნაციონალური ანუ საერთაშორისო სისტემა ვარსკვლავიერი სიდიდეებისა. ეს მიმდევრობა მოიცავს 100-მდე ვარსკვლავს, რომელთა სიკაშკაშე განსაზღვრულია საგულდაგულოდ. მასშია ვარსკვლავები მე-20 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე (იხ. ქვემოთ).

ჩრდილოეთ პოლუსის წერტილის გარშემო განლაგებული ვარსკვლავები სტანდარტებად იმიტომაა მოხერხებული, რომ ეს არე მუდმივად ჩანს ცაზე ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში, ზომიერ და მაღალ განედებზე განლაგებული ყველა ობსერვატორიისათვის.

მაგრამ, ამავე არეს სხვა სუსტი მხარეები აღმოაჩნდა და ამიტომ ამ ბოლო ათეულ წლებში სტანდარტული მუდმივები შეიქმნა ცის სხვადასხვა უბანში.

სრულიად აუცილებელია, რომ გამოსაკვლევი და სტანდარტული არე რაც შეიძლება ერთნაირ პირობებში იყოს გადაღებული, გამომჟღავნებული და გაზომილი. თუ გადაღების დროს მათი ზენიტური მანძილები სხვადასხვა იყო, საჭიროა მიღებული სიდიდეების რედუქცია (მიყვანა) ზენიტური მანძილის ერთ და იმავე მნიშვნელობაზე (იხ. ქვემოთ).

უკვე გვქონდა აღნიშნული, რომ ცის ობიექტის (ვარსკვლავის) ფოტოგრაფიული გამონასახის სიმკვრივე მრავალი არგუმენტის ფუნქციაა. იგი შეგვიძლია ასე გამოვხატოთ:

$$d = F(I,\ t,\ \tau,\ s,\ s',\ t',\ \tau',\ z,\ \lambda),$$

სადაც ფრჩხილებში მოცემული აღნიშვნები წარმოადგენენ მიმდევრობით: ობიექტის სიკაშკაშეს, ფოტოგადაღების ხანგრძლივობას, ტემპერატურას გადაღების დროს, ფოტოემულსიის გრძნობიერებას, გამამჟღავნებლის თვისებებს, გამჟღავნების ხანგრძლივობას, გამჟღავნების ტემპერატურას, გადასაღები ობიექტის ზენიტურ მანძილს და გადასაღები ობიექტის სპექტრულ მახასიათებლებს ანუ ფერით თვისებებს. ასეთ ვითარებაში, ადვილი მისახვედრია, რარიგ რთულ საქმეს უნდა წარმოადგენდეს ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია და რარიგ მრავალია განსაზღვრებში ცდომილებათა შემოპარვის გზები. ყოველ შემთხვევაში, უთუოდ უნდა ვცდილობდეთ, რომ რაც შეიძლება შევამციროთ ჩამოთვლილი ფაქტორების გავლენა. ამის მიღწევა პირველ რიგში მით შეიძლება, რომ ყველა ობიექტი, რომელთაც ერთმანეთს ვადარებთ (გამოსაკვლევი და სტანდარტული არეები), გადაღებულ იქნეს თანატოლი ხანგრძლივობით, ერთნაირ ფირფიტაზე, გამჟღავნება ხდებოდეს ერთ ჭურჭელში და ა. შ. მაშინ ყველა არგუმენტი, $I$-ს გარდა, მუდმივად ჩაითვლება და დამოკიდებულება ერთობ გამარტივდება: $d = F(I)$.

საერთოდ, ფოტოგრაფიული მეთოდის გამოყენება საშუალებას გვაძლევს ერთდროულად მოვახდინოთ შედარებით დიდ არეზე გაფანტულ ვარსკვლავთა სიკაშკაშის განსაზღვრა. არის სიდიდე ობიექტივის თვისებებზეა დამოკიდებული. ზოგიერთი თანამედროვე ობიექტივი იძლევა დაახლოებით $15° \times 20°$-ის ტოლ არეს; მაშასადამე, ერთსა და იმავე ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე ვღებულობთ ცის საკმაოდ მოზრდილი ფართობის გამონასახს. ეს ფირფიტა, მაშასადამე, საერთოდ, უნდა გამოდგეს ამ არეზე აღბეჭდილი თითქმის ყველა ვარსკვლავის სიკაშკაშის გასაზომად, მაგრამ აქ ერთ გარემოებას უნდა მიექცეს ყურადღება. ყველა ვარსკვლავი ხომ ფირფიტის ოპტიკურ ცენტრში არ იქნება თავმოყრილი, ზოგი ახლოსაა მასთან, ზოგიც დაშორებულია.

მაგრამ, როგორც ცნობილია (იხ. ზემოთ), ფოკალური ზედაპირის სიმრუდისა და „არის ცდომილების" ანუ, „ველის ცდომილების" მოვლენის გამო ოპტიკური ცენტრიდან დაშორებული ვარსკვლავების გამონასახები ფოკუსს გარეთ გამოდიან და „უწესო" ფორმას ღებულობენ, რაც გავლენას ახდენს ფოტოგრაფიული ეფექტის სიდიდეზე. ეს გავლენა მით მეტია, რაც მეტია გამონასახის დაშორება ნეგატივის ოპტიკური ცენტრიდან. ვარსკვლავიერ სიდიდეებში გამოხატული ველის ცდომილება რამდენიმე მეათედს აღწევს.

არსებობს ველის ცდომილების განსაზღვრისა და ფოტომეტრიულ გაზომვათა შედეგების ამ ცდომილებათა გავლენისაგან განთავისუფლების პრაქტიკული ხერხები.

## § 72. დამოკიდებულება ფოტოგრაფიულ ეფექტს, სიკაშკაშესა და ფოტოგადაღების ხანგრძლივობას შორის

ადვილად წარმოსადგენია, რომ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე რეაქციაგანცდილი ვერცხლის რაოდენობა პროპორციული უნდა იყოს სინათლის წყაროს სიკაშკაშისა — $I$ და გადაღების ხანგრძლივობის — $t$ ნამრავლისა ($I \cdot t$). ამის საფუძველზე ბუნზენმა (Bunsen) და როსკომ (Roscoe) დაასკვნეს, რომ ფოტოგრაფიული ეფექტი დამოკიდებულია ფირფიტის ემულსიის მიერ შთანთქმული სინათლის რაოდენობაზე, ე. ი. ფუნქცია არის $I$-ს და $t$-ს ნამრავლისა, რაც ასე შეიძლება ჩაიწეროს: $d = f(I \cdot t)$.

ამგვარად, იმისათვის, რომ ორმა, სხვადასხვა სიკაშკაშის ვარსკვლავმა ერთი და იმავე სიმკვრივის გამონასახი მოგვცეს, საჭიროა მათი ფოტოგადაღების ხანგრძლივობა დაეუმორჩილოთ შემდეგ პირობას:

$$\frac{t_2}{t_1} = \frac{I_1}{I_2}, \tag{1}$$

სადაც $I_1$ და $I_2$ პირველი და მეორე ვარსკვლავის სინათლის ინტენსივობაა, ხოლო $t_1$ და $t_2$ — შესაბამისი ფოტოგადაღების ხანგრძლივობა. მაშასადამე, რამდენადაც ნაკლებია მეორე ვარსკვლავის სიკაშკაშე, მით მეტი უნდა იყოს გადაღების ხანგრძლივობა, რათა მეორე ვარსკვლავმა ისეთივე ფოტომეტრიული სიმკვრივის გამონასახი მოგვცეს, როგორსაც პირველი იძლევა.

აქედან კი შემდეგნაირადაც შეიძლება ჩამოყალიბდეს შესაბამისი კანონზომიერება:

$$I \cdot t = \text{const}. \tag{2}$$

მას ურთიერთშენაცვლებადობის კანონს უწოდებენ, რაც იმას ნიშნავს, რომ თუ $I$-ს შევამცირებთ, $t$ სათანადოდ უნდა გადიდდეს, რათა ნამრავლი იგივე დარჩეს. ან პირუკუ: რამდენჯერაც გავადიდებთ $I$-ს, იმდენჯერვე უნდა შევამციროთ $t$.

ამასთან არის დაკავშირებული ის, რაც მოხალისე ფოტოგრაფებს გამოუცდიათ და შემდეგში გამოიხატება: თუ ფოტოაპარატის შუქძალა არის, ვთქვათ, 1:4 და აღებული პანორამის გადაღებას ნორმული სიმკვრივის მისაღებად ესაჭიროება 1 წამი, მაშინ, თუ ფოტოგრაფმა გადაწყვიტა გადაიღოს დიაფრაგმით და ამნაირად შეამციროს შუქძალა, მაგალითად, 1:8-მდე, იმავე ნორმული სიმკვრივის მისაღებად მას დასჭირდება გადაღების ხანგრძლივობის გადიდება 4 წამამდე. მართლაც, შუქძალის 2-ჯერ შემცირება ნიშნავს თავისუფალი ობიექტივის დიამეტრის 2-ჯერ შემცირებას, ხოლო ობიექტივის თავისუფალი ფართობის — 4-ჯერ შემცირებას. მაშასადამე, მეორე შემთხვევაში ობიექტივში შემოდის 4-ჯერ ნაკლები სინათლე. ამიტომ ფოტოგრაფი 4-ჯერვე ადიდებს გადაღების ხანგრძლივობას, რათა ფოტოსურათის იგივე სიმკვრივე მიიღოს.

ნათქვამს შეიძლება მიეცეს საერთო გრაფიკული ილუსტრაცია. გადავზომოთ აბსცისთა ღერძზე ინტენსივობანი, ხოლო ორდინატთა ღერძზე — $It$-ნამრავლები (ნახ. 76).

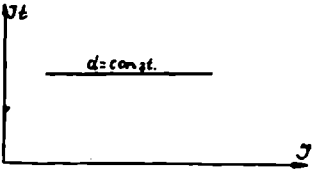
შერჩეული სიმკვრივეები $d_1$, $d_2$,... გამოიხატება აბსცისთა ღერძის პარალელური ხაზებით. თუკი ნამრავლი $It$ მუდმივია, როგორიც უნდა იყოს $I$ და $t$-ს ცალკე აღებული მნიშვნელობები, $d$ უცვლელი დარჩება.

წინათ ზედმიწევნით კანონიერად მიაჩნდათ აღწერილი დამოკიდებულება. მაგრამ (1)-ის საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ (გაიხსენეთ (17), თავი III):

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{t_2}{t_1}=2\cdot 512^{m_2-m_1},$$

სადაც $m_1$ და $m_2$ პირველი და მეორე ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდეა, შესაბამისად. ახლა, თუ ორი ვარსკვლავი ერთიმეორისაგან სწორედ ერთი სიდიდით განსხვავდება, გვექნება:

$$\frac{t_2}{t_1}=2.512.$$



ნახ. 76.

ეს კი იმას ნიშნავს, რომ გადაღების ხანგრძლივობის 2.512-ჯერ გადიდებით, ჩვენ ერთი ვარსკვლავიერი სიდიდე უნდა „მოგვეგო", ე. ი. ვარსკვლავს, რომლის ვარსკვლავიერი სიდიდე $(m+1)$-ს უდრის, უნდა მოეცა $2.512\cdot t$—ხანგრძლივობით გადაღების შედეგად იგივე ეფექტი, რასაც $m$-სიდიდის ვარსკვლავი იძლევა გადაღების $t$-ხანგრძლივობით.

მაგრამ გამოცდილება გვიჩვენებს, რომ ეს ასე არასდროს არ ხდება; თურმე გადაღების ხანგრძლივობის 2.512-ჯერ გადიდებას ვარსკვლავიერი სიდიდეების, საერთოდ, 0.5-დან 0.75-მდე განსხვავება შეესაბამება.

ამასთან, ცდამ სხვა კონკრეტული მოვლენაც აღმოაჩინა: $I$-ინტენსივობის გაორკეცება მეტ ფოტოგრაფიულ ეფექტს იწვევს, ვიდრე $t$-ხანგრძლივობის გაორკეცება. მაშასადამე, რაც უფრო ენერგიულად მოდის გამოსხივება ემულსიაზე, მით მეტია, მით უფრო ეფექტურია მისი მოქმედება.

მაშასადამე, $It=\text{const}$ დამოკიდებულება არ ყოფილა საკმაოდ სამართლიანი; იგი მხოლოდ პირველ მიახლოებად უნდა ვაღიაროთ.

შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ მ ა, რომელმაც წარსული საუკუნის დამლევს ბევრი მნიშვნელოვანი გამოკვლევა შეასრულა ვარსკვლავთ ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის დარგში, წამოაყენა სხვა სახის ფორმულა ფოტოგრაფიული ეფექტის სიკაშკაშესა და გადაღების ხანგრძლივობაზე დამოკიდებულების შესახებ. ეს ფორმულა, რომელიც შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ მ ა ემპირიული გზით იპოვა, გამოხატავს ფუნქციურ დამოკიდებულებას:

$$d=f(I\cdot t^p),$$

სადაც $p$ შეგვიძლია ჩავთვალოთ როგორც 1-ზე ნაკლები, ისე 1-ზე მეტი. თუმცა უმთავრესად მისი მნიშვნელობა მოთავსებულია 0.7 და 0.95-ს შორის. მოცემული ფირფიტისათვის $p$ მუდმივ მნიშვნელობას ატარებს და მას შვარცშილდის მაჩვენებელი ეწოდება.

შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ ი ს მიხედვით ერთნაირი ფოტოგრაფიული ეფექტი მიიღება მაშინ, როცა ინტენსივობა და გადაღების ხანგრძლივობა ემორჩილება პირობას:

$$I\cdot t^p=\text{const}. \qquad (3)$$

ეს ფორმულა ასეც შეგვიძლია ჩავწეროთ:

$$t\cdot I^q=\text{const},$$

სადაც

$$q = \frac{1}{p}$$

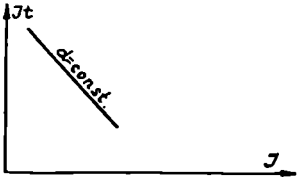
ახლა ვთქვათ, რომ კვლავ ორი ვარსკვლავი გვაქვს, რომელთაც შეესაბამება $I_1$ და $I_2$ სიკაშკაშენი, $t_1$ და $t_2$ გადაღების ხანგრძლივობანი და $m_1$ და $m_2$ ვარსკვლავიერი სიდიდენი. მაშინ, თუ ორივე შემთხვევაში ერთნაირ ანუ თანატოლ ფოტოგრაფიულ ეფექტთან გვაქვს საქმე, დავწერთ:

$$d = f(I_1 t_1^p) = f(I_2 t_2^p),$$

საიდანაც $f$ ფუნქციის გარკვეულ პირობებში, გვექნება:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p. \qquad (4)$$

შვარცშილდისეული კანონზომიერება გრაფიკულად გამოიხატება 77-ე ნახ.-ით; როდესაც $p$ ნაკლებია 1-ზე, მუდმივი გაშავების ხაზი ამ შემთხვევაში აბსცისთა ღერძის პარალელური აღარ რჩება, რადგან ერთნაირი ფოტოეფექტის მისაღებად თუ $I$ გავზარდეთ, $t$ უფრო მეტად უნდა შემცირდეს ($I$-ს ცვლილება ხომ უფრო მეტად მოქმედებს, ვიდრე $t$-სი). ამის გამო $I \cdot t$ ნამრავლი რიცხობრივად კლებულობს და მრუდი დაბლა იხრება.




ნახ. 77.

დახრის სიდიდეს $p$-ს რიცხვითი მნიშვნელობა განსაზღვრავს.

$p$-ს მნიშვნელობა კი დამოკიდებულია არა მარტო ემულსიის ტიპზე, არამედ, კერძოდ, მის სიძველესა და გადაღებისა და გამქლავნების პირობებზეც. დაბალ ტემპერატურაზე კლებულობს ფოტოემულსიის გრძნობიერებაც და სათანადოდ მატულობს $p$-ს მნიშვნელობა. ამას კარგად ხსნის ფოტოგრაფიული გამონასახის შექმნის ფიზიკურ-ქიმიური მოვლენები და სათანადო თეორია.

(4)-ის საფუძველზე:

$$\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^p = 2.512^{(m_2 - m_1)}.$$

უკანასკნელის გალოგარითმებით მივიღებთ:

$$0.4\,(m_2 - m_1) = p \lg \left(\frac{t_2}{t_1}\right)$$

ანუ

$$m_2 - m_1 = 2.5\, p \lg \left(\frac{t_2}{t_1}\right). \qquad (5)$$

თუ $t_2$ არის 2.512-ჯერ მეტი $t_1$-ზე, მაშინ უკანასკნელი ფორმულა ასე გადაიწერება:

$$m_2 - m_1 = p.$$

ან კიდევ, მეორე მხრივ, თუ (4)-ში ვიგულისხმებთ $t_2$-ს გაზრდილს 2.512-ჯერ, ე. ი.

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{2.512\, t_2}{t_1}\right)^p,$$

მაშინ

$$2.512^{m_2-m_1}=\left(\frac{2.512\,t_2}{t_1}\right)^p$$

და

$$0.4\,(m_2-m_1)=p\lg\left(\frac{t_2}{t_1}\right)+0.4\,p$$

ანუ

$$m_2-m_1=2.5\,p\lg\left(\frac{t_2}{t_1}\right)+p.$$

ეს კი ნიშნავს, რომ გადაღების ხანგრძლივობის 2.512-ჯერ გადიდებით მიღებული „მოგება“ $p$-ვარსკვლავიერ სიდიდეს უდრის. ხოლო ცდა გვიჩვენებს, რომ $p$ არის 1-ზე ნაკლები. მაშასადამე, გადაღების ხანგრძლივობის 2.512-ჯერ გადიდებით მიღწეული მოგება ერთ ვარსკვლავიერ სიდიდეზე ნაკლებია.

თუ რამდენად შორდება პრაქტიკულად შვარცშილდისეულ კანონზომიერებას უფრო მარტივი ე. წ. ურთიერთშენაცვლებადობის კანონი, შემდეგი მონაცემებიდან ჩანს.

თუ ინტენსივობა გამოიხატება 360-ით და გადაღების ხანგრძლივობა 1 წამია, მაშინ, ურთიერთშენაცვლებადობის კანონით, ინტენსივობის 360-ჯერ შემცირებისას ხანგრძლივობა 6 წუთამდე უნდა გავზარდოთ. შვარცშილდისეული კანონით კი იგი 9 წუთამდეა გასადიდებელი და ცდაც გვიჩვენებს, რომ მხოლოდ 9 წუთის ხანგრძლივობა მოგვცემს ამ შემთხვევაში იმავე ფოტოგრაფიულ ეფექტს.

თუ ახლა ინტენსივობას კვლავ შევამცირებთ 10-ჯერ, პირველი კანონით ხანგრძლივობა 1 საათია საჭირო, შვარცშილდის ფორმულის მიხედვით კი — 2 საათი.

ამ მაგალითში იგულისხმებოდა, რომ შვარცშილდის მაჩვენებელი $p\approx 0.9$.

შვარცშილდის $p$ მაჩვენებლის რიცხვითი მნიშვნელობა პრაქტიკულად განისაზღვრება.

განვიხილოთ შემდეგი მაგალითი, ამოღებული ჟურნალიდან Astronomische Nachrichten. დიდი დათვის თანავარსკვლავედის ვარსკვლავი „მიცარი“, რომლის სიდიდე $m_1=2.40$, და მისი თანამგზავრი, რომლის $m_2=3.96$, ერთნაირ ფოტოგრაფიულ ეფექტს იძლევიან, როცა მათი გადაღების ხანგრძლივობათა ფარდობა

$$\frac{t_2}{t_1}=5.8.$$

მაშასადამე, (5)-ის მიხედვით გამოვთვლით:

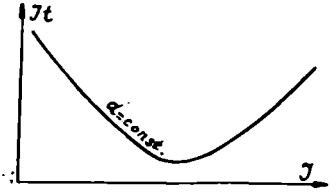
$$p=\frac{0.4\,(m_2-m_1)}{\lg\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}=\frac{0.4\times 1.56}{0.76}=0.82.$$

შემდგომმა, უფრო დაწვრილებითმა ცდებმა გამოამჟღავნა, რომ $p$ არ შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად თუნდაც ერთი და იმავე ემულსიისათვის და დამოკიდებულია ვარსკვლავის სპექტრსა (გამოსხივების ტალღის სიგრძესა) და მის სიკაშკაშეზე (სინათლის ინტენსივობაზე). $p$-ს მნიშვნელობა მით მეტია, რაც

მეტია შესაბამი ვარსკვლავის სიკაშკაშე ($I$). ძალიან დიდი სიკაშკაშის ვარსკვლავების შემთხვევაში $p>1$.

ამგვარად, გაირკვა, რომ შვარცშილდის ფორმულაც სინამდვილეს მხოლოდ დაახლოებით შეესაბამება, თუმცა იგი უკეთესი მიახლოებაა ჰეშმარიტებასთან, ვიდრე ურთიერთშენაცვლებადობის კანონი.

შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ ი ს შემდეგ ფოტოგრაფიულ ეფექტს, სიკაშკაშესა და გადაღების ხანგრძლივობას შორის დამოკიდებულების საკითხზე ფართო გამოკვლევა და დაწვრილებითი ცდები ჩაატარა კ რ ო ნ მ ა (Kron). მან მიიღო 78-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილი სახის გრაფიკი. როგორც ვხედავთ, მრუდი პირველად (მარცხენა მხარეზე) შვარცშილდისეული დამოკიდებულების სახეს გამოხატავს. შემდგომ, ერთობ მცირე შუალედში, სადაც მისი ამოზნექილობა აბსცისთა ღერძის მიმართაა, $It$ თითქოს მუდმივი რჩება, ე. ი. ურთიერთშენაცვლებადობის კანონს ემორჩილება. ამის შემდგომ კი, როცა უფრო დიდ სიკაშკაშეებზე გადავდივართ, იგი კვლავ სწორხაზოვან სახეს უახლოვდება, მაგრამ მისი „მიმართულება" შებრუნებულია, რასაც $p$-ს ისეთი მნიშვნელობები შეესაბამება, რომლებიც 1-ზე მეტია. მრუდის ასეთი შებრუნება გამოწვეულია იმით, რომ დიდი სიკაშკაშეებისას ვუახლოვდებით მახასიათებელი მრუდის სოლარიზაციის უბანს (იხ. § 40) და $I$-ს გაზრდა ბევრად ველარ ზრდის ფოტოსიმკვრივეს. ამ ადგილებისათვის $t$-ს შემცირება უფრო მნიშვნელოვან ფაქტორს წარმოადგენს.



ნახ. 78.

მრუდს ჯაჭვწირის სახე აქვს. მის ექსტრემულ წერტილს შეესაბამება სიკაშკაშის რაღაც $I_0$ მნიშვნელობა, რომელსაც კ რ ო ნ მ ა ოპტიმალური ინტენსივობა უწოდა. ეს ისეთი ინტენსივობაა, რომლის დროსაც სინათლის რაოდენობა ($I \cdot t$), რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ ფირფიტაზე გარკვეულ ფოტოგრაფიულ ეფექტს ჰქონდეს ადგილი, წარმოადგენს მინიმუმს.

კრონის მიხედვით, ფოტოგრაფიულ ეფექტს, ინტენსივობასა და გადაღების ხანგრძლივობას შორის ასეთი დამოკიდებულება არსებობს:

$$d = I\,t\,10^{-a\sqrt{\left(\lg \frac{I}{I_0}\right)^2 + 1}}, \tag{6}$$

სადაც $a$ მუდმივია და აკმაყოფილებს პირობას: $0<a<1$.

აქედან ის გამომდინარეობს, რომ სხვადასხვა სიკაშკაშის ვარსკვლავებისათვის ერთ და იმავე ფოტოეფექტის მისაღებად ექსპოზიციები უნდა დავუმორჩილოთ კანონს:

$$I\,t\,10^{-a\sqrt{\left(\lg \frac{I}{I_0}\right)^2 + 1}} = \text{const}. \tag{7}$$

აქ ხარისხის მაჩვენებელი $I$-ს ფუნქციაა და, თუ მას აღვნიშნავთ $f(I)$-თ, შეგვიძლია დავწეროთ

$$\frac{t_2}{t_1} = \frac{I_1}{I_2}\,10^{f(I_1)-f(I_2)} \tag{8}$$

ეს კი იმას ნიშნავს, რომ ორი სხვადასხვა სიკაშკაშის ვარსკვლავისათვის ერთნაირი ფოტოეფექტის მისაღებად ექსპოზიციების ფარდობა მარტო მათ სიკაშკაშეთა ფარდობაზე კი არ არის დამოკიდებული, არამედ ამ ვარსკვლავთა თვით სიკაშკაშეების თავისთავად მნიშვნელობებზეც.

(8)-ის გალოგარითმებით მივიღებთ:

$$\lg\left(\frac{t_2}{t_1}\right)=\lg\left(\frac{I_1}{I_2}\right)+f(I_1)-f(I_2)$$

ან, თუ გამოვიყენებთ ადრე მიღებულ გამოსახულებას

$$\left[\lg\frac{I_1}{I_2}=0.4\,(m_2-m_1)\right],$$

გვექნება:

$$m_2-m_1=2.5\left[\lg\left(\frac{t_2}{t_1}\right)-f(I_1)+f(I_2)\right].$$

მაშასადამე, ექსპოზიციის ერთნაირად გადიდებისას ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სხვაობის ზრდა დამოკიდებულია თვით სიკაშკაშეებზე. „მოგება" ვარსკვლავიერ სიდიდეებში სხვადასხვა იქნება სხვადასხვა სიკაშკაშის ვარსკვლავებისათვის.

კრონისეული ფორმულა ყველაზე უფრო ზოგადი გამოსახულებაა, რომლის კერძო შემთხვევებს წარმოადგენენ როგორც შვარცშილდისეული, ისე ურთიერთშენაცვლებადობის კანონი. ეს გრაფიკზეც ვნახეთ, მაგრამ ახლა დავრწმუნდეთ ამაში ანალიზური განხილვის წესით.

1. დავუშვათ, რომ $I=I_0$. მაშინ (7)-დან ვღებულობთ:

$$It\,10^{-a}=\text{const.}$$

ანუ

$$It=\text{const.}$$

ე. ი. $p=1$ და საქმე გვაქვს ურთიერთშენაცვლებადობის კანონთან.

2. ვთქვათ, $I\ll I_0$, ანუ $I_0\gg I$, უფრო ზუსტად, $\lg\frac{I_0}{I}\gg 1$. მაშინ, რადგანაც $\left(\lg\frac{I}{I_0}\right)^2=\left(-\lg\frac{I_0}{I}\right)^2=\left(\lg\frac{I_0}{I}\right)^2\gg 1$ (პირობის თანახმად), ამიტომ (7) გამოსახულების რადიკალში 1 გარკვეული მიახლოებით შეგვიძლია უგულებელყოთ და დავწეროთ:

$$d=It\cdot 10^{-a\cdot\lg\frac{I_0}{I}}=It\cdot\left(\frac{I_0}{I}\right)^{-a}=\text{const.}$$

ანუ

$$I^{1+a}\cdot t=\text{const},\quad \text{ან}\quad I\cdot t^{\frac{1}{1+a}}=\text{const.}$$

ეს კი შვარცშილდის ფორმულაა, სადაც $p=\frac{1}{1+a}$. რადგან $a>0$, ამიტომ $p<1$ -და, მაშასადამე, კრონის მრუდის შესაბამისი ნაწილი დაღმავალ შტოს წარმოადგენს.

3. ვთქვათ, $I$ იმდენად მეტია $I_0$-ზე, რომ $\lg \frac{I}{I_0} \gg 1$, მაშინ რადიკალში 1-ის უგულებელყოფით მეორე შემთხვევის ანალოგიურად მივიღებთ:

$$d = It \cdot 10^{-a \lg \frac{I}{I_0}} = It \cdot \left(\frac{I}{I_0}\right)^{-a} = \text{const}.$$

ანუ

$$I^{1-a} \cdot t = \text{const} \quad \text{ან} \quad I \cdot t^{\frac{1}{1-a}} = \text{const}.$$

ეს გამოსახულება გარეგნულად შვარცშილდის კანონს მოგვაგონებს, მაგრამ პრინციპულად მისგან განსხვავდება, რადგან ამ შემთხვევაში $p > 1$ და ამიტომ კრონის მრუდის სათანადო ნაწილი აღმავალ შტოს გვაძლევს.

კ რ ო ნ ი ს კანონი ყველაზე უკეთესად გამოხატავს რეალურ კანონზომიერებას.

კ რ ო ნ მ ა ბევრი იმუშავა ამ საკითხის ექსპერიმენტულად გამოკვლევაზე. მან რიგი ფოტოგრაფიული ემულსიები გამოსცადა გადაღების ხანგრძლივობისა და განათების ფართო დიაპაზონებში; სახელდობრ, ხანგრძლივობას ცვლიდა წამის ნაწილებიდან თითქმის ათეულ დღე-ღამემდე, ხოლო განათებულობას — სამიათასჯერ. ასეთ პირობებში გამოყვანილი ე მ პ ი რ ი უ ლ ი ფ ო რ მ უ ლ ა საკმარისად სარწმუნო აღმოჩნდა.

მაგრამ, უნდა ითქვას, რომ ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის მიზნებისათვის იმ ემპირიული კანონების გამოყენება, რომლებიც გამოხატავენ ფოტოგრაფიული მოქმედების გადაღების ხანგრძლივობაზე დამოკიდებულებას, ნაკლებად საიმედოა.

მაინც ზემოჩამოთვლილი ფორმულები ხშირად კარგ სამსახურს გვიწევს სხვადასხვა პრაქტიკულ ამოცანებთან დაკავშირებულ სავარაუდო გათვლებში.

## § 78. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის უშუალო მეთოდები

ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის მიზნებისათვის ვარსკვლავიერი სიდიდეების სკალა შეიძლება წინასწარ მიიღონ ცნობილი ვარსკვლავთ სიკაშკაშეების გარეშე და ფოტოგრაფიული ფირფიტის მახასიათებელი მრუდი ააგონ არა ვარსკვლავთ სტანდარტების საფუძველზე, როგორც შეფარდებით (შედარებით) ფოტომეტრიაში, არამედ — რაიმე სპეციალური ექსპერიმენტის მონაცემების მიხედვით.

ასეთი ექსპერიმენტი იმაში გამოიხატება, რომ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე ღებულობენ ხელოვნური სინათლის წყაროს გამონასახთა მიმდევრობას, როცა მისი სიკაშკაშე კლებულობს ჩვენთვის ცნობილი წესით (ფარდობით). ეს იძლევა იმის საშუალებას, რომ მოხდეს ფოტოფირფიტის სტანდარტიზაცია ანუ „დაყალიბება", რაც ნიშნავს გამონასახის სიმკვრივესა და სინათლის წყაროს ინტენსივობას შორის დამოკიდებულების დადგენას.

შეგვიძლია გადავიღოთ სინათლის წყარო ფირფიტაზე რამდენჯერმე და ისე, რომ ყოველი შემდგომი გადაღებისას წყაროს სიკაშკაშე შევამციროთ გარკვეული წესით. აქ არ არის საჭირო სინათლის წყაროს სიკაშკაშის ცოდნა, უნდა ვიცოდეთ მხოლოდ ის ფარდობა, რომელსაც ქმნის ორი მიმდევარი სიკაშკაშე; სხვა სიტყვებით, — ვიცოდეთ, თუ რამდენჯერ ნაკლებია შემდგომი სიკაშკაშე წინამორბედთან შედარებით.

ვთქვათ, ფოტოფირფიტაზე მიღებულია რამდენიმე ვარსკვლავის ($*_1$, $*_2, \ldots, *_n$) ფოტოგრაფიული გამონასახი ($S_1, S_2, \ldots, S_n$) და მათ გვერდით იმავე ფირფიტაზე, იმავე ვარსკვლავების $\Delta m$-სიდიდით შესუსტებული გამონასახებიც: $s_1, s_2, \ldots, s_n$.

გავზომოთ მიკროფოტომეტრზე ყველა ეს გამონასახი და ამავე ასოებით აღვნიშნოთ სათანადო მიკროფოტომეტრიული ანათვლები.

სხვაობები

$$\begin{array}{c} s_1 - S_1 \\ s_2 - S_2 \\ \cdots\cdots \\ \cdots\cdots \\ s_n - S_n \end{array}$$

წარმოადგენენ ვარსკვლავთ წყვილების მიკროფოტომეტრიულ ანათვალთა სხვაობებს.

გამოვითვალოთ:

$$k_1 = \frac{\Delta m}{s_1 - S_1}, \quad k_2 = \frac{\Delta m}{s_2 - S_2}, \ldots, \quad k_n = \frac{\Delta m}{s_n - S_n}.$$

$k_1$ წარმოადგენს მიკროფოტომეტრიული ანათვლის ერთეულის მნიშვნელობას, გამოხატულს ვარსკვლავიერ სიდიდეებში. $k_2, \ldots, k_n$ იმავეს გამოხატავენ, მაგრამ მიკროფოტომეტრიული ანათვლების სხვა მნიშვნელობებისათვის, სახელდობრ, $k_2$ ანათვლებისათვის $\frac{S_2+s_2}{2}$-ს მახლობლობაში, $k_n$ ანათვლებისათვის $\frac{S_n+s_n}{2}$-ის ახლო, ისევე როგორც $k_1$-ანათვლებისთვის $\frac{S_1+s_1}{2}$-ის მახლობლობაში.

დასაშვებია, რომ $k_1 = k_2 = \ldots = k_n$, ან კიდევ. ეს ტოლობა ხორციელდებოდეს დაახლოებით, მხოლოდ საშუალო, შემთხვევითი გაბნევის პირობებში. ეს შეეხება მახასიათებელი მრუდის სწორხაზოვან ნაწილს, რომელიც უმთავრესად გამოიყენება ფოტომეტრიულ განსაზღვრებში.

მაშინ შეგვიძლია გამოვთვალოთ $k$-ს საშუალო მნიშვნელობა, რომელიც იქნება მიკროფოტომეტრიული ანათვლის ერთი ეროეულის საშუალო მნიშვნელობა, გამოხატული ვარსკვლავიერი სიდიდით.

ახლა შეგვიძლია გამოვხატოთ პირველი გამონასახების ანათვალთა სხვაობები ვარსკვლავიერი სიდიდეებით. ასე, სახელდობრ, თუ ავიღებთ $S_1 - S_2$ სხვაობას, და გავამრავლებთ მას $k$-ზე, მივიღებთ ორი ვარსკვლავის ($*_1$ და $*_2$) ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სხვაობას (თუმცა, შეიძლება, რომ ცალკეული მათგანის ვარსკვლავიერი სიდიდეები არც ვიცოდეთ). ასევე გამოითვლება ვარსკვლავიერ სიდიდეებში $S_2 - S_3, \ldots, S_{n-1} - S_n$.

ახლა, თუ პირველ ვარსკვლავს ($*_1$) მივაწერთ რაიმე ნებისმიერ მნიშვნელობას ვარსკვლავიერი სიდიდისათვის, მაშინ ყველა ვარსკვლავი დალაგდება ვარსკვლავიერი სიდიდეებით გამოთვლილ სხვაობათა მიხედვით.

ამის შემდეგ ავაგოთ კოორდინატთა ორღერძი, რომლის აბსცისთა ღერძზე გადავზომავთ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს, რაც $*_1$-ვარსკვლავისათვის მ ი გ ვ ი ჩ ნ ე ვ ი ა, ხოლო $*_2, *_3, \ldots, *_n$-ვარსკვლავებისათვის გ ა ა მ ო გ ვ ი თ ვ ლ ი ა.

ორდინატთა ღერძზე კი გადაითვლება სათანადო მიკროფოტომეტრიული ანათვლები $S_1, S_2, \ldots, S_n$.

აშნაირად აგებულია სარედუქციო მრუდი, რომელიც იძლევა დამოკიდებულებას მიკროფოტომეტრის ანათვალსა და ვარსკვლავიერ სიდიდეს შორის, სწორედ ისევე, როგორც იძლევა მას ჩრდილოეთ პოლარულ ვარსკვლავთა მიმდევრობა.

მაგრამ, არ უნდა დაგვავიწყდეს, რომ პირველი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერ სიდიდეს ნებისმიერი რიცხვითი მნიშვნელობა მივეცით. იმისათვის, რომ გამოვრიცხოთ ეს ნებისმიერობა, საჭიროა მოვახერხოთ როგორმე ამ ვარსკვლავის (ან რომელიმე სხვა ვარსკვლავის) ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრა რომელიმე სხვა გარკვეული ფოტომეტრიული სკალის მიხედვით (თუნდაც შეფარდებითი ფოტომეტრიის ჩვეულებრივი წესის გამოყენებით). ამ ოპერაციას ნულ-პუნქტის განსაზღვრა ეწოდება და ის თავიდან აგვაშორებს ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სკალის ნებისმიერობას.

ნულ-პუნქტის განსაზღვრის შემდგომ მიღებული მრუდი ($E$, $m$) გამოიყენება როგორც სარედუქციო (მახასიათებელი) მრუდი გამოსაკვლევ ვარსკვლავთა ვარსკვლავიერ სიდიდეთა განსაზღვრისათვის ისე, როგორც შეფარდებით ფოტომეტრიაში.

შეიძლება მომხდარიყო ისე, რომ $k$-ს მნიშვნელობას ჰქონოდა ერთგვაროვანი სვლა $k_1$-დან $k_n$-მდე. მაშინ მისთვის საშუალო მნიშვნელობას კი არ ავიღებდით, როგორც ზემოთ, არამედ $S_1, S_2, \ldots, S_n$ მნიშვნელობათა სხვადასხვა უბნებში — სხვადასხვა, შესაბამ მნიშვნელობებს და მრუდს ისევე ავაგებდით. საამისოდ $S$-ების მნიშვნელობებს დავალაგებთ ზრდის ან კლების მიხედვით და მათ ახლობელ სიდიდეთა ჯგუფებისათვის ავიღებთ საშუალო არითმეტიკულს.

ახლა გავიხსენოთ და ხაზი გავუსვათ იმ გარემოებას, რომ ზემოთ $\Delta m$-ის მნიშვნელობა ჩვენთვის ცნობილად მივიჩნიეთ და ამიტომ მოვახერხეთ მიკროფოტომეტრიული ანათვლის ერთეულის ვარსკვლავიერი სიდიდეებით გამოხატვა.

მაგრამ $\Delta m$-ის რიცხვითი მნიშვნელობების ცოდნა ნიშნავს იმას, რომ ვიცით, თუ რამდენჯერ ვასუსტებთ ვარსკვლავის ინტენსივობას მეორედ მისი გადაღებისას.

ამნაირად, თუ გვსურს აღწერილი წესით სარედუქციო მრუდის აგება (რაც ფოტომეტრიული განსაზღვრის საფუძველია), უნდა მოვახერხოთ გამონასახის შესუსტებაც წინასწარ გამოთვლილი სიდიდით.

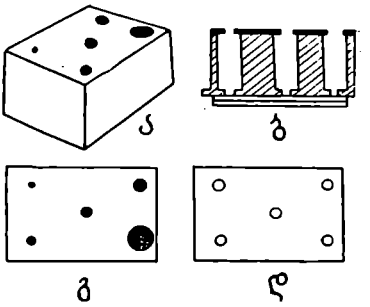
ახლა სწორედ საამისო წესებსა და საშუალებებს გავეცნოთ.

ეს საშუალებები როგორც ლაბორატორიულ პირობებში წარმოებულ ექსპერიმენტებში მდგომარეობს, ისე უშუალოდ ვარსკვლავებზე ტელესკოპურ დაკვირვებებში მოიპოვება. განვიხილოთ ისინი ცალ-ცალკე.

### § 74. მილებიანი ფოტომეტრის ხერხი

პირველ რიგში აღვწეროთ ე. წ. მილებიანი ფოტომეტრის ხერხი. წარმოვიდგინოთ კუბი წიბოთი $\approx 10$—12 სმ. მის კორპუსში გაჭრილია რამდენიმე (5—10) ურთიერთ და კუბის ერთ-ერთი წიბოს პარალელური მილი. ამ მილებს თანატოლი დიამეტრები აქვთ. მილების ზედაპირი შიგნიდან გამურულია. მილების ერთ მხარეს (კუბის ერთი წახნაგის სიბრტყეში, რომელსაც ზე-

და წახნაგი ვუწოდოთ) მოთავსებულია, ყოველ მათგანზე, სხვადასხვა დიამეტრის დიაფრაგმები. მოპირდაპირე მხარეზე კი (ქვედა წახნაგის სიბრტყეში) მილები თანატოლი დიამეტრის დიაფრაგმებით ბოლოვდებიან (იხ. ნახ. 79, რომელზეც ა გვაძლევს კუბის საერთო ხედს, ბ — მის ჭრილს ისე, რომ ჩანდეს მილები მთელს სიგრძეზე, გ — მის ზედა წახნაგს და დ—ქვედა წახნაგს).



ნახ. 79.

დიაფრაგმების სიდიდე, ყველა შემთხვევაში, გაცილებით ნაკლები უნდა იყოს, ვიდრე მილის სიგრძე. კუბის ზედა წახნაგს მიმართავენ გაბნეულ სინათლეს, ხოლო ქვედა წახნაგს მოადგამენ ფოტოფირფიტას, რომლის სტანდარტიზაციასაც აპირებენ. თავისთავად ცხადია, რომ ფოტოფირფიტა დაცული უნდა იქნეს ყოველგვარი გარეშე სინათლისაგან. რაკი ზედა წახნაგი თანაბრად არის განათებული გაბნეული სინათლით, ამიტომ სინათლის რაოდენობა, რომელიც თითოეულ მილში შედის, პროპორციულია მილის დიაფრაგმის ფართობისა.

გამქღავნების შემდგომ ფირფიტაზე ვნახავთ მილების ქვედა დიაფრაგმების გამონასახთა მწკრივს. ამ გამონასახებს სხვადასხვა ფოტომეტრიული სიმკვრივე ექნებათ იმის მიხედვით, თუ რა სიდიდის დიაფრაგმა აქვს სათანადო მილს კუბის ზედა წახნაგზე.

ვთქვათ, უდიდესი დიაფრაგმის დიამეტრი არის $\delta_1$. განათების ინტენსივობა, რომელსაც ეს დიაფრაგმა იძლევა ფოტოფირფიტაზე, ჩავთვალოთ ერთეულად (1-ის ტოლად).

შეგვიძლია დავწეროთ:

$$I_0 = 1 = c\,\frac{\pi}{4}\,\delta_1^2,$$

რადგანაც მილში შესული სინათლის რაოდენობა დიაფრაგმის ფართობის პროპორციულია. $c$ პროპორციულობის კოეფიციენტს ნიშნავს, რომელიც ითვალისწინებს როგორც გაბნეული სინათლის ინტენსივობას, ისე მილის სიგრძეს.

დიაფრაგმისათვის, რომლის დიამეტრი $\delta_n$-ს უდრის, სათანადო ინტენსივობა შეგვიძლია $I_n$-ით აღვნიშნოთ და შესაბამისად დავწეროთ:

$$I_n = c\,\frac{\pi}{4}\,\delta_n^2.$$

ორი უკანასკნელი ტოლობის გაყოფით მივიღებთ:

$$I_n = \left(\frac{\delta_n}{\delta_1}\right)^2.$$

ჩვენთვის კარგად ცნობილ დამოკიდებულებათა მიხედვით გვექნება:

$$\lg I_n = 2\lg\frac{\delta_n}{\delta_1} = -0.4\,\Delta m$$

ანუ

$$\Delta m = -5\,(\lg \delta_n - \lg \delta_1). \qquad (9)$$

მიღებული ფორმულა გამოხატავს ფოტოფირფიტაზე აღბეჭდილი ორი გამონასახის განსხვავებას ვარსკვლავიერ სიდიდეებში მათი შესაბამი დიაფრაგმების დიამეტრების მიხედვით.

თუ რამდენიმე მილი გვაქვს, დიაფრაგმების ყველა მიმდევარი წყვილისათვის გამოვთვლით $\Delta m$-ის მნიშვნელობებს. ამისათვის საჭიროა დიაფრაგმათა დიამეტრების ზუსტად გაზომვა. რადგანაც დიაფრაგმები, საერთოდ, მცირე ზომისაა, ისინი დიდი სიზუსტით უნდა იქნენ დამზადებული; როგორც ამბობენ, ისინი პრეციზიულნი უნდა იყვნენ.

გამჭღავნებულ ნეგატივზე გვექნება დიაფრაგმათა ანაბეჭდების მიმდევრობა და მიკროფოტომეტრზე გავზომავთ მათ სიმკვრივეებს (ფოტოგრაფიულ ეფექტებს).

თუ რომელიმე მათგანის, მაგალითად, ყველაზე უფრო მეტად მკვრივი ანაბეჭდის (ე. ი. ზედა წახნაგზე, ყველაზე უფრო დიდი დიაფრაგმით მიღებული ანაბეჭდის) შესაბამ სინათლის წყაროს ინტენსივობას ჩავთვლით რაიმე $m$-ის ტოლად, მაშინ ყველა დანარჩენი ანაბეჭდის შესაბამი ინტენსივობები გამოითვლება ფორმულით (9). ორდინატთა ღერძზე ანაბეჭდების ფოტომეტრიული ანათვლებისა და აბსცისთა ღერძზე შესაბამი $\Delta m$-ების გადაზომვით მიიღება მახასიათებელი მრუდი, გამომხატველი დამოკიდებულებისა ფოტოგრაფიულ ეფექტსა და ვარსკვლავიერ სიდიდეს შორის. ამგვარად, ფოტოფირფიტა დაყალიბდება ანუ სტანდარტიზებული იქნება.

ამის შემდგომ გავზომავთ სიმკვრივეს გამოსაკვლევი ობიექტის გამონასახისა, რომელიც გვაქვს იმავე ნეგატივზე (ან სხვა. მაგრამ იმავე ტიპის და იმავე პირობებში დამუშავებულ ნეგატივზე). ამ გაზომვის შედეგით „შევალთ“ მახასიათებელ მრუდში და მივიღებთ $m$-ის სათანადო მნიშვნელობას.

ამნაირად, ფოტომეტრიული ამოცანა შესრულებულია, მაგრამ ყურადღებამისაქცევია ის, რომ პირველი დიაფრაგმის შესაბამი ინტენსივობა ჩვენ პირობით ჩავთვალეთ რაღაც ვარსკვლავიერი სიდიდის $m$-ის ტოლად. ამიტომ ყველა შემდგომი განსაზღვრა $m$-ის ნამდვილ მნიშვნელობას კი არ გვაძლევს, არამედ — პირობითს. ზოგი ამოცანისათვის, რომელშიც ხდება მხოლოდ ფოტომეტრიული შედარებები, ასეთი ვითარება სავსებით დამაკმაყოფილებელია, ზოგისათვის კი საჭიროა $m$-ის ნამდვილი მნიშვნელობის ცოდნა. ეს კვლავ ე. წ. ნულ-პუნქტის დადგენასთან დაკავშირებული საკითხია და მისი გადაწყვეტის ხერხებიც დადგენილია.

ფოტომეტრის შესასვლელი ჭვრიტეების რადიუსები ისე აიღება, რომ უმცირესის რადიუსი 10—12-ჯერ ნაკლები იყოს უდიდესისაზე. მაშინ ვარსკვლავიერი სიდიდით გამოხატული დიაპაზონი ანაბეჭდთა სიმკვრივეებში დაახლოებით 5.5 იქნება, რაც ოპტიმალურად ჩაითვლება სანდო მახასიათებელი მრუდის ასაგებად.

მილებიანი ფოტომეტრის დამახასიათებელი თვისებები, რომლებიც ერთდროულად მის ღირსებებსაც წარმოადგენს, შემდეგია: ა) განათებულობათა ფარდობები ანუ მათი გრადაციის სკალა განისაზღვრება გეომეტრიულად: დიაფრაგმათა დიამეტრების გაზომვით; ბ) ხელსაწყო სრულიად ნეიტრალურია გამოსხივებისადმი: მილებში სიკაშკაშის შესუსტება ტალღის სიგრძეზე დამოუკიდებელია; გ) სკალა მუდმივია, რამდენადაც დიაფრაგმათა სიდიდე დროის განმავლობაში უცვლელია.

მაგრამ, ეს მარტივი და მოხერხებული ხელსაწყო სულ უნაკლოც როდია. ჯერ ერთი, დიაფრაგმათა ანაბეჭდები ფირფიტის საკმარისად დიდ ფართობზე ნაწილდება, რომელზეც შეიძლება არც აღმოჩნდეს დაცული ემულსიის ერთგვაროვნობა. მეორეც ისაა, რომ ზედა წახნაგის დიაფრაგმების გამნათებელ მჭრქალ მინაში სიკაშკაშე შეიძლება არც იყოს თანაბრად განაწილებული.

ანგარიშგასაწევია ერთი გარემოებაც. სკალის ანაბეჭდსა და გამოსაკვლევი არის ფოტოგრაფირებას შორის განსხვავება დროში რაც შეიძლება ნაკლები უნდა იყოს. ეს იმიტომ, რომ გაუმჟღავნებელი, მაგრამ უკვე გადაღებული (ექსპონირებული) ფირფიტის ემულსიაში ფარული გამონასახი ერთგვარ განვითარებას განიცდის: იწვევს მეზობელი მარცვლების გაშავებას, რაც აძლიერებს გამჟღავნებულ ფოტოგრაფიულ ეფექტს. თუ გადავიღეთ ჯერ, ვთქვათ, მილებიანი ფოტომეტრის სკალა, ამის შემდგომ გავაჩერეთ ფირფიტა რამდენიმე დღეს და მერე გადავიღეთ მასზე გამოსაკვლევი არე, შემდეგ კი უცბად გამოვამჟღავნეთ, მაშინ სკალის გადაღებისა და გამჟღავნების მომენტებს შორის მეტი დრო გაივლის, ვიდრე გამოსაკვლევი არის გადაღებისა და გამჟღავნების მომენტებს შორის. მაშასადამე, სკალის ფარული გამონასახი განვითარდება, ხოლო გამოსაკვლევი ობიექტებისა — არა. ამიტომ ესენი ურთიერთშედარებადნი ვეღარ იქნებიან, ან ყოველ შემთხვევაში — ფოტომეტრიულ შედარებაში შეიპარება საგრძნობი ცდომილება.

დაბოლოს ისიც უნდა აღინიშნოს, რომ მილებიანი ფოტომეტრის ჩაბეჭდვისას იხმარება ისეთი სინათლის წყაროები (უმთავრესად, ელნათურები), რომლებიც თავიანთი სპექტრული შედგენილობით საგრძნობლად განსხვავდებიან გამოსაკვლევი ციური ობიექტებისაგან. ამ გარემოებასაც თავისი ცდომილება შემოაქვს განსაზღვრებში, თუმცა მის შესამცირებლად ანაბეჭდები შეიძლება მივიღოთ არა ელნათურების, არამედ თეთრად შეღებილი კედლიდან ან ჭერიდან არეკვლილი დღის სინათლის გამოყენებით. გარდა ამისა, ცდომილება შემოაქვს იმ ფაქტსაც, რომ ვარსკვლავებისა და მილებიანი ფოტომეტრის ექსპოზიციის ხანგრძლივობა სხვადასხვაა; თუმცა უკანასკნელი გარემოებისაგან თავისუფლდებიან მით, რომ რაც შეიძლება ამცირებენ ფოტომეტრის დიაფრაგმათა განათებას და ამგვარად ექსპოზიციებს ერთიმეორესთან აახლოებენ.

ისიც მოუხერხებელია, რომ მილებიანი ფოტომეტრით ფართოვან გამონასახებს ვღებულობთ, ხოლო ვარსკვლავების ფოკალური ანაბეჭდები წერტილოვან გამონასახებს წარმოადგენენ. გაზომვებში ამით გამოწვეული ცდომილების თავიდან ასაცილებლად უმჯობესია ვარსკვლავებიც რამდენადმე არაფოკალურად გადავიღოთ.

მილებიანი ფოტომეტრის ჩაბეჭდვა ფოტოფირფიტაზე შეიძლება ხდებოდეს ვარსკვლავიერი არის ექსპოზიციის წინ ან შემდგომ. უპირატესობა უნდა მიეცეს ექსპოზიციამდე ჩაბეჭდვას, რათა ავიცილოთ ე. წ. წინასწარშენათების ეფექტი. იგი შემდეგში მდგომარეობს: თუ ფოტოფირფიტას წინასწარ ვანათებთ მკრთალი შუქით, რაც ოდნავ იმოქმედებს მის ფონზე (ვუალზე), ემულსია უფრო მგრძნობიარე ხდება სინათლის შემდგომი მოქმედებისადმი. მაშასადამე, ფოტოფირფიტის სტანდარტიზაცია და საკვლევი ობიექტის თუ ცის არის გადაღება არათანაბარ პირობებში ხდება.

სასარგებლოა წინასწარ იქნეს გამოკვლეული, იცვლება თუ არა (და თუ იცვლება — რამდენად) ფოტომეტრიული სკალის მიხედვით აგებული მახასიათებელი მრუდები (სახელდობრ, მათი დახრა, გრადაცია) ექსპოზიციის გახან-

გრძლივებაზე ან სხვა პირობათა შეცვლაზე დამოკიდებულებით და ასეთი გამოკვლევის შედეგებით ვიხელმძღვანელოთ მასალის დამუშავებისას.

მილებიანი ფოტომეტრი პირველად პარკჰერსტმა იხმარა იერკსის ობსერვატორიაში. ამჟამად მას დიდი გამოყენება აქვს ყველგან.

დასასრულ, საილუსტრაციოდ აღვნიშნოთ, რომ მილებიან ფოტომეტრს, რომელსაც აბასთუმნის ობსერვატორიაში ხმარობენ, 12 მილი აქვს, რომელთა დიაფრაგმა ქვედა წახნაგში 1.40 მმ უდრის დიამეტრში. ზედა დიაფრაგმების დიამეტრები მოთავსებულნი არიან 0.80—5.98 მმ შორის. განსხვავება ვარსკვლავიერ სიდიდეებში, რომელსაც ფოტომეტრის პირველი და უკანასკნელი (უდიდესი და უმცირესი დიაფრაგმის მქონე) მილები იძლევიან, 4.5-ს უდრის. განსხვავება ორ მეზობელ (მიმდევარ) მილს შორის შეესაბამება $0^m.4$-ს.

## § 75. ფოტონეგატივის სტანდარტიზაციის სხვა ხერხები

ფოტომეტრიული სოლის გამოყენება. მილებიანი ფოტომეტრის ნაცვლად შეგვიძლია ვიხმაროთ ფოტომეტრიული სოლი, რომელიც ამგვარადვე მიედგმის ფოტოფირფიტას და შენათდება რაიმე ხელოვნური სინათლით. ასეთ შემთხვევაშიც ფოტოფირფიტაზე მიიღება სიმკვრივეთა სკალა, რომლის „საფეხურები“ შეესაბამება სოლის ამა თუ იმ ადგილის სხვადასხვა გამჭვირვალობას.

ობიექტივის დიაფრაგმირების ხერხი. როგორც ვნახეთ, ხელოვნურ სინათლის წყაროსთან (ელნათურასთან) შედარება ფოტომეტრიული თვალსაზრისით ერთგვარად მაკიერია, რამდენადაც ურთიერთშესადარი ობიექტები სპექტრულად განსხვავდებიან ერთიმეორისაგან. ამის გამო დამუშავებულია და მიმართავენ ხოლმე ისეთ ხერხსაც, რომელშიც სტანდარტიზაციისათვის ხელოვნური სინათლის წყაროს კი არ ხმარობენ, არამედ ისევ თვით ვარსკვლავთა ფოტოგრაფიას გამოიყენებენ.

ვთქვათ, რომელიმე ვარსკვლავიერი არის ორი ფოტოგრაფია გვაქვს ერთ და იმავე ფირფიტაზე. ეს ორი ფოტოგრაფია მიღებულია ერთიმეორის მეზობლად, კასეტის მცირე გადაადგილებით ასტროგრაფის ობიექტივის ოპტიკური ღერძის მართობულად. გადაღების ხანგრძლივობა ორივე შემთხვევაში ერთი და იგივეა. მაგრამ, პირველი ფოტოგრაფია მიღებულია ისე, რომ ასტროგრაფის ობიექტივის მთელი ზედაპირი მონაწილეობდა გამონასახის შექმნაში. მეორე ფოტოგრაფირების დროს კი ვარსკვლავის სინათლე შემცირებული იყო რაღაც $\Delta m$-ვარსკვლავიერი სიდიდით ობიექტივის მოქმედი ფართობის შემცირების გზით.

ჩვენ წინასწარ უნდა ვიცოდეთ, თუ რას ეტოლება $\Delta m$, ე. ი. — რა ფარდობით მცირდება ვარსკვლავის სიკაშკაშე ობიექტივის დიაფრაგმირებით.

ვთქვათ, ობიექტივის რადიუსი არის $r_0$. მეორე ფოტოგრაფირება წარმოებს ისე, რომ ობიექტივის წინ ჩადგმულია დიაფრაგმა, რომლის რადიუსი ეტოლება $r_1$-ს ($r_1 < r_0$).

თუ სათანადო ფართობებს ვიანგარიშებთ და პოგსონის ფორმულას გამოვიყენებთ, ადვილად დავრწმუნდებით, რომ დიაფრაგმებით გამოწვეული შეუსუსტება სინათლისა იქნება:

$$\Delta m = 5 \lg \frac{r_0}{r_1}.$$

მაშასადამე, ობიექტივისა და დიაფრაგმის რადიუსთა გაზომვა საშუალებას გვაძლევს გამოვითვალოთ სიკაშკაშეთა სხვაობა. ამასთანავე, თუ სიკაშკაშეთა სასურველი სხვაობა (შესუსტება) წინასწარ დადგენილია, შეგვიძლია სათანადოდ შევურჩიოთ დიაფრაგმა.

ეს ხერხი თითქოს სრულიად მარტივია და ხელსაყრელი. მაგრამ, მას რამდენიმე არსებითი ნაკლი აქვს. მათ შორის მთავარი ის არის, რომ ობიექტივის დიაფრაგმირებას თან ახლავს ფოკალური გამონასახის ხასიათის ცვლილება, რასაც შეუძლია იმოქმედოს ფოტომეტრიულ გაზომვაზე; ამავე დროს, ობიექტივის მინა საერთოდ არ არის ზუსტად ერთგვაროვანი; მისი სხვადასხვა ნაწილი სხვადასხვანაირად არეკლავს ან შთანთქავს სინათლეს. ამიტომ, ვამცირებთ რა. ობიექტივის დიამეტრს ორჯერ, არ შეგვიძლია დარწმუნებული ვიყოთ იმაში, რომ ვარსკვლავის სინათლე შესუსტებულია ზუსტად 4-ჯერ.

ამ ხერხის ნაკლად ისიც უნდა ჩაითვალოს, რომ ორი ფოტოგრაფიის (მთლიანი ობიექტივითა და დიაფრაგმირებით) მიღება ერთდროულად არ ხერხდება და ორი მ ი მ დ ე ვ ა რ ი ფოტოგრაფირების დროს კი შეიძლება შეიცვალოს ატმოსფეროს გამჭვირვალობა, რაც უარყოფით გავლენას მოახდენს ფოტომეტრიული გაზომვის შედეგების სიზუსტეზე.

ფ ო კ უ ს გ ა რ ე თ ა გ ა დ ა ღ ე ბ ი ს ხ ე რ ხ ი. შემდეგი ხერხიც გამოიყენება ვარსკვლავთ ფოტომეტრიის მიზნით. ვარსკვლავიერი არის ფოტოგრაფია წარმოებს გარეფოკალურად და მიიღება ორი ფოტოგრაფია ფოკუსიდან ორ სხვადასხვა მანძილზე. ცხადია, რომ ამ წესით სხვადასხვა დიამეტრის გამონასახებს მივიღებთ. ეს დიამეტრები დამოკიდებული არიან მხოლოდ ფოკუსიდან დაშორებაზე და ამიტომ მათი სიდიდის მიხედვით შეგვიძლია გამოვთვალოთ ფოკუსიდან დაშორება — $\Delta F_1$ და $\Delta F_2$. ერთი და იგივე ვარსკვლავი სხვადასხვა სიმკვრივის გამონასახს მოგვცემს, თუ ფოკუსიდან დაშორება სხვადასხვაა, რამდენადაც მისი ფაქტობრივი სიკაშკაშე სხვადასხვა ფართობის წრეზე განაწილდება. რაც უფრო ახლოა ფოკუსთან ფირფიტა, მით ნაკლებია გარეფოკალური გამონასახის დისკოს დიამეტრი და მით მეტია მისი ფოტოგრაფიული სიმკვრივე. ვთქვათ, $I_1$ და $I_2$ ვარსკვლავის მიერ ფირფიტის განათებაა, რომელსაც იგი ღებულობს ფოკუსიდან ორი სხვადასხვა დაშორების — $\Delta F_1$ და $\Delta F_2$-ის შესაბამისად.

ადვილად მისახვედრია, რომ ამ შემთხვევაში ადგილი ექნება ტოლობას:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\Delta F_2}{\Delta F_1}\right)^2,$$

რადგანაც განათება მით მეტია, რაც ნაკლებია დაშორება ფოკუსიდან და საერთოდ კი იგი გამონასახის ფართობის უკუპროპორციულია (გამონასახის დიამეტრი ფოკუსიდან დაშორების პროპორციულად იზრდება).

გავალოგარითმებთ უკანასკნელ ტოლობას და მივიღებთ:

$$\lg \frac{I_1}{I_2} = 2\,[\lg \Delta F_2 - \lg \Delta F_1].$$

აქედან:

$$\Delta m = 5\,(\lg \Delta F_2 - \lg \Delta F_1).$$

ამგვარად, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სხვაობა გამოიხატება და გამოითვლება ფოკუსიდან ფოტოფირფიტების დაშორების გაზომვის საფუძველზე.

აღწერილი ხერხის თავისებურება ის არის, რომ გამონასახის ფოტომეტრიული გაზომვის შედეგებზე ობიექტივის ზონური შეცდომები და აბერაცია მოქმედებს, რადგანაც უკანასკნელნი, ჩვეულებრივ, თავს იჩენენ გარეფოკალურ გამონასახთა სიმკვრივის განაწილებაში, რომელიც სხვადასხვანაირია ფოკუსიდან სხვადასხვა დაშორების შემთხვევაში. ამ უარყოფითი ეფექტის შესამცირებლად საჭიროა ფოტოგრაფირება ფოკუსიდან შედარებით დიდ მანძილზე. მაგრამ მაშინ არ აგვცდება სინათლის დიდი დანაკარგი, რადგანაც ვარსკვლავის სიკაშკაშე ასეთ შემთხვევაში ძალიან დიდ ფართობზე უნდა განაწილდეს. ამიტომ ამ ხერხის გამოყენება მკრთალი ვარსკვლავებისათვის არ ხერხდება, რაც მისი დიდი ნაკლია.

ობიექტივის წინ ლითონის ბადის ხმარება. მოვათავსოთ ობიექტივის წინ ლითონის ბადე. დიფრაქციის მოვლენის გამო ვარსკვლავის გამონასახს ამ შემთხვევაში თან ახლავს დიფრაქციული სპექტრი, ხოლო გამონასახის სიკაშკაშე შესუსტებულია.

ბადე წარმოადგენს ლითონის მავთულების ორ წყებას, რომელიც ერთმანეთს მართობულად ჰკვეთს. თითოეულ წყებაში კი მავთულები პარალელური არიან. ერთი სიტყვით, მავთულები ერთმანეთთან გადაკვეთით ოთხკუთხ უჯრედებს შეადგენენ.

ვთქვათ, ბადის ერთი წყების მავთულების სისქე არის $l_1$, მანძილი მათ შორის — $a_1$, ხოლო მართობული წყების მავთულების სისქე — $l_2$ და მანძილი თითოეულ მავთულს შორის — $a_2$.

ვთქვათ, აგრეთვე, რომ ვარსკვლავის გამონასახის სიკაშკაშე, როცა ობიექტივის წინ არ არის ჩამოფარებული ბადე, არის $I$, ხოლო როცა ობიექტივს წინ უდგას ბადე, მაშინ ვარსკვლავის ცენტრული გამონასახის სიკაშკაშე არის $I'$.

ბადის დიფრაქციული თეორიის საფუძველზე ადგილი ექნება შემდეგ ტოლობას:

$$\frac{I'}{I}=\left(\frac{a_1}{a_1+l_1}\right)^2\cdot\left(\frac{a_2}{a_2+l_2}\right)^2$$

ანუ, შემოკლებული აღნიშვნების შემოღების შემდგომ,

$$\frac{I'}{I}=p_1^2\,p_2^2.$$

აქედან:

$$\lg\frac{I'}{I}=0.4\,\Delta m=2\lg(p_1\cdot p_2)$$

ანუ

$$\Delta m=5\lg(p_1\cdot p_2).$$

თუ $l_1=l_2$ და $a_1=a_2$, მაშინ

$$\Delta m=10\lg\frac{a}{a+l}.$$

მაშასადამე, ამ ექსპერიმენტში სიკაშკაშეს ვამცირებთ ფარდობით, რომელიც დაპირობებულია ბადის პარამეტრებით: მისი მავთულების სისქით და მავთულებს შორის მანძილით. ეს პარამეტრები ისე შეგვიძლია შევარჩიოთ, როგორც ჩვენთვის მოხერხებულია, ე. ი. წინასწარ შერჩეული $\Delta m$-სიდიდის მიხედვით.

ობიექტივის წინ დიფრაქციული მესერის ხმარება. ახლა ობიექტივის წინ მოვათავსოთ მესერი, რომელიც შედგენილია ჩარჩოზე დამაგრებული პარალელური და ერთმანეთისაგან თანატოლი ინტერვალებით დაშორებული მავთულებისაგან. მაშინ დიფრაქციის მოვლენის ვამო, ვარსკვლავის ყოველ გამონასახს ფირფიტაზე თან ახლავს ორ მხარეზე გაშლილი სხვადასხვა რიგის დიფრაქციული სპექტრები.

აღნიშნოთ $b$ ასოთი მესერის მუდმივა, რაც მისი ერთი მავთულის სისქისა და ორ მეზობელ მავთულს შორის მანძილის ჯამს წარმოადგენს ($b=l+a$). დიფრაქციული თეორიის თანახმად ადგილი აქვს შემდეგ ტოლობას:

$$R=\frac{F}{b}\lambda,$$

სადაც $R$ წარმოადგენს დიფრაქციული სპექტრის იმ წერტილის დაშორებას ცენტრული გამონასახიდან, რომელსაც შეესაბამება $\lambda$ ტალღის სიგრძე; $F$ ობიექტივის ფოკუსის მანძილია.

ვარსკვლავის სინათლე განაწილებულია ცენტრულ გამონასახსა და სპექტრებს შორის. ვთქვათ, $I$ გამონასახის ინტენსივობაა მაშინ, როცა მესერი მოშორებული აქვს ობიექტივს. $I^0$ იყოს ცენტრული გამონასახის ინტენსივობა, როცა მესერი დგას. $I^{(n)}$ იყოს $n$-ური რიგის სპექტრის გამონასახის ინტენსივობა.

მაშინ, თეორიის თანახმად:

$$\frac{I^0}{I^{(n)}}=\left[\frac{an\pi}{b}\ \frac{1}{\sin\left(\frac{a}{b}\ n\pi\right)}\right]^2.$$

აქედან ადვილად მივიღებთ:

$$\Delta m=5\left[\lg\left(\frac{an\pi}{b}\right)-\lg\sin\ \left(\frac{an\pi}{b}\right)\right].$$

უკანასკნელი გამოხატავს ცენტრული გამონასახისა და $n$-ური რიგის სპექტრის ინტენსივობათა განსხვავებას ვარსკვლავიერ სიდიდეებში.

თუ დავუშვებთ ახლა, რომ $a=l$ და განვიხილავთ პირველი რიგის სპექტრს ($n=1$), მაშინ სიკაშკაშეთა განსხვავება ვარსკვლავიერ სიდიდეებში იქნება:

$$\Delta m=5\lg\ \frac{\pi}{2}=0^m.98.$$

უკანასკნელ მეთოდს, რომელიც ჰერცშპრუნგს (Hertzsprung) ეკუთვნის, ის უპირატესობა აქვს ბევრი სხვა მეთოდის წინაშე, რომ მისი გამოყენებისას არ ვართ იძულებული ვაწარმოოთ მიმდევარი ფოტოგრაფირება; აქ ერთდროულად და არა მიმდევრობით ვღებულობთ თითოეული ვარსკვლავის სხვადასხვა სიკაშკაშის ორ გამონასახს (ცენტრულსა და დიფრაქციულს), რის გამოც ამ მეთოდს მეტი სიზუსტე ახასიათებს. აღწერილ ხერხს შეგვიძლია მივმართოთ როგორც ფოკალური, ისე გარეფოკალური გამონასახების ფოტომეტრიული გაზომვის მიზნით.

პრიზმული თანამგზავრის ხერხი. მოვათავსოთ ობიექტივის წინ მსუბუქი კრონისაგან დამზადებული პატარა პრიზმა, რომელსაც ძალიან მცირე გარდატეხის კუთხე აქვს. მაშინ ფირფიტაზე ყოველი ვარსკვლავის გა-

მონასახს დაერთვის „თანამგზავრის“ გამონასახი, რომელიც შეუქმნია პრიზმის მიერ გადახრილ სხივებს და, რომელიც მდებარეობს მთავარი გამონასახის მახლობლად. პრიზმის გადახრის კუთხე ისე შეგვიძლია შევარჩიოთ, რომ მეორე გამონასახი მოთავსდეს, მაგალითად, 1 მილიმეტრის მანძილზე პირველი გამონასახიდან. ეს ორი გამონასახი უკვე წარმოადგენს ვარსკვლავის ორ სხვადასხვა სიკაშკაშის გამონასახს. აქვე შევნიშნოთ, რომ ისინი ერთდროულად (ერთი ექსპოზიციით) არიან მიღებული, რაც უპირატესობას წარმოადგენს. ახლა ვნახოთ. შეიძლება თუ არა ამ ორი გამონასახის ვარსკვლავიერ სიდიდეთა წინასწარ გამოთვლილი განსხვავება მივიღოთ. თუ ეს შესაძლებელია, მაშინ ეს ხერხიც გამოდგება ფოტომეტრიული მიზნებისათვის.

ვთქვათ, ობიექტივის რადიუსი არის $r_0$, პრიზმის რადიუსი — $r$ ($r \ll r_0$), პრიზმის ჩარჩოს რადიუსი კი — $c$. ვთქვათ, გარდა ამისა, რომ $I$ არის მთავარი გამონასახის შესაბამი სიკაშკაშე, ხოლო $I'$ — „თანამგზავრისა“.
მაშინ

$$\frac{I}{I'} = \frac{r_0^2 - c^2}{r^2}$$

და

$$\lg \frac{I}{I'} = \lg (r_0^2 - c^2) - \lg r^2$$

ანუ

$$\Delta m = 2.5 \left[ \lg (r_0^2 - c^2) - \lg r^2 \right].$$

აქ კვლავ მივიღეთ ვარსკვლავიერი სიდიდეების განსხვავებისათვის გამოსახულება, რომელიც გამოითვლება ობიექტივისა და სხვა დეტალების გეომეტრიული ზომების განსაზღვრის საფუძველზე.

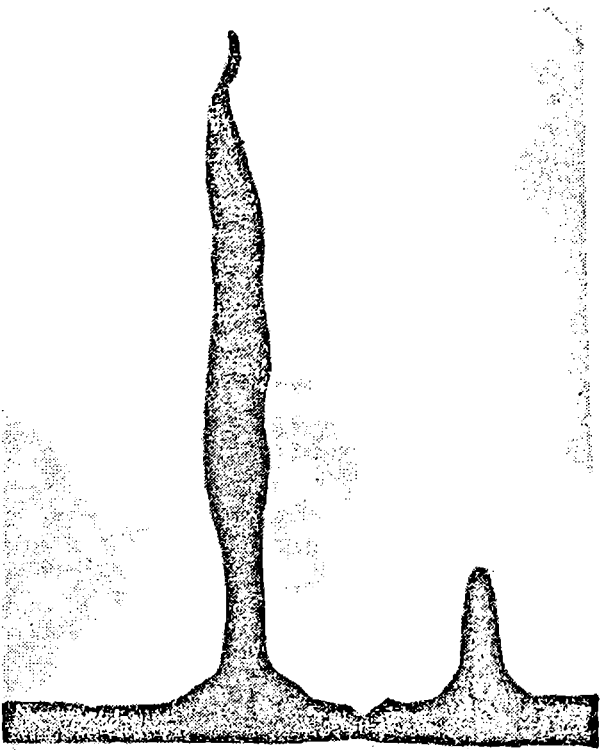
თუმცა უნდა შევნიშნოთ, რომ უკანასკნელი ფორმულა არ გვაძლევს $\Delta m$-თვის სავსებით ზუსტ მნიშვნელობას, რადგანაც მისი გამოყვანის დროს სრულიად უყურადღებოდ დავტოვეთ სხივების შთანთქმისა და არეკვლის საკითხი პრიზმასა და ობიექტივში.

აღწერილ ხერხს ახლავს ერთი უხერხულობა, რომელიც, თავის მხრივ, ამცირებს განსაზღვრის სიზუსტეს. ეს იმაში გამოიხატება, რომ პრიზმის მიერ შექმნილ გამონასახს („თანამგზავრს“) უფრო ნაკლებად მკვეთრი მოხაზულობა აქვს, ვიდრე მთავარ გამონასახს. კაშკაშა ვარსკვლავებისათვის „თანამგზავრი“ ოდნავ გაწელილიც კი არის. რადგანაც, არსებითად, იგი მოკლე სპექტრს წარმოადგენს. ამას შეიტანს ირიბრეფრაქციული ფოტომეტრიულად შესადარებელ გამონასახებში. რაც, ცხადია, უარყოფით გავლენას ახდენს გაზომვის შედეგებზე.

### § 76. განშენილი ობიექტივის ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის შესახებ

აქამდე განვიხილავდით ვარსკვლავთა ანუ წერტილოვან გამონასახთა შედარებითი ფოტომეტრიის საკითხებს. თუ ფოტომეტრია შესასრულებელია ნისლეულზე, კომეტაზე ან სხვა განფენილ ობიექტზე, საჭირო ხდება შესადარი ვარსკვლავების გარეფოკალურ გამონასახთა გამოყენება, რათა ერთგვარი იყოს შესადარი და გამოსაკვლევი ობიექტების გამონასახები. საამისოდ ერთ-ერთი მარტივი ხერხი მდგომარეობს ე. წ. „ორსართულოვანი ფირფიტსათავსის“ გამოყენებაში. ფირფიტსათავსის ფსკერი, რომელ-

საც ფოტოფირფიტა მიედგმის, „საფეხურიანია“ (ორსართულოვანია), ე. ი. მისი ნახევარი ერთ სიბრტყეს წარმოადგენს, მეორე ნახევარი— სხვას. პირველისაგან განსხვავებულს, თუმცა მის პარალელურს. ამიტომ, თუ ერთ ნახევარზე მიდგმული ფოტოფირფიტის ზედაპირზე ფოკუსი მოდის, მეორე ნახევარზე მოთავსებული ფოტოფირფიტის ემულსიაზე ობიექტის გარეფოკალური გამონასახი მოექცევა. ფირფიტსათავსში ფოტოფირფიტის ორ ნახევარს ათავსებენ:



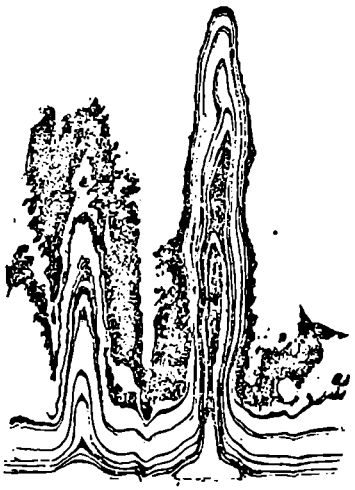
ნახ. 80, ა

გამოსაკვლევი განფენილი ობიექტისათვის ფოკუსში, ხოლო შესადარი ვარსკვლავებისათვის — ფოკუსგარეთ. გადაღება ერთდროულად წარმოებს.

არსებობს განფენილი ობიექტებისათვის იზოფოტების აგების შედარებით მარტივი საშუალება. მისი არსის საფუძველი შემდეგშია: თუ გამქღავნების პროცესში ზ ო მ ი ერ ა დ (ან, როგორც ამბობენ, დოზირებულად) შევანათებთ ექსპონირებულ ფირფიტას და მერე ბოლომდე მივიყვანთ გამქღავნებას, ობიექტის იმ ადგილებს, რომლებმაც უკვე მოასწრო გამქღავნება შენათებამდე, დამატებითი შენათება აღარაფერს შემატებს (ან შემატებს ძალიან ცოტას, თუ გა-

მჟღავნების დასრულება არ მოესწრო). ის ადგილები კი, რომლებიც შენათებამდე საკმარისად არ გამჟღავნებულა (მათი ნაკლები სიკაშკაშის გამო), აღიქვამენ დამატებით შენათებას, რაც კარგად გამომჟღავნდება. ეს ცნობილი მოვლენაა.

ახლა ვთქვათ, მიღებული გვაქვს რაიმე განფენილი ობიექტის (მნათი ნისლეული, პლანეტსახა ნისლეული, კომეტა, პლანეტა) ნეგატივი. გადავიღოთ იგი კონტაქტური წესით კონტრასტულ ფოტოფირფიტაზე. უკანასკნელი გავამჟღავნოთ აღწერილი წესით, ე. ი. გამჟღავნების პროცესში შენათების გამოყენებით. ნეგატივის ყველაზე მკრთალი ადგილები კოპირებულ ფირფიტაზე შედარებით მკვრივი იქნება (როგორც ეს ხდება ნეგატივიდან პოზიტივის მიღებისას), მაგრამ ყველაზე მკვრივი ადგილებიც მკაფიოდ (მკვრივად) მიიღება, რაკი გამოვიყენეთ გამჟღავნების აღწერილი წესი. სიმკვრივის თვალსაზრისით შუალედური ადგილები გამოვა ზომიერად მკვრივი და ისინი შეადგენენ მეტნაკლებად ვიწრო ზოლს. მას ე კ ვ ი დ ე ნ ს ი ტ ს (ტოლსიმკვრივიანს) ან ი ზ ო დ ე ნ ს ს უწოდებენ. მისი სიმკვრივე ($D$) შეიძლება ნებისმიერად შეირჩეს. ექსპერიმენტების საფუძველზე (შენათების სიძლიერის, ექსპონირების, გამჟღავნების ხანგრძლივობის ცვალებათა მიხედვით), თუ მიღებული პოზიტივიდან, რომელზეც ეკვიდენსიტია აღებეჭდილი, კვლავ ნეგატივს მივიღებთ აღწერილი მანიპულაციების გამეორებით, გამოვავლენთ მეორე რიგის ეკვიდენსიტებს, რომელთაც $D$-ს სხვა მნიშვნელობა შეესაბამება. შეიძლება მანიპულაციის კიდევ გაგრძელება მესამე (და მეოთხე) რიგის ეკვიდენსიტების მიღებამდე. ეს კი, თუ ფოტოფირფიტა თავიდანვე დაყალიბებულია, შექმნის განფენილი ობიექტისათვის იზოფოტების სურათს.



ნახ. 80, ბ

ნახ. 80, ა წარმოადგენს მზის პროტუბერანცის მონოქრომატულ ფოტოგრაფიას, მიღებულს 1970 წლის 25 სექტემბერს აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში. 80, ბ გვიჩვენებს იმავე ობიექტის ფოტომეტრიულად დამუშავებულ სურათს ანუ იზოფოტებს, მიღებულს ეკვიდენსიტების მეთოდით.

## § 77. ფოტომეტრიული განსაზღვრების ცდომილებათა შესახებ

ფოტომეტრიულ განსაზღვრათა ცდომილებათა შესახებ გზადაგზა ვილაპარაკეთ. დაწვრილებით გავეცანით ცდომილებებს, რომლებიც მიკროფოტომეტრიულ გაზომვებს ამძიმებენ. ახლა დამატებით რამდენიმე შენიშვნას გავაკეთებთ. ვიზუალურ ფოტომეტრიაში უფრო დიდ როლს ასრულებენ სუბიექტური ცდომილებანი, რომელთა შორის ზოგი წმინდა მხედველობით უნარზეა დამოკიდებული, ზოგიც ფსიქოლოგიური ბუნებისაა. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის მეთოდები ძირითადად ობიექტურია. მაგრამ ისინიც არ არიან თავისუფალნი ცდომილებებისაგან. თვით ფოტოფირფიტა (ფოტოაფსკი) წარმოადგენს

ცდომილებათა წყაროს მით, რომ მასზე დასხმული ფოტოემულსია თანაბრად მგრძნობიარე შესაძლოა არ აღმოჩნდეს მთელ ფართობზე. ამ ხასიათის ცდომილებების აღმოფხვრა თითქმის შეუძლებელია. შეიძლება მხოლოდ მათი შემცირება, თუ რამდენჯერმე სხვადასხვა ფირფიტაზე შევასრულებთ დაკვირვებას და გაზომვას, რისთვისაც საჭიროა ვიხმაროთ კარგი რეპუტაციის მქონე ფირმის ფოტოფირფიტები.

სხვა ბუნებისაა ცდომილება, რომელსაც ტელესკოპის (ასტროკამერის) ველის სიმრუდე წარმოშობს, რაც ვარსკვლავთა გამონასახებს აშახინჯებს. ამ ცდომილებას აიცილებენ მით, რომ გაზომვებს აწარმოებენ ნეგატივის შეზღუდულ არეში, ოპტიკური ცენტრის ახლოს, სადაც ვ ე ლ ი ს ც დ ო მ ი ლ ე ბ ა ჯერ თავს არ იჩენს. თუ მაინც აუცილებელია მთელი ველის გამოყენება, ველის ცდომილების შ ე მ ც ი რ ე ბ ა შესაძლოა მისი წინასწარი გამოკვლევით: სტანდარტულ ვარსკვლავს (ვარსკვლავებს) გადაიღებენ მკაცრად ერთნაირ პირობებში ოპტიკურ ცენტრში და მისგან სხვადასხვა მანძილზე; გაზომვით შეამოწმებენ, თუ როგორ მახინჯდება და იცვლის ფოტომეტრიულ ინდექსს აღებული ვარსკვლავის გამონასახი ველის ცენტრიდან დაშორების მიხედვით. ასე შეფასებული ცვლილების მიხედვით შეაქვთ შესწორება გამოსაკვლევი არის ფოტომეტრიულ გაზომვებში.

წმინდა ფოტოგრაფიული ბუნებისაა ე ბ ე რ ჰ ა რ დ ი ს (Eberhard) ე ფ ე ქ ტ ი და მით წარმოშობილი ცდომილება. თუ ერთნაირი ინტენსივობის, მაგრამ სხვადასხვა გეომეტრიული ზომის ორი ობიექტის გადაღება ხდება, მცირე ობიექტის შუა ნაწილი ნეგატივზე უფრო მკვრივი (ბნელი) გამოვა, ვიდრე დიდი ზომის ობიექტზე, რაც დაკავშირებულია იმასთან, რომ დიდი ზომის ფარულ გამონასახზე მოქმედი გამამქღავნებლის ენერგია უფრო მეტად იხარჯება და მალე გამოიფიტება. გამონასახის შუა ნაწილზე ეს უფრო შესამჩნევია, ვიდრე, მის ნაპირებზე. ამ ცდომილების შემცირებას ხელს უწყობს გამქღავნების პროცესში კიუვეტის რხევა, რათა კარგად ხდებოდეს გამამქღავნებლის მეტნაკლებად ნამოქმედარი („დაღლილი“ და „ნაკლებად დაღლილი“) ნაწილების შერევა.

ფოტოგრაფიული ბუნებისაა, აგრეთვე, კ ო ს ტ ი ნ ს კ ი ს ე ულ ი ე ფ ე ქ ტ ი: თუ გადასაღებ საგანს წარმოადგენს ორი მკვრივი, მცირე ზომის, და ერთიმეორესთან ახლომდებარე ობიექტის სახის წარმონაქმნი (მაგალითად, ჯერადი ვარსკვლავთ სისტემის ორი ახლომდებარე კაშკაშა კომპონენტი), ისინი ერთიმეორისაგან უფრო შორიშორ მდებარენი წარმოგვიდგებიან, ვიდრე ეს სინამდვილეშია. ესეც გამამქღავნებლის „გადაღლილობის“ მიზეზითაა: ორ გამონასახს შორის იგი უფრო მეტ ენერგიას ხარჯავს და მალე იფიტება.

ფოტოგრაფიული ფოტომეტრია ფართოდ გამოიყენება ასტრონომიულ კვლევაში და მკვლევარ-ექსპერიმენტატორისაგან მოითხოვს ნატიფ მუშაობას ამ მეთოდის თანდაყოლილ ცდომილებათა შეძლებისდაგვარად შესამცირებლად.

## V თავი

# ფოტოელექტრული ასტროფოტომეტრია

ფიზიკის განვითარებამ მიმდინარე საუკუნის პირველ ნახევარში მოუპოვა პრაქტიკულ ასტროფიზიკას ცის მოვლენების დაკვირვების ახალი მეთოდები და საშუალებანი. ესენი თავიანთი შინაარსით ფ ი ზ ი კ უ რ ი მეთოდების ჯგუფს ეკუთვნიან, არსით ფიზიკურნი არიან და, ამასთანავე, უმთავრესად, ცის სხეულების ფიზიკურ პარამეტრებს განსაზღვრავენ.

ამ მეთოდებს შორის წარმოშობისა და განვითარების დროის მიხედვით ანუ ქრონოლოგიურად პირველნი ელექტროფოტომეტრია და რადიომეტრია არიან.

ამ თავში გავეცნობით ფოტოელექტრულ ასტროფოტომეტრიას ანუ ელექტროფოტომეტრიას.

### § 78. ფოტოეფექტი

წინასწარ აღვწეროთ ფოტოეფექტი, როგორც ფიზიკური მოვლენა.

ფოტოეფექტი წარმოადგენს ისეთ პროცესს, რომლის დროსაც ნივთიერების მიერ სინათლის კვანტების შთანთქმის შედეგად ხდება ელექტრულად დამუხტული ნაწილაკების განთავისუფლება.

ფოტოეფექტს შეიძლება ადგილი ჰქონდეს როგორც ლითონებში, ისე ნახევრად გამტარებსა და იზოლატორებში; როგორც მყარსა და თხევად სხეულებში, ისე გაზებშიც. სინათლის ფოტოელექტრული მოქმედება შეიძლება გამომჟღავნდეს სხვადასხვა სახეობის ფოტოეფექტში, სახელდობრ, ე. წ. შიდა ფოტოეფექტში, ჩაკეტილ ფოტოეფექტში და გარე ფოტოეფექტში.

შიდა ფ ო ტ ო ე ფ ე ქ ტ ი მდგომარეობს იმაში, რომ შთანთქმული სინათლის კვანტების ენერგიის ხარჯზე იზოლატორში ან ნახევრად გამტარში გამოიყოფა ელექტრონები, რომლებიც გარდაიქმნება გამტარობის ელექტრონებად. სხვა სიტყვებით, ელექტრონები კი არ გამოიფრქვევა ნივთიერებიდან, არამედ მხოლოდ ემატება დენის მატარებელთა რიცხვს, ე. ი. ზრდის ნივთიერების ელექტროგამტარობას. იზოლატორის შემთხვევაში ფოტოეფექტის წარმოშობას ესაჭიროება ძალიან დიდი ენერგია.

ჩ ა კ ე ტ ი ლ ფ ო ტ ო ე ფ ე ქ ტ ს ადგილი აქვს ნახევრად გამტარისა და ლითონის საზღვარზე ანუ მათი კონტაქტის ფენაში და იგი იმაში მდგომარეობს, რომ, თუ ნახევრად გამტარს გავანათებთ, წარმოიშობა ფოტოელექტრონები, რომლებიც ნახევრად გამტარისა და ლითონის საზღვარზე წარმოქმნილს, ე. წ. ჩამკეტ ფენაში გავლენ. ამ ფენას დიდი ელექტროწინაღობა ახასიათებს. ფოტოელექტრონების მასში გავლისას მის ორივე მხარეზე წარმოიშობა პოტენციალთა სხვაობა, რაც წარმოადგენს ფოტოეფექტის გამოვლინებას.

გ ა რ ე  ფ ო ტ ო ე ფ ე ქ ტ ს  მაშინ აქვს ადგილი, როცა ლითონში ან ნახევრად გამტარში მოქცეული ელექტრონი სინათლის კვანტის ენერგიის შთანთქმის ხარჯზე ღებულობს ისეთ კინეტიკურ ენერგიას, რომ იგი ამოვარდება ლითონიდან და გაიჭრება სივრცეში, განათებული ნივთიერების გარეთ; როგორც ამბობენ, ხდება ფოტოელექტრული ემისია.

ფოტოეფექტზე თვალნათლივ მოჩანს გამოსხივებასა და ნივთიერებას შორის ურთიერთქმედების კვანტური ხასიათი.

თუ რაღაც გარკვეული ნივთიერების განათება ელექტროწინაღობას ცვლის ან ელექტრონების ნაკადს, დენს წარმოშობს, ეს დენი შეიძლება მივმართოთ გარკვეული სამუშაოს შესასრულებლად. ამას ემყარება ფოტოეფექტის პრაქტიკული გამოყენება. ამგვარი გამოყენება ერთობ მრავალფეროვანია მეცნიერებაში, მრეწველობაში, ტექნიკაში, ავტომატიკასა და ტელემექანიკაში, ტელევიზიაში, ხმოვან კინოსა და მრავალ სხვა დარგში.

უაღრესად პერსპექტივიანია, კერძოდ, მზის ენერგიის უშუალო გამოყენება ტექნიკური მიზნებისათვის, რისთვისაც სპეციალური ფოტოელემენტები ანუ ხელსაწყოები, რომლებშიც ფოტოეფექტის პროცესი ხორციელდება, უნდა განათდეს მზის სინათლით. ასეთი ფოტოელემენტები, არსებითად, ელექტრული ენერგიის გენერატორებს წარმოადგენს. ენერგიის გენერაციის ასეთი საშუალება გამოიყენება საბჭოთა ხელოვნურ თანამგზავრებსა და კოსმოსურ რაკეტებზე.

ასტრონომიაში ფოტოელემენტი გამოიყენება ცის მნათობთა გამოსხივების მიმღებად, გამოსხივების ფიქსირების და რეგისტრაციის, აგრეთვე — ინტენსივობის, სპექტრული შედგენილობისა და სხვა მახასიათებელთა განსაზღვრის მიზნით. მაშასადამე, ასტრონომიაში ფოტოელემენტს ასხივებენ გამოსაკვლევი მნათობის გამოსხივებით და ამის შედეგად წარმოშობილ ფოტოდენს ისე იყენებენ, რომ მნათობის თვისებები გამოარკვიონ. ადვილი მისახვედრია, რომ ფოტოელემენტი ასტრონომიაში  დ ა კ ვ ი რ ვ ე ბ ი ს  საშუალებას წარმოადგენს ისე, როგორც თვალი ან ფოტოგრაფიული ფირფიტა.

დაკვირვება ფოტოელემენტით ანუ ფოტოეფექტის პრინციპზე ან, როგორც ამბობენ, ელექტროფოტომეტრიული დაკვირვება ერთ-ერთი ახალი, უაღრესად ეფექტური, ობიექტური და ზუსტი ფიზიკური მეთოდია ასტრონომიული დაკვირვება-კვლევისა.

## § 70. ფოტოელემენტები გარე ფოტოეფექტით

ასტროფიზიკაში უმთავრესად გამოიყენება ფოტოელემენტები გარე ფოტოეფექტით. ასეთი ფოტოელემენტები თითქმის სრულიად არაინერციულნი არიან, ე. ი. ისინი სინათლის დაცემაზე დაუყოვნებლივ იძლევიან რეაქციას. მართლაც. დროის შუალედი სინათლის კვანტის დაცემასა და ფოტოელექტრონის ამოვარდნას შორის აქ ნაკლებია, ვიდრე $10^{-9}$ წამი.

გარე ფოტოეფექტი აღმოაჩინეს და მისი შესწავლა დაიწყეს გასული საუკუნის ოთხმოციანი წლების ბოლოს გერმანელმა ფიზიკოსმა ჰ ე რ ც მ ა (Hertz) და რუსმა ფიზიკოსმა ა. ს ტ ო ლ ე ტ ო ვ მ ა. ამ უკანასკნელმა უჩვენა მოვლენის არაინერციულობაც.

ფოტოდენის მოვლენის ელექტრული ბუნება დაამტკიცა გერმანელმა ფიზიკოსმა ლ ე ნ ა რ დ მ ა (Lenard) გასული საუკუნის მიწურულში. ხოლო ა ი ნ შ ტ ა ი ნ მ ა (Einstein), ჩვენი საუკუნის დასაწყისში, ახსნა გარე ფოტოეფექ-

ტის მექანიზმი სინათლის ბუნების შესახებ კვანტურ წარმოდგენათა საფუძველზე.

გარე ფოტოეფექტი ექვემდებარება ორ კანონზომიერებას, რომლებიც ცნობილია სტოლეტოვისეული და აინშტაინისეული კანონების სახელით და ჩამოყალიბდება შემდეგნაირად:

1) ფოტოეფექტის პროცესში წარმოშობილი ფოტოელექტრონების რაოდენობა პირდაპირპროპორციულია სხივური ენერგიის იმ ნაკადისა, რომელიც ეცემა ფოტოგრძნობიერ ზედაპირს (სტოლეტოვისეული კანონი);

2) ფოტოელექტრონების მაქსიმური ენერგია პირდაპირპროპორციულია კვანტების ენერგიისა ანუ სხივური ენერგიის მონოქრომატული ნაკადის სიხშირისა (აინშტაინისეული კანონი).

პირველი კანონი შეიძლება ასე ჩაიწეროს:

$$i = kE,$$

სადაც $i$ არის ფოტოდენის ძალა, $E$ — სხივთნაკადი, ხოლო $k$ — განათებული ზედაპირის ფოტოგრძნობიერება. $k$ გაიზომება ამპერებით ვატებზე ან ელექტრონებით კვანტებზე. პრაქტიკულად, როცა საქმე გვაქვს ხილულ „თეთრ" სინათლესთან, სხივთნაკადს გაზომავენ ლუმენებით, ხოლო $k$-ს გამოხატავენ ამპერებით ლუმენებზე.

ამ კანონის არსებობა მით აიხსნება, რომ ცალკეული კვანტების შთანთქმის პროცესები ერთიმეორისაგან სრულიად დამოუკიდებლად მიმდინარეობს, ამიტომ იმ ელექტრონების რიცხვი, რომლებიც განათებული ლითონის ზედაპირიდან გამოიფრქვევა, ზედაპირზე დაცემული კვანტების რიცხვის ზუსტად პროპორციულია.

მეორე კანონის საფუძველზე შეიძლება დაიწეროს ე. წ. აინშტაინისეული განტოლება, რომელიც ამყარებს კავშირს კვანტის ენერგიას, ამოფრქვეული ფოტოელექტრონის მაქსიმურ კინეტიკურ ენერგიასა და „გამოსვლის მუშაობას" შორის:

$$h\nu = P + \frac{1}{2} mv^2_{max}.$$

აქ $P$ წარმოადგენს გამოსვლის მუშაობას ანუ იმ მუშაობას, რომელსაც ასრულებს ელექტრონი, როცა იგი ფოტოგრძნობიერი ზედაპირიდან ამოიფრქვევა სხივური ენერგიის კვანტის შთანთქმის შედეგად. გამოსვლის მუშაობა გამოიხატება ელექტრონ-ვოლტებით. მისი სიდიდე სხვადასხვაა სხვადასხვა ნივთიერებისათვის და დამოკიდებულია არა მარტო თვით ნივთიერებაზე, არამედ მის მდგომარეობაზეც.

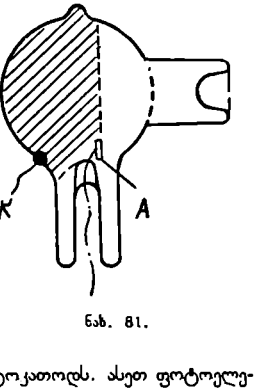
საერთოდ, ფოტოელემენტს ვუწოდებთ ისეთ ელექტრონულ ხელსაწყოს, რომელშიც ელექტრონულ ნაკადს ანუ ელექტროდენს წარმოშობს და განაგებს სინათლე. სხვა სიტყვებით, ამ ხელსაწყოს მოქმედება ემყარება ოპტიკური გამოსხივების ენერგიის გარდაქმნას ელექტრონების ენერგიად. ფოტოელემენტში, რომელიც გარე ფოტოეფექტის პრინციპზე მოქმედებს, სინათლე იმდენად ცვლის ელექტრონების კინეტიკურ ენერგიას, რომ ელექტრონები ერთი გარემოდან (ნივთიერებიდან ანუ კათოდის ზედაპირიდან) მეორე გარემოში (სივრცეში ანუ ვაკუუმში, გაიშვიათებულ გაზში) გაიჭრებიან.

გარე ფოტოეფექტით მოქმედი ტიპური ფოტოელემენტი წარმოადგენს მინის ან კვარცის კოლბას, რომლის კედლები შიგნიდან დაფარულია ფოტო-

მგრძნობიერი ფენით. ამ ფენას ფ ო ტ ო კ ა თ ო დ ს უწოდებენ. მაგრამ იგი სავსებით მთლიანად არ ფარავს ბალონის კედლებს, მასში არის მცირე თავისუფალი ფართობი, რომელიც ერთგვარ სარკმლის როლს ასრულებს, საიდანაც გადის სინათლე და შედის კოლბის შიგნით. კოლბაში მოთავსებულია აგრეთვე მავთული, რომელიც ანოდის როლს ასრულებს.

კოლბის პირობითი გამოხატულება წარმოდგენილია 81-ე ნახ.-ზე. *K* და *A*-თი აღნიშნულია ფოტოკათოდი და ანოდი, შესაბამისად.

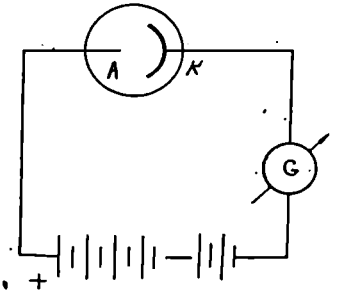
ანოდის დანიშნულება ისაა, რომ შეკრიბოს სინათლის მოქმედებით ფოტოკათოდიდან ამოფრქვეული ფოტოელექტრონები. ეს პროცესი უფრო გაძლიერდება, თუ ანოდსა და კათოდს შორის შევქმნით პოტენციალთა სხვაობას. ამ უკანასკნელს ა მ ა ჩ ქ ა რ ე ბ ე ლ ი პ ო ტ ე ნ ც ი ა ლ ი ეწოდება.



ნახ. 81.

ფოტოელემენტის ფოტომგრძნობიერი ფენა ანუ ფოტოკათოდი, მოთავსებული კოლბის შიდა ზედაპირზე, წარმოადგენს ტუტიანი ლითონების ადსორბციულ აფსკს. აუცილებელია მისი სხვა ნივთიერებათაგან იზოლირება, რათა დაცული იქნეს იგი რამე გარეშე ქიმიური ზემოქმედებისაგან. ჰაერთან კონტაქტიც მავნეა მისთვის. ამიტომ ფოტოელემენტის კოლბა, ჩვეულებრივ, ჰაერამოქაჩულია; მასში შექმნილია საკმარისად მაღალი ვაკუუმი, რომელიც გამოიხატება წნევით $10^{-8}$-დან $10^{-7}$ მილიმეტრამდე. ასეთ ფოტოელემენტს უწოდებენ ვ ა კ უ უ მ ი ა ნ ფ ო ტ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ს. ზოგ შემთხვევაში კოლბას, პირიქით, სპეციალური, ინერტული აზოტით ავსებენ, რაც აგრეთვე სათანადოდ იცავს ფოტოკათოდს. ასეთ ფოტოელემენტს გ ა ზ ს ა ვ ს ე ფ ო ტ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ს უწოდებენ.

82-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია ფოტოელემენტის მთელი სისტემის სქემატური გამოხატულება. აქ ვხედავთ საკუთრივ ფოტოელემენტს — კოლბას ანოდითა და კათოდითურთ, წრედს, რომელშიც ჩართულია კვების წყარო — ბატარიები ანუ აკუმულატორები — და გალვანომეტრს (აღნიშნულია *G* ასოთი), რომლითაც ფოტოდენი გაიზომება.



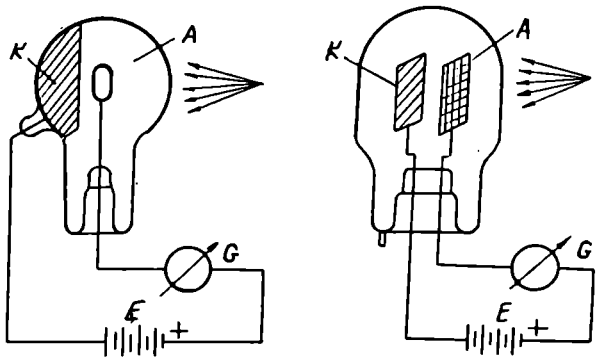
ნახ. 82.

ფოტოკათოდად იხმარება უმთავრესად ტუტიანი ლითონები: ნატრიუმი, ცეზიუმი, კალიუმი, რუბიდიუმი, რომელთაც ახასიათებს უდიდესი ფოტოეფექტი სპექტრის ხილული უბნის გამოსხივებისათვის.

83-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია კიდევ ორი სხვა სქემატური გამოხატულება ფოტოელემენტებისა მხოლოდ იმ განსხვავებით, რომ აქ კოლბების ფორმა უფრო ახლოა რეალურ ფორმასთან.

მარცხენა კოლბაში კათოდი კოლბის კედელზეა მოთავსებული, მარჯვენაში კი იგი კოლბის შუაში ცალკე ფეხზეა დამაგრებული, ანოდის მსგავსად.

ფოტოკათოდის ზედაპირის განათებით ფოტოეფექტი მაშინ განხორციელდება, როცა მასზე დაცემული სინათლის კვანტის ენერგია ტოლი იქნება ან აღემატება იმ ენერგიას, რომელსაც ელექტრონი ხარჯავს პოტენციური ბარიერის გავლისას (გამოსვლის ენერგია, იხ. აინშტაინისეული განტოლება).




ნახ. 83.

სხვადასხვა ნივთიერებას სხვადასხვა პოტენციური ბარიერი აქვს. კერძოდ, ცეზიუმს — უმცირესი. მაშასადამე, ცეზიუმის ფოტოელემენტში კათოდიდან ელექტრონების გამოფრქვევა უფრო ადვილად ხორციელდება.

ცეზიუმის ფოტოელემენტები ფართოდაა გავრცელებული. ასევე ფართოდ გამოიყენება სურმა-ცეზიუმის კათოდი, რომლისთვისაც ე. წ. ფოტოელექტრონული უკუცემა ახუ განთავისუფლეიული ელექტრონების რაოდენობის ფარდობა მასზე დაცემული სინათლის კვანტების რაოდენობასთან 30%-ს აღწევს.

სინათლის ის ნაკადები, რომლებთანაც საერთოდ საქმე აქვთ ასტრონომებს ფოტოელემენტების ხმარებისას, ძალიან სუსტია. ამიტომ ფოტოდენებიც სუსტია. მათი გაძლიერების მიზნით ფოტოკათოდების კოლბებს ავსებენ გაიშვიათებული ინერტული გაზით — არგონით. ეს გაზი იმდენად გაიშვიათებულია, რომ წნევა მასში არ აღემატება ვერცხლისწყლის სვეტის ერთ მეათედ ან ერთ მეასედ მილიმეტრს. კათოდის მიერ ელექტრონების ემისიის შედეგად გაზში ხდება იონიზაცია, რაც აძლიერებს ფოტოდენს. გაზსავსე ფოტოელემენტში ფოტოდენი ათჯერ უფრო ძლიერია, ვიდრე ვაკუუმიან ფოტოელემენტში.

მაგრამ ფოტოდენის გაძლიერების უფრო მეტად ეფექტური საშუალებაა ე. წ. მ ე ო რ ა დ ი ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი ე მ ი ს ი ა.

კათოდიდან გამოჭრილი პირველადი ელექტრონების ნაკადი ეცემა ე. წ. ე მ ი ტ ე რ ს, რომელზეც დაცემით იგი ათავისუფლებს ემიტერის ზედაპირის ელექტრონებს. ამ უკანასკნელთ ეუწოდებთ მეორად ელექტრონებს. თუ სინათლის კვანტს ფოტოკათოდზე უპასუხებდა რამდენიმე ელექტრონი, ამ რამდენიმე პირველად ელექტრონს ემიტერის ზედაპირზე უპასუხებს მეორად ელექტრონთა უფრო დიდი რაოდენობა.

ერთ ფოტოელემენტში შეიძლება მოეწყოს რამდენიმე ემიტერი (12—14). კათოდიდან გამოჭრილი ელექტრონების ნაკადი თანმიმდევრულად ეცემა ემი-

ტერების მთელ რიგს. ამნაირად მატულობს, მრავლდება ელექტრონების რიცხვი და ამით, ერთგვარი კასკადური წესით ძლიერდება დენიც. მრავალკასკადიან შემთხვევაში ეს გაძლიერება მილიონს აღწევს.

ასეთ ფოტოელემენტს უწოდებენ მ რ ა ვ ა ლ კ ა ს კ ა დ ი ა ნ ფოტოელემენტს ან ფ ო ტ ო ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ მ ა მ რ ა ვ ლ ებ ე ლ ს. მოკლედ მას ფ ო ტ ო მ ა მ რ ა ვ ლ ებ ე ლ ი ეწოდება.

ფართოდ გამოიყენება სურმა-ცეზიუმის, ჟანგბად-ცეზიუმისა და მულტიტუტიანი კათოდიანი ფოტომამრავლებლები.

## § 80. ფოტოკათოდის სპექტრული გრძნობიერება

ფოტოელემენტის მთავარ ელემენტს, ცხადია, წარმოადგენს ფოტოკათოდი. ფოტოკათოდის მთავარი დამახასიათებელი პარამეტრი გამოიხატება ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ი სპ ე ქ ტ რ უ ლ გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ი თ, რომელიც შემდეგნაირად უნდა გვესმოდეს. ვთქვათ, რაღაც სელექტიურ მიმღებზე შენაცვლებით მოქმედებენ სხვადასხვა მონოქრომატული სხივთნაკადები, რომელნიც განსხვავდებიან ტალღის სიგრძით, მაგრამ ერთნაირი არიან ენერგეტიკული სიმძლავრის თვალსაზრისით. რამდენადაც მიმღები სელექტიურია, მისი რეაქცია სხვადასხვა სხივთნაკადზე, საერთოდ, სხვადასხვა უნდა იყოს. იგულისხმება რეაქცია, გამოხატული ან თვალით აღქმული სიკაშკაშით (თუ დაკვირვებას ვიზუალურად ვეწევით და სინათლის მიმღებად თვალს ვიყენებთ), ან ფოტოფირფიტაზე მიღებული გაშავებით (თუ მიმღები ფოტოემულსიაა) და ან დენით ფოტოელემენტის წრედში (თუ ელექტროფოტომეტრულ დაკვირვებას ვეწევით და მიმღებს ფოტოკათოდი წარმოადგენს).

სხვადასხვა მონოქრომატული სხივთნაკადებისათვის ანუ სხვადასხვა ტალღის სიგრძეებისათვის $\lambda_1$, $\lambda_2, \ldots, \lambda_n$ შევარჩიოთ ისეთი ენერგეტიკული სიმძლავრენი $E\lambda_1$, $E\lambda_2, \ldots, E\lambda_n$, რომლებიც მიმღების თანატოლ რეაქციებს მოგვცემენ. ცხადია, რომ, საერთოდ, $E\lambda_1 \neq E\lambda_2 \neq \cdots \neq E\lambda_n$ და რაც უფრო მეტია მიმღების გრძნობიერება რომელიმე $\lambda_i$-ტალღის სიგრძეზე, მით ნაკლები უნდა იყოს ვამოსხივების სიმძლავრე ($E\lambda_i$) იმისათვის, რომ ერთი რაღაც გარკვეული, შერჩეული რეაქცია მივიღოთ. $E\lambda$-ს მნიშვნელობათა ერთობლიობა ($\lambda$-ს სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის აღებული) ახასიათებს მიმღების სპექტრულ გრძნობიერებას, რომელიც აღვნიშნოთ $\Sigma(\lambda)$-თი. სპექტრული გრძნობიერება შეგვიძლია ასე გამოვხატოთ:

$$\sum(\lambda) = \frac{c}{E(\lambda)}. \tag{1}$$

აქ $c$ წარმოადგენს მუდმივს, რომელიც განისაზღვრება ერთეულთა სისტემით. ხოლო $E(\lambda)$-ს მნიშვნელში მოქცევა იმას შეესაბამება, რაც ზემოთ აღვნიშნეთ: გრძნობიერება მით უფრო მაღალია, რაც ნაკლებია $E(\lambda)$, რომელიც იმავე შერჩეულ ეფექტს იძლევა. ასე განსაზღვრულ სპექტრულ გრძნობიერებას ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ს უწოდებენ. როცა საქმე ფოტოკათოდების დახასიათებასთან გვაქვს, მაშინ იგი იზომება ამპერებით ვატებზე.

თუ ცნობილია სხივური ენერგიის სიმძლავრის სპექტრული განაწილება ანუ ფუნქცია $E(\lambda)$ და აბსოლუტური სპექტრული გრძნობიერებაც, მაშინ იმ ფო-

ტოდენის სიდიდე, რომელსაც აღებული სხივური ენერგიის ფოტოკათოდზე დაცემა წარმოშობს, გამოიხატება შემდეგნაირად:

$$i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sum (\lambda)\, E(\lambda)\, d\lambda.$$

ინტეგრალის საზღვრები აქ განსაზღვრავს მიმღების გრძნობიერების სპექტრულ უბანს.

პრაქტიკულად, ფოტოკათოდის სპექტრულ გრძნობიერებას უფრო ხშირად ახასიათებენ შ ე დ ა რ ე ბ ი თ ი სპექტრული გრძნობიერებით და ს ა ე რ თ ო გრძნობიერებით.

შედარებითი სპექტრული გრძნობიერება შემდეგნაირად უნდა გვესმოდეს.

$\lambda$-ს ის მნიშვნელობა $\lambda_m$, რომლისთვისაც გარკვეული, წინასწარ შერჩეული რეაქცია მიიღება $E$-ს მინიმური მნიშვნელობით $E_m$, გვიჩვენებს იმ გამოსხივების ტალღის სიგრძეს, რომელზეც აღებული მიმღები უმეტესად გრძნობიერია, ე. ი. $\lambda_m$-ზე მდებარეობს გრძნობიერების მაქსიმუმი. ეს ერთის ტოლ გრძნობიერებად ჩავთვალოთ $(S(\lambda) = 1)$.

მაშინ სპექტრის გასწვრივ გრძნობიერების შედარებით მსვლელობას გამოხატავს ფუნქცია

$$S(\lambda) = \frac{E_m}{E(\lambda)}. \qquad (2)$$

საერთო გრძნობიერებას გამოხატავენ ფოტოდენის სიდიდით, რომელიც სინათლის ერთეულს შეესაბამება და არა ენერგეტიკული ნაკადის ერთეულს.

მას აღნიშნავენ $\sigma$-თი და ასე გამოხატავენ:

$$\sigma = \frac{\int \sum (\lambda)\, E(\lambda)\, d\lambda}{\int v_a(\lambda)\, E(\lambda)\, d\lambda},$$

სადაც $v_a(\lambda)$ წარმოადგენს თვალის ხედვის აბსოლუტურ მრუდს (იხ. ზემოთ, თავში, ვიზუალური ფოტომეტრიის შესახებ). საერთო გრძნობიერებას გამოხატავენ მიკროამპერებით ლუმენზე ($\mu a/lm$).

საერთო გრძნობიერება დამოკიდებულია ენერგიის განაწილებაზე იმ გამოსხივების სპექტრში, რომელიც ფოტოკათოდს ეცემა. ეს იმას ნიშნავს, რომ იგი დამოკიდებულია გამოსხივების ფერითს ტემპერატურაზე, რამდენადაც ეს განსაზღვრავს ენერგიის სპექტრულ განაწილებას. ამიტომ, როცა ლაპარაკია საერთო გრძნობიერებაზე, უნდა იქნეს აღნიშნული ის, თუ რა ტემპერატურას შეესაბამება იგი. ამასთან დაკავშირებით, ხშირად, საერთო გრძნობიერების აღმნიშვნელ $\sigma$-ს მიუწერენ $T$ ინდექსს და წერენ $\sigma_T$. ასევე, $E(\lambda)$-ს ნაცვლად წერენ $E(\lambda, T)$-ს.

როცა ახასიათებენ ფოტოელემენტის საერთო გრძნობიერებას, მას გულისხმობენ ისეთი ვარვარის ნათურისათვის, რომლის ტემპერატურა, ჩვეულებრივ, დაახლოებით 2800°-ია. მაგრამ, როცა ფოტოელემენტი ასტროფიზიკური დაკვირვებისათვის გამოიყენება, იგი გვემსახურება როგორც მიმღები გაცილებით უფრო მაღალტემპერატურიანი გამოსხივებისა; ვარსკვლავთ ტემპერატურები ხუთ, ექვს, ათ, თხუთმეტ, ოციათას გრადუსს და უფრო მაღალ მნიშ-

ვნელობებს აღწევს. ესე იგი, მათი ფერითი ტემპერატურა სხვადასხვაა და, საერთოდ კი, გაცილებით უფრო მაღალია, ვიდრე ჩვეულებრივი ვარვარის ნათურისა. პრაქტიკაში საჭირო ხდება ხოლმე ფოტოკათოდის საერთო გრძნობიერების გადათვლა სხვადასხვა ფერითი ტემპერატურის შესაბამისად.

ამასთან დაკავშირებით სასარგებლოა გავეცნოთ ამგვარ გადათვლათა წესს.

ვთქვათ, მოცემული ფოტოკათოდის შედარებითი სპექტრული გრძნობიერება არის $S(\lambda)$ და იგი ცნობილია. ვთქვათ ისიც, რომ ხედვის მრუდი არის $v(\lambda)$ და ისიც ცნობილია.

(1)-ს საფუძველზე (2) შემდეგნაირად გადაიწერება:

$$S(\lambda)=\frac{c}{\sum(\lambda_m)}:\frac{c}{\sum(\lambda)}=\frac{\sum(\lambda)}{\sum(\lambda_m)}.$$

ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\sum(\lambda)=\sum(\lambda_{max})\cdot S(\lambda).$$

ასევე დაიწერება ხედვის მრუდისათვის $v_a(\lambda)$,

$$v_a(\lambda)=v_a(\lambda'_{max})\,v(\lambda);$$

აქ $\lambda_{max}$ არის ტალღის სიგრძე, რომელზეც ფოტოელემენტის სპექტრული გრძნობიერება მაქსიმალურია, ხოლო $\lambda'_{max}$-ის, რომელზეც მაქსიმუმს აღწევს თვალის ხედვის მრუდი.

ახლა გამოვიყენებთ $\sigma$-ს ზემომოტანილ გამოსახულებას და დავწერთ:

$$\sigma=\frac{\sum(\lambda_{max})}{v_a(\lambda'_{max})}\cdot\frac{\int S(\lambda)\,E(\lambda)\,d\lambda}{\int v(\lambda)\,E(\lambda)\,d\lambda}.$$

ამ ტოლობის მარჯვენა მხარის მეორე მამრავლი ანუ ინტეგრალების ფარდობა აღვნიშნოთ $B_T$-თი. $T$ ინდექსი მოგვაგონებს განხილული ფუნქციების ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას, როგორც ეს ზემოთ გავხაზეთ, ანუ იმას, რომ $E(\lambda)$-ს ნაცვლად გვაქვს $E(\lambda, T)$. ამის შემდეგ გვექნება:

$$\sigma=\frac{\sum(\lambda_{max})}{v_a(\lambda'_{max})}\,B_T.$$

რომელიმე სხვა ტემპერატურისათვის $T'$ გვექნება ანალოგიურად:

$$\sigma'=\frac{\sum(\lambda_{max})}{v_a(\lambda'_{max})}\,B_{T'}$$

და საბოლოოდ:

$$\sigma'=\frac{B_{T'}}{B_T}\,\sigma.$$

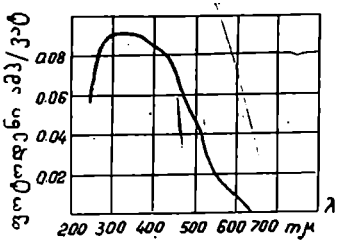
ეს უკანასკნელი ტოლობა ამყარებს დამოკიდებულებას სხვადასხვა ტემპერატურის მქონე გამოსხივებათა შესაბამ საერთო გრძნობიერებათა შორის.

სხვადასხვა ნივთიერებისაგან დამზადებული ფოტოკათოდებისათვის $B_T$ ან $\sigma$ სხვადასხვაა, რა თქმა უნდა, რამდენადაც სხვადასხვაა ნივთიერებათა სპექტრულ გრძნობიერებათა მრუდები.

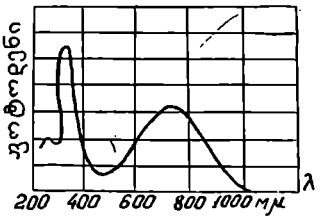
ასტროფიზიკაში ფართოდ იხმარება სურმა-ცეზიუმისა და ჟანგბად-ცეზიუმის ფოტოკათოდები.

84-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია სურმა-ცეზიუმის სპექტრული გრძნობიერების მრუდი. როგორც ჩანს, სურმა-ცეზიუმის გრძნობიერება ვრცელდება შორეული ულტრაიისფერი უბნიდან თითქმის 6000 ანგსტრემამდე, თუმცა უკვე 5000 ანგსტრემზე იგი 50%-ზე ნაკლებია.

2800°-ის ტემპერატურის შესაბამი მისი საერთო გრძნობიერება საკმარისად მაღალია და გამოიხატება 60 მიკროამპერით ერთ ლუმენზე. ვარსკვლავთ




ნახ. 84.




ნახ. 85.

ტემპერატურებისათვის იგი გაცილებით უფრო მაღალია და ასეულობით მიკროამპერებით გამოიხატება ერთ ლუმენზე. სურმა-ცეზიუმის ფოტოკათოდის კვანტური გამოსავალი 30 %-ს აღწევს.

ჟანგბად-ცეზიუმის ფოტოკათოდის სპექტრული გრძნობიერება წარმოდგენილია 85-ე ნახ.-ზე. იგი შორეული ულტრაიისფერიდან ინფრაწითელ უბნამდე, 11000 ანგსტრემამდე აღწევს.

## § 81. თერმოელექტრონული ემისია

ფოტოკათოდს ახასიათებს ზოგიერთი თვისება, რომლებიც მის გამოყენებას აძნელებს და ხელს უშლის. მათ შორის პირველ რიგში შეიძლება დავასახელოთ ე. წ. **თ ერ მ ო ე ლ ე ქ ტ რ ო ნ უ ლ ი ე მ ი ს ი ა**. ეს უკანასკნელი იმაში მდგომარეობს, რომ ფოტოკათოდიდან ელექტრონების ამოფრქვევა ტემპერატურის გავლენითაც ხდება და ზოგიერთი სწრაფი ელექტრონი ჩვეულებრივი, ე. წ. ოთახის ტემპერატურის დროსაც კი ამოვარდება. როცა ამგვარი ემისია თავისი სიმძლავრით გასაზომ ფოტოდენებს უახლოვდება, მაშინ, არსებითად, შეუძლებელია ან დაუშვებელია მოცემული ფოტოკათოდის გამოყენება. მაგრამ თერმოელექტრონულ ემისიას შეგვიძლია ვებრძოლოთ ფოტოკათოდის ხელოვნური გაცივებით.

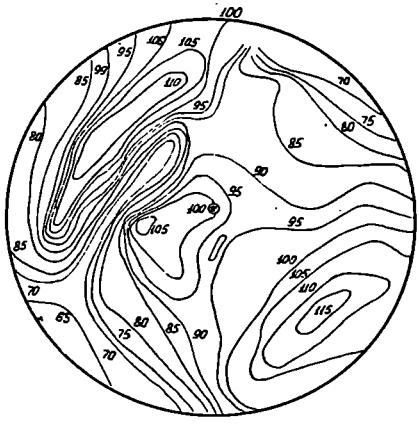
გაცივებას განახორციელებენ ე. წ. მშრალი ყინულის ანუ მყარი ნახშირორჟანგის გამოყენებით. ამას შეუძლია უზრუნველყოს ტემპერატურის დაწევა მინუს 40°-მდე, რაც საკმარისია იმისათვის, რომ თერმოელექტრონული ემისია პრაქტიკულად შეწყდეს.

ამჟამად მიმართავენ ისეთ ტექნოლოგიურ ხერხებსაც, რომლებიც უზრუნველყოფენ დაბალი თერმოელექტრონული ემისიის მქონე ფოტოკათოდების დამზადებას. მიაჩნიათ, რომ თერმოელექტრონული ემისია დამაკმაყოფილებლად დაბალია, თუ ოთახის ტემპერატურის ქვეშ იგი გამოიხატება დაახლოებით $10^{-15}$ ამპერით ერთ კვადრატულ სანტიმეტრ ფართობიდან.

## § 82. ფოტოკათოდის ერთგვაროვნება და დაღლილობის ეფექტი

ფოტოკათოდის ფართობი, ჩვეულებრივ, რამდენიმე კვადრატული სანტიმეტრია, ზოგჯერ კი — რამდენიმე ათეულიც. ამ ფართობზე იგი ყველგან თანაბრად ანუ ერთგვაროვნად გრძნობიერი უნდა იყოს. თუ მოცემულ ფოტოკათოდში ეს ასე არაა, მაშინ მისი ღირსება დაბალია. საერთოდ, ჟანგბად-ცეზიუმის ფოტოკათოდებში გრძნობიერების ერთგვაროვნობის დაცვა, შედარებით სურმა-ცეზიუმის ფოტოკათოდებთან, ძნელია. გრძნობიერების რყევა ხშირად 50%-ს აღწევს.

86-ე ნახ.-ზე მოტანილია სურმა-ცეზიუმის ფოტოკათოდის ზედაპირზე გრძნობიერების განაწილების ერთი მაგალითი. ამ ნახაზზე ხაზები შემოფარგლავენ თანაბარი გრძნობიერების ფართობებს, ხოლო ციფრებით აღნიშნულია მოცემულ ფართობში გრძნობიერების მნიშვნელობა პროცენტებში შუა წერტილთან შედარებით (შუა წერტილის ანუ, უფრო სწორად, — ცენტრში მოთავსებული მცირე წრიული ფართობის გრძნობიერება მიჩნეულია 100-ად).




ნახ. 86.

თუ ფოტოელემენტი გამოიყენება ორი ციური ობიექტის ფოტომეტრიულად ურთიერთშედარების მიზნით, დაკვირვება-გაზომვა უთუოდ ისე უნდა ვაწარმოოთ, რომ ამ ორი ობიექტის მიერ ხდებოდეს ფოტოკათოდის ზედაპირის ერთ და იმავე ნაწილის განათება. სხვანაირად ფოტომეტრიული შედარება არ იქნება საკმარისად სარწმუნო.

ფოტოკათოდებს, მეტადრე ჟანგბად-ცეზიუმისას, ახასიათებს **დაღლილობის ეფექტი**, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ სინათლის ხანგრძლივი მოქმედების შედეგად კლებულობს მათი გრძნობიერება.

მაგრამ დაღლილობის ეფექტი უფრო შესამჩნევი მაშინაა, როცა ფოტოკათოდზე სინათლის მძლავრი ნაკადები მოქმედებენ. ასტრონომიული დაკვირვების პრაქტიკაში კი, უფრო ხშირად საქმე გვაქვს სინათლის ერთობ მცირე ნაკადებთან და ამიტომ ეს ეფექტი არცთუ ისე საშიში და ხელის შემშლელია.

## § 83. სიბნელის დენი

როდესაც ფოტოელემენტის ანოდსა და კათოდს შორის მოდებულია აძაჩქარებელი, პოტენციალი და ფოტოელემენტი მთლიანად დაბნელებულია, ე. ი. მასზე სინათლე არ ეცემა, მაშინაც კი ფოტოელემენტში მოედინება დენი, რომელსაც **სიბნელის დენს** უწოდებენ.

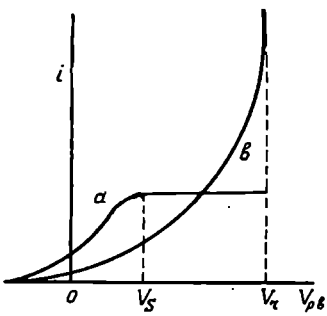
სიბნელის დენი ძირითადად გამოწვეულია: 1. თერმოელექტრონული ემისიით, 2. მჟონავი ანუ გამპარავი დენით, როგორც კოლბის გარე, ისე კოლბის

შიდა ზედაპირზე და კოლბის ნივთიერების გამტარობით, 3. იონური და ოპტიკური უკუკავშირით.

ფოტოელემენტზე ამ მოვლენის არსებობა ზღუდავს მცირე დენის, ე. ი. მცირე სხივთნაკადის გაზომვის შესაძლებლობას და ამიტომ მოითხოვება მასთან ბრძოლა. სიბნელის დენის პირველი ორი შემადგენელი — თერმოელექტრონული ემისია და მჟონავი დენი — არსებით როლს ასრულებს.

თერმოელექტრონული ემისიის თავიდან ასაცილებლად, როგორც აღვნიშნეთ, გამოიყენება ფოტოელემენტის მშრალი ყინულით გაცივება, ხოლო მჟონავი დენის შესამცირებლად საჭიროა, რომ ფოტოელემენტი საგულდაგულოდ სუფთად დავიცვათ (ზედაპირის გაჭუჭყიანებით ბასზე ხდება სინოტივის კოხდენსაცია, რაც ზრდის გამტარობას და წარმოშობს მჟონავ დენს გარე ზედაპირზე) და ამავე დროს მოვარიდოთ სინოტივეს.

მჟონავი დენი კოლბის შიდა ზედაპირზე წარმოიშობა იმის გამო, რომ ფოტოკათოდის დამზადებისას აორთქლებული ცეზიუმი ეფინება კოლბის ზედაპირზე და წარმოქმნის გამტარ ზედაპირს. ამიტომ ხშირად ფოტოელემენტის კოლბებს ამზადებენ ისე, რომ შიგ ათავსებენ ერთგვარ დამცველ რგოლებს, რომელთა მეშვეობით მჟონავი დენი წარიმართება მიწისაკენ და აღარ შედის გამზომ იარაღში (მაგ., გალვანომეტრში). ამით, აშკარაა, სიბნელის დენის უარყოფითი გავლენა მცირდება. კარგი ხარისხის ფოტომამრავლებლებში სიბნელის დენი არ აღემატება $10^{-11}$ ამპერს.



ნახ. 37.

ამაჩქარებელი პოტენციალის სიდიდე, რა თქმა უნდა, აპირობებს ფოტოდენის სიმძლავრეს. დამოკიდებულებას ამ ორ სიდიდეს შორის უწოდებენ ვოლტ-ამპერულ მახასიათებელს. მრუდის სახით ეს დამოკიდებულება მოტანილია 87-ე ნახ.-ზე.

ამ ნახაზის აბსცისათა ღერძზე წარმოდგენილია ამაჩქარებელი პოტენციალი ვოლტებში, ხოლო ორდინატების ღერძზე — ფოტოდენის სიმძლავრე ამპერებში. იგულისხმება, რა თქმა უნდა, რომ ფოტოკათოდს ეცემა სინათლის მუდმივი ნაკადი. ორი მრუდი (*a* და *b*) შეესაბამება ვაკუუმიან და გაზსავსე ფოტოელემენტებს.

როგორც ვხედავთ, პოტენციალის ზრდასთან ერთად, საერთოდ, მატულობს ფოტოდენიც. მაგრამ, ნულოვან პოტენციალზეც ანოდზე მაინც მოდის რაღაც სიმძლავრის დენი ანუ ანოდს ხვდება ელექტრონები. ეს ის ელექტრონებია, რომელთა გამოფრქვევის მიმართულება ანოდის მიმართულებას თანხვდება. პოტენციალის რაღაც $v_s$-მნიშვნელობაზე ფოტოდენი წყვეტს მატებას და ამის შემდეგ იგი მუდმივი სიმძლავრისაა. პოტენციალის ამ მნიშვნელობას უწოდებენ გაჯერების პოტენციალს. ეს შეესაბამება იმ ვითარებას, როცა ანოდზე ხვდება ყველა ფოტოელექტრონი, რომლებიც კი წარმოიშობა ფოტოკათოდიდან. ბუნებრივია, რომ ფოტოელემენტის გამოყენება ანუ მუშაობა უნდა წარმოებდეს სწორედ ასეთი ვითარების შესაბამ რეჟიმში.

ასეთი ვითარება არ მოგვეპოვება გაზსავსე ფოტოელემენტში (მრუდი *b*). როცა ამაჩქარებელი პოტენციალი შედარებით მცირეა, ფოტოდენი გაზსავსე ფოტოელემენტში უფრო ნაკლებია, ვიდრე ვაკუუმიან ფოტოელემენტში. ეს

მით აიხსნება, რომ გაზსავსე კოლბაში გაზის მოლეკულები ერთგვარ წინაღობას უწევს ფოტოელექტრონების მოძრაობას. ვაკუუმიან კოლბაში კი გაზი პრაქტიკულად არ მოიპოვება და ეს წინააღმდეგობაც არაა.

## § 84. ფოტოელემენტის სასარგებლო გრძნობიერება

ჩვენ შეგვიძლია მოვითხოვოთ ფოტოელემენტისაგან მაღალი საერთო გრძნობიერება და დავამზადოთ კიდეც იგი ესოდენ დიდი გრძნობიერებით. მაგრამ, სავსებით შესაძლებელია, რომ ამავე დროს ფოტოელემენტს თან ახლდეს ხელის შემშლელი თვისებებიც, როგორიცაა, მაგალითად, ძლიერი და შერყევი სიბნელის დენი. ასეთ პირობებში ფოტოელემენტის გრძნობიერება აღარაა ეფექტური ანუ სასარგებლო, თუმცა თავისთავად დიდია.

საჭიროა გავარჩიოთ ერთიმეორისაგან ორი ცნება; ერთი — საერთო გრძნობიერებისა, რომელიც განსაზღვრავს და შეაფასებს ფოტოდენს მოცემული სინათლის ნაკადისათვის, მეორე კი უნდა გამოხატავდეს ს ა ს ა რ გ ებ ლ ო გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ა ს და უნდა განსაზღვროს ის მინიმალური სინათლის ნაკადი, რომელიც კიდევ გაიზომება მოცემული ფოტოელემენტით. პრაქტიკულად, ფოტოელემენტის სასარგებლო გრძნობიერებას ახასიათებენ ლუმენებში გამოხატული იმ მინიმალური სინათლის ნაკადით, რომელიც კიდევ შეიძლება გაიზომოს მოცემული ფოტოელემენტით ±2.5% სიზუსტით, როცა დაკვირვება-გაზომვის ხანგრძლივობა 1 მინუტს არ აღემატება.

დროის ფაქტორი ამ ცნებაში იმიტომ შემოგვაქვს, რომ ფოტოდენის რყევის საზღვრები დამოკიდებულია მასზე. რაც შეეხება ±2.5% სიზუსტეს, იგი წარმოადგენს საშუალო ცდომილების საზღვარს; ცდომილება თუ გასცდა ამ საზღვარს, უკვე უაზროა ფოტოელექტრული დაკვირვება-გაზომვა.

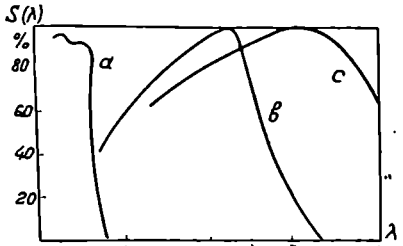
დასასრულ შეიძლება ითქვას, რომ ფოტოელემენტის სასარგებლო გრძნობიერებას პრაქტიკულად სიბნელის დენი განსაზღვრავს, რადგანაც მოცემული ფოტოელემენტისათვის ის მინიმალური ფოტოდენი, რომელიც კიდევ გაიზომება, სიდიდით სიბნელის დენს ოდნავ აღემატება; თუ იგი ამ უკანასკნელზე ოდნავ ნაკლებია, პრაქტიკულად ვეღარ გაიზომება.

## § 85. ფოტოწინაღობანი

უკანასკნელ პარაგრაფებში აღწერილი შეეხებოდა ფოტოელემენტებს, რომლებიც მოქმედებენ გარე ფოტოეფექტის პრინციპზე. ასეთები უფრო ხშირად იხმარება ასტროფიზიკური დაკვირვების პრაქტიკაში. მაგრამ, ზოგიერთ სპეციალურ ხელსაწყოში, კერძოდ, — მზის სპექტრის შესასწავლ ხელსაწყოებში, მიმართავენ ისეთ ფოტოელემენტებსაც, რომლებშიც გამოიყენება შიდა ფოტოეფექტის მოვლენა. ასეთ ფოტოელემენტებს უწოდებენ ფ ო ტ ო წ ი ნ ა ღ ო ბ ე ბ ს.

ფოტოწინაღობა, ძირითადად, წარმოადგენს იზოლატორისაგან (მაგალითად, მინისაგან) დამზადებულ ფირფიტას, რომელზეც მოთავსებულია შუქმგრძნობიერი თხელი ფენა. ამ ფენის სისქე სულ მხოლოდ მილიმეტრის მეათედი ან რამდენიმე მეასედი ნაწილია. ფირფიტა მოქცეულია მინის ჭურჭელში, რომელშიც შექმნილია ვაკუუმი. შუქმგრძნობიერი ფენის მასალად ხშირად გამოიყენება სელენი, გოგირდიანი ან სელენიანი ტყვია და სხვ. უკანასკნელი ორი ტიპის

ფოტოწინაღობებს ახასიათებს ის, რომ ისინი გრძნობიერი არიან ერთობ შორეულ ინფრაწითელ უბანში, რაც ფოტოწინაღობას მკვეთრად განასხვავებს გარე ფოტოეფექტის მქონე ფოტოელემენტისაგან. 88-ე ნახ.-ზე მოტანილია სხვადასხვა მასალისაგან (სელენი — *a*, გოგირდიანი ტყვია — *b*, სელენიანი ტყვია — *c*) დამზადებული ფოტოწინაღობის სპექტრული გრძნობიერების მრუდები.



ნახ. 88.

როგორც ვხედავთ, სელენ-ტყვიის გრძნობიერება ინფრაწითელ უბანში 40000 ანგსტრემს ანუ 4 მიკრონს შორდება (გრაფიკზე აბსცისთა ღერძზე გადაზომილია მიკრონებში გამოხატული ტალღის სიგრძეები). ამავე დროს 2 მიკრონიდან $3^1/_2$ მიკრონამდე გრძნობიერება 80%-ზე მეტია.

ფოტოწინაღობათა გრძნობიერება საერთოდ მაღალია. გოგირდტყვიის ფოტოწინაღობისათვის, მაგალითად, გრძნობიერების მნიშვნელობა თითქმის $1^1/_2$ ამპერს აღწევს ერთ ლუმენზე. თუმცა, ფოტოწინაღობის შემთხვევაშიც ეს გრძნობიერება დამოკიდებულია კიდევ გამოსხივების ფერით ტემპერატურაზე. ამასთანავე გრძნობიერება მით უფრო მაღალია, რაც უფრო მცირეა გასაზომი სინათლის ნაკადი. ეს უკანასკნელი თვისება დაკავშირებულია იმასთან, რომ ფოტოწინაღობის შემთხვევაში ადგილი არა აქვს ფოტოდენის ცვლილებასა და სინათლის ნაკადის სიმძლავრის ცვლილებას შორის დამოკიდებულებაში პირდაპირპროპორციულობას. ამით ყველა ტიპის ფოტოწინაღობა არსებითად განსხვავდება გარე ფოტოეფექტის პრინციპით მოქმედი ფოტოელემენტებისაგან.

რა თქმა უნდა, ეს ფოტოწინაღობათა ნაკლოვანებად ჩაითვლება. დიდი ინერციულობაც განასხვავებს ფოტოწინაღობას ფოტოელემენტისაგან და ესეც, ცხადია, უარყოფითი თვისებაა, თუმცა ყველა ტიპის ფოტოწინაღობა არაა დამძიმებული ამ ნაკლოვანებით. ასე, მაგალითად, გოგირდ-ტყვიის ფოტოწინაღობის ინერცია დროში ნაკლებია, ვიდრე სეკუნდის ერთი მეათასედი.

გრძნობიერების დიდი ტემპერატურული კოეფიციენტი ანუ გრძნობიერების მკვეთრი დამოკიდებულება ტემპერატურაზე და. ამასთანავე, გრძნობიერების ცუდი სტაბილობა ანუ დიდი რყევადობა აგრეთვე წინ აყენებს ფოტოწინაღობებს ფოტოელემენტებთან შედარებით.

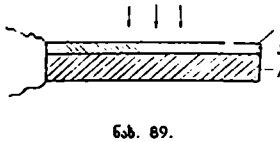
ამასთანავე გრძნობიერება — და ისიც საკმარისად მაღალი — ერთობ შორეულ ინფრაწითელ უბანში, როგორც ეს ზემოთ აღვნიშნეთ, წარმოადგენს ფოტოწინაღობათა დიდ უპირატესობას და ხშირად, მრავალი ამოცანის გადასაჭრელად ფოტოწინაღობას სრულიადაც ვერ დაუპირისპირებთ ფოტოელემენტს ან სინათლის ენერგიის სხვა რაიმე მიმღებს.

ფოტოწინაღობა ისევე გამოიყენება გაზომვათა პრაქტიკაში, როგორც ფოტოელემენტი, ე. ი. იგი ჩაირთვის სისტემაში: ფოტოწინაღობა, ძაბვის მისაწოდებელი ბატარიები და გალვანომეტრი. თუმცა ხმარებაშია სხვა სქემებიც. მაგრამ, ყველა შემთხვევაში სინათლის მოქმედების შესაფასებელ საზომს წარმოადგენს ფოტოწინაღობაში გასული დენის ცვლილება.

## § 80. ფოტოელემენტები ჩამკეტი ფენით

როგორც თავის ადგილას ვნახეთ, რიგ ლაბორატორიულ ხელსაწყოებში, კერძოდ, — ობიექტურ მიკროფოტომეტრებში, იხმარება ფოტოელემენტი, როგორც ფოტოფირფიტაზე მიღებულ ვარსკვლავის გამონასახში გავლილი სინათლის ნაკადის მიმღები. ასეთი ფოტოელემენტები თითქმის ყოველთვის წარმოადგენს ფოტოელემენტებს ჩამკეტი ფენით. ამიტომ სასარგებლოა გავეცნოთ ამგვარი ფოტოელემენტების საერთო აგებულებასა და თვისებებს.

ფ ო ტ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ე ბ ი ჩ ა მ კ ე ტ ი ფ ე ნ ი თ წარმოადგენენ ისეთ ფოტოელემენტებს, რომელთა მოქმედება დამყარებულია ჩაკეტილი ფოტოეფექტის მოვლენაზე (იხ. ზემოთ). ზოგჯერ მათ უწოდებენ ვენტილურ ფოტოელემენტებს. უმეტესად გამოიყენებენ ისეთ ვენტილურ ფოტოელემენტებს, რომლებშიც ფოტომგრძნობიერ მასალად აღებულია სელენი.



ნახ. 89.

Fe რკინის ფირფიტაზე (ნახ. 89), რომელიც ფოტოელემენტის ერთ-ერთ ელექტროდს წარმოადგენს (მიაქციეთ ყურადღება + ნიშანს ნახაზზე), მოთავსებულია სელენის თხელი ფენა (Se), უკანასკნელის ზემოდან მოქცეულია კიდევ ერთი ფენა — ოქროს ერთობ თხელი, ნახევრად გამჭვირვალე ფენა (Au). იგი წარმოადგენს ფოტოელემენტის მეორე ელექტროდს (— ნიშანს ნახაზზე).

როცა ოქროს ნახევრად გამჭვირვალე აფსკით დაფარულ სელენს სინათლე ეცემა, სელენში ელექტრონები თავისუფლდება, გამოიყოფა, ოქროს ელექტროდში მიილტვის და მუხტავს მას უარყოფითად. თუ ფოტოელემენტის ელექტროდები შეერთებულია ერთი უწყვეტი ელექტროწრედის სახით და ამ წრედში ჩართულია გალვანომეტრი, წრედში გაივლის დენი, რომლის გაზომვა ამ გალვანომეტრით მოხერხდება.

საყურადღებოა, რომ ამ შემთხვევაში არ გვჭირდება წრედში ბატარიების — როგორც დამხმარე ელექტრომამოძრავებელი საშუალების — ჩართვა ისე, როგორც ეს გვიხდებოდა სხვა ფოტოელემენტების შემთხვევაში. ვენტილური ფოტოელემენტი ახორციელებს სინათლის ენერგიის უშუალო გარდაქმნას ელექტროენერგიად. ვენტილური ფოტოელემენტი თვითონ არის დენის წარმომქმნელი ანუ დენის გენერატორი.

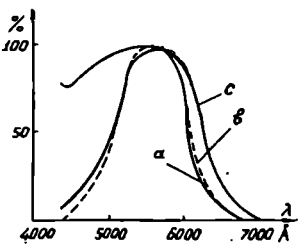
ვენტილურ ფოტოელემენტებში ადგილი აქვს, მეტ-ნაკლები მიახლოებით, ელექტროწინაღობასა და სინათლის ნაკადს შორის პირდაპირპროპორციულობის დამოკიდებულებას. ეს მნიშვნელოვან დადებით თვისებად ჩაითვლება. ასევე დადებითი თვისებაა ის, რომ ვენტილური ფოტოელემენტები, როგორც წესი, არ განიცდიან დაღლილობას. სამაგიეროდ, გრძნობიერების დამოკიდებულება ტემპერატურაზე მკვეთრად გამოხატულია, რამდენადაც ტემპერატურაზე დამოკიდებულია ჩამკეტი ფენის ელექტროწინაღობის სიდიდე. თუმცა, ახლა ხერხდება ისეთი ვენტილური ფოტოელემენტების დამზადებაც, რომელთათვის დამახასიათებელია ტემპერატურული კოეფიციენტის ერთობ დაბალი მნიშვნელობა.

სელენისაგან დამზადებული ვენტილური ფოტოელემენტის სპექტრული გრძნობიერების მრუდი გამოხატულია 90-ე ნახ.-ზე (c).

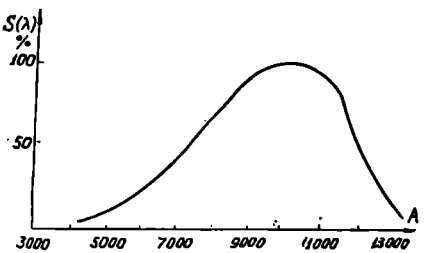
როგორც ვხედავთ, ფოტოელემენტი გრძნობიერია უბანში, რომელიც ძირითადად ოპტიკურს, ვიზუალურ უბანს წარმოადგენს, 4000 ანგსტრემიდან 7000 ანგსტრემამდე.

მაგრამ, საგანგებოდ გამოთვლილი შუქფილტრის გამოყენებით სელენის ვენტილურ ფოტოელემენტთან კომბინაციაში შეგვიძლია ისეთი სპექტრული გრძნობიერების მრუდი მივიღოთ, რომელიც თითქმის არ განსხვავდება თვალით ხედვის მრუდისაგან. 90-ე ნახ.-ზე *a*-თი გამოხატულია ფოტოელემენტის სპექტრული გრძნობიერების მრუდი, როცა ფოტოელემენტის წინ აღნიშნული შუქფილტრი გამოიყენება. იმავე ნახაზზე წარმოდგენილია წყვეტილი ხაზით *b* თვალით ხედვის მრუდი, რომელიც, როგორც ვრწმუნდებით, უმნიშვნელოდაა გადახრილი პირველი მრუდის მიმართ.

სელენის ფოტოელემენტის საერთო გრძნობიერება გამოიხატება 400 მილიამპერით ერთ ლუმენზე. ამზადებენ ისეთ გოგირდოვანი ვერცხლის ფოტო-




ნახ. 90.




ნახ. 91.

ელემენტებს, რომელთა გრძნობიერება სელენისას ათჯერ აღემატება, აღწევს რა 4000 მილიამპერს ლუმენზე.

ასეთი გოგირდ-ვერცხლის ვენტილური ფოტოელემენტის სპექტრული გრძნობიერების მრუდი გამოხატულია 91-ე ნახ.-ზე. მისთვის დამახასიათებელია მაღალი გრძნობიერება ახლო ინფრაწითელ უბანში. თუმცა, ასტროფიზიკურ დაკვირვებათა თვალსაზრისით ამას არა აქვს დიდი მნიშვნელობა, რადგანაც ვენტილური ფოტოელემენტები ვარსკვლავთ უშუალო დაკვირვებებისათვის არ იხმარება, რამდენადაც მათთვის არ ხერხდება გამაძლიერებლების (მაგალითად, ელექტრონული მილაკის) გამოყენება. ლაბორატორიულ ხელსაწყოებში კი, კერძოდ, მიკროფოტომეტრებში ისინი საუკეთესოდ გვემსახურებიან.

### § 87. სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი

აღვწეროთ ახლა *სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი* ანუ ხელსაწყო, რომელიც ფოტოეფექტის პრინციპზე მოქმედებს და ემსახურება ვარსკვლავთ გამოსხივების ინტენსივობის დაკვირვება-გაზომვას.

სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრის მთლიანი სისტემა გულისხმობს სამ ძირითად ნაწილს: 1) ოპტიკურ სქემას, რომელიც უზრუნველყოფს გამოსაკვლევი ანუ დასაკვირვებელი ობიექტის გამონასახის მიწოდებას შუქმგრძნობიერ ელემენტზე, 2) თვით სინათლის მიმღებს, რომელიც ამ შემთხვევაში ფოტოელემენტი, ფოტომამრავლებელი, ფოტოწინაღობა ან ვენტილური ფოტოელემენტია და 3) ფოტოდენის გამზომ მოწყობილობას.

შევნიშნოთ, რომ სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრებში, რომელთა კონსტრუქცია საბჭოთა კავშირში პირველად ვ. *ნიკონოვმა* დაამუშავა, ოპტიკური სქემის საფუძვლად გამოიყენება ე. წ. გამოსასვლელი გუგის ანუ

საოკულარო გუგის სქემა, რომელსაც ფაბრისეული სქემაც ეწოდება, ფრანგი ოპტიკოსის ფ ა ბ რ ი ს (Fabri) პატივსაცემად. მისი არსი და გამოყენების აზრი შემდგომში მდგომარეობს.

ფოტოელემენტის ზედაპირზე უშუალოდ ვარსკვლავის ფოკალური გამონასახი როდი მიიღება. ამის ნაცვლად მასზე გეგმილდება მკვეთავი ოპტიკური სისტემის (ანუ ტელესკოპის) შესასვლელი გუგის (ანუ რეფრაქტორის ობიექტივის ან რეფლექტორის მთავარი სარკის) გამონასახი.

ასეთი სქემა მით არის ხელსაყრელი, რომ თავიდან ავიცილებთ იმ სისტემატურ ცდომილებებს, რომლებიც შეიძლება გამოიწვიოს ფოტოელემენტის ზედაპირის გრძნობიერების ჩვეულებრივი არაერთგვაროვნობის პირობებში, მიყოლების არასიზუსტემ ან კიდევ ორი ობიექტის შედარებისას მათი გამონასახების მოთავსებამ ზედაპირის სხვადასხვა ნაწილზე. მართლაც, ასეთ სქემაში, რეაქციას განსაზღვრავს არა ვარსკვლავის გ ა მ ო ნ ა ს ა ხ ი, რომელიც სხვადასხვა შემთხვევაში (ან მიყოლების პროცესში) შეიძლება ფოტოელემენტის ზედაპირის სხვადასხვა ნაწილზე მოექცეს და ამიტომ, გრძნობიერების არათანაბრობის გამო, სხვადასხვა რეაქცია მოგვცეს. რეაქციას განსაზღვრავს მთელი სინათლის ნაკადი, რომელიც დიაფრაგმით ფოკალური სიბრტყის ყოველ წერტილში გაიელის, თანაბრად განაწილდება მთელ გამოსასვლელ გუგაში და, ამასთან დაკავშირებით, ფოტოელემენტის განათებაც მთლიანი იქნება. ასეთ პირობებში განათების მნიშვნელობა პროპორციული იქნება დიაფრაგმაში გამოსული სინათლის ნაკადის ინტეგრალური სიდიდისა. ეს გამორიცხავს ზემოთ აღნიშნული წყაროების ცდომილებათა ეფექტს.

მართალია, ატმოსფერული ტურბულენციით გამოწვეული ციმციმი ვარსკვლავებისა არღვევს განათებულობის თანაბრობასა და მუდმივობას. ამის შედეგად თავს იჩენს ფოტოდენის ფლუქტუაციები, რაც რამდენადმე ამცირებს გაზომვების საერთო სიზუსტეს, მაგრამ ამ ცდომილებებს შემთხვევითი ხასიათი აქვთ.

პრაქტიკულად შეუძლებელი ხდება ელექტროფოტომეტრის საერთო გრძნობიერების მკაცრი მუდმივობის დაცვა. ამ გარემოებას შეიძლება ადვილად შევურიგდეთ, როცა დაკვირვებებს დიფერენციული ხასიათი აქვს, როგორც, მაგალითად, როცა ცვალებად ვარსკვლავს ფოტომეტრიულად ვადარებთ შესადარ მუდმივ ვარსკვლავებს ან კიდევ, როცა ვეწევით კოლორიმეტრიულ დაკვირვებას ორი სხვადასხვა შუქფილტრის გამოყენებით, ე. ი. ვაკვირდებით ვარსკვლავს მიმდევრობით ერთ და მეორე შუქფილტრში და ვიღებთ გაზომილი სინათლის ნაკადების ფარდობას, რაც ვარსკვლავიერი სიდიდეების სხვაობით გამოიხატება. ასეთი ამოცანების გადაწყვეტისას დაკვირვებანი ისე შეგვიძლია მოვაწესრიგოთ მიმდევრობისა და განმეორების თვალსაზრისით, რომ გამოირიცხოს ხელსაწყოს გრძნობიერების სისტემატური ცვლილების ეფექტი.

მაგრამ, ხშირად საქმე გვაქვს ისეთ ამოცანებთან (მაგალითად, ატმოსფეროს გაელენისაგან განთავისუფლებული ვარსკვლავიერი სიდიდეების კატალოგის შედგენისას), რომლებიც აუცილებლად მოითხოვს ხელსაწყოს ფოტომეტრიული გრძნობიერების მკაცრ მუდმივობას. ასეთ შემთხვევებში საჭირო ხდება ე. წ. ფოტომეტრიული სტანდარტის ანუ ხელოვნური შესადარი ვარსკვლავის გამოყენება. ასეთ სტანდარტად იხმარება ესა თუ ის თვითმნათი რადიაქტიური საღებავი ნაერთი. უკანასკნელს უწოდებენ მუდმივი მოქმედების ლუმინოფორს. ეს შეიძლება იყოს, მაგალითად, თუთია-სულფიდის ფოსფორი, რომელშიც შერეულია მისი აღმგზნები რადიაქტიური ნივთიერება. ასეთ სტანდარტს, რომელიც

ან ლითონის ბრტყელ ფირფიტაზეა მოთავსებული, ან ორი ბრტყელი მინის შუა არის მოქცეული კარგი მუდმივობა ახასიათებს. მისი სიკაშკაშე კი, ჩვეულებრივ, არაა დიდი. ფოტომეტრიულ სტანდარტად ჩვეულებრივი ვარვარის ნათურაც გამოდგებოდა, თუ მის სინათლეს საკმარისად შევამცირებდით. მაგრამ ნათურის ვარვარის მუდმივობის დაცვას და მის კონტროლს დამატებითი სიძნელეები შემოაქვს, რის გამოც ეს საშუალება უფრო ნაკლებად მოხერხებულია.

ამჟამად ხმარებაში ფართოდ შემოდის ჩერენკოვის (П. А. Черенков) ეფექტზე დამყარებული სტანდარტი, მისი ხანგრძლივად დიდი სტაბილობის გამო.

ფოტომეტრიული სტანდარტის პრაქტიკული გამოყენება შემდგომ მსჯელობას ემყარება. ვთქვათ, $\Phi_*$ და $\Phi_s$, $m_*$ და $m_s$, $n_*$ და $n_s$ წარმოადგენენ სინათლის ნაკადებს, რომლებიც ვარსკვლავიდან და სტანდარტიდან მომდინარეობენ, ვარსკვლავის და სტანდარტის შესაბამ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს და გალვანომეტრის შესაბამ ანათვლებს, რომლებიც სინათლის ნაკადების პროპორციულია.

ცხადია, რომ ვარსკვლავისა და სტანდარტის ვარსკვლავიერი სიდიდეების სხვაობა ასე დაიწერება:

$$\Delta m_{*,s}=m_*-m_s=-2.5\lg\frac{\Phi_*}{\Phi_s}=-2.5\lg\frac{n_*}{n_s}\cdot$$

აქედან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ $n_*$ და $n_s$ ანათვლების პროპორციული გადიდება ან შემცირება არ შეცვლის $\Delta m_{*s}$ სხვაობას. $n_*$ და $n_s$-ის გადიდება (ან შემცირება) შეიძლება გამოიწვიოს აპარატურის გრძნობიერების შეცვლამ. მაშასადამე, $\Delta m_{*s}$ სხვაობა არ ყოფილა დამოკიდებული ელექტროფოტომეტრის გრძნობიერებაზე. მაგრამ, თუ ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდის უშუალო განსაზღვრის ნაცვლად, განვსაზღვრავთ $\Delta m_{*s}$ სხვაობას. ეს საქმეს მაინცდამაინც არ გაართულებს. ეს იგივეა, რაც ის, რომ განვსაზღვროთ ვარსკვლავიერი სიდიდე, რომელიც ჭეშმარიტისაგან განსხვავდება ერთგვარი მუდმივით, რომლის სიდიდე სტანდარტის ვარსკვლავიერი სიდიდით გამოიხატება. თუ სტანდარტის ვარსკვლავიერ სიდიდეს ცალკე განვსაზღვრავთ, ეს ნიშნავს ვარსკვლავიერი სიდიდეების სკალის ნულ-პუნქტის დადგენას.

ახლა მოვიტანოთ სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრის დაწვრილებითი აღწერა. ქვემოთ აღწერილი იქნება სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი, რომელიც გამოიყენება აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში[1]. სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრის მკვებავ ტელესკოპად გამოყენებულია АЗТ—14 А რეფლექტორი, 48 სმ დიამეტრით და კასეგრენის ფოკუსით. უკანასკნელის ეკვივალენტური სიგრძე 771.5 სანტიმეტრია.

ტელესკოპიდან თვით ელექტროფოტომეტრზე გადამყვანი მექანიკურ-ოპტიკური ნაწილი მიდგმული და მორგებულია ისეთნაირად, რომ ოპტიკური ღერძები ტელესკოპისა და გადასასვლელი ნაწილისა ერთიმეორეს თანხვდეს.

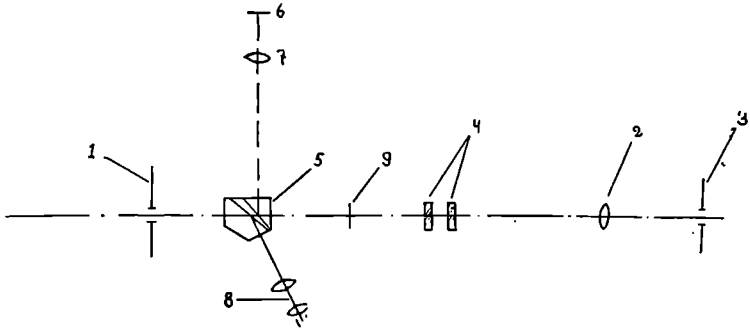
გადასასვლელ ნაწილში მოთავსებულია ფოტომეტრის ოპტიკა, რომლის გამარტივებული პრინციპული სქემა მოცემულია 92-ე ნახ.-ზე.

ტელესკოპის ფოკალურ სიბრტყეში მოთავსებულია მბრუნავი დისკო — 1, ხუთი სხვადასხვა დიამეტრის მქონე ხვრელით (დიაფრაგმებით); დიაფრაგმების

---

[1] ელექტროფოტომეტრის აღწერა ეკუთვნის აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის მეცნიერ თანამშრომელს ი. ჭუმსიშვილს.

დიამეტრებია 0.2, 0.5, 1, 2 და 5 მმ, რაც АЗТ—14 ტელესკოპისათვის (მასშტაბი 26.7″/მმ), კუთხოვან ზომებში გვაძლევს 5″·3, 13″·4, 26″·7, 53″·4 და 2′13″. 5 შესაბამისად. დიაფრაგმის დანიშნულებაა შემოისაზღვროს ცის გასაზომი უბანი. დიაფრაგმის სიდიდე შეირჩევა ამოცანის ხასიათისა და შესასწავლი ობიექტის ზომის მიხედვით. მაგალითად, პირველი დიაფრაგმა იხმარება მთვარის ან პლანეტების დეტალთა შესასწავლად, მესამე კი — ვარსკვლავებისათვის. პირველ შემთხვევაში დიაფრაგმის ზომას განსაზღვრავს დეტალის სიდიდე. ვარსკვლავის შემთხვევაში კი, დიაფრაგმის ოპტიმალურ ზომას განსაზღვრავს




ნახ 92.

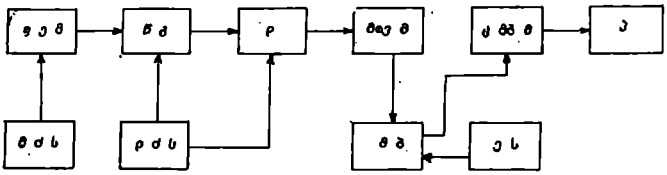
ის, რომ ვარსკვლავის ირგვლივ ცის ფონის რაც შეიძლება იმდენად მცირე არე გვქონდეს, რომ მკრთალი ვარსკვლავების დაკვირვების დროს ცის ფონის სიკაშკაშის წილი ძალიან მცირე იყოს და ამავე დროს ვარსკვლავის ცოტად თუ ბევრად ცუდი მიყოლებისას ვარსკვლავი დიაფრაგმიდან არ გამოვიდეს.

სხივი, გამავალი ერთ-ერთ დიაფრაგმაში, ხვდება ველის ანუ ფაბრის ლინზას — 2, რომელიც ფოტოელექტრომამრავლებლის კათოდზე — 3 აგებს მკვეთბავი ტელესკოპის შემავალი ხვრელის გამოსახულებას, რითაც ხორციელდება ფაბრის, ან როგორც ხშირად უწოდებენ, გამოსავალი გუგის ოპტიკური სქემა. დიაფრაგმასა და ფაბრის ლინზას შორის მოთავსებულია ორი მბრუნავი დისკო — 4, თითოეული 6 ხვრელით, 1 და 7 ხვრელი თავისუფალია, დანარჩენ ათ ხვრელში შესაძლებელია მოვათავსოთ შუქფილტრების სხვადასხვა კომბინაცია, კერძოდ განვახორციელოთ U, B, V ფოტომეტრიული სისტემა ან სტრემგრენის (Stromgren) ფოტომეტრიული სისტემა (იხ. ქვემოთ § 92 და § 93) და სხვა. ბლოკ-პრიზმის 5 ოპტიკურ გზაში შეყვანით ფოტომეტრიული სტანდარტიდან წამოსული სინათლის ნაკადი ლინზების 7 და 2-ის საშუალებით ეცემა ფოტოელექტრომამრავლებლის ფოტომგრძნობიარე ზედაპირს და იზომება ფოტომეტრიული სტანდარტი. ერთდროულად ამავე ბლოკ-პრიზმით და საკონტროლო მილის (8) საშუალებით ვხედავთ დიაფრაგმას და, მაშასადამე, — დიაფრაგმის ცენტრში ვარსკვლავის ფოკალურ გამოსახულებას. ბლოკ-პრიზმის შემდეგ ოპტიკურ გზაზე დგას მექანიკური საკეტი, რომლის დანიშნულებაა საჭიროების მიხედვით ჩაკეტოს ან გააღაროს სინათლის ნაკადი. გადასასვლელ ნაწილზე მიმაგრებულია ფოტომეტრის მიმღების კორპუსი, რომელშიც მოთავსებულია ფოტოელექტრომამრავლებელი ძაბვის დამყოფით და წინასწარი გამა-

ბლიერებლით. გაძლიერებული ფოტოდენი კოაქსიალური კაბელის მეშვეობით მიემართება მარეგისტრირებელ მოწყობილობაში.

ფოტოელექტრომამრავლებლის დენის გაზომვა რამდენიმე მეთოდითაა შესაძლებელი. ასეთებია: მუდმივი დენის გაძლიერების მეთოდი, ინტეგრირების მეთოდი და ფოტონთა თვლის მეთოდი. აქ ჩვენ აღვნიშნავთ ამ მეთოდების მხოლოდ ძირითად ნაკლსა და უპირატესობებს.

მუდმივი დენის გაძლიერების მეთოდი იძლევა მყისა ფოტოდენს, რაც საშუალებას გვაძლევს ვიმსჯელოთ ატმოსფეროს მდგომარეობაზე და საჭიროების შემთხვევაში უკუვაგდოთ უვარგისი დაკვირვებები. ეს მეთოდი უბადლოა ვარსკვლავის სიკაშკაშის უწყვეტი დაკვირვებისათვის, მაგალითად, ანთებადი ვარსკვლავების სიკაშკაშის დეტალური შესწავლისას. სამაგიეროდ, ამ მეთოდით მიღებული შედეგების დამუშავებაში შედის სუბიექტური ელემენტი, როდესაც რეგისტროგრამაზე გვიხდება ანათვლების გასაშუალება. გარდა ამისა, მკრთალი ვარსკვლავების შემთხვევაში, როცა სიგნალი მცირედ განსხვავდება ხმაურისაგან, გაზომვები იმდენად გაძნელებულია, რომ თითქმის შეუძლებელია სარწმუნო შედეგის მიღება. ამ უკანასკნელი ნაკლისაგან თავისუფალია ინტეგრირების მეთოდი. სუსტი ობიექტების ხანგრძლივი ექსპოზიცია იძლევა საკმარისად სარწმუნო შედეგს, მაგრამ სამაგიეროდ დაკვირვება წარმოებს „ბრმად" და არა გვაქვს საშუალება შევაფასოთ ცის ავკარგიანობა; აგრეთვე, არა გვაქვს საშუალება ვიმსჯელოთ, თუ ექსპოზიციის განმავლობაში როგორ იცვლებოდა ვარსკვლავის სიკაშკაშე. ფოტონთა თვლის მეთოდი კარგია სუსტი ობიექტების დასაკვირვებლად და უვარგისია კაშკაშა ობიექტებისათვის, რადგან, რაც უფრო კაშკაშაა ობიექტი, მით უფრო დიდია იმპულსების რაოდენობა, იმპულსები ერთიმეორეს ედება და მთვლელი ვერ ასწრებს მათ დათვლას. ამის გამო ირღვევა სწორხაზოვნობა სიკაშკაშესა და რეგისტრირებულ იმპულსებს შორის. მაგალითისათვის მოვიტანოთ ერთარხიანი ელექტროფოტომეტრის ბლოკ-სქემა, დამყარებული ფოტონთა თვლის მეთოდზე, განხორციელებული აბასთუმნის




ნახ. 93.

ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 480 მმ რეფლექტორზე. ბლოკ-სქემა მოცემულია 93-ე ნახ.-ზე.

მიმღებად გამოყენებულია ფოტოელექტრომამრავლებელი ФЭУ-79 (ფემ) გაცივების გარეშე. ფოტოელექტრომამრავლებლიდან სიგნალი მიემართება წინასწარ გამაძლიერებელში (წგ). გაძლიერებული იმპულსები ხვდება დისკრიმინატორში (დ). ფემ იკვებება მაღალი ძაბვის სტაბილიზატორით (მძს), წინასწარ გამაძლიერებელი და დისკრიმინატორი კი დაბალი ძაბვის სტაბილიზატორით (დძს). დისკრიმინატორიდან იმპულსები მიემართება მთვლელ მოწყობილობაში (მთვ მ), მთვლელად გამოყენებულია ЧЗ—12, მთვლელიდან სიგნალი მიემართება მართვის ბლოკში (მ ბ), მართვის ბლოკში შედის აგრეთვე სიგნალი ელექ-

ტროსაათიდან (ეს), საიდანაც ორივე სიგნალი მიდის როგორც ციფრულ მბეჭდავ მოწყობილობაში (ц мв м), ისე პერფორატორში (3). ციფრულ მბეჭდავ მოწყობილობად და პერფორატორად გამოყენებულია Optima — 527.

Ч3—12 მთვლელში განხორციელებულია ექსპოზიციები 1 მილი სეკუნდიდან $10^5$ მილი სეკუნდამდე, ექსპოზიციები 10-ის ჯერადია. სამუშაო ექსპოზიციებად აღებულია 1, 10 და 100 სეკუნდი. 10 სეკუნდიანი ექსპოზიციით ერთი ციკლის (შესადარი ვარსკვლავი — ცვალებადი ვარსკვლავი — შესადარი ვარსკვლავი) დაკვირვება სამ შუქფილტრში ცის ფონთან ერთად იკავებს 5—6 წუთს.

აღწერილი ელექტროფოტომეტრის 480 მმ რეფლექტორთან კომბინაციაში შესაძლებელია 1% სიზუსტით განხორციელდეს დაკვირვება მეშვიდე ვარსკვლავიერი სიდიდიდან 12.5 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე.

მიღებული დაკვირვებები, ციფრული მონაცემების ან პერფოლენტის სახით, სპეციალური პროგრამის მიხედვით მუშავდება ელექტროგამოსათვლელი მანქანის „ნაირი 2"-ის საშუალებით.

ელექტროფოტომეტრით გაზომილ გადახრათა დამუშავება, გამოსაკვლევი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდის გამოთვლის მიზნით, მარტივად ხდება და ემყარება ფორმულას, რომელიც ზემოთ გამოვიყვანეთ. ამ ფორმულის ორჯერ გამოყენება, — ერთხელ, შესადარი ვარსკვლავისა და ფოტომეტრიული სტანდარტის მიმართ, ხოლო მეორედ — გამოსაკვლევი (მაგალითად, ცვალებადი ვარსკვლავის) და შესადარი ვარსკვლავის მიმართ, დაგვაწერინებს შემდეგს:

$$m_* - m_з = -2.5 \lg \frac{n_*}{n_з},$$

$$m_v - m_* = -2.5 \lg \frac{n_v}{n_*}.$$

აქ $m_v$ წარმოადგენს გამოსაკვლევი (მაგალითად, ცვალებადი) ვარსკვლავის ვარსკვლავიერ სიდიდეს და $n_v$ — გალვანომეტრის ანათვალს, როცა ფოტოელემენტზე ამ გამოსაკვლევი ვარსკვლავის სინათლე ეცემა. უნდა ვიგულისხმოთ კიდევ ის, რომ ეს ანათვალი, ისევე როგორც $n_*$, შესწორებულია ცის ფონზე. სხვა სიტყვებით, აქ $n_*$ და $n_v$ უბრალოდ იმ ანათვლებს კი არ წარმოადგენენ, რომლებსაც გალვანომეტრი გვიჩვენებს, როდესაც ფოტოელემენტზე ეცემა შესადარი და ცვალებადი ვარსკვლავების სინათლე, შესაბამისად, არამედ თითოეული ამ ანათვლის აღებისას ჩვენ ავთვლით, აგრეთვე, გალვანომეტრის ისრის გადახრას, რომელიც შეესაბამება ვარსკვლავის ახლო აღებულ ცის ფონის სინათლეს. ანათვლის მნიშვნელობა ფონზე უნდა გამოაკლდეს ანათვლის მნიშვნელობას ვარსკვლავზე და ასე შესწორებული $n_*$ და $n_v$ უნდა იქნენ გამოყენებული ზემოთ მოტანილ ფორმულებში.

სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი, გამოყენების წინ, უნდა იქნეს გამოცდილი და გამოკვლეული. კერძოდ, საჭიროა განისაზღვროს მისი სპექტრული გრძნობიერება; ამასთანავე, გაირკვეს საკითხი იმის შესახებ, თუ რამდენად დაცულია მოცემულ ელექტროფოტომეტრში ფოტოდენის პროპორციულობა სინათლის ნაკადთან.

ზემოთ აღწერილი ტიპის სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი იძლევა საშუალებას განისაზღვროს ვარსკვლავთ ვარსკვლავიერი სიდიდეები $\pm 0.005^m$.

სიზუსტით. მაგრამ, იმისათვის, რომ ეს სიზუსტე ნამდვილად იქნეს მიღწეული. საჭირო ხდება ატმოსფერული შესუსტების ერთობ საგულდაგულო აღრიცხვა იმდენად ზუსტად, რომ ამ აღრიცხვის შემდეგ ნარჩენმა ცდომილებამ ზომაზე მეტად არ შეამციროს თავისთავად ელექტროფოტომეტრიული გაზომვებით უზრუნველყოფილი სიზუსტე; ამავე დროს, მუდმივად უნდა ვეწეოდეთ მთელი აპარატურის საერთო და, განსაკუთრებით, სპექტრული გრძნობიერების უცვლელობის კონტროლს. თუ გარკვეული პერიოდის მანძილზე იცვლება, მაგალითად, ელექტროფოტომეტრის სპექტრული გრძნობიერების მრუდის მაქსიმუმი ანე მისი ეფექტური ტალღის სიგრძე, მაშინ ამ პერიოდის სხვადასხვა მომენტში მიღებული დაკვირვებანი და განსაზღვრები, მკაცრად რომ მივუდგეთ, არ იქნება ურთიერთშედარებადი და, ყოველ შემთხვევაში, ვერ გამოვიყენებთ მათ, თუ არ ჩავატარებთ სპეციალურ გამოკვლევას და რედუქციებს.

სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი, რომელშიც ჩვეულებრივი ფოტოელემენტის ნაცვლად ფოტომამრავლებელი გამოიყენება, თითქმის არაფრით არ განსხვავდება პრინციპულ კონსტრუქციაში აქ აღწერილი ელექტროფოტომეტრისაგან. უპირატესობა კი ფოტომამრავლებლისა საგრძნობია. ჯერ ერთი, იგი ზრდის შეღწევადობას ერთი-ორი ან მეტი ვარსკვლავიერი სიდიდით. გარდა ამისა, ამ შემთხვევაში ნაკლებია გარე მოვლენებით გამოწვეული ხელშეშლა და რყევები. საერთოდაც უფრო მარტივია ფოტომამრავლებლიანი ელექტროფოტომეტრის კონსტრუქცია, თუნდაც იმის გამო, რომ იგი არ საჭიროებს მაღალგრძნობიერ გამაძლიერებელს, ვაკუუმიან კორპუსს და სხვ.

დაკვირვება-გაზომვის და დამუშავების მეთოდიკა და ტექნიკა არ განსხვავდება იმისაგან, რაც ჩვეულებრივი ელექტროფოტომეტრის შემთხვევაში იხმარება.

თანამედროვე ფოტომამრავლებლების შეღწევადობა, 100-სანტიმეტრიან რეფლექტორთან კომბინაციაში, მე-14 ან მე-15 ვარსკვლავიერი სიდიდით ხასიათდება. მაგრამ, ამ საზღვრის კიდევ უფრო მეტად გადიდება შესაძლებელია. თუ, მაგალითად, გაცივების მეთოდს მივმართავთ, თერმოიონური ემისიის დასახშობად, ან კიდევ, თუ წავალთ გამაძლიერებელი აპარატურის შემდგომი გაუმჯობესების გზით. თვით ფოტომამრავლებლების დამზადების ტექნოლოგიაში და მათ კონსტრუქციაში ჯერ კიდევ არაა ამოწურული ყველა შესაძლებლობა.

ელექტროფოტომეტრები ფოტოწინაღობებით უფრო იშვიათად გვხვდება ასტრონომიული დაკვირვების პრაქტიკაში. მათ შემთხვევებშიც გამოიყენება გამაძლიერებლები და ასეთი კომბინაცია კარგ შედეგებს იძლევა აპარატურის შეღწევადობისა და სინათლის მცირე ნაკადების რეგისტრაციის განხორციელების თვალსაზრისით.

ზემოთ მოტანილი დამოკიდებულება, რომელიც შეგვიძლია ასე გადაეწეროთ

$$\Delta m = m_2 - m_1 = -2.5 \lg \frac{n_2}{n_1},$$

საშუალებას იძლევა ორი ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდეების შედარება დავიყვანოთ მათ მიერ წარმოქმნილი ფოტოდენების შედარებაზე. გაზომვის მეტი სიზუსტის უზრუნველსაყოფად ამ ფორმულას იყენებენ გასაზომი ვარსკვლავის ნაკადის რადიაქტიური ლუმინოფორის ნაკადთან შესადარებლად. ლუმინოფორის შესაბამ ვარსკვლავიერ სიდიდეს ნულად მიიღებენ და ყველა სხვა, აღებული ღამის განმავლობაში გაზომილი ვარსკვლავის სიკაშკაშეს ამ ნულ-პუნქტს უკავშირებენ. თუ ფოტომამრავლებლის გრძნობიერება რაიმე მიზეზის გამო

შეიცვალა ან მოხდა სხვა რამ ცვლილება აპარატურაში, ეს ერთნაირად იმოქმედებს როგორც ვარსკვლავის, ისე ლუმინოფორის გაზომვის შედეგებზე. რაც გამორიცხავს ზედმეტ ცდომილებას.

## § 88. ზოგადი შენიშვნები ფოტოელექტრული მეთოდის გამოყენებისა და სიზუსტის შესახებ

ასტრონომიაში ფოტოელექტრული მეთოდი ძირითადად ემსახურება ცის მნათობთა გამოსხივების (სინათლის) რეგისტრაციას და გაზომვას. ელექტროფოტომეტრი, როგორც უკვე დავრწმუნდით, არის ხელსაწყო, რომელშიც სხივური ენერგიის გაზომვა მიიყვანება ელექტროსიდიდეების, მაგალითად, დენის ძალის, ძაბვის ან ელექტროწინაღობის გაზომვამდე. სხივური ენერგიის გაზომვის ასეთი მეთოდი უზრუნველყოფს, ჯერ ერთი, გაზომვის შედეგის სრულ ობიექტურობას (ე. ი. გამორიცხავს გაზომვაში რაიმე საგრძნობი სუბიექტური ცდომილების ელემენტის შეტანის შესაძლებლობას) და, მეორეც, — იძლევა გაზომვის მაღალ სიზუსტეს, რამდენადაც ელექტრული სიდიდეები, საერთოდ, დიდი სიზუსტით გაიზომება. სწორედ ეს ორი თვისება — ობიექტურობა და მაღალი სიზუსტე — წარმოადგენს ფოტოელექტრული მეთოდის მთავარ უპირატესობებს. მაგრამ, ფოტოგრაფიული მეთოდიც ობიექტურია. სამაგიეროდ, მისი სიზუსტე, შედარებით ფოტოელექტრულთან, შესამჩნევად ნაკლებია. მაშასადამე, ფოტოელექტრული მეთოდის უმთავრეს უპირატესობას მაინც სიზუსტის მაღალი დონე წარმოადგენს.

ეს სიზუსტე განისაზღვრება ვარსკვლავიერი სიდიდის მეათასედი ნაწილებით. საშუალოდ, შეიძლება ჩაითვალოს, რომ იგი ეტოლება $\pm 0.^{m}005$. მაგრამ, სიზუსტე კლებულობს ერთობ მკრთალი ვარსკვლავების დაკვირვებაზე გადასვლისას. ეს გასაგებიცაა: მაშინ მატულობს აპარატურის ხელის შემშლელ მოვლენათა (სიბნელის დენები და სხვ.) შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ ი ეფექტი. ეს ერთგვარად დაკავშირებულია ელექტროფოტომეტრიული აპარატურის შეღწევადობის საზღვართანაც. ეს საზღვარი მით უფრო დაბლა უნდა მივიჩნიოთ, რაც უფრო მეტ სიზუსტეს მოვითხოვთ დაკვირვებაში.

სხვა უპირატესობანიც გააჩნია ფოტოელექტრულ მეთოდს; მაგალითად, ფოტომეტრიული სისტემის უფრო მაღალი სტაბილობა, ვიდრე ადგილი აქვს ვიზუალური და ფოტოგრაფიული დაკვირვებების შემთხვევებში.

მართლაც, ვიზუალურ დაკვირვებებში, სადაც სინათლის მიმღებს ადამიანის თვალი წარმოადგენს, ფოტომეტრიული სისტემა ცვალებადობს იმდენად, რამდენადაც თვალის საერთო და, მეტადრე, სპექტრული გრძნობიერება ცვალებადობს იმის მიხედვით, თუ რა პირობებშია მოთავსებული თვალი, უშუალოდ დაკვირვების წინ და დაკვირვების წუთებში ან როგორი სიკაშკაშისაა თვითონ გამოსაკვლევი ობიექტი. ფოტოგრაფიული დაკვირვების შემთხვევაში, ჩვენ ვსარგებლობთ სხვადასხვა ფოტოფირფიტით, თუნდაც ერთი და იმავე ტიპისა, მაგრამ მაინც სხვადასხვა კოლოფიდან და სხვადასხვა პარტიიდან აღებული ფირფიტებით, რაც ვერ უზრუნველყოფს ფოტომეტრიული სისტემის საკმარისად დამაკმაყოფილებელს ან, ყოველ შემთხვევაში, ისეთ მაღალ სტაბილობას, როგორიც ფოტოელექტრულ დაკვირვებებში გვაქვს, სადაც წლების განმავლობაში შეგვიძლია ვაწარმოოთ დაკვირვებები ერთ და იმავე აპარატურით. მართალია, ზოგჯერ ელექტროფოტომეტრიც ამჟღავნებს სპექტრული

გრძნობიერების ცვლილებას. მაგრამ ამ ცვლილებას ყოველთვის უნდა ეაკანტროლებდეთ და ყოველთვის შედარებით ადვილად უნდა ვახერხებდეთ ხანგრძლივად წარმოებული ფოტოელექტრული დაკვირვებების ერთიან ფოტომეტრიულ სისტემაზე მიყვანას ანუ, როგორც ამბობენ, რედუქციას.

ფოტოელექტრული მეთოდი იმითაც არის მოხერხებული, რომ მისგან მიღებული დაკვირვებითი შედეგების დამუშავება იოლია. ეს გამოწვეულია, უმთავრესად, ჩვენ ზიერ თავის დროზე აღნიშნული კანონზომიერებით, რომელიც ფოტოდენის გასაზომი სინათლის ნაკადის პროპორციულობაში მდგომარეობს. ეს კანონზომიერება, უმთავრესად, იმ ფოტოელემენტებზე ვრცელდება, რომლებიც მოქმედებენ გარე ფოტოეფექტის პრინციპით. ამ შემთხვევაშიც შეიძლება ადგილი ჰქონდეს მის დარღვევას, რის გამოც ყოველთვის, ელექტროფოტომეტრის ხმარებისას. საჭიროა შემოწმება იმისა, თუ როგორ არის დაცული ეს კანონზომიერება მოცემულ ფოტოელექტრულ აპარატურაში.

ბუნებრივია, რომ ელექტროფოტომეტრიული მეთოდი უნაკლოც არ არის. სადღეისოდ მის მთავარ სუსტ მხარეს ის წარმოადგენს, რომ, ჯერ ერთი, მისი შეღწევადობა გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე, მაგალითად, ფოტოგრაფიული მეთოდის, რომელშიც სინათლის დაგროვების საშუალება შესაძლებელს ხდის მივიღოთ ერთობ მკრთალი ობიექტების ფოტოგამონასახები. მეორე ნაკლოვანება ისაა, რომ ყოველი ფოტოელექტრული დაკვირვება ცალკეულ, ინდივიდუალურ ვარსკვლავს შეეხება (ისე, როგორც, მაგალითად, დაკვირვება ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით) და არ ხერხდება ერთდროული მასობრივი ფოტოელექტრული დაკვირვება მრავალი ვარსკვლავისა, საწინააღმდეგოდ ფოტოგრაფიული მეთოდისა, სადაც ერთ ფირფიტაზე ერთდროულად შეგვიძლია მივიღოთ და გამოვიკვლიოთ ვარსკვლავთ გამონასახების მთელი სიმრავლე.

უნდა შევნიშნოთ ისიც, რომ სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი თავისი გამაძლიერებელი სისტემითურთ საკმარისად რთულ ფიზიკურ ხელსაწყოს წარმოადგენს და ფოტოელექტრული დაკვირვება ტექნიკურად უფრო რთულია, ვიდრე ვიზუალური ან ფოტოგრაფიული.

ასეა თუ ისე, ასტროფიზიკური დაკვირვების ფოტოელექტრული მეთოდი უბადლო საშუალებას წარმოადგენს იმ ამოცანების გადასაწყვეტად, რომლებიც მოითხოვს, მაგალითად, შედარებით კაშკაშა მნათობის გამოსხივების ინტენსივობის ზუსტ განსაზღვრას. ასეთ ამოცანებს შორის არის, მაგალითად, ბნელებადი ცვალებადი ვარსკვლავების სიკაშკაშის ცვლილებების შესწავლა, ცვალებადთა სიკაშკაშის მრუდებში მცირე ცვლილებების ანუ ძნელად შესამჩნევი მეორადი ეფექტების აღმოჩენა, მცირე ამპლიტუდის მქონე ცვალებად ვარსკვლავთა გამოკვლევა და სხვა.

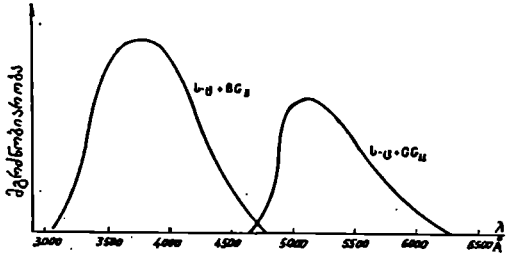
ფოტოელექტრული მეთოდი მაშინაც ეფექტურია, როცა საჭიროა ისეთი ობიექტების ინტეგრალური ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრა, რომელთაც ახასიათებს რთული ფოტომეტრიული აგებულება, მაგალითად, — მზის კორონის, კომეტების, ირმის ნახტომის ცალკეული უბნების, გარეგალაქტიკური ნისლეულებისა და სხვ. მართლაც, ასეთ შემთხვევებში, ვისარგებლებთ რა საოკულარო გუგის ოპტიკური ანუ ფაბრისეული სქემით (იხ. ზემოთ), შეგვიძლია განსახილველი ობიექტის მთელი ანუ საერთო სინათლე მივმართოთ ფოტოელემენტზე, თუნდაც მისი გამონასახის სტრუქტურის დარღვევით, და სათანადოდ გავზომოთ იგი. ფოტოგრაფიული დაკვირვების შემთხვევაში კი დაგვჭირდებოდა ზედაპირული ფოტომეტრიის გამოყენების რთული გზით წასვლა.

თუმცა საერთოდ ფოტოელექტრული დაკვირვება და გაზომვა კაშკაშა ან

შედარებით კაშკაშა ობიექტებზე გამოიყენება, მაინც განათებულობის სიდიდეები ანუ სინათლის ნაკადების სიმძლავრეები, რომლებიც გვხვდება ასტროფიზიკური დაკვირვების პრაქტიკაში, საკმარისად ფართო დიაპაზონში მდებარეობს. ასე, მაგალითად, თუ ტელესკოპის ობიექტივის ან მთავარი სარკის დიამეტრი 50 სანტიმეტრია, მაშინ მე-2 ვარსკვლავიერი სიდიდის ბნათობისაგან მოძდინარე გამოსხივების სინათლის ნაკადი, რომელიც ფოტოელემენტზე მოდის, დაახლოებით $10^{-8}$ ლუმენია, ხოლო მე-12 ვარსკვლავიერი სიდიდის მნათობისა — $10^{-12}$ ლუმენი, ე. ი. 10 000-ჯერ ნაკლები. თუ ტელესკოპის აპერტურა 100 სანტიმეტრია, მაშინ შესაბამისად გვაქვს $10^{-7}$ და $10^{-11}$ ლუმენი.

აღნიშნულ სინათლის ნაკადებს შეესაბამება, საშუალო გრძნობიერების ფოტოელემენტისათვის, ფოტოდენები $10^{-10}$—$10^{-15}$ ამპერი სიძლიერით. რამდენადაც ამჟამად ხმარებული სარკიანი გალვანომეტრების გრძნობიერების საზღვარი, დაახლოებით, $10^{-11}$ ამპერია ერთ დანაყოფზე, გასაზომი დენის წინასწარი გაძლიერება აუცილებელია.

რამდენადაც ზუსტია და ეფექტური ფოტოელექტრული მეთოდი ცის მნათობთა ფოტომეტრიისათვის, ე. ი. ვარსკვლავიერი სიდიდეების გამოსაყვანად, იმდენადვე შედეგიანია მისი გამოყენება კოლორიმეტრიის მიზნებისათვის, ე. ი. მნათობების ფერის მაჩვენებელთა (კოლორ-ინდექსების) გამოსათვლელად. მართლაც, ეს უკანასკნელი ამოცანა მოითხოვს მნათობის ვარსკვლავიერი სიდიდეების განსაზღვრას ორ სხვადასხვა სპექტრულ უბანში ანუ ორ სხვადასხვა ფოტომეტრიულ სისტემაში. ამის საშუალებას გვაძლევს შუქფილტრების გამოყენება ფოტოელემენტებთან კომბინაციაში. დაუხედოთ 94-ე ნახ.-ს. აქ აბსცისთა




ნახ. 94.

ღერძზე გადაზომილია ტალღის სიგრძეები ანგსტრემებში, ხოლო ორდინატთა ღერძზე — შეფარდებითი სპექტრული გრძნობიერება.

ნახაზზე წარმოდგენილია გრძნობიერების ორი მრუდი. პირველი (მარცხენა) შეესაბამება სურმა-ცეზიუმის ფოტოელემენტს შ ო ტ ი ს (Schott) ფირმის $BG_3$-მარკის შუქფილტრთან ერთად. როგორც ვხედავთ, ასეთ კომბინაციაში სინათლის მიმღები აღიქვამს მხოლოდ იმ გამოსხივებას, რომელიც მოქცეულია 3100 და 4600 ანგსტრემებს შორის. ეს დაახლოებით ე. წ. „ფოტოგრაფიული გამოსხივებაა“ ანუ სპექტრის ფოტოგრაფიული უბანია, — ეფექტური ტალღის სიგრძით 4000 ანგსტრემის მახლობლობაში. ამ კომბინაციაში შეგვიძლია ფოტოელექტრულად განვსაზღვროთ ვარსკვლავის „ფოტოგრაფიული ვარსკვლავიერი სიდიდე“.

მეორე (მარჯვენა) მრუდი შეესაბამება იმავე სურმა-ცეზიუმის ფოტოელემენტს, გამოყენებულს ახლა $GG_{11}$-მარკის შუქფილტრთან. ასეთ კომბინაციაში სინათლის მიმღებზე მხოლოდ 4800 და 6000 ანგსტრემს შორის მოქცეული გა-

მოსხივება მოდის. აქ ეფექტური ტალღის სიგრძე 5000 ანგსტრემზე რამდენადმე მეტია და ეს შეესაბამება ვიზუალურ გრძნობიერებას. მაშასადამე, ამნაირ კომბინაციაში შეგვიძლია ფოტოელექტრულად განვსაზღვროთ ვარსკვლავის „ფოტოვიზუალური ვარსკვლავიერი სიდიდე". ამ ორ ფოტომეტრიულ სისტემაში მიღებული სდიდეების მნიშვნელობათა სხვაობა წარმოადგენს ფ ე რ ი ს მ ა ჩ ვ ე ნ ებ ელ ს, რომელიც ამ შემთხვევაში ფოტოელექტრულადაა განსაზღვრული.

ფერის მაჩვენებელთა ამნაირად განსაზღვრას უწოდებენ ე ლ ე ქ ტ რ ო კ ო ლ ო რ ი მ ე ტ რ ი ა ს.

გამოვსაზოთ ფოტოელექტრული ფერის მაჩვენებელი მკაცრი ფორმულით.

S იყოს ელექტროფოტომეტრის გამაძლიერებლის გრძნობიერება, გამოხატული დანაყოფებით ამპერზე; $p(\lambda, z, t)$ — დედამიწის ატმოსფეროს გამტარობა (გამჭვირვალობა) ზენიტურ მანძილზე ($z$), დაკვირვების მომენტში ($t$); $\Sigma(\lambda)$ — მთელი აპარატურის სპექტრული გრძნობიერება, $E(\lambda)$ — გამოსაკვლევი მნათობის (ვარსკვლავის) გამოსხივების ენერგიის სპექტრული განაწილება.

მაშინ გალვანომეტრის გადახრა, გამოწვეული მნათობის სინათლის დაცემით ფოტოელემენტზე, გამოიხატება ასე:

$$n = S \int_{\lambda_0}^{\lambda} p(\lambda, z, t) \sum(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda.$$

აქ ინტეგრალის საზღვრები აპარატურის გრძნობიერების საზღვრების მიხედვით უნდა ავიღოთ.

ახლა ვთქვათ, რომ ერთი ანათვალი — $n_g$ — შეესაბამება დაკვირვებას ერთ რომელიმე, მაგალითად, $GG_{11}$-ფილტრთან კომბინაციაში, სადაც მიმღებზე მოდის გამოსხივება $\lambda g_1$-დან $\lambda g_2$-მდე; აპარატურის სპექტრული გრძნობიერება ამ კომბინაციაში არის $\sum_g(\lambda)$.

მაშინ დაიწერება:

$$n_g = S \int_{\lambda g_1}^{\lambda g_2} p(\lambda, z, t) \sum_g(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda.$$

მეორე კომბინაციისათვის, — $BG_3$-ფილტრთან, დავწერთ ანალოგიურად:

$$n_b = S \int_{\lambda_{b1}}^{\lambda_{b2}} p(\lambda, z, t) \sum_b(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda.$$

გავიხსენოთ ზემოთ მოტანილი დამოკიდებულება:

$$\Delta m_{*s} = m_* - m_s = -2.5 \lg \frac{n_*}{n_s},$$

რომელიც ჩვენთვის საინტერესო შემთხვევისათვის ასე გადაიწერება:

$$m_b - m_g = -2.5 \lg \frac{n_b}{n_g} = -2 \cdot 5 \lg \frac{\int_{\lambda_{b1}}^{\lambda_{b2}} p(\lambda, z, t) \sum_b(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_{g1}}^{\lambda_{g2}} p(\lambda, z, t) \sum_g(\lambda) E(\lambda)\, d\lambda} = CI_{(b-g)}(z, t).$$

ეს არის დაკვირვებული ფერის მაჩვენებლის ანუ კ ო ლ ო რ-ი ნ დ ე ქ-ს ი ს (*CI*) გამოსახულება. აქ *S* კოეფიციენტი შევკვეცეთ, რადგანაც იგი მუდმივად ჩავთვალეთ. ამის უფლებას ის გვაძლევს. რომ გალვანომეტრის გადახრა ფოტოდენის პროპორციულად მივიჩნიეთ.

უკანასკნელ გამოსახულებაში შედის $p(\lambda, z, t)$ ფუნქცია, რომელიც აღნიშნავს ვარსკვლავიერი სიდიდეების დამოკიდებულებას სინათლის ატმოსფერულ შესუსტებაზე. როგორც ვიცით, არსებობს ხერხები ატმოსფეროს გავლენის რედუქციისათვის ან განსაზღვრის სრული განთავისუფლებისათვის, ატმოსფერული შესუსტების ეფექტისაგან. სხვა სიტყვებით, შესაძლებელია ვარსკვლავიერი სიდიდის გარეატმოსფერული მნიშვნელობის გამოთვლა. ასეთ შემთხვევაში ფერის მაჩვენებლის გამოსახულება შემდეგნაირი იქნება:

$$CI_{(b-g)} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{b1}}^{\lambda_{b2}} \sum_b(\lambda)\, E(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_{g1}}^{\lambda_{g2}} \sum_g(\lambda)\, E(\lambda)\, d\lambda}.$$

## § 80. სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი, დამუარებული ფოტონების თვლის პრინციპზე

სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრების შეღწევადობის გაზრდის მიზნით, ე. ი. რაც შეიძლება სუსტი სინათლის ნაკადების რეგისტრაციის მისაღწევად, მიმართავენ ახალ მეთოდს — ფოტონების თვლას, ანუ უფრო ზუსტად, იმ იმპულსების ავტომატურად თვლას, რომელთაც იწვევს ფოტომაძრაველებელზე მოღწეული ცალკეული ფოტონების შთანთქმა. თუ ჩვეულებრივ ელექტროფოტომეტრში წარმოშობილი ფ ო ტ ო დ ე ნ ი ს ძალა ანუ ფოტოელექტრონების დინების სიჩქარე იზომება, ამ ახალი მეთოდით აღირიცხება აღძრული ფოტოელექტრონების რ ა ო დ ე ნ ო ბ ა. ამ მიზნით ელექტროფოტომეტრს აღჭურავენ სპეციალური კვანძებით, რომლებშიც ხდება ფოტომამრაველებლიდან გამოტყორცნილი ფოტოელექტრონების თვლა.

ფოტომამრაველებლის გამოსავალზე ყოველი ფოტოელექტრონი წარმოშობს მილიონამდე ელექტრონს, რის იმპულსსაც აძლიერებს სპეციალური გამაძლიერებელი. ასე გაძლიერებული იმპულსი გადაიცემა კვანძში შემდგომი გაძლიერების მიზნით და ბოლოს ე. წ. დისკრიმინატორში, რომელიც ერთგვარი ფილტრის როლს ასრულებს; იგი არ აძლევს გზას მცირე ამპლიტუდების იმპულსებს, რომლებიც თერმოელექტრონებით წარმოიშობა და არა აქვთ კავშირი მნათობის უშუალო გამოსხივებასთან. დისკრიმინატორგავლილი იმპულსები საბოლოოდ შედიან მექანიკურ მთვლელში, სადაც ხდება ყოველ აღებულ დროის შუალედში შესული იმპულსების რაოდენობის თვლა, მაშასადამე, — ფოტოეფექტის დ ა გ რ ო ვ ე ბ ა. ამ მხრივ ელექტროფოტომეტრის მეთოდი ფოტონების თვლით ფოტოგრაფიულ მეთოდს ემსგავსება, რომელიც, აგრეთვე, ა გ რ ო ვ ე ბ ს სინათლის ნაკადს მკრთალი გამოსხივების აღსაქმელად. ვითარების დასახასიათებლად მოვიტანოთ ცნობილი მაგალითი მთა ვილსონის ობსერვატორიის პრაქტიკიდან. ხუთმეტრიანი სარკის მქონე ტელესკოპით თუ აკვირდებიან 23-ე ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავს ლურჯ ფილტრში, 1 წამში მისგან

ღებულობენ მხოლოდ 1 იმპულსს. ამასთანავე, 4″-იან დიაფრაგმაში ცის ფონი თავისთავად იძლევა 40 იმპულსს. ამას ემატება კიდევ რამდენიმე იმპულსი ე. წ. სიბნელის ემისიისა, რაც ზემოთ გვქონდა აღნიშნული. 40 იმპულსმა ცის ფონიდან არ უნდა გავვაკვირვოს. ღამის ცას აქვს საკუთარი გამოსხივება, ემისია. ცნობილია, რომ უმთავარო ღამეში და ზღვის დონეზე ხელოვნურ განათებას დამორებული ადგილიდან ხილული, მოწმენდილი ცის ერთი კვადრატული სეკუნდის ზედაპირის სიკაშკაშე გამოიხატება 22.4 ვარსკვლავიერი სიდიდით. ყველაფერი ეს ერთულებს ფოტონთა თვლის ტექნოლოგიას, მაგრამ სათანადო ტექნიკა და მეთოდიკა დამუშავებულია და ისინი ფართოდ გამოიყენება ერთ ობსერვატორიაში. მიღებულია ზოგი შესანიშნავი შედეგი. მაგალითად, განისაზღვრა ანდრომედას გალაქტიკის ერთი ცალკეული ვარსკვლავის სიკაშკაშე. ლურჯ ფილტრში იგი აღმოჩნდა 23.9 ვარსკვლავიერი სიდიდის ტოლი (განსაზღვრის სიზუსტე 10%-ია).

მეთოდი წარმატებით გამოიყენება ცვალებად ვარსკვლავთა ან პულსარების სიკაშკაშის ცვალებადობის დაკვირვებებში, როცა ძალიან სწრაფი ცვალებადობა შეიმჩნევა. ცვალებად ვარსკვლავთა შესწავლის შემთხვევაში სინქრონულად აკვირდებიან ორი არხით გამოსაკვლევ და შესადარ ვარსკვლავებს. ეს არა მარტო ამარტივებს დაკვირვების ტექნოლოგიას, არამედ ამაღლებს კიდეც მის სიზუსტეს, რამდენადაც მცირდება გამჭვირვალობის ცვლილებისა და ატმოსფერული ტურბულენციის უარყოფითი გავლენა. მეთოდი გამოიყენება, აგრეთვე, მთვარის ან პლანეტის მიერ ვარსკვლავის დაფარვის მომენტის ფიქსირებისათვის.

## § 90. ასტრონომიული ელექტროფოტომეტრიის ისტორიიდან

პირველი სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი გამოიყენა ამერიკელმა სტებინსმა (Stebbins) 1908 წელს. ელექტროფოტომეტრის პირველ ეგზემპლარში მიმღებად იხმარებოდა ფოტოწინაღობა. შეღწევადობა ამ დროს იმდენად მცირე იყო, რომ 30-სანტიმეტრიან რეფრაქტორზე ელექტროფოტომეტრიულად შეისწავლებოდა მხოლოდ 3.5 ვარსკვლავიერ სიდიდისაზე უფრო კაშკაშა ვარსკვლავები.

1912—1913 წლებში ხმარებაში იყო უკვე რამდენიმე სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი კალიუმისა და ნატრიუმის ფოტოელემენტებით. ფოტოდენები გაიზომებოდა ელექტროფოტომეტრებით და მთელი მოწყობილობა, რომელიც მოითხოვდა გარკვეული უძრავი მდებარეობის დაცვას, საკმაოდ მოუხერხებელი იყო ტელესკოპთან სახმარებლად.

ოცდაათიან წლებში ბერნჰეიმერმა (Bernheimer), ვენის ობსერვატორიაში, მოახერხა 40-სანტიმეტრიანი რეფლექტორით მე-6 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავთა გაზომვა.

მალე ამის შემდგომ ეს საქმე კარგად განვითარდა გერმანიაში, გუტნიკისა (Guthnik) და სხვების მეშვეობით, და იერკსის ობსერვატორიაში, სადაც მეტრიან რეფრაქტორზე უკვე მე-9 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავებს იკვლევდნენ.

საბჭოთა კავშირში სულ პირველად ელექტროფოტომეტრიული დაკვირვება ასტროფიზიკურ პრაქტიკაში აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში განხორციელდა 1933—1934 წლებში ე. წ. გუტნიკისეული ტიპის ელექტროფოტომეტრით. რამდენიმე ხნის შემდეგ იმავე ობსერვატორიაში ხმარებაში შემო-

ვიდა ვ. ნიკონოვისა და პ. კულიკოვსკის სისტემის პირველი საბჭოთა საეარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი.

შემდგომ, ს. ლუკიანოვმა პირველად საბჭოთა კავშირში დაამზადა ჟანგბად-ცეზიუმის ფოტოკათოდი შემცირებული თერმოიონური ემისიით, რომელიც 1939 წელს ვ. ნიკონოვმა კვლავ აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში გამოიყენა ვარსკვლავთ ინფრაწითელი ელექტროფოტომეტრისათვის, ხოლო პულკოვოს ასტრონომიული ობსერვატორიის ასტრონომმა ნ. პავლოვმა — ვარსკვლავთ მერიდიანზე გავლის მომენტის რეგისტრაციისათვის. ეს უკანასკნელი შემთხვევა მაგალითია ფოტოელექტრული მეთოდის გამოყენებისა ასტრომეტრიული მიზნებით.

ორმოციან წლებში ლ. კუბეცკის, ა. ხლებნიკოვის და სხვათა მეოხებით დაიწყო მრავალკასკადიანი ფოტომამრავლებლების დამზადება და გამოყენება, რომელნიც ახლა ფართოდ გამოიყენება.

ამჟამად ფოტოელექტრული მეთოდი და ფოტოელექტრული აპარატურა მკვიდრად ფეხმოკიდებულია ასტრონომიული ობსერვატორიების პრაქტიკაში და მრავალფეროვან გამოყენებას პოულობს ასტროფიზიკის, ვარსკვლავთ ასტრონომიის, პრაქტიკული ასტრონომიისა და სხვა დარგებში.

## § 91. ფოტომეტრიული განსაზღვრების სისტემები

ერთი რომელიმე მოცემული სისტემა ფოტომეტრიული განსაზღვრისა გულისხმობს ერთს რომელიმე გარკვეულ მიმღებს, რომელიც იხმარება აღებულ შემთხვევაში მნათობთა სიკაშკაშის გაზომვის მიზნით. ყოველი ცალკეული მიმღების ხმარება ანუ გამოყენება ისეთი მიმღებისა, რომელსაც თავისი კუთვნილი სპექტრული გრძნობიერება ახასიათებს, წარმოშობს დამოუკიდებელ ფოტომეტრიულ სისტემას, რომლის საფუძველს შეადგენს მკაცრად დადგენილი სპექტრული გრძნობიერების მრუდი — $S(\lambda)$.

სახელდობრ, თვალის ხმარება სიკაშკაშის შეფასებისათვის (ე. წ. ვიზუალური დაკვირვების ხერხი) წარმოშობს სიკაშკაშეთა ანუ ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ვიზუალურ სისტემას; ფოტოფირფიტის ხმარება — ფოტოგრაფიულ სისტემას; ფოტოელემენტისა — ელექტროფოტომეტრიულ სისტემას. სიკაშკაშის გაზომვის შედეგები სხვადასხვა სისტემაში რიცხობრივ სხვადასხვაა (რადგანაც სხვადასხვა სისტემაში სხვადასხვაა ფუნქცია $S(\lambda)$ და ინტეგრაციის საზღვრები $\lambda_1$, $\lambda_2$) და ისინი არ არიან უშუალოდ და მარტივად შედარებადნი. შესაძლებელია მხოლოდ მიყვანა ანუ რედუქცია ერთ სისტემაში მიღებული სიდიდისა მეორე სისტემაზე.

გამოსხივების ძირითადი მიმღებები შემდეგი მონაცემებით შეგვიძლია დავახასიათოთ:

| მიმღები | გრძნობიერების საზღვრები | გრძნობიერების მაქსიმუმი |
|---|---|---|
| ადამიანის თვალი | 3900Å — 7600 Å | 5500Å |
| „ჩვეულებრივი“ ფოტოგრაფიული ფირფიტა | 3200—4600 | 4200 |
| სელენის ფოტოელემენტი. | 4600—7000 | 6100 |

უნდა შევნიშნოთ, რომ ფოტოფირფიტების სხვადასხვა ტიპს (სორტს) გრძნობიერების სხვადასხვა საზღვრები და მაქსიმუმის მნიშვნელობა ახასია-

თებს. ასევე განსხვავებული იქნება ეს სიდიდეები სენსიბილიზებული ფოტოფირფიტებისათვის. ზემოთ მოტანილი მონაცემები „საშუალო“ ანუ „ჩვეულებრივი“ ფოტოფირფიტის დამახასიათებელია.

ფოტოელემენტების გრძნობიერების საზღვრებიც, ისევე როგორც მაქსიმუმი, დამოკიდებულია იმ აქტიურ ნივთიერებაზე, რომლისგანაც დამზადებულია მოცემული ფოტოელემენტი.

მაშასადამე, როგორც ვნახეთ, მიმღების რეაქცია დაპირობებულია მნათობის გამოსხივების სპექტრული ენერგიის განაწილებით $\varphi(\lambda)$ და მიმღების სპექტრული გრძნობიერებით $S(\lambda)$. თუ საქმე გვაქვს გამოსხივების ორ წყაროსთან (ორ მნათობთან), რომელთაც გამოსხივების ერთნაირი სპექტრული შედგენილობა აქვთ ($\varphi_1(\lambda)=\varphi_2(\lambda)$), მაშინ მათი მოქმედებაც რომელიმე აღებულ მიმღებზე ერთნაირია. მაგრამ სხვა მიმღებიც რომ ავიღოთ, იმაზედაც ეს ორი გამოსხივება (ორი მნათობი) ერთნაირად იმოქმედებს.

ახლა ვთქვათ, რომ გვსურს ერთიმეორეს შევადაროთ ორი გამოსხივება (ორი მნათობი), რომელთაც სხვადასხვა სპექტრული შედგენილობა ახასიათებთ ($\varphi_1(\lambda)\neq\varphi_2(\lambda)$). შესაძლებელია, ეს ორი გამოსხივება ერთნაირი ინტენსივობისა აღმოჩნდეს რომელიმე ერთი მიმღების შემთხვევაში, მაგრამ საერთოდ, სხვა მიმღებით გაზომვისას ისინი ერთნაირად ინტენსიურნი არ იქნებიან.

მაშასადამე, სხვადასხვა სპექტრული შედგენილობის ორი ან რამდენიმე მნათობის ფოტომეტრიული გაზომვა[1] შედარებად შედეგებს მხოლოდ იმ შემთხვევაში მოგვცემს, თუ მიმღებების სპექტრული გრძნობიერების მრუდები ერთნაირი იქნება. ამნაირად, თუ გაზომვები წარმოებულია სხვადასხვა მიმღებით, მაგრამ ისეთნაირით, რომელთაც ერთნაირი (უცვლელი) სპექტრული გრძნობიერება აქვთ, მიღებული შედეგები ერთ და იმავე ფოტომეტრიულ სისტემას ეკუთვნის.

ერთ-ერთ ძირითად სისტემას, რომელიც მკაცრადაა სტანდარტიზებული (ე. ი. მკაცრად და მკაფიოდ დადგენილია მიმღების სპექტრული გრძნობიერების მრუდი), წარმოადგენს ვიზუალური ფოტომეტრიული სისტემა. ამ სისტემის საფუძველს შეადგენს ადამიანის საშუალო თვალის კუთვნილი სპექტრული გრძნობიერების მრუდი. ითქმის „საშუალო“ თვალი, რადგანაც სხვადასხვა ინდივიდუუმის თვალს სხვადასხვა მხედველობითი და ფერების შეგრძნების უნარი აქვს. ამასთანავე, თვალის გრძნობიერება და, კერძოდ, — სპექტრულიც, დიდადაა დამოკიდებული იმაზე, თუ რა პირობებში აღიქვამს იგი სინათლეს — შუადღის დიდი განათებისა თუ, მაგალითად, ბინდის საათებში დაბალი განათების პირობებში. ამიტომ, აქ მოტანილი განმარტების ორაზროვნობის თავიდან ასაცილებლად, განმარტებაში ივულისხმება საშუალო თვალი და დღის განათება.

თვალის სპექტრული გრძნობიერების მრუდს უწოდებენ, აგრეთვე. უბრალოდ ხედვის მრუდს და აღნიშნავენ $V(\lambda)$-თი.

სხვა ხასიათისაა ფოტოემულსიის საერთო გრძნობიერება; ვიზუალურისაგან განსხვავებულია მისი გრძნობიერების საზღვრები, გრძნობიერების მაქსიმუმის ადგილი სპექტრში და სიდიდე. ამასთან კავშირში სხვა, მაგრამ ერთ-ერთ ძირითად ფოტომეტრიულ სისტემად ითვლება ფოტოგრაფიული სისტემა, რომლის საფუძველშია ნორმული სპექტრული გრძნობიერების მქონე ფოტოგრაფიული ემულსია. „ნორმული“ ამ

[1] სიკაშკაშის ან ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრა.

შემთხვევაში გულისხმობს იმას, რომ ემულსია არაა საგანგებოდ გაგრძნობიერებული გრძელტალღოვანი გამოსხივებისადმი (იხ. ზემოთ).

მიუხედავად იმისა, რომ ფოტოგრაფიული სისტემა ერთ-ერთი ძირითადია და ერთობ ფართოდ გამოიყენება, ამ სისტემის მრუდი $S(\lambda)$ ძნელად დასადგენია, არაა სავსებით მდგრადი, დამოკიდებულია რა ემულსიების თვისებებზე. ამნაირად საქმე გვაქვს რიგ ფოტოგრაფიულ სისტემებთან.

მათ შორის ხშირად იხმარება ე. წ. ფ ო ტ ო ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი სისტემა, რომელიც წარმოადგენს ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ სიდიდეთა ისეთ სისტემას, რომელიც შეძლებისამებრ ახლოა ვიზუალურ სისტემასთან. მაშასადამე, სიკაშკაშის განსაზღვრა ხდება ფოტოგრაფიული ხერხით და არა თვალით. მაგრამ ფოტოემულსია არჩეულია ისე, რომ მისი სპექტრული გრძნობიერების მრუდი უახლოვდებოდეს ხედვის მრუდს. ორთოქრომატული, პანქრომატული და იზოქრომატული ემულსიები სათანადოდ შერჩეულ (ყვითელ) შუქფილტრთან კომბინაციაში ამის საშუალებას იძლევა. ასე, მაგალითად, პანქრომატული ფოტოემულსიის გრძნობიერების მრუდის საზღვრები ფართოა; იგი სპექტრის როგორც მოკლეტალღოვან, ისე გრძელტალღოვან უბანს მოიცავს. მაგრამ ყვითელი შუქფილტრი, გაატარებს თავისუფლად გრძელტალღოვან გამოსხივებას (რომლის მიმართ თვალი უფროა გრძნობიერი), არ გაატარებს (როგორც იტყვიან — ჩამოსჭრის) მოკლეტალღოვანს (რომლის მიმართ ჩვეულებრივი ემულსია არის უფრო გრძნობიერი). ამის შედეგად შუქფილტრაფარებული პანქრომატული ემულსიის გრძნობიერების მრუდი უ ა ხ ლ ო ვ დ ე ბ ა ხედვის მრუდს (მაგრამ, სრული თანხვედენა არ ხერხდება).

თუ ემულსია და შუქფილტრი შერჩეულია ისე, რომ რეაქციის მაქსიმუმი უფრო გრძელტალღოვან (წითელ) უბანზე მოდის, მაშინ საქმე გვაქვს ფ ო ტ ო წ ი თ ე ლ ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ს ი ს ტ ე მ ა ს თ ა ნ.

ელექტროფოტომეტრიული გაზომვები, სხვადასხვა ტიპის ფოტოელემენტებისა და შუქფილტრების გამოყენების მეშვეობით, შეგვიძლია ვაწარმოოთ სხვადასხვა სისტემაში, რომლებიც გაერთიანებულია ე ლ ე ქ ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი ს ი ს ტ ე მ ი ს სახელით, მაგრამ სისტემის საფუძ,ლად აღებული სპექტრული გრძნობიერების მრუდის ხასიათის მიხედვით შეიძლება ისინი უახლოვდებოდნენ ფოტოგრაფიულს, ვიზუალურს, ანდა სხვა სისტემებს. როგორც ვნახეთ (§ 71), შეფარდებითი ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის განსახორციელებლად აუცილებელია ხელთ გვქონდეს სტანდარტები ანუ ადრე შერჩეული ვარსკვლავები, რომელთა სიკაშკაშე დიდი სიზუსტით არის საგანგებოდ განსაზღვრული. ეს ვარსკვლავები ამავე დროს სხვადასხვა სიკაშკაშის უნდა იყვნენ: მკრთალებიდან — კაშკაშებამდე, რათა სანდოდ აიგოს მახასიათებელი მრუდი სათანადოდ ფართო დიაპაზონში. ჩრდილოეთი პოლუსის უკვე დამოწმებულ მიმდევრობაში ვარსკვლავები შერჩეულია ვარსკვლავიერი სიდიდეების ფარგლებში — +4.40-დან თითქმის 20-მდე (იხ. ცხრილი).

სტანდარტების შესარჩევად ხშირად მიმართავენ ვარსკვლავთა ღია გროვებს (პლეადებს, ბაგებს, ჰიადებს, პერსევსის გროვას და სხვ.), რადგანაც, ჯერ ერთი, მათში ფართო არჩევანია ვარსკვლავებისა სიკაშკაშის ნაირნაირობის მხრივ; მეორეც — ისინი თავმოყრილნი არიან მცირე არეზე და ამის წყალობით გამარტივებულია ზენიტურ მანძილთა სხვაობით დაპირობებული რედუქციის საკითხი.

სტანდარტების შექმნა, ბუნებრივია, მოითხოვს ასეთებად შერჩეული ვარსკვლავების სიკაშკაშეთა წინასწარ განსაზღვრას. ეს ხდება ჩვეულებრივი წე-

ჩრდილოეთი პოლარული მიმდევრობის ვარსკვლავთა ვარსკვლავიერი სიდიდეები

| ვარსკვლავის № | ფოტოგრაფ. ვარსკვლ. სიდიდე | ფოტოვიზ. ვარსკვლ. სიდიდე |
|---|---|---|
| 1 | 4.40 | 4.37 |
| 2 | 5.24 | 5.28 |
| 3 | 5.78 | 5.56 |
| 4 | 5.91 | 5.84 |
| 5 | 6.46 | 6.45 |
| 6 | 7.12 | 7.06 |
| 7 | 7.38 | 7.55 |
| 8 | 8.32 | 8.13 |
| 9 | 8.93 | 8.83 |
| 10 | 9.11 | 9.06 |
| 11 | 9.77 | 9.56 |
| 12 | 10.08 | 9.77 |
| 13 | 10.52 | 10.37 |
| 14 | 11.27 | 10.88 |
| 15 | 12.28 | 11.90 |
| 16 | 13.34 | 12.49 |
| 17 | 14.10 | 13.58 |
| 18 | 15.31 | 14.54 |
| 19 | 16.40 | 15.62 |
| 20 | 17.78 | 16.80 |
| 21 | 18.87 | 17.29 |
| 22 | 19.02 | 17.47 |

სით რომელიმე აღებული მეთოდის (სოლიანი, მილებიანი ან სხვა ტიპის ფოტომეტრის გამოყენებით) მეშვეობით, რის შედეგადაც დამოუკიდებლად აიგება მახასიათებელი მრუდი, რისთვისაც აუცილებელია ნულ-პუნქტის დადგენა (იხ. § 56).

მიუხედავად იმისა, თითქოს ასე გარკვეულია ფოტომეტრიის მეთოდი, მაინც როცა ორ ან სამ სხვადასხვა ობსერვატორიაში ერთი და იმავე ვარსკვლავის სიკაშკაშეს განსაზღვრავენ (უფრო ფართოდ: ვარსკვლავთა სიდიდეების, ვთქვათ, ფოტოგრაფიულ კატალოგებს ადგენენ), ეს კატალოგები (ანუ ვარსკვლავთა განსაზღვრული სიკაშკაშენი) სხვადასხვანი აღმოჩნდებიან.

ამის მიზეზი ისაა, რომ გამოსხივების მიმღებები (მათ შორის ფოტოფირ-ფიტები), რომელთაც ობსერვატორიებში ხმარობენ, სხვადასხვა სპექტრული გრძნობიერების არიან; ამის გამო სხვადასხვა მნიშვნელობას ღებულობს მოცემული ვარსკვლავის სიკაშკაშე (იხ. (9) § 54-ში).

ამასთან დაკავშირებით აუცილებელია შეთანხმება, რათა ობსერვატორიებმა, რომლებიც ვარსკვლავთა კატალოგებს ადგენენ, იხმარონ ერთნაირი ემულსიები ან ისე შეარჩიონ მათთან ერთად შუქფილტრები, რომ $S(\lambda)$ ფუნქციას ყველა შემთხვევაში ერთი სახე ჰქონდეს. თუმცა ოპტიკას, მათი სპექტრული გამჭვირვალობის სხვადასხვაობას, თავის მხრივ, შემოაქვს განსხვავებები ვარსკვლავიერ სიდიდეებში და ამიტომ, ყოველთვის რჩება კატალოგების მონაცემებს შორის დიდი თუ მცირე განსხვავებები; მაგრამ არსებობს ერთი კატალოგის მეორეზე მიყვანის ანუ რედუცირების მეთოდები. ამასთანავე, მაინც ცდილობენ, ყველა ობსერვატორია ისე აკვირდებოდეს, რომ მიმღების ეფექტიური ტალღის სიგრძეები, რაც შეიძლება ახლო იყოს ფოტოვიზუალური სიდიდეებისათვის $\lambda = 5560$ Å-თან, ხოლო ფოტოგრაფიულებისათვის—$\lambda = 4160$ Å-თან.

ვარსკვლავიერ სიდიდეთა საერთაშორისო (ინტერნაციონალური) სისტემა ამ მოთხოვნას უნდა აკმაყოფილებდეს.

აბასთუმნის ობსერვატორიაში ასეთი სისტემით შეადგინეს და გამოაქვეყნეს მიმდინარე საუკუნის ორმოცდაათიანი წლების დასაწყისში 14 000 ვარსკვლავის ფოტოვიზუალურ სიდიდეთა და ფერის მაჩვენებელთა კატალოგი და არაერთი სხვა კატალოგიც, რომელთა საფუძველზე შესრულებულია გამოკვლევები, გალაქტიკის აგებულებას და თვისებებს რომ შეეხება.

ამასთანავე, არაერთი შემთხვევაა ისეთიც, როცა კატალოგის შესადგენად სტანდარტებად ჩრდილოეთ პოლარული ვარსკვლავების მიმდევრობას კი არ იყენებდნენ, არამედ სხვა არეებში (მაგ., ე. წ. კაპტეინისეულ არეებში) შერჩეულ ვარსკვლავებს, თუმცა განსაზღვრებს იმავე საერთაშორისო სისტემის სპექტრულ უბნებში აწარმოებდნენ.

ცნობილია და ფართოდ გამოიყენება ჰარვარდისა და გრონინგენის ობსერვატორიათა მიერ შედგენილი კაპტეინისეულ 206 არეში მოთავსებული 250 000 ვარსკვლავის ფოტოგრაფიული სიდიდეების კატალოგი, რომლის ზღვრული შეღწევადობაა 16 $^m$; აგრეთვე — მთა ვილსონის ობსერვატორიაში შედგენილი 67 940 ვარსკვლავის კატალოგი, ზღვრული შეღწევადობით 18 $^m$ · 5-მდე.

მოიპოვება ფოტოგრაფიული კატალოგები სხვა სისტემებშიც, მაგალითად, $U$, $G$, $R$ სიდიდეების კატალოგები. $U$ შეესაბამება ემულსიის (შუქფილტრთან კომბინაციაში) მაქსიმალურ გრძნობიერებას 3730 Å ტალღის სიგრძეზე, $G$— 4800 Å, $R$ — 6 380 Å. როგორც ვხედავთ, $G$ და $R$ საგრძნობლად განსხვავებულია იმ ტალღის სიგრძეებისაგან, რომლებიც ინტერნაციონალურ სისტემას განსაზღვრავენ. ისინი მიიღო გერმანელმა ბ ე კ ე რ მ ა (Becker), რომელიც საგანგებოდ იკვლევდა გალაქტიკური გროვების აგებულებას.

### § 02. ფოტომეტრიული სისტემა U, B, V

ფართოდ გავრცელებულია ვარსკვლავიერ სიდიდეთა U, B, V სისტემა, რომელიც ამერიკელი ჯ ო ნ ს ო ნ ი ს (Johnson) წინადადებით შეპოიღეს მიმდინარე საუკუნის ორმოცდაათიან წლებში.

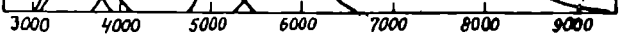
ინტერნაციონალურ ფოტოგრაფიულ ვარსკვლავიერ სიდიდეებს $m_{pg}$-ის ნაკლი ახასიათებთ, რომ დიდად არიან დამოკიდებულნი ვარსკვლავის სპექტრულ კლასზე. ამ დამოკიდებულებას განსაზღვრავს ინტერნაციონალურ ეფექტურ ტალღის სიგრძესთან (4160 Å) ახლომდებარე ე. წ. „ბალმერის ნახტომის“ სიახლოვე. ეს ნახტომი ($\lambda$=3750 Å) მეტად საგრძნობლად ცვლის ინტენსივობას მოცემულ სპექტრულ უბანში ადრინდელი ვარსკვლავებისათვის და ნაკლებად — გვიანდელებისათვის. სათანადო შუქფილტრის შემოღებით ჯონსონმა გამორიცხა 3800 Å-ზე უფრო მოკლეტალღოვანი გამოსხივება და შეიღო ე. წ. $B$ სიდიდე (ეფექტური ტალღის სიგრძე 4300 Å), რომელიც ახლოა ინტერნაციონალურ $m_{pg}$-თან, მაგრამ თავისუფალია „ბალმერის ნახტომის“ გავლენისაგან. ფოტოვიზუალური სიდიდეები ჯონსონმა ისეთივე დასტოვა, როგორც ინტერნაციონალურ სისტემაში, მხოლოდ აღნიშნა ისინი V ასოთი (ეფ. ტალღის სიგრძე 5500 Å), განსხვავება V და $m_{pv}$-ს შორის ძალზე მცირეა: $0^m$.002 (B—V). (B—V) ფერის მაჩვენებლისათვის ძალაში დარჩა პირობა, რომლის მიხედვით იგი ნულია A0 სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის.

ჯონსოხმა შემოიღო მესამე გვარის სიდიდეებიც — ულტრაიისფერი U (ეფექტური ტალღის სიგრძე 3500 Å).

ვარსკვლავიერ სიდიდეთა და ფერის მაჩვენებელთა უმრავლესი განსაზღვრები ამჟამად ამ U, B, V სისტემაში წარმოებს, რისთვისაც დადგენილია ფოტოელექტრული სტანდარტები, რომლებიც ეყრდნობიან არა ჩრდილოეთ პოლარული მიმდევრობის ვარსკვლავებს, არამედ ჰიადებში, პლეადებში, ბაგებში, სხვა გროვებისა და კაპტეინის ზოგ შერჩეულ არეში მდებარე ვარსკვლავებს.

პრაქტიკულად U, B, V სისტემა ხორციელდება, თუ U-თვის გამოვიყენებთ УФС—6 ფილტრს (სისქით 2—3 მმ) არასენსიბილიზებულ ემულსიასთან ერთად: B-თვის БС-8 ფილტრს (2 მმ), ასევე არასენსიბილიზებულ ემულსიასთან; V-თვის ЖС—18(1.5 მმ) + СЗС—21(1 მმ) ფილტრებს პანქრომატულ ემულსიასთან კომბინაციაში. იგულისხმება, რომ განსაზღვრები წარმოებს რეფლექტორის მეშვეობით. რეფრაქტორით (თუ მისი ობიექტივი არაა დამზადებული საგანგებოდ უვიოლის მინისაგან) U-სიდიდეების განხორციელება შეუძლებელია.

95-ე ნახ.-ზე მოცემულია სურათი იმისა, თუ სპექტრის რა უბანში და რა ინტენსივობით მოქმედებს გამოსხივება, რომელიც იძლევა ფოტოელექტრულ




ნახ. 95.

ვარსკვლავიერ სიდიდეებს სხვადასხვა სისტემაში (იხ. ქვემოთ) და მათ შორის — U, B, V სისტემაში.

ჩვენ ვთქვით, რომ U, B, V სისტემა ფართოდ გამოიყენება, მაგრამ სხვადასხვა ობსერვატორიაში მიღებული სიდიდეები ოდნავ მაინც განსხვავდებიან U, B, V სტანდარტულთაგან, თუნდაც ყველანი სრულიად ერთნაირ ფილტრებსა და ემულსიებს იყენებდნენ.

ამის მიზეზი ისაა, რომ ზოგან ფოტოკათოდის სპექტრული გრძნობიერებაა ერთგვარად განსხვავებული, ზოგან ინსტრუმენტის ოპტიკისა და სხვა მახასიათებლები. ასე რომ, რომელიმე ობსერვატორიაში მიღებული სიდიდეები U′, B′, V′ მაინც მისაყვანი ხდება სტანდარტულ U, B, V სიდიდეებზე, რისთვისაც ემპირიული გზით გამოჰყავთ სარედუქციო ფორმულები. საჭიროა, რომ გაიზომოს U′, B′, V′ სიდიდეები სტანდარტების სიის რაც შეიძლება მეტი ვარსკვლავისათვის ისე, რომ ეს ვარსკვლავები შეირჩეს სიკაშკაშითა და ფერით ფართო დიაპაზონში.

მაშინ რომელიმე $i$-ური ვარსკვლავისათვის დაიწერება ტოლობა:

$$V_i = V'_i + \alpha + \beta V'_i + C\,(B'_i - V'_i).$$

აქ α და β კოეფიციენტებია, რომელთაგან პირველი ნულ-პუნქტს განსაზღვრავს, მეორე — სიკაშკაშეზე დამოკიდებულებას, ხოლო C — ფერზე დამოკიდებულებას.

დაიწერება აგრეთვე:

$$B_i - V_i = \gamma + (B'_i - V'_i)\,(1+\delta),$$

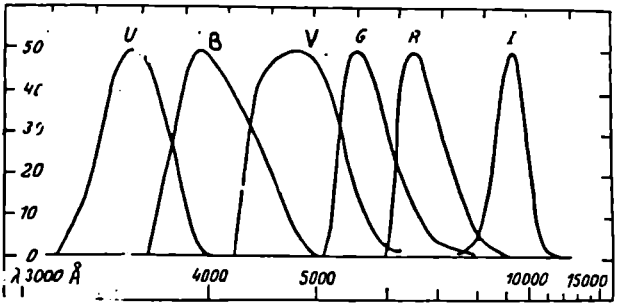
$$U_i - B_i = \varepsilon + (U'_i - B'_i)\,(1+\zeta),$$

სადაც γ, δ, ε, ζ მუდმივი კოეფიციენტებია.

ასე შედგენილი პირობითი განტოლებების ამოხსნა უმცირეს კვადრატთა მეთოდით მოგვცემს α, β..., C კოეფიციენტების რიცხვით მნიშვნელობებს, რის შემდეგ U′, B′, V′ სისტემაში განსაზღვრული ვარსკვლავების სიდიდეები მარტივად მიიღება U, B, V სისტემაში.

## § 98. მრავალფეროვანი ფოტომეტრიული სისტემები

ასტროფიზიკისა და ვარსკვლავთ ასტრონომიის რიგი ამოცანების გადაწყვეტა მოითხოვს მნათობთა გამოსხივების გაზომვას სპექტრის რამდენიმე სხვადასხვა, შედარებით ვიწრო უბანში და, სათანადოდ, — მრავალფეროვან კოლო-




ნახ. 96.

რიმეტრიას. ასეთებია, მაგალითად, სტებინსის, უიტფორდის და კრონის ექვსფეროვანი კოლორიმეტრია (ნახ. 96).

აქ G, R და J აღნიშნავს გრძნობიერების მრუდებს მწვანე, წითელ და ინფრაწითელ უბნებში, შესაბამისად.

ცნობილია, აგრეთვე, მრავალფეროვანი ფოტომეტრია ჯონსონისა, რომელიც U, B, V სისტემის ერთგვარ განვრცობას წარმოადგენს. ცნობილია სტრემგრენის ოთხზოლოვანი ფოტომეტრიული სისტემა.

ვილნიუსის ობსერვატორიაში ვ. სტრაიჟისმა (В. Страйжис) დაამუშავა სისტემა, რომლის სპექტრული უბნების ეფექტური ტალღის სიგრძეები და გამტარიანობის ზოლთა სიგანეები (მილიმიკრონებში) მოცემულია შემდეგ ცხრილში:

| | U | P | X | Y | Z | V | T | S |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| λ ეფ. | 345 | 374 | 405 | 466 | 516 | 544 | 625 | 655 |
| Δλ | 40 | 26 | 22 | 26 | 21 | 26 | 20 | 20 |

ასეთ სისტემებს ფართოზოლოვან სისტემებს უწოდებენ.

VI თავი

# სინათლის შესუსტება დედამიწის ატმოსფეროში და მისი კავშირი ფოტომეტრიასთან

## § 94. ატმოსფერული ექსტინქცია

დედამიწის ატმოსფერო განაბნევს და შთანთქავს მასში გამავალი სხივური ენერგიის ნაწილს. ამის ვამო ცის სხეულების სინათლე დამკვირვებლის თვალს ვერ აღწევს იმ ინტენსივობით ანუ იმ რაოდენობით, როგორითაც იგი დედამიწის ატმოსფეროში შემოდის. იგი შესუსტებულია. თუ ვარსკვლავებს დედამიწის ა ტ მ ო ს ფ ე რ ო ს გ ა რ ე დ ა ნ შევხედავთ, ვნახავთ, რომ მათი სიკაშკაშე მეტია, ვიდრე ის, რასაც დედამიწის ზედაპირიდან შეავიგრძნობთ. ფერშიც შევნიშნავთ ერთგვარ ცვლილებას, რადგანაც დედამიწის ატმოსფეროში სხივური ენერგიის გაბნევა სხვადასხვა ტალღის სიგრძის გამოსხივებისათვის სხვადასხვაა; რაც უფრო მოკლეტალღოვანია გამოსხივება, მით მეტია გაბნევა და შესუსტება. ოღონდ გასათვალისწინებელია, როცა ლაპარაკია მნათობის სინათლის შესუსტებაზე — ატმოსფეროს გავლის შედეგად, უნდა იგულისხმებოდეს შესუსტების ორი ფაქტორი. ერთია ატმოსფეროს მოლეკულების მიერ სინათლის ფოტონების გ ა ბ ნ ე ვ ა; მეორე — სინათლის კვანტების შ თ ა ნ თ ქ მ ა ატომებისა და მოლეკულების მიერ. ჰაერის მოლეკულასთან შეხვედრისას ფოტონები ყველა მხრით განიბნევა, ამიტომ ამის შემდეგ სხივის პირვანდელი მიმართულების გასწვრივ სინათლის ნაკადი შესუსტებულად მომდინარეობს. სუფთა ატმოსფეროს მოლეკულები სინათლეს განაბნევენ რელეისეული კანონზომიერებით, ე. ი. ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით, ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულად. ამის შედეგია ცის მოლურჯო ფერიც. ატმოსფეროში დიდი რაოდენობით შერეულია მტვერი, აეროზოლები, წყლის წვეთები, ყინულოვანი კრისტალები, რომლებიც მოლეკულებზე უფრო დიდი ზომის არიან და სხვა კანონზომიერებით მოქმედებენ სინათლეზე: ნეიტრალურად ანუ ტალღის სიგრძეზე დამოუკიდებლად ასუსტებენ მას, ცას მოთეთრო ელფერს აძლევენ; მზის, მთვარის, ზოგ შემთხვევაში კაშკაშა ვარსკვლავის გარშემო იწვევენ ერთგვარ შარავანდედს, რაც ცუდი გამჭვირვალობის მაჩვენებელიცაა. ზოგიერთი ტალღის სიგრძის გამოსხივება სულაც არ აღწევს დედამიწის ზედაპირს, რადგანაც მას სავსებით შთანთქავს ატმოსფეროში არსებული წყლის ორთქლი, ოზონი და სხვა გაზები. ამის მიზეზით ჩვენ არ შეგვიძლია შევისწავლოთ ვარსკვლავის ს რ უ ლ ი გამოსხივება $\lambda = 2900\,\mathring{A}$ -ზე უფრო მოკლეტალღოვანი გამოსხივების ჩათვლით. ამ მხრივ ჩვენ ყოველთვის შეზღუდული ვართ, როცა დაკვირვებას დედამიწის ზედაპირიდან ვაწარმოებთ. სინათლის შთანთქმა მდგომარეობს ატომებთან და მოლეკულებთან სინათლის კვანტების შეჯახები-

სას უკანასკნელთა ენერგიის ნაწილაკების სითბურ მოძრაობად გარდაქმნაში. იგი თავს იჩენს მნათობის სპექტრში შთანთქმის ზოლების გაჩენით. მშთანთქმელი მოლეკულები ეკუთვნის უმეტესად ოზონს, წყლის ორთქლს, მოლეკულურ ჟანგბადს, ნახშირჟანგს. წყლის ორთქლი და ჟანგბადი ძლიერად შთანთქავენ სპექტრის წითელ, განსაკუთრებით ინფრაწითელ უბანში, აგრეთვე. ულტრაიისფერში; ოზონი — ულტრაიისფერ უბანში.

სინათლის შესუსტებას ატმოსფეროში ხშირად უწოდებენ ექსტინქციას (რაც „ჩაქრობას“ ნიშნავს).

აქ მოვიტანთ სპექტრის ზოგიერთ უბანს, სადაც განსაკუთრებით ძლიერია შესუსტება, გამოწვეული წყლის ორთქლით, ჟანგბადით და ოზონით.

| სპექტრის უბანი | შთანმთქავი ნივთიერება |
|---|---|
| 7718—7593Å | ჟანგბადი |
| 7327—7164 | წყლის ორთქლი |
| 7164—6867 | ჟანგბადი |
| 6054—5850 | წყლის ორთქლი |
| 3300— 2300 | ოზონი |

ჩამოთვლილი ნივთიერებანი შედარებით დაბალ სიმაღლეზე არიან განაწილებული. ოზონის სიმაღლე, რომელიც თითქმის მთელი თავისი მასით სხვებზე უფრო მაღლა მდებარეობს, არ აღემატება 30 კილომეტრს.

მრავალი თანამედროვე ასტროფიზიკური ამოცანის გადაწყვეტა მოითხოვს მნათობთა დაკვირვებას სპექტრის წითელ, ინფრაწითელ ან ულტრაიისფერ უბნებში. ამასთან დაკავშირებით ცდილობენ დაკვირვებები აწარმოონ ზღვის დონიდან დიდ სიმაღლეებზე, სადაც ამასთანავე მშრალი ჰავაა (წყლის ორთქლის სიმცირეა) და ინფრაწითელ უბანში დაკვირვება — ეფექტურია; დაკვირვებებს აწარმოებენ, აგრეთვე, კოსმოსური ხომალდებიდან, დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრების ან რაკეტების მეშვეობით, რაც მნათობთა ულტრაიისფერი გამოსხივების მიღებისა და გამოკვლევის ერთადერთ საშუალებას წარმოადგენს.

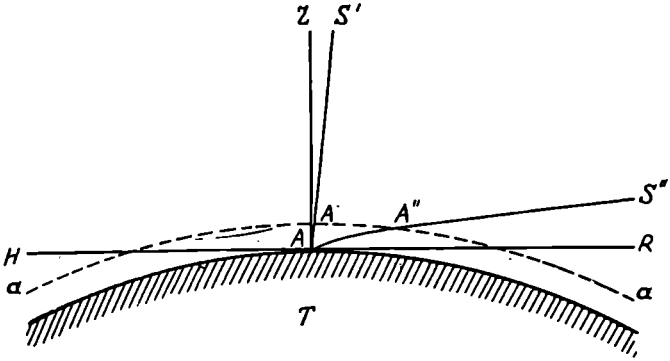
როგორც ვთქვით, ადგილი აქვს სინათლის საერთო შესუსტებას. ატმოსფერო შთანთქავს იმ გამოსხივების ნაწილსაც, რომელიც ტალღის სიგრძეების ზემოთ მოტანილ ჩარჩოებს გარეთ მდებარეობს. მაშასადამე, სინათლის ნებისმიერ მიმღებს — თვალს, ფოტოფირფიტას თუ ფოტოელემენტს ყოველთვის ნაკლები ინტენსივობა ხვდება, რის გამოც საჭიროა შევიძლოთ ამ შესუსტების შეფასება და მოვახერხოთ მნათობთა იმ სიკაშკაშის „შესწორება“, რომლითაც ისინი წარმოგვიდგება ჩვენ — დედამიწის ზედაპირზე მყოფ დამკვირვებელთ. ეს იმას ნიშნავს, რომ აუცილებელია ყოველ კონკრეტულ შემთხვევაში ვიცოდეთ, რაოდენობრივად როგორია მნათობის სიკაშკაშის შესუსტება, როცა იგი ზენიტშია. როგორია შესუსტების დამოკიდებულება მნათობის ზენიტური მანძილის ცვლილებასა და მნათობის ფერზე ანუ გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე.

სინათლის შესუსტება დამოკიდებულია, ამავე დროს, იმ გზის სიგრძეზე, რომელიც სხივმა უნდა გაიაროს ატმოსფეროს ფენაში. მაგრამ ამ გზის სიგრძე მით მეტია, რაც უფრო ახლოა მნათობი დამკვირვებლის ჰორიზონტთან. ეს კარგად მოჩანს 97-ე ნახ.-ზე, სადაც წარმოდგენილია დედამიწა ($T$), დამკვირვებლის ადგილი ($A$) მის ზედაპირზე, ამ დამკვირვებლისათვის ჰორიზონტის მიმართულება ($HR$) და ატმოსფეროს საზღვარი ($aa'$). როცა მნათობი $z$ ზენიტის ახლო იმყოფება ($S'$), მაშინ მისი სხივის გზა ატმოსფეროში $A'A$ ნაკლებია, ვიდრე მაშინ, როცა იგი ჰორიზონტთან ახლოა ($S''$); ($A'A<A''A$).

ეს განსხვავება საგრძნობ გავლენას ახდენს: ჰორიზონტის ახლო ვარსკვლავი სამი სიდიდით უფრო მკრთალი მოჩანს, ვიდრე ზენიტში.

ცხადია, რომ სინათლის შესუსტება, ამავე დროს, მით ნაკლებია, რაც უფრო მეტ სიმაღლეზე იმყოფება დამკვირვებელი ზღვის დონიდან.

დედამიწის ატმოსფეროში სინათლის შერჩევითი შთანთქმაა მიზეზი იმისა,




ნახ. 97.

რომ მზე ამოსვლის ან ჩასვლის მომენტში ($z=90°$) მოწითალოდ გვეჩვენება. განსაკუთრებით მკვეთრად ეს მოვლენა ზღვაზე დაიმზირება; მზე გარკვევით წითლად ჩანს და ამასთანავე იმდენად არის შესუსტებული, რომ თვალით თავისუფლად შეგვიძლია მასზე ყურება. საღამო ხანს ან დილით ცაზე ნაჭრებად გაბნეული ღრუბლების გაწითლებაც ამავე მიზეზით აიხსნება.

გავარკვიოთ ახლა როგორ იცვლება შესუსტება მნათობის ჰორიზონტიდან სიმაღლეზე დამოკიდებით, როგორ იცვლება იგი ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით და როგორია შესუსტების მაქსიმალური და მინიმალური მნიშვნელობა.

ვთქვათ, საქმე გვაქვს რაიმე შთანმთქავ გარემოსთან. სხივის თავდაპირველი ინტენსივობა იყოს $I$. გარემოში გავლისას გაბნევისა და შთანთქმის გამო სხივის ინტენსივობა მცირდება. თუ სხივი გარემოში $ds$ მანძილს გადის, მაშინ ის დაკარგავს $dI$ ინტენსივობას, რომელიც შემდეგნაირად გამოიხატება:

$$dI = -k\rho I ds. \tag{1}$$

სადაც $k$ რაღაც მუდმივია, რომელიც დამოკიდებულია გარემოს ოპტიკურ და ფიზიკურ თვისებებზე; ამავე დროს ვგულისხმობთ, რომ გარემოს სიმკვრივე $\rho$ მუდმივია. ნიშანი მინუსი მიუთითებს იმაზე, რომ $I$ მცირდება.

(1)-დან:

$$\frac{dI}{I} = -k\rho\, ds. \tag{2}$$

თუ ავიღებთ ამ გამოსახულების ინტეგრალს გარემოს წინა საზღვრიდან მოცემულ $s$ მანძილამდე, მივიღებთ:

$$\int_0^s \frac{dI}{I} = -k\rho \int_0^s ds.$$

ანუ

$$\ln I_s - \ln I = -k\rho s,$$

სადაც $I_s$ სხივის ინტენსივობაა, შემასუსტებელი გარემოს გავლის შემდეგ.

ზემო გამოსახულებიდან დავწერთ:

$$\ln \frac{I_s}{I} = -k\rho s$$

და

$$I_s = Ie^{-k\rho s}. \tag{3}$$

$e^{-k\rho}$ სიდიდეს გარემოს გამჭვირვალობის ანუ ტრანსმისიის კოეფიციენტს უწოდებენ. მას აღნიშნავენ $p$ ასოთი და წერენ:

$$I_s = Ip^s. \tag{3ა}$$

ცხადია, რომ რაც უფრო სქელია ფენა (რაც უფრო მეტია $s$), მით მეტია შესუსტება და მით ნაკლებია ფენაში გასული სხივის ინტენსივობა. ეს უკანასკნელ ფორმულაზეც ჩანს, სადაც $p<1$.

ახლა დავუბრუნდეთ დედამიწის ატმოსფეროს, ე. ი. ჩავთვალოთ, რომ შთანმთქავი ფენა ატმოსფეროა, $s$ — მნათობის სხივის გზა ატმოსფეროში, $I$ — მნათობის სინათლის ინტენსივობა დედამიწის ატმოსფეროს გარეთ (ატმოსფეროში შემოსვლამდე), ხოლო $I_z$ — ინტენსივობა დედამიწის ზედაპირზე — დამკვირვებლის თვალთან, როცა მნათობი ზენიტურ მანძილზე ($z$) იმყოფება.

ახლა, თუ იმასაც მივიღებთ მხედველობაში, რომ ატმოსფეროს სიმკვრივე არ არის მუდმივი სიდიდე, არამედ იცვლება ატმოსფეროში სიმაღლის მიხედვით ($\rho = f(s)$), და, მაშასადამე, ზემოთ ($-k\rho\, ds$)-ის ინტეგრაცია აღარ ეხება ისე მარტივად, ვნახავთ, რომ ფორმულა, რომელიც დედამიწის ატმოსფეროში მნათობის სინათლის შესუსტებას გამოხატავს, დაიწერება (3)-ის ანალოგიურად:

$$I_z = Ie^{-k\int \rho ds} \tag{4}$$

იმ შემთხვევისათვის, როცა მნათობი ზენიტშია ($z=0$) და, მაშასადამე, მნათობის სხივი ატმოსფეროს შემომსაზღვრელი ზედაპირისადმი ნორმალის გასწვრივ მიიმართება, დავწერთ:

$$I_0 = Ie^{-k\int_0^h \rho ds}, \tag{4ა}$$

სადაც $h$ დედამიწის ატმოსფეროს სიმაღლეს ნიშნავს.

ცხადია, რომ

$$\int_0^h \rho ds \tag{5}$$

გამოხატავს ატმოსფეროს იმ სვეტის მასას, რომლის ფუძე 1-ის ტოლია და სიმაღლე $h$-ისა. ეს მიღებულია ატმოსფეროს მასის ერთეულად და $M_0$-ით აღინიშნება.

თუ, საერთოდ, $\int \rho ds$-ს $M$-ით აღვნიშნავთ, გვექნება:

$$I_z = Ie^{-kM_z}$$

და

$$I_0 = Ie^{-kM_0}.$$

აქედან:

$$\frac{I_z}{I_0} = e^{-k(M_z - M_0)} = e^{-k(M_z - 1)}. \qquad (6)$$

უკანასკნელი ფორმულა საშუალებას გვაძლევს გამოვითვალოთ $z$-ზენიტურ მანძილზე მდებარე ვარსკვლავის სხივის ინტენსივობის ფარდობა იმ ინტენსივობასთან, რომელიც ექნებოდა ამ ვარსკვლავს, იგი რომ ზენიტში ყოფილიყო.

როგორც ვხედავთ, ამისათვის საჭიროა ვიცოდეთ $M_z$ ანუ საჭიროა შეგვეძლოს ინტეგრალის $\int \rho\, ds$ გამოთვლა.

მაგრამ, უკანასკნელის ზუსტი გამოთვლა შეუძლებელია, რადგანაც ჩვენთვის უცნობია $\rho = f(s)$ ფუნქციის სახე, რაკი საკმარისი სიზუსტით არ ვიცით, თუ რა კანონით იცვლება ატმოსფეროს სიმკვრივე სიმაღლის მიხედვით.

ამიტომ, ჩვეულებრივ, მიმართავენ ხოლმე ამა თუ იმ ჰიპოთეზს სიმკვრივის გამომხატველი ფუნქციის სახის შესახებ და ამის საფუძველზე აწარმოებენ ინტეგრალის გამოთვლას.

გავიხსენოთ, რომ რეფრაქციის თეორიებიც ასეთ ჰიპოთეზებს ემყარება.

არსებობს რამდენიმე თეორია სინათლის შესუსტების შესახებ. ზოგიერთ მათგანს, მაგალითად, ლ ა მ ბ ე რ ტ ი ს ა და ბ უ გ ე ს ა ს (Bouguer) საფუძვლად უდევს წინასწარდაშვება, რომ სხივის გზა ატმოსფეროში სწორხაზოვანია. მაგრამ ეს ძალიან დაშორებულია ჭეშმარიტებას და ამიტომ ამ თეორიების გამოყენება განისაზღვრება მხოლოდ მცირე ზენიტური მანძილებით, სადაც რეფრაქციას არა აქვს საგრძნობი გავლენა.

დაკვირვებას უკეთ აკმაყოფილებს ლაპლასისეული თეორია, რომელსაც საფუძვლად უდევს მოსაზრება ატმოსფეროში სხივის მრუდხაზოვანი გავრცელების შესახებ.

### § 95. სინათლის შესუსტების ლაპლასისეული ფორმულის გამოყვანა

ვთქვათ, 98-ე ნახ.-ზე $T$ დედამიწას წარმოადგენს, $A$ — დამკვირვებლის ადგილს მის ზედაპირზე, $aa'$ — დედამიწის ატმოსფეროს ზედა საზღვარს, $Az$ — მიმართულებას ზენიტზე, $S$ — ვარსკვლავს და $SA$ — მისი სხივის მრუდხაზოვან გზას დამკვირვებლამდე. ეს გზა გამრუდებულია ატმოსფეროში რეფრაქციის გამო. $bb'$ იყოს ჰაერის ერთი ფენა, რომლის სიმკვრივე უდრის $\rho$-ს. მთელი ატმოსფერო ასეთი თხელი ფენებისაგან შედგენილი წარმოვიდგინოთ. ვთქვათ, $I_z$ არის სხივის ინტენსივობა, როცა იგი $bb'$ ფენას აღწევს. მაშინ, თანახმად ზემოთ მოტანილი ფორმულებისა, გვექნება:

$$\frac{dI_z}{I_z} = -k\rho\, ds,$$

სადაც $dI_z$ სინათლის ინტენსივობის დანაკარგია ფენაში, რომელშიც სხივი $ds$ გზას გადის.

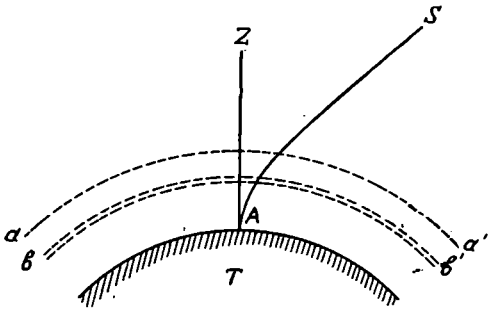
თუ $r$ ფენის შიდა ზედაპირის, ხოლო $r+dr$ მისი გარე ზედაპირის რადიუსია (ე. ი. $dr$ ფენის სისქეა), ხოლო $i$ სხივის დაცემის კუთხეა ფენაზე, მაშინ

$$ds=\frac{dr}{\cos i}.$$

$ds$-ის მნიშვნელობას ჩავსვამთ წინა ფორმულაში და გვექნება

$$\frac{dI_z}{I_z}=-k\rho\frac{dr}{\cos i}. \tag{7}$$

რეფრაქციის თეორიიდან (უკანასკნელთან ახლო კავშირშია სინათლის შე-




ნახ. 98.

სუსტების თეორია) ცნობილია, რომ თუ ჰაერის ფენის გარდატეხის მაჩვენებელი უდრის $\mu$-ს, მაშინ რეფრაქციის დიფერენციალი არის

$$d\zeta=-\operatorname{tg} i\,\frac{d\mu}{\mu}. \tag{8}$$

ცნობილია, აგრეთვე, რომ

$$\mu r\sin i=\mu_0 R\sin z, \tag{9}$$

სადაც $\mu_0$ იმ ფენის გარდატეხის მაჩვენებელია, რომელიც უშუალოდ აკრავს დედამიწის ზედაპირს, $R$ ამ ფენის შიდა ზედაპირის რადიუსია (ანუ დედამიწის რადიუსი), $z$ — მნათობის ხილული ზენიტური მანძილი.

აქ მოტანილი დამოკიდებულებანი დაგვჭირდება შემდგომი გარდაქმნებისათვის.

როგორც აღვნიშნეთ, სინათლის შესუსტების თეორიის აგებისას საჭიროა რაღაც ჰიპოთეზს დავეყრდნოთ ჰაერის სიმკვრივის ცვალებადობის კანონის შესახებ. ასეთი ჰიპოთეზი შემოაქვთ ხოლმე ან თეორიული მოსაზრებების საფუძველზე, ან ექსპერიმენტული მონაცემების ექსტრაპოლაციის გზით.

ლაპლასის (Laplace) ჰიპოთეზით ჰაერის სიმკვრივესა ($\rho$) და გარდატეხის მაჩვენებელს ($\mu$) შორის ასეთი მიახლოებითი დამოკიდებულებაა:

$$\mu^2-1=c\rho$$

($c$ მუდმივია).

უკანასკნელის გაწარმოება მოგვცემს:

$$2\mu\,d\mu=c\,d\rho,$$

რაც ასედაც გადაიწერება:

$$\frac{d\mu}{\mu}=\frac{c d\rho}{2\mu^2}.$$

ვისარგებლებთ უკანასკნელით და (8)-ს გადავწერთ შემდეგნაირად:

$$d\zeta=-\frac{c}{2\mu^2}\operatorname{tg} i\, d\rho.$$

შევიტანთ უკანასკნელში (9)-დან განსაზღვრულ $\sin i$-ს მნიშვნელობას და გვექნება:

$$d\zeta=-\frac{cR\mu_0}{2r\mu^3}\,\frac{\sin z}{\cos i}\,d\rho.$$

ახლა შევცვალოთ $d\rho$ სხვა — ჩვენი მიზნებისათვის უფრო ხელსაყრელი — სიდიდეებით.

ამისათვის ვისარგებლოთ ბოილ-მარიოტის (Boyle-Mariotte) ცნობილი კანონით, რომელიც, თუ ტემპერატურისა და სიმძიმის ძალის ცვლილებას უგულებელვყოფთ, შემდეგნაირად დაიწერება:

$$\frac{B}{B_0}=\frac{\rho}{\rho_0},$$

სადაც $B$ და $B_0$ ჰაერის წნევას აღნიშნავს რომელიმე სიმაღლესა და დედამიწის ზედაპირზე, შესაბამისად, ხოლო $\rho$ და $\rho_0$ სათანადო სიმკვრივეებს წარმოადგენენ.

აქედან:

$$d\rho=\rho_0\,\frac{dB}{B_0}.$$

მეორე მხრივ, წნევის ცვალებადობის კანონი, — სიმაღლეზე დამოკიდებულებით, — შემდეგნაირად გამოიხატება:

$$dB=-g\rho\, dr=-g_0\left(\frac{R}{r}\right)^2\rho\, dr,$$

სადაც $g$ და $g_0$ სიმძიმის ძალის დაძაბულობას ნიშნავს რაღაც სიმაღლესა და დედამიწის ზედაპირზე, შესაბამისად.

$B_0$-თვის შეგვიძლია დავწეროთ ცნობილი გამოსახულება:

$$B_0=g_0\rho_0 l_0,$$

სადაც $l_0$ ერთგვაროვანი ატმოსფეროს ისეთი ფიქციური სვეტის სიმაღლეა, რომლის სიმკვრივე $\rho_0$-ს უდრის ($B_0$, $\rho_0$ და $g_0$-ის საშუალო მნიშვნელობებისათვის $l_0$ უდრის დაახლოებით 8 კილომეტრს).

ამის შემდეგ $d\rho$ შემდეგნაირად შეგვიძლია გადავწეროთ:

$$d\rho=-\left(\frac{R}{r}\right)^2\frac{\rho}{l_0}\,dr$$

და $d\zeta$ კი ასე:

$$d\zeta=\frac{c\mu_0}{2l_0\mu^3}\left(\frac{R}{r}\right)^3\sin z\,\frac{\rho}{\cos i}\,dr,$$

საიდანაც

$$\frac{\rho}{\cos i}\, dr = \frac{2\, l_0\, \mu^3}{c\mu_0 \left(\frac{R}{r}\right)^3}\, \frac{d\zeta}{\sin z}.$$

შევიტანოთ უკანასკნელი (7)-ში. $\frac{2\, kl_0}{c\mu_0}$ მუდმივი მამრავლი აღვნიშნოთ $K$ ასოთი და მივიღოთ მხედველობაში, რომ $\frac{\mu^3}{\left(\frac{R}{r}\right)^3}$ მამრავლი ახლოა 1-თან (დედამიწის ატმოსფეროს შედარებით მცირე სიმაღლის გამო $r$ მცირედ განსხვავდება $R$-ისაგან, ხოლო $\mu$-ს მნიშვნელობა, როგორც ცნობილია, 1-ისა და 1.0003-ის ფარგლებში იცვლება). მაშინ ფორმულა (7) შემდეგნაირად დაიწერება:

$$\frac{dI_z}{I_z} = -\frac{K}{\sin z}\, d\zeta. \tag{10}$$

უკანასკნელი წარმოადგენს სინათლის შესუსტების ლაპლასისეულ ფორმულას.

მოვახდინოთ ახლა მისი ინტეგრაცია სინათლის სხივის მთელი გზის გასწვრივ დედამიწის ატმოსფეროში, უკანასკნელის ზედა საზღვრიდან დედამიწის ზედაპირამდე. ინტეგრაციის შედეგად მივიღებთ:

$$\ln \frac{I_z}{I} = -K\, \frac{Z}{\sin z}, \tag{11}$$

სადაც I სხივის ინტენსივობაა ატმოსფეროს საზღვარზე, ხოლო $Z$ სრულ რეფრაქციას ნიშნავს, რომელიც უდრის $\alpha_z \operatorname{tg} z$-ს (აქ $\alpha$ რეფრაქციის თეორიიდან ცნობილი $z$-ზე დამოკიდებული მამრავლია, რომლის მნიშვნელობა შეგვიძლია რეფრაქციის ცხრილებიდან ავიღოთ).

ამგვარად, (11) ასედაც დაიწერება:

$$\ln \frac{I_z}{I} = -K\alpha_z \sec z. \tag{12}$$

შევადგინოთ ახლა უკანასკნელის მსგავსი ფორმულა, როცა მნათობი თვით ზენიტში იმყოფება. ამ შემთხვევაში $\sec z = 1$, $\alpha_z = \alpha_0$, ხოლო $I_z = I_0$ და მივიღებთ:

$$\ln \frac{I_0}{I} = -K\alpha_0. \tag{13}$$

მაგრამ $\frac{I_0}{I}$ წარმოადგენს ზენიტში მდებარე ვარსკვლავის ჩვენამდე მოღწეული გამოსხივების ინტენსივობის ფარდობას მის ნამდვილ, გარე ატმოსფერულ ინტენსივობასთან. ეს ფარდობა დედამიწის ატმოსფეროს გამჭვირვალობას ახასიათებს. ზემოდასახელებული იმავე გამჭვირვალობის კოეფიციენტია, უფრო სრულად ჩამოყალიბებული და ისევე $p$-თი აღნიშნული.

$$p = \frac{I_0}{I}. \tag{14}$$

ახლა (13)-ს გამოვაკლოთ (12):

$$\ln \frac{I_0}{I_z} = -K(\alpha_0 - \alpha_z \sec z),$$

რაც ასედაც დაიწერება:

$$\ln \frac{I_0}{I_z} = -K\alpha_0 \left(1 - \frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z\right).$$

მხედველობაში მივიღებთ (13)-ს და (14)-ს და გვექნება:

$$\ln \frac{I_0}{I_z} = -\ln p \left(\frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z - 1\right). \tag{15}$$

ეს ფორმულა შეიძლება გამოვსახოთ ათფუძა ლოგარითმების გამოყენებითაც:

$$\lg \frac{I_0}{I_z} = -\lg p \left(\frac{\alpha_z}{\sigma_0} \sec z - 1\right). \tag{15'}$$

უკანასკნელს დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს; იგი საშუალებას გვაძლევს გამოვთვალოთ ფარდობა მოცემული ვარსკვლავის სინათლის ინტენსივობისა, როცა იგი ზენიტშია, იმ ინტენსივობასთან, რომელიც მას აქვს რომელიმე ზენიტურ მანძილზე ($z$). პრაქტიკული მნიშვნელობა ამ ფორმულისა ისაა, რომ მხოლოდ მისი მეშვეობით შეგვიძლია გავხადოთ ურთიერთ ფოტომეტრიულად შედარებადნი ვარსკვლავები, რომელთა სიკაშკაშე განსაზღვრული იყო სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე. ამ ფორმულით ვარსკვლავის სიკაშკაშე ჩვენ მიგვყავს ზენიტზე. ამით გამოვრიცხავთ სიკაშკაშის განსაზღვრაში იმ გავლენას, რომელიც ჰორიზონტის მიმართ ვარსკვლავის სიმაღლეზეა დამოკიდებული.

ვინაიდან

$$\lg \frac{I_0}{I_z} = 0.4\,(m_z - m_0),$$

სადაც $m_z$ და $m_0$ ვარსკვლავის ვარსკვლავიერ სიდიდეს აღნიშნავს ზენიტურ მანძილზე ($z$) და ზენიტში, შესაბამისად, ამიტომ შეგვიძლია (15′) ფორმულა შემდეგნაირად გადავწეროთ:

$$m_z - m_0 = \Delta m = -2.5 \lg p \left[\frac{\alpha_z}{\alpha_0} \sec z - 1\right]. \tag{16}$$

ეს ფორმულა, როგორც ამბობენ, იძლევა ვარსკვლავიერი სიდიდის შესწორებას ზენიტურ მანძილზე. თუ $z$-ზენიტურ მანძილზე მდებარე ვარსკვლავის სიკაშკაშის განსაზღვრამ მოგვცა, რომ მისი სიდიდე უდრის $m_z$-ს, მაშინ (16) ფორმულის გამოყენებით გამოვთვლით იმ შესწორებას, რომელიც უნდა მივცეთ დაკვირვებით განსაზღვრულ სიდიდეს, რათა მივიღოთ მისი მნიშვნელობა იმ შემთხვევისათვის, როცა ვარსკვლავი ზენიტშია და, მაშასადამე, მისი სხივი ატმოსფეროში ჰაერის მხოლოდ ერთეულ მასას გაივლის. ამ ოპერაციას უწოდებენ აგრეთვე რედუცირებას ექსტინქციაზე. თუ $p$-ს მნიშვნელობა ისე გვექნება გამოთვლილი, როგორც მისი არსი ამ პარაგრაფშია ჩამოყალიბებული, რედუცირება მოგვცემს მნათობის გარეატმოსფერულ მნიშვნელობას.

$\frac{\alpha_z}{\alpha_0}$ sec $z$-ის მნიშვნელობანი სხვადასხვა $z$-თვის მოცემული არიან განსაკუთრებულ ცხრილებში.

მ ა გ ა ლ ი თ ი. ვარსკვლავი იმყოფებოდა ზენიტურ მანძილზე $z=35°$, როცა მისი სიკაშკაშე განსაზღვრეს და მისი ვარსკვლავიერი სიდიდე გამოითვალეს. ეს სიდიდე აღმოჩნდა $m_z=7.65$. $p$-თვის მიღებული მნიშვნელობა: $p=0.835$; $\frac{\alpha_z}{\alpha_0}$ sec $z$ $z=35°$-თვის ტოლია 1.220-ისა, როგორც ეს აღნიშნულ ცხრილებში შეგვიძლია ვნახოთ. ამგვარად, გამოთვლა გვაძლევს, რომ $|\Delta m|=m_z-m_0$ ეტოლება $0.^m04$-ს. ეს არის საძიებელი შესწორება. ვარსკვლავი რომ ზენიტში ყოფილიყო, მისი ხილული სიკაშკაშე მეტი იქნებოდა, რადგანაც მისი სხივის გზა ატმოსფეროში მინიმალური იქნებოდა მაშინ და შესუსტებაც — ნაკლები. მაშასადამე, მისი ვარსკვლავიერი სიდიდე ნაკლები რიცხვით გამოისახებოდა და ამიტომ ვარსკვლავის სიკაშკაშის ზ ე ნ ი ტ ზ ე მ ი ყ ვ ა ნ ი ს ანუ ზ ე ნ ი ტ ზ ე რ ე დ უ ც ი რ ე ბ ი ს მიზნით, ნაპოვნი შესწორება $|\Delta m|=0.^m04$ უნდა გამოვაკლოთ $m_z$-ს და ამნაირად მივიღებთ $m_0$-ს — ვარსკვლავის რედუცირებულ მნიშვნელობას: 7.61.

## § 90. ატმოსფეროს გამჭვირვალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობა. ფერჩეკითი შესუსტება

როგორც ვნახეთ, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ზენიტზე რედუქციისათვის (მიყვანისათვის) საჭიროა ატმოსფეროს გამჭვირვალობის კოეფიციენტის ($p$) მნიშვნელობის ცოდნა. $p$-ს განსაზღვრისა და სინათლის შესუსტების ზენიტურ მანძილზე დამოკიდებულების შესწავლის მიზნით ხანგრძლივი დაკვირვება უწარმოებიათ სხვადასხვა ობსერვატორიებში.

ვიზუალური სხივებისათვის ($p$ დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე) $p$-ს საშუალო მნიშვნელობა ზღვის დონეზე უდრის 0.835-ს. მაშასადამე,

$$\frac{I_0}{I}=0.835,$$

ე. ი. ზენიტში მყოფი ვარსკვლავის დამკვირვებლამდე მოღწეული სინათლის ინტენსივობა ვარსკვლავის პირვანდელი (დედამიწის ატმოსფეროს გარე საზღვარზე) ინტენსივობის რვა მეათედს შეადგენს. თუ გავიხსენებთ კვლავ ზემოთ მოტანილ დამოკიდებულებას: $\lg\frac{I_0}{I}=0.4\,(m-m_0)=0.4\,\Delta m$, ადვილად გამოვითვლით, რომ ვარსკვლავის სინათლის დანაკარგი ზენიტში (ჰაერის ერთ მასაზე) ვარსკვლავიერ სიდიდეებში $0^m.20$-ს უდრის.

$p$-ს მოტანილ მნიშვნელობას ჩვენ ს ა შ უ ა ლ ო მნიშვნელობას ვუწოდებთ (ვიზუალური სხივებისათვის), რადგანაც სხვადასხვა ადგილისათვის დედამიწის ზედაპირზე, სხვადასხვა პირობებში და სხვადასხვა დროს იგი განსხვავებულ მნიშვნელობებს ღებულობს (რაც მეტია, მაგალითად, მოცემულ ადგილას ატმოსფეროს მტვრიანობა, მით ნაკლებია $p$).

მ ი უ ლ ე რ მ ა (Müller) შეადგინა შთანთქმის ცხრილები ქალაქ პ ო ტ ს დ ა მ ი ს ა თ ვ ი ს (100 მეტრის სიმაღლეზე ზღვის დონიდან). მაგრამ ამ ცხრილებით ბევრნი სარგებლობენ იმისათვის, რომ დაკვირვებით მიღებული სი-

კაშკაშა ზენიტზე მიიყვანონ. ამ ტაბულებს ე მ პ ი რ ი ო ლ ტაბულებს უწოდებენ, რადგანაც ისინი მიღებული არიან დაკვირვებისა და პრაქტიკის საფუძველზე. მათი შედარება ლ ა პ ლ ა ს ი ს თეორიის მიხედვით წარმოებულ გამოთვლათა შედეგებთან გვარწმუნებს, რომ ისინი კარგად აკმაყოფილებენ თეორიას მხოლოდ 80°-ის ტოლ ზენიტურ მანძილამდე. ამის შემდეგ. ე. ი. ჰორიზონტის ახლო, დაკვირვება და გამოთვლა აღარ თანხვედება ერთიმეორეს. აქ სხივის მიერ განვლილი გზა ატმოსფეროში ძალზე დიდია და განსაკუთრებით იჩენს თავს ის არასიზუსტე, რომელიც გამოწვეულია ლ ა პ ლ ა ს ი ს თეორიის ზოგიერთი წინადაშვებით (ჰ ი პ ო თ ე ზ ი თ).

ზემოთ მოტანილი მნიშვნელობა ატმოსფეროს გამჭვირვალობის კოეფიციენტისა ($p$) შეესაბამება ვიზუალურ სხივებს. მაგრამ, გაბნევა და შესუსტება ხომ გამოსხივების ტალღის სიგრძეზეც არის დამოკიდებული. ამიტომ საჭირო შეიქნა $p$-ს მნიშვნელობის განსაზღვრა სხვადასხვა სპექტრული შედგენილობის სხივებისათვის. ვ ი რ ტ ც მ ა (Wirtz) ქ. ვ ე ნ ა შ ი ნახა, რომ იმ სხივებისათვის, რომელნიც ჩვეულებრივ ფოტოფირფიტაზე მოქმედებენ (ფოტოგრაფიული სხივებისათვის)

$$p = 0.686.$$

მაშასადამე, ამ სხივების შთანთქმა მეტია (ეს ზემოთაც იყო აღნიშნული, როცა ვთქვით, რომ რაც უფრო მოკლეტალღოვანია გამოსხივება, მით მეტია შესუსტება; ფოტოგრაფიული სხივები კი უფრო მოკლეტალღოვანნი არიან, ვიდრე ვიზუალური სხივები).

აქედან პიოდაპირ გამომდინარეობს, რომ ფოტოგრაფიული სხივების შესუსტება ზენიტში, — ვარსკვლავიერ სიდიდეებში გამოხატული, — ტოლი იქნება $0^m.41$-სა. ამას ისევე გამოვითვლით, როგორც ზემოთ — ვიზუალური სხივებისათვის, ფორმულის გამოყენებით:

$$\lg p = \lg \frac{I_0}{I} = \lg 0.686 = 0.4\ \Delta m.$$

აქ ახლა მოვიშველიოთ ცხრილი, რომელშიც მოცემულია ვარსკვლავიერ სიდიდეებში სინათლის შესუსტება სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე. ცხრილის პირველ სვეტში მოცემულია ზენიტური მანძილის მნიშვნელობა, მეორე და მესამე სვეტში — ვიზუალური სხივების შესუსტება ვარსკვლავიერ სიდიდეებში, მეოთხე და მეხუთე სვეტში შთანთქმა ფოტოგრაფიული სხივებისა. მაგრამ, მეორე და მეოთხე სვეტში შესუსტების მნიშვნელობა მოცემულია იმ ვარაუდით, რომ თითქოს იგი ზენიტში ($z=0°$) ნული იყოს, ხოლო მესამე და მეხუთე სვეტის მონაცემები აგებულია იმის საფუძველზე, რაც ზემოთ იყო ნათქვამი შესუსტების შესახებ ზენიტში (შესუსტება ზენიტში ვიზუალური და ფოტოგრაფიული სხივებისათვის უდრის $0^m.20$ და $0^m.41$-ს, შესაბამისად).

ცხრილიდან ჩანს, რომ ვარსკვლავი თვალით ზენიტში $0^m.98$-ით უფრო კაშკაშა გამოჩნდება, ვიდრე 80°-ის ტოლ ზენიტურ მანძილზე. იქიდანვე ჩანს, რომ ფოტოფირფიტაზე ვარსკვლავი 80°-ის ტოლ ზენიტურ მანძილზე $1^m.81$-ით უფრო მკრთალი იქნება, ვიდრე ზენიტში.

მაგრამ, რაც ამ უკანასკნელ სტრიქონებში ითქვა, შეეხება „თ ე თ რ“ (A სპექტრული ტიპის) ვარსკვლავს. საერთოდ კი სხვადასხვა ფერის ვარსკვლავს სხვადასხვა შესუსტება ახასიათებს.

| Z | შთანთქმა ვიზ. სხივებისა | | შთანთქმა ფოტოგრ. სხივებ. | | Z | შთანთქმა ვიზ. სხივებისა | | შთანთქმა ფოტოგრ. სხივებ. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 0° | $0^m.00$ | $0^m.20$ | $0^m.00$ | $0^m.41$ | 60° | $0^m.23$ | $0^m.43$ | $0^m.40$ | $0^m.81$ |
| 10 | 00 | 20 | 01 | 42 | 64 | 30 | 50 | .51 | 92 |
| 20 | 01 | 21 | 03 | 44 | 68 | 39 | 59 | 66 | 1.07 |
| 30 | 03 | 23 | 06 | 47 | 72 | 52 | 72 | 88 | 1.29 |
| 40 | 06 | 26 | 12 | 53 | 75 | 65 | 85 | 1.12 | 1.53 |
| 45 | 09 | 29 | 17 | 58 | 78 | 82 | 1.02 | 1.47 | 1.88 |
| 50 | 12 | 32 | 22 | 63 | 79 | 90 | 1.10 | 1.53 | 2.04 |
| 55 | 17 | 37 | 30 | 71 | 80 | 98 | 1.18 | 1.81 | 2.22 |

თუ შთანთქმის კოეფიციენტს სხვადასხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავის დაკვირვების საფუძველზე გამოვითვლით, მისთვის ერთგვარად განსხვავებულ მნიშვნელობებს მივიღებთ.

ეს კვლავ იმაზეა დამოკიდებული, რომ ატმოსფეროს ახასიათებს სინათლის შ ე რ ჩ ე ვ ი თ ი შესუსტების თვისება.

ატმოსფეროს ამ თვისებას გამოხატავს რ ე ლ ე ი ს (Rayleigh) ცნობილი კანონი, რომლის მიხედვით გაბნევა ტალღის სიგრძის მეოთხე ხარისხის უკუპროპორციულია.

ატმოსფეროს შერჩევითი შთანთქმის თვისებას უთუოდ უნდა გაეწიოს მართლაც ანგარიში, რადგანაც ვარსკვლავთ სიკაშკაშის განსაზღვრისას ხმარებული სინათლის მიმღებებს (თვალი, ფოტოფირფიტა, ფოტოელემენტი) სხვადასხვა სპექტრული გრძნობიერება აქვთ. ამიტომ რედუქციის დროს საჭირო ხდება ყოველ ცალკე შემთხვევაში გამჭვირვალობის კოეფიციენტის სათანადო მნიშვნელობის გამოყენება. კიდევ უფრო მეტიც: როგორც ზემოთაც იყო აღნიშნული, საჭიროა ვიცოდეთ $p$-ს მნიშვნელობის ვარსკვლავთ ფერზე დამოკიდებულების ხასიათი.

ბაბელსბერგის ობსერვატორიის (გერმანია) ადრინდელი განსაზღვრით $p$-ს მნიშვნელობა შემდეგნაირად იცვლება ვარსკვლავის სპექტრული კლასის (ანუ, რაც იგივეა, — ფერის) მიხედვით:

| სპექტრული კლასი | ფერი | $p$ |
|---|---|---|
| A | თეთრი | 0.794 |
| F | მოყვითალო | 0.805 |
| G | ყვითელი | 0.808 |
| K | მოწითალო | 0.815 |
| M | წითელი | 0.820 |

ქ. პ ო ტ ს დ ა მ შ ი (გერმანია) წარმოებულ დაკვირვებათა საფუძველზე მიღებულია $p$-ს $\lambda$-ზე დამოკიდებულების შემდეგი ცხრილი

| ტალღის სიგრძე | $p$-ს მნიშვნელობა | ტალღის სიგრძე | $p$-ს მნიშვნელობა |
|---|---|---|---|
| 440 mμ | 0.706 | 580 mμ | 0.830 |
| 460 | 0.740 | 600 | 0.840 |
| 480 | 0.764 | 620 | 0.850 |
| 500 | 0.781 | 640 | 0.861 |
| 520 | 0.795 | 660 | 0.871 |
| 540 | 0.808 | 680 | 0.881 |
| 560 | 0.819 | | |

ამ ცხრილიდანაც ნათლად ჩანს შესუსტების შემცირება ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად.

ამ პარაგრაფის დასასრულს უნდა აღვნიშნოთ, რომ ლაპლასის შემდეგ ფართო გამოკვლევანი სინათლის შესუსტების შესახებ შეასრულა ბემპორადმა (Bemporad), რომელმაც შესუსტების უფრო ზუსტი თეორია ააგო. ასე, მაგალითად, თუ ლაპლასის თეორიას საფუძვლად ედო ერთ-ერთი წინადაშვების სახით ატმოსფეროს იზოთერმულობის (ტემპერატურის უცვლელობის) თვისება, რაც, რა თქმა უნდა, სინამდვილეს დაშორებულია, ბემპორადმა მხედველობაში მიიღო ჰაერის ტემპერატურის ცვალებადობაც სიმაღლის მიხედვით. ბემპორადმა თავისი თეორიის აგებისა და პრაქტიკაში სახმარი სათანადო ცხრილების შედგენისას გაითვალისწინა, აგრეთვე, ზოგიერთი სხვა მეტეოროლოგიური ელემენტების გავლენა ატმოსფეროს შთანთქმის უნარიანობაზე.

ახლა დავუბრუნდეთ პირველ ცხრილს და ვნახოთ უბრალო მაგალითზე, თუ როგორ ხდება მისი გამოყენება პრაქტიკაში. ვთქვათ, რომ $s'$ ვარსკვლავის სიკაშკაშის ვიზუალურმა განსაზღვრამ, როცა იგი 30°-ის ტოლ ზენიტურ მანძილზე მდებარეობდა, მისთვის მოგვცა ვარსკვლავიერი სიდიდე: $3.^m45$. მეორე $s''$ ვარსკვლავის სიკაშკაშის განსაზღვრამ, როცა უკანასკნელი 75°-ით იყო დაშორებული ზენიტს ($z=75°$), მოგვცა: $3.^m60$. მაგრამ, ნიშნავს თუ არა ეს იმას, რომ $s''$ სიკაშკაშით ნაკლებია $s'$-ზე? ამის გადაწყვეტა რომ შევძლოთ, საჭირო ა ამ ორი ვარსკვლავის სიკაშკაშე ერთიმეორის შედარებადი გავხადოთ, ანუ საჭირო ა მივიყვანოთ მათი სიკაშკაშე ზენიტზე. ამისათვის მივმართოთ ცხრილს. უკანასკნელის მეორე ან მესამე სვეტის მონაცემებიდან გავარკვევთ, რომ ზენიტიდან 30°-ზე ვარსკვლავის სიკაშკაშე $0^m.03$-ით მცირდება. მაშასადამე, $s'$ ვარსკვლავის ზენიტში მიყვანილი სიკაშკაშე იქნება $3^m.45-0^m.03=3^m.42$, ხოლო ზენიტიდან 75°-ზე სიკაშკაშე $0^m.65$-ით კლებულობს და, მაშასადამე, $s''$ ვარსკვლავის ზენიტში მიყვანილი სიკაშკაშე იქნება $3^m.60-0^m.65=2^m.95$. მაშასადამე, $s'$ და $s''$ ვარსკვლავები ზენიტში რომ ყოფილყვნენ, მათი სიკაშკაშე შესაბამისად იქნებოდა $3^m.42$ და $2^m.95$. ამგვარად, სინამდვილეში, $s''$ უფრო კაშკაშა ყოფილა, ვიდრე $s'$.

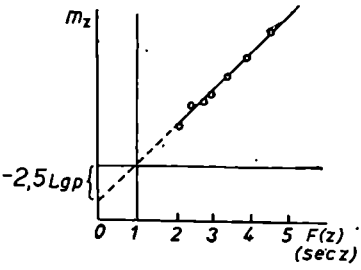
ამ მაგალითში ვგულისხმობდით, რომ ორივე ვარსკვლავი „თეთრია".

### § 97. დედამიწის ატმოსფეროს გამჭვირვალობის ემპირიული განსაზღვრა

ატმოსფეროს გამჭვირვალობის კოეფიციენტის პრაქტიკული განსაზღვრა მოითხოვს აღებული ვარსკვლავის (ვარსკვლავების) ფოტომეტრიულ დაკვირვებას სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე თითქმის მთელი ღამის განმავლობაში, რათა გამოვლინდეს მისი (მათი) ხილული სიკაშკაშის ცვლილება ზენიტურ მანძილზე (ატმოსფერულ მასაზე) დამოკიდებულებით. მაშასადამე, ამ მიზნით უნდა შეირჩეს ზედმიწევნით მდგრადი ღამე — ცის კარგი, უცვლელი გამჭვირვალობით. უნდა იზომებოდეს ვარსკვლავის სიკაშკაშე და გამოითვლებოდეს ვარსკვლავიერი სიდიდე მიმდევრობით მის რამდენიმე სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე. ავაგოთ გრაფიკი, რომლის აბსცისათა ღერძზე გადავზომავთ $\sec z$-ის, ხოლო ორდინატთა ღერძზე $m_z$-ების მნიშვნელობებს (ნახ. 99) და დავსვათ შესაბამისი წერტილები. ვთქვათ, ღამეში 10 გაზომვა მოვასწარით და გრაფიკზე 10 სათანადო წერტილი გვაქვს. შევაერთოთ ეს წერტილები უწყვეტი წრფით

და განვაგრძოთ უკვე წყვეტილი წრფის სახით ორდინატთა ღერძის გადაკვეთამდე.

თუ ამ წყვეტილ წრფეზე ავიღებთ $\sec z = 1$-ის შესაბამ წერტილს, მისი ორდინატი მოგვცემს ჩვენი ვარსკვლავის $m$-ის მნიშვნელობას ზენიტში ანუ $m_0$-ს.




ნახ. 99.

### § 98. სინათლის გაბნევა დედამიწის ატმოსფეროში

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ატმოსფეროში სხივის გამჭოლვისას სინათლის შესუსტებას იწვევს ორი მოვლენა: სინათლის გაბნევა და მისი შთანთქმა. სინათლის გაბნევა იმაში მდგომარეობს, რომ სინათლის ფოტონები განიბნევიან ჰაერის მოლეკულების ან ჰაერში არსებული სხვა რამ ნაწილაკების, აეროზოლების მიერ. გაბნევა ყველა მიმართულებით ხდება და ამიტომ დამკვირვებლის მიმართულებით სხივი, ცხადია, შესუსტებული სახით მიიმართება. გაბნევას უმთავრესად ჰაერის მოლეკულები იწვევს და, რაკი გაბნევა $\lambda^{-4}$ — კანონით ხდება, იგი სწრაფად მცირდება სპექტრის წითელი და ინფრაწითელი უბნისაკენ. ამ კანონთან კავშირშია ცის მოლურჯო ფერი. ცა უფრო ლურჯადაც წარმოგვიდგებოდა, ორი ფაქტორი რომ არ ახდენდეს გავლენას. ჯერ ერთი, სპექტრის რაც უფრო მოკლეტალღოვან უბანზე გადავდიავართ, მით ნაკლებია ჩვენი თვალის შუქმგრძნობიერება და, მეორეც, ცის მოლურჯო ფერს ერთგვარად „ათეთრებს“ გაბნევა სუფთა ჰაერის მოლეკულებზე უფრო მსხვილი ნაწილაკების მიერ, როგორიცაა მტვერი, წყლის წვეთები, ყინულის პაწია კრისტალები და სხვ. მათთვის გაბნევის კანონი გამოიხატება დამოკიდებულებით — $\lambda^{\alpha}$, სადაც $\alpha < 4$, მაგრამ უახლოვდება მას, თუ ჰაერში შერეული ნაწილაკები ძალზე მცირეა, და $\alpha \approx 1$, თუ ეს ნაწილაკები მომსხო. ძალიან მოზრდილი ნაწილაკებისათვის $\alpha = 0$, რაც იმას ნიშნავს, რომ გაბნევა არაა დამოკიდებული სხივის ტალღის სიგრძეზე, ე. ი. იგი ნეიტრალურია. ითვლება, რომ საშუალო პირობებში $\alpha = 1.3$. როცა ატმოსფერო მეტად დამტვერიანებულია, ცის სიკაშკაშე მზის ბადროს მახლობლობაში დიდია და მზის გარშემო შარავანდედი შეიმჩნევა. ზღვის დონიდან დიდ სიმაღლეებზე, სადაც ჰაერი ერთობ სუფთაა, რჩება მხოლოდ რელეისეული გაბნევა და შარავანდედის კვალი თითქმის არ შეიმჩნევა.

### § 99. სინათლის შთანთქმა დედამიწის ატმოსფეროში

დედამიწის ატმოსფეროში სინათლის შთანთქმა შემდეგნაირად ხდება: როგორც ვთქვით, სინათლის კვანტების ენერგია ჰაერის მოლეკულებთან და ატომებთან შეხვედრისას უკანასკნელთა სითბურ მოძრაობად გარდაიქმნება. ეს მოვლენა, როგორც ამბობენ, სელექტურია, დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე და თავს იჩენს გამომსხივებელი წყაროს (ცის სხეულის) სპექტრის შერჩეულ ვიწრო უბნებში ანუ შთანთქმის ზოლებში. უკანასკნელნი შეესაბამებიან გარკვეულ მოლეკულებს: ოზონისას (ულტრაიისფერი უბანი), წყლის ორთქლისას, ჟანგბადისა და ნახშირის გაზისას (წითელი და ინფრაწითელი უბნები).

ოზონის ფენა მდებარეობს 18—30 კმ სიმაღლეზე. მისი მაქსიმალური სიმკვრივე 25 კმ სიმაღლეზე მოდის. თუმცა, საერთოდ, მისი მასა დიდი არაა: ნორმალური ატმოსფერული წნევისა და ტემპერატურის პირობებში იგი დაიკავებდა სულ მხოლოდ 3 მილიმეტრ სისქის ფენას. ოზონის მნიშვნელობა ბიოლოგიური თვალსაზრისით მეტად დიდია: იგი ბიოსფეროს იცავს უკანასკნელისათვის მავნე მოკლეტალღოვანი გამოსხივებისაგან, რაც მზიდან და სხვა კოსმოსური ობიექტებიდან გამოსხივდება.

### § 100. ფორბსის ეფექტი

როგორც ცნობილია, გრძელტალღოვანი გამოსხივების შესუსტების შედარებითი სიმცირის გამო, მნათობი, ზენიტური მანძილის ზრდასთან ერთად, „წითლდება"; შესუსტების კოეფიციენტი სწრაფად კლებულობს ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად. ესე იგი, გრძელტალღოვანი უბნის სინათლის შესუსტება უფრო ნელა მიმდინარეობს, ვიდრე საერთოდ სინათლისა მიმღების გრძნობიერების მთელ უბანში. ამის შედეგად, დიდ ზენიტურ მანძილებზე ატმოსფერო უფრო გამჭვირვალედ წარმოგვიდგება, ვიდრე მოსალოდნელი იქნებოდა სინათლის შესუსტების იმ ტემპის მიხედვით, რომელიც უფრო მცირე ზენიტურ მანძილებზე დაიმზირება. აღნიშნული მოვლენა ფ ო რ ბ ს მ ა (Forbes) აღწერა და მას ფორბსის ეფექტი ეწოდება. 85°-ის ტოლ ზენიტურ მანძილზე მან შეიძლება 0.4 ვარსკვლავიერ სიდიდეს მიაღწიოს და მასაც გარკვეული გათვალისწინება ესაჭიროება პრეციზიული ფოტომეტრიის დროს.

# მესამე ნაწილი

# ასტროსპექტროსკოპია

## VII თავი

## სპექტრული იარაღები. სპექტრული ანალიზი

### § 101. ასტროსპექტროსკოპიის საგანი

ასტროსპექტროსკოპია თანამედროვე ასტროფიზიკის ერთ-ერთი დიდი, დამოუკიდებელი დარგია, რომელშიც ცის სხეულების შესასწავლად სპექტრული ანალიზი გამოიყენება.

ცის სხეულების სინათლის სპექტრული ანალიზი მათი გამოკვლევის ერთ-ერთ უძლიერეს მეთოდს წარმოადგენს და მდიდარ ცნობებს გვაწვდის ცის სხეულების ფიზიკურ მდგომარეობასა და ქიმიურ შედგენილობაზე. სპექტრული ანალიზის მეშვეობით გამოიკვლევა არა მარტო ფიზიკური მახასიათებლები, სახელდობრ ტემპერატურა, აგრეგატული მდგომარეობა, ნივთიერების სიმკვრივე ან მასა, არამედ გეომეტრიულ-კინემატიკური მონაცემებიც: მანძილები, სივრცული და ბრუნვითი მოძრაობა და სხვ.

სპექტრული ანალიზის მეშვეობით მოიპოვება ცნობები დედამიწისა და სხვა ცთომილების ატმოსფეროების აგებულებას, შედგენილობასა და თვისებებზე. მოიპოვება ის მასალაც, რომელიც თეორიული ასტროფიზიკისა და თეორიული ფიზიკის შედეგებს ამოწმებს, კერძოდ, — ატომის თეორიიდან გამომდინარე დასკვნებს. სპექტრული ანალიზი თითქმის ყველა მეთოდზე უფრო მეტად აკავშირებს თანამედროვე ასტრონომიას თანამედროვე ფიზიკასთან. სპექტრულმა ანალიზმა დაგვანახა სამყაროს მატერიის შემადგენელი ატომებისა და მოლეკულების აგებულება. სწორედ სინათლის (გამოსხივების) სპექტრული შედგენილობა ანუ სპექტრული თვისებებია, როგორც ამბობენ, ის „ენა“, რომლითაც ატომები გვამცნობენ თავიანთ მდგომარეობას, თვისებებს, გარემომცველ გარემოსთან მათ ურთიერთკავშირს. ეს უკანასკნელი ცნობები კი მე-20 საუკუნის ბუნებისმეტყველების უდიდესი მონაპოვარია.

შეგვიძლია ორი მთავარი მხარე გავარჩიოთ სპექტრულ ანალიზში. პირველია მისი პრაქტიკული მხარე, რომელიც გულისხმობს სპექტრის მიღებისა და მისი მრავალნაირი შესწავლის ხელსაწყოებისა და მეთოდების დამუშავებას. მეორეა, ძირითადად, სპექტრების თეორია, რომელიც დაკვირვებითსა და ექსპერიმენტულ მონაცემებს უკავშირებს ენერგიის გამოსხივებისა და ატომის აგებულების თეორიების დასკვნებს.

ამ თავში ჩვენ შევისწავლით პრაქტიკულ სპექტრულ ანალიზს.

სპექტრული ანალიზის პრაქტიკულ საფუძველს ქმნის სპექტროსკოპი — იარაღი, რომელიც განახორციელებს სხივის დისპერსიას ანუ მის გაბნევას, დაშლას შემადგენელ ნაწილებად. სხვა სიტყვებით, — სინათლის დაშლას მო-

ნოქრომატულ მდგენელებად ანუ სინათლის გაბნევას ტალღის სიგრძეებზე დამოკიდებულ მიმართულებათა უწყვეტ მიმდევრობად. სხივის ასეთი დაშლა ანუ გაბნევა ხორციელდება მინის პრიზმის ან დიფრაქციული მესერის გამოყენებით. სპექტროსკოპის ხმარება ასტრონომიაში დაიწყო გასული საუკუნის სამოციან წლებში.

თუ სპექტროსკოპს მორგებული აქვს ფოტოგრაფიული კამერა და, მაშასადამე, გამონასახი თვალით კი არ განიხილება ოკულარში, არამედ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე აღიბეჭდება, მაშინ საქმე გვაქვს **სპექტროგრაფთან**. თანამედროვე ასტრონომიულ სპექტროსკოპიაში უმთავრესად ფოტოგრაფიული მეთოდი გამოიყენება; მაშასადამე, უმთავრესად სპექტროგრაფები იხმარება. სპექტროგრაფი იხმარება ტელესკოპთან კომბინაციაში და ასეთ შემთხვევაში ტელესკოპი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც მხოლოდ დამხმარე, დამატებითი ნაწილი სპექტროგრაფისა (იხ. ქვემოთ).

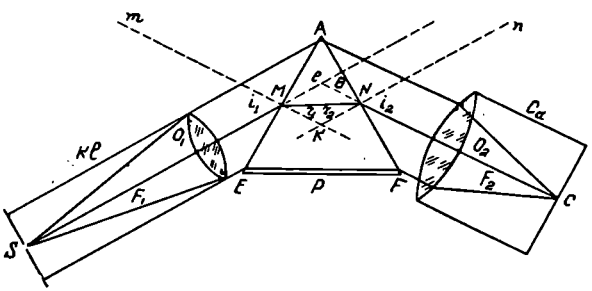
აქ ჩვენ აღვწერთ სპექტროგრაფის აგებულებას და პირველ რიგში ისეთისას, რომელშიც სხივის დისპერსიის საშუალებას პრიზმა იძლევა.

## § 102. პრიზმიანი სპექტროგრაფის სქემა

მე-100 ნახ.-ზე წარმოდგენილია პრიზმიანი სპექტროგრაფის ოპტიკური სქემა.

სპექტროგრაფი შედგება სამი ძირითადი ნაწილისაგან. პირველია კოლიმატორი (*kl*); იგი წარმოადგენს შედარებით მცირე ტელესკოპურ მილს $O_1$ ობიექტივით, რომლის საფოკუსო მანძილია $F_1$.

მეორე ნაწილს შეადგენს თვით პრიზმა (*P*), რომელიც ერთგვარ ყუთშია ჩადგმული. პრიზმა დამზადებულია მინისაგან ან კვარცისაგან; საერთოდ კი იგი




ნახ. 100.

უნდა წარმოადგენდეს **გამჭვირვალე** ნივთიერებას. ყველა შემთხვევაში იგი ერთობ ერთგვაროვანი უნდა იყოს ოპტიკური თვალსაზრისით და *AE* და *AF* წახნაგები — კარგად გაპრიალებული, პრიზმის ფუძე კი (*EF*) შეიძლება უხეშად იქნეს გახეხილი.

სპექტროგრაფის მესამე ნაწილი წარმოადგენს ფოტოგრაფიულ *Ca* კამერას $O_2$ ობიექტივით. უკანასკნელის საფოკუსო მანძილია $F_2$.

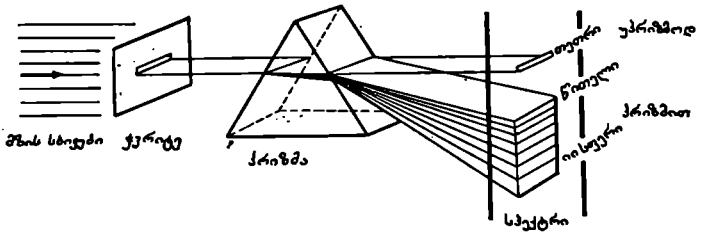
*kl* კოლიმატორს ოკულარის ნაცვლად აქვს ერთობ ვიწრო წაგრძელებული ოთხკუთხა ჭვრეტე (*S*), მოთავსებული $O_1$ ობიექტივის ფოკუსის სიბრტყეში,

სიგრძით, პრიზმის გარდამტეხი წიბოს პარალელურად. თუ $S$ ჭვრიტეს გავანათებთ (მაგალითად, ვარსკვლავის სინათლით, რომელსაც ტელესკოპის ფოკუსში ვღებულობთ), სხივები, შევა რა ჭვრიტის გავლით კოლიმატორის მილში, გაანათებს ობიექტივს; ამის შემდგომ გამოვა კოლიმატორის ობიექტივის მეორე (გარე) ზედაპირიდან პარალელური კონის სახით.

კოლიმატორი სწორედ იმისათვის გვესაჭიროება, რომ პრიზმის გავლის შემდეგ მონოქრომატული სინათლის სხივების კონა ჰ ო მ ო ც ე ნ ტ რ უ ლ ი იყოს და ტელესკოპის მიერ შეკრებილი სინათლე მთლიანად იქნეს გამოყენებული. ასეთ პირობებში, განათებული ჭვრიტეს ყოველი წერტილის გამონასახი, აგრეთვე, წერტილის სახით წარმოგვიდგება. პრიზმას რომ დაცემოდა სხივების განშლადი კონა, გარდატეხის შემდგომ სხივები ასტიგმატიზმს განიცდიდნენ და სპექტრი მკვეთრად დამახინჯდებოდა. ამიტომაა აუცილებელი პრიზმის წახნაგზე პარალელური კონის მიღება. ამას მიაღწევენ კოლიმატორის გამოყენებით.

როცა სპექტროგრაფი ტელესკოპთან კომბინაციაში გამოიყენება, მას ისე მოარგებენ ხოლმე ტელესკოპს, რომ ჭვრიტემ დაიკავოს ტელესკოპის ფოკუსის ადგილი. მაშინ ტელესკოპის მიერ შექმნილი ვარსკვლავის გამონასახი „დაგეგმილდება“ ჭვრიტეზე და მისი სინათლე შევა კოლიმატორში და, მაშასადამე, — სპექტროგრაფში.

სხივთა პარალელური კონა ეფინება პრიზმის $AE$ წახნაგზე და, პრიზმის სხეულში გავლისა და სათანადო დისპერსიის განცდის შემდგომ, ეცემა $Ca$




ნახ. 101.

კამერის $O_2$ ობიექტივს და $Ca$ კამერის ფოკალურ სიბრტყეში მიიღება ცის სხეულის ს პ ე ქ ტ რ ი ს გამონასახი ($C$). 101 და 102-ე ნახ. გვაძლევენ პრიზმის მოქმედების ანუ სხივის სპექტრად დაშლის ილუსტრაციას.

თუ ჭვრიტეს ზემოთ აღნიშნული ოთხკუთხა ფორმა აქვს, მისი მონოქრომატული გამონასახები ერთიმეორეს „მიეწყობა“ და სპექტრი ერთგვარ ოთხკუთხა ზოლს წარმოადგენს. თუკი ჭვრიტე წრიულია (აქაც იგულისხმება, რომ ერთობ ვიწროა) და თითქმის „წერტილოვანია“, მაშინ ყოველი მონოქრომატული გამონასახიც თითქმის წერტილოვანი იქნება და ისინიც ერთიმეორეს გაჰყვებიან პრიზმის გარდამტეხი წიბოს მართობულ მონაკვეთზე. ამ შემთხვევაში სპექტრს ხაზის სახე აქვს და ამ ხაზის მიმართულებას დისპერსიის მიმართულებას უწოდებენ. ოთხკუთხა ჭვრიტეს შემთხვევაში დისპერსიის მიმართულება სპექტრის სიგრძის მიმართულებას თანხვდება. სპექტრული გამონასახის სიგანეს სპექტრის სიმაღლესაც უწოდებენ და მისი სიდიდე სხვა ფაქტორებთან ერთად ჭვრიტეს სიგრძეზეც არის დამოკიდებული. კოლიმა-

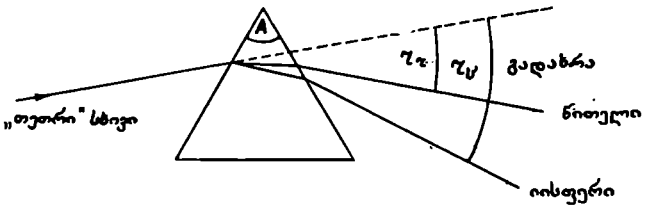
ტორის ჭვრიტე, პრიზმის გარდამტეხი წიბო და სპექტრის სიმაღლე (სიგანე) ყველა ერთიმეორის პარალელურია. მე-100 და 102-ე ნახ.-ზე ისინი ქაღალდის სიბრტყის მართობულად უნდა წარმოვიდგინოთ. აქვე დავძენთ, რომ სპექტრის სიმაღლე (სიგანე) — $h'$ — გამოითვლება მარტივი ფორმულით:

$$h' = h\frac{F_2}{F_1},$$

სადაც $h$ ჭვრიტეს სიგრძეა.

### § 103. სხივის სვლა პრიზმაში

ვნახოთ, როგორია სხივის სვლა პრიზმაში. დავუბრუნდეთ მე-100 ნახ.-ს, სადაც მოცემულია იმ მონოქრომატული სხივების სვლა, რომლებიც მდებარეობენ პრიზმის $A$ წიბოს მართობულ სიბრტყეში. ამ კვეთას პრიზმის მ თ ა ვ ა რ კ ვ ე თ ა ს უწოდებენ და მის გამოხატულებას ნახაზზე წარმოადგენს ტოლფერდა სამკუთხედი ($EAF$). აღებული ცენტრული სხივის სვლა გამო-




ნახ. 102.

ხატება ტეხილი ხაზით ($SMNC$). იგულისხმება, რომ დაცემული სხივი და გარდატეხილიც ერთ და იმავე — მთავარი კვეთის სიბრტყეში მდებარეობენ. ამ სიბრტყეს დ ი ს პ ე რ ს ი ი ს სიბრტყესაც უწოდებენ.

პრიზმის გარდამტეხი კუთხე აღვნიშნოთ $A$ ასოთი, სხივის დაცემისა და გარდატეხის კუთხეები პირველსა (წინა — $AE$) და მეორე (უკანა — $AF$) წახნაგზე შესაბამისად იყვნენ: $i_1$, $r_1$ და $i_2$, $r_2$.

$MAN$ სამკუთხედიდან გამომდინარეობს:

$$r_1 + r_2 = A; \tag{1}$$

($km$ და $kn$ პრიზმის წახნაგების ნორმალებია სხივის დაცემისა და გამოსვლის წერტილებში).

$MeN$ სამკუთხედიდან, რომლისთვისაც $\theta$ წარმოადგენს გარეკუთხეს, გამომდინარეობს:

$$\theta = i_1 - r_1 + i_2 - r_2 = i_1 + i_2 - A. \tag{2}$$

მაგრამ $\theta$, ამავე დროს, არის პრიზმის მიერ გარდატეხილი სხივის გადახრის კუთხე მისი პირვანდელი მიმართულებიდან.

ფიზიკაში ცნობილია, რომ თუ პრიზმას მისი გარდამტეხი წიბოს პარალელური ღერძის ირგვლივ ისე ვაბრუნებთ, რომ დაცემული სხივების ($SM$) მიმართულებას არ შევცვლით, მაშინ კუთხე $\theta$ განიცდის ცვლილებას და პრიზ-

შის რომელიღაც მდებარეობაში (დაცემული სხივის მიმართ მის გარკვეულ მდებარეობაში) θ მიიღებს რაღაც მინიმალურ მნიშვნელობას. პრიზმის ამგვარ მდებარეობას დაცემული სხივების მიმართ უწოდებენ **გადახრის მინიმალურ მდებარეობას.**

გავიხსენოთ ახლა, რომ თუ $n$ აღნიშნავს პრიზმის მასალის (მინის) გარდატეხის კოეფიციენტს ჰაერის მიმართ, მაშინ გარდატეხის კანონი შემდეგნაირად გამოიხატება:

$$n=\frac{\sin i_1}{\sin r_1} \quad \text{ან} \quad n=\frac{\sin i_2}{\sin r_2}. \tag{3}$$

ვნახოთ როგორი იქნება სხივის გზა, როცა პრიზმა გადახრის მინიმუმის მდებარეობაშია (ე. ი. $\theta=\min$) და რა კავშირში იქნებიან ერთმანეთთან θ, $A$, $i$ და $r$.

ამისათვის გავაწარმოოთ (2) და (3); გვექნება:

$$\begin{aligned} d\theta &= di_1+di_2, \\ n\cos r_1\, dr_1 &= \cos i_1\, di_1, \\ n\cos r_2\, dr_2 &= \cos i_2\, di_2. \end{aligned} \tag{4}$$

ორი უკანასკნელი სტრიქონი ასეც დაიწერება:

$$di_1=n\,\frac{\cos r_1}{\cos i_1}\,dr_1, \tag{5}$$

$$di_2=n\,\frac{\cos r_2}{\cos i_2}\,dr_2. \tag{6}$$

θ-ს ექსტრემულობის პირობით

$$d\theta=0,$$

ანუ, გაშლილი სახით ((4), (5) და (6)-დან):

$$d\theta=di_1+di_2=n\,\frac{\cos r_1}{\cos i_1}\,dr_1+n\,\frac{\cos r_2}{\cos i_2}\,dr_2=0. \tag{7}$$

(1)-ის გაწარმოება, რამდენადაც პრიზმის გარდამტეხი კუთხე მუდმივია, გვაძლევს უფლებას დავწეროთ:

$$dA=dr_1+dr_2=0. \tag{8}$$

(7) და (8) განტოლებანი მხოლოდ იმ შემთხვევაში იქნებიან თავსებადნი, როცა (7)-ის კოეფიციენტები ერთიმეორის ტოლი გახდება, ანუ:

$$n\,\frac{\cos r_1}{\cos i_1}=n\frac{\cos r_2}{\cos i_2}. \tag{9}$$

თუ $\cos i_1$ და $\cos i_2$-ს შევცვლით მათი გამოსახულებებით (3)-დან, გვექნება:

$$\frac{\cos r_1}{\sqrt{1-n^2\sin^2 r_1}}=\frac{\cos r_2}{\sqrt{1-n^2\sin^2 r_2}}.$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ $r_1=r_2$ და, მაშასადამე, $i_1=i_2$. ხოლო ეს იმას ნიშნავს, რომ სხივი პრიზმაში მიიმართება პრიზმის ფუძის პარალელუ-

რად და, რომ პრიზმის წახნაგზე სხივის დაცემის კუთხე ეტოლება პრიზმიდან გამოსვლის მიმართულების კუთხეს. მაგრამ, ყოველივე ეს შეესაბამება იმ შემთხვევას, როცა θ ექსტრემულ მნიშვნელობას ღებულობს და კერძოდ — მ ი ნ ი მ უ მ ი ს ა, რადგანაც $d^2\theta>0$.

აქ მიღებული პირობები ($r_1=r_2$; $i_1=i_2$), ამავე დროს, ნიშნავს შემდეგს:

$$i=\frac{\theta+A}{2}, \tag{10}$$

$$r=\frac{A}{2}, \tag{11}$$

$$n=\frac{\sin i}{\sin r}, \tag{12}$$

რაც გამომდინარეობს, შესაბამისად, (2), (1) და (3)-დან.

(10), (11) და (12) ითვლება სხივის მინიმალური გადახრის ძირითად ფორმულებად.

სპექტროგრაფებში პრიზმას ყოველთვის აყენებენ სხივის მინიმალური გადახრის კუთხით. ამავე დროს, რამდენადაც მინიმალური გადახრის ფორმულებში ანუ პირობებში ვხვდებით $n$ სიდიდეს, რომელიც, საერთოდ, გამოსხივების ტალღის სიგრძეზეცაა დამოკიდებული, იგულისხმება, რომ გადახრის მინიმუმი შეესაბამება ისეთ სხივს, რომლის გარდატეხის კოეფიციენტი ($n$) წარმოადგენს საშუალოს სპექტრის იმ უბნისათვის, რომელშიც კვლევას ვაწარმოებთ. მაგრამ საკითხავია: რად არის საჭირო პრიზმის დაყენება მინიმალური გადახრის კუთხით?

კოლიმატორი მიაწოდებს პრიზმას სხივთა პარალელურ კონას და თავიდან აგვაცდენს აბერაციების გავლენას. მაგრამ, ნარჩენ აბერაციებს, თუმცა მცირეს, მაინც ექნება ადგილი. პრიზმის დაყენება მინიმალური გადახრის კუთხით კვლავ ამცირებს ამ ნარჩენი აბერაციების გავლენას. ოპტიკიდან ცნობილია, რომ მინიმალური გადახრის კუთხის მახლობლობაში მცირედ განშლად სხივთკონას პრიზმის გავლისას ჰომოცენტრულობა ახასიათებს; ეს კი იმას ნიშნავს, რომ კოლიმატორის განათებული ჭვრიტეს ყოველი წერტილის გამონასახი, აგრეთვე, წერტილის სახისა მიიღება.

როცა პრიზმა უმცირესი გადახრის კუთხით დგას, მაშინ სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე და საათიერ კუთხეზე მუშაობისას პრიზმის გარდუვალი მცირე გადანაცვლებები ნაკლებ უარყოფით ეფექტს გვაძლევს. სინათლის დანაკარგებიც ამ მდებარეობაში ნაკლებია.

კოლიმატორი რომ არ გვქონოდა, სინათლის გ ა ნ შ ლ ა დ ი კონა პრიზმის წახნაგზე გარდატეხისას ასტიგმატიზმს განიცდიდა. ამის მოწმობას ოპტიკა იძლევა. კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსულ პ ა რ ა ლ ე ლ უ რ კონას კი ეს არ ახასიათებს. კოლიმატორის კარგი ხარისხის ობიექტივი პარალელურ სხივებს უნდა გვაძლევდეს ჭვრიტეს ყველა წერტილიდან და ყველა ტალღის სიგრძისათვის. ეს მაშინ ხდება, როცა ობიექტივი თავისუფალია სფერული და ქრომატული აბერაციებისა და კომისაგან. ეს მოეთხოვება კოლიმატორის ობიექტივს. ამ მოთხოვნილების დაკმაყოფილება შედარებით ადვილია, რადგანაც ამასთან ობიექტივს არ მოეთხოვება არც ფოტომეტრიულად კარგი

დ ი დ ი ველი (რამდენადაც ჭვრიტეს მცირე ადგილი უკავია ოპტიკური ცენტ-

რის ახლო; ჭვრიტეს სიგრძის ნახევარი, ჩვეულებრივ, არ აღემატება ობიექ-ტივის საფოკუსო მანძილის $\frac{1}{100}$ — $\frac{1}{50}$-ს) და არც დიდი შუქძალა (ჩვეულებრივ, კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრის შეფარდება მის საფოკუსო მანძილთან 1 : 15-ის მახლობლობაშია. ჩვენ კი ვიცით, რომ, რაც ნაკლებია ეს შეფარდება, მით მცირეა აბერაცია).

პრიზმასაც უნდა წავუყენოთ გარკვეული მოთხოვნილებანი იმისათვის, რომ მან ეფექტურად გამოიყენოს კოლიმატორის უპირატესობანი. ასე, მაგალითად, პირველ რიგში: პრიზმის სიდიდე უნდა შეესაბამებოდეს კოლიმატორის ობიექტივის სიდიდეს. სხვა სიტყვებით, — სხივების მთელი პარალელური კონა, რაც კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოდის, მთლიანად უნდა თავსდებოდეს პრიზმის წინა წახნაგზე. წინააღმდეგ შემთხვევაში კოლიმატორის მიერ მიღებული სინათლე ნაწილობრივ დაიკარგებოდა. მაგრამ, რადგანაც პრიზმიდან გამოსული, დ ა შ ლ ი ლ ი კონა პირვანდელ კონასთან შედარებით გაფართოებულია, ამიტომ პრიზმის სიმაღლე რამდენადმე უნდა აღემატებოდეს ობიექტივის დიამეტრს.

სპექტროგრაფს ახასიათებენ ძირითადად სამი სიდიდით ანუ თვისებით: 1) დისპერსიით, 2) გარჩევის უნარით და 3) სპექტრის სიწმინდით. ესენი, ამავე დროს, თვით სპექტრს ახასიათებენ. განვიხილოთ ეს თვისებები ცალ-ცალკე.

### § 104. სპექტრის დისპერსია

პრიზმის მასალის (მინის) შერჩევა დიდ ყურადღებას მოითხოვს. იგი უნდა იყოს რაც შეიძლება გამჭვირვალე და ერთგვაროვანი. პრიზმის გარდამტეხი კუთხის სიდიდეც შემთხვევით როდი აიღება. უმთავრესად გარდამტეხი კუთხის სიდიდე განსაზღვრავს პრიზმის და მთელი სპექტროგრაფის ძირითად თვისებას, რომელსაც დ ი ს პ ე რ ს ი ა ს ვუწოდებთ.

დისპერსია გამოხატავს პრიზმის უნარს, გამოიწვიოს სინათლის გაშლა. განიხილავენ კუთხოვან და ხაზოვან დისპერსიებს.

დავუბრუნდეთ ფორმულას (10) და მოვახდინოთ მისი გაწარმოება $n$-ის მიმართ. რადგანაც მოცემული პრიზმის გარდამტეხი $A$ კუთხე მუდმივია, გვექნება:

$$\frac{di}{dn}=\frac{1}{2}\,\frac{d\theta}{dn}. \tag{13}$$

მაგრამ, (12) და (11)-დან გვაქვს:

$$dn=\frac{\cos i\,di}{\sin\frac{A}{2}},$$

ანუ

$$\frac{di}{dn}=\frac{\sin\frac{A}{2}}{\cos i}=\frac{\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}.$$

ამის შემდგომ (13) ასე გადაიწერება:

$$d\theta = \frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\,dn. \tag{14}$$

გარდატეხის კოეფიციენტი ($n$) დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე და ეს დამოკიდებულება გამოიხატება, რამდენადაც ცნობილია, ემპირიული ფორმულით, რომელიც ჰ ა რ ტ მ ა ნ ს ეკუთვნის:

$$n = n_0 + \frac{c}{\lambda-\lambda_0}. \tag{15}$$

აქ $n_0$, $\lambda_0$ და $c$ მუდმივებია, რომელთაც განსაზღვრავენ ტალღის სიგრძის სამი მნიშვნელობის შესაბამი, $n$-ის ცნობილი სიდიდეების მეშვეობით (სამი განტოლების შედგენის გზით).

(15)-ის გაწარმოება გვაძლევს:

$$dn = -\frac{c}{(\lambda-\lambda_0)^2}\,d\lambda.$$

უკანასკნელის გამოყენებით (14)-დან მივიღებთ:

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = -\frac{2\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\,\frac{c}{(\lambda-\lambda_0)^2}. \tag{16}$$

ეს კუთხოვანი დისპერსიის გამოსახულებაა; $\frac{d\theta}{d\lambda}$-ს კ უ თ ხ ო ვ ა ნ დ ი ს-პ ე რ ს ი ა ს უწოდებენ. (16)-დან დისპერსიას ვღებულობთ რადიანებში 1 ანგსტრემზე; თუ მას გადავამრავლებთ შესაბამ მამრავლზე, მივიღებთ გრადუსებში და მის ნაწილებში 1 ანგსტრემზე. გავიხსენოთ, რომ $\theta$ არის კუთხე, რომელიც გამოხატავს პრიზმის მიერ გარდატეხილი სხივის გადახრას მის საწყის (პრიზმაში გავლამდე) მიმართულებიდან. ეს გადახრა დამოკიდებულია სხივის ტალღის სიგრძეზე და კუთხოვანი დისპერსია გვიჩვენებს, თუ ტალღის სიგრძის $d\lambda$ ნაზრდს გადახრის როგორი $d\theta$ ნაზრდი შეესაბამება.

როგორც ვხედავთ (16)-დან, დისპერსია დამოკიდებულია არა მარტო სინათლის ტალღის სიგრძეზე, არამედ პრიზმის გარდამტეხი კუთხის $A$ სიდიდეზეც. რაც მეტია ეს უკანასკნელი კუთხე, მით მეტია დისპერსია. ამასთანავე, რაც უფრო მოკლეტალღოვანია გამოსხივება, მით მეტია დისპერსია. ნიშანი მინუსიც (16) — ფორმულის მარჯვენა მხარეზე იმას ნიშნავს, რომ თუ ტალღის სიგრძის ნაზრდი დადებითია, გადახრის კუთხის ნაზრდი უარყოფითია, ე. ი. გადახრა იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებასთან ერთად.

ამნაირად, კუთხოვანი დისპერსია გვიპასუხებს კითხვაზე, თუ რამდენი გრადუსით (ან მისი რა ნაწილით) არიან განსხვავებულნი ერთმანეთისაგან გადახრები ორი ისეთი სხივისა, რომელთა ტალღის სიგრძენი ერთიმეორისაგან რაღაც გარკვეული $\Delta\lambda$ სიდიდით (მაგალითად, 1 ანგსტრემით) განსხვავდებიან.

კუთხოვანი დისპერსია, ჩვეულებრივ, გამოიხატება რკალის სეკუნდებით ერთ ანგსტრემზე.

რაც უფრო დიდია კუთხოვანი დისპერსია (რაც უფრო დიდია ორი, 1 ანგსტრემით განსხვავებული სხივების გადახრათა სხვაობა), მით უფრო დეტალური სპექტრი მიიღება და მით უფრო მძლავრია, მაშასადამე, სპექტროგრაფი (პრიზმა).

მაგრამ, პრაქტიკაში, ჩვეულებრივ, საქმე გვაქვს ან ეკრანზე სპექტრად გაშლილ სინათლესთან ან სპექტრის ანაბეჭდთან ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე (სპექტროგრაფში).

უკანასკნელ შემთხვევაში სპექტრის ფოტოგრაფიული გამონასახი მეტნაკლებად გაჭიმულია იმის მიხედვით, თუ რამდენად დიდია ან მცირეა დისპერსია. აქ დისპერსიის დახასიათება მოხერხებულია მით, თუ რა ხაზოვანი მანძილია სპექტრის გამოსახულებაში ორ სპექტრულ ხაზს შორის, რომელთა შესაბამისი ტალღის სიგრძეები ერთიმეორისაგან რაღაც $\Delta\lambda$-თი განსხვავდება.

ასე შემოგვაქვს ხაზოვანი დისპერსიის ცნება. მას აღნიშნავენ როგორც $\frac{ds}{d\lambda}$ ფარდობას. პრაქტიკულად სპექტრში ხაზოვანი მანძილებისა და ტალღის სიგრძეებისათვის განიხილავენ სასრულ ნაზრდებს და ხაზოვან დისპერსიას ასე წერენ: $\frac{\Delta s}{\Delta\lambda}$. მილიმეტრის რაც უფრო მეტი ნაწილი მოდის თითოეულ ანგსტრემზე, მით უფრო დიდად ყოფილა გაშლილი სპექტრი ანუ მით უფრო დიდი ყოფილა მისი დისპერსია. პრაქტიკულად ადვილია დისპერსიის პოვნა თვით სპექტროგრამაზე. ამისათვის უნდა გავზომოთ საზომი მიკროსკოპის საშუალებით მანძილი ორ ისეთ სპექტრულ ხაზს შორის, რომელთა შესატყვისი ტალღის სიგრძეები, ანგსტრემებში გამოხატული, ჩვენთვის ცნობილია. ამის შემდგომ ტალღის სიგრძეების სხვაობაზე გავყოფთ მილიმეტრებში გამოხატულ გაზომილ მანძილს (შუალედს). ეს განაყოფი გამოხატავს ხაზოვან დისპერსიას. ზოგჯერ ლაპარაკობენ აქ შემოღებული ცნების — ხაზოვანი დისპერსიის შებრუნებულ სიდიდეზე $\left(\frac{d\lambda}{ds}\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta s}\right)\right)$, რომელიც გვიჩვენებს თუ რამდენი ანგსტრემი მოდის სპექტრის 1 მმ-ის სიგრძეზე. ამ შემთხვევაში, რაც უფრო მცირეა ანგსტრემების რაოდენობა 1 მმ-ზე, მით უფრო დიდია ხაზოვანი დისპერსია (შეადარე ასტროგრაფის მასშტაბს, § 16).

ვთქვათ, სპექტრის რაღაც ორი ხაზის ტალღის სიგრძეს შორის განსხვავება 180 ანგსტრემია. ფოკალურ სიბრტყეში მიღებული სპექტრის ფოტოგრაფიულ გამონასახში კი ამ ხაზებს შორის ხაზოვანი მანძილი 3 მილიმეტრია, ე. ი. ერთ მილიმეტრზე მოდის 60 ანგსტრემი. ვიტყვით, რომ სპექტრის ხაზოვანი დისპერსია არის 60 ანგსტრემი მილიმეტრზე.

თუ გავიხსენებთ ტელესკოპის (ობიექტივის) მასშტაბის განმარტებას და მის გამოხატულებას, ობიექტივის საფოკუსო მანძილზე დამოკიდებულებით, ადვილად ვიპოვით კავშირს კუთხოვანსა და ხაზოვან დისპერსიებს შორის.

კუთხოვანი დისპერსიის ცოდნა ნიშნავს იმას, რომ ვიცით თუ კუთხის რა ნაზრდი ($\Delta\theta$) შეესაბამება ტალღის სიგრძეების გარკვეულ ნაზრდს ($\Delta\lambda$). მაგრამ, ფოტოგრაფიის მასშტაბის ცოდნა კი იმას ნიშნავს, რომ ვიცით თუ მო-

ცემულ კუთხეს რა მონაკვეთი შეესაბამება ფოტოზე. ეს მსჯელობა არის საფუძველი კუთხოვანსა და ხაზოვან დისპერსიებს შორის კავშირის დადგენისა. ზოგადად კი ეს კავშირი ასე შეგვიძლია ჩავწეროთ:

თუ $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}$ კუთხოვანი დისპერსიაა, მაშინ ხაზოვან ერთეულებში 1 Å-ს შეესაბამება $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \cdot \frac{F_2}{206265}$ მილიმეტრი. მაშასადამე, 1 ანგსტრემი იკავებს $\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \cdot \frac{F_2}{206265}$ მმ-ს. ერთ მილიმეტრზე კი მოვა $\frac{206265}{F_2 \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}}$ ანგსტრემი.

$F_2$ სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივის საფოკუსო მანძილია, მილიმეტრებით გამოხატული; $\Delta\theta$ რკალის სეკუნდებშია გამოხატული. ერთი სიტყვით, ხაზოვანი დისპერსია იმას გვიჩვენებს, თუ სპექტრის 1 მმ სიგრძეზე რამდენი ანგსტრემი მოდის (მოცემული ტალღის სიგრძის $\lambda$ მახლობლობაში). როგორც ვხედავთ, ხაზოვანი დისპერსიის სიდიდე დამოკიდებული ყოფილა, აგრეთვე, კამერის ობიექტივის საფოკუსო მანძილზედაც; რაც უფრო გრძელფოკუსიანია კამერა, მით ნაკლები იქნება 1 მილიმეტრის მონაკვეთზე მოთავსებული სპექტრის უბანი ანუ ანგსტრემების რაოდენობა. მაშასადამე, მით მეტი იქნება დისპერსია.

ვთქვათ, პრიზმა იძლევა კუთხოვან დისპერსიას 15″ 1 ანგსტრემზე. კამერის ობიექტივის საფოკუსო მანძილი იყოს 60 სმ ანუ 600 მმ. მაშინ ხაზოვანი დისპერსია შემდეგნაირად გამოითვლება: $\frac{206265}{600 \times 15} = 22.9$; მაშასადამე, ხაზოვანი დისპერსია არის 22.9 ანგსტრემი ერთ მილიმეტრზე.

შეგვიძლია ზოგადი ფორმულაც მოვიტანოთ. თუ ხაზოვანი დისპერსიისათვის დავწერთ

$$\frac{\Delta s}{\Delta\lambda} = \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \cdot F_2,$$

მაშინ შებრუნებული დისპერსიისათვის გვექნება:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta s} = \frac{1}{F_2 \cdot \frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}} \cdot \frac{A^\circ}{\text{მმ}},$$

რაც გამოხატავს სპექტრის გასწვრივ 1 მილიმეტრზე მოქცეულ ანგსტრემთა რიცხვს.

რადგანაც კუთხოვანი დისპერსია დამოკიდებულია სხივის ტალღის სიგრძეზე [იხ. ფორმულა (16)], ამიტომ ხაზოვანი დისპერსიის მნიშვნელობაც მოცემული სპექტრისათვის მუდმივ სიდიდეს არ წარმოადგენს. იგი სპექტრის გასწვრივ გარკვეულ ფარგლებში იცვლება, აღწევს რა მაქსიმალურ მნიშვნელობას უკიდურეს მოკლეტალღოვან უბანში.

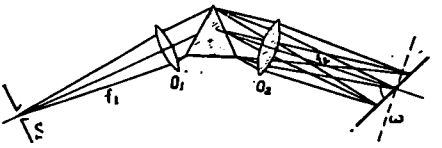
ხშირად, ობსერვატორიების პრაქტიკაში, ერთ და იმავე სპექტროგრაფზე შენაცვლებით ხმარობენ სხვადასხვა საფოკუსო მანძილის მქონე რამდენიმე კამერას, იმის მიხედვით თუ მოცემული ამოცანის ან მოცემული ექსპერიმენტის მიზნებისათვის როგორ დისპერსიას — დიდსა თუ მცირეს — ამჯობინებენ ან საჭიროებენ, ანდა როგორი დისპერსიის განხორციელებაა შესაძლებელი.

საინტერესოა ერთი დეტალის აღნიშვნა. სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივში, როგორც ვიცით, გაივლის სპექტრად („ფერებად") დაშლილი სინათლე. ობიექტივის ქრომატიზმის გამო სხვადასხვა „ფერის" სხივები ერთ მანძილზე არ შეიკრიბებიან ფოკუსში (ქრომატული აბერაცია); მათ სხვადასხვა საფოკუსო მანძილები შეესაბამება, სხვადასხვა დაშორება ობიექტივიდან. სხვა სიტყვებით, კამერის საერთო — ყველა ფერისათვის — ფოკალური სიბრტყე არ იქნება კამერის ოპტიკური ღერძის მართობული, არამედ ერთგვარად დახრილი იქნება. მაშასადამე, იმისათვის, რომ მთელი სპექტრი (ან, უკიდურეს შემთხვევაში, მისი მნიშვნელოვანი ან მეტი ნაწილი) ფოკუსში გადავიღოთ, საჭიროა ფირფიტსათავსიც (კასეტა) ისე იდგმებოდეს კამერაში, რომ ფირფიტის სიბრტყე ფოკალურ სიბრტყეს მიჰყვებოდეს. სპექტროგრაფის, კერძოდ, მისი ფოტოგრაფიული კამერის კონსტრუქცია ამის საჭიროებას ყოველთვის ითვალისწინებს და ასე ხერხდება დიდ მონაკვეთზე ზოლად გაშლილი სპექტრის დიდი ნაწილის კარგი, ფოკალური გამონახახის მიღება. ამის გამო, ხაზოვანი დისპერსიისათვის უფრო სრული გამოხატულება ასე დაიწერება:

$$\operatorname{cosec}\omega\,\frac{1}{F_2}\,\frac{1}{\frac{d\theta}{d\lambda}}\,\mathring{A}\ 1\ \text{მილიმეტრზე;}$$

აქ $\omega$ არის კუთხე კამერის ღერძსა და ფოტოფირფიტას შორის (ნახ. 103).

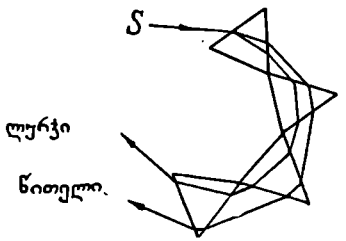
დეტალური სპექტრული ანალიზის მიზნებისათვის ყოველთვის მოითხოვება დიდი დისპერსია. ამიტომ, ცდილობენ პრიზმა დაამზადონ შეძლებისამებრ დიდი გარდამტეხი კუთხით. მაგრამ აქ საქმეს ის განსაზღვრავს, რომ დიდი გარდამტეხი კუთხე პრიზმაში გულისხმობს პრიზმის დიდ სისქეს; დიდი სისქე კი სინათლის დიდ შთანთქმას იწვევს, რაც სრულიადაც არაა ხელსაყრელი, მეტადრე მაშინ, როცა პრიზმა ვარსკვლავთა და სხვა მკრთალი ობიექტების დასაკვირვებლად არის გამიზნული.



ნახ. 103.

გარდა ამისა, $A$ კუთხის ზრდა იწვევს იმას, რომ იცვლება პრიზმის წახნაგის დახრა კოლიმატორის ობიექტივის ღერძის მიმართ ისე, რომ იზრდება პრიზმის წახნაგზე სხივის დაცემის კუთხე ($i$). ეს კი იწვევს სინათლის დაკარგვის ზრდას არეკვლის ხარჯზე. ამნაირად, პრიზმის გარდამტეხი კუთხის ზრდა სულ ადვილი გზა არ არის, დისპერსიის ზრდისაკენ მიმართული. საერთოდ კი სპექტროგრაფებში უფრო ხშირად 60°-იანი კუთხის მქონე პრიზმებს ხმარობენ. დისპერსიის გაზრდის მიზნით ხშირად რამდენიმე — ორი ან მეტი — პრიზმის ერთობლივ გამოყენებასაც მიმართავენ ხოლმე. ხშირად ისედაცაა, რომ ერთ და იმავე სპექტროგრაფში შენაცვლებით ხმარობენ ერთ, ორ, ან მეტ პრიზმიან შუა უუთებს (ნახ. 104). ადვილი მისახვედრია, რომ, დისპერსიის თანამიმდევრული ზრდის გამო, ყოველი შემდეგი პრიზმა მრავალპრიზმიან სპექტროგრაფში წინამდებარეზე უფრო დიდი უნდა იყოს, რათა მიიღოს და გაატაროს წინამდებარედან გამოსული, უკვე გაშლილი მთელი სხივთკონა.

მაგრამ, დისპერსიას გარდატეხის კოეფიციენტის ზრდაც ადიდებს, როგორც ეს (16)-დან ჩანს. შეიძლება პრიზმის მასალის ისე შერჩევა, რომ გარდატეხის კოეფიციენტი შეძლებისამებრ მეტი იყოს. პრიზმის მასალად შეიძლება გამოყენებულ იქნეს სხვადასხვა სორტის მინა, ანდა ბუნებრივი ან ხელოვნური კრისტალური ნივთიერება. მათ შორის არიან ისეთები, რომელთაც ულტრაიისფერი სხივების კარგი გამჭვირვალობა ახასიათებთ (მაგალითად, კვარცი).



ნახ. 104.

პრიზმის დამზადება, ისევე როგორც მთელი სპექტროგრაფის კონსტრუირება, რთული ამოცანაა, რომელიც ოპტიკოსმა თუ კონსტრუქტორმა უნდა ამოხსნას იმ სამეცნიერო ამოცანებისა და მიზნების მხედველობაში მიღებით, რომელთაც უნდა მოემსახუროს მოცემული სპექტროგრაფი. პრიზმის გარდამტეხი კუთხის შერჩევა, პრიზმის მასალის ანუ მინის სორტის არჩევანი — ყველა ეს ურთიერთშეთანხმებულად უნდა იქნეს შესრულებული და, ძირითადად, სპექტროგრაფის მთავარი სამეცნიერო ამოცანისადმი დაქვემდებარებით.

ამ პარაგრაფის ბოლოს საილუსტრაციოდ მოვიტანოთ რამდენიმე მონაცემი, რომელიც ასტრონომიული პრიზმების მასალას და თვით პრიზმებს დაახასიათებს.

გარდატეხის კოეფიციენტის მნიშვნელობანი.

მსუბუქი ფლინტისათვის (მინა)—1.5804.
მძიმე ფლინტისათვის „ —1.6555.
უვიოლის კრონისათვის „ —1.5035.
კვარცისათვის (კრისტალი) —1.5443.

სხივების გამტარობის უნარი:

მძიმე ფლინტისათვის — 4000 Å-დან 25000 Å-მდე.
კვარცისათვის — 1850 Å-დან 35000 Å-მდე.

გამჭვირვალობა:

მძიმე ფლინტისათვის — 0.467.
მსუბუქი ფლინტისათვის — 0.657.

როგორც ვხედავთ, არც ერთ მასალას არა აქვს ყველა უპირატესობა. ასე, მაგალითად, მძიმე ფლინტს აქვს ხელსაყრელად მაღალი კოეფიციენტი გარდატეხისა, მაგრამ, სამაგიეროდ, — დაბალი გამჭვირვალობა. კვარცს აქვს სხივების გამტარობის ფართო უბანი: — შორეული ულტრაიისფერიდან შორეულ ინფრაწითლამდე, მაგრამ, სამაგიეროდ, მას ახასიათებს გარდატეხის შედარებით დაბალი კოეფიციენტი და ა. შ.

### § 105. პრიზმის გარჩევის უნარი

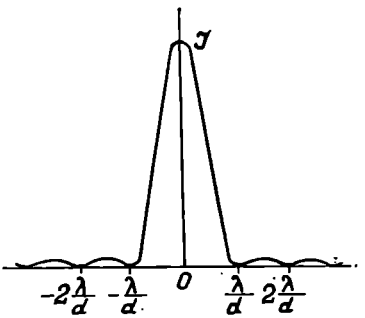
დისპერსიასთან ერთად პრიზმის უმნიშვნელოვანეს მახასიათებელს მისი **გ ა რ ჩ ე ვ ი ს  უ ნ ა რ ი** წარმოადგენს, რომელსაც უწოდებენ სიდიდეს:

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

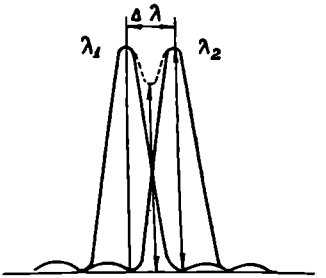
სადაც $\Delta\lambda$ არის სპექტროგრაფში ჭვრიტეს ისეთი ორი მონოქრომატული გამონასახის ტალღის სიგრძეების მინიმალური სხვაობა, რომელთა ცალ-ცალკე დანახვა და გარჩევა კიდევ შესაძლებელია. აქ ჭვრიტე იგულისხმება უსასრულოდ ვიწრო.

ვთქვათ, რომ მოცემული ნივთიერების სპექტრში მოიპოვება ორი, ერთიმეორესთან ერთობ ახლო მდებარე სპექტრული ხაზი. შეიძლება, რომ ერთი რომელიმე პრიზმის გამოყენებით მიღებულ სპექტრში ამ ორ ხაზს ცალ-ცალკე გამოვარჩევდეთ, ხოლო მეორე პრიზმის შემთხვევაში — ვერა, რადგანაც ისინი ერთიმეორესთან ისე ახლო მდებარეობენ მიღებულ სპექტრში, რომ ერთ ხაზად ან ზოლად მოჩანან. მაშინ ვიტყვით, რომ პირველ შემთხვევაში გარჩევის უნარი უფრო მეტი გვაქვს ანუ უკეთესია, ვიდრე მეორეში. აქვე მივხვდებით, რომ გარჩევის უნარი კავშირშია დისპერსიასთან, მაგრამ მარტო დისპერსია არ განაპირობებს გარჩევის უნარს.

სხივთკონა გაივლის კოლიმატორის ობიექტივს და მის კიდეებზე განიცდის დიფრაქციას. ამის გამო ჭვრიტეს ყოველი მონოქრომატული გამონა-




ნახ. 105.




ნახ. 106.

სახი ერთ ვიწრო ხაზს კი არ წარმოადგენს, არამედ რიგ ხაზებს, რომელთა შორის ერთი — ცენტრული — მაქსიმალურად კაშკაშაა და სხვები, უფრო სუსტნი, მის ორივე მხარეზე არიან სიმეტრიულად დალაგებული. ცოტად თუ ბევრად კაშკაშა ხაზებს შორის ბნელი ზოლებია ანუ სიკაშკაშის მინიმუმებია. მაშასადამე, თითოეული სპექტრული ხაზი ჭვრიტეს უბრალო გეომეტრიულ გამონასახს როდი წარმოადგენს, თუნდაც ჭვრიტე უსასრულოდ ვიწრო იყოს. სპექტრულ ხაზს აქვს რაღაც, როგორც ამბობენ, ბუნებრივი სიგანე, დაპირობებული დიფრაქციითა და გამოყენებული ოპტიკის თვისებებით. 105-ე ნახ.-ზე მოგვყავს სპექტრული ხაზის კონტურის (იხ. ქვევით) დიფრაქციული სურათი. იგი არსებითად წარმოადგენს ინტენსივობის განაწილებას სპექტრულ ხაზში (შეადარეთ ანალოგიურ სურათებს თავში ტელესკოპის შესახებ, სადაც განიხილებოდა დიფრაქციის როლი გამონასახის წარმოქმნაში).

ვთქვათ, $\lambda_1$ და $\lambda_2$ ორი, ერთნაირი ინტენსივობის მეზობელი ხაზებია სპექტრში (ნახ. 106). ამ ხაზებს შორის, ორივე ხაზის კონტურების ერთიმეორეზე დალაგების შედეგად, შეიძლება ინტენსივობის ერთგვარი მინიმუმი მივიღოთ, რომელიც — თუ მას გამოვარჩევთ — გარჩევის უნარის ერთგვარ კრიტერიუმადაც შეგვიძლია ჩავთვალოთ.

106-ე ნახ.-ზე ეს მინიმუმი ნაჩვენებია პუნქტირით. მაგრამ ამ მინიმუმის შენიშვნაც არსებითად დამოკიდებულია ჩვენი თვალის გრძნობიერებაზე (თუ თვალით ვაფასებთ პრიზმის გარჩევის უნარს) ან ფოტოფირფიტაზე (თუ სპექტრის ფოტოგრაფიას განვიხილავთ). თვალს, მაგალითად, ძალუძს შენიშნოს ინტენსივობათა სხვაობა, თუ იგი დაახლოებით 2 %-ზე ნაკლები არაა. წინააღმდეგ შემთხვევაში იგი ვერ გაარჩევს ორ მეზობელ სპექტრულ ხაზს. ფოტოფირფიტაზე, მეტადრე კონტრასტულზე, შეიძლება შევნიშნოთ უფრო მცირე განსხვავებანი და, მაშასადამე, უფრო ადვილად გავარჩიოთ ორი მეზობელი ხაზი.

ამნაირად ვხედავთ, რომ გარჩევის უნარის ცნება ერთგვარად პირობითია. მიუხედავად ამისა, მაინც მივმართავთ გარკვეულ კრიტერიუმს, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს.

ჰვრიტეს ორ მონოქრომატულ გამონასახს გაყოფილად (ცალ-ცალკე გარჩევადად) თვლიან, თუ ერთი გამონასახის ცენტრული მაქსიმუმი მეორე გამონასახის პირველ მინიმუმს თანხვდება. ამნაირად განლაგებული ორი გამონასახის შესაბამისი ორი სხივის გადახრათა სხვაობა აღვნიშნოთ $\Delta\theta$-თი. დიფრაქციის თეორიის მიხედვით $\Delta\theta = \frac{\lambda}{D}$, რაც დიფრაქციაგანცდილ კონაში პირველ მინიმუმზე მიმართულების პირობაა, თუ $D$-თი სხივთკონას ანუ კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრია აღნიშნული. იმავე თეორიიდან გამოვდინარეობს, რომ ამ შემთხვევაში ინტენსივობის მინიმუმი, რომელზეც ზემოთ გვქონდა საუბარი, 20 %-ს აღწევს, რასაც თვალი ადვილად შენიშნავს.

ამის შემდგომ გარჩევის უნარის გამოხატულება $R$ მიიღებს სახეს:

$$R = D\,\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda}. \tag{17}$$

$\Delta\theta$-თვის გვაქვს გამოსახულება (14), რომელიც კუთხოვან დისპერსიას გამოხატავს. ჩავსვათ იგი უკანასკნელში:

$$R = \frac{2D\sin\frac{A}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{A}{2}}}\,\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}. \tag{18}$$

ახლა დავუბრუნდეთ მე-100 ნახ.-ს. დავუშვათ შვეული $A$ წერტილიდან პრიზმის ფუძეზე ($EF$). ეს ფუძე აღვნიშნოთ $t$-თი (აღნიშვნების შეტანით და ხაზების გავლებით აღარ გავართულებთ ნახაზს). მაშინ,

$$\sin\frac{A}{2} = \frac{\frac{1}{2}\,t}{AE}$$

მაგრამ,

$$AE = \frac{D}{\cos i};$$

$D$, ვიმეორებთ, კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსული სხივთკონის დიამეტრია.

მაშასადამე,

$$\sin\frac{A}{2}=\frac{t\cos i}{2D}.$$

ამის შემდგომ (18) ასე გადაიწერება (თუ პრიზმა გადახრის მინიმუმშია დაყენებული, მაშინ (11)-ის მიხედვით $\frac{A}{2}=r$):

$$R=\frac{t\cos i}{\sqrt{1-n^2\sin^2 r}}\,\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}.$$

ახლა (12)-ის მიხედვით დავწერთ:

$$R=\frac{t\cos i}{\sqrt{1-\frac{\sin^2 i}{\sin^2 r}\sin^2 r}}\,\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}$$

და, საბოლოოდ,

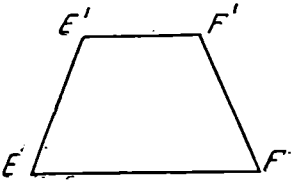
$$R=t\,\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}\approx t\frac{dn}{d\lambda}.$$

ამნაირად, გარჩევის უნარი დამოკიდებული ყოფილა, დისპერსიის გარდა, პრიზმის ფუძის სიდიდეზე და რაც მეტია ეს სიდიდე, მით უფრო მაღალია პრიზმის გარჩევის უნარიც.

არის შემთხვევები, როცა სპექტროგრაფში პრიზმა წაკვეთილია, ე. ი. გარდამტეხი კუთხის შემქმნელი წახნაგები არ ხვდებიან ერთიმეორეს (ნახ. 107).

მაშინ გარჩევის უნარი გამოიხატება შემდეგნაირად:

$$R=(t-t_0)\,\frac{dn}{d\lambda},$$



ნახ. 107.

სადაც $t_0$ არის სხივის უმოკლესი გზა პრიზმაში ანუ $E'F'$. ($t_0=0$ იმ შემთხვევაში, როცა გარდამტეხი კუთხის შემქმნელი წახნაგები ერთიმეორეს ჰკვეთენ და $EE'$ და $FF'$ ჩვენს ნახაზზე ერთს, გარდამტეხი წიბოს გამომხატველ წერტილში თანხვდებიან).

როგორც ზემოთ გვქონდა აღნიშნული, პრიზმის გარჩევის უნარი ასედაც შეიძლება გამოიხატოს:

$$R=D\,\frac{d\theta}{d\lambda}.$$

ეს უკანასკნელი, წინასაგან განსხვავებით, გამოხატავს გარჩევის უნარის დამოკიდებულებას კუთხოვან დისპერსიასა და პრიზმის სიდიდეზე, რამდენადაც ამ ფორმულაში $D$ წარმოადგენს პრიზმაზე ვარდნილი სხივთკონის დიამეტრს (ანუ კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრს).

იმ ფაქტორთა გათვალისწინება, რომლებიც სპექტრის პრაქტიკული გარჩევის უნარზე მოქმედებენ, თითქმის შეუძლებელია. ამიტომ, ჩვეულებრივ, ექსპერიმენტულად ახდენენ გარჩევის უნარის შეფასებას, მაგალითად, შეარ-

ჩვენ მულტიპლეტებში (ან ზეემანის ეფექტით გახლეჩილ კომპონენტებში) ხაზების ისეთ წყვილებს, რომლებიც ძალზე ვიწრო არიან და ერთიმეორესთან ერთობ ახლო მდებარეობენ და ინტენსივობითაც თანაბარი არიან, თითქმის გარჩევის საზღვარზე იმყოფებიან. თუ მათი ტალღის სიგრძეებიც ცნობილია, გარჩევის უნარი ანუ ძალა განსაზღვრულია.

### § 108. სპექტრის სიწმინდე

ზემოთ მოტანილი მსჯელობა შეეხებოდა და სამართლიანია უსასრულოდ ვიწრო ჭვრიტესათვის. მაგრამ, პრაქტიკაში, სპექტროგრაფში საქმე გვაქვს **ს ა ს რ უ ლ ო** სიგანის ჭვრიტესთან, თუმცა ეს სიგანე მართლაც ძალიან მცირე იხმარება. ამიტომ, **რ ე ა ლ უ რ ი** სპექტროგრაფის გარჩევის უნარი მოითხოვს სხვაგვარს, სპექტრის რეალური პირობების შესაბამის დახასიათებას.

ამ შემთხვევისათვის შემოტანილია **ს პ ე ქ ტ რ ი ს ს ი წ მ ი ნ დ ი ს** ცნება. **მას** $P$ ასოთი აღნიშნავენ და შემდეგნაირად შემოაქვთ იგი.

ზემოთ $\Delta\theta$-თი აღვნიშნეთ ჭვრიტეს დიფრაქციული გამონასახის ცენტრული მაქსიმუმისა და პირველი მინიმუმის შესაბამის გადახრებს შორის სხვაობა. სპექტრის ფოტოგრაფიაზე, რომელიც მიიღება სპექტროგრაფის კამერაში, ხაზოვანი მანძილი ცენტრულ მაქსიმუმსა და პირველ მინიმუმს შორის იქნება:

$$e = F_2 \Delta\theta,$$

სადაც $F_2$ კამერის ობიექტივის საფოკუსო მანძილია; $\Delta\theta$ რადიანებით არის გამოხატული.

მაგრამ, $\Delta\theta$-თვის გვქონდა:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{D},$$

ამიტომ

$$e = \frac{\lambda F_2}{D}. \tag{19}$$

ჭვრიტეს გამონასახის სიგანე სპექტრში იყოს $\delta$. $e$ შეესაბამება იდეალურ შემთხვევას, როცა ჭვრიტე უსასრულოდ ვიწროა. გარჩევის უნარი $e$-ს უკუპროპორციულია. რეალურად საქმე გვაქვს სპექტრში $(e+\delta)$-თან და რაც უფრო დიდია მისი მნიშვნელობა, მით უფრო ნაკლებად წმინდაა სპექტრი. სხვა სიტყვებით, სპექტრის სიწმინდეც უკუპროპორციულია $(e+\delta)$-სი.

ამნაირად, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{P}{R} = \frac{e}{e+\delta},$$

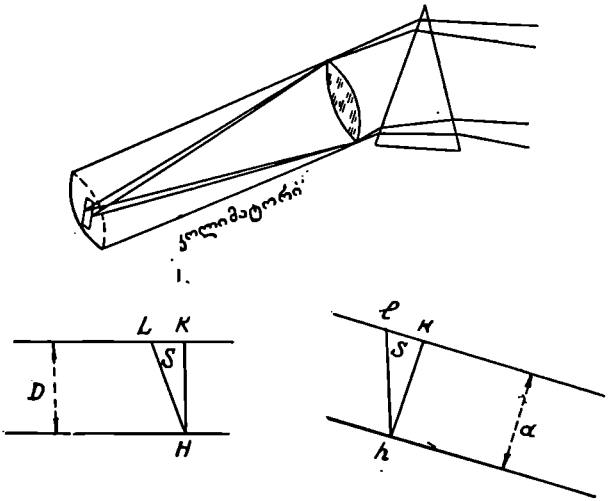
ანუ

$$P = R\,\frac{1}{1+\dfrac{\delta}{e}}. \tag{20}$$

ახლა განვიხილოთ 108-ე ნახაზი. მისი ქვედა მარცხენა ნაწილი გამოხატავს კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსულ პარალელურ სხივთკონას. მისი დიამეტრია $D$, რაც ამავე დროს კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრს ეტოლება. მარჯვენა ნაწილი გამოხატავს სხივთკონას მას შემდგომ, რაც მან პრიზმა

გაიარა. აძ სსივთკონის $d$ დიამეტრი აღემატება $D$-ს, პრიზმაში განცდილი დისპერსიის გამო.

$HK$ გამოხატავს ერთი სხივთკონის ტალღის ფრონტის ზედაპირს პრიზმის გაგლამდე. ვიგულისხმოთ, რომ ეს სხივთკონა მოდის ჭვრიტეს ოპტიკურ ცენტრთან მდებარე ერთ-ერთი კიდიდან (იხ. 108-ე ნახ.-ის ზედა ნაწილი).




ნახ. 108.

მეორე სხივთკონა, რომლის ტალღის ფრონტის ზედაპირი გამოიხატება $HL$-ით, მოდის მეორე კიდიდან. ეს სხივთკონები ერთმანეთის მიმართ მცირედ არიან გადახრილი.

ნახაზის მარჯვენა მხარეზე, პრიზმიდან გასული სხივთკონების შესაბამისი ფრონტების ზედაპირები გამოიხატება $hk$ და $hl$ მონაკვეთებით. ოპტიკიდან ცნობილია, რომ ერთი და იმავე ტალღის რომელიმე ორი სხივის ოპტიკური გზები თანატოლია, თუ $HK$ და $HL$-ს შორის კუთხე მცირეა, ეს იმას ნიშნავს, რომ $Hh=Kk$; ამასთანავე, $Hh=Ll$. აქედან, $Kk=Ll$ და, მაშასადამე, $LK=lk=s$.

ჭვრიტეს ორი კიდის შესაბამ სხივთკონებს შორის მცირე კუთხე მარცხენა მხარეზე (ე. ი. კოლიმატორის ობიექტივთან) არის $\frac{s}{D}$. კამერის ობიექტივთან (ნახაზის მარჯვენა მხარეზე) შესაბამისი მცირე კუთხე გამოიხატება $\frac{s}{d}$ ფარდობით.

არაა ძნელად მისახვედრი, რომ $HK$ და $HL$-ს შორის კუთხე იგივეა, რაც კუთხე, რომლითაც გამოჩნდებოდა კოლიმატორის ჭვრიტე, თუ მას ობიექტივის ცენტრიდან შევხედავდით. ეს უკანასკნელი მცირე კუთხე კი გამოიხატება $\frac{b}{F_1}$ ფარდობით, სადაც $b$ ჭვრიტეს სიგანეს წარმოადგენს.

ამნაირად, $\frac{b}{F_1}=\frac{s}{d}$ და, ამის მსგავსად, $\frac{\delta}{F_2}=\frac{s}{d}$ ($\delta$, როგორც ზემოთ იქნა მიჩნეული, ჭვრიტეს გამონასახის სიგანეა).

აქედან გვექნება:

$$b\frac{D}{F_1}=\delta\frac{d}{F_2}$$

და

$$\delta=b\frac{D}{d}\frac{F_2}{F_1}.$$

გავიხსენოთ (19) და დავუშვათ, რომ $D=d$ (ეს ორი სიდიდე მართლაც მცირედ განსხვავდება ერთიმეორისაგან). მაშინ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{\delta}{e}=\frac{bD}{\lambda F_1}$$

თუ ახლა კუთხეს, რომლითაც კოლიმატორის ჭვრიტედან მისი ობიექტივი მოჩანს, $\psi$-ით აღვნიშნავთ და ამ კუთხესაც მცირედ ჩავთვლით (კოლიმატორის ზუქძალა, ჩვეულებრივ, მცირეა; ამის მიზეზს ქვემოთ გავარკვევთ), მაშინ $\psi$ გამოიხატება $\frac{D}{F_1}$ ფარდობით და უკანასკნელი ტოლობა გადაიწერება ასე:

$$\frac{\delta}{e}=\frac{b}{\lambda}\psi,$$

ხოლო (20) შემდეგნაირად დაიწერება:

$$P=R\cdot\frac{1}{1+\frac{b}{\lambda}\psi}=R\cdot\frac{\lambda}{\lambda+b\psi}. \qquad (21)$$

(21) წარმოადგენს სპექტრის სიწმინდის გამოსახულებას. როგორც ვხედავთ, იგი დამოკიდებული ყოფილა სპექტროგრაფის ჭვრიტეს სიგანეზეც და რაც მეტია უკანასკნელი, მით ნაკლებია სიწმინდე. მაშასადამე, სპექტრის მაღალ ხარისხს ხელს უწყობს რაც შეიძლება ვიწროდ აღებული ჭვრიტე.

(21) ფორმულა მიახლოებითია. ამიტომ შეიძლებოდა ტოლობის ნიშნის ნაცვლად მიახლოებითი ტოლობის ნიშანი ($\approx$) გვეხმარა, ან კიდევ პროპორციულობის კოეფიციენტი შემოგვეტანა მარჯვენა მხარეში. ეს იქიდან გამომდინარეობს, რომ, ჯერ ერთი, მისი გამოყვანისას ჩვენ რამდენიმე გამარტივებას მივმართეთ. გარდა ამისა, სინამდვილეში ჭვრიტე ან მისი ცალკეული ელემენტი მკვეთრად შემოფარგლულ მცირე გამონასახს კი არ იძლევა, არამედ — რთულ დიფრაქციულ გამონასახს. ასეთ პირობებში სპექტრის რეალური სიწმინდის გამომხატველი ფორმულა გაცილებით უფრო რთული უნდა იქნეს. საქმეს კიდევ მომეტებულად ის ართულებს, რომ სპექტრის რეალურ სიწმინდეზე გავლენას ახდენს, თავის მხრივ, ფოტოგრაფიული ფირფიტის ემულსიის მარცვლოვანი აგებულება (მარცვლებს გარკვეული სიდიდე აქვთ, რომელიც ფირფიტიდან ფირფიტაზე იცვლება; ასევე იცვლება მანძილიც მათ შორის), ფოტოგრაფიული გამქღავნების რეჟიმი, სპექტროგრამის დამუშავების წესი და სხვ. მაგრამ,

ფოტოგრაფიული ეფექტის სრული სიმკაცრით აღრიცხვა შეუძლებელი რჩება. დიდად არის დამოკიდებული სპექტრის სიწმინდე პირველ რიგში თვით პრიზმის ხარისხზე, — მის ოპტიკურ ერთგვაროვნობაზე.

ზოგჯერ ასტრონომ-დამკვირვებელი იძულებულია ზედმეტად გააფართოოს ჭვრიტე (ეერძოდ, როცა მკრთალ განფენილ ობიექტთან აქვს საქმე ან როცა არახელსაყრელი ატმოსფერული პირობების გამო ობიექტის გამონასახი ჭვრიტეზე მეტად გაფართოებულია). ასეთ შემთხვევაში, იმისათვის, რომ არ შემცირდეს სპექტრის სიწმინდე, მან უნდა იხმაროს უფრო მოკლეფოკუსიანი კამერა (როგორც წესი, სპექტროგრაფები აღჭურვილია რამდენიმე, ურთიერთშემცვლელი კამერით, რომელთა ობიექტივები ფოკუსის მანძილებით ანუ შუქძალებით განსხვავდებიან). ეს, მართალია, უარყოფითად იმოქმედებს სპექტრის გარჩევის უნარზე. ითვლება, რომ ჭვრიტეს ოპტიმალური ანუ, როგორც უწოდებენ, ნორმალური სიგანე გამოიხატება ნამრავლით: $\lambda \cdot m$, სადაც $m$ კოლიმატორის შუქძალას აღნიშნავს.

მაღალი ხარისხის ასტრონომიული სპექტრის მიღება, რაც ძირითადად სპექტრის მაღალ სიწმინდეში გამოიხატება, საკმარისად ძნელად მისაღწევი ამოცანაა, რომლის წარმატებით ამოხსნა დამოკიდებულია ჩვენს ხელთ არსებული იარაღების თვისებებზე, ჭვრიტეს სიგანისა და ექსპოზიციის სწორად შერჩევაზე, ნეგატივების სწორ ფოტოგრაფიულ დამუშავებაზე და სხვ.

### § 107. სპექტრის სიკაშკაშე

სპექტრის გარჩევის უნართან და სიწმინდესთან ერთად მკვლევარ-ექსპერიმენტატორს საქმე აქვს სპექტრის სხვა თვისებებთანაც, რომელთაც ანგარიში უნდა გაუწიოს და გაითვალისწინოს დაკვირვებისა და გამოკვლევის შესრულებისას. მათ შორის არის **სპექტრის სიკაშკაშე**, რომელიც დამოკიდებულია ჭვრიტეს სიგანეზე.

აღვნიშნოთ სპექტროგრაფის ჭვრიტეს სიგანე, როგორც ზემოთ, $b$ ასოთი, ხოლო მისი სიგრძე — $h$ ასოთი. შესაბამისად, ჭვრიტეს მონოქრომატული გამონასახის სიგანე და სიგრძე იყოს $b'$ და $h'$.

თუ $I$ თანაბრად განათებული ჭვრიტეს ინტენსივობაა, მაშინ $Ibh$ იქნება ჭვრიტეზე მოსული სინათლის რაოდენობა. შესაბამისად, $ib'h'$ იქნება გამონასახზე მოსული რაოდენობა სინათლისა, თუ $i$-თი აღნიშნულია ჭვრიტეს თანაბრად განათებული გამონასახის ინტენსივობა.

კოლიმატორის ჭვრიტეზე მოსული სინათლის რაოდენობა მთლიანად არ მიაღწევს კამერაში, ფოკალურ სიბრტყეზე, რადგანაც სინათლე ნაწილობრივ იკარგება თვით სპექტროგრაფში სხივთკონის გავრცელებისას — ობიექტივებზე და პრიზმის ზედაპირებზე არეკვლით ან მათში შთანთქმა-შესუსტებით. ასე რომ, ფოკალურ სიბრტყეზე მიაღწევს სინათლის რაღაც შემცირებული რაოდენობა. ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$ib'h' = k \cdot Ibh,$$

ანუ

$$i = I \cdot k \frac{bh}{b'h'}, \qquad \text{სადაც} \quad 0 < k < 1. \qquad (22)$$

მაგრამ, ჭვრიტეს გამონასახის სიგანეს განაპირობებს არა მარტო თვით ჭვრიტეს სიგანე, არამედ დიფრაქციის მოვლენაც და, მაშასადამე, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$b' = \frac{F_2}{F_1} b + E + H.$$

აქ $E$ და $H$ შესაბამისად წარმოადგენენ დიფრაქციითა და დისპერსიით გამოწვეულ გაგანივრებებს.

ანალოგიურად შეგვიძლია დავწეროთ ჭვრიტეს გამონასახის სიგრძისათვის (რაც არსებითად სპექტრის სიგანეს წარმოადგენს):

$$h' = \frac{F_2}{F_1} h + E.$$

უკანასკნელ გამოსახულებაში დისპერსიით გამოწვეულ შესაკრებს აღარ აქვს ადგილი, რადგანაც დისპერსია მოქმედებს ერთი მიმართულებით — პრიზმის გარდამტეხი კუთხის წიბოს მართობული მიმართულებით, რომელსაც შეესაბამება ჭვრიტეს სიგანე, რადგანაც, როგორც თავიდანვე აღვნიშნეთ, კოლიმატორში ჭვრიტე ისეა მოთავსებული, რომ იგი პრიზმის გარდამტეხი წიბოს პარალელურია.

ჩავსვათ $b'$ და $h'$-ის მნიშვნელობანი (22)-ში:

$$i = I \cdot k \frac{bh}{\left(\frac{F_2}{F_1} b + E + H\right)\left(\frac{F_2}{F_1} h + E\right)}.$$

$E$-ს სიდიდე მცირეა შედარებით $h$-თან; ამიტომ უკანასკნელი გამოსახულების მნიშვნელის მეორე ფრჩხილებში შეიძლება მისი უგულებელყოფა და გამოსახულების შემდეგნაირად გადაწერა:

$$i = I \cdot k \cdot \left(\frac{F_1}{F_2}\right)^2 \frac{b}{b + \frac{F_1}{F_2}(E+H)}. \tag{23}$$

ზემოთ გვქონდა: $\frac{D}{F_1} = \psi$. ასევე შეგვიძლია აღვნიშნოთ $\beta$-თი კუთხე, რომლითაც მოჩანს სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივი მისი საშუალო ფოკუსის წერტილიდან, ე. ი. $\frac{d}{F_2} = \beta$. თუ ამავე დროს $D$ და $d$-ს ერთიმეორის ტოლად ჩავთვლით, მაშინ (23) შემდეგნაირად გადაიწერება:

$$i = I \cdot k \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{b\psi}(E+H)}. \tag{24}$$

$\frac{\beta}{b\psi} E$ სიდიდე პრაქტიკაში იმდენად მცირეა, რომ (24)-ში შეიძლება მისი უგულებელყოფა და (24)-ის შემდეგნაირად გადაწერა:

$$i = I \cdot k \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\beta}{b\psi} H}. \tag{25}$$

ეს არის სპექტრის სიკაშკაშის შესაფასებელი საბოლოო ფორმულა. მაგრამ, უნდა გვახსოვდეს, რომ იგი ორი, არსებითად სხვადასხვა შემთხვევისათვის გამოიყენება: როცა საქმე გვაქვს ხაზოვან სპექტრთან, და როცა საქმე გვაქვს უწყვეტ სპექტრთან (ან კიდევ — ზოლოვან სპექტრთან).

ხაზოვანი სპექტრის შემთხვევაში სპექტრში ვვაქვს განმხოლოებული მონოქრომატული ხაზები და, ამდენად, ჭვრიტეს გამონასახის რაიმე საგრძნობ გაფართოებას დისპერსიის გამო არსებითად ადგილი არა აქვს. პრაქტიკულად, $H$ ასეთ შემთხვევაში იმდენად მცირეა, რომ იგი სავსებით უგულებელსაყოფია და (25)-ს ასეთი სახე მიეცემა:

$$i = I \cdot k \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2. \tag{26}$$

ამ უკანასკნელიდან კი გამომდინარეობს, რომ ხაზოვანი სპექტრის ფოტოგრაფიულ გამონასახში განმხოლოებული მონოქრომატული ხაზის ზედაპირული სიკაშკაშე არ არის დამოკიდებული ჭვრიტეს სიგანეზე (თუ ეს სიგანე იმდენად მცირე არაა, რომ ნაკლებია სპექტრის ხაზის „ბუნებრივ" სიგანეზე). ჭვრიტეს გაგანიერება იწვევს ხაზის გაგანიერებას; სინათლე მეტ ფართობზე ნაწილდება და ამიტომ სიკაშკაშე ფართოვან ერთეულზე არ მოიმატებს.

უწყვეტი სპექტრის შემთხვევაში, ისევე, როგორც ზოლოვან სპექტრში, დისპერსიისმიერი გაფართოება დიდია. თუ ჭვრიტეზე მოდის უწყვეტი გამოსხივება ტალღის სიგრძეების უბანში $\lambda_1$-დან $\lambda_2$-მდე, მაშინ დისპერსიის გამომხატველი შესაკრებისათვის ($H$) დავწეროთ:

$$H = F_2 \frac{d\theta}{d\lambda} (\lambda_1 - \lambda_2).$$

მაგრამ, ზემოთ გვქონდა, რომ $\frac{d}{F_2} = \beta$ ან $\frac{D}{F_2} = \beta$ (მიახლოებით) და, აგრეთვე, $R = D \frac{d\theta}{d\lambda}$, საიდანაც გვექნება:

$$H = \frac{R}{\beta} (\lambda_1 - \lambda_2).$$

პრაქტიკა გვიჩვენებს, რომ $\frac{\beta}{b\psi} H$ დიდია: რამდენიმე ათასს, ხშირად ათეულ ათას ერთეულს ეტოლება. ამიტომ (25)-ის მნიშვნელში თავისუფლად შეგვიძლია უგულებელვყოთ ერთიანი და გადავწეროთ იგი ასე:

$$i = I \cdot k \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{1}{\frac{\beta}{b\psi} H} = I \cdot k \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^2 \frac{b\psi}{R(\lambda_1 - \lambda_2)}. \tag{27}$$

აქედან ირკვევა, რომ უწყვეტ ან ზოლოვან სპექტრში სიკამკაშე პროპორციულია ჭვრიტეს სიგანისა ($b$) და უკუპროპორციულია პრიზმის გარჩევის უნარისა ($R$).

სპექტრის სიკაშკაშის ფაქტორებს სხვა სიდიდეებიც წარმოადგენენ, მაგალითად, $\beta$, რაც კამერის შუქძალას გამოხატავს, ან $\psi$, რაც კოლიმატორის შუქძალას აღნიშნავს. ადვილი სანახავია, რომ, მაგალითად, კამერის საფოკუსო მანძილის შემცირება სპექტრის სიკაშკაშეს ზრდის.

სპექტრის სიკაშკაშის გაანგარიშებისას მხედველობაში მისაღებია ის, რომ სხვადასხვა ვითარებაა ორ სხვადასხვა შემთხვევაში:

1) როცა გამოსაკვლევი ობიექტი ვარსკვლავია და

2) როცა იგი განფენილი სხეულია, როგორც ნისლეული, კომეტა, ცთომილი და სხვ.

პირველ შემთხვევაში სპექტროგრაფის ჭვრიტე განათებულია არათანაბრად. ჭვრიტეზე დაგეგმილებული გამონასახის ხარისხი განაპირობებს ჭვრიტეს განათების პირობებს. კარგ გამონასახად ითვლება შემთხვევა, როცა გამონასახის დისკოს დიამეტრი 1″-ის მახლობლობაშია. მაშინ ვარსკვლავის გამონასახი უნდა „ვატაროთ“ ჭვრიტეს გასწვრივ, მის მთელ სიგრძეზე, რათა მოხერხდეს სპექტრის გაგანიერება. ცუდი ხარისხის შემთხვევაში გამონასახის დიამეტრი 3—4″-მდე ფართოვდება და იგი გადაფარავს ჭვრიტეს, მაგრამ, ადვილი მისახვედრია, რომ ჭვრიტეს განათების პირობები ამ ორ შემთხვევაში სრულიად სხვადასხვაა. ეს ართულებს სიკაშკაშის გაანგარიშებას და ექსპოზიციის ოპტიმალური ხანგრძლივობის წინასწარ შეფასებას.

როცა ვიღებთ განფენილი ობიექტის სპექტრს, ეს ობიექტი შეიძლება ერთდროულად ფარავდეს ერთი თავისი ნაწილით მთელ ჭვრიტეს. გადაღების პროცესში უნდა ვეცადოთ, რომ ჭვრიტეზე უძრავად გეგმილდებოდეს სწორედ ეს არჩეული ნაწილი.

(26) და (27) ფორმულები ძალაში რჩება განფენილი ობიექტების შემთხვევისთვისაც.

## § 108. სინათლის დანაკარგი სპექტროგრაფში

სპექტრის სიკაშკაშეს კამერაში ისიც განაპირობებს, რომ თვით სპექტროგრაფში სხივის მსვლელობისას იკარგება სინათლის დიდი რაოდენობა. როგორც ცნობილია, სამპრიზმიან სპექტროგრაფში სინათლის დანაკარგს შეუძლია 95 %-ს გადააჭარბოს. სინათლე იკარგება სპექტროგრაფის ცალკეული ოპტიკური ნაწილების მიერ არეკვლისა და შთანთქმის გამო.

ლინზის ერთი ზედაპირიდან არეკვლით გამოწვეული დანაკარგი, როგორც ცნობილია, დაახლოებით 4—5 %-ია. ხშირად სპექტროგრაფებში კოლიმატორისა და კამერის ობიექტივები ორ-, სამ- ან მეტლინზიანნი არიან. მაშასადამე, ამრეკლავი ზედაპირი რამდენიმეა, მეტადრე მაშინ, როცა ლინზები არაა ერთმანეთთან შეწებებული. ასე რომ, არეკვლით გამოწვეული დანაკარგი რამდენიმე ათეულ პროცენტს აღწევს.

სინათლის შთანთქმა, როგორც ვიცით, ხდება ე. წ. ლამბერტისეული კანონის მიხედვით:

$$I' = I\alpha^d,$$

სადაც $I$ არის სინათლის ინტენსივობა მინაში შესვლამდე, $I'$ ინტენსივობა მინიდან გამოსვლის შემდგომ, $\alpha$ გამჭვირვალობის კოეფიციენტი, $d$ მინის სისქე.

პრიზმის მიერ შთანთქმის შემთხვევაში მხედველობაშია მისაღები ის, რომ შთანთქმა მეტია იმ სხივებისათვის, რომლებიც პრიზმას გაივლის მისი ფუძის მახლობლად (სადაც პრიზმის სისქე უმეტესია). ეს გარემოება იწვევს სპექტრის ერთგვარ ფოტომეტრიულ ასიმეტრიას და ცდომილებებს სპექტრომეტრიულ გაზომვებშიც კი.

შთანთქმა, ამავე დროს, დამოკიდებულია სინათლის ტალღის სიგრძეზე და მეტია მოკლეტალღოვანი გამოსხივებისათვის.

მოვიტანოთ რამდენიმე მაგალითი.

ა) მძიმე ფლინტისაგან დამზადებული, გარკვეული კუთხის მქონე პრიზმა შთანთქავს სინათლის 53 %-ს, ორი ასეთი პრიზმა შთანთქავს 76 %-ს.

ბ) იმავე დისპერსიის მქონე, მაგრამ მსუბუქი ფლინტისაგან დამზადებული პრიზმა შთანთქავს 34 %-ს.

გ) ჩვეულებრივი ფლინტის სამი პრიზმა (დისპერსიის პირობები — იგივე) შთანთქავს სინათლის 50 %-ს.

ამნაირად, სპექტროგრაფის ყველა ოპტიკურ ნაწილში არეკვლისა და შთანთქმის გამო ფოკუსში მოაღწევს იმ სინათლის მხოლოდ მცირე ნაწილი, რაც სპექტროგრაფის ჭვრიტეზე მოვიდა. ამასთანავე, გავიხსენოთ, რომ სპექტროგრაფის ჭვრიტეზე უკვე მნიშვნელოვნად შესუსტებული სინათლეა, რადგანაც ჭვრიტეზე ვარსკვლავის თუ სხვა გამოსაკვლევი ციური ობიექტის გამონასახს ქმნის ტელესკოპი, რომლის ოპტიკაც, იმავე არეკვლისა და შთანთქმის გამო, საგრძნობლად ასუსტებს სინათლეს.

ისიც არის მისაღები მხედველობაში, რომ დიფრაქციისა და აბერაციების გამო ვარსკვლავის გამონასახი ჭვრიტეზე წარმოადგენს საგრძნობი სიდიდის დისკოს, რომელიც უფრო დიდია, ვიდრე ჭვრიტე და ამიტომ ვარსკვლავის მთელი სინათლე ვერ შედის სპექტროგრაფში. ეს დიფრაქციული დისკო კიდევ უფრო მეტია, თუ ცუდია ატმოსფერული პირობები.

ნათქვამის საილუსტრაციოდ მოვიტანოთ ზოგიერთი რაოდენობრივი მონაცემი.

იდეალურ ატმოსფერულ პირობებში და კარგი ხარისხის დიდი ობიექტივის (რეფრაქტორი) ან სარკის (რეფლექტორი) შემთხვევაში ვარსკვლავის გამონასახის დისკოს დიამეტრი ტელესკოპის ფოკუსში დაახლოებით 0″.8—1″.0-ია. თუ ტელესკოპის საფოკუსო მანძილი, მაგალითად, 16 მეტრია, ხაზოვანი სიდიდე გამონასახის დისკოს დიამეტრისა 0.07 მილიმეტრია. თანამედროვე სპექტროგრაფებით მუშაობისას ხმარობენ ჭვრიტეს სიგანით დაახლოებით 0.03-დან 0.05 მილიმეტრამდე. ამ მონაცემებით ჩანს თუ სინათლის რა დიდი დანაკარგი უნდა იქნეს უკვე ჭვრიტესთან, რომელზეც „გეგმილდება“ ვარსკვლავის გამონასახის მხოლოდ ნაწილი.

ცუდ ატმოსფერულ პირობებში გამონასახის დისკოს დიამეტრი 5-6-ჯერ იზრდება და შეუძლია 5″-ს მიაღწიოს, რაც იმავე 16-მეტრიანი ტელესკოპის შემთხვევაში 0.3 მმ-ზე მეტს შეესაბამება და, მაშასადამე, ჭვრიტეს ხმარებულ სიგანეს 10-ჯერ გადააჭარბებს. ადვილი დასარწმუნებელია, რომ დანაკარგი ჭვრიტესთან რამდენიმე ათეულ პროცენტს შეადგენს.

სპექტროგრაფში (და, აგრეთვე, ტელესკოპშიც) სინათლის დანაკარგის შემცირების მიზნით მიმართავენ სხვადასხვა ხერხს: შეარჩევენ მინის ნაკლებად შთანმთქავ სორტებს (მაგრამ, მაშინ მცირდება პრიზმის დისპერსიის უნარი); ერთმანეთზე აწებებენ რთული, შედგენილი ობიექტივების ლინზებს; ავსებენ სივრცეს ობიექტივების ლინზებს შორის სითხით, რომელსაც ისეთივე გარდატეხის კოეფიციენტი აქვს, რაც თვით მინას (ეს ამცირებს არეკვლათა რაოდენობას); მიმართავენ ლინზების ზედაპირის სპეციალურ დამუშავებას (თხელი აფსკით დაფარვას) არეკვლის უნარის შესამცირებლად (იხ. ზემოთ).

მიუხედავად ყველა ამ ღონისძიებისა, ფოტოგრაფიულ ფირფიტას სპექტროგრაფის კამერის ფოკუსში ტელესკოპის მიერ შეკრებილი სინათლის მცირე რაოდენობა აღწევს. ამიტომ ჭვრიტიანი პრიზმიანი სპექტროგრაფის შეღწევის უნარი, საერთოდ, დაბალია.

### § 109. ძირითადი პირობები, რომელთაც უნდა აკმაყოფილებდნენ სპექტროგრაფის კოლიმატორისა და კამერის ობიექტივები

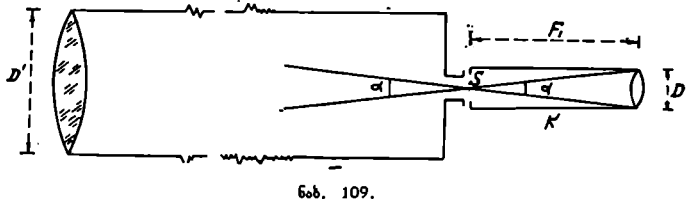
კოლიმატორის ობიექტივი კარგი ხარისხის უნდა იქნეს აბერაციების თვალსაზრისით. მაგრამ, რადგანაც იგი მუშაობს მხოლოდ ოპტიკური ცენტრის მახლობლად მდებარე ჭვრიტით, მის ობიექტივს არ მოეთხოვება, რომ ჰქონდეს კარგი ვ ე ლ ი; საკმარისია, ობიექტივის კარგი თვისებები მხოლოდ პარაქსიალური სხივების მიმართ იქნეს დაცული.

თუ კოლიმატორის ობიექტივის სფერული აბერაცია დიდია, ეს იმას ნიშნავს, რომ ობიექტივის სხვადასხვა ზონა საგრძნობლად განსხვავებულ ფოკუსებს გვაძლევს. მაშასადამე, კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსული სხივთკონის პარალელობა ირღვევა. ეს იწვევს სპექტრის სიწმინდის შემცირებას.

კოლიმატორის ობიექტივი კარგი აქრომატიც უნდა იყოს. თუ იგი ქრომატული აბერაციითაა დამძიმებული, მაშინ მისგან გამოსულ სინათლის ნაკადში არ იქნება ურთიერთპარალელური ყველა ის მონოქრომატული ნაკადი, რომლებმაც სპექტრში უნდა მოგვცეს ჭვრიტეს გამონასახები.

არის კიდევ ერთი პირობა, რომლის დაცვა არსებითია. ეს პირობა იმაში მდგომარეობს, რომ კოლიმატორის შუქძალა უნდა ეტოლებოდეს იმ ტელესკოპის შუქძალას, რომელთანაც კომბინაციაში იხმარება მოცემული კოლიმატორი ანუ სპექტროგრაფი. მაშასადამე, კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრის ფარდობა მის საფოკუსო მანძილთან უნდა ეტოლებოდეს ტელესკოპის ობიექტივის (სარკის) დიამეტრის ფარდობას ტელესკოპის საფოკუსო მანძილთან. მხოლოდ ამ შემთხვევაში იქნება გამოყენებული კოლიმატორში (სპექტროგრაფში) მთელი ის სინათლე, რაც ტელესკოპს შეუკრებია თავის ფოკუსში ანუ ჭვრიტეზე (გამონასახის დიამეტრის ჭვრიტეს სიგანესთან განსხვავების ეფექტი ამ მსჯელობაში გამორიცხულია).

მართლაც, გარკვეულ შუქძალას ანუ ობიექტივის დიამეტრის ფარდობას საფოკუსო მანძილთან შეესაბამება სხივთკონის კონუსის გარკვეული გაშლილობის კუთხე ($\alpha$) (ნახ. 109), რითაც იკრიბება სხივები $T$ ტელესკოპის




ნახ. 109.

ფოკუსში ($S$ ჭვრიტეზე). მაგრამ, განაგრძობენ რა სხივები მსვლელობას ფოკუსის წერტილის (ჭვრიტეს) შემდგომ (უკვე $K$-კოლიმატორის მილში, ჭვრიტეს შიგნით), ისინი კვლავ იშლებიან იმავე $\alpha$-კუთხით, რა კუთხითაც იკრიბე-

ბოდნენ. ტელესკოპის მიერ გამონასახში შეკრებილი სინათლის სრულად გამოსაყენებლად საჭიროა, რომ კოლიმატორის ობიექტივი მთლიანად ფარავდეს სხივთკონას. ობიექტივის დიამეტრი ნაკლები რომ იყოს, ვიდრე სხივთკონის დიამეტრია, სინათლის ნაწილი აცდება ობიექტივს და პრიზმაშიც მთელი სინათლე არ შევა, თუ იგი მეტი იქნება, მაშინ გამოუყენებელი დარჩება თვით კოლიმატორის მთელი ოპტიკური ძალა. მაგრამ სხივთკონა კოლიმატორის მილში განშლადია და იმის მიხედვით, თუ სად შეეგებებით მას მოცემული სიდიდის ობიექტივს, უკანასკნელი ან მთლიანად დაიფარება სხივთკონით, ან მასზე მეტ-ნაკლები იქნება. პირობა სრულად დაფარვისა იმაშია, რომ $\frac{D}{F_1}$ ეტოლებოდეს $\frac{D'}{F'}$-ს, სადაც $D$, $D'$, $F_1$, $F'$ არის, შესაბამისად, კოლიმატორის ობიექტივის დიამეტრი, ტელესკოპის ობიექტივის დიამეტრი, კოლიმატორის და ტელესკოპის საფოკუსო მანძილები. ეს კი ტელესკოპისა და კოლიმატორის შუქძალათა ტოლობის პირობასაც გამოხატავს.

შაშასადამე, როცა სპექტროგრაფს ვამზადებთ, უნდა ვიცოდეთ, თუ რომელი ტელესკოპისათვის არის იგი გამიზნული და კოლიმატორი ისეთი უნდა დამზადდეს, რომ მისი შუქძალა მოცემული ტელესკოპის შუქძალას ეტოლებოდეს.

კოლიმატორის გათვლისას მისი შუქძალის ვარირება შეიძლება როგორც ობიექტივის დიამეტრის, ისე საფოკუსო მანძილის ცვლილების ხარჯზე. მაგრამ, ობიექტივის დიამეტრის შერჩევა უნდა დავუმორჩილოთ ამავე დროს პრიზმას, რომელიც ნავარაუდევია გამოსაყენებლად. კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსული სხივთკონა თავისი დიამეტრით უნდა შეესაბამებოდეს პრიზმის სიდიდეს. პრიზმის დიდი ზომის უპირატესობა ცნობილია. მაგრამ დიდი პრიზმების დამზადება მთელ რიგ სიძნელეებთან არის დაკავშირებული. ამავე დროს, პრიზმის სიდიდე ზღუდავს ჩვენს შესაძლებლობებს კოლიმატორის ობიექტივის სიდიდის შერჩევაში, თორემ ხელსაყრელი იქნებოდა უფრო დიდი კოლიმატორის ხმარება. მართლაც, დიდს ანუ გრძელფოკუსიან კოლიმატორს, იმის გარდა, რომ ეს დიდი პრიზმის ხმარებასთან არის დაკავშირებული, მეორე უპირატესობა აქვს — შესაძლებელს ხდის ჭვრიტეს გაფართოებას, რაც ადიდებს სპექტრის სიკაშკაშეს და, საერთოდ — სპექტროგრაფის ოპტიკურ ძალას.

მართლაც, ჭვრიტეს მონოქრომატული გამონასახის სიგანე ფოკალურ სიბრტყეში ტოლია (იხ. პარაგრაფები სპექტრის სიწმინდესა და სიკაშკაშეზე):

$$b' = \frac{F_2}{F_1} b.$$

აქედან ჩანს, რომ თუ ყველა სხვა პირობა ერთნაირია, უფრო გრძელფოკუსიანი კოლიმატორის შემთხვევაში ($F_1$ დიდია) ჭვრიტეს სიგანე ($b$) შეგვიძლია გაბედულად გავაფართოოთ. მეორე მხრივ, თუ ჭვრიტეს სიგანეს უცვლელად დავტოვებთ, მაშინ უფრო გრძელფოკუსიანი კოლიმატორი მოგვცემს სპექტრში უფრო წვრილ ხაზებს და სპექტრის მეტ სიწმინდეს.

სპექტროგრაფებში იხმარება უმეტესად 5—6 სანტიმეტრ სიმაღლის პრიზმები და ეს განსაზღვრავს კოლიმატორის საფოკუსო მანძილის შერჩევას ტელესკოპის მონაცემების შესაბამისად.

რაც შეეხება სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივს, მას, გარდა იმისა, რომ არ უნდა იქნეს დამძიმებული სფერული აბერაციით, კომითა და ასტიგ-

მატიზმით, უნდა ჰქონდეს კარგი ხარისხის ფართო ველი, რადგანაც სპექტრის გამონასახს საკმარისად დიდი ადგილი უკავია ფოკალურ ზედაპირზე. ქრომატულ აბერაციას ობიექტივში ადვილად ვერ ავიცდენთ და იგი ამ შემთხვევაში მაინცდამაინც საშიშიც არ არის, რამდენადაც, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ფოტოგრაფიული ფირფიტა კამერაში იდგმის ობიექტივის ღერძის არამართობულად და მიჰყვება იმ მიმართულებას, რომელზეც გაშლილია თანამიმდევრულად სხვადასხვა ტალღის სიგრძეების, იისფერიდან მოყოლებული წითელ სხივებამდე, შესაბამისი ფოკუსის წერტილები. ფირფიტის, ანუ კასეტის დახრა ოპტიკური ღერძის მართობული მიმართულებისადმი უარყოფითი მოვლენაა სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის ამოცანის თვალსაზრისით, რამდენადაც ამ შემთხვევაში ფოკუსიდან სულ მცირე შემთხვევითი დაშორებაც დიდ ცდომილებას იწვევს (იხ. ქვემოთ). ქრომატიზმი ისეთი უნდა იქნეს, რომ ფოკალური მრუდი წრფე ხაზით გამოიხატებოდეს გარკვეულ, საკმარისად ფართო უბანში. თანამედროვე სპექტროგრაფებში კარგ ფოკუსში მიიღება სპექტრის უბანი სულ რამდენიმე ასეული ანგსტრემის ფარგლებში.

სპექტროგრაფების კამერებად ხშირად იხმარება შმიდტისეული ანაბერაციული კამერები, რომელთა სქემა ზემოთ განვიხილეთ, თავში ტელესკოპის შესახებ. ბოლო დროს საბჭოთა კავშირში დამზადდა სპექტროგრაფები მენისკური ტიპის კამერებით. ესეც იმისათვისაა, რომ მივიღოთ სპექტროგრაფში კარგი ხარისხის ფართო ფოტოგრაფიული ველი.

თანამედროვე ასტროფიზიკური ამოცანების პირობებში დიდი ყურადღება ეთმობა სპექტროგრაფთა კამერების შუქძალას. დიდი შუქძალის მქონე მოკლეფოკუსიანი კამერები სულ უფრო და უფრო ხშირად გამოიყენება. თუმცა მათში შემცირებულია დისპერსია და სპექტრის სიწმინდე, მაგრამ, სამაგიეროდ, დიდ შეღწევადობას იძლევიან, რაც უაღრესად მნიშვნელოვანია მრავალი თანამედროვე ამოცანისათვის.

### § 110. სპექტროგრაფის ჰვრიტე

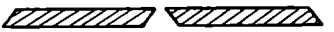
სპექტროგრაფის ჰვრიტე, რომელიც საკუთრივ კოლიმატორის ობიექტივის ფოკუსის ადგილას არის მოთავსებული, თითქოს უბრალო ელემენტს წარმოადგენს სპექტროგრაფში, მაგრამ მას ანუ მის ხარისხს ძალიან დიდი მნიშვნელობა აქვს კარგი ხარისხის სპექტრების მიღების თვალსაზრისით. სპექტრების ხარისხი არა მარტო პრიზმისა და ობიექტივების ოპტიკურ თვისებებზეა დამოკიდებული, არამედ, აგრეთვე, ჰვრიტეს მექანიკური დამზადების ხარისხზეც.

სპექტრი წარმოადგენს, შეიძლება ითქვას, ჰვრიტეს მონოქრომატულ გამონასახთა უწყვეტ ერთობლიობას. ამიტომ, თუ ჰვრიტეს ფორმა დამახინჯდა, მაშინ სპექტრიც დამახინჯდება. ჰვრიტეს ამზადებენ კარგი ხარისხის მაგარი ლითონისაგან (ხშირად, — უჟანგავი ფოლადისაგან). ჰვრიტეს შეადგენს, ძირითადად, ლითონის ერთიმეორესთან მიდგმული ორი ნაჭერი, რომელთაც მოსაზღვრე კიდეები საგულდაგულოდ აქვთ გახეხილი და გაკრიალებული. ლითონის ამ ნაჭრებს შეიძლება ჰვრიტეს ტუჩები ვუწოდოთ. მათი სისქე 2—3 მილიმეტრია, ტუჩები შემხვედრ კიდეებზე შიგნით ალმაცერად ჩამოთლილია ანუ დაცერებულია. ასე რომ, ეს კიდეები მახვილია და ჰვრიტეს, შეიძლება ითქვას, სისქე არა აქვს, იგი „ბრტყელია". ამავე დროს ტუჩების კიდეები (რომლებიც შემოსაზღვრავენ ჰვრიტეს) სრულიად გლუვი უნდა იქნეს და ფორ-

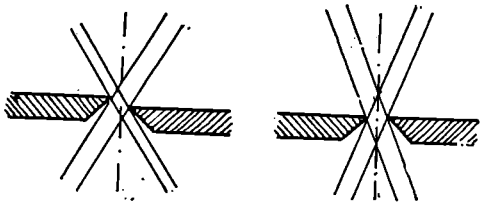
მაც — წესიერი. სულ მცირე ნაკბილიც კი დაუშვებელია, რადგანაც სპექტრის ნეგატიურ გამონასახზე ოგი იწვევს ბნელ ხაზს სპექტრის მთელ კაყოლებაზე, მის იმ სიმაღლეზე, რომელიც ჭვრიტეზე ნაკბილის ადგილს შეესაბამება. ეს იმითაა გამოწვეული, რომ ნაკბილი ზრდის მის ადგილას ჭვრიტეს სიგანეს, იქ სინათლე მეტი შედის, ვიდრე ჭვრიტეს სხვა ადგილებში, რაც სათანადოდ მეღავნდება სპექტროგრამაზე ანუ სპექტრის ნეგატიურ გამონასახზე. ასევე დაუშვებელია ჭვრიტეს ფორმის გადახრა მართკუთხედისაგან. სოლისებრი ჭვრიტე მოგვცემდა სპექტრში თავის გამონასახებს, რომლებიც სიკაშკაშითა და სიწმინდით განსხვავებული იქნებოდნენ სპექტრის სიმაღლის გასწვრივ.

110-ე ნახ.-ზე გამოხატულია ჭვრიტეს პროექცია მისი სიბრტყის მართობულ სიბრტყეში. ამ შემთხვევაში კოლიმატორის ობიექტივი ქვევით უნდა წარმოვიდგინოთ.

ასტროსპექტროსკოპიაში, ჩვეულებრივ, ხმარობენ ერთობ ვიწრო ჭვრიტეს (ხშირად — 0.025 მმ), მაგრამ სხვადასხვა ამოცანისათვის და სპექტროგრაფირების სხვადასხვა შემთხვევაში მიმართავენ ხილმე მეტ ან ნაკლებ სიგანეს. მაშასადამე, კონსტრუქცია ითვალისწინებს საჭირო ფარგლებში ჭვრიტეს სიგანის ცვლილების შესაძლებლობას. ამას მით მიაღწევენ, რომ ჭვრიტეს ერთ ტუჩს უძრავად ამაგრებენ, ხოლო მეორეს მოძრავს ამზადებენ. მიკრომეტრული ხრახნით (ნახ. 112) შეიძლება მივწიოთ მოძრავი ტუჩი უძრავისაკენ და მით ჭვრიტე დავიწროვოთ ან, პირიქით,— გამოვწიოთ იგი და ჭვრიტე გავაფართოოთ. ამავე დროს, ხრახნი უშუალოდ ამოძრავებს ჭვრიტეს მოძრავ ტუჩს უძრავის კიდის პარალელურად, როცა ჭვრიტეს აფართოებენ. ჭვრიტეს შევიწროების შემთხვევაში კი, მოძრავი ტუჩი სათანადო დრეკადობის ზამბარით მოდის მოძრაობაში, როცა ხრახნს გავათავისუფლებთ (ამოვხრახნით).

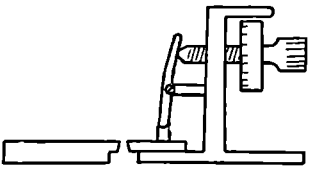


ნახ. 110.



ნახ. 111.

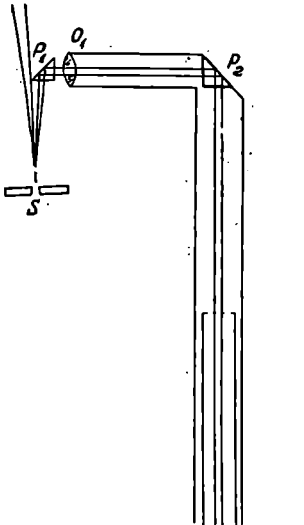
ჭვრიტეს ტუჩები მთლიანად დამაგრებულია კოლიმატორის ფსკერზე — მრგვალ დაფაზე, რომელიც ისეა მოწყობილი, რომ შესაძლებელია მისი ბრუნვა ცენტრული წერტილის ირგვლივ (პოზიციური ბრუნვა). ეს საშუალებას გვაძლევს მოვიყვანოთ ჭვრიტე პრიზმის გარდამტეხი წიბოს პარალელურ მდებარეობაში. მხოლოდ ასეთ შემთხვევაში იქნება სპექტრი „წესიერი", ე. ი. ისეთი, რომელშიც სპექტრული ხაზები სპექტრის დისპერსიის ანუ სპექტრის სიგრძის მიმართულების მართობულია. ამ პირობის დაცვა აუცილებელია იმისათვის, რომ მოხერხდეს სპექტრული ხაზების მდებარეობათა ზუსტი განსაზღვრა და აგრეთვე — მათი სანდო ფოტომეტრირება. ჭვრიტეს ტუჩები ზუსტად უნდა იქნეს მოთავსებული ოპტიკური



ნახ. 112.

ღერძის მართობულ ერთ საერთო სიბრტყეში. წინაალმდეგ შემთხვევაში განსხვავებული იქნება დახრილი სხივთკონების ჭვრიტეში გავლის პირობები, როგორც ეს კარგად მოჩანს 111-ე ნახ.-ზე.

ცოტად თუ ბევრად ხანგრძლივი ექსპოზიციით სპექტროგრაფირებისას აუცილებელია, რომ ვარსკვლავის გამონასახი მუდამ ჭვრიტეზე იმყოფებოდეს; მისი მოშორება ჭვრიტესაგან იმას ნიშნავს, რომ სხივი არ შედის სპექტროგრაფში და სპექტროგრაფირების პროცესი წყდება. მაშასადამე, საჭიროა, ისევე როგორც ჩვეულებრივი ფოტოგრაფირების დროს, ინსტრუმენტის (ტელესკოპისა სპექტროგრაფითურთ) მიყოლება ვარსკვლავზე. მაგრამ სპექტროგრაფირება მოითხოვს უფრო ზუსტად და ფაქიზად მივაყოლებდეთ ანუ განუწყვეტლივ ვუთვალთვალებდეთ და ვცდილობდეთ, რომ გამოსაკვლევი მნათობის გამონასახი ზუსტად თავსდებოდეს ჭვრიტეზე. სხვა სიტყვებით, საჭიროა ჭვრიტეს და ვარსკვლავის გამონასახს ერთდროულად ვხედავდეთ. ეს შემდეგნაირად ხერხდება. ჭვრიტეს ტუჩების სიბრტყე ოდნავ გადახრილია (3—5°-ით) ოპტიკური ღერძის მართობული მიმართულებისაგან. პრაქტიკულად, მნათობის გამონასახი (ვარსკვლავის შემთხვევაშიც) ყოველთვის მეტია, ვიდრე ჭვრიტეს სიგანე. ამიტომ მნათობის სხივების ნაწილი კოლიმატორში ვერ შეაღწევს და აირეკლება ჭვრიტეს ტუჩებზე. რაკი უკანასკნელთ აუწერილი დახრა აქვთ, ადვილია სამზერი მილის მორგება ისე, რომ გვერდიდან ვუთვალთვალოთ მასში გამონასახის მდებარეობას ჭვრიტეზე. რა წამს შევნიშნავთ, რომ გამონასახი შორდება ჭვრიტეს, ტელესკოპის მილის სათანადო გადაადგილებით შევასწორებთ ტელესკოპის მდგომარეობას იმდენად, რამდენადაც ეს საჭიროა გამონასახის „მოსაყვანად" ჭვრიტეზე (ისე, როგორც ჩვეულებრივი ფოტოგრაფირებისას გამონასახი მოგვყავს ძაფჯვარზე). როცა ატმოსფერული პირობები ძალზე კარგია და, მაშასადამე, ვარსკვლავის დიფრაქციული გამონასახი თითქმის არ აღემატება ჭვრიტეს სიგანეს, ხოლო მიყოლებაც ფაქიზია, დამკვირვებელს დროდადრო „ეკარგება" თვალთახედვიდან ვარსკვლავი. მისი გამონასახი მთლიანად ჭვრიტეში (კოლიმატორში) „ეშვება" და მხედველობიდან ქრება.



ნახ. 113.

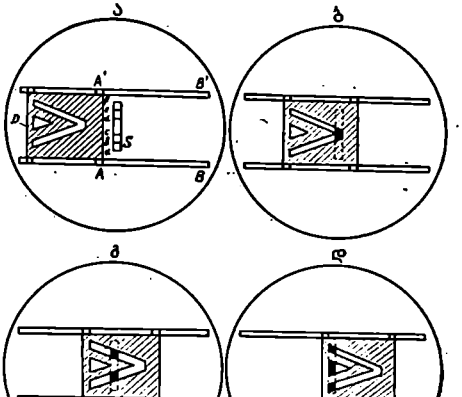
ასეთი სათვალთვალო მოწყობილობა სქემატურად გამოხატულია 113-ე ნახ.-ზე. სრული შიდა არეკვლის პრიზმა ($P_1$) ჭვრიტეს ტუჩების ხედაპირიდან არეკვლილ სინათლეს გარდატეხს და აგზავნის $O_1$ ლინზაზე. ამავე დროს $P_1$ ისე უნდა ჩაიდგას, რომ არ ახდენდეს რაიმე ეკრანირებას, რაკი ჭვრიტეს ტუჩების სიბრტყე ოდნავ გადახრილია ოპტიკური ღერძის მართობული მიმარ-

თულებისაგან. $O_1$ პარალელურად აქცევს სხივთკონას და, მაშასადამე, შეგვიძლია იგი შეუსუსტებლად მივმართოთ სათვალთვალო მილის შიგნით საჭირო მანძილზე. $P_2$-პრიზმა სხივთკონას კვლავ უცვლის მიმართულებას. $O_2$-ლინზა იძლევა ვარსკვლავისა და ჭვრიტეს რეალურ გამონასახს. $P_3$-პრიზმის შემდგომ, რომლის დანიშნულებაც აშკარაა, გამონასახს ვხედავთ $E$ ოკულარში, გვერდიდან.

სპექტროგრაფირების პროცესში ყურადღება უნდა მიექცეს იმას, რომ ჭვრიტეზე არ იყოს მცირე მტვერიც. ოდნავი ნაწილაკი, მოქცეული ჭვრიტეს რომელიმე წერტილზე, შეამცირებს იმ ადგილას შემავალ სინათლეს და სპექტრის ნეგატიურ გამონასახში მთელი სპექტრის გასწვრივ წარმოქმნის ნათელ ხაზს.

## § 111. შესადარი სპექტრის მიღება

ზემოთ აღვწერეთ, თუ როგორ არის მოწყობილი ჭვრიტე. ახლა ამას ის უნდა დავუმატოთ, რომ ჭვრიტეს კონსტრუქციას განსაზღვრავს, აგრეთვე, შესადარი სპექტრის მიღების აუცილებლობაც. ცის მნათობთა სხივური სიჩქარეების გამოთვლის, სპექტრული ხაზების გაგივების და სხვა ამოცანები მოითხოვს, რომ გამოსაკვლევი ცის მნათობის სპექტრის გვერდით, ფოტოგრაფიაზე, მოთავსებული გვქონდეს რაიმე მიწიერი ელემენტის (წყალბადის, რკინის და სხვ.) სპექტრიც. ამ უკანასკნელს შესადარ სპექტრს უწოდებენ. მისი მიღება შემდეგნაირად ხდება.



ნახ. 114.

ჭვრიტეს გვერდით ათავსებენ განსაკუთრებული მოყვანილობის დიაფრაგმას, რომელიც ადვილად სრიალებს ჭვრიტეს ტუჩების სიბრტყეზე და შეგვიძლია მისი მეტი თუ ნაკლები ნაწილით ჭვრიტეზე შემოსრიალება და ამნაირად უკანასკნელის მეტნაკლებად დაფარვა. ასეთი $D$ დიაფრაგმის სქემა მოცემულია 114-ე ნახ.-ზე, სადაც მის გვერდით $S$ ჭვრიტეც არის გამოხატული. მთლიანად ნახაზი წარმოადგენს კოლიმატორის მილის ფსკერს გარედან, ოპტიკური ღერძის მართობულ (ქაღალდის სიბრტყის) პროექციაში. რა თქმა უნდა, დიაფრაგმის და, მეტადრე ჭვრიტეს ზომები აქ გაზვიადებულად დიდია აღებული,—მეტი თვალსაჩინოებისათვის.

D დიაფრაგმა წარმოადგენს ბრტყელ ფირფიტას, რომელშიც ამოჭრილია ორი, ერთიმეორის გადამკვეთი ზოლი („კუთხის ნიშნის" მსგავსად: >). მათ შუაში ამოჭრილია კიდევ სამკუთხედის ფორმის სარკმელიც (⊳). დია-

ფრაგმის ფირფიტა მთლიანად ისეთ ფარგლებში სრიალებს ($AA'$-დან $BB'$-მდე), რომ შეიძლება მისი ნებისმიერი ნაწილის მოყვანა ჭვრიტეზე და, მაშასადამე, ჭვრიტეს დაფარვა „კუთხის ნიშნის“ ან „სამკუთხედის“ ნებისმიერი ნაწილით.

წარმოვიდგინოთ, რომ ვაწარმოებთ სპექტროგრაფირებას ისე, რომ ჭვრიტეზე მოთავსებულია კუთხოვანი სარკმელი. მაშასადამე, ღიაა კოლიმატორის ჭვრიტეს $cd$ ნაწილი (ნახ. 114 ბ) და მნათობის სინათლის სპექტრიც ამ ნაწილის სიგრძის შესაბამი სიგანის იქნება. ვთქვათ, რომ ექსპოზიციის დამთავრების შემდეგ დიაფრაგმის ფირფიტა იმდენად გავასრიალეთ მარჯვნივ, რომ ჭვრიტეზე მოთავსდა დიაფრაგმის ფირფიტის ის ნაწილი, რომელიც კუთხოვანი სარკმლის წვერსა და ⊳-ს ფორმის სარკმელს შორისაა მოთავსებული, როგორც ეს 114-ე გ ნახ.-ზეა ნაჩვენები. ეს იმას ნიშნავს, რომ ახლა ჭვრიტეს ის ნაწილი, რომელიც პირველი ექსპოზიციის დროს ღია იყო სინათლისათვის, დახურულია, ხოლო მის გვერდით, ზემოდან და ქვემოდან, ჭვრიტე ღიაა. თუ ამ ღია ადგილებზე ($de$ და $bc$) ან ერთ მათგანზე მივმართავთ მეორე მნათობის სინათლეს, მაშინ ფირფიტაზე, პირველი მნათობის გვერდით, ზემოდან და ქვემოდან, მოთავსდება მეორე მნათობის სპექტრები, რომელთა სიგანე შეესაბამება სარკმლების $de$ და $bc$ სიგრძეს. იგულისხმება, რომ პირველი ექსპოზიციის შემდეგ ფოტოფირფიტა არ ამოგვიღია სპექტროგრაფის კამერის ფირფიტსათავსიდან.

უკანასკნელი შემთხვევაც განვიხილოთ: $D$-დიაფრაგმა იმდენად არის გასრიალებული მარჯვნივ, რომ ჭვრიტეზე, მის შუა ნაწილზე — $cd$, მოდის სამკუთხედა სარკმელი (ნახ. 114 დ). ახლა ჭვრიტე ღიაა ერთდროულად მის ნაწილებში: $ab$, $cd$ და $ef$.

რა თქმა უნდა, შესაძლოა სხვა სახის დიაფრაგმის მოწყობაც, რომელიც ასევე უზრუნველყოფს ორი სპექტრის მიღებას ერთიმეორის გვერდით (მაგალითად, დიაფრაგმა — ორი, ერთნაირი სარკმლითურთ).

115-ე ნახ.-ზე მოტანილია აღწერილი წესით მიღებული სპექტროგრამა.

ნახ. 115.

ამ სპექტროგრამაზე შუა სპექტრი ეკუთვნის გამოსაკვლევ ვარსკვლავს, მის ორივე მხარეს მიღებული სპექტრები კი — ხელოვნური სინათლის წყაროს. სამივე სპექტრი ერთიმეორის გვერდითაა სპექტროგრამაზე და შესადარებლად მოხერხებულია. ასე მიიღება შესადარი სპექტრი.

მაგრამ, შესადარებლად უფრო ხშირად მნათობის სპექტრს კი არ ღებულობენ, არამედ, რაიმე ხელოვნური სინათლის წყაროს სპექტრს. ეს განსაკუთრებით მაშინ არის საჭირო, როცა ვარსკვლავის სპექტრში ხაზების გაიგივებას ცდილობენ ან ვარსკვლავის სხივურ სიჩქარეს განსაზღვრავენ დოპლერისეული ეფექტის საფუძველზე. მართლაც, როცა ერთიმეორის გვერდით არის მოთავსებული გამოსაკვლევი მნათობის სპექტრი და ხელოვნური წყაროს სპექტრიც (რომლის ხაზების რაობა და მდებარეობა ცნობილია), მაშინ მათი უბრალო თანხვდენა (მოთავსება ერთ ხაზზე, როგორც ერთიმეორის გაგრძელება) თითქმის უკვე ნიშნავს გამოსაკვლევ ვარსკვლავში ამ შედარებამდე უცნობი ხაზების გაიგივებას შესადარი სპექტრის ცნობილ ხაზებთან. მეორე მხრივ,

ერთი და იმავე ელემენტის კუთვნილი და ერთი და იმავე დონის შესაბამი სპექტრული ხაზების შეუთავსებადობა შეიძლება ინტერპრეტირებულ იქნეს როგორც დოპლერისეული გადაადგილება (შესადარი სპექტრი ეკუთვნის სელოვნური სინათლის წყაროს, ე. ი. უძრავ წყაროს; გამოსაკვლევი სპექტრი კი — მოძრავს).

ხელოვნური სინათლის წყაროს სინათლის მიღება ჭვრიტეზე მარტივად ხდება. მას შემდგომ, რაც გადაღებულია ვარსკვლავის სპექტრი (ჭვრიტეს შუა ნაწილზე ექსპონირებით) და გადაადგილებულია ჭვრიტეს დიაფრაგმა, ტელესკოპს სპექტროგრაფითურთ მოვიყვანთ მოხერხებულ მდგომარეობაში, მაგალითად, — ჰორიზონტულში (ფოტოფირფიტა უძრავად ჩატოვებულია ფირფიტასათავსში). იქვე, კოშკში, ცალკე მაგიდაზე, შორიახლო სპექტროგრაფიდან, როცა უკანასკნელი ტელესკოპთან ერთად ჰორიზონტულად მდებარეობს, გვიდგია სინათლის წყარო, ან ვერცხლისწყლის ნათურის, ან რკინის ელექტროდებს შორის წარმოშობილი ვოლტასეული ელექტრული რკალის სახით. ამ წყაროდან სხივთკონას ჭვრიტეზე მიმართავენ მარტივი ოპტიკური სქემის გამოყენებით: ლინზებისა და სრული შიდა არეკვლის პრიზმების მეშვეობით. მაგრამ ნათურას ან რკალს წინ უდგას მჭრქალი მინა. ასე რომ, სინათლის წყაროს წარმოადგენს თანაბრად განათებული მჭრქალი მინის ეკრანი. ეს იმისათვის არის საჭირო, რომ კოლიმატორის ობიექტივი უფრო თანაბრად იქნეს განათებული. მაშინ სპექტროგრაფის პრიზმაზე მოსული სხივთკონაც ერთგვაროვანი და სპექტრი დაუმახინჯებელი და მაღალი სიწმინდისა იქნება. აქაც დაცული უნდა იქნეს შესადარი წყაროს გამონასახის მისაღები ოპტიკური სისტემის და კოლიმატორის შუქძალთა ტოლობის პირობა. სხვა სიტყვებით, სხეულოვანი კუთხე, რომლითაც მოჩანს ჭვრიტედან მჭრქალი მინის განათებული ეკრანი ტოლი უნდა იყოს ან, უკიდურეს შემთხვევაში, რამდენადმე მეტი, ვიდრე ის სხეულოვანი კუთხეა, რომლითაც კოლიმატორის ობიექტივი მოჩანს იმავე ჭვრიტედან. მხოლოდ ამ პირობებში იქნება კოლიმატორის ობიექტივი მ თ ლ ი ა ნ ა დ განათებული.

აქ ანგარიშგასაწევია სხვა გარემოებაც. რაკი შესადარი წყაროს გამონასახის მისაღები ოპტიკური სისტემა მჭრქალი მინის გ ა მ ო ნ ა ს ა ხ ს იძლევა, ჭვრიტეზე გამოისახება მჭრქალი მინის მ ა რ ც ვ ლ ო ვ ა ნ ი სტრუქტურაც და, მაშასადამე, ირღვევა ჭვრიტეს განათების ერთგვაროვნობის პირობა. ამიტომ, ჩვეულებრივ გამონასახს მიიღებენ ერთგვარი დაშორებით ჭვრიტედან, ამრეკლავ პრიზმაზე, რომელიც შორიახლოდან ანათებს ჭვრიტეს; პრიზმას იმდენად დააშორებენ ჭვრიტეს, რომ გამონასახის მარცვლოვანი აგებულება არ არღვევდეს ჭვრიტეს განათების ერთგვაროვნობას. შესაძლოა, შესადარი სპექტრის ფოტოგრაფირება ისედაც მოეწყოს, რომ ჭვრიტე უშუალოდ იქნეს განათებული შორიახლოდან ეკრანით და მათ შორის არ იქნეს არავითარი შუალედი ლინზები და ამრეკლავი პრიზმები.

### § 112. საერთო მექანიკური კონსტრუქცია

პირველი პირობა, რომელსაც უნდა აკმაყოფილებდეს სპექტროგრაფის საერთო მექანიკური კონსტრუქცია, მდგომარეობს კონსტრუქციის განსაკუთრებულ სიმტკიცეში, სიხისტეში. ამავე დროს სპექტროგრაფი უნდა მუშაობდეს უცვლელ ტემპერატურაზე და, მაშასადამე, მას თერმული იზოლაცია უნდა ჰქონდეს.

რად მოეთხოვება სპექტროგრაფის კონსტრუქციას განსაკუთრებული სიმტკიცე? საქმე ისაა, რომ სავარსკვლავო სპექტროგრაფს საკმარისად დიდი ზომები აქვს. თუ ის განსაკუთრებულად აგებულს მცირე ფოკუსის მქონე კამერიან სპექტროგრაფს არ წარმოადგენს, მისი სიგრძე შეიძლება ერთი — ერთნახევარი მეტრი იყოს. ამასთანავე იგი, — შედგენილი მინისა და ლითონისაგან, — საკმარისად მძიმეც არის: ორი და მეტი ათეული კილოგრამი. სპექტროგრაფი მიედგმის ტელესკოპს ისე, რომ მისი ერთი ბოლო (კოლიმატორის მხრიდან) შეუთავსდეს ტელესკოპის ფოკუსის ადგილს. ის ისე უნდა იქნეს მიმაგრებული ტელესკოპის მილზე, რომ არ უშლიდეს ტელესკოპის მოძრაობას ღერძების გარს. ადვილი წარმოსადგენია, რომ იგი ერთგვარად აგრძელებს ტელესკოპის მილს და ადიდებს მექანიკურ მხარს. რამდენადაც იგი მიმაგრებულია კოლიმატორის ერთი ბოლოთი და თავისუფალი რჩება დანარჩენი ნაწილი, პრიზმის კოლოფისა და კამერის ჩათვლით, მას თვითონ აქვს დიდი მხარი და ადვილად შეუძლია გაღუნვა, თუ საკმარისად მტკიცე კონსტრუქციის არ იქნა. გაღუნვის პირობებიც იცვლება ექსპოზიციის დროს. სპექტროგრაფირების პროცესი გრძელდება ხშირად საათობით. ამ ხნის განმავლობაში ტელესკოპის მილი იცვლის საათიერ კუთხეს და სპექტროგრაფი — თავის მდებარეობას; სიმძიმის ცენტრი გადაადგილდება და ღუნვის მიმართულება და სიდიდე იცვლება. იცვლება არა მარტო მდებარეობა მთლიანად სპექტროგრაფისა ტელესკოპის მიმართ, არამედ აგრეთვე — ურთიერთმდებარეობანი სპექტროგრაფის შიგნით, მისი ცალკე ნაწილებისა. ასეთ პირობებში ვერ მივიღებთ დამაკმაყოფილებელი სიწმინდის სპექტრს. მაშასადამე, სპექტროგრაფი უნდა იყოს იმდენად მტკიცე კონსტრუქციისა და გამაგრებული საჭიმარებითა და მისაბრჯენებით, რომ მისი მექანიკური დეფორმაცია (ღუნვა) მინიმალური რჩებოდეს.

ზოგიერთ თანამედროვე სავარსკვლავო სპექტროგრაფებში ღუნვის ეფექტი იმდენად შემცირებულია მექანიკური კონსტრუქციის პირობათა ხარჯზე, რომ, მაგალითად, ორსაათიანი ექსპოზიციის დროსაც ხაზოვანი გადაადგილება სპექტრული ხაზებისა არ აღწევს ნახევარ მიკრონსაც კი. სხივური სიჩქარეების განსაზღვრაში ამდენად მცირე ეფექტს შეაქვს ცდომილება, რომელიც გამოიხატება მხოლოდ სულ 0.2—0.3 კილომეტრით სეკუნდში.

მართალია, სპექტროგრაფს ყოველთვის არა აქვს ერთგვარი ძელის სახე. ასე, მაგალითად, სამპრიზმიან სპექტროგრაფში, სადაც თანმიმდევარი პრიზმები დაყენებულია წინმდგომ პრიზმებში გამოსული, გარდატეხილი სხივების მიმართულებათა მიმართ უმცირესი გადახრის კუთხის ქვეშ, სხივთკონა, კამერის ობიექტივში შესვლამდე, თითქმის 180°-ით გადაიხრება კოლიმატორის ოპტიკური ღერძის მიმართ და, მაშასადამე, კამერის საკასეტო ნაწილი თითქმის კოლიმატორის ჭვრიტეს ქვემოდან მოექცევა (ნახ. 104). ამნაირ სპექტროგრაფს უფრო კომპაქტური ფორმა აქვს. მაინც, ღუნვის ეფექტები ამა თუ იმ სახით ასეთ შემთხვევაშიც რჩება.

არსებობს ფორმულა, რომლითაც ზოგადად, თუმცა მიახლოებით, გამოიხატება ღუნვის ეფექტი.

ცალკეული სპექტროგრაფებისათვის ღუნვის ეფექტს ექსპერიმენტული გზით გამოიკვლევენ და განსაზღვრავენ.

რად გვჭირდება სპექტროგრაფის თერმული იზოლაცია?

ტემპერატურის ცვლილება ექსპოზიციის დროს, სპექტროგრაფირების პროცესში, იწვევს კოლიმატორისა და კამერის საფოკუსო მანძილების ცვლი-

ლებას და, მაშასადამე, სპექტრის გამონასახის სიწმინდისა და საერთო ხარისხის დაცემას. ტემპერატურული ცვლილება მავნეა მეტადრე იმის გამო კიდევ, რომ ადგილი აქვს არა მარტო ოპტიკური ფოკუსების გადაადგილებას, არამედ, აგრეთვე, მთელი სპექტროგრაფის მექანიკურ დეფორმაციებს, რომელთაც იწვევს კოლიმატორის და კამერის მილების და სხვა დეტალების სიგრძის ტემპერატურისმიერი ცვლილებები.

გარდა ამისა, ადგილი აქვს კიდევ ერთ ეფექტს, რომელიც უფრო ფაქიზი და ძნელად შესამჩნევია, მაგრამ თანამედროვე პრეციზიულ სპექტროგრაფიულ გამოკვლევებში და ექსპერიმენტებში — უთუოდ ანგარიშგასაწევი. ტემპერატურის ცვლილებას მოსდევს პრიზმის გარდატეხის კოეფიციენტის ცვლილებაც, რაც სხივების გადახრას და დისპერსიას ცვლის და, აგრეთვე, უარყოფითად მოქმედებს სპექტრის გამონასახის ხარისხზე. ზოგიერთი სპექტრომეტრული ამოცანისათვის ეს ეფექტი არცთუ ისე მცირეა. მაგალითად მოვიტანოთ მონაცემები, რომლებიც სიმეიზის ობსერვატორიის ერთპრიზმიან სპექტროგრაფს შეეხება. მის პრიზმაში, რომელიც დამზადებულია მსუბუქი ფლინტისაგან, ტემპერატურის ცვლილება 1°-ით იწვევს სხივთ გადახრის ცვლილებას თითქმის 3″-ით. სხივური სიჩქარეების გამოთვლაში კი ამას შეაქვს ცდომილება 19 კილომეტრამდე სეკუნდში.

მოვიტანოთ კიდევ ერთი ილუსტრაცია. 0°-ის ტემპერატურის დროს ერთპრიზმიანი სპექტროგრაფის დისპერსია ისეთია, რომ ორ სპექტრულ ხაზს — λ.λ. 4076 და 4494 Å — შორის მანძილი სპექტროგრამაზე 12.28 მილიმეტრია. როცა ტემპერატურა +24°-მდე ადის, მანძილი იმავე ხაზებს შორის 12.33 მმ ხდება.

ტელესკოპურ სპექტროგრაფებს ათავსებენ საგანგებო თერმოსტატებში, რომლებიც უზრუნველყოფენ ტემპერატურის უცვლელობას ერთი გრადუსის მეათედ ან უფრო მცირე ნაწილის ფარგლებში, რითაც მინიმუმამდე ამცირებენ მავნე ტემპერატურულ ეფექტებს.

თერმოსტატი მოწყობილია შემდეგნაირად; მთელი სპექტროგრაფი მოთავსებულია ერთ მთლიან ხის ყუთში, რომელიც შიგნიდან ნაბადით ან სხვა რაიმე ამგვარი მასალით არის გამოკრული. შიგნითვე, ყუთის ზედაპირზე გაბმულია იზოლირებული წვრილი მავთული, რომელსაც დენის წრედში ჩართავენ და ამით ახურებენ. ეს მოწყობილობა წარმოადგენს, არსებითად, ელექტროქურას. წრედში ჩართულია, აგრეთვე, რელე და ვერცხლისწყლიანი თერმომეტრი, კონტაქტებითურთ. ასეთი თერმომეტრი ერთობ გრძნობიერი უნდა იყოს. ამისათვის ვერცხლისწყლის სათავსი ბირთვი თხელკედლიანი მინისაგან უნდა იქნეს დამზადებული, ხოლო კაპილარი — ერთობ ვიწრო უნდა იყოს. კაპილარული მილის ზედა ბოლო ღიაა და მასში მოთავსებულია პლატინის მავთული. ბირთვში შეყვანილია მინაზე მიკავშირებული პლატინის საკონტაქტო მეორე მავთული, რომელიც, ამნაირად, აგრეთვე, უკავშირდება ვერცხლისწყალს. თერმომეტრის მთელი სისტემა ერთ რგოლს წარმოადგენს ელექტროჯაჭვში ანუ ელექტროწრედში. თავიდანვე ისე შეიძლება თერმომეტრის რეგულირება, რომ დენი გაიცლის წრედში, გაახურებს მავთულს, ტემპერატურა სპექტროგრაფის ყუთის შიგნით (თერმომეტრიც შიგნითაა მოთავსებული) მოიმატებს და, როცა ვერცხლისწყლის სიმაღლე კაპილარში გარკვეულ ანათვალს (სასურველი ტემპერატურის დონეს) მიაღწევს, პლატინის მავთულიც ისე გადაინაცვლებს, რომ დაშორდება და გაწყვეტს კონტაქტს საერთო ელექტროწრედთან. ამით წრედი დაირღვევა, ელექტროდენი შეწყდება, შეწყდება

შემდგომ გათბობაც. დაიწყება რა ჰაერის გაცივება, ვერცხლისწყლის სვეტი კაპილარში იწყებს დაწევას. მას თან ჩამოყვება პლატინის მავთული, რომელიც ოდნავ ჩამოწევისას კვლავ კონტაქტში შევა და ჩაერთვის საერთო წრედში, რაც ისევ აღადგენს ელექტროდენს და გათბობას. მაშასადამე, ტემპერატურა კვლავ აიწევს და პროცესი განმეორდება. საკმარისად გრძნობიერი და კარგად რეგულირებადი თერმომეტრის შემთხვევაში, ვერცხლისწყლის დონის რყევა ხდება ერთობ ვიწრო ფარგლებში, რაც შეესაბამება ტემპერატურის რყევას უმნიშვნელო ფარგლებში. სათბობი სისტემის მავთულების გასათბობად საჭიროა შედარებით მაღალი ჭინვა, ხოლო ვერცხლისწყლიან თერმომეტრში დაბალვოლტიანი დენი შეიშვება, საკმარისი მხოლოდ იმისათვის, რომ განხორციელდეს კონტაქტის წყვეტა-შეერთება.

### § 113. სპექტროგრაფის დაუენება; მისი ოპტიკის გამოკვლევა და ცენტრირება

სპექტროგრაფის სწორად მიდგმა ტელესკოპზე იმისათვის, რომ სხივების მსვლელობა მასში სათანადო იქნეს და სპექტრის ხარისხიც კარგი, არ არის სულ მარტივი საქმე და დიდ ყურადღებას მოითხოვს. ტელესკოპზე დადგმამდე საჭიროა თვით სპექტროგრაფის ცალკეული ნაწილების შემოწმება და იუსტირება ანუ ერთიმეორეს მიმართ მათი სწორად გამართვა.

გამართვა უნდა დავიწყოთ იმის შემოწმებით, თუ რამდენად ზუსტად მდებარეობს კოლიმატორის ობიექტივის ფოკუსი ჭვრიტეს სიბრტყეში. ამისათვის კოლიმატორი უნდა მოიხსნას სპექტროგრაფიდან, დაიდგას რაიმე პარალაქსურ დანადგარზე და გამოცდილ იქნეს ისე, როგორც ტელესკოპი. სახელდობრ, მივმართოთ იგი ობიექტივით ვარსკვლავზე, გავაღოთ ჭვრიტე რაც შეიძლება ფართოდ, მივადგათ ჭვრიტეს ტუჩებს ფოტოფირფიტა (მაგრამ, ფრთხილად, რათა არ დავკაწროთ ტუჩები ან უნებურად არ მოვბეგვოთ და არ დავაჩლუნგოთ ჭვრიტეს კიდეები) და ვაწარმოოთ ვარსკვლავის ფოტოგრაფირება. კოლიმატორის ჭვრიტეს მატარებელ ნაწილს უნდა ჰქონდეს ოპტიკური ღერძის გასწვრივ გადანაცვლების შესაძლებლობა. მაშინ მიმდევარი ფოტოგრაფიები, მიღებულნი ჭვრიტეს ტუჩების (ფოტოფირფიტის) სხვადასხვა მანძილზე ობიექტივიდან, გვიჩვენებს იმ მდებარეობას, რომელიც ფოკუსის მანძილს შეესაბამება (ვარსკვლავის გამონასახის სიმკვეთრის მიხედვით).

მაგრამ, უმჯობესია ჩვენთვის ცნობილ ჰარტმანისეულ მეთოდს მივმართოთ, რაც მით უფრო მოხერხებულია, თუ კოლიმატორს აქვს კრემალიერი სათანადო ანათვლებით (იხ. ზემოთ, თავში ტელესკოპის შესახებ).

შეიძლება, რა თქმა უნდა, კოლიმატორი ლაბორატორიულ პირობებშიც გამოიცადოს. მაგრამ, პარალაქსურ დანადგარზე მისი მონტაჟი საშუალებას იძლევა გამოიცადოს იგი მისთვის ნამდვილი მუშაობის პირობებში ვარსკვლავებზე. მაშინ, ჯერ ერთი, სინათლის სხივთკონა, რომელიც კოლიმატორის ობიექტივზე მოდის, მკაცრად პარალელური იქნება, რაც ადვილად არ ხერხდება ლაბორატორიაში. მეორეც, — ამ ექსპერიმენტში მნიშვნელობა აქვს სინათლის წყაროს სპექტრულ შედგენილობას (ქრომატიზმის ეფექტების გამო), ხოლო ლაბორატორიული სინათლის წყარო სპექტრულად ყოველთვის განსხვავებულია ვარსკვლავებისაგან.

თუ ექსპერიმენტისათვის ავირჩევთ „თეთრ" ვარსკვლავს, კოლიმატორის ობიექტივს დავაფოკუსებთ ჭვრიტეზე საშუალოდ ყველა სხივისათვის — იისფერიდან წითლამდე. მაგრამ, თუ სპეციალურად გვაინტერესებს გამოკვლევები

სპექტრის რაღაც გარკვეულ (წითელ, ლურჯ, იისფერ,...) უბანში, მაშინ კოლიმატორის ობიექტივის წინ უნდა მოვათავსოთ ბრტყელპარალელური შუქფილტრი (წითელი, ლურჯი, იისფერი...) და ისე ვაწარმოოთ დაფოკუსება ჰარტმანისეული მეთოდით. ასეთ შემთხვევაში ფოტოფირფიტაზე ჰარტმანისეული დიაფრაგმის გამონასახები უფრო მკვეთრი იქნება. ამნაირად მივიღებთ კოლიმატორის ობიექტივის ფოკუსის მდებარეობას (მაშასადამე, ჭვრიტეს სწორ დაშორებას ობიექტივიდან) ცალ-ცალკე სხვადასხვა ფერის სხივებისათვის.

სასარგებლოა ვიცოდეთ საერთოდ კოლიმატორის ობიექტივის ქრომატიზმის დახასიათება ანუ მისი ქრომატული მრუდი. სხვადასხვა ფილტრში მისი დაფოკუსება უკვე ნიშნავს იმ წერტილების პოვნას, რომელთა მიხედვით აიგება ქრომატული მრუდი. მაგრამ, შეიძლება, აგრეთვე, ობიექტივის წინ პრიზმის გამოყენება და ასეთნაირად ქრომატიზმის სრული გამოკვლევა.

საერთოდ, მოცემული სპექტროგრაფი გამოიყენება გამოკვლევებისათვის საკმაოდ ფართო სპექტრულ უბანში; იშვიათად გვაკმაყოფილებს სპექტრის ერთი რომელიმე ვიწრო უბანი. ამიტომ სჯობია ჭვრიტეს დაყენება კოლიმატორში რაღაც საშუალო ფოკუსის ადგილას.

ჩვეულებრივ, როგორც უკვე აღვნიშნეთ, პრიზმას დგამენ მინიმალური გადახრის კუთხით. მაგრამ, რადგანაც ეს კუთხე დამოკიდებულია გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე, ამიტომ პრიზმას აყენებენ რაღაც წინასწარ **არჩეული ტალღის სიგრძის შესაბამისი** მინიმალური გადახრის კუთხით. ამის გამო, ჭვრიტეს მდებარეობასაც უთავსებენ ისეთ საშუალო ფოკუსს, რომელიც საერთო იქნება იმ ტალღის სიგრძეების დიაპაზონისათვის, რომელიც მინიმალური გადახრის კუთხის შესატყვის ტალღის სიგრძის ორივე მხარეზეა მოქცეული. ასეთ შემთხვევაში სხივები ჰომოცენტრული იქნება მაინც, რამდენადაც ცენტრული სხივები მინიმალური გადახრის კუთხით მოდის, ხოლო ტალღის სიგრძის განსხვავების თვალსაზრისით მის „გვერდით" სიმეტრიულად მოთავსებული სხივები ობიექტივიდან გამოსვლისას პარალელურად ჩაითვლება, რაკი ფოკუსი **არჩეულია საშუალო** და **საერთო შედარებით მცირე** უბნისათვის. აქ კვლავ გავიხსენოთ, რომ მინიმალური გადახრის კუთხის შემთხვევაში რამდენიმედ მცირედ განშლადი კონა მაინც ჰომოცენტრული რჩება.

თუ კოლიმატორის ობიექტივი აქრომატიზებულია ისე, რომ ქრომატული მრუდის მაქსიმუმი შეესაბამება იმ ტალღის სიგრძეს, რომლისთვისაც პრიზმა დაყენებულია მინიმალური გადახრის კუთხით, მაშინ მიზანშეწონილია, ჭვრიტე ისეთ ფოკუსს შევუთავსოთ, რომელიც შეესაბამება ქრომატული მრუდის არა მაქსიმუმს, არამედ მეზობელ წერტილებს. ამ შემთხვევაში ცენტრული სხივთკონის გვერდით მდებარე სხივთკონის პარალელობა უფრო მკაცრი იქნებოდა და ჰომოცენტრულობის პირობაც — კარგად დაცული.

ჰომოცენტრულობისაკენ კი იმიტომ მივისწრაფვით, რომ მხოლოდ ჰომოცენტრული (ე. ი. ერთი წერტილიდან გამომდინარე) სხივები, პრიზმის გავლის შემდგომ, კვლავ ერთ წერტილში მოიყრის თავს. ეს კი საჭიროა იმისათვის, რომ სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივზე მოცემული ტალღის სიგრძის სხივების პარალელურად გავლამ კვლავ ერთ წერტილში შეკრიბოს ეს სხივები.

უკანასკნელი გარემოება კარგად უნდა გავიგოთ, რას ნიშნავს **ერთ წერტილში** იქნეს შეკრებილი პრიზმაგავლილი სხივები? თუ სპექტრს ეღებულობთ, მაშინ ხომ წერტილოვან გამონასახთან მაინც არა გვაქვს საქმე?! თუ ჭვრიტეზე, ფოკუსში, **მონოქრომატული** წერტილოვანი გამონა-

სახია, მაშინ კოლიმატორის ობიექტივიდან ამ გამონასახის პარალელურ სხივთ-კონად გარდაქმნილი მ ო ნ ო ქ რ ო მ ა ტ უ ლ ი სხივები მოდის პრიზმაზე. პრიზმის მეორე მხარეს, მისი წახნაგის ყველა წერტილიდან ერთნაირად გარ-დატეხილი პარალელური სხივები გამოდის და კამერის ობიექტივზე მოდის. ამის შემდეგ, ეს მონოქრომატული სხივთკონა, აშკარაა, თავს იყრის კამერის ფოკალურ სიბრტყეზე (ანუ ფოტოფირფიტაზე) მოთავსებულ ერთ წერტილში.

ბაგრამ, პრაქტიკულად, სპექტროგრაფირებისას კოლიმატორის ჭვრიტეზე წ ე რ ტ ი ლ ი ს გამონასახი როდი გვაქვს; ასტრონომი-დამკვირვებელი ცდი-ლობს ტელესკოპის მიყოლებას არა მარტო ცის დღეღამური სვლის მიხედვით, არამედ, ამავე დროს, აგრეთვე — ვარსკვლავის სისტემატურად მიყოლებას ჭვრიტეს სიგრძის გასწვრივ. ეს, ცოტად თუ ბევრად ხანგრძლივი ექსპოზიციის დროს, გვაძლევს — პრაქტიკულად — გ ა ნ ა თ ე ბ უ ლ ჭ ვ რ ი ტ ე ს და, მა-შასადამე, კოლიმატორის ფოკუსში გვაქვს ჭ ვ რ ი ტ ე ს გამონასახი ეიწრო ხაზის სახით, როგორც სინათლის წყარო. აშკარაა, რომ ასეთ შემთხვევაში კამერის ფოკუსშიაც ხ ა ზ ი ს გამონასახი უნდა მივიღოთ.

თუ ზემოთ მოტანილ მსჯელობას ჩავატარებთ თითოეულ მონოქრომატულ სხივზე, რომლებიც ჭვრიტეზე მოსულ სხივთკონას შეადგენენ, ადვილად მიხვდებით, რომ, თუ ჭვრიტეზე წერტილოვანი გამონასახია, კამერის ფოკა-ლურ სიბრტყეში (ანუ ფოტოფირფიტაზე) მივიღებთ მონოქრომატულ წერტი-ლოვან გამონასახთა ერთობლიობას. ეს წერტილები ერთმანეთზე არ მოთავსდე-ბიან; როგორც კი გარდატყდებიან პრიზმაში სხვადასხვა კუთხით — სხვადა-სხვა ტალღის სიგრძის შესაბამისად, სხივები გამონასახს შექმნიან ერთიმეორის გვერდით და ფოტოფირფიტაზე გვექნება წერტილოვან გამონასახთა მწკრივი, ე. ი. გვექნება სპექტრის „ძაფი"; ასე ამბობენ, როცა სპექტრი არაა გაგანიერე-ბული და იგი გაჭიმულია მხოლოდ დისპერსიის მიმართულებით. მაშინ კი, როცა ჭვრიტეს მთელ სიგრძეზე ვანათებთ, ფოტოფირფიტაზე გვექნება ჭვრი-ტეს მონოქრომატული ხაზოვანი გამონასახების ერთობლიობა; ეს გამონასახე-ბი ერთიმეორეზე „მიწყობილნი" იქნებიან და სპექტრი წარმოგვიდგება ზო-ლის სახით, რომლის სიგრძე დისპერსიის მიმართულებას გაყვება, სიგანე კი (ანუ, როგორც ამბობენ, სპექტრის სიმაღლე) ჭვრიტეს სიგრძით იქნება დაპი-რობებული.

სულ მოკლედ ასე შეგვიძლია ჩამოვაყალიბოთ ზემოთ გადმოცემული. კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსული სინათლე განიხილება როგორც მონო-ქრომატული პარალელურ სხივთკონათა ერთობლიობა. ყველა ეს სხივთკონა პარალელურად და ე რ თ ი მ ი მ ა რ თ უ ლ ებ ი ს გ ა ს წ ვ რ ი ვ ჭედის პრიზმაში. პრიზმიდან გამოსვლისას საქმე გვაქვს ს ხ ვ ა დ ა ს ხ ვ ა მ ი მ ა რ-თ უ ლ ებ ა თ ა მონოქრომატულ პარალელურ სხივთკონებთან, რომელთა გაელა კამერის ობიექტივში გვაძლევს სპექტრს კამერის ფოკუსში.

ცხადია ისიც, რომ სპექტრული „ძაფი" ან სპექტრული ზოლი უწყვეტია, თუ მოცემულ სინათლის წყაროში ყველა მონოქრომატული გამოსხივება მონა-წილეობს რაღაც ორი, ერთიმეორეს საკმარისად დაშორებულ $\lambda_1$ და $\lambda_2$ ტალ-ღის სიგრძეებს შორის მოთავსებულ უბანში. თუ ეს ასე არაა, ე. ი. თუ ზოგი-ერთი ტალღის სიგრძის გამოსხივება არაა სინათლის წყაროს შედგენილობაში, მაშინ იმ ტალღის სიგრძეების შესაბამის ადგილებზე სპექტრში არ გვექნება რაიმე გამონასახი, და „ძაფი" ან ზოლი შესაბამისად წყვეტილი აღმოჩნდება. ზოგიერთი ვარსკვლავის ან სხვა კოსმოსური სხეულის ფიზიკური ბუნება ისე-თია, რომ გამოასხივებს მხოლოდ რამდენიმე განმხოლოებულ ან დისკრეტულ

ტალღის სიგრძეებში, მაგალითად, $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_3$ და ასე შემდგომ, სადაც $\lambda_1$ დაშორებულია $\lambda_2$-ს, უკანასკნელი — $\lambda_3$-ს და ა. შ. მაშინ ფოტოფირფიტაზე ჭერიტეს გამონასახები ერთიმეორეს განუწყვეტლივ კი არ „მიეწყობა", არამედ შესაბამისად შორიშორ დალაგდება და სპექტროგრამა ცალკეული, დისკრეტული სპექტრული ხაზებისაგან იქნება შედგენილი.

კამერის დაფოკუსება ცალკე, სპექტროგრაფს ჩამოშორებით, არ შეიძლება. რა თქმა უნდა, სულ თავდაპირველი დაფოკუსება ასე უნდა მოხდეს. წინასწარ, ვიდრე კამერა სპექტროგრაფში აიწყობა, მაგრამ ეს იქნება სრულიად მიახლოებითი დაფოკუსება საშუალოდ „თეთრი" სინათლისათვის. თუ ასეთი საშუალო დაფოკუსება კოლიმატორისათვისაც კი არ გვაკმაყოფილებს სავსებით და იძულებული ვართ მივმართოთ, როგორც ზემოთ აღვწერეთ, შუქფილტრებს კოლიმატორის ობიექტივის წინ, კამერის დაფოკუსების შემთხვევაში მით უფრო არ იკმარებს საშუალო ფოკუსის მოძებნა, რადგანაც სპექტროგრაფის კამერის ობიექტივში შემოდის პრიზმაგამოვლილი, მონოქრომატულ მდგენელებად დაშლილი სხივთკონები და მათ ცალ-ცალკე თავისი ფოკუსი შეესაბამება. მაშასადამე, კამერის დაფოკუსება უნდა ხდებოდეს ისეთ პირობებში, როცა იგი სპექტროგრაფშია აწყობილი (როგორც ვნახეთ ზემოთ. კოლიმატორი შეიძლება ფოკუსდებოდეს სრულიად დამოუკიდებლად სპექტროგრაფისაგან).

მაგრამ, ვიდრე კამერის დაფოკუსებას შევუდგებოდეთ, საჭიროა ყურადღება მივაქციოთ ერთ მნიშვნელოვან მოთხოვნილებას. კოლიმატორისა და კამერის ღერძები ერთ სიბრტყეში უნდა მდებარეობდნენ და ეს სიბრტყე უნდა თანხვდებოდეს პრიზმის მთავარ კვეთას, რომელიც პრიზმის გარდამტეხი წიბოს მართობულია, თუ ეს პირობა დარღვეულია, მაშინ სპექტრის ზოლი (ან ძაფი) დახრილია დისპერსიის მიმართულების მიმართ. აღნიშნული სიბრტყეების თანხვდენაში მოყვანა საკმარისად საჯახირო პროცესია.

როგორც აღნიშნული გვაქვს, ჭვრიტე გარდამტეხი წიბოს პარალელურად უნდა იქნეს დაყენებული. ამის შემოწმება შეიძლება მით, რომ პარალელობის დარღვევის შემთხვევაში სპექტრული ხაზები აღარაა სპექტრის ზოლის (დისპერსიის) მიმართულების მართობული. გასწორება ადვილია, რამდენადაც კოლიმატორის ჭვრიტეს მატარებელ ნაწილს ანუ დაფას აქვს პოზიციური მოძრაობა, ე. ი. შესაძლებელია მისი შემობრუნება კოლიმატორის ოპტიკური ღერძის ირგვლივ.

ასევე ადვილია პრიზმის დაყენება მინიმალური გადახრის კუთხეზე. ამ მდებარეობაში პრიზმის მცირე მობრუნება გარდამტეხი წიბოს პარალელური მიმართულების ირგვლივ არ იწვევს სპექტრული ხაზების შესამჩნევ გადაადგილებას სპექტრის იმ უბანში, რომლის საშუალო ტალღის სიგრძე ჩვენ მიერ არის შერჩეული (მინიმალური გადახრის კუთხე დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე და, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, პრიზმის ასეთი კუთხით დაყენება ყოველთვის ხდება წინასწარ აღებული ტალღის სიგრძის გამოსხივების მიმართ).

სპექტროგრაფის აქ ჩამოთვლილი დეტალების რეგულირებისას (პრიზმის მინიმალური გადახრა, ჭვრიტეს პარალელობა) სპექტრის შემოწმება ხდება მისი დათვალიერებით კამერის ფოკალურ სიბრტყეში ლუპის მეშვეობით, ვიზუალურად. მაგრამ, ეს მაინც წინასწარ რეგულირებას შეეხება და საბოლოო აწყობა-გასწორებისათვის საჭიროა ფოტოფირფიტების შედარება. ეს აუცილებელია მეტადრე იმიტომ, რომ ლუპით დათვალიერება სავსებით მისაწვდომია მხოლოდ სპექტრის ვიზუალურ უბანში, ხოლო სპექტრის ულტრაიისფერ

ნაწილში ფოტოგრაფიული შემოწმება გარდუვალია. ერთ და იმავე ფოტოფირფიტაზე, მისი სათანადო გადაადგილებით ფირფიტასათავსში, შეგვიძლია მივიღოთ ერთიმეორის გვერდით რამდენიმე სპექტრი, რომლებიც შეესაბამება ჭვრიტეს რამდენიმე მდებარეობას (თუ ვამოწმებთ ჭვრიტეს პარალელობას გარდამტეხი წიბოს მიმართ) ან პრიზმის რამდენიმე მდებარეობას (თუ ვაყენებთ მინიმალურ გადახრაზე). სპექტრების შედარება საშუალებას გვაძლევს შევჩერდეთ მათ შორის ისეთზე, რომელიც აკმაყოფილებს დასმულ მოთხოვნილებას.

თვით პრიზმა მოითხოვს მის მრავალმხრივ გამოკვლევას. ერთგვაროვნობა, გამჭვირვალობა, დამაგრების წესი და სხვა — ისეთი მახასიათებლებია, რომელთა შემოწმება და ცოდნა აუცილებელია ზუსტ სპექტრომეტრიულსა და სპექტროფოტომეტრიულ გამოკვლევებში. პრიზმის გამოკვლევა შეიძლება და მოსახერხებელიცაა თვით სპექტროგრაფთან ერთად.

პრიზმის შესამოწმებლად პირველ რიგში გასაკეთებელია შემდეგი. მოვათავსოთ პრიზმის წინა წახნაგზე თანმიმდევრობით რამდენიმე დიაფრაგმა. დიაფრაგმა უნდა წარმოადგენდეს პრიზმის წახნაგის ზომის ფარს, რომელშიც ამოჭრილია $^1/_2$—1 სანტიმეტრ სიგანის ოთხკუთხოვანი სარკმელი, რომელიც ისე უნდა მოთავსდეს, რომ მისი სიგრძე გარდამტეხი წიბოს და, მაშასადამე, ჭვრიტეს პარალელური იქნეს. სხვადასხვა დიაფრაგმაზე სარკმელი უნდა ამოიჭრას სხვადასხვა მანძილზე ფარის ცენტრიდან, ე. ი. სხვადასხვა ადგილზე, ზემოდან ქვემოთ. როცა ამ დიაფრაგმებს თანმიმდევრულად, ერთიმეორის შემდგომ ვათავსებთ პრიზმის წინ, მაშინ პრიზმაში სინათლე შედის პრიზმის სხვადასხვა ზონაში, სხვადასხვა ნაწილში — გარდამტეხი კუთხის ახლო ნაწილიდან პრიზმის ფუძემდე. თუ პრიზმა სავსებით ერთგვაროვანია, მაშინ ყველა ზონა ცალ-ცალკე მაინც ერთ და იმავე ფოკუსს გვაძლევს. ეს კი სპექტრის კარგი ხარისხის საწინდარია.

ამ ექსპერიმენტში იგულისხმება, რომ კოლიმატორისა და კამერის ობიექტივებს გამონასახში არ შეაქვთ საგრძნობი დამახინჯება (აბერაციითა და ასტიგმატიზმით გამოწვეული). ყოველ შემთხვევაში, იგულისხმება, რომ მათი ოპტიკური თვისებანი გამოკვლეულია და როგორღაც შეგვიძლია გამოვყოთ მათი აბერაციების ეფექტი პრიზმის არაერთგვაროვნობის ეფექტისაგან.

დიდი მნიშვნელობა აქვს იმას, თუ რა სორტის არის პრიზმის მინა. ამაზე შესამჩნევადაა დამოკიდებული პრიზმის გამჭვირვალობაც. მისი გარდატეხის უნარიც. ასე, მაგალითად, მსუბუქი ფლინტი იენის ქარხნის წარმოებისა (გერმანიაშია) გაცილებით უფრო გამჭვირვალეა, ვიდრე ბევრი სხვა მინა, თუმცა გარდატეხის უნარი მას შედარებით ნაკლები აქვს.

პრიზმის დამაგრების წესს თავის კოლოფში ყურადღება უნდა მიექცეს, რადგანაც, თუ პრიზმა მოფამფოებულია, მას შეუძლია გადაადგილდეს ექსპოზიციის დროსაც, რასაც, აშკარაა, კარგი შედეგი არ მოყვება. თუ, პირიქით, პრიზმა ზედმეტად მჭიდროდ არის ჩამაგრებული ჩარჩოში თუ სამაგრებში, მინამ შეიძლება დეფორმაცია განიცადოს; პრიზმა დაჰკარგავს მაშინ თავის ზუსტ ფორმას ან ერთგვაროვნობას და ესეც უარყოფითად იმოქმედებს სპექტრის გამონასახის ხარისხზე. საჭიროა გამოვიჩინოთ განსაკუთრებული სიფრთხილე და ზომიერება პრიზმის (ისევე, როგორც ყოველი სხვა ოპტიკური დეტალის — ობიექტივის, ლინზის, სარკის და სხვ.) ჩამაგრებისას თავის ჩარჩოში.

კამერის საკასეტო ნაწილი ისეა მოწყობილი, რომ შეიძლება არა მარტო გადაადგილება ფირფიტასათავსისა ოპტიკური ღერძის გასწვრივ (მთლიანად

მისი მიახლოება ან დაშორება ობიექტივიდან), არამედ, აგრეთვე, მისი დახრაც ოპტიკური ღერძის მართობული მდებარეობის მიმართ. ასეთ შემთხვევაში მოსახერხებელია ფოკუსში მივიღოთ რაც შეიძლება ფართო უბნის სპექტრი. მაგრამ, საამისოდ საჭიროა, რომ წინასწარ ზუსტად განვსაზღვროთ ფოკუსების მდებარეობა „თითოეული" მონოქრომატული სხივისათვის და ამის მიხედვით ერთხელ და თითქმის სამუდამოდ დავადგინოთ ფირფიტსათავსის დახრის კუთხე ოპტიკური ღერძის მართობული სიბრტყის მიმართ.

ამ მიზნით კვლავ ჰარტმანისეულ მეთოდს მიმართავენ. ამ მეთოდის თანმიმდევრული გამოყენებით გამოვითვლით კამერის საფოკუსო კრემალიერის იმ ანათვლებს, რომლებიც შეესაბამება სხვადასხვა მონოქრომატულ გამოსხივებას (ან, პრაქტიკულად, — თუ ექსპერიმენტის დროს რაღაც გარკვეული შესადარი სპექტრის ფოტოგრაფირებას ვეწევით, — სხვადასხვა სპექტრულ ხაზს). ამ ანათვლებით — როგორც ორდინატებით — და მათი შესაბამი სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეებით — როგორც აბსცისებით — აიგება კამერის ფოკალური მრუდი. ხოლო ეს ამავე დროს საშუალებას მოგვცემს გავარკვიოთ ფირფიტსათავსის საჭირო დახრა; დავხაროთ იგი იმდენად, რომ ფოტოფირფიტის ის ადგილი, რომელზეც მოცემული სპექტრული ხაზი (მოცემული მონოქრომატული სხივი) მოდის, სწორედ იმდენად დაშორდეს ობიექტივს, რამდენადაც ამას იმავე სპექტრული ხაზის საფოკუსო მანძილის დაცვა მოითხოვს (ნახ. 103).

აშკარაა, რომ ამგვარი შეთავსება ბრტყელი ფოტოფირფიტისა ცალკეული სპექტრული ხაზების საფოკუსო მანძილებთან მით უფრო ადვილია, რაც უფრო ახლოა ფოკალური მრუდი სწორ ხაზთან. უმრავლეს შემთხვევაში, ფოკალური მრუდი საგრძნობლად შორდება სწორ ხაზს ან კიდევ მხოლოდ მისი მცირე ნაწილია ცოტად თუ ბევრად სწორხაზოვანი. ეს, ცხადია, ზღუდავს ჩვენს შესაძლებლობას და საზღვარს უდებს იმ უბანს, რომლის სიგრძეზეც შესაძლოა ერთდროულად მივიღოთ სპექტრის გამონასახი ფოკუსში. ეს სიგრძე, ჩვეულებრივ, რამდენიმე ასეული (200—500) ანგსტრემით განისაზღვრება.

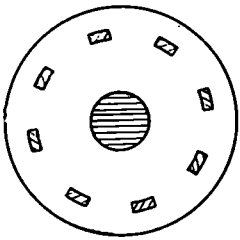
საერთოდ, სპექტროგრაფის ფოკალური მრუდის (ან ფოკალური ზედაპირის) თვისებები დამოკიდებულია არა მარტო კამერის ობიექტივის თვისებებზე, არამედ კოლიმატორის ობიექტივის ქრომატიზმზე, კამერის ობიექტივის ველის სიმრუდეზე და იმაზე, თუ რამდენად დაშორებულია სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივები ჰომოცენტრულობის პირობას. რაც უფრო დიდია დისპერსია და, რაც უფრო მეტად დაშორებულია მოცემული სხივების ტალღის სიგრძეები სპექტრის შუა ადგილს, მით უფრო ძნელია ფოკალური გამონასახის ერთდროული მიღება სპექტრის დიდი უბნის სიგრძეზე.

ფირფიტსათავსის დახრა მაინც კარგი გამოსავალია მდგომარეობიდან და მას უთუოდ აქვს ის უპირატესობა, რომ, ასეა თუ ისე, ერთდროულად გამოიყენება სპექტრის ცოტად თუ ბევრად დიდი უბანი. მაგრამ ეს ხერხი თავისებურ საფრთხესაც ქმნის სხვა მხრივ და, მაშასადამე, მას ნაკლოვანებაც აქვს. მაგალითად, სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის ამოცანაში, სადაც დიდი და, ხშირად, გადამწყვეტი მნიშვნელობა აქვს სპექტრული ხაზების მდებარეობის განსაზღვრაში შეპარულ მცირე ცდომილებებსაც, დიდად დახრილი ფირფიტსათავსის შემთხვევაში ოდნავ გადახრას ზუსტი ფოკალური მდებარეობიდან მოსდევს საგრძნობი ხაზოვანი გადაადგილებანი და, მაშასადამე, — დიდი ცდომილებანი სხივური სიჩქარეების განსაზღვრაში.

მაგრამ, ასეა ყოველთვის ასტრონომიული დაკვირვების პრაქტიკაში. ამოცანები იმდენად გართულდა, წარმატებული და ნაყოფიერი დაკვირვებებისათვის იმდენად მრავალფეროვანი მოთხოვნილებებია, ხოლო ინსტრუმენტული ტექნიკა — იმდენად თავისებური, რომ ასტრონომი ხშირად იძულებულია კომპრომისზე წავიდეს ერთ საკითხში, რათა სასურველი შესაძლებლობა მოიპოვოს მეორე საკითხის გადაწყვეტაში მაინც.

ამნაირად გამართული და შემოწმებული სპექტროგრაფი მიედგმის ტელესკოპს მის საოკულარო ნაწილში. ახლა აუცილებელია, რომ შემოწმდეს კოლიმატორის ღერძის თანხვდენა ტელესკოპის ოპტიკურ ღერძთან, ე. ი. საჭიროა სპექტროგრაფის ცენტრირება ტელესკოპთან. სხვა სიტყვებით ეს იმას ნიშნავს, რომ კოლიმატორის ობიექტივი მთლიანად და თანაბრად იქნეს განათებული მნათობის გამოსხივებით, რომელსაც ვაკვირდებით და ვიკვლევთ, ე. ი. კოლიმატორის ჰვრიტეში შემოსული სხივთკონა კონცენტრული უნდა იყოს კოლიმატორის ობიექტივის მიმართ.

აქ თავისთავად იგულისხმება, რომ ტელესკოპისა და კოლიმატორის შუქძალები თანატოლნი უნდა იყვნენ. ამის აუცილებლობა უკვე აღვნიშნეთ და განმარტეთ ზემოთ. მაგრამ ამასთან ერთად უნდა ჩატარდეს შემდეგი ექსპერიმენტი.



ნახ. 116.

ტელესკოპის ობიექტივზე (ან სარკეზე, თუ სპექტროგრაფი რეფლექტორთან ერთად გამოიყენება) ჩამოიცმის დიაფრაგმა: ფარი, რომელშიც ამოჭრილია შუა მრგვალი სარკმელი და, აგრეთვე, კიდეზე, ობიექტივის მიმართ კონცენტრულ წრეხაზზე მდებარე რამდენიმე მცირე ზომის (დიამეტრით 1—2 სმ) სარკმელი (იხ. ნახ. 116). კოლიმატორის ობიექტივს ჩამოვაცვათ მქრქალი მინის ფარი, რომელზეც შემოხაზულია კონცენტრული წრეხაზები. გარდა ამისა, შევამცირეთ ჰვრიტეს სიგრძე ისე, რომ თითქმის კვადრატული ფორმა მიიღოს მან.

ახლა მივმართოთ ტელესკოპი მზეზე (შეიძლება მთვარეზეც, მაგრამ მაშინ, განათება რომ გვეყოს, საჭიროა დიაფრაგმაზე სარკმელებისა და კოლიმატორში ჰვრიტეს ზომა მეტი ავიღოთ). თუ ტელესკოპი და სპექტროგრაფი კარგად არიან ურთიერთ ცენტრირებულნი, მაშინ კოლიმატორის ობიექტივზე ჩამოცმულ ფარზე გამოსახული სარკმელების წრეხაზისებრი მიმდევრობა კონცენტრული უნდა იქნეს კოლიმატორის ობიექტივის კიდის (წრიული ჩარჩოს) მიმართ. კოლიმატორის ობიექტივზე ჩამოცმულ ფარზე შემოხაზული კონცენტრული წრეებით ადვილდება კონცენტრულობის უფრო მკაცრი შემოწმება. თუ კონცენტრულობას ადგილი არა აქვს, მაშინ საჭიროა ვცვალოთ სპექტროგრაფის სამაგრების და საყრდენების მდგომარეობა, სანამ სასურველ კონცენტრულობას არ მივაღწევთ.

სპექტროგრაფის ცენტრირების შემოწმება შესაძლებელია უფრო ადვილი და სწრაფი ხერხითაც. მივმართოთ ტელესკოპი კაშკაშა ვარსკვლავზე ისე, რომ ჰვრიტე ზუსტად შუაზე ჰკვეთდეს ვარსკვლავის გამონასახს. მივიტანოთ თვალი რაც შეიძლება ახლო კამერის ფოკალურ სიბრტყესთან და საგულდაგულოდ დავაკვირდეთ — რამდენად მთლიანად და თანაბრად ავსებს სხივთკონა კამერის ობიექტივს, რაც კარგი ცენტრირების მაჩვენებელი იქნებოდა.

არის კიდევ ერთი ხერხიც. ტელესკოპს კვლავ ვარსკვლავზე მიმართავენ, მაგრამ ამავე დროს კოლიმატორის ობიექტივს ფოტოგრაფიულ ფირფიტას მიადგამენ მჭიდროდ (სპექტროგრაფი ისეა მოწყობილი, რომ ეს ადვილად მისაწვდომია; სპექტროგრაფის ცალკეული ნაწილები მისაწვდომია სხვადასხვა მანიპულაციისათვის თუ თერმოსტატი დროებით მოცილებულია). ფოტოფირფიტაზე, გამჭღავნების შემდგომ, უნდა იქნეს განათებული ობიექტივის მრგვალი კვალი ანუ გამონასახი. თუ ეს კვალი თანაბრად გაშავებული აღმოჩნდა, ეს იმას ნიშნავს, რომ კოლიმატორის ობიექტივიც თანაბრად განათებული და სისტემა (ტელესკოპი — კოლიმატორი) ცენტრირებული ყოფილა.

რეფლექტორის შემთხვევაში გამონასახის შუაგულში უნდა რჩებოდეს ნათელი წრე, რომელიც შეესაბამება რეფლექტორის დამხმარე სარკეებს (ნიუტონისეულს ან ჰიპერბოლურს და სხვ.), რომლებიც, როგორც ვიცით, სხივთკონის ერთგვარ ეკრანირებას ახდენენ. ამ წრის მდებარეობა მრგვალი გამონასახის ცენტრის მიმართ ცენტრირების შესამოწმებელი კარგი კრიტერიუმია. კარგი ცენტრირების შემთხვევაში წრე ზუსტად კონცენტრულია. რა თქმა უნდა, აქ იგულისხმება, რომ თვით რ ე ფ ლ ე ქ ტ ო რ ი თავისთავად ზუსტად ცენტრირებულია.

ამის შემდეგ გამოსაკვლევი რჩება სპექტროგრაფის ღუნვის ეფექტი. ესეც ექსპერიმენტული გზით გამოიკვლევა. მივმართოთ ტელესკოპი მერიდიანის რაიმე წერტილს და ასეთ მდგომარეობაში გადავიღოთ შესადარი სპექტრი, ე. ი. ხელოვნური სინათლის წყარო, მაგალითად, ვოლტასეული რკალი, რკინის ელექტროდებზე მიღებული. ამის შემდგომ არ უნდა ვაჩოთ ხელი ფირფიტასათავსს და მხოლოდ ჭვრიტეზე ისე უნდა გადავაადგილოთ დიაფრაგმა, რომ შემდეგი სპექტრი, თუ კვლავ გადავიღებთ, პირველის გვერდით მოთავსდეს. სხვაგვარად: პირველი ექსპოზიციის დროს ჭვრიტეს ერთი, მაგალითად, ზედა ნაწილი უნდა იქნეს ღია, მეორე — დახურული, ხოლო მეორე ექსპოზიციის დროს მეორე (ქვედა) ნაწილი უნდა გავაღოთ, ზედა კი დავხუროთ. მეორე ექსპოზიცია ისევ იმავე ვოლტასეულ რკალზე უნდა შესრულდეს ტელესკოპის მეორე მდგომარეობაში, როცა იგი მიმართულია მერიდიანიდან დაშორებული, დიდი საათიერი კუთხის შესაბამ წერტილზე. ამ ექსპერიმენტში ტელესკოპის დახრილობა არ უნდა შევცვალოთ, თორემ დახრილობის შემთხვევითი ცვლილებისას შეიძლება მოხდეს ისე, რომ თუმცა საათიერი კუთხე გამოიცვლება, მაგრამ სპექტროგრაფის მდებარეობა ჰორიზონტული სიბრტყის მიმართ თითქმის უცვლელი დარჩება და ღუნვის ეფექტი არ გამოვლინდება.

აღწერილი წესით მიღებულ ორს, ერთიმეორის გვერდით მოთავსებულ სპექტრში ფოტოფირფიტაზე ერთი და იმავე ტალღის სიგრძის ხაზები ერთ მიმართულებაზე უნდა მოთავსდეს და თუ ასე არ იქნება, ეს ამ ექსპერიმენტში მხოლოდ სპექტროგრაფის ღუნვით აიხსნება. თანმიმდევრული განმეორება ამ ექსპერიმენტისა სხვადასხვა დახრილობაზე და საათიერ კუთხეზე საშუალებას მოგვცემს ვიპოვოთ მაქსიმალური ღუნვის ეფექტის სიდიდე და სპექტროგრაფის შესაბამისი მდებარეობა.

* * *

აქამდე ძირითადად, სპექტრის მიღების საშუალებას და ხერხს გავეცანით. ვნახეთ, რომ ამ საშუალებას ჭვრიტიანი სპექტროგრაფი წარმოადგენს. ისიც ვნახეთ, თუ რა პირობებში მიიღება უკეთესი ხარისხის სპექტრები. არის

სპექტრის მიღების სხვა საშუალებანიც (დიფრაქციული მესერი, ობიექტივწინა პრიზმა და სხვ.), მაგრამ მათ ცოტა უფრო გვიან გავეცნობით.

ახლა კი განვიხილოთ ის ამოცანები, რომელთა გადაწყვეტა სპექტრის შესწავლა-გამოკვლევას, გაზომვას და ანალიზს ეყრდნობა.

ასეთი ამოცანები, ძირითადად, სამი ჯგუფისაა. პირველი სპექტრომეტრიული ხასიათისაა და მიზნად ისახავს, უმთავრესად, სპექტრული ხაზების გაიგივებას შესადარი სპექტრის ხაზებთან შედარების გზით, ტალღის სიგრძეების გაზომვას და ცის მნათობთა სხივური სიჩქარეების გამოთვლას.

მეორე ჯგუფის ამოცანები სპექტრულ კლასიფიკაციაში მდგომარეობს.

მესამე სპექტროფოტომეტრიული მეთოდით არის გაერთიანებული და მრავალი, კონკრეტული ფიზიკური ამოცანის ამოხსნას (ტემპერატურის გამოთვლას, იონიზაციის ხარისხის შეფასებას, მნათობის ატმოსფეროში ნივთიერების სიმკვრივის გამოთვლას და სხვ.) ემსახურება.

განვიხილოთ ეს ამოცანები ცალ-ცალკე და თანმიმდევრულად.

## § 114. სპექტროგრამების გაზომვის ხერხები და იარაღები

რიგი ასტროფიზიკური და ვარსკვლავთ-ასტრონომიული ამოცანის ამოხსნა მოითხოვს დაემყარება მნათობის სპექტრში ხაზების მდებარეობის განსაზღვრას და ამ მდებარეობათა განსხვავების გამოთვლას იმ მდებარეობებისაგან, რაც შესადარი სპექტრის ხაზებს აქვთ. ასეთ ამოცანებს შორის პირველ რიგში დასასახელებელია: 1) ხაზების გაიგივება და მნათობის ნივთიერების შემადგენელი ელემენტების დადგენა, 2) სხივური სიჩქარეების გამოთვლა, 3) საკუთარი ღერძის ირგვლივ მნათობის ბრუნვის სიჩქარის განსაზღვრა.

ხაზების მდებარეობათა ან შესადარი ხაზების მიმართ მათი ვადანაცვლების განსაზღვრა *სპექტრომეტრული* ამოცანაა და მას სპექტრების ანუ სპექტროგრამების გაზომვას უწოდებენ.

სპექტროგრამის გაზომვისათვის იხმარება ე. წ. *მიკროსკოპიანი მიკრომეტრიანუ მიკროსკოპ-მიკრომეტრი* და *სპექტროკომპარატორი*.

პირველი მათგანის მთავარ ნაწილებს წარმოადგენენ მიკროსკოპი და კარგი ხარისხის მიკრომეტრული ხრახნი. მიკროსკოპს, რომელსაც, აგრეთვე, კარგი ოპტიკა უნდა ახასიათებდეს, უნდა ჰქონდეს მცირე და საშუალო გადიდება (7-დან 30-მდე, მაგალითად). ოკულარში დაჭიმულია ძაფჯვარი. ხელსაწყოს მესამე ნაწილს წარმოადგენს პატარა მოსრიალე ჩარჩოიანი დაფა (დგიმთამწე), რომელზეც ათავსებენ ნეგატივს (სპექტროგრამას). ეს დაფა მოძრაობაში მოჰყავს მიკრომეტრულ ხრახნს, რომლის ჩახრახნვით ან ამოხრახნვით დაფას ასრიალებენ ხრახნის ღერძის მიმართულებით, პარჯვნივ ან მარცხნივ. მიკროსკოპი დადგმულია იარაღის საერთო სადგამზე უძრავად, სრიალა დაფასთან შეუკავშირებლად, მაგრამ ისე, რომ დაფას დაჰყურებს ზემოდან; როცა მიკრომეტრული ხრახნით ვმოქმედებთ, დაფა სპექტროგრამითურთ სრიალებს მის ქვეშ და მიკროსკოპის მხედველობის ველში თანმიმდევრულად ვხედავთ გამავალი სპექტრის სხვადასხვა ნაწილს.

მიკროსკოპის ოკულარში მოქცეული ძაფჯვარი ისეა ორიენტირებული, რომ ერთი ძაფი (ვერტიკალური) სპექტრული ხაზების პარალელურია, ე. ი. ეს ძაფი სპექტროგრამის სიგრძის ანუ დაფის მოძრაობის მიმართულების მართობულია. ამიტომ, სპექტროგრამის მოძრაობისას (დაფის სრიალის დროს)

მიკროსკოპის ქვეშ, ძაფჯვარის ერთ (ვერტიკალურ) ძაფს მიმდევრობით თანხვედება ერთიმეორის მიმდევარი სპექტრული ხაზები. ამ მოძრაობისას სპექტრი (დისპერსიის მიმართულებით) პარალელური რჩება ძაფჯვარის ჰორიზონტული ხაზისა. მხედველობითი შთაბეჭდილება ისეთია, თითქოს ძაფს გადავაადგილებთ ხაზიდან ხაზზე და ამნაირად ვზომავთ მანძილს. სინამდვილეში მიკრომეტრული ხრახნის ჩახრახნვით თვით ხრახნი მოძრაობს, აწევა და ასრიალებს დაფას, რომელზეც სპექტროგრამა დევს. სპექტრულ ხაზებს შორის მანძილის ზომას ხრახნის სვლა განსაზღვრავს. ხრახნის სვლა კი გაიზომება იმ სკალით, რომელიც ხრახნზე წამოცმულ ორ დოლურაზეა წრიულად დატანილი.

ერთ დოლურაზე აითვლება მისი მობრუნების ნაწილები; დოლურას წრიული სკალა შეიძლება 100 ნაწილად იქნეს დაყოფილი და, მაშასადამე, მობრუნების თითო მეასედი ნაწილი შეიძლება უშუალოდ აითვალოს, ხოლო თითო მცირე ანათვალის (მეასედის) ნაწილი თვალით განისაზღვროს. ხრახნი შეიძლება ისე იქნეს დაკრილი, რომ ერთი მობრუნება შეესაბამებოდეს ხრახნის ჩანაცვლებას მისი ღერძის მიმართულებით 1 მილიმეტრით. მაშასადამე, დოლურა საშუალებას გვაძლევს ავთვალოთ უშუალოდ ხრახნის (დაფის) გადანაცვლება მილიმეტრის მეასედის ნაწილზე და უფრო წვრილადაც. მეორე დოლურაზე აითვლება პირველი დოლურას სრულ მობრუნებათა რიცხვი. გაზომვის წარმოებისას მიკროსკოპის ველი ან სპექტროგრამა შვეიმოდან თანაბრად უნდა ნათდებოდეს.

ასე გამოითვლება ორ სხვადასხვა სპექტრულ ხაზს შორის მანძილი, გამოხატული მილიმეტრებით და მისი ნაწილებით.

თუ მიკროსკოპის ველში სპექტროგრამაზე გამოსაკვლევი სპექტრის გვერდით შესადარი სპექტრი გვაქვს, მაშინ სხვაობა ორი ანათვალისა, რომლებიც შეესაბამება ოკულარის ვერტიკალური ძაფის ორ მდებარეობას: — მოცემულ ხაზზე, გამოსაკვლევ სპექტრში და იმავე ტალღის სიგრძის ხაზზე, შესადარ სპექტრში — გამოხატავს აღებული სპექტრული ხაზის გადაადგილებას მისი ნორმული მდებარეობიდან.

ძირითადად ამაში მდგომარეობს სპექტროგრამის გაზომვის პროცესი.

მიკროსკოპზე გამოიყენება შენაცვლებადი გამადიდებლობა იმიტომ, რომ თუ სპექტრში მკვეთრი და წვრილი ხაზებია, უმჯობესია ვიხმაროთ დიდი გამადიდებლობა: 20—30 ×; თუ ხაზები მკრთალი და გათხაპნილია, სიზუსტისათვის სჯობია მცირე გამადიდებლობით (7—15 ×) სარგებლობა. სპექტრული ხაზების სახე, ხასიათი და ინტენსივობა მარტო სპექტროგრამის მიღების წესით და ხარისხით კი არ განისაზღვრება, არამედ თვით გამოსაკვლევი მნათობის ფიზიკური ბუნებითაც.

ფოტოემულსიის ხარისხი ანუ მისი მარცვლოვანი აგებულებაც გვიკარნახებს ხშირად იმას, თუ როგორი გამადიდებლობის ხმარებაა უმჯობესი. მაგალითად, მსხვილმარცვლოვანი ემულსია „ვერ აიტანს" დიდ გამადიდებლობას. 117-ე ნახ.-ზე გამოხატულია მიკროსკოპ-მიკრომეტრი.

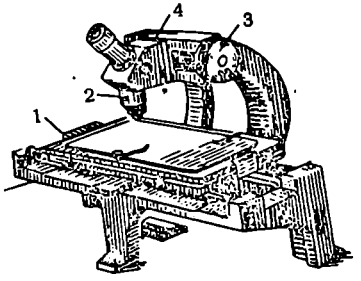
არსებობს მიკროსკოპ-მიკრომეტრის სხვა სახეობებიც, მაგალითად, ისეთი, რომელშიც ჩარჩოიანი დაფა უძრავია, ხოლო მის ზემოდან მოძრაობს (მისრიალებს) ხრახნთან დაკავშირებული მიკროსკოპი (იხ. ნახ. 118). არის ისეთიც, რომელშიც ორი მიკროსკოპია და დოლურების ნაცვლად — სახაზავი, რომელზეც დატანილია ზუსტი წრფივი სკალა. შეიძლება ისიც, რომ მიკროსკოპის ოკულარში ძაფჯვარი კი არ გვქონდეს, არამედ ორი, ერთიმეორესთან

ახლო გაბმული ვერტიკალური ძაფები. მაგრამ გაზომვის ძირითადი ხერხი ყველა შემთხვევაში არსებითად ერთი და იგივეა.

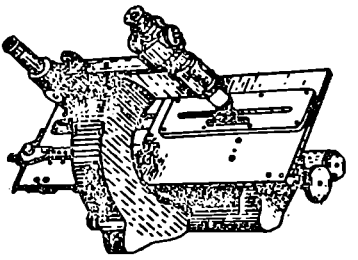
ისევე როგორც ყოველგვარ გაზომვებში, სპექტროგრამების გაზომვაშიც გარდუვალია ცდომილებათა შეპარვა. ესენი სხვადასხვა წარმოშობისა არიან. ზოგი მათგანის წყარო მიკრომეტრულ ხრახნშია, ზოგიც დაპირობებულია თვით სპექტროგრამის თვისებებით და გაზომვის წესით ან პირობებით.

ყოველ მიკრომეტრულ ხრახნს აქვს მეტნაკლებად გამოხატული, ორი ხასიათის ცდომილება: პერიოდული და გადატანითი*.

თანამედროვე ტექნიკური საშუალებანი შესაძლებელს ხდიან მიკრომეტრული ხრახნების იმდენად ფაქიზად და ზუსტად დამზადებას, რომ მათი ცდომილება არ აღემატებოდეს მიკრონს ან მის ნაწილებსაც კი. თუ ცდომილებანი საგრძნობია და მათი მნიშვნელობები ცნობილია (გამოითვლება სპეციალური გამოკვლევის შედეგად), შესაძლებელია მათი გათვალისწინება ანათვლის მნიშვნელობაზე დამატებით ან გამოკლებით (ცდომილების ნიშნის შესაბამისად); ხრახნის გამოკვლევის შედეგების საფუძველზე დგება ცხრილები, რომ-




ნახ. 117.



ნახ. 118.

ლებშიც ჩამოთვლილია ცდომილებათა მნიშვნელობები, შესაბამისი ცალკეული ანათვლებისა. ეს ცდომილებანი სისტემატური ხასიათისაა.

შემთხვევით ხასიათს ატარებენ ცდომილებანი, დამოკიდებულნი სპექტროგრამის თვისებებზე და დაპირობებულნი მიკროსკოპის ძაფის სპექტრულ ხაზზე დაყენების სიზუსტით. როცა სპექტრში მკვეთრი და წვრილი ხაზებია, დაყენების სიზუსტე მაღალია. განიერი და გათხაპნილი სპექტრული ხაზების შემთხვევაში კი, როცა ძაფის დაყენებისას გვიხდება ხაზის ცენტრული ადგილის თვალით ძებნა, სიზუსტე შედარებით დაბალია.

მდგომარეობას უფრო მეტად ის ართულებს, რომ მიკროსკოპის ძაფის დაყენება გვესაჭიროება შენაცვლებით — გამოსაკვლევი სპექტრისა და შესადარი სპექტრის ხაზებზე; მაგრამ ეს ორი სპექტრი ერთიმეორისაგან განსხვავდება ხასიათით, რაც აპირობებს გაზომვის სიზუსტის სხვადასხვაობას. მართლაც, გამოსაკვლევი სპექტრის ხაზები ნეგატივზე წარმოადგენენ ნათელ ხაზებს ბნელ ფონზე (უმრავლეს შემთხვევაში საქმე გვაქვს შთანთქმის სპექტრებთან). მაშასადამე, გვიხდება ოკულარის ბნელი ძაფის სპექტრის ნათელ ხაზებზე დაყენება. შესადარ ანუ ხელოვნურ სპექტრში შავი ხაზები გვაქვს (რაც

* იხ. პრაქტიკული ასტრონომიის კურსის სათანადო პარაგრაფი.

ნეგატივზე შეესაბამება ემისიას) და, გვიხდება ბნელი ძაფის ბნელსავე ხაზზე მოყვანა და დაყენება. პირველ შემთხვევაში, მეტი სიზუსტე მიიღწევა, ვიდრე მეორეში. ეს ცდომილება სისტემატურია და მისი შემცირება შეიძლება, თუ სპექტროგრამას, გაზომვის შემდეგ, შემოვაბრუნებთ 180 °-ით (თუ აქამდე, მაგალითად, მარჯვნივ იისფერი ბოლო იყო, ახლა იგი მარცხნივ მოვაქციოთ), ხელმეორედ გავზომავთ და შედეგად ორი გაზომვის საშუალოს მივიჩნევთ.

შემთხვევითი ხასიათის ცდომილება შეიძლება გამოიწვიოს ტემპერატურის ცვლილებამ გაზომვის პროცესში, რაც მოქმედებს ხრახნზე და იარაღის სხვა ნაწილებზე. თუმცა ტემპერატურული ეფექტი ერთობ მცირეა, მაინც ანგარიშგასაწევია იგი. გაზომვა უნდა წარმოებდეს რაც შეიძლება მუდმივი ტემპერატურის პირობებში და უნდა ვეცადოთ, რომ დაწყებული გაზომვა არ შევწყვიტოთ, ვიდრე მთლიანად არ დავამთავრებთ მას აღებულ ნეგატივზე.

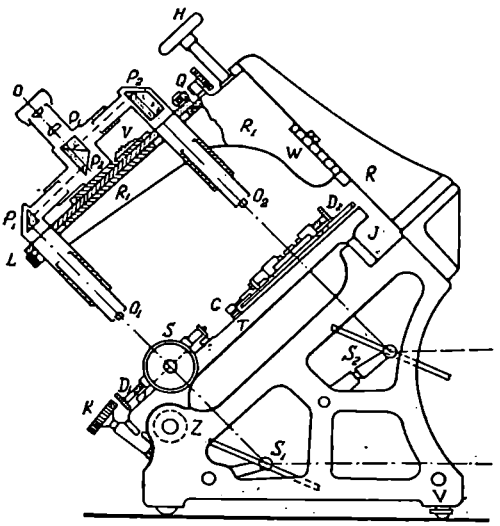
ჩამოთვლილ ცდომილებებს შესამჩნევად ამცირებს სპექტროგრამის 180 °-ით მობრუნების წესი. ჩვეულებრივ სპექტროგრამას ისე ათავსებენ ჩარჩოში, რომ სადმე სპექტრის შუაში ერთხელვე არჩეული ხაზი მოდიოდეს ერთ და იმავე ანათვალზე და ანათვლები იზრდებოდეს ტალღის ზრდასთან ერთად (თუ დოლურას ბრუნვა ზრდადი ანათვლების მიმართულებით გადააადგილებს სპექტროგრამას, მაგალითად, მარცხნივ, სპექტრის წითელი ბოლო უნდა გვქონდეს მარჯვნივ დაყენებული). გაზომავენ სპექტროგრამას ასეთ მდგომარეობაში და შემოაბრუნებენ მას 180 °-ით (ახლა მარჯვნივ იისფერი ბოლო მოექცევა). არჩეულ ხაზს კვლავ იმავე ანათვალზე დააყენებენ და ისევ ჩაატარებენ ყველა გაზომილი ხაზის გაზომვას. ადვილი მისახვედრია, რომ სპექტროგრამის ორი მდებარეობის შესაბამი ორი ანათვლის ჯამი ყველა ხაზისათვის, სადაც არ უნდა იქნეს იგი სპექტრში, დაახლოებით — გაზომვის სიზუსტის ფარგლებში — თანატოლია. მართლაც, თუ პირველ მდგომარეობაში შუა ხაზზე მოდიოდა, მაგალითად, ანათვალი „50“, მარჯვნივ მდებარე რომელიმე $l_1$-ხაზზე — „75“ და მარცხნივ მდებარე $l_2$-ზე — „40“, მეორე მდებარეობაში, რომლის დროს შუა ხაზზე კვლავ „50“ იქნება, $l_1$ მოთავსდება ანათვალზე „25“, ხოლო $l_2$—ანათვალზე „60“. როგორც ვხედავთ: $75+25=40+60=100$.

ახლა, თუ ამ რიცხვიდან გამოვაკლებთ მეორე მდებარეობის შესაბამ ანათვლებს, თითოეული ხაზისათვის მივიღებთ დაახლოებით პირველი მდებარეობის შესაბამ ანათვლებს (ჩვენს რიცხვით მაგალითში ეს კამოთვლილი ანათვალი ზუსტად თანხვდება პირველ ანათვლებს, მაგრამ რეალურ ექსპერიმენტში — მხოლოდ დაახლოებით, რადგანაც ყველა ანათვალი დამძიმებული იქნება მეტ-ნაკლები ცდომილებით). ავიღებთ პირველი მდებარეობის შესაბამისი და გამოთვლილი (მიყვანილი) ანათვლების საშუალოს და მივიღებთ შედეგს, რომელიც ნაკლებად იქნება დამძიმებული ძაფის დაყენების იმ ცდომილებებით, რომლებიც დამოკიდებულია სპექტრული ხაზების სახესა და ხასიათზე. ასეთი წესით წარმოებულ გაზომვაში გამორიცხულია, აგრეთვე, ის პიროვნული ცდომილება, რომელიც თვით იმ პირს მიეწერება, რომელიც გაზომვას აწარმოებს. ამ ცდომილების წყარო იმაშია, რომ ყოველ ინდივიდუუმს აქვს ერთგვარი ტენდენცია სისტემატურად გადააჭარბოს ან სისტემატურად არ მიიყვანოს ბოლომდე (სპექტრული ხაზის ცენტრამდე) ძაფი, როცა იგი სპექტროგრამის გაზომვის პროცესში, აყენებს ძაფს ხაზზე (ამგვარი ხასიათის პიროვნული ცდომილებანი დაწვრილებით განიხილება პრაქტიკული ასტრონომიის კურსში).

სპექტროგრამების გაზომვის მიზნით მიკროსკოპ-მიკრომეტრის გარდა გამოიყენება აგრეთვე მეორეგვარი ინსტრუმენტი, სახელად — **ს პ ე ქ ტ რ ო კ ო მ პ ა რ ა ტ ო რ ი.** იგი არსებითად განსხვავდება მიკროსკოპ-მიკრომეტრისაგან და იხმარება დიფერენციული გაზომვებისათვის.

ამ იარაღის ძირითადი იდეა ის არის, რომ **ო რ ი** დამოუკიდებელი სპექტროგრამა (ორი ნეგატივი) **ე რ თ დ რ ო უ ლ ა დ** დაინახება და განიხილება ორმაგი მუხლოვანი მიკროსკოპის მხედველობის ველში.

119-ე ნახ.-ზე მოცემულია სპექტროკომპარატორის სქემატური სურათი. ორი სხვადასხვა სპექტროგრამა (ნეგატივი) ძევს დახრილი დაფის ორ ჩარჩოში ორმაგი მიკროსკოპის ობიექტივების $O_1$ და $O_2$ ქვეშ. დავუკვირდეთ სხივების სვლას მიკროსკოპში. $P_1$ და $P_2$ პრიზმების მეშვეობით $O_1$ და $O_2$ ობიექტივებში შემოსული სხივები მოაღწევენ რთულ პრიზმას ($P_3P_4$) (შედგენილს ორი, ერთიმეორეზე მიწებებული პრიზმისაგან); ერთი სხივი ($O_1$-დან შემოსული) მოადგება მას ერთი მხრიდან, მეორე — მეორედან.




ნახ. 119.

პირველი სხივი ერთხელ არეკვლას განიცდის რთული პრიზმის ერთ-ერთი წახნაგის შიდა ზედაპირზე და საბოლოოდ ორივე სხივი შეხვდება ერთიმეორეს რთული პრიზმის შემადგენელი ორი პრიზმის შეხების საერთო წახნაგზე. ორი პრიზმიდან ერთი უფრო დიდია და მეორე მცირე. მცირე პრიზმის ჰიპოტენუზა ისეა მოვერცხლილი, რომ შუა ნაწილში ჩატოვებულია მოუვერცხლავად სამი ვიწრო ზოლი; ამ ზოლებზე, მაშასადამე, წახნაგი გამჭვირვალეა და — თითქოს სარკმელში — ატარებს სხივებს (გაიხსენეთ, როგორაა მოწყობილი ე. წ. ლუმერ-ბროდჰუნის კუბურა; თავი ფოტომეტრიის შესახებ).

$O_2$ ოკულარიდან $P_2$ გზით შემოსული სხივთკონა აირეკლება რთული პრიზმის შიდა (საერთო) წახნაგის ზედაპირიდან სამი ზოლისებრი მოუვერცხლავი ადგილების გამორიცხვით. ასე რომ, ოკულარში დავინახავთ მეორე

($O_2$-ობიექტივის ქვეშ მდებარე) სპექტროგრამას, რომელსაც შუაში თითქოს ამოჭრილი აქვს და უხილავია სამი ვიწრო ზოლი (იმ ადგილების შესაბამისად, რომლებიც პრიზმების წახნაგის მოუვერცხლავ ზოლებზე მოვიდა). სამაგიეროდ, პირველი სპექტროგრამიდან მოსული სხივთკონა მთლიანად ვერ გაატანს პრიზმების საერთო წახნაგის მოვერცხლილ ნაწილს, მაგრამ ნაწილობრივ შემოვა ქვემოდან, როგორც სარკმელებში, მოუვერცხლავი სამი ზოლის ადგილას და ასე მოაღწევს O ოკულარს და მკვლევრის თვალს. ახლა უკვე ორმაგი მიკროსკოპის მხედველობის ველში ერთდროულად ვხედავთ ორ სპექტროგრამას ისე, რომ ერთი ($O_2$-ობიექტივის ქვეშ მდებარე) მოიცავს მეორის ნაწილს. რა თქმა უნდა, პრაქტიკულად ჩვენ მთელ სპექტროგრამას ვერ ვხედავთ, რადგანაც მიკროსკოპის მხედველობის ველი ძალიან შემოსაზღვრულია, ვხედავთ მხოლოდ სპექტროგრამების მცირე უბნებს, მაგრამ სპექტროკომპარატორის დახრილ დაფაზე მოთავსებული ჩარჩოები ან თვით ორმაგი მიკროსკოპი შეგვიძლია ვასრიალოთ მიკრომეტრული ხრახნის მეშვეობით და ამნაირად სპექტრის ნებისმიერი უბანი შემოვიყვანოთ მხედველობის ველში. ერთი სიტყვით, მიკროსკოპის ორი ობიექტივისათვის ($O_1$ და $O_2$) საერთო ოკულარის O საშუალებით ერთდროულად ვხედავთ და ვათვალიერებთ ორი ნეგატივის სპექტრების მცირე უბანს.

რთული პრიზმის საერთო წახნაგი შეიძლება მოვიერცხლოს მხოლოდ ნახევარ ფართობზე. მაშინ მხედველობის ველის ერთ ნახევარში (მაგალითად, ქვედაში) მოთავსდება ერთი სპექტრის გამონასახი, მეორეში — მეორისა. სათანადო ხრახნებით მანიპულაციის მეშვეობით სპექტრების გამონასახები ისევე, როგორც შესადარი სპექტრებისა, შეგვიძლია ერთიმეორეს დავუახლოვოთ, ერთიმეორის მიმართ გადავაადგილოთ და ა. შ., ვაწარმოოთ მოცემული ამოცანისათვის საჭირო შედარება სპექტრული ხაზების მდებარეობებისა. ისევე, როგორც მიკროსკოპ-მიკრომეტრში, ჩარჩოებთან დაკავშირებულ მიკრომეტრულ ხრახნებზე მოთავსებულია დოლურები სკალებით, რომელთა საშუალებით გაიზომება მანძილები ხაზებს შორის.

აქაც სპექტროგრამები კარგად უნდა იქნეს განათებული, რისთვისაც იარაღში ქვემოდან მოთავსებულია ორი სარკე ($S_1$ და $S_2$), რომელნიც არეკლავენ ბუნებრივ ან ხელოვნურ სინათლეს და ქვემოდან ანათებენ ორივე სპექტროგრამას.

მუხლოვანი მიკროსკოპის ზედა, საერთო ნაწილი, რომელიც მოიცავს ოკულარს და რთულ პრიზმას ($P_3P_4$), შეგვიძლია $V$-ხრახნის მეშვეობით ვამოძრაოთ ჩარჩოებიანი დაფის სიბრტყის პარალელურად ისე, რომ თვით მიკროსკოპები ($O_1P_1$ და $O_2P_2$) უძრავი რჩებოდნენ. ამით ჩვენ ვაგრძელებთ ერთ მიკროსკოპს და ვამოკლებთ მეორეს (თუ გადაადგილება, მაგალითად, $P_2$-კენ ხდება, მაშინ გრძელდება პირველი მიკროსკოპი ($O_1P_1O$) და მოკლდება მეორე ($O_2P_2O$). ამით ვახერხებთ თითოეული მიკროსკოპის გამადიდებლობის ცვლას, ვარირებას. ასე რომ, შესაძლებელია ორი, სხვადასხვა დისპერსიის მქონე სპექტროგრამის ურთიერთშედარება. ამის უპირატესობაში ცოტა გვიან დავრწმუნდებით, როცა განვიხილავთ სპექტროკომპარატორის გამოყენების საკითხს სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის მიზნით.

ის შენიშვნები, რომლებიც მიკროსკოპ-მიკრომეტრით მუშაობის დროს წარმოშობილ ცდომილებებს და მათ შემცირებას შეეხება (სპექტროგრამის

180 °-ით შებრუნების გზით), ძალაში რჩება სპექტროკომპარატორით მუშაობის დროსაც.

იარაღის სახელწოდება გამოხატავს მისი აგებულებისა და დანიშნულების იდეას: სპექტრების შედარებას („კომპარატორი" — შემდარებელი, შედარების განმახორციელებელი).

## § 116. დისპერსიის ფორმულა ანუ დისპერსიის მრუდი; სპექტროგრამების რედუცია

ვთქვათ, გვაქვს სპექტროგრამა, რომელშიც რამდენიმე სპექტრული ხაზის ტალღის სიგრძეები ჩვენთვის ცნობილია: $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_3$,... ამ ხაზების მდებარეობათა გაზომვამ მიკროსკოპ-მიკრომეტრით მოგვცა შესაბამისად, მდებარეობათა მნიშვნელობანი (ანათვლები): $x_1$, $x_2$, $x_3$,... გამოვიყენოთ ტალღის სიგრძის მნიშვნელობანი როგორც აბსცისები, ხოლო ანათვლებისა — როგორც ორდინატები და სათანადო წერტილები დავსვათ სწორკუთხოვან კოორდინატთა სიბრტყეზე. ვნახავთ, რომ წერტილები განლაგდება მრუდ ხაზად, რომელიც თავისი ფორმით ჰიპერბოლას უახლოვდება.

ეს მრუდი, რომელიც აგებულია სპექტრის საკმარისად ვიწრო უბანში წარმოებული გაზომვების საფუძველზე, დაახლოებით გამოიხატება შემდეგი სახის ფორმულით:

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{C}{x_0 - x}. \tag{28}$$

აქ $\lambda$ და $x$ წარმოადგენენ ტალღის სიგრძისა და ანათვლის მნიშვნელობებს მრუდის ნებისმიერ წერტილში, ხოლო $\lambda_0$, $x_0$ და $C$ მუდმივებია.

(28) ფორმულის გამოყენება შემდეგნაირად ხდება. მოცემული სპექტროგრამისათვის აიგება ამ სახის მრუდი ისე, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, რამდენიმე ისეთი სპექტრული ხაზის გაზომვის საფუძველზე, რომელთა ტალღის სიგრძეები კარგად ცნობილია. ამ ხაზებიდან შევარჩევთ სამს ისეთს, რომელნიც მდებარეობენ გაზომილი უბნის კიდეებზე და შუაში, და მათთვის შედგენილი (28) სახის სამი განტოლების ამოხსნის საფუძველზე გამოვითვლით სამ უცნობ მუდმივს $\lambda_0$, $x_0$ და $C$.

ამის შემდეგ უკვე შეგვიძლია ამ უბანში მოქცეული ნებისმიერი უცნობი ხაზის ტალღის სიგრძე გამოვითვალოთ, თუკი მის მდებარეობის ანათვალს ავიღებთ და ჩავსვამთ (28)-ფორმულაში, რომელშიც მუდმივების განსაზღვრისა და ანათვლის აღების შემდეგ უცნობი მხოლოდ ერთია: $\lambda$. ასე მარტივად განისაზღვრება სპექტრული ხაზის ტალღის სიგრძე.

მაგრამ, ჩვეულებრივ, ასე არ იქცევიან, არამედ წინასწარ, მუდმივების განსაზღვრის შემდეგ, ემყარებიან კიდევ სხვა ხაზების ცნობილ ტალღის სიგრძეებს, შეაქვთ მათი მნიშვნელობანი (28)-სახის განტოლებებში, რომელშიც ახლა $x$ ითვლება უცნობად და გამოითვლიან $x$-ების მნიშვნელობებს. გამოთვლილ მნიშვნელობათა შედარება გაზომვით მიღებულ მნიშვნელობებთან გვიჩვენებს იმას, თუ რამდენად დამაკმაყოფილებლად წარმოადგენს (28)-ფორმულა ჩვენს გაზომვებს. სხვაობები $x$-ის გამოთვლილსა და გაზომილ მნიშვნელობებს შორის ($\Delta x$) ზოგჯერ საგრძნობიცაა, მეტადრე მაშინ, როცა სპექტრის გაზომილი უბანი არცთუ ისე მცირეა. შესადარი სპექტრის მიხედვით ვამო-

თვლილი $\Delta x$-ების მნიშვნელობები გამოიყენება როგორც ემპირიული შესწორებანი და (28)-ფორმულის ნაცვლად გვექნება:

$$\lambda-\lambda_0=\frac{C}{x_0-x-\Delta x}. \tag{29}$$

სწორედ ამიტომ ზომავენ სპექტროგრამაში არა მარტო სამი, არამედ მეტი — რამდენიმე ისეთი ხაზის მდებარეობას, რომელთა ტალღის სიგრძეთა ზუსტი მნიშვნელობები ცნობილია.

როცა სპექტრის საკმაოდ დიდ უბანთან გვაქვს საქმე, მრუდს უკეთ გამოხატავს არა (28) ფორმულა, არამედ შემდეგი:

$$\lambda-\lambda_0=\frac{C}{(x_0-x)^{\alpha}}, \tag{30}$$

სადაც $\alpha$-ც მუდმივია, ჩვეულებრივ 1-ზე ნაკლები.

(28) და (30) ფორმულებს **დისპერსიის ფორმულები** ეწოდება. მათ ხშირად **ჰარტმან-კორნიუს** სახელითაც აღნიშნავენ. მათი შესაბამი მრუდები წოდებულია დისპერსიის მრუდებად.

სამი მუდმივის ($\lambda_0$, $x_0$, $C$) პოვნა დისპერსიის ფორმულის ხმარებით პრინციპულად მარტივია და ნიშნავს მხოლოდ სამი სამუცნობიანი განტოლების სისტემის ამოხსნას, მაგრამ პრაქტიკულად, საჯახირო საქმეა. ამიტომ ჯობს აქვე მივუთითოთ ამოხსნის მოხერხებული პრაქტიკული ხერხი და მოვიტანოთ მუდმივების გამოსათვლელი საბოლოო ფორმულები, რომლებითაც გამომთვლელს შეუძლია სარგებლობა, როგორც მზა საგამომთვლელო სქემით.

მაშასადამე, სამი სპექტრული ხაზისათვის, რომელთა ტალღის სიგრძეებია $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_3$, გვაქვს სამი ანათვალი — $x_1$, $x_2$, $x_3$, რის საფუძველზე ვწერთ დისპერსიის ფორმულის — (28) გამომხატველ სამ განტოლებას, ოდნავ შეცვლილი სახით:

$$(\lambda_1-\lambda_0)\,(x_0-x_1)=C,$$

$$(\lambda_2-\lambda_0)\,(x_0-x_2)=C,$$

$$(\lambda_3-\lambda_0)\,(x_0-x_3)=C.$$

გავუტოლებთ პირველს მეორეს, მეორეს — მესამეს და გვექნება ორი ორუცნობიანი განტოლების სისტემა:

$$\left.\begin{aligned}(\lambda_1-\lambda_2)\,x_0+(x_1-x_2)\,\lambda_0&=\lambda_1 x_1-\lambda_2 x_2,\\(\lambda_2-\lambda_3)\,x_0+(x_2-x_3)\,\lambda_0&=\lambda_2 x_2-\lambda_3 x_3.\end{aligned}\right\} \tag{31}$$

დავიყვანოთ ახლა ეს სისტემა ერთუცნობიან განტოლებაზე, თითოეული მათგანია $x_0$-ის მიმართ გამოსახვით და შემდგომ — ამ გამოსახულებათა ერთიმეორესთან გატოლებით. მივიღებთ განტოლებას ერთი უცნობით $\lambda_0$, რომლის ამოხსნა $\lambda_0$-ს მიმართ მოგვცემს:

$$\lambda_0=\frac{(\lambda_2 x_2-\lambda_1 x_1)\,(\lambda_2-\lambda_3)+(\lambda_2 x_2-\lambda_3 x_3)\,(\lambda_1-\lambda_2)}{(x_2-x_3)\,(\lambda_1-\lambda_2)-(x_1-x_2)\,(\lambda_2-\lambda_3)}. \tag{32}$$

ახლა ჩავთვალოთ, რომ სამიდან ერთ-ერთი ანათვალი, მაგალითად, $x_2$, მოდის ნულზე, ე. ი. $x_2=0$. ამის უფლება გვაქვს, რამდენადაც სპექტრული

ხაზის მდებარეობის შესაბამი ანათვალი დოლურაზე შეიძლება ნებისმიერი საწყისის მიმართ ავიღოთ (სპექტროგრამის გაზომვის მიზანი ხომ ხაზების შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ ი მდებარეობების განსაზღვრაში მდგომარეობს).

მაშინ $x_1$ და $x_3$ მიიღებენ ახალ მნიშვნელობებს $x'_1$ და $x'_3$ და სულ ადვილი მისახვედრია, რომ $x'_1=x_1-x_2$ და $x'_3=x_3-x_2$.

ამის შემდეგ (32)-ის ნაცვლად $\lambda_0$-თვის მცირე გარდაქმნის შემდგომ გვექნება:

$$\lambda_0=\frac{\frac{x_1}{x_3}(\lambda_2-\lambda_3)\lambda_1-(\lambda_2-\lambda_1)\lambda_3}{\frac{x_1}{x_3}(\lambda_2-\lambda_3)-(\lambda_2-\lambda_1)}. \tag{33}$$

(აქ $x'_1$ და $x'_3$-ს სიმარტივისათვის მოვხსენით ნიშნები „პრიმ“ და ვგულისხმობთ, რომ $x_1$ და $x_3$ უშუალოდ ანათვლები კი არაა, არამედ $x_2$-ის ანათვლის სიდიდით შემცირებული მნიშვნელობებია).

(33) ფორმულა გამოხატავს დისპერსიის ერთ $\lambda_0$ მუდმივს (იმ პირობით, თუ $x_2$ მიყვანილია ნულზე).

დავუბრუნდეთ ახლა (31)-ს და ჩავსვათ მათში (33)-ით მიღებული რიცხვითი მნიშვნელობა $\lambda_0$-ისა. მაშინ გვექნება $x_0$-თვის ორი შესაბამისი გამოსახულება:

$$x_0=\frac{x_1}{\frac{\lambda_1-\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_0}} \quad \text{და} \quad x_0=-\frac{x_3}{\frac{\lambda_2-\lambda_3}{\lambda_3-\lambda_0}},$$

რომელთაც პრაქტიკული მოხერხებულობის გამო ასე გადაწერენ:

$$x_0=-\frac{x_1}{\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_1-\lambda_0}-1}=-\frac{x_3}{\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_3-\lambda_0}-1}. \tag{34}$$

(34) გამოგვათვლევინებს მეორე მუდმივას ($x_0$) მნიშვნელობას. ამის შემდეგ უბრალოდ გამოითვლება მესამე მუდმივა ($C$):

$$C=(\lambda_1-\lambda_0)(x_0-x_1)=(\lambda_2-\lambda_0)(x_0-x_2)=(\lambda_3-\lambda_0)(x_0-x_3). \tag{35}$$

იგულისხმება, რომ პ რ ა ქ ტ ი კ ა შ ი, როცა რეალურ გაზომვებთან გვაქვს საქმე, გამოვდიგართ არა (28) ფორმულიდან, არამედ (29)-დან, რომელშიც შესადარი სპექტრის ხაზების მეშვეობით მიღებული $\Delta x$ ემპირიული შესწორებანია შეტანილი, როგორც ეს ზემოთაც აღვნიშნეთ. მაგრამ, ეს სრულიად არ ცვლის მსჯელობის საფუძველს და ფორმულების გამოყვანას.

ზემოთ მივუთითეთ, რომ, თუ სპექტრის საკმაოდ გრძელ უბანს ვზომავთ, მაშინ (28) ფორმულის ნაცვლად უნდა ვემყარებოდეთ (30) ფორმულას. ამ უკანასკნელში ხარისხის მაჩვენებელი $\alpha$ ართულებს საქმეს, მეტადრე, როდესაც მისი რიცხვითი მნიშვნელობაც უცნობია და. კიდეც რომ შევადგინოთ (31)-ის ანალოგიური განტოლებათა სისტემა, მისი ამოხსნა იმავე წესით გაგვიძნელდება.

ამიტომ უნდა მივმართოთ ერთგვარ პრაქტიკულ ხერხს, რომელიც შემდეგ მსჯელობას მიჰყვება.

გავიხსენოთ ზემოთ მოტანილი დამოკიდებულება (30). ავამაღლოთ ამ ტოლობის ორივე მხარე ხარისხად $\frac{1}{\alpha}$; გვექნება:

$$(\lambda-\lambda_0)^{\frac{1}{\alpha}}=\frac{C'}{x_0-x}.$$

$\frac{1}{\alpha}$ აღვნიშნოთ β-თი, ხოლო $C'$-ის ნაცვლად სიმარტივისათვის კვლავ $C$ ვწეროთ; გვექნება:

$$(\lambda-\lambda_0)^{\beta}=\frac{C}{x_0-x} \tag{36}$$

სამი სპექტრული ხაზის გაზომვის საფუძველზე დავწერთ სამი განტოლების სისტემას:

$$\left.\begin{aligned}(x_0-x_1)\,(\lambda_1-\lambda_0)^{\beta}&=C,\\(x_0-x_2)\,(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}&=C,\\(x_0-x_3)\,(\lambda_3-\lambda_0)^{\beta}&=C.\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

ცოტა ხნით ჩავთვალოთ, რომ $\lambda_0$ ცნობილი სიდიდეა. შევადგინოთ ორი ერთუცნობიანი განტოლება, (37)-ის პირველი სტრიქონის მეორესთან და მეორის — მესამესთან გატოლებით:

$$(\lambda_1-\lambda_0)^{\beta}\,x_0-(\lambda_1-\lambda_0)^{\beta}\,x_1=(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}\,x_0-(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}\,x_2,$$
$$(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}\,x_0-(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}\,x_2=(\lambda_3-\lambda_0)^{\beta}\,x_0-(\lambda_3-\lambda_0)^{\beta}\,x_3.$$

გავიხსენოთ ყველაფერი ის, რაც ზემოთ ითქვა $x_2$-ის ნულთან გატოლებისა და $x'_1$ და $x'_3$-ის ნაცვლად, სიმარტივისათვის, $x_1$ და $x_3$-ით შეცვლის შესახებ და ცალ-ცალკე გადავწეროთ ეს ორი სტრიქონი $x_0$-ის მიმართ; გვექნება:

$$x_0=\frac{x_1\,(\lambda_1-\lambda_0)^{\beta}}{(\lambda_1-\lambda_0)^{\beta}-(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}}=-\frac{x_1}{\left(\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_1-\lambda_0}\right)^{\beta}-1}; \tag{38}$$

$$x_0=\frac{-x_3\,(\lambda_3-\lambda_0)^{\beta}}{(\lambda_2-\lambda_0)^{\beta}-(\lambda_3-\lambda_0)^{\beta}}=-\frac{x_3}{\left(\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_3-\lambda_0}\right)^{\beta}-1}. \tag{39}$$

ამის შემდეგ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{x_1}{x_3}=\frac{\left(\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_1-\lambda_0}\right)^{\beta}-1}{\left(\frac{\lambda_2-\lambda_0}{\lambda_3-\lambda_0}\right)^{\beta}-1}, \tag{40}$$

როცა (30) ფორმულა მოვიტანეთ, იქვე აღვნიშნეთ, რომ ხარისხის მაჩვენებელი (α), ჩვეულებრივ, 1-ზე ნაკლები სიდიდეა; შეიძლება იგი იქნეს 0.5, 0.6, 0.7 და ა. შ., მაშასადამე, β იქნება, შესაბამისად, 2, $\frac{5}{3}$, $\frac{10}{7}$ და ა. შ.

ახლა გავიხსენოთ, რომ (40) ფორმულაში $\lambda_0$ სინამდვილეში ცნობილი არაა და საჭიროა მისი და სხვა მუდმივების განსაზღვრა. ეს განსაზღვრა უნდა მოვახდინოთ მიმდევრობითი მიახლოებათა გზით. (40) ფორმულაში რიგ-რიგობით ჩავთვალოთ $\beta$-ს მნიშვნელობად 2, $\frac{5}{3}$, $\frac{10}{7}$ და ა. შ., და თითოეული შემთხვევისათვის შევარჩიოთ $\lambda_0$-თვის ისეთი მნიშვნელობა, რომელზეც (40)-ით *გამოთვლილი* $\frac{x_1}{x_3}$ ფარდობა საუკეთესოდ თანხვდება *გაზომილ* $\frac{x_1}{x_3}$ ფარდობას.

ასე, ემპირიული გზით განისაზღვრება $\lambda_0$ და დადგინდება $\beta$-ს ანუ $\alpha$-ს მნიშვნელობა.

ამის შემდეგ ადვილად გამოვითვლით $x_0$-ს მნიშვნელობას (38) და (39)-ის მეშვეობით და, ბოლოს, — $C$-ს მნიშვნელობას, (37)-ით ($C$-ს სამი მნიშვნელობა (37)-ში ერთიმეორეს უნდა თანხვდეს).

საჭირო სიმკაცრით რომ მივუდგეთ საკითხს, დისპერსიის ფორმულა უნდა გამოიყვანებოდეს თითოეული სპექტროგრამისათვის, მასზე აღებეჭდილი შესადარი სპექტრის გაზომვის საფუძველზე. ეს შეეხება ერთსა და იმავე სპექტროგრაფზე მიღებულ სპექტროგრამებსაც. ამის მიზეზი ისაა, რომ ისეთი ფაქტორები, როგორიცაა სპექტროგრაფის ღუნვა ან ტემპერატურის ცვლილება, გავლენას ახდენს დისპერსიაზე, ცვლის დისპერსიის ფორმულის მუდმივების მნიშვნელობებს. რა თქმა უნდა, ეს გავლენა ერთობ მცირეა, მეტადრე, თუ თერმოსტატით ვსარგებლობთ. ეს სიმცირე უფლებას გვაძლევს, განსაკუთრებით მაშინ, როცა სპექტრების მასობრივ დამუშავებას ვეწევით, არ გამოვითვალოთ დისპერსიის ფორმულა სათითაოდ ყოველი სპექტროგრამისათვის, რაც საგრძნობლად დიდ დროს მოითხოვს, არამედ ერთვვარ გამარტივებას მივმართოთ, რომელიც შემდეგში მდგომარეობს.

გავზომოთ შესადარი სპექტრები რამდენიმე (ათამდე) სპექტროგრამაზე. იგულისხმება, რომ ეს სპექტროგრამები მიღებულია ერთი და იმავე ტემპერატურის პირობებში (თერმოსტატირების გამოყენებით). თუ ზემოთ ხმარებული აღნიშვნებით ვისარგებლებთ, ყველა სპექტროგრამისათვის ერთისა და იმავე ხაზის ანათვალისათვის ჩავთვალოთ მნიშვნელობა — $x_2=0$. მაშინ, შემთხვევით ცდომილებათა გამო $x_1$-ის მნიშვნელობანი სხვადასხვა სპექტროგრამისათვის ცოტათი განსხვავებულნი იქნებიან; ასევე — $x_3$-საც. თუ ავიღებთ ყველა სპექტროგრამიდან გამოთვლილს მათ საშუალოებს, ესენი მოგვცემენ $x_1$ და $x_3$-თვის საკმაოდ ზუსტს, შემთხვევით ცდომილებათაგან თითქმის თავისუფალ მნიშვნელობებს. ამათ მიხედვით გამოვითვლით დისპერსიის ფორმულის მუდმივებს ზემოთ აღწერილი წესით.

ამის შემდეგ, ვისარგებლებთ (28) ან (29) ფორმულით და გამოვითვლით რამდენიმე ათეული სპექტრული ხაზის შესაბამის ანათვლებს. ეს სპექტრული ხაზები უნდა ავიღოთ შესადარ სპექტრში და, აგრეთვე, თვით ვარსკვლავის სპექტრშიც, თუ ვიცით მათი შესაბამი ტალღის სიგრძეების ზუსტი მნიშვნელობანი და, თუ უკანასკნელნი არ არიან შეცვლილნი, ნორმულთან შედარებით, რაიმე ეფექტით, მაგალითად, თვით ვარსკვლავის სხივური სიჩქარით (იხ. ქვემოთ).

ამნაირად, გვექნება $x_i$-ების და $\lambda_i$-ების წყება, რომელთაც დავალაგებთ ცხრილის სახით ($\lambda_i$-ების მნიშვნელობანი $x_i$ არგუმენტებით). სპექტრული ხაზები მრავლად შეგვიძლია გავზომოთ და შევადგინოთ სრული ცხრილი, რო-

შელსაც „ნორმულ ცხრილს“ ვუწოდებთ, რამდენადაც ის უნდა გვაძლევდეს სპექტრული ხაზების ნორმულ მდებარეობათა შესაბამის ანათვლებს მოცემული სპექტროგრაფისათვის.

ასეთი „ნორმული“ ცხრილები გვაქვს როგორც შესადარი სპექტრის, ისე ვარსკვლავის სპექტრული ხაზებისათვის. ეს ორი ცხრილი წარმოადგენს საფუძველს ყველა სხვა გამოსაკვლევი სპექტროგრამის დასამუშავებლად. რა თქმა უნდა, იგულისხმება იმავე სპექტროგრაფზე, იმავე დისპერსიით მიღებული სპექტროგრამები.

ხშირად ნორმულ ცხრილებს ადგენენ სხვადასხვა ტემპერატურისათვის, მაგალითად, სპექტროგრამის გადაღებისას არსებული ჰაერის ტემპერატურის მნიშვნელობებისათვის: —10°, 0°, +10°, +20° და ა. შ. სპექტროგრამის დამუშავების ყოველ ცალკეულ შემთხვევაში იმ ნორმულ ცხრილს გამოიყენებენ, რომელიც უფრო ახლოა ტემპერატურით მოცემულ სპექტროგრამასთან.

პრინციპულად, ნებისმიერი სხვა სპექტროგრამის გაზომვისას შესაბამისი ხაზების ანათვლები ისეთივე უნდა მივიღოთ, როგორიც ნორმულებია (შემთხვევით ცდომილებათა ფარგლებში), თუ, რა თქმა უნდა, ამა თუ იმ სპექტრულ ხაზს არ ახასიათებს რაიმე საკუთარი გადაადგილება ნორმული მდებარეობიდან, გამოწვეული მისი კუთვნილი რაიმე ფიზიკური ან კინემატიკური პირობებით. შესადარი სპექტრის ხაზებისათვის, ცხადია, გამორიცხულია რაიმე ასეთი ნამდვილი გადაადგილება. მაგრამ ამა თუ იმ სპექტრული ხაზის ფაქტობრივი მდებარეობა მოცემული სპექტროგრამის შესადარ სპექტრში შეიძლება მაინც განსხვავდებოდეს ნორმულისაგან. ეს განსხვავება ორი ნაწილისაგან შედგება. ერთი მუდმივი ნაწილია და დაპირობებულია მით, რომ მოცემული სპექტროგრამის გაზომვის დროს საწყისი ანათვალი შესადარი სპექტრის მოცემული ხაზისათვის, სპექტროგრამის ჩადგმისას ჩარჩოში, ზუსტად არ შეუთავსდა ამავე ხაზის „ნორმულ ანათვალს“. მეორე ნაწილი ამ განსხვავებისა ცვალებადია და დაპირობებულია მოცემული სპექტროგრამის დისპერსიის განსხვავებით „ნორმულისაგან“. ეს ნაწილი იზრდება საწყისი ანათვლიდან დაშორებასთან ერთად.

აღნიშნული სხვაობები, რომლებიც, მაშასადამე, სხვადასხვაა სხვადასხვა ხაზისათვის, გადაანგვთ მილიმეტრებიან ქაღალდზე, როგორც ტალღის სიგრძის ფუნქცია და გაავლებენ მათზე მრუდს, რომელსაც შესწორებათა საინტერპოლაციო მრუდი შეგვიძლია ვუწოდოთ. ამ მრუდის მეშვეობით შეგვიძლია ვიპოვოთ შესწორება გამოსაკვლევი სპექტროგრამის ხაზებისათვის. შესწორების ნიშანი ისეთი უნდა ავიღოთ, რომ ხაზის გაზომილ ანათვალთან შეკრებით „ნორმული“ ანათვალი მივიღოთ. ამნაირად მიიღება ვარსკვლავის სპექტრის მ ი ყ ვ ა ნ ი ლ ი ანუ რ ე დ უ ც ი რ ე ბ უ ლ ი ანათვლები. თუ ეკანასკნელნი განსხვავდებიან „ნორმულებისაგან“ (ცხრილიდან აღებული მნიშვნელობებისაგან), ეს განსხვავება უნდა მივიჩნიოთ რეალურ გადანაცვლებად და მივაწეროთ ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის გავლენას ანუ დოპლერისეულ ეფექტს (იხ. ქვემოთ) ან სხვა რაიმე ფიზიკურ ეფექტს.

### § 116. ვარსკვლავთ ატმოსფეროების თვისებრივი ქიმიური ანალიზი

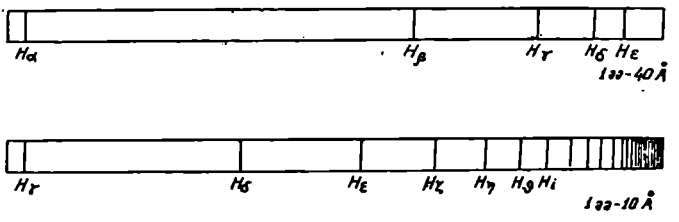
რომელიმე ვარსკვლავის ან მზის, კომეტის, მნათი ნისლეულის და სხვათა სპექტრში ხაზების ტალღის სიგრძეების განსაზღვრა ნიშნავს იმის დადგენას, თუ რა ქიმიურ ელემენტებს ეკუთვნის ეს ხაზები. მოკლედ ამას უწოდებენ

სპექტრული ხაზების იდენტიფიკაციას ანუ გაიგივებას. ამას ემყარება თვითმნათი ციური მნათობების თვისებრივი ქიმიური ანალიზი.

გარსკვლავის სპექტრის უბრალო შედარებაც, მიმდევრობით, სხვადასხვა ელემენტის ლაბორატორიაში მიღებულ სპექტრებთან გვაძლევს ამგვარი ანალიზის საშუალებას.

მაგრამ, ასეთი შედარება არაა აუცილებელი ან ერთადერთი გზა სპექტრების იდენტიფიცირებისა. არსებობს დაწვრილებითი ცხრილები, რომლებშიც მოტანილია დედამიწაზე ცნობილი ყველა ელემენტის კუთვნილი ყველა სპექტრული ხაზის ტალღის სიგრძეები სპექტრის რაღაც გარკვეულ უბანში (ვიზუალურში, ინფრაწითელში და სხვ.). მოვახდენთ რა გამოსაკვლევი ვარსკვლავის სპექტროგრამის გაზომვას და რედუქციას, მივიღებთ რიგი ხაზების ტალღის სიგრძეების მნიშვნელობებს. მათი შედარება ელემენტების სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეების ცხრილთან მოგვცემს საშუალებას მოვახდინოთ ვარსკვლავის სპექტრული ხაზების გაიგივება ანუ იმის დადგენა, თუ რა ელემენტები მონაწილეობენ ვარსკვლავის გამოსხივებაში.

სხვადასხვა ელემენტთა ხაზების ტალღის სიგრძეების ზუსტი მნიშვნელობები ხშირად ძალიან მცირედ არიან ერთიმეორისაგან განსხვავებულნი, იმდენად ახლო არიან ისინი ერთიმეორის მეზობლად. რაკი, ამასთანავე, მათ გაზომილ მნიშვნელობებს აქვთ მეტ-ნაკლები გადახრა ცხრილის მნიშვნელობებისაგან, მათი გამორჩევა და გაიგივება სულ მარტივი საქმე არაა. მაგრამ გაიგივებას არა მარტო შესაძლებლად, არამედ სრულიად სანდოდაც ხდის ის გარემოება, რომ თითქმის ყოველთვის სპექტრის ხილულ უბანში მოცემული ქიმიური ელემენტის ატომები ქმნიან არა ერთადერთ სპექტრულ ხაზს, არამედ, რამდენიმეს, ხშირად — მთელ სერიას (იხ. ნახ. 120, სადაც წარმოდგენილია




ნახ. 120.

წყალბადით წარმოშობილი სპექტრული ხაზების ე. წ. ბალმერისეული სერია, რომელშიც სერიის ყოველი შემდეგი, უფრო მოკლეტალღოვანი ხაზი ($H_\beta$, $H_\gamma$, $H_\delta$ და ა. შ.) წინაზე უფრო სუსტია). ამასთან ყურადსაღები ისაა, რომ სერიაში ხაზების ინტენსივობანი შემთხვევითი კი არაა, არამედ გარკვეულ კანონზომიერებას ექვემდებარება, გარკვეულ თანაფარდობაშია ერთიმეორესთან.

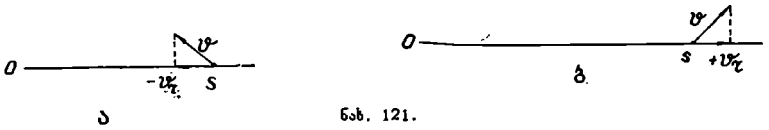
ამის გვერდით არსებობს კიდევ სხვა კრიტერიუმებიც იმისა, თუ რა ქიმიური ელემენტების ხაზებს შეიძლება ველოდოთ აღებული მნათობის სპექტრის მოცემულ უბანში. ამ კრიტერიუმის საფუძველია თეორიული ფიზიკის შედეგებზე დამყარებული ჩვენი წარმოდგენა მოცემული მნათობის საერთო ბუნებაზე და, კერძოდ, მის ტემპერატურაზე, სიმკვრივეზე, ატმოსფეროში იონიზაციის პირობებზე და სხვ.

ზოგიერთ ქიმიურ ელემენტს იმდენად დამახასიათებელი სპექტრი აქვს, რომ ერთი შეხედვით შეიძლება მისი ცნობა. ასეთია, მაგალითად, წყალბადის სპექტრი ანუ მისი ე. წ. ბალმერისეული სერია, ან კიდევ იონიზებული კალციუმის ხაზები, რომელთაც აღნიშნავენ და იცნობენ როგორც $H$ და $K$ ხაზებს. ბალმერისეული სერია და ეს ხაზები ერთობ ხშირად გვხვდება ვარსკვლავთ სპექტრებში.

გვახსოვდეს, რომ როცა ვარსკვლავთ სპექტრებთან დაკავშირებით ვლაპარაკობთ მათ ქიმიურ შედგენილობაზე ან ქიმიურ ანალიზზე, ეს შეეხება, საკუთრივ, ვარსკვლავთ ა ტ მ ო ს ფ ე რ ო ებ ს, რადგანაც გამოსხივება, რომლის სპექტრს ვღებულობთ და ვიკვლევთ, ატმოსფეროებიდან მოდის. ვარსკვლავთ წ ი ა ღ ი ს გამოსხივება შთაინთქმის, სანამ იგი ვარსკვლავის ზედა ფენებში ამოვა, სპექტრის შექმნაში არ მონაწილეობს და, ამიტომ, წიაღის ქიმიურ შედგენილობაზე ვარსკვლავის სპექტრს არ შეუძლია უშუალოდ რაიმეს თქმა ჩვენთვის.

## § 117. ვარსკვლავთ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა

მნათობის სივრცითი სიჩქარის გამომხატველი გეზრის გეგმილს დამკვირვებლისა და მნათობის შემაერთებელ ხაზზე უწოდებენ მის ს ხ ი ვ ი ს ი ჩ ქ ა რ ე ს ან რ ა დ ი ა ლ უ რ ს ი ჩ ქ ა რ ე ს. სხვა სიტყვებით, მნათობის (ვარსკვლავის) სხივური სიჩქარე არის მნათობის სივრცული სიჩქარის ის მდგენელი, რომელიც დამკვირვებლის მხედველობის სხივის მიმართულებას მიჰყვება. 121-ე ა ნახ.-ზე O წარმოადგენს დამკვირვებლის თვალს (დამკვირვებელს, დედამიწას), $s$ — ვარსკვლავს, $v$ — ვარსკვლავის სივრცულ სიჩქარეს, $v_r$ — მის გეგმილს $Os$ მიმართულებაზე ანუ სხივურ სიჩქარეს.




ნახ. 121.

121-ე ბ ნახ.-ზე იგივე სურათია, მხოლოდ სივრცული სიჩქარის მიმართულება განსხვავებულია იმისაგან, რაც პირველ ნახაზზე გვაქვს, და სხივური სიჩქარეც მომართულია არა ჩვენსკენ, არამედ — ჩვენგან.

პირველ შემთხვევაში ამბობენ, რომ მნათობის სხივური სიჩქარე უარყოფითია, მეორეში — დადებითი. მაშასადამე, მოახლოებას შეესაბამება უარყოფითი სხივური სიჩქარე, ხოლო დაშორებას ანუ დამკვირვებელსა და მნათობს შორის მანძილის ზრდას — დადებითი.

მნათობს შეიძლება ჰქონდეს ერთობ დიდი სივრცული სიჩქარე, მაგრამ — უმნიშვნელო სხივური სიჩქარე. მეტიც: შეიძლება რომ მნათობის სხივური სიჩქარე ნული იქნეს, თუმცა სივრცული — შესამჩნევად დიდი. ეს მაშინ ხდება, როცა მნათობის სივრცული მოძრაობა მიმართულია დამკვირვებელი — მნათობის შემაერთებელი ხაზის მართობულად. ორივე ეს შემთხვევა გამოხატულია ნახ. 122-ზე (ა და ბ).

ვარსკვლავის სივრცული სიჩქარის მეორე მდგენელს წარმოადგენს გეზრი $v_t$ (ნახ. 123) ანუ მისი გეგმილი ცის შემხებ სიბრტყეზე იმ წერტილში, სადაც ვარსკვლავია. ეს ე. წ. ტანგენსური სიჩქარეა.

ნახ. 122.

თუ ტანგენსური სიჩქარისა და სხივური სიჩქარის განსაზღვრა მოვახდინეთ, მაშინ მნათობის სივრცული სიჩქარე ადვილად გამოითვლება შემდეგი ელემენტარული ფორმულის საფუძველზე:

ნახ. 123.

$$v^2 = v_t^2 + v_r^2.$$

ტანგენსურ სიჩქარეს გამოვითვლით ვარსკვლავის ცაზე ხილული გადანაცვლების გაზომვის საფუძველზე. ეს გადანაცვლება განისაზღვრება კუთხოვან ერთეულებში (რკალის სეკუნდებში ან მის ნაწილებში). თუ ვიცით მანძილი ამ ვარსკვლავამდე, არ გაგვიჭირდება ისიც, რომ კუთხოვანი გადანაცვლება გამოვხატოთ ხაზოვანი გადაადგილებით, მივიტანოთ ეს გადაადგილება დროის ერთ სეკუნდზე და ამნაირად გავიგოთ ვარსკვლავის ტანგენსური სიჩქარე კმ/სეკ-ში.

სხივური სიჩქარის განსაზღვრა სპექტრულ ანალიზს ემყარება.

ვარსკვლავის სივრცული სიჩქარე წარმოადგენს ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს მახასიათებელს, რომელიც საფუძვლად უდევს ჩვენს წარმოდგენებს სამყაროს აგებულებასა და მის განვითარებაზე ან ვარსკვლავთ სისტემების წარმოშობა-განვითარებაზე. ამდენად მნიშვნელოვანია სხივური სიჩქარეების ცოდნაც. ამიტომ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი პრობლემაა.

სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის მეთოდი ემყარება ე. წ. დოპლერისეულ პრინციპს, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ, თუ სინათლის წყარო (ვარსკვლავი) მოძრაობს დამკვირვებლის მიმართ, მისი გამოსხივების სპექტრში ტალღის სიგრძეები ცვლილებას განიცდიან შემდეგი დამოკიდებულების შესაბამისად:

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{v_r}{c}\right). \qquad (41)$$

აქ $\lambda$ წარმოადგენს დამკვირვებლის მიმართ უძრავი სინათლის წყაროს სპექტრის რომელიმე ხაზის ნორმული ტალღის სიგრძეს, $\lambda'$ არის სინათლის წყაროს (ვარსკვლავის) დამკვირვებლის მიმართ მოძრაობით შეცვლილი ტალ-

ღის სიგრძე, $v_r$ — სინათლის წყაროს (ვარსკვლავის) სიჩქარე დამკვირვებლის მიმართ და $c$ — სინათლის სიჩქარე.

მაშასადამე, გამოსხივების წყაროს ანუ ტალღების წყაროს მოძრაობა დამკვირვებლის მიმართ (ისევე, როგორც დამკვირვებლის მოძრაობა წყაროს მიმართ) გავლენას ახდენს ტალღის სიგრძეებზე, რომელთაც დამკვირვებელი აღიქვამს. დოპლერისეული პრინციპის მიხედვით ტალღის სიგრძე მატულობს, თუ მოძრაობა ისეთია, რომ მანძილი დამკვირვებელსა და წყაროს (ვარსკვლავს) შორის მატულობს; ტალღის სიგრძე კლებულობს, თუ ეს მანძილიც კლებულობს (ვარსკვლავი მოძრაობს დამკვირვებლისაკენ).

ტალღის სიგრძის ცვლილება აღვნიშნოთ $\Delta\lambda$-თი. მაშასადამე,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$$

და (41) ასეც დაიწერება:

$$\Delta\lambda = \frac{v_r}{c}\lambda. \qquad (42)$$

შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ, თუ გვეცოდინება რაიმე უძრავი წყაროს სპექტრში რომელიმე ხაზის ტალღის სიგრძის მნიშვნელობა ($\lambda$) და გავზომავთ ამავე ხაზის მდებარეობას ვარსკვლავის სპექტრში და აღმოვაჩენთ მის გადაადგილებას ნორმული მდებარეობიდან და გამოვითვლით მისთვის ამ გადაადგილების შესაბამ ტალღის სიგრძეს ($\lambda'$), მაშინ (42)-დან ვიპოვით $v_r$-ს მნიშვნელობას.

სხივური სიჩქარეები უშუალოდ კმ/სეკ-ში მიიღება. ამ მხრივ უპირატესი მდგომარეობა გვაქვს ტანგენსურ სიჩქარესთან, რომლის პირველადი განსაზღვრა რკალის ერთეულში ხდება, ხოლო სიჩქარის კმ/სეკ-ში გამოხატვა მხოლოდ მაშინ ხერხდება, როცა ვარსკვლავამდე მანძილიც განსაზღვრულია. ამასთან ერთად, რაც უფრო შორსაა ვარსკვლავი, მით ნაკლებია მისი კუთხოვანი გადაადგილება ცაზე, გამოწვეული სივრცული სიჩქარით, და მით უფრო ძნელდება მისი განსაზღვრა. ყოველ შემთხვევაში, ეს განსაზღვრა მოითხოვს ხანგრძლივ დაკვირვებას. ამავე დროს მისი შედეგები მით უფრო მეტადაა დამძიმებული ცდომილებებით, რაც უფრო შორსაა ობიექტი. სხივური სიჩქარის განსაზღვრა კი არც სიძნელით და არც სიზუსტის მხრივ არაა დამოკიდებული ვარსკვლავის მანძილზე.

საერთოდ, $\Delta\lambda$ სიდიდე, ე. ი. სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეების სხივური სიჩქარით გამოწვეული ცვლილება ერთობ მცირე სიდიდეს წარმოადგენს და სულ მხოლოდ ანგსტრემის ნაწილებით გამოიხატება.

საილუსტრაციოდ შემდეგი მაგალითი მოვიტანოთ. სპექტროგრამაზე, რომელიც მიღებულია დისპერსიით 40 ანგსტრემი 1 მილიმეტრზე, 10 კმ/სეკ სიჩქარის შესაბამისი ცვლილება ტალღის სიგრძისა რომელიმე სპექტრული ხაზისათვის, რომელიც 4500 Å-ის ახლოა, შეადგენს სულ 0.15 ანგსტრემს. აღნიშნული დისპერსიისათვის შესაბამი გადაადგილება ხაზისა სპექტროგრამაზე იქნება სულ 0.004 მმ.

პრაქტიკულად $v_r$-ს გამოთვლა ასე ხდება. აღებული ხაზის დოპლერისეული გადაადგილების გაზომილი $\Delta x$ სიდიდე (გაზომილი და, შემდგომ, ზემოთ აღწერილი წესით შესწორებული ანათვალი მინუს „ნორმული" ანათვა-

ლი) გამოიხატება ხრახნის დოლურას მობრუნების ერთეულებში ანუ გრძივ ერთეულებში. (28)-ის გაწარმოება მოგვცემს:

$$dx=\frac{Cd\lambda}{(\lambda-\lambda_0)^2}. \tag{43}$$

შევცვალოთ $dx$ და $d\lambda$, $\Delta x$ და $\Delta\lambda$-თი და ჩავსვათ (43)-ში $\Delta\lambda$-ს მნიშვნელობა (42)-დან; მივიღებთ:

$$\Delta x=\frac{C}{(\lambda-\lambda_0)^2}\,\frac{v_r}{c}\,\lambda.$$

უკანასკნელი გადავწეროთ შემდეგნაირად:

$$v_r=\frac{c\cdot(\lambda-\lambda_0)^2}{\lambda C}\,\Delta x.$$

შევიტანოთ უკანასკნელ გამოსახულებაში $c$-ს (სინათლის სიჩქარის) მნიშვნელობა, გამოხატული კმ/სეკ-ში:

$$v_r=\frac{299776}{\lambda}\,\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{C}\,\Delta x. \tag{44}$$

$\frac{299776}{\lambda}\,\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{C}$ სიდიდისათვის (აღვნიშნოთ იგი $S$-ით) გამოვითვალოთ სხვადასხვა $\lambda$-ს შესაბამი მნიშვნელობანი. ასე შევადგენთ მთელ ცხრილს, რომელიც საერთოდ გამოგვადგება არა მარტო აღებული სპექტროგრამისათვის, არამედ ყველა სხვა სპექტროგრამისათვის, რომლებიც მოცემული სპექტროგრაფით არიან მიღებული და, რომელთაც, მაშასადამე, ერთი და იგივე დისპერსია აქვთ ($\lambda_0$ და $C$ არ იცვლება).

$S$ სიდიდე ასრულებს გადასაყვანი მამრავლის როლს; გადამრავლებული $\Delta x$-ის მნიშვნელობაზე, იგი გვაძლევს სხივურ სიჩქარეს, გამოხატულს კმ/სეკ-ში.

თუ ცხრილი წინასწარვე მომზადებულია, ერთი სპექტროგრამის დამუშავება, რომელზეც, ჩვეულებრივ, რამდენიმე ათეული სპექტრული ხაზი იზომება, მოითხოვს სულ 15—20 წუთს.

მაშასადამე, მოცემული ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის ვამოთვლისათვის აღებულ სპექტროგრამაზე გაიზომება რამდენიმე ათეული სპექტრული ხაზი; თითოეული მათგანი გვაძლევს სხივური სიჩქარის მნიშვნელობას. ეს მნიშვნელობები ერთიმეორისაგან განსხვავდებიან შემთხვევით და სისტემატურ ცდომილებათა გამო. ამიტომ, უფრო სწორი პასუხის მისაღებად იღებენ ცალკე განსაზღვრათა საშუალოს. მაგრამ, უმჯობესია არა უბრალო საშუალოს, არამედ ე. წ. აწონილი საშუალოს აღება. საქმე ისაა, რომ სპექტრის გრძელტალღოვანი უბნის მხარეზე დისპერსია ნაკლებია და ამიტომ იქ მდებარე ხაზების მიხედვით განსაზღვრული სხივური სიჩქარეების სიზუსტეც ნაკლებია. ამიტომ უნდა შემოვიღოთ წონები ($p$), რომლებიც გადასაყვანი მამრავლის ($S$) უკუპროპორციულია. მართლაც, ეს იმას ნიშნავს, რომ, რაც უფრო მოკლეტალღოვანია ხაზი, მით უფრო მეტად სარწმუნოა იგი, მით უფრო დიდი წონა შეიძლება ჰქონდეს მას.

თუ ახლა მილიმეტრის ნაწილებში (ან დოლურას ანათვლებში) გაზომილი გადაადგილება აღებული ხაზისათვის სპექტროგრამის ერთ მდებარეობაში არის $d_1$, ხოლო მეორე, 180°-ით შებრუნებულ მდებარეობაში — $d_2$ და სა-

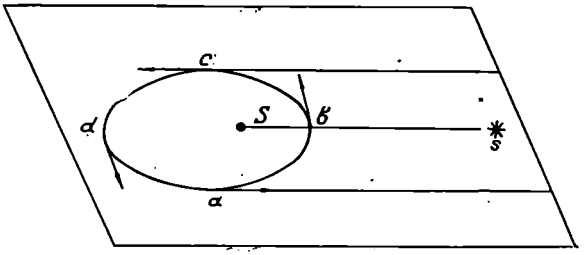
შუალო $d=\frac{d_1+d_2}{2}$, მაშინ, კმ/სეკ-ში გამოხატული, იგი იქნება $v_r=Sd$ წონით $p=\frac{1}{S}$. ამიტომ სხვადასხვა უბანში მდებარე რამდენიმე ხაზის შესაბამისი სხივური სიჩქარის საშუალო გამოითვლება ფორმულით:

$$\frac{\Sigma pSd}{\Sigma p}=\frac{\Sigma d}{\Sigma\frac{1}{S}}=\frac{\Sigma d_1+\Sigma d_2}{2\Sigma\frac{1}{S}}.$$

### § 118. გამოთვლილი სხივური სიჩქარეების რედუქცია მზეზე

ის სხივური სიჩქარე, რომელიც აქამდე გამოვთვალეთ, წარმოადგენს ვარსკვლავის სიჩქარეს დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლის მიმართ ანუ მოძრავი დედამიწის მიმართ. სწორედ ამიტომ იგი ვერ გამოხატავს სავსებით საკუთრივ ვარსკვლავის მოძრაობის სხივურ მდგენელს. ცაზე ვარსკვლავის მდებარეობის მიხედვით გამოთვლილი სხივური სიჩქარე მეტნაკლებად იცვლება წლის განმავლობაში დედამიწის ორბიტული მოძრაობის გამო.

ასე, მაგალითად, თუ ვარსკვლავი ეკლიპტიკის სიბრტყეშია ან მის ახლო, მაშინ წლის დაახლოებით მეოთხედი დროის განმავლობაში დედამიწა, ძოძრაობს რა თავის ორბიტზე, უახლოვდება ვარსკვლავს და, მაშასადამე, ვარსკვლავის სხივური სიჩქარე თუ მიმართულია დედამიწისაკენ, აბსოლუტურად მატულობს, თუ დედამიწიდან, — კლებულობს (ნახ. 124). ამდენივე



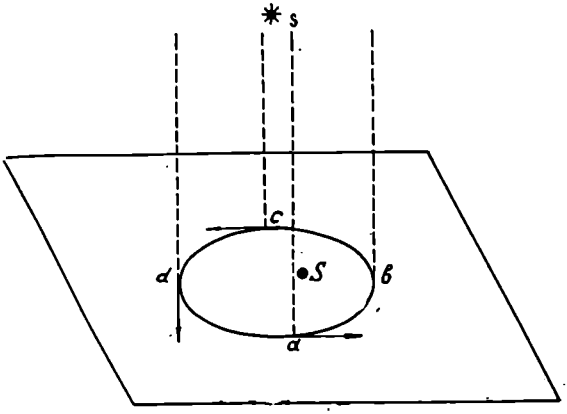

ნახ. 124.

დროის განმავლობაში დედამიწა შორდება ვარსკვლავს და, ამის გამო, თუ ვარსკვლავის სხივური სიჩქარე მიმართულია დედამიწისაკენ, იგი კლებულობს, ხოლო თუ დედამიწიდან, — მატულობს.

წელიწადის ორი სეზონის რამდენიმე დღის განმავლობაში დედამიწის ორბიტული მოძრაობა ისეა მიმართული (თითქმის მართობულად დედამიწა-ვარსკვლავის შემაერთებელი ხაზის მიმართ), რომ ვარსკვლავის სხივურ სიჩქარეზე ეს მოძრაობა გავლენას თითქმის ვერ ახდენს ($b$ და $d$ წერტილებში და მათ მახლობლად). თუ ვარსკვლავი ეკლიპტიკის პოლუსშია ან მის ახლო, მაშინ, ადვილი მისახვედრია, აღწერილი ეფექტი სრულიად არ არსებობს ან ერთობ მცირეა (ნახ. 125).

ერთი სიტყვით, ვარსკვლავის დაკვირვებული სხივური სიჩქარე შესამჩნევად იცვლება წლის განმავლობაში დედამიწის ორბიტული მოძრაობის მიზე-

ზით და საჭირო ხდება ზემოთ აღწერილი წესით გამოთვლილი სხივური სიჩქარის მნიშვნელობა გავათავისუფლოთ ამ ეფექტისაგან. ეს ოპერაცია შესაძლებელია და მას უწოდებენ სხივური სიჩქარის რ ე დ უ ქ ც ი ა ს მ ზ ე ზ ე ანუ




ნახ. 125.

მ ი ყ ვ ა ნ ა ს მ ზ ე ზ ე. მართლაც, სხივური სიჩქარის ასე შესწორებული მნიშვნელობა არის, სინამდვილეში, ის სხივური სიჩქარე, რომელიც ვარსკვლავს მ ზ ი ს მ ი მ ა რ თ აქვს. მაშასადამე, ეს მზეზე მ ი ყ ვ ა ნ ი ლ ი ანუ რედუცირებული სიჩქარეა.

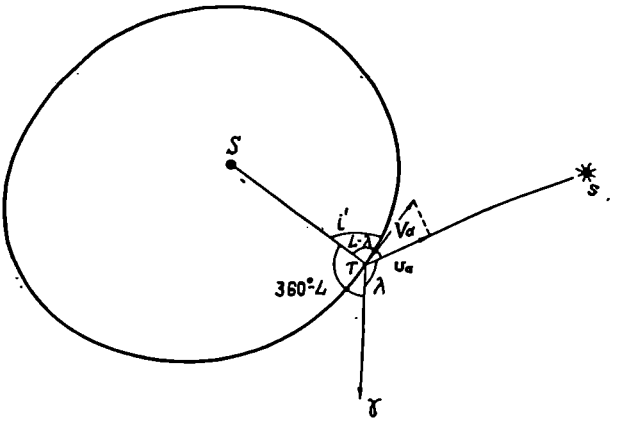
გამოვიყვანოთ ფორმულა, რომლის მიხედვით წარმოებს სხივური სიჩქარის რედუცირება მზეზე. აღვნიშნოთ $V_a$-თი დედამიწის მზის გარს მოქცევის სიჩქარე, $v_a$-თი — მისი გეგმილი დაკვირვებლისა და ვარსკვლავის შემაერთებელ ხაზზე. $\lambda$ და $\beta$ იყოს ვარსკვლავის ეკლიპტიკური კოორდინატები, ხოლო $L$ — მზის გრძედი, $i'$ — კუთხე, რომელსაც ადგენს დედამიწის ორბიტის რადიუს-ვექტორი ორბიტის მხებთან იმ წერტილში, სადაც დედამიწა იმყოფება. ამ კუთხის განსხვავება 90°-დან აღვნიშნოთ $i$ ასოთი, ე. ი. $i' = 90° \pm i$. $i'$ კუთხე მცირედ განსხვავდება 90°-გან. წრიულ ორბიტზე იგი სწორი კუთხე იქნებოდა, მაგრამ ჩვენს შემთხვევაში მისგან განსხვავდება იმდენად, რამდენადაც დედამიწის ელიფსური ორბიტა განსხვავდება წრისაგან.

განვიხილოთ ნახ. 126.

აქ $s$ წარმოადგენს ეკლიპტიკის სიბრტყეში მდებარე ვარსკვლავს, $S$ — მზეს და $T$ — მზის გარს მსრბოლავ დედამიწას. მოცემულ მომენტში $T$-ს სიჩქარე მიმართულია ეკლიპტიკის სიბრტყეში წერტილისაკენ, რომლის გრძედია $L+270° \pm i$ ან $L-90 \pm i$. იმისათვის, რომ დედამიწის მზის გარს მოქცევის სიჩქარის ეფექტი გამოვრიცხოთ, საჭიროა ვიპოვოთ მისი მდგენელი, მიმართული $Ts$ ხაზის გასწვრივ, ანუ ვიპოვოთ მისი გეგმილი $Ts$-ხაზზე. მართლაც, სწორედ ეს მდგენელი მოქმედებს ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის მნიშვნელობაზე. $V_a$-ს დაგეგმილება Ts-ზე გვაძლევს:

$$V_a \cos(L-\lambda-i') = V_a \cos[L-\lambda-(90 \pm i)] = V_a \cos[-(90+\lambda-L \pm i)] =$$
$$= V_a \cos(90+\lambda-L \pm i) = -V_a \sin(\lambda-L \pm i).$$

აქამდე იგულისხმებოდა, რომ $s$ ვარსკვლავი იმყოფება ეკლიპტიკის სიბრტყეში. ახლა ვთქვათ, რომ იგი ეკლიპტიკის სიბრტყეზე ამაღლებულია $\beta$ განედით. მაშინ $Ts$ ხაზი, რომელზეც სიჩქარეებს ვაგეგმილებთ, არ იქნება




ნახ. 126.

ეკლიპტიკის სიბრტყეში. $V_a''$ სიჩქარე კი ეკლიპტიკის სიბრტყეშია და იმისათვის, რომ იგი დაგეგმილდეს $Ts$-ზე, საჭიროა ზემოთ მიღებული გეგმილის გამრავლება $\beta$-ს კოსინუსზე. მაშასადამე, ამ მეორე, უფრო ზოგად შემთხვევაში $V_a$-ს გეგმილი Ts-ზე იქნება:

$$v_a = -V_a \sin(\lambda - L \pm i) \cos\beta.$$

ეს არის სხივური სიჩქარის მზეზე სარედუქციო ფორმულა საბოლოო სახით. სხვა სიტყვებით, ეს არის ვარსკვლავის სიჩქარის შესწორება დედამიწის ორბიტულ მოძრაობაზე. ეს შესწორება მაქსიმალური შეიძლება იყოს მხოლოდ ეკლიპტიკაში მდებარე ვარსკვლავისათვის ($\beta = 0°$); ნულია ეკლიპტიკის პოლუსში მდებარე ვარსკვლავისათვის ($\beta = 90°$). წელიწადში ორჯერ, როცა $\lambda - L$ არის 0 ან 180°, $i$ არის ნული, ნულად იქცევა $v_a$-ც. აველაფერი ეს ჩვენ ზემოთაც დავასკვენით გეომეტრიული მსჯელობით.

იმ მომენტისათვის, რომელშიც მიღებულია სპექტროგრამა, აღებული ვარსკვლავის სხივური სიჩქარის განსაზღვრის მიზნით, უნდა ვნახოთ ყოველწლიურში მზის გრძედის მნიშვნელობა. მზის გრძედის არგუმენტით კი ცხრილების სახით მოცემულია $V_a$-ს და $i$-ს მნიშვნელობები. ვიპოვით მათაც და, თუ ვარსკვლავის კოორდინატებიც ცნობილია, ფორმულა უბრალოდ გამოითვლება და სპექტროგრამით განსაზღვრული სხივური სიჩქარის მნიშვნელობას მიეცემა შესწორება $v_a$. $v_a$-ს მნიშვნელობა ირყევა დაახლოებით $\pm 30$ კმ/სეკ საზღვრებში.

### § 119. დედამიწის ღერძის გარს ბრუნვის ეფექტი სხივურ სიჩქარეებზე

ზაგრამ, საქმე ამით როდი თავდება. გასათვალისწინებელია კიდევ სხვა ეფექტი, სახელდობრ, — დედამიწის თავისი ღერძის გარს ბრუნვის ეფექტი.

თუ ვარსკვლავს ვაკვირდებით მერიდიანში, მაშინ ჩვენი (დამკვირვებლის)

საკუთარი სიჩქარე, დაპირობებული დედამიწის დღეღამური ბრუნვით, მართობულია დამკვირვებელი-ვარსკვლავის შენაერთებელი ხაზისადმი და სხივურ სიჩქარეზე მას გავლენა არა აქვს (ამ სიჩქარის გეგმილი დამკვირვებელი-ვარსკვლავის შემაერთებელ ხაზზე ნულია). მაგრამ, ვთქვათ, რომ ვარსკვლავს ვაკვირდებით რაღაც საათიერ კუთხეზე ($t$), მერიდიანის აღმოსავლეთით ან დასავლეთით. მაშინ ეს გეგმილი დასახელებულ ხაზზე ნული როდი იქნება და მისი გათვალისწინება აუცილებელია. სხვა სიტყვებით, შემოსატანია სხივური სიჩქარის კიდევ ერთი შესწორება, — შესწორება დედამიწის ბრუნვაზე, რომელსაც აღნიშნავენ $v_d$ ასოთი.

ამგვარად, საქმე ეხება დამკვირვებლის დღეღამური სიჩქარის დაგეგმილებას მიმართულებაზე დამკვირვებელი-გამოსაკვლევი ვარსკვლავი. ეს სიჩქარე აღვნიშნოთ $V_d$ ასოთი. მისი სიდიდე ეკვატორზე არის 0.47 კმ/სეკ. რომელიმე $\varphi$ განედზე იგი ნაკლებია $\cos\varphi$-ჯერ. დამკვირვებელი-ვარსკვლავის ხაზის მდებარეობა განისაზღვრება $\delta$ დახრილობით და $t$ საათიერი კუთხით. წარმოდგენის გასაადვილებლად ჯერ დავუშვათ, რომ დამკვირვებელი იმყოფება ეკვატორზე; მნათობის დახრილობა 0-ია და საათიერი კუთხე დაკვირვების მომენტში არის $t$. $V_d$-სიჩქარე უნდა წარმოვადგინოთ დამკვირვებლის წერტილში გავლებული მხები გეზრის სახით. ეს გეზრი მიმართულია აღმოსავლეთით და ძევს ამავე დროს ეკვატორის სიბრტყეში. მიმართულება ვარსკვლავზე, რომელიც $t$ საათიერ კუთხეზეა, ჩვენი სიჩქარის გეზრთან ქმნის $90°\pm t$ კუთხეს. მაშასადამე, ამ გეზრის დაგეგმილება აღნიშნულ მიმართულებაზე მოითხოვს $V_d$-ს გამრავლებას $\cos(90\pm t)$-ზე ანუ $\pm\sin t$-ზე. ახლა, თუ უფრო რთულ შემთხვევას დავუშვებთ, როცა $\delta\neq 0$, მაშინ დაგვჭირდება სრული დაგეგმილებისათვის კიდევ $\cos\delta$-ზე გამრავლება. მაშასადამე, გვექნება:

$$v_d=\pm V_d\sin t\cos\delta.$$

დაბოლოს, მივმართოთ შემთხვევას, როცა დამკვირვებელი ეკვატორზე კი არაა, არამედ რომელიღაც $\varphi$ განედზე. მაშინ მისი სიჩქარე არის $V_d\cos\varphi$. ახლა, საბოლოოდ, თუ სიჩქარის ზემოთ მოტანილ რიცხვით მნიშვნელობას ავიღებთ, შესწორება დედამიწის ბრუნვაზე, გამოხატული კმ/სეკ-ით, მიიღებს სახეს:

$$v_d=\pm 0.47\sin t\cos\delta\cos\varphi.$$

$v_d$ შეიძლება იყოს როგორც დადებითი, ისე უარყოფითი. მთავარია, განისაზღვროს აქ მოტანილი გამოსახულების აბსოლუტური სიდიდე. რა ნიშნით გამოიყენება იგი პრაქტიკულად, გაჩნია იმას თუ რომელ — აღმოსავლეთის თუ დასავლეთის — საათის კუთხეზეა ვარსკვლავი. ამ სიდიდის გამოყენებით სხივურ სიჩქარეს მიიყვანენ დედამიწის ცენტრზე.

როგორც ფორმულაზე ეხედავთ და ზემოთაც ვნახეთ, მერიდიანში ($t=0$) $v_d=0$; პოლუსის ახლო ვარსკვლავებისათვის $v_d=0$; მაქსიმალური მნიშვნელობა შესწორებისა არ აღემატება 0.47 კმ/სეკ სიჩქარეს (უკანასკნელი შეესაბამება შემთხვევას: $t=\pm 6$ საათი, $\delta=0$, $\varphi=0$); ეს ნიშნავს ჰორიზონტზე მდებარე ვარსკვლავზე დაკვირვებას, რაც, როგორც წესი, არ ხდება.

ამგვარად, თუ სპექტროგრამის უშუალოდ გაზომვამ და გამოთვლამ მოგვცა ვარსკვლავისათვის $V'$ სხივური სიჩქარე, ნამდვილი მისი რედუცირებული მნიშვნელობა $V$ იქნება:

$$V=V'+v_a+v_d.$$

ამით დამთავრებულია გამოთვლილი სხივური სიჩქარეების რედუქცია. მართალია, ზოგ იშვიათ შემთხვევაში, როცა აუცილებელია უაღრესად ზუსტი შედეგის მიღება, ითვალისწინებენ, აგრეთვე, მთვარისმიერი და ცთომილთმიერი შეშფოთებით გამოწვეულ მოძრაობასაც დედამიწისა. ეს შეშფოთება იწვევს დედამიწის ხან მიახლოებით, ხან შებრუნებულ მოძრაობას გამოსაკვლევი ვარსკვლავის მიმართ. მაგრამ, ამ მოვლენით გამოწვეული შესწორება გამოთვლილი სხივური სიჩქარისა არ აღემატება $\pm 0.02$ კმ/სეკ.

ჩვენს გადმოცემაში გაუთვალისწინებელი გვრჩება თვით მზის სისტემის მოძრაობის გავლენა ვარსკვლავთ გამოთვლილ სხივურ სიჩქარეებზე. ეს საკითხი განიხილება ვარსკვლავთ-ასტრონომიულ სპეციალურ გამოკვლევებში. აქ კი ვთვლით, რომ სხივური სიჩქარეები განისაზღვრება „უძრავი" მზის მიმართ.

არსებობს სპექტროგრამის დამუშავების სხვა მეთოდებიც. ერთი მათგანია ე. წ. შლეზინგერისეული მეთოდი. $X_1$ და $X_3$-ით აღვნიშნოთ შესადარი სპექტრის რომელიმე ხაზის „ნორმული" ანათვლები და $X_2$-ით — ნორმული ანათვალი $X_1$ და $X_3$-ის შუა მდებარე ვარსკვლავური სპექტრის ხაზისა. $x_1$, $x_2$ და $x_3$ გამოხატავენ შესაბამ ანათვლებს მოცემული სპექტროგრამისათვის.

თუ აღებული სპექტროგრამის დისპერსია ისეთივეა, როგორც ის დისპერსია, რომლისთვისაც იგულისხმება $X_1$, $X_2$ და $X_3$, მაშინ დოპლერისეული გადაადგილება გამოიხატება, როგორც ეს ადვილად მისახვედრია, სხვაობით:

$$(x_2-x_1)-(X_2-X_1). \tag{45}$$

მაგრამ, თუ მკაცრად მივუდგებით საკითხს, უნდა ვაღიაროთ, რომ დისპერსია სხვადასხვა სპექტროგრამაზე და აღებული სპექტროგრამის დისპერსიას ვერ ჩავთვლით თანხვდენილად იმასთან, რისთვისაც გამოთვლილია $X_1$, $X_2$ და $X_3$.

ამიტომ, მაგალითად, სხვაობა:

$$(x_3-x_1)-(X_3-X_1)$$

ვერ ჩაითვლება ნულის ტოლად და, მეტიც: იგი გამოხატავს დისპერსიის ცვლილებას სპექტრის უბანზე $X_1$-დან $X_3$-მდე.

დავუშვათ, რომ დისპერსიის ცვლილება აღნიშნულ უბანზე შეიძლება წარმოდგენილ იქნეს ხაზოვანი ფუნქციით (სწორედ ეს არის შლეზინგერისეული მეთოდის ძირითადი იდეა). მაშინ დავწერთ, რომ დისპერსიის ცვლილება $X_2-X_1$ უბანზე გამოიხატება შემდეგით:

$$k\,[(x_3-x_1)-(X_3-X_1)], \tag{46}$$

სადაც

$$k=\frac{X_2-X_1}{X_3-X_1}. \tag{47}$$

როგორც ვნახეთ, (45) გამოხატავს დოპლერისეულ გადაადგილებას. მაგრამ იგი დამახინჯებულია დისპერსიის ცვლილებით. უკანასკნელი, გამოხატული (46)-ით, გამოვაკლოთ (45)-ს; მაშინ მივიღებთ $\Delta x$ გადანაცვლებას, რომელიც საკუთრივ სხივური სიჩქარით იქნება დაპირობებული; მაშასადამე:

$$\Delta x=(x_2-x_1)-(X_2-X_1)-k\,[(x_3-x_1)-(X_3-X_1)]. \tag{48}$$

ეს საბოლოო ფორმულაა იმისათვის, რომ წმინდა დოპლერისეული გადაადგილებანი გამოვითვალოთ და, შემდგომ, (44)-ის მეშვეობით — სხივური

სიჩქარეებიც. ამ ფორმულით სარგებლობა საკმაოდ მარტივია, მეტადრე იმიტომ, რომ $k_1$, $X_2$—$X_1$ და $X_3$—$X_1$ სიდიდეები წინასწარ გამოთვლილია (სპექტრული ხაზების სხვადასხვა კომბინაციისათვის) და ცხრილების სახით მომზადებული.

როგორც ვნახეთ, ამ მეთოდში დაშვებულია, რომ დისპერსიის ცვლილება ხაზოვანი ფუნქციით გამოიხატება. მაგრამ ასეთი დაშვება მისაღებია მხოლოდ სპექტრის ერთობ შემოსაზღვრული უბნისათვის. ეს იმას ნიშნავს, რომ შესწორებათა საინტერპოლო მრუდი შევცვალოთ ტეხილი ხაზით, რომელიც შედგენილია სხვადასხვა ($X_3$—$X_1$) მონაკვეთებისაგან. ეს მხოლოდ მიახლოებაა სინამდვილესთან და მით უფრო მისაღები, რამდენადაც მცირეა აღნიშნული მონაკვეთები. ამიტომ, პრაქტიკაში, ცდილობენ, რომ $X_3$—$X_1$ სხვაობა არ აღემატებოდეს სულ 2—3 მილიმეტრს, ე. ი. ხრახნის 5—6 მობრუნებას (უფრო ხშირად მიკროსკოპ-მიკრომეტრის ხრახნის დოლურას ერთი სრული მობრუნება ნახევარ მილიმეტრს შეესაბამება).

თუმცა სისწრაფე და სიმარტივე უთუოდ ახასიათებს აღწერილ მეთოდს, მას გააჩნია ზოგიერთი ნაკლოვანებაც, — უმთავრესად იმ ცდომილებებით დაპირობებული, რომლებიც წარმოიშობა ინდივიდუალურ ხაზებზე მიკროსკოპ-მიკრომეტრის ოკულარში ძაფის მიყვანის არასიზუსტით.

### § 120. სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეების სისტემის შესახებ

ვარსკვლავთ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა ეკუთვნის შესასრულებლად ერთობ ფაქიზ ამოცანებს. განსაზღვრა დამძიმებულია სისტემატური და შემთხვევითი ხასიათის ცდომილებებით. არსებითად ეს ის ცდომილებებია, რომლებიც ამცირებს ხაზების მდებარეობათა განსაზღვრის სიზუსტეს სპექტრში. ამათ აღწერას მერე მივუბრუნდებით, ახლა კი განვიხილოთ ერთი დამოუკიდებელი საკითხი, რომელსაც დიდი მნიშვნელობა აქვს სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის სიზუსტის თვალსაზრისით.

სხივური სიჩქარეების განსაზღვრას საფუძვლად უდევს სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეების საყრდენი სისტემის აგება სინათლის უძრავი წყაროსათვის. მართლაც, მეთოდის არსი ისაა, რომ ერთიმეორეს შევადაროთ უძრავი და მოძრავი წყაროს შესაბამი ერთი და იგივე სპექტრული ხაზის ორი მდებარეობა.

საყრდენი სისტემა წარმოადგენს რამდენიმე, საგანგებოდ შერჩეული სპექტრული ხაზის ტალღის სიგრძეების სიას. ტალღის სიგრძეები შეიძლება წმინდა ლაბორატორიული მეთოდებით იქნეს ერთობ მკაცრად და ფაქიზად განსაზღვრული სხვადასხვა ელემენტის ხაზებისათვის. შეიძლება ისიც, რომ საყრდენი სისტემა ემყარებოდეს დიდი დისპერსიით მიღებული მზის სპექტრის ხაზების განსაზღვრას.

სწორედ ასეთ განსაზღვრებს ემყარება ე. წ. როულანდისეული სისტემა. მას დიდხანს ხმარობდნენ. მაგრამ, რამდენადაც გამოსავალი ხაზი მასში ნატრიუმის $D_1$ ხაზი იყო, რომელიც ერთგვარად გათხაპნილია და, მაშასადამე, გასაზომად სავსებით მოხერხებული არაა, მეტადრე იმიტომაც, რომ მისი ტალღის სიგრძე თავიდანვე არ იქნა საკმარისად ზუსტად განსაზღვრული, როულანდისეული სისტემა უარყვეს.

მის ნაცვლად ახლა ხმარობენ ე. წ. ინტერნაციონალურ ანუ საერთაშორისო სისტემას. მასში გამოსავალ ხაზს ანუ, როგორც ამბობენ, რეპერს წარ-

მოადგენს კადმიუმის ხაზი 6438.47 Å ტალღის სიგრძით. იგი ერთობ მკვეთრია და, მაშასადამე, ზუსტი გაზომვისათვის — მოხერხებული. მისი ტალღის სიგრძის მნიშვნელობა გაზომილია უაღრესად ზუსტად ინტერფერომეტრით. 760 მმ-ის ტოლი ატმოსფერული წნევისა და +15°C-ის ტოლი ტემპერატურის პირობებში იგი არის 6438.4696 Å. ამ ხაზის გარდა გაზომილია სტანდარტების სახით რკინისა და სხვა ელემენტების სპექტრის სამასზე მეტი ხაზის ტალღის სიგრძე. ეს ხაზები შერჩეულია სპექტრის უბანში 2448 Å-დან 6673 Å-მდე.

ინტერნაციონალურ სისტემაში ხაზების ტალღის სიგრძეთა განსაზღვრის სიზუსტე დაახლოებით 0.002 Å-ია. ეს მაღალი სიზუსტეა.

სხვადასხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის საჭირო ხდება ტალღის სიგრძეების სხვადასხვა სისტემის გამოყენება. ეს აუცილებლობა დაპირობებულია ფიზიკური პირობების იმ მრავალფეროვნობით, რომელიც სუფევს სხვადასხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავებში.

ასე, სახელდობრ, ადრინდელი კლასების ვარსკვლავთა (*O*, *B*, *A*) სპექტრები შედარებით მარტივია და მათში მოიპოვება უმთავრესად წყალბადის, ჰელიუმის, ჟანგბადის, კაჟბადის, ტუტიანი ლითონების და იშვიათი მიწების ხაზები.

*A*0-ზე უფრო გვიანდელ *A*—*F* კლასებში თავს იჩენს ნეიტრალური და იონიზებული ატომების შესაბამი ხაზების ძალზე დიდი რიცხვი.

ვარსკვლავების სპექტრებში ხაზები ხშირად წარმოგვიდგება თითქმის როგორც ზოლები („ბლენდები“), იმდენად ახლო-ახლო არიან ერთიმეორესთან მეზობელი ხაზები ზოგ შემთხვევაში.

მაგრამ სულ განმხოლოებულიც რომ იყოს ხაზები სპექტრში, მაინც გვმართებს სიფრთხილით მოვეპყრათ მათი ტალღის სიგრძეების განსაზღვრას და საყრდენ სისტემასთან შედარებას. ეს იმიტომ, რომ ხაზის ყოველი გადაადგილება, ნორმულ მდებარეობასთან შედარებით, როდი შეგვიძლია ჩავთვალოთ როგორც უთუოდ დოპლერისეული, ე. ი. სხივური სიჩქარით დაპირობებული. ეს შენიშვნა განსაკუთრებით შეეხება *O* და *B* სპექტრული კლასების ვარსკვლავებს. ამ ვარსკვლავების ატმოსფეროებში სპექტრული ხაზების წარმოქმნის პირობები სრულიად არა ჰგავს იმ პირობებს, რომლებიც იქმნება ჩვენს ფიზიკურ ლაბორატორიებში (სადაც მიიღება ნორმული სპექტრული ხაზები).

მაგალითად, მარტო გრავიტაციულ ეფექტს, რომელიც საგრძნობია დიდი მასის მქონე ვარსკვლავის ზედაპირის ახლო, შეუძლია წარმოშოს ხაზის შესამჩნევი გადაადგილება სპექტრში წითელი ბოლოსაკენ, რისი ინტერპრეტირება სხივური სიჩქარის მოვლენით უმართებულო იქნებოდა.

ამ ეფექტის გარდა შეგვიძლია დავასახელოთ კიდევ ე. წ. შტარკისეული ეფექტი, რომელიც ნიშნავს ელექტრული ველის გავლენას ცალკეული ატომებისმიერი გამოსხივების ხასიათზე და, მაშასადამე, — სპექტრული ხაზის სახესა და მდებარეობაზეც.

სპექტრული ხაზების სახესა და მდებარეობაზე გავლენა აქვს, აგრეთვე, ე. წ. ზეემანისეულ მოვლენას, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ ძლიერ მაგნიტურ ველში მყოფი სინათლის წყაროს სპექტრის ხაზები რამდენიმე ნაწილად იხლიჩება.

გვიანდელი სპექტრული კლასების ვარსკვლავებისათვის არ ხერხდება ლაბორატორიული ტალღის სიგრძეების სისტემის გამოყენება. დიდი დისპერსიის სპექტროგრამებშიც კი, სპექტრული ხაზების სიმრავლის გამო, ხაზები იმდენად შემჭიდროებულნი არიან, რომ ხშირად განმხოლოებული ხაზის ნაცვლად საქმე გვაქვს „ბლენდებთან". რადგანაც ბლენდის შემადგენელი ხაზების ინტენსივობა შესამჩნევად დამოკიდებულია იმაზე, თუ რომელ კლასს ეკუთვნის ვარსკვლავი და ამავე დროს ზოგი ელემენტის ხაზების ინტენსივობა კლებულობს, ზოგისა კი მატულობს, როცა გადავდივართ სულ უფრო და უფრო გვიანდელი კლასების ვარსკვლავებზე, ამიტომ ბლენდებში მაქსიმალური ინტენსივობა ბლენდის სიგანის სხვადასხვა ადგილზე მოდის. მაშასადამე, ტალღის სიგრძის ეფექტური მნიშვნელობა იცვლება.

ამის გამო, მზის კლასის მახლობელი ვარსკვლავებისათვის მიმართავენ მზის სპექტრის გაზომვაზე დაყრდნობილს ტალღის სიგრძეების სისტემას.

რაც შეეხება *F* და *K* კლასების ვარსკვლავებს, ასტრონომებს უხდებათ შემდეგ არაპირდაპირ გზას მიმართონ.

ზოგიერთი ვარსკვლავთ გროვის ვარსკვლავებს შორის არიან *F*, *G* და *K* კლასის ვარსკვლავები. მარტო *G* კლასის ვარსკვლავებს თუ შეეარჩევთ და მათთვის გამოვიყენებთ, ზემოაღნიშნულის მიხედვით, ამ კლასისათვის დამუშავებულს, ტალღის სიგრძეების სისტემას, სარწმუნოდ განესაზღვრავთ ამ ვარსკვლავების სიჩქარეებს.

რაკი ეს ვარსკვლავები გროვას ეკუთვნიან, მათი საშუალო სპაკური სიჩქარე შეგვიძლია ჩავთვალოთ თვით გროვის სხივურ სიჩქარედ, როგორც ერთიანი სისტემისა. მაშასადამე, ასეთივე უნდა იქნეს საშუალოდ ამ გროვის შემადგენელი სხვა ვარსკვლავების, კერძოდ *F* და *K* ტიპის ვარსკვლავების საშუალო სხივური სიჩქარეც. ახლა, შებრუნებით, ცნობილი სიჩქარის მიხედვით: დავადგინოთ *F* და *K* კლასის ვარსკვლავების სპექტრებში ხაზების ტალღის სიგრძეები ისე, რომ ისინი საუკეთესოდ აკმაყოფილებდნენ სხივურ სიჩქარეს. ეს იქნება საყრდენი სისტემა *F* და *K* ვარსკვლავებისათვის.

ამით არ წყდება ტალღის სიგრძეთა სისტემასთან დაკავშირებული ყველა ამოცანა და სიძნელე. ეს საკითხი ერთ-ერთი ურთულესია თანამედროვე ასტროსპექტროსკოპიაში.

ზემოთ ჩვენ გავეცანით სპექტროკომპარატორის მოწყობილობას და მისი გამოყენებით სპექტროგრამების დამუშავების (გაზომვის) ხერხს. ამ იარაღის დიდი უპირატესობა მიკროსკოპ-მიკრომეტრის წინაშე იმაში მდგომარეობს, რომ შეგვიძლია ავირიდოთ ტალღის სიგრძეების სისტემის რთული საკითხი, რამდენადაც სპექტროკომპარატორით გაზომვის ხერხი ემყარება ორი სპექტრის ურთიერთ შედარებას, ე. ი. დიფერენციულია.

### § 121. სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის სისტემატური და შემთხვევითი ცდომილებანი

ვარსკვლავთ სხივურ სიჩქარეებს, რომელთაც სპექტროგრაფით მიღებული სპექტროგრამების გაზომვით განსაზღვრავენ, გარდუვალად ახლავს სისტემატური და შემთხვევითი ცდომილებანი. ზოგი მათგანი ინსტრუმენტული ხასიათისაა, ე. ი. დაპირობებულია თვით ხელსაწყოს (სპექტროგრაფის) აგებულებით, აწყობით და თვისებებით, ზოგიც დაკავშირებულია, როგორც უკვე ვიცით, ტალღის სიგრძეთა სისტემასთან. გარდა ამისა, ზოგიერთის წყარო გარეშე ფაქტორებში მოიპოვება, როგორც, მაგალითად, ატმოსფერულ მოვლე-

ნებში. დაბოლოს ცდომილებები წარმოიშობა თვით სპექტრების გაზომვის პროცესში. ამ კატეგორიის ზოგიერთი ცდომილება ზემოთ განვიხილეთ, როცა გავეცანით სპექტროგრამის გაზომვის ხერხებს.

თავი მოვუყაროთ და ჩამოთვალოთ ის მოვლენები, რომლებიც ქმნიან სხივური სიჩქარეების გაზომვის ცდომილებათა წყაროებს:

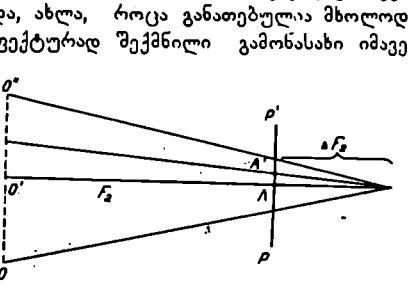
კოლიმატორის არათანაბარი განათება; ვარსკვლავის არადამაკმაყოფილებელი მიყოლება სპექტროგრაფის ჭვრიტეზე; ოპტიკის დეფექტები: ატმოსფერული დისპერსია; ტემპერატურის ცვალებადობა; სპექტროგრაფის ღუნვა; არადამაკმაყოფილებელი ცენტრირება სპექტროგრაფისა ტელესკოპთან; ფირფიტასთავსის დახრით გამოწვეული ცდომილება კამერის ფოკუსისა; ვარსკვლავისა და შესადარი სპექტრის წყაროს სხივების სპექტროგრაფში სვლის სხვადასხვაობა; ტალღის სიგრძეთა სისტემა; პიროვნული ფაქტორები.

აქ ჩამოთვლილ მოვლენათა შორის პირველი — კოლიმატორის არათანაბარი განათება — ხშირად სისტემატურ ცდომილებათა მთავარ წყაროს წარმოადგენს.

ვთქვათ, ვარსკვლავის სხივებით განათებულია კოლიმატორის ობიექტივის მხოლოდ ერთი ზედა ნახევარი (ასეთი შემთხვევა პრაქტიკაში თითქმის არასდროს გვხვდება, მაგრამ თვალსაჩინოებისათვის სჯობია სწორედ უკიდურესი შემთხვევის განხილვა). მაშინ, ამის შესაბამისად, პრიზმის ვავლის შემდგომ, გაუნათებელი რჩება კამერის ობიექტივის ქვედა ნაწილი. აღვნიშნოთ $d$-თი მანძილი კამერის ობიექტივის ცენტრიდან სხივთკონის ეფექტურ ცენტრამდე. კამერის ფოკუსის სიგრძე აღვნიშნოთ $F_2$-ით და ფოკუსის ცდომილება, რომელიც შეიძლება გამოწვეულ იქნეს ან ტემპერატურული ეფექტით და ღუნვით, ან ფირფიტის არაზუსტი ჩადგმით და სხვ., აღვნიშნოთ $\Delta F_2$-ით.

განვიხილოთ ახლა კამერაში სხივების სვლის მარტივი ნახ. 127.

აქ $OO''$ ხაზი ნიშნავს კამერის ობიექტივის დიამეტრს. სხივთკონა ჰკვეთს ობიექტივს მხოლოდ $O'O''$ ნახევარზე. სხივთკონის სიგანეა $2d$. ადვილად დასანახია, რომ თუ $pp'$ ფირფიტა ჩადგმულია ფოკუსიდან დაშორებით $\Delta F_2$ მანძილზე და ობიექტივის სრული განათების შემთხვევაში, რომელიღაც სპექტრული ხაზი $A$ წერტილზე მოვიდოდა, ახლა, როცა განათებულია მხოლოდ ერთი ნახევარი, სხივთკონის მიერ ეფექტურად შექმნილი გამონასახი იმავე ხაზისა მოვა $A'$-ზე, რომელიც $A$-ს, ე. ი. ნორმულ მდებარეობას დაშორებულია $AA' = \Delta A$ მონაკვეთით. მაშასადამე, ფოკუსის არაზუსტი დაყენება კამერის ობიექტივის თანაბრად განათების შემთხვევაში მხოლოდ გარეფოკალობის ეფექტს იწვევს, ხოლო ობიექტივის ნახევრად ან არათანაბრად განათებისას გარეფოკალობის იმავე ეფექტს ზედ ემატება სპექტრული ხაზის ეფექტური ხაზოვანი გადაადგილება მისი ნორმული მდებარეობიდან.



ნახ. 127.

ეს გადაადგილება მარტივად გამოითვლება უბრალო პროპორციის საფუძველზე:

$$\Delta A = \frac{\Delta F_2}{F_2}\, d.$$

როცა კოლიმატორის ობიექტივი თანაბრადაა განათებული, ფოკუსის ცდომილება ანუ გარეფოკალობა ერთგვარად გათხაპნის სპექტრულ ხაზს, მაგრამ მის მდებარეობაზე, როგორც ვთქვით, გავლენას არ ახდენს. ჩვეულებრივ, შესადარი სპექტრის მისაღებად ანთებული ჭელოვნური სინათლის წყარო (მაგალითად, ვოლტასეული რკალი) თანაბრად ანათებს კოლიმატორის ობიექტივს. ხოლო ვარსკვლავის სპექტროგრაფირებისას, პრაქტიკაში ყოველთვის აქვს ადგილი მეტნაკლებად არათანაბარ განათებას. მაშასადამე, პირველ შემთხვევაში სპექტრული ხაზები ნორმულ მდებარეობაშია, მეორეში კი — გადაადგილებული. ეს წარმოშობს სისტემატურ ცდომილებას, რომლის სიდიდე შეიძლება აღწევდეს 10 კმ/სეკ სიჩქარეს. ამიტომ კოლიმატორის არათანაბარი განათების წარმომშობ მიზეზებს გადაჭრით უნდა ვებრძოლოთ.

ეს მიზეზები კი შეიძლება იყოს: ტელესკოპის მიმართ კოლიმატორის არაზუსტი ცენტრირება, ტელესკოპის კუთვნილი ასტიგმატიზმი და სფერული და ქრომატული აბერაცია, თვით ტელესკოპის (თუ ის რეფლექტორია) არადამაკმაყოფილებელი ცენტრირება, რეფლექტორში სარკის ზედაპირის მიერ არეკვლის არათანაბარი უნარი, კოლიმატორის ოპტიკური ღერძის ღუნვით გამოწვეული დეფორმაციები.

ფოტოფირფიტა ზუსტადაც რომ იქნეს დაყენებული კამერის ფოკუსში, ხოლო პრიზმა არაერთგვაროვანი იყოს, მაშინ კოლიმატორის ობიექტივის განათების არათანაბრობა უფრო მეტად იქონიებს უარყოფით გავლენას სპექტრის ხაზების გაზომვაზე. ეს იმიტომ, რომ შესადარი სპექტრის ფოტოგრაფირებისას მთელი პრიზმა მოქმედებს, ხოლო ვარსკვლავის სპექტროგრაფირებისას, კოლიმატორის ობიექტივის არათანაბარი განათების გამო — მხოლოდ მისი ნაწილი, რომელიც, პრიზმის არაერთგვაროვნობის მიზეზით, შეიძლება როგორც რაღაც ლინზა ან განსხვავებული გარდამტეხი კუთხის მქონე პრიზმა მოქმედებდეს; ერთი სიტყვით, ანომალურ გარდატეხას იძლეოდეს და სპექტრულ ხაზს ადგილს უცვლიდეს.

მაგრამ სხივური სიჩქარის განსაზღვრის სისტემატური ცდომილება იმ შემთხვევაშიც შეიძლება გაჩნდეს, როცა კოლიმატორის ობიექტივი თანაბრადაა განათებული და პრიზმაც საუკეთესო თვისებისაა, თუკი ადგილი აქვს ფოკუსის დაყენების არასიზუსტეს. ფოკუსის დაყენების არასიზუსტე ადვილად შეიძლება წარმოიშვას იმის გამო, რომ ფირფიტასთავსს კამერაში, ჩვეულებრივ, ძალიან დიდი დახრა აქვს (20—25°-მდე) და ფოკუსიდან მცირე გადახრასაც ძალუძს გამოიწვიოს როგორც შესადარი, ისე ვარსკვლავის სპექტრებში ხაზების ასიმეტრიული გაფართოება. მაგრამ, ეფექტი მაინც სხვადასხვაგვარია ამ ორ სპექტრში იმასთან დაკავშირებით, რომ შესადარი სპექტრი ემისიური ხაზებისაგან შედგება, ხოლო ვარსკვლავისაში — უმთავრესად შთანთქმის ხაზებია.

როგორი კარგი თვისებისაც უნდა იყოს პრიზმა, მასში მაინც რჩება ერთგვარი არაერთგვაროვნობა იმასთან დაკავშირებით, რომ მისი სოლისებრი ფორმის გამო, ფუძესთან მას მეტი შთანთქმა აქვს, ხოლო გარდამტეხი კუთხის ნაწილში — ნაკლები. ასე რომ, კოლიმატორის ობიექტივი თანაბრადაც რომ იქნეს განათებული, კამერის ობიექტივი მოცემული მონოქრომატული სინათლით არ იქნება თანაბრად განათებული. თუ ადგილი აქვს ერთგვარ გარეფოკალობას, ფირფიტასთავსი ოპტიკური ღერძის მიმართ მართობულადაც რომ იქნეს ჩადგმული, სპექტრული ხაზის კონტური მაინც ასიმეტრიული იქნება. ეს ეფექტიც სხვადასხვა ზომით იჩენს თავს შესადარი სპექტრის ემი-

სიურ ხაზებზე და ვარსკვლავის სპექტრის შთანთქმის ხაზებზე და კვლავ წარმოიშობა სისტემატური ცდომილება.

აღწერილი სახის ცდომილება შეიძლება იცვლებოდეს ვარსკვლავის დახრილობასა და საათიერ კუთხეზე დამოკიდებით, რამდენადაც ტელესკოპისა და სპექტროგრაფის ღუნვა იცვლება. ვარსკვლავიდან ვარსკვლავზე გადასვლისას უნებლიეთ იცვლება დაფოკუსების, მიყოლების და სხვა პირობები და კოლიმატორის განათების არათანაბრობის პირობებიც. ამიტომ აღწერილი ცდომილება, თუმცა სისტემატურია, მაინც ახლავს, აგრეთვე, შემთხვევითი ნაწილიც.

ეს ცდომილებები მით მეტია, რაც ნაკლებია სპექტროგრაფის კამერის საფოკუსო მანძილი, რადგანაც ხაზოვანი გადანაცვლება ერთი და იგივეა ყველა შემთხვევაში, როგორიც არ უნდა იყოს კამერის ფოკუსის სიგრძე: მაგრამ, მოკლეფოკუსიან კამერაში იმავე ხაზოვან გადანაცვლებას შეესაბამება კმ/სეკ-ით გამოხატული გაცილებით უფრო დიდი გადანაცვლება (მასშტაბის სიმცირის გამო).

საერთოდ, ცდომილებებს მთლიანად ვერ ავიცდენთ, თუმცა მათი შემცირება შესაძლებელია იარაღის დამზადების, დაკვირვების და დამუშავების ხერხების და სხვათა გაუმჯობესებების მეშვეობით. მაგრამ ცდომილების სიდიდის ან მნიშვნელობის შეფასება ან გამოკვლევა მაინც ყოველთვის საჭიროა.

ვნახოთ, პრაქტიკულად როგორ შეიძლება აღწერილი ეფექტების გამოკვლევა.

ავაფაროთ კოლიმატორის (ან კამერის) ობიექტივის ქვედა ნახევარს ნახევრადმრგვალი ფარი (დიაფრაგმა) და გადავიღოთ ცის სპექტრი. მის გვერდით გადავიღოთ შესადარი სპექტრი ისე, რომ მთელი ობიექტივი იყოს ღია. ამის შემდგომ, მეორე ფირფიტაზე მოვახდინოთ კვლავ ორივე სპექტრის ფოტოგრაფირება, მაგრამ ისე, რომ ცის სპექტრი მივიღოთ ობიექტივის ქვედა ნახევრით (ზედა ნახევარი დავფაროთ) და შესადარი სპექტრი — კვლავ სრული ობიექტივით.

შევადარებთ მიღებულ სპექტრებში ცის სპექტრის ხაზების ურთიერთ გადანაცვლებას და გვექმნება წარმოდგენა იმის შესახებ, თუ რა დამახინჯება შემოაქვს ხაზების გაზომვაში კოლიმატორის ობიექტივის განათების არათანაბრობას. რა თქმა უნდა, თუ სწორედ ობიექტივის განათების არათანაბრობის ეფექტი გვაინტერესებს, ამ ექსპერიმენტში წინასწარ უნდა იქნეს საგულდაგულოდ შემოწმებული ფოკუსის დაყენების სიზუსტე, რომ პირველი ეფექტი არ გადაფაროს ფოკუსის არასიზუსტის ეფექტმა. თუ ექსპერიმენტს რამდენჯერმე გავიმეორებთ ფოკუსის შიგნით და გარეთ ფოტოგრაფირების პირობებში, ამ გზითაც გამოვრიცხავთ ფოკუსის ცდომილების ეფექტს.

თუ პირიქით, გვაინტერესებს გარეფოკალობის ეფექტიც (ობიექტივის განათების არათანაბრობა გარეფოკალობის პირობებში), მაშინ აღწერილ ექსპერიმენტს მიმდევრობით ჩავატარებთ რამდენიმე შემთხვევისათვის: როცა ფირფიტა ფოკუსშია და, როცა იგი დაშორებულია ფოკუსს, მაგ., 0.2, 0.4, 0.6 სმ-ით.

განვიხილოთ ახლა ვარსკვლავის არადამაკმაყოფილებელი მიყოლებით დაპირობებული ცდომილება. ამასთან ერთად განიხილება ცდომილება, დაკავშირებული სპექტროგრაფის ჰვრიტეს სიგანესთან. ჰვრიტეს გაგანიერებას მიმართავენ ხოლმე იმ მიზნით, რომ სპექტროგრაფში შეუშვან მეტი სინათლე. მაშასადამე, გაზარდონ მისი შეღწევადობა. გაგანიერება მართლაც ადიდებს

შეღწევადობას, თუკი მოცემული სპექტრი არ შედგება ცალკეული მონოქრომატული ხაზებისაგან (იხ. ზემოთ). შეღწევადობის გადიდება ექსპოზიციის გახანგრძლივების გარეშე ერთობ ხელსაყრელია, მაგრამ აღნიშნული საამისო გზა (ჭვრიტეს გაგანიერება), როგორც ვიცით აგანიერებს სპექტრულ ხაზებს, ამცირებს სპექტრის სიწმინდეს, ხაზების კონტრასტულობას და სიმკვეთრეს და ამის გამო კი მატულობს ბლენდირების ეფექტი (ახლო-ახლო მდებარე ხაზების მიერ ერთიმეორის გადაფარვის ეფექტი), ამას მოჰყვება ცალკეულ ხაზებზე ოკულარის ძაფჯვარის დაყენების სიზუსტის შემცირება და, მაშასადამე, სხივური სიჩქარის გამოთვლის ცდომილების მომატება.

კიდეე უფრო მეტად საგრძნობი ხდება ჭვრიტეს გაგანიერების უარყოფითი ეფექტი, თუ ექსპოზიციის წუთებში ვარსკვლავს ცუდად მივაყოლებთ, ე. ი. თუ ვარსკვლავის გამონასახი არ რჩება სიმეტრიული ჭვრიტეს კიდეების მიმართ. ეს ეფექტი განსაკუთრებით მკვეთრად იჩენს თავს მოკლე ექსპოზიციების დროს. უკეთესი მიყოლების განსახორციელებლად საჭიროა, რომ ჭვრიტეც სრულქმნილი იყოს, მისი კიდეები — ზუსტად ერთნაირი. თორემ მათი სახის მცირე განსხვავებაც აიძულებს დამკვირვებელს უნებლიეთ გააჩეროს ვარსკვლავის გამონასახი ერთ რომელიმე კიდესთან უფრო ახლო, ე. ი. ასიმეტრიულად. ეს უშუალოდ გამოიწვევს სისტემატურ ცდომილებას სხივური სიჩქარის განსაზღვრაში.

თუ რა რიგ საგრძნობია ეს ეფექტი, შემდგომ მაგალითზე ვნახავთ. ვთქვათ, ჭვრიტეს სიგანე არის 0.06 მმ და ექსპოზიციის წუთებში ვარსკვლავის გამონასახი გვიკავია ჭვრიტეზე 0.02 მმ-ით უფრო მაღლა, ვიდრე ჭვრიტეს შუა ხაზია (იგულისხმება, რომ ჭვრიტე ორიენტირებულია ჰორიზონტულად). სათანადო გადაადგილება ფოტოფირფიტაზე იქნება $0.02 \times \frac{F_2}{F_1}$; ჩვეულებრივ, კამერა უფრო მოკლეფოკუსიანია, ვიდრე კოლიმატორი. ვთქვათ, $\frac{F_2}{F_1} = 0.75$, მაშინ გადაადგილება ფირფიტაზე იქნება 0.015 მმ. თუ დისპერსია, დაახლოებით, 40 Å მმ-ია (ხშირად ეს სწორედ ასეა), მაშინ ასეთ გადაადგილებას შეესაბამება სხივური სიჩქარე 40 კმ/სეკ-მდე. ეს სიდიდე მთლიანად ცდომილებას შეადგენს.

კარგი მიყოლება აუცილებლად მოეთხოვება დამკვირვებელს, რომელიც ძალიან დიდი ყურადღებით უნდა მოეპყრას ტელესკოპთან მუშაობის ამ მხარეს. აქ მთელი რიგი სხვა ეფექტები იჩენს კიდევ თავს. მაგალითად, თუ დაკვირვება ხდება ზენიტიდან საგრძნობი დაშორებით და მეტადრე, თუ გრძელფოკუსიან ტელესკოპთან გვაქვს საქმე, რეფრაქციის ცვლილების ეფექტი ძალიან შესამჩნევია. თუ დაკვირვება მერიდიანის აღმოსავლეთით ხდება და, მაშასადამე, ტელესკოპის სავიზირო მიმართულება თანდათან უფრო მეტ სიმაღლეს ღებულობს, რეფრაქციის სიდიდე სისტემატურად კლებულობს და ვარსკვლავის გამონასახს ექსპოზიციის წუთებში ტენდენცია აქვს ჭვრიტეს ცენტრიდან მის ერთ კიდისაკენ გადაინაცვლოს. როცა დაკვირვება მერიდიანიდან დასავლეთით ხდება (ე. ი. დასავლეთის საათიერ კუთხეზე), ტელესკოპი თანდათან უახლოვდება ჰორიზონტს, რეფრაქცია სისტემატურად მატულობს და ვარსკვლავის გამონასახის ის ტენდენცია ჭვრიტეს ერთი კიდისაკენ გადანაცვლებისა კვლავ რჩება, მაგრამ, ამ შემთხვევაში, გამონასახი მიისწრაფვის

შეორე კიდისაკენ. საერთოდ, ცდილობენ, რომ სპექტრული დაკვირვება, თუ აუცილებელი არაა, არ აწარმოონ 50°-ზე უფრო მეტ ზენიტურ მანძილებზე.

ღუნვა, ოპტიკური დეტალების ცუდი დამაგრება — ეს ისეთი მოვლენებია, რომლებიც სხვადასხვაგვარად მოქმედებენ ტელესკოპის სხვადასხვა მდებარეობაში და თავს იჩენენ გამონასახის ჭვრიტეზე მდებარეობის ცვლილებებში. საერთოდ, ცალ-ცალკე მკვეთრად გამოყოფა ყველა ჩამოთვლილი ეფექტისა არცაა შესაძლებელი. მთავარი ისაა, რომ დამკვირვებელი უნდა ცდილობდეს, რაც შეიძლება უკეთესად მიაყოლოს ვარსკვლავს ტელესკოპი, მაშინ დასახელებული მოვლენების უარყოფითი გავლენა შემცირდება.

ოპტიკის თვისებებით გამოწვეული ცდომილებების დასახასიათებლად მოვიტანოთ რამდენიმე მაგალითი. თუ ტელესკოპის ოპტიკას ახასიათებს ასტიგმატიზმი და სპექტროგრაფის ჭვრიტე ცოტათი მაინც დაცილდა ტელესკოპის ფოკუსს, ჭვრიტეზე მიიღება დამახინჯებული, არაწესიერი ფორმის გამონასახი, რომლის სიმეტრიულად მიყოლება თითქმის შეუძლებელი ან, ყოველ შემთხვევაში, ძნელად განსახორციელებელი იქნება. ესეც წარმოშობს სისტემატურ და შემთხვევით ცდომილებებს.

ახლა, ვთქვათ, კამერის ობიექტივს ახასიათებს შესამჩნევი კომა. კომა, როგორც ვიცით, ოპტიკური ცენტრიდან დაშორებულ გამონასახებს აძლევს კომეტისმაგვარ ფორმას და რაც მეტია დაშორება, მით მეტია გამონასახის სიდიდე. ამის გამო სპექტროგრამის ცენტრიდან დაშორებული ხაზები ერთგვარად გაითხზანება. აშკარაა, რომ ეს ეფექტი იმოქმედებს შესადარი სპექტრის ხაზებზე, რადგანაც, როგორც თავის ადგილას ვნახეთ, შესადარი სპექტრის მისაღებად ანთებული ხელოვნური სინათლის წყაროს სინათლეს აგგემილებენ არა ჭვრიტეს ცენტრზე, არამედ მისგან მოშორებით (გაიხსენეთ ჭვრიტეს დიაფრაგმის მოწყობილობა). მაშასადამე, ეს გარემოება ცდომილებების კიდევ ერთ წყაროს წარმოშობს.

საყურადღებოა სხივურ სიჩქარეებზე ატმოსფერული ფაქტორების გავლენის საკითხი, სახელდობრ, — ე. წ. ატმოსფერული დისპერსიის ეფექტი. ატმოსფერო, როგორც გარკვეული მატერიალური გარემო, რომელშიც სინათლის სხივი ვრცელდება, კიდეც შთანთქავს სინათლის ნაწილს და კიდეც გარდატეხს სხივს. იგი მოქმედებს ერთგვარად როგორც ლინზა. მაგრამ სხივის გრძელ გზაზე, დედამიწის ატმოსფეროს მთელ სიმაღლეზე, ატმოსფერო არაა ერთგვაროვანი არც სიმკვრივით და არც სხვა პარამეტრების მხრივ. მაშასადამე, ატმოსფეროს სვეტი სხივის გასწვრივ შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც სხვადასხვა შთანთქმის და გარდატეხის უნარის მქონე ლინზების სიმრავლე. ამ „ლინზების" ერთობლივი მოქმედება იწვევს გამონასახის მღელვარებას, გაფართოება-შეკუმშვას და ერთგვარი მოკლე სპექტრის სახით დაშლას, დისპერსიას. თუ დაკვირვების წუთებში ზენიტური მანძილი საკმაოდ დიდია, მაშინ დისპერსია იმდენად არის გამოხატული, რომ დამკვირვებელი ხედავს ჭვრიტეზე ვარსკვლავის შ ე ფ ე რ ა დ ე ბ უ ლ გამონასახს და მთელი ფორმა გამონასახისა ერთგვარად გაწელილია. აქედან გამომდინარეობს კოლიმატორის ობიექტივის არათანაბარი განათება, ვარსკვლავის მიყოლების ცდომილება (ასიმეტრიული მიყოლება) და სხვ.

მიაყოლებს რა დამკვირვებელი ტელესკოპს შეფერადებული გამონასახის მიხედვით, იგი ნაკლებად ხედავს გამონასახის ლურჯსა და იისფერ ნაწილს და უკეთესად — მის მწვანე-ყვითელ უბანს (ადამიანის თვალის გრძნობიერების თვისებების გამო). ასე რომ, იგი უნებლიეთ სწორედ ამ ნაწილს აგგემილებს

ჭვრიტეზე და გამონასახის ლურჯ-იისფერი უბანი ჭვრიტეს გარეთ რჩება. ამას ორი შედეგი მოსდევს. ჯერ ერთი, რაკი კოლიმატორში მთელი გამოსხივება კი არ შედის, არამედ მხოლოდ ნაწილი (რამდენადაც გამონასახის ზომა უფრო დიდია. ვიდრე ჭვრიტეს სიგანე), ფოტოგრაფირების ანუ სპექტროგრაფირების პროცესი ხანგრძლივდება. მეორე (და ზოგიერთი ამოცანისათვის ეს უფრო მნიშვნელოვანია), — ფოტოგრაფირებულ სპექტრში ენერგიის განაწილება განსხვავებული იქნება იმისაგან, რაც სინამდვილეშია, რადგანაც, როგორც ვნახეთ, ჭვრიტეში მომეტებულად შედის ვარსკვლავის გამოსხივების ერთი შემოსაზღვრული — ყვითელ-მწვანე — ნაწილი. ეს მოვლენა განსაკუთრებულ გავლენას ახდენს სპექტრების სპექტროფოტომეტრული დამუშავების შედეგებზე.

ზემოთ ჩამოთვლილ ცდომილებათაგან დანარჩენნი თავთავის ადგილას განვიხილეთ და დავახასიათეთ ცოტად თუ ბევრად დაწვრილებით (ღუნვის, თერმოიზოლაციის და სხვა საკითხები). ისინი, როგორც ვნახეთ, სპექტრული ხაზების მდებარეობათა განსაზღვრაში შედიან, ამდენად სხივურ სიჩქარეთა გამოთვლაზეც მოქმედებენ.

ჩამოთვლილთა გარდა არის ცდომილებათა სხვა წყაროებიც. მაგალითად, ვოლტასეული რკალის ანთების პირობები სხვადასხვა შემთხვევაში შეიძლება განსხვავებული იყოს. ესეც კი იწვევს მცირე ცდომილებას.

ე. წ. პიროვნული ცდომილებები, რომლებიც მთლიანად დაპირობებულია სხვადასხვა ინდივიდუუმის მიერ გაზომვათა წარმოებით, ხშირად 2—3 კილომეტრს აღწევს სეკუნდში.

ეს ცდომილებები როგორც სისტემატური, ისე შემთხვევითი ხასიათისაა. ხშირად მათი გამორჩევა არც კი ხერხდება. შემთხვევითი ცდომილება დამოკიდებულია გაზომილ ხაზთა რაოდენობაზე და რაც მეტია ეს უკანასკნელი, მით ნაკლებია ცდომილება. საჭირო ხდება არა მარტო მოცემულ სპექტროგრამაზე ხაზების მეტი რაოდენობით აღება, არამედ თვით დასამუშავებელი სპექტროგრამების გამრავლებაც. მაგრამ, თუ ცალკეული სპექტროგრამის მიხედვით გამოთვლილი სხივური სიჩქარის მნიშვნელობა საგრძნობლად გადაიხრება რამდენიმე სპექტროგრამის მიხედვით აღებული საშუალოდან, ეს ყოველთვის როდი უნდა მივიჩნიოთ ცდომილებად. ვარსკვლავის ატმოსფეროში ყოველთვის არის დასაშვები და მოსალოდნელი სხვადასხვა ხასიათის ლოკალური თუ დროებითი მოძრაობები მასებისა, რაც ვარსკვლავის, როგორც მთლიანის, სხივურ სიჩქარეზე მოქმედებს.

ეს გარემოება კიდევ უფრო მეტად ართულებს სხივური სიჩქარეების პრობლემას და დამკვირვებელ-მკვლევრისაგან მოითხოვს რაც შეიძლება ფაქიზად აწარმოოს დაკვირვება-დამუშავება, ღრმად და კრიტიკულად მიუდგეს დამუშავებულ-გამოთვლილი შედეგების ანალიზსა და ინტერპრეტაციას.

### § 122. სპექტრული ხაზების სიმრუდის შესახებ

თუ კარგად დავაკვირდებით, ვნახავთ, რომ, ჩვეულებრივ, სპექტრული ხაზები, მკაცრად რომ ვთქვათ, სწორი ხაზების მონაკვეთებს კი არ წარმოადგენენ, როგორც აქამდე ვთვლიდით, არამედ წრეხაზის ან პარაბოლის რკალებს, ე. ი. ერთგვარად გამრუდებულნი არიან. ამავე დროს ისინი რჩებიან ერთმანეთის პარალელურნი და ყველა ერთ მხარეზეა მიმართული ამოზნექი-

ლობით. ეს მოვლენა მით უფრო შესამჩნევია, რაც უფრო განიერია სპექტრი ანუ რაც უფრო გრძელია ჭვრიტე.

უკვე ხაზგასმით გვქონდა აღნიშნული, რომ სპექტრული ხაზი წარმოადგენს (გეომეტრიული ოპტიკის თვალსაზრისით) კოლიმატორის ჭვრიტეს გამოსახახს. თუ ასეა და ჭვრიტე სწორხაზოვანია, რად უნდა იყოს მაშინ სპექტრული ხაზები გამრუდებული და რკალებად ქცეული?

საქმე ის არის, რომ ჭვრიტე არ წარმოადგენს კოლიმატორის ოპტიკურ ცენტრში მდებარე იმდენად მცირე ხვრელს, რომ შეიძლებოდეს მასზე გამავალი ყველა სხივის ჩათვლა მკაცრად ოპტიკური ღერძის კოაქსიალურ სხივებად*. ჭვრიტეს თავსა და ბოლოში გამავალი სხივები შესამჩნევ კუთხეს ქმნიან ოპტიკურ ღერძთან. ამიტომ კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოდის მთელი რიგი ურთიერთდახრილი პარალელკონებისა, რომლებიც ამიტომ პრიზმის წახნაგს სხვადასხვა კუთხით ეცემა და ამრიზმიდანაც სხვადასხვა კუთხით გამოდის. რომელ რიგ სხივთკონებზეა ლაპარაკი? იმ კონებზე, რომლებიც ეკუთვნის ჭვრიტეს სხვადასხვა ადგილს: ცენტრს და თავსა და ბოლოს. მაშასადამე, შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, რომ ჭვრიტეს გამონასახსაც (სპექტრულ ხაზს) ქმნიან ეს სხივთკონები, რომლებიც მოვლენ კამერის ობიექტივზე სხვადასხვა კუთხით.

თუ განვიხილავთ პრიზმის წახნაგზე კოლიმატორიდან მოსული მონოქრომატული სხივების იმ ნაწილს, რომელიც მდებარეობს ჭვრიტეს პარალელურ ერთ რომელიმე სიბრტყეში, ისინი პრიზმიდან როდი გამოვლენ ასევე ერთ სიბრტყეში მდებარენი, არამედ მოთავსებული იქნებიან მრუდ ზედაპირზე. ამ ზედაპირის გადაკვეთა კამერის ფოკალურ ნაწილში ბრტყელ ფოტოფირფიტასთან იძლევა ჭვრიტეს გამონასახს გამრუდებული სახით.

რაკი ჭვრიტე სიმეტრიულია კოლიმატორის ოპტიკური ცენტრის მიმართ, სპექტრის ხაზებიც სპექტრის შუა ღერძის მიმართ სიმეტრიულად არიან გამრუდებულნი. ამავე დროს ხაზები ამოზნექილობით მოქცეულია სპექტრის წითელი ბოლოსაკენ. მაშასადამე, ხაზების თავი და ბოლო გადაადგილებულია ცენტრის მიმართ იისფერ ბოლოსაკენ. ეს იმით არის დაპირობებული, რომ თუ სინათლის სხივები პრიზმას მისი მთავარი კვეთის მიმართ რაიმე კუთხით ეცემა, მაშინ ამ სხივებზე გავლებული სიბრტყე პრიზმის კვეთაში მოგვცემს ტოლფერდა სამკუთხედს, რომლის კუთხე (პრიზმის გარდამტეხ წიბოსთან) უფრო დიდი იქნება, ვიდრე პრიზმის მოქმედი გარდამტეხი $A$ კუთხე. გარდამტეხი კუთხის გადიდება კი, როგორც ვიცით, კუთხოვანი დისპერსიის გაზრდას იწვევს და, მაშასადამე, ამ მიმართულებით სხივები უფრო მეტად გადაიხრება სპექტრის იისფერ ბოლოსაკენ. ეს მოვლენა მით უფრო მკვეთრად ვლინდება, რაც უფრო მოკლეფოკუსიანი ობიექტივები გვაქვს სპექტროგრაფში.

ხაზების სიმრუდე, მეტადრე გრძელი ჭვრიტეს ხმარებისას, ართულებს სპექტრომეტრულ გაზომვებს და ამძიმებს მათ დამატებითი ცდიმილებით. ამიტომ, ხშირად თვით ჭვრიტეს ამზადებენ იმდენად გამრუდებულად, რამდენადაც ეს საჭიროა იმისათვის, რომ მისი გამონასახები (ანუ სპექტრული ხაზები) გაუმრუდებელი გამოვიდეს.

---

* ოპტიკური ღერძის კოაქსიალურს ისეთ სხივთკონას ვუწოდებთ, რომლის ღერძი თანხვდება ოპტიკურ ღერძს.

## § 123. სპექტრული კლასიფიკაცია

მალე მას შემდეგ, რაც ვარსკვლავთა სპექტრული შესწავლა დაიწყო, გამოიკვლიეს რამდენიმე ათეული კაშკაშა ვარსკვლავის სპექტრი და იმთავითვე შეამჩნიეს მათი მრავალნაირობა და ამავე დროს — ზოგ ვარსკვლავთა სპექტრების მსგავსებაც. ამან მისცა ბიძგი სპექტრების კლასიფიკაციის. პირველი სერიოზული ცდები წარსული საუკუნის სამოციან წლებში ჩაატარა იტალიელმა ს ე კ ი მ (Secchi).

1867 წელს გამოქვეყნდა ვარსკვლავთ სპექტრული კლასიფიკაციის შედეგები. იმდროინდელი კლასიფიკაცია ემყარებოდა, ძირითადად, ვარსკვლავთ ფერებს და შედგებოდა ოთხი ტიპისაგან.

მალე ვიზუალური (სპექტროსკოპული) დაკვირვებები შესცვალა სპექტრების ფოტოგრაფირებამ (სპექტროგრაფიამ). ამასთანავე ვარსკვლავთ სპექტრების განსაზღვრები დიდად გამრავლდა; სპექტროგრაფირება, არსებითად, მასობრივი წესით დაიწყო, ამან უფრო მეტად მწვავე გახადა სპექტრული კლასიფიკაციის საკითხი და გააადვილა კიდეც მიზანშეწონილი კლასიფიკაციის საფუძვლების დადგენა.

პ ი კ ე რ ი ნ გ ი ს ა და ფ ლ ე მ ი ნ გ ი ს (Fleming) კლასიფიკაცია (1890 წ.) ითვალისწინებდა 16 სპექტრულ კლასს.

თანამედროვე კლასიფიკაცია ვარსკვლავთ სპექტრებისა ემყარება იმ სამუშაოს, რომელიც ჰარვარდის ობსერვატორიაში შესრულდა მიმდინარე საუკუნის ათიან და ოციან წლებში.

## § 124. თანამედროვე სპექტრული კლასიფიკაციის საფუძვლები

ვარსკვლავთ სპექტრების ამჟამად საყოველთაოდ მიღებულ კლასიფიკაციას საფუძველი ჩაეყარა ჰარვარდის ობსერვატორიაში. აქვე შესრულებული იყო ამ მიმართულებით ძალიან დიდი მოცულობის სამუშაოები, რომელთა შედეგია ე. წ. ჰ ე ნ რ ი დ რ ე პ ე რ ი ს (H. Draper) ცნობილი კ ა ტ ა ლ ო გ ი. მას მოკლედ აღნიშნავენ ორი ასოთი: HD. სპექტრების ეს კლასიფიკაცია ემყარება სპექტრული ხაზების შედარებით ინტენსივობათა შეფასებას.

ვარსკვლავთ ძირითადი სპექტრული კლასები რაოდენობით შვიდია და აღინიშნება ლათინური ასოებით: O, B, A, F, G, K, M.

ყოველი კლასი დაყოფილია ათამდე ქვეკლასად, რომლებიც აღინიშნება კვლავ იმავე ასოთი, რაც მოცემულ კლასს ეკუთვნის, მხოლოდ ამ ასოს მიწერილი აქვს მარჯვნიდან კიდევ ციფრი, რომელიც გამოხატავს მოცემული კლასის საფეხურს (მაგალითად, F 5, G 2, K 0 და ა. შ.).

O, B, A კლასის ვარსკვლავებს უწოდებენ ადრინდელ ვარსკვლავებს; G, K, M-ს კი — გვიანდელებს. F გარდამავალი კლასია. მას ხშირად უფრო ადრინდელ კლასებს აკუთვნებენ, ვიდრე გვიანდელებს.

დავახასიათოთ ცალ-ცალკე თითოეული კლასი და ზოგ შემთხვევაში — ქვეკლასებიც. ვიგულისხმოთ, რომ საქმე გვაქვს შთანთქმის ხაზების ან ზოლების მქონე სპექტრებთან.

ჰარვარდის კლასიფიკაცია ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ უ ლ კლასიფიკაციას წარმოადგენს, რამდენადაც სპექტრული კლასიფიკაციის გასწვრივ — ადრეული კლასებიდან გვიანდელი კლასებისაკენ — ტემპერატურა კლებულობს. ეს იმას ნიშნავს, რომ კლასიფიკაცია ემყარება იმ ნიშნებს, რომლებიც იცვლება ვარს-

კვლავის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებით. ეს ნიშნებია სპექტრში შთანთქმის ხაზების ინტენსივობა. თუ ორი ვარსკვლავის ტემპერატურა ერთმანეთისაგან განსხვავდება, მაშინ მათ სპექტრებში ერთი და იმავე ელემენტის ხაზების ინტენსივობებიც განსხვავებულია. ამას თავისი ფიზიკური მიზეზები აქვს. იმ ნიშნებს, რომელთა მიხედვით სპექტრულ კლასიფიკაციას ახდენენ, სპექტრის კ რ ი ტ ე რ ი უ მ ებ ს უწოდებენ.

სპექტრული კლასის კრიტერიუმები მრავლად მოიპოვება სპექტრში; განსაკუთრებით — გვიანდელი კლასის ვარსკვლავებში. დაწვრილებით არ შევჩერდებით მათზე. მიეუთითებთ მხოლოდ ისეთებზე, რომლებიც ძალიან დამახასიათებელია მოცემული სპექტრული კლასისა თუ ქვეკლასისათვის და რომლებსაც შედარებით ადვილად ამჩნევს გამოუცდელი თვალიც კი.

უნდა გვახსოვდეს, რომ სპექტრის სახე, მასში ამა თუ იმ ხაზის გამოჩენა ან ამ უკანასკნელის ინტენსივობა, შეიძლება ითქვას, რომ სპექტრულ ხაზებს შორის ინტენსივობათა ფარდობაც კი, დამოკიდებულია მოცემული სპექტრის ხარისხსა და დისპერსიაზე. აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ ამ შემთხვევაში ლაპარაკია იმაზე, რასაც ვხედავთ სპექტრში პრაქტიკულად. თეორიულად კი მოცემულ ვარსკვლავს უნდა ჰქონდეს მისი ტემპერატურისა და მის ზედაპირზე არსებული წნევის შესაბამისი სრულიად გარკვეული სპექტრი.

პირველ რიგში უნდა შეგვეძლოს გავარჩიოთ ერთმანეთისაგან ადრინდელი და გვიანდელი კლასის ვარსკვლავთა სპექტრები.

ადრინდელი კლასის ვარსკვლავთ სპექტრებში გვხვდება თითქმის მხოლოდ წყალბადისა და ჰელიუმის ხაზები, ხოლო გვიანდელებში მრავლად შემოდის მეტალის ხაზები. ამის გამო ადრინდელი კლასის ვარსკვლავთ სპექტრები ღარიბია სპექტრული ხაზებით, გვიანდელისა კი — პირიქით, ძალიან მდიდარია.

ვნახოთ ახლა როგორ ხასიათდება თითოეული სპექტრული კლასი O-დან N-მდე.

O. წყალბადის ბალმერის სერიის ხაზები ძალზე სუსტია. შეიმჩნევა ნეიტრალური და იონიზებული ჰელიუმის ხაზები: λ 4026 (He I—He II), λ 4200 (He II), λ 4471 (He I) და სხვ. იისფერი უბანი ძალიან ინტენსიურია. რაც უფრო ძლიერია წყალბადისა და ნეიტრალური ჰელიუმის ხაზები, ხოლო იონიზებული ჰელიუმისა კი სუსტია, მით უფრო გვიანდელია თვით ეს O-კლასი.

B 0. წყალბადის ხაზები შედარებით სუსტია, მაგრამ კარგად ჩანს. He I ხაზები λ 4026 და λ 4471 თითქმის ყოველთვის შეიმჩნევა. ამ ქვეკლასის ტიპური ვარსკვლავია ε Orionis.

B 2. ჰელიუმის ხაზები (He I) აღწევს მაქსიმალურ ინტენსივობას. კარგად ჩანს λ 4009, λ 4026, ხოლო შედარებით სუსტად — λ 4144, λ 4471 ხაზები.

B 5. ჰელიუმის ხაზებიდან სუსტად შეიმჩნევა λ 4026.

B 8. სპექტრში ვხედავთ მხოლოდ წყალბადის ხაზებს.

B 9. შემოდის CaII-ის K ხაზი, რომელიც ძალზე სუსტია წყალბადის ხაზებთან შედარებით.

A 0. წყალბადის ხაზების ინტენსივობა აღწევს მაქსიმუმს. K ხაზის ინტენსივობა უდრის H-ს ინტენსივობის დაახლოებით მეათედს. რაც უფრო გვიანდელი A-კლასია, მით წყალბადის ხაზების ინტესივობა კლებულობს, ხოლო K-ხაზისა კი მატულობს. ისე რომ F0-ში თითქმის ერთნაირი ინტენსივობისაა K და H+$H_\varepsilon$ (CaII ერთდროულად და თითქმის ერთნაირი ინტენსივობით ასხივებს K და H ხაზებს, მაგრამ H ხაზს ვერ ვხედავთ ცალკე,

რადგან ის ეღება წყალბადის $H_\varepsilon$ ხაზს; ტალღის სიგრძეებია შესაბამისად λ 3968.6 და λ 3970.3). თუ მივიღებთ მხედველობაში ამ გარემოებას, ადვილად მოვახერხებთ A კლასის დაყოფას ქვეკლასებად: A0, A2, A3, A5, A7. A0-ის ტიპური ვარსკვლავია α Canis Majoris (სირიუსი).

F0. ხაზი K თითქმის ისეთივე ინტენსივობისაა, როგორისაც H+$H_\varepsilon$. წყალბადის ხაზების ინტენსივობა თანდათან კლებულობს. შემოდის მეტალის ხაზები და G(CH) ზოლი. მთელ F კლასში K და H ხაზების შემდეგ მაინც წყალბადის ხაზები გამოირჩევა (დაწყებული F კლასიდან ვილაპარაკებთ K და H ხაზებზე ნაცვლად K და H+$H_\varepsilon$-ისა, რადგან $H_\varepsilon$-ის გავლენა H ხაზთან შედარებით მცირეა). F0-ის ტიპური წარმომადგენელია δ Geminorum.

F 2. ხაზები K და H ერთნაირი ინტენსივობისაა. შემოდის G ზოლი, რომელიც ჯერ კიდევ სუსტად შეიმჩნევა. ამის შემდეგ K და H ერთნაირი ინტენსივობის რჩება მთელ შემდგომ სპექტრულ მიმდევრობაში, მხოლოდ მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის გარემოება, რომ რაც უფრო გვიანდელი კლასია (განსაკუთრებით K, M), მით სუსტია სპექტრის მოკლეტალღოვანი უბანი და ამიტომაც K და H-იც შეიძლება კარგად არ შეიმჩნეოდეს.

F 5. ზოლი G აუცილებლად ჩანს. მეტალის ხაზები შეიძლება სუსტად შეიმჩნეოდეს. $H_\gamma$ აშკარად ინტენსიურია G ზოლზე.

F 8. ხაზი $H_\gamma$ ოდნავ ინტენსიურია G ზოლზე. მეტალის ხაზები უფრო შეიმჩნევა.

G0. ხაზი $H_\gamma$ ისეთივე ინტენსივობისაა, როგორისაც G ზოლი. $H_\gamma$ და G ზოლს შორის მოჩანს სუსტი ხაზი: λ 4325. ტიპური ვარსკვლავია α Aurigae (კაპელა).

დაწყებული G0-დან ყურადღებას იპყრობს Ca I λ 4226 ხაზი, რომლის ინტენსივობა სულ უფრო და უფრო მატულობს შემდგომ ქვეკლასებში. ასევე ითქმის Mn I λλ 4030—4 ზოლისა და Fe I λ 4045 ხაზზედაც, რომლებიც, თითქმის ერთნაირი ინტენსივობით, K და H ხაზების მსგავსად, მიყვება სპექტრების მთელ შემდგომ მიმდევრობას. წყალბადის ხაზები უკვე აღარ გამოირჩევა სპექტრში, რაც უფრო გვიანდელია კლასი, სპექტრი მით მეტად დასერილია მეტალის ხაზებით, რომელთა ინტენსივობა სულ უფრო მატულობს.

G 5. ხაზი λ 4226 სუსტად შეიმჩნევა. λ 4325 თითქმის ისეთივე ინტენსივობისაა, როგორისაც $H_\gamma$.

G 8. ინტენსივობის მიხედვით G-ზოლის შემდეგ გამოირჩევა λ 4226, ხოლო K ხაზისა კი მატულობს. ისე რომ F0-ში თითქმის ერთნაირი ინტენ-

K 0. λ 4226 კარგად ჩანს, მაგრამ ჯერ კიდევ ნაკლები ინტენსივობისაა, ვიდრე G ზოლი. ტიპური ვარსკვლავია α Bootis (არქტური).

K 2. λ 4226 ისეთივე ინტენსივობისაა, როგორისაც G ზოლი.

K 5. λ 4226 აშკარად უფრო ინტენსიურია, ვიდრე G ზოლი. გრძელტალღოვანი უბანი G ზოლის იქით მეტად დასერილია შთანთქმის ხაზებით. უწყვეტი სპექტრი იისფერ უბნისაკენ ძალზე შესუსტებულია.

M. λ 4226 აღწევს მაქსიმალურ ინტენსივობას. მრავლად შემოდის შთანთქმის ზოლები, უწყვეტი სპექტრი შესუსტებულია. G ზოლი გაყოფილია ცალაე ხაზებად და არ იპყრობს ყურადღებას. ამ ვარსკვლავთა კლასიფიკაცია დაკავშირებულია გარკვეულ სიძნელეებთან. ამან განაპირობა ის, რომ ჰარვარდის კლასიფიკაციით ეს ვარსკვლავები იყოფა არა ათ ქვეკლასად, არამედ ოთხ ქვეჯგუფად: $M_a$, $M_b$, $M_c$, $M_d$. როგორც შემდგომში აღმოჩნდა, პირველი სამი შეესაბამება M0—M2, M3—M5 და M6—M10 ინტერვალებს, ხოლო $M_d$

აერთიანებს M-ის ყველა ქვეკლასს, რომელთა სპექტრში აუცილებლად ერთი ან რამდენიმე ემისიური წყალბადის ხაზია (ამჟამად აღნიშნავენ Me-თი).

Ma. კარგად ემჩნევა ტიტანიუმის ჟანგის ზოლები უბნებში λλ 4762—4954, 5168—5445. ტიპური ვარსკვლავია α Orionis (ბეტელჰეიზე).

ტიპური Me ვარსკვლავია o Ceti. გრძელპერიოდიანი ცვალებადი ვარსკვლავების დიდი ნაწილი ამ კლასს ეკუთვნის.

გარდა ზემოთ ჩამოთვლილი ძირითადისა, არსებობს დამატებითი S, R, N სპექტრული კლასები, რომლებიც წარმოადგენენ G და K კლასების განშტოებებს. ესენი იშვიათი ვარსკვლავებია, ნაპოვნი იყო მას შემდეგ, როცა ჰარვარდის კლასიფიკაცია უკვე არსებობდა. აქ აღმოჩნდა სწორედ, რომ ჰარვარდის კლასიფიკაცია არ არის სავსებით სრულყოფილი, რადგან დაწყებული G და K კლასებიდან არ არსებობს ცალსახა დამოკიდებულება ტემპერატურასა და ვარსკვლავის სპექტრს შორის.

გაირკვა, რომ ვარსკვლავთ სპექტრების სხვადასხვაობა თუმცა ძირითადად მათ შორის ტემპერატურული განსხვავებითაა დაპირობებული, მაგრამ ზოგ შემთხვევაში მათი ქიმიური შედგენილობის სხვადასხვაობაზეც მიუთითებს.

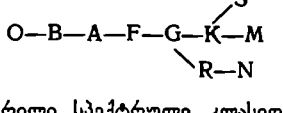
S, R, N ვარსკვლავებისათვის დამახასიათებელია ის, რომ, ტიტანიუმის ჟანგის ზოლების ნაცვლად, რომლებიც M ვარსკვლავებს ახასიათებს, აქ გვხვდება ცირკონიუმის ჟანგისა ZrO(S) და ნახშირბადის მოლეკულების ($C_2$) ზოლები (R, N). ამის შესაბამისად S ვარსკვლავებს ცირკონიუმოვან ვარსკვლავებს უწოდებენ, ხოლო R, N ვარსკვლავებს — ნახშირბადოვან ვარსკვლავებს. ამ უკანასკნელებს ერთ ტემპერატურულ C კლასში აერთიანებენ C0-დან C9-მდე.

S. სპექტრის λλ 4620—4660 უბანში მრავლადაა შთანთქმისა და, ზოგჯერ, ემისიის ხაზები და ზოლები. ერთობ ინტენსიურია ცირკონიუმის ჟანგის შთანთქმის ზოლები. ტიპური ვარსკვლავია R Geminorum.

R 0. დამახასიათებელია ნახშირბადის ფართო, ინტენსიური ბნელი ზოლი ცენტრით λ 4700-ზე.

N 0. სპექტრი ერთობ შემოკლებულია, რადგანაც მისი იისფერი ნაწილი K და H ხაზებს იქით აღარ მოჩანს. ნახშირბადის ბნელი ზოლი λ 4700 ძლიერ ინტენსიურია, კარგად ჩანს სამი ფართო ნათელი ზოლი ცენტრებით λλ 4300, 4500, 4840-ზე.

ამგვარად, ყველა ჩამოთვლილი სპექტრული კლასი სქემატურად შემდეგნაირად შეიძლება განლაგდეს:




აქ შემოკლებით აღწერილი სპექტრული კლასიფიკაცია ემყარება სპექტრის შესწავლას ძირითადად ფარგლებში: λ 3900 Å-დან λ 5500 Å-მდე. უკანასკნელ წლებში ინფრაწითელი და ულტრაიისფერი უბნების შესწავლის შედეგებმა მნიშვნელოვნად გააფართოეს კლასიფიკაციის შესაძლებლობანი.

ჩართულ ფურცლებზე (ნახ. 128) მოგვყავს სხვადასხვა სპექტრული ქვეკლასის ტიპური ან დამახასიათებელი ვარსკვლავების სპექტრების რეპროდუქ-

ციები. მათი მიმდევრობითი დათვალიერება საშუალებას მოგვცემს თვალი გავაყოლოთ სპექტრების თითქმის უწყვეტ ცვლილებას ქვეკლასიდან ქვეკლასში გადასვლისას.

## § 125. ვარსკვლავთ სპექტრების სხვა მახასიათებელთა აღვნიშვნელი სიმბოლოები

ასტროფიზიკურ დაკვირვებათა და მონაცემთა გამრავლებამ ვარსკვლავთ სპექტრული და ფიზიკური მახასიათებლების ისეთი მრავალფეროვნება გამოავლინა, რომ პირველი სპექტრული კლასიფიკაცია, გამოხატული მხოლოდ კლასებისა და ქვეკლასების აღნიშვნით მალე აღმოჩნდა არასაკმარისი იმისათვის, რომ ამ ერთი აღნიშვნით დამაკმაყოფილებლად დახასიათებულიყო სპექტრი ყველა შემთხვევაში.

კერძოდ, სპექტრის სახეს, რომელიც ძირითადად დამოკიდებულია ტემპერატურაზე, ცვლის, აგრეთვე, ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდე ანუ ბრწყინვალება. ის კლასიფიკაცია, რომელიც ზემოთ მოვიტანეთ, ითვლება ერთ განზომილებიან კლასიფიკაციად, რამდენადაც მისი შესაბამისი მიმდევრობა კლასებისა თეორიულად აიხსნება როგორც ერთი პარამეტრის — ვარსკვლავის ატმოსფეროს ტემპერატურის — ცვლილების შედეგი. მაგრამ, როგორც აღვნიშნეთ, აბსოლუტური სიდიდე მეორე პარამეტრია, რომლის ცვლილებაც ამირობებს (თუმცა უფრო ნაკლებად) სპექტრის სახეს. სახელდობრ, ტემპერატურული კლასიფიკაციის ვიწრო ფარგლებში, აბსოლუტური სიდიდის ზრდასთან ერთად იზრდება იონიზებულ ელემენტთა ხაზების ინტენსივობა და მცირდება ნეიტრალურ ელემენტთა ხაზების ინტენსივობა, რასაც თავისი ფიზიკური ახსნა აქვს.

საჭირო გახდა ახალი სიმბოლოების შემოღება სხვა, დამატებით მახასიათებელთა აღსანიშნავად. ეს სიმბოლოები, ლათინური მცირე ასოებით გამოხატული, ან წინ მიეწერება (პრეფიქსად) ქვეკლასის სიმბოლოს, ან უკან (სუფიქსად). ეს დამატებითი სიმბოლოები აზუსტებენ კლასიფიკაციას ვარსკვლავთ აბსოლუტური ანუ ჭეშმარიტი სიკაშკაშის ან სპექტრების ხაზების სახისა და თვისებების დახასიათებით.

როგორც ვიცით, ვარსკვლავები მიეკუთვნება სხვადასხვა აბსოლუტური სიკაშკაშის ჯგუფებს: არსებობს ზეგიგანტი, გიგანტი და ჯუჯა ვარსკვლავები. შეიძლება, რომ სამი ვარსკვლავი ერთი და იმავე სპექტრული კლასისა იყოს, მაგრამ არსებითად განსხვავდებოდეს ერთიმეორისაგან ფიზიკურად (ერთი იყოს ზეგიგანტი, მეორე — გიგანტი და მესამე — ჯუჯა) და სპექტრის სახეც დეტალებში ერთგვარად განსხვავებული ჰქონდეს.

ზეგიგანტების სპექტრში ყველა ხაზი შედარებით ვიწროა და მკვეთრი. როგორც ცნობილია, ზეგიგანტებს ახასიათებს უაღრესად გაიშვიათებული ატმოსფერო. ასეთ ატმოსფეროში წარმოშობილ სპექტრს ახასიათებს იონიზებულ ელემენტთა ხაზების გაძლიერება ნეიტრალური ელემენტების ხაზების შესუსტების გვერდით და ხაზების მცირე სიგანე. თუ ასეთი თვისებები აქვს სპექტრს, მაშინ მის შესაბამ კლასს ან ქვეკლასს მიუწერენ „c" პრეფიქსს. მაგალითად, ვარსკვლავების α Cygni (დენები) და α Scorpii (ანტარესი) ქვეკლასები სრულად ასე იწერება: cA2 და cM1. c-ვარსკვლავებს (ე. ი. ზეგიგანტებს) ეკუთვნიან, კერძოდ, ცეფეიდები.

გიგანტების მიმართ იხმარება „g“ პრეფიქსი. გიგანტების სპექტრში იონიზებულ ელემენტთა ხაზები საკმარისად ძლიერია. დაბალტემპერატურიანი ხაზები (ხაზები, რომლებიც დაბალ ტემპერატურაზე წარმოიშობა, მაგალითად, — λλ 4435, 4454 Å — ნეიტრალური კალციუმისა) შედარებით სუსტია. წყალბადის ხაზები ინტენსიურია. α Aurigae (კაპელა) და α Boötis (არქტური) ვარსკვლავები გიგანტებია და მათი სპექტრები ასე უნდა აღინიშნებოდეს: gG2 და gK0. g სიმბოლოს არ ხმარობენ F0-ზე უფრო ადრინდელი სპექტრებისათვის. განსხვავება გიგანტებსა და ჯუჯებს შორის შეიმჩნევა მხოლოდ F0-ისა და უფრო გვიანდელი კლასების ვარსკვლავებისათვის.

ჯუჯა ვარსკვლავებისათვის იხმარება „d“ პრეფიქსი. ამ ვარსკვლავების სპექტრებში ხაზები λλ 4227, 4435, 4454 Å (კალციუმისა) და სხვ. ინტენსიურია შედარებით ამ სპექტრული კლასის სხვა ვარსკვლავების სპექტრებთან.

სპექტრული ხაზების ს ი გ ა ნ ი ს მიხედვით იხმარება ორი სუფიქსი (იწერება სპექტრული კლასის შემდეგ).

„n“ სუფიქსი აღნიშნავს, რომ მოცემულ სპექტრში ხაზები უჩვეულოდ ფართოა და გათხპნილი.

„s“ სუფიქსით აღინიშნება ის, რომ სპექტრში მკვეთრი (ვიწრო) ხაზებია. მართალია, c-მახასიათებლიან ვარსკვლავების სპექტრებშიც მკვეთრი ხაზებია, მაგრამ, თუ მოცემულ სპექტრში მხოლოდ ეს სიმკვეთრეა შენიშნული და ყველა სხვა მახასიათებელი c ვარსკვლავებისა არ შეიმჩნევა, მაშინ სწორედ ამ სუფიქსს ხმარობენ.

ემისიური ხაზების მქონე ვარსკვლავთ სპექტრების აღსანიშნავად ხმარობენ „e“ სუფიქსს.

ეს სიმბოლო იწერება სპექტრული კლასის შემდეგ, თუ მოცემულ სპექტრში მოიპოვება ემისიური ხაზები, თუმცა ემისია ამ კლასისათვის აუცილებელ მახასიათებელს არ წარმოადგენს, როგორც, მაგალითად, ახალი ვარსკვლავების, ე. წ. ვოლფ-რაიეს ტიპის ვარსკვლავების, ნისლეულების შემთხვევაში.

„eq“ სუფიქსი აღნიშნავს იმას, რომ ემისიურ ხაზს სპექტრში იქვე ახლავს მოკლეტალღოვანი მხრიდან შთანთქმის ხაზი. ასეთი მოვლენა შეიმჩნევა ახალ ვარსკვლავთა სპექტრში, მაგრამ ყოველთვის კი არა, არამედ განვითარების მხოლოდ გარკვეულ სტადიაზე. ეს თვისება აქვს აგრეთვე ე. წ. გედის P-ს ტიპის ვარსკვლავებს. მაგალითად, თვით გედის P-ს (P Cygni) სპექტრია: B4eq.

„em“ სუფიქსი მიუთითებს იმას, რომ არა მარტო წყალბადის ხაზებია ემისიაში, არამედ — ლითონურიც.

„ev“ სუფიქსი აღნიშნავს, რომ სპექტრის ემისიურ ხაზებს ცკალებადობა ახასიათებს. შეიძლება შეეხვდეთ „v“ სუფიქსს. იგი აღნიშნავს, საეროოდ, ცვლილებებს ვარსკვლავის სპექტრში, მაგრამ ცვლილებებს, განსხვავებულთ იმათგან, რომლებიც დაპირობებულია ორბიტული მოძრაობით ან პულსაციით (ცვალებად ვარსკვლავებში).

ზოგჯერ სპექტრში გვხვდება კერძო თავისებურებანი, მაგალითად, — არანორმალურად ძლიერი რომელიმე ხაზი. ასეთ შემთხვევაში სპექტრულ კლასს (ანუ ქვეკლასს) მიუწერენ „p“ სუფიქსს, რაც ნიშნავს პეკულიარულს (peculiar — ინგლ.) ანუ განსაკუთრებულს. მაგალითია α Andromedae ვარსკვლავი, რომლის სპექტრული კლასი ასე გამოიხატება: A0p.

შეიძლება შევხვდეთ სპექტრულ კლასთან მიწერილ გაკვირვების ნიშანს (მაგალითად, O8e!). ეს იმას ნიშნავს, რომ სპექტრის განსაკუთრებული თვისება (ამ შემთხვევაში — ემისია) ერთობ მკაფიოდ გამოიხატება.

დაბოლოს, ვარსკვლავის სპექტრი მითაც შეიძლება იქნეს თავისებური და განსაკუთრებული, რომ მასში მოჩანდეს ხაზები, ან ზოლები, რომლებიც საკუთრივ ვარსკვლავს არ ეკუთვნის. ისინი დაპირობებულია ვარსკვლავთშორისეთ სივრცეში თავმოყრილი ნივთიერებით. ამ შემთხვევაში ვარსკვლავის სპექტრში მოჩანს კალციუმის, ნატრიუმის და სხვა ელემენტების ატომების ან მოლეკულების ხაზები და ზოლები. ამ უკანასკნელთ მით ვამოარჩევენ თვით ვარსკვლავის კუთვნილი სპექტრული ხაზებიდან, რომ ისინი განსხვავდებიან დოპლერისეული გადაადგილებით სპექტრის სხვა ხაზებისაგან ან კიდევ მით, რომ მოცემული სპექტრული კლასისათვის ისინი უცხოა. ასეთ ხაზებს ვარსკვლავთშორისულ ხაზებს უწოდებენ და სპექტრს აღნიშნავენ „k" სუფიქსით.

## § 120. ვარსკვლავთ სპექტრების ორგანზომილებიანი კლასიფიკაცია

გაზების იონიზაციის თანამედროვე თეორია მოწმობს, რომ განსხვავება ვარსკვლავთ სპექტრებში ძირითადად დაპირობებულია მათ ატმოსფეროში იონიზაციის ხარისხის სხვადასხვაობით, რაც თავის მხრივ დამოკიდებულია ტემპერატურასა (T) და წნევაზე ანუ სიმძიმის ძალის აჩქარებაზე (g) ვარსკვლავის ზედაპირზე.

მაშასადამე, ვარსკვლავის სპექტრი ძირითადად T და g პარამეტრების ფუნქციაა. ამავე დროს T ეფექტი უფრო ძლიერია, ვიდრე g ეფექტი, რაც იმას ნიშნავს, რომ ვარსკვლავის სპექტრი პირველი მიახლოებით მხოლოდ T-ს ფუნქციაა; სპექტრის ხაზები ტემპერატურის მიხედვით უფრო მეტად და შესამჩნევად იცვლება, ვიდრე g-ს მიხედვით.

ობიექტივწინა პრიზმით მიღებული სპექტრები შედარებით ნაკლები ხარისხის, სიმკვეთრის და დისპერსიისაა ყოველთვის, ვიდრე ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით მიღებული სპექტრები. ე. ი. მასში g ეფექტი, როგორც უფრო ფაქიზი და სუსტი, ნაკლებად იჩენს თავს. ამიტომაც მოხდა, რომ ჰარვარდის კლასიფიკაცია, რომელიც შესრულებული იყო წმინდა ემპირიულად, და რომელიც ემყარებოდა სწორედ ობიექტივწინა პრიზმით მიღებულ მცირე დისპერსიის სპექტრებს, როგორც შემდეგში გაირკვა, აღმოჩნდა ერთგანზომილებიანი კლასიფიკაცია, კერძოდ — ტემპერატურული კლასიფიკაცია.

ხოლო უფრო გვიან ადამსისა (Adams) და კოლშუტერის (Kohlschütter) შრომების შემდეგ (1914 წ.), რომლებიც ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით მიღებულს უფრო დიდი დისპერსიის სპექტრებს ემყარებოდა, შეიქნა ცხადი, რომ ერთი და იმავე სპექტრული ქვეკლასის (ჰარვარდის კლასიფიკაციის მიხედვით) ვარსკვლავების სპექტრები ყოველთვის არ არიან იდენტური და რომ ეს განსხვავება დაპირობებულია აბსოლუტურ სიდიდეთა სხვადასხვაობით.

ცხადია, აბსოლუტური სიდიდის ეფექტი არის იგივე g ეფექტი სპექტრში. მართლაც, განსხვავება აბსოლუტურ სიდიდეებში, როგორც ვიცით, დაპირობებულია ვარსკვლავთ მასებისა და რადიუსების სხვადასხვაობით. ამავე დროს განსხვავება მასებში ძალზე მცირეა რადიუსებში განსხვავებასთან შედარებით. ამიტომაც, მოცემული სპექტრული ქვეკლასის ჯუჯა ყოველთვის

უფრო მკვრივია (სიმძიმის ძალის აჩქარება g მის ზედაპირზე მეტია), ვიდრე გიგანტი.

ამ დროიდან დაისვა საკითხი სწორედ ე. წ. ორგანზომილებიან კლასიფიკაციაზე, ე. ი. ვარსკვლავთ კლასიფიკაციაზე გადასვლისა ორივე პარამეტრის, როგორც T, ისე g პარამეტრების მიხედვით. ამათგან პირველი განსაზღვრავს სპექტრულ კლასს, მეორე კი — აბსოლუტურ სიდიდეს.

პირველი ცდები ორგანზომილებიანი კლასიფიკაციისა ა დ ა მ ს ს ა და მის ჯგუფს ეკუთვნის.

სპექტრული კლასიფიკაციის კრიტერიუმებს T პარამეტრის მიხედვით ჩვენ უკვე გავეცანით. რამდენადმე გაკვრით გავეცანით, აგრეთვე, აბსოლუტური სიდიდის განსაზღვრისათვის გამოყენებულ სიმბოლოებსაც. ახლა ვნახოთ, თუ რა მდგომარეობა გვაქვს დღეისათვის ორგანზომილებიანი კლასიფიკაციის საქმეში.

ვარსკვლავთ სპექტრების კლასიფიკაციისათვის g პარამეტრის მიხედვით ანუ ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდის განსაზღვრისათვის საჭიროა მოცემული სპექტრული კლასისა და სხვადასხვა აბსოლუტური სიდიდის ვარსკვლავთ სპექტრებში შეირჩეს ის სპექტრული ხაზები, რომლებიც უჩვენებენ ცვლილებას აბსოლუტურ სიდიდეზე დამოკიდებულებით, ანუ საჭიროა შეირჩეს ე. წ. ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ი  ს ი დ ი დ ი ს  კ რ ი ტ ე რ ი უ მ ებ ი. უნდა გვახსოვდეს, რომ ყოველი სპექტრული ხაზის ინტენსივობა მეტნაკლებად დამოკიდებულია როგორც ტემპერატურაზე, ისე წნევაზე. ამავე დროს, რაკი T ეფექტი უფრო ძლიერია, სპექტრული კლასის განსაზღვრისას g ეფექტი შეგვიძლია უგულებელვყოთ (ჰარვარდის კლასიფიკაცია). მაგრამ, როცა ვლაპარაკობთ g ეფექტზე, აქ T-ს ვერ უგულებელვყოფთ. სწორედ ამიტომაცაა საჭირო, რომ, როცა აბსოლუტური სიდიდის კრიტერიუმებზე ვლაპარაკობთ, ჯერ ერთი, ისეთი სპექტრული ხაზი შეირჩეს, რომელიც უფრო მეტად g-ს ფუნქციაა, ვიდრე T-სი, და მეორეც — ამ ხაზის ცვლილება განვიხილოთ მოცემული T-ს შიგნით, ე. ი. მოცემული სპექტრული კლასის შიგნით. ეინაიდან ამ შემთხვევაში საქმე ეხება შედარებით სუსტ ეფექტს სპექტრში, მისი შეფასებისათვის ჩვეულებრივ მიმართავენ ობიექტურ მეთოდს, სახელდობრ, მიკროფოტომეტრიულ გაზომვებს. მაგრამ ეს უკანასკნელი დიდ დროსა და ენერგიას მოითხოვს და აძნელებს მასობრივი განსაზღვრების წარმოებას.

მ ო რ გ ა ნ მ ა (Morgan) და მისმა ჯგუფმა შეიმუშავეს ორგანზომილებიანი კლასიფიკაციის კრიტერიუმები ვიზუალური განსაზღვრებისათვის. MK სისტემად წოდებული ამ კლასიფიკაციის არსი შემდეგშია. ყოველი სპექტრული ქვეკლასი იყოფა აბსოლუტური სიდიდის მიხედვით ხუთ ჯგუფად. ეს ჯგუფები აღინიშნება რომაული ციფრებით: I, II,..., V. I ნიშნავს, რომ ვარსკვლავი ზეგიგანტია, II — კაშკაშა გიგანტი, III — ნორმული გიგანტი, IV — სუბგიგანტი ანუ ქვეგიგანტი, V — ჯუჯა, რაც იმას უჩვენებს, რომ ვარსკვლავი ეკუთვნის მთავარ მიმდევრობას ე. წ. სპექტრი-ნათობის დიაგრამაზე. რაც შეეხება თვით კრიტერიუმებს, მათზე ჩვენ არ შევჩერდებით, მიეუთითებთ მხოლოდ, რომ სახელმძღვანელოდ ორგანზომილებიანი კლასიფიკაციისათვის გამოიყენება მ ო რ გ ა ნ ი ს, კ ი ნ ა ნ ი ს ა (Keenan) და კ ე ლ მ ა ნ ი ს (Kellman) ვარსკვლავთ სპექტრების ატლასი, გამოცემული 1943 წელს. უკანასკნელ წლებში გამოიცა MK სისტემის სტანდარტი ვარსკვლავების ახალი რევიზებული და განზოგადებული ატლასები: აბტის (Abt), მორგანისა და ტაპსკოტის

(Tapscott) — ადრინდელი კლასების ვარსკვლავებისათვის, ხოლო კინანისა და მაკნეილის (Mc Neil) — გვიანდელი კლასების ვარსკვლავებისათვის.

აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ როცა ვამბობთ: ვარსკვლავის სპექტრი დამოკიდებულია ძირითადად T და g პარამეტრებზე, ვგულისხმობთ, რომ ქიმიური შედგენილობა ვარსკვლავებისა ერთნაირია. თუ უფრო მკაცრად შევხედავთ საქმის ვითარებას, რა თქმა უნდა, ეს ზუსტად არ შეესაბამება სინამდვილეს (გავიხსენოთ S, R, N ვარსკვლავები). მაშასადამე, საკითხის სრულყოფისათვის საჭიროა მესამე პარამეტრის შემოღება, რომელიც ვარსკვლავის ქიმიურ შედგენილობაზე იქნებოდა დამოკიდებული. ფრანგი ასტრონომების ჯგუფმა ბარბიესა (Barbier) და შალონჟის (Chalonge) ხელმძღვანელობით შეიმუშავა ე. წ. სამგანზომილებიანი კლასიფიკაციის კრიტერიუმები, რომლებზეც აქ არ შევჩერდებით.

* * *

ჩვენ გავეცანით სპექტრული ანალიზის ორ მთავარ პრობლემას: სპექტრომეტრიულსა (სპექტრული ხაზების გაიგივება და გაზომვა) და სპექტრულ კლასიფიკაციას. ორივე პრობლემის შესწავლის ექსპერიმენტულ და დაკვირვებით საფუძველს ქმნის სპექტროგრაფის მეშვეობით მიღებული სპექტროგრამები. ჭვრიტიან სპექტროგრაფში, რომლის აგებულება და თვისებები დაწვრილებით შევისწავლეთ, დისპერსიულ საშუალებას ქმნის მინის პრიზმა. მაგრამ, არსებობს და გამოყენებას პოულობს ისეთი სპექტროგრაფებიც, რომლებშიც სხივების დისპერსიას იძლევა არა პრიზმა, არამედ ე. წ. დიფრაქციული მესერი. შევუდგეთ ასეთი სპექტროგრაფის განხილვას.

### § 127. სპექტროგრაფი დიფრაქციული მესერით

დიფრაქციული მესერი წარმოადგენს ბრტყელ სარკისებრ ზედაპირს, რომელზეც ალმასის წვეტით გავლებულია პარალელური ხაზები (შტრიხები) ისე, რომ ამ ხაზებს აქვთ თანატოლი სიგანე და შუალედებიც მათ შორის თანატოლი სიდიდისაა; სარკისებრი ზედაპირი უნდა იყოს ოპტიკურად ბრტყელი, ე. ი. იმდენად ზუსტად დამუშავებული, რომ გადახრა იდეალური სიბრტყიდან არ უნდა აღემატებოდეს ვიზუალური უბნის შესაბამი საშუალო ტალღის სიგრძის მცირედ ნაწილს; შტრიხების სიგანე ერთობ მცირეა და სიხშირე — დიდი: 1 მილიმეტრის სიგანეზე თავსდება 600-დან 1200-მდე ხაზი; დაშტრიხული ფართობი 10×10 კვ სმ-ზე შეიძლება იყოს.

მესერის დასამზადებელ მასალას წარმოადგენს ე. წ. სარკისებრი ლითონი, რომელიც შედგება სპილენძისა და კალის მყარი შენადნობიდან. ასეთი ლითონის გაპრიალება და, მაშასადამე, მისთვის სარკისებრი არეკვლის უნარის მინიჭება ადვილად და კარგად შეიძლება. ამ ბოლო დროს მესერებს ამზადებენ მინის ფირფიტებზე, რომლებიც დაფარულია ქრომო-ალუმინის მტკიცე ფენით. მთელი საუკუნის მანძილზე პრიზმა ერთადერთი საშუალება იყო სპექტრის მიღებისა. ამ მიზნით XVIII საუკუნის დამლევს პრაქტიკულად პირველად გამოიყენეს დიფრაქციის მოვლენა, რომლის თეორია დაამუშავა ფრაუნჰოფერმა (Fraunhofer) XIX საუკუნის ოციან წლებში.

აღწერილი ზედაპირიდან სინათლის არეკვლის კანონზომიერებანი განიხილება ფიზიკაში. საგულისხმო ისაა, რომ მესერის ზედაპირიდან არეკვლისას,

სხივი — ბრტყელი სარკიდან ჩვეულებრივი არეკვლის გარდა — განიცდის დიფრაქციას და ინტერფერენციას და ამის შედეგად — აირეკლება მრავალი სხვა მიმართულებებითაც. ეს მიმართულებები დამოკიდებულია სხივის ტალღის სიგრძეზე.

ვთქვათ, კოლიმატორის ობიექტივიდან გამოსული პარალელური მონოქრომატული სხივთკონა დაეცა დიფრაქციულ მესერს, რომელიც ისეა ჩადგმული ობიექტივის უკან (პრიზმის ადგილას, მის ნაცვლად), რომ შტრიხები კოლიმატორის ჭვრიტეს პარალელურია. თუ მესერიდან არეკვლილ მონოქრომატულ სხივს შეეუშვებთ ფოტოგრაფიულ კამერაში, მაშინ კამერის ფოკუსში მივიღებთ ჭვრიტეს მონოქრომატულ გამონასახს (ისევე, როგორც პრიზმიან სპექტროგრაფში).

თუ მესერზე ეცემა არამონოქრომატული, არამედ შედგენილი „თეთრი" სინათლე, მაშინ, რამდენადაც დიფრაქციული მესერიდან არეკვლის კუთხე დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე, ფოტოკამერის ფოკალურ სიბრტყეზე მივიღებთ სპექტრად დაშლილ სხივთკონას (ჭვრიტეს მონოქრომატულ გამონასახთა უწყვეტ ერთობლიობას ისევე, როგორც პრიზმიან სპექტროგრაფში).

სპექტროგრაფს, რომელშიც პრიზმის ნაცვლად გამოყენებულია დიფრაქციული მესერი, ეწოდება **დ ი ფ რ ა ქ ც ი უ ლ ი  ს პ ე ქ ტ რ ო გ რ ა ფ ი**.

დიფრაქციული სპექტროგრაფები წინათ თითქმის განსაკუთრებით მზის სპექტრული შესწავლისათვის გამოიყენებოდა, ახლა კი მათ ფართო გამოყენება აქვთ საკარსკვლავო სპექტროსკოპიაშიც. ეს მით აიხსნება, რომ საერთოდ მესერზე არეკვლისას სინათლის დიდ დანაკარგს აქვს ადგილი. მზის შემთხვევაში ეს დანაკარგი საშიში არაა მზის დიდი სიკაშკაშის გამო. ვარსკვლავებისათვის კი მესერიანი სპექტროგრაფის შეღწევადობა აქამდე ერთობ დაბალი იყო. ახლა გამოყენებული მასალა და დაშტრიხვის ტექნიკა ისეთია, რომ სინათლის დანაკარგი შესამჩნევად მცირდება და დიფრაქციული სპექტროგრაფების როლი სავარსკვლავო სპექტროსკოპიაში გაიზარდა.

მრავალ შემთხვევაში დიფრაქციული სპექტროგრაფი არსებითად უპირატესია გამოსაყენებლად. ამაში ადვილად დავრწმუნდებით მის თავისებურებათა განხილვისას.

დიფრაქციული მესერის თეორიაში გამოიყვანება ფორმულა, რომელსაც ფუნდამენტური მნიშვნელობა აქვს:

$$\pm n\lambda = d(\sin\alpha + \sin\beta). \tag{49}$$

აქ $\lambda$ ტალღის სიგრძეა, $d$ — მესერის ერთი შტრიხის სიგანის და ორ მეზობელ შტრიხს შორის შუალედის ჯამი (ამას მესერის მუდმივს უწოდებენ). $\alpha$-თი აღნიშნულია სხივთკონის მესერზე დაცემის, ხოლო $\beta$-თი — დიფრაგირებული სხივის არეკვლის კუთხე, $n$ სპექტრის რიგია*.

ჩავთვალოთ $\alpha$ უცვლელად და მოვახდინოთ (49)-ის დიფერენცირება. გვექნება:

$$n d\lambda = d\cos\beta\, d\beta$$

და

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{n}{d\cos\beta}. \tag{50}$$

---

* როგორც ცნობილია, დიფრაქციული მესერი გვაძლევს გარკვეულ კანონზომიერებით განლაგებული სპექტრების მიმდევრობას ანუ სპექტრების სხვადასხვა რიგს, რომელთა შორის პირველი რიგისაა ყველაზე უფრო მეტად კაშკაშა სპექტრი.

ადვილი დასანახია, რომ უკანასკნელი ტოლობა კუთხოვანი დისპერსიის გამოხატულებაა.

როგორც ვხედავთ, კუთხოვანი დისპერსია (მესერიანი სპექტროგრაფისა) დამოკიდებულია სპექტრის რიგზე, მესერის მუდმივსა და დიფრაქციის კუთხეზე. იგი პროპორციულია სპექტრის რიგისა და უკუპროპორციული — მესერის მუდმივის.

(49)-ზე ჩანს, რომ შესაძლებელია $\alpha$-ს ისე შერჩევა (მესერის ისე დახრა კოლიმატორიდან გამოსული სხივთკონის მიმართ), რომ $\beta$ გახდეს ნული, ე. ი. დიფრაგირებული არეკვლილი სხივი მესერის ნორმალს გაჰყვეს. მაშინ (50) მიიღებს სახეს:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{n}{d}.$$

ეს კი იმას ნიშნავს, რომ დისპერსია მუდმივია; ასეთ დისპერსიას და შესაბამ სპექტრს უწოდებენ ნორმულს.

ამაშია დიფრაქციული სპექტროგრაფის პირველი დიდი უპირატესობა პრიზმიანი სპექტროგრაფის წინაშე. როგორც უნდა გვახსოვდეს, პრიზმიან სპექტროგრაფში დისპერსიის მრუდი არასწორხაზოვანია, დისპერსიის დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე ანუ სპექტრის უბანზე რთულია. კერძოდ, წითელსა და, მეტადრე, ინფრაწითელ უბანში დისპერსია იმდენად საგრძნობლად კლებულობს, რომ სპექტრული ანალიზი ამ უბანში ერთობ ძნელდება. დიფრაქციულ სპექტროგრაფში ეს ასე არაა; ყველა უბანი, დისპერსიის თვალსაზრისით, ტოლფასოვანია.

ამავე დროს, მესერის გამოყენებით ადვილად მისაღწევია საკმარისად დიდი დისპერსია, მაგალითად, d-ს შეშცირებით, რაც ნიშნავს შტრიხების რაოდენობის გადიდებას ფართობის ერთეულზე. პრიზმიანი სპექტროგრაფის შემთხვევაში დისპერსიის გადიდების მიზნით უნდა ვიხმაროთ ერთის ნაცვლად ორი და სამი პრიზმა. ეს ადიდებს სინათლის შთანთქმას და იმდენ დანაკარგს იწვევს, რომ მკვეთრად კლებულობს შეღწევადობა. დიფრაქციულ სპექტროგრაფში დისპერსიის გადიდება ხერხდება მესერის შეცვლით უფრო წვრილად დაშტრიხული ცალით.

მაშასადამე, იმ ამოცანებში, რომელთა გადაწყვეტა ემყარება სპექტრის წითელი და ინფრაწითელი უბნების შესწავლას, დიფრაქციულ სპექტროგრაფს უნდა მივმართოთ.

მაგალითად, თუ შევისწავლით ვარსკვლავთა სპექტრების მოლეკულურ ზოლებს, რომლებიც უმთავრესად თავმოყრილია წითელსა და ინფრაწითელ უბნებში და, რასაც შედარებით დიდი დისპერსია ესაჭიროება, დიფრაქციული სპექტროგრაფის გამოყენება აუცილებელია.

თუ გამოვიკვლევთ, მაგალითად, სხივურ სიჩქარეებს, $N$ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის, რომელთაც ახასიათებს ლურჯი და იისფერი სპექტრული უბნის მცირე ინტენსივობა, კვლავ დიფრაქციულ სპექტროგრაფს უნდა მივმართოთ. სხივური სიჩქარეების განსაზღვრისათვის გრძელტალღოვანი უბნის გამოყენება მით არის, საერთოდ, ხელსაყრელი, რომ დოპლერისეული გადაადგილება იზრდება ტალღის სიგრძის ზრდასთან ერთად. როგორც ამას (42) გვიჩვენებს. მარტივი გამოთვლა გვარწმუნებს, რომ ეს გადაადგილება, მაგალითად, წყალბადის $H_\alpha$ ხაზზე ($\lambda = 6563$ Å) ერთნახევარჯერ მეტია, ვიდრე $H_\gamma$ ხაზზე ($\lambda = 4340$ Å).

განვიხილოთ ახლა სპექტროგრაფის მეორე მახასიათებელი — სპექტრის გარჩევის უნარი. როგორც უნდა გვახსოვდეს, გარჩევის უნარის გამოხატულება მიღებული გვქონდა შემდეგი სახით:

$$R = D\frac{d\Theta}{d\lambda},$$

რომელსაც დიფრაქციული სპექტროგრაფისათვის ასე გადავწერთ:

$$R = D\frac{d\beta}{d\lambda}, \tag{51}$$

სადაც $D$ სხივთკონის სიგანეა. ადვილი მისახვედრია, რომ მესერიდან დიფრაგირებული სხივთკონის სიგანე არის:

$$D = N\,d\cos\beta, \tag{52}$$

სადაც $N$ შტრიხების რიცხვია მესერის მთელ გამოყენებულ ფართობზე.

შევცვალოთ (51)-ში $D$ და $\frac{d\beta}{d\lambda}$, შესაბამისად, (52)-ით და (50)-ით, გვექნება:

$$R = nN. \tag{53}$$

ამნაირად გამოდის, რომ მესერის (ანუ დიფრაქციული სპექტროგრაფის) გარჩევის უნარი დამოკიდებულია ორ ფაქტორზე: სპექტრის რიგზე და შტრიხების რაოდენობაზე.

გარჩევის უნარის თვალსაზრისით დიფრაქციულ სპექტროგრაფს შესამჩნევი უპირატესობა აქვს პრიზმიანი სპექტროგრაფის წინაშე. თუ განვიხილავთ მაღალი რიგის სპექტრს, მიიღება ძალიან მაღალი გარჩევის უნარი. ამიტომ, როცა მოცემული ამოცანისათვის მოითხოვება დიდი გარჩევის უნარით დახასიათებული სპექტრი, მიმართავენ მესერს.

რაც შეეხება სპექტრის მესამე მახასიათებელს — სპექტრის სიკაშკაშეს, უნდა ვიფიქროთ, რომ მესერისათვის არ უნდა იყოს დამახასიათებელი დიდი სიკაშკაშე თუნდაც იმიტომ, რომ მესერიდან არეკვლილი, დიფრაგირებული სხივთკონა ნაწილდება სხვადასხვა რიგის სპექტრებში. თუმცა ოპტიკოსები ახერხებენ ახლა მესერის ისე დამზადებას (შტრიხების განივი კვეთისათვის თავისებური პროფილის მიცემით), რომ სინათლის საკმარისად დიდი ნაწილი (50% ან მეტიც, ხანდახან — 80%-მდე) კონცენტრირებულ იქნეს რომელიმე ერთი მოცემული რიგის სპექტრში; კიდევ მეტიც: — სპექტრის რომელიმე ერთ გარკვეულ უბანში, მაგალითად, წითელში.

დიფრაქციული სპექტროგრაფის საგრძნობ ნაკლს წარმოადგენს ის, რომ თუ მესერი ოდნავ შებრუნდა თავის ჩარჩოში, ანუ სხივთკონის მიმართ, სპექტრი საგრძნობლად გადაადგილდება და დაირღვევა სპექტროგრაფის საერთო იუსტირება. ეს მით არის დაპირობებული, რომ სპექტრის კუთხოვანი გადანაცვლება ორჯერ აღემატება მესერის მობრუნების კუთხეს, რაც არეკვლის კანონზომიერებიდან გამომდინარეობს. ეს გარემოება მეტისმეტად მკაცრ მოთხოვნებს აყენებს დიფრაქციული სპექტროგრაფის კონსტრუქციის წინაშე, მისი სიმტკიცის მხრივ. პრიზმის მცირე მობრუნება კი მის ჩარჩოში ასე საშიში არაა, თუ პრიზმა დაყენებულია უმცირესი გადახრის კუთხეზე.

როცა მოცემული ამოცანის გადასაწყვეტად დგას არჩევანი, თუ რომელ სპექტროგრაფს უნდა მივმართოთ — პრიზმიანს თუ მესერიანს, — უნდა გამოვიდიოდეთ შემდეგი მოსაზრებებიდან.

პრიზმიანი სპექტროგრაფით ძნელად მისაწვდომია როგორც წითელი და ინფრაწითელი, ისე იისფერი ნაწილი სპექტრისა. პირველი — იმის გამო, რომ ტალღის ზრდასთან ერთად სწრაფად მცირდება დისპერსია. მაგალითად, თუ $H$ და $K$ ხაზებთან (ტალღის სიგრძე დაახლოებით — 3950 $\mathring{A}$) მოცემული სპექტროგრაფის დისპერსია არის 20 $\mathring{A}$ 1 მმ-ზე, $H_\alpha$-ს ახლო ($\lambda = 6563$ $\mathring{A}$) იგი ღებულობს მნიშვნელობას 100 $\mathring{A}$ 1 მმ-ზე, ე. ი. ხუთჯერ მცირდება დისპერსია. მაშასადამე, იმისათვის, რომ გრძელტალღოვან უბანში გვქონდეს საკმარისი დისპერსია, საჭიროა, რომ სპექტრის ფოტოგრაფიულ უბანში იყოს არაჩვეულებრივად დიდი დისპერსია. ამის მიღწევა შეიძლება პრიზმების დამატებით (მაგალითად, სამპრიზმიანი სპექტროგრაფის ხმარებით, ნაცვლად ერთპრიზმიანისა), მაგრამ ასეთ შემთხვევაში საგრძნობლად ეცემა, პრიზმებისმიერი შთანთქმის გამო, სპექტროგრაფის შეღწევადობა. რა თქმა უნდა, ხაზოვანი დისპერსიის გადიდების მიზნისათვის სხვა ხერხებიც გამოიყენება, როგორც. მაგალითად, სპექტროგრაფის კამერისათვის გრძელფოკუსიანი ობიექტივის აღება. მაგრამ, ეს გზაც არ არის უნაკლო; აქაც ეხვდებით სინათლის საგრძნობ დანაკარგს, რამდენადაც კამერის ობიექტივში შემოსასვლელი სინათლის ინტენსივობა უკვე განსაზღვრულია სპექტროგრაფის კოლიმატორის და პრიზმის თვისებებით და კამერის ობიექტივის ფოკუსის დაგრძელება იმას ნიშნავს, რომ სინათლის იგივე რაოდენობა უნდა განაწილდეს ფოკალურ სიბრტყეში უფრო დიდ ფართობზე, ე. ი. უნდა შემცირდეს სპექტრის ერთეული ფართობის განათებულობა. ამის გარდა ისიც გასათვალისწინებელია, რომ გრძელფოკუსიანი კამერა უხერხულობებს ქმნის მექანიკური კონსტრუქციის მხრივ, ადიდებს ღუნვის საფრთხეს და სხვ.

იისფერი ნაწილი ძნელად მისაწვდომია იმ მიზეზით, რომ მინას მოკლეტალღოვანი სხივებისათვის ცუდი გამჭვირვალობა ახასიათებს. თუმცა იგივე ითქმის ინფრაწითელ სხივებზეც, რომლებიც, აგრეთვე, ცუდად ატანენ მინაში.

რაც შეეხება სპექტრის ჩვეულებრივ ფოტოგრაფიულ ნაწილს, შემდეგით უნდა ვიხელმძღვანელოთ. თუ ძალიან დიდი დისპერსია გვაინტერესებს (ეს მოცემულ ამოცანას გაარჩინა), მაგალითად, დაახლოებით ერთი ან რამდენიმე ანგსტრემი მილიმეტრზე $H\gamma$-ს ახლო, მაშინ უმჯობესია მესერიან სპექტროგრაფს მივმართოთ, რადგანაც ასეთი დისპერსიის მიღება, თუ არა მესერით, შესაძლებელია მხოლოდ რამდენიმე პრიზმის ერთობლივი გამოყენებით, რაც არაა ხელსაყრელი შეღწევადობის თვალსაზრისით. ასეთი დიდი დისპერსია გამოიყენება მზის ან უმეტესად კაშკაშა ვარსკვლავების სპექტრების შესწავლისათვის.

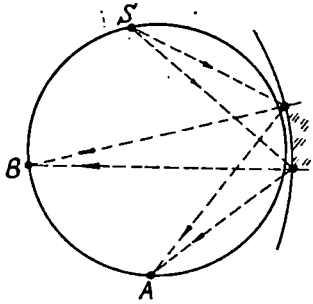
თუ გვაკმაყოფილებს დისპერსია ათი ან რამდენიმე (2—3) ათეული ანგსტრემი მილიმეტრზე და გვაინტერესებს სპექტრული უბანი 4200—4800 $\mathring{A}$, პრიზმიანი სპექტროგრაფი უფრო ხელსაყრელია. 4000 $\mathring{A}$-ის მახლობლობაში ერთპრიზმიანი სპექტროგრაფი უკეთეს დისპერსიას იძლევა, ვიდრე 1 მმ-ზე 600 შტრიხის მქონე მესერი პირველი რიგის სპექტრში.

მესერიანი სპექტროგრაფი, პრიზმიან სპექტროგრაფთან შედარებით, უფრო კომპაქტურია, ე. ი. უფრო შეკრული კონსტრუქციისაა და ნაკლები მოცულობა უკავია. ამაშიც მისი უპირატესობაა, რამდენადაც კომპაქტურობა, სხვა არა იყოს რა, ღუნვის ეფექტს ამცირებს. კომპაქტურობას ქმნის თვით სხივების მსვლელობა მესერიან სპექტროგრაფში, სადაც ადგილი აქვს სხივების არეკვლას მესერიდან. მაშასადამე, სხივთკონა გამოვა კოლიმატორის ობიექტივიდან, შეხვდება მესერს და აირეკლება უკანვე, იმავე მხარისაკენ, რომელი მხრიდანაც სხივთკონამ მესერს მოაღწია. ამის გამო სპექტროგრაფის ფოტოგრაფიული კამერა სხივთკონას უნდა შევაგებოთ კოლიმატორის მხრიდანვე. სხვა სიტყვებით, კამერა და კოლიმატორი ერთად, დაახლოებით პარალელურად არიან განლაგებულნი ერთიმეორის გვერდით. 163-ე ნახ.-ზე (ზედა ნაწილი) მოცემულია მესერიანი სპექტროგრაფის ერთ-ერთი, ავტოკოლიმაციური სისტემის სქემა, რომელშიც კამერის ობიექტივის როლსაც კოლიმატორის ობიექტივი ასრულებს.

პრიზმიან სპექტროგრაფში კი, როგორც უნდა გვახსოვდეს, პრიზმა მოთავსებულია კოლიმატორისა და კამერის შუა; სხივთკონა გადის პრიზმას და, მერე, თითქმის იმდენივე გზა აქვს ფოკუსამდე, რამდენიც ჰვრიტედან პრიზმამდე ჰქონდა და, დაახლოებით, იმავე მიმართულების გასწვრივ, რა მიმართულებითაც პრიზმაში შემოვიდა. ამიტომ პრიზმიანი სპექტროგრაფი საკმაოდ გ რ ძ ე ლ იარაღს წარმოადგენს. შეიძლება გავიხსენოთ, როცა სპექტროგრაფში ერთდროულად იხმარება სამი პრიზმის ერთობლიობა. მაშინ სხივთკონა თავისი გავრცელების მიმართულების იმდენ გადახრას განიცდის, რომ თითქმის 180°-ით შემობრუნდება და, აქაც, კამერა თითქმის კოლიმატორის გვერდით განლაგდება. მაგრამ სამი პრიზმა ისე ამძიმებს და ადიდებს სპექტროგრაფს, რომ მესერიან სპექტროგრაფთან მისი შედარება კომპაქტურობის მხრივ არ შეიძლება.

ხშირად ხმარობენ არა ბრტყელს, არამედ ისეთ მესერს, რომელსაც სფერული ფორმის ჩაზნექილი ზედაპირი აქვს.

ჩაზნექილი სფერული მესერის სიმრუდის რადიუსი მივიჩნიოთ სფეროს დიამეტრად და შემოვწეროთ ასეთი სფერო ისე, რომ სფერო ეხებოდეს მესერს მის შუა წერტილში (ნახ. 129). კოლიმატორის ჰვრიტე ისე მოვათავსოთ, რომ იგი პარალელური იყოს მესერის შტრიხებისა. ასეთ შემთხვევაში დიფრაქციული გამონასახების გეომეტრიული ადგილი განლაგდება იმავე სფეროს ზედაპირზე. მაშასადამე, ასეთი მესერი მოქმედებს ერთდროულად როგორც ჩაზნექილი სარკე და როგორც დიფრაქციული მესერი და იძლევა სპექტრულ გამონასახთა მიმდევრობას, ეს წარმოადგენს ჩაზნექილი დიფრაქციული მესერის საგულისხმო თვისებას. ჩაზნექილი მესერი თვით ჰკრებს ფოკუსში სხივებს და არ მოითხოვს ფოტოგრაფიულ კამერას. ფოტოფირფიტა თავსდება სფეროს ზედაპირის იმ ადგილას, სადაც საჭირო რიგის სპექტრია განლაგებული.



ნახ. 129.

*დიფრაქციული მესერის „სულები“.* დიფრაქციული მესერის დამზადებისას შტრიხების გავლება, რაც სპეციალურ მანქანაზე მორგებული ალმასის საჭრელით ხდება, ძნელად შესასრულებელი სამუშაოა. საუკეთესო მესერებიც არაა თავისუფალი ე. წ. „სულებისაგან“, რაც იმაში მდგომარეობს, რომ სპექტრში კაშკაშა ხაზის ორივე მხარეზე თავს იჩენენ ხაზის „თანამგზავრები“ — ანუ სიმეტრიულად მოთავსებული გაცილებით უფრო მკრთალი ხაზები. მაშასადამე, სპექტრის ყოველი დეტალი მეორდება იქით და აქეთ მხარეზე, ხდება გამონასახთა ურთიერთგადაფარვა, ძირითადი ხაზის დამახინჯება. კარგი ხარისხის მესერში „სულის“ ინტენსივობა ძირითადი ანუ ცენტრალური ხაზის ინტენსივობის 1 %-ს მაინც აღწევს. სპეციალური მეთოდიკით „სულებს“ იკვლევენ და მათ მავნე გავლენას სრულად თუ ვერ გამორიცხავენ, საგრძნობლად მაინც ამცირებენ.

აქამდე განხილულ სპექტროგრაფებში, პრიზმიანი იყვნენ ისინი თუ მესერიანი, სპექტროგრაფში სინათლის შესასვლელ ნაწილს წარმოადგენდა კოლიმატორის ჭვრიტე და, საერთოდ, კოლიმატორი თავისი ძირითადი და დამახასიათებელი დეტალებით — ჭვრიტითა და ობიექტივით — სპექტროგრაფის პირველსა და გარდუვალ ელემენტს შეადგენდა. ასეთ სპექტროგრაფებს უწოდებენ *ჭვრიტიან სპექტროგრაფებს* და ყველა, ჩვენ მიერ აქამდე განხილული ამოცანა — სპექტრომეტრიული, სხივური სიჩქარეების განსაზღვრითურთ, თუ სპექტრების კლასიფიკაციისა, წყდება ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის გამოყენებით.

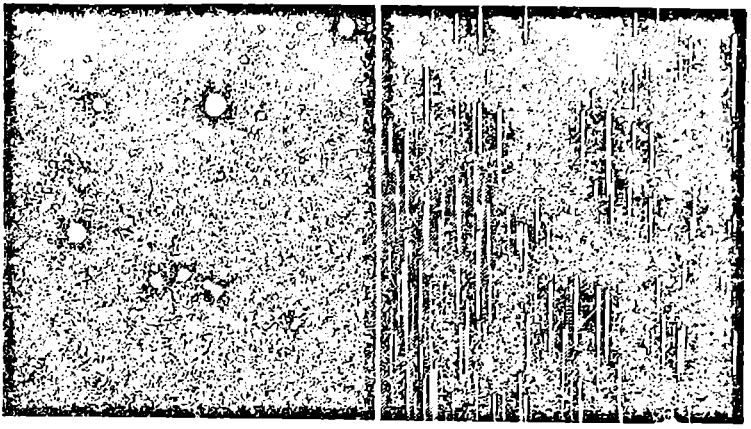
მაგრამ, ჭვრიტიანი სპექტროგრაფი არ წარმოადგენს სპექტრის მიღებისა და სპექტრული ანალიზის ერთადერთ სპექტრულ იარაღს. არსებობს სხვა სპექტრული ხელსაწყოებიც, რომლებსაც მრავალ შემთხვევაში, სხვადასხვა ამოცანის პირობების მიხედვით, ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის მიმართ შეიძლება უპირატესობაც ჰქონდეთ. ამის შემდგომ ასეთ იარაღებს გავეცნობით. ესენი არიან: პრიზმიანი კამერა, უჭვრიტო სპექტროგრაფი, სანისლეულო სპექტროგრაფი და სხვ.

### § 128. ობიექტივწინა პრიზმა და პრიზმიანი კამერა

წარმოვიდგინოთ, რომ ჩვეულებრივი ასტროგრაფის ობიექტივის წინ დადგმულია ობიექტივის ზომის პრიზმა და, მაშასადამე, ცაზე მიმართული ასტროგრაფის ობიექტივში ვარსკვლავთ სხივები უშუალოდ კი არ შემოდის, არამედ — ობიექტივის წინ ჩადგმულ პრიზმაში გავლის შემდგომ. რამდენადაც სხივებს პრიზმაში გამოუვლიათ, ისინი უკვე სპექტრებად გაშლილან და ასტროგრაფის ობიექტივში შემოდის ცალკეული ვარსკვლავების გამოსხივებათა მონოქრომატული სხივთკონების ერთობლიობა. ეს ასტროგრაფის ფოკალურ სიბრტყეში გვაძლევს თითოეული ვარსკვლავის სპექტრის გამონასახს, ნაცვლად ჩვეულებრივი, პირდაპირი გამონასახისა. სხვა სიტყვებით, თუ ასტროგრაფზე, უპრიზმოდ, მიიღება ცის რაღაც გარკვეული უბანი, ველი, ვარსკვლავთ სათანადო კონფიგურაციით, ობიექტივის წინ პრიზმის ჩადგმის შემთხვევაში ისევე მიიღება ცის ველი, ვარსკვლავთ ისეთივე კონფიგურაციით, რაც ცის მოცემულ უბანს შეესაბამება, მაგრამ ისე, რომ თითოეული ვარსკვლავის გამონასახი ჩვეულებრივ „წერტილოვან“ გამონასახს კი არ წარმოადგენს, არამედ მცირე სპექტრულ ზოლს, სპექტრს.

130-ე ნახ.-ზე მარცხნივ (ა), გამოხატულია ცის ერთი უბნის ფოტოგრაფია,

მიღებული პირდაპირი გზით, ე. ი. უშუალოდ ასტროგრაფით ფოტოგრაფირების შედეგად. მარჯვნივ (ბ) ვხედავთ იმავე უბანს, იმავე ასტროგრაფით



ა ბ

ნახ. 130.

ფოტოგრაფირებულს, მაგრამ იმ განსხვავებით, რომ ამ მეორე შემთხვევაში ასტროგრაფის ობიექტივს ფოტოგრაფირებისას წინ პრიზმა ედგა.

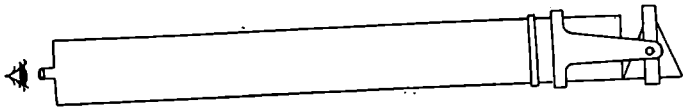
ფოტოგრაფირების ასეთი წესი გვაძლევს, მაშასადამე, ს პ ე ქ ტ რ ო გ რ ა ფ ი რ ე ბ ი ს საშუალებას, რისთვისაც არ გვჭირდება ტელესკოპისა და სპექტროგრაფის ერთობლივი გამოყენება, როგორც ეს აქამდე აღწერილ შემთხვევებში ყოველთვის გვქონდა. აქ ტელესკოპის (ასტროგრაფის) წინ იდგმის მხოლოდ პრიზმა და ეს თვით ტელესკოპს აქცევს თითქოს ერთგვარ მთლიან სპექტროგრაფად. მართლაც, პრიზმა, როგორც სინათლის დისპერსიის საშუალება, გვრჩება. კამერის როლს, რომელიც ჩვეულებრივ სპექტროგრაფში დისპერსიაგანცდილი სხივების დაფოკუსებას და სპექტრის გამონასახის აღბეჭდვას უზრუნველყოფს, აქ თვით ასტროგრაფი ასრულებს თავისი ობიექტივითა და ფოკუსის ადგილას მოთავსებული თავისივე ფირფიტასთავსით.

რაც შეეხება კოლიმატორს, ამ შემთხვევაში იგი უშუალოდ არ იხმარება. თუმცა, ის მოვლენები, რომლებსაც კოლიმატორი ახორციელებს, ამ შემთხვევაშიც ხორციელდება. მართლაც, რას აკეთებს კოლიმატორი ჩვეულებრივს ჭვრიტიან სპექტროგრაფში? ჯერ ერთი, ჭვრიტეზე ფიქსირდება ვარსკვლავის გამონასახი ანუ სინათლის წყარო. მეორეც, კოლიმატორი აგზავნის პრიზმაზე ვარსკვლავის პარალელურ სხივთკონას.

ახლა ვნახოთ რა მდგომარეობაა პრიზმიანი ასტროგრაფის შემთხვევაში? ვარსკვლავის „წერტილოვანი" გამონასახი გვაქვს თვით ცაზე, საითაც მიმართულია იარაღი; ვარსკვლავის გამოსხივებაც პარალელური სხივთკონის სახით მოდის პრიზმაზე, რამდენადაც ვარსკვლავი „უსასრულოდ დაშორებულია" მას. ამნაირად, კოლიმატორის დანიშნულება შესრულებულია და ცალკე კოლიმატორის საჭიროება აღარ არის.

ასტროგრაფისა და პრიზმის ამნაირ კომბინაციას უწოდებენ პ რ ი ზ მ ი ა ნ კ ა მ ე რ ა ს. პრიზმას კი, რომელიც აღწერილი გზით და დანიშნულებით იხმა-

რება, ეწოდება ობიექტივწინა პრიზმა. რა თქმა უნდა, სავსებით დასაშვებია და გახშირებულიც არის პრიზმის კომბინაცია რეფლექტორთან. ასეთ შემთხვევაში პრიზმას დგამენ რეფლექტორის მილის წინა ნაწილზე ისე, რომ ვარსკვლავიერი ველისაგან მომდინარე პარალელური სხივთკონები ჯერ პრიზმის წახნაგს შეხვდება, გაივლის პრიზმას და უკვე მონოქრომატულ კონებად დაშლილი რეფლექტორის სარკეს ეცემა და ჩვეულებრივი წესით რიგ



ნახ. 131.

არეკვლათა შემდეგ რეფლექტორის ფოკუსში ვარსკვლავიერი ველის სპექტრულ გამონასახს იძლევა.

131-ე ნახ.-ზე გამოხატულია ტელესკოპის მილი, რომელზეც, ობიექტივის წინ, მორგებულია პრიზმა.

როგორც ჯერჯერობით ვხედავთ, პრიზმიანი კამერა განსხვავდება ჭვრიტიანი სპექტროგრაფისაგან ორი არსებითი გარემოებით. პირველი ისაა, რომ პრიზმიან კამერას არა აქვს ხელოვნური კოლიმატორი; ჭვრიტიან სპექტროგრაფში კი კოლიმატორი პირველი და არსებითი ნაწილია სპექტროგრაფისა. მეორე განსხვავება ისაა, რომ პრიზმიანი კამერა გვაძლევს ერთდროულად, ერთ ნეგატივზე მთელი ველის ყველა ვარსკვლავის სპექტრულ გამონასახს ანუ სპექტრს; ჭვრიტიან სპექტროგრაფში კი ერთდროულად მხოლოდ ერთი ვარსკვლავის სპექტრი მიიღება, — იმ ერთეული ვარსკვლავისა, რომლის გამონასახი ჭვრიტეზეა დაგეგმილებული სპექტროფოტოგრაფირების დროს. ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით მიღებული სპექტროგრამა წარმოადგენს ერთ სპექტრს, რომელიც ეკუთვნის ერთ ვარსკვლავს. პრიზმიანი კამერით მიღებული სპექტროგრამა კი წარმოადგენს ერთ ნეგატივზე ანუ, ერთ ფოტოფირფიტაზე მოთავსებული იმდენი სპექტრის ერთობლიობას, რამდენი ვარსკვლავიც თავსდება მოცემული ასტროგრაფის ველში.

ვნახოთ ახლა, აქვს თუ არა რაიმე უპირატესობა პრიზმიან კამერას ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის წინაშე. კოლიმატორის გამართვის აუცილებლობის მოხსნა, რა თქმა უნდა, უპირატესობაა. ერთ ფოტოფირფიტაზე მრავალი ვარსკვლავის სპექტრის ერთდროული მიღებაც, უეჭველია, უპირატესობაა. მაგრამ, უნდა ვიფიქროთ, რომ, ჯერ ერთი, ეს არაა მთავარი ან ერთადერთი უპირატესობანი და, მეორეც — ამ უპირატესობებთან ერთად პრიზმიან კამერას შეიძლება რაიმე ნაკლოვანებაც ჰქონდეს. შევუდგეთ ამ საკითხის დაწვრილებით გარჩევას.

როგორც თავის ადგილას ვნახეთ, ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის ხმარებისას ვარსკვლავის ანუ მნათობის სინათლის ერთობ მცირე ნაწილი გამოიყენება; სახელდობრ, სამპრიზმიანი ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის შემთხვევაში — მხოლოდ ორი პროცენტი. ჭვრიტეზე დაგეგმილებული ვარსკვლავის გამონასახი უფრო ფართოა, ვიდრე ჭვრიტეს სიგანე. ამიტომ სპექტროგრაფში შემოდის ტელესკოპის ფოკუსში მიღებული გამონასახიდან სინათლის მხოლოდ ნაწილი და ხანგრძლივი ექსპოზიციების შემთხვევებშიც კი ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის შეღწევადობა შედარებით მცირეა: ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის საშუალებით

გამოსაკვლევად მისაღწევია მხოლოდ კაშკაშა ვარსკვლავები. პრიზმიანი კამერის შემთხვევაში ხელოვნური კოლიმატორი არა გვაქვს და ვარსკვლავის გამონასახიც არაა შემოფარგლული ჭვრიტით; გამოიყენება ვარსკვლავის მთელი სინათლე და, ამდენად, შეღწევადობაც მეტია. ნათქვამის საილუსტრაციოდ მოვიტანოთ შემდეგი, ხშირად დამოწმებული მაგალითი. სიმეიზის ობსერვატორიაში მეტრიანი რეფლექტორის და ერთპრიზმიანი სპექტროგრაფის გამოყენებით (დისპერსია, დაახლოებით, 70 Å 1 მილიმეტრზე $H\gamma$-ს ახლო) მე-7 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავის სპექტრი მიიღებოდა 70 წუთის ხანგრძლივობის ექსპოზიციით. ამავე დროს სულ 15 სანტიმეტრიანი პრიზმიანი კამერა იმავე დისპერსიის სპექტრს მე-7 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავისათვის იძლევა 50—55 წუთში.

შეიძლება ითქვას, რომ სწორედ მეტ შეღწევადობაშია პრიზმიანი კამერის არსებითი უპირატესობა ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის წინაშე. კარსკვლავთ ასტრონომიისათვის უაღრესად საინტერესოა რაც შეიძლება მკრთალი ვარსკვლავების სპექტრული მახასიათებლების ცოდნა. ობიექტივწინა პრიზმების გამოყენება არის მკრთალი ვარსკვლავების შესწავლისაკენ მიმართული გზა.

ადვილი მისახვედრია, რომ რაც უფრო დიდია ობიექტივწინა პრიზმა ანუ დიდია მისი წახნაგი, მით მეტია შეღწევადობა ისევე, როგორც მეტია ტელესკოპის შეღწევადობა, რაც მეტია მისი ობიექტივის დიამეტრი. მაშასადამე, დიდი პრიზმები გამოყენებული უნდა იქნენ დიდ ტელესკოპთან კომბინაციაში; პრიზმა მთლიანად უნდა ფარავდეს რეფრაქტორის ობიექტივს ან რეფლექტორის მთავარ სარკეს. თუმცა ობიექტივწინა პრიზმებისათვის საჭირო არ ჩდება დიდი გარდამტეხი კუთხეები, რადგანაც ისინი იმდენად გრძელფოკუსიან ტელესკოპებთან გამოიყენება, რომ საკმარის დისპერსიას შედარებით მცირე კუთხეც (10°-მდე) უზრუნველყოფს. დიდი პრიზმების დამზადება ტექნიკურად ძალიან ძნელი საქმეა და რამდენჯერმე უფრო ძვირიც ჯდება, ვიდრე იმავე ზომის ობიექტივი. ამ სიძნელესა და სიძვირეს ის ქმნის, რომ პრიზმის მინის ოპტიკური ერთგვაროვნობისა და წახნაგების ზედაპირის თვისებების მიმართ ძალიან მკაცრი მოთხოვნებია წაყენებული. ამჟამად მსოფლიოში სულ სამი-ოთხი ობიექტივწინა პრიზმა იხმარება ძალიან დიდი ზომისა — დიამეტრით 70 სმ-დან 1 მეტრამდე რიგისა; ერთი მათგანი დადგმულია აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის 70-სანტიმეტრიან მენისკურ ტელესკოპზე.

პრიზმიან კამერას უპირატესობებთან ერთად ზოგი ნაკლოვანებაც გააჩნია. ასე, მაგალითად, დისპერსია პრიზმიან კამერაში მაინც ყოველთვის ნაკლებია, ვიდრე ჭვრიტიან სპექტროგრაფში. მართალია, დიდი საფოკუსო მანძილი ასტროგრაფისა, რომელიც იხმარება ობიექტივწინა პრიზმასთან ერთად, საკმარისად ადიდებს ხაზოვან დისპერსიას, მაგრამ რადგანაც ობიექტივწინა პრიზმის კუთხოვანი დისპერსია ძალიან მცირეა (გარდამტეხი კუთხე იშვიათად აღემატება 10—15°-ს), ხოლო სპექტროგრაფის პრიზმისა — დიდი (გარდამტეხი კუთხე, ჩვეულებრივ, 60°-ია), საბოლოოდ ხაზოვანი დისპერსია პრიზმიან კამერაში რამდენჯერმე ნაკლებია, ვიდრე ჭვრიტიან სპექტროგრაფში. გარდა ამისა პრიზმიან კამერაში ხაზოვანი დისპერსიის გადიდება არც არის საჭირველი, რადგანაც ეს გამოიწვევს სპექტრების ერთმანეთზე დალაგებას მეტადრე, თუ აღებული ველი მდიდარია ვარსკვლავებით.

პრიზმიანი კამერის მეორე საგრძნობი ნაკლოვანება იმაში გამოიხატება, რომ მით მიღებული სპექტრის სიწმინდე გაცილებით უფრო დაბალია. ეს იმით

აიხსნება, რომ პრიზმიანი კამერისათვის სინათლის წყაროს წარმოადგენს თვით ვარსკვლავები ცაზე და გამონასახის ხარისხი და თრთოლვა უშუალოდ და საგრძნობლად მოქმედებს სპექტრის ხარისხზე. ჭვრიტიან სპექტროგრაფში, როგორიც არ უნდა იყოს თრთოლვა, სინათლის წყაროს წარმოადგენს ვარსკვლავის გამონასახით განათებული საკმარისად მკვეთრი ფორმის ჭვრიტე და სპექტრშიც მეორდება ასეთივე მკვეთრი მონოქრომატული გამონასახები, რის გამო სპექტრიც შედარებით მკვეთრია და წმინდა. ობიექტივწინა პრიზმაზე კი სინათლე მოდის მთრთოლავი ვარსკვლავიდან და ამ უკანასკნელის მონოქრომატული გამონასახი მკვეთრ წერტილს არ წარმოადგენს, არამედ — ერთგვარ „ლაქას", რომელიც ფორმასაც იცვლის და ზომასაც, ატმოსფერული მღელვარების, თრთოლვის გამო.

მოკლედ, ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის შემთხვევაში, ვარსკვლავის ციმციმი და გამონასახის მღელვარება იწვევს ექსპოზიციის გახანგრძლივებას; პრიზმიანი კამერისათვის კი ეს მღელვარება სპექტრის ხარისხს ამცირებს. ასევე უარყოფითად მოქმედებს სპექტრის ხარისხზე ანუ მის სიწმინდეზე მიყოლების ყველა ცდომილება და არასიზუსტე და ბოლოს ის გარემოებაც, რომ არ ხერხდება პრიზმიანი კამერის თერმოსტატირება და, მაშასადამე, ხანგრძლივი ექსპოზიციის დროს ტემპერატურის ცვლილებაც ამცირებს სპექტრის ხარისხს.

აქვე შეიძლება ვუპასუხოთ კითხვას, რომელიც ბუნებრივად წამოიჭრება, როცა ერთიმეორეს ვადარებთ პრიზმიანი კამერითა და ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით მიღებულ სპექტრებს. უკანასკნელ შემთხვევაში სპექტრს აქვს გარკვეული სიგანე, რამდენადაც წარმოადგენს ჭვრიტეს მონოქრომატულ გამონასახთა ერთობლიობას, ხოლო ჭვრიტე განათებულია ვარსკვლავის გამონასახით რაღაც გარკვეულ სიგრძეზე. ეს იმიტომ ხდება, რომ სპექტროგრაფირების წუთებში დამკვირვებელი ცდილობს ისე მიაყოლოს ტელესკოპი ვარსკვლავს, რომ გამონასახი სულ ერთ წერტილში კი არ გეგმილდებოდეს, არამედ განუწყვეტელი მიმდევრობით — ჭვრიტეს გარკვეული მონაკვეთის გასწვრივ. როგორ უნდა მოვიქცეთ პრიზმიანი კამერის ხმარებისას, რათა აქაც მივიღოთ არა „ძაფისებრი" სპექტრი (იხ. ზემოთ), არამედ — ცოტად თუ ბევრად განიერი სპექტრი? ადვილი მისახვედრია, რომ აქაც, ფოტოგრაფირების დროს, უნდა ვეცადოთ ვარსკვლავი სულ უძრავად კი არ გავაჩეროთ ძაფკვარზე, არამედ ცოტათი პერიოდულად გადავანაცვლოთ მოკლე მონაკვეთზე დღეღამური პარალელის გასწვრივ. ამნაირად მოხდება სპექტრის გაგანიერება.

სრული სიცხადისათვის აქ ნათქვამს ესაჭიროება ცოტაოდენი დამატება და განმარტება. როგორც ცნობილია, სპექტრი იშლება პრიზმის ფუძის მიმართულებით. სხვა სიტყვებით, დისპერსია მიმართულია პრიზმის ფუძისაკენ. ობიექტივწინა პრიზმის ჩადგმა ასტროგრაფის ობიექტივის წინ ყოველნაირად შეიძლება, ე. ი. იგი ყოველნაირად შეგვიძლია მოვაბრუნოთ ობიექტივის ოპტიკური ღერძის ირგვლივ, ნებისმიერი ორიენტაცია მივცეთ პრიზმის გარდამტეხ კუთხეს თუ მის ფუძეს. მაგრამ, პრიზმას ისე დგამენ, მის გარდამტეხ კუთხეს ისეთ ორიენტაციას აძლევენ, რომ სპექტრის სიგრძე ანუ დისპერსიის მიმართულება გაჰყვეს დახრილობათა წრის მიმართულებას, ე. ი. იყოს მართობული დღეღამური პარალელის მიმართულებისა. მაშინ, ფოტოგრაფირების წუთებში, მიყოლებისას უნდა ვეცადოთ ისე „გვეჭიროს" ვარსკვლავი ძაფკვარზე — დახრილობისა და პირდაპირი აღვლენის მიმართულებათა პარალელური ძაფების გადაკვეთის წერტილში, — რომ არ ვცვლიდეთ ტელესკოპის დახრი-

ლობას. ან თუ შეიცვლება ვარსკვლავის დახრილობა, მაგალითად, რეფრაქციის ცვლილების გავლენით, უნდა ვეცადოთ უმალვე მივაყოლოთ ვარსკვლავს ტელესკოპი დახრილობის მიმართულებით. სხვანაირად სპექტრი ერთობ დაბალი ხარისხისა გამოვა. სინათლის წყაროს გადაადგილება იმ მიმართულებით, როგორც სპექტრია გაშლილი, იწვევს იმას, რომ ექსპოზიციის დროის ერთ შუალედში მიღებული სპექტრის გამონასახს ზევიდან ედება დროის მეორე შუალედში მიღებული, მაგრამ პირველის მიმართ ჩანაცვლებული სპექტრის გაძონასახი; სპექტრის მოცემული მონოქრომატული ხაზის უკვე აღებედილ გამონასახზე ექსპოზიციის დროის მეორე შუალედში იმავე ხაზის გამონასახი როდი მოვა, რაკი სინათლის წყარო ჩანაცვლებულია. ეს გამოიწვევდა სპექტრის სიწმინდისა და გარჩევის უნარის და საერთოდ ხარისხის მკვეთრ დაცემას. სამაგიეროდ, პირდაპირი აღვლენის მიმართულებით, ვარსკვლავი განზრახ უნდა გადავაადგილოთ პერიოდულად, მარცხნივ და მარჯვნივ, ძაფების გადაკვეთის მიმართ, რათა ამ გზით სპექტრი გ ა გ ა ნ ი ე რ დ ე ს. ეს გაგანიერება იმით ხდება, რომ ვარსკვლავის გამონასახის გადანაცვლებით იცვლის მდებარეობას სპექტრის გამონასახიც; თითქოს ერთ ძაფისებრ სპექტრს მიმდევრობით მეორე, მესამე და ა. შ. სხვები „მიეწყობა“ და ერთობლივად ესენი ერთ განიერ სპექტრს (სპექტრის სიმაღლის მიხედვით) შექმნიან.

როგორც ადრე გვქონდა აღნიშნული, ტელესკოპის დაყენება გადასაღები უბნის მიმართულებით, ამ უბნის ცნობილი კოორდინატების მიხედვით ხდება. ამ შემთხვევაში ტელესკოპისა და გიდის მხედველობის ველში ერთდროულად ერთი და იგივე უბანი მოჩანს. პრიზმიანი კამერის გამოყენების დროს ნაწილობრივ განსხვავებული სურათი გვაქვს. იმის გამო, რომ სხივები ობიექტივწინა პრიზმაში მიმართულებას იცვლიან და პრიზმის გავლის შემდეგ ტელესკოპის ოპტიკურ ღერძს აღარ მიჰყვებიან, გადასაღები არის მიმართულება ოპტიკური ღერძის მიმართულებას აღარ უნდა თანხვდეს. მაშასადამე, პრიზმიანი კამერა რაიმე უბნის ფოტოგრაფირებისას ამ უბნისაკენ კი არ არის მიმართული, არამედ ნაწილობრივ გადახრილია და იმდენად, რამდენადაც გადაიხრება ვარსკვლავებიდან მოსული სხივები ობიექტივწინა პრიზმაში, ე. ი. უმცირესი გადახრის ტოლი კუთხით. ობიექტივწინა პრიზმას კი, ისევე როგორც ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის პრიზმას, უმცირესი გადახრის კუთხეზე აყენებენ.

რადგანაც, როგორც ზევით აღვნიშნეთ, პრიზმიან კამერაში დისპერსიის მიმართულება დახრილობათა წრის მიმართულებას მისდევს, ამიტომ მთელი ტელესკოპის გადახრაც ამავე მიმართულებით მოგვიწევს, ოღონდ ეს გადახრა აუცილებლად პრიზმის გარდამტეხი წიბოსაკენ უნდა მოვახდინოთ, წინაღმდეგ შემთხვევაში გამოსაკვლევი არე მხედველობის ველში არ მოხვდება.

დავუბრუნდეთ პრიზმიანი კამერის თვისებების აღწერას. როგორც გვახსოვს, სპექტრის რაც შეიძლება გრძელი უბნის კარგი ფოკალური გამონასახის ერთდროულად მიღების მიზნით ჭვრიტიანი სპექტროგრაფის ფოტოკამერაში ერთგვარად დახრიან ფირფიტასთავსს კამერის ოპტიკური ღერძის მიმართ. ასეთ საშუალებას არ შეგვიძლია მიეცეთ პრიზმიან კამერაში, რადგანაც აქ ერთ ნეგატივზე ანუ ერთ ფოტოფირფიტაზე ერთი სპექტრის გამონასახი კი არა გვაქვს, როგორც ჭვრიტიანი სპექტროგრაფით მიღებულ სპექტროგრამაზე, არამედ მრავალი ვარსკვლავის სპექტრები გვაქვს ფირფიტის ცენტრში და მის კიდეებზე; თუ ფირფიტას გადავხრით ოპტიკური ღერძის მართობული მიმართულებიდან, მაშინ მის უმეტეს ნაწილზე, ვარსკვლავების უმეტესობისა-

თვის. მთელი სპექტრების გამონასახები გარეფოკალური და, მაშასადამე, სულ უვარგისი იქნებიან. პრიზმიან კამერაში ფოტოფირფიტა უთუოდ მარცობულად უნდა იდგეს ოპტიკური ღერძის მიმართ, მაგრამ ამის გამო ფოკუსში გამოსული გამონასახი სპექტრის შედარებით მცირე ნაწილს წარმოადგენს; დანარჩენი ნაწილი რამდენადმე გარეფოკალურია.

ვარსკვლავთ სპექტრული კლასიფიკაციისათვის პრიზმიანი კამერები ერთობ ეფექტურად გამოიყენება, მეტადრე მკრთალი ვარსკვლავებისათვის. რამდენადაც სპექტრული კლასიფიკაცია ემყარება შერჩეული სპექტრული ხაზების შეფარდებით ინტენსივობათა შეფასებას, სპექტრის შედარებით დაბალი სიწმინდე არსებითად ხელს არ უშლის ამ სამუშაოს შესრულებას. მაგრამ, თუ სპექტრი მიღებულია ძალიან ცუდ ატმოსფერულ პირობებში ან ძალიან ცუდი მიყოლებით, ბევრი ხაზი მასში შეიძლება ერთიმეორეს დაემთხვეს ან უწყვეტი სპექტრით გადაიფაროს და დაიკარგოს, რაც კლასიფიკაციასაც გაადნელებს და სიზუსტეს შეამცირებს.

სპექტრის უწყვეტი ფონის ფოტომეტრია (იხ. ქვემოთ, თავში სპექტროფოტომეტრიის შესახებ) მიზნად ისახავს, როგორც ერთ-ერთ მთავარ ამოცანას, სპექტრში ენერგიის განაწილების შესწავლას. ჭვრიტიან სპექტროგრაფში, რამდენადაც ატმოსფერული დისპერსია, განსაკუთრებით დიდ ზენიტურ მანძილებზე, ჭვრიტეზე მიღებულ ვარსკვლავის გამონასახს ერთგვარად სპექტრად შლის (იხ. ზემოთ) და ჭვრიტეში, რომელზეც გამონასახი ძხოლოდ თავისი ნაწილით გეგმილდება, შეიძლება უპირატესად შედიოდეს გამოსხივების მხოლოდ ერთი რომელიღაც ნაწილი (ვთქვათ, უფრო გრძელტალღოვანი, ან უფრო მოკლეტალღოვანი). მიღებულ სპექტრში ენერგიის განაწილება დამახინჯდება და სპექტრის ფოტომეტრიული გაზომვა სწორ, რეალურ სურათს არ მოგვცემს. პრიზმიანი კამერით მიღებულ სპექტრში კი, რამდენადაც ატმოსფერული დისპერსია მხოლოდ სპექტრული ხაზების გამონასახებს აფუჭებს და არ მოქმედებს უწყვეტ ფონზე, ენერგიის განაწილების გამოკვლევა უფრო მეტად სანდო შედეგებს იძლევა. გარდა ამისა, გასათვალისწინებელია ისიც, რომ პრიზმიანი კამერის შემთხვევაში ერთ და იმავე ფოტოფირფიტაზე გვაქვს მრავალი ვარსკვლავის სპექტრი; ეს აადვილებს სხვადასხვა ვარსკვლავის სპექტრების სარწმუნო შედარებებს ერთიმეორესთან. ეს უპირატესობა მით უფრო ღირსშესანიშნავია, რომ ყველა ეს სპექტრი ერთ ფირფიტაზე ერთდროულად და ერთნაირ პირობებში მიიღება.

მაგრამ, ერთობ ძნელად გამოსაყენებელია პრიზმიანი კამერა სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის მიზნით. თავისთავად კი მკრთალი ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეების განსაზღვრა მეტად აქტუალური ამოცანაა; თანამედროვე გალაქტიკური ასტრონომიის განვითარება აიძულებს ასტრონომ-მკვლევრებს აწარმოონ ამ ამოცანის გადაწყვეტის ცდები.

ერთ-ერთ მთავარ სიძნელეს ამ საკითხში ის ქმნის, რომ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრას ესაჭიროება გამოსაკვლევი სპექტრის გვერდით სინათლის ხელოვნური წყაროსაგან შესადარი სპექტრის მიღება. თუ ეს ადვილად ხორციელდება ზემოთ აღწერილი წესით ჭვრიტიან სპექტროგრაფში, თითქმის განუხორციელებელია პრიზმიან კამერაზე. მაგრამ მაინც არის საშუალება მიღებულ იქნეს ნეგატივზე ერთი-ორი შესადარი ხაზი. ამისათვის, მაგალითად, ობიექტივსა და საკასეტო ნაწილს შორის, კამერაში ათავსებენ ერთგვარ ფილტრს — დაახლოებით სანტიმეტრიანი სისქის ბრტყელ პარალელ მინის ყუთს, რომელიც ავსებულია ქლორიანი ნეოდიუმის წყალხსნარით. ასე-

თი ფილტრი შთანთქავს მასში გამავალ სინათლეს ტალღის სიგრძეზე 4272.9 ანგსტრემი. ამის გამო ყოველი ვარსკვლავის სპექტრზე წარმოიქმნება საკმაოდ მკვეთრი შთანთქმის ხაზი, რომლის სიგანე თითქმის არ აღემატება 3 ანგსტრემს და რომლის ტალღის სიგრძე არ იცვლება ცოტად თუ ბევრად საგრძნობლად ხსნარის ტემპერატურის ცვლილების გამო. ეს ხაზი უკვე იძლევა შედარებისა და გამოსაკვლევ სპექტრებში ხაზების დოპლერისეული გადაადგილების გაზომვა-გამოთვლის საშუალებას.

მაგრამ, დამუშავებულია ისეთი მეთოდებიც, რომლებიც უზრუნველყოფენ სხივური სიჩქარეების განსაზღვრას პრიზმიანი კამერით მიღებულ ნეგატივებზე ყოველგვარი ფილტრისა და შესადარი ხაზის გარეშე.

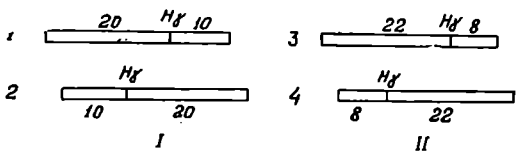
ერთი მათგანი შემდგომში მდგომარეობს.

გადავიღოთ გამოსაკვლევ ვარსკვლავთა ველის სპექტროგრამა. ფოტოფირფიტის გაუმჟღავნებლივ, შევაბრუნოთ პრიზმა 180°-ით და ამის შემდგომ კვლავ გადავიღოთ იგივე ველი იმავე ფოტოფირფიტაზე ისე, რომ გამჟღავნების შემდეგ თითოეული ვარსკვლავისათვის გვექნება ორი სპექტრი, ერთიმეორის გვერდით და ერთიმეორის მიმართ შებრუნებული დისპერსიით, ე. ი. თუ ერთი სპექტრის მოკლეტალღოვანი ნაწილი, მაგალითად, მარჯვნივაა, შეორის მარცხნივ იქნება. ავარჩიოთ ახლა ვარსკვლავი, რომლის სხივური სიჩქარის შესახებ ვიცით, რომ იგი ნულია და გავზომოთ ამ ვარსკვლავის ორ სპექტრში რომელიმე ერთი და იმავე ხაზებს შორის ხაზოვანი მანძილი (მაგალითად, $H\gamma$-სა პირველ სპექტრში და იმავე $H\gamma$-ს შორის მეორე სპექტრში), მას ექნება რაღაც გარკვეული მნიშვნელობა, რომელსაც აღვნიშნავთ $\alpha$-თი.

ახლა ასეთივე გაზომვა იმავე ხაზებს შორის მანძილისა ვაწარმოოთ მეორე, გამოსაკვლევი ვარსკვლავის სპექტრებში. თუ ამ ვარსკვლავს აქვს რაღაც გარკვეული სხივური სიჩქარე და, მაშასადამე, $H\gamma$ ხაზს აქვს დოპლერისეული გადაადგილება, მაშინ ეს გადაადგილება ერთ სპექტრში მარჯვნივ იქნება მიმართული, ხოლო მეორე, შეუღლებულ სპექტრში — მარცხნივ და ხაზოვანი მანძილი მათ შორის იქნება არა $\alpha$, არამედ $\alpha \pm 2d$, სადაც $d$ დოპლერისეულ გადაადგილებას ნიშნავს.

თვალსაჩინოებისათვის მივმართოთ შემდეგ გამარტივებულ და სქემატიზებულ ილუსტრაციას (ნახ. 132).

ნახაზზე წარმოდგენილია ორი ვარსკვლავის (I და II) ორი წყვილი სპექტრი: 1 და მისი შებრუნებული 2, 3 და მისი შებრუნებული 4. თუ i-ის და




ნახ. 132.

3-ის მარჯვენა მხარე მოკლეტალღოვანი ნაწილია, მაშინ 2 და 4-ის იგივე მარჯვენა მხარე გრძელტალღოვანია.

სპექტრის ჩვენს სქემატურ სურათზე აღნიშნულია მხოლოდ ერთი ხაზი, რომელიც 1-ში მარცხნიდან მე-20 მილიმეტრზე მოდის (სპექტრის სიგრძე 30 მილიმეტრია). ვთქვათ, ზემოთ მოტანილი მაგალითის შესაბამისად, ეს ხა-

ზია $H\gamma$. 2-ში იგი მარცხნიდან მე-10 მილიმეტრზეა. მანძილი ამ ხაზის ორ გამონასახს შორის — მიკრომეტრული ხრახნის ღერძის გასწვრივ — არის 10 მმ. მაშასადამე, შეგვიძლია ვთქვათ, რომ $\alpha = 10$ მმ.

ნახაზზე $\alpha$ 10 მმ-ის ტოლი არ გამოვა, რადგანაც მეორე სპექტრი პირველის მიმართ ჩანაცვლებულია მარჯვნივ. ამას გამოთვლებისა და მსჯელობისათვის მნიშვნელობა არა აქვს, იმდენად, რამდენადაც ჩვენ ვზომავთ $\alpha$ მანძილს $H\gamma$-ს ორ გამოსახულებას შორის; ეს მანძილი კი სპექტრების ურთიერთ განლაგების მიხედვით, სხვადასხვა ფირფიტაზე შეიძლება სულ სხვადასხვა იყოს. ერთ და იმავე ფირფიტისათვის $\alpha$-ს მუდმივი მნიშვნელობა აქვს. აქ მოტანილი მსჯელობა ისეთ სპექტრებს შეესაბამება, რომლებიც ზუსტად ერთმანეთის ქვეშ მდებარეობენ.

I წარმოადგენს ვარსკვლავს, რომლის სხივური სიჩქარე ნულია.

II — გამოსაკვლევ ვარსკვლავს, რომლის სხივური სიჩქარე განსხვავდება ნულისაგან და ჩვენი განსაზღვრის საგანს შეადგენს.

3-ში ხაზი გადაადგილებულია მარჯვნივ ორი მილიმეტრით. ეს იყოს დოპლერისეული გადაადგილება. 4-ში მას უკავია ადგილი მარცხნიდან მე-8 მილიმეტრზე. მანძილი მის ორ გამონასახს შორის (3 და 4-ში) არის 14 მმ $(10+2\times2)$, რაც შეესაბამება $(\alpha+2d)$-ს.

გადაადგილება საწინააღმდეგო მხარეზე რომ ყოფილიყო (ე. ი. სხივური სიჩქარე — სხვა ნიშნისა), მაშინ მანძილი იქნებოდა 6 ანუ $(10-2\times2)$ მმ, რაც შეესაბამება $(\alpha-2d)$-ს.

აღწერილ მეთოდს ეწოდება *რევერსიული*, რაც ნიშნავს *შებრუნების* მეთოდს და რაშიც სპექტრების შებრუნება იგულისხმება.

პრინციპულად შესაძლებელია, რომ პრიზმას კი არ მოვაბრუნებდეთ 180°-ით, არამედ ფოტოფირფიტას მის კასეტში, ორ მომდევნო სპექტროგრაფირებას შორის. ოღონდ ეს მეთოდი იწვევს კიდევ დამატებითი გაზომვების აუცილებლობას და სხვა სიძნელეებს.

შევნიშნოთ ისიც, რომ არაა აუცილებელი, რომ პირველ ვარსკვლავს (I — თვალსაჩინო მაგალითში) უთუოდ *ნულოვანი* სხივური სიჩქარე ჰქონდეს. მთავარია, რომ მისი სხივური სიჩქარის მნიშვნელობა ჩვენთვის ცნობილი იქნეს. გამოსაკვლევი (II) ვარსკვლავის სხივური სიჩქარე განისაზღვრება *პირველის* მიმართ. ეს მეთოდი *დიფერენციულია*. პირველი ვარსკვლავი *საყრდენი* ვარსკვლავის როლშია.

როგორც ვნახეთ, აქ არ დაგვჭირდება არც ფილტრი, შესადარი ხაზის მისაღებად და არც ხელოვნური სინათლის წყაროსაგან მიღებული შესადარი სპექტრი. „რეპერის“ როლს ამ მეთოდში ასრულებს საყრდენი ვარსკვლავის სპექტრში ხაზებს შორის მანძილი.

ფილტრისა ან შესადარი სპექტრის აუცილებლობისაგან თავისუფალი მეთოდები სხვებიც შეგვიძლია აღვწეროთ.

გადავიღოთ მოცემული ვარსკვლავთ ველის სპექტრი. ჩავტოვოთ ჯერჯერობით ფოტოფირფიტა კასეტში, მოვხსნათ კამერას ობიექტივწინა პრიზმა და კვლავ გადავიღოთ იგივე ვარსკვლავიერი ველი, პრიზმის გარეშე, იმავე ფირფიტაზე.

გამომქღავნებულ ფოტოფირფიტაზე ერთდროულად გვექნება ვარსკვლავთ ველის პირდაპირი ფოტოგრაფია და იმავე ველის ვარსკვლავთ სპექტრები. რომელიმე ორი ვარსკვლავის პირდაპირ გამონასახებს შორის მანძილი, ვთქვათ, არის $\alpha'$. მაშინ, თუ ამავე ვარსკვლავების სპექტრებს განვიხილავთ

და გავზომავთ მანძილს ამ სპექტრებში ერთ და იმავე ტალღის სიგრძის ხაზებს (მაგალითად, $H\gamma$ ხაზებს) შორის, მაშინ, თუ ამ ორ ვარსკვლავს არა აქვს განსხვავებული სხივური სიჩქარეები, ხაზებს შორის მანძილი იგიკე $\alpha'$ უნდა იყოს. თუ ეს მანძილი არის არა $\alpha'$, არამედ რაღაც $\alpha'+d'$, მაშინ $d'$ წარმოადგენს ერთი ვარსკვლავის მეორის მიმართ დიფერენციულ დოპლერისეულ გადაადგილებას.

უკანასკნელი მეთოდისათვის ისევე, როგორც რევერსიულისათვის, მნიშვნელოვან ცდომილებათა სახიფათო წყაროს წარმოადგენს დისტორსია. აქ იგულისხმება არა მარტო ის დისტორსია, რომელიც ტელესკოპის ოპტიკას შეიძლება ახასიათებდეს, არამედ ისიც, რომელიც თვით პრიზმას შემოაქვს. ამიტომ, ეს მეთოდები უფრო სარწმუნო შედეგებს იძლევა, როცა ვიკვლევთ ოპტიკურ ცენტრთან ახლო ვარსკვლავებს. მაგრამ, თუ გამოსაკვლევი არე ასე შემოვფარგლეთ, მაშინ ნახევრად აზრს კარგავს ობიექტივწინა პრიზმის ხმარება, რომლის ერთ-ერთი ძირითადი და მომხიბველი თვისება ისაა, რომ ერთდროულად მიიღება მრავალი ვარსკვლავის სპექტრის ერთობლობა დიდ ველზე.

დასასრულ აღვწეროთ კიდევ ერთი დიფერენციული მეთოდი, რომელიც ემყარება სპექტრულ ხაზებს შორის მანძილთა განსხვავებების განსაზღვრას. ზემოთ მოტანილი გვქონდა ფორმულები:

$$\Delta\lambda=\frac{v_r}{c}\lambda.$$

და

$$x_0-x=\frac{C}{\lambda-\lambda_0}.$$

პირველი გამოხატავს სპექტრული ხაზების დოპლერისეულ გადაადგილებას ტალღის სიგრძეებში, მეორე — დისპერსიის მრუდს.

თუ გავაწარმოებთ უკანასკნელს, $dx$ და $d\lambda$-ს შევცვლით $\Delta x$ და $\Delta\lambda$-თი და ჩავსვამთ მასში პირველს, გვექნება:

$$\Delta x=\frac{v_r C}{c}\cdot\frac{\lambda}{(\lambda-\lambda_0)^2}.$$

რადგანაც $\lambda_0$ მუდმივი ჩვეულებრივ ბევრად ნაკლებია, ვიდრე $\lambda$, შეგვიძლია ვაღიაროთ, რომ ერთი და იმავე $v_r$-თვის $\Delta x$ მცირდება $\lambda$-ს ზრდასთან ერთად. ამავე დროს $\Delta x$ დამოკიდებულია $v_r$ სხივურ სიჩქარეზე. მაშასადამე, თუ გავზომავთ მანძილებს სპექტრულ ხაზებს შორის და მათ ცვლილებებს განვიხილავთ რომელიმე საყრდენი ვარსკვლავის სპექტრთან შედარებით, შევაფასებთ სხივურ სიჩქარეებსაც.

საერთოდ უნდა ითქვას, რომ პრიზმიანი კამერის გამოყენებით სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის ამოცანა რთულია და აქამდე მას დიდი წარმატება ან, ყოველ შემთხვევაში, საკმარისი სიზუსტის შედეგები არ მოპყოლია. ასეთი განსაზღვრების ალბათი ცდომილება არის 10—15 კმ/სეკ. მიუხედავად ამისა, ახლაც მიმდინარეობს რიგ ობსერვატორიებში დაყინებითი ცდა, ამაღლდეს ამ განსაზღვრათა ეფექტურობა. მკრთალ ვარსკვლავთა სხივური სიჩქარეების მასობრივი განსაზღვრა იმდენად აქტუალური ამოცანაა გალაქტიკური ასტრო-

ხომიის, აგრეთვე — ასტროფიზიკის თვალსაზრისით, რომ შედარებით დაბალი სიზუსტეც, რომელიც ჯერ ახასიათებს ამგვარ განსაზღვრებს, შესარიგებელია, მეტადრე ზოგიერთი კატეგორიის ვარსკვლავისათვის.

## § 190. უფვრიტო სპექტროგრაფი

როგორც უკვე შევნიშნეთ, ობიექტივწინა პრიზმის გამოყენებას ძალიან დიდი მნიშვნელობა აქვს სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის მიზნებისთვისაც კი, მიუხედავად ჩამოთვლილი სიძნელეებისა. სხვა ამოცანებისათვის კი, როგორიცაა მკრთალი ვარსკვლავების სპექტროფოტომეტრია, სპექტრული კლასიფიკაცია და სხვ., მისი მნიშვნელობა განსაკუთრებულია. მაგრამ, რაც უფრო დიდი ზომის იქნება პრიზმა, მით უფრო ეფექტური იქნება მისი გამოყენება. დიდი პრიზმების დამზადება კი, როგორც ვთქვით, სერიოზულ სიძნელეებს აწყდება, რითაც აიხსნება ის, რომ დღესაც არ არსებობს სამ-ოთხზე მეტი 1 მეტრამდე რიგის დიამეტრის მქონე პრიზმა.

ამ გარემოებამ აიძულა ასტრონომები და კონსტრუქტორები ეძიათ სპექტრების მიღების სხვა საშუალებანი, რომელთაც ობიექტივწინა პრიზმის ძირითადი დადებითი თვისებები ექნებოდათ, მაგრამ უფრო ადვილად დასამზადებელ ოპტიკურ დეტალებს წარმოადგენდნენ.

ამ ძიებამ ასტრონომები მიიყვანა ე. წ. უ ფ ვ რ ი ტ ო  ს პ ე ქ ტ რ ო გ რ ა ფ ა მ დ ე.

რეფლექტორის ფოკუსის წინ, იქ, სადაც სარკეებიდან არეკვლილი სხივები კონუსისებურად იკრიბება და, მაშასადამე, სხივთკონა დავიწროებულია, მოვათავსოთ უბრალო უარყოფითი (ორმხრივ ჩაზნექილი და, საერთოდ, გამბნევი) ლინზა, რომელსაც ისეთივე ფარდობა უნდა ჰქონდეს დიამეტრისა საფოკუსო მანძილთან (ანუ შუქძალა), როგორიცა აქვს მოცემულ რეფლექტორს. ლინზაში გავლის შემდეგ სხივთკონა პარალელური გახდება. ლინზის უკან ჩავდგათ პრიზმა, შემდეგ კამერა, რომლის ობიექტივს ისეთივე შუქძალა აქვს, როგორიც ლინზას. ამგვარად, ლინზა კოლიმატორის როლს ასრულებს. ამიტომ მას კოლიმაციურ ლინზას უწოდებენ. პრიზმა რომ უშუალოდ კრებად სხივთკონაში მოგვეთავსებინა, ლინზის გარეშე, მაშინ აბერაციის მოქმედება იმდენად ძლიერი იქნებოდა, რომ ვერ მივიღებდით ოდნავ დამაკმაყოფილებელი სიწმინდის სპექტრს. მაგრამ ამ „კოლიმატორს" არა აქვს ჭვრიტე (რის გამოც ამგვარ სპექტროგრაფს უჭვრიტოს უწოდებენ) და მთელი სხივთკონა, რაც რეფლექტორის მთავარ სარკეს შეუკრებია, პრიზმაზე მიიმართება. რაკი არ არის სინათლის დანაკარგი ჭვრიტეზე, ასეთი სპექტრული ხელსაწყოს შეღწევადობა შედარებით დიდია.

ამნაირად მოწყობილი სპექტროგრაფი, რომელსაც თერმოსტატიც ესაჭიროება, ცხადია, უნდა თავსდებოდეს რეფლექტორის ტუბუსის შიგნით. მთავარი ღერძის გასწვრივ, ფოკუსის ახლო. ასეთ პირობებში, რა თქმა უნდა. იგი ერთგვარად ფარავს მთავარ სარკეს, რითაც ამცირებს რეფლექტორის შუქძალას, მაგრამ ეს გარდუვალია. რეფლექტორის ოპტიკური სქემის აღწერისას (იხ. თავი ტელესკოპის შესახებ) უკვე ვნახეთ, რომ რეფლექტორის ყველა დამატებითი სარკე (ნიუტონისეული დიაგონალური, კასეგრენისეული და სხვ.) მთავარი სარკის ეკრანირებას ახდენს, რასაც ვერ წაუვალთ თვით რეფლექტორის ოპტიკური სქემის თვისებების გამო.

რა თქმა უნდა, ლინზის შემოღება ნიშნავს აბერაციის დამატებითი წყაროს შექმნას. გარდა ამისა, რამდენადაც რეფლექტორებს, საერთოდ, შედარებით მცირე ველი ახასიათებს, უქვრიტო სპექტროგრაფითაც შედარებით მცირე ველის ვარსკვლავთა სპექტრები მიიღება. მაგრამ, უქვრიტო სპექტროგრაფი საერთოდ, რეფრაქტორთან კომბინაციაშიც გამოიყენება. ასეთ შემთხვევაში კოლიმაციური ლინზის აქრომატიზაცია უნდა გაითვალონ რეფრაქტორის ობიექტივის ქრომატული მრუდის მხედველობაში მიღებით.

უქვრიტო სპექტროგრაფშიც პრიზმა უმცირესი გადახრის კუთხით უნდა იდგმებოდეს. კონსტრუქციის სიმტკიცეს აქაც დიდი ყურადღება უნდა ექცეოდეს, რადგანაც ხანგრძლივი ექსპოზიციების დროს ღუნვის ეფექტი მასშიც მნიშვნელოვანი შეიძლება იყოს.

უქვრიტო სპექტროგრაფის მთავარი მომხიბველი თვისება მის დიდ შუქძალაშია და ამით არის მისი გამოყენება გამართლებული.

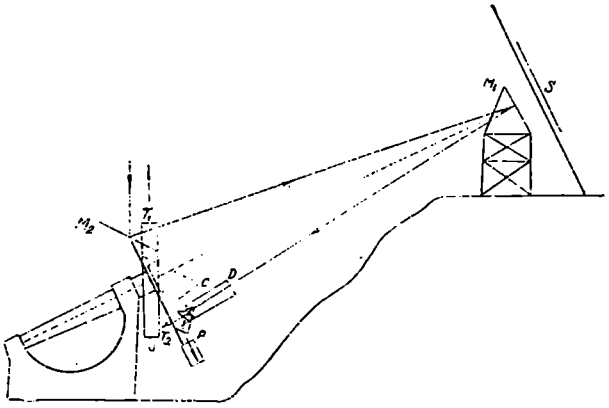
## § 180. ნანისლეულო სპექტროგრაფი

ზოგიერთ ობსერვატორიაში სპექტრული ხელსაწყოს კიდევ ერთი ახალი ტიპი გამოიყენება. ამ ხელსაწყოს თავისი ოპტიკური სქემით რაღაც შუა მდგომარეობა უკავია პრიზმიან კამერასა და ქვრიტიან სპექტროგრაფს შორის. მის კონსტრუქციას მიაგნეს ერთობ მკრთალი ობიექტების სპექტროგრაფირების საშუალებათა ძიების შედეგად.

არსებობს გამოკვლევისათვის მეტად საინტერესო და აქტუალური ობიექტები (მაგალითად, — გალაქტიკური დიფუზური ნისლეულები), რომელთა სიკაშკაშე იმდენად მცირეა, რომ ცის ფონის სიკაშკაშეში ძლივს გამოირჩევა. ამიტომ საზრუნავს ის წარმოადგენს, რომ არ შევუშვათ პრიზმიან კამერაში ხისლეულის მეზობელი ღამის ცის უბნების სინათლე. სხვა სიტყვებით, ნისლეულის სიკაშკაშის სიმცირის გამო, მის სიმკვრივეს ნეგატივზე უახლოვდება ჩვეულებრივი „ვუალის“ სიმკვრივე და იმისათვის, რომ ნისლეული გავარჩიოთ, საჭიროა მოვაშოროთ მას ფონი. დიაფრაგმის გამოყენებით შეგვიძლია შევამციროთ „ვუალი“. მაგრამ, თვით ობიექტის სისუსტის გამო, მაინც საჭიროა კამერის სრული აპერტურის მოთხოვნა-გამოყენება. როგორ შევუთავსოთ ერთიმეორეს ეს ორი საწინააღმდეგო მოთხოვნილება?

განვიხილოთ 133-ე ნახაზი. ნახაზის ქვედა, მარცხენა ნაწილი წარმოადგენს პარალაქსურ დანადგარს, რომლის დახრილობის ღერძის ერთ მხარეზე მორგებულია ბრტყელი $M_2$ სარკე, მეორეზე — ფოტოკამერა პრიზმითურთ. $M_2$ ბრტყელ სარკეზე, რომლის დიამეტრი რამდენიმე ათეული სანტიმეტრია, მოთავსებულია გრძელი სწორკუთხოვანი დიაფრაგმა, რომლის სიგანე შეგვიძლია ნებისმიერად ვცვალოთ. სინათლე, რომელიც ამ სარკიდან აირეკლება, შიიმართება მეორე ბრტყელ $M_1$ სარკეზე, რომელიც დადგმულია რამდენიმე (20—25-მდე) მეტრ მანძილზე, მაღალ ანძაზე ან ბუნებრივად ამაღლებულ ადგილზე (მთელი დანადგარი შეიძლება განლაგდეს მთის ფერდობზე). $M_1$-ის სიბრტყე ძირითადი დანადგარის საათიერი ღერძის მართობულია. $M_1$-დან არეკვლილი სინათლე მოდის $P$ პრიზმაზე და, მერე, გარდატეხის შემდეგ, — კამერაში. აქ, მაშასადამე, მიიღება სპექტრი იმ ობიექტისა, რომლის სინათლე ციდან ეცემოდა $M_2$ სარკის იმ ნაწილს, რომელიც შემოფარგლულია დიაფრაგმით. $T_1$ მილით დამკვირვებელს შეუძლია უყურებდეს გამოსაკვლევ ობიექტს ცაზე. $T_2$ მილით იგი ხედავს ამავე ობიექტს $M_2$ სარკიდან არეკვლილ

სხივებში. დიფუზური ნისლეულები განფენილი ობიექტებია და საკმაოდ დიდი ფართობისა (რამდენიმე გრადუსი დიამეტრში). თუ $T_2$-ში ვუთვალთვალებთ, შეგვიძლია დიაფრაგმა იმდენად შევავიწროვოთ, რომ მის სარკმელში მხოლოდ გამოსაკვლევი ობიექტი თავსდებოდეს. მაშასადამე, ცის ფონი აცილებუ-




ნახ. 133.

ლია და $M_1$-ზე არეკვლის შემდეგ $P$-პრიზმაში და კამერაში შემოდის მხოლოდ გამოსაკვლევი ობიექტის სინათლე. ამნაირად არის შესრულებული ამ ხელსაწყოში ორი პირობა: ცის ფონის მოშორება და სპექტროგრაფის კამერის მთელი აპერტურის გამოყენება.

ამ სპექტროგრაფში ჭვრიტეს როლს ასრულებს დიაფრაგმა $M_2$ სარკეზე. სინათლით მკვეთავი ტელესკოპი ამ შემთხვევაში არა გვაქვს. სინათლე ციდან უშუალოდ „ჭვრიტეზე" მოდის. არა გვაქვს არც კოლიმატორის ობიექტივი. კოლიმატორის როლს ასრულებს სხივის გზა $M_2$-დან $M_1$-მდე და $M_1$-დან $P$-მდე, რაც რამდენიმე ათეულ მეტრს ეტოლება სიგრძით. ასეთ პირობებში პრიზმის წახნაგზე გამოსაკვლევი ობიექტის პარალელური სხივთკონა მოდის.

სანისლეულო სპექტროგრაფს მის მთელ სიგრძეზე, სათანადო ადგილებში, მიდგმული აქვს სათანადო ზომის შირმები და ეკრანები, რათა ფოტოკამერა იზოლირებულ იქნეს ცის პირდაპირი და გაბნეული სინათლისაგან.

## § 181. ასტროსპექტროსკოპიის ისტორიიდან

„ჩვეულებრივი, თეთრი" სინათლე ანუ მზის სინათლე პირველად ნიუტონმა დაშალა პრიზმის მეშვეობით XVII საუკუნის სამოციან წლებში. მაგრამ მზის სინათლის სპექტრის შესწავლა არსებითად დაიწყო მხოლოდ XIX საუკუნის დამდეგს, როცა მზის სპექტრში შენიშნეს ჯერ რამდენიმე ერთეული და შემდგომ — რამდენიმე ასეული ბნელი ხაზი. ამ ბნელმა ხაზებმა, რომელნიც მზის უწყვეტ სპექტრს ჰკვეთენ, მიიღეს ფრაუნჰოფერის სახელი — სახელი იმ მეცნიერისა, რომელმაც პირველმა შეისწავლა ისინი დაწვრილებით.

XIX საუკუნის შუა წლებში მზის სინათლის სპექტრის „პასიურ" შესწავლას დაემატა ექსპერიმენტები, რომლებშიც ღებულობდნენ გაკარკვარებულ

ნივთიერებათა სპექტრებს ნათელი ხაზებით. ექსპერიმენტებმა ისიც დაადგინა, რომ სპექტრის ფონზე ბნელი ხაზების მიღება ხელოვნურად შეიძლება, თუ გავარვარებული ნივთიერების გამოსხივება, სპექტროსკოპში შეპოსვლამდე, უფრო დაბალი ტემპერატურის ნივთიერ გარემოს გამოივლის და ნაწილობრივ შთაინთქმება.

მალე ამის შემდგომ, სპექტროსკოპიული ექსპერიმენტების შედეგების ზოგადი ინტერპრეტაციით, კირხჰოფმა (Kirchhofi) მიაკვლია შთანთქმისა და გამოსხივების კანონზომიერებებს, რომელთაც ახლა კირხჰოფისეულ კანონებს უწოდებენ. მანვე აღმოაჩინა მზის სპექტრის ფრაუნჰოფერისეული ხაზების იგივობა რკინისა და ზოგი სხვა ელემენტის სპექტრულ ხაზებთან. ამან შექმნა საფუძველი ცის მნათობთა თვისებრივი ქიმიური ანალიზისათვის და საერთოდ საწყისი მისცა ასტრონომიულ სპექტრულ ანალიზს ანუ ასტროსპექტროსკოპიას.

XIX საუკუნის მეორე ნახევარი ხასიათდება რიგი მნიშვნელოვანი აღმოჩენებით ასტროსპექტროსკოპიაში, რომელთაგან ზოგს უფრო ფართო მნიშვნელობა დაურჩა, ვიდრე ასტრონომიულია. ასე, მაგალითად, აღმოჩენილ იქნა მზეში ახალი ნივთიერება ჰელიუმი, რომელსაც შემდგომ, უფრო გვიან, დედამიწაზედაც მიაკვლიეს. აღმოჩენის პირველ წლებში კი ეგონათ, რომ ეს ნივთიერება მხოლოდ მზის კუთვნილია. ამიტომაც დაარქვეს მას ჰელიუმი (მზისა, მზის კუთვნილი). ჰელიუმის აღმოჩენამ მიწიერი ლაბორატორიის პირობებში ორი ათეული წლით უფრო გვიან უჩვენა ასტროსპექტროსკოპიის მნიშვნელობა საერთოდ ფიზიკის განვითარების საქმეში და შორეული ცის მნათობების კვლევის პრაქტიკული ინტერესიც.

მალე სპექტროსკოპიული გამოკვლევების შედეგები გასცდა ფიზიკური მდგომარეობისა და ქიმიური შედგენილობის აღმწერ შინაარსს და მოიცვა კინემატიკური (ცის მნათობების მოძრაობის, ბრუნვის) შედეგები. ასტროსპექტროსკოპიის ასეთი განვითარება დაკავშირებული იყო დოპლერის (Doppler), ფიზოს (Fizeau) და ა. ბელოპოლსკის გამოკვლევებთან, რომლებიც შეეხებოდა მოძრავი სინათლის წყაროს (ანუ მოძრავი მნათობის) სპექტრში გამოსხივების ტალღის სიგრძის ცვლილებას. შეისწავლეს მზის ბრუნვის თვისებები და ზოგ ცთომილთა ღერძის გარს ბრუნვის მოვლენები.

სპექტრულმა გამოკვლევებმა მოიცვა სხვა კოსმოსური ობიექტებიც: ვარსკვლავები, კომეტები, ნისლეულები. დამუშავდა ვარსკვლავი სხივური სიჩქარეების განსაზღვრის მეთოდი, ფიზიკის შედეგების და მონაცემების გამოყენებით მნათობთა ტემპერატურის შეფასების მეთოდი.

XIX საუკუნის დამლევისათვის კიდევ უფრო მეტად თვალსაჩინო გახდა ასტროსპექტროსკოპიის ფართო შესაძლებლობანი და მისი შედეგების ნაირფერობა. ასე, მაგალითად, პიკერინგმა აღმოაჩინა ერთი კარსკვლავის სპექტრში ხაზის პერიოდული „გაორება", რაც მან სწორად ახსნა ვარსკვლავის ჯერადობით. მაშასადამე, აღმოჩნდა სპექტრულ-ჯერადი ვარსკვლავთ კატეგორია. ამ ვარსკვლავების შესწავლამ კი შესაძლო გახადა ვარსკვლავთ მასების შეფასება და სხვა ფიზიკური თვისებების გამოკვლევა.

ამავე დროს გროვდებოდა სულ უფრო და უფრო დიდი დაკვირვებითი მასალა, სულ უფრო და უფრო მეტი ვარსკვლავთა სპექტრები შეისწავლებოდა. ამან საფუძველი ჩაუყარა ვარსკვლავთ სპექტრულ კლასიფიკაციას, ხოლო უკანასკნელმა, თავის მხრივ, წარმოშვა იდეა, რომ ვარსკვლავთ სპექტრულ მიმდევრობაზე შესაძლებელია თვალი ვადევნოთ ვარსკვლავთ ევოლუციას.

ფოტოგრაფიის შემოღებამ ასტრონომიაში, რაც, აგრეთვე, XIX საუკუნის მეორე ნახევარს ეკუთვნის, დიდი ბიძგი მისცა ასტროსპექტროსკოპიის განვითარებასაც; გააადვილა სპექტრული მასალის მოპოვება და აამაღლა მისი ხარისხი. დაიწყო ცის მნათობთა სპექტრული კატალოგების შედგენის ხანა.

XIX საუკუნის უკანასკნელ დეკადას ეკუთვნის მზის სპექტრის ხაზების როულანდისეული კატალოგი და ატლასი, რომელსაც დღემდე არ დაუკარგავს თავისი მნიშვნელობა. მის მეორე გამოცემაში მოცემულია 14 000 ხაზის ტალღის სიგრძისა და ინტენსივობის მნიშვნელობები. მაშინვე დაიწყო ვარსკვლავთ სპექტრების ვრცელი კატალოგის — ე. წ. დრეპერისეული კატალოგის — შედგენა. რაც მხოლოდ XX საუკუნის ოციან წლებში დამთავრდა და გამოქვეყნდა. ეს კატალოგი მოიცავს 225 000 ვარსკვლავის სპექტრულ კლასებსა და ქვეკლასებს. პრაქტიკულად აქ მოიპოვება მთელი ცის ყველა კაშკაშა ვარსკვლავი 7.5—8.0 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე.

კიდევ უფრო გვიან ლიკის ობსერვატორიამ გამოაქვეყნა ვარსკვლავთ სხივური სიჩქარეების კატალოგი, რომელიც ათასობით ვარსკვლავს მოიცავს და გამოირჩევა განსაზღვრათა დიდი სიზუსტით. გამოქვეყნდა, აგრეთვე, ყირიმის (სიმეიზის) ობსერვატორიაში შედგენილი დიდი და მნიშვნელოვანი კატალოგი ადრინდელი სპექტრული კლასების შედარებით მკრთალი ვარსკვლავების სხივური სიჩქარეებისა. ამჟამად ფართო ხმარებაშია 1953 წელს გამოცემული ე. წ. ვილსონისეული კატალოგი, რომელიც 15 ათასზე მეტი ვარსკვლავის სხივურ სიჩქარეს შეიცავს.

სხივურ სიჩქარეებზე მასობრივი მონაცემების მოპოვებამ შესაძლებელი გახადა XX საუკუნეში გალაქტიკური ასტრონომიის ისეთი დიდი და მნიშვნელოვანი პრობლემების გადაწყვეტა, როგორიცაა, მაგალითად, მზის სიერცული მოძრაობის სიჩქარის დადგენა, გალაქტიკის ბრუნვის შესწავლა და სხვ.

ასტროსპექტროსკოპიის განვითარება XX საუკუნეში ხასიათდება, აგრეთვე, მეტი კავშირით ფიზიკასთან და ფიზიკური პრობლემების ამოხსნისაკენ საერთო ტენდენციით. ჯერ, საუკუნის დასაწყისში წარმოებული ლაბორატორიული ექსპერიმენტებით და კვლევით დაიწყო სპექტრების უფრო მეტად დიფერენცირებული შესწავლა, რაც ნეიტრალური და იონიზებული ატომების მიერ შექმნილი ხაზების გამორჩევაში და ცალ-ცალკე გამოკვლევაში გამოიხატებოდა. 1914 წელს ადამსმა და კოლშუტერმა მიაგნეს ხერხს, რომლითაც შეიძლება სპექტრული ხაზების შედარებით ინტენსივობებზე დაყრდნობით ვარსკვლავთ აბსოლუტური სიდიდეების განსაზღვრა და, მაშასადამე, მანძილების (სპექტრული პარალაქსების) დადგენა.

ოციან წლებში ინდოეთის მეცნიერმა ფიზიკოსმა შაჰამ (Saha) დაამუშავა გაზების იონიზაციის თეორია და მით ფიზიკური ახსნა მისცა ვარსკვლავთ სპექტრების ნაირნაირობას და განსხვავებებს. ამან კიდევ ერთი ახალი კარი შეაღო ვარსკვლავთ ატმოსფეროების ფიზიკური თვისებებისა და აგებულების შესწავლის დარგში.

დაბოლოს, ატომისა და ატომგულის აგებულების დარგში თეორიული და ექსპერიმენტული ფიზიკის უმნიშვნელოვანესმა წარმატებებმა, რაც ჩვენს საუკუნეს ახასიათებს, დიდად შეუწყო ხელი როგორც თეორიული ასტროფიზიკის განვითარებას, ისე ცის მნათობთა სპექტრების თავისებურებათა სწორი ინტერპრეტაციის საქმეს.

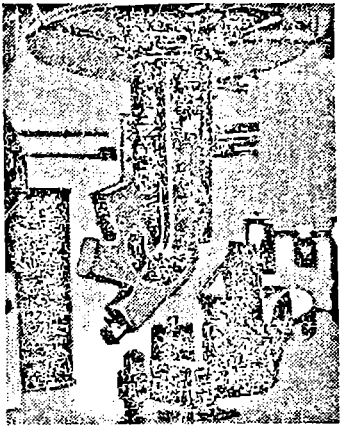
ინსტრუმენტული ასტროსპექტროსკოპიაც, ბუნებრივია, თანმიმდევრულად ვითარდება ასტროსპექტროსკოპიის დასაწყისიდან დღემდე. პირველი

სპექტროსკოპები და სპექტროგრაფები მარტივი იყო და არ ითვალისწინებდა სპექტრის მიღების ყველა თავისებურებას და იმ მკაცრ მოთხოვნებს, რომლებსაც დღეს წაუყენებენ სპექტრულ დაკვირვებით მასალას. თავიდანვე როდი ექცეოდა ყურადღება ღუნვის, ქრომატიზმის და სხვათა ეფექტებს.

ასტროსპექტროსკოპიის განვითარების პირველ ხანაში ფართოდ გამოიყენებოდა ე. წ. პირდაპირი ხედვის ჭვრიტიანი სპექტროსკოპი.

მხოლოდ 1904 წელს დამზადდა პირველად სპექტროგრაფი, რომლის კამერაში ფირფიტასთავსი დახრილია ოპტიკური ღერძის მართობის მიმართ (გაიხსენეთ ამ დახრის საჭიროება; იხ. ზემოთ). დაახლოებით იმ დროს იქნა დამუშავებული სპექტროგრაფის ახალი კონსტრუქცია, რომელიც სათანადოდ ითვალისწინებდა ღუნვის ეფექტს.

1918 წელს ვიქტორიის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში, კანადაში, 72-გოჯიანი რეფლექტორისათვის დამზადდა უნივერსალური ტიპის დიდი სპექტროგრაფი, რომელიც ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანესს წარმოადგენს თანამედროვე სავარსკვლავო სპექტროგრაფებს შორის. ეს სპექტროგრაფი ნაჩვენებია 134-ე ნახ.-ზე, მიმაგრებული რეფლექტორზე; თვით რეფლექტორი ნახატზე არ ჩანს.



ნახ. 134.

დიფრაქციული სპექტროგრაფები გასული საუკუნის ბოლოსაც გამოიყენებოდა (მაგ., როულანდის (Rowland) დიფრაქციული სპექტროგრაფი).

უკანასკნელ (40—50-იან) წლებში ფართოდ გავრცელდა სპექტროგრაფებში შმიდტისა და დ. მაკსუტოვის სისტემის ფოტოკამერები, რაც ერთობ ეფექტურად ამცირებს ქრომატიზმის მავნე ეფექტებს.

პრიზმიანი კამერის გამოყენება, საერთოდ, დიდი ხანია დაიწყო, მაგრამ დიდი—1 მეტრის რიგის—ობიექტივწინა პრიზმების მუშაობაში შემოყვანა შედარებით ახალი საქმეა.

თანამედროვე დიდი უჭვრიტო სპექტროგრაფის მაგალითს წარმოადგენს მაკდონალდის ობსერვატორიის (ამერიკაში) 82-გოჯიანი რეფლექტორი, რომელზეც სპექტრული ნაწილები მოერგო 1938 წელს. თავისთავად იდეა უჭვრიტო სპექტროგრაფისა საკმარისად ძველია; იგი კემპბელს (Campbeli) ეკუთვნის (XIX საუკუნის მეორე ნახევარი).

სანისლეულო სპექტროგრაფი, როგორც დიდი შუქძალის მქონე სპექტროგრაფის ახალი ტიპი, პირველად, დაახლოებით 40 წლის წინათ იქნა შექმნილი და მორგებული იერკსის ობსერვატორიის 40-გოჯიან რეფლექტორზე. საბჭოთა კავშირის ობსერვატორიებში ამ 35 წლის წინათ დადგეს ორი სანისლეულო სპექტროგრაფი, აღჭურვილი დ. მაკსუტოვის კამერებით.

ამჟამად მსოფლიოს ასტრონომიული, მეტადრე — ასტროფიზიკური ობსერვატორიები მძლავრად არიან აღჭურვილნი თანამედროვე ჭვრიტიანი და უჭვრიტო სპექტროგრაფებით. ასტროსპექტროსკოპია და სპექტრული ანალიზი კი ასტროფიზიკური კვლევის მძლავრ საშუალებას წარმოადგენს. სწორედ ესენი მოუპოვებენ ასტრონომს ცის სხეულთა ფიზიკური და ქიმიური ბუნების შესახებ მრავალსა და მნიშვნელოვან ცნობებს. სწორედ ესენი აკავშირებენ თანამედროვე ასტრონომიას (ასტროფიზიკას) ფიზიკასთან, ღრმად იჭრებიან ნივთიერების აგებულების საიდუმლოებებში.

VIII თავი

# სპექტროფოტომეტრია

## § 132. სპექტროფოტომეტრიის საგანი

სპექტროფოტომეტრია ასტროფიზიკის ის დარგია, რომელიც შეისწავლის ენერგიის განაწილებას ცის მნათობის სპექტრში. სპექტროფოტომეტრიის ძირითადი ამოცანა მდგომარეობს იმაში, რომ განისაზღვროს მოცემული ტალღის სიგრძის $\lambda$ მონოქრომატული გამოსხივების ინტენსივობა — $I(\lambda)$.

ფოტომეტრიისაგან სპექტროფოტომეტრია მით განსხვავდება, რომ პირველის ამოცანას შეადგენს ცის მნათობების ინტეგრალური სიკაშკაშის (ე. ი. სპექტრის გარკვეულ, საკმარისად ფართო ინტერვალში მდებარე ენერგიის) გაზომვა, ხოლო მეორისას — მონოქრომატული გამოსხივების ინტენსივობის გაზომვა.

სპექტროფოტომეტრია ფოტომეტრიის მეთოდებით სარგებლობს, თუმცა უკანასკნელთა გამოყენება სწორედ მით არის გართულებული, რომ სპექტროფოტომეტრიაში საქმე გვაქვს სხვადასხვა ტალღის სიგრძის ენერგიასთან ცალ-ცალკე.

პრაქტიკულად შეუძლებელია „სრულიად ზუსტად" მონოქრომატული სხივის გამოყოფა და სინამდვილეში სპექტროფოტომეტრიული მონაცემი ყოველთვის რაღაც სასრულო ინტერვალს ($\Delta\lambda$) შეეხება; სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა საშუალო ინტენსივობის მნიშვნელობას გვაძლევს სპექტრის რაღაც სასრულო $\Delta\lambda$ უბანზე, თუმცა უკანასკნელი ძალიან მცირეა (პრაქტიკაში მისი სიდიდე ხმარებული სპექტრული ხელსაწყოს დისპერსიით განისაზღვრება).

სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ ენერგიის განაწილება ან უწყვეტ სპექტრში, ან სპექტრული ხაზის შიგნით. პირველ შემთხვევაში $\Delta\lambda$ შეიძლება საკმაოდ დიდი იყოს, რადგანაც უწყვეტი სპექტრის გასწვრივ ფუნქცია — $I(\lambda)$ — შედარებით ნელა იცვლება. მეორე შემთხვევაში საჭიროა $\Delta\lambda$, რაც შეიძლება მცირე (ვიწრო) ავიღოთ.

სპექტროფოტომეტრიული გაზომვები, როგორც უწყვეტი სპექტრისა, ისე სპექტრული ხაზებისა, დიდი მნიშვნელობის მონაცემებს აწვდის ასტროფიზიკას, რომლისთვისაც სპექტროფოტომეტრია ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს მეთოდს წარმოადგენს.

მართლაც, უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრია საშუალებას გვაძლევს: 1. განვსაზღვროთ ვარსკვლავის ტემპერატურა, 2. შევისწავლოთ სინათლის შთანთქმის კანონები ვარსკვლავთშორის სივრცეში, ნისლეულებში, ცოცხალთა და დედამიწის ატმოსფეროებში, 3. შევისწავლოთ ენერგიის გამოსხივება

ვარსკვლავებისა და მზის მიერ, 4. გამოვიკვლიოთ ვარსკვლავთ გარე ფენების ფიზიკური აგებულება და სხვ.

სპექტრული ხაზების ფოტომეტრია საშუალებას გვაძლევს: 1. შევისწავლოთ ვარსკვლავთ ატმოსფეროების სტრუქტურა, 2. განვსაზღვროთ თვითმნათი სხეულების ქიმიური შედგენილობა, 3. გავზომოთ სიმკვრივე და წნევა მზისა და ვარსკვლავების გარე ფენებში, 4. გავზომოთ მანძილები (სპექტრული პარალაქსების მეშვეობით), ვარსკვლავთ ღერძის გარს ბრუნვის სიჩქარე და სხვ.

როგორც ვხედავთ, მრავალი ჩვენი ცნობა და წარმოდგენა ვარსკვლავის და მზის ზედაპირული ფენებისა და ატმოსფეროს ფიზიკური აგებულების შესახებ სპექტროფოტომეტრიის მონაცემებს ემყარება.

## § 133. სპექტროფოტომეტრიის ძირითადი მეთოდები და მისი დაყოფა ნაწილებად

წინა პარაგრაფიდან გამომდინარეობს, რომ სპექტროფოტომეტრიული გაზომვებისა და გამოკვლევების დროს საქმე გვაქვს სპექტრთან; ხელსაწყოები, რომელთაც სპექტროფოტომეტრიაში ხმარობენ, უნდა შეიცავდეს სპექტრულ ნაწილს, რომელიც სინათლის სხივს სპექტრად დაშლის, და მიმღებ ნაწილს, რომელიც სპექტრის ნებისმიერი უბნის ენერგიას მიიღებს და გაზომავს.

მაგრამ, ზოგჯერ — თუ შეისწავლიან სიკაშკაშის განაწილებას უწყვეტ სპექტრში — შეიძლება სრულიადაც არ მივმართოთ გამოსხივების დაშლას სპექტრად, არამედ მხოლოდ გამოვყოთ განსაკუთრებული ფილტრების მეშვეობით სპექტრის საკმაოდ დიდი შუალედების გამოსხივება.

პირველ შემთხვევაში საქმე გვაქვს ე. წ. პირდაპირ ანუ ზუსტ სპექტროფოტომეტრიასთან, მეორე შემთხვევაში კი — ე წ. არაპირდაპირ სპექტროფოტომეტრიასთან ანუ კ ო ლ ო რ ი მ ე ტ რ ი ა ს თ ა ნ.

პირველ რიგში პირდაპირი სპექტროფოტომეტრიის მეთოდებს შევისწავლით. შემდეგში ცალკე გავეცნობით კოლორიმეტრიას.

სპექტროფოტომეტრიას ჩვეულებრივ ჰყოფენ შეფარდებით (შედარებით) და აბსოლუტურ სპექტროფოტომეტრიად.

შეფარდებითს სპექტროფოტომეტრიაში სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების შედეგები გამოიხატება შედარებითს ერთეულებში და ამავე დროს, ინტენსივობის ერთეულად შეიძლება მიღებული იყოს რომელიმე გარკვეული ტალღის სიგრძის გამოსხივების ინტენსივობა.

აბსოლუტურ სპექტროფოტომეტრიაში სპექტროფოტომეტრიულ გაზომვათა შედეგები გამოიხატება აბსოლუტურ ენერგეტიკულ ერთეულებში (ერგებში).

აბსოლუტური სპექტროფოტომეტრია რთული საქმეა. თანამედროვე ხელსაწყოები, რომელნიც აბსოლუტური გაზომვებისათვის იხმარება, მხოლოდ კაშკაშა ობიექტებისათვის გამოდგება.

მაგრამ მრავალი ასტროფიზიკური პრობლემის ამოხსნისათვის სრულიად საკმარისი ყოფილა შედარებითი სპექტროფოტომეტრიული გაზომვები. ამიტომ შედარებითი სპექტროფოტომეტრია უფრო გავრცელებული და ფართოდ ხმარებული მეთოდია ამჟამად.

ისევე, როგორც ფოტომეტრიას, სპექტროფოტომეტრიას ჰყოფენ ვიზუალურ და ფოტოგრაფიულ სპექტროფოტომეტრიად იმის მიხედვით, თუ რას მიმართავენ სპექტროფოტომეტრიული მიზნებით — თვალს თუ ფოტოგრაფიულ

ფირფიტას. ამჟამად ფოტოგრაფიულმა სპექტროფოტომეტრიამ თითქმის სრულიად განდევნა პრაქტიკიდან ვიზუალური სპექტროფოტომეტრია, რომელთანაც შედარებით პირველი გაცილებით უფრო ძლიერი მეთოდებით აღიჭურვა. საერთოდ, როგორც ზევითაც ითქვა, ფოტოგრაფიულ ფირფიტას დიდი უპირატესობა აქვს თვალის წინაშე. მაგალითად, ფოტოგრაფიული ფირფიტა გრძნობიერია სპექტრის უფრო ფართო უბნის სხივების მიმართ, ვიდრე თვალი და ამიტომ სპექტრის ულტრაიისფერი ან ინფრაწითელი ნაწილების შესწავლა შეუძლებელია თვალით და შესაძლებელია ფოტოფირფიტის მეშვეობით. ამის გარდა ფოტოფირფიტა შეგვიძლია გამოვიყენოთ ისეთი მკრთალი ობიექტების მიმართ, რომელთა დანახვა თვალით შეუძლებელია. დაბოლოს ფოტოფირფიტის სპექტროფოტომეტრიული დამუშავება წარმოებს ლაბორატორიაში, რაც უფრო ხელსაყრელ პირობებს ქმნის, ვიდრე თვით დაკვირვების წარმოების პირობებია. ამავე დროს ეს ფირფიტა წარმოადგენს ნივთიერ მასალას, რომელსაც დოკუმენტის მნიშვნელობა აქვს და ხანგრძლივად შეინახება.

## § 184. პირდაპირი სპექტროფოტომეტრია

როგორც ვნახეთ, სპექტროფოტომეტრიული გამოკვლევის წარმოების მიზნით გვესაჭიროება მივმართოთ ისეთ ხელსაწყოს, რომელიც გამოსაკვლევი ობიექტის სინათლის სხივს სპექტრად დაშლის. ასეთ ხელსაწყოს სპექტროსკოპი ან სპექტროგრაფი წარმოადგენს. მაგრამ, ისინი სხვადასხვა ტიპის შეიძლება იყვნენ: ჭვრიტიანი და უჭვრიტო, პრიზმიანი და მესერიანი. სხვადასხვა შემთხვევაში სხვადასხვა ტიპის სპექტროსკოპს მიმართავენ და მათ შერჩევაში იმავე მოსაზრებებით ხელმძღვანელობენ, რაც გადმოცემულია ჩვენი კურსის იმ ნაწილში, რომელიც ასტროსპექტროსკოპიას შეიცავს.

ასე მაგალითად, სპექტრული ხაზების შესწავლის მიზნით უმჯობესია ვისარგებლოთ ჭვრიტიანი სპექტროსკოპით ან სპექტროგრაფით, რადგანაც უკანასკნელნი მკვეთრ სპექტრებს გვაძლევენ, რომლებშიც ხაზები მკვეთრად და წმინდად არიან გამოსახული.

სპექტროგრაფი დიფრაქციული მესერით იხმარება მხოლოდ კაშკაშა ობიექტების სპექტროფოტომეტრიის მიზნით.

ვარსკვლავების — და, განსაკუთრებით, შედარებით მკრთალი ვარსკვლავების — უწყვეტი სპექტრის სპექტროფოტომეტრიისათვის მიმართავენ ობიექტივწინა პრიზმას.

სპექტრის მიღების შემდეგ უნდა გავზომოთ გამოსხივების ინტენსივობა რაღაც გარკვეულ $\Delta\lambda$ შუალედზე, რომლის მნიშვნელობის მიღება ენერგეტიკულ ერთეულებში შესაძლებელია ბოლომეტრის, რადიომეტრის ან თერმოელემენტის გამოყენებით. მაგრამ, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, მრავალ შემთხვევაში შეგვიძლია დავკმაყოფილდეთ შეფარდებითი გაზომვებით. ამ დროს, რომელიმე ობიექტის სპექტრის სიკაშკაშის განსაზღვრის მიზნით მოცემული ობიექტის სპექტრის სიკაშკაშესთან შედარების გზით, მიმართავენ იმავე გათანაბრების ხერხს, რომელიც ასტროფოტომეტრიაში იხმარება.

აბსოლუტური გაზომვებისათვის იხმარება ხელსაწყოები: სპექტრობოლომეტრი, რადიომეტრი და თერმოელემენტი, რომელთა აღწერა და მუშაობის პრინციპი განხილულია ქვემოთ.

## § 135. სინათლის შერჩევითი შთანთქმა დედამიწის ატმოსფეროს მიერ

უკვე წარმოდგენილი გვაქვს, თუ როგორია დედამიწის ატმოსფეროს როლი საერთოდ ასტროფოტომეტრიაში. დედამიწის ატმოსფეროს მიერ სიხათლის გაბნევისა და შთანთქმის ანუ შესუსტების მოვლენას, ცხადია, სპექტროფოტომეტრიაში უნდა გაეწიოს ანგარიში, მით უფრო, რომ ეს შესუსტება, როგორც ვთქვით, შერჩევითია ანუ სელექტიურია, ე. ი. იგი სხვადასხვაა სხვადასხვა ტალღის სიგრძის გამოსხივებისათვის. ამიტომ ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის ის განაწილება, რომელსაც ჩვენ განვიხილავთ და გავზომავთ, განსხვავდება ჰეშმარიტი განაწილებისაგან. ეს განსხვავება არც ისე მცირეა. შორეული ულტრაიისფერი უბანი ($\lambda < 290 m\mu$) სრულიად შთაინთქმის დედამიწის ატმოსფეროში არსებული ოზონის მიერ. ახლო და შორეული ინფრაწითელი სხივებიც ($\lambda > 750 m\mu$) არ აღწევს ჩვენამდე წყლის ორთქლისა და ნახშირჟანგის მიერ შთანთქმის გამო.

საერთოდ კი ჰაერის მოლეკულების მიერ სინათლის გაბნევა შესუსტებას იწვევს სპექტრის ყველა უბანში და ეს შესუსტება ცვალებადობს ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით — რ ე ლ ე ი ს თანახმად $\lambda^{-4}$-ის პროპორციულად.

თავისთავად ცხადია, რომ ცოტად თუ ბევრად ზუსტი სპექტროფოტომეტრიული მონაცემების მისაღებად საჭიროა შეგვეძლოს ამ შესუსტების აღრიცხვა და სპექტროფოტომეტრიული გაზომვის შედეგების განთავისუფლება მისი გავლენისაგან. ყოველ შემთხვევაში, საჭიროა შეგვეძლოს მიყვანა ანუ რედუქცია ზენიტზე, რათა სხვადასხვა ზენიტურ მანძილზე დამზერილი ვარსკვლავები ურთიერთ შედარებადნი გავხადოთ სპექტროფოტომეტრიული თვალსაზრისით. ამგვარი რედუქციის წესს ჩვენ გავეცანით VI თავში (§ 96).

ვარსკვლავთ სპექტროფოტომეტრიული შედარების დროს ცდილობენ, რომ მაათი დაკვირვება თანატოლ ზენიტურ მანძილებზე წარმოებდეს. მაშინ აღარ არის საჭირო შესწორების შეტანა ატმოსფეროს გამჭვირვალობაზე, თუკი ვარსკვლავების დაკვირვების დროის განმავლობაში საერთოდ არ შეიცვალა გამჭვირვალობის კოეფიციენტის მნიშვნელობა ამა თუ იმ მეტეოროლოგიური მოვლენის ზეგავლენით.

## § 136. ვიზუალური სპექტროფოტომეტრია

რადგანაც ვიზუალური სპექტროფოტომეტრია თ ვ ა ლ ი თ გაზომვას ეყრდნობა, ხოლო თვალი მხოლოდ ისეთ გამოსხივებას შეიგრძნობს, რომლისთვისაც $400\ m\mu < \lambda < 750\ m\mu$, ამიტომ ვიზუალური სპექტროფოტომეტრიული შედარებანი შეგვიძლია ვაწარმოოთ სპექტრის ისეთ უბანში მხოლოდ, რომელიც $\lambda = 400\ m\mu$ და $\lambda = 750\ m\mu$-ს შორის არის მოქცეული.

მაგრამ ამ უბანშიც, რომელსაც სპექტრის ვ ი ზ უ ა ლ უ რ უბანს უწოდებენ, თვალის მიერ სინათლის შეგრძნება სხვადასხვანაირია და მას ზოგიერთი თავისებურებაც თან სდევს. ამის უგულებელყოფა სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების დროს არ შეიძლება. ამიტომ ჩვენც უნდა განვიხილოთ ეს საკითხი — საკითხი თვალის გრძნობიერების ცვალებადობის შესახებ ტალღის სიგრძის ცვლილებასთან ერთად.

ვთქვათ, $I(\lambda)$ შეესაბამება სხვადასხვა ტალღის სიგრძის ისეთ გამოსხივებებს, რომელნიც თვალის ერთნაირ გაღიზიანებას იწვევენ; ხოლო $I_{max}(\lambda)$ მისი მაქსიმალური ანუ უმეტესი გრძნობიერების შესაბამი მნიშვნელობაა, რომე-

ლიც ეთანადება რომელიღაც გარკვეულ ტალღის სიგრძეს ($\lambda_m$). ადამიანის ნორმული თვალისათვის $I_{max}(\lambda)$ შეესაბამება $\lambda = 550 m\mu$-ს; ე. ი. ამ უკანასკნელი ტალღის სიგრძის გამოსხივებას ადამიანის თვალი საუკეთესოდ შეიგრძნობს.

განვიხილოთ ახლა ფუნქცია $V(\lambda) = \frac{I_{max}(\lambda)}{I(\lambda)}$, რომელსაც ხედვის ფუნქციას უწოდებენ. მისი მნიშვნელობანი სხვადასხვა $\lambda$-თვის და „ნორმული ძალის" განათებისათვის მოცემულია შემდეგ ცხრილში;

| $\lambda$ | $V(\lambda)$ | $\lambda$ | $V(\lambda)$ | $\lambda$ | $V(\lambda)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 440 mμ | 0.053 | 550 mμ | 0.994 | 650 mμ | 0.101 |
| 480 „ | 0.281 | 580 „ | 0.843 | 680 „ | 0.014 |
| 520 „ | 0.775 | 610 „ | 0.503 | | |

ადამიანის თვალის სპექტრული გრძნობიერება იცვლება განათების ძალაზე დამოკიდებულებით. თუ განათება ნორმულზე ნაკლებია (ე. წ. „ბინდის განათება"), მაშინ თვალის მაქსიმალური გრძნობიერება $\lambda = 520 m\mu$-საკენ, ე. ი. ლურჯი უბნისაკენ გადაიადგილებს. ამით აიხსნება ის მოვლენა, რომ მთვარის სინათლე ჩვენ თითქოს უფრო მოლურჯო გვეჩვენება, ვიდრე მზისა, და ბინდში ლურჯ საგნებს უკეთესად ვარჩევთ, ვიდრე წითელს. ეს ე. წ. პ უ რ კ ი ნ ი ე ს ეფექტია.

პ უ რ კ ი ნ ი ე ს ე ფ ე ქ ტ ი ს არსებობის გამო ჩვენ არ შეგვიძლია ვაწარმოოთ ზ უ ს ტ ი სპექტროფოტომეტრიული განსაზღვრა იმ შემთხვევაში, როცა „სხვადასხვაფრად შეღებილი" ობიექტების სიკაშკაშეთა გათანაბრებასთან გვაქვს საქმე.

ამიტომ ვიზუალური სპექტროფოტომეტრია თითქმის განსაკუთრებით ერთი და იმავე სპექტრული უბნის სიკაშკაშეთა შედარებას ემყარება და ასეთი შედარებისათვის სპეციალურ ხელსაწყოებს — სპექტროფოტომეტრებს — მიმართავენ. ჩვენ ზოგადად აღვწერთ აქ ორი სახის სპექტროფოტომეტრს.

### § 187. ს ა ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ თ ო ს პ ე ქ ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ე ბ ი

ვარსკვლავთ ვიზუალური სპექტროფოტომეტრიის დარგში პირველად გამოყენებული იყო გ ლ ა ნ ი ს ა (Glan) და ფ ო გ ე ლ ი ს (Fogel) სპექტროფოტომეტრი წარსული საუკუნის სამოციან წლებში.

იგი წარმოადგენს ჩვეულებრივ სპექტროსკოპს, რომელსაც დართული აქვს ფოტომეტრიული ნაწილი, შემდგარი ე. წ. ვოლასტონის პრიზმისა და ნიკოლისაგან.

დამკვირვებლის მხედველობის არეში არის ორი ობიექტის (გამოსაკვლევისა და შესადარებლად ხმარებულის) სპექტრის ერთი და იმავე ტალღის სიგრძის ვიწრო უბნები. ფოტომეტრიული გაზომვის პროცესი იმაში მდგომარეობს, რომ ნიკოლის ბრუნვით მივაღწევთ ორივე სპექტრის სიკაშკაშის გათანაბრებას, რაც ნიკოლის გარე დისკოზე გარკვეული ანათვლით აღინიშნება. ეს ანათვალი საფუძვლად დაედება სპექტრის უბნის სიკაშკაშეთა ფარდობის გამოთვლას.

სპექტროფოტომეტრის ნაკლი ის არის, რომ ვარსკვლავის სხივი გადის ფოტომეტრიულ სისტემაში და ეს დიდად ამცირებს მის სიკაშკაშეს. ამიტომ ეს

სპექტროფოტომეტრი გამოუყენებელია ცოტად თუ ბევრად მკრთალი ვარსკვლავებისათვის.

სამაგიეროდ კროვა-ფოგელის (Crova-Fogel) სპექტროფოტომეტრი ისეა მოწყობილი, რომ ვარსკვლავის სხივი მხოლოდ ჩვეულებრივი სპექტროსკოპის ოპტიკურ ნაწილებში გადის და ამიტომ მისი შესუსტება არც ისე დიდია. ფოტომეტრიულ სისტემაში მხოლოდ სტანდარტული, შესადარებლად ხმარებული ხელოვნური სინათლის სხივი გაივლის. მაგრამ ეს მოსარიდებელი არ არის, რადგანაც მისი საწყისი ინტენსიეობა საჭიროებისამებრ შეგვიძლია ნებისმიერად გავადიდოთ.

ეს სპექტროფოტომეტრიც სიკაშკაშეთა გათანაბრების პრინციპზეა აგებული და აქაც ვარსკვლავისა და ხელოვნური სინათლის წყაროს სპექტრების სიკაშკაშეთა ფარდობა ფამოიხატება როგორც ნიკოლის მობრუნების კუთხის გარკვეული ფუნქცია.

ჩვენს დროში სპექტროფოტომეტრიის ვიზუალურ მეთოდებს თითქმის სრულიად აღარ მისდევენ. ვიზუალური სპექტროფოტომეტრიის ადგილი ფოტოგრაფიულმა სპექტროფოტომეტრიამ დაიკავა.

მაგრამ, ამ უკანასკნელ დარგშიც გამოკვლევის მთავარ საშუალებას და მასალას ფოტოგრაფიული ფირფიტა წარმოადგენს. ამიტომ პირველ რიგში ფოტოგრაფიული ფირფიტის სპექტროფოტომეტრიულ თვისებებს უნდა გავეცნოთ.

### § 139. ფოტოგრაფიული ფირფიტის სპექტროფოტომეტრიული თვისებები

ფოტოგრაფიული ფირფიტის საერთო ფოტომეტრიული თვისებების შესახებ ზემოთ გვქონდა საუბარი (იხ. თავი II). იქ ნათქვამს მხოლოდ იმას დავუმატებთ, რაც, კერძოდ, სპექტროფოტომეტრიას შეეხება.

გამონასახის სიშავე ფოტოფირფიტაზე დამოკიდებულია არა მარტო ვარსკვლავის (მნათობის) სიკაშკაშეზე ($I$) და გადაღების ხანგრძლივობაზე ($t$), არამედ მისი გამოსხივების ტალღის სიგრძეზეც.

ფოტოფირფიტის გრძნობიერების არე გაცილებით უფრო ფართოა, ვიდრე თვალისა. იმისათვის, რომ წარმოდგენა ვიქონიოთ მასზე, განვიხილოთ ხედვის ფუნქციის (იხ. ზემოთ) ანალოგიური ფუნქცია ფოტოგრაფიული ფირფიტისათვის.

ვთქვათ, $I(\lambda)$ შეესაბამება სხვადასხვა ტალღის სიგრძის ისეთ გამოსხივებებს, რომელნიც ერთნაირ გაშავებას იწვევენ ფოტოფირფიტაზე; ხოლო $I_{max}(\lambda)$ წარმოადგენს $I(\lambda)$-ს მნიშვნელობას ისეთ $\lambda$-თვის, რომლისთვისაც ფირფიტა მაქსიმალურად გრძნობიერია.

ჩვენი ფუნქცია, რომელიც ფოტოფირფიტის შეფარდებით სპექტრულ გრძნობიერებას დაახასიათებს, აქაც შემდეგნაირად გამოიხატება:

$$V(\lambda) = \frac{I_{max}(\lambda)}{I(\lambda)}.$$

ამ ფუნქციის მნიშვნელობა დამოკიდებულია, აგრეთვე, თვით ფოტოფირფიტის ხარისხზე, მის ტიპზე ანუ მარკაზე, რადგანაც, საერთოდ, მრავალნაირი ტიპის ფოტოფირფიტებს ამზადებენ, რომელნიც ძალიან განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან სპექტრული გრძნობიერებით და გრძნობიერების უბნის საზღვრებით.

ჩვეულებრივი ფოტოფირფიტის გრძნობიერების არე მოქცეულია $\lambda = 350\ m\mu$ და $\lambda = 500\ m\mu$-ს შორის. ე. წ. პანქრომატული ფირფიტებისათვის გრძნობიერების არე $\lambda = 400\ m\mu$ და $\lambda = 650\ m\mu$-ით განისაზღვრება.

ქვემოთ მოგვყავს $V(\lambda)$ ფუნქციის მნიშვნელობანი სხვადასხვა $\lambda$-თვის ჩვეულებრივი და პანქრომატული ფოტოფირფიტებისათვის.

| $\lambda$ | $V(\lambda)$ ჩვ. ფ. | $V(\lambda)$ პანქრ. ფ. | $\lambda$ | $V(\lambda)$ ჩვ. ფ. | $V(\lambda)$ პანქრ. ფ. |
|---|---|---|---|---|---|
| 350 mμ | 0.22 | — | 500 mμ | 0.41 | 0.16 |
| 370 | 0.44 | — | 520 | — | 0.13 |
| 390 | 0.81 | — | 560 | — | 0.15 |
| 410 | 0.95 | 0.63 | 600 | — | 0.16 |
| 440 | 1.00 | 1.00 | 640 | — | 0.12 |
| 480 | 0.86 | 0.38 | | | |

როგორც ვხედავთ, ორივე ტიპის ფირფიტისათვის უდიდესი (მაქსიმალური) გრძნობიერების ტალღის სიგრძე 440 $m\mu$-ს ახლო მდებარეობს.

თუ გამოვიყენებთ პანქრომატულ ფირფიტებს შეგვიძლია გაკავრცელოთ სპექტრში ენერგიის განაწილების გამოკვლევა ინფერი უბნიდან თითქმის ინფრაწითელ უბნამდე. მაგრამ აქ მხედველობაში უნდა ვიქონიოთ ის გარემოება, რომ ხელსაწყოთა ოპტიკა არ გვაძლევს ერთნაირი ხარისხის გამონასახს სპექტრის მთელ სიგრძეზე და პრაქტიკაში იძულებული ვხდებით სპექტროფოტომეტრიული გამოკვლევა შედარებით უფრო ვიწრო საზღვრებით შევზღუდოთ.

ჩვენ ვიცით როგორ ხდება მახასიათებელი მრუდის $(S, I)$ ან $(D, I)$ აგება (ეს მრუდი ამყარებს დამოკიდებულებას გამონასახის სიშავესა და შესაბამ ინტენსივობას შორის ან სიმკვრივესა და ინტენსივობას შორის, როცა მნათობის სხივს უშუალოდ, სპექტრად დაუშლელად ვამოქმედებთ ფირფიტაზე).

თუ ავაგებთ ანალოგიურ მახასიათებელ მრუდებს $(S, I)$ სხვადასხვა ტალღის სიგრძეებისათვის, ვნახავთ, რომ მათი ფორმა არ იქნება სრულიად ერთნაირი.

ორი სხვადასხვა სპექტრული უბნის შესაბამი მახასიათებელი მრუდი მხოლოდ მაშინ არის ერთიმეორის პარალელური, როცა მათი შესაბამი ტალღის სიგრძენი დიდად არ განსხვავდებიან ერთიმეორისაგან.

ის გარემოება, რომ ეს მრუდები, საერთოდ, არ არიან პარალელურნი, ნიშნავს იმას, რომ სხვადასხვა ტალღის სიგრძის იმ ინტენსივობათა ფარდობა, რომელიც საჭიროა თანატოლი სიშავის წარმოსაქმნელად, იცვლება თვით ამ სიშავის სიმკვრივეზე დამოკიდებით. ეს მოვლენა ჩვენთვის ცნობილი პურკინიეს ეფექტის ანალოგიურია და მას უწოდებენ პ უ რ კ ი ნ ი ე ს ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ე ფ ე ქ ტ ს.

პურკინიეს ეფექტის სიდიდე დამოკიდებულია ფოტოფირფიტის ხარისხზე, მარკაზე.

რაკი პურკინიეს ეფექტი არსებობს, უნდა ვიფიქროთ, რომ $V(\lambda)$ ფუნქცია დამოკიდებულია, აგრეთვე, გამონასახის სიმკვრივეზე. ამიტომ ზემომოცემული მნიშვნელობანი ამ ფუნქციისა უნდა ჩავთვალოთ როგორც რაღაც საშუალო სიმკვრივის შესაბამი მნიშვნელობანი.

როგორც ზემოთაც ვნახეთ, გამონასახის სიშავე ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე დამოკიდებულია არა მარტო სინათლის ინტენსივობასა, ექსპოზი-

ციასა და ტალღის სიგრძეზე, არამედ სხვა ფაქტორებზეც. ასე, მაგალითად, იგი დამოკიდებული ყოფილა იმ ტემპერატურაზეც, რომელიც ფოტოფირფიტას აქვს გადაღების მომენტში. დაბალი ტემპერატურის შემთხვევაში ფირფიტის გრძნობიერება კლებულობს. მახასიათებელი მრუდის სახე, მაშასადამე, ამ ტემპერატურაზეც ყოფილა დამოკიდებული. ის, ამავე დროს, დიდადაა დამოკიდებული, აგრეთვე, გამჟღავნების პროცესსა და რეჟიმზე: გამამჟღავნებელის რეცეპტზე, კონცენტრაციაზე, ტემპერატურასა და გამჟღავნების ხანგრძლივობაზე.

ამავე დროს მხედველობაში უნდა ვიქონიოთ, რომ მოცემული ხარისხის ანუ მარკის ფოტოფირფიტის თვისებები არაა მკაცრად უცვლელი. ერთსა და იმავე კოლოფშიც შეიძლება აღმოჩნდნენ განსხვავებული თვისების ფირფიტები. ამიტომ ზუსტი სპექტროფოტომეტრიული გამოკვლევის დროს დიდ სიფრთხილეს იჩენენ ამ მხრივ და ცდილობენ ფოტომეტრიულ შედარებაზე დამყარებული გამოკვლევა ერთსა და იმავე ფირფიტაზე შეასრულონ. სპექტროფოტომეტრიული გაზომვის შედეგებზე განსაკუთრებულ გავლენას ახდენს, აგრეთვე, ფირფიტის ემულსიის მარცვლოვანი სტრუქტურა. ფირფიტის გრძნობიერება მით მეტია, რაც უფრო დიდი ზომისაა მისი ემულსიის მარცვლები. მაგრამ მოზრდილ მარცვლებს ყოველთვის შემოაქვთ შეცდომები ფოტომეტრიულსა და მეტადრე სპექტროფოტომეტრიულ გაზომვებში.

## § 130. ფოტოგრაფიული სპექტროფოტომეტრიის მეთოდი

ფოტოგრაფიული სპექტროფოტომეტრიის მეთოდი ძირითადად იმით განისაზღვრება, რომ სპექტროფოტომეტრიულ შედარებას ფოტოგრაფიული ფირფიტის მეშვეობით აწარმოებენ იმ სიშავეთა შედარებით, რომელთაც თანატოლი ტალღის სიგრძის გამოსხივებანი იწვევენ. თვით შედარება ისეთ ფოტომეტრიულ სკალას ემყარება, რომელსაც სიშავეთა გრადაციის სახით ღებულობენ იმავე ფოტოფირფიტაზე. სიშავეთა გრადაციას შეგვიძლია მივაღწიოთ გამოსხივების წყაროს ინტენსივობის ცვალებადობით. ასეთი სკალა საშუალებას მოგვცემს ავაგოთ მახასიათებელი მრუდი. მაგრამ, ვინაიდან უკანასკნელს სხვადასხვა სახე აქვს სხვადასხვა ტალღის სიგრძისათვის, ამიტომ საჭიროა ავაგოთ რამოდენიმე მახასიაოებელი მრუდი სპექტრის სხვადასხვა უბნისათვის. თვით მახასიათებელი მრუდის აგება ემყარება სპექტრის მოცემულ უბანში იმ სიშავეთა გაზომვას, რომელნიც მიღებულნი არიან სხვადასხვა, მაგრამ ცნობილი სიკაშკაშის გამოსხივებით. შემდეგში, გამოსაკვლევი ობიექტის სიშავე მახასიათებელი მრუდის საშუალებით გადაყავთ სიკაშკაშეში.

ამგვარად, გარკვეული სპექტროფოტომეტრიული განსაზღვრის შესასრულებლად საჭიროა მივიღოთ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე გამოსაკვლევი ობიექტის სპექტრი და სპექტროფოტომეტრიული სკალა (გამოსაკვლევი მნათობის სპექტრთან ერთად ამავე ფირფიტაზე ღებულობენ, აგრეთვე, შესადარი მნათობის სპექტრს). შემდეგ, მიღებულ სპექტრებს (ისევე, როგორც სკალას) ზომავენ მიკროფოტომეტრზე (განსაზღვრავენ სიშავეს), რის საფუძველზეც სხვადასხვა ტალღის სიგრძისათვის ააგებენ მახასიათებელ მრუდებს. გამოსაკვლევი და შესადარი ობიექტების სპექტრების სიშავეთა სხვაობა (ერთ და იმავე ტალღის სიგრძეზე) სათანადო მახასიათებელი მრუდის მეშვეობით გადაჰყავთ ამავე ობიექტების სპექტრების სიკაშკაშეთა ფარდობაში, რითაც მიღწეულია მიზანი.

ხელმეორედ გავუსვათ ხაზი იმ გარემოებას, რომ აქ მკაცრად უნდა იქნეს დაცული ყველა ის პირობა, რომელიც უზრუნველყოფს გამოსაკვლევი და შესადარი ობიექტების ფოტოგრაფირების, გამქღავნებისა და გაზომვის სრულ ერთგვაროვნობას, რაც აუცილებელია ცდომილებათაგან თავისუფალი სპექტროფოტომეტრიული შედეგების მისაღებად.

ახლა ვნახოთ დაწვრილებით თუ როგორ ხდება სპექტროფოტომეტრიული სკალის მიღება, სპექტროგრამების გაზომვა და მახასიათებელი მრუდების აგება.

### § 140. სპექტროფოტომეტრიული სკალის მიღება (ფოტოგრაფიული ფირფიტის სტანდარტიზაცია)

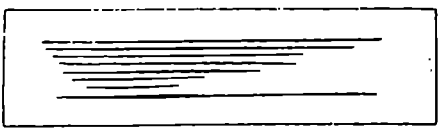
ფოტოგრაფიული ფირფიტის *სტანდარტიზაცია* იმაში მდგომარეობს, რომ მიიღონ მასზე სხვადასხვა სიშავის *გრადაცია*, რომელიც სწორედ ფოტომეტრიულ სკალას წარმოადგენს. *სპექტროფოტომეტრიული* სტანდარტიზაციის შემთხვევაში ეს სკალა მიღებული უნდა იქნეს სხვადასხვა λ-თვის.

საამისოდ რამდენიმე ხერხი არსებობს. ჩვენ აღვწერთ მათ შორის ყველაზე უფრო ტიპურსა და ხშირად ხმარებულს.

ინტენსივობათა გრადაციის მიღება შესაძლებელია, თუ მოვახდენთ დამხმარე სინათლის წყაროს სპექტრის მიმდევრობით ფოტოგრაფირებას ისე, რომ მის (სინათლის წყაროს) სიკაშკაშეს შევამცირებთ ჩვენთვის ცნობილი, გარკვეული სიდიდით. ამ მიზნით შეგვიძლია შემდეგნაირად მოვიქცეთ. სპექტროგრაფის ჭვრიტეზე მოვათავსოთ ე. წ. *შემასუსტებელი* ანუ *აბშვეხერი*, რაც ნეიტრალური მინის ფირფიტისაგან დამზადებულს ერთგვარ „საფეხურიან“ სოლს წარმოადგენს, რომელზეც აღბეჭდილია *სხვადასხვა გამჭვირვალობის* რამდენიმე პარალელური ზოლი (ნახ. 135). ასეთი სოლის დამზადება შეიძლება თუნდაც ჩვეულებრივი ფოტოგრაფიული ფირფიტისაგან, რომელსაც წინასწარ დაჰყოფენ ზოლებად და შემდეგ ამ ზოლებს გაანათებენ რაღაც სტანდარტული სინათლით, *სხვადასხვა* ექსპოზიციით. გამქღავნების შემდეგ ზოლებს სხვადასხვა სიშავე ექნებათ ექსპოზიციის ხანგრძლივობაზე დამოკიდებულებით. ფირფიტა ნეიტრალური უნდა იყოს, ე. ი. მასში ყველა ტალღის სიგრძის გამოსხივების შთანთქმა ერთნაირად უნდა ხდებოდეს.

136-ე ნახ.-ზე მოცემულია აბშვეხერით მიღებული სპექტროგრამის ანაბეჭდი. ჩვეულებრივ, აბშვეხერის თითოეულ ზოლს 0.5 მილიმეტრის სიგანე აქვს

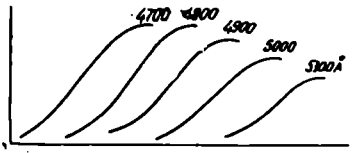
ნახ. 135.



ნახ. 136.

და ორი მეზობელი (მიმდევარი) ზოლის სიშავე ისეა შერჩეული, რომ მათში გამავალი სინათლის ინტენსივობათა განსხვავება 0.3—0.5 ვარსკვლავიერი სი-

დიდის ტოლია. თუ აბშვეხერი სპექტროგრაფის პვრიტეზე მიდგმულია ისე, რომ მისი ზოლები ჰვრიტეს მართობულად ლაგდება და იგი განათებულია თანაბრად, მაშინ ცხადია, რომ სპექტროგრაფის ფოკალურ სიბრტყეში მივიღებთ სხვადასხვა სიკაშკაშის რამდენიმე სპექტრს. ამ სპექტრების რიცხვი აბშვეხერის ჰვრიტეზე დაგეგმილებული საფეხურების რაოდენობას ეტოლება, ხოლო მათი სიკაშკაშე აბშვეხერის სათანადო საფეხურების გამჭვირვალობის პროპორციული იქნება. ახლა, თუ ცნობილია აბშვეხერის ზოლების გამჭვირვალობის გრადაცია, შეგვიძლია აღგოთ მახასიათებელი მრუდი ყოველი ტალღის სიგრძისათვის. 137-ე ნახ.-ზე გამოხატულია ერთი ასეთი მაგალითი. როგორც ვხედავთ, მრუდები ერთმანეთისაგან განსხვავდებიან.



ნახ. 137.

თუ მოცემული სინათლის წყარო მხოლოდ უწყვეტ სპექტრს იძლევა და სრულიად არ გვაძლევს სპექტრულ ხაზებს, მაშინ იმავე ფირფიტაზე, აბშვეხერის მეშვეობით მიღებული სპექტრების გვერდით ახდენენ რომელიმე ისეთი სინათლის წყაროს ფოტოგრაფირებასაც, რომელიც ხაზოვან სპექტრს გვაძლევს. სპექტრული ხაზები, რომელნიც ამნაირად იქნება მიღებული, სპექტროფოტომეტრიული სკალის გვერდით, საშუალებას მოგვცემს უკანასკნელის გახუწყვეტელი ფონის ნებისმიერი წერტილის ტალღის სიგრძე განვსაზღვროთ, რაც, ცხადია, აუცილებელ საჭიროებას წარმოადგენს, რათა შეიძლებოდეს გამოსაკვლევი და სტანდარტული სპექტრების ინტენსივობათა შედარება სპექტრის სასურველ ნაწილში ანუ გარკვეული ტალღის სიგრძის შესაბამ უბანში.

ხშირად მიმართავენ სტანდარტიზაციის მეორე ხერხს, რომელიც იმაში მდგომარეობს, რომ იმ ხელსაწყოს ობიექტივის წინ, რომლის მეშვეობითაც სპექტრის ფოტოგრაფირება ხდება, მოათავსებენ სხვადასხვა სიდიდის დიაფრაგმას და შესადარებლად აღებული ვარსკვლავის სპექტრის მიმდევრობით ფოტოგრაფირებას აწარმოებენ ერთ და იმავე ფირფიტაზე ერთიმეორის გვერდით.

მიღებული სპექტრების სიკაშკაშე პროპორციული იქნება დიაფრაგმის თავისუფალი ხვრელის ფართობისა და სიკაშკაშეთა ფარდობას გამოითვლიან როგორც დიაფრაგმათა ხვრელების ფართობების ფარდობას.

ამ მეთოდის დიდ ნაკლს ის წარმოადგენს, რომ ფოტოგრაფირება მ ი მ დ ე ვ რ ო ბ ი თ ხდება და მისი წარმოების დროის განმავლობაში ადვილი შესაძლებელია შეიცვალოს ატმოსფეროს გამჭვირვალობის ხარისხი, რაც იქონიებს უარყოფით გავლენას სპექტროფოტომეტრიული გაზომვის შედეგზე (გამოიწვევს ცდომილებებს). ზენიტურ მანძილებში სხვაობის ეფექტი, რა თქმა უნდა, ცალკეა გასათვალისწინებელი.

ამ ხერხის მეორე ნაკლი ის არის, რომ სხვადასხვა ზომის დიაფრაგმის გამოყენება ობიექტივის წინ არსებითად ნიშნავს იმას, რომ ობიექტივის სხვადასხვა ნაწილს ვხმარობთ ერთ და იმავე სპექტროფოტომეტრიული სკალის მიღებისას. მაგრამ ობიექტივის სხვადასხვა ზონას განსხვავებული ოპტიკური თვისებები (გამჭვირვალობა და სხვა) აქვს, რაც კვლავ დამატებით ცდომილებებს გამოიწვევს სპექტროფოტომეტრიულ გაზომვებში. ამ ცდომილებათა მოსპობას ან, ყოველ შემთხვევაში, შემცირებას ცდილობენ მით, რომ დია-

ფრაგმენტს სხვადასხვა კუთხის მქონე სექტორის ფორმას აძლევენ, რაც საშუალებას იძლევა თითოეული დიაფრაგმის შემთხვევაში გამოიყენებოდეს ობიექტივის ყველა ზონა.

ზოგჯერ შესაძლებელი ხდება, სრულიად მოვერიდოთ ფირფიტაზე სპეციალური სპექტროფოტომეტრიული სკალის მიღებას. ეს შესაძლებლობა კი ბევრ რამეს ნიშნავს იმ შემთხვევისათვის, როცა სპექტროგრამაზე (უმთავრესად ძველად, შემთხვევით ან სხვა არაფოტომეტრიული მიზნებით გადაღებულ სპექტროგრამაზე) არ არის სკალა, ხოლო ამა თუ იმ გარემოებამ გამოიწვია მისი სპექტროფოტომეტრიული დამუშავების აუცილებლობა.

თუ ჩვენთვის ცნობილია სპექტრის რამდენიმე ხაზის ინტენსივობის ერთიმეორესთან ფარდობა, მაშინ მახასიათებელი მრუდი სწორედ ამის საფუძველზე აიგება. კერძოდ, ამ მიზნით შეგვიძლია გამოვიყენოთ რკინის სპექტრის ხაზების ინტენსივობათა ფარდობა. ეს ფარდობა ბევრი შემთხვევისათვის ცნობილია. რკინის სპექტრი კი თითქმის ყოველთვის არის აღბეჭდილი ვარსკვლავის სპექტროგრამაზე; ჩვეულებრივ, არასოდეს არ აწარმოებენ ვარსკვლავის სპექტროფოტოგრაფიას ხელოვნური (რკინის) სპექტრის აღბეჭდვის გარეშე, რადგანაც რკინის სპექტრი სპექტრომეტრიულ საფუძველს წარმოადგენს. მაგრამ, თუ სპექტროგრამა ობიექტივწინა პრიზმის მეშვეობით არის მიღებული, მაშინ ფირფიტაზე შეგვიძლია შევარჩიოთ რამდენიმე ისეთი ვარსკვლავი, რომელიც ერთ და იმავე სპექტრულ კლასს ეკუთვნის, მაგრამ, რომელთაც ამავე დროს, სხვადასხვა ინტეგრალური სიკაშკაშე ახასიათებს ჩვენ შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ მათი სპექტრების მოცემული უბნის ინტენსივობანი ისე შეეფარდებიან ერთმანეთს, როგორც მათი ინტეგრალური სიკაშკაშენი და ამის საფუძველზე შევიძლებთ მიახლოებითი მახასიათებელი მრუდის აგებას.

## § 141. სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა (სპექტროგრამის ფოტომეტრიული გაზომვა)

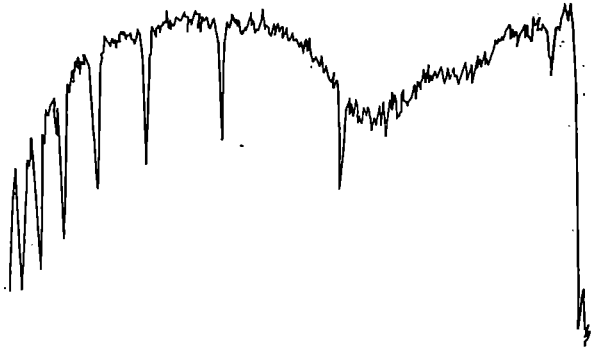
ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ ი გაზომვის ტექნიკის, ხელსაწყოების და ხერხების განხილვის შემდეგ (იხ. ნაწილი II, ასტროფოტომეტრია) აღარ არის საჭირო დაწვრილებით შევჩერდეთ ს პ ე ქ ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი უ ლ გაზომვებზე, რადგანაც უკანასკნელნი იმავე ხერხებს ემყარებიან. ხაზს გავუსვამთ მხოლოდ იმ განსაკუთრებულსა და თავისებურ მხარეებს, რომლებიც თან სდევს ს პ ე ქ ტ რ ო გ რ ა მ ე ბ ი ს ფოტომეტრიულ გაზომვას.

იგივე ჰარტმანისეული მიკროფოტომეტრი, რომელიც ზემოთ იყო აღწერილი, სპექტროგრამების ფოტომეტრიული გაზომვების ერთ-ერთ ხელსაწყოს წარმოადგენს. მაგრამ, რადგანაც უკანასკნელ შემთხვევაში ფირფიტის გაზომვა სპექტრის გასწვრივ ხდება (ჩვენ ხომ სპექტრში ენერგიის განაწილებას ვიკვლევთ), ამიტომ ჩარჩოს მიკრომეტრიული მოძრაობა ჰარტმანისეულ მიკროფოტომეტრში სპექტრის მიმართულებას უნდა მიჰყვებოდეს, ხოლო ლუმერ-ბროდჰუნის კუბურას შიგნით მოთავსებულ სარკეს ისეთი ფორმა და სიდიდე უნდა ჰქონდეს, რომ მან „ამოკვეთოს" სპექტრში უკანასკნელის მართობი ვიწრო ნაკვთი. ამ ნაკვთის სიგანე დაახლოებით 0,2 მილიმეტრი უნდა იყოს. მაშინ დამკვირვებელი ოკულარში ერთდროულად დაინახავს სტანდარტული სინათლის ფონს და მის შიგნით გამოსაკვლევი ობიექტის სპექტრის გარკვეული ნაწილის ვიწრო ნაკვთს (სპექტრის ნაწილი ანუ ტალღის სიგრძეთა გარკვეული შუალედი ნებისმიერად შეგვიძლია შევარჩიოთ მიკროფოტომეტრის

ჩარჩოს გადაადგილებით). გაზომვის პრინციპი იგივეა და იგი ფონისა და სპექტრის ვიწრო ნაკვთების სიკაშკაშეთა გათანაბრებას ემყარება.

აშკარაა, რომ, რადგანაც სპექტრში ენერგიის განაწილებას შეეისწავლით, ამიტომ საჭიროა, რომ სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა გავავრცელოთ სპექტრის საკმაოდ დიდ სიგრძეზე ისე, რომ მიმდევრობით გავზომოთ იგი რამდენიმე წერტილში. ზოგიერთი ამოცანის გადასაჭრელად საჭირო ხდება გავზომოთ არა რამდენიმე წერტილი, არამედ მრავალი, ერთიმეორესთან ახლო მდებარე წერტილი (ხაზების კონტურის შესწავლისას; იხ. ქვემოთ). ასეთ შემთხვევაში პრაქტიკულად საჭირო არის ხოლმე თანდათან გადავაადგილოთ მიკროფოტომეტრის ჩარჩო 0.01 მილიმეტრით 100-ჯერ და 200-ჯერაც, რათა გაზომვა გავავრცელოთ თუნდაც მხოლოდ ერთს, მაგრამ ფართო სპექტრულ ხაზზე. ეს პროცესი მეტად ხანგრძლივია.

ამიტომ ასეთი საჭიროების შემთხვევაში, ისეთ მიკროფოტომეტრს მიმართავენ, რომელსაც თვითმწერი ეწოდება და სახელდობრ, ჩვენ მიერ ზემოთ აღწერილ თვითმწერ მიკროფოტომეტრს წარმოადგენს. სპექტროფოტომეტრიული გაზომვის დროს ასეთ მიკროფოტომეტრში ჩადგმული ფოტოფირფიტა (სპექტროგრამა) ნელ და თანაბარ გადაადგილებას განიცდის (დაახლოებით სიჩქარით 1 სანტიმეტრი 5 წუთში) და იმ სხივის გზაზე, რომელმაც სიშავე უნდა „შეაფასოს", მიმდევრობით გაივლის სპექტროგრამის ის უბანი, რომლის გაზომვასაც ვაწარმოებთ (უწყვეტი ფონის ნაწილი, ან სპექტრული ხაზების კონტური). ფირფიტის გადაადგილებას სპეციალური მოტორი უზრუნველყოფს. იგივე მოტორი, ერთდროულად, თანაბრად აბრუნებს



ნახ. 138.

დოლურას, რომელზეც დახვეულია შუქმგრძნობიერი ქაღალდი. ამნაირად უკანასკნელზე „გადადის" სპექტრული ხაზის ბროფილი ანუ კონტური, ან უწყვეტი ფონის შესაბამ სიშავეთა ცვალებადობის მრუდი.

ჩვეულებრივ, კონტურის მიღებას ქაღალდზე მრავალჯერ (20—50-ჯერ) გადიდებული მასშტაბით ახერხებენ.

შუქმგრძნობიერი ქაღალდის გამჟღავნების შემდეგ ვნახავთ მასზე „ჩაწერილ" მრუდს, რომელსაც მიკროფოტოგრამას უწოდებენ.

საილუსტრაციოდ მოგვყავს აქვე ერთი მიკროფოტოგრამა (ნახ. 138).

## § 142. უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრია. ვარსკვლავის ფერითი და ეფექტური ტემპერატურები

სპექტროფოტომეტრიაში ორ ერთიმეორისაგან დამოუკიდებელ ამოცანასთან გვაქვს საქმე: უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრიასა და სპექტრული ხაზების კონტურის შესწავლასთან.

თითოეულ ამოცანას თავისი ფიზიკური მიზანი აქვს. უ წ ყ ვ ე ტ ი  ს პ ე ქ ტ რ ი ს ფოტომეტრია, — რაც იმაში მდგომარეობს, რომ განისაზღვროს სპექტრული ხაზებისაგან თავისუფალი სპექტრის უბნის ინტენსიეობა, — ვარსკვლავთ ტემპერატურის გამოთვლის საფუძველს წარმოადგენს.

თეორიიდან ცნობილია, რომ აბსოლუტურად შავი სხეულის სპექტრში ენერგიის განაწილება გამოიხატება ე. წ. პ ლ ა ნ კ ი ს (Planck) ფორმულით, რომელსაც შემდეგნაირი სახე აქვს:

$$I(\lambda)=c_1\lambda^{-5}\left[e^{\frac{c_2}{\lambda T}}-1\right]^{-1},$$

სადაც $c_1$ და $c_2$ მუდმივებს წარმოადგენენ, ხოლო $T$ შავი სხეულის გამოსხივების ტემპერატურა არის (გავიხსენოთ, რომ აბსოლუტურად შავ სხეულს ისეთ სხეულს ვუწოდებთ, რომელიც მასზე დაცემულ ყ ვ ე ლ ა სხივს შთანთქავს).

თეორიული მოსაზრებანი და მათთან ერთად დაკვირვებანიც უჩვენებენ, რომ ვარსკვლავთ გამოსხივება საკმაოდ უახლოვდება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებას. ეს საშუალებას გვაძლევს გამოვიყენოთ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების კანონები ვარსკვლავთ გამოსხივების შესასწავლად.

ვარსკვლავები მთელ სპექტრზე არ ასხივებენ, როგორც აბსოლუტურად შავი სხეულები, მაგრამ მათი გამოსხივება სპექტრის გარკვეულ (შემოსაზღვრულ) უბანში ყოველთვის შეგვიძლია წარმოვადგინოთ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივების სახით. სხვანაირად, $T$ ისე შეგვიძლია შევარჩიოთ პ ლ ა ნ კ ი ს ფორმულაში, რომ უკანასკნელი საუკეთესოდ აღწერდეს ენერგიის დაკვირვებულ განაწილებას ვარსკვლავის სპექტრის მოცემული უბნისათვის. ეს კი იმის საფუძველს გვაძლევს, რომ გამოვიყენოთ პ ლ ა ნ კ ი ს ფორმულა ვარსკვლავის ტემპერატურის განსაზღვრისათვის. მართლაც, $T$ შეგვიძლია გამოვითვალოთ აქ მოტანილი ფორმულიდან, თუკი $I(\lambda)$-ს განვსაზღვრავთ ზემოაღწერილ სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების საფუძველზე.

ამგვარად განსაზღვრულ ტემპერატურას  ს პ ე ქ ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ რ ი ულ ანუ ფ ე რ ი თ ტ ე მ პ ე რ ა ტ უ რ ა ს  უწოდებენ. როგორც ვხედავთ, ფერითი ტემპერატურა დაკავშირებულია ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილებასთან ანუ ვარსკვლავის ფერთან. სწორედ აქედან წარმოსდგება მისი სახელწოდება. ეს ტემპერატურა ფაქტობრივად იმ შავი სხეულის ტემპერატურაა, რომელიც სპექტრის მოცემულ უბანში გვაძლევს ენერგიის ისეთსავე განაწილებას, როგორსაც აღებული ვარსკვლავი.

ვარსკვლავის ფერითი ტემპერატურა, განსაზღვრული სპექტრის სხვადასხვა უბნისათვის, რამდენიმედ განსხვავებულია ერთიმეორისაგან. ამას არ ექნებოდა ადგილი, ვარსკვლავებს ისე რომ გამოესხივებინათ, როგორც აბსოლუტურად შავ სხეულებს. მაშასადამე, ერთი ტემპერატურა, რომელიც დახასიათებდა ენერგიის განაწილებას მთელ სპექტრში, ამ შემთხვევაში ჩვენ არა

გვაქვს. მაგრამ, თუ ვიცით ფერითი ტემპერატურა სპექტრის სხვადასხვა უბნისათვის, რაც იმას ნიშნავს, რომ ვიცით ენერგიის განაწილება ამ უბნებში ცალ-ცალკე, ამით მთელ სპექტრში ენერგიის განაწილების შესწავლის საკითხიც თავისთავად გადაწყვეტილია.

როგორც ვხედავთ, ფერითი ტემპერატურა ახასიათებს ვარსკვლავის გამოსხივებას სპექტრის გარკვეულ უბანში და არა მთელ სპექტრში. მაშასადამე, ის ვერ დაახასიათებს ვარსკვლავის სრული გამოსხივების სიდიდესაც. ამ უკანასკნელის დასახასიათებლად შემოყავთ ე. წ. ეფექტური ტემპერატურა, რომელიც არსებითად ისეთი აბსოლუტურად შავი სხეულის ტემპერატურაა, რომლის სრული გამოსხივება 1 სმ² ზედაპირიდან 1 სეკუნდში მოცემული ვარსკვლავის სრული გამოსხივების ტოლია. ეს უკანასკნელი განისაზღვრება ე. წ. სტეფან-ბოლცმანის (Stefan-Boltzmann) კანონიდან.

$$E = \sigma T^4.$$

ადვილი წარმოსადგენია, რომ როდესაც ვლაპარაკობთ ვარსკვლავის იმ გამოსხივებაზე, რომელიც ჩვენამდე აღწევს, ვგულისხმობთ ვარსკვლავის გარე ფენების (რომლებიც სხვადასხვა ფიზიკურ პირობებში იმყოფებიან და რომელთაც, მაშასადამე, სხვადასხვა ტემპერატურა აქვთ) ერთგვარად შეჯამებულ გამოსხივებას ანუ იმ ეფექტს, რომელსაც ეს შეჯამებული გამოსხივება იძლევა. ამის შესაბამისად, ის ტემპერატურა, რომელიც ამ გამოსხივებას ახასიათებს, ეფექტურ ტემპერატურად იწოდება.

ეფექტური ტემპერატურა წარმოდგენას გვაძლევს სრული გამოსხივების სიდიდეზე და არაფერს ლაპარაკობს იმაზე, თუ როგორია ენერგიის განაწილება ამ გამოსხივებაში ანუ ვარსკვლავის სპექტრში. სამაგიეროდ, ამ უკანასკნელს ახასიათებს ფერითი ტემპერატურა.

ცხადია, ეფექტური და ფერითი ტემპერატურები მოცემული ვარსკვლავისათვის რამდენადმე განსხვავებულია ერთმანეთისაგან, რაც კვლავ აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებისაგან ვარსკვლავის გამოსხივების გადახრაზე მიუთითებს.

როგორც ზემოთ ნათქვამიდან გამომდინარეობს, ეფექტური და ფერითი ტემპერატურები ერთგვარი პირობითი ტემპერატურებია, მაგრამ ისინი საშუალებას გვაძლევენ დავახასიათოთ მოცემული ვარსკვლავის როგორც სრული გამოსხივება, ისე მის სპექტრში ენერგიის განაწილება და, ამდენად, სრულიად დამაკმაყოფილებლად წარმოგვიდგენს ვარსკვლავის გარე ფენების ნამდვილ ტემპერატურას; სწორედ ამაშია მათი დიდი მნიშვნელობა.

### § 142. სპექტროფოტომეტრიული გრადიენტი და ტემპერატურა

ვარსკვლავის ტემპერატურის განსაზღვრა სხვა ხერხითაც შეიძლება, იმავე სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების საფუძველზე. ვიდრე ამ ხერხს აღვწერდეთ, გავეცნოთ სფექტროფოტომეტრიული გრადიენტის ცნებას, რომელსაც ტემპერატურის განსაზღვრისა და სხვა ასტროფიზიკური ამოცანებისათვის ძალზე დიდი მნიშვნელობა აქვს.

ვთქვათ, გვაქვს ორი ვარსკვლავი: $S_0$ და $S_1$. პირველი მათგანი შესადარ ვარსკვლავს წარმოადგენს, ხოლო მეორე მოცემულს, გამოსაკვლევს. $I_0(\lambda)$ იყოს შესადარი ვარსკვლავის სპექტრის ენერგიის განაწილების ფუნქცია, ხოლო $I_1(\lambda)$ მეორე ვარსკვლავის შესაბამი ასეთივე ფუნქცია.

როგორც დაკვირვება და ცდა გვიჩვენებს, $\ln \frac{I_1}{I_0}$ სიდიდე სპექტრის საკმაოდ ვრცელ უბანში წარმოადგენს $\frac{1}{\lambda}$-ს წრფივ ფუნქციას და, მაშასადამე, $\ln \frac{I_1\left(\frac{1}{\lambda}\right)}{I_0\left(\frac{1}{\lambda}\right)}$ მრუდს სწორხაზოვანი სახე აქვს. ამიტომ $S_0$ და $S_1$ ვარსკვლავების სპექტრებში ენერგიის განაწილების შედარებისას, მოხერხებულია დავახასიათოთ $\frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)}$ ფარდობა არა რიცხობრივ მნიშვნელობათა მიმდევრობით (ცხრილით), არამედ აღნიშნული სწორი ხაზის $\ln \frac{I_1\left(\frac{1}{\lambda}\right)}{I_0\left(\frac{1}{\lambda}\right)}$ კუთხური კოეფიციენტით.

უკანასკნელს უწოდებენ შ ე ფ ა რ დ ე ბ ი თ  ს პ ე ქ ტ რ ო ფ ო ტ ო მ ე ტ-რ ი უ ლ  გ რ ა დ ი ე ნ ტ ს.

ამგვარად:

$$G=\frac{d \ln \frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)}}{d \frac{1}{\lambda}}=2.30 \frac{d \lg \frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)}}{d \frac{1}{\lambda}}.$$

თუ პ ო გ ს ო ნ ი ს ფორმულას გამოვიყენებთ, მაშინ უკანასკნელი ასე გადაიწერება:

$$G=0.920 \frac{d[m_0(\lambda)-m_1(\lambda)]}{d \frac{1}{\lambda}},$$

სადაც $[m_0(\lambda)-m_1(\lambda)]=\Delta m(\lambda)$ წარმოადგენს აღებული ორი ვარსკვლავის, ერთი რომელიმე ტალღის $\lambda$ სიგრძის მახლობელი სპექტრული უბნის შესაბამ ინტენსივობათა განსხვავებას ვარსკვლავიერ სიდიდეებში.

ახლა დავუბრუნდეთ პ ლ ა ნ კ ი ს ფუნქციას და განვიხილოთ ორი ვარსკვლავის შესაბამისი ორი ასეთი ფუნქციის ფარდობის ლოგარითმი და ჩავსვათ იგი გრადიენტის გამოსახულებაში. ამის შედეგად გვექნება:

$$G=\frac{c_2}{T_0}\left[1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T_0}}\right]^{-1}-\frac{c_2}{T_1}\left[1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}}\right]^{-1}. \qquad (1)$$

ამ ტოლობის მარჯვენა მხარის პირველი შესაკრები მუდმივს წარმოადგენს, რადგანაც იგი შეესაბამება შ ე ს ა დ ა რ $S_0$ ვარსკვლავს, რომლის ტემპერატურა ($T_0$) ცნობილია; ამიტომ ტოლობა ასე გადაიწერება:

$$G=\text{const}-\frac{c_2}{T_1}\left[1-e^{-\frac{c_2}{\lambda T_1}}\right]^{-1}$$

აქედან კი ადვილად განვსაზღვრავთ მოცემული ვარსკვლავის $S_1$-ის სპექტროფოტომეტრიულ ტემპერატურას ($T_1$), თუკი ცნობილი იქნება ჩვენთვის $G$.

უკანასკნელი ფორმულიდან ჩანს, რომ რაც მეტია გრადიენტი, მით მეტია შესაბამი ტემპერატურა და გრადიენტს დადებითი მნიშვნელობა აქვს, როცა მოცემული ვარსკვლავის ტემპერატურა აღემატება შესადარი (დასაყრდენი) ვარსკვლავის ტემპერატურას.

მეტი სიცხადისათვის გავიმეოროთ მოკლედ განსაზღვრის მთელი პროცესი.

გამოსაკვლევი და შესადარი (დასაყრდენი) ვარსკვლავის სპექტროგრამას მიიღებენ ერთ და იმავე ღამეს, შეძლებისამებრ ერთ და იმავე ზენიტურ მანძილზე და თანატოლი ექსპოზიციებით. იმავე ფოტოფირფიტაზე აღბეჭდავენ სპეციალურ ფოტომეტრიულ სკალას (ე. ი. მიიღებენ ისეთი სპექტრების მიმდევრობას, რომელთათვის სიკაშკაშეთა ფარდობა ცნობილია). ეს სკალა მახასიათებელი მრუდის აგებისათვის იხმარება. იგი საშუალებას გვაძლევს ორი ვარსკვლავის ერთი და იმავე ტალღის სიგრძის შესაბამი სპექტრის უბნის სიშავეთა განსხვავება მათი ინტენსივობათა ფარდობით გამოვხატოთ.

ინტენსივობათა ფარდობის მიღებული მნიშვნელობანი უნდა „გავათავისუფლოთ" ატმოსფერული შთანთქმის გავლენისაგან და ამის შემდეგ გადავიტანოთ ისინი გრაფიკზე როგორც $\frac{1}{\lambda}$-ს ფუნქციები. ეს მოგვცემს გარკვეულ სწორ ხაზს, რომლის $x$ ღერძთან $\left(\frac{1}{\lambda} — \text{ღერძთან}\right)$ დახრის კუთხის ტანგენსი გამოხატავს $G$ გრადიენტს. ამის შემდეგ პირდაპირ მივმართავთ ფორმულას (1) და გამოვითვლით საძიებელ ტემპერატურას.

როგორც ვნახეთ, ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილების შესწავლის დროს ჩვეულებრივ ახდენენ შედარებას ზოგიერთი სტანდარტული ვარსკვლავის სპექტრთან. ასეთ სტანდარტებად სხვადასხვა დამკვირვებელი ან ობსერვატორია სხვადასხვა ვარსკვლავს ხმარობდა. ამით განისაზღვრება სპექტროფოტომეტრიული ანუ ფერითი ტემპერატურების სისტემათა სხვადასხვაობა.

მაგალითისათვის აღვნიშნავთ, რომ როზენბერგის (Rosenberg) სისტემაში შესადარებელ ობიექტად მზე იყო გამოყენებული, სამპსონის (Sampson) სისტემაში — პოლარული ვარსკვლავი; გრინვიჩის ობსერვატორიის სისტემაში $A0$ ტიპის ვარსკვლავები და სხვ.

დასასრულ აღვნიშნოთ, რომ ტემპერატურის განსაზღვრა ან, საერთოდ, საამისო სპექტროფოტომეტრიული გაზომვა უწყვეტი სპექტრისა, ყოველგვარი სპექტრული ტიპის ვარსკვლავისათვის ერთნაირად ადვილად და ერთნაირი სიზუსტით არ ხერხდება. კერძოდ, ძალიან ძნელია $G$, $K$ და $M$ ტიპის ვარსკვლავების უწყვეტი სპექტრების ფოტომეტრია იმის გამო, რომ მათი სპექტრები მეტისმეტად მდიდარნი არიან ფრაუნჰოფერის ხაზებით და მოლეკულური ზოლებით და ძალიან ჭირს უკანასკნელთაგან სრულიად თავისუფალი უწყვეტი უბნის გამოყოფა.

### § 144. სპექტრული ხაზების ფოტომეტრია. სპექტრული ხაზის კონტური

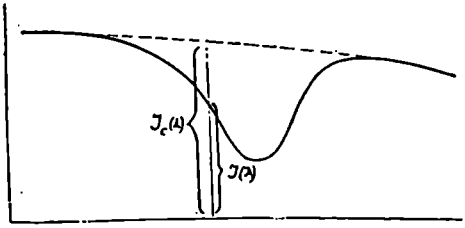
სპექტრული ხაზების ფოტომეტრია არანაკლები მნიშვნელობის ამოცანაა სპექტროფოტომეტრიაში, ვიდრე უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრიული შესწავლა. სპექტრული ხაზების ფოტომეტრიული გამოკვლევა მრავალი ისე-

თი ამოცანის ამოხსნის საფუძველს წარმოადგენს, რომელიც ვარსკვლავის ატმოსფეროს აგებულებას შეეხება.

სპექტრული ხაზების ფოტომეტრია ძირითადად იმაში მდგომარეობს, რომ ზიიღებენ $I(\lambda)$ ფუნქციის მნიშვნელობას მოცემული ხაზის შ ი გ ნ ი თ. მრუდს, რომელიც ინტენსივობის განაწილებას გამოხატავს თვით ხაზის სიგანეზე და ზის საზღვრებში ანუ, როგორც ამბობენ, მის შიგნით — ხაზის კ ო ნ ტ უ რ ი ეწოდება.

სპექტრული ხაზის კონტურის შესწავლისას მისი სხვადასხვა წერტილის ინტენსივობას ჩვეულებრივ განსაზღვრავენ ამავე წერტილის იმ უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობასთან შეფარდებით, რომელიც გვექნებოდა მოცემული ხაზის ადგილას, შთანთქმის ხაზი რომ არ ყოფილიყო.

139-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია სპექტრული ხაზის კონტური ნებსით ერთეულებში. წყვეტილი ხაზი შეესაბამება უწყვეტი სპექტრის მნიშვნელობას.




ნახ. 139.

ეს უკანასკნელი მიღებულია მოცემული სპექტრული ხაზის კიდეებზე მდებარე უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობის მნიშვნელობათა ინტერპოლაციით. თუ $I(\lambda)$-თი აღვნიშნავთ კონტურის ინტენსივობას მის რომელიმე წერტილში, ხოლო $I_c(\lambda)$-თი ამავე ტალღის სიგრძის შესაბამის უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობას, მაშინ $i(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_c(\lambda)}$ გამოსახავს კონტურის ინტენსივობას ამ წერტილში უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობის ერთეულებით.

ახლა შეგვიძლია განვსაზღვროთ კონტური როგორც მ რ უ დ ი, რომელიც ხაზის შ ი გ ნ ი თ ინ ტ ე ნ ს ი ვ ობ ი ს გ ა ნ ა წ ი ლ ებ ას გ ა მ ო ხ ა ტ ა ვ ს რ ო გ ო რ ც ტ ა ლ ღ ი ს ს ი გ რ ძ ი ს ფ უ ნ ქ ც ი ას. ჩვეულებრივ, ხაზის კონტურს სიმეტრიული ფორმა აქვს და ცდომილებათა განაწილების გაუსისეულ მრუდს მოგვაგონებს თავისი სახით. კონტურს პ რ ო ფ ი ლ ს ა ც უწოდებენ.

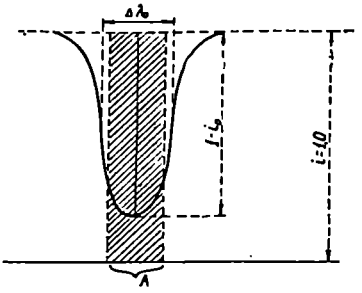
[$1-i(\lambda)$] სპექტრული ხაზის ს ი ღ რ მ ე ა.

ნ ა რ ჩ ე ნ ანუ ც ე ნ ტ რ უ ლ ინ ტ ე ნ ს ი ვ ობ ა ს ($i_0$) უწოდებენ მინიმალურს ხაზის კონტურში (ნახ. 140).

ანგსტრემებით გამოხატულ მანძილს კონტურის იმ წერტილებს შორის, რომელთა ინტენსივობა $i(\lambda) = \frac{1}{2}$-ს, სპექტრული ხაზის ნ ა ხ ე ვ ა რ ს ი გ ა ნ ე ს უწოდებენ, თუმცა ასეთი განმარტება პრაქტიკულად ყოველთვის როდია მოხერხებული.

$$A=\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}[1-i(\lambda)]\,d\lambda$$

გვაძლევს **სრულ შთანთქმას** მოცემულ ხაზში ანუ ამ უკანასკნელის ფართს. ცხადია, ეს სიდიდე ტოლია იმ ფართობისა, რომელიც შემოსაზღვრულია სპექტრული ხაზის კონტურითა და უწყვეტი სპექტრით (ნახ. 139). სრულ შთანთქმას ჩვეულებრივ ე. წ. **ეკვივალენტური სიგანით** ახასიათებენ.




ნახ. 140.

სპექტრული ხაზის ეკვივალენტური სიგანე არის იქვე უწყვეტი სპექტრის სიგანე, ანგსტრემებში გამოხატული, რომლის სრული ენერგია ხაზის მიერ შთანთქმული ენერგიის ტოლია.

იმ შემთხვევაში, როცა მოცემული ვარსკვლავის უწყვეტ სპექტრში ენერგიის განაწილება ცნობილია, შეგვიძლია სრული შთანთქმა ანუ ეკვივალენტური სიგანე გამოვხატოთ აბსოლუტურ ერთეულებში.

სპექტრული ხაზის კონტურის შესწავლას და, მაშასადამე, ზემოთ ჩამოთვლილი სიდიდეების განსაზღვრას დიდი მნიშვნელობა აქვს სპექტრული ხაზების ფიზიკური ინტერპრეტაციის თვალსაზრისით.

ცხადია, კონტურების შესწავლა წარმატებით მხოლოდ ისეთ სპექტროგრამებზე შეიძლება, რომელნიც მიღებულია საკმარისი დისპერსიის მქონე სპექტრული ხელსაწყოებით. სპექტრული ხაზების კონტურის შესწავლის მიზნით უმთავრესად ჭვრიტიან სპექტროგრაფებს ხმარობენ, რადგანაც სწორედ ესენი იძლევიან დიდ დისპერსიას, ხოლო დიდი დისპერსია მეტად სასურველი და, ხშირად, აუცილებელია კონტურის შესწავლის მიზნით, რათა ადვილად და სრულად გამოვლინდეს კონტურის დეტალური მოხაზულობა. კონტურების შესწავლის მიზნით ობიექტივწინა პრიზმასაც ხმარობენ, მაშინ როცა საქმე მკრთალ ვარსკვლავებს შეეხება. მაგრამ ობიექტივწინა პრიზმას ის დიდი ნაკლი აქვს, რომ ვარსკვლავის გამონასახის თრთოლვის გამო ხაზების კონტურები ერთგვაროვან გათხაპნილი გამოდის.

სპექტროგრაფები დიფრაქციული მესერით, მართალია, ძალიან დიდი დისპერსიის სპექტრებს იძლევიან, რაც ხაზების სტრუქტურის მეტად დეტალური გამოკვლევის საშუალებას გვაწვდის, მაგრამ მათ აქვთ ერთი დიდი ფოტომეტრიული ნაკლი, რომელიც იმაში გამოიხატება, რომ მესერი ბევრ გაბნეულ სინათლეს იძლევა და ეს ნამდვილი ხაზების გვერდით ქმნის ფიქციურ, ყალბ ხაზებს (მათ „სულებს“ უწოდებენ), რომელნიც ნამდვილი ხაზის კონტურებს ამახინჯებენ, ერთგვარ **ინსტრუმენტულ** პროფილს ქმნიან და ფოტომეტრიულ გაზომვებში დიდი ცდომილებები შეაქვთ. ამ მხრივ მნიშვნელოვან გავლენას ახდენს სინათლის დიფრაქცია სპექტროგრაფის ჭვრიტეს კიდეებზე.

ჩვეულებრივ, შთანთქმის (აბსორბციულ) ხაზებში ინტენსივობა ხაზის ცენტრიდან დაშორებისას **თანდათანობით** მატულობს და კონტურზე

ორივე მხარეს ერთგვარ ფ რ თ ე ბ ს წარმოშობს. ხაზის „გადასვლა“ უწყვეტ სპექტრში ძალიან ნელა და შეუმჩნევლად ხდება. ამავე დროს, ვარსკვლავის სპექტრი უმრავლეს შემთხვევაში უხვად არის „დასერილი“ სუსტი და ვიწრო ხაზებით. ეს ორი გარემოება აძნელებს კონტურში იმ წერტილის განსაზღვრას, სადაც ზუსტად თავდება ხაზის „ფრთა“ და იწყება უწყვეტი სპექტრი. ამას შეუძლია დიდი ცდომილება გამოიწვიოს უწყვეტი სპექტრის გავლებაში, რაც, თავის მხრივ, იწვევს ცდომილებას ეკვივალენტური სიგანის განსაზღვრაში. ასეთი სიძნელე განსაკუთრებით იჩენს თავს $G$, $K$ და $M$ სპექტრული ტიპის ვარსკვლავების შემთხვევაში, რადგანაც სწორედ მათ ახასიათებთ ერთმანეთთან ახლო მდებარე სპექტრული ხაზების სიუხვე. ყველა ამ მიზეზით ეკვივალენტური სიგანის განსაზღვრის ცდომილება ძალზე ზუსტი სპექტროფოტომეტრიული გაზომვების დროსაც კი 15—20%-მდე აღწევს.

## § 145. არაპირდაპირი სპექტროფოტომეტრია ანუ კოლორიმეტრია

ზემოთ განვმარტეთ, რომ იმ შემთხვევაში, როცა სპექტროფოტომეტრიულ გამოკვლევას სინათლის ს პ ე ქ ტ რ ა დ დ ა უ შ ლ ე ლ ა დ ეწევიან, სპექტროფოტომეტრიას ა რ ა პ ი რ დ ა პ ი რ ს უწოდებენ.

არაპირდაპირ სპექტროფოტომეტრიას ძალიან ხშირად მიმართავენ მით უფრო, რომ პირდაპირი სპექტროფოტომეტრიული ხერხები, რომლებიც სინათლის სხივის სპექტრად დაშლას მოითხოვენ, ძალიან რთულია და შესრულებისათვის ბევრ დროს მოითხოვს. გარდა ამისა, პირდაპირი სპექტროფოტომეტრიისათვის მისაწვდომია მხოლოდ საკმარისად კაშკაშა მნათობები და ვარსკვლავები. ეს მართლაც ასე უნდა იყოს, რადგანაც თვით სპექტრად დაშლის აუცილებლობა განსაზღვრავს გამოკვლევისათვის მისაწვდომ ვარსკვლავებს და შეუძლებლად ხდის შედარებით მკრთალი ვარსკვლავების შესწავლას. ამავე დროს კი, სამყაროს აგებულების საკითხების გამოკვლევისათვის საჭიროა რაც შეიძლება მეტი და რაც შეიძლება მკრთალი ვარსკვლავების შესწავლა.

სწორედ ამ უკანასკნელ მიზანს ემსახურება უმთავრესად არაპირდაპირი სპექტროფოტომეტრია და იგი ისეთ მახასიათებლებს განსაზღვრავს, რომელნიც შედარებით მარტივად და სპექტრად დაშლის გარეშე ახასიათებენ ენერგიის განაწილებას ვარსკვლავთ სპექტრებში. ეს მახასიათებლები ვარსკვლავთ ფ ე რ ე ბ თ ა ნ არის დაკავშირებული და, საერთოდ, ფ ე რ ი ს ე კ ვ ი ვ ა ლ ე ნ ტ ე ბ ს უწოდებენ, ხოლო ამის გამო არაპირდაპირი სპექტროფოტომეტრიაც მეორე სახელწოდებას ატარებს, სახელდობრ: კ ო ლ ო რ ი მ ე ტ რ ი ა ს და ამბობენ, რომ კოლორიმეტრია არის მეცნიერება ფერის გაზომვის შესახებ.

კოლორიმეტრია პირდაპირ სპექტროფოტომეტრიასთან შედარებით მეთოდურად მარტივია და მარტივ აპარატურას მოითხოვს. ამავე დროს, მისი გამოყენება შესაძლებელია შედარებით მკრთალი ობიექტების მიმართ. კოლორიმეტრიას ძალიან ხშირად მიმართავენ და უმთავრესად იმ შემთხვევებში, როცა 1) ხელთ არა აქვთ ზუსტი სპექტრული ხელსაწყოები, 2) გამოსაკვლევი ობიექტი იმდენად სუსტია, რომ მისი სპექტრად დაშლა არ გვაძლევს საკმარისი სიკაშკაშის სპექტრს, 3) საჭიროა მიახლოებითი მონაცემების მიღება ობიექტების დიდი რიცხვისათვის (მასობრივი მონაცემების მიღება) და სხვ.

კოლორიმეტრია უმთავრესად შემდეგი მთავარი მიზნებისათვის გამოიყენება: 1. ვარსკვლავთ ტემპერატურის განსაზღვრა, 2. ვარსკვლავთ მორისი მატერიის შესწავლა, 3. ცთომილთა ატმოსფეროს მიერი შთანთქმის გამოკვლევა და სხვ.

ჩვენ ვიცით, რომ ენერგიის განაწილება ვარსკვლავის სპექტრში პლანკისეული ფორმულით გამოიხატება. უკანასკნელი კი გვიჩვენებს, რომ $I(\lambda)$ დამოკიდებულია ერთ პარამეტრზე, კერძოდ — ვარსკვლავის ტემპერატურაზე ($T$). მაშასადამე, თუ გვინდა, რომ ფერის ეკვივალენტი დამაკმაყოფილებლად ახასიათებდეს ენერგიის სპექტრულ განაწილებას, იგი ისე უნდა იქნეს შერჩეული, რომ დამაკმაყოფილებელი სიზუსტით მოხერხდეს მისი მეშვეობით ვარსკვლავის ტემპერატურის განსაზღვრა.

ამისათვის კი საკმარისია, რომ ფერის ეკვივალენტი გვაძლევდეს ამა თუ იმ ხერხის გამოყენებით ან მაქსიმალური ინტენსივობის ტალღის სიგრძეს მოცემულ სპექტრში, ან სპექტრის ორი უბნის ინტენსივობათა ფარდობას. პირველ შემთხვევაში საქმე გვაქვს ე. წ. ეფექტური ტალღის სიგრძის მეთოდთან, ხოლო მეორე შემთხვევაში — ე. წ. კოლორინდექსების ანუ ფერის მაჩვენებლების მეთოდთან.

## § 146. ვარსკვლავთ ფერების ვიზუალური (თვალით) შეფასება. კოლორიმეტრები

ვარსკვლავთ ფერების ვიზუალური შეფასება ემყარება ვარსკვლავის ფერის შედარებას რომელიმე შესადარი ობიექტის ფერთან. საამისოდ ხმარობენ სპეციალურ ხელსაწყოებს, რომელთაც კოლორიმეტრებს უწოდებენ.

კოლორიმეტრი, საერთოდ, ჩვეულებრივ ვიზუალურ ფოტომეტრს წარმოადგენს, რომელშიც ჩადგმულია სპეციალური შუქფილტრი ანუ ისეთი შეღებილი, ფერადი მინის ფირფიტა, რომელიც შესადარ სინათლის წყაროს სათანადო ფერს აძლევს. შუქფილტრი სოლის მსგავსად არის მოწყობილი და ეს იმის საშუალებას იძლევა, რომ ფერი სათანადოდ იქნეს შერჩეული და რაც შეიძლება მიმსგავსებული გამოსაკვლევი ობიექტის ფერთან.

ფერისა და ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილების გამოთვლის საფუძველს აქაც ის ანათვალი წარმოადგენს, რომელიც შუქფილტრის (სოლის) მდებარეობას განსაზღვრავს, მაგრამ გამოთვლები ამ შემთხვევაში უფრო რთულია, ვიდრე ფოტომეტრის შემთხვევაში. ამ გამოთვლების თეორიას აქ არ განვიხილავთ.

კოლორიმეტრებით ვარსკვლავთ ფერის განსაზღვრის სიზუსტე საგრძნობლად დაბალია და ამიტომ მათ მაშინ მიმართავენ, როცა სხვა, უფრო ზუსტი მეთოდების გამოყენება ან შეუძლებელია, ან ამა თუ იმ მიზეზით მიზანშეწონილი არაა.

## § 147. ეფექტური ტალღის სიგრძის მეთოდი

როგორც ზემოთაც განვმარტეთ, ეფექტური ტალღის სიგრძის მეთოდს ისეთ ხერხს უწოდებენ, რომლის გამოყენებისას ფერის ეკვივალენტს გამოითვლიან მოცემულ სპექტრში უმეტესი ინტენსივობის ტალღის სიგრძის განსაზღვრის საფუძველზე.

ეფექტური ტალღის სიგრძე ეწოდება ისეთ ტალღის სიგრძეს, რომელსაც უმეტესი ინტენსივობა შეესაბამება ან თვალის, ან ფოტოგრაფიული ფირფიტის მიმართ. ეფექტურ ტალღის სიგრძეს აღნიშნავენ ასე: $\lambda_{eff}$.

$I(\lambda)$-ით აღვნიშნოთ ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილების ფუნქცია, $F(\lambda, z)$-ით — კოეფიციენტი, რომელიც განსაზღვრავს ატმოსფეროს გამქვირვალობას ზენიტურ მანძილზე ($z$) და ხელსაწყოს ოპტიკის გამქვირვალობას. მაშინ გამოსხივების ის ინტენსივობა, რომელიც ფოტოგრაფიულ ფირფიტას აღწევს, იქნება $I(\lambda)\cdot F(\lambda, z)$. ვთქვათ ახლა, რომ თვით ფოტოფირფიტის გრძნობიერება გამოიხატება $V(\lambda)$ კოეფიციენტით. მაშინ ინტენსივობა, რომელიც ფოტოგრაფიული ფირფიტის ფოტომეტრიული გაზომვიდან მიიღება, იქნება:

$$I(\lambda)\cdot F(\lambda, z)\cdot V(\lambda).$$

ახლა შეგვიძლია ვთქვათ, რომ $\lambda_{eff}$ არის $\lambda$-ს ის მნიშვნელობა, რომლისთვისაც $I(\lambda)\cdot F(\lambda, z)\cdot V(\lambda)$ ფუნქცია მაქსიმალურ მნიშვნელობას ღებულობს.

ვარსკვლავის გამოსხივების ეფექტურ ტალღის სიგრძეს უმთავრესად ფოტოგრაფიული გზით განსაზღვრავენ. ამ მიზნით ასტროგრაფის ობიექტივის წინ მოათავსებენ დიფრაქციულ მესერს, რომელსაც ჩარჩოზე დაჭიმული პარალელური მავთულების წყება წარმოადგენს. მაშინ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე ყოველი ვარსკვლავი მოგვცემს ცენტრულ გამონასახს და მის გვერდით, თრიეე მხარეს, სხვადასხვა რიგის დიფრაქციულ სპექტრებს (ამ სპექტრების დისპერსია იმდენად მცირეა, რომ მათ თითქმის ისეთივე ფორმა აქვთ, როგორიც ვარსკვლავის ცენტრულ გამონასახს, მხოლოდ ოდნავ ოვალური).

დიფრაქციის თეორიიდან გამომდინარეობს, რომ მანძილი პირველი რიგის ორი სიმეტრიული დიფრაქციული გამონასახის „ფოტომეტრიულ" სიმძიმის ცენტრებს შორის (სიმძიმის ცენტრი აქ უნდა გვესმოდეს, როგორც მაქსიმალური სიშავის შესაბამი წერტილი) გამოიხატება ფორმულით:

$$D=\frac{2\lambda F}{a+l},$$

სადაც $F$ ობიექტივის საფოკუსო მანძილია, $l$ — მესერის მავთულის სისქე, ხოლო $a$ — მანძილი ორ მეზობელ მავთულს შორის.

$D$-ს გაზომავენ ფოტოგრაფიულ ფირფიტაზე. მაშინ უკანასკნელი ფორმულიდან გამოთვლილი $\lambda$-ს მნიშვნელობა სწორედ $\lambda_{eff}$-ს შეესაბამება.

მაგრამ, აშკარაა, რომ $\lambda_{eff}$-ის მნიშვნელობა დამოკიდებულია აგრეთვე ობიექტივისა და ფოტოფირფიტის თვისებებსა და გამონასახის ხარისხზე. ამიტომ სხვადასხვა ხელსაწყოებით და სხვადასხვა ადგილას განსაზღვრულ $\lambda_{eff}$-ს ერთ და იმავე ვარსკვლავისათვის სხვადასხვა მნიშვნელობა აქვს. ემპირიული გზით შეგვიძლია დავამყაროთ კავშირი $\lambda_{eff}$-ის სხვადასხვა სისტემებს შორის. ამ მიზნით შემუშავებულია ეფექტური ტალღის სიგრძეების ნორმული სისტემა, რომელიც პოლუსის ახლო მდებარე 25 ვარსკვლავს ემყარება.

თუმცა აღწერილი მეთოდი არ გამოირჩევა დიდი სიზუსტით, პირიქით — მას დაბალი სიზუსტე ახასიათებს, — მაინც იგი ძალიან მოხერხებულ ფერის ეკვივალენტს იძლევა, რითაც ხშირად სარგებლობენ.

ამ მეთოდის მთავარი ნაკლი ის არის, რომ დიფრაქციული მესერის ხმარება და ვარსკვლავის სპექტრებად დაშლა სინათლის დიდ დანაკარგს იწვევს. ეს დანაკარგი საშუალოდ $2^1/_2$ ვარსკვლავიერ სიდიდეს აღწევს.

ამ პარაგრაფის დასასრულს მოვიტანოთ მარტივი ცხრილი, რომელზეც ადვილად შევნიშნავთ, თუ როგორ იცვლება $\lambda_{eff}$ ვარსკვლავის სპექტრულ კლასზე ანუ ფერზე დამოკიდებულებით.

| სპ. კლასი | $\lambda_{eff}$ | სპ. კლასი | $\lambda_{eff}$ |
|---|---|---|---|
| B0 | 412 mμ | G0 | 428 mμ |
| A0 | 415 „ | K0 | 433 „ |
| F0 | 420 „ | M | 443 „ |

უფრო ზუსტ შედეგებს ვარსკვლავთ ფერის ეკვივალენტისა და სპექტრული ენერგიის განაწილების განსაზღვრაში ის ხერხი გვაძლევს, რომელიც სპექტრის ორი უბნის სიკაშკაშეთა ფარდობის გამოთვლას ემყარება. ამ ხერხს კ ო ლ ო რ-ი ნ დ ე ქ ს ე ბ ი ს ხერხი ეწოდება. ვიდრე ამ ხერხის გადმოცემას შეეუდგებოდეთ, წინასწარ განვიხილოთ შუქფილტრები და მათი გამოყენების საკითხი.

## § 146. შუქფილტრები და მათი გამოყენება

სპექტრის ორი უბნის სიკაშკაშეთა ფარდობის განსაზღვრა ყველაზე უფრო მარტივად და ზუსტად შ უ ქ ფ ი ლ ტ რ ე ბ ი ს გამოყენებით შეიძლება. შუქფილტრი ეწოდება მინის, ფირის, სითხის და სხვა გამჭვირვალე გარემოს (წარმოდგენილს თხელი ფირფიტის სახით ან მოთავსებულს თხელ სათავსში), რომელსაც ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სელექტიური ანუ შერჩევითი შთანთქმის თვისება აქვს.

შუქფილტრები უმთავრესად წარმოადგენენ შეღებილი მინის თხელ ფირფიტებს (სისქით 0.5 მილიმეტრიდან 2—3 მილიმეტრამდე) და ძშვიათად — ბრტყელპარალელურ დახურულ კიუვეტაში მოთავსებულ სითხეს. იხმარება, აგრეთვე, ჟელატინის ან სხვა შეღებილი ორგანული აფსკები; თუმცა გარემოს ტემპერატურის ცვლილება და შუქის ხანგრძლივი მოქმედება ერთგვარად ცვლის მათ თვისებებს. სხვა სიტყვებით: ამ სახის ფილტრებს არ ახასიათებს ისეთი მაღალი თბომედეგობა და შუქმედეგობა, როგორიც აქვთ მინის ფილტრებს.

შუქფილტრის მთავარი მახასიათებელია გ ა მ ტ ა რ ი ა ნ ო ბ ა ანუ გამჭვირვალობა. თუ $\Phi$ არის ფილტრზე მოსული სინათლის ნაკადი, ხოლო $\Phi'$ — ფილტრიდან გამოსული, მასში გავლის შემდეგ, მაშინ გამტარიანობა გამოიხატება ფარდობით:

$$T=\frac{\Phi'}{\Phi}.$$

გამტარიანობის შებრუნებული სიდიდის ლოგარითმს უწოდებენ ო პ ტ ი კ უ რ ს ი მ კ კ რ ი ვ ე ს:

$$D=\lg\frac{1}{T}.$$

შუქფილტრის გამჭვირვალობა გამოითვლება ფორმულით:

$$t_\lambda = a t'_{0\lambda}$$

აქ $t_{0\lambda}$ არის შუქფილტრის გამჭვირვალობა მისი ერთეული სისქისათვის (1 მმ ან 1 სმ); $l$ — შუქფილტრის სისქე; $t_\lambda$ — მისი რეალური გამჭვირვალობა. $a$ კოეფიციენტი, რომელიც ყოველთვის 1-ზე ნაკლებია, გამოხატავს სინათლის დანაკარგს, გამოწვეულს შუქფილტრის წინა (შემხვედრი) და უკანა ზედაპირებისაგან არეკვლის გამო. $\lambda$ ინდექსი ნიშნავს, რომ გამჭვირვალობა დამოკიდებულია ტალღის სიგრძეზე.

შუქფილტრს ნ ე ი ტ რ ა ლ უ რ ს* უწოდებენ, თუ მისი ოპტიკური სიმკვრივე დამოუკიდებელია გამჭოლავი სინათლის ტალღის სიგრძეზე. თუ, პირიქით, — დამოკიდებულია, მაშინ შუქფილტრი ს ე ლ ე ქ ტ უ რ ი ა. შუქფილტრების მოქმედება დამყარებულია უმთავრესად სინათლის შთანთქმაზე მისი ნივთიერების მიერ. არეკვლით გამოწვეული დანაკარგი უმნიშვნელოა შედარებით შთანთქმის მოქმედებასთან და სელექტურიც არ არის. ამიტომ მათ აბსორბციულ შუქფილტრებს უწოდებენ. თითქმის ნეიტრალურია სპექტრის ხილულ და ახლო ულტრაიისფერ უბანში ფილტრი, შექმნილი ალუმინის, აგრეთვე, პლატინის თხელი აფსკით, რომელიც დაფენილია მინის ან კვარცის ფუძეშრეზე. სელექტური ფილტრები გამოიყენება, როცა სურთ სპექტრიდან გამოჰყონ ცოტად თუ ბევრად ვიწრო უბანი. ასეთ ფილტრებს ვ ი წ რ ო ზ ო ლ ო ვ ა ნ ს ა ც უწოდებენ. ზოგჯერ მათ უმართებულოდ არქმევენ მონოქრომატულს; ფილტრით გამოყოფილი სპექტრული უბანი, რაგინდ ვიწრო იყოს, მონოქრომატულობისაგან დაშორებულია. თუმცა ე. წ. ინტერფერენციულ-პოლარიზაციული ფილტრების გამტარიანობის ფარგლები ზოგ შემთხვევაში ერთი ანგსტრემის რიგისაა, ოღონდ ამ შემთხვევაში გატარებული სინათლე ერთობ შემცირებულია.

შუქფილტრი სხვადასხვა ტალღის სიგრძის სხივებს შთანთქავს, მაგრამ ს ხ ვ ა დ ა ს ხ ვ ა რაოდენობით. მეორე მხრივ, იგი — ჩვეულებრივ — იმ ფერის სხივებს ატარებს (იმ ფერის სხივებისათვის არის გამჭვირვალე), რომელიც თვით მას აქვს (ყვითლად შეღებილი ფილტრი ყვითელ სხივებს ატარებს, ლურჯად შეღებილი — ლურჯს და ასე შემდეგ). მაგრამ ამავე დროს, მას შეუძლია სხვა ფერის სხივებიც გაატაროს სხვადასხვა რაოდენობით. როგორც ვხედავთ, მისი მოქმედება ისეთია, რომ ყოველ ცალკე შემთხვევაში საჭირო ხდება შევისწავლოთ და გამოვარკვიოთ მისი სპექტროფოტომეტრიული თვისებანი. სრულიად მარტივად, თუმცა ნაკლები სიზუსტით, შეგვიძლია ეს შემდეგნაირად მოვახდინოთ. ვიხმაროთ უბრალო სპექტროსკოპი და დაეუკვირდეთ მასში რაიმე უწყვეტ სპექტრს. უკანასკნელი სხვადასხვა ფერით შეღებილი გაშლილი ნათელი ზოლის სახით წარმოგვიდგება. ეს ფერები დალაგებული იქნება წითლიდან — იისფრამდე. ჩამოვაფარებთ რა წინ სპექტროსკოპის ჭვრიტეს გამოსაცდელ შუქფილტრს, ვნახავთ, რომ სპექტრი — სპექტროსკოპის ოკულარში — შემოკლდება ან ერთი, ან მეორე ბოლოდან, ან კიდევ იგი დაკარგავს რამდენიმე ფერს. იმისდა მიხედვით, თუ რა ტალღის სიგრძის ანუ რა ფერის გამოსხივებას შთანთქავს შუქფილტრი. ეს უკვე გვაძლევს იმის პასუხს, თუ რა სპექტროფოტომეტრიული თვისებები აქვს მას.

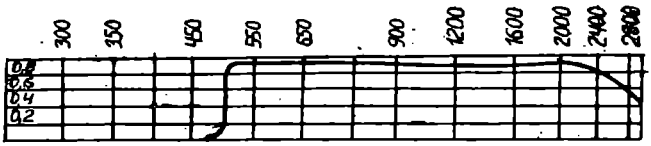
---

* რუსულად ხმარობენ, აგრეთვე, სახელწოდებას серый.

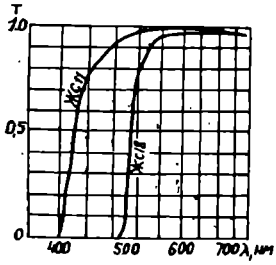
შუქფილტრის თვისებებს გამოსახავენ გრაფიკულად ან ცხრილის სახით. მის თვისებებს უფრო სრულად ახასიათებენ გრაფიკულად ანუ შთანთქმის ან გამჭვირვალობის მრუდებით, რომელნიც აგებული არიან ფილტრის დეტალური სპექტროფოტომეტრიული გამოკვლევის საფუძველზე.

მაგალითისათვის მოვიტანოთ რამდენიმე ნახაზი, რომლებზეც წარმოდგენილია სხვადასხვა ფილტრის გამტარიანობის მრუდები.

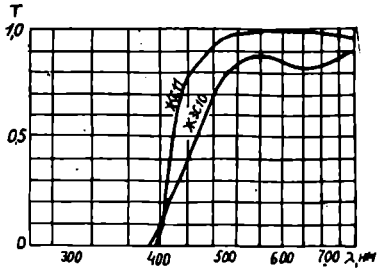
141-ე ნახ. წარმოადგენს სპექტრის უბანს 300 $m\mu$-დან 2800 $m\mu$-მდე. ორდინატების მიმართულებით გადათვლილია ფილტრის გამჭვირვალობის მნიშვნელობები. ფილტრის სპექტრულ თვისებებს ახასიათებს უწყვეტი მრუდი, რომელიც სპექტრის მოცემულ უბანს ჰყოფს ორ ნაწილად — ერთი ისეთი ნაწილია, რომლის ტალღის სიგრძეებისათვის ფილტრი გაუმჭვირვალეა, და მეორე ისეთია, რომლისთვისაც იგი ნაწილობრივ ან სრულიად გამჭვირვალეა. როგორც ვხედავთ, მოცემული ფილტრი სრულიად არ ატარებს და მთლიანად შთანთქავს ისეთ გამოსხივებას, რომლის $\lambda < 470\ m\mu$. ასეთ ფილტრს მაშინ ხმარობენ, როცა უნდათ გამოჰყონ ყვითელი და წითელი სხივები.




ნახ. 141.




ნახ. 142.




ნახ. 143.

142-ე ნახ.-ზე მოცემულია ორი ტიპის ფილტრის (ЖС—11 და ЖС—18) მრუდები. როგორც ვხედავთ, ფილტრი ЖС—11 ატარებს სინათლეს თითქმის მთელ ოპტიკურ უბანში 7400 ანგსტრემიდან 4000 Å-მდე. ფილტრი ЖС—18 კი — მხოლოდ 5900 Å-მდე. 143-ე ნახ.-ზე შევნიშნავთ ფილტრების სხვა თვისებას: ფილტრი ЖС—11 მკვეთრად ჰკარგავს გამტარიანობის უნარს 4000 ანგსტრემზე (მრუდი მკვეთრად ეცემა ნულამდე), ფილტრი ЖЗС—10 კი — დაცემას იწყებს 5400 Å-თან და მრუდი შედარებით გლუვად უახლოვდება ნულს.

შუქფილტრით შეგვიძლია ვისარგებლოთ როგორც ვიზუალური, ისე ფოტოგრაფიული და ფოტოელექტრული დაკვირვებისათვის. თუ იგი ვიზუალური დაკვირვებისათვის გამოიყენება, მაშინ მას მოათავსებენ ოკულარის ახლო — უკანასკნელსა და დამკვირვებლის თვალს შუა.

თუკი იგი ფოტოგრაფიული დაკვირვების დროს იხმარება, მას მოათავსებენ ობიექტივსა და ფოტოფირფიტას შორის, რაც შეიძლება ახლო უკანასკნელთან. ყოველ შემთხვევაში, ფილტრი ისეთ ადგილას უნდა იქნეს ჩადგმული ფოტოფირფიტის წინ, რომ ვარსკვლავის შიდა ფოკალური გამონასახის დიამეტრი ფილტრის სიბრტყეში არ აღემატებოდეს რამდენიმე მილიმეტრს. წინააღმდეგ შემთხვევაში თავს იჩენს და უარყოფით გავლენას იქონიებს შემთხვევითი მტვერი, მინის არაერთგვაროვნობა (ბურთულები მინის შიგნით) და სხვა.

შეიძლება მარტივად გამოვთვალოთ ის მანძილი, რომელზეც უნდა იქნეს ჩადგმული ფილტრი ფოტოფირფიტის წინ.

ვთქვათ, ასტროგრაფის ობიექტივის დიამეტრი არის $D$, ხოლო მისი საფოკუსო მანძილი — $F$. გარდა ამისა, $d$ იყოს ვარსკვლავის შიდაფოკალური გამონასახის დიამეტრი ფილტრის სიბრტყეში და $l$ — მანძილი ფილტრიდან ფოტოფირფიტამდე. მაშინ:

$$\frac{l}{d}=\frac{F}{D}$$

$\frac{F}{D}$ ყოველთვის ცნობილია ყოველი მოცემული ასტროგრაფისათვის. $d$ შეგვიძლია წინასწარ შევარჩიოთ და მით განვსაზღვროთ $l$ ანუ ფილტრის დაშორება ფოტოფირფიტიდან. ვთქვათ, სასურველია $d$ უდრიდეს 4 მილიმეტრს; ხოლო $\frac{F}{D}$ მოცემული ხელსაწყოსათვის — 5-ს. მაშინ:

$$l=20 \text{ მმ.}$$

შუქფილტრის დანიშნულება ისაა, რომ მოგვცეს საშუალება შევისწავლოთ გამოსხივების ენერგია და სხვა თვისებები სპექტრის გარკვეულ უბანში, რომელიც შეიძლება ფართოც იყოს და მეტად ვიწროც. შუქფილტრისა და ფოტოემულსიის (ან ფოტოელემენტის) მგრძნობიარობის კომბინაციის შერჩევით, შეგვიძლია მივაღწიოთ ამა თუ იმ ამოცანისათვის საჭირო ან სასურველ სიტუაციას. მაგალითად, ვთქვათ, რომ ჩვენი ამოცანა მოითხოვს ვამოვყოთ და შევისწავლოთ გამოსხივების ის ნაწილი, რომლის ტალღის სიგრძეები ($\lambda\lambda$) მოთავსებულია საზღვრებში: $500<\lambda<600$ მილიმიკრონი. ვიხმაროთ შუქფილტრი, რომელიც გაატარებს მხოლოდ 500 მილიმიკრონზე უფრო გრძელტალღოვან გამოსხივებას (ასეთი მინის ფილტრი მოყვითალოა). მასთან ერთად გამოვიყენოთ ფოტოემულსია (ფოტოფირფიტა), რომელიც მგრძნობიარეა მხოლოდ 600 მილიმიკრონზე მოკლეტალღოვანი გამოსხივებისათვის. აშკარაა, რომ ეს კომბინაცია გამოგვიყოფს გამოსხივების სპექტრის უბანს: $500<\lambda<600$ მილიმიკრონი.

ასტრონომიულ პრაქტიკაში ხშირად საქმე გვაქვს ობიექტებთან, რომლებიც გამოასხივებენ სპექტრის მხოლოდ (ან თითქმის მხოლოდ) ერთ მეტად ვიწრო (თითქმის მონოქრომატულ) უბანში. ასეთებია, მაგალითად, ამოფრქვევები მზეზე, რომელთა გამოსხივება მთელი ინტენსივობით წყალბადის $H\alpha$

ხაზშია თავმოყრილი. ამ ხაზის ტალღის სიგრძე არის 6563 ანგსტრემი ანუ 656 მილიმიკრონი. თუ გვინდა „გამოვაჩინოთ“ ეს ობიექტი, უნდა შევხედოთ მას შერჩევით სწორედ ამ „სარკმელში“, რომელიც 656 $m\mu$ გამოსხივებას გამოატარებს. ამ მიზნით საჭიროა შევქმნათ კომბინაცია: 1) შუქფილტრი, რომელიც გამჭვირვალეა მხოლოდ 600 $m\mu$-ზე უფრო გრძელტალღოვანი გამოსხივებისათვის + 2) ფოტოფირფიტა, რომელიც მგრძნობიარეა მხოლოდ 680 $m\mu$-ზე უფრო მოკლეტალღოვანი გამოსხივების მიმართ. მაშინ „სარკმლის“ სიგანე იქნება: 600 $m\mu < \lambda < 680$ $m\mu$. მის შიგნითაა მოთავსებული $H_\alpha$-ს ტალღის სიგრძე — 656 $m\mu$.

ფართოდ გავრცელდა ე. წ. ინტერფერენციული ფილტრები, რომლებიც ემყარებიან ორ ნახევრადგამჭვირვალე სარკეში (ან დაფენილ ვერცხლის შრეებში) და მათ შორის მოთავსებულ ერთობ მცირე ოპტიკური სისქის მქონე დიელექტრიკულ ფენაში გამავალი სინათლის ინტერფერენციას. ასეთი ფილტრები გამოჰყოფენ 15—20 ანგსტრემის სიგანის სპექტრულ უბნებს და გამტარიანობაც უფრო მაღალი აქვთ, ვიდრე აბსორბციულ ფილტრებს.

ასტროფიზიკურ დაკვირვებებში იყენებენ ინტერფერენციულ-პოლარიზაციულ ფილტრებს, რომელთა მოქმედება ემყარება პოლარიზებული სხივების ინტერფერენციას. ასეთ ფილტრებს უნარი აქვთ ერთობ ვიწრო სპექტრული უბნები გამოჰყონ — ერთი ანგსტრემის ნაწილების რიგისა. მათი ნაკლია სუსტი თბომედეგობა.

შუქფილტრებით მიღებული ფოტოგრაფიული ფირფიტების ფოტომეტრიული დამუშავება ისეთივე ზერხებით წარმოებს, როგორც ზუსტი სპექტროფოტომეტრიული დამუშავება. მოცემული ვარსკვლავის სპექტრში ენერგიის განაწილების მისაღებად საჭიროა დავეყრდნოთ ისეთ შესადარ ვარსკვლავს, რომლისთვისაც ენერგიის განაწილება უკვე ცნობილია.

ორი, ერთიმეორისაგან განსხვავებული სინათლის ფილტრით განსაზღვრულ ინტენსივობათა ფარდობა მრავალ შემთხვევაში საკმარისი სიზუსტით ახასიათებს ენერგიის განაწილებას ვარსკვლავის სპექტრში. ამიტომ, ტემპერატურის გამოთვლაც უფრო ზუსტად ხდება.

### § 140. კოლორ-ინდექსები (ფერის მაჩვენებლები)

ახლა შევჩერდეთ ფერის ეკვივალენტის გამოთვლის საკითხზე სინათლის ფილტრების შემწეობით და პირველ რიგში გავეცნოთ ძირითად ცნებას კოლორ-ინდექსის ანუ ფერის მაჩვენებლის შესახებ, რომელიც ფერის საუკეთესო მახასიათებელს წარმოადგენს.

ვარსკვლავის კოლორ-ინდექსი, საერთოდ, არის ერთი და იმავე ვარსკვლავის ორი, სხვადასხვა აპარატურით მიღებული ვარსკვლავიერი სიდიდის ორი მნიშვნელობის სხვაობა.

ვთქვათ, მოცემული ვარსკვლავის ვარსკვლავიერი სიდიდე აღმოჩნდა $m_1$, როცა იგი განისაზღვრა ისეთი აპარატურით, რომლის სპექტრული გრძნობიერება გამოიხატება $V_1(\lambda)$ ფუნქციით (იხ. ზემოთ). მეორე — $V_2(\lambda)$ — სპექტრული გრძნობიერების მქონე აპარატურით მიღებული ვარსკვლავიერი სიდიდე, იმავე ვარსკვლავისა იყოს $m_2$. ვთქვათ, აგრეთვე, რომ $m_1$ შეესაბამება უფრო მოკლე ტალღის სიგრძეს, ვიდრე $m_2$.

მაშინ, როგორც ზემოთ გვქონდა აღწერილი, მოცემულ ვარსკვლავს შეესაბამება ფოტოფირფიტის ფოტომეტრიული გაზომვიდან მიღებული ინტენსივობის ორი მნიშვნელობა:

$$I(\lambda)\,F_1(\lambda,\ z_1)\,V_1(\lambda)$$

და

$$I(\lambda)\,F_2(\lambda,\ z_2)\,V_2(\lambda)$$

ან ინტეგრალური ინტენსივობის ორი მნიშვნელობა:

$$I_1=\int_0^\infty I(\lambda)\,F_1(\lambda,\ z_1)\,V_1(\lambda)\,d\lambda \tag{2}$$

და

$$I_2=\int_0^\infty I(\lambda)\,F_2(\lambda,\ z_2)\,V_2(\lambda)\,d\lambda. \tag{3}$$

გამოვიყენოთ ორი უკანასკნელი ინტეგრალი იმისათვის, რომ შევადგინოთ პოგსონის ფორმულა:

$$\lg\frac{I_1}{I_2}=-0.4\,(m_1-m_2).$$

მაგრამ $m_1-m_2$ აღვნიშნოთ $CI$-ით და ვუწოდოთ მას კოლორ-ინდექსი ანუ ფერის მაჩვენებელი.

მაშინ:

$$m_1-m_2=CI=-2.5\lg\frac{\int_0^\infty I(\lambda)\,F_1(\lambda,z_1)\,V_1(\lambda)\,d\lambda}{\int_0^\infty I(\lambda)\,F_2(\lambda,z_2)\,V_2(\lambda)\,d\lambda}. \tag{4}$$

აქ გავიხსენოთ ის, რაც ასტროფოტომეტრიის ნაწილში ითქვა ვარსკვლავიერ სიდიდეთა ნულ-პუნქტზე. ცხადია, რომ, თუ არ გვექნება გარკვეულად შერჩეული ნულ-პუნქტი როგორც ერთი, ისე მეორე სისტემის ვარსკვლავიერი სიდიდეებისათვის, მაშინ $CI$-ს რიცხვითი მნიშვნელობა გაურკვეველი იქნება ან, სხვა სიტყვებით, ფერის მაჩვენებლის რიცხვითი მნიშვნელობა გამოითვლება რაღაც ნებისმიერი მუდმივის სიზუსტით. ამიტომ გარკვეულობისათვის, ვარსკვლავიერ სიდიდეთა სკალის ნულ-პუნქტებს ორივე სისტემაში ისე შეარჩევენ, რომ $A0$ სპექტრული ტიპის ვარსკვლავისათვის $m_1$ და $m_2$ ერთიმეორის ტოლი იყოს, რაც იმას ნიშნავს, რომ მისთვის ვარსკვლავიერი სიდიდეები როგორც ერთს, ისე მეორე სისტემაში ერთი და იმავე რიცხვით გამოიხატება. მაშინ გვიანდელი ტიპის (მაგალითად, $G$ კლასის) ვარსკვლავისათვის, რომელიც უფრო მოწითალოა, ვიდრე $A$ და, მაშასადამე, სპექტრის გრძელტალღოვანი უბანი შედარებით უფრო ინტენსიური აქვს, კოლორ-ინდექსი დადებითი რიცხვია ($m_2<m_1$; წითელ ფერში ვარსკვლავი უფრო კაშკაშაა, ვიდრე ლურჯ ფერში), ხოლო მოლურჯო ვარსკვლავის (მაგალითად, $B$ ტიპისა, რომელშიც მოკლეტალღოვანი უბანი უფრო ინტენსიურია, ვიდრე გრძელტალღოვანი) ფე-

რის მაჩვენებელი უარყოფითი რიცხვია ($m_1 < m_2$; ლურჯ ფერში ვარსკვლავი უფრო კაშკაშაა, ვიდრე წითელში).

მართლაც, ზემოაღწერილი წესით შერჩეული ნულ-პუნქტის პირობებში ასეთი დამოკიდებულება არსებობს სპექტრულ კლასსა და ფერის მაჩვენებელთა რიცხვით მნიშვნელობებს შორის:

| სპექტრული კლასი | ფერის მაჩვენებელი | სპექტრული კლასი | ფერის მაჩვენებელი |
|---|---|---|---|
| O5 | — 0.$^m$45 | A0 | 0.00 |
| B0 | — 0.30 | A5 | + 0.15 |
| B5 | — 0.25 | F0 | +0.27 |
| A0 | 0.00 | F5 | +0.39 |
| | | G0 | +0.63 |
| | | K0 | +1.10 |

ფორმულებში ინტეგრალის ნიშნის ქვეშ, როგორც ვხედავთ, იმყოფება ფუნქცია, რომელიც დამოკიდებულია ვარსკვლავის ზენიტურ მანძილზე დაკვირვების მომენტში. ჩვეულებრივ ცდილობენ, რათა ვარსკვლავიერი სიდიდეები რედუცირებულნი ანუ მიყვანილნი იქნენ ზენიტზე ($z_1 = z_2 = 0$), რაც კოლორ-ინდექსების ერთგვაროვან სისტემას იძლევა. მაგრამ ისიც შეიძლება, რომ დაკვირვება ისე ვაწარმოოთ, რომ პირველსა და მეორე განსაზღვრის დროს ვარსკვლავს თანატოლი ზენიტური მანძილები ჰქონდეს და ერთნაირი ატმოსფერული პირობები (გამჭვირვალობა) იყოს.

კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის მიზნით ხმარებული აპარატურა თითოეულ შემთხვევაში კოლორ-ინდექსების საკუთარ სისტემას გვაძლევს. ეს სისტემა ყოველ ცალკე შემთხვევაში დამოკიდებულია $V(\lambda)$ და $F(\lambda, z)$ ფუნქციებზე. როცა უკანასკნელნი დიდად და პ რ ი ნ ც ი პ უ ლ ა დ არ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან, მაშინ ყოველთვის შეიძლება ემპირიული გზით ადვილად მივიყვანოთ სხვადასხვა სისტემის კოლორ-ინდექსები ერთ რომელიღაც ძირითად სისტემაზე. მაგრამ, თუ ეს ფუნქციები დიდად და პ რ ი ნ ც ი პ უ ლ ა დ განსხვავდებიან სხვადასხვა სისტემის შემთხვევაში, მაშინ ერთ სისტემაზე მიყვანას აღარ მისდევენ და მიღებულ სისტემებს როგორც კოლორ-ინდექსების ცალკეულ და დამოუკიდებელ ტიპებს ანუ სახეებს ვანიხილავენ. ესენი არიან ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ ი კოლორ-ინდექსები, ფ ო ტ ო ე ლ ე ქ ტ რ უ ლ ი კოლორ-ინდექსები და სხვა.

## § 150. ფოტოგრაფიული კოლორ-ინდექსი

ჩ ვ ე უ ლ ე ბ რ ი ვ კ ო ლ ო რ-ი ნ დ ე ქ ს ს უწოდებენ ერთი და იმავე მნათობის ფოტოგრაფიულისა (ფოტოგრაფიული ხერხით განსაზღვრულისა) და ვიზუალური ვარსკვლავიერი სიდიდის სხვაობას, ე. ი. $CI = m_{ph} - m_{vis}$.

ასეთ კოლორ-ინდექსს ამავე დროს ფ ო ტ ო გ რ ა ფ ი უ ლ კოლორ-ინდექსს უწოდებენ. ფოტოგრაფიული ვარსკვლავიერი სიდიდის განსაზღვრის მიზნით ჩვეულებრივ ფოტოგრაფიულ ფირფიტებს ხმარობენ. განსხვავება ფოტოგრაფიულსა და ვიზუალურ სიდიდეებს შორის, როგორც ვიცით, მით არის გამოწვეული, რომ ფოტოგრაფიულ ფირფიტას და თვალს სხვადასხვა სპექტრული გრძნობიერება აქვს. პირველის გრძნობიერების მაქსიმუმი $\lambda = 440$ $m\mu$-ს

ახლოა, ხოლო მეორისა $\lambda = 550\ m\mu$-თან არის. განსხვავება ფოტოგრაფიულსა და ვიზუალურ ვარსკვლავიერ სიდიდეებში დამოკიდებულია მნათობის სპექტრში ენერგიის განაწილებაზე. ამიტომ არის, რომ კოლორ-ინდექსი, რომელიც ამ განსხვავებას გამოხატავს, მნათობის სპექტრული ენერგიის განაწილებასა და ფერს ახასიათებს.

ნულ-პუნქტს, ჩვეულებრივ, იმის მიხედვით შეარჩევენ, რომ *AO* სპექტრული ტიპის (თეთრი ფერის) ვარსკვლავების ფოტოგრაფიული და ვიზუალური ვარსკვლავიერი სიდიდეები თანატოლია. ამის გამო, რადგანაც ფოტოფირფიტა უფრო მეტად ლურჯ სხივებს, ხოლო თვალი — უფრო მეტად ყვითელ სხივებს შეიგრძნობს, კოლორ-ინდექსი ნულია თეთრი ვარსკვლავებისათვის, მას უარყოფითი მნიშვნელობა აქვს მოლურჯო ვარსკვლავებისათვის და დადებითი — მოწითალო ვარსკვლავებისათვის და, რაც უფრო მეტად წითელია ვარსკვლავი, მით მეტია მისი კოლორ-ინდექსის მნიშვნელობა.

კოლორ-ინდექსი ანუ ფოტოგრაფიული და ვიზუალური ვარსკვლავიერი სიდიდეების ს ხ ვ ა ო ბ ა, ამავე დროს, შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც სპექტრის ორი უბნის — $\lambda = 550\ m\mu$ და $\lambda = 440\ m\mu$ — ინტენსივობათა ფ ა რ დ ო ბ ა, ვარსკვლავიერ სიდიდეებში გამოსახული.

რადგანაც სხვადასხვა ხარისხის ფოტოფირფიტას განსხვავებული სპექტრული გრძნობიერება აქვს და, გარდა ამისა, სხვადასხვა ხელსაწყოს ოპტიკას — განსხვავებული გამჭვირვალობა, ამიტომ სხვადასხვა დამკვირვებლის მიერ განსაზღვრული კოლორ-ინდექსი, სხვადასხვა ხელსაწყოსა და ფოტოფირფიტის გამოყენებით, განსხვავებულ მნიშვნელობებს გვაძლევს, როგორც ეს ზემოთაც შევნიშნეთ.

ფოტოგრაფიული კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის სიზუსტე დაახლოებით $0^m.05$-ს უდრის.

პირველად ფოტოგრაფიული კოლორ-ინდექსები შ ვ ა რ ც შ ი ლ დ მ ა განსაზღვრა ფოტოგრაფიული სიდიდეების გ ე ტ ი ნ გ ე ნ ი ს კატალოგისა და ვიზუალური სიდიდეების პ ო ტ ს დ ა მ ი ს კატალოგის მონაცემების შედარებით. შემდეგში კ ი ნ გ მ ა (King) საკუთარი დაკვირვებით მიღებული ფოტოგრაფიული სიდიდეები 200 კაშკაშა ვარსკვლავისათვის შეადარა ვიზუალური სიდიდეების ჰ ა რ ვ ა რ დ შ ი მიღებულ მნიშვნელობებს და მით შექმნა 200 ვარსკვლავის კოლორ-ინდექსების სისტემა.

ვინაიდან ფოტოგრაფიულ ფოტომეტრიას ბევრი უპირატესობა აქვს ვიზუალური ფოტომეტრიის წინაშე, როგორც ეს ზემოთაც ვნახეთ, ამიტომ ამჯობინებენ ვიზუალური ვარსკვლავიერი სიდიდეები, აგრეთვე, ფ ო ტ ო ფ ი რ ფ ი ტ ი ს მეშვეობით განსაზღვრონ. ამისათვის კი საჭიროა ისე შევარჩიოთ ფოტოგრაფიული ფირფიტა — მისი სპექტრული გრძნობიერების თვალსაზრისით, — რომ ყვითელი სინათლის ფილტრთან გამოყენებით, მან ვ ი ზ უ ა ლ უ რ ი, ე. ი. დაახლოებით 550 $m\mu$-ს შესაბამი ვარსკვლავიერი სიდიდე მოვცეს. ამნაირად მიღებული სისტემა ვარსკვლავიერი სიდიდეებისა ძალზე ცოტათი განსხვავდება ვიზუალური სისტემისაგან. ასეთ სისტემას სიდიდეების ფ ო ტ ო ვ ი ზ უ ა ლ უ რ სისტემას უწოდებენ. ფოტოვიზუალურ ვარსკვლავიერ სიდიდეს აღნიშნავენ ასე: $m_{pv}$.

სხვაობას: $m_{ph}$—$m_{pv}$ უწოდებენ ფ ო ტ ო ვ ი ზ უ ა ლ უ რ კ ო ლ ო რ-ინ დ ე ქ ს ს.

ფოტოვიზუალური კოლორ-ინდექსების ძირითად სკალად მიღებულია პარკჰერსტისეული სისტემა, რომელიც პოლუსის ახლო მდებარე რამდენიმე

ასეული ვარსკვლავის მთა ვილსონის საერთაშორისო ფოტოგრაფიული სიდიდეებისა და იერკსის ობსერვატორიაში განსაზღვრული ფოტოვიზუალური სიდიდეების შედარებას ემყარება.

### § 151. ფოტოელექტრული კოლორ-ინდექსი

ფოტოელექტრულ კოლორ-ინდექსებს ელექტროფოტომეტრით განსაზღვრული ვარსკვლავიერი სიდიდეების (სიკაშკაშეების) საფუძველზე ღებულობენ და ამბობენ, რომ ვარსკვლავის ფოტოელექტრული კოლორ-ინდექსი არის განსხვავება მოცემული ვარსკვლავის ორ ვარსკვლავიერ სიდიდეს შორის, რომელნიც მიღებულნი არიან ორი ისეთი ფოტოელემენტით, რომელთაც მაქსიმალური გრძნობიერება სპექტრის სხვადასხვა უბანში აქვთ.

ფოტოელემენტებთან კომბინაციაში შეგვიძლია, აგრეთვე, სინათლის ფილტრებიც ვიხმაროთ, რითაც შევძლებთ სასურველი სპექტრული უბნების უკეთ გამოყოფას.

კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის ფოტოელექტრული ხერხი ძალიან დიდ სიზუსტეს იძლევა და ამიტომ ფოტოელექტრული კოლორ-ინდექსები კარგ ფერის ეკვივალენტებს წარმოადგენს.

### § 152. სითბოს ინდექსი

არსებობს ბოლომეტრული სიდიდეების სისტემა. ვარსკვლავის ბოლომეტრული სიდიდე არის ვარსკვლავის ენერგეტიკული სიდიდე, განსაზღვრული ისეთი ხელსაწყოს — რადიომეტრის, ბოლომეტრის ან თერმოელემენტის — მეშვეობით, რომლის გრძნობიერება ერთნაირია ყველა ტალღის სიგრძისათვის (უფრო სწორად: ყველა ტალღის სიგრძისათვის სპექტრის ფართო უბანში).

ვიზუალური და ბოლომეტრული სიდიდეების განსხვავებას ვარსკვლავის სითბოს ინდექსი ანუ სითბოს მაჩვენებელი ეწოდება

### § 153. კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის სპეციალური ხერხები

კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის მიზნით ბევრ სხვადასხვა მეთოდს ხმარობენ.

ცნობილია კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის კლასიკური ხერხი, რომელსაც ექსპოზიციების ფარდობის ხერხს უწოდებენ და რომელიც ამერიკელ სირსს (Seares) ეკუთვნის. ეს ხერხი იმაში მდგომარეობს, რომ ერთსა და იმავე პანქრომატულ ფირფიტაზე მიიღებენ (კასეტის სათანადო გადაადგილებით) ვარსკვლავის რამდენიმე გამონასახის მწკრივს, ჯერ ერთი ფილტრის (ლურჯის) გამოყენებით და მერე, მეორე მწკრივს — მეორე ფილტრის (ყვითელის) გამოყენებით. თითოეულ მიმდევრობაში ექსპოზიციას ცვლიან გარკვეული კანონის მიხედვით; მაგალითად, ზრდიან მას გეომეტრიული პროგრესიით (მაგ., 2 წმ, 4 წმ, 8 წმ, 16 წმ,...). ამრიგად მიღებულ მწკრივებში გვექნება მოცემული ვარსკვლავის რამდენიმე გამონასახი. თითოეული გამონასახი მით უფრო დიდია ფოტომეტრიულად, რაც მეტია შესაბამი ექსპოზიცია.

გამონასახების ურთიერთშედარების საფუძველზე შეგვიძლია გავარკვიოთ, თუ, მაგ., ყვითელ სხივებში, ყვითელი ფილტრის შესაბამ მწკრივში რომელი ექსპოზიცია ($t_l$) გვაძლევს ისეთსავე ფოტომეტრიულ შედეგს (სიკაშკაშეს), რასაც გვაძლევს $t_k$ ექსპოზიცია ლურჯ სხივებში (ლურჯი ფილტრის შესაბამ მწკრივში).

ცხადია, რომ $\frac{t_l}{t_k}$ ფარდობა მით ნაკლები იქნება, რაც უფრო მეტად წითელია ვარსკვლავი, ან რაც უფრო მეტად კაშკაშაა მასში სპექტრის ყვითელი ნაწილი, ლურჯთან შედარებით. ამგვარად, $\frac{t_l}{t_k}$ ფარდობა ფერის ეკვივალენტს წარმოადგენს. ახლა თუ შვარცშილდის ცნობილ კანონსაც გამოვიყენებთ, ადვილად მოვძებნით კავშირს $\frac{t_l}{t_k}$ ფარდობასა და კოლორ-ინდექსს შორის.

მეორე ხერხი რუს ასტრონომს გ. ტიხოვს ეკუთვნის. ამ ხერხს გრძივი სპექტროგრაფის ხერხი ეწოდება.

გრძივი სპექტროგრაფი წარმოადგენს ჩვეულებრივ რეფრაქტორს, რომლის ვიზუალური (ყვითელი) სხივების ფოკუსში მოათავსებენ ორტოქრომატულ ფოტოფირფიტას. ყვითელი სხივები ფირფიტაზე, რომელიც მათ ფოკუსში იმყოფება, ვარსკვლავის ჩვეულებრივ ფოკალურ გამონასახს იძლევა, ხოლო სხვა სხივები გვაძლევს ცენტრულ, ფოკალური გამონასახის გარს შემოვლებულ რგოლებს. ამ რგოლების დიამეტრი მით მეტია, რაც ნაკლებია გამოსხივების ტალღის სიგრძე (რადგანაც ყვითელი სხივების ფოკუსი სხვა ფერის სხივების ფოკუსისაგან მით მეტად არის დაშორებული, რაც უფრო ნაკლებია მათი ტალღის სიგრძეები). შუალედი ცენტრულ გამონასახსა და გარე რგოლს შორის შევსებულია მწვანე სხივებით. მაგრამ, რადგანაც ორტოქრომატულ ფოტოფირფიტას ვხმარობთ, რომელიც მწვანე სხივებისადმი ნაკლებად გრძნობიერია, ამიტომ ამ შუალედზე თითქმის არავითარ ფოტომეტრიულ გაშავებას არა აქვს ადგილი. ამგვარად თითოეული ვარსკვლავი ფირფიტაზე წარმოადგენს ცენტრულ გამონასახს, რომელიც მისგან დაშორებული რგოლით არის გარსშემოვლებული.

რაც უფრო წითელია ვარსკვლავი, მით ნაკლებად შესამჩნევია ანუ ცენტრულ გამონასახთან შედარებით მით უფრო მკრთალია რგოლი.

მაშასადამე, მიღებული გამონასახის ფორმა ვარსკვლავის ფერზე არის დამოკიდებული და ამიტომ იგი ფერის ეკვივალენტს წარმოადგენს. მაგრამ თუ ცენტრული გამონასახისა და რგოლის ფოტომეტრიულ გაზომვას ვაწარმოებთ, მაშინ უფრო ზუსტ და რაოდენობრივ დამახასიათებელს მივიღებთ ვარსკვლავის ფერისათვის.

ამ მეთოდის უმთავრესი და საგრძნობი ნაკლი ის არის, რომ იგი გამოუსადეგარია შედარებით მკრთალი ვარსკვლავებისათვის, იმ მიზეზით, რომ ვარსკვლავის გამოსხივების ლურჯი ნაწილი ფოკუსის გარეთ მიიღება და სინათლე ძალიან იფანტება.

კოლორ-ინდექსების განსაზღვრისათვის ბევრი სხვა ხერხიც იხმარება.

კოლორ-ინდექსები ისედაც შეგვიძლია განვსაზღვროთ, რომ არ დაგეჭირდეს რაღაც სპეციალურ ხერხს მივმართოთ. სახელდობრ, როგორც ზევით აღვნიშნეთ, საჭიროა მივიღოთ მოცემული ვარსკვლავის ფოტოგრაფიული და ფოტოვიზუალური სიდიდეები. მათი სხვაობების შედგენა უკვე კოლორ-ინდექსების მნიშვნელობებს იძლევა. და თუ მაინც მიმართავენ ხოლმე კოლორ-ინდექსების განსაზღვრის *განსაკუთრებულ* ხერხებს, — იმ მიზნით, რომ უფრო გააადვილონ, გამარტივონ ან უფრო მეტად ზუსტი გახადონ ეს განსაზღვრა.

# მეოთხე ნაწილი

# სპეციალიზებული დაკვირვებანი. ასტროფიზიკური დაკვირვების ახალი მეთოდები

## IX თავი

## ცალკეული კოსმოსური ობიექტების დაკვირვების სპეციალიზებული მეთოდები

### § 154. სპეციალიზებული მეთოდების შესახებ

ზემოთ, კურსის სათანადო თავებში, ჩვენ განვიხილეთ ასტროფიზიკური დაკვირვებისა და გამოკვლევის ზ ო გ ა დ ი მეთოდები და ხელსაწყოები, ე. ი ისეთები, რომლებიც გამოიყენება ს ა ე რ თ ო დ. ყ ვ ე ლ ა კ ო ს მ ო ს უ რ ი ო ბ ი ე ქ ტ ი ს მიმართ.

მაგრამ ცალკეული კოსმოსური სხეულების დამახასიათებელი თავისებურებანი მოითხოვენ და შესაძლებელსაც ხდიან გამოყენებულ იქნეს მათ მიმართ, მათი ცალკეული სახეების შესაბამისად, სპეციალური მეთოდები და საგანგებოდ მოწყობილი აპარატურა.

ასე, სახელდობრ, მზის დაკვირვება-გამოკვლევის მიზნით გამოიყენება, მაგალითად, ე. წ. პროტუბერანც-სპექტროსკოპი, განსაკუთრებული სახის სპექტრული აპარატურა — სპექტროჰელიოსკოპ-ჰელიოგრაფი და სხვ. ეს ხელსაწყოები გამოიყენება მარტო მზის მიმართ. მზის დიდი სიკაშკაშე, მისი შედარებითი სიახლოვით დაპირობებული დისკოსებრი სახე, მისი ატმოსფეროს აგებულების თვისებები შესაძლებელს ხდის დასახელებული იარაღების მიზანშეწონილ ხმარებას. ამასთანავე არც ერთი სხვა ციური სხეულის მიმართ არ ხერხდება საკუთრივ ამ იარაღების ეფექტური გამოყენება.

ნათქვამის მიხედვით მოიპოვება იარაღები და მეთოდები ცალკე მზის შესწავლისათვის გამიზნული, ცალკე — მთვარის, ცოცმილების ან კიდევ კომეტების და მეტეორების, დაბოლოს, ნისლეულების შესწავლისათვის დანიშნული.

მაშასადამე, ადგილი ჰქონია მეთოდიკისა და ხელსაწყოების ერთგვარ სპეციალიზაციას, მათ განვითარებას და მორგებას გამოსაკვლევი კონკრეტული ობიექტების და მოვლენების თვისებათა შესაბამისად. ამაშია ერთ-ერთი გამოვლინება პრაქტიკული ასტროფიზიკის იმ განვითარებისა, რომელიც მან განიცადა ჩვენს საუკუნეში. სხვა სიტყვებით, პრაქტიკული ასტროფიზიკის ეფექტური განვითარება მიმდინარეობდა და მიმდინარეობს არა მარტო იარაღების ნაირსახეობის გამრავლებისა და მათი ზომებისა და ოპტიკური სიმძლავრის გადიდების გზით, არამედ მათი ს პ ე ც ი ა ლ ი ზ ა ც ი ი ს ა და ცალკეული შემთხვევების შესაბამისად მიზანშეწონილი მორგების ხაზითაც.

განსაკუთრებით მკვეთრად გამოირჩევა ტიპური ასტრონომიული ტელესკოპებისაგან ის დასამზერი იარაღები, რომლებიც მზის დაკვირვება-შესწავლას ემსახურება.

ამ დანიშნულების იარაღები და, სათანადოდ, მეთოდები შეგვიძლია შემდეგის მიხედვით დავყოთ:

1. პირდაპირი დაკვირვებანი და გაზომვები — ვიზუალური, ფოტოგრაფიული, ფოტოელექტრული, რადიომეტრული და რადიოტელესკოპური.

2. ფოტომეტრიული და პოლარიმეტრიული გაზომვები.

3. სპექტრული დაკვირვებანი (სპექტრომეტრია და სპექტროფოტომეტრია).

4. დაკვირვებანი მზეზე მონოქრომატულ სხივებში (სპექტროჰელიოსკოპია, სპექტროჰელიოგრაფია; სპექტროჰელიოკინემატოგრაფია; დაკვირვებანი პროტუბერანც-სპექტროსკოპით).

5. სპექტრულ-პოლარიზაციული გაზომვები.

6. დაკვირვებანი მზის სრულ დაბნელებათა ვითარებაში.

7. კორონაგრაფული დაკვირვებანი დაბნელების გარეშე.

ვიდრე ცალ-ცალკე გავეცნობოდეთ ჩამოთვლილ მეთოდებსა და იარაღებს, საჭიროა დავახასიათოთ მზის დაკვირვებათა სპეციფიკური თვისებები. პირველ რიგში აღსანიშნავია ის, რომ მზე ყველაზე უფრო კაშკაშა ობიექტია დასაკვირვებელ ასტრონომიულ სხეულთა შორის. მაშასადამე, მისი დაკვირვებისათვის არაა საჭირო დიდი შუქძალის მქონე ტელესკოპები. სავსებით შეგვიძლია დავკმაყოფილდეთ მცირე აპერტურით (მცირე დიამეტრის ობიექტივით ან სარკით) და, ამასთან, მივმართოთ დიდ საფოკუსო მანძილებს. ეს გვაძლევს საკმარისი სიკაშკაშისა და საკმარისად დიდი მასშტაბის მზის გამონასახს.

მზის დიდ სიკაშკაშეში, უპირატესობასთან ერთად, შესამჩნევი ნაკლოვანებაცაა. ვიზუალური დაკვირვებისას საჭიროა მზის გამონასახის სიკაშკაშის ხელოვნურად შემცირება მუქი, ნახევრად გაუმჭვირვალე ან ფერადი ფილტრების ხმარებით. ფოტოგრაფირებისას იძულებული ვართ მივმართოთ ერთობ მცირე ექსპოზიციებს (მაგალითად, წამის მეათასედს), რაც სპეციალურ საკეტებს მოითხოვს.

ამასთანავე, მზის სხივები იმდენად ათბობს სამზეო ტელესკოპის ოპტიკურ და მექანიკურ ნაწილებს, რომ ხშირ-ხშირად ირღვევა დაფოკუსება, ხდება ოპტიკური ზედაპირების ტემპერატურული დეფორმაციები და, მაშასადამე, მახინჯდება მზის გამონასახი.

სპეციფიკურია მზის დაკვირვებისათვის ისიც, რომ მზე წარმოგვიდგება არა მარტო ბადროს სახით, არამედ ცალკეული ფენებისაგან შედგენილ ობიექტად. შეგვიძლია ვაწარმოოთ დაკვირვება ცალკე — ფოტოსფეროზე, ცალკე — ქრომოსფეროზე და ცალკე — კორონაზე. აქვე ჩამოვთვალოთ სათანადო სამზეო ტელესკოპები: ფოტოჰელიოგრაფი, ქრომოსფერული ტელესკოპი და კორონაგრაფი (შესაბამისად, ფოტოსფეროს, ქრომოსფეროს და კორონის დასაკვირვებლად).

## § 150. მზის დისკოზე წარმონაქმნების (დეტალების) მდებარეობათა განსაზღვრა. ჰელიოგრაფიული კოორდინატები

როგორც ვიცით, მზე საკმარისად დიდი კუთხოვანი ზომის ბადროს სახით წარმოგვიდგება; მისი დიამეტრი 32′-ს აღწევს. ასეთ ბადროზე მრავლად გაირჩევა სხვადასხვა დეტალები, რომელნიც სხვადასხვა ადგილას იმყოფებიან და ადგილმდებარეობასაც იცვლიან მასზე. არსებობს გარკვეული კანონზომიერებანიც ამ ადგილმდებარეობათა ცვალებადობაში. ამასთან დაკავშირებით გარდუვალია მზის ბადროზე შენიშნული წარმონაქმნების კოორდინატთა განსაზღვრის წარმოება სხვა, ფიზიკური ხასიათის გაზომვებთან ერთად.

ამ მიზნისათვის საჭირო კოორდინატთა სისტემა მიზანშეწონილია დავუკავშიროთ თვით მზეს. ეს მით უფრო აუცილებელი და ადვილიცაა, რომ მზე ბრუნავს თავისი ღერძის ირგვლივ, რომელიც საკმარისად უცვლელად მდებარეობს ვარსკვლავების მიმართ. მაშასადამე, მზეზე გამოისახება მისი პოლუსები და ეკვატორიც, რაც კოორდინატთა დასაყრდენ ანუ დასაბამ წერტილებსა და დიდ წრეხაზს ქმნის. ასე აგებული საკოორდინატო სისტემა ბუნებრივია და მზის წარმონაქმნების კოორდინატებს უშუალოდ აკავშირებს თვით მზესთან, როგორც გარკვეულ ფიზიკურ სხეულთან, რომლისთვისაც პოლუსი და ეკვატორი მარტო გეომეტრიული ორიენტირი კი არაა, არამედ მზის ფიზიკური რაობის გამომსახველი ელემენტებია. ამ გარემოებას ხაზგასმით აღნიშნავთ იმის გამო, რომ ზოგიერთს, წმინდა გეომეტრიულ ამოცანაში ბადროიანი მნათობების ხილულ ზედაპირზე გვიხდება ხოლმე კოორდინატთა სისტემის აგება განყენებული საყრდენი წერტილებისა და ხაზების მიმართაც (მაგალითად, დეტალების ხილული პოზიციური კუთხის განსაზღვრის შემთხვევაში).

წერტილის ან M დეტალის მდებარეობა მზის ზედაპირზე განისაზღვრება ორი სფერული კოორდინატით. პირველია — ჰელიოგრაფიული განედი, რომელსაც აღნიშნავენ φ ასოთი, და მეორე — ჰელიოგრაფიული გრძედი, რომელიც აღინიშნება λ ასოთი (ნახ. 144).

ნახაზის განხილვა გვიჩვენებს, რომ მოცემული წერტილის ჰელიოგრაფიული განედი წარმოადგენს მის კუთხოვან მანძილს მზის ეკვატორიდან; ჰელიოგრაფიული გრძედი კი — კუთხეს ამ წერტილზე მზის პოლუსიდან დაშვებულ მერიდიანსა და მეორე, პირობით საწყის ანუ ნულოვან მერიდიანად მიჩნეულ მერიდიანს შორის. შემთხვევა სრულიად ანალოგიურია იმისა, რაც დედამიწის ზედაპირზე გვაქვს წერტილის გეოგრაფიული კოორდინატების შემთხვევაში.

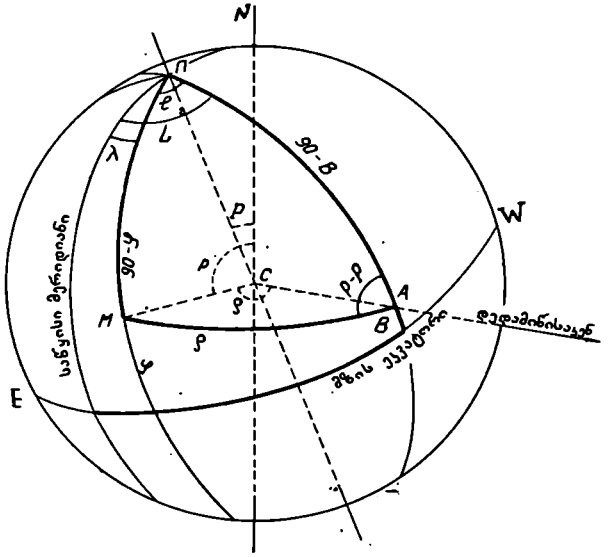
საწყის ანუ ნულოვან მერიდიანად ითვლება მერიდიანი, რომელიც 1854 წლის 1 იანვარს საშუალო გრინვიჩისეული შუადღის მომენტში გადიოდა მზის ეკვატორის აღმავალ კვანძზე (მზის ეკვატორისა და ეკლიპტიკის გადაკვეთის ერთ-ერთ წერტილზე). გასაგებია, რომ საწყისი მერიდიანის ამგვარი წესით შემოღება დაპირობებულია მით, რომ არაა შესაძლებელი რაიმე გარკვეული, მდგრადი ხილული წერტილის, ხაზის ან დეტალის ხანგრძლივი დროისათვის ფიქსირება მუდამ მღელვარე და არამდგრად მდგომარეობაში მყოფ მზის ზედაპირზე.

მზის ნულოვან მერიდიანს უწოდებენ, აგრეთვე, კერინგტონისეულ მერიდიანს, ასტრონომ კ ე რ ი ნ გ ტ ო ნ ი ს (Carrington) სახელით. მისი მდებარეობა ყოველი ნებისმიერი მომენტისათვის გამოითვლება იმის საფუძველზე, რომ ვიცით 1) მისი მდებარეობა 1854 წლის 1 იანვრის შუადღეზე, 2) მზის

ბრუნვის სიჩქარე (14°.2 ერთ დღე-ღამეში ანუ ბრუნვის ვარსკვლავიური პერიოდი 25.380 დღე-ღამე), 3) აღმავალი კვანძის ასტრონომიული გრძედი, რომელიც იანგარიშება ფორმულით: $\Omega = 73°40' + 50''.25(T - 1850)$; ამ უკანასკნელში $T$ ნიშნავს აღებული მომენტის შესაბამ წელიწადს და მთელი მეორე წევრი გამოხატავს პრეცესიის მოქმედებას ეკვატორის ეკლიპტიკასთან გადაკვეთის წერტილის მდებარეობაზე.

ჰელიოგრაფიულ განედს ანგარიშობენ ეკვატორიდან მზის ჩრდილოეთ პოლუსისა (+) და სამხრეთ პოლუსის (—) მიმართულებით. ჰელიოგრაფიულ გრძედს აითვლიან მზის ბრუნვის მიმართულებით.

მივაქციოთ ყურადღება იმას, რომ 144-ე ნახ. არაა წარმოდგენილი ისე, რომ მზის ეკვატორი ჰორიზონტულად იყოს და ან მისი პოლუსი მოდიოდეს

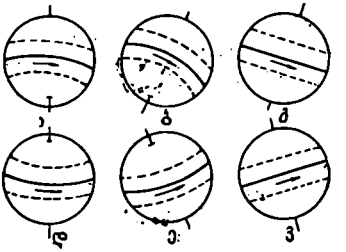



ნახ. 144.

ნახაზის „თავში". აქ ცალკე წარმოდგენილი ვერტიკალური მიმართულება შეესაბამება მიმართულებას სამყაროს ჩრდილოეთ პოლუსზე. მას არ თანხვდება მზის ბრუნვის ღერძი. ეს განზრახ გავაკეთეთ ასე, რათა გავხაზოთ ის გარემოება, რომ მზის ეკვატორი დახრილია ცის ეკვატორისა და ეკლიპტიკისადმი და, რამდენადაც დედამიწა მოიქცევა მზის გარშემო, მზის ბრუნვის პოლუსი პერიოდულად იცვლის ორიენტირებას ჩვენს მიმართ. 145-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია მზის ბრუნვის ღერძის მდებარეობა — დედამიწაზე მყოფი დამკვირვებლის მიმართ — წელიწადის სხვადასხვა დროს (ა-ვ, შესაბამისად — 6 იანვარს, 8 მარტს, 6 ივნისს, 8 ივლისს, 8 სექტემბერს, 6 დეკემბერს).

მზის ეკვატორის დახრა ეკლიპტიკისადმი ეტოლება 7°15′-ს, ე. ი. მზის ბრუნვის ღერძი დახრილია დედამიწის წლიური ორბიტის სიბრტყის მიმართ 82°45′-ით.

მზის ზედაპირზე დეტალთა კოორდინატების პრაქტიკული განსაზღვრისათვის რიგი ახალი სიდიდეები და ცნებები უნდა შემოვიღოთ. ამისათვის შემდეგნაირად მოვიქცეთ. როგორც კი მივიღებთ მზის დისკოს გამონასახს ეკრანზე (იხ. ქვემოთ) ან მის ფოტოგრაფიას ფოტოფირფიტაზე, მაშინვე უნდა განვსაზღვროთ აღებული დეტალის ხილული პოლური კოორდინატები: დეტალის მანძილი ფოტოგრაფიული გამონასახის დისკოს ცენტრიდან (ფოტოფირფიტაზე ან ეკრანზე) — მას აღვნიშნავთ $r$ ასოთი და მისი მდებარეობის კუთხე ანუ პოზიციური $p$ კუთხე. უკანასკნელს აითვლიან ჩრდილოეთის წერტილიდან აღმოსავლეთის მიმართულებით. r გაიზომება გამონასახზე მილიმეტრებით ან სანტიმეტრებით (თუ გამონასახი საკმარისად დიდი ზომისაა). ამავე დროს უნდა გავზომოთ გამონასახის დისკოს რადიუსის სიგრძეც ($R$).



ნახ. 145.

ახლა აღვნიშნოთ აღებული დეტალის კუთხოვანი მანძილი დისკოს ცენტრიდან $\rho'$-ით და მზის კუთხოვანი რადიუსი $R'$-ით. დაბოლოს განვიხილოთ $\rho$ კუთხე, რომელიც მზის სფეროს ცენტრშია და რომლის გვერდები თანხვდება მიმართულებებს მზის ცენტრიდან დედამიწაზე და აღებულ დეტალზე (ნახ. 144). $\rho$-ს უშუალოდ, ცხადია, ვერ განვსაზღვრავთ. შეგვიძლია მისი მხოლოდ გამოთვლა. ამისათვის მივმართავთ ადვილად მისაღებ დამოკიდებულებებს:

$$\frac{r}{R}=\frac{\rho'}{R'} \tag{1}$$

და

$$\sin(\rho+\rho')=\frac{r}{R}. \tag{2}$$

ეს დამოკიდებულებები თავისთავად ელემენტურია, მაგრამ მაინც უკეთესია მეტი სიცხადისათვის განვიხილოთ დამატებითი ნახაზი, რომელზეც 144-ე ნახ. და საერთოდ მოცემულ საკითხთან დაკავშირებული სურათი წარმოდგენილია სხვაგვარ პროექციაში, სახელდობრ — სიბრტყეში, რომელიც გადის მიმართულებებზე: დამკვირვებელი — მზის ცენტრი და დამკვირვებელი — მზის დეტალი (ნახ. 146).

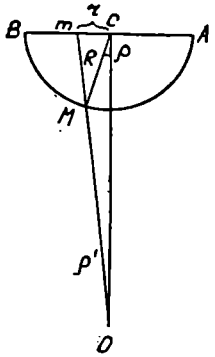
ამ ნახაზზე $O$ წარმოადგენს დამკვირვებლის თვალს; $OCM$ - სამკუთხედის $M$ კუთხე ეტოლება $[180°-(\rho+\rho')]$-ს; $CMm$ კუთხე არის $(\rho+\rho')$.

$CMm$ სამკუთხედიდან მივიღებთ:

$$\frac{\sin(\rho+\rho')}{r}=\frac{\sin(90°-\rho')}{R}.$$

აქედან $\sin(\rho+\rho')=\frac{r}{R}\cos\rho'$. მაგრამ, რადგანაც $\rho'$-ის მაქსიმალური მნიშვნელობა არ შეიძლება აღემატებოდეს 16'-ს, რომლის კოსინუსი ტოლია 0.999989 (სხვა შემთხვევაში კი $\cos\rho'$ უფრო ახლო არის 1-თან), ამიტომ ამ წევრს მივიჩნევთ 1-ად და დაგვრჩება (2).

ამნაირად $r$ და $R$ გაიზომება, $R'$-ის მნიშვნელობა აიღება დაკვირვების თარიღისათვის ყოველწლიურიდან (მასში მზის კოორდინატების ნაწილში, ცხრილის ერთ-ერთ სვეტში მოცემულია $R'$-ის მნიშვნელობა წელიწადის ყოველი დღისათვის); $\rho'$ გამოითვლება (1)-ის მეშვეობით (ძნელი იქნებოდა ამ კუთხოვანი სიდიდის განსაზღვრა კუთხმზომის მეშვეობით მზეზე უშუალო დაკვირვების გზით). ამის შემდეგ $\rho$ გამოითვლება (2)-დან.

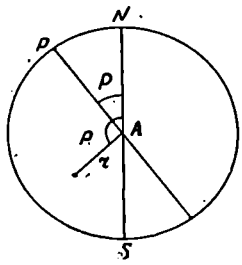


ნახ. 146.

ახლა მივუბრუნდეთ და კვლავ განვიხილოთ 144-ე ნახ. $B$-თი აღვნიშნოთ დედამიწის ჰელიოგრაფიული განედი. ეს ის კუთხეა, რომელსაც მზის ეკვატორთან ქმნის მიმართულება მზის ცენტრი—დედამიწა. სხვა სიტყვებით, ეს მზის ხილული დისკოს ცენტრის (წერტილი $A$) ჰელიოგრაფიული განედია, რამდენადაც ეს ცენტრი მდებარეობს მიმართულებაზე მზის ცენტრი—დედამიწა. კიდევ სხვაგვარად, ეს მზის ბრუნვის ღერძის გადახრის კუთხეა. $L$-ით აღვნიშნოთ დედამიწის ჰელიოგრაფიული გრძედი, რაც იგივეა — ხილული დისკოს ცენტრის გრძედი. $P$ წარმოადგენს მზის ბრუნვის ღერძის ჩრდილოეთი ბოლოს პოზიციურ კუთხეს, რომელიც აითვლება $N$ ჩრდილოეთის წერტილიდან აღმოსავლეთის მიმართულებით დადებითი ნიშნით, ხოლო დასავლეთის მიმართულებით—უარყოფითი ნიშნით. ეს უკანასკნელი კუთხე იცვლება $\pm 26°25'$-ის ფარგლებში.

$B$, $L$ და $P$ სიდიდეებს უწოდებენ მზის ფიზიკურ კოორდინატებს და მათი მნიშვნელობანი ყოველი დღისათვის მოჰყავთ ასტრონომიულ ყოველწლიურებში.

როგორც ზემოთაც ვთქვით, აღებული დეტალის $r$ და $p$ პოლარ კოორდინატებს გავზომავთ ფოტოფირფიტაზე, მზის დისკოს გამონასახზე (ნახ. 147. ამ ნახაზის მიმართ დედამიწა უნდა წარმოვიდგინოთ ნახაზის სიბრტყის მართობი მიმართულებით, ჩვენსკენ. $A$ აქაც წარმოადგენს მზის ხილული დისკოს ცენტრს). მაგრამ $p$-ს განსაზღვრისათვის უნდა ვიცოდეთ ჩრდილოეთის მიმართულება მზის დისკოს გამონასახზე.



ნახ. 147.

ამისათვის კი საკმარისია ისიც, რომ მოვახერხოთ დღეღამური პარალელის ფიქსირება. ეს კი ადვილია და იმით მიიღწევენ მას, რომ ორჯერ, თანმიმდევრულად —რამდენიმე მინუტის შუალედით, გადაიღებენ მზეს ერთ ფირფიტაზე, ± უძრავი ტელესკოპით. მაშინ ორი გამონასახის ცენტრების შემაერთებელი ხაზი დღეღამური პარალელის მიმართულებას თანხვდება. შეიძლება იმავე მიზნით სხვა გზასაც მივმართოთ: გავჭიმოთ მზის ტელესკოპის ფოკალური სიბრტყის წინ, უშუალო მახლობლობაში მასთან, ძაფჯვარი, თავიდანვე ორიენტირებული სამყაროს ღერძისა და ეკვატორის პარალელურად და ასე ფიქსირებული.

დაბოლოს $l$-ით აღვნიშნოთ დეტალის გრძედი ცენტრული მერიდიანიდან, ანუ მერიდიანიდან, რომელიც გადის მზის დისკოს ცენტრზე. მას თვლიან დადებითად დასავლეთის მიმართულებით.

ახლა დავხედოთ სფერულ სამკუთხედს, რომელსაც ადგენს მზის სფეროს ზედაპირზე სამი წერტილი: მზის პოლუსი, მზის დისკოს ცენტრი (ანუ დედამიწისაკენ მიმართული მზის რადიუსის გადაკვეთა მზის სფეროს ზედაპირთან) და აღებული დეტალი (ნახ. 144). გავიხსენოთ სფერული ტრიგონომეტრიის ძირითადი ფორმულები, რაც დაგვაწერინებს აღნიშნული სამკუთხედისათვის შემდეგ დამოკიდებულებებს:

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi &= \cos\rho\sin B + \sin\rho\cos B\cos(p-P),\\ \cos\varphi\sin l &= -\sin\rho\sin(p-P),\\ \cos\varphi\cos l &= \cos\rho\cos B - \sin\rho\sin B\cos(p-P),\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

ეს ფორმულები გამოგვათვლევინებს $\varphi$-სა და $l$-ს. მაგრამ

$$\lambda = L + l. \qquad (4)$$

ამნაირად დეტალის ჰელიოგრაფიული კოორდინატების ($\varphi$, $\lambda$) განსაზღვრა-გამოთვლის ამოცანა შესრულებულია.

საყურადღებოა შემთხვევა, როცა დეტალი ძალიან ახლოა მზის დისკოს კიდესთან, ე. ი. $\rho$ უახლოვდება 90°-ს. ასეთ პირობებში $l$ გამოითვლება დიდი ცდომილებით. მაშასადამე, $\lambda$-ს ზუსტ მნიშვნელობას ვერ მივიღებთ. სამაგიეროდ მარტივდება განედის გამოთვლა. მართლაც, (3) ჯგუფის პირველი ფორმულის მარჯვენა მხარის პირველი წევრი ნულად იქცევა და კვექნება:

$$\sin\varphi = \cos B\cos(p-P).$$

## § 157. ჰელიოგრაფიული კოორდინატების განსაზღვრის გამარტივებული ხერხები

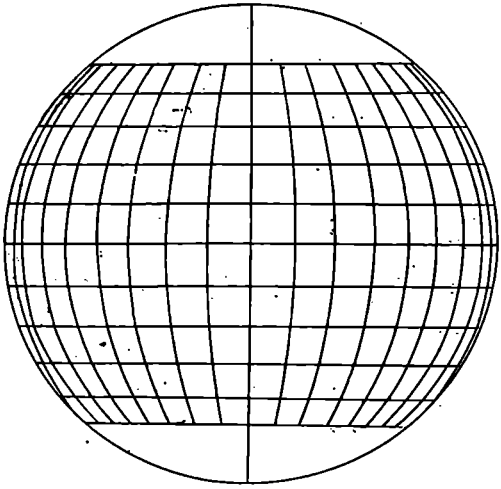
ზემოთ აღწერილი მეთოდი ჰელიოგრაფიული კოორდინატების გამოთვლისა ანალიზურია და ზუსტი (თუ $\rho << 90°$). მზის სამსახურის ბევრი მიმდინარე ამოცანისათვის საკმარისია კოორდინატების ცოდნა $^1/_2$—1 გრადუსის სიზუსტით. ასეთ შემთხვევებში მიმართავენ სხვადასხვა გრაფიკულ მეთოდებს, ნომოგრამებს, ცხრილებს ან უბრალოდ — კოორდინატთა ბადეებს და განსაზღვრავენ კოორდინატებს მარტივად და სახელდახელოდ.

აღვწეროთ მოკლედ ერთ-ერთი მარტივი, გრაფიკული ხერხი.

ვთქვათ, მიღებული გვაქვს მზის ფოტოგრაფია, რომელზეც ფიქსირებულია დღეღამური პარალელის მიმართულება (იხ. ზემოთ). მზის ცენტრიდან აღმართული, პარალელის მიმართულების მართობი წარმოადგენს მზის ცენტრის დახრილობის წრეხაზს, ე. ი. მიმართულებას სამყაროს პოლუსისაკენ. მოვძებნოთ ასტრონომიულ ყოველწლიურში დაკვირვების თარიღის შესაბამი მნიშვნელობა $P$ სიდიდისა (მზის ჩრდილოეთი პოლუსის პოზიციური კუთხე). გავავლოთ დისკოს გამონასახის ცენტრიდან მიმართულება, რომელიც $P$ კუთხეს შეადგენს დახრილობის წრეხაზის მიმართულებასთან. ეს იქნება მზის ბრუნვის ღერძის მიმართულება. ამავე დროს იგი თანხვდება ცენტრული მერიდიანის მიმართულებასაც.

ახლა ავიღოთ გამჭვირვალე (გასანთლულ) ქაღალდზე საგანგებოდ გამოხაზული ბადე (ნახ. 148). ამ ბადის დიამეტრი უნდა თანხვდებოდეს დისკოს

გამონასახის დიამეტრს. ბადე წარმოადგენს სფეროს წრეხაზთა ორთოგრაფიულ პროექციას ერთ-ერთი მერიდიანის სიბრტყეზე. დავადოთ ბადე მზის დისკოს გამონასახს ისე, რომ მისი ცენტრული მერიდიანი გაჰყვეს გამონასახის ცენტრულ მერიდიანს. ამის შემდეგ პირდაპირ აითვლება φ და $l$ კოორ-



ნახ. 148.

დინატები ერთ-ერთი დეტალისა, რომლის გამონასახი მოჩანს გამჭვირვალე ბადის უკან, ბადეზე დაგეგმილებული სახით. λ გამოითვლება (4)-ის მიხედვით, რისთვისაც $L$-ის მნიშვნელობას კვლავ ასტრონომიული ყოველწლიურიდან ამოვიღებთ.

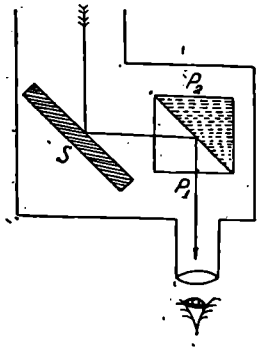
მაგრამ, რამდენადაც მზის პოლუსი ყოველთვის ვერ თავსდება გამონასახის დისკოს კიდეზე, რადგანაც მზის ბრუნვის ღერძი დახრილია ეკლიპტიკისადმი, ამდენად ბადის პოლუსიც ვერ დაემთხვევა მზის გამონასახის პოლუსს. ამიტომ ზემოთ აღწერილი წესით ათვლილი კოორდინატები დამძიმებული იქნება ცდომილებებით, რომლებიც მით მეტია, რაც მეტია $B$. ეს სიდიდე კი იცვლება წლის განმავლობაში, დედამიწის მზის გარს მოქცევის მიხედვით. მაგრამ, მოიპოვება საგანგებოდ გამოთვლილი ცხრილები, რომლებშიც მოცემულია φ და $l$-ის შესწორებანი Δφ და Δ$l$, დალაგებულნი $B$ არგუმენტით (უფრო მკაცრად, ამ შესწორებებს განსაზღვრავს არა მარტო $B$, არამედ φ და $l$ არგუმენტებიც).

ასეთ შესწორებათა ხმარების თავიდან ასაცილებლად შემდეგ გზასაც მიმართავენ. ამზადებენ ერთ ბადეს კი არა, არამედ მათ მთელ სიმრავლეს, რომელშიც ბადეები ერთმანეთისაგან განსხვავდება $B$-ს მნიშვნელობათა განსხვავებების შესაბამისად ($B$ იცვლება წელიწადში $\pm 7^{\circ}.25$-ის ფარგლებში). მოცემული დღის დაკვირვებისათვის შევარჩევთ და ვიხმართ იმ ბადეს, რომელიც შეესაბამება B-ს იმდღევანდელ მნიშვნელობას, და კოორდინატებს უშუალოდ ავითვლით.

## § 158. მზის პირდაპირი, უშუალო ვიზუალური დაკვირვება

თავისთავად ცხადია, რომ ჰელიოგრაფიული კოორდინატების განსაზღვრის საჭიროება მაშინ წამოიჭრება, როცა მზეზე ამა თუ იმ წარმონაქმნებს ანუ დეტალებს შევნიშნავთ. თუ საჭიროებენ მზის ზედაპირის მიმოხილვას და მასზე განვითარებული წარმონაქმნების დაწვრილებით დაკვირვებას, ან ფოტოგრაფიას მიიღებენ და მერე ნეგატივს დააკვირდებიან, ან კიდევ — მზის გამოსახულებას ერთგვარ ეკრანზე გადიდებული სახით და ისე განიხილავენ. უშუალოდ ტელესკოპში მზეს იშვიათად აკვირდებიან (თუ დაკვირვება განსაკუთრებული სახისა არ არის, მაგალითად, დაკვირვება ქრომოსფეროზე, ამოფრქვევებზე და სხვ. იხ. ქვემოთ). მაინც ასეთი პირდაპირი ვიზუალური (თვალით) დაკვირვება პრაქტიკაში გვხვდება ხოლმე და პირველ რიგში ესაა გასაცნობი.

მზის ვიზუალური დაკვირვებისათვის იხმარება ჩვეულებრივი, შედარებით მცირე ზომისა და მცირე ოპტიკური სიმძლავრის რეფრაქტორი. ამასთანავე უთუოდ უნდა ვიხმაროთ რაიმე მოწყობილობა, რომელიც მრავალჯერ შეამცირებს მზის თვალისმომჭრელ სინათლეს. ყველაზე მარტივი საშუალებაა — ოკულარის წინ ჩადგმული ბნელი ან ფერადი, ნაკლებად გამჭვირვალე მინის ფირფიტა. მაშინაც კი საჭიროა ისედაც მცირე ზომის ტელესკოპის ობიექტივის დიაფრაგმირება ანუ მისი შესასვლელი ფართობის შესამჩნევად შემცირება. თორემ შეიძლება, აღნიშნული ნაკლებად გამჭვირვალე ფირფიტა გადახურდეს, დაზიანდეს და დანიშნულება ვეღარ შეასრულოს.



ნახ. 149.

მიმართავენ ხოლმე აგრეთვე სპეციალურ ოკულარებს, რომელთა საგანგებო აგებულება უზრუნველყოფს სინათლის ჯეროვან და სანდო შემცირებას. ასეთია, მაგალითად, ე. წ. ოკულარ-ჰელიოსკოპი, რომელშიც მზის სხივები ჯერ ტელესკოპის ფოკუსის წინ ჩაყენებულ ბრტყელ მინის სარკეს (S) ეცემა (ნახ. 149), შემდგომ ხელმეორედ აირეკლება რთული $p_1p_2$—პრიზმის საერთო წახნაგიდან და ამის შემდეგ შედის ოკულარში. შედგენილ პრიზმაში ერთი (სახელდობრ, $p_1$) დამზადებულია მინისაგან, მეორეში ($p_2$) მოთავსებულია სითხე, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელი ნაკლებია, ვიდრე მინის პრიზმის გარდატეხის მაჩვენებელი. ასეთ პირობებში საერთო წახნაგიდან სინათლის მცირე რაოდენობა აირეკლება და ოკულარში მზის ერთობ შესუსტებული სინათლე შეეა.

აღწერილ ოკულარ-ჰელიოსკოპს კოლციანულ პრიზმას უწოდებენ მისი გამომგონებლის კოლცის (Colzi) სახელით.

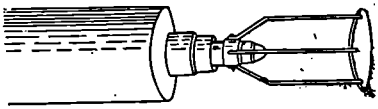
ბნელი მინისა და პრიზმის კომბინაციას სინათლის შემცირების მიზნით მიმართავდა ჰერშელიც (ე. წ. ჰერშელისეული ოკულარი).

## § 159. მზის დაკვირვება ეკრანზე

ფართოდ იყენებენ წესს, რომლის დროსაც მზის გადიდებულ გამოსახას აგებენ ბრტყელ თეთრ ეკრანზე, რომელსაც ათავსებენ ტელესკოპის ოპტიკური ღერძის გაგრძელებაზე, ამ ღერძის მართობულად და ფო-

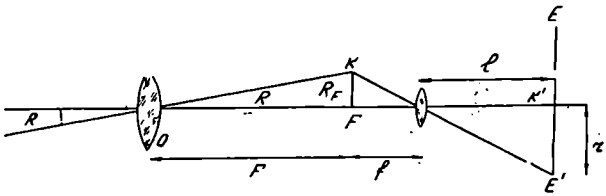
კუსიდან შორიახლოს. ასეთი ეკრანი სულ ცალკე, ტელესკოპზე მიუმაგრებლად შეიძლება მოეწყოს. შეიძლება თვით ტელესკოპის მილთანაც იქნეს დაკავშირებული, როგორც ეს ნაჩვენებია 150-ე ნახ.-ზე.

ეკრანის ზედაპირად ხმარობენ სუფთა თეთრ ქაღალდს. ზოგჯერ მილიმეტრიანი ქაღალდის ხმარებაც არის გამართლებული. ქაღალდზე მოხერხებულად ჩაიხატება მზის ზედაპირის წარმონაქმნები (გეგმილთა კონტურების შემოხაზვით), განისაზღვრება მათი მდებარეობა, გაიგლება დღეღამური პარალელის და ჩრდილოეთის მიმართულებანი (გამონასახის გადანაცვლებაზე დაკვირვებით, როცა ტელესკოპი და ეკრანი უძრავ მდგომარეობაშია).



ნახ. 150.

გამონასახი ეკრანზე თავისთავად კი არ მიიღება; საჭიროა ერთგვარი მანიპულაცია: ოკულარის ჩანაცვლება მილში, ტელესკოპის ოკულარსა და ეკრანს შორის მანძილის შერჩევა და სხვ., რათა ეკრანზე მივიღოთ სათანადოდ გადიდებული და მკვეთრად გამოხატული, ე. ი. კარგად დაფოკუსებული მზის გამონასახი. რაც უფრო შორსაა ეკრანი ტელესკოპიდან, მით მეტია ეკრანზე მიღებული გამონასახის სიდიდე. საერთოდ, გამონასახის სასურველი ზომის მიღება, სათანადოდ ეკრანის დაშორების შერჩევა და სხვ. წარმოებს შემდეგი ფორმულის საფუძველზე:




ნახ. 151.

$$r = l\omega \operatorname{tg} R. \tag{5}$$

აქ $r$ ნიშნავს ეკრანზე მიღებული გამონასახის რადიუსს, $l$ — მანძილს ოკულარიდან ეკრანამდე, $\omega$ — ტელესკოპის გამადიდებლობას, $R$ — მზის ხილულ კუთხოვან რადიუსს.

რამდენადაც $R$ საშუალოდ 16′-ია, მისი ტანგენსის მნიშვნელობა $\frac{1}{215}$-ია. ამიტომ (5)-ის ნაცვლად შეგვიძლია დავწეროთ:

$$r \approx \frac{l\omega}{215}. \tag{6}$$

(5) ფორმულის გამოყვანა 151-ე ნახ.-ის განხილვას ემყარება.

$O$ წარმოადგენს ტელესკოპის ობიექტივს, $O'$ — ოკულარს, $EE'$ — ეკრანს. მნათობის (მზის) დისკოს რადიუსი მოჩანს ცაზე $R$ კუთხით. მისი გამონასახის რადიუსი ტელესკოპის ფოკუსში იქნება $R_F$, ხოლო ეკრანზე — $r$. $F$ ობიექტივის საფოკუსო მანძილია, ხოლო $f$ — ოკულარისა.

შეგვიძლია დავწეროთ: $R_F = F \operatorname{tg} R$.

გარდა ამისა, $FKO'$ და $O'K'E'$ სამკუთხედების მსგავსების მიხედვით დაიწერება:

$$\frac{R_F}{r} = \frac{f}{l}.$$

მაშასადამე,

$$\frac{f}{l} r = F \operatorname{tg} R$$

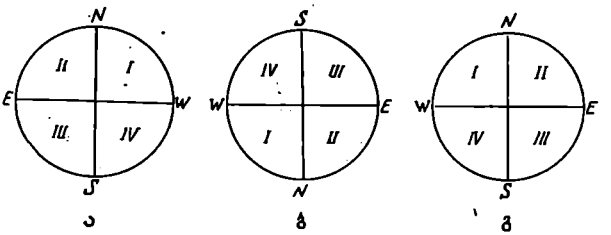
ანუ

$$r = l \frac{F}{f} \operatorname{tg} R.$$

$\frac{F}{f}$ წარმოადგენს ტელესკოპის გამადიდებლობას ($\omega$). საბოლოოდ დაიწერება ზემოთ მოტანილი (5) ფორმულა:

$$r = l\omega \operatorname{tg} R.$$

მივაქციოთ ყურადღება იმას, თუ როგორ იცვლება მზის გამონასახის ორიენტაცია მისი ეკრანზე დაგეგმილებისას (ნახ. 152).



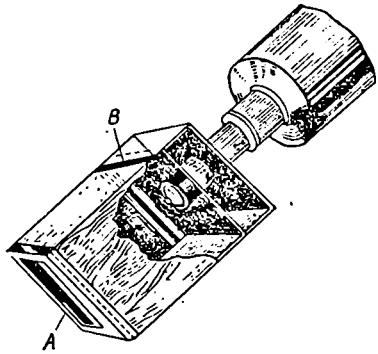

ნახ. 152.

ნახაზზე „ა“ წარმოადგენს მზის ორიენტაციას, როცა მას უპირველო თვალით ვუყურებთ. „ბ“ შეესაბამება მის ორიენტაციას, ტელესკოპით ხედვის შემთხვევაში. როგორც ვიცით, ტელესკოპი შეაბრუნებს საგნის გამონასახს. „გ“ შეესაბამება მზის გამონასახის ორიენტაციას ეკრანზე (იგულისხმება, რომ გამონასახს ეკრანზე ვუყურებთ მზეს ზურგმიქცეული). ეს გასათვალიწინებელია დაკვირვებისას.

### § 160. მზის ფოტოგრაფირება. ფოტო-ჰელიოგრაფი

თუ ეკრანის ადგილას ფოტოგრაფიულ ფირფიტას მოვათავსებთ, მივიღებთ მზის ფოტოგრაფიას. მზის სინათლის დიდი ინტენსიურობისა და ფოტოგრაფიული ფირფიტის დიდი გრძნობიერების გამო საჭიროა მივმართოთ ერთობ ხანმოკლე ექსპოზიციებს, რომლებიც სეკუნდის მეასედი და მეათასედი

ნაწილებით გამოიხატება, ფაქტობრივად — მყისიერ ექსპოზიციებს. ეს მოითხოვს იმას, რომ ფოტოფირფიტის წინ სწრაფქმედი საკეტი გვქონდეს, როგორც ზემოთაც შევნიშნეთ. 153-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია საოკულარო კამერა, რომელშიც მზის გამონასახის ფოტოგრაფირება ხდება.



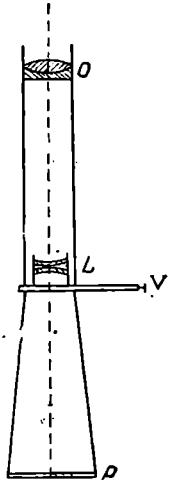
ნახ. 153.

კამერა მიმაგრებულია ტელესკოპის საოკულარო ბოლოზე. *A* უჩვენებს ფირფიტასთავსის ჩასადგმელ ადგილს, *B*—იმ ადგილს, სადაც სწრაფქმედი საკეტი მოერგება. თვით საკეტი ნახაზზე არაა წარმოდგენილი.

ასეთი კამერა შეიძლება მოერგოს ჩვეულებრივ რეფრაქტორს, რომელსაც მარტივი ვიზუალური ობიექტივი აქვს. მაგრამ მზის სისტემატური ფოტოგრაფირებისათვის ხმარობენ სპეციალიზებულ ფოტოგრაფიულ ტელესკოპს — ე. წ. ფოტოჰელიოგრაფს, რომელიც შემდეგით ხასიათდება.

ფოტოჰელიოგრაფი აღჭურვილია სპეციალური ტელეობიექტივით, რომელიც შედგება ფოტოგრაფიული ობიექტივისაგან (*O*) და მისგან ერთგვარად დაშორებული, რთული უარყოფითი ანუ გამბნევი ლინზისაგან (*L*) (ნახ. 154).

ასეთი კომბინაცია საშუალებას იძლევა მივიღოთ დიდი ზომის გამონასახი მცირე ზომის ტელესკოპით. მაგალითად, მოიპოვება ფოტოჰელიოგრაფები, რომელთა ობიექტივის საფოკუსო მანძილია 80 სმ და ლინზისა — 15 სმ; ლინზა დაშორებულია ობიექტივს 65 სანტიმეტრით. მთელი მილის სიგრძე, საკასეტო ნაწილის მოცვით, 165 სანტიმეტრია. ასეთი ფოტოჰელიოგრაფით მიღებული მზის გამონასახის დიამეტრი 6 სანტიმეტრია. ჩვეულებრივი ოპტიკით აღჭურვილი ტელესკოპით რომ ასეთი სიდიდის მზის გამონასახი მივიღოთ, საჭირო ობიექტივის საფოკუსო მანძილი იყოს თითქმის 7 მეტრი (გაიხსენეთ მასშტაბის საკითხი; თავი ტელესკოპის შესახებ). მაშასადამე, საქმე უნდა გვქონდეს დიდი ზომის ტელესკოპთან, რომლის მილის სიგრძე 7 მეტრია. მეორე მხრივ აქ, 80-სანტიმეტრიანი ფოკუსის მქონე ობიექტივთან რომ არ გვეხმარა უარყოფითი ლინზა, თავისთავად ეს ობიექტივი მოგვეცემდა მზის გამონასახს მხოლოდ 8 მილიმეტრით დიამეტრში.



ნახ. 154.

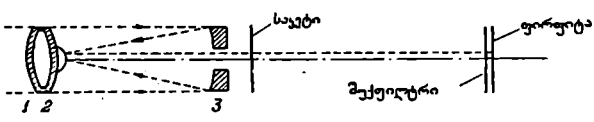
154-ე ნახ.-ზე *V* უჩვენებს სწრაფქმედ საკეტს, ხოლო *P*—ფირფიტასთავსის ადგილს. ფოტოჰელიოგრაფის მილს თავისებური მოყვანილობა აქვს. როგორც ვხედავთ, იგი ერთგვარად გაგანიერებულია ბოლოში. გასაგებია რატომ: — ობიექტივი დიდი არ უნდა იყოს, კამკაშა მზისათვის საჭირო არაა დიდი ობიექტივი, ფირფიტა კი საკმარისად განიერი უნდა იყოს, რად-

განაც მოზრდილი გამონასახი მიიღება (გამბნეელი ლინზიდან გასული სხივთკონა ვანშ-ლადია).

ფოტოჰელიოგრაფის მილი, რომელიც 154-ე ნახ.-ზეა გამოხატული, რა თქმა უნდა, ეკვატორიალზე დადგმული უნდა წარმოვიდგინოთ. მაგრამ, რადგანაც მზის ფოტოგრაფირება ხდება მყისიერი ექსპოზიციით, ამიტომ დიდი მოთხოვნილება მზეზე მიყოლების სიზუსტის მიმართ არ წამოიყენება.

საბჭოთა კავშირში იხმარება, აგრეთვე, დ. მ ა კ ს უ ტ ო ვ ი ს სისტემის მენისკური ტიპის ფოტოჰელიოგრაფები, რომლებიც ერთობ კომპაქტურია, ხოლო ამასთანავე — დიდი ეკვივალენტური ფოკუსის მქონეც.

ასეთი ფოტოჰელიოგრაფის სქემა წარმოდგენილია 155-ე ნახ.-ზე. 1 და 2 ორი მენისკური ლინზაა, 3 — სფერული სარკე, შუა ხვრეტით, რომელიც ატა-




ნახ. 155.

რებს სფერული ამოზნექილი სარკიდან არეკვლილსა და საკეტისა და ფირფიტ-სათავსისაკენ მიმართულ სხივთკონას. სხივების მსვლელობა იარაღში მოჩანს ნახაზზე.

ფართოდ გავრცელებული მაკსუტოვისეული ფოტოჰელიოგრაფების აპერტურა 10 სანტიმეტრია, მილის სიგრძე 70, ხოლო ეკვივალენტური საფოკუსო მანძილი 825, ე. ი. მზის გამონასახის დიამეტრი ეტოლება 7.7 სმ-ს.

## § 161. მზის სრული გამოსხივების გაზომვა

დამკვირვებლამდე მოღწეული მზის სრული გამოსხივების გაზომვას ანუ, როგორც ამას უწოდებენ, ა ქ ტ ი ნ ო მ ე ტ რ ი ა ს დიდი სამეცნიერო და პრაქტიკული ინტერესი აქვს. მზის სრული გამოსხივება ხასიათდება სიდიდით, რომელსაც მ ზ ი ს მ უ დ მ ი ვ ა ს უწოდებენ. აქტინომეტრიის ძირითადი ამოცანა ამ სიდიდის სისტემატურ განსაზღვრებში და მისი ვარიაციების შესწავლაში მდგომარეობს.

მზის მუდმივა, მცირე კალორიებით გამოხატული, მზის ენერგიის ის რაოდენობაა, რომელიც 1 მინუტის განმავლობაში დედამიწის ატმოსფეროს გარეთ და მზის სხივების მართობულად მდებარე 1 კვადრატული სანტიმეტრის ფართობზე მოდის.

ცხადია, რომ სათანადო გაზომვები დედამიწის ზედაპირზე წარმოებს, ხოლო ატმოსფეროს გარე მნიშვნელობა გ ა მ ო ი თ ვ ლ ე ბ ა. ასეთი გამოთვლა, როგორც ადვილი მისახვედრია, დედამიწის ატმოსფეროს მიერ სხივური ენერგიის შესუსტების აღრიცხვას უნდა ემყარებოდეს.

მზის მუდმივას მნიშვნელობის განსაზღვრა ერთ-ერთი უძნელესი ექსპერიმენტული ამოცანაა სწორედ იმიტომ, რომ ატმოსფერული შესუსტების ჯეროვანი აღრიცხვა ძნელი საქმეა. უეჭველია, რომ მომავალში მზის მუდმივას განსაზღვრის მიზნით გამოყენებული იქნება გარეატმოსფერული რაკეტები, ბალონები ან დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრები, რაც მოხსნის გაზომვებზე ატმოსფერული შესუსტების ძნელად აღსარიცხავ გავლენას.

მზის მუდმივას საშუალო მნიშვნელობა არის 1.94 მც. კალ/სმ² მინ. ანუ $1.326 \times 10^6$ ერგი/სმ² სეკ.

მზის სრული გამოსხივების გამზომ იარაღებს პირჰელიომეტრებს უწოდებენ. მათი მოქმედება იმას ემყარება, რომ იარაღის ერთ-ერთ დეტალს, რომელიც გაშავებულია და კარგად შთამნთქავ (აბსოლუტურად შავი სხეულის თვისების მქონე) ზედაპირს წარმოადგენს, გარკვეული დროის განმავლობაში მზის სხივები ეფინება, რითაც იგი თბება; ამ სითბოს გაზომვა საშუალებას იძლევა გამოთვლილ იქნეს იარაღზე მოსული ენერგია. პირჰელიომეტრების ამა თუ იმ სახით გამოყენებულ დეტალებს წარმოადგენენ თერმოელემენტი, რადიომეტრი და ბოლომეტრი — ხელსაწყოები, რომელთა მოქმედების პრინციპს თავის ადგილას განვიხილავთ.

## § 162. ცელოსტატი

აქამდე განხილული სამზეო ტელესკოპი ჩვეულებრივი მოყვანილობისა და კონსტრუქციის რეფრაქტორს წარმოადგენს, რომელშიც მზის სხივები მიიღება უშუალოდ ობიექტივზე და გამონასახი შეიქმნება საოკულარო ნაწილთან ან მის შორიახლო — ეკრანზე. დაკვირვებისას ტელესკოპი „დამიზნულია" მზეზე და უნდა მიჰყვებოდეს მზის დღეღამურ გადაადგილებას ცაზე. ამნაირად, ეკრანზე მიღებული გამონასახიც გადაინაცვლებს და ამიტომ ეკრანიც უნდა გადავაადგილოთ სათანადოდ.

ზოგიერთი ამოცანისათვის და ტელესკოპზე მისადგამი ზოგიერთი სახის დამატებითი ხელსაწყოს გამოყენებისათვის მიზანშეწონილი და მოხერხებულია, რომ მზის ფოკალური გამონასახი უძრავად და ადგილის შეუცვლელად რჩებოდეს მასზე დაკვირვების მთელი დროის განმავლობაში. ამ მოთხოვნილების დაცვა შესაძლებელია ე. წ. ცელოსტატის მეშვეობით.

ცელოსტატს წარმოადგენს სპეციალური სარკიანი დანადგარი, რომელიც ისეა მოწყობილი, რომ იგი მზის სხივებს არეკლავს ყოველთვის ერთი, მოცემული მიმართულებით, სადაც არ უნდა იყოს მზე და როგორი ხანგრძლივობითაც არ უნდა ვაკვირდებოდეთ მას. თუ ცელოსტატი გამოიყენება, მაშინ ტელესკოპი უძრავად დაიდგმის ისე, რომ ცელოსტატიდან არეკვლილი მზის სხივები მოდიოდეს ტელესკოპის ობიექტივზე და ანათებდეს მას. მაშინ ტელესკოპის ფოკუსში (ან, სათანადოდ, ეკრანზე) მივიღებთ მზის გამონასახს, რომელიც უძრავი დარჩება მზეზე დაკვირვების წარმოების მთელი დროის განმავლობაში.

ცელოსტატი მოწყობილია შემდეგნაირად. ღერძზე, რომელიც მიმართულია სამყაროს პოლუსისაკენ (ე. წ. პოლარულ ღერძზე), დამაგრებულია ბრტყელი სარკე ისე, რომ ღერძი მის სიბრტყეში თავსდებოდეს. სარკეზე ამართული მისი ნორმალი ასეთ პირობებში ღერძის მართობულიც უნდა იყოს. ღერძი, და მასთან სარკე, ბრუნავს საათიერი მექანიზმის მეშვეობით აღმოსავლეთიდან დასავლეთით (მზის დღეღამური მოძრაობის მიმართულებით).

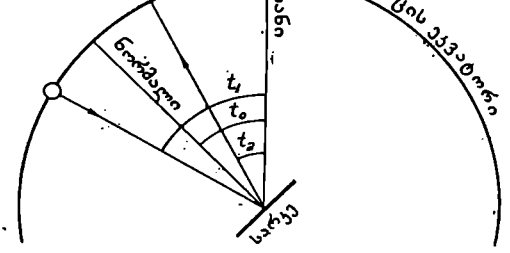
ვთქვათ, მოცემულ მომენტში ღერძი იმდენადაა მობრუნებული, რომ მერიდიანი მართობულად ჰკვეთს სარკეს. ადვილი წარმოსადგენია, რომ მაშინ სარკის ცენტრიდან ამართული მართობი გადაკვეთს ცას იქ, სადაც ეკვატორის მერიდიანთან გადაკვეთის წერტილია, ზენიტიდან სამხრეთით, ჰორიზონტიდან $h = 90 - \varphi$ სიმაღლეზე. თუ ეს მომენტი მზის ჭეშმარიტი შუადღის მომენტია და, ამასთანავე, დღეღამტოლობის დღეებია (როცა მზის დახრილობა ნულია, ე. ი.

მზე ეკვატორის წრეხაზზე მდებარეობს), მაშინ მზის სხივები მართობულად ეცემა სარკის ზედაპირს.

თუ დღეღამტოლობის დღეებისაგან განსხვავებული დღეა და, მაშასადამე, $\delta_{\odot} \neq 0$, მაშინ მზის სხივები ცელოსტატიდან ამართულ ნორმალთან ადგენს კუთხეს $|\delta|$ და აირეკლება ცელოსტატიდან ამავე $|\delta|$ კუთხით. ე. ი., თუ მზის დახრილობა არის $+\delta_1$, მაშინ არეკვლილი სხივი გადაკვეთს ცას პარალელზე, რომელიც შეესაბამება დახრილობას $-\delta_1$ და, თუ პირველია $-\delta_1$. მაშინ მეორე იქნება $+\delta_1$. თუ ნორმალის ცასთან გადაკვეთის წერტილის დახრილობას $\delta_0$-ით აღვნიშნავთ (ეს დახრილობა სიდიდით ნულია, რაც ღერძისა და ცელოსტატის აღწერილი ორიენტირებიდან გამომდინარეობს), მაშინ, არეკვლის კანონის თანახმად, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$|\delta_0-(-\delta_1)|=|+\delta_1-\delta_0|=\frac{1}{2}\ [\delta_1-(-\delta_1)].$$

წარმოვიდგინოთ ახლა, რომ ცელოსტატის ღერძი იმდენადაა მობრუნებული, რომ სარკე მერიდიანის სიბრტყეში კი არ „იყურება" ანუ მისი ცენტრიდან ამართული ნორმალი მერიდიანში კი არ ძევს, არამედ მიმართულია აღმოსავლეთით, რაღაც კუთხით მერიდიანის სიბრტყის მიმართ. მისი გადაკვეთა ცასთან მაინც ეკვატორის წრეხაზზე დარჩება, მაგრამ, მერიდიანიდან დაშორებით (ნახ. 156).




ნახ. 156.

$t_0$-ით აღვნიშნოთ ცელოსტატის ნორმალის ცასთან გადაკვეთის წერტილის საათის კუთხე. წარმოვიდგინოთ მზე რომელიმე $t_1$ საათის კუთხეზე. $|t_1|$ იყოს $|t_0|$-ზე მეტი. მზის სხივი, არეკვლილი ცელოსტატიდან, ამ მომენტში გადაკვეთს ცას საათის კუთხეზე ($t_2$). ადვილი მისახვედრია, რომ $|t_2|<|t_1|$.

იმავე არეკვლის კანონის მიხედვით გვექნება:

$$t_1-t_0=t_0-t_2=\frac{1}{2}\ (t_1-t_2).$$

რა თქმა უნდა, დროის მიმდინარეობაში მზე გადაადგილდება დასავლეთით, $(t_1-t_0)$ კუთხე შემცირდება; სათანადოდ შემცირდება $(t_0-t_2)$ კუთხეც,

როგორც კი მიუახლოვდება, არეკვლის კანონის თანახმად, არეკვლილი სხივის ცასთან გადაკვეთის წერტილი სარკის ნორმალის ცაზე პროექციის წერტილს.

მაგრამ შეგვიძლია მივაღწიოთ იმას, რომ სარკიდან არეკვლილი სხივის მიმართულება უცვლელი დარჩეს და მისი პროექციაც ცაზე — უძრავი. უთუოდ მივხვდებით, რომ ამისათვის საჭიროა ვაბრუნოთ სარკე აღმოსავლეთიდან დასავლეთით. მართლაც, მზის მოძრაობის გამო, $(t_1—t_0)$ მცირდება, სათანადოდ მცირდება $(t_0—t_2)$-ც; მაგრამ ამ შემცირებასთან ერთად არეკვლილი სხივის უძრაობის პირობაც რომ დაკმაყოფილდეს, უნდა ხდებოდეს სარკის ნორმალის მიმართულების მობრუნება (შესაბამისად, — მისი ცაზე პროექციის წერტილის გადაადგილება) აღმოსავლეთიდან დასავლეთით.

მაგრამ, რა სიჩქარით უნდა ხდებოდეს სარკის მობრუნება? შეიძლება ვიფიქროთ, რომ ეს სიჩქარე ცის (ან, უფრო სწორად — მზის) დღეღამური ბრუნვის სიჩქარეს უნდა ეტოლებოდეს. მაგრამ, ეს სიჩქარე უცვლელს დატოვებდა $(t_1—t_0)$ კუთხეს და არეკვლილი სხივი დაიწყებდა გადაადგილებას დასავლეთით მზის სიჩქარით, რადგან $(t_1—t_0)$-ის უცვლელობა ნიშნავს $(t_0—t_2)$-ის უცვლელობასაც. მაშასადამე, არ დაკმაყოფილდებოდა არეკვლილი სხივის მ ი მ ა რ თ უ ლ ე ბ ი ს უცვლელობის პირობა. ხოლო, თუ სარკის მობრუნების სიჩქარე ცის დღეღამური ბრუნვის ნ ა ხ ე ვ ა რ სიჩქარეს ეტოლება, მაშინ არეკვლილი სსივის მიმართულება უცვლელი დარჩება.

მართლაც, ვთქვათ რაღაც დროის განმავლობაში მზის საათის კუთხე — $t_1$ შეიცვალა $\Delta t$-თი და გახდა $t_1—\Delta t$, ხოლო ამ ხნის განმავლობაში სარკე მობრუნდა $\Delta t'$ კუთხით. მაშინ კუთხე მზის დაცემულ სხივსა და სარკის ნორმალს შორის იქნება $(t_1—\Delta t)—(t_0—\Delta t')=(t_1—t_0)—(\Delta t—\Delta t')$. ვთქვათ, ამავე ხნის განმავლობაში არეკვლილი სხივი გადაადგილდა $\Delta t''$ კუთხით. მაშინ კუთხე ნორმალსა და არეკვლილ სხივს შორის იქნება $(t_0—\Delta t')—(t_2—\Delta t'')=$ $=(t_0—t_2)—(\Delta t'—\Delta t'')$. არეკვლის კანონის თანახმად, ეს ორი კუთხე ერთმანეთის ტოლი უნდა იყოს, ე. ი. $(t_1—t_0)—(\Delta t—\Delta t')=(t_0—t_2)—(\Delta t'—\Delta t'')$. თუ მხედველობაში მივიღებთ ზევით მოტანილ ტოლობას: $t_1—t_0=t_0—t_2$, მაშინ ადგილი უნდა ჰქონდეს პირობას: $\Delta t—\Delta t'=\Delta t'—\Delta t''$. არეკვლილი სხივის მიმართულების უცვლელობისათვის საჭიროა $\Delta t''=0$. აქედან კი ნორმალის გადაადგილება $\Delta t'=\frac{\Delta t}{2}$; ე. ი. სარკის მობრუნების სიჩქარე ცის დღეღამური ბრუნვის ნ ა ხ ე ვ ა რ სიჩქარეს ეტოლება.

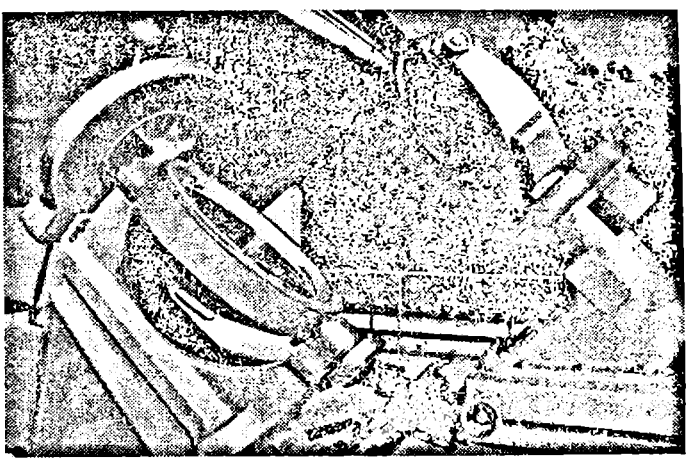
ამნაირად, ცელოსტატის საათიერი მექანიზმი ისე უნდა იქნეს აწყობილი, რომ აბრუნებდეს სარკეს სიჩქარით — 1 სრული მობრუნება 48 საათში. აქ იგულისხმება 48 მ ზ ი ს მ ი ე რ ი საათი, რაკი მხედველობაში გვაქვს მზის დაკვირვებისათვის სახმარი ცელოსტატი (თუმცა იშვიათად, მაგრამ მაინც შეიძლება იხმარებოდეს ცელოსტატი ვარსკვლავთ დაკვირვების მიზნით. მაშინ მისი სიჩქარე უნდა იყოს ერთი მობრუნება 48 ვარსკვლავთმიერ საათში. ასეთ ცელოსტატს უწოდებენ ს ი დ ე რ ო ს ტ ა ტ ს).

ყურადღება მისაქცევია ის გარემოებაც, რომ, თუ გვინდა, სარკიდან არეკვლილი სხივი მერიდიანის სიბრტყეში იყოს (ეს ყოველთვის უფრო ხელსაყრელია ამგვარ იარაღზე მუშაობისას), მაშინ ცელოსტატი ისე უნდა დავაყენოთ, რომ $l_0$ ეტოლებოდეს 45°-ს, როცა მზის საათის კუთხე 90°-ია (აღმოსავლეთით). მაშინ არეკვლილი სხივის $t_2$ ეტოლება 0°-ს და ასე დარჩება იგი მთელი იმ დროის განმავლობაში, რომელშიც მზე მერიდიანამდე მოაღწევს,

ე. ი. გაივლის რკალს 90°, ხოლო სარკის ნორმალის პროექცია ცაზე გაივლის 45°-ს და ისიც მერიდიანს მოაღწევს იმავე მომენტში. ამ დროს ერთმანეთს ემთხვევიან მზის სხივი, სარკის ნორმალი და არეკვლილი სხივი ($\ell_2$ სელის ტოლად რჩება შუადღის შემდეგაც). აქ ვგულისხმობდით, რომ მზე ეკვატორზე მდებარეობს. მაგრამ, ადვილი მოსასაზრებელია, რომ ცელოსტატის დანიშნულება ხორციელდება მაშინაც, როცა მზის $\delta \neq 0$.

როგორც ვნახეთ, აღწერილი ხელსაწყოს გამოყენებისას მზის არეკვლილი უძრავი სხივი მერიდიანის სიბრტყეში ძევს, სამხრეთისკენაა მიმართული და, საერთოდ, ჰორიზონტთან კუთხეს ადგენს. ასეთი ცელოსტატი იწოდება ჰ ე ლ ი ო ს ტ ა ტ ა დ. უფრო მოხერხებული იქნებოდა, თუ არეკვლილი სხივი შუადამ ჰორიზონტულად იქნებოდა მიმართული და ჩრდილოეთის მხარეზე. მოხერხებულობა იმაში გამოიხატება, რომ ასეთ შემთხვევაში ჩრდილოეთის მხარეზე შეიძლება სამზეო ტელესკოპის ჰორიზონტულად დასვენება ისე, რომ მის უძრავად მყოფ ობიექტივს (რომელიც ამ შემთხვევაში ვერტიკალურ მდგომარეობაში იქნებოდა) ეცემოდეს მზის უძრავი სხივთკონა. ამისათვის კიდევ საჭიროა, რომ ცელოსტატის სარკიდან არეკვლილ სხივს შევაგებოთ მ ე ო რ ე ბ რ ტ ყ ე ლ ი ს ა რ კ ე. სათანადოდ დახრილი ისე, რომ ამ მეორე სარკიდან არეკვლილი სხივი ჰორიზონტულად მოიმართებოდეს ჩრდილოეთის მხარეზე. ამნაირი ცელოსტატი ორსარკიანია. მეორე სარკე არ მოითხოვს დღეღამურ ბრუნვას (მას უძრავსაც უწოდებენ, დამატებითის ან დამხმარეს სახელწოდებათა გვერდით). წელიწადის განმავლობაში, დროდადრო, „უძრავი" სარკის მდებარეობის შეცვლა დაგვჭირდება მზის დახრილობის წლიურ ცვლილებასთან დაკავშირებით.

157-ე ნახ.-ზე მოცემულია ორსარკიანი ცელოსტატური სისტემის სურათი. ისევე როგორც ტელესკოპის (ასტროგრაფის) ვარსკვლავებზე მიყოლების შემ-



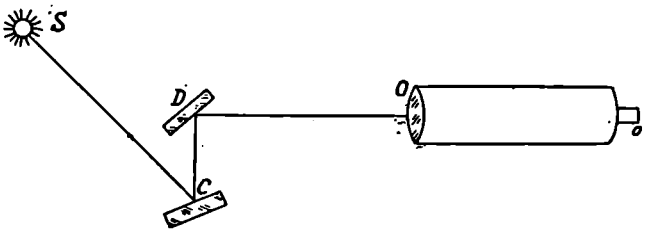
ნახ. 157.

თხვევაში. პრაქტიკულად გვჭირდება ცელოსტატის სარკის მოყვანა საწყის მდებარეობაში, მისი ბრუნვის დღეღამური ნახევარსიჩქარის კორექცია და მიყოლება მზეზე. ეს მანიპულაცია ხორციელდება მით, რომ ცელოსტატის სარკის

ღერძი დაკავშირებულია გრძელი ღერაკებით დამკვირვებლის ადგილთან (დამკვირვებელი, ჩვეულებრივ, იმყოფება შორს ცელოსტატიდან, — შეიძლება, რამდენიმე ათეული მეტრის მანძილზე, შენობაში, იმ დროს, როცა ცელოსტატი ღია ცის ქვეშაა გამართული და ცელოსტატის სარკეების მიერ არეკვლილი მზის სხივი სარკმელით შედის დახურულ შენობაში, სადაც დადგმულია ჰორიზონტულად რეფრაქტორის მილი); დამკვირვებელი შორიდან მართავს ცელოსტატს ამ ღერაკების მეშვეობით ან ელექტროდენით და დაკავშირებულია კაბელით ცელოსტატის საათიერ მექანიზმთან.

ორსარკიანი ცელოსტატი ისეც შეიძლება იქნეს გამართული მაღალი კოშკურას სახურავზე, რომ არეკლის შემდეგ მზის უძრავი სხივი მიიმართებოდეს ვერტიკალურად ქვევით კოშკურას დაბალ სართულში ან, უკეთესია, ტემპერატურის, სინოტივის და სხვათა პირობების უფრო მკაცრი დაცვის მიზნით, — სარდაფში, მიწისქვეშ, სადაც უძრავად დადგმულია სათანადოდ ორიენტირებული სპექტროგრაფი (ისე, რომ სხივი ჰვრიტეზე მოდიოდეს). გასაგებია, რომ ცელოსტატის სარკეების ზომას ისე უნდა შერჩევა, როგორც ამას მოითხოვს სათანადო სამზეო ტელესკოპის ობიექტივის სიდიდე, რათა ცელოსტატის სარკეებიდან არეკვლილი პარალელური სხივები მთლიანად ფარავდეს ტელესკოპის ობიექტივს.

დასასრულ, დავბეჭდოთ 158-ე ნახ.-ს, რომელზეც მოცემულია ცელოსტატური სისტემის სქემა ტელესკოპითურთ. $S$-დან მოდის მზის სხივთკონა, $C$




ნახ. 158.

ცელოსტატის სარკეა, $D$ — დამატებითი სარკე, $O$ — რეფრაქტორის ობიექტივი, $o$ — ოკულარი, სადაც მიიღება მზის გამონასახი.

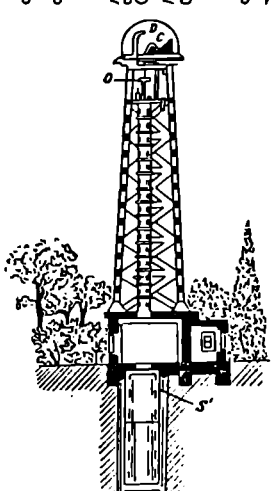
### § 103. სამზეო ტელესკოპები

სამზეო ტელესკოპი წარმოადგენს ჩვეულებრივ რეფრაქტორს ან რეფლექტორს, ოღონდ იმ თავისებურებით, რომ იგი აღჭურვილია ცელოსტატური სისტემით და თვითონ უძრავად ასვენია. რა თქმა უნდა, სამზეო ტელესკოპს სხვა ისეთი თავისებურებებიც ახასიათებს, რომლებიც დაპირობებულია მზის დაკვირვებისა და თვით მზის, როგორც საკვლევი ობიექტის სპეციფიკით, რომელთა შორის ძირითადნი მაინც ჩვენ უკვე აღვწერეთ ამ თავის პირველ პარაგრაფებში.

იმის მიხედვით, თუ როგორი მდებარეობა აქვს ტელესკოპს — ჰორიზონტული თუ ვერტიკალური — სამზეო ტელესკოპები იყოფა ორ ჯგუფად: ჰორიზონტულ და კოშკურა ტელესკოპებად.

თუ ტელესკოპი ჰორიზონტულია, იგი, ჩვეულებრივ, მერიდიანის გასწვრივაა გამართული ისე, რომ ობიექტივი სამხრეთ მხარეზეა, საიდანაც რამდენიმე მეტრის მანძილზე ცელოსტატიც დგას, საოკულარო ნაწილი კი — ჩრდილოეთისაზე. ერთ-ერთი ობსერვატორიის ჰორიზონტული სამზეო ტელესკოპი (რეფლექტორის ტიპისა) გამართულია 25 მეტრი სიგრძის ბნელ, დაბალ შენობაში, რომლის სამხრეთის კედელზე ამოჭრილია სარკმელი. ორსარკიანი ცელოსტატური სისტემა დგას შენობის გარეთ, სამხრეთით, ცალკე ამოყვანილ ზეძირკველზე და გადახურულია მსუბუქი ხუფით. ხუფის მოშორება სარკეებიდან დაკვირვების წარმოებისას ადვილად შეიძლება მისი გაგორებით ლიანდაგებზე, რომლებსაც ებჯინება იგი პატარა ბორბლებით.

ცელოსტატის სარკის დიამეტრი 50 სანტიმეტრია, ხოლო დამატებითი სარკისა — 67 სმ. ცელოსტატის დამატებითი სარკიდან არეკვლილი პარალელური სხივთკონა შედის სარკმელით შენობაში, რომლის ჩრდილოეთ ბოლოში ვერტიკალურად აყენია ტელესკოპის 50 სანტიმეტრიანი ჩაზნექილი პარაბოლური სარკე, 17 მეტრი საფოკუსო მანძილით. პარაბოლური სარკიდან არეკვლილ კრებად სხივთკონას დაახლოებით 15 მეტრზე ამ სარკიდან ხვდება 45°-ით დახრილად დაყენებული ბრტყელი სარკე, რომელიც სხივთკონას არეკლავს განზე და მიმართავს ფოტოკამერაში, სადაც მიიღება 17 მეტრიანი ფოკუსის შესაბამი სიდიდის მზის გამონასახი. 21 სანტიმეტრიანი ჰიპერბოლური სარკის ჩადგმით ამ ტელესკოპის კასეგრენისეული სისტემის განხორციელებაც არის შესაძლებელი. ამ შემთხვევაში მიიღება მზის დისკოს გამონასახი 90 სმ დიამეტრით. ასეთი დიდი მასშტაბის გამონასახზე შესაძლებელია მზის ფოტოსფეროს აგებულებისა და მისი წარმონაქმნების დეტალური შესწავლა. ამ ტელესკოპით მზის გრანულაციის შესწავლაცაა შესაძლებელი. როგორც ვიცით, მზის წარმონაქმნთა შორის ეს ყველაზე უფრო მცირე ზომის ობიექტებია. აღწერილი ტელესკოპის მართვა (მაგალითად, დიდი სარკის გასრიალება დაფოკუსების მიზნით, ცელოსტატის სარკეების კორექცია და სხვ.) ელექტრული საშუალებებით წარმოებს.



ნახ. 159.

მრავალჯერ აღწერილია თანამედროვე სამზეო ტელესკოპებიდან ერთი პირველთაგანი — ვილსონის მთაზე 1912 წელს დადგმული კოშკურა ტელესკოპი. მისი ცელოსტატური სისტემა გამართულია 45 მეტრ სიმაღლეზე, ანძის სახის კოშკურას თავზე. მზის გამონასახი მიიღება ანძა კოშკურას ქვეშ, სარდაფში. მზის გამონასახის დიამეტრია 43 სანტიმეტრი (ნახ. 159, სადაც *C* და *D* ცელოსტატის სარკეებს აღნიშნავს, *O* — ობიექტივს და *S'* — მზის გამონასახის ადგილს).

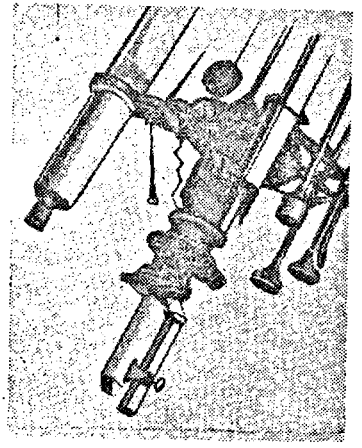
კოშკურა ტელესკოპს ის უპირატესობა აქვს ჰორიზონტული ტელესკოპის წინაშე, რომ მის პირობებში ნაკლებია ატმოსფერული მღელვარების უარყოფითი გავლენა მზის გამონასახის ხარისხზე, თუმცა ტელესკოპის მაღალი ანძა-კოშკურა, თუ საგანგებოდ გათვლილი და განხორციელებული სიმტკიცისა არაა, ქარის მოქმედებით გამოწვეუ-

ლი არასასურველი რხევების წყაროა. დიდი უპირატესობაა ისიც, რომ შესაძლებელია გამონასახის მიღება მიწის ქვეშ, სადაც გაიმართება მიწისქვეშა ლაბორატორია თითქმის იდეალურად მდგრადი რეჟიმის პირობებში, საუკეთესო თერმული იზოლაციით.

ამგვარ ლაბორატორიებში, ჩვეულებრივ, იარაღების მთელი კომპლექსი გამოიყენება. მართლაც, ცელოსტატის დიაგონალური სარკის მანიპულაციით მზის გამონასახი შეიძლება მივმართოთ არა უთუოდ ოპტიკურ ღერძზე მდებარე წერტილში, არამედ მის გარეთაც, სადაც განლაგებულია სხვადასხვა ფოტოკამერები, ელექტროფოტომეტრული მოწყობილობები, სპექტროგრაფების ჭვრიტეები და სხვ. ამნაირად შესაძლებელია, გამონასახის სათანადო გადანაცვლებებით, თანმიმდევრობით ვაწარმოოთ ფოტოგრაფირება სხვადასხვა მასშტაბში, ელექტროფოტომეტრული გაზომვები, სპექტროგრაფირება სხვადასხვა დისპერსიით და სხვ.

## § 164. სამზეო სპექტრული იარაღები. პროტუბერანც-სპექტროსკოპი

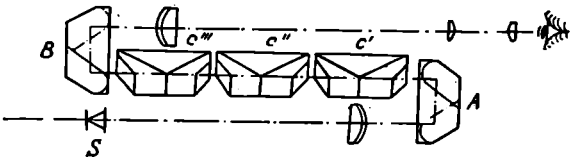
როგორც ყველა სხვა კოსმოსური ობიექტის შემთხვევაში, მზის მიმართაც სპექტრული ანალიზის გამოყენება კვლევის ერთობ ნაყოფიერი საშუალებაა. მზის დაკვირვება-შესწავლა სპექტრული მეთოდებით ჯერ კიდევ გასული საუკუნის მეორე ნახევარში დაიწყო. ამჟამად ყველა ასტრონომიულ ობსერვატორიაში, სადაც მზის დაკვირვება-გამოკვლევა წარმოებს, პირველ რიგში სხვადასხვა ტიპისა და სახეობის სპექტრული იარაღები გამოიყენება.



ნახ. 160.

მაგრამ, ერთ-ერთი პირველი სამზეო სპექტრული იარაღია ე. წ. პ რ ო ტ უ ბ ე რ ა ნ ც-ს პ ე ქ ტ რ ო ს კ ო პ ი (ნახ. 160, სადაც ნაჩვენებია რეფრაქტორის საოკულარო ბოლოზე მორგებული პროტუბერანც-სპექტროსკოპი).

ეს იარაღი არსებითად სპექტროსკოპია, რომელშიც რიგი რთული პრიზმები სიხათლის საჭირო დისპერსიას იძლევა. ზოგი პრიზმა (მაგ., *A* და *B*; ნახ. 161) სხივთკონის მსვლელობას შეაბრუნებს მხოლოდ, ე. ი. მოქმედებს როგორც შიდა სრული არეკვლის პრიზმა. ოკულართან მიიღება სპექტრი, რომელსაც თვალით ვათვალიერებთ. ეს იარაღი ვიზუალური დაკვირვებებისათვის არის გამიზნული. ჭვრიტე მოთავსებულია *S* წერტილში. როგორც ვხედავთ,



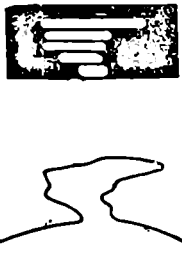

ნახ. 161.

*C'*, *C''* და *C'''* პრიზმები მოქმედებენ როგორც პირდაპირი ხედვის პრიზმები. მათი ერთიმეორის მიმართ შექცევითი მდებარეობა იმის საშუალებას იძლევა, რომ სპექტრად დაშლილი სხივთკონის გზა კი არ მოიხაროს, არამედ გაჰყვეს თავდაპირველ მიმართულებას.

პროტუბერანც-სპექტროსკოპი გამოიყენება, როგორც მისი სახელწოდებაც მიუთითებს, მზის პროტუბერანცების დასაკვირვებლად. პროტუბერანცები — მზის კიდეებზე წარმოქმნილი შვერილები — უბრალო თვალით არ დაინახება ფოტოსფეროს თვალისმომჭრელი სინათლისა და, აგრეთვე, მზის კიდეების ირგვლივ ცის ფონის დიდი განათებულობის გამო. მაგრამ, პროტუბერანცი, რომელიც წარმოადგენს უმთავრესად წყალბადის გავარვარებულ გაზებს, გამოასხივებს მონოქრომატულად წყალბადის ხაზებში. ამიტომ, თუ სპექტროსკოპის ჭვრიტეზე პროტუბერანცი დაგეგმილდა, სპექტროსკოპის ოკულარში დავინახავთ წყალბადის ხაზებისაგან შედგენილ სპექტრს. სპექტროსკოპის ჭვრიტეში, უნდა ველოდეთ, შემოვა პროტუბერანცის გარემომცველი ფონიც, რომელიც უწყვეტ სპექტრს მოგვცემს. პროტუბერანც-სპექტროსკოპში საკმარისად დიდი დისპერსია ხორციელდება (ამასთან დაკავშირებით მიაქციეთ ყურადღება პრიზმების სიმრავლეს პროტუბერანც-სპექტროსკოპში). როგორც უნდა გვახსოვდეს, დისპერსიის გადიდება არ ამცირებს სპექტრული ხაზების ინტენსივობას (თუ ჭვრიტე საკმარისად ვიწრო იხმარება), მაგრამ ამცირებს უწყვეტი სპექტრის (ფონის) სიკაშკაშეს. ამნაირად, საკმარისად დიდი დისპერსიის პირობებში, კონტრასტულობა ხაზებსა და უწყვეტ სპექტრს შორის მატულობს და პროტუბერანცის დანახვის სიძნელე, გამოწვეული ფოტოსფეროს და ფონის დიდი სიკაშკაშით, თითქმის მოიხსნება. ოღონდ პროტუბერანცს უშუალოდ და „თეთრ სინათლეში" კი ვერ ვხედავთ, არამედ მხოლოდ მის გამოსხივებაში — სპექტრის ცალკეულ ხაზებში.

ამასთან ერთად კი შეიძლება იმასაც მივაღწიოთ, რომ პროტუბერანცის ფ ო რ მ ა ც დავინახოთ. მართლაც, თუ პროტუბერანცი შედარებით მცირე ზომისაა და სპექტროსკოპის ჭვრიტე იმდენად გავაგანიერეთ, რომ პროტუ-

ბერანცის გამონასახი მთლიანად მასში მოიქცა. მაშინ სპექტრის უწყვეტ ფონზე პროტუბერანცის ყოველი მონოქრომატული ხაზი მიიღებს პროტუბერანცის ფორმას (აქ, თითქოს, ჭვრიტეს ფორმას თვით პროტუბერანცი განსაზღვრავს, ხოლო სპექტრში, როგორც ვიცით, ხაზები იმეორებენ ჭვრიტეს ფორმას, ნახ. 162). თუ პროტუბერანცი მაღალია, მაშინ შეგვიძლია ნაწილ-ნაწილ დავათვალიეროთ იგი მის მონოქრომატულ გამოსხივებაში ჭვრიტეს თანმიმდევრული გადაადგილებით პროტუბერანცის სიმაღლის გასწვრივ.



ნახ. 162.

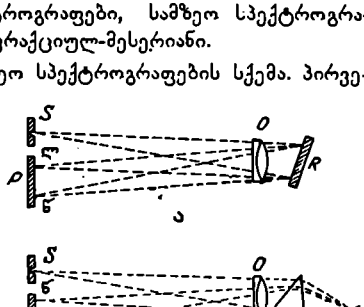
ადვილი მისახვედრია, რომ პროტუბერანცი მაშინ დაგეგმილდება სპექტროსკოპის ჭვრიტეზე, როცა ჭვრიტე მზის დისკოს გამონასახის მხები იქნება. პროტუბერანც-სპექტროსკოპს მოარგებენ ტელესკოპის სოკულარო ნაწილზე და ისე ამოძრავებენ ტელესკოპს, რომ ჭვრიტემ თანმიმდევრულად მოიაროს დისკოს კიდეზე ირგვლივ და მის მხებ მდგომარეობაში. ასეთი „მიმოხილვის" დროს უმეტეს შემთხვევაში დამკვირვებელი შეხვდება სადმე მზის კიდეზე პროტუბერანკებს.

## § 166. სამზეო სპექტროგრაფი

ამჟამად ფართოდ გავრცელებულია მზის დაკვირვება-გამოკვლევა სპექტროგრაფების მეშვეობით. კარგი ხარისხის სამზეო სპექტროგრაფს უნდა ახასიათებდეს გარჩევის ანუ გაყოფის დიდი უნარი, რადგანაც მზის სპექტრი საკმარისად რთულია და მდიდარია მრავალი ახლო-ახლო მდებარე, სხვადასხვა ინტენსივობის ხაზებით. ამასთანავე სამზეო სპექტროგრაფი შეიძლება იყოს შედარებით დაბალი შუქძალისა.

ისევე როგორც სავარსკვლავო სპექტროგრაფები, სამზეო სპექტროგრაფებიც შეიძლება იყოს პრიზმიანი და დიფრაქციულ-მესერიანი.

163-ე ნახ.-ზე მოგვყავს ტიპური სამზეო სპექტროგრაფების სქემა. პირველი (ა) დიფრაქციული, ხოლო მეორე (ბ) პრიზმიანი სპექტროგრაფია.

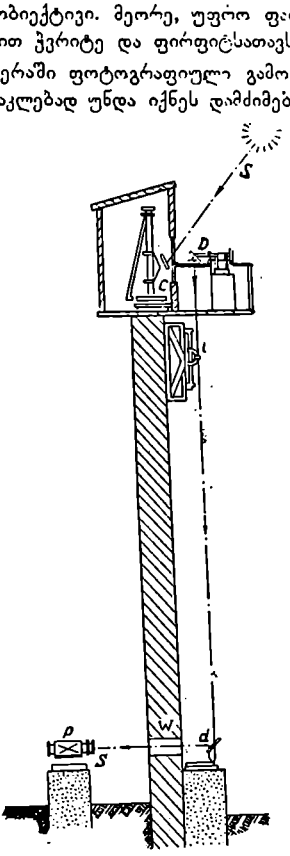



ნახ. 163.

*S* წარმოადგენს ჭვრიტეს, *O* კოლიმატორის ობიექტივია. პრიზმულ სპექტროგრაფში ორ პრიზმასთან გვაქვს საქმე— *P* და *P'*, მაგრამ, თავისებურება ისაა, რომ *P'* პრიზმის უკანა წახნაგი მოვერცხლილია, რის გამო უკვე სპექტრად დაშლილი სხივთკონა ბრუნდება უკან, კვლავ გაივლის პრიზმებს შებრუნებული მიმართულებით, კვლავ განიცდის გარდატეხას, რაც გაზრდის დისპერსიას და, შემოვა რა იმავე *O* ობიექტივში პირვანდელი მიმართულებისაგან განსხვავებული მიმართულებით, მოგვცემს სპექტრის გამონასახს ფოტოფირფიტაზე (*p*). ნახაზზე აქ აღნიშნულია სპექტრის წითელი (წ) და ლურჯი (ლ) ბოლოები.

მაშასადამე, თავისებურება ისაა, რომ *O* ობიექტივი ერთდროულად ემსახურება სპექტროგრაფში კოლიმატორსა და კამერას; კოლიმატორი და კამერა მოთავსებულია ერთ ყუთში (მილში). ობიექტივის მხარე ამ ყუთს (მილს) უფრო ვიწრო აქვს, — დადგმულია მხოლოდ ობიექტივი. მეორე, უფრო ფართო მხარეს მოთავსებულია ერთიმეორის გვერდით ჭვრიტე და ფირფიტსათავსი.

ობიექტივი, რამდენადაც მას ფოტოკამერაში ფოტოგრაფიული გამონასახის შექმნაც მოეთხოვება, რაც შეიძლება ნაკლებად უნდა იქნეს დამძიმებული სფერული და ქრომატული აბერაციებით და კომით.



ნახ. 164.

აღწერილი ოპტიკური სქემის სპექტროგრაფს ავტოკოლიმაციური ეწოდება. საერთოდ, ეს სახელწოდება მიეკუთვნება ყოველ ისეთ ოპტიკურ სქემას, სადაც სხივი ან სხივთკონა ბრუნდება თითქმის იმავე წერტილში, საიდანაც გამოვიდა. ამ შემთხვევაში სხივთკონის გამოსავალს ჭვრიტე წარმოადგენს და დაბრუნებული სხივთკონა ფოტოფირფიტაზე მოდის, რომელიც მოთავსებულია იქვე, ჭვრიტესთან. გასაგებია, რომ არც ჭვრიტედან ობიექტივისაკენ მიმართული და არც უკან, ფოტოფირფიტაზე წამოსული სხივთკონა არაა მკაცრად თანხვდენილი ოპტიკურ ღერძთან, არამედ ადგენს მასთან თუნდაც მცირე კუთხეს.

ნახაზის ა—ნაწილში წარმოდგენილია მესერიანი (*R*) სპექტროგრაფი, რომელიც ასევე ავტოკოლიმაციურ სქემას ემყარება.

ავტოკოლიმაციური სპექტროგრაფის საგრძნობ ნაკლს წარმოადგენს ის, რომ მასში ადგილი აქვს დიდი რაოდენობით გაბნეულ სინათლეს. მილის შიგნით დიაფრაგმების სათანადო განლაგებით შესაძლებელია ამ სინათლის უარყოფითი გავლენის ერთგვარად შემცირება.

ახლა დავხედოთ 164-ე ნახ.-ს, რომელზეც წარმოდგენილია მილიანი სამზეო დანადგარის სქემა: ცელოსტატი დამატებითი სარკითურთ და ტელესკოპი სპექტროგრაფითურთ (აღწერილის მაგვარი დანადგარი გამართული იყო ერთ დროს პულკოვოს ობსერვატორიაში).

შენობის სახურავზე, მის სამხრეთ ნაწილში, ხუფის ქვეშ დადგმულია ცელოსტატი (*C*); სათანადო ადგილას დგას დამატებითი სარკე (*D*), რომელიც *S*-დან მოსულ *SCD* სხივთკონას მიმართავს შვეულად ქვემოთ, *O*-საკენ. *O* არის ობიექტივი, რომელიც ქმნის მზის ფოკალურ გამონასახს *s*-ში. მაშასადამე, ტელესკოპის ოპტიკური ღერძი ტეხილია (დიაგონალური *d* სარკის მეშვეობით ხდება სხივთკონის მობრუნება 90°-ით). ამ შემთხვევაში ტელესკოპი ვერტიკალურ-ჰორიზონტულია; მისი ვერტიკალური ნაწილი შენობის გარეთ

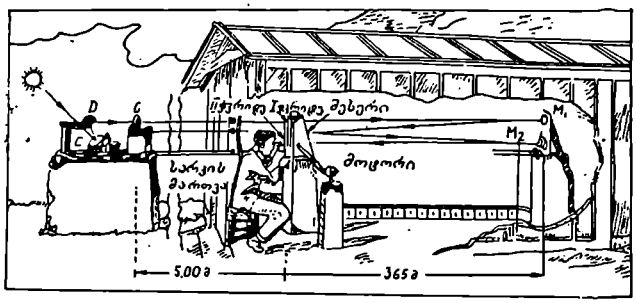
დგას (აუცილებელი არაა, რომ *O* ობიექტივს *d* სარკემდე ჩამოყვებოდეს ბ ი ლ ი).

ობიექტივგავლილი კრებადი სხივთკონა როგორც კი შებრუნდება 90°-ით, იგი მიიმართება ჰორიზონტულად და შევა შენობის სარკმელში (*W*). *S* ფოკუსთან მოთავსებულია *P* სპექტროგრაფი. თუ უკანასკნელი ავტოკოლიმაციური სისტემისაა, მაშინ ფირფიტასთავსი ჭვრიტეს გვერდით (ზემოდან ან ქვემოდან) მოთავსდება.

### § 100. სპექტროჰელიოსკოპი

მზის დაკვირვებებისათვის (კერძოდ, პროტუბერანცების) მონოქრომატულ სხივებში ფართოდ იხმარება ე. წ. სპექტროჰელიოსკოპი — ხელსაწყო, რომელიც, შეიძლება ითქვას, პროტუბერანც-სპექტროსკოპის იდეას ემყარება და, საერთოდ კი, მზის სრულ სპექტრულ დანადგარს წარმოადგენს ცელოსტატით, ტელესკოპური ოპტიკით და სადისპერსიო სისტემით.

165-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია ამ ხელსაწყოს მთლიანი სქემა, გამართული შენობის გარეთ (ცელოსტატური სისტემა და ტელესკოპური ობიექტივი)




ნახ. 165.

და დაბნელებული შენობის შიგნით (საოკულარო ნაწილი, რომელთანაც დამკვირვებელი ზის, და სპექტრული ნაწილი). მთლიანად იარაღი გამართულია მერიდიანის გასწვრივ. აღვწეროთ მისი სტანდარტული სახე.

ცელოსტატს (*C*), რომელსაც აბრუნებს ზამბარიანი საათიერი მექანიზმი, აქვს სარკე 14 სანტიმეტრი დიამეტრით. დამატებითი სარკე (*D*), 12 სმ დიამეტრით, დადგმულია უძრავ სადგამზე. დამატებითი სარკის გაგორება შეიძლება საშუალოო ხაზის გასწვრივ წინ და უკან, რითაც ხერხდება არეკვლილი სხივთკონის მიმართულების კორექცია მზის დახრილობის წლიური ცვალებადობის შესაბამისად. უცვლელი მიმართულების სხივთკონა ეცემა 10 სმ-იან ობიექტივს (*O*), რომლის საფოკუსო მანძილი ეტოლება 5 მ. მზის გამონასახი (დისკოს დიამეტრი 5 სმ) მიიღება ვერტიკალურ დაფაზე, რომელიც დამკვირვებლის წინ დგას. დამკვირვებლის ადგილიდან ცელოსტატამდე გაჭიმულია მბრუნავი ხრახნიანი ღერაკები, რომლებითაც დამკვირვებელი, საჭიროების მიხედვით, ისე შეუცვლის მცირედ მდებარეობას ცელოსტატის სარკეს, რომ მზის გამონასახი დაფაზე გადაინაცვლებს სასურველ ფარგლებში. დაფის სიბრტყეში მოთავსებულია ჭვრიტე, რომელშიც შედის მზის დისკოს გამონასახის იმ ნაწი-

ლის სინათლე, რომელიც მოცემულ მომენტში გეგმილდება ჭვრიტეზე. ამის შემდეგ სხივი დაეცემა ჩაზნექილ სარკეს ($M_1$), აირეკლება მისგან, მოვა დიფრაქციულ მესერზე და, უკვე სპექტრად დაშლილი, მიიმართება მეორე ჩაზნექილი სარკისაკენ ($M_2$). აქედან არეკვლის შემდეგ მზის სპექტრი გაიშლება კვლავ აღნიშნული დაფის სიბრტყეში, სადაც მოიპოვება მ ე ო რ ე ჭვრიტე. მიღებული სპექტრის დისპერსია დიდია 4 Å მილიმეტრზე.

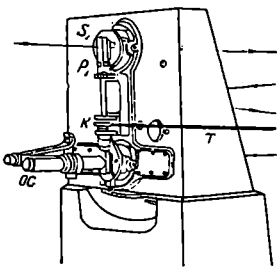
პირველი ჭვრიტეს დანიშნულება ის არის, რომ „ამოვკვეთოთ" მზის დისკოს გამონასახიდან (ან მისი კიდიდან, რომელზეც პროტუბერანცი გეგეულება) ერთი რაღაც გარკვეული ნაწილი და მისი სინათლე შევუშვათ ხელსაწყოს სადისპერსიო ნაწილში.

მეორე ჭვრიტეს დანიშნულება კი ისაა, რომ დამკვირვებლის დაფის უკანა მხარეზე გაშლილი სპექტრი „ამოვკვეთოთ" და შევხედოთ ამა თუ იმ სპექტრულ ხაზს. დამკვირვებელის ადგილი შეერთებულია მბრუნავი ჭრახნიანი ღერაკებით $M_2$ სარკესთანაც და ამიტომ დამკვირვებელს საშუალება აქვს არა მარტო მზის დისკოს გამონასახის ნებისმიერი ადგილი მოიყვანოს პირველ უძრავ ჭვრიტეზე, არამედ სპექტრის ნებისმიერი ადგილიც, სპექტრის ნებისმიერი ხაზი — მეორე უძრავ ჭვრიტეზე.

ორივე ჭვრიტე ერთ ვერტიკალზე იმყოფება და თვითონაც ვერტიკალურად არიან განლაგებული. ჭვრიტეების წინ დგას ე. წ. ანდერსონისეული პრიზმები — კვადრატული კვეთის ორი მინის პარალელეპიპედი, მოთავსებული ერთი ღერძის ქვედა და ზედა ბოლოებზე. ღერძს აბრუნებს მოტორი თანაბარი და საჭირო სიჩქარით. ახლა ზემოთ ნათქვამში ერთგვარი დაზუსტება უნდა შევიტანოთ. მზის გამონასახი უშუალოდ ჭვრიტეზე კი არ გეგმილდება, არამედ პრიზმის წახნაგზე. ქვედა ჭვრიტესაც დამკვირვებელი უშუალოდ არ უყურებს; ჭვრიტესა და მის ოკულარს შორის პარალელეპიპედია მოქცეული. თუ პრიზმა (პარალელეპიპედი) მობრუნდება, პირველ ჭვრიტეზე თანმიმდევრობით დაეცემა მზის გამონასახის სხვადასხვა ნაწილები იმ უბნისა, რომელსაც ფარავს პარალელეპიპედის წახნაგი. მაშასადამე, პირველ ჭვრიტეში შემოვა მზის დისკოს გამონასახის მარტო ჭვრიტეს სიგანის ტოლი (ჭვრიტეს მიერ „ამოკვეთილი") ნაწილი კი ხრა, არამედ უფრო დიდი, — პრიზმის წახნაგის სიგანისა და მისი მინის გარდამტეხი კოეფიციენტის შესაბამისი სიგანის ნაწილი. ამ ნაწილის ცალკეული, უფრო ვიწრო ნაწილები თანმიმდევრულად შემოვლენ ჭვრიტეში პარალელეპიპედის მობრუნების მიხედვით, მბრუნავ ბრტყელპარალელურ მინაში სინათლის გარდატეხის კანონზომიერებათა შესაბამისად. თუ პარალელეპიპედის ბრუნვა დიდი სიჩქარით ხორციელდება (მოტორიდან წამში რამდენიმე მობრუნება შეიძლება განხორციელდეს), მაშინ, მიუხედავად ჭვრიტეს სივიწროვისა, იქმნება ილუზია — თითქოს მასში შედის ფართოვანი გამონასახი; კერძოდ, თუ ანდერსონისეული პრიზმის წახნაგზე პროტუბერანცი გეგმილდება, ჭვრიტეში გაივლის მისი გამონასახი მთელი თავისი ზომითა და ფორმით.

რაკი მეორე პრიზმა, მეორე ჭვრიტეს პირდაპირ მოქცეული, იმავე ღერძზეა დამაგრებული და იმავე სიჩქარით ბრუნავს, როგორც პირველი პრიზმა, დამკვირვებელი ხედავს ოკულარში სპექტრული ხაზის ნაცვლად მთელ პროტუბერანცს მის მონოქრომატულ (სათანადო ხაზის შესაბამის) გამოსხივებაში.

166-ე ნახ.-ზე მოგვყავს ცალკე გამოხაზული დაფა, რომელიც დამკვირ-ებლის წინაა. ზემოთ გვაქვს პირველი ჭვრიტე ($S_1$) და ზედა ანდერსონისეუ-ლი პრიზმა ($P_1$) მის წინ, ქვემოთ — მეორე ჭვრიტე და სათანადო ანდერსო-ნისეული პრიზმა. $OC$ ოკულარია, $T$ წარმოადგენს თოკს, რომლითაც ანდერ-სონისეული პრიზმების დამჭერი ღერძი დაკავშირებულია მოტორის ბორბალ-თან და ღერძზე ჩამოცმულ $K$ ბლოკზე ხახუ-ნით მოძრაობაში მოჰყავს ღერძი.



ნახ. 166.

სპექტროჰელიოსკოპის თავდაპირველი და-ნიშნულება სწორედ იმაში იყო, რომ პროტუ-ბერანცები გამოევლინათ. ამისათვის მზის დის-კოს გამონასახი ისე უნდა ვამოძრაოთ �lit-ტართან შეერთებული ხრახნიანი ღერაკების ბრუნვით, რომ ანდერსონისეული პრიზმის წახ-ნაგზე თანმიმდევრულად მოექცეს მზის დისკოს კიდეს ყველა წერტილი. გამოვავლენთ პროტუ-ბერანცს, დავაკვირდებით მის ფორმას, ინტენსი-ვობას, ცვლილებას, გავზომავთ, აგრეთვე, მის სიმაღლეს, სიგანეს და ფართობს პროექციაში, რისთვისაც გამოიყენება ოკუ-ლარის ფოკალურ სიბრტყეში მოთავსებული ბადე ანუ სკალა, რომლის დანა-ყოფების ფასი წინასწარ განსაზღვრულია.

ჩვეულებრივ, მეორე ჭვრიტეზე მოჰყავთ სპექტრის წყალბადისმიერი ხაზი ($H_\alpha$). წყალბადი პროტუბერანცის მასის მთავარი შემადგენელი ელემენტია. ეს ხაზი კი, სხვებთან შედარებით, ყველაზე უფრო ინტენსიურია, კარგად ხილ-ვადია. $H_\alpha$-ს ტალღის სიგრძე არის 6563 $\mathring{A}$. ხაზი სპექტრის წითელ უბანში მდებარეობს და ამიტომ დამკვირვებელი ხედავს სპექტროჰელიოსკოპის ოკუ-ლარში **წ ი თ ლ ა დ შ ე ღ ე ბ ი ლ** მზის დისკოს და პროტუბერანცებს.

სპექტროჰელიოსკოპში არა მარტო მზის დისკოს კიდეებს, არამედ თვით დისკოსაც ათვალიერებენ და დისკოზე დაფენილ სათანადო წარმონაქმნებსაც გამოავლენენ და შეისწავლიან.

## § 107. სპექტროჰელიოგრაფი

სპექტროჰელიოსკოპი ვიზუალური დაკვირვების ხელსაწყოა, მაგრამ ად-ვილია მისი სახელდახელო გადაკეთება ფოტოგრაფიულ ხელსაწყოდ. მართ-ლაც, მოვხსნათ ანდერსონისეული პრიზმები და ქვედა ჭვრიტეს მჭიდროდ მივადგათ ფირფიტასათავსი ისე, რომ ფოტოფირფიტის ემულსიის მხარე ჭვრი-ტესაკენ იქნეს მიქცეული. თუ რაღაც მოწყობილობით მზის გამონასახს ნელ-ნელა, თანაბარი სიჩქარით გადავანაცვლებთ პირველ (ზედა) ჭვრიტეზე და, **ა მ ა ვ ე ს ი ჩ ქ ა რ ი თ**, სინქრონულად გავასრიალებთ ფირფიტასათავსს მეო-რე (ქვედა) ჭვრიტეს სიმაღლის (სიგრძის) მართობული მიმართულებით, ფირ-ფიტაზე მივიღებთ მთელი მზის დისკოს გამონასახს მონოქრომატულ სხივებ-ში. გამონასახისა და ფირფიტასათავსის ერთდროული მოძრაობა საჭიროა იმი-სათვის, რომ თანმიმდევრულად შემოვიდეს პირველ ჭვრიტეში მზის დისკოს ყველა ადგილი, თანმიმდევრულადვე მეორე ჭვრიტეში — მათი მონოქრომა-ტული გამონასახები და ეს უკანასკნელნი აღიბეჭდნონ ფოტოფირფიტაზე ერ-თიმეორის გვერდით, რათა შეიქმნას დისკოს მთლიანი და წესიერი გამონასა-

ხი. მაშასადამე. მიღებული გამონასახი წარმოადგენს მზის დისკოს სხვადასხვა ნაწილებიდან გამომდინარე მონოქრომატული სხივით განათებული მეორე ჭვრიტეს გამონასახთა თანმიმდევრობას. თანაბარი მოძრაობა მოითხოვება იმ მიზნით, რომ მთელი დისკოს გამონასახის ფორმა არ დაირღვეს და სიმკვრივეც თანაბარი იყოს.

ნახ. 167.

ცხადია, იმისათვის, რომ გამონასახი მთლიანად მივიღოთ, საჭიროა, ჭვრიტეების სიმაღლე (სიგრძე), ობიექტივის ფოკუსში მიღებული გამონასახის მასშტაბი და ფირფიტასთავსის ზომები სათანადოდ იქნენ შერჩეული.

167-ე ნახ.-ზე მოცემულია მზის ფოტოგრაფია წყალბადის $H_\alpha$ ხაზში.

სპექტროჰელიოგრაფის საერთო დანიშნულება ისაა, რომ მივიღოთ მზის დისკოს ფოტოგრაფიები, რომლებზეც მოცემულია მზის ყველა ის წარმონაქმნი, რომლებიც გამოასხივებს ან შთანთქავს მოცემულ ხაზში.

ამნაირად მიღებულ ფოტოგრაფიებს უწოდებენ *სპექტროჰელიოგრამებს*.

### § 168. მზის წარმონაქმნთა სხივური სიჩქარეების სპექტრორეგისტრატორი

სპექტროჰელიოგრაფი გამოიყენება, აგრეთვე, მზის ცალკეული წარმონაქმნების შეფარდებითი სხივური სიჩქარეების გასაზომად. ამისათვის უნდა ხერხდებოდეს მეორე ჭვრიტეს გაფართოება იმდენად, რომ მან „ამოკვეთოს" აღებულ ხაზთან ერთად უწყვეტი სპექტრის მიმდებარე ნაწილი. ამასთანავე უნდა შეეძლოთ ფირფიტასთავსის გადაადგილება ნახტომ-ნახტომ. ეს „ნახტომები" მეორე ჭვრიტეს სიგანეს უნდა შეესაბამებოდეს. ასეთ პირობებში მზის მთლიანი გამონასახი წარმოადგენს პარალელურად მილაგებული ზოლების მიმდევრობას. თითოეულ ზოლზე აღბეჭდილია მზის დისკოს შესაბამი ნაწილის მიერ შექმნილი შთანთქმის ხაზი. ყველა წარმონაქმნს თანატოლი სხივური სიჩქარეები რომ ჰქონოდა, მაშინ აღბეჭდილი სპექტრული ხაზები ყველა ზოლში ერთნაირი და ერთიმეორის პარალელური იქნებოდა. თუ არა და, ხაზები ურთიერთ გადაადგილებული, „გამრუდებული" გამოვიდოდა. ასეთ ფოტოზე, რომელსაც *სპექტრორეგისტროგრამა* ეწოდება, გაიზომება და გამოითვლება (ხაზების მდებარეობათა ურთიერთშედარებით) მზის წარმონაქმნთა სხივური სიჩქარეების შეფარდებითი განაწილება. სპექტროჰელიოგრაფს, რომელიც აღჭურვილია აღწერილი მოწყობილობით, ეწოდება *სიჩქარეთა სპექტრორეგისტრატორი*.

სხივური სიჩქარეების სხვაობის გასაზომი მარტივი მოწყობილობა მოიპოვება სპექტროჰელიოსკოპშიც. ეს ე. წ. *ხაზების გადამაადგილებელია*. იგი წარმოადგენს თხელ (სისქით 1—2 მმ), ბრტყელ-პარალელურ მინის ფირფიტას, რომელიც ჩადგმულია ჭვრიტეების დაფის უკან, მეორე ჭვრიტეს უკან. როცა ფირფიტა მონოქრომატული სხივის მართობულ მდგომარეობაშია, მოცემული სპექტრული ხაზის ცენტრული ნაწილი ჭვრიტეს ცენტრზეა, მაშინ

ფირფიტის მცირედ მობრუნება ვერტიკალური ღერძის ირგვლივ ჭვრიტეს ცენტრზე მოიყვანს ჯერ სპექტრული ხაზის ფრთას, მერე კი უწყვეტი სპექტრის მიმდებარე უბანს. ფირფიტა ისეა მოწყობილი, რომ შეიძლება მისი მობრუნება და მობრუნების კუთხის ათვლა. ათვლილი კუთხე შეესაბამება სპექტრის გარკვეულ გადაადგილებას, რომელიც ხაზოვანი ერთეულებით ან ანგსტრემებით (თუ დისპერსია ვიცით) გამოიხატება. ვთქვათ, ვაკვირდებით ერთ ობიექტს და სპექტრის ხაზის ცენტრული ნაწილი ჭვრიტეს ცენტრზეა. ამის შემდეგ მზის გამონასახი პირველ ჭვრიტეზე იმდენად გადავაადგილეთ, რომ ჭვრიტეზე მოვიდა მეორე ობიექტი. ვთქვათ ისიც, რომ სპექტრული ხაზი ერთგვარად გადაადგილებული აღმოჩნდა ჭვრიტეს მიმართ, ცენტრზე აღარ მოდის. ეს მოვლენა უნდა ავხსნათ პირველი და მეორე ობიექტის სხივური სიჩქარეების ურთიერთსხვაობით. იმისათვის, რომ გავზომოთ ეს განსხვავება, საჭიროა მოვაბრუნოთ ხაზის გადამაადგილებელი ისე, რომ ხაზი ზუსტად ჭვრიტეს ცენტრზე მოხვდეს, და ავთვალოთ ეს მობრუნება. შესაბამისად გაირკვევა დოპლერისეული გადაადგილების სიდიდეც ($\Delta\lambda$). ამის შემდეგ, ჩვენთვის ცნობილი დოპლერისეული ფორმულის

$$\Delta\lambda = \frac{v_r}{c}\ \lambda$$

მიხედვით განისაზღვრება მეორე ობიექტის სხივური სიჩქარე ($v_r$) პირველი ობიექტის სხივური სიჩქარის მიმართ.

ხაზის გადამაადგილებელს სხვაგვარი გამოყენებაც აქვს. შეგვიძლია მოცემულ პროტუბერანცს ვუყურებდეთ ხაზის შუა ნაწილში ან, თუ ხაზის გადამაადგილებლით ჭვრიტეს შუაზე ხაზის ფრთას მოვიყვანთ, — ხაზის ფრთაში. შთანთქმის ხაზების წარმოქმნის მექანიზმი გვარწმუნებს, რომ მოცემული ხაზის სხვადასხვა ადგილი (ცენტრი, ფრთა) მზის ატმოსფეროს სხვადასხვა სიმაღლეზე წარმოიშობა.

ხაზის ცენტრი (ან ცენტრში მიღებული ფოტოგრაფია) შეესაბამება მოცემული ხაზის შემქმნელი ელემენტის (გაზის) ყველაზე უფრო მაღალ ფენებს მზის ატმოსფეროში. რაც უფრო მეტად ვშორდებით ხაზის ცენტრულ ნაწილს, მით უფრო დაბალ, ღრმა ფენებზე გადავდივართ. ეს მოკლენა თეორიულად მით აიხსნება, რომ შთანთქმის ხაზი წარმოიქმნება ფოტოსფეროს სინათლის გაბნევით (შთანთქმით) მის ზემოთ მოთავსებულ გაზში; გაბნევის კოეფიციენტი კლებულობს, როგორც კი მოიმატებს განსხვავება მოცემულ ტალღის სიგრძესა და ხაზის ცენტრის ტალღის სიგრძეს შორის (ხაზების სიგანე რამდენიმე ერთეულ ან რამდენიმე ათეულ ანგსტრემს აღწევს). ხაზის ცენტრში, მაშასადამე, ფოტოსფეროს სინათლის შთანთქმა უმეტესია, აქ ფოტოსფეროს ზემოთ მდებარე გაზი ნაკლებად გამჭვირვალეა და ჩვენამდე მოღწეული სინათლე მოდის ნაკლები სიღრმიდან, ე. ი. მაღალი ფენებიდან.

მაშასადამე, ამ უბრალო მოწყობილობის გამოყენებით შეგვიძლია ვაკვირდებოდეთ მზის წარმონაქმნებს და სხვა მოვლენებს მზის ატმოსფეროს სხვადასხვა სიღრმეზე.

რა თქმა უნდა, სპექტრის გადაადგილება მეორე ჭვრიტეს მიმართ სპექტროჰელიოსკოპში შეიძლება $M_2$ სარკის ამოძრავებით (იხ. ნახ. 165), მაგრამ ხაზის გადამაადგილებლის ხმარება უფრო იოლი და მარტივია.

## § 169. სპექტროჰელიოკინემატოგრაფი

როგორც ვნახეთ, სპექტროჰელიოსკოპი და სპექტროჰელიოგრაფი ერთიმეორისაგან პ რ ი ნ ც ი პ შ ი თითქმის არ განსხვავდება. მაგრამ, პირველი დანიშნულია ვიზუალური დაკვირვებისათვის, ხოლო მეორე — ფოტოგრაფირებისათვის. ეს განსაზღვრავს მეორის უპირატესობას პირველის წინაშე, რამდენადაც ობიექტურ ფოტოგრაფიულ დაკვირვებებს თავისი ღირსება აქვს. მაგრამ, ერთი თვალსაზრისით უპირატესობა მაინც სპექტროჰელიოსკოპზე რჩება. საქმე ისაა, რომ მზეზე ხშირია წარმონაქმნები, რომლებიც ერთბაშად ჩნდები. სწრაფად ვითარდება, სულ რაღაც წამების ან ათეული წამების განმავლობაში სახეცვლილობს და ქრება კიდეც. სპექტროჰელიოსკოპში შეიძლება ყველა ამ სახეცვლილების შემჩნევა, თვალთვალი, აღწერა. სპექტროჰელიოგრაფში კი ეს შეუძლებელია, რაც დაპირობებულია ფოტოგრაფირების შედარებითი ხანგრძლივობით და თვით ამ პროცესის თვისებებით.

მაგრამ, უკანასკნელ დროს გამოიყენებენ საშუალებას, რომლებიც ამოცანის უკეთეს გადაწყვეტას იძლევა; ეს არის ე. წ. ს პ ე ქ ტ რ ო ჰ ე ლ ი ო კ ი ნ ე მ ა ტ ო გ რ ა ფ ი. იგი წარმოადგენს სპექტროჰელიოსკოპს, რომელზეც მორგებულია კინოკამერა. მაღალგრძნობიარე ფოტოგრაფიულ ფირზე შედარებით მცირე ექსპოზიციებით მიიღება მოვლენის მიმდევარი ფოტოგრაფიების (კადრების) მთელი რიგი. შემდგომ, გამომჟღავნებული და გამშრალი ფოტოფირი შეგვიძლია გავატაროთ სათანადო პროექტორში და ეკრანზე დავინახოთ მოვლენის განვითარება დროში.

## § 170. ფოტოსფერულ-ქრომოსფერული ტელესკოპი

საბჭოთა კავშირის ობსერვატორიებში ფართოდ გამოიყენება ე. წ. ფ ო ტ ო ს ფ ე რ უ ლ-ქ რ ო მ ო ს ფ ე რ უ ლ ი ტ ე ლ ე ს კ ო პ ე ბ ი. ასეთი ტელესკოპი უზრუნველყოფს მზის ფოტოსფეროს წარმონაქმნთა ფოტოგრაფირებას და ქრომოსფეროს წარმონაქმნთა ვიზუალურ, ფოტოგრაფიულ და კინოფოტოგრაფიულ დაკვირვებებს მონოქრომატულ სხივებში.

ტელესკოპი შედგება ორი კამერისაგან, რომლებიც მონტირებულია ერთ, საერთო პარალაქტურ დანადგარზე (ნახ. 168).

პირველი კამერით (საკუთრივ, ფოტოჰელიოგრაფი) წარმოებს მზის ლაქებისა და ჩირაღდნების ფოტოგრაფირება.

ამ კამერის მოქმედი ხვრელის დიამეტრი არის 130 მმ, ეკვივალენტური საფოკუსო მანძილით 9080 მმ მიღებული გამონასახის ხაზოვანი დიამეტრი 84 მმ-ია.

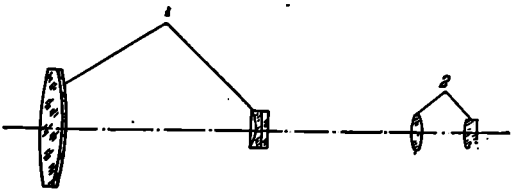
ფოტოჰელიოგრაფის ოპტიკური სქემა ნაჩვენებია 169-ე ნახ.-ზე. 1-ით აღნიშნულია ტელეობიექტივი, ხოლო 2-ით — საოკულარო ნაწილი.

მეორე კამერით, რომელიც შეიცავს ინტერფერენციულ-პოლარიზაციულ ფილტრს, ხდება მზის ქრომოსფეროს ვიზუალური და ფოტოგრაფიული დაკვირვება წყალბადის $H_\alpha$ ხაზში.

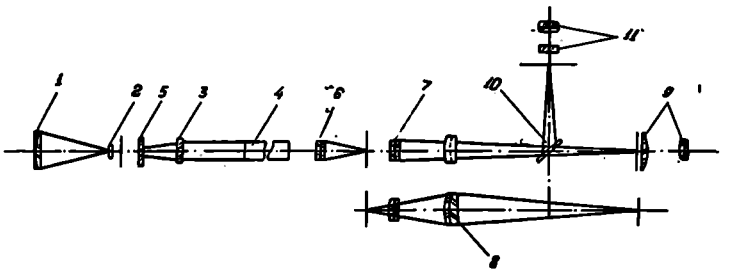
ქრომოსფერული ტელესკოპის ოპტიკური სქემა მოცემულია 170-ე ნახ.-ზე.

კამერის შესავალ ხვრელში მოთავსებულია 60 მმ-იანი ობიექტივი (1), რომელიც აგებს მზის გამონასახს პირველ ფოკალურ სიბრტყეში. ობიექტივი (1), კოლექტივი (2) (ლინზათა ჯგუფი, რომელიც გამოიყენება ტელესკოპში სხივთა სვლის შესაცვლელად) და აქრომატული შემბრუნებელი ლინზა (3) ქმნიან

Бэв. 168.




Бэв. 169.




Бэв. 170.

ტელესკოპურ სისტემას 2.5 $X$ გამადიდებლობით. მათ შემდეგ მოთავსებულია ინტერფერენციულ-პოლარიზაციული ფილტრი (4) (ფილტრის აღწერა მოცემულია ქვემოთ). სხივთკონის გზაზე ჩართულია სითბოდამცველი ფილტრი (5). შემბრუნებელი ლინზით (6) აიგება გამონასახი მეორე ფოკალურ სიბრტყეში, სადაც მოთავსებულია დღეღამური პარალელის მიმართულებით გაჭიმული ძაფი და საფეხურებიანი შემასუსტებელი. გამონასახი, რომელიც იქმნება მეორე ფოკუსში (7) და (8) ლინზების საშუალებით (მათი დიამეტრებია შესაბამისად 33 მმ და 46.5 მმ), მიიღება მესამე სიბრტყეში. ამ ვარიანტებს შეესაბამება ეკვივალენტური საფოკუსო მანძილები — 5342 მმ და 2137 მმ, შესაბამისად. მესამე სიბრტყეში მოთავსებულია ფოტოკამერა. ვიზუალური დაკვირვებისათვის კამერები შეიძლება შევცვალოთ 9 და 11 ოკულარებით. ფოტოკამერებში მიიღება გამონასახები ხაზოვანი დიამეტრებით — 17.5 მმ და 50 მმ.

17.5 მმ-იანი გამონასახის ფოტოგრაფირება წარმოებს კინომინადგარზე. კინომინადგარით ხდება მზის ქრომოსფეროს სწრაფი ფოტოგრაფირება, რის შედეგადაც შეგვიძლია მზეზე მიმდინარე სწრაფად ცვალებადი პროცესების რეგისტრირება. ასეთი პროცესებია ამოფრქვევები, ერუფციული პროტუბერანცები და სხვ.

როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, სპექტრის გარკვეული ვიწრო უბნის, კერძოდ, $H_\alpha$ ხაზის მისაღებად იხმარება ტელესკოპში ჩართული ინტერფერენციულ-პოლარიზაციული ფილტრი.

ასეთ ფილტრში გამოყენებულია მონოქრომატიზაციის ერთ-ერთი პრინციპი — პოლარიზებული სხივის ინტერფერენცია.

ცნობილია, რომ კვარცში ან შპატში გავლისას სინათლე იშლება ორ ურთიერთმართობულ სიბრტყეში პოლარიზებულ სხივად; მათ უწოდებენ ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს. ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი სხივები კრისტალში ვრცელდება სხვადასხვა სიჩქარით. ამის გამო შპატში ან რაიმე კრისტალში გავლისას წარმოიშობა ფაზათა სხვაობა ჩვეულებრივ და არაჩვეულებრივ სხივებს შორის. მისი სიდიდე დამოკიდებულია კრისტალის სისქესა და სინათლის ტალღის სიგრძეზე. თუ კრისტალიდან გამოსულ სხივებს დავუხვედრებთ პოლაროიდს, იგი გადააქცევს ჩვეულებრივს და არაჩვეულებრივ სხივებს, რომლებიც ირხევა ურთიერთმართობულ სიბრტყეში, ერთ სიბრტყეში რხევადად. ის სხივები, რომლებიც ირხევიან ერთნაირ ფაზაში, გააძლიერებს ერთმანეთს, ხოლო ისინი, რომლებიც ურთიერთ საწინააღმდეგო ფაზაშია — ჩააქრობს. რადგან სხივების მიერ ერთმანეთის გაძლიერება მხოლოდ ზოგიერთი ტალღის სიგრძისათვის ხდება, ამიტომ ჩვენ მიერ განხილული ოპტიკური სისტემა გაატარებს სხივებს სპექტრის მხოლოდ ცალკეულ უბნებში.

თუ კიდევ დავუმატებთ კრისტალურ ფირფიტებს და ყოველი მათგანის შემდეგ მოვათავსებთ პოლაროიდს, შესაძლებელია მივიღოთ ორჯერ, ოთხჯერ და ა. შ. მრავალჯერ უფრო ვიწრო ნათელი ზოლები. ამავე გზით მიიღება, აგრეთვე, თითქმის ნებისმიერი სიგანის ზოლები.

ქრომოსფერულ ტელესკოპში მოთავსებული ფილტრი შედგება 10 კრისტალისა და 11 პოლაროიდისაგან. მისი გამტარობის ზოლის სიგანე სულ მხოლოდ 0.5 $\mathring{A}$-ია.

დაკვირვება ხდება 6562.8 $\mathring{A}$ ტალღის სიგრძეზე. იმისათვის, რომ ფილტრმა ამოკვეთოს გარკვეული ტალღის სიგრძის სხივი, საჭიროა დაცულ იქნეს

მკაცრი ტემპერატურული რეჟიმი; კერძოდ, $\lambda = 6562.8$ Å სხივს ფილტრი ატარებს 37°.4C-ზე.

ფილტრის თერმოსტატირება ხდება ელექტროდენის მეშვეობით ±0°.2 სიზუსტით.

### § 171. დაკვირვებანი მზეზე სრულ დაბნელებათა ვითარებაში

როგორც ვნახეთ, მზის ფოტოსფეროს დაკვირვება და ფოტოგრაფირება მარტივი, ჩვეულებრივი საშუალებებით ხორციელდება. ხოლო დაკვირვებები ქრომოსფეროზე (ქრომოსფერულ წარმონაქმნებზე) მოითხოვს განსაკუთრებული აგებულების ხელსაწყოებს, შუქფილტრებს და სხვ. ამ საგანგებო ხელსაწყოთა გამოყენება მაინც არ ქმნის მზის ატმოსფეროს ყველა ფენის სრულფასოვან დაკვირვებათა საშუალებას.

მხოლოდ მზის სრული დაბნელების ვითარებაში, როცა მთვარე მთლიანად დაფარავს მზის ფოტოსფეროს, მის კიდეებზე რამდენიმე წამით „აინთება“ ფოტოსფეროს მომცველი ფენები: ე. წ. შემქცევი ფენა და ქრომოსფერო, აგრეთვე — მზის კორონა. კორონა უფრო ხანგრძლივად (რამდენიმე ათეული წამის ან რამდენიმე წუთის განმავლობაში) მოჩანს, რაც დამოკიდებულია მოცემული დაბნელების პირობებზე.

სრული დაბნელების დროის განმავლობაში დავინახავთ მზის გარე გარსის უმთავრესად ემისიურ ხაზოვან სპექტრს.

როცა მთვარემ ეს-ეს არის უნდა მთლიანად დაფაროს და დააბნელოს მზის ბადრო, ე. ი. პირველსა და მეორე კონტაქტებს შორის, მთვარის კიდის უკან გამოიყურება ნამგლის მოყვანილობის ვიწრო რკალი შემქცევი ფენისა. იგი სულ რაშდენიმე წამით მოჩანს ასე, — როგორც კაშკაშა ვიწრო ნამგალი[1]. სწორედ ამ წამებში უნდა იქნეს იგი გადაღებული სპექტროგრაფზე. მივიღებთ ემისიურ ხაზოვან სპექტრს. აღნიშნული ფენა ის ფენაა მზის ატმოსფეროში, რომელშიც წარმოიშობა ფრაუნჰოფერისეული შთანთქმის ხაზები. როცა ფოტოსფეროც ჩანს, სპექტრი წარმოადგენს შთანთქმის ბნელი ხაზებით გადასერილ უწყვეტ ფონს. იმ მომენტში, როცა ფოტოსფერო იფარება მთვარის მიერ, უწყვეტი ფონი ქრება, ხოლო შთანთქმის ხაზოვანი სპექტრი ემისიურად იქცევა, თითქოს „აინთება“ რამდენიმე წამით. ამ მოვლენას „ა ნ თ ე ბ ი ს  ს პ ე ქ ტ რ ი“ ეწოდება. იგი ეკუთვნის ფოტოსფეროს მომცველ ფენას. არსებითად, ეს ქრომოსფეროს ქვედა ფენაა. შემქცევ ფენას უწოდებენ მას იმის გამო, რომ აქ ხდება ბნელი, შთანთქმის ხაზების შექცევა ნათელ, ემისიურ ხაზებად.

თუ ჰვრიტიან სპექტროგრაფს ვხმარობთ, იგი ისე უნდა გვქონდეს გამართული და მომარჯვებული, რომ მისი ჰვრიტე მზის დისკოს მხები ეყოს და მაშინ „ანთების“ მომენტში ჰვრიტეს გაანათებს შემქცევი ფენა.

მაგრამ შეგვიძლია ობიექტივწინა პრიზმას ან უჰვრიტო სპექტროგრაფსაც მივმართოთ. ამ შემთხვევაში ჰვრიტეს როლს თვით შემქცევი ფენის კაშკაშა ვიწრო „ნამგალი“ შეასრულებს, როგორც სინათლის წყარო. მაშინ სპექტრიც ისეთი მიიღება, რომ მასში ხაზები ნამგლის ფორმისა იქნება (უნდა გვახსოვდეს, რომ სპექტრში ყოველი ხაზი წარმოადგენს ჰვრიტეს მონოქრომატულ გამონასახს).

---

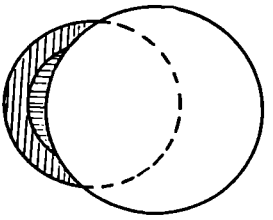
[1] ანალოგიური მდგომარეობა იქმნება დაბნელების მესამე კონტაქტის შემდეგ.

171-ე ნახ.-ზე მოგვყავს სურათი ანთების სპექტრისა, რომელიც გადაღებულია პრიზმიანი კამერით მესამე და მეოთხე კონტაქტებს შორის მომენტში.

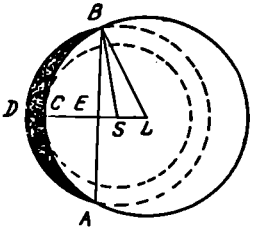
ნახ 171.

ყურადღებას იპყრობს ის, რომ სპექტრული ხაზების (ნამგლების) სიდიდე სხვადასხვაა. ეს აიხსნება მით, რომ ხაზები ეკუთვნის სხვადასხვა ელემენტებს, რომლებიც სხვადასხვა სიმაღლეზე მდებარეობენ მზის ატმოსფეროში.

რაც უფრო მაღლაა მოცემული ელემენტი, მით უფრო განაპირაა და ამოზნექილობის მხარესთან ახლოა ის ნაწილი ნამგლისა, რომლის გამოსხივება ამ ელემენტს ეკუთვნის. ეს თვალნათლივ მოჩანს 172-ე ნახ.-ზე. ელემენტს, რომელიც უფრო მაღლა ვრცელდება, უკავია მოცულობა, ჩვენს ნახაზზე ვერტი-



ნახ. 172.




ნახ. 173.

კალური ხაზებით დაშტრიხული. ელემენტს, რომელიც დაბლაა, შეესაბამება მოცულობა, დაშტრიხული ჰორიზონტული ხაზებით. ეხედავთ, რომ მთვარის ბნელი დისკოს უკან გამომყურე „ნამგალი" შედგება ორი ნამგლისაგან, რომელთაგან ერთი მეტია, ვიდრე მეორე.

ასეთი სპექტრი საშუალებას იძლევა გამოვითვალოთ კიდეც ფოტოსფეროდან რა სიმაღლეზე ვრცელდება მოცემული ელემენტი.

განვიხილოთ ნახ. 173.

$S$ და $L$ იყოს მზისა და მთვარის დისკოთა ცენტრები, შესაბამისად. $ADB$ ფოტოსფეროს მომცველი ფენის „ნამგალია" (სურათი იმ მომენტს შეესაბამება, როცა მთვარეს ჯერ არ დაუფარავს იგი, ან პირიქით, სრულმა ფაზამ გაიარა და მთვარე უკვე შორდება მზეს. ამ უკანასკნელ შემთხვევაში ასეთივე სურათი უნდა წარმოვიდგინოთ „ნამგლით" მარჯვნივ). $ADB$ ნამგლის გარე საზღვარი (ამოზნექილი კიდე) წარმოადგენს მოცემული ელემენტის მზის ატმოსფეროს ამ ფენაში გავრცელების სიმაღლეს. სპექტროგრამაზე (იხ. ნახ. 171) შეგვიძლია გავზომოთ ქორდის $AB$ სიგრძე და ავიღოთ მისი ნახევარი სიდიდე ($a$). $h$ იყოს მოცემული ელემენტის გავრცელების სიმაღლე. $LB$ არის მთვარის კუთხოვანი რადიუსი ($r$).

$SB$ შეგვიძლია წარმოვადგინოთ როგორც ჯამი: $R+h$, სადაც $R$ არის მზის დისკოს კუთხოვანი რადიუსი ($SC$).

$EBS$ სამკუთხედში გვაქვს:

$$(R+h)^2 = a^2 + (SE)^2.$$

მაგრამ

$$SE = LE - LS,$$
$$LE^2 = r^2 - a^2,$$
$$LS = r - R.$$

აქედან მივიღებთ:

$$(R+h)^2 = a^2 + [\sqrt{r^2 - a^2} - (r - R)]^2.$$

საბოლოოდ, უკანასკნელი განტოლება, რომელშიც $R$ და $r$-ის მნიშვნელობები მოცემული მომენტისათვის ასტრონომიულ ყოველწლიურში ამოიკითხება, ხოლო $a$ გაიზომება, უნდა ამოიხსნას $h$-ს მიმართ, რაც მოგვცემს აღებული ხაზის შემქმნელი ელემენტის გავრცელების სიმაღლის მნიშვნელობას.

მზის კორონა, მზის სრული დაბნელების პირობებში, შეისწავლება ფოტოგრაფიული, ფოტომეტრიული, კოლორიმეტრიული, პოლარიმეტრიული, რადიომეტრიული და სხვა მეთოდებით, შეფასდება რა მისი ფორმა, სიკაშკაშე, ფერი, სინათლის პოლარიზაციის უნარი, გამოსხივების სრული ენერგია და სხვ.

## § 172. მზის კორონის დაკვირვება დაბნელების გარეშე

დაახლოებით 45—50 წლის წინათ მზის კორონის დაკვირვების შესაძლებლობას ხედავდნენ მხოლოდ და მხოლოდ მზის სრული დაბნელების წუთებში. მართლაც, ამ დროს კორონა მკაფიოდ ჩანს და მისაწვდომია მრავალმხრივი დაკვირვებისათვის. მაგრამ, მზის სრული დაბნელება არცთუ ხშირი მოვლენაა, მისი ხანგრძლივობა მცირეა, ხშირად დაბნელება მოჩანს მხოლოდ დაუსახლებელი ადგილებიდან, საჭირო ხდება მისი დაკვირვებისათვის რთული და ძვირი ექსპედიციების მოწყობა. ამავე დროს ექსპედიციაში მუშაობის პირობები ზღუდავს დიდი ინსტრუმენტების გამოყენებას.

გარდა ამისა, დაკვირვებანი მხოლოდ მზის სრულ დაბნელებათა მომენტებში ეპიზოდურია, დროდადრო ხდება. მზის მოვლენების, კერძოდ, კორონაში განვითარებული მოვლენების ხასიათი კი ისეთია, რომ საჭიროებს მათ დაკვირვებას და თვალთვალს რაც შეიძლება ხანგრძლივად და განუწყვეტლივ.

ეს გარემოება აიძულებდა ასტრონომებს ეძიათ კორონის მ ზ ი ს დ ა ბ ნ ე ლ ე ბ ი ს გ ა რ ე შ ე დაკვირვების ხერხები. ამ საუკუნის ოცდაათიან წლებში ფრანგმა ასტრონომმა ლ ი ო მ (Lyot) პირველმა მიაკვლია ასეთ საშუალებას. ამჟამად სპეციალური კ ო რ ო ნ ა გ რ ა ფ ი, რომლითაც კორონას ყოველ მოწმენდილ დღეს აკვირდებიან, საკმაოდ გავრცელებულ სამზეო იარაღს წარმოადგენს. საბჭოთა კავშირში ასეთი კორონაგრაფი დადგმულია პულკოვოს ობსერვატორიის სამზეო სადგურზე კისლოვოდსკის მახლობლად, მთებში, 2 100 მეტრ სიმაღლეზე ზღვის დონიდან, ალმა-ატის მახლობელი მთების კალთებზე, აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში, მთა უანობილზე. ეს იარაღი მოითხოვს მაღალ მდებარეობას ზღვის დონიდან, ერთობ გამჭვირვალე ატმოსფეროს პირობებში.

კორონაგრაფი ოსტატურ და ფაქიზ მოხმარებას მოითხოვს, რადგანაც კორონის დაკვირვების პირობები საკმაოდ ძნელია. სიძნელეს ის ქმნის, რომ

კორონის გამოსხივების ინტენსივობა უმნიშვნელოა მზის გაბნეული სინათლის ინტენსივობასთან შედარებით.

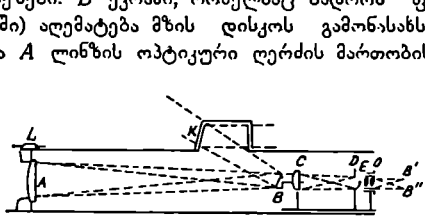
გაბნეული სინათლე წარმოდგება მზის სინათლის გაბნევით დედამიწის გაზისებრი ატმოსფეროსა და მასში არსებული მყარი ნაწილაკების მიერ. ამას ემატება ყინულის პაწია კრისტალებისაგან შედგენილი ღრუბლებისმიერი გაბნევა.

მაგრამ, ატმოსფეროს მიერი გაბნევა კლებულობს, რაც უფრო გრძელტალღოვან გამოსხივებასთან გვაქვს საქმე. მაშასადამე, წითელი და ინფრაწითელი სხივები უფრო ნაკლებად განიბნევა. ამნაირად, თუ ვიხმართ სათანადოდ შერჩეულ შუქფილტრებს, საგრძნობლად შევამცირებთ ცის კაშკაშა ფონს. რომელსაც ქმნის გაბნევა. იარაღის ატანა დიდ სიმაღლეზე ზღვის დონიდან, სადაც მის ზემოდან საგრძნობლად ნაკლებია ჰაერის მასა, ხოლო ყველაზე უფრო მეტად დამტვერიანებული და მღვრიე ფენა ქვევით არის მოქცეული, ხელს უწყობს გაბნეული სინათლის ფონის შემცირებას.

თვით ინსტრუმენტშიც მოიპოვება სინათლის გაბნევასთან დაკავშირებული სიძნელეები; დიფრაქცია, ლინზების ზედაპირის მიერი არეკვლა, ოპტიკური დეტალების ნაკლოვანებანი (მაგალითად, ბურთულები ობიექტივის მინაში, რაც ხშირია და სხვ.), აგრეთვე, წარმოადგენენ სინათლის გაბნევია წყაროს თვით ინსტრუმენტის შიგნით.

ლ ი ო ს მიერ აგებული პირველი კორონაგრაფი მოწყობილია შემდეგნაირად (ნახ. 174).

ბრტყელ-ამოზნექილი ლინზა (*A*), რომლის დიამეტრი 13 სმ-ია და საფოკუსო მანძილი 315 სმ, ქმნის მზის გამონასახს მცირე ეკრანზე (*B*). ლინზა დამზადებულია განსაკუთრებით კარგი ხარისხის მინისაგან და საგულდაგულოდ დამუშავებულია იმ მხრივ, რომ არ იყოს მასში ბურთულები და სინათლის გაბნევის გამომწვევი სხვა მიზეზები. *B* ეკრანი, რომელსაც ბადროს ფორმა აქვს, ოდნავ (15″-ით რადიუსში) აღემატება მზის დისკოს გამონასახს. იგი იმავე დროს, ოდნავ დახრილია *A* ლინზის ოპტიკური ღერძის მართობის მიმართ ისე, რომ მასზე დაცემული სხივთკონა აირეკლოს და *K* სარკმლით განიდევნოს მილის შიგნიდან. *B*-ს უკან ჩადგმულია მარტივი ლინზა (*C*) და, მოშორებით, —დიაფრაგმა (*D*), რომელიც ისეა მოწყობილი, რომ შეიძლება მისი დიამეტრის შეცვლა (ე. წ. ირისოვანი დიაფრაგმა). დიაფრაგმის უკან, იქვე მოთავსებულია პაწია ეკრანი (*E*), შემდეგ ობიექტივი (*O*), რომელიც გამონასახს ქმნის *B′B″*-ში.



ნახ. 174.

*D* დიაფრაგმა ჩამოჭრის ობიექტივის კიდით შექმნილ ნათელ დიფრაქციულ რგოლს, ხოლო E პაწია ეკრანი — ლინზის ზედაპირზე შექმნილ ათინათს.

ასეთ პირობებში, საკუთრივ მზის ფოტოსფეროს გამონასახი განიდევნება მილიდან (*B* ეკრანი ერთგვარი ხელოვნური მთვარის როლს ასრულებს, „აბნელებს“ რა მზეს). მისი გარემომცველი კორონის გამონასახი, რომელსაც *B*, მასთან შედარებითი სიმცირის გამო, ვერ ფარავს, დაუბრკოლებლივ გაანათებს

O ობიექტივს, და გამოისახება $B'B''$-ში. $C$, $D$ და $E$ უზრუნველყოფენ მზის ძილის შიგნით გაბნეული სინათლის „ნარჩენების“ იზოლირებას $O$ ობიექტივისაგან. მთელი მილი შიგნიდან გამურული და გაზეთილია. რათა შემცირდეს გაბნეული სინათლე და დამტვერიანება. მტვრის ყოველი ნაწილაკი, ლინზებზე დამჯდარი თუ მილის შიგნით, ჰაერში შეწონილი სახით სხივთკონაში მოქცეული. სინათლის გაბნევის არასასურველ წყაროს წარმოადგენს. $A$ ლინზაც დაცულია ხუფით, რომელსაც მხოლოდ დაკვირვების წუთებში მოხსნიან ხოლმე.

როგორც ვნახეთ, ამ იარაღში მთავარი ისაა, რომ „ხელოვნური მთვარის“ შეშვეობით მოხდეს მზის გამონასახის „დაბნელება“ და, ამასთანავე, ყველა ზომა იქნეს მიღებული, რათა იარაღში სინათლის გაბნევის ეფექტი კორონის გამონასახზე რაც შეიძლება შემცირდეს.

როცა ასეთი იარაღი დიდ სიმაღლეზე, ატმოსფეროს კარგი გამჭვირვალობის პირობებშია მოთავსებული, სავსებით ეფექტურად გამოიყენება იგი პროტუბერანცებისა და ქრომოსფეროს დაკვირვებისათვის (თუ ოკულარის წინ ინტერფერენციულ-პოლარიზაციულ შუქფილტრს ვიხმართ) ან კიდეე კორონის ფოტოგრაფირებისათვის (თუ ოკულარის ნაცვლად სათანადო ფოტოგრაფიულ კამერას მოვარგებთ და კორონალურ ხაზებზე ცენტრირებულ სპეციალურ შუქფილტრებს ვიხმართ).

აღწერილ იარაღთან გამოიყენება სპექტროგრაფებიც კორონის დამახასიათებელი სპექტრული ხაზების ფოტოგრაფირებისა და გამოკვლევისათვის.

## § 173. ცთომილებისა და მათი თანამგზავრების შესწავლა

ცთომილებისა და მათი თანამგზავრების, მათთან ერთად — მთვარის, შესწავლა წარმოებს თითქმის ყველა იმ მეთოდით, რომლებიც გამოიყენება კოსმოსური ობიექტების შესასწავლად. მაგრამ, მათგან ერთ-ერთი უძლიერესი მეთოდის, სახელდობრ, — სპექტრული მეთოდის გამოყენება ერთობ შეზღუდულია იმიტომ, რომ ცთომილები, მათი თანამგზავრები და მთვარე ანათებენ არა საკუთარი, არამედ მზის არეკვლილი სინათლით. სამაგიეროდ, სპექტრული მეთოდი ჩვეულებრივი ნაყოფიერებით გამოიყენება ცთომილთ ბრუნვის შესწავლის მიზნით (დოპლერისეული ეფექტის საფუძველზე). მაგრამ, აქ აუცილებელია იმის გათვალისწინება, რომ ცთომილიდან არეკვლილი სინათლის სპექტრული ხაზების გადაადგილება დაპირობებულია ამრეკლავი ზედაპირის (ცთომილის) როგორც მზის (სინათლის წყაროს) მიმართ, ისე ჩვენს მიმართ მოძრაობათა ეფექტების ჯამით.

ცთომილთათვის ხმარებულ სპექტროგრაფში ჭვრიტეს სიგრძე არ უნდა იყოს ნაკლები, ვიდრე ცთომილის დისკოს გამონასახის დიამეტრი ტელესკოპის ფოკუსში. ამავე დროს სპექტროგრაფი ისეთნაირად უნდა იქნეს მონტირებული, რომ მისი მობრუნებით მოხერხდეს ჭვრიტეს დაყენება ცთომილის დისკოს ნებისმიერი კვეთის პარალელურად.

ცთომილებისა და მათი თანამგზავრების ფიზიკური თვისებების გამოსაკვლევად ერთობ ნაყოფიერია ფოტომეტრიული დაკვირვებები და გაზომვები. აქ ვგულისხმობთ არა მარტო საკუთრივ ფოტომეტრიას, არამედ კოლორიმეტრიასაც, სპექტროფოტომეტრიას, პოლარიმეტრიასა და რადიომეტრიას. ყველა ეს სხეული არეკვლილ სინათლეს იძლევა. მაგრამ ყოველგვარი ზედაპირი არეკლავს მასზე დაცემული სხივების მხოლოდ ნაწილს. იმის მიხედვით თუ როგორია ამრეკლავი ზედაპირის ფიზიკური თვისებები, აგებულება, რე-

ლიეფი და სხვა მახასიათებელნი, არეკვლილი სინათლის რაოდენობა, — მისი დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე და არეკვლის მიმართულებაზე სხვადასხვაა. ამ გარემოებას ემყარება ფოტომეტრიის, სპექტროფოტომეტრიის, რადიომეტრიის და სხვათა გამოყენება პლანეტებისა და მათი თანამგზავრების ფიზიკური გამოკვლევის მიზნებისათვის.

ამრეკლავი უნარის გაზომვა ნიშნავს არეკვლის კოეფიციენტის ან, როგორც უწოდებენ, ა ლ ბ ე დ ო ს[1] განსაზღვრას.

თუ რამდენად ახასიათებს ალბედოს მნიშვნელობა ამრეკლავი ზედაპირის მასალას, ჩანს თუნდაც შემდეგი მაგალითიდან. თოვლის ალბედო 95%-ზე მეტია; სველი, დახნული შავი ნიადაგის ალბედო — 5%-ზე ნაკლები.

პლანეტებისა და თანამგზავრების გამოკვლევისათვის, ინტეგრალურ ფოტომეტრიასთან ერთად, რომელშიც გაიზომება და შეისწავლება სხეულის მთელი ნახევარსფეროს მიერ გამოსხივებული ან არეკვლილი სხივური ნაკადი, გამოიყენება ზედაპირული ფოტომეტრიაც. ეს იმას ნიშნავს, რომ გაიზომება და შეისწავლება სხეულის ზედაპირის ც ა ლ კ ე უ ლ ი ნაწილების მიერ არეკვლილი სინათლის ინტენსივობა. ეს საშუალებას იძლევა უფრო დეტალურად გამოვიკვლიოთ პლანეტის ან მისი თანამგზავრის ზედაპირის ფიზიკური ბუნება. მაგრამ ამისათვის საჭიროა, რომ ამ სხეულების საკმარისად დიდი მასშტაბის გამონასახები მივიღოთ, რაც დიდი ტელესკოპების ან დამატებითი გამადიდებელი ოპტიკური სისტემების გამოყენებას მოითხოვს. ეს თავის მხრივ უფრო მკაცრ მოთხოვნილებებს წაუყენებს დაკვირვების პუნქტის ატმოსფერულ პირობებს. ყველაფერი ერთად პრაქტიკულად რთულ ამოცანად ხდის პლანეტების ზედაპირულ ფოტომეტრიას. მხოლოდ ერთი გარემოება ჩაითვლება აქ კეთილმყოფელად. ეს ისაა, რომ ცთომილთ დისკოების სიკაშკაშე არც ზედმეტად დიდია, რომ საჭირო ხდებოდეს საგანგებო, სინათლის შემასუსტებელი საშუალებების გამოყენება, როგორც ეს მზის შემთხვევაშია, და არც იმდენად დაბალია, როგორც უმრავლესი კომეტისა, ირმის ნახტომის ზოლისა, ნისლეულებისა, რომელთა შესწავლას აძნელებს მათი სიმკრთალე. ამავე დროს მოცემული ცთომილის ზედაპირის ფარგლებში ადგილი არა აქვს დიდ კონტრასტულობას და, მაშასადამე, სიკაშკაშეთა დიდ გრადაციას, ეს აადვილებს ფოტომეტრიას.

როცა ცთომილის ფოტომეტრიას ვახდენთ, ანგარიში უნდა გავუწიოთ იმ გარემოებას, რომ ცთომილის ფოტომეტრიულ თვისებებს (სიკაშკაშის სიდიდეს, ხასიათს და სხვ.) აპირობებს მოცემული დაკვირვების მომენტში არა მარტო თვით ცთომილის ფიზიკური თვისებები, არამედ სხვა ფაქტორებიც, როგორიცაა, მაგალითად, მისი მანძილი მზიდან და დედამიწიდან, რომელიც ცვალებადობს საკმაოდ დიდ ფარგლებში. ამგვარ ფაქტორებს ეკუთვნის პლანეტის ე. წ. ფ ა ზ ა ც. ამიტომ უნდა ვახერხებდეთ მათ ანგარიშსა და აღრიცხვას.

მზიდან და დედამიწიდან მანძილების ცვალებადობის ეფექტის გამოსარიცხავად საჭიროა, რომ მოცემულ მომენტში წარმოებული განსაზღვრა პლანეტის სიკაშკაშისა მ ი ვ ი ყ ვ ა ნ ო თ მ ი ს პ ი რ ი ს პ ი რ დ გ ო მ ი ს მ ო მ ე ნ ტ ზ ე (ვგულისხმობთ, რომ საქმე გვაქვს გარე ცთომილთან).

თუ $I$ ცთომილის დაკვირვებული სიკაშკაშეა, ხოლო $r$, $\Delta$, $r_0$ და $\Delta_0$ წარმოადგენენ, შესაბამისად, ცთომილის მანძილს მზიდან და დედამიწიდან და-

[1] უფრო დაწვრილებითი განმარტება იხ. 421-ე გვ.-ზე.

კვირვების მომენტში და იმავე მანძილებს პირისპირდგომისათვის, გამოხატულთ ასტრონომიულ ერთეულებში, მაშინ ადვილი სანახავია (რადგანაც სიკაშკაშე მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულად იცვლება), რომ სიკაშკაშე პირისპირდგომაში იქნება:

$$I_0 = I\,\frac{r^2}{r_0^2}\,\frac{\Delta^2}{\Delta_0^2}.$$

თუ $r_0$-ს ცთომილის ორბიტის დიდ ნახევარღერძად ჩავთვლით (ეს შეიძლება, თუ ს ა შ უ ა ლ ო პირისპირდგომაზე მიყვანას ვიგულისხმებთ), მაშინ

$$r_0 = a,$$
$$\Delta_0 = a - 1.$$

ამიტომ გვექნება:

$$\frac{I_0}{I} = \frac{r^2 \cdot \Delta^2}{a^2 \cdot (a-1)^2}.$$

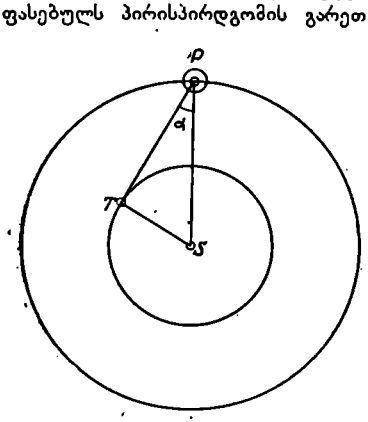
ახლა, თუ პოგსონისეული ფორმულის მეშვეობით სიკაშკაშეთა განსხვავებას ვარსკვლავიერი სიდიდეების განსხვავებით ($\Delta m$-ით) გამოვხატავთ, გვექნება:

$$-0.4\,\Delta m = \lg\frac{I_0}{I} = \lg\frac{(r\Delta)^2}{(a^2-a)^2}$$

ანუ

$$\Delta m = 5\lg(a^2-a) - 5(\lg r + \lg\Delta).$$

ასეთი შესწორება უნდა მიეცეს ცთომილის ვარსკვლავიერ სიდიდეს, შეფასებულს პირისპირდგომის გარეთ მდებარე მომენტში, რათა მივიყვანოთ იგი პირისპირდგომის შესაბამ მნიშვნელობაზე.




ნახ. 175.

ცთომილის ფ ა ზ ა ს უწოდებენ კუთხეს, რომლის წვერო ცთომილის ცენტრშია და გვერდები წარმოადგენენ მიმართულებებს მისგან მზეზე და დედამიწაზე. თუ $R$ დედამიწის ორბიტის რადიუს-ვექტორია და $\sigma = \frac{R+r+\Delta}{2}$, მაშინ $\alpha$ ფაზის გამოსათვლელად გვექნება ფორმულა (ნახ. 175).

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \sqrt{\frac{(\sigma-r)\,(\sigma-\Delta)}{\sigma\,(\sigma-R)}}.$$

ნახაზზე $S$, $T$ და $P$ აღნიშნავენ მზეს, დედამიწას და ცთომილს, შესაბამისად.

რაც უფრო მეტია ფაზის კუთხე ($\alpha$), ცთომილის დისკოს მით უფრო დიდი ნაწილი გაუნათებელია მზით დედამიწიდან ცთომილზე მაყურებელი დამკვირვებლისათვის და, მაშასადამე, მით ნაკლებია ცთომილის ინტეგრალური სიკაშკაშე. მაგრამ, ცთომილის სიკაშკაშე არაა უთუოდ პროპორციული დისკოს განათებული ფართობისა, რამდენადაც სიკაშკაშეს აპირობებს, აგრეთვე, ცთომილის არეკვლის უნარი და ხასიათი.

ფუნქციას

$$\varphi(\alpha)=\frac{I}{I_0}$$

უწოდებენ ცთომილის სიკაშკაშის ცვალებადობის ფაზაზე დამოკიდებულების კანონს.

ახლა კვლავ ალბედოს (იხ. ზემოთ) დავუბრუნდეთ და უფრო მკაცრად განვსაზღვროთ იგი. ამისათვის საჭიროა შემოვიღოთ ე. წ. სფერული ალბედოს ცნება. მას უწოდებენ ცთომილის ნახევარსფეროს მიერ ყველა მიმართულებით არეკვლილი სინათლის ფარდობას იმ სინათლესთან, რომელიც ეცემა ცთომილს მზიდან.

ცთომილის ზედაპირი იდეალური სარკე რომ ყოფილიყო, მაშინ ალბედო ერთის ტოლი იქნებოდა: $A=1$. ზედაპირი აბსოლუტურად შავი რომ ყოფილიყო, მაშინ $A=0$.

ცთომილის ზედაპირზე მოსული მზის სინათლის რაოდენობა გამოიხატება დამოკიდებულებით:

$$L=\frac{\pi\rho^2 L_0}{r^2},$$

სადაც $L_0$ არის მზის სინათლის რაოდენობა დედამიწისათვის, $r$ — ცთომილის მზემდე მანძილი, გამოხატული ასტრონომიული ერთეულებით, ხოლო $\rho$ ცთომილის რადიუსია.

თუ პირისპირდგომის მომენტში ერთ სტერადიანში ცთომილი აგზავნის (არეკლავს) სინათლის რაოდენობას ($Q_0$), მაშინ ცთომილიდან დედამიწის $\Delta$ მანძილზე ზედაპირის ერთეულზე მოვა სინათლის რაოდენობა $\left(\frac{Q_0}{\Delta^2}\right)$, რომელიმე ფაზაზე $\alpha\neq O$, ეს რაოდენობა იქნება $\frac{Q_0}{\Delta^2}\varphi(\alpha)$.

ფოტომეტრიული დაკვირვება გვაძლევს ცთომილის სიკაშკაშის ფარდობას, ვთქვათ, მზის სიკაშკაშესთან, რაც ასე გამოიხატება:

$$F=\frac{Q_0\varphi(\alpha)}{\Delta^2 L_0}$$

ცთომილის მიერ ყველა მიმართულებით არეკვლილი სინათლის რაოდენობა გამოიხატება ინტეგრალით:

$$G=2\pi\int_0^{\pi} Q_0\varphi(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha=2\pi Q_0\int_0^{\pi}\varphi(\alpha)\sin\alpha\, d\alpha.$$

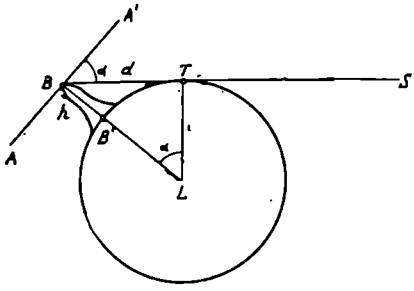
მაშასადამე, ალბედო იქნება:

$$A=\frac{G}{L}=\frac{2\pi Q_0 r^2\int_0^{\pi}\varphi(\alpha)\sin(\alpha)\, d\alpha}{\pi\rho^2 L_0}.$$

ცთომილებისა და თანამგზავრების ზედაპირის აგებულების შესწავლის თვალსაზრისით ერთობ ნაყოფიერია მათ მიერ არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციული უნარის ყოველგვარი ხერხით შესწავლა (ვიზუალური, ფოტოგრა-

ფიული, ფოტოელექტრული, სპექტრული პოლარიმეტრია). პოლარიმეტრიული გაზომვების შედეგები მითითებებს გვაძლევს ცთომილთ (თანამგზავრების) ზედაპირის რელიეფზე, ფხვიერებაზე, სიგლუვეზე და სხვ. შედეგიანია, აგრეთვე, წმინდა ემპირიული მეთოდი, რომელიც ემყარება, კერძოდ, მთვარის სხვადასხვა ზედაპირული წარმონაქმნიდან არეკვლილი სინათლის პოლარიზაციული თვისებების შედარებას დედამიწის მთის ქანების, ნიადაგის სახესხვაობათა და სხვათა მიერ არეკვლილი სინათლის ლაბორატორიულ პირობებში გაზომილი პოლარიზაციის მონაცემებთან.

ცთომილთ თანამგზავრებში მკვეთრად გამოირჩევა ჩვენი დედამიწის თანამგზავრი — მთვარე, რომელიც ჩვენთან სიახლოვის გამო დაკვირვებისათვის სრულიად განსაკუთრებულ ობიექტს წარმოადგენს თავისი დიდი სიკაშკაშისა და დიდი ხილული გეომეტრიული ზომის წყალობით. მთვარეზე ხერხდება, მაგალითად, მთების და სხვა წარმონაქმნთა სიმაღლის გაზომვა. აღვწეროთ აქ ასეთ გაზომვათა ერთი ხერხი, რომელიც გამოიყენება, აგრეთვე, ცთომილთ ღრუბლების სიმაღლის განსაზღვრისთვისაც.



ნახ. 176.

176-ე ნახ.-ზე $L$ წარმოადგენდეს მთვარის (ცთომილის) ცენტრს, $ST$—მთვარის ზედაპირის მხებ მზის სხივს. $T$ უნდა იყოს, მაშასადამე, წერტილი ტერმინატორზე ანუ მთვარის ზედაპირის მზით განათებული და გაუნათებელი ნაწილების საზღვარზე. $B$ აღნიშნავდეს მთის წვერს (ღრუბელს) და $B'B$—მის სიმაღლეს ზედაპირის საშუალო დონიდან.

$B$ წერტილი განათებულია მზის სხივით, რომელიც მთვარის მხებია $T$ წერტილში. ამიტომ იგი დაინახება როგორც მნათი წერტილი, დაშორებული ტერმინატორს კუთხით: $BLT—\alpha=TBA'$. ეს უკანასკნელი კუთხე გახსაზღვრავს მთვარის $B$ წერტილში მყოფი წარმოსახვითი დამკვირვებლისათვის ხილული ჰორიზონტის დაწევას ($AA'$ იდეალური ჰორიზონტია $B$ წერტილში მყოფი დამკვირვებლისათვის).

ადვილად შევნიშნავთ ელემენტურ დამოკიდებულებებს:

$$\overline{BL}^2=\overline{LT}^2+\overline{TB}^2.$$

თუ მთვარის რადიუსი არის $r$, მანძილი $TB=d$ და მთის სიმაღლე — $h$, მაშინ

$$r^2+d^2=(r+h)^2=r^2+2\,rh+h^2.$$

$h$ იმდენად მცირეა შედარებით $r$-თან, რომ შეგვიძლია უგულებელყოთ მისი კვადრატი. ამიტომ გვექნება:

$$d=\sqrt{2\,rh}\,.$$

ეს ისეთივე გამოსახულებაა, რომელიც გამოხატავს ხილული ჰორიზონტის სიშორეს. მაგრამ, იმისათვის, რომ $h$ ანუ მთვარის მთის სიმაღლე (ან

ცთომილის ატმოსფეროში ღრუბლის სიმაღლე) გამოვითვალოთ, საჭიროა როგორღაც განვსაზღვროთ $d$. შეიძლება, რომ $d$ ჩავთვალოთ $TB'$ რკალის ტოლად. ეს რკალი კი გაიზომება დაკვირვების მომენტში. მაშინ მთის სიმაღლე იქნება:

$$h=\frac{d^2}{2r}.$$

მაგრამ $h$ შემდეგი ცხადი დამოკიდებულებებიდანაც მიიღება:

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{d}{r}=\frac{\sqrt{2rh}}{r}=\sqrt{\frac{2h}{r}},$$

$$\operatorname{tg}\alpha=\alpha'\sin 1'$$

($\alpha$ ყოველთვის მცირე კუთხეა);

$$h=\frac{d^2}{2r}=\frac{r}{2}\operatorname{tg}^2\alpha=\frac{r}{2}(\alpha')^2\sin^2 1'.$$

ეს უკანასკნელი ფორმულა წყვეტს ჩვენს ამოცანას. დამკვირვებელს ის მოეთხოვება, რომ მან აღნიშნოს B მწვერვალის მზის სხივებით განათების მომენტი და განსაზღვროს $\alpha$ კუთხე. თუ საქმე საღამოს ტერმინატორთან გვაქვს (დაკვირვება წარმოებს სავსემთვარეობის შემდგომ), მაშინ საჭიროა აღინიშნოს მწვერვალის „ჩაქრობა".

მთვარის მთების სიმაღლის განსაზღვრისათვის მეორე მეთოდიც არსებობს, — დამყარებული მთვარის მთის ჩრდილის სიგრძის გაზომვაზე.

ცალკე მნიშვნელობის ამოცანაა მთვარის სინათლის ფოტომეტრია მთვარის დაბნელების დროს. ფოტომეტრია შეიძლება შეეხებოდეს მთლიანად მთვარის დისკოს სიკაშკაშეს, ე. ი. ინტეგრალურ სინათლეს ან დისკოს ცალკეული უბნების სიკაშკაშეს. როგორც პირველ, ისე მეორე შემთხვევაში დაბნელების სხვადასხვა მომენტში გაზომილი სინათლის ინტენსივობა უნდა შედარდეს იმასთან, რა ინტენსივობაც აქვს მთვარეს (ან მისი დისკოს აღებულ უბანს) დაბნელების გარეშე, — დაბნელების წინ ან მის შემდგომ.

თუ მთლიანად სავსე მთვარის დისკოს სიკაშკაშე დაბნელების გარეშე არის $E_0$ და ამის შესაბამი ვარსკვლავიერი სიდიდე $m_0$, ხოლო დაბნელების რომელიმე მომენტში ესენია, შესაბამისად, $E'$ და $m'$, მაშინ დაბნელების ეფექტს გამოხატავს ფარდობა:

$$K=\frac{E'}{E_0}.$$

$K$ ერთგვარი კოეფიციენტია სინათლის დაბნელებით გამოწვეული შესუსტებისა.

სათანადოდ შეგვიძლია დავწეროთ (პოგსონისეული დამოკიდებულების საფუძველზე);

$$m'-m_0=-2.5\lg\frac{E'}{E_0}.$$

$m'-m_0$ მთვარის ვარსკვლავიერი სიდიდის დაბნელებით გამოწვეული რიცხობრივი გადიდებაა. ეს სხვაობა დიდია, — თითქმის 15-ს ეტოლება, რაც ქმნის თავისებურ სიძნელეებს ფოტომეტრიულ გაზომვებში და მოითხოვს თავისებურ მეთოდებსაც, რომლებიც აიწერება მთვარის შესწავლის პრობლემებისადმი მიძღვნილ მონოგრაფიებში.

დაბნელებული მთვარის ინტეგრალური სიკაშკაშის გაზომვა ემსახურება უფრო მეტად გეოფიზიკურ პრობლემებს, რადგანაც დაბნელებული მთვარის სიკაშკაშეს განაპირობებს მზის ის სხივები, რომელთაც დედამიწის ატმოსფეროში გაუვლიათ, რეფრაქცია განუცდიათ, ამიტომ დედამიწის ჩრდილის კონუსში შეჭრილან და მთვარე, თუმცა სუსტად, მაგრამ მაინც იმდენად გაუნათებიათ, რომ სრული დაბნელების მომენტშიც ჩანს იგი ცარგვალზე მკრთალი, შეფერადებული დისკოს სახით. დედამიწის გარს ატმოსფერო რომ არ ყოფილიყო, დედამიწის ჩრდილში მოქცეული მთვარე სრულიად უხილავი იქნებოდა. დაბნელებული მთვარის სინათლის ინტენსივობა და ფერი მითითებებს იძლევა დედამიწის ატმოსფეროს მდგომარეობაზე, რომელშიც იგი დაბნელების მომენტებშია.

ასეთსავე გეოფიზიკურ ამოცანას და, მის გვერდით, საკუთრივ მთვარის ზედაპირის ფიზიკური აგებულების შესწავლას ემსახურება მთვარის დისკოს ცალკეული უბნების ფოტომეტრია დაბნელების სხვადასხვა მომენტში, ე. ი. ჩრდილის ცენტრიდან მანძილზე დამოკიდებულებით.

თუ მთვარის დისკოს არჩეული უბნის (დეტალის: მთის წვერის, კრატერის ფერდის და სხვ.) სიკაშკაშე დაბნელების წინ (ან შემდგომ) არის $B_0$, ხოლო დაბნელების მომენტებში $t_1$, $t_2$, ..., $t_n$ იგი არის $B'_1$, $B'_2$,...,$B'_n$, მაშინ მიმდევრობა: $K_1 = \frac{B'_1}{B_0}$, $K_2 = \frac{B'_2}{B_0}$, ..., $K_n = \frac{B'_n}{B_0}$ საშუალებას მოგვცემს ავაგოთ მრუდი, რომელიც გამოხატავს მთვარის აღებული დეტალის სიკაშკაშის ცვალებადობას დროში. ამგვარი განსაზღვრები წარმოებს ვიზუალური ფოტომეტრებით, ელექტროფოტომეტრიულად და ფოტოგრაფიულ ნეგატივებზე.

## § 174. კომეტებისა და მეტეორების შესწავლა

კომეტების ფოტოგრაფიებზე ერთობ დაწვრილებით აღიბეჭდება მისი თავისა და კუდის აგებულება. სიკაშკაშის განაწილება კომეტის სხეულში, შესწავლილი ზედაპირული ფოტომეტრიის მეთოდებით, მასალას იძლევა იმისათვის, რომ გაირკვეს აგებულების თავისებურებანი, დადგინდეს კომეტისმიერი ნათების კანონი, ე. ი. ნათების დამოკიდებულება მზიდან მანძილზე.

კომეტის ვარსკვლავიერ სიდიდეს, როცა მისი მანძილი დედამიწიდან ერთი ასტრონომიული ერთეულია ($\Delta=1$) და მისი მანძილი მზიდანაც ივიეა ($r=1$), უწოდებენ კ ო მ ე ტ ი ს ა ბ ს ო ლ უ ტ უ რ ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ ი ე რ ს ი დ ი დ ე ს.

დედამიწიდან მანძილის ცვლილებასთან ერთად კომეტის სიკაშკაშე იცვლება. იგი იცვლება მზემდე მანძილზე დამოკიდებულებითაც. მზის მოქმედება კომეტაზე რთულია, მზესთან მიახლოება მარტო არეკვლილ სინათლეს კი არ ზრდის, არამედ თვით კომეტის საკუთრივ ნათებას აძლიერებს, აღაგზნებს (კომეტა ანათებს როგორც მზის არეკვლილი სინათლით, ისე თავისი გაზების საკუთარი გამოსხივებით).

თუ $I_0$ არის კომეტის სიკაშკაშე, როცა $\Delta=r=1$, მაშინ

$$I=I_0 \frac{1}{\Delta^2 r^n}$$

აქედან

$$0.4\,(m-m_0)=2\lg\Delta+n\lg r$$

და

$$m = m_0 + 5 \lg \Delta + 2.5\, n \lg r.$$

სხვადასხვა მომენტში (კომეტის ხილვადობის პერიოდში, რომელიც დღეებით, კვირეებით და თვეებითაც კი გამოიხატება) გაზომილი $m$-ების და გამოთვლილი $\Delta$ და $r$-ების (ეფემერიდებით) მნიშვნელობათა გამოყენება მოგვცემს უკანასკნელი სახის განტოლებათა მთელ სისტემას, რომლის ამოხსნა უმცირეს კვადრატთა ხერხით გამოგვათვლევინებს $m_0$-ისა და $n$-ის მნიშვნელობებს. $m_0$ კომეტის აბსოლუტური ვარსკვლავიერი სიდიდეა; ხოლო $n$-ის ცოდნა ნიშნავს იმ კანონის გარკვევას, რომლითაც იცვლება კომეტის სიკაშკაშე მზესთან მიახლოების ან მისგან დაშორებისას.

კომეტის სპექტრული დაკვირვება გვაწვდის ცნობებს ქიმიურ შედგენილობასა და მისი ნივთიერების მოძრაობაზე (სხივურ სიჩქარეზე) მის სხვადასხვა ნაწილში.

კომეტის სპექტროგრაფირება ჰვრიტიანი სპექტროგრაფით ერთობ საინტერესოა, მაგრამ ძნელია კომეტის, ჩვეულებრივ, მცირე სიკაშკაშის გამო. ობიექტივწინა პრიზმა უფრო ეფექტურია. მაგრამ, კომეტებისადმი გამოყენების შემთხვევაში უნდა ხერხდებოდეს ტელესკოპზე დადგმული ობიექტივწინა პრიზმის თავისუფალი მობრუნება ტელესკოპის ოპტიკური ღერძის ირგვლივ. ეს იმას ნიშნავს, რომ ნებისმიერი მიმართულებით შეგვეძლოს პრიზმის გარდამტეხი წიბოს დაყენება. ეს აუცილებელია იმასთან დაკავშირებით, რომ კომეტის კუდის მიმართულება სრულიად სხვადასხვა შეიძლება იყოს და ყოველთვის უნდა ვეცადოთ ისე დავდგათ პრიზმა, რომ დისპერსიის მიმართულება კუდის მართობული იყოს. სხვანაირად დამაკმაყოფილებელი ხარისხის სპექტრს ვერ მივიღებთ.

მეტეორების ასტროფიზიკური დაკვირვებები მიზნად ისახავს მათი ნათობის შესწავლას, ატმოსფეროში ნაკვალევი გაზების სპექტრული თვისებების გამოკვლევას. მაგრამ მეტეორების უეცარი გამოჩენა, მათი სწრაფი გადანაცვლება ცარგვალზე და ხანმოკლე ხილვადობა გასაგებ სიძნელეებს ქმნის. მხოლოდ იმის წყალობით, რომ უკანასკნელ დროს ობსერვატორიებში გავრცელდა მრავალკამერიანი „საპატრულო“ დანადგარები, ასტროფიზიკური ხასიათის დამზერითი მასალა მეტეორების შესახებ შესამჩნევად მატულობს.

აღნიშნული დანადგარი წარმოადგენს ეკვატორულ დადგმულობას, რომელზეც მორგებულია რამდენიმე (3—4 და მეტიც) ფართოკუთხოვანი, მოკლეფოკუსიანი და დიდშუქძალოვანი ფოტოგრაფიული კამერა. ხშირად მათ ობიექტივწინა პრიზმებიც ადგიათ. კამერები სხვადასხვა წერტილშია მიმართული ცაზე, ეკვატორიალი მუშაობს საათიერი მექანიზმის მეშვეობით, ფირფიტსათავსებზე ახსნილია სახურავები და, მაშასადამე, დანადგარი ცის დიდ ფართობს „უთვალთვალებს“ ხანგრძლივად (ამიტომ ეწოდება მას ს ა პ ა ტ რ უ ლ ო), იმის მოლოდინში, რომ რომელიმე მომენტში და პატრულის ქვეშ მყოფი არეს რომელიმე წერტილში აინთება მეტეორი და კვალს დატოვებს ფოტოფირფიტაზე.

* * *

არა მარტო მზის სისტემაში, არამედ ვარსკვლავთ სამყაროშიც მოიპოვება ობიექტები და მათ შესწავლასთან დაკავშირებული პრობლემები, რომლებიც ზოგად ასტროფიზიკურ მეთოდებთან ერთად დამატებითი სპეციალური მეთოდებისა და ხელსაწყოების გამოყენებასაც მოითხოვს.

ჯერადი და ცვალებადი ვარსკვლავები პირველ რიგში დასასახელებელია ამ შემთხვევაში. მაგრამ, თუ ჯერადი ვარსკვლავები მაინც უფრო ნაკლებად ასტროფიზიკურ ამოცანებს აყენებენ (კომპონენტებს შორის მანძილების განსაზღვრა, ორბიტების ელემენტთა გამოთვლა), ცვალებადი ვარსკვლავები, რომელთა შესწავლა პირველ რიგში სიკაშკაშის, ფერის და სპექტრის ცვალებადობის დაკვირვებას მოითხოვს, უფრო მეტად ასტროფიზიკური კვლევის საგანია. ერთობ დეტალურადაა დამუშავებული ცვალებად ვარსკვლავთა შესწავლის მეთოდები, მათი სიკაშკაშის შეფასების, სიკაშკაშის ცვალებადობის მრუდის აგების, ცვალებადობის ელემენტების გამოთვლის ხერხები. ყველაფერი ეს წარმოადგენს დამოუკიდებელი შინაარსის საგანს, რომელიც დაწვრილებით განიხილება ცვალებად ვარსკვლავთა შესწავლისადმი მიძღვნილ კურსებსა და მონოგრაფიებში.

ჩვენ არ შევხებივართ ჩვენს კურსში ვარსკვლავთ დიამეტრების გაზომვის საკითხს. ეს ამოცანა მეთოდურად ასტროფიზიკურია, მოითხოვს ინტერფერომეტრიული მეთოდის გამოყენებას, მაგრამ ჯერჯერობით არცთუ ფართოდ გამოიყენება.

მკრთალი, განფენილი ნისლეულები მოითხოვენ, აგრეთვე, სპეციფიკური, მათთვის განკუთვნილი ხერხების გამოყენებას. მაგრამ ამ საკითხს უკვე შევეხეთ ზემოთ, ასტროსპექტროსკოპიის თავში, ს ა ნ ი ს ლ ე უ ლ ო  ს პ ე ქ ტ რ ო გ რ ა ფ ი ს  აღწერისას.

## X თავი

# ცის სხეულების შესწავლის სხვა მეთოდები და ხელსაწყოები

### § 175. ცის სხეულების გამოსხივების რადიომეტრული გაზომვა

ცის სხეულების გამოსხივების ანუ სინათლის მიმღების საპით აქამდე ვიცნობდით თვალს, ფოტოგრაფიულ ფირფიტას და სხვადასხვა საესსტეობის ფოტოელემენტს. ისინი განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან; მაგრამ. ყველას ახასიათებს ერთი საერთო თვისება, რომელიც მათ ს ე ლ ე ქ ტ ი უ რ ო ბ ა შ ი ანუ შ ე რ ჩ ე ვ ი თ -გ რ ძ ნ ო ბ ი ე რ ე ბ ა შ ი მდგომარეობს, რაც იმას ნიშნავს, რომ ყოველ მათგანს უნარი აქვს აღიქვას მხოლოდ რაღაც გარკვეული სპექტრული უბნის გამოსხივება — ან ე. წ. ვიზუალური უბნის, ან ე. წ. ფოტოგრაფიული უბნისა, ან მხოლოდ ინფრაწითელი, ან მხოლოდ ულტრაიისფერი და ა. შ. თუ ზოგიერთი კონკრეტული ასტროფიზიკური ამოცანის თვალსაზრისით ეს შეიძლება უპირატესობასაც ქმნიდეს, მაინც უნდა ვაღიაროთ, რომ საერთო თვალსაზრისით ეს თვისება ერთგვარად ზღუდავს თითოეული მიმღების შესაძლებლობებს — ფართოდ იქნეს გამოყენებული ცის სხეულების გამოსხივების გამოკვლევისათვის.

მაგრამ არსებობს ისეთი მიმღებებიც, რომლებიც მნათობის გამოსხივებიდან ტალღის სიგრძეების ერთობ ფართო დიაპაზონის გამოსხივებას აღიქვამს. ასეთი მიმღები ნაკლებადაა შეზღუდული სელექტიურობის თვისებით და მას ძალუძს გაზომოს გამოსაკვლევი ობიექტის ს რ უ ლ ი გამოსხივება.

ასეთი მიმღებებია თ ე რ მ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ი, ბ ო ლ ო მ ე ტ რ ი და რ ა დ ი ო მ ე ტ რ ი.

ჩამოთვლილ მიმღებთა მეშვეობით წარმოებულ გაზომვებს საერთოდ უწოდებენ გამოსხივების რ ა დ ი ო მ ე ტ რ უ ლ გ ა ზ ო მ ვ ე ბ ს.

რადიომეტრული გაზომვა არ ნიშნავს სხივური ენერგიის უშუალო გაზომვას. ეს მეთოდი გულისხმობს ჯერ სხივური ენერგიის გ ა რ დ ა ქ მ ნ ა ს ენერგიის სხვა სახედ (მაგალითად, სითბურ ენერგიად), რაც თვით რადიომეტრული მიმღების მეშვეობით ხორციელდება, და შემდგომ — გარდაქმნილი ენერგიის (სითბოს) გაზომვას. სწორედ მაშინ, როცა სხივური ენერგია, რა ტალღის სიგრძისაც არ უნდა იყოს იგი, სითბოში გადადის, ვღებულობთ მთელი გამოსხივების სრულ ეფექტს, ე. ი. სრული გამოსხივების ნამდვილ სიდიდეს და მიმღების სელექტიურობა აქ აღარაფერ შუაშია.

### § 176. თერმოელემენტი

თ ე რ მ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ი ს მოქმედება ემყარება თერმოელექტრულ მოვლენებს, რაც გაპირობებულია იმ ურთიერთკავშირით, რომელიც არსებობს ელექტრო-გამტარებში სითბურსა და ელექტრულ პროცესებს შორის. საქმე

ისაა, რომ სხვადასხვა მასალისაგან შედგენილ ჩაკეტილ ელექტრო-წრედში წარმოიშობა ე. წ. ელექტრომამოძრავებელი ანუ თერმოელექტრომამოძრავებელი ძალა, თუ ამ მასალათა კონტაქტების ადგილები სხვადასხვა ტემპერატურის გავლენას განიცდის. თერმოელექტრომამოძრავებელი ძალა დამოკიდებულია კონტაქტების ტემპერატურასა და მასალაზე (ნივთიერებაზე).

ამ მოვლენის ფიზიკური სარჩული შემდეგშია: ელექტროდენში მონაწილე თავისუფალი ელექტრონების ენერგია სხვადასხვაა განსხვავებულ გამტარებში და სხვადასხვანაირად იცვლება ტემპერატურის ზრდასთან ერთად. თუ გამტარის სიგრძეზე ტემპერატურა სხვადასხვაა, ელექტრონებს, რომლებიც უფრო თბილ ნაწილში არიან, უფრო მაღალი ენერგია და დიდი სიჩქარეები აქვთ. ამის შედეგად წარმოიშობა ელექტრონების ნაკადი თბილი ნაწილიდან ცივისაკენ და ცივ ბოლოზე გროვდება უარყოფითი მუხტი.

თერმოელემენტი შედგება ორი, სხვადასხვა ლითონისაგან დამზადებული, წვრილი, პატარა ზომის ღერაკისაგან, რომლებიც ბოლოებით მირჩილული არიან ერთიმეორესთან. ასე შეკავშირებული ეს ორი ლითონი ჩართულია ელექტროწრედში გალვანომეტრითურთ. თუ გამოსხივება (ჩვენს შემთხვევაში, — ცის მნათობიდან მოსული) ეცემა ლითონების შეკავშირების ადგილს და ამის გამო ეს უკანასკნელი თბება (მისი ტემპერატურა მატულობს), წრედში წარმოიშობა ელექტრომამოძრავებელი ძალა, რომელიც გათბობის პროპორციულია და, მაშასადამე, პროპორციულია, აგრეთვე, ნარჩილზე დაცემული სხივური ენერგიისა. გალვანომეტრში შევამჩნევთ ისრის გადახრას. ეს გადახრა ძით მეტი იქნება, რაც მეტია თერმოელემენტში აღძრული ელექტრომამოძრავებელი ძალა (და, რაც ნაკლებია წრედის წინაღობა). გალვანომეტრის ათვლით ვზომავთ მნათობის გამოსხივების სრულ ენერგიას.

თერმოელემენტს ხშირად თ ე რ მ ო წ ყ ვ ი ლ ს ა ც უწოდებენ.

ასე მარტივია თერმოელემენტის აგებულება და მოქმედება პ რ ი ნ ც ი პ შ ი.

პრაქტიკაში, ბუნებრივია, ვითარება უფრო რთულია. ჯერ ერთი, სხივური ენერგიის ის ნაკადები, რომლებთანაც უმეტეს წილად გვაქვს საქმე ასტროფიზიკაში, იმდენად მცირეა, რომ მათ მიერ გამოწვეული გათბობით აღძრული ელექტრომამოძრავებელი ძალები თავისთავად მცირე ეფექტს ახდენენ გალვანომეტრზე. ამიტომ საჭირო ხდება მივმართოთ ეფექტის გამაძლიერებელ ხელოვნურ გზებს. გათბობისას თერმოელემენტი იმავე დროს ჰკარგავს სითბოს ნაწილს შემდეგი სამი გზით: სითბოგამტარობით, გამოსხივებით და კონვექციით. იმისათვის, რომ შევამციროთ სითბოს კარგვა, რომელიც გაპირობებულია თერმოელემენტის გარემომცველი სივრცის ატმოსფეროს კონვექციით, საკმარისია მოვათავსოთ იგი ვაკუუმში. ეს გაზრდის თერმოელემენტის გრძნობიერებას. სითბოგამტარობით გაპირობებული სითბოს კარგვის შეცამცირებლად სასარგებლოა თერმოელემენტის ღერაკების განივი კვეთის შემცირება. ესეც გაზრდის თერმოელემენტის გრძნობიერებას. მაგრამ, ეს, თითქოს მარტივი საშუალებანი, უნაკლო როდი არიან და სულ იოლადაც როდი გამოიყენებიან. მათვე ახლავს ზოგიერთი უარყოფითი მოვლენაც. ასე, სახელდობრ, ვაკუუმი იწვევს, გარკვეული ფიზიკური მოვლენების გამო, ინერციის ზრდას, ე. ი. ახანგრძლივებს დროს, რომელიც გადის თერმოელემენტზე გამოსხივების დაცემასა და გალვანომეტრზე გამოვლინებულ რეაქციას შორის, რაც უარყოფითი მოვლენაა ასტრონომიულ გაზომვებში. ღერაკების განივი კვეთის შემცირება ზრდის ელექტროწინაღობას. ეს, თავის მხრივ, ამცირებს თერმო-

ელემენტის გრძნობიერებას. მეორე მხრივ, საკმარისად განიერი ღერაკების შემთხვევაში სითბოს კარგვა, გამოწვეული სითბოგამტარობით, მაინც იმდენად აღემატება კონვექციით გამოწვეულ კარგვას, რომ ვაკუუმის შექმნა არ იძლევა საგრძნობ ეფექტს.

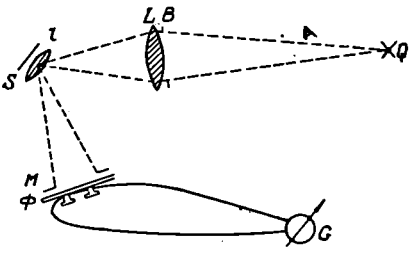
ყველა ეს და სხვა დაკავშირებული გარემოებები ერთობ ართულებს თერმოელემენტთა ნივთიერების (ლითონის), ზომების და სხვა პარამეტრების მიზანშეწონილ შერჩევას.

ვაკუუმში მოთავსებული თერმოწყვილის ინერცია რამდენიმე არგუმენტის ფუნქციაა. ამ არგუმენტებს შორისაა თერმოწყვილის შემადგენელი ლითონების სითბოტევადობა და სიმკვრივე, გარემომცველი ჰაერის ტემპერატურა, ღერაკების განივი კვეთის პერიმეტრი და ფართობი და სხვ. საყურადღებოა, რომ თერმოელემენტის ინერცია შესამჩნევად მეტია, ვიდრე ფოტოელემენტებისა. უკეთეს შემთხვევაშიც კი იგი სეკუნდის მ ე ა თ ე დ წაწილს შეადგენს (ნაცვლად სეკუნდის მეათასედის ნაწილისა ფოტოელემენტებში).

არსებობს ფორმულა, რომლითაც წარმოებს თერმოწყვილის ინერციის ხანგრძლივობის გამოთვლა.

ასევე მოიპოვება ფორმულები, რითაც ითვლიან პოტენციალთა სხვაობას (გათბობის გამო, თერმოწყვილი წარმოშობს) და გალვანომეტრზე გამავალი დენის შესაბამის ძალას. ეს სიდიდეები წარმოადგენს თერმოწყვილის თერმოელექტრომამოძრავებელი ძალის, თერმოელემენტის და გალვანომეტრის ელექტროწინაღობათა, გამოსაკვლევი სხეულის ტემპერატურის, ღერაკების ტემპერატურისა და ზომების და სხვა არგუმენტების ფუნქციებს.

თერმოელემენტის გრძნობიერების შესამჩნევი გადიდება შეიძლება თერმოწყვილის შეკავშირების ადგილის ანუ ნარჩილის გაშავებით. გასაშავებლად ხმარობენ, მაგალითად, ბისმუტისაგან ან სკიპიდარისაგან მიღებულ მურს. ბისმუტის მური შთანთქავს მასზე დაცემული გამოსხივების 99%-ს სპექტრულ ინტერვალში 5000 ანგსტრემიდან 13 მიკრონამდე.



ნახ. 177.

შესაძლებელია, ამას გარდა, გავაძლიეროთ თერმოწყვილზე მიღებული ძაბვა ან გალვანომეტრში თერმოდენებით გამოწვეული გადახრა.

მიმართავენ, აგრეთვე, გრძნობიერების გაზრდის კიდევ ერთ გონებამახვილურ ხერხს, რომელიც, შეიძლება ითქვას, გეომეტრიულია და არა ფიზიკური (ნახ. 177).

S წარმოადგენს თერმოელემენტის დანადგარში გალვანომეტრის სარკეს, რომლის გადახრები, როგორც წესი, მცირეა და ამიტომ მოითხოვება გრძნობიერების გაძლიერება. ამ სარკეს ანათებენ საკმარისად ძლიერი სინათლის წყაროთი (Q), რომლიდანაც სხივთკონა მიაღწევს B დიაფრაგმას. L კონდენსორზე გავლით l ლინზა იძლევა B დიაფრაგმის გამოსახულებას ფოტოელემენტ-

ზე (II). რომლის წინ $M$ დიაფრაგმაა მოთავსებული. ფოტოელემენტთან ერთად ცალკე წრედშია ჩართული გალვანომეტრი ($G$). რაკი ფოტოელემენტზე კაშკაშა სინათლის წყაროს გამოსხივება ეცემა, ამიტომ სათანადო დენი ადვილად გაიზომება $G$ გალვანომეტრით. ცის მნათობის გამოსხივების გაზომვის წინ ხელასწყო ისეთ მდგომარეობაში მოჰყავთ, რომ კაშკაშა სინათლის წყაროს სინათლით განათებული $B$ დიაფრაგმა მხოლოდ მცირე ნაწილით გეგმილდება ფოტოელემენტზე. ამის შემდეგ, დაიწყება თუ არა ცის სხეულის გამოსხივების გაზომვა, პირველი გალვანომეტრის (საკუთრივ თერმოელემენტისა) სარკე ოდნავ (სუსტი დენის შესაბამისად) მოტრიალდება, მაგრამ ამ მოტრიალებით ის მიიყვანს ფოტოელემენტზე $B$ დიაფრაგმის უფრო დიდ ნაწილს და მეორე (ფოტოელემენტის) გალვანომეტრით ადვილად გაიზომება ეს ეფექტი. ამგვარი წესით შეიძლება თერმოელემენტის გრძნობიერების გაზრდა თითქმის ათიათასჯერ.

ზოგ შემთხვევაში გრძნობიერების გაზრდის ამოცანას კარგად ემსახურება რამდენიმე თერმოელემენტის შეერთება ერთ თ ე რ მ ო ს ვ ე ტ ა დ. თერმოსვეტი, არსებითად, თერმოელექტრული ბატარეაა, რომელშიც რამდენიმე თერმოელემენტი ჩართულია მიმდევრობით. თერმოსვეტს შეუძლია შეიგრძნოს და გაზომოს ტემპერატურის ერთობ მცირე ცვლილება.

თერმოელემენტის გრძნობიერებას გამოხატავენ მილივოლტებით ერთ მილიკალორიაზე. თანამედროვე თერმოელემენტებისა და თერმოსვეტების გრძნობიერება აღწევს, საშუალოდ და დაახლოებით, ორ-სამ ათეულ მილივოლტს მილიკალორიაზე.

თერმოელემენტით, ჩვეულებრივ, ვარსკვლავთ გამოსხივების სრულ ენერგიას გაზომავენ, მაგრამ მას მზის სპექტრის მოკლეტალღოვანი ნაწილის გასაზომადაც ხმარობენ.

## § 177. ბოლომეტრი

ბ ო ლ ო მ ე ტ რ ი ს საფუძველს წარმოადგენს ფიზიკაში ცნობილი, ე. წ. უიტსტონისეული ბოგირი ანუ ელექტროწინაღობის ბოგირი, რომლის ორ შტოში ჩართულია ლითონის ერთობ თხელი გამურული ღერაკები. ეს ლითონი, ჩვეულებრივ, პლატინა ან ოქროა. ღერაკები იმდენად თხელია, რომ მილიმეტრის მეათასედს ან ნაკლებსაც წარმოადგენს. როცა ბოლომეტრის ერთ შტოზე (ღერაკზე) გამოსხივება მოდის, ეს იწვევს ღერაკის გათბობას, რაც, თავის მხრივ, ცვლის ღერაკის ელექტროწინაღობის უნარს და, ამის შედეგად, გალვანომეტრის წრედში წარმოიშობა დენი, რომელსაც გალვანომეტრზე შევნიშნავთ.

ელექტროწინაღობის ცვლილება დაცემული გამოსხივების პროპორციულია. ამიტომ გამოსხივება გაიზომება გალვანომეტრის გადახრის უშუალო ათვლით. სავსებით შესაძლებელია ისიც, რომ ამ მოვლენის რეგისტრაცია ფოტოგრაფიულადაც ვაწარმოოთ იმ ჩვეულებრივი ფოტორეგისტრატორების მეშვეობით, რომლებიც ზემოთ აღვწერეთ.

არსებობს ბოლომეტრის ისეთი სახესხვაობაც, რომელშიც გაზომვა წარმოებს შემდეგნაირად. გალვანომეტრის გადახრა, რომელსაც ერთ-ერთ ღერაკზე გამოსხივების დაცემა იწვევს, კვლავ მიჰყავთ ნულზე მეორე შტოში ელექტროდენის გატარებით. დენის ძალა, რომელიც საკმარისია ნულზე მიყვანისა-

თვის და რომელიც უბრალოდ აითვლება, წარმოადგენს დაცემული რადიაციის ინტენსივობის საზომს.

ბოლომეტრი, საერთოდ, ძალიან გრძნობიერი ხელსაწყოა, თუმცა ხმარებაში უფრო რთულია, ვიდრე თერმოელემენტი. გრძნობიერების გაზრდის მიზნით და იმისთვისაც, რომ რაც შეიძლება ნაკლები გავლენა იქონიოს ხელსაწყოზე გარეშე, შემთხვევითი საგნების სითბომ, ბოლომეტრის ღერაკებს ათავსებენ ვაკუუმში.

ბოლომეტრი გვემსახურება ინტეგრალური გამოსხივების გასაზომად. მაგრამ შეიძლება მისი გამოყენება სპექტრულ იარაღთან ერთად ისე, რომ იზომებოდეს სხივური ენერგიის ინტენსივობა სპექტრის სხვადასხვა, შესაძლოა, — თითქმის მონოქრომატულ ნაწილებში. ასეთ შემთხვევაში საქმე გვაქვს ს პ ე ქ ტ რ ო ბ ო ლ ო მ ე ტ რ თ ა ნ.

ᲨᲖᲘᲡ ᲡᲞᲔᲥᲢᲠᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝᲙᲕᲚᲔᲕᲘᲡ ᲛᲘᲖᲜᲘᲗ ᲑᲝᲚᲝᲛᲔᲢᲠᲘ, ᲛᲘᲡᲘ ᲞᲠᲘᲛᲘᲢᲘᲣᲚᲘ ᲡᲐᲮᲘᲗ, ᲞᲘᲠᲕᲔᲚᲐᲓ ᲬᲐᲠᲡᲣᲚᲘ ᲡᲐᲣᲙᲣᲜᲘᲡ ᲝᲗᲮᲛᲝᲪᲘᲐᲜ ᲬᲚᲔᲑᲨᲘ ᲘᲧᲜᲐ ᲒᲐᲛᲝᲧᲔᲜᲔᲑᲣᲚᲘ. ᲮᲛᲐᲠᲝᲑᲔᲜ ᲝᲥᲠᲝᲡ ᲦᲔᲠᲐᲙᲔᲑᲘᲐᲜ ᲑᲝᲚᲝᲛᲔᲢᲠᲔᲑᲡ, ᲠᲝᲛᲚᲔᲑᲨᲘᲪ ᲦᲔᲠᲐᲙᲔᲑᲘᲡ ᲡᲘᲡᲘᲥᲔ ᲛᲘᲙᲠᲝᲜᲘᲡ ᲛᲔᲝᲗᲔᲓᲘᲐ ᲓᲐ ᲠᲐᲓᲘᲐᲪᲘᲘᲡ ᲛᲘᲛᲦᲔᲑᲘᲡ ᲤᲐᲠᲗᲝᲑᲘᲡ ᲡᲐᲛ ᲙᲕᲐᲓᲠᲐᲢᲣᲚ ᲛᲘᲚᲘᲛᲘᲢᲠᲐᲛᲓᲔ. ᲔᲕᲐᲙᲣᲘᲠᲔᲑᲣᲚᲘ (ᲰᲐᲔᲠᲒᲐᲛᲝᲭᲐᲠᲣᲚᲘ) ᲭᲣᲠᲭᲔᲚᲘ (ᲙᲝᲚᲑᲐ) ᲛᲖᲐᲓᲓᲔᲑᲐ ᲨᲘᲠᲘᲠᲐᲓ ᲤᲚᲣᲝᲠᲘᲢᲘᲡᲐᲒᲐᲜ, ᲠᲐᲪ ᲒᲐᲛᲥᲕᲘᲠᲘᲠᲔᲚᲐ ᲘᲜᲤᲠᲐᲬᲘᲗᲔᲚᲘ ᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡᲐᲗᲕᲘᲡ. ᲖᲝᲒᲘ ᲡᲐᲮᲔᲝᲑᲘᲡ ᲑᲝᲚᲝᲛᲔᲢᲠᲨᲘ ᲞᲘᲠᲘᲕᲐᲜᲓᲔᲚᲘ ᲓᲔᲜᲘᲡ ᲒᲐᲫᲚᲘᲔᲠᲔᲑᲐᲪᲘᲗ ᲮᲝᲠᲪᲘᲔᲚᲓᲔᲑᲐ ᲒᲠᲫᲜᲝᲑᲘᲔᲠᲔᲑᲘᲡ ᲒᲐᲖᲠᲓᲘᲡ ᲛᲘᲖᲜᲘᲗ. ᲦᲔᲠᲐᲙᲔᲑᲘ ᲧᲕᲔᲚᲐ ᲨᲔᲛᲗᲮᲕᲔᲕᲐᲨᲘ ᲒᲐᲛᲣᲠᲣᲚᲘᲐ, ᲠᲐᲗᲐ ᲛᲐᲗ ᲛᲘᲔᲪᲔᲡ ᲛᲔᲢᲘ ᲨᲗᲐᲜᲗᲥᲛᲘᲗᲘᲗᲘ ᲣᲜᲐᲠᲘ.

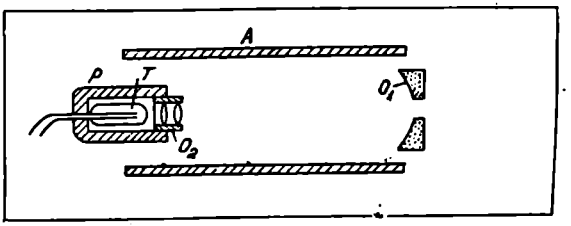
### § 178. ᲗᲑᲣᲠᲘ ᲠᲐᲓᲘᲝᲛᲔᲢᲠᲘ

ᲗᲑᲣᲠᲘ ᲠᲐᲓᲘᲝᲛᲔᲢᲠᲘ ᲬᲐᲠᲛᲝᲐᲓᲒᲔᲜᲡ ᲙᲕᲐᲠᲪᲘᲡ ᲜᲐᲬᲘᲚᲝᲑᲠᲘᲕ ᲔᲕᲐᲙᲣᲘᲠᲔᲑᲣᲚ ᲭᲣᲠᲭᲔᲚᲡ (ᲑᲐᲚᲝᲜᲡ ᲐᲜ ᲙᲝᲚᲑᲐᲡ), ᲠᲝᲛᲚᲘᲡᲐᲪ ᲩᲐᲙᲐᲕᲨᲘᲠᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲙᲕᲐᲠᲪᲘᲡᲐᲕᲔ ᲫᲐᲤᲘ. ᲐᲛ ᲫᲐᲤᲖᲔ ᲓᲐᲛᲐᲒᲠᲔᲑᲣᲚᲘᲐ ᲝᲠᲘ ᲠᲐᲤᲘ ᲓᲐ ᲫᲐᲚᲖᲔ ᲛᲡᲣᲑᲣᲥᲘ „ᲤᲠᲗᲐ“ (ᲖᲝ�გᲯᲔᲠ ᲐᲡᲔᲗ ᲤᲠᲗᲔᲑᲐᲓ ᲑᲣᲖᲘᲡ ᲒᲐᲓᲐᲛᲣᲨᲐᲕᲔᲑᲣᲚ ᲤᲠᲗᲔᲑᲡ ᲮᲛᲐᲠᲝᲑᲔᲜ). ᲔᲠᲗᲘ-ᲔᲠᲗᲘ ᲤᲠᲗᲐ ᲒᲐᲛᲣᲠᲣᲚᲘᲐ. ᲠᲝᲪᲐ ᲒᲐᲛᲝᲡᲐᲙᲕᲚᲔᲕᲘ ᲛᲜᲗᲝᲑᲘᲡ ᲠᲐᲓᲘᲐᲪᲘᲐ ᲤᲠᲗᲔᲑᲡ ᲔᲪᲔᲛᲐ. ᲔᲡ ᲝᲠᲘ ᲤᲠᲗᲐ ᲡᲮᲕᲐᲓᲐᲡᲮᲕᲐ ᲖᲝᲛᲘᲗ ᲗᲑᲔᲑᲐ (ᲠᲐᲙᲘ ᲔᲠᲗᲘ ᲛᲐᲗᲒᲐᲜᲘ ᲒᲐᲛᲣᲠᲣᲚᲘᲐ ᲓᲐ ᲛᲔᲝᲠᲔ — ᲐᲠᲐ). ᲠᲐᲓᲒᲐᲜᲐᲪ ᲭᲣᲠᲭᲔᲚᲘ ᲛᲮᲝᲚᲝᲓ ᲜᲐᲬᲘᲚᲝᲑᲠᲘᲕ ᲐᲠᲘᲡ ᲰᲐᲔᲠᲒᲐᲛᲝᲭᲐᲠᲣᲚᲘ, ᲨᲘᲒ ᲛᲝᲘᲠᲗᲕᲔᲑᲐ ᲒᲐᲖᲘᲡ ᲛᲝᲚᲔᲙᲣᲚᲔᲑᲘ. ᲘᲡ ᲛᲝᲚᲔᲙᲣᲚᲔᲑᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲔᲑᲘᲪ ᲒᲐᲛᲣᲠᲣᲚᲘ ᲤᲠᲗᲘᲡ ᲛᲐᲮᲚᲝᲑᲚᲝᲑᲐᲨᲘ ᲘᲛᲧᲝᲤᲔᲑᲘᲐᲜ, ᲤᲠᲗᲘᲡ ᲒᲐᲗᲑᲝᲑᲘᲡ ᲒᲐᲛᲝ ᲛᲔᲢ ᲡᲘᲩᲥᲐᲠᲔᲑᲡ ᲦᲔᲑᲣᲚᲝᲑᲔᲜ, ᲕᲘᲓᲠᲔ ᲘᲡᲘᲜᲘ, ᲠᲝᲛᲚᲔᲑᲘᲪ ᲒᲐᲣᲛᲣᲠᲐᲕ ᲤᲠᲗᲘᲡᲗᲐᲜ ᲐᲠᲘᲐᲜ. ᲐᲓᲒᲘᲚᲘ ᲐᲥᲕᲡ ᲰᲐᲔᲠᲘᲡ ᲛᲝᲚᲔᲙᲣᲚᲔᲑᲘᲡ ᲤᲠᲗᲔᲑᲖᲔ ᲣᲙᲣᲪᲔᲛᲘᲡ ᲫᲐᲚᲘᲡ ᲡᲮᲕᲐᲝᲑᲐᲡ, ᲠᲐᲪ ᲘᲬᲕᲔᲕᲔᲡ ᲙᲕᲐᲠᲪᲘᲡ ᲫᲐᲤᲘᲡ ᲒᲠᲔᲮᲐᲡ (ᲐᲛᲘᲢᲝᲛ ᲠᲐᲓᲘᲝᲛᲔᲢᲠᲡ ᲛᲝᲚᲔᲙᲣᲚᲣᲠᲘᲡᲐᲪ ᲣᲬᲝᲓᲔᲑᲔᲜ). ᲒᲠᲔᲮᲘᲡ ᲐᲜᲣ ᲛᲝᲑᲠᲣᲜᲔᲑᲘᲡ ᲙᲣᲗᲮᲔ, ᲠᲝᲛᲚᲘᲡᲐᲪ ᲫᲐᲤᲖᲔ ᲩᲐᲛᲝᲙᲘᲓᲔᲑᲣᲚᲘ ᲡᲐᲠᲙᲘᲡ ᲛᲔᲨᲕᲔᲝᲑᲘᲗ ᲐᲘᲗᲕᲚᲘᲐᲜ, ᲡᲐᲖᲝᲛᲘᲐ ᲤᲠᲗᲔᲑᲖᲔ ᲓᲐᲪᲔᲛᲣᲚᲘ ᲒᲐᲛᲝᲡᲮᲘᲕᲔᲑᲘᲡ ᲔᲜᲔᲠᲒᲘᲘᲡᲐ.

ᲠᲐᲓᲘᲝᲛᲔᲢᲠᲘ ᲡᲐᲙᲛᲐᲝᲓ ᲛᲐᲦᲐᲚᲘ ᲒᲠᲫᲜᲝᲑᲘᲔᲠᲔᲑᲘᲡ ᲮᲔᲚᲡᲐᲬᲧᲝᲐ. ᲛᲘᲡᲘ ᲒᲠᲫᲜᲝᲑᲘᲔᲠᲔᲑᲘᲡ ᲒᲐᲖᲠᲓᲐᲡ ᲮᲔᲚᲡ ᲣᲬᲧᲝᲑᲡ ᲫᲐᲤᲘᲡ, ᲤᲠᲗᲔᲑᲘᲡ ᲓᲐ ᲡᲐᲠᲙᲘᲡ ᲡᲘᲡᲘᲡᲣᲑᲣᲥᲔ ᲓᲐ ᲙᲝᲚᲑᲐᲨᲘ ᲒᲐᲖᲘᲡ ᲯᲔᲠᲝᲕᲐᲜᲘ ᲒᲐᲘᲨᲕᲘᲐᲗᲔᲑᲐ.

ᲡᲣᲚ ᲞᲘᲠᲕᲔᲚᲐᲓ ᲠᲐᲓᲘᲝᲛᲔᲢᲠᲘ ᲠᲐᲛᲓᲔᲜᲘᲛᲔ ᲬᲚᲘᲗ ᲑᲝᲚᲝᲛᲔᲢᲠᲗᲐᲜ ᲐᲓᲠᲔ ᲘᲧᲝ ᲒᲐᲛᲝᲧᲔᲜᲔᲑᲣᲚᲘ ᲤᲘᲖᲘᲙᲣᲠ ᲔᲥᲡᲞᲔᲠᲘᲛᲔᲜᲢᲔᲑᲨᲘ. ᲩᲕᲔᲜᲘ ᲡᲐᲣᲙᲣᲜᲘᲡ ᲝᲪᲘᲐᲜ ᲬᲚᲔᲑᲨᲘ ᲘᲒᲘ ᲒᲐᲛᲝᲘᲧᲔᲜᲔᲡ ᲕᲐᲠᲡᲙᲕᲚᲐᲕᲗ ᲡᲞᲔᲥᲢᲠᲔᲑᲘᲡ ᲨᲔᲡᲐᲡᲬᲐᲕᲚᲐᲓ ᲛᲗᲐ ᲕᲘᲚᲡᲝᲜᲘᲡ 100-ᲒᲝᲯᲘᲐᲜ ᲠᲔᲤᲚᲔᲥᲢᲝᲠᲖᲔ ᲡᲞᲔᲥᲢᲠᲣᲚ ᲛᲝᲬᲧᲝᲑᲘᲚᲝᲑᲐᲡᲗᲐᲜ ᲙᲝᲛᲑᲘᲜᲐᲪᲘᲐᲨᲘ.

უკანასკნელი ორმოცი წლის მანძილზე რადიომეტრული მეთოდი მრავალგზის გამოიყენებოდა მზის სრულ დაბნელებათა წუთებში მზის კორონის გამოსხივების განსაზღვრის მიზნით.




ნახ. 178.

საამისოდ რადიომეტრული დანადგარი წარმოადგენს პატარა ზომის რეფლექტორს მთავარი სარკით 12 სანტიმეტრამდე დიამეტრით, რომლის ფოკუსის ადგილას იდგმება დიაფრაგმა. უკანასკნელი შემოფარგლავს მხედველობის არეს დიამეტრში 1°.7-მდე. ეს შეესაბამება, საშუალოდ და დაახლოებით, კორონის დიამეტრს. აქვე, ფოკუსში მოთავსებულია ფლუორიტის ორმაგი $O_2$ ლინზის (ნახ. 178) წინა ზედაპირი.

$O_2$ ლინზა აგეგმილებს განათებული $O_1$ სარკის მცირე ზომის (5 მილიმეტრამდე) გამონასახს $T$ თერმოელემენტის მიმღებ ზედაპირზე. მაშასადამე, აქაც გამოყენებულია საოკულარო გუგის ოპტიკური სქემა და თერმოელემენტზე მიიღება თანაბარი განათებულობა მიუხედავად იმისა, რომ კორონას შეიძლება ჰქონდეს თავისებური ფორმა.

ცთომილებისმიერი გამოსხივების გაზომვა უწარმოებიათ მთა ვილსონისა და სხვა ობსერვატორიებში. ამ გაზომვების შედეგად შეუფასებიათ ცალკეული ცთომილების ტემპერატურა. ტემპერატურის გამოთვლის საფუძველს შემდეგი ქმნის.

როგორც ცნობილია, აბსოლუტურად შავი სხეულის ზედაპირის 1 კვ სმ ფართობიდან სრული გამოსხივება გამოიხატება ს ტ ე ფ ა ნ ი ს ე უ ლ ი ფორმულით:

$$E=\sigma T^4,$$

სადაც $\sigma$ მუდმივია:

$$\sigma=0.4\cdot 10^{-12}\ \frac{\text{მც. კალ.}}{\text{სმ}^2\cdot\text{სეკ. გრად.}},$$

ხოლო $T$ — სხეულის აბსოლუტური ტემპერატურა.

ამავე დროს, მიკრონებით გამოხატული მაქსიმალური ტალღის სიგრძე ($\lambda_{max}$), რომელშიც აბსოლუტურად შავი სხეული ენერგიის მაქსიმალურ რაოდენობას გამოასხივებს, ვ ი ნ ი ს (Wien) ფორმულით გამოისახება:

$$\lambda_{max}T=2930^\circ K.$$

ეს ფორმულები შეგვიძლია ცის მნათობებს მივუყენოთ, რამდენადაც ითვლება, რომ ცის მნათობები გამოასხივებენ როგორც აბსოლუტურად შავი

სხეულები. მაგრამ ეს, რა თქმა უნდა, მხოლოდ მიახლოება იქნება ჭეშმარიტ მდგომარეობასთან. გამოვიყენოთ ეს ფორმულები ცთომილებისათვის.

$e$-ით აღვნიშნოთ მზის მუდმივა, რაც წარმოადგენს ატმოსფეროს მიერ შესუსტებაზე შესწორებულ ენერგიის იმ რაოდენობას, რომელიც მიიღება 1 მინუტში მზიდან დაცემული სხივებისადმი მართობული ზედაპირის ერთ კვადრატულ სანტიმეტრზე და გამოიხატება მცირე კალორიებში. $r$ იყოს ასტრონომიული ერთეულებით გამოხატული მანძილი მოცემული ცთომილიდან მზემდე.

ცთომილის მიერ მიღებული მზის ენერგიის რაოდენობა, რომელიც მზის სხივებისადმი მართობული ზედაპირის ყოველ კვადრატულ სანტიმეტრზე მოდის, გამოიხატება $\frac{e}{r^2}$ ფარდობით. რაკი ცთომილს როგორც აბსოლუტურად შავ სხეულს განვიხილავთ, უნდა ვთვლიდეთ, რომ იგი მთლიანად შთანთქავს მთელ ენერგიას, რომელიც მისი ზედაპირის ერთეულოვან ფართობზე მოდის. ამის შედეგად იზრდება ტემპერატურა და, მაშასადამე, გამოსხივებაც.

ცთომილი, ამავე დროს, გამოასხივებს პლანეტთაშორისო სივრცეში ყოველი კვადრატული სანტიმეტრიდან $E$ ენერგიას, რომელიც სტეფანისეული კანონის მიხედვით არის — $E=\sigma T_0^4$.

აქ $T_0$ არის იდეალური გამომსხივებლის ანუ აბსოლუტურად შავი სხეულის ტემპერატურა.

თუ ცთომილი, ტემპერატურის თვალსაზრისით, სტაციონარულ ანუ წონასწორობის მდგომარეობაშია, მაშინ უნდა დავწეროთ:

$$\frac{e}{r^2}=\sigma T_0^4.$$

აქედან კი შეგვიძლია ტემპერატურის გამოთვლა. ეს მხოლოდ მიახლოებითი პასუხი იქნება, ზემოთ აღნიშნული მიზეზის გამო.

მაგრამ, თუ რადიომეტრულ გაზომვას მივმართავთ, ამოცანა უფრო მკაცრად გადაწყდება.

$E$ გამოსხივება, რომელსაც ცთომილი მზისაგან ღებულობს, ნაწილობრივ აირეკლება ($E_r$), ნაწილობრივ წავა სითბოგამტარობაზე ($E_c$) და დანარჩენ ნაწილში გამოსხივდება ($E_e$). ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$E-E_r-E_c=E_e.$$

მაგრამ, გამოსხივებული ენერგიისათვის ჩვენ გვაქვს გამოსახულება:

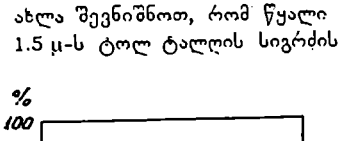
$$E_e=\sigma T^4.$$

ჩვენი შემთხვევისათვის უფრო სწორია დავწეროთ $\eta\sigma T^4$, სადაც $\eta$-თი აღნიშნულია ცთომილის ზედაპირის გამოსაკვლევი წერტილის გამოსხივების უნარიანობის კოეფიციენტი.

ცთომილი მარტო საკუთარს ანუ ტემპერატურულ ენერგიას კი არ გამოასხივებს, არამედ არეკლავს და ჩვენკენ მომართავს, აგრეთვე, მზის რადიაციის $E_r$ ნაწილს. უკანასკნელის სიდიდე დამოკიდებულია ცთომილის ზედაპირის არეკვლის უნარზე ანუ, როგორც ამბობენ ალბედოზე და ცთომილის ფაზაზე ანუ იმ კუთხეზე ჩვენი მხედველობის ხაზის მიმართ, რომლითაც ეცემა მზის სხივი ცთომილის ჩვენკენ ამრეკლავ ზედაპირს.

$E_e$, რითაც ზემოთ აღვნიშნეთ სხვაობა $E-(E_r+E_c)$, არის სწორედ ცთომილის სითბური გამოსხივება. $E_r$, როგორც უკვე ვთქვით, არეკვლილი ენერგიაა. რადიომეტრული გაზომვის შედეგად ვღებულობთ სრულ ენერგიას, რომელიც ცთომილიდან მოდის ჩვენს მიმღებამდე. ზემოთ თქმულის თანახმად შეგვიძლია დავწეროთ, რომ ცთომილიდან ჩვენკენ გამოსხივებულია ენერგია: $E_e+E_r$. მაგრამ, ჩვენს მიმღებზე მოსულია ენერგია: $kE_e+k'E_r$, სადაც $k$ და $k'$ წარმოადგენენ, შესაბამისად $E_e$ და $E_r$-სათვის, დედამიწის ატმოსფეროსმიერი და ხელსაწყოსმიერი შესუსტებებით დაპირობებულ გამტარობის კოეფიციენტებს.

ახლა შევნიშნოთ, რომ წყალი ან წყალფილტრი არ ატარებს გამოსხივებას 1.5 μ-ს ტოლ ტალღის სიგრძის ზემოთ ანუ უფრო გრძელტალღოვანს.




ნახ. 179.

ე. ი. ცთომილის მთელი სითბური ენერგია $E_e$ „ამოიკვეთება" წყალ-ფილტრით (იხ. ნახ. 179, სადაც წარმოდგენილია წყლის გამტარობის სპექტრული მრუდი).

მაშასადამე, თუ თერმოელემენტის ან ბოლომეტრის წინ ჩავდგამთ წყალფილტრს და ასე გავზომავთ ცთომილის გამოსხივებას, ენერგიაში, რომელიც ჩვენს მიმღებზე მოვა, აღარ იქნება ცთომილის მიერ გამოსხივებული მდგენელი და არეკვლილი კი გამოიხატება სიდიდით: $k''k'E_r$.

აქ $k''$, რომლის რიცხვითი სიდიდე დაახლოებით, 0.7-ია, არეკვლილი ენერგიის სწორედ იმ შესუსტებას უპასუხებს, რომელიც დაპირობებულია წყალ-ფილტრით.

ახლა ავიღოთ ფარდობა გალვანომეტრის ორი ანათვალისა, რომლებიც შეესაბამება გაზომვებს წყალფილტრით და უიმისოდ:

$$\frac{0.7\,k'E_r}{kE_e+k'E_r}=W, \tag{3}$$

ანუ

$$\frac{kE_e}{k'E_r}=\frac{0.7}{W}-1. \tag{4}$$

ცთომილის სითბური გამოსხივება ($E_e$) შეგვიძლია ასე გამოვხატოთ:

$$E_e=\eta a\sigma T^4,$$

სადაც $a$ წარმოადგენს სხეულოვან კუთხეს, რომლითაც მოჩანს ცთომილის ზედაპირის თერმოელემენტზე დაგეგმილი ნაწილი.

არეკვლილი გამოსხივებისათვის $E_r$ დაიწერება ასე:

$$E_r=\frac{E_{\odot}}{r^2}\,aA\alpha,$$

სადაც $A$ ახასიათებს ცთომილის ალბედოს, ხოლო $\alpha$ დამოკიდებულია ფაზაზე.

ახლა, თუ მზის ენერგიას $\frac{E_{\odot}}{r^2}$, რომელიც ცთომილზე ეცემა. შევცვლით იმ ენერგიით, რომელსაც რაღაც $T_0$ ტემპერატურის მქონე იდეალური გამომსხივებელი გამოასხივებს. რომლისთვისაც $\frac{E_{\odot}}{r^2}=\sigma T_0^4$, მაშინ $E_r$-თვის მივიღებთ:

$$E_r=\sigma a A \alpha T_0^4.$$

შევიტანოთ ახლა (4)-ში $E_e$ და $E_r$-თვის მიღებული გამოსახულებანი. გვექნება:

$$\frac{k\eta a\sigma T^4}{k'\sigma a A\alpha T_0^4}=\frac{0.7}{W}-1.$$

უკანასკნელი ასეც შეგვიძლია გადავწეროთ:

$$k\eta a\sigma T^4=\left(\frac{0.7}{W}-1\right)k'\sigma a A\alpha T_0^4$$

ანუ

$$T^4=T_0^4\left(\frac{0.7}{W}-1\right)\frac{k'}{k}\frac{A\alpha}{\eta}$$

და, საბოლოოდ, ტემპერატურის გამოსათვლელად გვექნება:

$$T=T_0\sqrt[4]{\frac{0.7}{W}-1}\cdot\sqrt[4]{\frac{k'A\alpha}{k\eta}}.$$

ცთომილების გამოსხივების რადიომეტრული გაზომვა და ტემპერატურის გამოთვლა ერთობ ფაქიზი სამუშაოა. მით უფრო ძნელია შესასრულებლად ვარსკვლავის გამოსხივების რადიომეტრული გაზომვა, რადგანაც ვარსკვლავთ მიერ გამოსხივებული ენერგიის რაოდენობა მცირეა. ასე, მაგალითად, მე-6 ვარსკვლავიერი სიდიდის ვარსკვლავი გამოასხივებს ენერგიის რაოდენობას, რომელიც, დაახლოებით შემდეგი სიდიდით გამოიხატება:

$$10^{-13}\ \frac{\text{მცირე კალორია}}{\text{კვ სმ მინუტში}}.$$

სისტემატურად წარმოებულა რადიომეტრული გაზომვები ვარსკვლავებისა —1-დან +7 ვარსკვლავიერ სიდიდემდე და ამ ინტერვალში რადიომეტრულ სიდიდეთა ხკალაც აგებულა.

თუ $AO$ სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის სიდიდეთა ვიზუალური და რადიომეტრული სკალები შევათავსეთ, მაშინ ყველა სხვა სპექტრული კლასის ვარსკვლავებისათვის ეს სკალები ერთმანეთს დაშორდება შესაბამ მიმღებთა სპექტრული გრძნობიერებების განსხვავებათა გამო. თუ $m_v$ და $m_r$ ერთი და იმავე ვარსკვლავის ვიზუალური და რადიომეტრული ვარსკვლავიერი სიდიდეა, შესაბამისად, მაშინ სხვაობა:

$$HI=m_v-m_r$$

დამოკიდებულია ვარსკვლავის ტემპერატურაზე (სპექტრულ კლასზე) და ერთგვარად ახასიათებს მის სითბურ ენერგიას. ამ სხვაობას უწოდებენ ვარსკვლავის სითბურ ინდექსს ანუ სითბურ მაჩვენებელს (შეადარეთ ფერის მაჩვენებლის ანუ კოლორ-ინდექსის ცნებას).

ვარსკვლავის რადიაციის გაზომვა წყალფილტრით და უიმისოდ მისი ტემპერატურის მით უფრო ზუსტ მნიშვნელობას გვაძლევს, რაც უფრო ახლოა ვარსკვლავის გამოსხივება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებასთან.

როგორც გაირკვა, ყველა სპექტრული კლასის ვარსკვლავის გამოსხივება როდი უახლოვდება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებას. რაც უფრო ცხელია ვარსკვლავი და, მაშასადამე, რაც უფრო ადრინდელი სპექტრული კლასისაა იგი, მით უფრო მეტად უახლოვდება იგი გამოსხივებით იდეალურად გამომსხივებელ სხეულს. ვარსკვლავის რადიომეტრული გაზომვა იმის საშუალებასაც გვაძლევს, რომ გამოვითვალოთ მოცემული ვარსკვლავის დიამეტრი. მართლაც, თუ დავადგინეთ ვარსკვლავის სრული გამოსხივებისა და ტემპერატურის მნიშვნელობები, შეგვიძლია გამოვითვალოთ მისი კუთხოვანი დიამეტრი და, თუ მანძილიც ვიცით ვარსკვლავამდე, მისი ხაზოვანი დიამეტრიც გამოითვლება. ესეც ადრინდელი სპექტრული კლასების ვარსკვლავების მიმართ უფრო მეტად მართებულია, რამდენადაც აქაც განსაზღვრის სიზუსტე მით მეტია, რაც უფრო ახლოა ვარსკვლავის გამოსხივება აბსოლუტურად შავ სხეულთან.

მეორე მხრივ, თუ ვარსკვლავის დიამეტრი სხვა მეთოდითაც არის სარწმუნოდ შეფასებული (მაგალითად, ინტერფერენციული მეთოდით), მაშინ დიამეტრის გამოთვლა რადიომეტრული მეთოდით საშუალებას იძლევა შევამოწმოთ, თუ რამდენად უახლოვდება მოცემული ვარსკვლავის გამოსხივება აბსოლუტურად შავი სხეულის გამოსხივებას.

### § 180. ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელები

ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელის დანიშნულება ის არის, რომ თვალისათვის ან ფოტოფირფიტაზე აღსაბეჭდად მისაწვდომი გავხადოთ კოსმოსური ობიექტების ის გამოსხივება, რომელიც თავისი სპექტრული შედგენილობით მდებარეობს ვიზუალური უბნის გარეთ, ინფრაწითელ უბანში, სადაც ფოტოფირფიტების გრძნობიერებაც ერთობ დაბალია. ეს უბანი შემოისაზღვრება, დაახლოებით, 7500—8500 ანგსტრემით.

ასტროფიზიკისა და ვარსკვლავთ ასტრონომიის განვითარებამ უკანასკნელ ათეულ წლებში განსაკუთრებით მკაფიოდ გამოავლინა აღნიშნულ სპექტრულ უბანში კოსმოსური ობიექტების მიერ გამოსხივების შესწავლის აუცილებლობა. ეს აუცილებლობა დაკავშირებულია ვარსკვლავთშორის სივრცეში სინათლის შთანთქმის, გალაქტიკის აგებულების, ვარსკვლავის გარემომცველი გარემოს თვისებების და სხვა საინტერესო და მრავალფეროვანი პრობლემების გამოკვლევასთან.

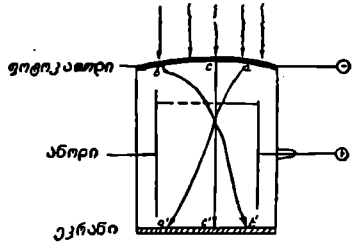
ნათქვამის საილუსტრაციოდ მოვიტანოთ თუნდაც ერთი მაგალითი. გალაქტიკის აგებულების საერთო ამოცანის ამოსახსნელად ერთობ საჭიროა ვიცოდეთ როგორია მისი სტრუქტურა მის ცენტრულ ნაწილებში, ე. წ. გალაქტიკურ გულში. მაგრამ, გალაქტიკის გულისაკენ მიმართულებით ვარსკვლავთშორისეთის სივრცე იმდენად მდიდარია გაბნეული კოსმოსური შთამნთქმელი ნივთიერებით (ვარსკვლავთშორისეთის მტვერი და გაზი), რომ გულის არეებში მოთავსებული ვარსკვლავთა სხივები ძალზე სუსტდება მათ გზაზე ჩვენამდე. ეს შესუსტება ანუ გაბნევა ვარსკვლავთშორისეთის ნაწილაკებზე ისეთი თვისებისაა, რომ გამოსხივების მოკლეტალღოვანი ნაწილი უფრო მეტად გაიბნევა, ხოლო გრძელტალღოვანი — შედარებით ნაკლებად.

ამის შედეგად ჩვენამდე მოღწეული სხივები ძალზე მოკლებულნი არიან მოკლეტალღოვან და საშუალოტალღოვან გამოსხივებას და, მაშასადამე, — უხილავნი როგორც ფოტოფირფიტისათვის, ისე თვალისათვის. ასე რომ, ჩვენ ვერ ვხედავთ და არა გვაქვს ფოტოსურათი, მაგალითად, იმისა, თუ როგორ არის განლაგებული ვარსკვლავები გალაქტიკის გულის არეში. გამოსხივების გრძელტალღოვანი ნაწილი კი შედარებით ნაკლებად შესუსტებული მოდის, მაგრამ მისი მიღება და აღქმა არ ძალუძს არც ფოტოფირფიტას და არც თვალს, რომელთა ხედვის მრუდის მაქსიმუმები უფრო მოკლეტალღოვან უბნებშია.

მაშასადამე, საჭიროა ისეთი მიმღები, რომელიც გრძელტალღოვან გამოსხივებას მიიღებს. შეიძლება ვთქვათ, რომ პრინციპულად თერმოწყვილებს და ბოლომეტრებს შეუძლიათ ეს ამოცანა შეასრულონ. მაგრამ საქმე ისაა, რომ, ჯერ ერთი, ლაპარაკია ერთობ სუსტ გამოსხივებებზე, რომელთათვის რადიომეტრულ მიმღებებს არ ყოფნით გრძნობიერება და, მეორე და შეიძლება, მთავარიც ისაა, რომ საჭიროა, ხელსაწყომ არა მარტო მ ი ი ღ ო ს გამოსხივება (ინფრაწითელი), არამედ დ ა გ ვ ა ნ ა ხ ვ ო ს კიდეც. ბოლომეტრს უკეთეს შემთხვევაში შეუძლია გამოსხივების ინტენსივობა გვამცნოს, რაც გალვანომეტრის ანათვალს დაეტყობა, მაგრამ ვერ გვამცნობს იმას, თუ როგორაა განლაგებული ვარსკვლავები ან როგორია გეომეტრიული სტრუქტურა, ს ა ხ ე ამა თუ იმ კოსმოსური ობიექტისა.

ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელი კი ორივე პროცესს ასრულებს: ინფრაწითელ გამოსხივებას მ ი ი ღ ე ბ ს, როგორც სინათლის მიმღები, და ჩვენთვის დასანახავ ან ფოტოფირფიტისათვის საგრძნობ გამოსხივებად გ ა რ დ ა ქ მ ნ ი ს, როგორც გარდამქმნელი.

ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელის მოქმედება პრინციპულად საკმარისად მარტივია, თუმცა ტექნიკურად ეს ხელსაწყო რთულია. ტელესკოპის საოკულარო მხარეს დადგმულ კარგად ვაკუუმირებული კოლბის წინა მხარეზე მოთავსებულია ნახევრად გამჭვირვალე ფოტოკათოდი, ხოლო კოლბის ფსკერზე — ერთგვარი ეკრანი, რომელსაც აქვს თვისება დაიწყოს ფლუორესცენცირება მასზე ელექტრონების დაჯახების შედეგად. კათოდსა და ეკრანს შორის კოლბის კედლებზე მოთავსებულია ანოდი (იხ. ნახ. 180). ტელესკოპური სისტემა აგგემილებს ცის გამოსაკვლევი უბნის გამონასახს ფოტოკათოდზე. უკანასკნელიდან ამოიჭრება ელექტრონები, რომლებიც მიიმართება ეკრანისაკენ. გზად მათზე მოქმედებს ანოდი, რომელიც, მასზე მიყენებული ძაბვისა და სხვა საშუალებათა მეოხებით, ელექტრონებს მიმართავს ანუ აფოკუსებს ისე, რომ ეკრანზე მიიღება ფოტოკათოდზე დაგეგმილებული თვალით უხილავი ინფრაწითელი გამონასახის შესაბამისი იმავე ფორმის ელექტრონული გამონასახი, რომელიც ფლუორესცენცირებს ლურჯ-მწვანე სინათლით და, მაშასადამე, დაინახება და ფოტოფირფიტაზეც აღიბეჭდება.



ნახ. 180.

ერთი სიტყვით, ხდება კათოდიდან გამონასახის გადატანა ეკრანზე მისი სპექტრული შედგენილობის ერთდროული შეცვლით — ინფრაწითელისა ხილულით.

ახლა ხელსაწყოს უნდა დავურთოთ ფოტოკამერა, რომლითაც შეეძლებთ ეკრანზე აღძრული სინათლის ანუ გამონასახის ფოტოგრაფირებას. ამით დამთავრდება უხილავი ინფრაწითელი გამოსხივების მიღების, მისი ხილულ გამოსხივებად გარდაქმნისა და ფოტოგრაფიულად აღბეჭდვის პროცესი.

ელექტრონულ-ოპტიკურ გარდამქმნელში ფოტოკათოდს ამზადებენ სურმა-ცეზიუმისა ან ჟანგბად-ცეზიუმისაგან. ფოტოკათოდსა და ეკრანს შორის ელექტრო-პოტენციალთა სხვაობას 10—20 კილოვოლტამდე ქმნიან. რადგანაც ეკრანის ნათება მით მეტია, რაც მეტია მასზე დაჯახებული ელექტრონების ენერგია. სწორედ ასეთი ძაბვის შექმნა, სხვა ტექნიკურ პირობებთან ერთად, აქცევს ამ იარაღს ფრიად რთულ ხელსაწყოდ. ფოტოკამერები იხმარება დიდი შუქძალიანი, ხშირად — 1 : 1.

ელექტრონულ-ოპტიკურ გარდამქმნელებში შედარებით დაბალია გარჩევის უნარი (ზოგ გარდამქმნელში — 15 ხაზი მილიმეტრზე[1]).

მეორე მსოფლიო ომის წლებში ელექტრონულ-ოპტიკურმა გარდამქმნელებმა დიდი გამოყენება პოვეს, მაგალითად, ღამით ქვემეხების დამიზნებაში, უხილავი სიგნალიზაციისათვის, სიბნელეში ავტომანქანების ტარების საქმეში და სხვ., რამდენადაც, პრაქტიკულად, ელექტრონული გარდაქმნა უხილავი სხივების ხილულად გარდაქმნას წარმოადგენს.

ელექტრონულ-ოპტიკური გარდაქმნის ტექნიკა ვითარდება, ამავე დროს, ერთი, თითქმის დამოუკიდებელი მიმართულებით, რომელსაც ელექტრონული ფოტოგრაფია ეწოდება. აქ ის იგულისხმება, რომ ხელსაწყოში ფლუორესცენცირებადი ეკრანის ნაცვლად მოთავსებულია გრძნობიერი, წვრილმარცვლოვანი ფოტოაფსკი, რომელიც უშუალოდ რეაგირებს ფოტოკათოდიდან მიმდინარე ელექტრონების დაჯახებაზე. ამ მეთოდს ახასიათებს უკეთესი გარჩევის უნარი და უფრო მაღალი გრძნობიერება. მაგრამ, დამატებით ტექნიკურ სირთულეს ის ქმნის, რომ ფოტოაფსკიც უნდა იქნეს მოთავსებული ვაკუუმში — კოლბის შიგნით, ფოტოკათოდის წინ. ერთობ რთული საქმეა ფირფიტასთავსის (კასეტის) ისე მოწყობა, რომ შეიძლებოდეს მისი დატენვა აფსკით, შეტანა ვაკუუმში — და გადაღების შემდეგ — გამოტანა და შემდეგ კვლავ შეტანა ახალი აფსკით.

## § 161. ტელევიზორი ასტრონომიულ დაკვირვებებში

უკანასკნელ წლებში ასტრონომიაში ფეხს იკიდებს სატელევიზიო ტექნიკა, რომელიც ცის ობიექტის სიკაშკაშის გადიდების საშუალებას იძლევა. ამასთანავე, შესაძლებელს ხდის მივიღოთ გაციცლებით უფრო დიდი მასშტაბის ანუ გადიდებული გამონასახი, ვიდრე პირვანდელი ოპტიკური გამონასახია და გადავცეთ კიდეც იგი ტელესკოპიდან დიდ მანძილზე, მაგალითად, ტელესკოპის კოშკიდან — სხვა შენობაში, ლაბორატორიაში. ამ ტექნიკასაც ახასიათებს საგრძნობი სირთულე.

ტელევიზიურ დანადგარში ძირითად ელემენტებს წარმოადგენს ფოტოკათოდი, გადამცემი მილაკი, რომელიც ოპტიკურ გამონასახს ელექტრო-სიგნალებად გარდაქმნის, და ეკრანი, რომელზეც ეხედავთ სიკაშკაშით გაძლიერე-

---

1 ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ გარდამქმნელით გადაღება რაიმე გეომეტრიული ნიმუშის, მაგალითად ისეთი, რომელზეც დახაზულია თანაბარი სისქის ხაზები და მათ შორის შუალედებიც იმავე სისქისაა, მაშინ გარდამქმნელის ეკრანის, ანდა გადაღებული ფირფიტის ერთ მილიმეტრში მოთავსებული ხაზების რაოდენობა, რომლებიც კიდევ ცალ-ცალკე გაირჩევა, არის 15.

ბულ და მასშტაბით გადიდებულ გამონასახს. ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელებისაგან ტელევიზიური აპარატურა განსხვავდება ფოტოკათოდიდან ეკრანზე გამონასახის გადაცემის პრინციპით და ზოგიერთი სხვა დეტალით.

ძირითადი აზრი და მნიშვნელობა სატელევიზიო ტექნიკის გამოყენებისა ასტრონომიაში შემდეგიდან გახდება ცხადი.

კარგად გამოცდილია, რომ ცის ობიექტების ფოტოგრაფირებისას ექსპოზიციის შემცირება აუმჯობესებს გამონასახებს, რამდენადაც მაშინ მცირდება დედამიწის ატმოსფეროსმიერი შეშფოთებითი გავლენა ფოტოგადაღებაზე, რადგანაც, როგორც ვიცით, ატმოსფეროს მასების მოძრაობა და მღელვარება ოპტიკურად ამახინჯებს ცის ობიექტების გამონასახებს. სხვა სიტყვებით, ხანგრძლივი ექსპოზიციით გადაღებისას რამდენადმე გათხანილ გამონასახებს ვღებულობთ, რომლებზეც დეტალების გამორჩევა ძნელდება. მოკლე ექსპოზიციებით (ვთქვათ, სეკუნდის მეათედი და მეასედი ნაწილებით) მეიძლება იმ მომენტში მოხდეს ფოტოგრაფირება, როცა ატმოსფერული მღელვარება ერთი მეყით „შეჩერებულია". ასეთ პირობებში გამონასახი გამოვა მკაფიო, კონტრასტული, ადვილად გასარჩევი დეტალებში.

მაგრამ ფოტოგრაფირება ასე მცირე (პრაქტიკულად, მყისიერი) ექსპოზიციებით არ შეგვიძლია, რადგანაც ასტრონომიულ პრაქტიკაში საქმე გვაქვს უმთავრესად მკრთალ ობიექტებთან. ტელესკოპის ობიექტივის თუ სარკის გადიდებაც, რაც ექსპოზიციის შემოკლების საშუალებას მოგვცემდა, არ ხეოხდება ნებისმიერად და უსაზღვროდ. მხოლოდ ახალი ტექნიკა, კერძოდ, ელექტრონული, გვაძლევს შესაძლებლობას მივიღოთ შედარებით მკრთალი ობიექტების ფოტოგრაფიები მყისიერი ექსპოზიციებით; მაგალითად, მივიღოთ, რომელიმე ცოთმილის გამონასახი ტელევიზორის ეკრანზე. ეს გამონასახი იმდენად კაშკაშაა, რომ მისი გადაღება ეკრანიდან ფოტოკამერით შეიძლება მყისიერი ექსპოზიციებით. უფრო მეტიც, — შეგვიძლია ტელევიზორს მოვარგოთ კინოდანადგარი და ვაწარმოოთ ტელევიზორის ეკრანზე მიღებული გამონასახის კინოგადაღება. გამონასახი, საერთოდ, იმღელვარებს, ატმოსფერული ეფექტების გამო. მაგრამ, ცალკეული კინოკადრები მოხვდებიან ისეთ მომენტებს, როცა გამონასახი მშვიდი იქნება. კადრების გადასინჯვით შეეძლებთ ისეთების შერჩევას, რომლებზეც გამონასახები მკვეთრი და კონტრასტულია.

ელექტრონული ტექნიკა (ფოტოელემენტები, ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელები, ელექტრონული სიგნალები) გამოიყენება დედამიწის ხელოვნურ თანამგზავრებზე, კერძოდ, მზის შორეული ულტრაიისფერი რადიაციის შესწავლისათვის. ამ რადიაციას, რომელიც დიდ გავლენას ახდენს დედამიწის ატმოსფეროს მაღალი ფენების ფიზიკურ მდგომარეობაზე, ჩვენ სრულიად ვერ ეღებულობთ დედამიწის ზედაპირზე, ატმოსფეროს სრული გაუმჭვირვალობის გამო ამ სხივებისათვის. დაკვირვება მასზე დიდ სიმაღლეზე, ატმოსფეროს გარეთ გასული ხელოვნური თანამგზავრიდან ერთადერთი საშუალებაა მისი შესწავლისა. მაგრამ, დაკვირვება და მისი შედეგების ჩვენთან მოწოდება ელექტრონული ტექნიკით ხორციელდება.

ჩვენი დროის ასტროფიზიკისა და ვარსკვლავთ ასტრონომიის რიგი პრობლემების გადაწყვეტა მოითხოვს დაკვირვების მეთოდების და საშუალებების გრძნობიერების შემდგომ, მნიშვნელოვან გადიდებას. პლანეტთმცოდნეობა თუ ვარსკვლავების შესწავლა (მეტადრე, ისეთების, რომელნიც ხასიათდებიან სწრაფი „ანთებითი" ცვლილებებით), გალაქტიკური თუ მეტაგალაქტიკური

ამოცანები, — ყველა მოითხოვს რაც შეიძლება მკრთალი ობიექტების ან მცირედ და სწრაფად ცვალებადი მოვლენების დაკვირვებას, რაც მეთოდების და ხელსაწყოების გრძნობიერებას მაღალ მოთხოვნილებებს უყენებს.

ამათი დაკმაყოფილება შეიძლება ორი გზით. პირველი — ტელესკოპების სიდიდის გაზრდის ძნელი და ერთგვარად უკვე შემოზღუდული გზაა. მეორე — სინათლის კვანტების ნაკადის მიღებისა და ელექტრონული გაძლიერებისა — ეფექტური და პერსპექტივიანია.

თუ ამ 70—80 წლის მანძილზე ფოტოგრაფიული ფირფიტა თანმიმდევრულად განდევნიდა ასტრონომიული დაკვირვების პრაქტიკიდან ადამიანის თვალს ანუ ვიზუალურ მეთოდს, ახლა ფოტოელემენტი, ელექტრონიკა, მრავალ ამოცანაში წარმატებით იკავებს ფოტოფირფიტის ადგილს, თუმცა, რა თქმა უნდა, ფოტოგრაფიული მეთოდი დღესაც და მომავალშიც დიდხანს იქნება ერთ-ერთი მთავარი, მძლავრი და ფართო საშუალება ასტრონომიულ კვლევაში.

## § 182. მონოქრომატორი

მონოქრომატორი იგივე სპექტრული იარაღია ანუ სპექტროგრაფია, იმ განსხვავებით, რომ მის მიერ მიღებულ სპექტრში გ ა მ ო ი ყ ო ფ ა განოსხივება $\Delta\lambda$-ს ერთობ ვიწრო ინტერვალში სპექტრის ნებისმიერ უბანში. მაშასადამე, მისი მეშვეობით მიიღება მონოქრომატული გამოსხივება საჭიროებისდაგვარად სპექტრის სხვადასხვა უბანში. პრაქტიკულად, სპექტროგრაფი აღჭურვილი უნდა იყოს მეორე ჭვრიტით და უნდა შეიძლებოდეს როგორც მისი გასრიალება სპექტრის გასწვრივ იმ სიბრტყეში, რომელშიც გაშლილია სპექტრი (ფოკუსური სიბრტყე), ისე მისი დაყენება შერჩეულ ადგილას.

გამოსაკვლევ სპექტრში ამ საშუალებით თითქოს „ამოკვეთილი", თითქმის მონოქრომატული „სარკმელი" შეგვიძლია, ჭვრიტეს მოძრაობით ანუ სპექტრის მთელი სიგრძის გასწვრივ ფოკუსურ ზედაპირზე მისი გასრიალებით, სპექტრის ნებისმიერ ადგილას მივიყვანოთ, თანამიმდევრულად გავატაროთ და, თუ მარეგისტრირებელი მოწყობილობაც მიერთებული გვაქვს, სათანადო ადგილების (სპექტრული ხაზების შუაზე, „ფრთებზე" ან უწყვეტი სპექტრის წერტილებში) ინტენსივობათა მნიშვნელობანი „ჩავწეროთ". ამ მანიპულაციას ს კ ა ნ ი რ ე ბ ა ეწოდება (ინგლისური to scan — თვალის გაყოლება, რუსულად — сканировать).

ზოგ ვარიანტში სპექტრის სკანირება შეიძლება ხერხდებოდეს პრიზმის ან დიფრაქციული მესერის ნელი მობრუნებით.

როგორც ვნახეთ, მეორე ჭვრიტე გამოიყენება სპექტროჰელიოსკოპშიც; შეიძლება ითქვას, რომ უკანასკნელი მოქმედებს როგორც მონოქრომატორი. ზოგჯერ ხმარობენ ორმაგ მონოქრომატორს. ამ შემთხვევაში მოძრავი ჭვრიტე გამოიყენება როგორც შესასვლელი ჭვრიტე მეორე, პირველთან კომბინირებული სპექტროგრაფ-მონოქრომატორისა; მასში შედის უკვე მონოქრომატულად ქცეული გამოსხივება, თავისუფალი რაიმე გაბნეული, პარაზიტული სინათლისაგან. მომდევნო, უკვე მეორე დისპერგიულ ელემენტში (პრიზმა ან დიფრაქციული მესერი) გავლის შემდეგ მიიღება ნატიფი მონოქრომატული გამოსხივება, რაც საჭირო ხდება ამა თუ იმ ამოცანის გადასაწყვეტად.

ადვილი წარმოსადგენია, რომ ორმაგ მონოქრომატორში გარდაუვალია სინათლის დიდი დანაკარგი. მონოქრომატორები გამოიყენება იმ ამოცანების შეს-

წავლისას, რომლებიც ემყარება მზისა და ვარსკვლავების სპექტრების ერთობ ზუსტ რაოდენობრივ ანალიზს; ამ შემთხვევაში კი აუცილებელია სპექტროგრაფის შიგნით არსებული გაბნეული სინათლის მაქსიმალურად შემცირება.

### § 183. ეშელე-სპექტროგრაფი

თეორიული და პრაქტიკული ასტროფიზიკის მრავალი ამოცანა მოითხოვს ერთობ მაღალი გარჩევის უნარის მქონე სპექტრების მიღებას, მაგალითად, ისეთისა, როცა სპექტრული ხაზის დეტალური სტრუქტურის შესწავლისას აუცილებელი ხდება ხაზების ისე მჭიდროდ მდებარე კომპონენტების გაყოფა, რომ მათი ტალღის სიგრძეები $\frac{1}{100}$ Å და $\frac{1}{1000}$ Å ნაწილით განსხვავდებიან.

ასეთ შემთხვევებში საჭიროა ხელთ გვქონდეს ერთობ მაღალი გარჩევის უნარის მქონე სპექტრული იარაღი. ასეთია, მაგალითად სპექტროგრაფი, აღჭურვილი ე შ ე ლ ე თ ი.

ეშელე წარმოადგენს დიფრაქციულ მესერს, რომელსაც მცირე რაოდენობის (ასამდე შტრიხი 1 მმ-ზე) მართკუთხოვანი ფორმის შტრიხები აქვს. ეგრეთ წოდებულ მაიკელსონისეულ ეშელე-სპექტროგრაფში ეშელეს ქმნიან ერთნაირი სისქის ცალკეული მინის ფირფიტები, რომლებიც დაწყობილია საფეხურების სახით. ასეთი კიბის მსგავსი მესერიდან არეკვლილი სხივები იძლევა დიდი დისპერსიის სპექტრს.

### § 184. ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრი

იმავე მიზანს — სპექტრის უწვრილესი დეტალების მიღებისა და განხილვის მიზანს ემსახურება ე. წ. ფ ა ბ რ ი-პ ე რ ო ს ი ნ ტ ე რ ფ ე რ ო მ ე ტ რ ი. ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრი ანუ ეტალონი, როგორც უწოდებენ მას, ერთ-ერთ სახეობაში წარმოადგენს მინის ბრტყელპარალელურ ფირფიტას, რომლის ორივე მხარეზე დაფენილია ცალ-ცალკე, ერთმანეთისაგან განცალკევებულ მცირე ზოლებად, ამრეკლავი ფენა. ეტალონში სხივთკონის გავლისას ნახევრად გამჭვირვალე ზედაპირებიდან მრავალგზის არეკვლის შედეგად წარმოიქმნება მაღალი დისპერსიის სპექტრი.

### § 185. რადიოასტრონომია

რ ა დ ი ო ა ს ტ რ ო ნ ო მ ი ა ჩაისახა სულ 40—50 წლის წინათ, როცა ასტრონომიაში დაიწყო გამოკვლევის რ ა დ ი ო ფ ი ზ ი კ უ რ ი მ ე თ ო დ ე ბ ი ს გ ა მ ო ყ ე ნ ე ბ ა. ამ ახალგაზრდა დარგმა — რადიოასტრონომიამ კოსმოსური ობიექტების სრულიად ახალი თვისებები აღმოაჩინა, გახსნა და ასტრონომს თვალწინ გადაუშალა ახალი კოსმოსური ობიექტები და მოვლენები.

ამავე დროს იგი ვითარდება ერთობ სწრაფად, და მრავალფეროვან მნიშვნელოვან შედეგებსა და აღმოჩენებს გვპირდება. რადიოასტრონომია მატერიული სამყაროს შეცნობის ახალი მძლავრი მეთოდია, რომლის შესაძლებლობანი ერთობ ფართოა. რადიოასტრონომიის განვითარებამ შეიძლება შეგვაცვლევინოს შეხედულება ბევრ კოსმოსურ მოვლენაზე და ამასთანავე წამოაყენოს სრულიად ახალი პრობლემები.

თავისი ბუნებითა და შინაარსით რადიოასტრონომია მოსაზღვრეა ისეთი მეცნიერული და მეცნიერულ-ტექნიკური დარგებისა, როგორიც არიან ასტროფიზიკა, თეორიული ფიზიკა, კოსმოსური ფიზიკა, რადიოტექნიკა. ელექტროტექნიკა.

ვნახოთ, რა წარმოადგენს რადიოასტრონომიის მეთოდისა და შინაარსის საფუძველს.

როგორც კარგად ვიცით, კოსმოსური ობიექტების ფიზიკური ბუნების და ყველა სხვა თვისების მაუწყებელი მკვლევრისათვის არის ის ელექტრომაგნიტური გამოსხივება, რომელიც ჩვენთან მოდის ან უშუალოდ მათგან, როგორც გამომსხივებელი სხეულებისაგან (მზე, ვარსკვლავები), ან სხვა სხეულებიდან არეკვლის შემდეგ (მთვარე, ცთომილები). ყველა ფაქტობრივი ცნობა, რაც კი კაცობრიობას მოუპოვებია სამყაროს აგებულებაზე და მისი შემადგენელი სხეულების თვისებებზე, ამ სხეულებისაგან მოსული ელექტრომაგნიტური ტალღების ანალიზიდან გამომდინარეობს.

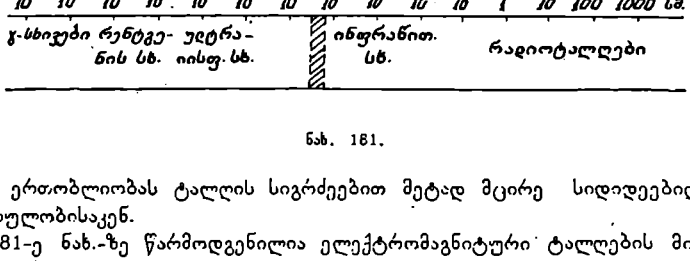
ელექტრომაგნიტური ტალღებია, სახელდობრ, ის სინათლის სხივი, რომელიც ჩვენს თ ვ ა ლ ს წვდება, რომლის გამო ვ ხ ე დ ა ვ თ მნათობს, ვაკვირდებით და შევისწავლით მის მდებარეობას, გადაადგილებას, მოძრაობას, გამოსხივების ინტენსივობას და ცვლილებას და სხვ.

ელექტრომაგნიტური ტალღებია ის გამოსხივებაც, რომელიც ფ ო ტ ო ფ ი რ ფ ი ტ ა ზ ე ა ღ ი ბ ე ჭ დ ე ბ ა, რის შედეგად ბევრი სხვა ცნობაც მოიპოვება: ფიზიკური მდგომარეობა და თვისებები, ქიმიური შედგენილობა და სხვ.

ელექტრომაგნიტური ტალღებია ის გამოსხივებაც, რომელიც ფ ო ტ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ს ან თ ე რ მ ო ე ლ ე მ ე ნ ტ ს აღაგზნებს, ელექტროდენს აღძრავს, გ ა ლ ვ ა ნ ო მ ე ტ რ ი ს ა ნ ა თ ვ ა ლ ზ ე გამოვლინდება და ამნაირად იმ ცნობებს შეგვიესებს, რომლებიც თვალისა და ფოტოფირფიტის მეოხებით მოგვიპოვებია.

აქ ჩამოთვლილი ელექტრომაგნიტური ტალღები ერთიმეორისაგან ტალღის სიგრძეებით განსხვავდებიან. ასე, მაგალითად, იმ ელექტრომაგნიტურ ტალღებს, რომლებიც თვალით შეიგრძნობა, აქვთ ტალღის სიგრძე, დაახლოებით $4 \times 10^{-5}$ სანტიმეტრიდან ანუ 0.4 მიკრონიდან (4000 ანგსტრემიდან) $7 \times 10^{-5}$ სმ-მდე ანუ 0.7 მიკრონამდე (7000 ანგსტრემამდე). ეს ტალღები ე. წ. „სინათლის ტალღებია".

მაგრამ, „ ე ლ ე ქ ტ რ ო მ ა გ ნ ი ტ უ რ ი ტ ა ლ ღ ე ბ ი", საერთოდ, გაცილებით უფრო ზოგადი და ფართო ცნებაა, რომელიც მოიცავს გამოსხივების




ნახ. 181.

მთელ ერთობლიობას ტალღის სიგრძეებით მეტად მცირე სიდიდეებიდან — უსასრულობისაკენ.

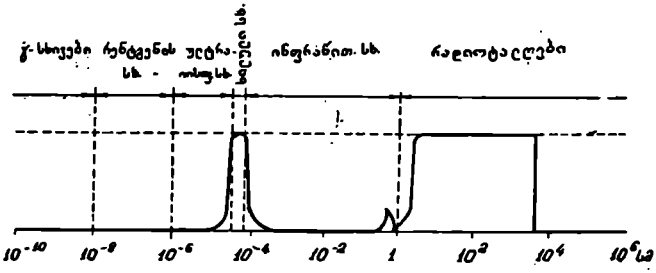
181-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია ელექტრომაგნიტური ტალღების მიმდევრობის სქემატური სურათი.

ნახაზის შუაზე დაშტრიხული, ვიწრო ზოლი ეკუთვნის სინათლის ტალღებს. გამოსხივება, რომლის ტალღის სიგრძეები უფრო ნაკლებია, ვიდრე სინათლისა, ულტრაიისფერი გამოსხივებაა. კიდევ უფრო მოკლე ტალღები ($10^{-10}$ და $10^{-11}$ სანტიმეტრის რიგისა) ე. წ. რენტგენისეულს და „გამა" სხივებს ეკუთვნის.

მეორე მხრივ, სინათლის ტალღების სიგრძეზე უფრო გრძელტალღოვანი გამოსხივება (დაახლოებით $10^{-3}$ მილიმეტრიდან 1 მილიმეტრამდე) ინფრაწითელია. ის ელექტრომაგნიტური ტალღები კი, რომლებიც კიდევ უფრო მეტად გრძელია — რამდენიმე მილიმეტრიდან რამდენიმე ათეულ მეტრამდე და უფრო მეტიც — რადიოტალღებია ანუ ელექტრომაგნიტური ტალღები, რომლებიც კი არ დაინახება სინათლის სახით, არამედ რადიომიმღებით მიიღება, როგორც რადიოხმაური.

როგორც ვთქვით, კოსმოსური სხეულები გამოასხივებენ ტალღის სიგრძეების ერთობ ფართო დიაპაზონში. გამოკვლევის სისრულისათვის საჭიროა მივიღოთ და შევისწავლოთ გამოსხივება რაც შეიძლება მრავალს, სხვადასხვა ტალღის სიგრძის უბანში, რამდენადაც შეიძლება მეტად გავაფართოოთ გამოკვლევის უბანი როგორც მოკლე, ისე გრძელი ტალღების მხარეზე. დაკვირვებითი ასტრონომიის განვითარების ისტორიული გზას ამჩნევია სწორედ ამ მიმწრაფების კვალი. საუკუნეების მანძილზე ასტრონომი თვალით აკვირდებოდა გარე სამყაროს. უკიდურესი იისფერი და ინფრაწითელი სხივები უჩინარია თვალისათვის. ფოტოგრაფიული ფირფიტის, ფოტოელემენტებისა და თერმოელემენტების შემოღება ნიშნავდა გამოსაკვლევად მისაწვდომი ტალღის სიგრძეების დიაპაზონის არსებით გაფართოებას.

მართალია, ამ გაფართოების შესაძლებლობებს განსაზღვრავს არა მარტო დაკვირვების ტექნიკა, არამედ ის გარემოც, რომელშიც უნდა გამოიაროს ცის სხეულის გამოსხივებამ თავის გზაზე დამკვირვებლამდე ანუ, კონკრეტულად, — დედამიწის ატმოსფერო, რომელიც სრულიად არაა ნეიტრალური გამოსხივებისადმი. ატმოსფერო შთანთქავს ცის სხეულებიდან მომდინარე ელექ-




ნახ. 182.

ტრომაგნიტური ტალღების ნაწილს. ეს შთანთქმა, როგორც არაერთხელ გვითქვამს, ერთნაირი როდია ყველა ტალღის სიგრძისათვის.

182-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია დედამიწის ატმოსფეროს გამჭვირვალობის ძრუდი. ორდინატის სიმაღლე ნიშნავს იმას, თუ რამდენად გამჭვირვალეა ატმოსფერო მოცემული ტალღის სიგრძის გამოსხივებისათვის. როგორც ვხედავთ, ატმოსფერო მთლიანად ასუსტებს და არ ატარებს დამკვირვებლამდე ულტრა-

ინფერ გამოსხივებას და, საერთოდ, ყველა ტალღას, რომელთა სიგრძე ნაკლებია, ვიდრე 0.29 მიკრონი ანუ 2900 ანგსტრემი. ინფრაწითელი სხივებიც საგრძნობლად შთაინთქმება (წყლის ორთქლის მიერ). მხოლოდ მისი „ახლო" ნაწილისათვის არის ატმოსფერო ცოტად თუ ბევრად გამჭვირვალე. მაგრამ 1 სანტიმეტრზე უფრო გრძელტალღოვანი გამოსხივებისათვის (თითქმის $10^4$ სმ-მდე) ატმოსფერო კვლავ გამჭვირვალეა. ეს რადიოტალღების დიაპაზონია.

ხატოვნად თუ ვიტყვით, გარე სამყაროს მკვლევარი-ასტრონომი აქამდე სამყაროს შეისწავლიდა იმ სხივებით, რომლებიც ხილული სინათლის ვიწრო „სარკმლიდან" (161-ე ნახ.-ზე გამჭვირვალობია ვიწრო მაქსიმუმი $\lambda = 10^{-4}$ სმ-ის მახლობლობაში) შემოდიოდა მასთან. რადიოასტრონომიის აღმოცენებისა და გახვითარების შემდგომ, ასტრონომისათვის გაიღო მეორე, უფრო ფართო „სარკმელი" — რადიოდიაპაზონისა. თუმცა, ამ ფართო „რადიოსარკმელში" „ოპტიკურ სარკმელთან" შედარებით ნაკლები ენერგია შემოდის. ვარსკვლავების გამოსხივების უმეტესი ენერგია ხილულს, ახლო ინფრაწითელსა და ულტრაიისფერ უბნებშია. სამაგიეროდ, მოიპოვება კოსმოსური ობიექტები, რომლებიც სრულიად უმნიშვნელოდ გამოასხივებენ ოპტიკურ უბანში და ინტენსიურად — რადიოდიაპაზონში.

კიდევ მეტიც, — ზოგიერთი კოსმოსური მოვლენა მხოლოდ რადიოსარკმელში „მოჩანს" და მხოლოდ რადიოდიაპაზონის გამოსხივებაა ერთადერთი მაუწყებელი მისი თვისებებისა.

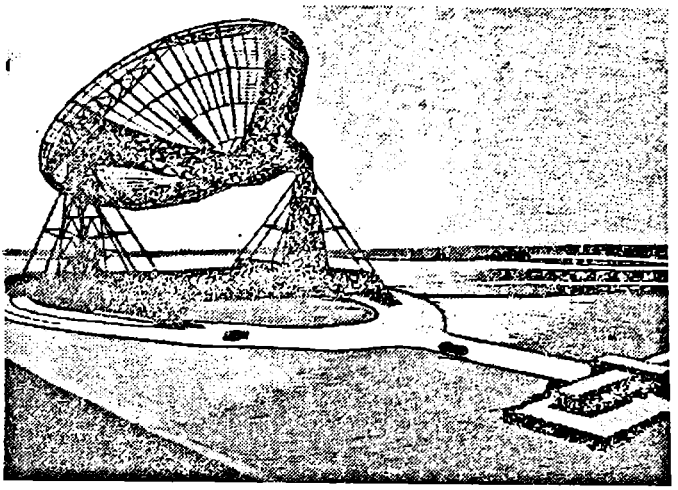
ზოგ შემთხვევაში რადიოასტრონომია ამოწმებს, ადასტურებს და აზუსტებს ჩვეულებრივი მეთოდების მეშვეობით მიღებულ ჩვენს წარმოდგენებს. სწორედ ეს ორი გარემოება განსაზღვრავს რადიოასტრონომიის მნიშვნელობას და მის შესაძლებლობებს — გააფართოოს ადამიანის ცოდნა ასტრონომიულ სამყაროზე.

## § 180. რადიოტელესკოპი

ხელსაწყო, რომელიც კოსმოსური რადიოგამოსხივების გამოვლინებისა და რეგისტრაცია-გაზომვის საშუალებას იძლევა, წოდებულია **რადიოტელესკოპად**. ეს სახელწოდება პირობითია. ტელესკოპთან, იმდენად, რამდენადაც ტელესკოპი **შორს ხედვასთან** (იხ. ზემოთ) არის დაკავშირებული, მას არაფერი აქვს საერთო. მაგრამ, დანიშნულება მაინც იგივე აქვს: შორეული სხეულებიდან მოსული გამოსხივების გამოკვლევა. საინტერესოა, რომ აგებულებით რადიოტელესკოპი **პრინციპულად** მსგავსია ოპტიკური ტელესკოპისა. ოპტიკურ ტელესკოპში მთავარ დეტალს წარმოადგენს ობიექტივი ან სარკე, რომელიც მიიღებს და შეკრებს ფოკუსში ცის სხეულიდან მოსულ ოპტიკურ გამოსხივებას. ფოკუსში კი მოთავსებულია დამკვირვებლის თვალი ან ფოტოგრაფიული ფირფიტა, ფოტოელემენტი ან თერმოელემენტი. ეს წარმოადგენს ტელესკოპში მეორე მთავარ დეტალს, რომელიც ეწევა გამოსხივების რეგისტრაციას. რადიოტელესკოპშიც ორი მთავარი დეტალია. პირველია ანტენა, რომელიც ხშირად წარმოადგენს პარაბოლოიდის ფორმის ლითონის „სარკეს", რომლის ფოკუსში მოთავსებულია ე. წ. გამსხივებელი. მეორეა მოწყობილობა, რომელიც რადიოხმაურის რეგისტრაციას ეწევა. — რადიომიმღები ჩამწერი მოწყობილობითურთ.

183-ე ნახ.-ზე მოცემულია რადიოტელესკოპის საერთო ხედი. თუმცა, აქ ვხედავთ რადიოტელესკოპის მხოლოდ პირველ მთავარ დეტალს — ანტენას, რომელიც ღია ცის ქვეშ დგას (მინდორში, ეზოში ან, თუ ძალიან მძიმე არაა, შენობის სახურავზე). თვით რადიომიმღები იმყოფება შენობაში, შიგნით, და ანტენასთან იგი დაკავშირებულია სპეციალური კაბელით.

უმარტივეს ანტენას ეკუთვნის ნახევარტალღოვანი დიპოლი. იგი წარმოადგენს ლითონის ღეროს, რომლის სიგრძე შეადგენს იმ გამოსხივების ტალ-



ნახ. 183.

ღის სიგრძის ნახევარს, რომლის რეგისტრაციაც გვსურს. რთული ანტენები, რომლებიც რადიოასტრონომიაში გამოიყენებიან, სწორედ ასეთ ნახევარტალღოვან ანტენათა სისტემას წარმოადგენენ, რომლებიც განლაგებულია ფართო ლითონის ფერმაზე ისე, რომ თითოეული მათგანის მიერ შექმნილი ძაბვა მიმღების შესავალზე იკრიბება. ასეთ ანტენას ს ი ნ ფ ა ზ უ რ ს უწოდებენ (ნახ. 184).

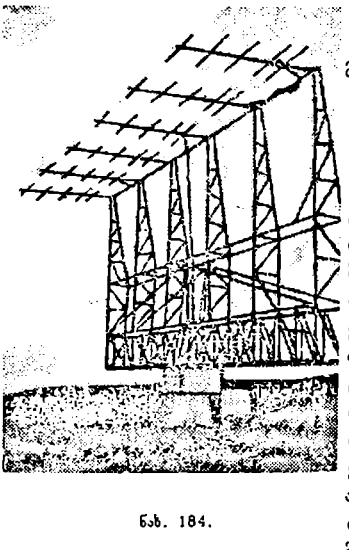
მიაქციეთ ყურადღება იმას, რომ, როგორც ნათქვამიდან გამომდინარეობს, მოცემული ანტენა ყოველთვის რაღაც ერთი გარკვეული ტალღის სიგრძის მქონე ანუ „მონოქრომატული“ რადიოგამოსხივებისათვის არის განკუთვნილი.

გადამცემი რადიოსადგურების ანტენებიც გარკვეული ტალღის სიგრძის ელექტრომაგნიტურ ტალღებს გადასცემენ. მაგრამ კოსმოსური რადიოგამოსხივება კი წარმოადგენს სრულიად სხვადასხვა ტალღის სიგრძის მქონე ელექტრომაგნიტურ ტალღათა ნარევს. ერთობლიობას. როგორც ამბობენ, ამ გამოსხივებას, საერთოდ, უწყვეტი სპექტრი აქვს (ანალოგია ხილული სინათლის სპექტრთან!). რადიოტექნიკაში მიღებულია, რომ „უწყვეტი რადიოსპექტრის“ მქონე რადიოგამოსხივებას ეწოდებოდეს „ხმაური“ ანუ რადიოხმაური. მართლაც, ამ გამოსხივების შედეგად რადიომიმღების რეპროდუქტორში ისმის განუწყვეტელი „შიშინი“. ეს „ხელშემშლელი შიშინია“ ანუ შემთხვევითი დაბრკო-

ლებია. სპეციალურად გათვლილი და მოწყობილი მრავალდიპოლიანი ანტენა ღებულობს რადიოგამოსხივების მხოლოდ გარკვეული სიგრძის მქონე ტალღებს. მაშასადამე. „ამოკვეთს“ რადიოსპექტრიდან მონოქრომატულ რადიოგამოსხივებას.

ანტენის დიპოლებზე მოსული რადიოტალღების ელექტრული ველი იწვევს ელექტრულ რხევებს. უკანასკნელთა ელექტრომაგნიტური ენერგია ყველა დიპოლიდან თავს იყრის ერთ არხში, რომელიც, კაბელის ან ერთგვარი ბილეკის (ე. წ. ტალღმზიდების) სახით, შეერთებულია რადიომიმღებთან.

ანტენის სხვა სახესხვაობას წარმოადგენს ერთგვარი პარაბოლოიდური ფორმის ლითონის „სარკე“, რომლის ფოკუსში მოთავსებულია შედარებით მცირე ზომის ანტენა (ნახ. 185). უკანასკნელს გამსხივებელს უწოდებენ. ამგვარი „სარკის“ დანიშნულება ისეთივეა, როგორიც ოპტიკური რეფლექტორის ნამდვილი სარკისა: მიიღოს და შეკრიბოს ფოკუსში გამოსხივება რაც შეიძლება მეტი რაოდენობით. ასეთ ანტენას შეუძლია იმუშაოს სხვადასხვა ტალღის სიგრძეზე, თუკი შევცვლით სარკის ფოკუსში მოთავსებულ გამსხივებელს.

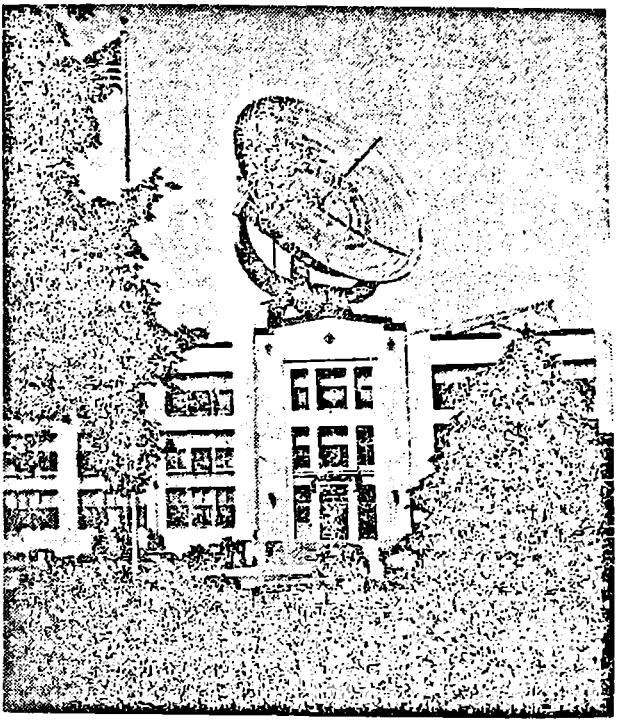


ნახ. 184.

ანალოგია რადიოტელესკოპისა ოპტიკურ ტელესკოპთან შორდება იმას, რაც აქ ითქვა, და ვრცელდება ისეთ ცნებებზეც, როგორიცაა, მაგალითად, გარჩევის უნარი. ერთი მეორესთან ზომაზე მეტად ახლო მდებარე რადიოგამოსხივების წყაროს ცალ-ცალკე ფიქსირება და რეგისტრაცია როდი შეუძლია ყველა რადიოტელესკოპს. მაგალითად, რადიოტელესკოპს, რომლის „სარკის“ დიამეტრი 5 მეტრია, და, რომელიც 1 მეტრის ტალღის სიგრძის რადიოგამოსხივებას ღებულობს, უნარი შესწევს გამოარჩიოს ცალ-ცალკე რადიოგამოსხივების მხოლოდ ისეთი ორი დისკრეტული წყარო, რომელთა ერთიმეორესაგან დაშორება ცაზე არაა ნაკლები ვიდრე 10 გრადუსი. მართალია, ამჟამად ხშირად მიმართავენ ე. წ. რადიოინტერფერენციულ ტელესკოპებს, რომლებითაც ხერხდება გარჩევის უნარის მკვეთრი გაზრდა.

გარჩევის უნარის ცნებასთან დაკავშირებულია მეორე ცნება: რადიოტელესკოპის მიმართულებითი უნარი, რომელიც შემდეგნაირად უნდა ვეესმოდეს. თუ რადიოგამოსხივების წყარო ანტენის სარკის ღერძის მიმართულებით (პარაბოლოიდური ანტენისათვის) ან ბრტყელი სინფაზური ანტენის სიბრტყის მართობული მიმართულებით იმყოფება, მაშინ რადიომიმღებზე მოდის გამოსხივების მაქსიმალური სიმძლავრე. რაც უფრო მეტად გადახრილია ანტენის ღერძი გამოსხივების წყაროს მიმართულებისაგან, მით ნაკლები იქნება სიმძლავრე. ახლა, თუ განვიხილავთ ანტენის ღერძის ისეთ მიმართულებას, რომელზეც აღებული რადიოწყაროდან მისი მაქსიმალური სიმძლავრის მხოლოდ ნახევარი მოდის, მაშინ ამ მიმართულებითა და რადიოწყაროს მიმართულებით შედგენილი კუთხის გაორკეცებულ მნიშვნელობას

უწოდებენ რადიოტელესკოპის მიმართულებითს უნარს (ანუ, მოკლედ, მ ი-მ ა რ თ უ ლ ო ბ ა ს). რაც უფრო ნაკლებია ეს კუთხე, ე. ი., რაც უფრო სწრაფად კლებულობს რადიოწყაროს გამოსხივების სიმძლავრე რადიომიმღებზე, ანტენის მობრუნებასთან ერთად, მით უფრო მაღალია მიმართულებითი უნარი. თუ ანტენის მიმართულებას უფრო ნაკლები კუთხით შევცვლით (რადიოწყაროს მიმართულებასთან შედარებით), ვიდრე მიმართულებითი უნარის კუთხის ძნიშვნელობაა, გამოსხივების სიმძლავრე მიმღებზე ძალიან ცოტათი შეიცვლება და შეიძლება ვერც კი შევნიშნოთ მისი ცვლილება. ამიტომ რადიოწყაროს მდებარეობის ფიქსირებაც შეუძლებელი იქნება იმაზე უფრო მეტი სიზუსტით, რაც მიმართულებითი კუთხის ნაწილებით გამოიხატება. მით უფრო გაძნელდება ან შეუძლებელიც გახდება ორი ცალკეული რადიოწყაროს მდე-



ნახ. 185.

ბარეობათა გარჩევა ერთიმეორისაგან. რადიოტელესკოპს არ ძალუძს ცალ-ცალკე, გ ა მ ო ყ ო ფ ი ლ ა დ მიიღოს ორი წყაროს გამოსხივება, თუ ეს ორი წყარო ცაზე უფრო ახლოა ერთიმეორესთან, ვიდრე ის კუთხეა, რომელიც მიმართულობას განსაზღვრავს. ამ ორი წყაროს გამოსხივებას ის როგორც ერთი წყაროდან მომდინარეს აღიქვამს. ანალოგიურ მოვლენას აქვს ადგილი ოპტიკურ ტელესკოპში. თუ ტელესკოპს არ ყოფნის გარჩევის უნარი, მაშინ ერთიმეორესთან ახლო მდებარე მოცემულ ორ მნათობს ვხედავთ როგორც

ერთს. ამდენად მიმართულობა დაკავშირებულია რადიოტელესკოპის გარჩევის უნართან. ეს უკანასკნელი მით მეტია, რაც მეტია მიმართულობა. თეორია კი უჩვენებს, რომ რადიოტელესკოპის მ ი მ ა რ თ უ ლ ო ბ ა მით მეტია, რაც მეტია ანტენის დიამეტრი და ნაკლები — გამოსხივების ტალღის სიგრძე.

რიგითი რადიოტელესკოპების გარჩევის უნარი დაბალია. ხშირად იგი რამდენიმე გრადუსით გამოიხატება; იშვიათად — რამდენიმე მინუტით. ოპტიკური ტელესკოპისათვის კი, როგორც უნდა გვახსოვდეს, გარჩევის უნარი რკალის სეკუნდებით და მისი მცირე ნაწილებით ხასიათდება. თუ ტელესკოპის დიამეტრი 25 სანტიმეტრი მაინც არის, მისი საშუალებით შეგვიძლია ცალ-ცალკე დავინახოთ ორი ისეთი მნათობი, რომელთა შორის ხილული მანძილი ცაზე რკალის სეკუნდის მხოლოდ ერთი მეათედია ან, თუ ატმოსფერული პირობები კარგია, — მასზე ნაკლებიც. მიმართულობის მაღალი მნიშვნელობა და ანტენის დიდი ფართობი ხელს უწყობს რადიოტელესკოპის გრძნობიერებას.

ისევე, როგორც აუცილებელია ოპტიკური ტელესკოპის სარკის ზედაპირი სამაგალითოდ იქნეს მოპრიალებული და ფაქტობრივი გადახრა ზედაპირისა იდეალური, გათვლილი ზედაპირისაგან არ აღემატებოდეს სინათლის ტალღის სიგრძის მცირე ნაწილს, რადიოტელესკოპსაც მოეთხოვება, რომ მისი პარაბოლოიდური „სარკის“ ლითონის ზედაპირზე ყოველგვარი გადახრა გათვლილი ზედაპირიდან, მაგალითად, ღუნვით გამოწვეული ლითონის უსწორმასწორობა ან ლითონის დადუღებული ნაწილების უწესო ფორმა და სხვ. არ აღემატებოდეს იმ ტალღის სიგრძის ერთ მეათედს, რომლის რეგისტრაციისათვისაც დანიშნულია ტელესკოპი. წინააღმდეგ შემთხვევაში, „სარკე“ დამაკმაყოფილებლად ვერ „დააფოკუსებს“ მასზე დაცემულ მთელ გამოსხივებას. რადგანაც რადიოტელესკოპით „დასაკვირვებელი“ გამოსხივება გაცილებით უფრო გრძელტალღოვანია, ვიდრე ოპტიკური ტელესკოპით დასაკვირვებელი, ამიტომ ეს მოთხოვნა თითქოს არაა ძლიერ მკაცრი. ასე მაგალითად, თუ რადიოტელესკოპი მზადდება მეტრნახევრიანი გამოსხივების მისაღებად, მისი ანტენის დასაშვები გადახრები იდეალური ზედაპირიდან 15 სანტიმეტრამდეა, მაშინ როდესაც ოპტიკურ ტელესკოპში ეს გადახრები არ უნდა აღემატებოდეს მიკრონის მეათედს.

რადიოტელესკოპების ანტენებს უძრავად როდი დგამენ, არამედ მათ ამონტაჟებენ ორ ურთიერთ მართობულ ღერძზე ისევე, როგორც ოპტიკურ ტელესკოპებს. ეს ორღერძები წარმოადგენენ ან აზიმუტურ დანადგარს, ან პარალაქსურს. ასეთი ანტენა შეიძლება მიმართული იქნეს ცის ნებისმიერ წერტილზე. თუ დანადგარი პარალაქსურია, შეგვიძლია მივაყოლოთ იგი მძლავრი საათიერი მექანიზმის გამოყენებით ცარგვალის მოძრაობას, რასაც ადვილად მისახვედრი უპირატესობა აქვს.

ანტენის მიერ მიღებული რადიოგამოსხივება (ანუ ანტენაზე აღძრული ელექტრული რხევების ელექტრომაგნიტური ენერგია) ვაიგზავნება კაბელით ანუ ტალღმზიდით მიმღებზე, რომელიც რადიოტელესკოპის მეორე მთავარ ელემენტს წარმოადგენს. თუ გვსურს ბოლომდე დავიცვათ განხილვის წესი ანალოგიის მიხედვით, მიმღები უნდა შევადაროთ ან ოკულარს (ვიზუალურ ტელესკოპში) ან კასეტას ფოტოფირფიტითურთ — ასტროგრაფში.

გავიხსენოთ, რომ ოპტიკურ ტელესკოპში, საკუთრივ გამოსაკვლევი ობიექტის სინათლესთან ერთად ოკულარში ან ფოტოფირფიტაზე მიიღება ცის ფონის სინათლეც და სხვა შესაძლო გაბნეული სინათლეც, რომელიც ხელის შემშლელი მოვლენაა. რადიოტელესკოპშიც გამოსაკვლევი ობიექტის რადიო-

გამოსხივებასთან ერთად ანუ, როგორც ამბობენ, სასარგებლო სიგნალთან ერთად მიიღება სხვა ხ მ ა უ რ ი ც, რომლის წყაროა როგორც დედამიწის ატმოსფეროში ელექტრული განმუხტვები, ისე ინდუსტრიული მიზეზები (აგრეგატების, სატრანსპორტო ელექტროხაზის, მოტორების მუშაობის გავლენა) და, აგრეთვე, მიმღების საკუთარი ხმაურიც. ყველა ეს ხმაური შესამჩნევად ამცირებს რადიოტელესკოპის გრძნობიერებას. ასეთი ხელის შემშლელი ხმაური გამოცდილი გვაქვს ჩვეულებრივ ოთახის რადიომიმღებზე. მაგრამ, ამ უკანასკნელ შემთხვევაში დაბრკოლებებს ადვილად ვაღწევთ თავს იმის მეოხებით, რომ რადიოგადამცემი სადგური, რომელსაც ვღებულობთ, კადესცემს ერთ გარკვეული სიგრძის ტალღებზე და „ავაწყობთ“ ჩვენს მიმღებს გადამცემი სადგურის ამ მონოქრომატულ გამოსხივებაზე.

კოსმოსური რადიოგამოსხივება კი, ჯერ ერთი, საერთოდ, მოკლებულია ამგვარად მკაცრ მონოქრომატულობას და, მერე, მისი სიმძლავრე, ხელის შემშლელ ხმაურთან შედარებით, მცირეა და ამიტომ მისი გამორჩევა სულ ადვილი საქმე არაა. საჭირო ხდება რადიოტელესკოპისათვის განსაკუთრებული თვისებების რადიომიმღებთა აგება. ერთ-ერთი მისი თვისება ისაა, რომ იგი მოქმედებს როგორც ფილტრი და ღებულობს მხოლოდ რაღაც ვიწრო უბნის გამოსხივებას. ამნაირად მთელი რადიოტელესკოპი მუშაობს როგორც „რადიომონოქრომატორი“. ოპტიკური ტელესკოპი მუშაობს, როგორც მონოქრომატორი მხოლოდ მაშინ, როცა მას დართული აქვს სპექტრული ხელსაწყოც.

რადიოტელესკოპში კოსმოსური გამოსხივება საბოლოოდ ხმაურის სახით კი არ მიიღება და ფიქსირდება, არამედ დამატებითი მოწყობილობის მეშვეობით ხდება მიღებული ელექტრომაგნიტური რხევების თვითმწერი მილიამპერმეტრით ან ოსცილოგრაფით ჩაწერა, უწყვეტი ხაზების სახით ქაღალდზე.

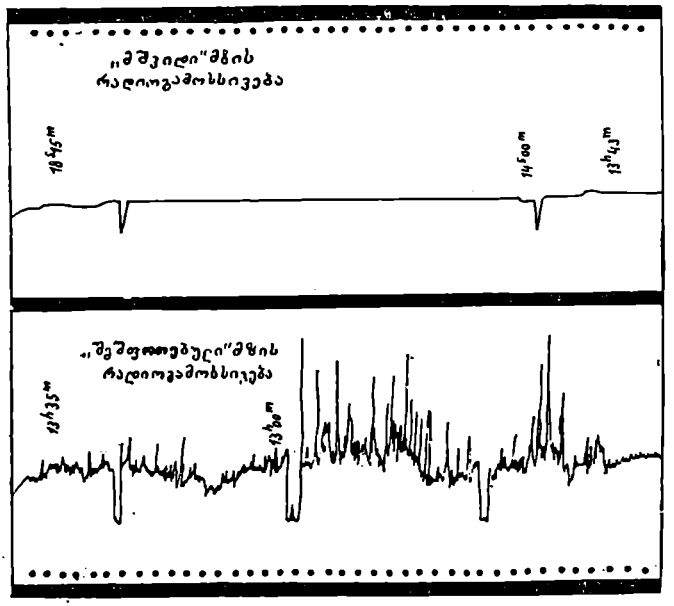
186-ე ნახ.-ზე წარმოდგენილია ამგვარი ჩანაწერის ნიმუში. ებსცისთა ღერძზე გადაზომილია ჩაწერის მომენტები (ე. ი. — დაკვირვების დრო). ორდინატების მნიშვნელობანი წარმოადგენენ კოსმოსური რადიოგამოსხივების სიდიდეებს.

წინასწარ კი რადიოსიგნალები საჭიროებს გაძლიერებას, სპეციალური გამაძლიერებელი აპარატურის გამოყენებით. ეს აუცილებელია, რადგანაც კოსმოსური ობიექტების რადიოგამოსხივების სიმძლავრე, საერთოდ, დაბალია. ამის საილუსტრაციოდ კარგია შემდეგი მაგალითი. წარმოვიდგინოთ, რომ 100 კილომეტრ მანძილზე ჩვენგან მუშაობს 100-ვატიანი რადიოგადამცემი სადგური. ეს სადგური იძლევა რადიოგამოსხივებას 100 ათასჯერ უფრო მეტად ძლიერს, ვიდრე მზის მეტრნახევრიანი რადიოგამოსხივება, როცა მზეზე არაა ლაქები.

მთელი რიგი ტექნიკური საშუალებების გამოყენებით მაინც ხერხდება რადიოტელესკოპის მიმღების გრძნობიერების იმზომად ამაღლება, რომ შესაძლებელი ხდებოდეს ისეთი სიმძლავრის რადიოგამოსხივების სარწმუნო რეგისტრაცია, რომელიც ხმაურის ერთი პროცენტის მხოლოდ მცირე ნაწილს შეადგენს.

შესაძლებელია იმის ჩვენებაც, რომ რადიოტელესკოპების აბსოლუტური გრძნობიერება ბევრად აღემატება ოპტიკური გამოსხივების ნებისმიერი მიმღების გრძნობიერებას. სხვა სიტყვებით, გამოსხივების ენერგიის ის აბსოლუტური რაოდენობა, რომელიც რადიოტელესკოპით მიიღება და ფიქსირდება, მრავალჯერ ნაკლებია, ვიდრე ის რაოდენობაა, რომელსაც დიდი ოპტიკური

ტელესკოპი დააგროვებს იმდენად, რომ შესამჩნევი კვალი მოგვცეს ფოტოფირფიტაზე.




ნახ. 186.

## § 187. რადიოლოკაცია და ასტრონომია

რადიოასტრონომიულ მეცნიერებასა და ტექნიკაში საქმე გვაქვს მეთოდისა და გამოკვლევის ორ მიმართულებასთან. პირველია საკუთრივ რადიოასტრონომიული მიმართულება. ეს გულისხმობს ცის სხეულებიდან მომდინარე გამოსხივების რადიოდიაპაზონის ტალღების გამოკვლევას. მეორე მიმართულებაში იგულისხმება მეთოდი, რომელშიც მნათობისაკენ გზავნიან დედამიწაზე ტექნიკური საშუალებებით გენერირებულ რადიოტალღებს და შემდგომ გამოიკვლევენ მნათობიდან არეკვლილი და ჩვენთან დაბრუნებული ტალღების თვისებებს. პირველი მიმართულების სამუშაოთა და გამოკვლევათა საფუძველს ქმნის უკვე აღწერილი რადიოტელესკოპი. შედეგები, რომლებსაც გვაწვდის რადიოტელესკოპების გამოყენება, აღწერილი იქნება შემდგომ პარაგრაფში. მეორე მიმართულების ექსპერიმენტულ სამუშაოთა საფუძველს კი წარმოადგენს რადიოლოკატორი — იარაღი, რომელიც თვითონ გამოასხივებს რადიოტალღებს და მიიღებს კიდეც მათ. რადიოლოკაციური დაკვირვებები, აგრეთვე, წარმოადგენს თანამედროვე ასტრონომიული კვლევის ახალ, მძლავრ მეთოდს. თუმცა მისი გამოყენების ასპარეზი ჯერ მხოლოდ მთვარით, პლანეტებით და მეტეორებით, ე. ი. დედამიწასთან უახლოესი კოსმოსური სივრცით არის შემოფარგლული. სულ სხვაა მოქმედების სარბიელი რადიოტელესკოპისა, რომელიც დღეისათვის ცნობილი

უშორესი გალაქტიკების გამოსხივებას ღებულობს და მის თვისებებს გვამცნობს.

რადიოლოკატორის ძირითად ნაწილს შეადგენს გადამცემი სადგური, რომელიც კვებავს სპეციალურ ანტენას, საიდანაც გადაიცემა სივრცეში საგანგებო სიგნალების სერია ანუ ტალღების იმპულსები. თუ ეს იმპულსები შეხვდა სივრცეში რაიმე საგანს (მაგალითად, თვითმფრინავს; რადიოლოკატორის გამოყენება პირველად სამხედრო ტექნიკაში დაიწყო მიმდინარე საუკუნის ოცდაათიანი წლების ბოლოს) ან რაღაც არაერთგვაროვნობას სივრცითი სიმკვრივის განაწილებაში, რადიოტალღების ენერგიის ნაწილი განიბნევა და არეკვლილის ნაწილი დაბრუნდება დედამიწის ზედაპირზე, კერძოდ, — რადიოლოკატორთან, სადაც ჩართულია, აგრეთვე, მიმღები სადგური. ამ სადგურს ძალუძს გააძლიეროს და ჩაწეროს კიდეც დაბრუნებული სიგნალები, დაბრუნების დროის აღნიშვნით.

რაკი ცნობილია ატმოსფეროში რადიოტალღების გავრცელების სიჩქარე, უბრალოდ გამოითვლება მანძილი იმ ობიექტამდე, რომელზეც აირეკლა და საიდანაც დაბრუნდა იმპულსი. ამავე დროს, ანტენის აგებულება და მისი მიმართულებითი უნარის თვისებები საშუალებას იძლევა ამ ობიექტის მიმართულებაც დადგინდეს. ადვილი წარმოსადგენია, რომ რადიოლოკატორი ძალიან კარგი საშუალებაა თვითმფრინავების ჰაერში მოძრაობის ფიქსირებისათვის, როცა ესენი ღრუბლებისა ან სიშორის გამო თვალისათვის უხილავი არიან. ისიც გასაგებია, რომ ამავე წესით შესაძლებელი უნდა იყოს, მაგალითად, მეტეორების მოძრაობის ფიქსირება დედამიწის გარემომცველ კოსმოსურ სივრცეში ან მისი ატმოსფეროს უმაღლეს ფენებში.

აშკარაა, რომ რადიოლოკატორი უნდა უზრუნველყოფდეს მუშაობის უდიდეს სიზუსტეს. კერძოდ, ერთობ მაღალი სიზუსტით უნდა განისაზღვრებოდეს დროის შუალედი იმპულსის გადაცემიდან მის დაბრუნებამდე. მართლაც, რადიოიმპულსის გავრცელების სიჩქარე ისეთივეა, როგორიც სინათლისა, ე. ი. დაახლოებით $3 \times 10^5$ კმ/სეკ. თუ ჩავთვლით, რომ მეტეორი მოძრაობს, ვთქვათ, 100 კილომეტრის სიმაღლეზე, მაშინ დრო, რომელიც ესაჭიროება იმპულსს ამ მანძილზე მისვლისათვის და უკან დასაბრუნებლად, სულ მხოლოდ ერთი სეკუნდის მეათასხუთასედია ანუ $7 \times 10^{-4}$ სეკუნდი. ცხადია, რომ ამგვარი სიდიდის სარწმუნოდ განსაზღვრა განსაკუთრებულ სიზუსტეს მოითხოვს, რაც რადიოლოკატორებში უზრუნველყოფილია ტექნიკურად რთული ელექტრონული მოწყობილობის გამოყენებით.

რადიოლოკაციური მეთოდით მეტეორების რიცხვის ან მოძრაობის ფიქსირება მეტეორების კვალის მიხედვით ხდება. დედამიწის ატმოსფეროში მეტეორების კოსმოსური სიჩქარით მოძრაობა იწვევს ატმოსფეროს ნაწილაკების იონიზაციას და ქმნის მაღალი ელექტროგამტარობის მქონე გაზების კვალს, რომელსაც უნარი აქვს კარგად არეკლოს რადიოტალღები. ამის მიხედვით მანძილები მეტეორებამდე, მოძრაობის სიჩქარენი და მეტეორის კვალის ფიზიკური თვისებებიც ნაყოფიერად შეისწავლება რადიოლოკაციური მეთოდით. ამ მეთოდის გამოყენება ერთობ ამდიდრებს ჩვენს ცნობებს როგორც დედამიწის ატმოსფეროს მაღალი ფენების ფიზიკურ და კინემატიკურ თვისებებზე, ისე თვით მეტეორების შესახებ. მართლაც, მაგალითისათვის მეტეორების სულ უმარტივესი სტატისტიკური პარამეტრიც კი რომ განვიხილოთ, სახელდობრ, მათი რიცხვი მოცულობის ერთეულში და დროის ერთეულოვან შუალედში, ვნახავთ, რომ რადიოლოკაციამ დიდად შეავსო და სარწმუნო გახადა მონაცემე-

ბი. აქამდე, აკვირდებოდნენ რა მეტეორებს მხოლოდ ოპტიკური მეთოდებით, თვლიდნენ მათ სხვადასხვა ობსერვატორიებიდან ღამის მოწმენდილი ცის პირობებში და ამ ცალკეული დათვლის შედეგების ექსტრაპოლაციით ვარაუდად აფასებდნენ მეტეორების ნამდვილ რაოდენობას. ამჟამად კი მეტეორების თვლა განუწყვეტლივ შეიძლება დღისითაც და ღრუბლიანი ცის ქვეშაც: რადიოლოკატორის ოსცილოგრაფის ეკრანზე ანტენის „მხედველობის ველში" გამავალი მეტეორები სათითაოდ იძლევა ადვილად შესამჩნევ ნიშნებს.

იდეა მთვარის რადიოლოკაციის შესახებ წამოაყენეს საბჭოთა აკადემიკოსებმა ლ. მ ა ნ დ ე ლ შ ტ ა მ მ ა და ი. პ ა პ ა ლ ე ქ ს ი მ. 1946 წელს მთვარის რადიოლოკაცია ექსპერიმენტულად განხორციელდა. ამ ექსპერიმენტის მეშვეობით ახალი, რადიოასტრონომიული მეთოდით იქნა გაზომილი მანძილი დედამიწიდან მთვარემდე. ამავე მეთოდით დადასტურდა მთვარის ლიბრაციის მოვლენაც და, საერთოდ, ნაჩვენები იქნა რადიოლოკაციური მეთოდის სიმძლავრე და შესაძლებლობანი ასტრონომიული გამოკვლევების დარგში.

ამ მეთოდით ნაყოფიერად შეისწავლება მარსისა და სხვა პლანეტების რელიეფი, მათზე მთების გავრცელება, მწვერვალების სიმაღლე. მეთოდი ფართოდ გამოიყენება ხელოვნური კოსმოსური სხეულების მდებარეობათა და პლანეტების მანძილების განსაზღვრისათვის.

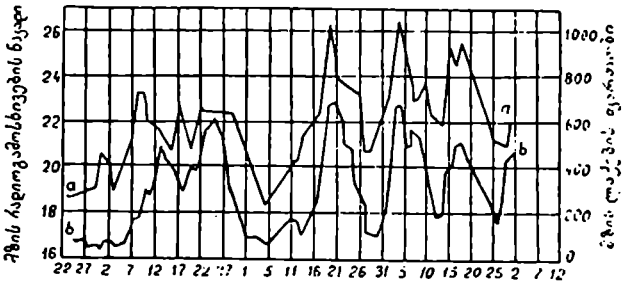
### § 188. კოსმოსური ობიექტებისმიერი რადიოგამოსხივება

ამჟამად უკვე რეგისტრირებულია რადიოგამოსხივება თითქმის ყველა კოსმოსური ობიექტიდან და, სახელდობრ, — მზიდან, მთვარიდან, ცთომილებიდან (ვენერა და იუპიტერი), კომეტებიდან, ვარსკვლავთშორისეთის ნივთიერებიდან, გალაქტიკის სხვა წყაროებიდან (ნისლეულებიდან) და მეტაგალაქტიკური სივრციდანაც კი.

მ ზ ე არ ყოფილა პირველი ობიექტი, რომელზეც იქნა აღმოჩენილი რადიოგამოსხივება. მხოლოდ 1944 წელს, 13 წლით გვიან მას შემდეგ, რაც პირველად იყო შენიშნული ირმის ნახტომისმიერი რადიოგამოსხივება, რეგისტრირებულ იქნა მზის გამოსხივება, დაახლოებით, 190 სანტიმეტრ ტალღის სიგრძეზე. ახლა კი უკვე ცნობილია, რომ მზე გამოასხივებს ფართო დიაპაზონში: — დაახლოებით, 1 სანტიმეტრიდან 12 მეტრის სიგრძემდე. ამავე დროს გაირკვა, რომ, მაგალითად, მეტრნახევრიანი გამოსხივება წარმოიშობა მზის კორონაში. ეს ფაქტი თვალნათლივ დადასტურებულია არაერთგზის მზის სრულ დაბნელებათა პირობებში. ასეთი დაბნელების დროს, როცა მზის დისკო და მისი ფოტოსფერო მთლიანად დაფარულია მთვარის მიერ, მზის მეტრნახევრიანი გამოსხივება კვლავინდებურად ინტენსიურია. მაშასადამე, ამ სიგრძის ტალღებს გამოასხივებს მზის კორონა, რომელიც მზის სრული დაბნელების მომენტებში მთვარის მიერ თითქმის სრულიად დაუფარავია და გამოსხივება თითქმის სავსებით თავისუფლად ვრცელდება დამკვირვებლისაკენ.

მზე განუწყვეტლივ გამოასხივებს რადიოდიაპაზონში ისევე, როგორც განუწყვეტლივ გამოასხივებს ოპტიკურ უბანში. მაგრამ, მისი ინტენსივობა საგრძნობლად იცვლება, როცა მზეზე ლაქები წარმოიქმნება. ამასთან დაკავშირებით განიხილება რადიოგამოსხივება „მშვიდი" მზისა და „შეშფოთებული" მზისა (ლაქების მიერ შეშფოთებული).

მჭიდრო კავშირს მზის ლაქებსა და მზის რადიოგამოსხივებას შორის გვიჩვენებს 187-ე ნახ., რომელზეც აბსცისთა ღერძზე მოცემულია დრო 1948 წლის ნოემბრიდან 1949 წლის მარტამდე.




ნახ. 187.

ნახაზზე *a* მრუდი გამოხატავს რადიოგამოსხივების ინტენსივობის ცვალებადობას; ხოლო *b* მრუდი ლაქების ფართობის ცვალებადობას. როგორც მკაფიოდ მოჩანს, ეს ორი მრუდი პარალელურად იცვლება.

სხვადასხვა ტალღის სიგრძის გამოსხივება მზის ატმოსფეროს სხვადასხვა სიღრმიდან მოდის. ასე, სახელდობრ, ათმეტრიანი გამოსხივება მზის კორონის უკიდურეს (უმაღლეს) ნაწილებს ეკუთვნის, სანტიმეტრიანი კი — ქრომოსფეროს დაბალ ფენებს (2—3 ათასი კილომეტრის სიმაღლეზე). ეს იმიტომ ხდება, რომ გრძელტალღოვანი გამოსხივებისათვის კორონა გაუმჭვირვალეა. ასე რომ, მაგალითად, ათმეტრიანი გამოსხივება, რომელიც, აგრეთვე, წარმოიშობა ქრომოსფეროში, მთლიანად შთაინთქმება და კორონის გარე ნაწილებს ვერ მიაღწევს. და, თუ ჩვენ მაინც ვღებულობთ ათმეტრიან გამოსხივებას, ეს ისაა, რომელიც კორონის გარე ფენაში წარმოიშვა და სწორედ ამ ფენას ახასიათებს.

ისევე, როგორც ოპტიკურ გამოსხივებაში დროგამოშვებით ძლიერდება მზის აქტივობა (ხშირდება ლაქები, ძლიერდება პროტუბერანცები, ადგილი აქვს ამოფრქვევებს და სხვ.), რადიოდიაპაზონშიც ხდება ხოლმე გამოსხივების „შეშფოთება“ ანუ მკვეთრი, ხანმოკლე გაძლიერება. ხშირად ასეთი შეშფოთება დროით თანხვდება მზის საერთო აქტივობის გაძლიერებას. მზის შეშფოთებული რადიოგამოსხივება ასეულებჯერ და ათასეულებჯერ უფრო ინტენსიურია, ვიდრე „მშვიდი“ მზის რადიოგამოსხივება (იხ. ნახ. 186).

მზის რადიოგამოსხივების პროცესები მჭიდროდაა დაკავშირებული მზისაგე ოპტიკური გამოსხივების პროცესებთან და იმ მოვლენებთან, რომლებიც გავლენას ახდენს დედამიწის იონოსფეროში აღძრულ პროცესებზე. ამჟამად მზის რადიოგამოსხივების სისტემატური დაკვირვება „მზის სამსახურის“ ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი ელემენტია.

რამდენიმე წლის წინათ შენიშნეს და სისტემატურ დაკვირვებას შეუდგნენ მ თ ვ ა რ ი ს სანტიმეტრიან და სამსანტიმეტრიან გამოსხივებაზე. ამ გამოსხივების წყარო იქმნება მთვარის ქერქის შიდა ფენებში, რამდენიმე სანტიმეტრ ან რამდენიმე ათეულ სანტიმეტრ სიღრმეზე. ეს გამოსხივება სითბური გამოსხივებაა, მაგრამ არაა თანხვდენილი მთვარის ფაზებთან სწორედ იმიტომ,

რომ ქერქის შიდა ფენებიდან მომდინარეობს, რომლებიც დაცულია მზისმიერი უშუალო გახურებისა ან სივრცეში სითბოს უშუალოდ გამოფრქვევისაგან იმ ფხვიერი და სითბოს ცუდად გამტარი ნივთიერებით, რომლითაც მოფენილია მთვარის ზედაპირი.

მთვარის მაგალითზე ვხედავთ, რომ რადიოასტრონომიულ მეთოდს ძალუძს ინფორმაცია მოგვაწოდოს ცის სხეულის არა მარტო ატმოსფეროზე, არამედ ზოგი მნათობის ქერქის შიდა ფენებზეც.

ц о т о м и л е б и უნდა არეკლავდნენ მათზე დაცემულს მზის რადიოგამოსხივებას მსგავსად იმისა, რაც ოპტიკური სხივების არეკვლის შემთხვევაშია. ამ არეკვლის ინტენსივობა სხვადასხვაა იმის მიხედვით, თუ როგორია მზის, ცთომილის და დედამიწის ურთიერთგანლაგება. მაგრამ, ყველა შემთხვევაში ეს ინტენსივობა ძალზე მცირეა.

სამაგიეროდ ცთომილები თვით არიან საკუთარი რადიოგამოსხივების წყარონი. 1955 წელს აღმოჩენილ იქნა ძლიერი რადიოგამოსხივება იუპიტერიდან. ამ გამოსხივების ტალღის სიგრძე საშუალოდ 8 მეტრია. არის საფუძველი ვიფიქროთ, რომ იუპიტერის რადიოგამოსხივებას წარმოშობს ელჭექის მოვლენები, რომლებიც ვითარდება იუპიტერის ატმოსფეროში.

к о м е т е б и ც წარმოადგენენ რადიოგამოსხივების წყაროს.

г а л а ქ т и к у р и რადიოგამოსხივება სრულიად შემთხვევით იქნა აღმოჩენილი. მისი აღმოჩენით დაიწყო საერთოდ კოსმოსური რადიოგამოსხივების რეგისტრაცია. ეს იყო 1931 წელს, როცა მიმდინარეობდა დედამიწის ატმოსფერული წარმოშობის რადიოშეშფოთებათა ხანგრძლივი კამოკვლევა. შენიშნეს, რომ ხუთმეტრიანი რადიოგამოსხივების ინტენსივობა პერიოდულად მაქსიმუმს აღწევდა ზუსტად ყოველი 23 საათისა და 56 წუთის შემდეგ. მაგრამ, ეს ხომ დედამიწის თავისი ღერძის გარშემო ანუ ცარგვალის დღეღამური ბრუნვის პერიოდია სწორედ. რამდენადაც რადიოანტენა უძრავად იდგა და სულ ერთნაირად იყო მიმართული, ბუნებრივია ეფიქრათ, რომ ანტენაზე მოდიოდა გამოსხივება ისეთი წყაროდან, რომელიც ცარგვალთან ერთად დღეღამურ მოქცევას განიცდიდა. სხვა სიტყვებით, ეს უნდა ყოფილიყო რაღაც წყარო, რომლის ადგილი გარე სივრცეში, ვარსკვლავებს შორის უნდა ყოფილიყო მოთავსებული. განმეორებითმა დაკვირვებებმა და შემოწმებამ უჩვენა, რომ რადიოგამოსხივების წყარო მართლაც ფიქსირებულია მშვილდოსნის თანავარსკვლავედის არეში და მასთან ერთად მოიქცევა დამკვირვებლის ირგვლივ დღე-ღამის განმავლობაში. მიმართულება კი მშვილდოსნის თანავარსკვლავედზე თანხვდება გალაქტიკის ცენტრის მიმართულებას. ეს გარემოება უკვე ბევრის მომასწავებელი იყო და ამიტომ დაკვირვებები გააზშირეს და ამასთანავე უფრო მოკლეტალღოვან დიაპაზონზე გაავრცელეს. მაგრამ, მხოლოდ 1940 წელს იქნა აღმოჩენილი გალაქტიკური წარმოშობის 185-სანტიმეტრიანი გამოსხივება. ამის შემდგომ და, განსაკუთრებით, ომისშემდეგ წლებში დაიწყო გალაქტიკური რადიოასტრონომიის ინტენსიური განვითარება.

ამჟამად აგებულია მთელი გალაქტიკისათვის რადიოგამოსხივების იზოფოტები ანუ ერთნაირი ინტენსივობის მრუდები. მაშასადამე, მოიპოვება რუკები, რომლებზეც ჩანს, თუ სად, რომელ ადგილებშია მოცემული ტალღის სიგრძის რადიოგამოსხივება უფრო მეტად ინტენსიური და რომელში — ნაკლებად. ამას გარდა, რადიოასტრონომიულმა მონაცემებმა უფრო მკაფიოდ გამოავლინა ჩვენი გალაქტიკის სპირალური აგებულება და სხვა სტრუქტურული თვისებები.

გაირკვა ისიც, რომ გალაქტიკური რადიოგამოსხივების წყაროს, ყოველ შემთხვევაში, — მის მნიშვნელოვან ნაწილს, წარმოადგენს ვარსკვლავთშორისეთის სივრცეებში გაბნეული გაზების ღრუბლები. ამგვარი ღრუბლების მიერ გამოსხივებას აქვს, შეიძლება ითქვას, უწყვეტი სპექტრი. სხვა სიტყვებით, იგი გამოასხივებს სხვადასხვა ტალღის სიგრძეზე, მთელი რადიოდიაპაზონის ფარგლებში. მაგრამ, როგორც უფრო გვიან გაირკვა, ნეიტრალურ მდგომარეობაში მყოფი წყალბადის მასები, აგრეთვე, გაბნეულნი ვარსკვლავთშორისეთის სივრცეში, გამოასხივებენ მონოქრომატულ ხაზში, სახელდობრ, — 21-სანტიმეტრიან ტალღებს. რადიოდაკვირვება 21 სმ ტალღის სიგრძეზე, აგრეთვე, იძლევა მდიდარ მასალას არა მარტო თვით წყალბადის მასების განაწილებაზე გალაქტიკაში, არამედ მთლიანად გალაქტიკის აგებულების, ბრუნვისა და სხვა ფიზიკური და კინემატიკური თვისებების შესახებ.

გალაქტიკური რადიოასტრონომია კარგად ავსებს ოპტიკური ასტრონომიის მიერ მოპოვებულ ცნობებს გალაქტიკის და, კერძოდ, მისი შორეული ნაწილების შესახებ. კოსმოსური შთანთქმის გამო ოპტიკური გამოსხივება დიდი მანძილებიდან ვერ აღწევს ჩვენამდე. რადიოგამოსხივებისათვის კი გალაქტიკური სივრცე შეუდარებლად უფრო გაშვებივალია და ამიტომ რადიოგამოსხივება შორეული ნაწილებიდან ცნობების მომწოდებელი კარგი საშუალებაა.

ამასთან ერთად, რადიოასტრონომია ახალ შუქს ფენს, კერძოდ, ისეთი ცალკეული გალაქტიკური ობიექტების ფიზიკურ რაობას, როგორიცაა წინანდელი ზ ე ა ხ ა ლ ი ვ ა რ ს კ ვ ლ ა ვ ე ბ ი ს ნ ა რ ჩ ე ნ ე ბ ი, ნ ი ს ლ ე უ ლ ე ბ ი ს ს ა ხ ი თ, მაგალითისათვის მოვიტანოთ ე. წ. კიბოსსახა ნისლეული. ეს ნისლეული წარმოადგენს ნაშთს იმ დიდი კოსმოსური კატასტროფისა, რომელიც 1054 წელს მოხდა ზეახალი ვარსკვლავის ანთების სახით. მის შემდეგ, ვარსკვლავის წიაღიდან ამოფრქვეული ნივთიერება უდიდესი სიჩქარით (1000 კილომეტრამდე სეკუნდში) ვრცელდება სივრცეში ვარსკვლავის გარშემო, რის შედეგადაც შეიქმნა საკუთრივ ნისლეული. ეს ნისლეული ამავე დროს რადიოგამოსხივების მძლავრი წყარო აღმოჩნდა. რადიოგამოსხივების მიზეზი კი უნდა იყოს ძლიერი მაგნიტური ველი, რომელიც ნისლეულის მოცულობას ახასიათებს, და დამუხტული ელექტრონები მასში, რომელთაც მიენიჭათ, სხვადასხვა ფიზიკური ფაქტორის მოქმედების შედეგად, უდიდესი აჩქარება და ენერგია.

რადიოგამოსხივების წყაროებს წარმოადგენენ, დაბოლოს, ცალკეული გ ა ლ ა ქ ტ ი კ ე ბ ი ან მათი შესაძლო შეხვედრა-შეჯახების ეფექტები და მეტაგალაქტიკური ანუ გ ა ლ ა ქ ტ ი კ ა თ ა შ ო რ ი ს ი სივრცის გაზი. პირველ შემთხვევაში, შემხვედრი გალაქტიკების ვარსკვლავთშორის გაზში წარმოიშობა ე. წ. დარტყმითი ტალღები, რომლებიც იწვევს გრიგალისმაგვეს მოძრაობას და ახურებს ნივთიერებას. ამის შედეგად კი ძლიერდება ვარსკვლავთშორისეთის მაგნიტური ველი, რაც ხელს უწყობს ელექტრონების მოძრაობის აჩქარებას იმ ზომამდე, რომელზეც ისინი უკვე რადიოგამოსხივების წყაროდ იქცევიან. მეორე შემთხვევაშიც რადიოგამოსხივების წყაროს კოსმოსური ელექტრონები ქმნიან, რომლებიც გალაქტიკათაშორისეთის სივრცეებში ცალკეული გალაქტიკებიდან შემოიჭრებიან. ამნაირად, რადიოასტრონომია იმის საშუალებასაც იძლევა, რომ შევისწავლოთ ფიზიკური გარემო მეტაგალაქტიკის სივრცეშიც.

რადიოასტრონომიის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი შედეგი, რომელსაც, პირველ რიგში, ფიზიკური მეცნიერებისათვის აქვს მნიშვნელობა, მდგომარეობს ე. წ. კოსმოსური სხივების წარმოშობის გზების მიკვლევაში. როგორც ცნობი-

ლია. თითქმის ნახევარი საუკუნის წინათ დადგინდა, რომ სამყაროს სივრცის წიაღიდან დედამიწის ატმოსფეროში შემოიჭრება უზარმაზარი ენერგიის ნაწილაკები. მათი სიჩქარე თითქმის სინათლის სიჩქარეს უახლოვდება და ამიტომ შემოიჭრება დედამიწის ატმოსფეროს მაღალ ფენებში გაცილებით უფრო დიდი კინეტიკური ენერგიით, ვიდრე ის ენერგიაა, რომელიც დედამიწის ატმოსფეროს ატომებსა და მოლეკულებს აქვთ (სითბური სიჩქარეების ენერგია). ეს ნაწილაკები ეჯახებიან ატმოსფეროს შემადგენელი ატომების გულებს და ნაწილობრივ კარგავენ თავიანთ ენერგიას, რომელიც გადადის დაჯახებულ ატომებზე და ასე წარმოიშობა ე. წ. მეორადი ნაწილაკები: ელექტრონები, პოზიტრონები, ფოტონები და სხვ. ამ მეორადი ნაწილაკების უშუალო აღმოჩენა, დაკვირვება და რეგისტრაცია ხერხდება დედამიწის მახლობლად. ამ მოვლენას კოსმოსური სხივები ეწოდება. მათი შესწავლა ერთ-ერთი უაღრესად აქტუალური პრობლემაა თანამედროვე ფიზიკაში, საერთოდ, და ნივთიერების აგებულების თეორიასა და პრაქტიკაში, კერძოდ.

გალაქტიკის რადიოგამოსხივება მჭიდრო კავშირშია კოსმოსურ სხივებთან და უკანასკნელთა წყაროს ხშირად შეადგენენ კოსმოსური ობიექტები, რომელნიც ამასთანავე რადიოგამოსხივების ნაკადს ქმნიან. ამგვარად, კოსმოსური სხივების ფიზიკური პრობლემის შესწავლისაკენ გახსნილია ასტრონომიული გზაც.

### § 16#. დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრებისა და კოსმოსური რაკეტების გამოყენება ასტროფიზიკური პრობლემების შესასწავლად

როგორც თავის ადგილზე აღვნიშნეთ, დედამიწის გარემომცველი ატმოსფერო შესამჩნევად ასუსტებს მნათობებიდან მოსულ სხივებს და გამოატარებს მათ მთლიანი ელექტრომაგნიტური სპექტრის მხოლოდ ვიწრო უბანში — „სარკმელში“. ასეთი „სარკმელია“ უბანი 2900 ანგსტრემიდან 30000 ანგსტრემამდე, რომელშიც მოთავსებულია ე. წ. ოპტიკური გამოსხივება. არის მეორე „სარკმელიც“ — რადიოგამოსხივებისა, 8 მილიმეტრიდან 30 მეტრ ტალღის სიგრძემდე. აქ აღნიშნული საზღვრების გარეთ — 2900 ანგსტრემზე უფრო მოკლე ტალღოვანი მიმართულებით იმყოფება გამოსხივების ულტრაიისფერი ნაწილი, რომელიც ერთობ საინტერესოა ასტროფიზიკური თვალსაზრისით. კერძოდ, საინტერესოა მზის კორონის ულტრაიისფერი გამოსხივების შესწავლა, რაძდენადაც იგი მნიშვნელოვანი ფაქტორია მზე-დედამიწის კავშირის მოვლენების განვითარებაში. დედამიწის ატმოსფერო კი, მაშასადამე, მნათობთა გამოსხივების სწორედ ამ მნიშვნელოვან ნაწილს არ გამოატარებს და ამაში გამოიხატება ატმოსფეროს უარყოფითი, დამაბრკოლებელი როლი ასტრონომიული კვლევის თვალსაზრისით. არსებობს კიდევ მეორე გვარის დაბრკოლება, რომელსაც ატმოსფერო ქმნის ასტრონომისათვის. ეს არის ე. წ. „ცის ფონი“, რომელიც ამუქებს გამჟღავნებულ ფოტოფირფიტას და გვზღუდავს ზედაპირული სიკაშკაშის მიღწევაში მძლავრი ტელესკოპებისა და ხანგრძლივი ექსპოზიციების გამოყენებით. დაბოლოს, ატმოსფეროს მღელვარება, აღმავალი და სხვა ნაკადები მასში, როგორც ზევითაც ვნახეთ, საგრძნობლად ამახინჯებს ცის ობიექტების გამონასახებს და ამით ზღუდავს ოპტიკური იარაღების ეფექტურობას.

თვალის ან დასაკვირვებელი აპარატურის ატანა დედამიწის ატმოსფეროს უმაღლეს ფენებში, სადაც ატმოსფერო ერთობ გაიშვიათებულია, ან მისი გა-

ტანა სრულიადაც ატმოსფეროს გარეთ, არსებითად აამაღლებდა კოსმოსურ ობიექტებზე დაკვირვების ეფექტურობასა და ნაყოფიერებას.

სწორედ საამისო საშუალებას იძლევა დიდ სიმაღლეებზე აშვებული ბალონები, რაკეტები ან დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრები და კოსმოსური ზონდები და ხომალდები, თუ ამ სხეულებზე მოთავსებულია სათანადო აპარატურა.

ტექნიკური, საინჟინრო და კონსტრუქტორული თვალსაზრისით ურთულესი ამოცანაა კოსმოსურ სივრცეში სამეცნიერო-კვლევითი აპარატურით აღჭურვილი მატარებელი რაკეტის, ზონდის, ავტომატური სადგურის თუ ხომალდის გაშვება, მათზე მოთავსებული აპარატურის ამუშავება გარკვეული პროგრამით და მით დაგროვილი ინფორმაციის დედამიწაზე გადმოცემა. აპარატურას ესაჭიროება ენერგია, რომლითაც იგი თავიდანვე უნდა იყოს აღჭურვილი. დახარჯული ენერგიის შევსება უნდა ხდებოდეს მზის გამოსხივების ხარჯზე. აპარატურა სივრცეში გარკვეულად უნდა იქნეს ორიენტირებული, სტაბილურად სათანადოდ მიმართული (მაგ., ტელესკოპი — ამა თუ იმ ობიექტზე); მუშაობდეს კოსმოსური სივრცის ვაკუუმისა და ზედაბალი ტემპერატურის პირობებში.

კოსმონავტიკის განვითარება უზრუნველყოფს წარმატებებს ამ ურთულეს საქმეში, რასაც მოსდევს მეცნიერული მონაცემების ერთობ ინტენსიური დაგროვება და ახალი მოვლენების აღმოჩენა, უკანასკნელი 25 წელი აღინიშნა მთელი რიგი დიდმნიშვნელოვანი ნიშანსვეტებით.

1956 წელს ბალონით აიტანეს 8 კილომეტრ სიმაღლეზე 28 სმ ტელესკოპი, 3 მეტრიანი საფოკუსო მანძილით და მისი მეშვეობით მიიღეს მზის გრანულაციის იშვიათი ფოტოგრაფიები.

სხვა შემთხვევაში უფრო დიდ სიმაღლეზე იქნა ატანილი 30 სმ კვარცის სარკის მქონე ტელესკოპი, რომლის ეკვივალენტური საფოკუსო მანძილი (შექმნილი რიგი ლინზების გამოყენებით) 70 მეტრს ეტოლებოდა. ტელესკოპის საფოკუსო ნაწილში მოთავსებული იყო კინოკამერა, რომელშიც ჩვეულებრივი ზომის აფსკზე მიიღებოდა მზის ზედაპირის ცალკეული, 90×60 ათასი კვ. კმ-ის მქონე ფართობის ფოტოგრაფიები. ასეთ დიდ მასშტაბს აღნიშნული გრძელი ეკვივალენტური ფოკუსი უზრუნველყოფდა.

ასეთი ტელესკოპის მეშვეობით მიიღეს მზის გრანულაციის ერთობ მაღალი ხარისხის დეტალური ფოტოგრაფიები.

შედგენილია და გამოქვეყნებულია მზის ულტრაიისფერი სპექტრის დაწვრილებითი ატლასი. მასში მოცემულია სპექტრული ხაზების კონტურები უბანში 1800-დან 2965 ანგსტრემამდე.

შესანიშნავი შედეგია მიღებული მთვარისა და პლანეტების ფოტოგრაფირებით, რაც ამ სხეულების ახლო წერტილებიდან განხორციელდა. ფოტოფირზე მიღებული ფოტოები თვით პლანეტათშორისო სადგურზე მუშაედება, ავტომატურად გამჟღავნების, ფიქსირების, გარეცხვისა და გამშრალების ჩათვლით და გადმოიცემა ტელევიზიური გადამცემი აპარატურით; პლანეტის ზედაპირის სურათი იქვე აღიბეჭდება მაგნიტურ ფირზე და უმალვე ან უფრო გვიან (პროგრამის მიხედვით) გადმოიცემა.

ასე იყო მიღებული საბჭოთა კავშირში ჯერ კიდევ 1959 წელს მთვარის უკანა მხარის ფოტოები, გადაღებული 70 ათასი კმ მანძილიდან. „მარინერ"-ის სერიის ამერიკულმა აპარატებმა 1965 წელს მარსის ზედაპირი გადაიღო 12—17 ათასი კმ მანძილიდან. ამ დროს მარსი დაშორებული იყო დედამიწიდან 200

მილიონი კილომეტრით. ფოტოების გადაღება გრძელდებოდა 30 წუთს, ხოლო დედამიწაზე მათ ტელევიზიურ გადმოცემას დასჭირდა რამდენიმე დღე-ღამე.

ცხომილების ზედაპირის გამონასახების თანამედროვე გარჩევის უნარი იმდენად მაღალია, რომ მრავალ შემთხვევაში რამდენიმე მეტრით გამოიხატება. მთვარის ზედაპირის ზოგ ფოტოგრაფიაზე 10—20 სმ განივის ცალკეული ქვები ან ორმოები და 2—3 მმ სიდიდის დეტალებიც კი შეიმჩნევა.

„ვენერა"-ს სერიის საბჭოთა ავტომატურმა სადგურებმა არა მარტო განსაზღვრეს ვენერას ატმოსფეროს შემადგენლობა, არამედ ამასთან ერთად მოგვაწოდეს სქელი ატმოსფეროთი გარემოცული ვენერას უხილავი ზედაპირის ქვა-ლოდებით მოფენილი სურათები.

მასობრივად მიღებულია ვარსკვლავთა სპექტრები მოკლეტალღოვან სხივებში. რეგისტრირებულია რენტგენული და გამა-გამოსხივების წერტილები.

მრავალი, უაღრესად საინტერესო ისეთი ამოცანების ჩამოთვლა შეიძლება, რომელთა გადაწყვეტა გარეატმოსფერულ დაკვირვებათა განვითარებას მოითხოვს. ეს ამოცანებია, მაგალითად, — მარსის ზედაპირის აგებულება, ცვლილებანი ვენერასა და იუპიტერის ატმოსფეროში, სატურნის რგოლების აგებულება, პლუტონის დიამეტრის გაზომვა და სხვ. საერთოდ, პლანეტებისმიერი გამოსხივება მაქსიმუმს აღწევს სპექტრის შორეულ ინფრაწითელ უბანში, რომლისთვისაც გაუმჭვირვალეა დედამიწის ატმოსფერო. რიგი ამოცანები შეეხება ვარსკვლავთა და გალაქტიკების სამყაროს; ესენია: არამდგრადი და ცვალებადი ვარსკვლავების მოკლეტალღოვანი გამოსხივება, პლანეტებსგავსი ნისლეულების აგებულება, მკვრივი გულის მქონე გალაქტიკების აგებულება და სხვ. ე. წ. ცხელი ვარსკვლავები უმეტესად კაშკაშანი ულტრაიისფერ სხივებში არიან. მეორე მხრივ, ვარსკვლავთშორისეთის კოსმოსურ მტვერს საკუთარი გამოსხივება ინფრაწითელ უბანში აქვს. ყველა ამ ობიექტისა და მოვლენის ნაყოფიერი შესწავლა მოითხოვს მათ დაკვირვებასა და რეგისტრაციას სპექტრის იმ უბნებში, რომელთა გამოსხივებას დედამიწის ატმოსფერო არ გამოატარებს და ამიტომ მოითხოვება გარეატმოსფერული დაკვირვება.

გარეატმოსფერულ დაკვირვებათა ტექნიკა მოიცავს კლასიკურ ფოტოგრაფიულ, ელექტროფოტომეტრიულ და სპექტრული ხელსაწყო-მეთოდებისა და გეიგერის მთვლელების გარდა, ახალ ელექტრონულ და ტელევიზიურ ხელსაწყოებს და იმ უახლეს ტექნიკის ხელსაწყო-მოწყობილობებს, რომლებიც კოსმოსურ ხომალდებში, ავტომატურ სადგურებში და მიწისზედა საკონტროლო და მმართველ ცენტრებში გამოიყენება.

დაკვირვებებს ხელოვნური კოსმოსური სხეულებიდან უაღრესად დიდი სირთულე და სიძნელეები ახლავს. სტაბილიზაცია დანადგარისა თავისუფალი კოსმოსური ფრენის პირობებში, მისი ტემპერატურული რეჟიმის დაცვა, ავტომატური მიმართვა გამოსაკვლევ ობიექტზე ან არჩეული კოორდინატების მქონე წერტილში ცაზე, მართვა შორიდან, დაფოკუსება, ავტომატური ოპერაციები, დაკვირვების გადმოცემა კოსმოსური სამყაროდან დედამიწაზე ტელევიზორული ტექნიკის გამოყენებით ერთობ ძნელად გადასაწყვეტი ამოცანებია. მიუხედავად ამისა წარმატებანი ამ მიმართულებით, — როგორც ვხედავთ, საბჭოთა კოსმოსური თანამგზავრების, რაკეტების, ავტომატური სადგურისა და ხომალდების მაგალითებზე, — იმდენად დიდია, რომ ახლო მომავალი გვპირდება დიდი მნიშვნელობის მრავალ მიღწევას კოსმოსურ მოვლენებზე დედამიწის ატმოსფეროს გარედან დაკვირვება-გამოკვლევის დარგში. ეს შესაძლებლობა არსებითად გაამდიდრებს ასტროფიზიკური კვლევის მეთოდებს, საშუალებებს, ტემპებსა და მოპოვებულ მასალას.

# საძიებლები

## სახელთა საძიებელი


აბტ (Abt) 327.
ადამსი (Adams) 326, 327, 348.
აინშტაინი (Einstein) 199.
ალსუფი 135.
არგელანდერი (Argelander) 136, 154.

ბაიერი (Bayer) 136.
ბარბიე (Barbier) 328.
ბელოპოლსკი ა. (Белопольский А. А.) 131, 347.
ბეკერი (Becker) 229.
ბემპორადი (Bemporad) 244.
ბერნჰეიმერი (Bernheimer) 224.
ბოილი (Boyle) 238.
ბოლცმანი (Boltzmann) 364.
ბონდი (Bond) 165, 166.
ბრაჰე ტიხო (Brahe Tycho) 135.
ბრედიხინი თ. (Бредихин Ф. А.) 131.
ბროდჰუნი (Brodhun) 159.
ბუგე (Bouguer) 236.
ბუნზენი (Bunsen) 178.

გალილეი (Galilei) 94.
გაუსი (Gauss) 59.
გლანი (Glan) 355.
გრეგორი (Gregory) 94, 95.
გუტნიკი (Guthnick) 224.

დანჟონი (Danjon) 162.
დოპლერი (Doppler) 347.
დრეპერი (Draper) 320.
დრიფილდი (Driffield) 106.

ებერჰარდი (Eberhard) 197.

ვებერი (Weber) 143.
ვინი (Wien) 432.
ვირტცი (Wirtz) 242.

კელმანი (Kellman) 327.
კემპბელი (Campbell) 349.
კეპლერი (Kepler) 94.
კერინგტონი (Carrington) 385.
კეننანი (Keenan) 327.
კინგი (King) 379.
კირხჰოფი (Kirchhoff) 347.
კოლშუტერი (Kohlschütter) 326, 348.
კოლცი (Colzi) 391.
კოსტინსკი ს. (Костинский С. К.) 131, 197.
კროვა (Crova) 356.
კრონი (Kron) 182, 184.
კუბეცკი ლ. (Кубецкий Л. А.) 225.
კულიკოვსკი პ. (Куликовский П. Г.) 225.

ლამბერტი (Lambert) 79, 140, 236.
ლაპლასი (Laplace) 237, 242.
ლენარდი (Lenard) 199.
ლიო (Lyot) 416.
ლუკიანოვი ს. (Лукьянов С. Ю.) 225.
ლუმერი (Lummer) 159.

მაკნეილი (Mc Neil) 328.
მაკსუტოვი (Максутов Д. Д.) 67, 395.
მანდელშტამი ლ. (Мандельштам Л. И.) 452.
მარიოტი (Mariotte) 238.
მიულერი (Müller) 241.
მორგანი (Morgan) 327.

ნიკონოვი ვ. (Никонов В. Б.) 212, 225.
ნიუტონი (Newton) 94, 346.

პაველოვი ნ. (Павлов Н. Н.) 225.
პაპალექსი (Папалекси Н. Д.) 452.
პარკჰერსტი (Parkhurst) 137, 190.
პიაცი-სმიტი (Piazzi-Smith) 68.
პიკერინგი (Pickering) 136, 320, 347.
პლანკი (Planck) 363.
პოგსონი (Pogson) 144.
პტოლომე 135.
პურკინიე (Purkyne) 152.

ჯანსენი (Janssen) 166.

რელეი (Rayleigh) 243, 354.
როზენბერგი (Rosenberg) 366.
როსკო (Roscoe) 178.
როულანდი (Rowland) 349.

სამპსონი (Sampson) 366.
სეკი (Secchi) 320.
სირსი (Seares) 380.
სტებინსი (Stebbins) 224.
სტეფანი (Stefan) 364.
სტოლეტოვი ა. (Столетов А. Г.) 199.
სტრაიჟისი ვ. (Страйжис В.) 231.
სტრემგრენი (Strömgren) 215.

ტაპსკოტი (Tapscott) 327, 328.
ტიხოვი გ. (Тихов Г. А.) 131, 381.
ტერნერი (Turner) 125.

უიტფორდი (Whitford) 231.
ულუგბეკი 135.

ფაბრი (Fabry) 213, 215.
ფეხნერი (Fechner) 143.
ფიზო (Fizeau) 347.
ფლემინგი (Fleming) 320.
ფლემსტიდი (Flamsteed) 136.
ფოგელი (Vogel) 355.
ფორბსი (Forbes) 246.
ფრაუნჰოფერი (Fraunhofer) 328.
ფრენელი (Fresnel) 78.
ფუკო (Foucault) 75.

შალონჟი (Chalonge) 328.
შარლიე (Charlier) 166.
შაჰა (Saha) 348.
შეინერი (Scheiner) 94, 166.
შენფელდი (Schönfeld) 136.
შვარცშილდი (Schwarzschild) 107, 137, 166, 179—182, 379.
შმიდტი (Schmidt) 67.
შოტი (Schott) 221.
შტერნბერგი პ. (Штернберг П. К.) 131.

ჩერენკოვი პ. (Черенков П.) 214.

ცერასკი (Цераский В. К.) 131.

ხლებნიკოვი (Хлебников А. В.) 225.

ჯონსონი (Johnson) 229, 230.

ჰარტმანი (Hartmann) 167, 254.
ჰერტერი (Hurter) 106.
ჰერშელი უ. (Herschel W.) 154.
ჰერშელი ჯ. (Herschel J.) 155, 391.
ჰერცი (Hertz) 199.
ჰერცშპრუნგი (Hertzsprung) 193.
ჰიპარქი 135, 142.
ჰოლი (Hall) 95.


## საგანთა საძიებელი


აბერაცია (ოპტიკური) 59, 60, 71, 85—87, 121, 252, 253, 284, 344.
„ ზონური (იხ. აბერაცია სფერული).
„ სფერული 60, 61, 66—69, 71, 72, 74—76, 88, 252, 270, 271, 314.
„ „ განივი 61.
„ „ გრძივი 61.
„ ქრომატული 60—63, 66, 76, 77, 88, 252, 314.
აბსოლუტურად შავი სხეული 363, 432, 433, 436.
აბშვეხერი (შემასუსტებელი) 359, 390.
ადაპტაცია 149, 150.
ავტოკოლიმაცია 333.
ათინათი 170, 171, 172, 174.
აკომოდაცია 150.
ალბედო 419, 421, 433.
„ სფერული 421.
ალმაგესტი 135.
ამაჩქარებელი პოტენციალი 201.
ანაბერაციული სისტემა 67.
ასტიგმატი 67.
ანტენა 444—448.
აპერტურა 36.
აპლანატი 67.
ასკორეკორდი 115.
ასტიგმატიზმი 60, 64, 66, 68, 69, 71, 88, 173, 249, 252, 284, 314, 317.
ასტროგრაფი 58, 59, 67, 99, 118, 167, 334, 335, 337, 338, 448.
„ გრძელფოკუსიანი 100, 118.
„ დიდშუქძალიანი 100.
„ მოკლეფოკუსიანი 100.
„ მცირე შუქძალიანი 100.
„ ნორმალური 59, 118.
„ პრიზმიანი 335.
ასტრომეტრია 114.
„ ფოტოგრაფიული 113, 131.
ასტრონეგატივი 120, 121.
ასტროსპექტროსკოპია 18, 247, 273, 347—350.
ასტროფიზიკა 17, 18, 20, 247, 288, 344, 350—352, 364, 436, 439.
„ პრაქტიკული 21, 383, 441.
„ თეორიული 21, 348, 441.
ასტროფოტოგრაფია 18, 97, 99, 113, 131.
„ გარეფოკალური 134.
„ ელექტრონული 438.
ასტროფოტომეტრი 136, 155, 156, 159, 162, 163, 167.

ასტროფოტომეტრი პიკერინგისეული მერიდიანული 161.
„ პოლარიზაციული 161.
„ სოლიანი 155.
„ ჰარტმანისა 167, 168.
ასტროფოტომეტრია 18, 100, 132, 133, 134, 142, 166, 167, 353.
აბსოლუტური 134, 166.
დიფერენციული (შეფარდებითი) 134.
ვიზუალური 132, 134, 142, 163, 165, 167.
ფართოვანი (ზედაპირული) 134, 166, 169.
ფოტოგრაფიული 134, 142, 164—167, 179, 184.
ფოტოგრაფიული შეფარდებითი 166, 175, 184, 186.
„ ფოტოელექტრული 134, 198,
„ წერტილოვანი 134, 166, 169.
ატმოსფერო 213, 232—246, 317, 354, 443, 444, 456, 458.
ატმოსფეროს გამჭვირვალობა 191, 239, 354, 360.
„ მასა 235, 240, 244.
„ მდგომარეობა 92.
ატმოსფეროსმიერი შესუსტება 161.
ატმოსფერული მღელვარება 338, 401.
აქრომატი 67.
აქრომატიზაცია 67, 88.
აქტინომეტრია 395.

ბადე ლითონისა ობიექტივწინა 192.
ბალმერის ნახტომი 229.
ბალმერისეული სერია 300, 301, 321.
ბინდის განათება 355.
ბინოკულარობა 150.
ბლენდები (სპექტრში) 311, 312.
ბლინკკომპარატორი 119.
ბლინკმიკროსკოპი 117—119.
ბონის მიმოხილვა 136.
ბონის რუკები 130.
ბოლომეტრი 353, 380, 427, 430, 431.

გაბნევა სინათლისა (იხ. სინათლის გაბნევა)
გაბნევის წრე 61, 75.
გაზომვა ელექტროფოტომეტრიული 402.
„ მიკროფოტომეტრიული 327.
„ პოლარიმეტრიული 384, 422.
„ რადიომეტრიული 427, 435.
„ სპექტრომეტრიული 268, 319, 328.
„ სპექტრულ-პოლარიზაციული 384.
„ ფოტომეტრიული 340, 355, 358, 361, 384.
გათანაბრება (ფოტომეტრიული) 155, 158, 160—162, 353, 355, 362.
გალაქტიკა 436, 452, 460, 461.
გალაქტიკათშორისი სივრცე 461.
გალაქტიკის ბრუნვა 348.
გამამეღავნებელი ხსნარი 102, 103, 111, 177.
გამამეღავნებლის რეცეპტი 112.
„ ტემპერატურა 106, 112.
გამომეღავნება 101, 108, 111, 164.
გამომეღავნების ხანგრძლივობა 112.
გამსხივებელი 444, 446.
გამონასახი (მნათობისა, 35, 43, 48, 50, 92, 94, 103, 110, 113, 166—168, 170—173, 179, 181, 185, 191, 192, 274, 277, 281, 316, 334.
გამონასახი (მნათობისა) გარეფოკალური 72, 164, 165, 166, 169, 192, 340.
„ „ დიფრაქციული 46—50, 52, 59, 262, 264, 334, 371.
„ „ ფოკალური 34, 110, 164—167, 174, 191.
გამონასახის დამაგრება 113.
„ დისკო 268.
„ თრთოლვა 94, 338.
„ სიმკვრივე 169, 177, 178, 368.
სიშავე 103, 105, 107, 136, 141, 167, 174, 356, 357.
გამყოფი უნარი 50, 52, 58, 59, 92.
განათებულობა 139.
განტოლება ასტროფოტომეტრიისა (ძირითადი) 140, 141.

გარეგალაქტიკები 455.
გარჩევის უნარი ემულსიისა 110.
„ „ თვალისა 51, 260.
„ „ პრიზმისა 258, 260, 267.
„ „ რადიოტელესკოპისა 446.
„ „ სპექტროგრაფისა 253, 331.
„ „ ტელესკოპისა 52, 92, 94.
გაშავების სიმკვრივე 103, 104.
გვერდითი მხედველობა 153.
გიდი 90, 339.
გრადაცია 159, 163, 189.
„ სიშავისა 369.
გრადიენტი სიმკვრივისა 104, 105.
„ სპექტროფოტომეტრიული 364.
„ „ შეფარდებითი 365.
გრძნობიერება ემულსიისა 177, 180.
„ სპექტრული 108, 109.
„ „ ფოტოკათოდისა 403.
„ ფერისადმი 152.
„ შეფარდებითი 141, 142.
გრძნობიერების არე 357.
„ ზღურბლი 98, 150, 151, 160.
„ „ კონტრასტული 151.
„ სელექტივურობა 152, 427.

გრძნობიერი ფენა 165.
გუგა 35, 149.

დადგმულობა ტელესკოპისა 88, 89.
" " გერმანული 91.
" " ეკვატორული (პარალაქტური) 89, 99, 100, 345.
" " ინგლისური 91.
" " უღლიანი 91.
" " ჩანგლიანი 91.
დაკვირვება ეკანზე 391—393.
" ელექტროფოტომეტრიული 199.
ვიზუალური 35, 97, 98, 131, 320, 384, 391.
კოლორიმეტრიული 213.
კორონოგრაფიული 384.
მზეზე სრული დაბნელების ვითარებაში 384, 414.
პოლარიმეტრიული 422.
რადიომეტრიული 384, 427.
რადიოტელესკოპური 384.
სპექტროჰელიოგრაფული 384.
სპექტროჰელიოკინემატოგრაფიული 384.
სპექტროჰელიოსკოპური 384.
სპექტრულპოლარიმეტრული 422.
ფიზიკური მეთოდებით 198.
ფოტოგრაფიული 35, 97, 131, 384, 422.
" ფოტოელექტრული 219, 384 422.
დაკვირვების სპეციალიზებული მეთოდები 383.
დანადგარი მრავალკამერიანი საპატრული 425.
დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრი 233, 456.
დიაფრაგმა 72, 100, 149, 162, 169, 174, 187, 190, 345, 360, 417.
დიაფრაგმირება 59, 64, 72, 191.
დიევრგენცია 150.
დისპერსია 247—249, 253—257, 259, 261, 267, 273, 279, 303, 304, 310, 312—313, 317, 330, 332, 337, 338, 340, 403.
" ატმოსფერული 313, 340.
" კუთხოვანი 253—256, 260, 261, 319, 330, 337.
ნორმული 330.
ზაზოვანი 253, 255—257, 332, 337.
" შებრუნებული 341.
დისპერსიის სიბრტყე 250.
დისტორსია 70, 71, 343.
" ადგილობრივი 110.
დიფრაქცია 44, 46, 50, 192, 193, 259, 260, 266, 269, 329.
დიფრაქციული დისკო 47, 48, 50, 61, 94, 269.
" მესერი (იხ. მესერი დიფრაქციული).
" წრე 46.
დოკუმენტურობა (ფოტოგრაფიისა) 98.
დოპლერისეული გადაადგილება 277, 303, 309, 326, 330, 341—343.

ეკვატორული კოორდინატების განსაზღვრა (ნანთობისა) 124, 125.
ეკვივალენსიტი (ოზოდენსი) 196.
ელექტროკოლორიმეტრია 222.
ელექტრომამოძრავებელი ძალა 428.
ელექტრონულ-ოპტიკური გარდამქმნელი 436, 438, 439.
ელექტრონულ-ოპტიკური გარდაქმნა 438.
ელექტროფოტომეტრი 214, 216—218.
ელექტროფოტომეტრია 18, 135, 137, 198.
ემიტერი 202.
ემულსია (ფოტოგრაფიული) 101, 103, 108—111, 113, 289.
ეფექტი აინშტაინისეული 131.
" ატმოსფეროს დისპერსიისა 316.
გრავიტაციული 311.
დოპლერისეული 276, 299.
ებერჰარდისა 197.
კოსტინსკისეული 197.
პერკინიესეული 152, 355, 357.
სხივიურ სიჩქარეებზე დედამიწის ღერძის გარს ბრუნვისა 307, 308.
ტემპერატურული 291, 313.
ფორბსისა 246.
ფოტოგრაფიული 106, 107, 111, 132, 165, 166, 175, 178, 179, 181—183, 265.
ფოტოელექტრული 132.
ფოტოკათოდის დაღლილობისა 207, 213.
" ფოტომეტრიული 168.
" ღუნვისა 349.
" შტარკისეული 311.
" წინასწარშენათებისა 189.
" წყვეტილი განათებისა 108.
ეფექტური ტალღის სიგრძე 370.
ექსპოზიცია (ფოტოგადაღების ხანგრძლივობა) 99, 101, 104, 165, 178—184. 337—339, 345, 359.
" ჭარბი 104.
ექსტინქცია 232, 233.

ვარსკვლავთ ასტრონომია 22, 131, 288. 337, 436, 439.
„ გროვა 312.
„ სპექტრების ატლასი აბტისა 327.
„ „ „ კელვანისა 327.
„ „ „ კინანისა 328.
„ „ „ მაკნეილისა 328.
„ „ „ მორგანისა 327.
„ „ „ ტაპსკოტისა 327.
ვარსკვლავთშორისეთი 30, 31, 351, 436, 452, 455.
ვარსკვლავთშორისი მატერიის შესწავლა 370.
ვარსკვლავი 351, 366, 435, 442.
„ ალფერაცი (α And) 325.
„ ანტარესი (α Scr) 27, 324.
„ არქტური (α Boo) 322, 325.
„ ბეტელჟეიზე (α Ori) 323.
„ გედის p (p Cyg) 325.
„ გედის y (y Cyg) 27.
„ დელფინის β (β Del) 53.
„ დენები (α Cyg) 324.
„ ვან-მაანენისა 27.
„ ვეგა (α Lyr) 146.
„ ვერძის γ (γ Ari) 53.
„ ვოლფის „457" 27. 28.
„ თევზების α (α Psc) 53.
„ კაპელა (α Aur) 325.
„ მარჩბიეის ბ (ბ Gem) 322.
„ მარჩბიეის R (R Gem) 323.
„ მეეტლეს ε (ε Aur) 27.
„ მირა-ვეშაპისა (o Cet) 323.
„ მიკარი ζ UMa 181.
„ ორიონის ε (ε Ori) 321.
„ პატარა დათვის λ (λ UMi) 146.
პოლარული (α UMi) 53, 146, 366.
პროქსიმა (α Cen) 24, 26.
რიგელი (β Ori) 25.
როსის „614" თანამგზავრი 28.
სირიუსი (α CMa) 25, 146, 148, 322.
სირიუსის თანამგზავრი 27.
ცენტავრის β (β Cen) 27
ცეფევსის ბ (ბ Cep)29, 154.
ცეფევსის ζ (ζ Cep), 154.
ცეფევსის ν (ν Cep) 154.
ცეფევსის VV (VV Cep) 27, 28.
ჰერკულესის ζ (ζ Her) 53.
ახალი 29, 116, 325.
გიგანტი 27, 324, 325, 327.
ეოლფ-რაიეს ტიპისა 325.
ზეახალი 30, 455.
ზეგიგანტი 27, 324, 327.
ვარსკვლავი ნახშირბადოვანი 323.
„ სპექტრულადკერადი 347.
„ სუბგიგანტი (ქვეგიგანტი) 327.
„ ცეფეიდი 324.
„ ცვალებადი 118, 131, 133, 138, 153, 167, 216, 325, 426.
ცვალებადი გრძელპერიოდიანი 323.
„ ცირკონიუმოვანი 323.
„ ჯუჯა 27, 28, 324—327.
ვარსკვლავიერი სიდიდე 142—146, 158, 166, 175—177, 179, 180, 183—186, 188, 191, 193, 194, 230, 244.
„ აბსოლუტური 25, 147, 148, 324, 326, 327.
„ „ „ კომეტისა 424.
„ სიდიდის სკალა 184.
ველის ცდომილება (იხ. ცდომილება ველისა)
ვენერა 452, 458.
ვენერას გაელა მზის დისკოზე 131.
ვინიეტირება (დაჩრდილვა) 82, 83.
ვოლტ-ამპერული მახასიათებელი 208.
ვოლტასეული ელექტრული რკალი 277, 314, 318.
ვუალი 106, 189, 345.

ზედა გადახრა (მახასიათებელი მრუდისა) 104.
ზევანისეული მოვლენა 311.
ზესიმკვრივე 28.
ზღვრული შეღწევადობა (იხ. შეღწევის უნარი)
ზღურბლი თვალის გრძნობიერებისა (იხ. გრძნობიერების ზღურბლი).

თანამგზავრი (ცთომილისა) 133, 418, 422.
თერმოელემენტი 169, 353, 380, 427—430, 442, 443.
თერმოელექტრომამოძრავებელი ძალა 428.
თერმოელექტრული დენი 169.
თერმოიზოლაცია 278, 318.
თერმოელექტრონული ემისია 206, 208.
თერმოსვეტი 430.
თერმოსტატი 279, 344.
თერმოსტატირება 338.
თერმოწყვილი 428, 437.
თვალი (ადამიანისა) 140, 142, 143, 148—153, 169, 353, 442.
თვალის გრძნობიერება 225, 354.
„ სპექტრული გრძნობიერება 226, 355.
თრთოლვის დისკო 61.

იდენტიფიკაცია (იხ. სპექტრული ხაზების გაიგივება).
იზოდენსი (იხ. ეკვიდენსიტი).
იზოფოტი 195, 196, 460.

ინერციის წერტილი 105.
ინტენსიობა 138, 178—181.
„ ნარჩენი (ცენტრული) 367.
ინტერნაციონალური ფოტომეტრიული სისტემა (იხ. ფოტომეტრიული სისტემა).
ინტერფერენცია 329, 413.
ინტერფერენციულ-პოლარიზაციული ფილტრი (იხ. შუქფილტრი).
ინტერფერომეტრი 311.
„ ფაბრი-პეროსი 441.
იონიზაციის პირობები ვარსკვლავის ატმოსფეროში 300.
„ ხარისხი 288, 326.
ირრადიაცია 142.
იუპიტერი 452, 458.

კამერა 99, 248, 249, 256, 257, 263, 265, 266, 268, 270, 272, 278, 279, 283—286, 313—315, 319, 332, 333, 335, 337, 338, 340, 346, 394.
„ მაკსუტოვისა 349.
„ ობსკურა 99.
„ პრიზმიანი 334—341, 349, 353.
„ შმიდტისეული 96, 272, 349.
კანდელა 138.
კანონი აინშტაინისეული 200.
„ ბოილ-მარიოტისა 238.
„ კირხჰოფისეული 347.
„ კრონისა 184.
„ ლამბერტისეული 140, 268.
„ სტეფან-ბოლცმანისა 364.
„ სტოლეტოვისეული 200.
„ ურთიერთშენაცვლებადობისა 107, 178, 181, 183.
ფსიქო-ფიზიოლოგიური 143.
შვარცშილდისეული 107, 180—184, 381.
„ ცთომილის სიკაშკაშის ცვალებადობისა 421.
კაპტეინის არე 176, 229.
კატალოგი ალსუფისეული 135.
„ ბაიერისეული 136.
„ ბონის მიმოხილვა 136.
„ გეტინგენის აქტინომეტრია 137, 379.
„ დრეპერისეული 320, 348.
„ ჯილსონისეული 348.
„ პოტსდამისა 379.
„ როულანდისეული 348.
„ სპექტრული 348.
„ სხივური სიჩქარეებისა 348.
„ ტიხო-ბრაჰესეული 135.
„ ულუგბეკისეული 135.
„ ფლემსტიდისეული 136.
„ ფოტოგრაფიული 131.
კერინგტონისეული მერიდიანი 385.
კვაზარი 20.
კვანტური გამოსაცალი 151.
კვარცი 81, 258, 413.
კინომინადგარი 413.
კოაქსიალური სხივები 319.
კოეფიციენტი ატმოსფეროს გამჭვირვალობისა (ტრანსმისიისა) 235, 239, 241—244, 354.
„ კონტრასტულობისა 104.
„ პრიზმის გარდატეხის 258.
„ შთანთქმისა 243.
კოლიმატორი 248, 249, 252, 253, 257, 260—265, 268, 270—273, 275, 277—281, 283—287, 313—315, 318, 319, 332, 333, 335, 344.
კოლიმაციური ლინზა (იხ. ლინზა კოლიმაციური).
კოლორიმეტრი 370.
კოლორიმეტრია 352, 369, 418.
კოლორ-ინდექსი (იხ. ფერის მაჩვენებელი).
კომა 60, 63, 64, 66—69, 71, 88, 173, 252, 271, 317.
კომეტა 57, 58, 100, 118, 126, 131, 133, 166, 268, 347, 383, 424, 425, 452, 454.
კომეტის ნათების მექანიზმი 133.
კომპარატორი 119, 294.
კონვერგენცია 150.
კონტრასტული გრძნობიერების ზღურბლი (იხ. გრძნობიერების ზღურბლი).
კოორდინატები იდეალური 122, 123, 125.
„ პოლური 387.
„ ფიზიკური 388.
„ ჰელიოგრაფიული 385—390.
კოორდინატთ-საზომი იარაღი 114, 115, 119.
კორონოგრაფი 384, 416, 417.
კოსმოგონია 22.
კოსმოსური მტვერი 30, 458.
„ ობიექტებისმიერი რადიოგამოსხივება 452.
„ რაკეტა 456, 457.
„ სხივები 455, 456.
კრიტერიუმი აბსოლუტური სიდიდისა 327.
„ სპექტრისა 321.

ლაპლასისეული თეორია 236, 242, 244.
ლინზა კოლიმაციური 344.
„ ფაბრისა 215.
ლინზის გამჭვირვალება 81, 82.
ლუმენი 138, 139.
ლუმერ-ბროდჰუნის კუბურა 159, 160, 168, 292, 361.
ლუქსი 139.

მარსი 55, 458.
მარცელოენება 110, 171, 358.

მასშტაბი 53, 54, 55, 57, 122, 315.
მბრუნავი სექტორი 162, 163.
მეთოდი დიფერენციალური 342, 343.
„ ინტერპოლაციური 126—130.
„ პიკერინგისეული 154.
„ რადიოფიზიკური 441.
„ რადიოლოკაციური 451.
„ რევერსიული 342, 343.
„ სპექტროფოტომეტრიული 288.
„ ფოტოგრაფიული 165.
„ ფოტოელექტრული 219—222.
„ ფუკოსეული 75.
„ შლეზინგერისეული 309.
„ ჰარტმანისეული 280, 285.
„ ჰერეშპრუნგისეული 193.
მენისკი 68.
მეორადი ელექტრონული ემისია 202.
მერიდიანული კვეთა 65.
მესერი დიფრაქციული 193, 288, 328—331, 334, 371.
მეტაგალაქტიკა 455.
მეტეორი 58, 138, 383, 424, 425.
მზე 23, 29, 55, 58, 131, 147, 346, 352, 366, 383—417, 457.
მზის გრანულაცია 97, 401, 457.
„ კორონა 56, 131, 166, 384.
„ ლაქები 58, 385.
„ მუდმივა 395, 396.
„ სამსახური 389.
მთავარი სარკე 40—42.
მთვარე 58, 131, 140, 147, 355, 383, 415, 418, 422—424, 452, 453, 454.
მიკრომეტრული ხრახნი 115, 119, 171, 288, 290, 293, 342.
მიკროსკოპი (კოორდინატთ-საზომ იარაღში) 115.
მიკროსკოპ-მიკრომეტრი 288, 289, 292, 310.
მიკროფოტოგრამა 335.
მიკროფოტომეტრი 168, 169, 171, 173—175, 185, 186, 358, 361.
თვითმწერი (მარეგისტრირებელი) 173, 174, 362.
„ ირისოვანი 174.
„ ობიექტური 169—171.
„ ჰარტმანისეული 169, 173, 361.
მიკროფოტომეტრის ანათვალი 172, 175, 185, 186.
მიმართულებითი უნარი (მიმართულება) 446, 447.
მინა კრონისა 80—83, 95, 258.
„ ნეიტრალური 155.
„ ოპტიკური 83.
„ უვიოლისა 21.
„ ფლინტისა 81, 84, 95, 258, 269.
მინის გამკვირვალობის გადიდების ხელოვნური ხერხი (просветление оптики) 81, 82.
მინისმიერი შთანთქმა 56.
მიყოლება 88, 90, 99, 213, 316, 317.
მოალუმინება სარკისა 85.
მონოქრომატორი 440.
მონოქრომატული სხივები (იხ. სპექტრული ხაზი).
მჟონავი დენი 208.
მრუდი დისპერსიისა 294, 295, 343.
„ მახასიათებელი 103—105, 108, 175, 176, 182, 186, 190, 357, 358, 360, 361.
საინტერპოლო 310.
სარედუქციო 186.
სპექტრული მგრძნობიარობისა 211, 221.
ქრომატული 76, 77, 281, 282, 345.
„ ხედვისა 152, 226, 227.
მუდმივა სოლისა 158.
„ ტექნიკური 74, 75.
მცირე ცთომილი 118, 131, 133, 167.

ნათობა 24, 25, 139, 147, 148, 324.
„ ჭეშმარიტი 133.
ნაკლებობის უბანი (მახასიათებელი მრუდისა) 104.
ნახშირბადის ბნელი ზოლი 323.
„ მოლეკულების ზოლი 323.
ნახშირეანგი 354.
ნეგატივი 113, 168, 354.
ნეიტრალური მინა (იხ. მინა ნეიტრალური).
ნეიტრონული ვარსკვლავი 20.
ნისლეული 57, 58, 100, 166, 194, 268, 325, 345, 347, 351, 455.
გალაქტიკური 131.
გალაქტიკური დიფუზური 345.
„ გარეგალაქტიკური 131.
„ დიფუზური 131, 346.
„ ორიონისა 58.
„ პლანეტმსგავსი 458.
ნორმული სპექტრული ხაზი 311.
ნულ-პუნქტი 146, 186, 188, 214, 377, 379.

ობიექტი განფენილი (დისკოიანი) 57
ობიექტივი 34, 43, 59.
„ აპოქრომატული 67.
„ აქრომატული 95, 131.
„ გრძელფოკუსიანი 39.
„ ვიზუალური 67, 85.
„ იდეალური 43, 59.
„ მოკლეფოკუსიანი 70.
„ მრავალლინზიანი 86.

ობიექტივი ორტოსკოპული 70.
„ როსისეული ოთხლინზიანი 86.
ობიექტივი ფართოკუთხოვანი 39.
„ ფოტოგრაფიული 67.
„ შუქძალიანი 57.
ობიექტივის დანამვა 83.
„ შუქძალა 48.
ობიექტურობა (ფოტოგრაფიისა) 98.
ობსერვატორია აბასთუმნისა 23, 41, 42, 57, 68, 69, 74, 75, 96, 190, 214, 224, 416.
„ ალეგენისა 118.
„ ბაბელსბერგისა 208.
„ გრონინგენისა 229.
„ ვენისა 224.
„ ეილნიუსისა 231.
„ ვიქტორიისა 349.
„ იერკსისა 37, 75, 96, 190, 349, 380.
„ კიტ-პიკისა 96.
„ ლიკისა 86, 96, 348.
„ მაკდონალდისა 349.
„ მთა ვილსონისა 33, 66, 96, 223, 380, 401.
„ პალომარისა 33, 96.
„ ჰამილტონისა 86.
მოსკოვისა 118, 131, 166.
პოტსდამისა 75.
პულკოვოს 75, 131, 137, 166, 405, 416.
„ სიმეიზისა 96, 279, 337, 348.
„ ყირიმისა 75, 96, 348.
„ ჰარვარდისა 136, 146, 161, 165, 229, 320, 379.
ოზონი 233, 246, 354.
ოკულარი 35, 87.
„ რამსდენისეული 87.
„ ჰერშელისეული 391.
„ ჰიუგენსისეული 87.
ოკულარის გამოსასვლელი გუგა 35, 212.
ოპტიკური კონტაქტი 81.
„ ცენტრი (ფოტოფირფიტისა) 100, 120—124, 177, 252.
„ ღერძი 58—60, 100, 319.
ოპტიმალური ინტენსივობა 182.
ორთოტრიპულად გამომსხივებელი ზედაპირი 140.

პარალაქსი ვარსკვლავისა 100, 131.
„ სპექტრული 348, 352.
პარალელური კონა 34, 252, 253, 282.
პარაქსიალური სხივები 59, 270.
პირჰელიომეტრი 396.
პლანეტთმცოდნეობა 97, 439.
პლუტონი 458.
პოლარიზაციული ხელსაწყო 163.
პოლარიმეტრია 418.
პრიზმა 248—263, 314, 328, 333, 335, 336, 338, 339, 341, 344.
ანდერსონისეული 407, 408.
ეოლსტონისეული 161, 355.
კოლცისეული 391.
ნიკოლისეული 161, 355.
პოლარიზაციული 161.
ობიექტივწინა 288, 326, 334, 336—339, 343, 344, 353, 361, 368, 414.
„ სრული შიდა არეკვლისა 170, 274, 277, 403.
პრიზმიანი კამერა (იხ. კამერა პრიზმიანი).
პრიზმის გარდამტეხი კუთხე 250, 251, 257, 258, 266, 337, 338.
„ მთავარი კვეთა 250, 283.
„ მიერ შთანთქმა 268.
„ მინიმალური გადახრა 251, 252, 281, 283, 284.
„პრიზმული თანამგზავრის“ ხერხი 193.
პრინციპი დოპლერისეული 302, 303.
პროტუბერანცი 23, 403, 404, 406, 408.
პროტუბერანც-სპექტროსკოპი 383, 384, 402—404.
პულსარი 20.

რადიოასტრონომია 18, 441—444, 455.
რადიოგამოსხივება 449, 452—456.
რადიოლოკატორი 450, 451.
რადიოლოკაცია 450—452.
რადიომეტრი 353, 380, 427, 431.
რადიომეტრია 134, 198, 418, 438.
რადიომეტრიული სკალა 435.
რადიომონოქრომატორი 449.
რადიოტელესკოპი 444, 447—450, 454.
რადიოხმაური 443.
რედუქცია გაზომვებისა 120.
„ ექსტინქციაზე 223, 240.
„ ზენიტურ მანძილზე 177, 241, 243, 244, 354.
მზეზე სხივური სიჩქარეებისა 305—307.
სისტემებისა 225, 228.
სპექტროგრამებისა 294.
ფოტომეტრიულ სისტემაზე 220.
რელიეტური გამოსხივება 20.
რეპერი (სპექტრული ხაზების მდებარეობისათვის) 310, 342.
რეფლექტორი 39, 63, 64, 66, 71, 78, 80, 87, 88, 94, 96, 100, 164, 287, 314, 336, 337, 344.
„ კასეგრენისეული 42.
„ ნესმიტისეული 42.
„ ნიუტონისეული 40.
„ როსისა 33.

·რეფრაქტორი 39, 63, 64, 66, 71, 78, 80, 88. 94, 96, 164, 337, 345, 391.
„ გალილეისეული 94.
„ გრძელფოკუსიანი 94.
·რეფრაქცია 90, 91, 236, 237, 239, 316.
„ დიფერენციული 121.
·რკინის სპექტრის ხაზი 361.

·საათიერი მექანიზმი 89, 90, 131, 398.
·საგიტური კვეთა 65.
·საერთაშორისო ასტრონომიული კავშირი 176.
„ ფოტომეტრიული სისტემა (იხ. ფოტომეტრიული სისტემა ინტერნაციონალური).
·სავარსკვლავო ელექტროფოტომეტრი 212, 214, 217, 218, 223, 224, 355.
·საკუთარი მოძრაობა 100, 118, 119, 131.
·სარკე ოდიალური 43.
·სარკე-ლინზური სისტემა 68, 69.
·სარკე პარაბოლოიდური 61, 66, 86, 401.
„ ჰიპერბოლური 42, 69, 401.
·სასხლეტი (საკეტი) 99.
„ „ სწრაფქმედი 394.
·სატურნი 458.
·საფოკუსო მანძილი 253, 270.
·საყრდენი ვარსკვლავი 126, 175, 342, 343.
·საწყისი უბანი (მახასიათებელი მრუდისა) 104.
·სელენის ფოტოელემენტი (იხ. ფოტოელემენტი).
·სელექტიურობა 427.
·სენსიბილიზაცია 102.
·სენსიტომეტრია 103.
·სიბნელის დენი 207, 208, 219.
·სიდეროსტატი 398.
·სითბური მაჩვენებელი (ინდექსი) 380, 435.
·სიკაშკაშე (მნათობისა) 123, 143—147, 152, 167, 178, 180—183, 243, 244.
„ „ აბსოლუტური 324.
„ სპექტრისა 265, 267, 268, 331.
·სინათლის არეკვლა მინის ზედაპირიდან 77, 78.
გაბნევა 232, 245.
„ რელეისებური 354.
გრძნობიერების მაქსიმუმი 225.
„ საზღვრები 225.
დანაკარგი 43, 60, 78, 79, 88, 252, 257, 268—270.
მიმღები სელექტიური (შერჩევითი) 140.
მიმღების გრძნობიერება 140, 141.
ნაკადი 137, 138.
ნეიტრალური შემასუსტებელი 163.
·სინათლის სელექტიურობა 140.
„ შერჩევითი შთანთქმა 234, 243, 354.
შთანთქმა (შესუსტება) 232—236, 242, 244.
„ „ ვარსკვლავთშორისეთში 436.
„ „ მინაში 77, 81, 257.
·სინათლის შთანთქმა ობიექტივში 60.
„ ძალა (იხ. ინტენსივობა).
·სისწრაფე ფოტოფირფიტისა 98.
·სიშავე 158, 165, 169.
„ გამონასახისა (იხ. გამონასახის სიშავე).
·სიჩქარე სიერცული 301—303, 348.
„ სხეული (რადიალური) 272, 275, 276, 278, 279, 298, 301—307, 310, 314, 316, 334, 340, 343, 347.
„ ტანგენსური 302, 303.
·სოლარიზაციის უბანი (მახასიათებელი მრუდისა) 104.
·სოლი 155—160, 163, 168.
„ ოპტიკური 155.
„ ფოტომეტრიული 159, 190.
·სპექტრი 181, 194, 249, 253, 255—257, 259, 262, 264, 265, 278, 280, 285, 288, 291, 300, 313, 324, 326, 328, 331, 334, 338—342, 344, 346, 351, 360.
„ აბსორბციული (შთანთქმისა) 290.
ანთებისა 414.
დიფრაქციული 192, 193, 371.
ზოლოვანი 267, 320.
პეკულარული 325.
სტანდარტული ვარსკვლავისა 366.
უწყვეტი 267, 322, 346, 351, 353.
შესადარი 275—277, 288—290, 293, 294, 298, 299, 314, 315, 317, 340.
„ ხაზოვანი 267.
·სპექტრის მოლეკულური ზოლები 326, 366.
„ სიფშინდე 253, 262, 264, 265. 271, 272, 278, 279, 316, 338, 341, 344.
·სპექტრობოლომეტრი 353, 431.
·სპექტროგრამა 264, 273, 288, 293, 294, 298, 299, 303, 304, 308, 309, 312, 313, 318, 328, 341, 359, 361.
·სპექტროგრაფი 32, 248, 249, 252, 253, 255—259, 261, 262, 264, 265, 266, 269—273, 277—281, 283, 285, 287,

288, 298, 312, 313, 315, 331—335, 344, 345, 349.
სპექტროგრაფი ავტოკოლიმაციური 405, 406.
„ გრძივი 381.
„ დიფრაქციული (შესერიანი) 328—334, 349, 368, 404.
„ შესერით 353, 368, 405.
ეშელეთი 441.
„ მაიკელსონისეული 441.
პრიზმიანი 248, 329, 331—333, 353, 404.
სამზეო 404.
სამპრიზმიანი 279, 332, 336.
სანისლეულო 334, 345, 346, 349, 426.
უპვრიტო 334, 344, 345, 350, 353.
ჰვრიტიანი 334, 336—340, 350, 353.
სპექტროგრაფია 100.
სპექტროგრაფის ცენტრირება 286, 287, 313.
სპექტროკომპარატორი 288, 292—294, 312.
სპექტრომეტრია 334, 384.
სპექტრორეგისტრატორი სხივური სიჩქარეებისა 409.
სპექტრორეგისტროგრამა 409.
სპექტროსკოპი 132, 247, 248, 347, 349, 403.
„ პირდაპირი ხედვისა 349.
„ ჰვრიტიანი 353.
სპე ქტროფოტომეტრი 355.
„ სავარსკვლავო 355.
„ კროვა-ფოგელისა 355.
სპექტროფოტომეტრია 133, 344, 351, 352, 356, 366, 418.
„ აბსოლუტური 352, 353.
„ არაპირდაპირი 352, 369.
„ ვიზუალური 352—355.
„ პირდაპირი 352, 353.
„ ფოტოგრაფიული 352, 353, 356.
„ შეფარდებითი 352.
სპექტროჰელიოგრამა 409.
სპექტროჰელიოგრაფი 408, 409, 411.
სპექტროჰელიოკინემატოგრაფი 411.
სპექტროჰელიოსკოპი 406, 408, 410, 411.
სპექტროჰელიოსკოპ-ჰელიოგრაფი 383.
სპექტრული ანალიზი 247, 302, 328, 330, 334, 347, 350.
გრძნობიერება 142, 225, 230.
„ აბსოლუტური 203.
კლასი 311, 320, 321, 323, 325, 326, 378.
„ „ ადრინდელი 311, 321.
სპექტრულ კლასი გარდამავალი 320.
„ „ გვიანდელი 311, 312, 320, 321, 322, 325.
სპექტრული კლასიფიკაცია 288, 320—324, 326, 328, 334, 340, 344, 347.
„ ორგანზომილებიანი 326, 327.
„ სამგანზომილებიანი 328.
„ ტემპერატურული 320, 321, 324, 326.
„ ჰარვარდისა (ერთგანზომილებიანი) 320, 322, 323, 326, 327.
ხაზების გაიგივება (იდენტიფიკაცია) 288, 300.
ხაზი 273, 288—291, 294—296, 298—300, 304, 305, 310—312, 314, 326, 342, 351, 360.
„ აბსორბციული (შთანთქმისა) 314, 315, 320, 323, 341, 368.
„ დაბალტემპერატურიანი 324, 325.
„ ემისიისა 314, 323, 325.
„ ვარსკვლავთშორისეთული 326.
„ იონიზებული ელემენტებისა 324, 325.
„ იონიზებული ჰელიუმისა 321.
„ კადმიუმისა 311.
„ კალციუმისა 301, 325.
„ მეტალისა 321, 322.
„ მონოქრომატული 267, 285, 316, 319, 329, 334, 351.
„ ნატრიუმისა 326.
„ ნეიტრალური ელემენტებისა 324.
„ ნეიტრალური კალციუმისა 324, 325.
„ ნეიტრალური ჰელიუმისა 321.
„ ფრაუნჰოფერისა 346, 366.
„ შთანთქმისა 320.
„ წყალბადისა 321—323, 325.
„ ჰელიუმისა 321.
ხაზის ეკვივალენტური სიგანე 368.
„ კონტური 259, 314, 335, 367, 368.
„ ნახევარსიგანე 367.
„ სიმრუდე 318, 319.
„ ფოტომეტრია 366.

სტანდარტები 166, 176, 177, 184, 327.
„ ფოტოელექტრული 230.
სტანდარტიზება 185, 188—190, 359, 360.
„ ფოტოფირფიტისა 184, 359.
სტერეოკომპარატორი 116.
სტერეომიკროსკოპი 116, 117.
სტერეოსკოპული მხედველობა 117, 150.
სუბგიგანტი (იხ. ვარსკვლავი).
„სულები" დიფრაქციული მესერისა 334.
სწორკუთხოვანი კოორდინატების გაზომვა 121, 122.
სწორხაზოვანი უბანი მახასიათებელი მრუდისა 105.

ტალღის სიგრძის განსაზღვრა 311.
ტანგენსური კოორდინატები 122, 125.
ტელევიზორი ასტრონომიულ დაკვირვებებში 438, 439.
ტელესკოპი 32, 33, 339.
„ ანაბერაციული 67.
„ გრძელფოკუსიანი 54, 58, 118, 316, 335, 337.
კოშკურა 400, 401.
მენისკური 68, 69, 75, 91, 337.
ნესმიტისეული სისტემისა 42,
ნიუტონისეული სისტემისა 40, 41, 87.
რადიოინტერფერენციული 446.
„ სამზეო 384, 400.
„ ფოტოსფერულ-ქრომოსფერული 411.
ქრომოსფერული 384, 413.
შმიდტისეული სისტემისა 68, 96.
„ ჰორიზონტული 400, 401.
ტელესკოპის ველი 63, 66, 68, 341, 345.
ტყლესკოპისმიერი კუთხოვანი გამადიდებლობა 39.
ტემპერატურა ეფექტიური 364.
„ ვარსკვლავისა 351, 370.
„ სპექტროფოტომეტრიული (ფერითი) 363—365.
ტემპერატურის გაელენა ობიექტებზე და გაზომვებზე 313.
„ გამოთვლა 288.
ტიტანიუმის ჟანგის ზოლი 323.
ტრიპლეტი 86.
ტურბულენცია 93, 96.

უკმარყოვნების უბანი (მახასიათებელი მრუდისა) 104.
უიტსტონისეული ბოგირი 430.

ფაბრისეული სქემა 220.
ფარული გამონასახი 102, 111.
ფერის ეკვივალენტი 369, 370, 371.
„ მიჩვენებელი 137, 222, 223, 229, 230, 376—380, 382.
„ ფოტოგრაფიული 378.
„ ფოტოელექტრული 222, 378, 380.
„ „ ფოტოვიზუალური 379.
ფირფიტასთავსი (კასეტა) 35, 99, 100, 101, 314, 335, 339, 349, 394.
„ ორსართულოვანი 194.
ფიქსაჟი 112, 113.
ფიქსაჟის რეცეპტი 113.
ფოკალური ველი 66, 88.
„ ზედაპირი 64, 66, 70.
„ სიბრტყე 64, 66, 282, 283.
ფოკუსი 32, 35, 40.
„ საშუალო 61, 281, 283.
ფონი (ფოტოფირფიტისა) 106, 173, 345, 346.
„ ნეგატივისა 81, 172.
„ სპექტრისა უწყვეტი 340.
ფორმულა დისპერსიისა 294, 299.
„ ვინისა 432.
„ კრონისეული 182, 183.
„ ლაპლასისეული 236—339.
„ მზეზე სარედუქციო სხივური სიჩქარეებისა 307.
პლანკისა 363.
პოგსონისა 144, 145, 190, 365, 377.
სტეფან-ბოლცმანისა 432.
ტერნერისეული 125.
ფრენელისა 78.
შვარცშილდისა 179, 182, 183, 184.
„ ჰარტმან-კორნიუსი 295.
ფოტი 139.
ფოტოგრაფიული ასტრომეტრია (იხ. ასტრომეტრია).
„ ფოტომეტრია (იხ. ასტროფოტომეტრია).
ფოტოდენი 204, 208, 209, 210.
ფოტოელემენტი 140, 141, 169, 199, 201, 203, 204, 207—213, 225.
გაზსავსე 201, 202, 208.
გოგირდვერცხლისა 212.
ეაკუუმიანი 201, 202.
ვენტილური 211.
კალიუმისა 224.
მრავალკასკადიანი 203, 225.
ნატრიუმისა 224.
ჟანგბად-ცეზიუმისა 206.
სელენისა 211, 212.
სურმა-ცეზიუმისა 206.
ჩამკეტი ფენით 211.
ცეზიუმისა 202.

ფოტოელემენტის გრძნობიერება 225, 226.
ფოტოელექტრომამრავლებელი 215, 216.
ფოტოელექტრული ხერხი 137.
ფოტოეფექტი 198—200.
„ გარე 198—200.
„ შიდა 198.
„ ჩაკეტილი 198.
ფოტოკათოდი 201—208, 437, 438.
ფოტომამრავლებელი 203, 208, 218.
„ სურმა-ცეზიუმისა 203.
„ ჟანგბად-ცეზიუმისა 203.
ფოტომეტრი 32, 132, 149, 153, 155, 156, 162, 163, 168, 169.
„ დანჟონისა 162.
„ მილებიანი 186, 189, 190.
ფოტომეტრია (იხ. ასტროფოტომეტრია).
ფოტომეტრიული გათანაბრება 161, 163.
„ სიმკვრივე 174, 178, 187.
„ სისტემა 225.
„ „ ელექტროფოტომეტრიული 225, 227.
„ ვიზუალური 225.
„ კრონისა (ექვსფეროვანი) 231.
„ როელანდისეული 310.
„ საერთაშორისო (ინტერნაციონალური) 228, 229, 310.
„ საყრდენი სპექტრული ხაზების ტალღის სიგრძეებისა 310, 312, 313.
„ სტებინსისა (ექვსფეროვანი) 231.
„ სტრაიეისისა 231.
„ სტრემგრენისა (ოთხზოლოვანი) 215, 231.
„ უიტფორდისა (ექვსფეროვანი) 231.
„ ფართოზოლოვანი 231.
„ ფერითი ტემპერატურისა 366.
„ ფოტოგრაფიული 225, 227.
„ ფოტოვიზუალური 227.
„ ფოტოწითელფოტომეტრიული 227.
„ „ ჯონსონისა 229, 231.
„ „ U, B, V 215, 229—231.
ფოტომეტრიული სისქე 156.
„ სკალა 186, 189.
„ სკამი 162, 163.
„ სტანდარტი 137, 213, 214.
ფოტორეგისტრატორი 430.
ფოტოფირფიტა 165, 177, 184, 185, 225, 356, 371.
„ არასენსიბილიზებული 112.
„ დაბალკონტრასტული 104.
ფოტოფირფიტა იზოკრომატული 109.
„ ინფრაკრომატული 109.
„ მაღალკონტრასტული 104.
„ ნეიტრალური 359.
„ ორთოკრომატული 109, 381.
„ პანკრომატული 109, 357, 380.
„ შარავანდედსაწინააღმდეგო 111.
ფოტოფირფიტის სინათლის გრძნობიერება 103, 357.
„ სპექტროფოტომეტრიული თვისებები 356.
ფოტოწინაღობა 209, 210, 211, 218, 225.
ფოტოჰელიოგრაფი 383—395, 411.
ფუნქცია ნათობისა 26.
„ პლანკისა 365.
„ ხედვისა 355.

ქვეგიგანტი (იხ. ვარსკვლავი)
ქიმიური ანალიზი 299, 300.
„ შედგენილობა 301, 323.
ქრომატიზმი 62, 63, 76, 257.
„ გადიდებისა 63.
„ განივი 62, 63.
„ გრძივი 62.
„ მდებარეობისა 62.

ღერძის ირგვლივ მნათობის ბრუნვა 133, 288.
ღუნვა 278, 287, 313—318, 345.

შავი ხვრელი 20.
შარავანდედი 111.
შესადარი ვარსკვლავი 213, 364, 365.
შეღწევის უნარი (შეღწევადობა) 36, 56, 57, 59, 63, 72, 78, 88, 94, 98, 224, 332, 336, 337, 344.
შვარცშილდის დამოკიდებულება 182.
„ მაჩვენებელი 107.
„ მოვლენა 107.
შთანთქმა ვიზუალური სხივებისა 242, 243.
„ სრული 368.
„ ფოტოგრაფიული სხივებისა 242, 243.
შუქმგრძნობიარე მარცვალი 102, 103, 110.
„ ფენა 56.
„ ქაღალდი 362.
შუქმგრძნობიარობა 105, 106.
„ ინერციის წერტილის მიმართ 105.
შუქფილტრი 76, 221, 281, 372, 373, 375, 376.
ინტერფერენციული 376.
ინტერფერენციულ-პოლარიზაციული 373, 376, 411, 413.
ნეიტრალური 373.

შუქფილტრი სელექტური 373.
„ ქლორიანი ნეოდიუმის წყალ-
ხსნარით 340.
შუქძალა 56—59, 72, 78, 82, 270, 286.

ჩაქრობის პრინციპი 155, 160.
ჩრდილოეთ პოლუსის მიმდევრობა 176, 186,
228—230.

ცდომილება ალბათი 343.
„ გადატანითი 290.
„ ველისა 177, 197.
„ პერიოდული 290.
„ პიროვნული 318.
„ სისტემატური 290, 316, 317.
„ შემთხვევითი 317.
ცელოსტატი 396, 402, 405, 406.
ცენტრირება 280, 287, 314.
ცთომილთა ატმოსფეროსმიერი შთანთქმის გა-
მოკვლევა 370.
„ ასტროფიზიკური შესწავლა
24.
ცთომილი 57, 268, 351, 383, 419—421, 432,
435, 439, 465.
ციმციმი ვარსკვლავისა 94.
ცირკონიუმის ჟანგის ზოლი 323.

ძაფჯვარი 90, 115, 120, 171, 173, 288, 316,
388.

წერტილოვანი ობიექტი 151, 167.
წითელი გადაადგილება 311.
წყალფილტრი 434.
წყლის ორთქლი 354.

ჭერიტე 249, 252, 253, 259, 262—277, 280,
281, 283, 286, 316—319, 334, 337,
338, 340, 344, 346, 360, 406.

ხელოვნური ვარსკვლავი 167.
ხილული სიდიდე 147.
„ სიკაშკაშე 147.
ხედვის ველი 39, 89.

ჯერადი სისტემა 131.
ჯუჯა ვარსკვლავი (იხ. ვარსკვლავი).

ჰარტმანისეული ხერხი 71, 76.
ჰელიოსტატი 399.
ჰელიუმი 347.
ჰიპერსენსიბილიზაცია 102.
ჰომოცენტრული სხივების კონა 137, 249,
281.
ჰომოცენტრულობა 252, 281.

**Евгений Кириллович Харадзе**

КУРС
ОБЩЕЙ АСТРОФИЗИКИ

(на грузинском языке)

Издательство Тбилисского университета
Тбилиси 1982

გამომცემლობის რედაქტორი ლ. გამცემლიძე.
მხატვრული რედაქტორი ი. ჩიქვანიძე
ტექრედაქტორი ი. ხუციშვილი
კორექტორი ც. კვანტალიანი

ᲡᲑ 607

გადაეცა წარმოებას 30.03.81. ხელმოწერილია დასაბეჭდად 9.06.82.

უე 04521. საბეჭდი ქაღალდი № 1. 70×108 1/16. პირობითი ნაბეჭდი

თაბახი 41,3. სააღრ.-საგამომც. თაბახი 35,6.

ტირაჟი 2500. შეკვეთა 1385.

ფასი 1 მან. 90 კაპ.

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,
თბილისი, 380028, ი. ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.
Издательство Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И. Чавчавадзе, 14.
საქ. სსრ მეცნ. აკადემიის სტამბა, თბილისი, 380060, კუტუზოვის ქ., 19
Типография АН Груз. ССР, Тбилиси, 380060, ул. Кутузова, 19