

მზის გვირგვინის პოლარიზაციის დაკვირვება 1936 წლის 19 ივნისის
მზის სრული დაბნელების დროს

კ. ჯახარიანი

მზის გვირგვინის პოლარიზაციის საკითხი გვირგვინის ფიზიკის ერთი ძირითადი პრობლემათაგანია. პირველი ექსპერიმენტალური მონაცემები ამ საკითხზე გასული საუკუნის სამოციან წლებს ეკუთვნის. სხვადასხვა დამკვირვებლების მიერ დადასტურებული იყო გვირგვინის სინათლის ნაწილობრივი პოლარიზაციისა და მისი რადიალური ხასიათის ფაქტი.

როგორც ცნობილია, ნაწილობრივ პოლარიზებული სინათლე შეიძლება წარმოდგენილი იქნეს როგორც შედგენილი ორ უთანასწორო ისეთი კომპონენტისაგან, რომელნიც პოლარიზებულნი არიან ურთიერთ მართობულ სიბრტყეებში. პოლარიზაციის ხარისხს ჩვეულებრივ უწოდებენ სიდიდეს:

$$p = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2}, \quad (1)$$

სადაც i_1 და i_2 ხსენებულ კომპონენტთა ინტენსიობაა. ამასთანავე $i_1 > i_2$ და $0 < p < 1$. ქვედა ზღვარი $p=0$ არაპოლარიზებულ შუქს შეესაბამება. ხოლო ზედა ზღვარი $p=1$ —სრულად პოლარიზებულს i_1 სიბრტყეში.

თუ გვირგვინზე მიმართულ კამერის ობიექტივის წინ მოვათავსებთ ანალიზატორს, ე. ი. ხელსაწყოს, რომელიც მხოლოდ რომელიმე სიბრტყეში პოლარიზებულ სინათლეს გაატარებს, მაშინ სინათლის ინტენსიობა გამონასახის რომელიმე წერტილში, თანახმად Malus-ის კანონისა, განისაზღვრება ფორმულით:

$$I = k(i_1 \cos^2 \alpha + i_2 \sin^2 \alpha), \quad (2)$$

სადაც α არის კუთხე i_1 სიბრტყესა და ანალიზატორის სიბრტყეს შორის და k —პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომელიც ხმარებულ ოპტიკაზე და ერთეულთა სისტემაზე არის დამოკიდებული.

თუ მივიღებთ, რომ გვირგვინის სინათლე პოლარიზებულია რადიალურად, რაიც გამომდინარეობს თეორიიდან და აგრეთვე ვიზუალურ განსაზღვრებიდან, მაშინ (2) ფორმულაში α კუთხე ცნობილია და პოლარიზაციის ხარისხის განსაზღვრისათვის საჭიროა (2) სახის ორი განტოლება. სხვა სიტყვებით რომ

ვთქვით, საჭიროა გვირგვინის ორი ფოტოგრაფია ანალიზატორის სხვადასხვა მდგომარეობის დროს. ანალიზატორის ურთიერთ მართობულად მდებარეობისას შედეგი უმარტივესი ფორმით მიიღება. ამ შემთხვევაში შეიძლება დაიწეროს:

$$\begin{aligned} a &= k (i_1 \cos^2 \alpha + i_2 \sin^2 \alpha), \\ b &= k (i_1 \sin^2 \alpha + i_2 \cos^2 \alpha), \end{aligned} \quad (3)$$

სადაც a და b — შესაბამის ინტენსიობაა.

(3) განტოლებათა სისტემის ამოხსნით მივიღებთ:

$$p = \frac{a-b}{a+b} \sec 2\alpha \quad (4)$$

როგორც აკად. ვ. ფესენკოვი¹ აღნიშნავს, თუ მოვახდენთ გვირგვინის სამ ფოტოგრაფიას პოლარიზაციის იმ სიბრტყეებში, რომლებიც ერთმანეთთან 60° კუთხეს შეადგენენ — შეიძლება დამოუკიდებლად განისაზღვროს პოლარიზაციის ხარისხი და მიმართულებაც ყოველგვარი წინასწარი სპეციალური დაშვების გარეშე. მართლაც, მაშინ გვექნება (2) სახის სამი განტოლება:

$$\begin{aligned} a &= k [i_1 \cos^2 \alpha + i_2 \sin^2 \alpha], \\ b &= k [i_1 \cos^2 (\alpha + 60^\circ) + i_2 \sin^2 (\alpha + 60^\circ)], \\ c &= k [i_1 \cos^2 (\alpha + 120^\circ) + i_2 \sin^2 (\alpha + 120^\circ)] \end{aligned} \quad (5)$$

ამ განტოლებათა სისტემის ამოხსნით მივიღებთ:

$$\begin{aligned} p &= \frac{2\sqrt{a(a-b)+b(b-c)+c(c-a)}}{a+b+c}, \\ \operatorname{tg} 2\alpha &= \sqrt{3} \frac{c-b}{2a-b-c} \end{aligned} \quad (6)$$

ასეთი დაკვირვებისათვის ანალიზატორით შეიძლება გამოყენებულ იქნეს პოლარიზაციული პრიზმა (რომელიც ერთს ან ორ გამონასახს იძლევა) ან არალითონური ბრტყელი სარკეები და ან კიდევ უკანასკნელ დროს გამოგონილი პოლარიზაციული ფილტრი „პოლაროიდი“.

„პოლაროიდის“ გამოყენება ამ მიზნისათვის ჯერ არ არის საკმაოდ შესწავლილი.

პოლარიზაციული პრიზმა ჩვეულებრივ გამონასახის ხარისხს აუარესებს და აგრეთვე სინათლის დიდ გაბნევას იძლევა. გარდა ამისა, პრიზმისათვის, რომელიც ორ გამონასახს იძლევა, ძნელია ვუაღის გათვალისწინება, რადგან გამონასახები ერთმანეთს ემთხვევიან.

არალითონური ბრტყელი სარკეები, სრული პოლარიზაციის კუთხით მიმართულნი, გამონასახს ნაკლებათ აუარესებენ და ნაკლებ გაბნეულ სინათლესაც იძლევიან.

გარე გვირგვინის პოლარიზაციის გამოკვლევისას უფრო რაციონალურია არეკვლითი ანალიზატორის გამოყენება. ამ მიზნისათვის განსაკუთრებით შესაფერისია მარბლიტის შავი მინა.

ინტენსიობის განსაზღვრა პოლარიზაციულ ნეგატივების მიხედვით ასტროფოტომეტრიაში მიღებულ ჩვეულებრივ მეთოდებით სრულდება.

გვირგვინის პოლარიზაციის პირველი განსაზღვრა ფოტოგრაფიული გზით Young-ს ეკუთვნის². მან ეს განსაზღვრა არეკვლითი ორმაგმტეხი ანალიზატორის მქონე კამერით 1901, 1905, 1908 წ. წ. მიღებულ ნეგატივების საფუძველზე მოახდინა. აღმოჩნდა, რომ პოლარიზაცია მზის კიდედან $5'$ -ის დაშორებით აღწევს მაქსიმუმს (37%) და შემდეგ მანძილის ზრდისას ნელა ეცემა.

Young-ის დროს ფოტოგრაფიული ფოტომეტრის მეთოდი არ იყო საკმაოდ მკაცრი, რის გამოც მის მიერ მიღებული შედეგები შესაძლებელია დატვირთული იყოს ნიშნულგვანი სისტემატური ცთომილებებით.

1905 წ. Gilbert-ი³ აწარმოებდა პოლარიზაციის გამოკვლევას ნიკოლის პრიზმის კამერით. ნეგატივების უშუალო ხარისხობრივი შედარებით ის მივიდა იმ დასკვნამდე, რომ გვირგვინის სინათლე კიდედან $5'$ -მდე არაპოლარიზებულია, ხოლო $10'$ -ის იქით თითქმის სრულ პოლარიზაციას აქვს ადგილი.

1914 წელს ს. ბლაუკომ ჩაატარა პოლარიზაციის დაკვირვება არეკვლითი ანალიზატორის მქონე ორი კამერის საშუალებით. მიღებული ორი წყვილი ფირფიტა შესწავლილ იქნა ვ. ფესენკოვის⁴ მიერ.

სამწუხაროდ, ნეგატივები დაკალიბრებული არ ყოფილან და ფოტოგრაფიული სიმკვრივის გადაყვანა ინტენსიობაში არაპირდაპირი გზით წარმოებდა. მიღებული შედეგების თანახმად პოლარიზაციის მაქსიმუმს ადგილი აქვს მზის კიდედან $10'$ -ის დაშორებით. საინტერესოა, რომ პოლარიზაციის ხარისხი ჰელიოგრაფიულ განედზე აღმოჩნდა დამოკიდებული. იგი მეტია ეკვატორისათვის და ნაკლები პოლუსისათვის. მას შემდეგ, რაც Schwarzschild-მა გვირგვინის ელექტრონული ბუნების ჰიპოთეზა წამოაყენა, პოლარიზაციის პრობლემაში ფრიად აქტუალური შეიქნა პოლარიზაციის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების საკითხი. ამ დამოკიდებულების გამოსარკვევად ორგვარი სახის ხელსაწყო შეიძლება იქნეს გამოყენებული: სპეციალური შექვილტრების მქონე ჩვეულებრივი პოლარიზაციული კამერები და ანალიზატორიანი სპექტროგრაფები. მათ შორის უფრო ზუსტ შედეგებს, ცხადია, უკანასკნელი მოგვცემს, მაგრამ გვირგვინის მხოლოდ იმ მცირე არესათვის, რომელიც სპექტროგრაფის ხერცხვზე გეგმილდება.

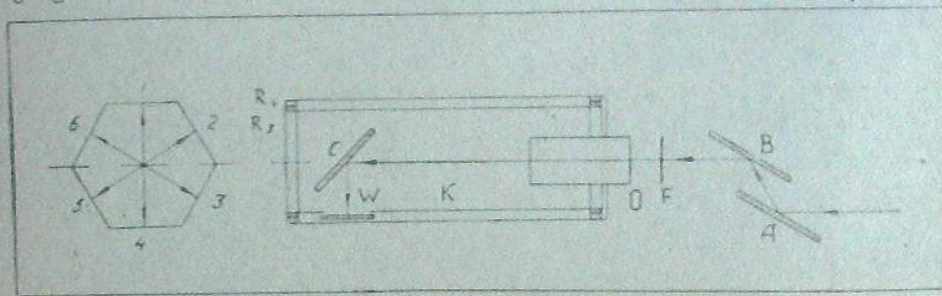
პირველი გვარის ხელსაწყოზე შესრულებულ კოლორიმეტრულ გამოკვლევებიდან შეგვიძლია მიუთითოთ Coihn-ის⁵ 1932-34 წ. წ. დაკვირვებებზე. მის მიერ გამოკვეყნებულ წინასწარ შედეგებში⁶, გვირგვინის პოლარიზაციის ხარისხი მოცემულია კიდედან $7'$ -მდე სპექტრის ხილული ნაწილის ოთხ უბნისა-

თვის. სხვადასხვა უბნისათვის პოლარიზაცია საკმაოდ განსხვავებული აღმოჩნდა, როგორც სიდიდით, ისე ცვალებადობის ხასიათით.

1932 წელს Dufay-მ და Grouiller-მა შეასრულეს პოლარიზაციის საგულდაგულო გამოკვლევა λ 3900 Å — λ 5700 Å უბანში სპექტროგრაფის საშუალებით. აღმოჩნდა, რომ გვირგვინის გამოკვლეულ არესათვის — კიდედან 1'.5 — 24'-ის საზღვრებში — პოლარიზაცია ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებული არ არის.

გვირგვინის პოლარიზაციის გამოკვლევასათვის 1936 წლის მზის დაბნელებაზე სხვადასხვაგვარ ხელსაწყოებს ხმარობდნენ, მაგრამ როგორც წესი, ორ-ორ ფოტოგრაფიას აწარმოებდნენ და პოლარიზაციის ხარისხს განსაზღვრავდნენ (4) ფორმულით, დაუშვებდნენ-რა, რომ პოლარიზაციის მიმართულება რადიალურია.

როცა ჩვენ პოლარიზაციის დაკვირვების გეგმის შედგენას შეუდგებით, გადავწყვიტეთ მოგვეხდინა სამ-სამი ფოტოგრაფია, პოლარიზაციის ხარისხის და მიმართულების დამოუკიდებელი განსაზღვრისათვის. ამის გარდა, პოლარიზაციის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების გამოკვლევასათვის, მიახლოებით მაინც, მიზანშეწონილი იყო ასეთივე სამ-სამი ფოტოგრაფია მოგვეხდინა ფილტრებისა და ფოტოფირფიტების სათანადო შერჩევით სპექტრის ორს სხვადასხვა უბანში.



ნახ. 1 Fig.

ჩვენს მიერ არჩეული იქნა ხელსაწყო შემდეგი სქემა (ნახ. 1): ანალიზატორი, რომელიც მარბლიტის A და დამხმარე B სარკეებისაგან შედგება, მიმაგრებულია O ობიექტივიან K კამერაზე. აქ, აშკარაა, შესრულებული უნდა ყოფილიყო შემდეგი პირობები: ა) კამერის სწრაფად და ზუსტად 60°-ით შემობრუნების შესაძლებლობა, ბ) ფოკუსირების სიზუსტე, გ) მთელი დანადგარის მექანიკური სიმტკიცე, დ) კასეტებისა და ფილტრების სწრაფი ცვლის შესაძლებლობა და ე) ყველა სერიის ფოტოგრაფიის ექსპოზიციის თანასწორობა.

პირველი ორი პირობის დაცვის მიზნით ჩვენ გადავწყვიტეთ დაგვეზადებინა კამერა ფოლადის ძელაკებით დამაგრებული ორი R₁ და R₂ ალუმინის რგოლის სახით; ამ კამერას შეეძლო მეორე წვეთი R₂ და R₁ ალუმინის რგოლების შიგნით ბრუნვა. უკანასკნელი ორი რგოლი ერთმანეთთან თითბრის

ფირფიტებით შეერთებული და უძრავად დამაგრებული იყო. სპეციალური სასხლეტი კამერის სწრაფად და ზუსტად 60°-ით შემობრუნების საშუალებას გვაძლევდა. კასეტების და ფილტრების გამოცვლაზე ზედმეტი დროის დაკარგვის თავიდან ასაცილებლად გადავწყვიტეთ მოგვეწყო კასეტების სპეციალური სითადარიგო ნაწილი. მართლაც, მთელი წრე 60° ექვსჯერ შეიცავს, ე. ი. იმდენჯერ, რამდენი ფოტოგრაფიაც იყო გათვალისწინებული: R₂ და R₁ რგოლების გარე ზედაპირს მიეცა წესიერი ექვსკუთხედის ფორმა; ამგვარად მიღებულ ექვსწახნაგოვანი პრიზმის ყოველ წახნაგზე სპეციალურ კრილიში ჩადგმული იყო ჩარჩო ლითონის 63×63 mm კასეტისათვის. კამერის შიგნით, ობიექტივისა და მის ფოკუსს შორის დადგმული იყო დამხმარე C სარკე, რომელიც სხივებს W კასეტებისკენ მიმართავდა.

კამერის ობიექტივად გამოყენებული იყო ოთხლინზიანი ობიექტივი, რომლის D=100 mm და F=500 mm.

ფოკუსირება თვით ობიექტივის კრემალერით ვადანაცვლების საშუალებით ხდებოდა. სკალაზე ფოკუსის ათვლა წარმოებდა მიკროსკოპის საშუალებით 0.05 mm სიზუსტით. შიგა კამერას გარე კამერის გასწვრივ მოძრაობის შესაძლებლობა არ ჰქონდა.

წინა სარკეები დამაგრებული იყო სპეციალურ ჩანგალზე, რაც დანადგარის სამივე კოორდინატის მიხედვით შესწორების საშუალებას იძლეოდა. ასეთნაირად იყო დადგმული შიგნითა სარკეც.

A და B სარკეების ვიბრაციის თავიდან აცილების მიზნით და დანადგარის მეტი სიმტკიცისათვის ძელაკები დამაგრებული იყო კუთხედებით და რგოლით. ვინაიდან მარბლიტის სარკე ვერ დაჰფარავდა ობიექტივის არეს, აუცილებელი შეიქნა ობიექტივის 80 mm-მდე შემცირება დიაფრაგმის საშუალებით. ხელსაწყოს მთელი მექანიკური ნაწილი დამზადებული იყო მექანიკოს ვ. ვიხროვის მიერ, ჩვენი ობსერვატორიის სახელოსნოში.

შესაფერისი ფილტრების უქონლობის გამო იძლებული ვიყავით სპექტრის საკმაოდ ფართე შუალედით დავგვამყოფილებულიყავით: 1) გრძელტალღიანი ნაწილისათვის პანქრომატულ ფირფიტებითა და ფილტრით, რომელიც ატარებს სხივებს $\lambda > 5700 \text{ \AA}$, 2) მოკლე ტალღებისათვის — ნორმალური არასენსიბილიზებული ფირფიტებით ფილტრად.

ჩვენ აუცილებლად ვცანით ჩავეტარებინა წინასწარი ფოტომეტრული გაანგარიშება პოლარიზაციული კამერით გვირგვინის ფოტოგრაფიის ექსპოზიციისა და სხვა პირობების შერჩევის მიზნით. ეს გაანგარიშება ორი ნაწილისაგან შედგება: 1) გვირგვინის სხვადასხვა ნაწილისაგან ფირფიტაზე მიღებული განათებულობის განსაზღვრა, 2) მიღებული განათებულობისა და ფოტოგრაფიული სიმკვრივის შორის დამოკიდებულების განსაზღვრა სხვადასხვა ემულსიასა და ექსპოზიციისათვის.

პირველი დამოკიდებულება შეიძლება მარტივად იქნეს მიღებული, თუ იმ ცნობილ კანონიდან გამოვალთ, რომლის მიხედვით გვირგვინის სიკაშკაშე უკუპროპორციულია მზის კიდედან მანძილის კვადრატისა, და თუ სიკაშკაშის

აბსოლუტურ სიდიდეს მივიღებთ Pettit-ის და Nicholson-ის⁸ თანახმად და დავეყრდნობით ხელსაწყოს ფოტომეტრულ მონაცემებს ეს დამოკიდებულება მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$E = \alpha \beta \gamma K \cdot \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{f}\right)^2 \cdot \frac{B_0}{\rho^2} \times 10^4 \text{ ლუქსი,} \tag{7}$$

სადაც $\frac{B_0}{\rho^2}$ არის სტილბებში გამოსახული სიკაშკაშე ρ მანძილისათვის (რკალის მინუტებში), $\frac{D}{f}$ — შუქძალა, α, β, γ — სარკეების არეკლის კოეფიციენტები და

K — ობიექტივის გამტარიანობის კოეფიციენტი. უნდა შევნიშნოთ, რომ α ვარდნილი სხივის პოლარიზაციის მდგომარეობაზე არის დამოკიდებული. სინარტივისათვის ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ არაპოლარიზებული სინათლის შემთხვევას.

(7) ფორმულისათვის ჩვენ მივიღეთ კოეფიციენტი შემდეგი მნიშვნელობანი: $\alpha=0.08, \beta=0.9, \gamma=0.9$ და $k=0.4$. აღნიშნულ კოეფიციენტი ჩასმით მივიღებთ:

$$E = 0.08 \times 0.9 \times 0.9 \times 0.4 \times \frac{3.14}{4} \times \left(\frac{80}{500}\right)^2 \times \frac{1.44}{\rho^2} \times 10^4 \text{ ლუქსს}$$

ანუ $E = \frac{7.4}{\rho^2} \text{ ლუქსს.} \tag{8}$

დამოკიდებულება განათებულობისა და მიღებულ ფოტოგრაფიულ სიმკვრივის შორის ექსპერიმენტალურად იქნა გამოკვლეული. ამისათვის ფირფიტების ექსპონირება წარმოებდა სენსიტომეტრულ ყუთში. სინათლის წყაროდ მზის პირდაპირი სხივებით განათებული თეთრი ქაღალდის ფურცელი იყო გამოყენებული. განათებულობას ექსპოზიციის დაწყების წინ და დამთავრების შემდეგ ვზომავდით ლუქსმეტრით, რომლის ფირფიტას კასეტის ოდგილას ვათავსებდით. ამგვარად 6'-დან 15'-მდე ექსპოზიციის საშუალებით გამოკვლეული იყო Ilford-ის ფირფიტები; „Monarch“, „Special Rapid“, „Special Rapid Panchromatic“, „Hypersensitive Panchromatic“ და Guilleminot, „Fulgur“. პანქრომატული ფირფიტები ექსპონირებულნი იყვნენ ზემოხსენებული ფილტრით. ნეგატივები გაგზომეთ ფოტოელექტრულ მიკროფოტომეტრზე. მიღებული შედეგებისა და (8) ფორმულის საშუალებით აგებული იყო მრუდეები.

მასალებისა და ექსპოზიციის შერჩევა ხდებოდა ორი მთავარი პირობის დაცვით: 1) გვირგვინის გამონასახს კიდედან 20'—25' დაშორებით ისეთი ფოტოგრაფიული სიმკვრივე უნდა ჰქონოდა, რომელიც გამოდგებოდა ფოტომეტრულ გაზომვებისათვის ($D \approx 0.02-0.03$); 2) ყველა საჭირო ოპერაცია სრული ფაზის 110 სექუნდში უნდა მოთავსებულიყო. ყველაზე მოხერხებული კომბინა-

ცია აღმოჩნდა: 1) Ilford Hypersensitive Panchromatic ფირფიტა ფილტრით 5700 Å და 15' ექსპოზიციით და 2) Ilford Special Rapid ფირფიტა 9' ექსპოზიციით.

ანალიზატორის კამერის წინ სრული პოლარიზაციის კუთხით დაყენებისათვის ხელსაწყოს ოპტიკურ ღერძზე, ანალიზატორის წინ, მოთავსებული იქნა სინათლის წყარო. კასეტაში მოვითავსეთ ოკულარი ნიკოლით. სარკეებს ისეთი დახრა მივეცით, რომ ნიკოლის ბრუნვით შესაძლებელი ყოფილიყო სხივების რაც შეიძლება სრული ჩაქრობის მიღწევა. წინასწარი ფოკუსირება ხელოვნური სინათლის წყაროს შემწეობით წარმოებდა ვიზუალურად, შემდეგ კი ფოკუსი დაზუსტებული იყო ვარსკვლავთა ფოტოგრაფიის საშუალებით.

დაბნელების დაკვირვებას ამ ხელსაწყოზე კ. ხახარიანი და ვ. ვიხროვი აწარმოებდნენ. ექსპედიცია მუშაობდა მდინარე ურალის ნაპირას, სოფ. კალენოეს მახლობლად. სრული დაბნელება სავსებით მოწმენდილი ცის პირობებში მოხდა. დაკვირვება ზუსტად იქნა შესრულებული წინასწარ გათვალისწინებული პროგრამის მიხედვით.

ფირფიტების დაკალიბრება იმავე დღეს მოხდა. ამ მიზნით იმავე ფირფიტების ნაკვეთები, რომელნიც ვიხარეთ დაბნელების დროს, ექსპონირებულ იქნენ მილიან ფოტომეტრში. სინათლის წყაროდ გამოყენებული იყო რუხი მუხრით დაფარული ბარიტის ეკრანი, რომელიც მზის პირდაპირ სხივებს აბნევდა: პანქრომატული ფირფიტები იმავე 5700 Å ფილტრით იქნენ დაკალიბრებულნი.

ფირფიტების გამოჩინება წარმოებდა 18°—19° ტემპერატურის მქონე სტანდარტულ პარამიდოფენოლის გამოჩინებელში 8 მინუტის განმავლობაში. ყველა ოპერაცია ფირფიტებზე სრულ სიბნელეში ხდებოდა. ნეგატივების გამოჩინებისთანავე შემჩნეული იქნა, რომ ყველა წინასწარ მიღებული ღონისძიების მიუხედავად, საკეტის გაღების დროს სარკეები ვიბრაციას განიცდიდნენ და მთვარის დისკოს კიდე გაშუქებული იყო ქრომოსფეროსა და გვირგვინის შიგა ნაწილის მიერ.

გვირგვინი გაცილებით უფრო დიდი აღმოჩნდა, ვიდრე მოსალოდნელი იყო: 20'—25'-ის ნაცვლად 40'-ზე მეტი. უნდა ვიფიქროთ, რომ ეს აიხსნება გვირგვინის უფრო მეტი სიკაშკაშით, ვიდრე მიღებული იყო წინასწარ გაანგარიშების დროს. ნეგატივებზე—ანალიზატორის სხვადასხვა მდებარეობისას—მიღებულ გამონასახთა თვალსაჩინო განსხვავებას აქვს ადგილი.

რადგან ნეგატივები, გამონასახთა გათხაპნის (размач) გამო, ეჭვს იწვევდნენ, ჩვენ გადავწყვიტეთ ჩაკვეტარებინა წინასწარი გამოკვლევა, რაც მიზნად ისახავდა გათხაპნით გამოწვეულ ცთომილებათა შეფასებასა და საჭირო რედაქციის მეთოდის გამომუშავებას.

როგორც აღვნიშნეთ, გათხაპნის შემჩნევა შესაძლებელი შეიქნა გვირგვინის შიგა ნაწილის და ქრომოსფეროს მიერ მთვარის კიდეს გაშუქების გამო. ამ გაშუქების გულდასმით დათვლიერების დროს შემჩნეული იქნა, რომ ყოველ ნეგატივზე რხევა ერთსა და იმავე მიმართულებით წარმოებდა. გათხაპნის აპლიტულა ცვალებადობს 0.2 mm-დან ნეგატივზე № 6—1. 3 mm-მდე ნეგა-

ტივზე № 3. გაშუქების ფოტოგრაფიული სიმკვრივე გათხაპნის მიმართულ
ბით არათანაბრად იცვლება და რამოდენიმე მაქსიმუმს ქმნის.

გათხაპნის მიმართულება ყველა ნეგატივებზე თანხვედრილია პოლარის
ციის სიბრტყის მიმართულებისა და არა დღე-ღამური პარალელისა. ეს კი იმ
დამამტკიცებელია, რომ გათხაპნა ანალიზატორის ელემენტთა ვიბრაციით არ
გამოწვეული (წინა სარკე ისე მტკიცედ იყო დამაგრებული, რომ რხევებზე ფ
რიც ზედმეტია).

ენახით ახლა თუ როგორ გავლენას მოახდენს გათხაპნა ინტენსიობის
ნაწილებაზე გვირგვინის გამონასახში. χ ღერძად მივიღოთ წრფე, რომელ
გათხაპნის მიმართულებით მოუარის ცენტრზე გაივლის. გვირგვინის ყოველ
წერტილი, რომელსაც $f(x)$ ინტენსიობა აქვს, ექსპოზიციის დროს იმოყოფებო
ერთ წერტილში χ კოორდინატით კი არა, არამედ გათხაპნის გამო გადაადგი
დებოდა რომელიმე მონაკვეთზე $\chi + \sigma_1$ -დან $\chi + \sigma_2$ -მდე. $K(\sigma)$ ფუნქციით აღვწ
ნოთ გვირგვინის წერტილთა ექსპოზიციის დროს მონაკვეთზე „დროებით მ
ფობის“ განაწილების კანონი, სადაც σ არის გადაადგილება საწყის მდებარე
ბიდან. მაშინ ენერჯის რაოდენობა, რომელსაც $d\sigma$ ელემენტი გვირგვინის
ცემულ წერტილიდან ρ მანძილზე ღებულობს, იქნება:

$$K(\sigma) \cdot f(x) d\sigma.$$

გამონასახის მოცემული წერტილი ენერჯიას ღებულობს გვირგვინის მ
ლოდ ერთ წერტილიდან კი არა, არამედ მონაკვეთზე მდებარე ყველა წერტ

ლებიდან. მიღებული ენერჯის სრული რაოდენობა იქნება $\int_{-\sigma_2}^{+\sigma_1} K(\sigma) f(x + \sigma)$

რომელსაც, გათხაპნას რომ არ ჰქონოდა ადგილი, შემდეგი ინტენსიო
შეესაბამებოდა:

$$\Phi(x) = \frac{1}{T} \int_{-\sigma_2}^{+\sigma_1} K(\sigma) f(x + \sigma) d\sigma.$$

ამაირად გათხაპნის შედეგად $f(x)$ ინტენსიობათა განაწილება შეიცვლ
 $\Phi(x)$ -ით. ჩვენ ვხედავთ, რომ გათხაპნის აღრიცხვის ამოცანა, ე. ი. $f(x)$
განსაზღვრა $\Phi(x)$ -ის საფუძველზე, წარმოადგენს (9) საბის ინტეგრალური
ტოლების ამოხსნის ამოცანას.

აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ ჩვენ ჯერ უჭურადღებოდ ვტოვებთ ფო
ემულსიის იმ თვისებას, რომ ის სხვადასხვა გაშავებას ძღვევა სინათლის წყვეტ
(რასაც ადგილი ჰქონდა რხევის დროს) და უწყვეტ მოქმედების შემთხვევა

(9) განტოლების მიახლოებით ამოხსნისათვის ყველაზე უფრო ხელსა
ლია $f(x)$ და $\Phi(x)$ ფუნქციების პოლინომებად გაშლა. ადვილი საჩვენებელ

რომ $f(x)$ და $\Phi(x)$ ფუნქციები ყოველ შუალედში ერთნაირ ხარისხიან პოლი-
ნომებად წარმოგვიდგება. გათხაპნით გამოწვეული შესწორების გამოთვლა
პრაქტიკულად

$$\Delta i = \sum_{k=1}^{k=n} B_k a_k \tag{10}$$

ფორმულით სწარმოებდა, სადაც a_k წარმოადგენენ $\Phi(x)$ ფუნქციის გამომსახვი
პოლინომის კოეფიციენტებსა, ხოლო B_k მოცემულ ნეგატივისათვის მუდმივ
კოეფიციენტებს, რომელნიც $K(\sigma)$ ფუნქციაზე არიან დამოკიდებულნი.

როცა დავრწმუნდით, რომ გათხაპნის აღრიცხვა პრინციპიალურად შესა-
ძლებელია, შეუდექით $K(\sigma)$ და $\Phi(x)$ ფუნქციების ექსპერიმენტალურ განსა-
ზღვრას. ამ მიზნით ნეგატივები გაზომილი იქნენ ვ. ნიკონოვის კონსტრუქ-
ციის ფოტოელექტრულ მიკროფოტომეტრზე, რომელსაც გაბნეული სინათლის
თავეიდან აცალეების მიზნით სათანადო სპეციალური მოწყობილობა დაემატა.

გაშავების ზომად მიღებული იყო ფარდობა $E = \frac{n-n_0}{n_0-n_0}$, სადაც n არის

გალვანომეტრის ანათვალი გასაზომ არეზე, n_0 —ანათვალი მიწაზე (ემულსია
იკლილი იყო) და n_0 —ანათვალი დახურულ ფოტოელემენტის შემთხვევაში. სი-
დიდე E პროპორციული უნდა იქნეს გაუმჭვირვალობისა. როგორც პრაქტიკამ
გვიჩვენა, n_0 მცირედ იცვლება (ნათურის ვარვარის რეჟიმის ცვალებადობის
გამო), ასე რომ მუშაობის პერიოდში მისი გაზომვა შეიძლება ვაწარმოოთ
10—15 მიწუტის განმავლობაში, რაც საკმარის აჩქარებს გაზომვის პროცესს.

ნეგატივების წინასწარი გაზომვა ჩვენ ვაწარმოეთ სწორკუთხოვან კოორ-
დინატებში ისე, რომ ერთი ღერძი გათხაპნის მიმართულების თანხვედრილი იყო.
გაზომვა სწარმოებდა გათხაპნის გასწვრივ მზის მახლობლობაში ყოველ 0.5 mm
შემდეგ და ყოველ 1.0 mm შემდეგ გვირგვინის სხვა ნაწილებისათვის. მიკრო-
ფოტომეტრის ანათვალიდან ინტენსიობაზე გადასვლა ხდებოდა ჩვეულებრივი
გზით; იმავე მიკროფოტომეტრზე გაზომილი იქნენ მილიან ფოტომეტრში ექს-
პონირებული ნეგატივები, რის საფუძველზე აგებული იყო დამახასიათებელი
მრუდეები. მილიანი ფოტომეტრის მონაცემები—გამოთვლილი ხვრეტების დია-
მეტრის მიხედვით—ს. ვსეხსვიატსკისაგან მივიღეთ.

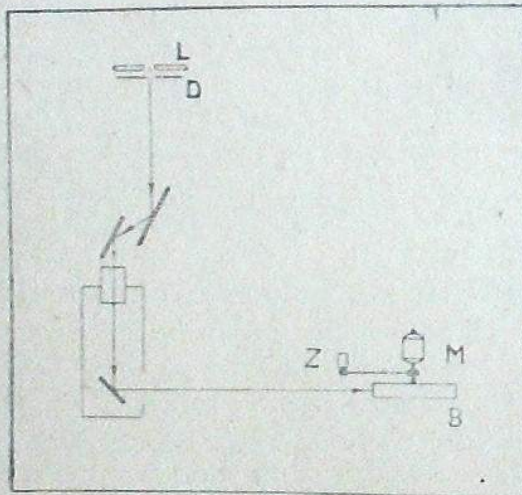
დამახასიათებელ მრუდეებიდან აღებულ ინტენსიობათა მიხედვით აგებულ-
ნი იქნენ $\Phi(x)$ მრუდეები, რომლებზედაც გავლენას ახდენდა ფოტოგრაფიული
ეჟალი. ძლიერი სიკაშკაშის გამო გვირგვინის შიგა ნაწილებში მზის კიდედან
8—10'-მდე ადგილი ჰქონდა ფოტო-დაყოვნებას. პირველ მიახლოებაში ჩვენ
ჩავთვალეთ, რომ ეჟალი მთელ არეზე თანაბრად იყო განაწილებული და, ამავე
დროს, ისეთივე იყო, როგორც გვირგვინის გამონასახის გარე.

$K(\sigma)$ ფუნქციის განსაზღვრისათვის იმავე მიკროფოტომეტრზე გაზომილი
იქნა მთვარის დისკოს გაშუქება ქრომოსფეროს რგოლის მიერ. ამის შემდეგ
Schwarzschild-ის კანონის გამოყენებით მივიღეთ ფუნქცია $K(\sigma)$.

ამნიარად მიღებულ მონაცემებზე გამოყენებული იქნა ვათხაპნის აღრიცხვის შემოდხსენებული ხერხი. გამოთვლა ჩატარებულ იქნა $\Phi(x)$ ფუნქციის რამდენიმე ტიპურ შემთხვევისათვის (ნეგატივებზე № 3 და № 5, სადაც ვათხაპნა მაქსიმალური იყო). $\Phi(x)$ -ის მონოტონურ ცვალებადობის შუალედისათვის გამოთვლილი შესწორება 0.5—1.5%-ს შეადგენს, ხოლო ექსტრემალური წერტილთა შემცველ შუალედისათვის 2.5—4%-ს. უნდა შევნიშნოთ, რომ პირველი ტიპის შუალედისათვის საკმარისი აღმოჩნდა $n=2$, მეორე ტიპის კი $n=4$ და მხოლოდ ერთ შემთხვევისათვის $n=4$.

1937 წლის იანვარში ჩვენ შეუდგენით ნეგატივების გულდასმით და დეტალურად შესწავლას. უწინარეს ყოვლისა აუცილებელი იყო ვათხაპნის გავლენის ზუსტი აღრიცხვა. ვათხაპნის წინასწარი შეფასება საეკვო იყო ორი მიზეზით გამო: 1) $K(x)$ მრუდის არასაკმაო სიზუსტე σ -ას მცირე მნიშვნელობებისათვის; 2) წყვეტილი ექსპოზიციის ეფექტის მხედველობაში მიუღებლობა.

პირველი საკითხის გამოკვლევის მიზნით ჩვენ გადაწყვიტეთ მრუდი სხვა არაპირდაპირი გზით მიგველო. კამერა შეკრებილი იქნა ლამპორატორიაში. ანალიზატორის წინ დაიდგა ვოლტას რკალი L დიაფრაგმით D (ნახ. 2), რომელიც გამოწვევს B ცილინდრის გვერდის ზედაპირზე ეცემოდა; ამ ცილინდრს აბრ



ნახ. 2 Fig.

ნებდა M მოტორი, რომელსაც ბრუნვის მთვლელები— Z ჰქონდა. ხელსაწყო სხვადასხვა მდებარეობისას, საკეტის ხელოვნური ბიძგების საშუალებით გამოწვეული იყო კამერის ვიბრაცია, რის შედეგად B ცილინდრზე დახვეულ ფოტოლენტზე აისახა რხევის მრუდები. ეს მრუდები საერთოდ ერთმანეთის მსგავს აღმოჩნდნენ. საშუალო მრუდის წარმოდგენა შესაძლებელია როგორც ორი ლევადი პარამონიული რხევის ჯამისა (გადახრა 5% არ აღემატება):

$$\theta = Ae^{-1.96t} [0.872 \sin 520t - 0.532 \sin 310t],$$

სადაც A ბიძგებისაგან მიღებული მოძრაობის რაოდენობაზე დამოკიდებული ფაქტორია. შემოწმებისათვის რხევათა პერიოდი განსაზღვრული იყო აგრეთვე სტრობოსკოპული დისკოს საშუალებით, რამაც უფრო ნაკლებად ზუსტი, მაგრამ იმავე რიგის სიდიდეები მოგვცა. რხევის მიღება განსაზღვრული იქნა აგრეთვე უშუალოდ—ბადიანი ოკულარის საშუალებით მნათი წერტილის რხევაზე დაკვირვების გზით. რხევის მიღება მთელ სისტემაში ფრიად დიდი აღმოჩნდა—ამპლიტუდა 2.2—2.5 სეკუნდის განმავლობაში საწყის სიდიდის 1/100-მდე ეცემოდა; ეს დეკრემენტის იმავე მნიშვნელობას იძლეოდა დაახლოებით, რაც პირველი ხერხით იქნა მიღებული. ამის გარდა რხევის პერიოდები თეორიული გზითაც იქნენ განსაზღვრულნი ანალიზატორის დრეკადი სისტემის მცირე რხევების გათვლის საფუძველზე. მიღებული იყო: $\omega_1=517$, $\omega_2=313$, $\omega_3=2640$, $\omega_4=1870$. ორი უკანასკნელი პერიოდი ექსპერიმენტალურად არ ყოფილა შემჩნეული ამპლიტუდის მეტისმეტი სიმცირის გამო.

სხვადასხვა ნეგატივებისათვის შედგენილ იქნა რხევათა გამოხატულებანი (11) ფორმულის მიხედვით: A სიდიდეები განისაზღვრებოდნენ მთვარის დისკოს მაქსიმალური გაშუქების მიხედვით.

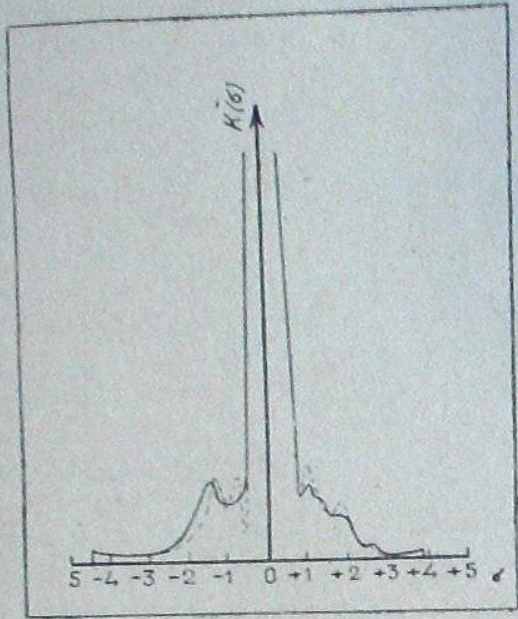
შემდეგ, რხევათა რიცხვობრივ ინტეგრაციის მეთოდით ყველა ნეგატივისათვისაც აგებული იყო $K(x)$ მრუდები. ესენი ექსპერიმენტალურად მიღებულ მრუდების მსგავსნი აღმოჩნდნენ. შესაძლოა კიდევ მეტ ფაქტიურ მსგავსებას ჰქონდეს ადგილი, მაგრამ მრუდის დეტალების მიღება არ შეიძლებოდა ჩვეულებრივ (არა თვითმწერ) მიკროფოტომეტრზე. $K(x)$ მრუდები (ექსპერიმენტალური და თეორიული—პუნქტირით), რომელნიც № 3 ნეგატივისათვის არიან მიღებულნი, წარმოდგენილნი არიან ნახ. 3-ზე.

რხევათა ხასიათის ახსნამ გააადვილა აგრეთვე წყვეტილი ექსპოზიციის ეფექტის გამოკვლევა. რხევის მიღების დიდი მნიშვნელობის გამო ყველაზე მეტად ვათხაპნილ ნეგატივზეც კი (№ 3), სადაც საწყისი ამპლიტუდა 1.2 mm ტოლია უკვე 2.5 სეკუნდის შემდეგ, ეს ამპლიტუდა შემდეგ მნიშვნელობამდე ეცემა:

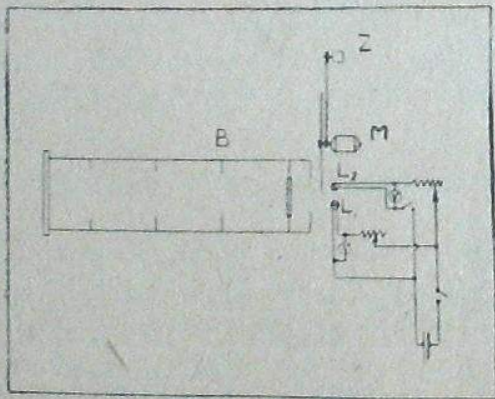
$$a = Ae^{-1.96t} (0.872 + 0.532) = 1.2 \times e^{-1.96 \times 2.5} (0.872 + 0.532) = 0.07 \text{ mm}$$

მაშასადამე, 2.5 სეკუნდის შემდეგ რხევა ეზუსტის მიერ უკვე შეუგრძნობელი ხდება. გარდა ამისა, რხევა იწვევს არა ექსპოზიციის წყვეტას, სრული ამ სიტყვის მნიშვნელობით, არამედ მხოლოდ განათების რხევას გარკვეული მცირე ამპლიტუდით. ჩატარებული ცდა ნებას გვაძლევს დავასკვნათ, რომ ეს მოვლენა არავითარ ზეგავლენას არ ახდენს შედეგებზე (ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის სიზუსტის საზღვრებში). ჩვენ ვაწარმოეთ ექსპონირება სენსიტომეტრულ ყუთში B (ნახ. 4) სხვადასხვა პირობებში: 1) განათება წარმოებდა ორი ნათურით, რომელთაგანაც ერთი—მბრუნავი დისკოს საშუალებით—პირველი სეკუნდის განმავლობაში ქრებოდა გარკვეული სიხშირით; 2) განათება წარმოებდა უწყვეტად იმავე ორი ნათურით და ისე, რომ სინათლის ინტეგრალური ნაკადი პირველ შემთხვევაში მიღებულის ტოლი იყო. ნათურების ვარვარის რეგულირებით

მიღწეული იქნა მათი სინათლის სიძლიერის ფარდობის ცვლადობა $\frac{1}{1}$ -დან $\frac{1}{2}$ -მდე საზღვრებში. ფირფიტაზე განათების გაზომვა წარმოებდა მის ადგილას მოთავსებულ ვენტილურ სელენის ფოტოელემენტით. ნათურის ვარვარის



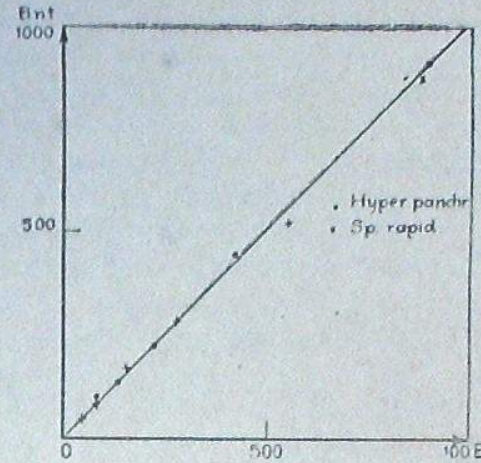
ნახ. 3 Fig.



ნახ. 4 Fig.

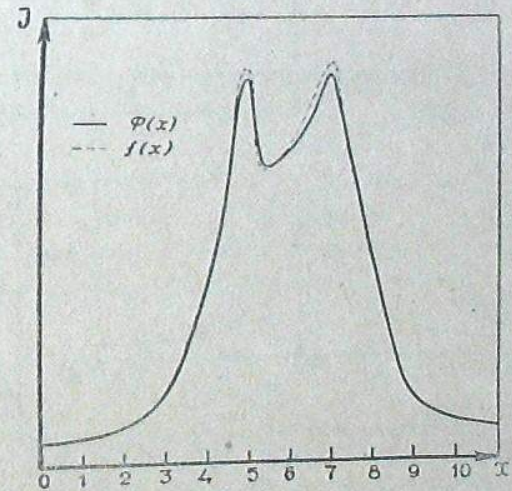
კონტროლი წარმოებდა ვოლტმეტრით. ამ წესით მიღებული იყო 6 წყვილი ფირფიტა. ამ ნეგატივების დამუშავება მოხდა იმავე წესით, როგორც დაბნელების ნეგატივებისა. განათების რხევის გავლენა არ აღმოჩნდა, თუ მას ადგილას აქვს ის, ყოველ შემთხვევაში. ფოტოგრაფიული ფოტომეტრის სიზუსტე

საზღვრებს გარედ ძევს. ზემოხსენებულის საილუსტრაციოდ აქვე მოგვყავს მრუდი (ნახ. 5) Hypersensitive Panchromatic ფირფიტებისათვის (უფილტროდ).



ნახ. 5 Fig.

ამნაირად ჩვენ დავრწმუნდით გათხაპნის აღრიცხვისათვის ხმარებულ მეთოდის სამართლიანობაში. დავაზუსტეთ რა Bk კოეფიციენტების წინასწარ მი-



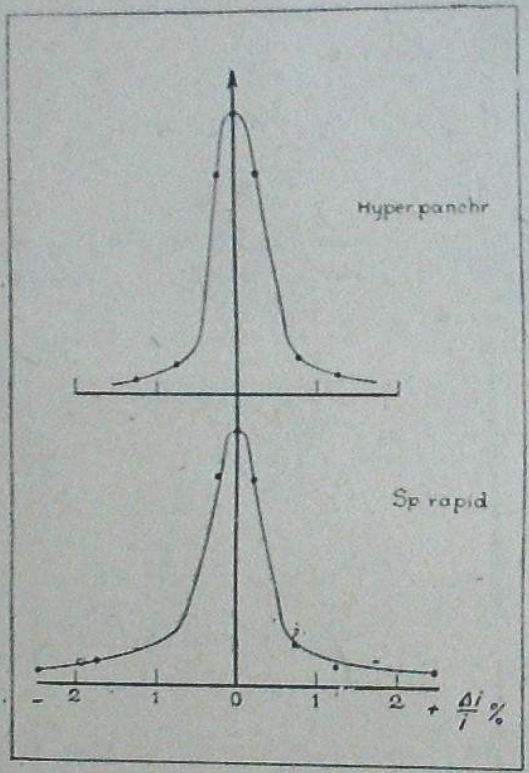
ნახ. 6 Fig.

ღებული მნიშვნელობანი, ჩვენ გამოთვლები ვაწარმოეთ სრულიად სხვადასხვა-გვარ პირობებისათვის. ყველაზე უარეს ადგილისათვის ცთომილება 2.8%-ს აღწევს. ნახ. 6-ზე მოცემულია ერთერთი $\varphi(x)$ მრუდი, რომელიც ყველაზე

მეტად უვარგისია და მისი შესაბამისი შესწორებული სახე. ცთომილებათა სტატისტიკური განაწილება მოცემულია ნახ. 7-ზე, საიდანაც ვხედავთ, რომ ეს განაწილება ნორმალურთან ახლოა. აქედან შეგვიძლია გამოვთვალოთ საშუალო ცთომილება, რაც 0.9%-ის ტოლია. თუ წესიერ ნეგატივებისათვის ფოტომეტრული განსაზღვრის საშუალო ცთომილებას, როგორც ჩვეულებრივ, 5% ჩავთვლით, მაშინ გათხაპნილ ნეგატივებისათვის ის იქნება 5.9%-ის ტოლი.

დავრწმუნდით რა იმაში, რომ გათხაპნის მიერ გამოწვეული ცთომილება ფოტოგრაფიული ფოტომეტრიის ცთომილებათა რიგს პრაქტიკულად არ ცვლის, ჩვენ საჭიროდ აღარ ვცანით მასზედ შესწორების შეტანა.

ამის შემდეგ შეუდექით ვუალის შეძლებისამებრ ზუსტად აღრიცხვას. ვუალის დეტალურმა გაზომვამ მთვარის დისკოზე და გვირგვინის გარედ საშუალოდ



სურ. 7 Fig.

ისეთი განაწილება მოგვცა, როგორც ნახ. 8-ზეა უწყვეტი მრუდის სახით ნაჩვენები (ნეგატივი № 5). ვუალი შესაძლებელია გამოწვეული იქნეს შემდეგი ფაქტორების მიერ: 1) ატმოსფეროს მიერ გაბნეული სინათლე, 2) ხელსაწყოს მიერ გაბნეული სინათლე, 3) წინა სარკეების მიერ დიფუზური არეკლეა, 4) ფერფლისებური სინათლე (მთვარის დისკოზე), 5) ფირფიტებზე შარავანდედის ნარჩენი

ეფექტი¹⁰ და 6) გამოჩინება. ჩამოთვლილ ფაქტორებიდან მეორე და მეხუთე ჩვენ ექსპერიმენტალურად გამოვიკვლიეთ; ჩვენი კამერის საშუალებით ლაბორატორიაში გადავიღეთ ხელოვნური ვარსკვლავი. ფირფიტები, ექსპოზიცია და დამუშავების მეთოდი იგივე იყო, რაც დაბნელების დროს; ვუალი შემჩნეული არ იქნა. მეექვსე ფაქტორი გამოკვლეული იყო აგრეთვე ექსპერიმენტალურად — არაექსპონირებული და აგრეთვე თანაბრად გაშუქებული ფირფიტების გამოჩინების საშუალებით. საკმაოდ აშკარად იქნა შემჩნეული ფირფიტის კიდებობისაკენ ვუალის გადიდების ეფექტი, რომელსაც ხაზოვანი სელა აღმოაჩნდა გაზომვის სიზუსტის საზღვრებში. მეოთხე ფაქტორის შესწავლისათვის ჩვენ მოვანდინეთ გაანგარიშება დამყარებული დედამიწისა და მთვარის ალბედოს ცნობილ სიდიდეებზე. მთვარის ფერფლისებური სინათლის ზედაპირული სიკაშკაშე აღმოჩნდა 3×10^{-4} სტილბი, ე. ი. გაზომვის სიზუსტეზე აშკარად უფრო მცირე სიდიდე. ამიტომ ამ ფაქტორის მხედველობაში მიღება საჭიროდ არ ვცანით. მესამე ფაქტორს შეედლო მოეცა სხვადასხვა ნეგატივზე სხვადასხვა ვუალი, იმის მიხედვით, თუ რა საგნები იმყოფებოდა სარკეების წინ ამა თუ იმ შემობრუნების დროს. მაგრამ არა გვაქვს საფუძველი ველოდეთ ასეთ მოვლენას.

გადავიდეთ პირველ ფაქტორზე. Baumbach-ისა და ფეისენკოვის¹¹ თანახმად ატმოსფერული შარავანდედის ინტენსიობა შეიძლება წარმოდგენილი იქნეს შემდეგი სახით:

$$j = a \int_{s} i d\sigma + b \int_{s} i e^{-\lambda r} d\sigma,$$

სადაც i არის ინტენსიობა გამოსაკვლევ წერტილიდან r მანძილით დაშორებულ $d\sigma$ -მნათ არეზე. ინტეგრირება ვრცელდება მთელ მნათ s არეზე. a , b და λ მუდმივი კოეფიციენტებია.

a , b და λ კოეფიციენტების განსაზღვრის მიზნით ჩვენ არ გვქონია, სამწუხაროდ, სპეციალური დაკვირვება გვირგვინზე. ამიტომ ვუალის აღრიცხვისათვის ჩვენ მოგვიხდა შემდეგი, არაპირდაპირი მეთოდის გამოყენება. მივიღეთ, რომ ვუალი შეიძლება გამოხატულ იქნეს ფორმულით:

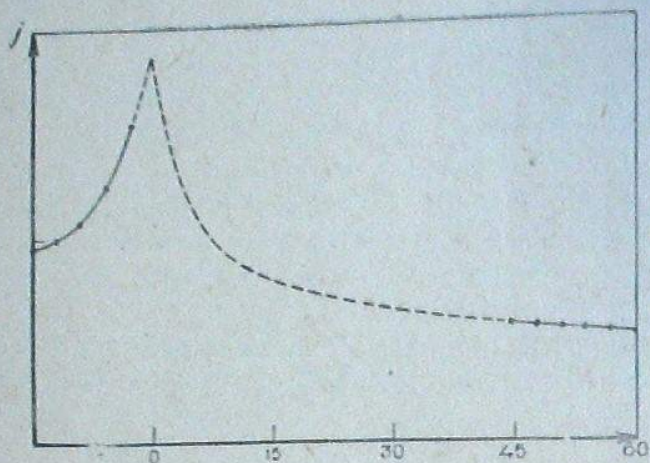
$$j = a \int_{s} i d\sigma + b \int_{s} i e^{-\lambda r} d\sigma + A\rho + B + C.$$

პირველი, მეოთხე და მეხუთე წევრები ამ ფორმულაში მუდმივებია ნეგატივის მთელ არეზე. აღვნიშნოთ მათი ჯამი H -ით; მივიღებთ:

$$j = b \int_{s} i e^{-\lambda r} d\sigma + A\rho + H. \tag{12}$$

ჩვენ ვეცადეთ b , λ , A და H მუდმივები ისე შეგვეჩინა, რომ რაც შეიძლება უკეთ დაგვეკმაყოფილებინა ნახ. 8-ზე მოცემული ტიპის მრუდები.

ინტეგრირების დროს მიღებული იყო მხედველობაში ქრომოსფერო პროტუბერან-
ცებით და გვირგვინი 15'-მდე, რადგან უფრო გარე ნაწილების გავლენა უზნე-
შენელო აღმოჩნდა. სხვადასხვა ნეგატივებისათვის ეს მუდმივები რამდენიმე
განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან: $b=0.34-0.49$; $x=4.6-5.0$; $A=2.5-3.1$;
 $H=18-24$. (მანძილები მზის რადიუსის ნაწილებში არიან გამოხატულნი, ინ-
ტენსიობანი კი რომელიმე შეფარდებითი სკალაში).



ნახ. 8 Fig.

ნახ. 8-ზე წერტილოვანი ხაზით ნაჩვენებია ექსტრაპოლირებული მრუდი
ნეგატივისათვის № 5. ამნაირად განსაზღვრული ვუალი მიღებულ იქნა მხედვე-
ლობაში გვირგვინის გამონასხისათვის. შემდეგისათვის არსებითი იყო ვუალის
პოზიციურ კუთხეზე დამოკიდებლობის შემოწმება.

წინასწარი გამოკვლევის შემდეგ დაბნელების დროს მიღებული ნეგატივე-
ბი გაზომილი იქნენ ზემოდსხენებულ მიკროფოტომეტრზე. რადგან გათხაპანის
აღრიცხვა საჭირო არ აღმოჩნდა, ჩვენ უფრო მიზანშეწონილად ეცანიტ გაზომ-
ვის წარმოება კოორდინატთა პოლარულ სისტემაში, გაზომვა ხდებოდა რადიუს-
ების გასწვრივ ყოველ 30'-ის შემდეგ. კიდედან 8'-მდე გვირგვინი საერთოდ
არ გამოკვლეულა. ფოტოგრაფიული დაყოვნების გამო, 8'-დან 28'-მდე ათვლა
ხდებოდა ყოველ 0.25 მმ-ზე, ხოლო გვირგვინის უფრო გარე ნაწილებში ყოველ
0.5 მმ-ზე. გამონასხის კვალი აქა-იქ შემჩნეულია 50'-მდე.

დამუშავება წარმოებდა უკვე ილწერილი ხერხით. მიღებულ მონაცემების
საფუძველზე (6) ფორმულით განსაზღვრული იქნა პოლარიზაციის ხარისხი და
მიმართულება. ურთიერთ ორიენტირება ხდებოდა კასეტების მარჯვენა ნაპირე-
ბის კვალის მიხედვით, რომელთა მიმართულება შემოწმებული იყო დაბნელე-
ბამდე. გამოთვლათა შედეგები მოცემულია ცხრ. I-ში. თითოეული სვეტის
მარცხენა ნახევარი შეიცავს სპექტრის ლურჯი უბნისათვის პროცენტებში გამო-
ხატულ ხ.რისსს და გრადუსებში გამოხატულ კუთხეს რადიუს-ვექტორსა და

ცხრილი I TABLE

φ	10'	15'	20'	25'	30'	35'	40'	
W	0°	49 50 48 14	50 45 54 19	50 45 55 22	52 48 57 28	53 61 56 35	61 54 57 33	64 56 57 34
	15	35 53 30 10	37 42 29 12	40 38 32 18	48 43 32 27	49 49 38 41	57 49 35 27	73 45 35 30
	30	50 45 49 52	42 29 54 64	39 24 55 55	45 31 55 64	51 36 58 59	55 45 58 53	59 52 61 44
	45	24 25 -22 -8	31 17 -12 -8	39 13 14 -5	28 14 20 -3	39 37 21 -1	50 48 26 -7	63 55 30 6
	60	24 36 -42 -40	23 38 -41 -52	25 37 -40 -73	29 37 -37 -69	42 44 -33 -64	50 48 -31 -52	57 55 -26 -33
N	75	18 51 -46 -35	15 35 -41 -31	16 29 -21 -17	25 34 -5 -24	32 31 -3 -32	44 36 -3 -32	61 45 -1 -36
	90	68 52 -1 0	61 50 -1 4	51 48 -2 7	41 44 2 3	37 38 -1 0	34 35 0 2	33 33 -3 -4
	75	93 69 26 -25	90 59 25 -27	87 48 25 -26	76 37 24 -34	64 38 23 -38	54 37 21 -38	44 35 20 -44
	60	81 41 -11 -42	68 36 -19 -40	61 32 -20 -39	60 30 -22 -35	60 28 -24 -36	57 25 -21 -36	53 22 -14 -34
	45	42 35 -20 -42	36 19 -24 -44	35 11 -32 -47	44 12 -39 -60	28 9 -55 -74	28 6 -59 -69	40 5 -67 -32
E	30	7 32 -26 38	5 24 -3 34	4 18 2 28	4 16 14 32	11 17 38 30	11 15 57 24	10 11 59 27
	15	65 57 18 30	72 46 21 33	76 33 22 33	76 20 22 33	60 18 27 42	47 16 34 50	37 13 42 41
	0	86 25 1 -49	74 23 0 -56	64 20 0 -64	58 19 2 -54	51 17 2 -69	49 15 8 -67	43 13 19 -59
	15	57 16 -19 -52	51 8 -14 -52	51 3 -18 -53	53 5 -10 -72	43 4 -18 -58	44 5 -14 -39	53 10 -22 -47
	30	44 24 -38 -64	42 21 -44 -67	40 2 -46 -67	40 16 -42 -70	42 15 -40 -68	45 12 -38 -66	45 9 -36 -64
S	45	35 49 -3 70	26 35 -6 85	23 26 -5 79	27 17 -55 -87	31 13 -77 -71	36 11 7 69	39 19 9 24
	60	28 51 47 57	25 40 45 50	24 30 42 48	27 25 44 47	29 20 48 50	27 20 48 55	25 23 46 73
	75	42 79 50 56	42 59 52 58	39 45 51 62	34 36 54 71	27 16 49 60	22 19 50 64	18 30 46 73
	90	23 53 -2 4	29 38 11 5	33 26 -1 -4	35 18 3 0	33 13 0 -4	32 30 1 -20	20 32 4 -11
	15	7 42 -80 54	18 17 -82 57	32 5 -60 60	44 3 -40 68	36 13 -38 79	33 20 -40 87	34 47 -42 -84
S	30	55 46 85 71	47 35 -83 67	51 26 -74 73	51 32 -68 79	45 40 -65 74	40 43 -67 75	37 47 -63 73
	45	93 47 -79 66	78 36 -77 66	75 31 -73 67	83 36 -70 71	69 40 -70 79	64 46 -65 82	60 53 -63 80
	60	55 38 -88 -44	53 41 -88 -64	55 45 -85 -72	58 50 -87 -77	57 51 -89 -79	56 52 -88 -80	55 54 -86 -88
	75	49 38 47 44	50 40 49 47	50 40 53 51	50 34 56 51	55 49 54 49	59 60 47 48	67 67 49 42

პოლარიზაციის მიმართულების შორის. ეს კუთხე რადიუს-ვექტორიდან საათის ისრის საწინააღმდეგო მიმართულებით აითვლება. მარჯვენა ნახევარი იმავეს წარმოადგენს სპექტრის გრძელტალღიანი უბნისათვის.

როგორი ნდობით შეგვიძლია შევხედოთ ამ შედეგებს? ჩვენ განვსაზღვრეთ პოლარიზაციის ხარისხის და მიმართულების ცოთმილებანი სხვადასხვა წერტილებისათვის და მივიღეთ საშუალოთ $\Delta\beta = 10\%$ და $\Delta\alpha = 5^\circ$. აქვე უნდა შევნიშოთ, რომ ვუალის არასაკმაოდ ზუსტ აღრიცხვას შეუძლია გვირგვინის პოლარიზაციის ხარისხის დამახინჯება. განსაკუთრებით გვირგვინის გარე ნაწილებში, რადგან (6)-ის პირველ ფორმულის მნიშვნელში ცოთმილება მთლიანად შედის, რაც შეეხება მიმართულებას, ვუალის არაზუსტი გათვალისწინების გავლენა აქ უფრო მკირეა, რადგან (6)-ის მეორე ფორმულაში შევლენ მხოლოდ სხვადასხვა ხეგატივების ცოთმილებათა სხვაობანი.

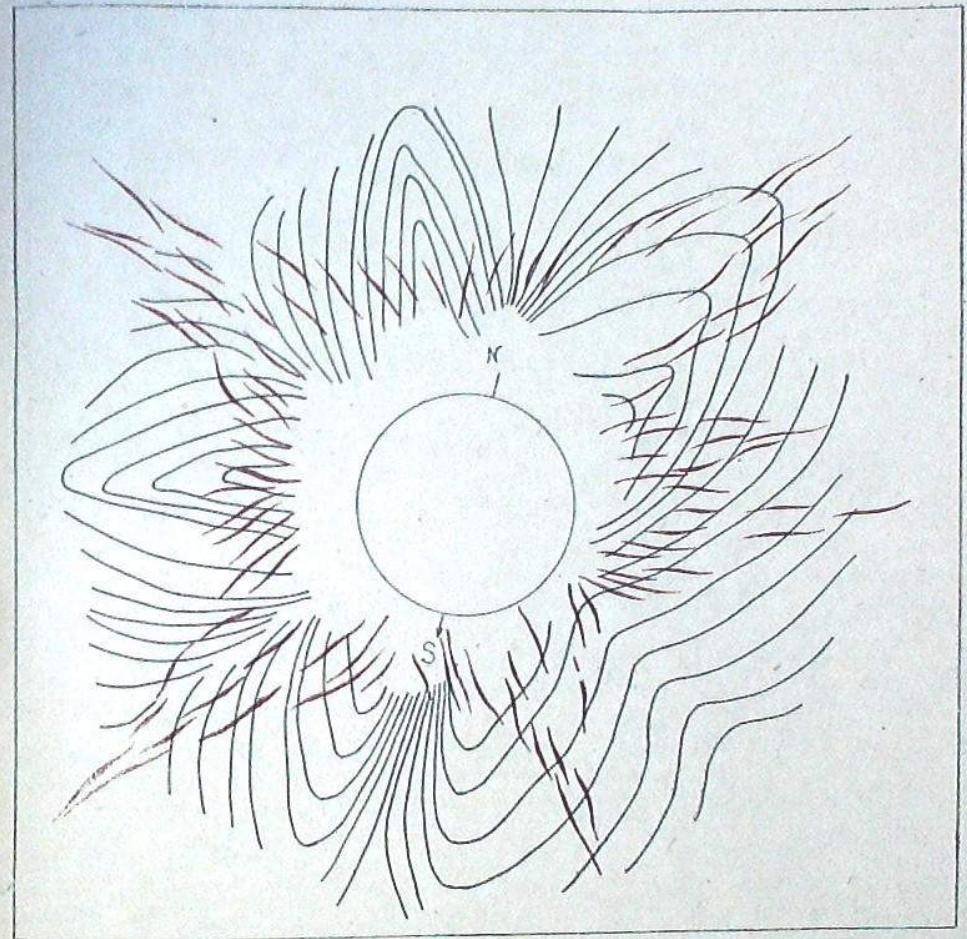
როგორც ელემენტარული გაანგარიშება გვიჩვენებს, არაზუსტ ექსპოზიციას და არაზუსტ შეთავსებას შეუძლია მოგვეცეს ცოთმილება მესამე ნიშნის მხოლოდ რამდენიმე ერთეულით.

ცოთმილება, გამოწვეული ანალიზატორის სრული პოლარიზაციის განსხვავებულობით სხვადასხვა λ -სათვის და არეს სხვადასხვა წერტილისათვის, არ აღემატება 0.1% .

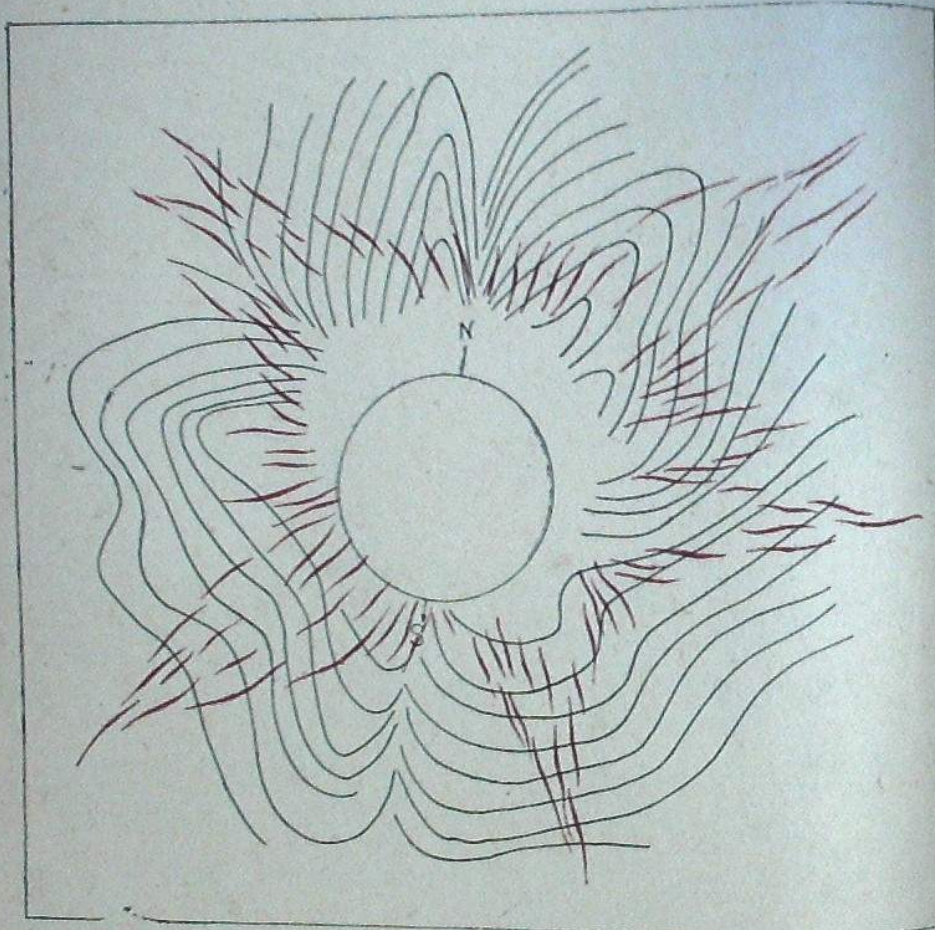
შეიძლება აგრეთვე ითქვას, რომ გვირგვინის პოლარიზაციას ემატება ცის პოლარიზაცია. როგორც ცნობილია, დაბნელების დროს ცის გაბნეული სინათლე წარმოსდგება, ერთის მხრივ, მზის გარსის გამოშვებული ნაწილების მიერ განათებისა და, მეორეს მხრივ, მთვარის ჩრდილის საზღვრებს იქითა განათებისაგან.

რაც შეეხება პირველ ფაქტორს, ის არ შეიძლება იყოს შესამჩნევად პოლარიზებული. როგორც ცნობილია, ატმოსფეროს მიერ გაბნეულ სინათლის პოლარიზაცია არ აღემატება $p = \frac{\sin^2\gamma}{1 + \cos^2\gamma}$ სიდიდეს¹², სადაც γ არის კუთხური მანძილი სინათლის წყაროდან მოცემულ წერტილამდე. რადგან გვირგვინის გამოკვლეული ნაწილისათვის γ არ აღემატება 1° -ს, ამიტომ $p < \frac{\sin^2 1^\circ}{1 + \cos^2 1^\circ} = 0.008$. ამ სიდიდეს სრულიად არ შეუძლია ჩვენი დაკვირვების დამახინჯება.

რაც შეეხება მეორე ფაქტორს, მისი თეორიულად გათვალისწინება ძნელია და მოითხოვს დაბნელების დროს დამატებით გეოფიზიკურ დაკვირვებების წარმოებას. Cohn-ი¹² აღნიშნავს, რომ ცის თალის პოლარიზაცია იზრდება დაბნელების დროს. რადგან ამგვარი დაკვირვება ჩვენ მიერ არ იქნა წარმოებული, ამიტომ ამ ფაქტორის ზუსტი გათვალისწინება ძნელია. შემოდხსენებულ პოლარიზაციულ ნეგატივების ვუალის პოზიციურ კუთხეზე დამოკიდებულება, როგორც ჩანს, იმას მოწმობს, რომ ცის პოლარიზაციის დანართი უმნიშვნელოა.



ნახ. 9 Fig.



ფიგ. 10 Fig.

მიღებულ შედეგებიდან შეიძლება გამოვიყვანოთ შემდეგი დასკვნა: პოლარიზაციის ხარისხი სპექტრის სხვადასხვა შუალედისათვის ფრიად განსხვავებულია, წინააღმდეგ Dufay-ს და Groniller-ის¹⁶ მიერ მიღებულ შედეგებისა. მზის კიდესთან მიახლოებისას პოლარიზაციის ხარისხი აქა-იქ იზრდება, ალავ-ალავ მუდმივი რჩება და ზოგჯერ ეცემა კიდევ მცირედ.

გვირგვინის გარე ნაწილში პოლარიზაციის სვლა სპექტრის სხვადასხვა უბნისათვის სხვადასხვაგვარია, როგორც ეს Colin-ის¹⁵ მიერ გვირგვინის შიგა ნაწილისათვისაც იყო შემჩნეული. იქ, სადაც გვირგვინის სხივები სტრუქტურა მკაფიოდ გამოისახულია, პოლარიზაცია თითქოს მცირედ იცვლება, ხოლო სხივებ შუა იზრდება მზის კიდესთან მიახლოებისას; მაგრამ ეს ყველგან არ დასტურდება.

პოლარიზაციის მიმართულება უმრავლეს შემთხვევაში შესამჩნევად განსხვავდება რადიალურ მიმართულებებისაგან; მაგრამ ყოველ პოზიციურ კუთხისათვის ნელა იცვლება. პოლარიზაციის მიმართულებათა განაწილებაში შემჩნეულია საინტერესო კანონზომიერება. გადავიტანთ რა ნახაზზე პოლარიზაციის მიმართულების ვექტორებს ყოველ წერტილისათვის, ვნახავთ, რომ ეს ვექტორები შეადგენენ სისტემას, რომელიც ძალთა არეს მოგვაგონებს, რომლის მიხედვით შეიძლება აგებულ იქნეს ვექტორულ ხაზთა სისტემა (ნახ. 9; ნახ. 10). როგორც ვხედავთ, აქ მოსჩანს პოლარიზაციის მიმართულების კავშირი გვირგვინის ფორმებთან და ბრუნვის ღერძის მდებარეობასთან.

რამდენადაც ჩვენთვის ცნობილია, ასეთი მკვეთრი გადახრა პოლარიზაციის მიმართულებისა რადიალურ მიმართულებისაგან ჯერ არავის არ შეუმჩნევია. ლიტერატურაში, რომელიც ჩვენ ხელთ გვქონდა, ეპოვება მითითება მხოლოდ Sallet-ს შრომაზე; მას მცირე გადახრა შეუმჩნევია. სამწუხაროდ თვით ეს შრომა ჩვენ ხელთ არ გვქონია.

ჩვენთვის ფრიად საინტერესოა აგრეთვე Lyot-ის¹⁶ შედეგები, რომელმაც აღმოაჩინა პროტუბერანცების არარადიალური პოლარიზება. ჩვენი შედეგების თეორიულ განხილვას უახლოეს ხანებში შეუდგებით.

მომავალი დაბნელების დროს ანალოგიური სამუშაოს განხორციელებისას აუცილებელია ვიხმაროთ უფრო გაუმჯობესებული და გრძელფოკუსიანი ხელსაწყო, როგორც, მაგ., ვ. ფესენკოვის მიერ მოცემული კონსტრუქციის მსგავსი ხელსაწყო, რომლის განხორციელება ჩვენ ახლა ვერ შევძელით დროის უქონლობის გამო. გადამწყვეტი მნიშვნელობა აქვს ატმოსფერული ხასიათის ფაქტორების გათვალისწინებას, რისთვისაც აუცილებელია დამხმარე გეოფიზიკურ დაკვირვებათა მოწყობა.

უდავოა, რომ გვირგვინის უწყვეტ სპექტრის საკითხის სრულ გადაწყვეტისათვის აუცილებელია კომპლექსური ექსპედიცია, რომელიც ჩაატარებს გვირგვინის პოლარიზაციულ, სპექტროსკოპულ, ფოტომეტრულ და სხვა დამატებით დაკვირვებებს, მათი შემდგომ შედარებათა შესაძლებლობის გათვალისწინებით.

ამ შრომის დამთავრების პერიოდში, გამოქვეყნებული იქნა Fernando de Romãa-ის¹⁷ წერილი, რომელმაც გვირგვინის დაკვირვება აწარმოა 1937 წლის 8 ივნისის დაბნელების დროს (პერუში). იგი სარგებლობდა

კამერით, სადაც ანალიზატორის როლს ფილტრი „პოლარიოიდი“ ასრულებდა, ამ შრომის შედეგები, ჯერ არ არის გამოქვეყნებული.

აღვნიშნავთ, რომ თუ შემდგომ დაბნელებათა დროს დადასტურდა პოლარიზაციის მიმართულების მნიშვნელოვანი გადახრა რადიალურიდან, მაშინ ყველა შედეგები, რომელნიც მიღებულნი არიან პოლარიზაციის რადიალურ მიმართულების დაშვებით, კრიტიკულ გადათვალისწინებას სჭირდება.

დასასრულ მადლობას უცხადებ ვ. ნიკონოვს, რომელმაც ბევრი რჩევა მომცა და დახმარება გამიწია, ე. დოლიძეს, გ. ორაგველიძეს და ს. მნაცაკანოვას, რომლებმაც გაზომვისა და გამოთვლის დიდი ნაწილი შეასრულეს, ლ. სუხარეას, რომელმაც სარკეები დაამზადა და ვ. ვიხროვს, რომელმაც ხელსაწყო აავსო და დადგა და დაკვირვების დროსაც მომეხმარა.

ოქტომბერი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

- | | |
|--|--|
| 1. R. A. J. XII, 4, p. 309, 1935. | 10. R. A. J. XIII, 1, p. 8, 1936. |
| 2. Lick Obs. Bull. 205, p. 166, 1911. | 11. A. N. 260, 6222, p. 97, 1936. |
| 3. Publ. U. S. Nav. Obs. X, p. B. 192, 1926. | 12. Гемфрис, «Физика воздуха», стр. 491, 1936. |
| 4. R. A. J. XII, 4, p. 309, 1935. | 13. Publ. Astr. Soc. Pacif. XLVI, 272, p. 177, 1934. |
| 5. Publ. Astr. Soc. Pacif. XLVI, 272, p. 177, 1934. | 14. C. R. 203, 8, p. 453, 1936. |
| 6. Nature, 139, 3505, p. 29, 1937. | 15. Nature, 139, 3505, p. 29, 1937. |
| 7. C. R. 203, 8, p. 453, 1936; J. de Phys. et le Rad. VII, 12, p. 481, 1936. | 16. C. R. 202, 5, p. 392, 1936; l'Astronomie p. 203, Mai 1937. |
| 8. Aph. J. LXII, 3, p. 202. | 17. The Telescope, IV, 5, p. 83, 1937. |
| 9. Фабри, «Общее введение в фотометрию», стр. 107, 114, 1934. | |

THE OBSERVATION OF THE POLARIZATION OF THE SOLAR CORONA DURING THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OF JUNE 19, 1936

K. G. ZAKHARIN

(Summary)

The object of the observations made by the author during the total solar eclipse of June 19, 1936 was to determine the degree and the direction of polarization of light in the outer parts of the solar corona. To investigate the dependence of polarization on the wave length the observations were carried out in two regions of the spectrum. Six photographs of the corona were

obtained three plates for each region of the spectrum. A special design made it possible to take all the photographs with one polarization camera. A marblit mirror analyser is mounted in front of the object glass. An auxiliary silvered mirror is placed parallel to the analysing marblit one (Fig. 1). The object glass and mirrors can revolve as a whole around the optical axis of the object glass. If we rotate the camera and, consequently, the plane of polarization by 60° each time we obtain six positions, corresponding to six photographs.

One series of photographs was taken on normal plates—Ilford Special Rapid (backed)—without filter, the second one—on Ilford Hypersensitive Panchromatic plates (backed) with a filter transparent for $\lambda > 5700 \text{ \AA}$.

The length of exposures was 9 seconds for the first series and 15 seconds for the second one. The limit of the density of the images sufficient for photometric purposes was at a distance of 25' from the limb.

The observations of the eclipse were carried out under a perfectly clear sky and the proposed program was fulfilled. The plates were calibrated by means of a tube photometer. The grey screen, scattering the direct sunlight, was used as a source of light.

The defect of the photographs consisted in a certain disturbance of images («blur») attaining from 0.2 mm on the plate no. 6 to 1.2 mm on the plate no. 3. It was established that the disturbance was caused by the vibration of the analyser mirrors due to the operation of the shutter.

The plates were measured with a simplified photoelectric microphotometer constructed by V. B. Nikonov. The zone from 10' to 40' from the limb was suitable for photometric measurement.

The vibration acted in one direction.

The disturbance is derived from the equation

$$\Phi(x) = -\frac{1}{T} \int_{-\delta_2}^{+\delta_1} K(\sigma) f(x+\sigma) d\sigma,$$

where T is the length of exposure, $K(\sigma)$ —the distribution of action of a given point of the corona as a function of the distance σ from the initial position and $+\delta_1$ — $(-\delta_2)$ —the limits of vibration. The function $K(\sigma)$ was obtained measuring photometrically the disturbance from the chromosphere on the moon disc («blur») as well as independently from the data obtained experimentally in the laboratory and from the calculated ones. The close resemblance between the curves $K(\sigma)$ obtained in different ways (Fig. 6) confirmed the soundness of our interpretation of the phenomenon. A special laboratory investigation showed the absence of a noticeable influence of the intermittent exposition.

Solving numerically the above integral equation we established that the mean error due to the disturbance equals 0.9%. As this value does not change the order of quantities of the errors usual in the photographic photometry, we decided to neglect it.

The fog could be accounted for only in an indirect way because of the absence of special observations of the solar halo before and after the totality. The following expression was adopted for the fog:

$$j = a \int i d\tau + b \int i e^{-\alpha r} d\tau + A + B + C,$$

the first two terms referring to the atmospheric scattering, the third one—to the development and the fourth and fifth one—to the diffuse reflection from the mirrors.

As was shown by experimental investigations, the influence of other factors causing the fog—the scattering in the instrument, the imperfect anti-halo property of the plates and so on—is extremely small.

The constants a , b , α were chosen in such a way that the distribution of the fog outside of the image of the corona and the moon disc be satisfied in the best possible way.

The degree and the direction of polarization were calculated by the formulae

$$p = \frac{2\sqrt{a(a-b)+b(b-c)+c(c-a)}}{a+b+c}, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = \sqrt{3} \frac{c-b}{2a-b-c}.$$

From the examination of errors of a general photometrical character as well as of those inherent to the determination of polarization we derive the mean errors for the degree of polarization and for the direction of polarization

$$\varepsilon_p = \pm 2\%, \quad \varepsilon_\alpha = \pm 3^\circ,$$

respectively.

The most difficult to determine are the errors due to the inaccurate accounting for the fog and to the influence of polarization of scattered sky light received from the beyond of the moon shadow. The first circumstance influences the degree of polarization because the intensity differences are alone involved in the expression for direction.

According to Cohn¹² the second factor is important; however, having no special observational data about it we could not develop a definitive opinion. Nevertheless, the symmetrical distribution of the fog outside the image of the corona seems to confirm the absence of a considerable effect.

The degree of polarization calculated proved to be greatly different for two regions of the spectrum mentioned above as well as for different points

of the corona. The distribution of polarization in the outer zone is especially complicated.

The direction of polarization in most cases differs considerably from the radial one; however, it changes regularly for each position angle. An interesting regularity was detected in the character of distribution of polarization direction.

When we plot on the diagram for each point a vector in the direction of polarization it becomes apparent that this plot resembles the scheme of a field of force, basing on which a system of vector lines may be built. It becomes evident that there exists a connection between the direction of polarization, coronal forms and the position of the rotation axis. In coronal streamers the direction of polarization deviates towards the middle part of the streamer, approaching in it the tangential direction.

We propose to devote our attention to the theoretical interpretation of these results in the nearest future.

October, 1937.