

## ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპი ფოტონისათვის

ვალტერი გელაშვილი

თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი ი.ჭავჭავაძის პრ. №3

### ანოტაცია:

წარმოდგენილი სასწავლო ექსპერიმენტი არის “მოდველებული” ლაბორატორიული სამუშაოს იგნორირებასა და თანამედროვე მოთხოვნების დაკმაყოფილების აუცილებლობას შორის კომპრომისის მაგალითი. თანამედროვე მოთხოვნების შესაბამისად წარმოდგენილია კლასიკად ქცეული ახალი მიღწევა: ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპი და დღევანდელი ორი საოცრება: ლაზერი და კომპიუტერი. ექსპერიმენტულ ნაწილში შემოთავაზებულია სინათლის ტალღის სიგრძის განსაზღვრის ახალი მეთოდი, რომელიც ემყარება განუსაზღვრელობის პრინციპის გამოყენებას სინათლის ერთ ხვრელზე დიფრაქციის მაგალითს. ექსპერიმენტი განხორციელებულია დანადგარზე, რომელზეც ადრე ისწავლებოდა სინათლის ტალღის სიგრძის განსაზღვრა დიფრაქციული მესერის გამოყენებით. ახალი მეთოდი არ გამორიცხავს განუსაზღვრელობის პრინციპის გამოყენებას მრავალ ხვრელზე სინათლის დიფრაქციის შემთხვევისათვის. სასწავლო ექსპერიმენტი საშუალებას აძლევს სტუდენტს შემოგვთავაზოს ექსპერიმენტის მოდელირებისა და გაზომვის შედეგების დამუშავების საკუთარი პროგრამული უზრუნველყოფის ვერსიები; ასეთი მიდგომა ამაღლებს სტუდენტის ინტერესს ექსპერიმენტისადმი და იწვევს სწავლის სურვილის გააქტიურებას.

### საკვანძო სიტყვები:

სასწავლო, ექსპერიმენტი, ფიზიკა, ოპტიკა, პედაგოგიკა, ჰაიზენბერგი, განუსაზღვრელობა, ფოტონი, დე ბროილის ტალღა, დუალიზმი.

### შესავალი.

სამყაროსთან უწყვეტი და რთული ურთიერთობისას, “სწორი” გადაწყვეტილების მისაღებად ადამიანი იყენებს გრძნობის ხუთი ორგანოთი (თვალი, ყური, ცხვირი, ენა, კანი) მიღებულ შეგრძნებათა ინფორმაციის მარაგს. ამ მარაგის მკვეთრ ზრდას ხელს უწყობს: სწავლა, აღზრდისა და განათლების პროცესები. ამ პროცესების მართვას ემსახურება პედაგოგიკა - მეცნიერება, რომლის ძირითადი ნაწილია სწავლების თეორია ანუ დიდაქტიკა. მისი მიზანი არის ასწავლოს ადამიანს - რისთვის ისწავლოს, რა ისწავლოს და როგორ ისწავლოს. დიდაქტიკა ეყრდნობა შემდეგ უზოგადეს პრინციპებს: თვალსაჩინოება, აქტიურობა, ცოდნის სისტემატურობა, ცოდნის შეთვისება და გამეორება, თეორიისა და პრაქტიკის ერთიანობა.

პედაგოგიკის ფუძემდებელი იან ამოს კომენსკი თვლიდა [1.2], რომ ასჯერ გაგონილს აქვს შედეგი, მაგრამ თვალსაჩინოება ერთჯერადი პროცესითაც აღწევს მიზანს, თანაც უფრო ღრმა კვალს ტოვებს, უფრო ადვიდებს ინტერესსა და სწავლის სურვილს. თვალსაჩინოების პრინციპის გამოყენების აუცილებლობასა და ეფექტურობას აღიარებს ყველა - მასწავლებელიც და სწავლის მსურველიც. ეს ასეც უნდა იყოს, რადგან იგი დაბადებიდან ადამიანის ბუნებასთან ურთიერთობის ყოველდღიური პროცესის - დაკვირვების -რეალიზაციას წარმოადგენს.

თვალსაჩინოების პრინციპის ერთ-ერთი ძირითადი ნაწილია სწავლების ლაბორა-

ტორიული მეთოდი. მას განსაკუთრებული ადგილი უკავია საბუნებისმეტყველო საგნების სწავლების პროცესში. მეთოდის არსი შემდეგშია: სწავლის მსურველი ატარებს ექსპერიმენტს (ცდას) ერთი ან რამდენიმე სიდიდის გაზომვის ან მოვლენის კანონზომიერებათა შემოწმების მიზნით. სწორედ ამ პროცესში ხდება ის, რასაც ბუნების მოვლენებზე უშუალო დაკვირვებას ვუწოდებთ.

უხილავი, ელექტრომაგნიტური “სამყაროს” აღმომჩენი ჯ.მაქსველი აცხადებდა [3], რომ სასწავლო ექსპერიმენტის საგანმანათლებლო ღირებულება გამოყენებული ხელსაწყოებისა და ლაბორატორიული სამუშაოს სირთულის უკუპროპორციულია. ეს იმას ნიშნავს, რომ ლაბორატორიული სამუშაო უნდა იყოს საინტერესო, მარტივი და იაფი.

არსებობს მეორე აუცილებლობაც: სასწავლო ექსპერიმენტი უნდა პასუხობდეს ე.წ. თანამედროვე მოთხოვნებს, ანუ აკმაყოფილებდეს ახალ, მსოფლიო სტანდარტებს. ეს მოთხოვნები გვაიძულებს სასწავლო ექსპერიმენტი დავტვირთოთ მეცნიერული ექსპერიმენტის თვისებებით, ადვილად ულტრათანამედროვე ხელსაწყოებით, ე.ი. იგი გავართულოთ და გავადვიროთ.

ქართული პედაგოგიკის ერთ-ერთი თვალსაჩინო წარმომადგენელი ვ. კობახიძე გვასწავლიდა [4]: “ლაბორატორიული სამუშაო მოითხოვს მაღალ მეთოდოლოგიურ გააზრებას. ამის გარეშე ლაბორატორიულმა სამუშაომ შეიძლება საერთოდ დაკარგოს საგანმანათლებლო ფუნქცია.” მართლაც, მან შეიძლება სწავლის ნიჭიერ მსურველს გაუჩინოს არასასურველი ემოციები: “რა უბრალო ექსპერიმენტია” ან “რა რთული ექსპერიმენტია!”. სასწავლო ექსპერიმენტის არც დიდად გამარტივება ვარგა და არც მეტისმეტი გართულება. წინამდებარე ნაშრომი გთავაზობთ „მოდველებული“ სასწავლო ექსპერიმენტის პრობლემის დაძლევისა და „თანამედროვე მოთხოვნების“ დაკმაყოფილების კომპრომისული გზის ერთ-ერთ ვარიანტს. მისი არსი შემდეგშია: უკვე არსებულ დანადგარზე, ხელსაწყოთა უმნიშვნელო შეცვლით, შესაძლებელია განხორციელდეს ახალი და ორიგინალური ლაბორატორიული სამუშაო თუ გამოვიყენებთ მეცნიერების კლასიკად ქცეულ ახალ მოვლენებს და თვალს მივადევნებთ პედაგოგიკის თანამედროვე მიღწევებს. თუ ამას დაემატება ულტრათანამედროვე ხელსაწყოებით მომარაგების ფინანსური შესაძლებლობაც, მაშინ „თანამედროვე მოთხოვნების“ სრულ დაკმაყოფილებას სასწავლო ლაბორატორიაში წინ ვერაფერი დაუდგება.

წინამდებარე სასწავლო ექსპერიმენტში შემოთავაზებულია ტალღის სიგრძის განსაზღვრის ახალი და ორიგინალური მეთოდი, რომელიც ემყარება ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპის გამოყენებას სინათლის ერთ ხვრელზე დიფრაქციის მაგალითს. ექსპერიმენტი განხორციელებულია დანადგარზე, რომელზეც ადრე ისწავლებოდა სინათლის ტალღის სიგრძის განსაზღვრა დიფრაქციული მესერის დახმარებით. ახალი მეთოდი არ გამორიცხავს განუსაზღვრელობის პრინციპის გამოყენებას მრავალ ხვრელზე სინათლის დიფრაქციის შემთხვევისათვის. სასწავლო ექსპერიმენტი საშუალებას აძლევს სტუდენტს შემოგვთავაზოს ექსპერიმენტის მოდელირებისა და გაზომვის შედეგების დამუშავების საკუთარი პროგრამული უზრუნველყოფის ვერსიები; ასეთი მიდგომა ამაღლებს სტუდენტის ინტერესს ექსპერიმენტისადმი და იწვევს სწავლის სურვილის გააქტიურებას.

წარმოდგენილი ექსპერიმენტის განხორციელება შეიძლება ყველგან სკოლიდან უმაღლეს სასწავლებლამდე. სკოლისათვის შეიძლება გაფართოვდეს და წინ წამოიწიოს ამოცანის თვალსაჩინოების ნაწილი, უმაღლესი სასწავლებლისათვის კი სასწავლო ექსპერიმენტის კვლევითი ნაწილიც. ლაბორატორიული სამუშაო სრულად

აკმაყოფილებს აკრედიტაციით განსაზღვრულ მოთხოვნებს ამ სფეროში.

### ლაბორატორიული სამუშაოს მიზანი:

ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპის შესწავლა ფოტონისათვის და სინათლის ამ კვანტის შესაბამისი ტალღის სიგრძის განსაზღვრა.

### ხელსაწყოები და მოწყობილობები:

სინათლის წყარო - ლაზერი, ცვლადი სიგანის ჭრილი, მიკროსკოპი ოკულარული სკალით და ოკულარ-მიკრომეტრით, ეკრანი მილიმეტრებიანი სკალით, ოპტიკური მერხი, სიგრძის საზომი გასაშლელი რულეტი, გამანათებელი გამჭოლი და ამრეკლი განათებისათვის.

### კონკრეტული დავალებები:

1. გაეცანით დანართებს: 1,2 და 3. ან მითითებულ ლიტერატურას. 2. დაადგინეთ მიკროსკოპის ოკულარული სკალის ან ოკულარ-მიკრომეტრის დანაყოფის ფასი. 3. ააგეთ ცვლადი სიგანის ჭრილის სიგანისა და მისი დოლის დანაყოფებს შორის დამოკიდებულების გრაფიკი. 4. სცადეთ, ფოტონისათვის, კოორდინატისა და იმპულსის განუსაზღვრელობის თანაფარდობის თვალსაჩინო დემონსტრირება. 5. ჩაატარეთ ცდა. 6. კომპიუტერის ან სპეციალური კალკულატორის დახმარებით დაამუშავეთ გაზომვის შედეგები: დაადგინეთ გაზომვის ფარდობითი და აბსოლუტური ცდომილებები, დააფიქსირეთ სინათლის ტალღის სიგრძის გაზომვის საბოლოო შედეგი.

### მოკლე თეორია.

კლასიკურ მექანიკაში სისტემის მდგომარეობა მოცემულია, თუ ცნობილია მასში შემავალი ყველა სხეულის კოორდინატები და იმპულსები. თუ ცნობილია ამ კოორდინატებისა და იმპულსების მნიშვნელობები დროის საწყის მომენტში, მაშინ მოძრაობის კლასიკური განტოლებების ამოხსნით შეიძლება განისაზღვროს ყველა ფიზიკური სიდიდე დროის ნებისმიერ მომენტში. მიკროსკოპული კვანტური მოვლენების შესწავლისას ასეთ აღწერას აზრი არა აქვს. გაზომვის პროცესში ხელსაწყოს მონაწილეობა იწვევს გასაზომი სისტემის მდგომარეობის შეცვლას. ამ ცვლილების გათვალისწინება აუცილებელი ხდება მიკროსამყაროს მოვლენებზე დაკვირვებისას. ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპმა [იხ.5] გვიჩვენა, რომ აბსოლუტურად ზუსტი ხელსაწყოთიც კი ვერ მოხერხდება ატომური მასშტაბის მოვლენებში ყველა ფიზიკური სიდიდის ერთდროული და ზუსტი გაზომვა. ეს ეხება იმ სიდიდეებს, რომლებიც კანონიკურად არიან შეუღლებულნი. ასეთი სიდიდეებია: სისტემის მასათა ცენტრის კოორდინატი ( $X$ ) და მისი შესაბამისი იმპულსის მდგენელი ( $p_x$ ), რაიმე ღერძის გარშემო მბრუნავი სისტემის მობრუნების კუთხის ( $\varphi_z$ ) და შესაბამისი იმპულსის მომენტის გეგმილი ამ ღერძზე ( $l_z$ ) და ა.შ. გარდა დინამიკური ცვლადებისა, ასეთივე თვისებას ამჟღავნებს მდგომარეობაზე დაკვირვების (მოვლენის მიმდინარეობის) ხანგრძლივობა  $t$  და ამ მდგომარეობის ენერგია  $E$ . აღმოჩნდა, რომ ასეთი ცვლადების ცდომილებათა ნამრავლი აღემატება  $\hbar$ -ს, ე.ი.

$$\Delta A \cdot \Delta B > \hbar,$$

სადაც  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ . აქ  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  ჯ.წმ - პლანკის მუდმივაა.

თანამედროვე შეხედულებების თანახმად მიკროსკოპული მოვლენების უმრავლესობა

ხასიათდება დუალიზმით ანუ თვისებათა ორმაგობით, რაც დამახასიათებელია როგორც ტალღებისათვის, ისე ნაწილაკებისათვის [5,6]. მაგალითად, სინათლის კონეები ზედდებისას, ან მცირე ზომის დაბრკოლებაზე გაბნევისას ამჟღავნებენ თავის ტალღურ თვისებებს, ხოლო შთანთქმისა და გამოსხივებისას - კორპუსკულურ თვისებებს. ამ თვისებებს შორის კავშირი მყარდება შემდეგი თანაფარდობებით:

$$E = h\nu \quad \text{და} \quad p = \frac{h}{\lambda}, \quad (1)$$

სადაც  $E$  და  $\nu$  სინათლის ენერგია და სიხშირეა,  $p$  და  $\lambda$  კი - იმპულსი და ტალღის სიგრძეა.

დუალიზმი დამახასიათებელია არა მარტო სინათლისათვის, არამედ სხვა მიკროსკოპული ობიექტებისათვისაც. ასე მაგალითად, ელექტრონების ნაკადი ორი მცირე ზომის ხვრელზე დაცემისას ფირფიტაზე გვამღევს ისეთივე დიფრაქციულ სურათს, როგორც დამახასიათებელია სინათლის დიფრაქციისათვის, ხოლო კრისტალის ზედაპირზე დაცემისას (რომელიც ბუნებრივ დიფრაქციულ მესერს წარმოადგენს), მიიღება რენტგენის სხივების დიფრაქციის მსგავსი სურათი. მაშასადამე ელექტრონებს, ისევე, როგორც სხვა მიკროსკოპულ ნაწილაკებს ახასიათებს გარკვეული ტალღური თვისებები. დე ბროილის თანახმად, ყოველ თავისუფალ ნაწილაკს, რომელიც  $x$  ღერძის გასწვრივ მოძრაობს, შეიძლება შევუსაბამოთ **მონოქრომატული ტალღა**:

$$\Psi(x,t) = A \exp[i(kx - \omega t)] \quad (2)$$

სადაც  $A$  - რხევის ამპლიტუდაა,  $\omega$  - კუთხური სიხშირე,  $k$  - ტალღური ვექტორი. თუ გავითვალისწინებთ, რომ  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  და  $\hbar = h/2\pi$ , მაშინ (1) თანაფარდობები შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$E = \hbar\omega \quad \text{და} \quad \vec{p} = \hbar\vec{k}.$$

დე ბროილის ტალღა (2) თანაბრად არის განაწილებული მთელ სივრცეში, ამიტომ, მკაცრად რომ ვიმსჯელოთ, იგი არ შეესაბამება ნაწილაკს, რომელიც ლოკალიზებულია სივრცის გარკვეულ არეში. ამის გამო შემოგვაქვს ტალღური პაკეტის ცნება. **ტალღური პაკეტი** წარმოადგენს მონოქრომატული ტალღების ერთობლიობას, რომელთა სიხშირეები განაწილებულია ვიწრო ინტერვალში:

$$\Psi(x,t) = \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} A(\omega) \exp[i(kx - \omega t)] d\omega, \quad (3)$$

სადაც  $\omega_0$  პაკეტის ცენტრალური სიხშირეა, ხოლო  $\Delta\omega$  სიხშირეთა ინტერვალი, რომელიც სიმეტრიულად არის განაწილებული  $\omega_0$ -ის მიმართ. პაკეტის სივრცეში გავრცელების სიჩქარე ემთხვევა ნაწილაკის სიჩქარეს. ზოგადი მსჯელობიდან გამომდინარე  $k$  წარმოადგენს  $\omega$ -ს ფუნქციას, ამიტომ  $k$  შეიძლება დავშალოთ  $(\omega - \omega_0)$ -ს ხარისხების მწკრივად. ჩვეულებრივ,  $\omega \approx \omega_0$ , ანუ  $\Delta\omega \ll \omega_0$ . მაშინ,

$$k(\omega) = k_0 + \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_0 (\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^n k}{d\omega^n}\right)_0 (\omega - \omega_0)^n + \dots. \quad (4)$$

ასევე გაიშლება მწკრივად  $A(\omega)$  ფუნქციაც:

$$A(\omega) = A(\omega_0) + \left(\frac{dA}{d\omega}\right)_0 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2A}{d\omega^2}\right)_0 (\omega - \omega_0)^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^n A}{d\omega^n}\right)_0 (\omega - \omega_0)^n + \dots \quad (4^*)$$

. ჩვეულებრივ,  $\omega \approx \omega_0$ , ანუ  $\Delta\omega \ll \omega_0$ . მაშინ, როცა  $n \rightarrow \infty$ , მწკრივის ზოგადი წევრი მიისწრაფის ნულისაკენ. დანარჩენი წევრების სიმცირის გამო შემოვიტოვებთ პირველი ორი წევრით (4)-ში და მხოლოდ პირველი წევრით (4\*)-ში. (3) გამოსახულების ინტეგრების შედეგად მივიღებთ:

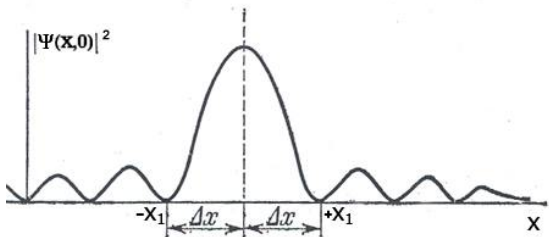
$$\Psi(x,t) = 2A(\omega_0) \frac{\sin\left\{\frac{\Delta\omega}{2} \left[\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 x - t\right]\right\}}{\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 x - t} \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)] \quad (5)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ტალღური ფუნქცია (5) მხოლოდ პირობითად შეესაბამება ნაწილაკს, რადგანაც დისპერსიის არსებობის გამო ხდება ტალღური პაკეტის გაშლა, ამიტომ ფიზიკური აზრი აქვს არა თვით ტალღურ ფუნქციას, არამედ მისი აბსოლუტური მნიშვნელობის კვადრატს, რომელიც იძლევა ალბათობას იმისა, რომ დროის  $t$  მომენტში ნაწილაკი მოხვდება სივრცის  $dV$  ინტერვალში

$$dW = |\Psi(r,t)|^2 dV \quad (6)$$

ერთგანზომილებიანი მოძრაობის შემთხვევაში, თუ  $t=0$  (5) გამოსახულებიდან მივიღებთ

$$|\Psi(x,0)|^2 = 4|A|^2 \frac{\sin\left\{\frac{\Delta\omega}{2} \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 x\right\}}{\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 x} \quad (7)$$



ნახ. 1

ამ ფუნქციის  $x$  -ზე დამოკიდებულების გრაფიკი წარმოდგენილია ნახ.1-ზე.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ტალღური პაკეტი დროის საწყის მომენტში, პრაქტიკულად, ლოკალიზებულია სივრცის გარკვეულ არეში, რომლის სიგანე  $2\Delta x$  შეესაბამება ორ უახლოეს მინიმუმს ( $-x_1$  და  $+x_1$  წერტილებს) შორის მანძილს. (7) გამოსახულებიდან ჩანს, რომ პირველი მინიმუმის პირობა ასეთია:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right) \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 \Delta x = \pi, \quad (8)$$

სადაც  $\Delta x$  არის მანძილი ცენტრიდან  $x_1$  წერტილამდე. მეორეს მხრივ, (4)

გამოსახულების თანახმად  $\Delta k = k - k_0 \approx \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 (\omega - \omega_0) \leq \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 \Delta\omega$ , ამიტომ (8)

ღებულობს სახეს:

$$\Delta k \Delta x \geq \pi. \quad (9)$$

ანუ, თუ გავითვალისწინებთ, რომ  $\Delta k = \frac{\Delta p_x}{\hbar}$  და  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  საბოლოოდ მივიღებთ:

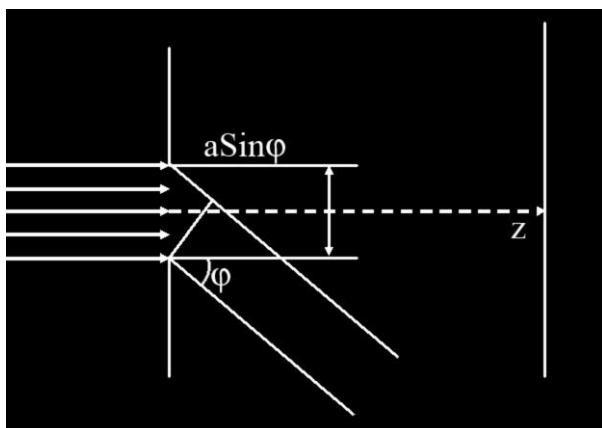
$$\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{2} \quad (10)$$

ფორმულა (10) გამოხატავს ჰაიზენბერგის განუსაზღვრელობის თანაფარდობას. მსგავსი ფორმულები შეიძლება დაიწეროს ნაწილაკის სხვა კოორდინატებისათვისაც.

მიღებული გამოსახულებები წარმოადგენენ განუსაზღვრელობის თანაფარდობას კოორდინატისა და იმპულსისათვის. (10) გამოსახულებაში შემავალი  $\Delta x$  სიდიდე წარმოადგენს კოორდინატის განუსაზღვრელობას, რადგან იგი საზღვრავს სივრცის იმ არეს, სადაც შეიძლება აღმოვაჩინოთ ნაწილაკი. ამის მსგავსად  $\Delta p_x$  წარმოადგენს იმპულსის განუსაზღვრელობას. (10) თანაფარდობა გვიჩვენებს, რომ კოორდინატისა და იმპულსის განუსაზღვრელობათა ნამრავლი უნივერსალური მუდმივით განისაზღვრება. მაშასადამე განსხვავებით კლასიკური მექანიკისაგან, მიკროსამყაროში არ არსებობს ისეთი მდგომარეობა, რომელშიც კვანტური ნაწილაკის კოორდინატსა და იმპულსს ერთდროულად გააჩნია მკაცრად განსაზღვრული სიდიდე.

პრაქტიკულად ეს იმას ნიშნავს, რომ თუ მიკრონაწილაკის კოორდინატი აბსოლუტურად ზუსტად იზომება (კოორდინატის განუსაზღვრელობა  $\Delta x = 0$ ), მაშინ მისი იმპულსი ღებულობს ნებისმიერ დადებით ან უარყოფით მნიშვნელობას, ე.ი. მისი განუსაზღვრელობა მიისწრაფის უსასრულობისაკენ ( $\Delta p_x = \infty$ ). შეიძლება ითქვას, რომ ობიექტი, რომლის მდებარეობა ჩვენ აბსოლუტურად ზუსტად განვსაზღვრეთ, შეესაბამება უსასრულო საგანის პაკეტი. ამის მსგავსად, იმპულსის ზუსტი განსაზღვრისას ( $\Delta p_x = 0$ ) კოორდინატის განუსაზღვრელობა მიისწრაფის უსასრულობისაკენ ( $\Delta x = \infty$ ). ამასთანავე, კოორდინატისა და იმპულსის ერთდროულად და ზუსტად გაზომვის შეუძლებლობა წარმოადგენს კვანტური სისტემის ძირითად თვისებას, რომელიც არ არის დამოკიდებული გასაზომი ხელსაწყოების მოწყობილობაზე და სიზუსტეზე.

როგორც ცნობილია, კოორდინატისა და იმპულსის ცოდნა წარმოადგენს აუცილებელ პირობას ნაწილაკის ტრაექტორიის განსაზღვრისათვის. ამიტომ ჰაიზენბერგის თანაფარდობიდან (10) გამომდინარეობს, რომ მიკროსამყაროში ნაწილაკის ტრაექტორიას ანუ მის ლოკალიზაციას სივრცეში აზრი არა აქვს, შეიძლება დავსვათ



ნახ. 2

საკითხი მხოლოდ იმის შესახებ, რომ გარკვეული ალბათობით ნაწილაკი არის სივრცის მოცემულ არეში.

განვიხილოთ, თუ რა ფიზიკური აზრი აქვს განუსაზღვრელობის თანაფარდობას ფოტონების გაბნევისათვის ვიწრო ხვრელზე [7,8,9]. დაფუძვით, რომ სინათლის ტალღა (2) ვრცელდება Z ღერძის გასწვრივ და ეცემა ხვრელს, რომლის სიგანე  $a$  დაცემული ტალღის სიგრძის რიგისაა (იხ.ნახ. 2). გაბნევის კუთხის ის მნიშვნელობები,

რომლის დროსაც ეკრანზე მიიღება დიფრაქციული მინიმუმები, გამოითვლება შემდეგი პირობიდან:

$$a \sin \varphi = n\lambda, \quad (11)$$

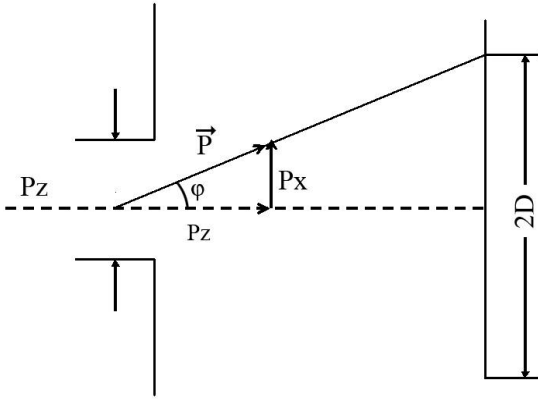
კერძოდ, პირველი მინიმუმისათვის მივიღებთ:

$$a \sin \varphi_1 = \lambda . \quad (12)$$

ცხადია, რომ ცენტრალური დიფრაქციული მაქსიმუმის მისაღებად გაბნევა უნდა ხდებოდეს ისეთ  $\varphi$  კუთხეებზე, რომელიც არ აღემატება  $\varphi_1$  კუთხეს:  $\varphi \leq \varphi_1$ . ამიტომ

$$\sin \varphi \leq \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{a} . \quad (13)$$

ამ გამოსახულებიდან ჩანს, რომ ხვრელის დავიწროვება იწვევს დიფრაქციული სურათის გაგანიერებას.



ნახ. 3

მიღებული თანაფარდობა შეიძლება წარმოვადგინოთ სხვა სახით, თუ ელექტრომაგნიტურ ტალღას განვიხილავთ, როგორც ფოტონების ნაკადს, რომელთა ენერგია  $E$  და იმპულსი  $\vec{p}$  განისაზღვრება (1) გამოსახულებების საშუალებით. როცა დაცემულ ფოტონებს გააჩნიათ იმპულსის მხოლოდ  $p_z$  მდგენელი, ხვრელზე გაბნევისას მათ გაუჩნდებათ იმპულსის  $x$  მდგენელიც ( $p_x$ ). (1)-ის გათვალისწინებით ნახ. 3 -დან ჩანს, რომ

$$p_x = |\vec{p}| \sin \varphi = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi . \quad (14)$$

ამ გამოსახულების ჩასმით (13)-ში შეიძლება მივიღოთ განუსაზღვრელობის თანაფარდობა ცენტრალური დიფრაქციული მაქსიმუმისათვის

$$a p_x = h . \quad (15)$$

ეს გამოსახულება მოსახერხებელია წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{h}{2} , \quad (15^*)$$

სადაც  $2\Delta x = a$  წარმოადგენს ხვრელის სიგანეს, რომელიც განსაზღვრავს ფოტონის კოორდინატის განუსაზღვრელობას ( მისი ლოკალიზაციის არეს), ხოლო

$$p_x = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi ,$$

ცენტრალური მაქსიმუმის სიგანეს, რომელიც გვიჩვენებს იმპულსის განივი მდგენელის განუსაზღვრელობას. რადგან ამ სიდიდეების ნამრავლი უნივერსალური მუდმივას რიგისაა, ამიტომ შეიძლება დავასკვნათ, რომ რაც უფრო ზუსტად განისაზღვრება ფოტონის კოორდინატი, ე.ი. რაც უფრო ვიწროა ხვრელი, მით უფრო განუსაზღვრელია იმპულსი და პირიქით, რაც უფრო განიერია ხვრელი ( $\Delta x = \infty$ ) მით უფრო განსაზღვრულია იმპულსი ( $\Delta p_x = 0$ ). ცხადია, რომ თუ ერთ-ერთი მათგანი აბსოლუტურად ზუსტად არის განსაზღვრული, მეორე სრულიად განუსაზღვრელია.

როგორც ნახ.3-დან ჩანს, გაბნევის მცირე კუთხეების პირობებში  $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \frac{D}{L}$ .

მიღებულის ჩასმით (14)-ში მივიღებთ:

$$p_x \approx \frac{hD}{L\lambda} .$$

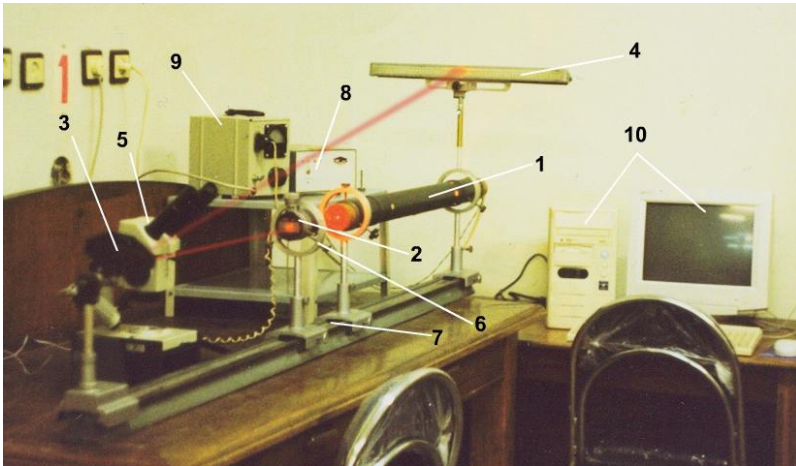
ამის გათვალისწინებით (15)-ში მივიღებთ  $a \frac{hD}{L\lambda} \approx h$ , საიდანაც



$$\lambda \approx a \frac{D}{L} \quad (16)$$

ეს გამოსახულება საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ სინათლის წყაროს გამოსხივების ტალღის სიგრძე.

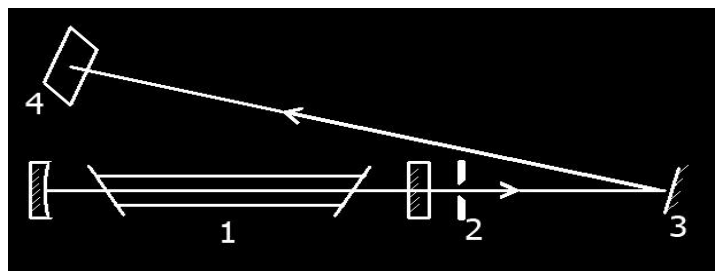
**ექსპერიმენტული დანადგარის აღწერა.**



ნახ. 4. ა

დანადგარის საერთო ხედი და სხივების სვლა მოცემულია ნახაზ 4-ზე. ნახ 4 ა -ზე 1 არის ლაზერი ЛГН-111, 2 - ცვლადი სიგანის ხვრელი, 3 - სხივის მახრუნებელი სარკე, 4 - ეკრანი მილიმეტრებიანი სკალით, 5 - მიკროსკოპი МБС-9 ოკულარული სკალით, ობიექტ-მიკრომეტრით და გამანათებელი, ობიექტ მიკრომეტრის არეკვლით

და ხვრელის გამჭოლი განათებისათვის, 6 - ცვლადი სიგანის ხვრელის სამაგრი ოპტიკურ მერხზე, 7 - ოპტიკური მერხი, 8 და 9 - ლაზერისა და გამანათებლის კვების ბლოკები შესაბამისად, 10 - კომპიუტერი.



ნახ. 4. ბ

როგორც ნახ. 4.ბ-დან ჩანს ლაზერის (1) მიერ გამოსხივებული სინათლე გადის ხვრელში (2) და სარკიდან (3) არეკვლის შემდეგ ეკრანზე (4) იძლევა დიფრაქციულ სურათს. ცენტრალური მაქსიმუმის ზუსტად გაზომვისათვის საჭიროა ხვრელსა და ეკრანს შორის მანძილი გავზარდოთ. სწორედ ამ მიზნით გამოიყენება მახრუნებელი ბრტყელი სარკე. ცენტრალური მაქსიმუმის სიგანე იზომება ეკრანის მილიმეტრებიანი შკალით, ხოლო მანძილი ხვრელიდან სარკემდე და სარკიდან ეკრანამდე – სიგრძის საზომი რულეტით.



**ექსპერიმენტული სამუშაოს შესრულება:****დავალება 1.**

გაეცანით ლაზერისა და მიკროსკოპის აღწერას დანართ 1 და 2-ში (უფრო ვრცლად [10,11]-ში) . შეუდექით მიკროსკოპის ოკულარული სკალის დანაყოფის ფასის განსაზღვრას. ამ მიზნით მოათავსეთ ობიექტ-მიკრომეტრი მიკროსკოპის სასაგნე მაგიდაზე და გამანათებლის დახმარებით გაანათეთ იგი არეკვლის წესით. დაარეგულირეთ განათება და დააფოკუსირეთ მიკროსკოპი ისე, რომ ოკულარის ხედვის არეში ოკულარული და ობიექტ-მიკრომეტრის სკალების გამოსახულებებმა ერთმანეთი გადაფარონ და იყვნენ ერთნაირი სიკაშკაშის. განსაზღვრეთ ოკულარული სკალის რამდენი დანაყოფი (N<sub>ოკ</sub>) შეესაბამება ობიექტ-მიკრომეტრის სკალის 20 ან 30 დანაყოფს (N<sub>ობ.მ</sub>). გამოიყენეთ ფორმულა

$$Z_{\text{ოკ.ს}} = Z_{\text{ობ.მ}} \cdot N_{\text{ობ.მ}} / N_{\text{ოკ.ს}}$$

და გამოითვალეთ ოკულარული სკალის ერთი დანაყოფის ფასი (Z<sub>ოკ.ს</sub>), თუ ვიცით, რომ

$$Z_{\text{ობ.მ}} = 0,01 \text{ მმ.}$$

**დავალება 2.**

მას შემდეგ რაც გამოვითვალეთ ოკულარული სკალის დანაყოფის ფასი, შეგვიძლია გადავიდეთ ცვლადი სიგანის ხვრელის დაგრაფირებაზე. ეს პროცედურა აუცილებელია, რადგან ხვრელის კონსტრუქცია არასრულყოფილია და მის დოლზე ათვლილი დანაყოფების რიცხვი ზუსტად ვერ ასახავს ხვრელის რეალურ სიგანეს (განსაკუთრებით ხვრელის გაღების მომენტის შესაბამის ანათვალს დოლზე). მოხსენით ხვრელი ოპტიკური მაგიდის შესაბამისი სამაგრიდან და ჩამაგრეთ მიკროსკოპის სასაგნე მაგიდის სპეციალურ სამაგრში. მიიღეთ ხვრელის მკვეთრი გამოსახულება ოკულარის ხედვის არის ცენტრში. დააგრაფირეთ ხვრელის სიგანე ხვრელის დოლის დანაყოფების მიხედვით 0- დან 20 დანყოფამდე თითო დანაყოფის ბიჯით. მიღებული მნიშვნელობები შეიტანეთ ცხრილში და ააგეთ დაგრაფირების მრუდი ანუ ხვრელის სიგანის (a), მისივე დოლის დანაყოფებზე (N<sub>ფ</sub>) დამოკიდებულების გრაფიკი.

**დავალება 3.**

მოხსენით დაგრაფირებული ხვრელი მიკროსკოპის სასაგნე მაგიდიდან და ჩამაგრეთ იგი ოპტიკურ მერხზე სპეციალური სამაგრით. დაგრაფირებული ხვრელისა და სხივის მომაბრუნებელი სარკის სამაგრების ოპტიკურ მერხზე გადაადგილებით მიაღწიეთ იმას, რომ ლაზერის სხივმა გაიაროს ხვრელის ცენტრში და ბრტყელი სარკიდან არეკვლის შემდეგ დაეცეს ეკრანს. ცვალეთ ხვრელის სიგანე მისი დოლის ორი დანაყოფის ინტერვალით (შესაბამისი სიგანე a ამოიწერეთ დამაგრაფირებელი მრუდიდან) და გაზომეთ დიფრაქციული სურათის ცენტრალური მაქსიმუმის შესაბამისი სიგანე 2D. ცენტრალური მაქსიმუმის სიგანე განისაზღვრება მის შემომსაზღვრელ დიფრაქციულ მინიმუმებს შორის მანძილით. ააგეთ ცენტრალური მაქსიმუმის ნახევარსიგანის (D-ს) ხვრელის სიგანეზე დამოკიდებულების გრაფიკი ( $D = f(a)$ ).

**დავალბა 4.**

გავზომოთ მანძილი ხვრელიდან მაზრუნებელ სარკემდე და სარკიდან ეკრანამდე. მათი ჯამი გვაძლევს  $L$ -ს. გავიმეოროთ  $L$ -ის გაზომვა რამენჯერმე.  $a, D$  და  $L$ -ის გაზომვის შედეგები შევიტანოთ ცხრილში. ფორმულა (16)-ის გამოყენებით გამოვითვალოთ  $\lambda$  ცალკეული გაზომვისათვის. გამოვითვალოთ  $\bar{\lambda}$  ფორმულა (\*)-ს გამოყენებით (იხ. დანართ 3). ფარდობითი საშუალო კვადრატული ცდომილების  $\delta\lambda$  შეფასებისათვის გამოვიყენოთ ფორმულა (25) სადაც თითოეული არგუმენტის საშუალოს გამოთვლისათვის გამოვიყენოთ ფორმულები (26), ხოლო მათი სტანდარტული ცდომილების დასადგენად ფორმულები (27) და დოსეტის ცხრილი. ფორმულა (25)-ისა და (29)-ის გამოთვლის შედეგები შევიტანოთ (28)-ში. (29)-ისა და (28)-ის გამოთვლის შედეგების (30)-ში შეტანით დავაფიქსიროთ ექსპერიმენტის საბოლოო შედეგი. გრაფიკების აგებისა და გამოთვლებისათვის გამოვიყენოთ კომპიუტერი (ან სპეციალური კალკულატორი). შეგიძლიათ შემოგვთავაზოთ პროგრამული უზრუნველყოფის საკუთარი ვერსიები. კომპიუტერის დახმარებით შესაძლებელია განახორციელოთ მოვლენის მოდელირება მრავალ ხვრელზე დიფრაქციის მაგალითზეც.

**საკონტროლო კითხვები საკვანძო საკითხებზე**

1. კლასიკური მექანიკის საზღვრებში შეიძლება თუ არა მაკრო ობიექტის კოორდინატისა და იმპულსის განსაზღვრა ერთდროულად ?
2. რატომ არ შეიძლება იგივეს გაკეთება მიკრო ობიექტების მიმართ?
3. რას გულისხმობს დე ბროილის იდეა ნივთიერების დუალისტური ბუნების შესახებ?
4. რომელი ფორმულები ამყარებს კავშირს ნივთიერების ტალღურ და ნაწილაკურ თვისებებს შორის?
5. რატომ შემოიღეს ტალღური პაკეტის ცნება და რა ნაკლი აღმოაჩნდა მას?
6. როგორ განისაზღვრება მიკრონაწილაკის მდებარეობა (მდგომარეობა) კვანტური მექანიკის საზღვრებში?
7. ერთ ხვრელზე ფოტონის გაბნევის რა შემთხვევაში მოხდება დიფრაქციული სურათის გაგანიერება?
8. რა კავშირი აქვს დიფრაქციული სურათის გაგანიერებას ჰეიზენბერგის განუსაზღვრელობის პრინციპთან?
9. რომელი ფორმულით განისაზღვრება ფოტონის ტალღის სიგრძე და რას გამოხატავს  $\Delta x D$  ნამრავლის მუდმივობა?
10. რა შენიშვნები გაქვთ წინამდებარე სასწავლო ექსპერიმენტის მიმართ?
11. ხომ არ გსურთ რაიმე სიახლის გათვალისწინება ამ სასწავლო ექსპერიმენტში?

**დანართი 1.**

**ოპტიკური კვანტური გენერატორი.**

მოწყობილობას, რომელიც ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას აძლიერებს ინვერსიულად დასახლებული ანუ აქტიური გარემოს გამოყენებით კვანტური გენერატორი ეწოდება. დღეს ცნობილია ასეთი გენერატორების დიდი მრავალსახეობა. იმ კვანტურ გენერატორებს, რომლებიც ელექტრომაგნიტური გამოსხივების სპექტრის ხილულ ნაწილს ანუ სინათლეს აძლიერებენ ეწოდებათ ოპტიკური კვანტური გენერატორები, ინგლისურად ლაზერი (Laght Amplification by Simulatid of Emission of radiation-ის პირველი ასოების მიხედვით - LASER).

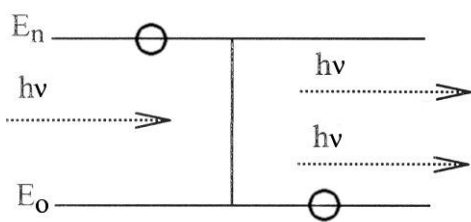
იმისათვის, რომ ვაჩვენოთ, თუ როგორ ხდება სინათლის გაძლიერება ლაზერებში გავიხსენოთ ბორის პოსტულატები. ამ პოსტულატების თანახმად, თუ ატომი შთანთქავს სინათლის კვანტს  $h\nu = E_N - E_O$ , მაშინ იგი დაბალი (მინიმალური) ენერგეტიკული დონიდან გადადის უფრო მაღალ (გარკვეულ) ენერგეტიკულ დონეზე. ასეთ მდგომარეობაში მყოფ ატომებს ალგზნებული ეწოდება. ატომი ალგზნებულ მდგომარეობაში დიდხანს არ რჩება და  $10^8$  წამის შემდეგ, თავისთავად უბრუნდება საწყის ენერგეტიკულ დონეს. ამ დროს გამოს-ხივდება იგივე ენერგიის მქონე კვანტი, რომელიც შთანთქა ატომმა. ასეთ გამოსხივებას თავისთავადი ანუ სპონტანური ეწოდება.

ჩვეულებრივ პირობებში აირის ატომების მეტი რაოდენობა არის დაბალ ენერგეტიკულ დონეზე ( $E_O$ ). ატომთა ასეთ განაწილებას ნორმალური „დასახლება“ ეწოდება და იგი აიწერება ბოლცმანის კანონით:

$$N_N = N_O \exp(-E_O/KT)$$

სადაც  $N_N$  არის იმ ატომების რიცხვი, რომლებიც  $E_N$ -ის შესაბამის ენერგეტიკულ დონეზეა დასახლებული,  $K$  – ბოლცმანის მუდმივა,  $T$  – აბსოლუტური ტემპერატურა (ეფექტური  $T>0$ ),  $N_O$  – ატომების რიცხვი დასაშვებ მახასიათებელ დონეზე.

თუ ასეთ გარემოში გადის  $h\nu = E_N - E_O$  ენერგიის კვანტი, მაშინ ატომი შთანთქავს მას, აიგზნება და შემდგომი სპონტანური გამოსხივების შედეგად (რომელიც ნებისმიერი მიმართულებით ხდება)  $h\nu$  კვანტის მოძრაობის საწყისი მიმართულებით გამოსხივებული



ნახ.5

სინათლის ინტენსიობა შემცირებული აღმოჩნდება. გარემოში გამავალი სინათლის ინტენსიობის შემცირება აიწერება ბუგერის კანონით:

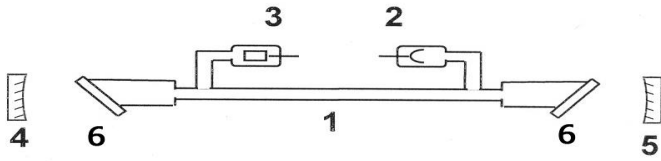
$$I = I_o \exp(-\beta L)$$

სადაც  $I_o$  არის სინათლის საწყისი ინტენსიობა,  $I$  - სინათლის ინტენსიობა გარემოში გავლის შემდეგ,  $L$  – გარემოს სისქე,  $\beta$  - შთანთქმის კოეფიციენტი.

თუ ნივთიერების ატომებს აქვთ მეტასტაბილური ანუ ხანგრძლივი არსებობის ( $10^{-3}$  წმ) ენერგეტიკული დონეები, მაშინ შესაძლებელი ხდება ამ დონემდე აგზნებული ატომების რიცხვი მეტი აღმოჩნდეს, ვიდრე საწყის ენერგეტიკულ დონეზე დარჩენილი ატომების რიცხვი. ატომების ასეთ განაწილებას ინვერსიული „დასახლება“ ეწოდება და ის აიწერება ბოლცმანის კანონით, სადაც

ეფექტური

აბსოლუტური ტემპერატურა უარყოფითია ( $T < 0$ ). მეტასტაბილურ დონეებზე აგზნებული ატომების სიცოცხლის ხანგრძლიობა  $10^5$  – ჯერ მეტია სპონტანურთან შედარებით და ამ



ნახ. 6

მეტასტაბილური მდგომარეობიდან გადასვლის განხორციელებისათვის აუცილებელია აგზნებულ ატომებზე შესაბამისი ენერჯის მქონე კვანტის ზემოქმედება.

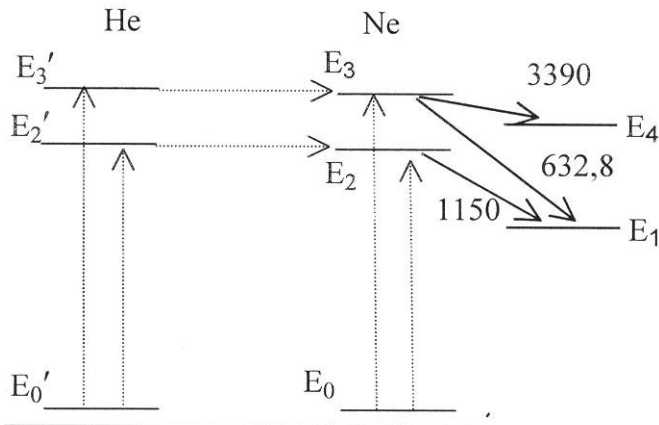
ამგვარ გადასვლას იძულებითი ანუ ინდუცირებული გადასვლა ეწოდება. ამ გადასვლის დროს გამოსხივდება (იხ.ნახ.5) სრულიად იდენტური ორი კვანტი: ინდუცირებული გადასვლის გამომწვევი და მეორე - ინდუცირებული კვანტი. მათი ენერჯია, გავრცელების მიმართულება და რხევის ფაზა ერთნაირია ანუ ეს ორი კვანტი კოჰერენტულია. როგორც ხედავთ ამ შემთხვევაში ადგილი აქვს სინათლის ინტენსიობის გაძლიერებას.

აირის ლაზერები წარმოადგეს ოპტიკური კვანტური გენერატორების ყველაზე ფართოდ გამოყენებად ტიპს. ამ თვალსაზრისით ისინი აჭარბებენ ლალისა და ნახევარგამტარულ ლაზერებს. აირის ლაზერის მრავალსახეობიდან ყოველთვის შეიძლება მოიძებნოს ისეთი, რომელიც აკმაყოფილებს ყველა მოთხოვნებს, მაღალი სიმძლავრეების გარდა. ამ ტიპის ლაზერები გამოირჩევიან გენერაციის მაღალი სტაბილურობით, არიან მარტივი და ექსპლუატაციისათვის უსაფრთხო.

წინამდებარე სასწავლო ექსპერიმენტში გამოყენებულია აირის ლაზერის ნაირსახეობა - ჰელიუმ-ნეონის ლაზერი LГН-111. ამ ლაზერში ნეონი მუშა აირია, ხოლო ჰელიუმი გამოიყენება ინდუცირებული აღგზნებისათვის. ეს ლაზერი მუშაობს უწყვეტ რეჟიმში და გამოსხივების სიმძლავრეა  $25 \cdot 10^{-3}$  ვატი. ჰელიუმ-ნეონის ნარევი მოთავსებულია აიროვანი განმუხტვის, კოაქსიალური კონსტრუქციის მქონე, კვარცის მილში (იხ.ნახ.6-ზე 1). განმუხტვის მილის დიამეტრია 7 მმ, სიგრძე 1,03 მ. მილაკის ბოლოები დახურულია ბრტყელ-პარალელური კვარცის ფირფიტებით (6), რომლებიც მილაკის ღერძის მიმართ ორიენტირებული არიან ბრიუსტერის კუთხით. ჰელიუმის წნევა მილაკში 1 მმ.ვწყ.სვ-ისა, ე.ი. Ne-ის ერთ ატომზე მოდის ათი ატომი He-სა. ცივ კათოდსა (2) და ღრუ ანოდს (3) შორის მოდებულია განმუხტვის აღმძვრელი ძაბვა 12 კილოვატი, რომელიც ავტომატურად გადაირთვება განმუხტვის შენარჩუნებისათვის საკმარის ძაბვაზე - 3 კილოვატი. განმუხტვის დენი დაახლოებით 20 მილიამპერია. განმუხტვის მილი მოთავსებულია 4 და 5 სარკეებს შორის, რომლებიც ე.წ. რეზონატორს ქმნიან. სარკეები სფერულია. ერთი სარკის გაშვების კოეფიციენტი 2%, მეორესი - 1%-ზე ნაკლები. ჩართული ანოდური ძაბვისას მილაკი აინთება ვარდისფრად, რითაც იგი ჰგავს ნეონის განმუხტვის სარეკლამო მილაკს. მეტი გაშვების კოეფიციენტის მქონე სარკის მხრიდან გამოდის წითელი ფერის სხივი, რომლის  $\lambda = 632,8$  ნმ.

მოკლედ ვაჩვენოთ პროცესები, რომლებიც უზრუნველყოფენ ნეონის დონეთა ინვერსიულ დასახლებას. ნახ.7-ზე მოყვანილია ნეონის ატომის ენერგეტიკული დონეების გამარტივებული სქემა (მარჯვნივ). გადასვლებს  $E_3 \rightarrow E_1, E_2 \rightarrow E_1, E_3 \rightarrow E_4$  შეესაბამება გამოსხივების ტალღის სიგრძეები: 632,8 ნმ, 1150 ნმ და 3390 ნმ. ამათ გარდა ნეონის ატომებს კიდევ გააჩნიათ 28 დონე, მაგრამ მათ ჩვენთვის მნიშვნელობა არა აქვთ.

აიროვანი განმუხტვის პლაზმის ელექტრონებთან დაჯახების შედეგად ნაწილი ატომებისა  $E_0$  დონიდან აიგზნებიან, რაც ნახ.7-ზე ნაჩვენებია ვერტიკალური წყვეტილი ისრებით. განმუხტვის გარკვეული რეჟიმის დროს ეს პროცესი საკმარისი აღმოჩნდა  $E_2$  და  $E_3$  დონეების ინვერსიული დასახლებისათვის, მაგრამ  $E_1$  და  $E_4$  დონეები დაუსახლებელი აღმოჩნდა და გადასვლებს  $E_3 \rightarrow E_1$ ,  $E_3 \rightarrow E_4$  შეესაბამება: ერთს -  $\lambda = 339,0$  ნმ, ხოლო მეორეს -  $\lambda = 632,8$  ნმ. გამოსხივება.



ნახ. 7

მდგომარეობას ცვლის ჰელიუმის არსებობა მილაკში. ჰელიუმს გააჩნია ორი მეტასტაბილური დონე:  $E_2'$  და  $E_3'$ , რაც ნაჩვენებია ნახ.7-ის მარცხენა მხარეს. ეს მდგომარეობები აიგზნებიან განმუხტვის პლაზმის ელექტრონებთან დაჯახებისას. ამ დონეთა არსებობის დიდი ხანგრძლიობის გამო ჰელიუმის მეტასტაბილურ დონეებზე ატომების კონცენტრაცია მკვეთრად იზრდება. იმის გამო, რომ ჰელიუმის  $E_2'$  და  $E_3'$  დონეები ძალზე ახლო არიან ნეონის  $E_2$

და  $E_3$  დონეებთან, ურთიერთდაჯახების შედეგად ხდება ჰელიუმიდან ენერჯის გადაცემა ნეონში. ეს პროცესი გამოსახულია ჰორიზონტალური წყვეტილი ისრებით. შედეგად ნეონის ატომების კონცენტრაცია  $E_2$  და  $E_3$  დონეებზე მკვეთრად იზრდება. წარმოიშობა ამ დონეთა ინვერსიული დასახლება. ამრიგად, ნეონთან ჰელიუმის დამატება პროპორციით 1:10 აუცილებელი ხდება ჰელიუმ-ნეონის აირის ლაზერის გენერაციისათვის. ჩვენთვის სასურველი  $E_3 \rightarrow E_1$  გადასვლის განხორციელებისათვის საჭიროა  $E_1$  დონის მუდმივი განტვირთვა. ამ მიზნით განმუხტვის მილის დიამეტრი უნდა იყოს მცირე, რათა ნეონის ატომი დაეჯახოს მილის კედელს და გადასცეს მას ენერჯია. შედეგად  $E_1$  დონე განიტვირთება. 4 და 5 სარკეებს შორის მრავალჯერადი არეკვლის შედეგად მეტი გაშვებადობის მქონე სარკის მხრიდან უწყვეტად გამოდის წითელი ფერის მონოქრომატული, წრფივად პოლარიზებული, ლაზერული გამოსხივება.

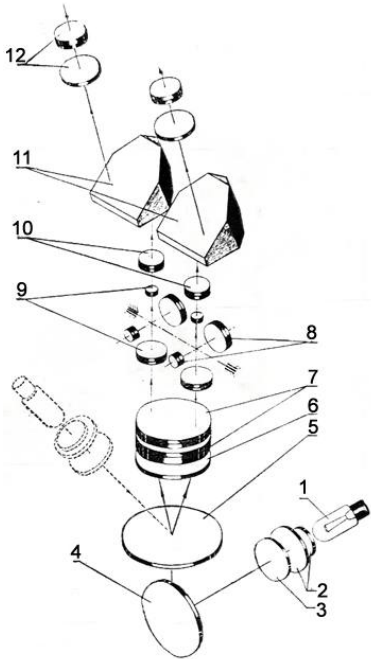
როგორც ზემოთ იყო ნაჩვენები, ამ ტიპის ლაზერით შესაძლებელია გამოსხივების გენერაცია ინფრაწითელ არეშიც. ამისათვის საჭიროა რეზონატორის სარკეების დიელექტრიკული ფერების ისე შერჩევა, რომ ჰქონდეთ არეკვლის მაღალი კოეფიციენტი  $\lambda = 115,0$  ნმ-ისათვის ან  $\lambda = 339,0$  ნმ-ისათვის შესაბამისად.

ვისაც ამ საკითხებზე მეტი ინფორმაციის მიღება გასურთ, გაცნანით ლიტერატურას, მაგალითად [10]-ს.

**დანართი 2.**

**სტერეოსკოპული მიკროსკოპი.**

**მოკლე აღწერა**



ნახ. 8

სტერეოსკოპული მიკროსკოპი MBC-9 საშუალებას იძლევა დაფაკვირდეთ მოცულობით საგნებს, თხელ და გამჭვირვალე ობიექტებს. დაკვირვება შეიძლება ვაწარმოოთ, როგორც ხელოვნური, ისე ბუნებრივი განათებით, როგორც არეკლილ ისე გამჭოლ სინათლეში. სტერეოსკოპული მიკროსკოპი გამოიყენება მეცნიერებისა და ტექნიკის ყველა სფეროში, სადაც დიდი გამადიდებლობა არ არის საჭირო. მიკროსკოპის გამადიდებლობაა  $3^x - 100^x$ .

**კონსტრუქცია და მოქმედების პრინციპი.**

მიკროსკოპის ოპტიკური სქემა მოცემულია ნახ.8-ზე. გამჭოლი განათების შემთხვევაში სინათლე წყაროდან (1) გაივლის კონდენსორს (2), მქრქალ მინას (3), აირეკლება სარკის (4) ზედაპირიდან და თანაბრად ანათებს სასაგნე მაგიდაზე (5) მოთავსებულ ობიექტს (6).

საგნის გამოსახულება, მიღებული ობიექტივით (7) და გალილეის სისტემის ორი წყვილით (8) და (9)

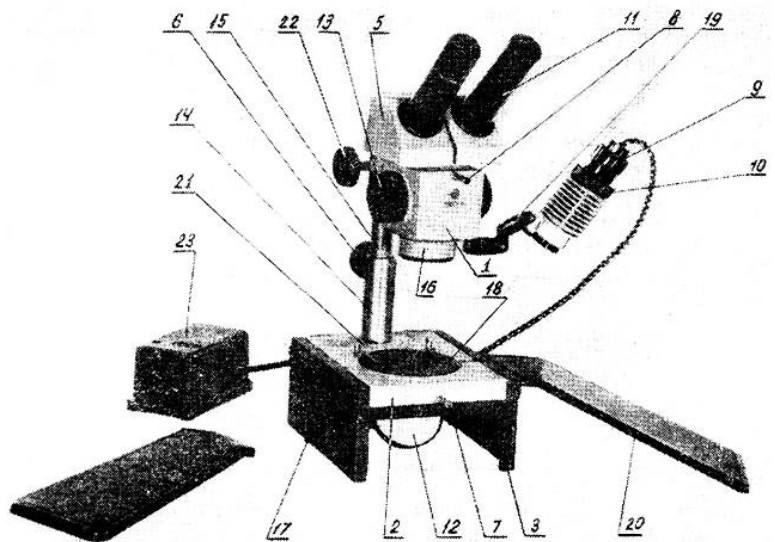
ფოკუსირდება დამატებითი ობიექტივით (10) ოკულარის (12) ფოკალურ სიბრტყეში.

მიკროსკოპს თან ახლავს ოკულარების სამი წყვილი გამადიდებლობით  $6^x$ ,  $8^x$ ,  $14.3^x$  და ოკულარი  $8^x$  დიოპტრიული მიმმართველით, სკალით და ბადით.

ოკულარების დახმარებით ვაკვირდებით საგნის იმ გამოსახულებას, რომელსაც იძლევა მიკროსკოპის ობიექტივი. შმიდტის პრიზმა (11) გვამლევს საგნის პირდაპირ გამოსახულებას და საშუალებას იძლევა ვცვალოთ ოკულარებს შორის მანძილი 56-72 მმ-მდე. ოკულარებს შორის მანძილის შესაცვლელად ხელი მოკიდეთ პრიზმის კორპუსს (ამ მიზნით ოკულარების მიღების გამოყენება აკრძალულია !)

მიკროსკოპის საერთო ხედი მოცემულია ნახ.9-ზე. მიკროსკოპის ძირითადი კვანძებია: 1. მიკროსკოპის ოპტიკური თავაკი, 2. ოკულარული ნაცმი, 3. მიკროსკოპის მაგიდა, 4. მიკროსკოპის მაგიდის ფუძე.

ოპტიკური თავაკი ხელსაწყოს ძირითადი კვანძია, რომელშიც ჩამონტაჟებულია ყველა ოპტიკური დეტალი. მთავარი ოპტიკური კვანძია მიკროსკოპის ობიექტივი (16). ობიექტივის ზემოთ, თავაკის კორპუსში ბურთულა საკისარებზე დამაგრებულია დოლი



ნახ. 9



გალილეის სისტემებით. დოლის ღერძის ბოლოში დამაგრებულია სახელური 13. ამ სახელურის ბრუნვით შეიძლება ვცვალოთ გამადიდებლობა, რომელთა მნიშვნელობები აწერია სახელურზე. საჭირო გამადიდებლობის მისაღებად საკმარისია გამადიდებლობის ციფრი შევუთავსოთ შტრიხს. ოპტიკური თავაკის კორპუსს, ზედა მხარეს აქვს სპეციალური ბუდე ოკულარული ნაცმის ჩასამაგრებლად. საჭიროების შემთხვევაში შეიძლება ოკულარული ნაცმის შემობრუნება  $180^{\circ}$ -ით. სახელურის (22) ბრუნვით შეიძლება ოპტიკური თავაკის აწევ-დაწევა ოპტიკური სისტემის ობიექტზე დაფოკუსირების მიზნით. ოკულარულ ნაცმს აქვს მიმართველი, რომელშიც მაგრდება ობიექტივის (10 ნახ.8-ზე) მარცხენა და მარჯვენა სამაგრები. მათ ზედა სიბრტყეზე დამაგრებულია პრიზმები, რომელთა ამოხრახვნა სასტიკად აკრძალულია. მიკროსკოპის მაგიდაზე მიმართველში (14) ხრახნის (6) დახმარებით (იხ.ნახ.9) მაგრდება ოპტიკური თავაკი. ზედა ნაწილზე არის წრიული ფანჯარა, რომელშიც თავსდება საკვლევი ობიექტი. მაგიდა მაგრდება მაგიდის ფუძეზე და ფიქსირდება ხრახნით (7). ეს ხრახნი ყოველთვის მოჭერილი უნდა იყოს. მაგიდის ფუძეზეა მიმაგრებული მბრუნავი სარკე (12), საბრუნებელი სახელურით (17). მაგიდის ფუძის უკანა მხარეს არის სპეციალური ბუდე გამანათებლის ნათურისათვის (ხანგრძლივი მუშაობის შემთხვევაში ნათურა პერიოდულად უნდა გამორთოთ). დაკვირვების მოხერხებულად წარმოებისათვის მიკროსკოპის მაგიდის ფუძეზე მაგრდება, სპეციალურ სამაგრებში, იდაყვების საყრდენი.

ვისაც ამ საკითხებზე მეტი ინფორმაციის მიღება გასურთ გაეცანით შესაბამის ლიტერატურას, მაგალითად [11]-ს.

**დანართი 3.****გაზომვის შედეგების დამუშავება. ცდომილებათა შეფასება**

სასწავლო ლაბორატორიული მუშაობის პროცესის პირველი ნაბიჯია - გაზომვის შედეგების დამუშავებისა და ცდომილებათა შეფასების შესწავლა. ეს ცოდნა სტუდენტს სჭირდება სასწავლო ლაბორატორიული მუშაობის მთელი ციკლისა და მომავალი სამეცნიერო საქმიანობის დროს. ეს ნიშნავს, რომ აღნიშნული საკითხის სწავლებას დიდი ყურადღება სჭირდება. ცნობილია, რომ მათემატიკურად მკაცრად დასაბუთებული ჰიპოთეზა ან მოდელი აღიარებულ თეორიად გადაიქცევა მხოლოდ ექსპერიმენტზე მისი დადასტურების შემდეგ. ეს კიდევ ერთი მიზეზია იმისა, რომ მეტი პასუხისმგებლობით მოეკიდოთ სასწავლო ექსპერიმენტს და გაზომვის შედეგების დამუშავებას.

დიდი ხანია არსებობს ცდომილებათა შეფასების მკაცრი მათემატიკური მეთოდები. სირთულის გამო მათი მიწოდება პირველ კურსელთათვის მიზანშეწონილად არაა მიჩნეული. ამიტომაც შეიქმნა ცდომილებათა შეფასების ე.წ. გამარტივებული წესები, რომლებიც სიზუსტით არ გამოირჩევა და დღეს მოძველებულად არის მიჩნეული. მთელ რიგ უმაღლეს სასწავლებლებში უარი თქვეს ამ გამარტივებული წესების სწავლებაზე. ისინი პირველკურსელს ასწავლიან შემთხვევითი პროცესების ალბათობის თეორიის ელემენტებს, განაწილების კანონებს, ალბათობათა ინტეგრალისა და დოსეტის ცხრილებით სარგებლობის წესებს. ამის შემდეგ სთავაზობენ მზა ფორმულებს, რომლებითაც მიზანშეწონილია ცდომილებათა შეფასება. ამ მზა ფორმულების დასაბუთება გადატანილია იმ დროისათვის, როდესაც სტუდენტის მათემატიკური ცოდნის მარაგი საკმარისი აღმოჩნდება ამისათვის.

ჩვენც გამოვიყენებთ მზა ფორმულების თანამიმდევრული გამოყენების წესს. მანამდე კი შემოგთავაზებთ აუცილებელ ინფორმაციას ზოგიერთი განმარტებების შესახებ. დამატებითი ინფორმაცია იხილეთ, მაგალითად, [13,14]-ში.

**ექსპერიმენტი** ეწოდება ამა თუ იმ მოვლენის მახასიათებელი ფიზიკური სიდიდის გაზომვის პროცესს. **გაზომვა** ნიშნავს მოცემული სიდიდის გამოსახვას რიცხვით, რომელიც გვიჩვენებს თუ რამდენჯერ მეტია (ან ნაკლებია) მოცემული სიდიდე მის მსგავს სიდიდეზე, რომელიც ერთეულად არის მიჩნეული. გაზომვა არის ორი სახის: **პირდაპირი** და **ირიბი**. პირდაპირი გაზომვის დროს იზომება ერთი სიდიდე შესაბამისი ხელსაწყოთი. ირიბი გაზომვის დროს იზომება რამდენიმე სიდიდე, რომლებიც საძიებელ სიდიდესთან შესაბამის კანონზომიერების ამსახველი მათემატიკური თანაფარდობით არიან დაკავშირებულნი. ნებისმიერი ფიზიკური სიდიდის გაზომვისას უნდა შესრულდეს სამი ოპერაცია:

1. ხელსაწყოების შემოწმება და საწყისი ანათვალის დარეგულირება,
2. ხელსაწყოთა ჩვენებების ცხრილში შეტანა,
3. ექსპერიმენტის შედეგების დამუშავება, ცდომილების შეფასება და საძიებელი სიდიდის საუკეთესო მნიშვნელობის დადგენა.

ყურადღება გადავიტანოთ მესამე პუნქტზე.

ნებისმიერი გაზომვის დროს ყოველთვის ჩნდება სხვაობა გაზომვის შედეგსა  $X_T$  და გასაზომი სიდიდის ჭეშმარიტ მნიშვნელობას  $X^*$ -ს შორის. ამ სხვაობას ჭეშმარიტი **აბსოლუტური** ცდომილება ეწოდება და აღინიშნება სიმბოლოთი  $\Delta^*$ , ე.ი.

$$\Delta^* X = X_T - X^* . \quad (17)$$

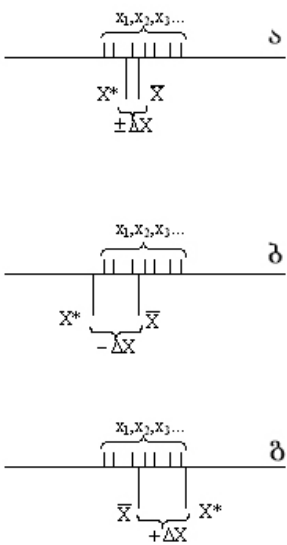
ჭეშმარიტი აბსოლუტური ცდომილების შეფარდებას საძიებელი სიდიდის ჭეშმარიტ მნიშვნელობასთან ჭეშმარიტი ფარდობითი ცდომილება ეწოდება,

აღინიშნება სიმბოლოთი  $\delta^* X$  და გამოისახება %-ში, ე.ი.

$$\delta^* X = \frac{\Delta^* X}{X^*} = \frac{X_r - X^*}{X^*} 100\% \quad (18)$$

აბსოლიტური ცდომილება განსაზღვრავს გაზომვის სიზუსტეს და არ იძლევა დაშვებული შეცდომის შეფასების საშუალებას. ამიტომ გახდა საჭირო ფარდობითი ცდომილების შემოღება. მართლაც, თუ გასაზომია სიგრძეები: 0,1 მმ, 1 მმ, 10 მმ, 100 მმ, ხელსაწყოთი, რომლის სიზუსტეა  $\pm 0,01$  მმ, მაშინ შესაბამისი ფარდობითი ცდომილებები იქნება: 10%, 1%, 0,1%, 0,01%; ე.ი. ფარდობითი ცდომილება გვიჩვენებს თუ რამდენად ზუსტად შევასრულეთ ყოველი გაზომვა. ამ მიზეზით ფარდობითი ცდომილების გამოთვლაც სავალდებულოა.

(1) და (2) ფორმულები ზუსტად ასახავენ ცდომილებებს, მაგრამ პრაქტიკულად არა რეალურ ვარიანტს წარმოადგენენ. თუ წინასწარ ვიცით საძიებელი სიდიდის ჭეშმარიტი მნიშვნელობა, მაშინ ცდის ჩატარება რაღა საჭიროა! ამიტომ, რეალურად, გაზომვის მიზანია, როგორმე მოიძებნოს საძიებელი სიდიდის ჭეშმარიტი მნიშვნელობასთან მიახლოებული, ე.წ. საუკეთესო მნიშვნელობა  $X_s$ . ამავე მიზეზით, ნაცვლად ცდომილებათა გამოთვლებისა გამოიყენება ტერმინი ცდომილებათა შეფასება. არსებობს გაზომვის ცდომილების სამი სახეობა: უხეში, სისტემატური და შემთხვევითი. უხეში ეწოდება ცდომილებებს, რომლებიც წარმოიშობა ხელსაწყოს გაუმართავობისა და ექსპერიმენტატორის უყურადღებობის გამო. ასეთ შეცდომად ითვლება, მაგალითად, თუ ექსპერიმენტატორმა არასწორად წაიკითხა ხელსაწყოს ჩვენება, ან სწორი ჩვენების ნაცვლად ცხრილში შეიტანა სულ სხვა რიცხვი და სხვა. სასურველია და სავსებით შესაძლებელი უხეში ცდომილებები არ დაუშვათ.



ნახ. 10

**სისტემატური ეწოდება ცდომილებებს, რომლებიც წარმოიშობა ხელსაწყოს არასწორი ჩვენების გამო მასზე ცალმხრივი გარე ზემოქმედების მიზეზით, ან სკალის მექანიკური წანაცვლების გამო და სხვა. ამ ცდომილების თავისებურება ის არის, რომ იგი საძიებელ სიდიდეს ან მხოლოდ ზრდის  $+\Delta X$ -ით, ან მხოლოდ ამცირებს  $-\Delta X$ -ით (იხ.ნახ.10. ბ და გ). ასე მაგალითად, თუ საათის ისარი რაიმე მიზეზით წინ წაიწევს, მაშინ მისი ყველა ჩვენება ერთიდაიგივე სიდიდით არაზუსტი იქნება. სისტემატური წანაცვლების შესწორება ან გათვალისწინებაც შესაძლებელია (იხ.ნახ.11).**

**შემთხვევითი ეწოდება ცდომილებებს, რომლებიც ალბათური ხასიათისაა და წარმოიშობა შემთხვევითი ფაქტორების გავლენით ხელსაწყოზე დაკვირვების და ანათვლების აღების დროს. ამ ცდომილებამ შეიძლება მოგვცეს საძიებელი სიდიდის ჭეშმარიტი მნიშვნელობის მახლობლობაში გადახრა როგორც გადიდების, ისე შემცირების მიმართულებით. ეს გარემოება ჩაიწერება ასე:  $\pm \Delta X$ . როგორც ნახ.11-დან ჩანს, დეტალის სახაზავით გაზომვისას ზუსტი ანათვალის გვექნება, თუ დავაკვირდებით წყვეტილი ხაზის გასწვრივ, მაგრამ რეალურ ცდაზე ამის გაკეთება შემთხვევითი გადახრების გარეშე შეუძლებელია; იხილეთ აგრეთვე ნახაზი 10. განსხვავებით სისტემატური ცდომილებისა, შემთხვევითი ცდომილების გათვალისწინება ან შესწორება არ შეიძლება.**

ალბათობის თეორიამ შეიმუშავა ხერხები, რომლებიც საშუალებას იძლევა შევამციროთ შემთხვევითი ცდომილებების გავლენა გაზომვის შედეგზე. შემთხვევითი პროცესების ელემენტები ასეთია: თუ გავიმეორებთ  $X$  სიდიდის გაზომვას  $N$ -ჯერ, ჩვენ მივიღებთ მის  $N$  მნიშვნელობას  $X_1, X_2, \dots, X_N$ . ამ დროს მიღებულ მნიშვნელობათა საშუალო არითმეტიკული

$$\bar{X} = \frac{X_1 + X_2 + \dots + X_N}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N} \quad (*)$$

მიჩნეულია საძიებელი სიდიდის საუკეთესო მნიშვნელობად ( $X_s = \bar{X}$ ). გაუსის ეს პოსტულატი ალბათური ხასიათისაა და იგი მით უფრო ზუსტი ხდება, რაც მეტია გაზომვათა რიცხვი  $N$ . ეს ნიშნავს, რომ ყოველი ფიზიკური გაზომვა სასურველია განმეორდეს ბევრჯერ. საკმაოდ დიდი  $N$ -სათვის  $X_s \approx X^*$ .

ცალკეული გაზომვის ე.წ. სტანდარტული აბსოლუტური ცდომილებები ასე განისაზღვრება:

$$\Delta X_1 = X_1 - \bar{X}, \Delta X_2 = X_2 - \bar{X}, \dots, \Delta X_N = X_N - \bar{X}, \quad (19)$$

.ცალკეულ გაზომვათა აბსოლუტური ცდომილებები ერთმანეთისაგან შეიძლება განსხვავდებოდნენ როგორც სიდიდით, ისე ნიშნით.

შეფარდებებს:

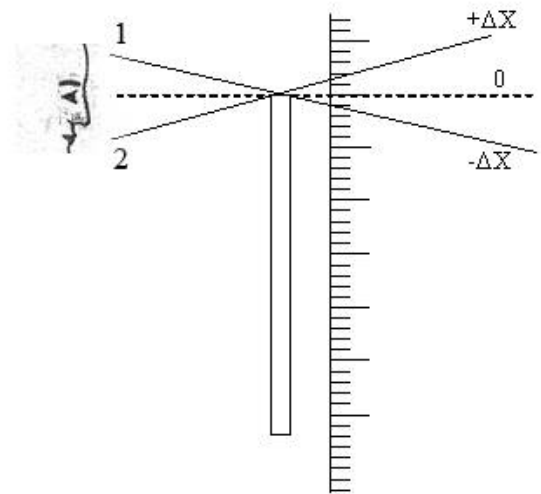
$$\delta_1 = \frac{\Delta X_1}{X_1}, \delta_2 = \frac{\Delta X_2}{X_2}, \dots, \delta_N = \frac{\Delta X_N}{X_N} \quad (20)$$

ეწოდება ცალკეული გაზომვის ფარდობითი ცდომილებები. ზუსტად ასევე, შეფარდებას

$$\delta X = \frac{\Delta X}{\bar{X}} \quad (21)$$

ეწოდება გაზომვის შედეგის ფარდობითი ცდომილება და გამოისახება პროცენტებში.

თუ გასაზომი სიდიდე ერთია და გაზომვა ტარდება ერთხელ, მაშინ გაზომვის აბსოლუტური ცდომილება მიახლოებით უდრის გამზომი ხელსაწყოს უმცირესი დანაყოფის ან მისი ნაწილის მნიშვნელობას. ამ შემთხვევაში ცხადია, რაც უფრო ზუსტია ხელსაწყო, მით უფრო ზუსტი იქნება გაზომვის შედეგი (იხ.ნახ.10). თუ გაზომვათა რიცხვი ერთზე მეტია, მაშინ ფარდობითი ცდომილების მოსაძებნად (5)-ში აუცილებელია განისაზღვროს აბსოლუტური ცდომილება  $\Delta X$ . შემთხვევითი ცდომილების თეორიაში ამისათვის მიღებულია სამი ფორმულა: საშუალო არითმეტიკულის საშუალო



კვადრატული ცდომილება, მისი ალბათური ცდომილება და მისი საშუალო ცდომილება. ამათგან ყველაზე მეტად გამოიყენება ალბათური ცდომილება, რომელსაც, როცა  $N < 10$ , აქვს შემდეგი სახე:

$$\Delta X = t_{\alpha, N} \cdot \Delta S_{\bar{X}}, \quad (**)$$

სადაც  $\Delta X$  არის გაზომვის ცდომილება და წარმოადგენს შემთხვევითი სიდიდის  $\bar{X}$ -ს

კერძო მნიშვნელობას,  $t_{\alpha, N}$  არის რიცხვი რომელიც მოცემულია დოსეტის (სტიუდენტის) ცხრილში გაზომვათა რიცხვის  $N$ -სა და არჩეული საიმედობის  $\alpha$ -ს გადაკვეთაზე,  $\Delta S_{\bar{X}}$  არის შერჩევითი საშუალო კვადრატული ცდომილება და განისაზღვრება ფორმულით

$$\Delta S_{\bar{X}} = \pm \sqrt{\frac{\sum_1^N (X_N - \bar{X})^2}{N(N-1)}} \quad (22)$$

როცა  $N \rightarrow \infty$ , მაშინ  $\Delta S_{\bar{X}} \rightarrow \sigma$ , სადაც  $\sigma$  არის გენერალური საშუალო კვადრატული ცდომილება გაუსის ნორმალური განაწილების კანონში შემთხვევითი პროცესებისათვის:

$$Y(X_N) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(X_N - \bar{X})^2}{2\sigma^2}\right]$$

სადაც  $\sigma^2$  არის ე.წ. გენერალური დისპერსია, რომელიც დაახლოებით უდრის შერჩევით დისპერსიას  $S_{\bar{X}}^2$ , როცა  $N$  მცირეა.

ირიბი გაზომვების დროს, ფარდობითი საშუალო კვადრატული ცდომილების გამოსათვლელად მიზანშეწონილია გამოვიყენოთ ფორმულა

$$\delta X = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln f}{\partial A}\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln f}{\partial B}\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln f}{\partial C}\right)^2 + \dots} \quad (23)$$

აქ  $X = f(A, B, C, \dots)$ , სადაც არგუმენტები  $A, B, C, \dots$  დამოუკიდებელი ცვლადებია.  $\frac{\partial f}{\partial A}$  არის  $X = f(A, B, C, \dots)$  ფუნქციის კერძო წარმოებული  $A$ -თი, როცა დანარჩენი არგუმენტები მიჩნეულია მუდმივებად. ანალოგიურად უნდა განვიხილოთ კერძო წარმოებულები თითოეული სხვა არგუმენტის მიმართ. კერძო წარმოებულების გამოთვლა უნდა შევასრულოთ არგუმენტის საუკეთესო მნიშვნელობით, ანუ მათი  $\bar{A}, \bar{B}, \bar{C}, \dots$ -სიდიდებით. აბსოლუტური საშუალო

კვადრატული ცდომილება შეიძლება მივიღოთ თანაფარდობიდან:

$$\Delta X = \bar{X} \cdot \delta X \quad (24)$$

მოცემული სასწავლო ექსპერიმენტის სწორედ ირიბი გაზომვის მაგალითს წარმოადგენს. ამ შემთხვევაში  $\lambda = \frac{aD}{L}$ , ე.ი  $\lambda = f(a, D, L)$ , ამიტომ (23)-ში  $f$ -ის ადგილზე  $\frac{aD}{L}$ -ს ჩასმით ფარდობითი საშუალო კვადრატული ცდომილებისათვის ვღებულობთ:

$$\delta \lambda = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} 100\%, \quad (25)$$

სადაც დიფერენცირება წარმოებდა  $a, D, L$  არგუმენტების საუკეთესო მნიშვნელობებისათვის  $\bar{a}, \bar{D}, \bar{L}$ . საშუალო არითმეტიკულის შესახებ გაუსის პოსტულატის თანახმად

$$\bar{a} = \frac{\sum_{i=1}^N a_i}{N} = \frac{a_1 + a_2 + \dots + a_N}{N}, \text{ ანალოგიურად გამოვითვლით } \bar{D} \text{ და } \bar{L} \text{-ს.} \quad (26)$$

ერთჯერადი გაზომვების პირობებში  $\Delta a, \Delta D, \Delta L$  ცდომილებები (25)-ში განისაზღვრება გამოყენებული ხელსაწყოების დანაყოფის ფასით. ან მისი ნაწილით.  $\Delta a$  იზომება

მიკრომეტრით (დანაყოფის ფასი 0,01 მმ),  $\Delta D$  იზომება სიგრძის საზომი რულეტით (დანაყოფის ფასი 1 მმ),  $\Delta L$  იზომება შტანგელფარგალით (დანაყოფის ფასი 0,1 მმ). გაზომვის სიზუსტის ამაღლებისათვის გაზომვების რიცხვი უნდა იყოს დიდი. სასწავლო ლაბორატორიული მუშაობის პროცესში გაზომვების რიცხვი არ აღემატება ათს ( $N < 10$ ). ამ შემთხვევაში მიზანშეწონილია სტანდარტული ცდომილებები  $\Delta a, \Delta D, \Delta L$  გამოვითვალოთ ფორმულით (\* \*):

$$\Delta a = \pm t_{\alpha, N} \cdot S_{\bar{a}} = \pm t_{\alpha, N} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a})^2}{N(N-1)}}, \text{ ანალოგიურად ვითვლით } \Delta D \text{ და } \Delta L \text{-ს. (27)}$$

(26) და (27)-ში მიღებული რიცხვითი მონაცემების ჩასმით (25)-ში გამოვითვლით ფარდობით საშუალო კვადრატულ ცდომილებას  $\delta \lambda$ .

თანაფარდობიდან (21) ვღებულობთ:

$$\Delta \lambda = \bar{\lambda} \cdot \delta \lambda. \quad (28)$$

აქ, ფორმულა (\*)-იდან გამომდინარე

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_N}{N} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \lambda_i. \quad (29)$$

(25) და (29) ფორმულების დახმარებით მიღებული მნიშვნელობების (28)-ში შეტანით დავადგენთ საძიებელი სიდიდის აბსოლუტურ საშუალო კვადრატულ ცდომილებას. ექსპერიმენტის შედეგს დავაფიქსირებთ საბოლოო სახით:

$$\lambda_s = \bar{\lambda} \pm \Delta \lambda. \quad (30)$$

დოსეტის (სტიუდენტის) ცხრილი

$\alpha$ $n-1$	0,90	0,95	0,98	0,99	0,999
1	6,31	12,7	31,8	63,7	636,6
2	2,92	4,30	6,96	9,92	31,6
3	2,35	3,18	4,54	5,84	12,9
4	2,13	2,78	3,75	4,60	8,61
5	2,02	2,57	3,36	4,03	6,87
6	1,94	2,45	3,14	3,71	5,96
7	1,89	2,36	3,00	3,50	5,41
8	1,86	2,31	2,90	3,36	5,04
9	1,83	2,26	2,82	3,25	4,78
10	1,81	2,23	2,76	3,17	4,59



---

**ლიტერატურა:**

1. დ. ლორთქიფანიძე, იან ამოს კომენსკი, თბილისი, 1969
2. პედაგოგია, - ბერიშვილის რედაქციით, თბილისი 1994
3. Maxwell J.C., A treatise on electricity and magnetism [N.Y. 1954]
4. კობახიძე ვ.ს. ფიზიკის სწავლების მეთოდთმც, გამომც. თბილისი, 1989
5. Dirak P. A.M., The principles of quantum mechanics, Oxford, 1958
6. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики, М.; Наука, 1976
7. Бутиков Е.И. Оптика, Высшая школа, М., 1986
8. Калитеевский Н.И., Волновая оптика,- М. Высшая школа, 1978
9. Max Born, Emil Wolf, Principles of optics, Oxford. 1964
10. Квантовая электроника, Маленькая энциклопедия, - М., 1969
11. Егорова О.В. С микроскопом на ты, Санкт-Петербург, 2000 г
12. Borland C ++, Builder 5.0, 2000 .
13. Кассандрова О.Н., Лебедев В.В., Обработка результатов наблюдений М. 1970
14. ა.ქურჩიშვილი, ლ.ქურჩიშვილი. ალბათობის თეორია და მათემატიკური სტატისტიკის ელემენტები, თბილისი, 2001

---

სტატია მიღებულია: 2004-05-10

სტატია მიღებულია გადამუშავების შემდეგ: 2004-06-22