

ა. გიგინეიშვილი, გ. ჩიხლაძე,  
ი. კალანდაძე, ქ. ბარამიძე

## ფიზიკა

„ტექნიკური უნივერსიტეტი“

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

ა. გიგინეიშვილი, გ. ჩიხლაძე,  
ი. კალანდაძე, ქ. ბარამიძე

## ფიზიკა

(უმაღლესი პროფესიული სწავლების  
სტუდენტებისთვის)



დამტკიცებულია სახელმძღვანელოდ  
სტუ-ის სარედაქციო-საგამომცემლო  
საბჭოს მიერ. 21.01.2010, ოქმი №1

თბილისი  
2010

მოცემულია ძირითადი, საპროგრამო ფიზიკური სიდიდეების განმარტებები, ფორმულირებულია ფიზიკის ფუნდამენტური კანონები, მოყვანილია აღნიშნული კანონების და მათი დამახასიათებელი ფიზიკური სიდიდეების აღმწერი მათემატიკური ფორმულები.

განკუთვნილია როგორც უმაღლესი პროფესიული სწავლების, ბაკალავრიატის და მაგისტრატურის სტუდენტებისთვის, ასევე მათთვის, ვისაც სჭირდება ფიზიკა პროფესიულ საქმიანობაში.

რეცენზენტი სტუ-ის სრული პროფესორი  
კონსტანტინე ცხაკაია

© საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2010

ISBN 978-9941-14-797-5

<http://www.gtu.ge/publishinghouse/>



ყველა უფლება დაცულია. ამ წიგნის არც ერთი ნაწილი (იქნება ეს ტექსტი, ფოტო, ილუსტრაცია თუ სხვა) არანაირი ფორმით და საშუალებით (იქნება ეს ელექტრონული თუ მექანიკური), არ შეიძლება გამოყენებულ იქნას გამომცემლის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

საავტორო უფლებების დარღვევა ისჯება კანონით.

## წ ი ნ ა ს ი ტ ყ ვ ა ო ბ ა

წინამდებარე სახელმძღვანელოში მოცემულია წლების განმავლობაში ავტორების მიერ სტუ-ში წაკითხული ზოგადი ფიზიკის კურსის ლექციების მოკლე ჩანაწერი. სახელმძღვანელო მეტწილად განკუთვნილია უმაღლესი პროფესიული სწავლების სტუდენტებისთვის – მასში მასალა გადმოცემულია საკმარისად მოკლედ, თუმცა, იმავდროულად, მკითხველისთვის მისაღები და მოსახერხებელი სახით. მოყვანილია ძირითადი, საპროგრამო ფიზიკური სიდიდეების განმარტებები, ფორმულირებულია ფიზიკის ფუნდამენტური კანონები, აღნიშნული კანონების და მათი დამახასიათებელი ფიზიკური სიდიდეების აღმწერი მათემატიკური ფორმულები. საჭიროების შემთხვევაში მოიცემა მოვლენის გრაფიკული აღწერაც. მასალა გადმოცემულია ტექნიკური უმაღლესი სასწავლებლებისთვის რეკომენდებული ზოგადი ფიზიკის კურსის პროგრამის მიხედვით.

სახელმძღვანელო მოიცავს ფიზიკის სრულ პროგრამას – ყველა ძირითად, პროგრამით გათვალისწინებულ საკითხს. გამოდგება როგორც ორ, ასევე ერთსემესტრიანი სწავლებისას ყველა სპეციალობის სტუდენტებისთვის. ერთსემესტრიანი სწავლებისას კურსის წამყვან მასწავლებელს შეუძლია ამოიღოს პროგრამიდან მისი აზრით მოცემული სპეციალობისთვის ნაკლებად მნიშვნელოვანი საკითხები და მეტი დრო დაუთმოს სავალდებულო და აუცილებელ, სპეციალობისთვის საჭირო საკითხებს.

ავტორები მადლიერებით მიიღებენ ყველა შენიშვნასა თუ სასარგებლო მოსაზრებას და აუცილებლად გაითვალისწინებენ მომდევნო გამოცემებში.

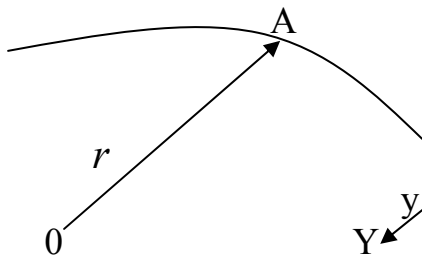
# მ ე ქ ა ნ ი კ ა

## 1. მექანიკის ძირითადი ამოცანა. გადატანითი მოძრაობა. სიჩქარე და აჩქარება

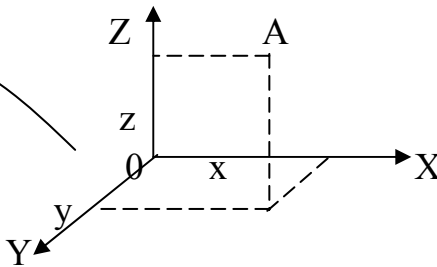
- ✓ მექანიკის ძირითადი ამოცანაა სივრცეში სხეულის ადგილმდებარეობის განსაზღვრა დროის ნებისმიერ მომენტში. სივრცეში ნებისმიერი სხეულის მდგომარეობა აღიწერება

→  
 რადიუს-ვექტორით  $r$  (სურათი 1), რომელიც გავლებულია დაკვირვების წერტილიდან სხეულის ადგილმდებარეობამდე. ყველა სხეული მდებარეობს და მოძრაობს 3-განზომილებიან სივრცეში – XYZ მართკუთხა კოორდინატა სისტემაში სადაც  $x, y, z$  რადიუს-ვექტორის სამი მდგენელია კოორდინატა ღერძებზე (სურათი 2).

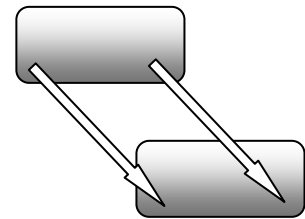
- ✓ გადატანითი ეწოდება ისეთ მოძრაობას, როდესაც სხეულის ყველა წერტილი ერთნაირ გადაადგილებას ასრულებს (სურათი 3).



სურ. 1



სურ. 2



სურ. 3

სხეულის მოძრაობის ტრაექტორიის საწყის და ნებისმიერ მომდევნო წერტილებში გავლებულ რადიუს-ვექტორებს შორის

→ → →  
 სხვაობას სხეულის გადაადგილებას უწოდებენ  $\Delta r = r_2 - r_1$ , ხოლო შესაბამისი დროის შუალედი იქნება  $\Delta t = t_2 - t_1$ . თუ მოძრაობის პირობებში სხეულის ზომა საყურადღებო არ არის, შემოაქვთ ნივთიერი წერტილის ცნება – სხეულის, რომლის ზომები უგულებელყოფილია მოძრაობის მოცემულ პირობებში.

სხეულის მოძრაობა ხასიათდება სიჩქარით – გადაადგილების ფარდობით დროის შესაბამის შუალედთან

$$\vec{v} = \frac{\vec{\Delta r}}{\Delta t}; \quad (1)$$

თუ დროის შუალედი მიისწრაფვის ნულისკენ ( $\Delta t \rightarrow 0$ ), შემოაქვთ მყისი სიჩქარის ცნება, რომელიც გადაადგილების დროის წარმოებულის ტოლია:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{\Delta r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (2)$$

სიჩქარესაც სამი მდგენელი ექნება კოორდინატთა ღერძებზე

$$\vec{v} = i v_x + j v_y + k v_z = \frac{d\vec{r}}{dt} = i \frac{dx}{dt} + j \frac{dy}{dt} + k \frac{dz}{dt}. \quad (3)$$

აქ  $i, j, k$  ერთეულოვანი ვექტორებია, მიმართული  $OX, OY, OZ$  ღერძების გასწვრივ.

თავის მხრივ, სხეულის სიჩქარე იცვლება როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით. ეს ცვლილება ხასიათდება სხეულის აჩქარებით.

✓ სხეულის აჩქარება განისაზღვრება მისი სიჩქარის ცვლილების ფარდობით შესაბამის დროის შუალედთან

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (4)$$

თუ დროის შუალედი მიისწრაფვის ნულისკენ ( $\Delta t \rightarrow 0$ ), შემოაქვთ მყისი აჩქარების ცნება, რომელიც სიჩქარის დროის წარმოებულის ტოლია:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{\Delta v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}. \quad (5)$$

უეჭველია, რომ აჩქარებასაც სამი მდგენელი აქვს კოორდინატთა ღერძებზე

$$\vec{a} = i a_x + j a_y + k a_z = \frac{d\vec{v}}{dt} = i \frac{dv_x}{dt} + j \frac{dv_y}{dt} + k \frac{dv_z}{dt}. \quad (6)$$

აჩქარება ასევე განისაზღვრება რადიუს-ვექტორის (კოორდინატის) დროის მეორე წარმოებულებით

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = i \frac{d^2x}{dt^2} + j \frac{d^2y}{dt^2} + k \frac{d^2z}{dt^2}. \quad (7)$$

ერთეულთა საერთაშორისო  $SI$  სისტემაში გავლილი მანძილი იზომება მეტრებით, დრო – წამებით, სიჩქარე – მეტრით წამში (მ/წმ), ხოლო აჩქარება – მეტრით წამის კვადრატთან (მ/წმ<sup>2</sup>).

## 2. ბრუნვითი მოძრაობა. სიჩქარე, აჩქარება, პერიოდი და სიხშირე

ნივთიერი წერტილის მრუდწირული მოძრაობისას განიხილება მისი მოძრაობა წრეწირზე, რადგან მრუდი შეიძლება ყოველთვის დაყოფილ იქნეს ცალკეულ, ერთმანეთისგან მხოლოდ რადიუსით განსხვავებულ რკალებად, მოძრაობის კანონები კი ყველგან ერთნაირია. ასეთი ბრუნვისას სიჩქარე იცვლება სიდიდითაც და მიმართულებითაც, ამასთან მყისი სიჩქარე კვლავ განისაზღვრება გადაადგილების (რკალის) დროის წარმოებულით (წირითი სიჩქარე)  $v = \frac{dl}{dt}$ . განვიხილოთ ნივთიერი წერტილის მოძრაობა AB

რკალის გასწვრივ – A წერტილში სიჩქარე  $v_1$ -ია, B წერტილში –  $v_2$  (სურათი 4). მაშინ სიჩქარის უსასრულოდ მცირე ცვლილება

$\vec{v} \rightarrow \vec{v} + d\vec{v}$  მიმართულია წრეწირის ცენტრისკენ. აჩქარება

$$a = \frac{dv}{dt}. \quad (8)$$

აჩქარებას ორი მდგენელი აქვს – მხებითი (ტანგენციური), რომელიც ცვლის სიჩქარის მოდულს ( $a_\tau$ ) და ცენტრისკენული – ცენტრისკენ მიმართული (ნორმალური) ( $a_n$ ), რომელიც სიჩქარეს მიმართულებას უცვლის. მხებითი აჩქარება განისაზღვრება (8) ფორმულით, ცენტრისკენული აჩქარების გამოსახულება განისაზღვრება სურათიდან. სამკუთხედების მსგავსებიდან, რომლებიც შედგენილია სიჩქარეებით  $v_1 = v_2 = v$ ,  $dv$ , ასევე რადიუსებით  $R$  და ქორდით  $dl$ , გამომდინარეობს

$$\frac{dv}{v} = \frac{dl}{R}, \quad dv = \frac{vdl}{R}.$$

$dv$  გამოსახულება ჩავსვათ აჩქარების ფორმულაში:

$$a_n = \frac{dv}{dt} = \frac{vdl}{Rdt} \Rightarrow \frac{dl}{dt} = v \Rightarrow \frac{v^2}{R}. \quad (9)$$

მაშასადამე, სრული აჩქარება

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau, \quad (10)$$

ხოლო მისი მოდული პითაგორას თეორემით გამოისახება:

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}. \quad (11)$$

მრუდწირული მოძრაობისას მექანიკის ძირითადი ამოცანა ორი ხერხით ამოიხსნება – გავლილი მანძილის (რკალის სიგრძის)

და წრეწირის რადიუსის შემობრუნების კუთხის გაზომვით. მცირე კუთხეების წესის ( $dt, d\varphi \rightarrow 0$ ) გამოყენებით

$$\operatorname{tg} d\varphi \approx \sin d\varphi \approx d\varphi = \frac{dl}{R}.$$

დროში რადიუსის შემობრუნების კუთხის ცვლილება – კუთხური სიხარე  $\omega$  განისაზღვრება კუთხის დროის წარმოებულთ

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (12)$$

აქ  $d\varphi$  გამოსახულების ჩასმით მივიღებთ კუთხურსა და წირით სიხარეებს შორის დამოკიდებულებას:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \Rightarrow d\varphi = \frac{dl}{R} \Rightarrow \omega = \frac{dl}{Rdt} \Rightarrow \frac{dl}{dt} = v \text{ и } \omega = \frac{v}{R}, v = \omega R.$$

დროში კუთხური სიხარის ცვლილების გამო, შემოაქვთ კუთხური აჩქარების ცნება

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}. \quad (13)$$

ბრუნვითი მოძრაობა წრეწირზე ხასიათდება ბრუნვის პერიოდით  $T$  (წამი (წმ)) და სიხშირით  $\nu$  (ჰერცი = 1/წმ), ისინი ურთიერთშებრუნებული სიდიდეებია

$$T = \frac{1}{\nu}.$$

- ✓ პერიოდი არის ერთი სრული ბრუნვის დრო.
- ✓ სიხშირე არის ბრუნთა რიცხვი დროის ერთეულში (წამში).

პერიოდი და სიხშირე დავაკავშიროთ სიხარეებსა და აჩქარებებთან:

$$\text{საშუალო წირითი სიხარე } \bar{\nu} = \frac{l}{T} = \frac{2\pi R}{T} = 2\pi\nu R,$$

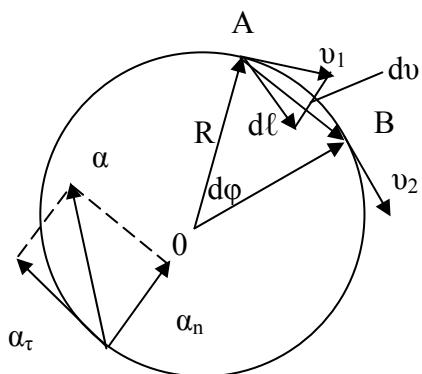
$$\text{საშუალო კუთხური სიხარე } \bar{\omega} = \frac{\varphi}{T} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu,$$

მხებითი აჩქარება

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = \nu\omega = \frac{4\pi^2 R}{T^2} = 4\pi^2 R\nu^2,$$

საშუალო კუთხური აჩქარება

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{\omega}}{T} = \frac{2\pi}{T^2} = 2\pi\nu^2.$$



სურ. 4

### 3. ნიუტონის კანონები

დიდმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ისააკ ნიუტონმა აღმოაჩინა სამი კანონი, რომლებიც სხეულთა მოძრაობის სახეებსა და მიზეზებს აღწერს და შემოიღო ძალის ცნება. ძალა სხეულთა ურთიერთქმედების დამახასიათებელი სიდიდეა:

1. სხეული ინარჩუნებს უძრავ მდგომარეობას ან წრფივ და თანაბარ მოძრაობას, თუ მასზე არ მოქმედებს სხვა სხეულები, ან მათი მოქმედება კომპენსირებულია (გაწონასწორებულია).
2. სხეულის აჩქარება მასზე მოქმედი ძალის პროპორციული და მისი თანხვედნილია

$$\vec{F} = m \vec{a} . \quad (14)$$

აქ  $m$  სხეულის მასაა, სხეულის ინერტულობის მახასიათებელი სიდიდეა,  $F$  – სხეულზე მოქმედი ძალა. მასის ერთეულია კილოგრამი (კგ), ძალის – ნიუტონი (ნ). აჩქარების (5) გამოსახულებით შეცვლისას ვიღებთ ნიუტონის მეორე კანონის ახალ ფორმულას:

$$\vec{F} = m \frac{d \vec{v}}{dt}, \quad \vec{F} dt = m d \vec{v} = d \left( m \vec{v} \right) = d \vec{p},$$

$\vec{p} = m \vec{v}$  სხეულის იმპულსია, მასის ნამრავლი სიჩქარეზე (კგმ/წმ).

მოყვანილია ნიუტონის მეორე კანონის სხვა განმარტებაც:

- ✓ სხეულზე მოქმედი ძალა სხეულის იმპულსის დროის წარმოებულია

$$\vec{F} = \frac{d \vec{p}}{dt} . \quad (15)$$

ნიუტონის მესამე კანონი აღწერს სხეულთა შორის ურთიერთქმედებას:

3. სხეულები ურთიერთქმედებს სიდიდით ტოლი და მიმართულებით საწინააღმდეგო ძალებით ანუ ყოველი ქმედება იწვევს უკუქმედებას:

$$\vec{F}_{ik} = -\vec{F}_{ki} . \quad (16)$$

- ✓ ქმედებისა და უკუქმედების ძალები ყოველთვის წყვილ-წყვილად ჩნდება, მოდებულია სხვადასხვა სხეულებზე და ამიტომ ერთმანეთს არ აკომპენსირებს.

#### 4. დრეკადობის ძალა. ჰუკის კანონი

- ✓ გარე ზემოქმედების შედეგად სხეულის ზომისა და ფორმის შეცვლას დეფორმაცია ეწოდება.

ცნობილია ორი სახის დეფორმაცია – დრეკადი, როდესაც სხეული აღიდგენს პირვანდელ ზომებს და ფორმას გარე ზემოქმედების შეწყვეტისას და პლასტიკური (აღილი აქვს ნარჩენ დეფორმაციას – ზომისა და ფორმის აღდგენა არ ხდება).

დეფორმირებულ სხეულში ჩნდება დრეკადობის ძალა, რომელიც განისაზღვრება ჰუკის კანონით (მცირე წირით დეფორმაცია-

ზე ( $x \ll l$ ):  $\vec{F} = -k \vec{x}$ ,  
(17)

$x$  სხეულის აბსოლუტური წაგრძელებაა, საწყის და საბოლოო სიგრძეებს შორის სხვაობა (გაჭიმვა-შეკუმშვის დეფორმაციისას),  $k$  – დრეკადობის კოეფიციენტი (სიხისტე). მინუსი დრეკადობის ძალისა და წაგრძელების უკუმიმართულებაზე მიუთითებს (სურათი 5). ჰუკის კანონი სხვა სიდიდეებითც გამოისახება:

$$\sigma = E \varepsilon, \tag{18}$$

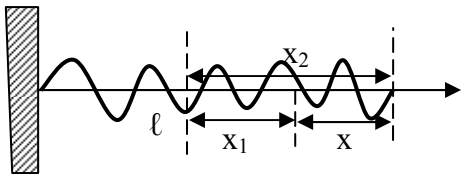
სადაც  $\sigma = F/S$  მექანიკური ძაბვაა, დრეკადობის ძალის ფარდობა

დეფორმირებული სხეულის განივკვეთის ფართობთან,  $\varepsilon = x/l$  – ფარდობითი წაგრძელება, აბსოლუტური წაგრძელების ფარდობა სხეულის საწყის სიგრძესთან,  $E$  – იუნგის მოდული, დეფორმირებული სხეულის ნივთიერების დრეკადი თვისებების მახასიათებელი. “სუფთა ექსპერიმენტის” პრინციპის თანახმად, დავამტკიცოთ (17) და (18) იდენტურობა: (18)-ში ჩავსვათ  $\sigma$  და  $\varepsilon$  მნიშვნელობები:

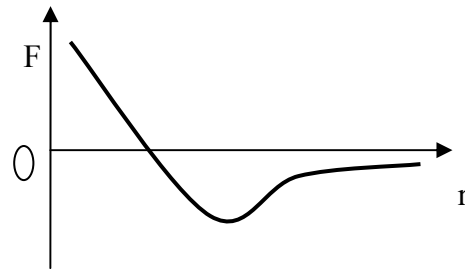
$$\frac{F}{S} = E \frac{x}{l}, \quad F = \frac{ES}{l} x, \quad \frac{ES}{l} = k,$$

რადგან  $E, S, l = const$ , მაშასადამე,  $F = kx$ ,

რისი დამტკიცებაც გვინდოდა.



სურ. 5



სურ. 6

დრეკადობის ძალა დეფორმირებულ სხეულში ატომთა შორის ურთიერთქმედების ძალთა ტოლქმედია. ეს ძალები ყოველთვის წარმოიქმნება ატომთა შორის მანძილის შეცვლისას, რაც გარე ზემოქმედებითაა გამოწვეული და ეწინააღმდეგება მას.

მე-6 სურათზე ნაჩვენებია დრეკადობის ძალის დამოკიდებულება ატომთა შორის მანძილზე.

## 5. მსოფლიო მიზიდულობის კანონი

- ✓ სხეულები ურთიერთმიზიდება ძალით, რომელიც მათი მასების ნამრავლის პირდაპირპროპორციულია და მათ შორის მანძილის კვადრატის უკუპროპორციული

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (19)$$

$G = 6,67 \cdot 10^{-11}$  გრავიტაციული მუდმივაა. ეს კანონი 1667 წელს აღმოაჩინა ისააკ ნიუტონმა. ცხადია, რომ სხეულთა შორის არსებული გრავიტაციული ძალები განეკუთნება *ქმედება-უკუქმედების* ძალთა სახეობას. გრავიტაციული მუდმივას სიმცირის გამო დედამიწაზე მყოფ სხეულთა შორის ეს ძალა არ შეიმჩნევა. სამაგიეროდ მკაფიოდ ჩანს დედამიწის მიერ სხეულთა მიზიდვისას:

$$F = G \frac{mM}{R^2}. \quad (20)$$

$M \approx 6 \cdot 10^{24}$  კგ დედამიწის მასაა,  $R \approx 6370$  კმ – დედამიწის რადიუსი.

რადგან ყველა ძალა ნიუტონის მეორე კანონს ემორჩილება (აღიწერება) ( $F = ma$ ), მსოფლიო მიზიდულობის ძალა (გრავიტაციული ძალა) გამოითვლება ფორმულით  $F = mg$  (ასეთი სახით მას სიმძიმის ძალას უწოდებენ და ის ყოველთვის ვერტიკალურად ქვემოთაა მიმართული),  $g \approx 9,8$  მ/წმ<sup>2</sup> – სიმძიმის ძალის აჩქარება, ის პრაქტიკულად მუდმივი სიდიდეა – იცვლება  $9,78 \div 9,83$  საზღვრებში, რადგან მუდმივ სიდიდეებს შეიცავს:  $mg = G \frac{mM}{R^2}$ ,

$$g = G \frac{M}{R^2}. \quad (21)$$

თუ სხეული იმყოფება დედამიწის ზედაპირიდან  $h$  სიმაღლეზე, რომელიც დედამიწის რადიუსის თანაზომიერია ( $h < R$ ), (20)

მიიღებს სახეს:  $F = G \frac{mM}{(R+h)^2}$ ,

შესაბამისად, იცვლება (21)-იც,  $g = G \frac{M}{(R+h)^2}$  ანუ სხეულზე მოქ-

მედი დედამიწის მიზიდულობის ძალა, როგორც სიმძიმის ძალის აჩქარება მცირდება სხეულის დედამიწიდან დაშორებისას.

## 6. სხეულის წონა. უწონობა

- ✓ სხეულის წონა ის ძალაა, რომლითაც მოქმედებს საყრდენზე ან საკიდელზე.

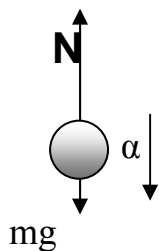
სხეულის წონა გამოწვეულია დედამიწის გრავიტაციული მიზიდულობით. თუ სხეული დედამიწის მიმართ უძრავია, მისი წონა რიცხობრივად სიმძიმის ძალის ტოლია და **სტატიკური** ან **ჭეშმარიტი წონა** ეწოდება,  $P = mg$ . თუ სხეული მოძრაობს ვერტიკალურ სიბრტყეში ზემოთ ან ქვემოთ  $a$  აჩქარებით, მისი წონა განსხვავდება ჭეშმარიტისგან და **ხილვადი წონა** ეწოდება ( $P^*$ ). სხეულის მოძრაობა წარმოებს  $mg$  სიმძიმის და  $N$  საყრდენის ან საკიდლის რეაქციის ძალების ერთობლივი მოქმედებით ანუ მათი ტოლქმედი (სხეულისთვის აჩქარების მიმნიჭებელი) ტოლია:

$\rightarrow \quad \rightarrow \quad \rightarrow$   
 $ma = m g + N$ , ქვემოთ მიმართული აჩქარების შემთხვევაში ვერტიკალურ ღერძზე გადაზომილ მდგენელებზე გადასვლით მივიღებთ:  
 $ma = mg - N$ ,  $N = mg - ma$ .

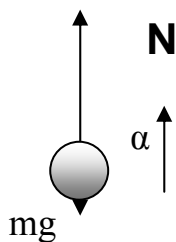
რეაქციის ძალა რიცხობრივად სხეულის ხილვადი წონის ტოლია ( $N = P^*$ ) ანუ  $P^* = m(g - a)$ . მაშასადამე, თუ სხეულის აჩქარება მიმართულია ქვემოთ, სხეულის წონა **კლებულობს** და ის **მჩატდება**. სავარაუდოდ, თუ სხეულის აჩქარება მიმართულია ზემოთ, მოძრაობის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება (მდგენელებით):  
 $-ma = mg - N$ ,  $N = mg + ma$ ,

მისი ხილვადი წონა  $P^* = m(g + a)$  ანუ სხეულის წონა **იზრდება**, სხეული **მძიმდება** და **გადატვირთვას** განიცდის.

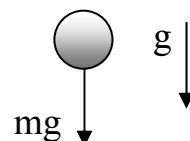
თავისუფალი ვარდნისას კი ( $g$  აჩქარებით ვაკუუმში ან ჰაერში მცირე სიმაღლიდან) უწონადი ხდება  $P^* = m(g - g) = 0$ .



$$P^* < P$$



$$P^* > P$$



$$P^* = 0$$

## 7. ხახუნის ძალა

ხახუნის ძალა ორ და მეტ სხეულთა ერთმანეთთან (მშრალი ხახუნი) ან გარემოსთან (სველი ხახუნი ანუ სიბლანტე) ურთიერთქმედებისას აღიძვრება. სხეულის მოძრაობისას მასზე მოქმედი სრიალის ხახუნის ძალა მოძრაობას ანიჭებს საპირისპირო აჩქარებას, რომელიც ამცირებს მოძრაობის სიჩქარეს. უძრაობის ხახუნის ძალა ართულებს სხეულების ადგილიდან დაძვრას.

- ✓ უძრაობის ხახუნის ძალა აღიძვრება ურთიერთუძრავი სხეულების შეხების ზედაპირებს შორის.
- ✓ სრიალის ხახუნის ძალა აღიძვრება ურთიერთმოძრავი სხეულების შეხების ზედაპირებს შორის.

ორ მშრალ, მყარ სხეულთა ზედაპირებს შორის არსებული მაქსიმალური უძრაობის ხახუნის ძალა ემორჩილება შემდეგ ემპირიულ კანონებს:

- ✓ უძრაობის ხახუნის ძალა და შემხები ზედაპირების ფართობი ერთმანეთისგან (პრაქტიკულად) დამოუკიდებელია.
- ✓ უძრაობის ხახუნის ძალა ვერტიკალურად ზემოთ მიმართული რეაქციის ძალის პროპორციულია

$$F_{\text{უძრ}} \leq \mu_{\text{უძრ}} N,$$

სადაც  $F_{\text{უძრ}}$  უძრაობის ხახუნის ძალაა,  $N$  – საყრდენის რეაქციის ძალა,  $\mu_{\text{უძრ}}$  – უძრაობის ხახუნის კოეფიციენტი.

$$\text{სრიალის ხახუნისას } F_{\text{სრ}} \leq \mu_{\text{სრ}} N,$$

სადაც  $F_{\text{სრ}}$  სრიალის ხახუნის ძალაა,  $\mu_{\text{სრ}}$  – სრიალის ხახუნის კოეფიციენტი. როგორც წესი,  $\mu_{\text{უძრ}} > \mu_{\text{სრ}}$ .

როდესაც ერთი სხეული მიგორავს მეორის მიმართ აღიძვრება გორვის ხახუნის ძალა  $F_{\text{გორ}} \leq \mu_{\text{გორ}} N$ , ამასთან, გორვის ხახუნის კოეფიციენტი  $\mu_{\text{გორ}} \ll \mu_{\text{უძრ}}, \mu_{\text{სრ}}$ .

სველი ხახუნის ძალა (სიბლანტე) აღიძვრება მყარ სხეულსა და სითხეს ან აირს შორის, რომელშიც ის მოძრაობს ან ერთმანეთის მიმართ მოძრავ სითხისა ან აირის ფენებს შორის. მშრალი ხახუნისგან განსხვავებით, სიბლანტე დამოკიდებულია სიჩქარეზე:

- ✓ დაბალ სიჩქარეებზე სველი ხახუნის ძალა (სიბლანტე) სიჩქარის პროპორციულია  $F_{\text{ბლ}} \sim v$ ,
- ✓ მაღალ სიჩქარეებზე – სიჩქარის კვადრატის პროპორციული  $F_{\text{ბლ}} \sim v^2$ .

## 8. იმპულსი. იმპულსის შენახვის კანონი

ნიუტონის მეორე კანონის ფორმულაში აჩქარების გამოსახულების შეცვლით მისივე გამოსახულებით (5)-დან მივიღებთ ნიუტონის მეორე კანონის სხვა ფორმულას:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad \vec{F} dt = m d\vec{v} = d\left(m\vec{v}\right) = d\vec{p},$$

$\vec{p} = m\vec{v}$  სხეულის იმპულსია, მისი მასის ნამრავლი სიჩქარეზე (კგმ/წმ), ხოლო  $\vec{F} dt$  – ძალის იმპულსი, ძალის ნამრავლი მოქმედების დროზე.

✓ სხეულის იმპულსის ცვლილება ძალის იმპულსის ტოლია:

$$d\vec{p} = \vec{F} dt.$$

გადავწეროთ ეს გამოსახულება  $N$  სხეულთა სისტემისთვის, ამასთან ეს სხეულები ურთიერთქმედებს შიგა ძალებით, გარე მოქმედებები კი მათზე – ე.წ. გარე ძალებით. მაშასადამე, სისტემის სრული იმპულსის ცვლილება შიგა და გარე ძალებითაა გამოწვეული იმპულსის ტოლია:

$$\sum_k d\vec{p}_k = \sum_k \left( \vec{F}_{k, \text{გარე}} + \vec{F}_{k, \text{შიგა}} \right) dt,$$

$$\frac{d\left(\sum_k \vec{p}_k\right)}{dt} = \sum_k \vec{F}_{k, \text{გარე}} + \sum_k \vec{F}_{k, \text{შიგა}}.$$

ახლა წარმოვიდგინოთ, რომ სისტემის სრული მასა არ იცვლება  $\left(\sum_k m_k = \text{const}\right)$  და სისტემაზე გარე ძალები არ მოქმედებს

$\left(\sum_k \vec{F}_{k, \text{გარე}} = 0\right)$ . ასეთი სხეულთა სისტემა ჩაკეტილი სისტემის

სახელწოდებითაა ცნობილი. ნიუტონის მესამე კანონის თანახმად,

შიგა ძალების ჯამი ნულის ტოლია  $\left(\sum_k \vec{F}_{k, \text{შიგა}} = 0\right)$  (სისტემის

შიგნით ეს ძალები ერთმანეთს აკომპენსირებს) და გამოდის, რომ

$$\frac{d\left(\sum_k \vec{p}_k\right)}{dt} = 0$$

$$\sum_k \vec{p}_k = \text{const.} \quad (22)$$

- ✓ სხეულთა ჩაკეტილი სისტემის სრული იმპულსი მუდმივი რჩება სხეულთა ნებისმიერი ურთიერთქმედებისას. ეს არის იმპულსის შენახვის კანონია მექანიკაში.

### რეაქტიული მოძრაობა

განვიხილოთ სხეულთა ისეთი სისტემა, როდესაც მასა ტოვებს სისტემას (სისტემის მასა დროის განმავლობაში მცირდება), მაგალითად, რაკეტის მოძრაობა, რომელიც მოძრაობისას აფრქვევს საწვავის დაწვით გაჩენილ ცხელ აირს. ამით რაკეტის საერთო მასა მცირდება და მისი სიჩქარე მატულობს. თუ დროის რაიმე  $t$  მომენტში რაკეტის მასა არის  $m$ , ხოლო სიჩქარე  $v$ , დროის მცირე  $dt$  შუალედის შემდეგ რაკეტის მასა  $m - dm$ -ის ტოლი გახდება, სიჩქარე კი  $v + dv$ . ამასთან, იმპულსის ცვლილება

$$dp = (m - dm)(v + dv) + (v + dv - u)dm - mv,$$

გამარტივებით მივიღებთ:

$$dp = mdv - udm,$$

სადაც  $u$  რაკეტიდან აირის გამოდინების სიჩქარეა. თუ  $F$  გარე ძალა მოქმედებს სისტემაზე, მაშინ

$$dp = Fdt, \quad Fdt = mdv - udm, \quad m \frac{dv}{dt} = F + u \frac{dm}{dt},$$

სადაც  $u \frac{dm}{dt} = R$  სისტემაში მისი მასის გადინებაზე რეაგირების ძალაა, მაშასადამე

$$ma = F + R.$$

ეს გამოსახულება რეაქტიულ მოძრაობას აღწერს.

## 9. მუშაობა და სიმძლავრე

თუ სხეულზე მოქმედებს მუდმივი ძალა და მისი მოქმედებით სხეული წრფივად მოძრაობს, მაშინ

- ✓ სხეულზე მოქმედი  $F$  ძალისა და ამ ძალის მოქმედებით გამოწვეული სხეულის მიერ გავლილ  $l$  მანძილის ნამრავლი არის ძალის მიერ სხეულის გადაადგილებაზე შესრულებული  $W$  მუშაობა

$$W = F \cdot l. \quad (23)$$

ცხადია, რომ, ზოგადად, სხეულზე მოქმედი ძალა დროის განმავლობაში იცვლება, სხეული კი მეტწილად მრუდწირულად მოძრაობს. ამიტომ უპრიანია სხეულის უსასრულოდ მცირე გადაადგილების ადგება უსასრულოდ მცირე დროის შუალედში, რომელშიც ძალა უბრალოდ ვერ ასწრებს შეცვლას და შესაბამისი მცირე მუშაობა განისაზღვრება ფორმულით:

$$dW = F \cdot dl, \quad (24)$$

ხოლო მთელ გზაზე შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება (24) ინტეგრირებით  $l$  მანძილზე

$$W = \int dW = \int_l F \cdot dl. \quad (25)$$

მუშაობის ერთეულია *ჯოული* (ჯ), ინგლისელი ინჟინრის ჯეიმს ჯოულის საპატივცემულოდ, რომელმაც პირველმა შემოიღო მუშაობის ფიზიკური ცნება.

- ✓ მუშაობის ფარდობას მისი შესრულების დროსთან სიმძლავრე ეწოდება.

საშუალო სიმძლავრე განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$\bar{P} = \frac{W}{t}. \quad (26)$$

მეისი სიმძლავრე კი მუშაობის დროის წარმოებულა:

$$P = \frac{dW}{dt}. \quad (27)$$

სიმძლავრის ერთეულია *ვატი* (ვტ) ინგლისელი ინჟინრის ჯეიმს ვატის საპატივცემულოდ, რომელმაც პირველმა შემოიღო სიმძლავრის ფიზიკური ცნება.

(27)-ში (24)-ის ჩასმით მივიღებთ სიმძლავრის მეორე გამოსახულებას:

$$P = \frac{F \cdot dl}{dt} \Rightarrow \frac{dl}{dt} = v \Rightarrow F \cdot v,$$

ანუ 
$$P = Fv. \quad (28)$$

- ✓ სიმძლავრე გამოისახება სხეულზე მოქმედი ძალისა და მის მიერ შეძენილი სიჩქარის ნამრავლით.

## მუშაობა და ენერგია

მუშაობისა და ენერგიის ცნებები მჭიდროდაა დაკავშირებული ერთმანეთთან:

- ✓ ენერგია არის სხეულის მიერ მუშაობის შესრულების უნარი.
- ✓ მუშაობა სხეულის ენერგიის ცვლილების ტოლია.

ენერგია იზომება იგივე ერთეულით, რაც მუშაობა – *ჯოულით*.

მექანიკაში განასხვავებენ ორი სახის ენერგიას – **კინეტიკურს** და **პოტენციურს**. კინეტიკურ ენერგიას ფლობს მოძრავი სხეული, ხოლო პოტენციური ენერგია – სხეულთა (სიმძიმის ძალის პოტენციური ენერგია) ან სხეულის ცალკეული ნაწილების (ნაწილაკების) (დრეკადობის ძალის პოტენციური ენერგია) ურთიერთქმედების ენერგიაა.

მივიღოთ გამოსახულებები აღნიშნული ენერგიებისთვის და დავამტკიცოთ მეორე მტკიცებულების ჭეშმარიტება.

## 10. კინეტიკური ენერგია

როგორც ცნობილია,  $F$  ძალის ელემენტარული  $dW$  მუშაობა სხეულის ელემენტარულ  $dl$  მანძილზე გადაადგილებისას ტოლია:

$$dW = Fdl \Rightarrow F = \frac{dp}{dt} = m \frac{dv}{dt} \Rightarrow m \frac{dv}{dt} dl = m \frac{dl}{dt} dv \Rightarrow \frac{dl}{dt} = v \Rightarrow m v dv$$

სრული მუშაობა მთელ  $l$  გზაზე  $v_1$ -დან  $v_2$ -მდე სიჩქარის ცვლილებისას განისაზღვრება  $dW$ -ზე აღებული ინტეგრალით, მასის მუდმივობის ( $m = const$ ) გათვალისწინებით:

$$W = \int dW = m \int_{v_1}^{v_2} v dv = m \left( \frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \right) = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} = E_{კ2} - E_{კ1} = \Delta E_{კ}.$$

მაშასადამე, დამტკიცდა, რომ მუშაობა ნამდვილად კინეტიკური ენერგიის ცვლილების ტოლია. კინეტიკური ენერგია გამოისახება ფორმულით:

$$E_{კ} = m v^2 / 2. \quad (29)$$

- ✓ კინეტიკური ენერგია სხეულის მასისა და მისი სიჩქარის კვადრატის ნამრავლის ნახევრის ტოლია.

$$W = \Delta E_{კ} \quad (30)$$

გამოსახულებას კინეტიკური ენერგიის თეორემა ეწოდება.

მუშაობისა და ენერგიის უსასრულოდ მცირე ცვლილებისას (30)-ის ნაცვლად შეგვიძლია გამოისახება გამოიყენება:

$$dW = dE_3. \quad (31)$$

კინეტიკური ენერჯიის ფიზიკური არსი შემდეგია:

- ✓ მოძრავი სხეულის კინეტიკური ენერჯია იმ მუშაობის ტოლია, რომელიც სხეულის უძრავ მდგომარეობაში გადასაყვანად უნდა შესრულდეს.

### კონსერვატიული და არაკონსერვატიული ძალები

განასხვავებენ ორი სახის ძალას: კონსერვატიულსა და არაკონსერვატიულს.

- ✓ ძალა კონსერვატიულია, თუ მის მიერ შეკრულ ტრაექტორიაზე სხეულის გადასაადგილებლად შესრულებული მუშაობა ნულის ტოლია ანუ თუ მუშაობა დამოკიდებულია მხოლოდ სხეულის საწყის და საბოლოო მდებარეობებზე და მოძრაობის ტრაექტორიისაგან დამოუკიდებელია.
- ✓ წინააღმდეგ შემთხვევაში ძალა არაკონსერვატიულია.

გრავიტაციისა და დრეკადობის ძალები კონსერვატიულია, ხახუნის კი – არა. სხეულთა კონსერვატიული ძალებით ურთიერთქმედებისას შემოაქვთ ურთიერთქმედების ენერჯიის– პოტენციური ენერჯიის ცნება.

კონსერვატიული ძალებისთვის დამახასიათებელია სისტემის ენერჯიის შენახვა.

## 11. სხეულის პოტენციური ენერჯია, რომელზეც სიმძიმის ძალა მოქმედებს

სხეულის გარკვეულ სიმაღლეზე აწევისას უნდა შესრულდეს მუშაობა სიმძიმის ძალის დაძლევაზე. ამასთან, თვით სიმძიმის ძალა ასრულებს უარყოფით მუშაობას, რადგან სხეულის მოძრაობის საპირისპიროდაა მიმართული. სხეულის ელემენტარულ  $dh$  სიმაღლეზე ასვლისას შესაბამისი მუშაობა

$$dW = -Fdh = -mgdh. \quad (32)$$

სხეულის ასატანად რაიმე  $h_1$  სიმაღლიდან  $h_2$  სიმაღლემდე შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება ინტეგრალით ელემენტარული  $dW$  მუშაობიდან

$$\begin{aligned} W = \int dW &= -\int_h^h mgdh = -\int_{h_1}^{h_2} mgdh = -mg \int_{h_1}^{h_2} dh = -mg(h_2 - h_1) = \\ &= -(mgh_2 - mgh_1) = -(E_{32} - E_{31}) = -\Delta E_3. \end{aligned}$$

მაშასადამე, მუშაობა ნამდვილად სიმძიმის ძალის პოტენციური ენერჯიის ცვლილების ტოლია. ამასთან, ეს ენერჯია გამოსახება ფორმულით:

$$E_3 = mgh. \quad (33)$$

- ✓ სიმძიმის ძალის პოტენციური ენერჯია ამ ძალის ნულოვანი დონიდან ათვლილ სიმაღლეზე ნამრავლის ტოლია.

$$W = -\Delta E_3. \quad (34)$$

მუშაობისა და პოტენციური ენერჯიის უსასრულოდ მცირე ცვლილებისას (34) გარდაიქმნება შემდეგ გამოსახულებად:

$$dW = -dE_3. \quad (35)$$

## 12. დრეკადად დეფორმირებული სხეულის პოტენციური ენერჯია

დრეკადი სხეულის გაჭიმვისას (შეკუმშვისას) აღძრული დრეკადობის ძალა მუშაობას ასრულებს სხეულის არადეფორმირებულ მდგომარეობაში დასაბრუნებლად. ეს მდგომარეობა დეფორმირებული სხეულის ენერჯიის ნულოვანი დონეა. დრეკადობის ძალის მუშაობა უარყოფითია, რადგან მიმართულია სხეულის ნაწილაკების მოძრაობის საპირისპიროდ. დრეკადობის ძალა ცვალებადი სიდიდეა (წანაცვლების (წაგრძელების) ფუნქციაა). გამოვსახოთ ელემენტარული წანაცვლებისას დრეკადობის ძალის მუშაობა

$$dW = -Fdx = -kxdx, \quad (36)$$

ამასთან, სხეულის გაჭიმვის (შეკუმშვის) მუშაობა  $k = const$  გათვალისწინებით:

$$\begin{aligned} W = \int dW &= - \int_{x_1}^{x_2} kxdx = -k \int_{x_1}^{x_2} xdx = k \left( \frac{x_2^2}{2} - \frac{x_1^2}{2} \right) = \frac{kx_2^2}{2} - \frac{kx_1^2}{2} = \\ &= E_{32} - E_{31} = \Delta E_3. \end{aligned}$$

მაშასადამე, მუშაობა ნამდვილად დრეკადობის ძალის პოტენციური ენერჯიის ცვლილების ტოლია. ეს ენერჯია გამოსახება ფორმულით:

$$E_3 = \frac{kx^2}{2}. \quad (37)$$

- ✓ დრეკადობის ძალის პოტენციური ენერჯია სხეულის სიხისტისა და მისი წაგრძელების კვადრატის ნამრავლის ნახევრის ტოლია

$$W = -\Delta E_3. \quad (38)$$

მუშაობისა და პოტენციური ენერჯიის უსასრულოდ მცირე ცვლილებისას (38) გარდაიქმნება შემდეგ გამოსახულებად:

$$dW = -dE_3. \quad (39)$$

ორივე პოტენციური ენერჯიის ფიზიკური არსი იდენტურია და შემდეგნაირად ფორმულირდება:

- ✓ სხეულის პოტენციური ენერჯია იმ მუშაობის ტოლია, რომელიც სრულდება მის გადასაყვანად ენერჯიის ნულოვან დონეზე.

### 13. ენერჯიის მუდმივობის კანონი

როდესაც სხეულზე კონსერვატიული ძალები მოქმედებს, მისი სრული ენერჯია მუდმივია, თუმცა ადგილი აქვს ენერჯიის ერთი სახეობიდან მეორეში გადასვლას. როგორც ითქვა, კინეტიკური ენერჯიის ცვლილება ამ დროს შესრულებული მუშაობის ტოლია, მაშინ, როდესაც პოტენციურის ცვლილება – მინუს ნიშნით აღებული მუშაობის ტოლია:

$$dW = dE_კ, \quad dW = -dE_3.$$

ამ გამოსახულებების გატოლებით მივიღებთ:

$$dE_კ = -dE_3, \quad dE_კ + dE_3 = 0.$$

$N$  სხეულიდან შედგენილი სისტემისთვის გამოსახულება შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\sum dE_კ + \sum dE_3 = 0.$$

$\sum, d$  ოპერატორების გადანაცვლებით და ფრჩხილებიდან გატანით მივიღებთ:

$$d \sum (E_კ + E_3) = 0 \quad \text{ან} \quad \sum (E_კ + E_3) = const,$$

საბოლოოდ

$$E_{სრული} = const. \quad (40)$$

- ✓ კონსერვატიული ძალებით (გრავიტაციისა და დრეკადობის) ურთიერთქმედ სხეულთა სისტემის სრული მექანიკური ენერჯია მუდმივია – ეს მექანიკური ენერჯიის შენახვის კანონია.

ხახუნის ძალების არსებობის შემთხვევაში შესრულებული მუშაობის შედეგად მექანიკური ენერჯიის ნაწილი სითბურში გადადის  $W_{ხახ} = Q$ . სხვა არაკონსერვატიული ძალების არსებობისას  $W_{არაკონ}$  მუშაობა სხვა სახის ენერჯიებში გადადის. ასე, რომ ზოგად შემთხვევაში:

$$E_{\text{სრული}} + W_{\text{ხახ}} + W_{\text{არაკონ}} = \text{const}$$

ახ

$$E_{\text{სრული}} + Q + W_{\text{არაკონ}} = \text{const}. \quad (41)$$

სხვა სიტყვებით, სისტემის სრული ენერგია – კონსერვატიულ ძალთა სრული ენერგია პლუს სითბო და პლუს სხვა ფორმის ენერგიები – მუდმივი რჩება.

- ✓ ენერგია შეიძლება გარდაიქმნას ერთი სახიდან მეორეში, მაგრამ ის არც არაფრისგან წარმოიქმნება და არც უკვალოდ ქრება; სრული ენერგია მუდმივი რჩება – ეს ენერგიის შენახვისა და გარდაქმნის ზოგადი კანონია.

## 14. მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობა

მყარი სხეულის შემადგენელი ნაწილაკები უძრავია ერთმანეთის მიმართ. განვიხილოთ მყარი სხეულის ბრუნვა უძრავი ღერძის გარშემო, მუდმივი  $\omega$  კუთხური სიჩქარით.  $m$  მასის ნაწილაკი ბრუნვის ღერძიდან  $r$  მანძილზე წირითი სიჩქარით მოძრაობს  $v = \omega r$  და მისი კინეტიკური ენერგია

$$(E_k)_{\text{ნაწილ}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{m\omega^2 r^2}{2} = \frac{mr^2\omega^2}{2}. \quad (42)$$

მყარი სხეულის სრული კინეტიკური ენერგია მისი შემადგენელი ნაწილაკების კინეტიკური ენერგიების ჯამის ტოლია:

$$E_k = \sum_i E_{ki} = \frac{\sum_i m_i r_i^2 \cdot \omega^2}{2}. \quad (43)$$

$I = \sum_i m_i r_i^2$  სიდიდეს მყარი სხეულის ინერციის მომენტი

ეწოდება ნებისმიერი დამაგრებული ღერძის მიმართ (მისი ერთეულია – კგმ<sup>2</sup>). მაშინ მყარი სხეულის კინეტიკური ენერგია

$$E_k = \frac{I\omega^2}{2}. \quad (44)$$

ბრუნვით მოძრაობაში ინერციის მომენტი იგივეა, რაც მასა გადატანითში. ბრუნვისას მყარი სხეული განიცდის მოდებული ძალის მომენტის მოქმედებას

$$M = Fr. \quad (45)$$

სხეულის მცირე  $dl$  რკალზე მობრუნებისას ელემენტარული მუშაობა

$$dW = Fdl,$$

ადრე აღნიშნული იყო, რომ მცირე კუთხით მობრუნებისას  $dl = rd\varphi$ , ე. ი.

$$dW = Frd\varphi = Md\varphi. \quad (46)$$

კინეტიური ენერჯიის თეორემის თანახმად, სხეულზე შესრულებული მუშაობა მისი კინეტიკური ენერჯიის ნამატის ტოლია:

$$dW = dE_k = d\left(\frac{I\omega^2}{2}\right) = I\omega d\omega. \quad (47)$$

(46) და (47)-ის გატოლებით მივიღებთ:  $Md\varphi = I\omega d\omega$ ,

ამ გამოსახულების დროით გაწარმოებისას გვექნება:

$$M \frac{d\varphi}{dt} = I\omega \frac{d\omega}{dt} \Rightarrow \frac{d\varphi}{dt} = \omega, \frac{d\omega}{dt} = \varepsilon,$$

აქ  $\varepsilon$  კუთხური აჩქარებაა. შეკვეცა გვაძლევს

$$M = I \cdot \varepsilon. \quad (48)$$

(48) განტოლებას მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობის ძირითადი განტოლება ეწოდება – ის გადატანითი მოძრაობის ნიუტონის მეორე კანონის ( $F = ma$ ) ანალოგია.

მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობა ხასიათდება იმპულსის მომენტით

$$\vec{L} = \left[ \vec{p} \times \vec{r} \right] = \left[ \sum_i m_i \vec{v} \times \vec{r} \right]. \quad (49)$$

აქ  $\vec{v} = \omega \vec{r}$  ჩასმით მივიღებთ:

$$L = \sum_i m_i \omega_i r_i^2 \Rightarrow \sum_i m_i r_i^2 = I \Rightarrow I\omega.$$

$$L = I\omega, \quad (50)$$

იმპულსის მომენტი ინერციის მომენტისა და კუთხური სიჩქარის ნამრავლის ტოლია. ამ გამოსახულების გაწარმოებით მივიღებთ:

$$\frac{dL}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} = I\varepsilon = M.$$

თუ მყარ სხეულზე გარე ძალები არ მოქმედებს (ჩაკეტილი სისტემა), ამ ძალთა მომენტი ნულის ტოლი იქნება ( $M = 0$ ):

$$\frac{dL}{dt} = 0$$

და მაშასადამე

$$L = const. \quad (51)$$

✓ როდესაც მყარ სხეულზე მოქმედ ძალთა ჯამური მომენტი ნულის ტოლია, მყარი სხეულის სრული იმპულსის მომენტი მუდმივი რჩება – ეს იმპულსის მომენტის შენახვის კანონია.

# მექანიკური რხევები და ტალღები

## 1. თავისუფალი ჰარმონიული რხევები

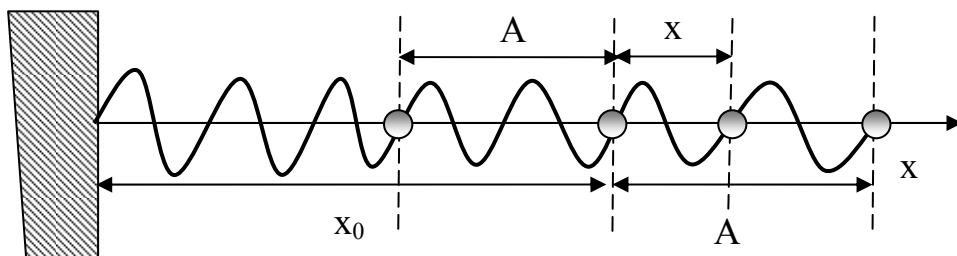
- ✓ პერიოდული ეწოდება მოძრაობას, რომელიც მეორდება თანაბარი დროის შუალედებში. ნაწილაკების წანაცვლებას პერიოდული მოძრაობის დროს სინუსის და კოსინუსის კანონებით აღწერენ. ასეთი სახის პერიოდულ მოძრაობას ჰარმონიულ რხევას უწოდებენ.

ქვემოთ ჩამოთვლილია ჰარმონიული მოძრაობის აღმწერი ძირითადი სიდიდეები:

- ✓ ჰარმონიული რხევის პერიოდი  $T$  – ერთი სრული რხევის დრო (წმ).
- ✓ ჰარმონიული რხევის სიხშირე  $\nu$  – რხევათა რიცხვი დროის ერთეულში (ჰც).
- ✓ წანაცვლება  $x$  – მანძილი წონასწორული მდგომარეობიდან მერხევი სხეულის ადგილმდებარეობამდე დროის მოცემულ მომენტში.
- ✓ უდიდესი წანაცვლების მოდული – ამპლიტუდა  $A$ .
- ✓ რხევას ახასიათებს სიჩქარე და აჩქარება.
- ✓ მექანიკური რხევისას სხეულის ენერგია თანამიმდევრულად გადაიქცევა კინეტიკურიდან პოტენციურში და პირიქით.

განვიხილოთ იდეალიზებული რხევითი სისტემა – *ზამბარანი-ქანქარა*. სისტემის რხევა გამოწვეულია მასზე მოქმედი გარე ძალით, შემდეგ კი დრეკადობის ძალის მოქმედებით გრძელდება. ერთხელ მოდებული ძალის შემთხვევაში რხევა საკმაოდ სწრაფად მიიღევა წინაღობის ძალთა მოქმედების შედეგად. როდესაც გარე მაიძულებელი ძალა პერიოდულად მოდებულია სისტემაზე, ადგილი აქვს *იძულებით* რხევებს. იდეალურ ვითარებაში წინაღობის ძალებს უგულებელყოფენ და რხევები უსასრულოდ დიდხანს მიმდინარეობს. მათ *თავისუფალი რხევები* ეწოდება.

მივიღოთ თავისუფალი ჰარმონიული რხევის განტოლება.



სურ. 1

ზამბარიანი ქანქარა წარმოადგენს  $k$  სიხისტის ზამბარაზე მიმაგრებულ  $m$  მასის სხეულს. გარე ძალის მიერ ზამბარის გაჭიმვის ან შეკუმშვის დროს აღიძვრება დრეკადობის ძალა, რომელიც აბრუნებს ზამბარას არადეფორმირებულ მდგომარეობაში – აღიძვრება რხევა (სურათი 1).

ზამბარიან ქანქარაზე ერთხელ მოდებული გარე ძალის შემთხვევაში, რომელმაც აღძრა რხევა, დრეკადობის ძალა რჩება მერხვე სისტემაში ერთადერთ მოქმედ ძალად. მაშასადამე, სწორედ ის ანიჭებს სისტემას აჩქარებას (ნიუტონის მეორე კანონი) ანუ გვაქვს ერთი და იგივე ძალის ორი გამოსახულება:

$$\vec{F} = -k\vec{x} \quad \text{და} \quad \vec{F} = m\vec{a}.$$

მათი გატოლებით და ყველა წევრის ერთ მხარეს მოთავსებით მივიღებთ:

$$m\vec{a} = -k\vec{x}, \quad m\vec{a} + k\vec{x} = 0,$$

რხევის  $Ox$  ღერძზე დაგვემარებით

$$ma + kx = 0.$$

ტოლობის ყველა წევრის მასაზე გაყოფით და აჩქარების კოორდინატის ( $x$  წანაცვლების) დროის მეორე წარმოებულთ გამოსახვის შედეგად მივიღებთ:

$$a + \frac{k}{m}x = 0 \Rightarrow a = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2 \Rightarrow \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2x = 0.$$

თვალსაჩინოებისთვის ამოვწეროთ ბოლო გამოსახულება ცალკე და მივიღებთ თავისუფალი ჰარმონიული რხევის განტოლებას შემდეგი სახით:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2x = 0, \tag{1}$$

სადაც  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$  რხევის ციკლური სიხშირეა.

განტოლება (1) არის მეორე რიგის ერთგვაროვანი დიფერენციალური განტოლება და მისი ამონახსნია:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \tag{2}$$

$\omega_0 t + \varphi$  რხევის ფაზაა,  $\varphi$  – საწყისი ფაზა. სხვათა შორის, (2)-ში კოსინუსის ნაცვლად შეიძლება გამოვიყენოთ სინუსიც, რადგან ორივე ეს ფუნქცია პერიოდულია და მხოლოდ მათ ძალუძს პერიოდული პროცესის სრულყოფილი აღწერა.

ბრუნვითი მოძრაობიდან ცნობილია, რომ

$$\omega_0 = 2\pi/T$$

და ზამბარიანი ქანქარას სხევის პერიოდის ფორმულაა:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}},$$

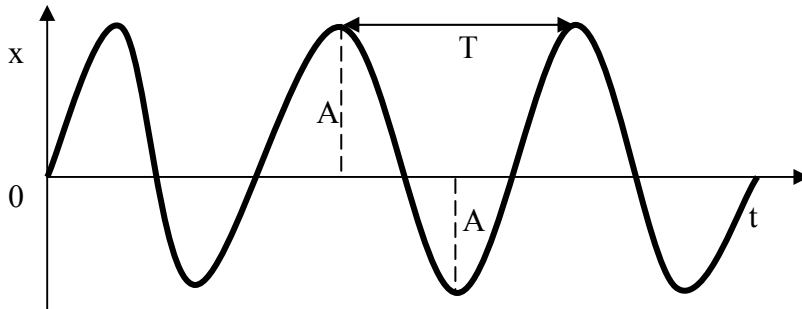
სისწიურის კი 
$$v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}.$$

მეორე ცნობილი რხევითი სისტემის – მათემატიკური ქანქარას პერიოდი და სისწიურე გამოისახება, შესაბამისად, შემდეგი ფორმულებით:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}} \text{ (ჰიუგენსის ფორმულა), } v = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{\ell}}.$$

რხევის განტოლება და მისი ამონახსნი კი, რა თქმა უნდა, ზამბარიანი ქანქარას ანალოგიურია.

გრაფიკულად თავისუფალი ჰარმონიული რხევები აღიწერება *სინუსოიდით* ან *კოსინუსოიდით* (სურათი 2).



სურ. 2

## 2. რხევის სიჩქარე, აჩქარება და ენერგია

სიჩქარე არის წანაცვლების დროის წარმოებული, ე.ი. თავისუფალი ჰარმონიული რხევის სიჩქარე

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt}(A \cos(\omega_0 t + \varphi)) = -\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi) = -v_m \sin(\omega_0 t + \varphi),$$

$v_m = \omega_0 A$  სიჩქარის ამპლიტუდაა.

აჩქარება არის სიჩქარის დროის წარმოებული, ე.ი. თავისუფალი ჰარმონიული რხევის აჩქარება

$$\begin{aligned} a &= \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(-\omega_0 A \sin(\omega_0 t + \varphi)) = -\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi) = \\ &= -a_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \end{aligned}$$

$a_m = \omega_0^2 A$  აჩქარების ამპლიტუდაა.

ზამბარიანი ქანქარას მყისი პოტენციური ენერგიაა

$$E_3 = \frac{kx^2}{2} = \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi).$$

ზამბარიანი ქანქარას მყისი კინეტიკური ენერჯიაა

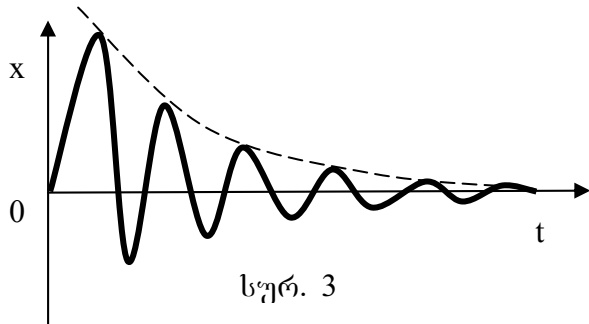
$$E_3 = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow \omega_0^2 = \frac{k}{m}, m = \frac{k}{\omega_0^2} \Rightarrow \frac{k\omega_0^2 A^2}{2\omega_0^2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ = \frac{kA^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi).$$

მაშასადამე, ზამბარიანი ქანქარას სრული ენერჯია

$$E_{\text{სრული}} = E_3 + E_3 = \frac{kA^2}{2} \sin^2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{kA^2}{2} \cos^2(\omega_0 t + \varphi) = \\ = \frac{kA^2}{2} = \text{const.}$$

### 3. მიღვევადი რხევები

აქამდე იგულისხმებოდა, რომ რხევით სისტემაში რხევის შემშლელი წინააღობის ძალები არ მოქმედებს. ამასთან, რეალურ პირობებში რხევები საკმაოდ სწრაფად მიიღვევა (ქრება) სწორედ წინააღობის ძალების მოქმედების გამო – მათ გააქვთ ენერჯია რხევით სისტემიდან.



მიღვევადი რხევის განტოლება ისევ ნიუტონის მეორე კანონიდან  $F = ma$  მივიღოთ, რომელი ძალაც – ჯამურია დრეკადობის  $-kx$  და ხახუნის (სიბლანტის)  $-r\upsilon = -r \frac{dx}{dt}$  ძალებისა, სადაც  $r$  გარემოს სიბლანტის კოეფიციენტი. მაშასადამე,

$$ma = -r\upsilon - kx, \quad ma + r\upsilon + kx = 0, \quad m \frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = 0.$$

ტოლობის წევრების მასაზე გაყოფით და აღნიშვნების შემოტანით:  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ ,  $2\beta = \frac{r}{m}$  ( $\beta$  მიღვევის კოეფიციენტი), მივიღებთ:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (3)$$

ეს არის მიღვევადი რხევის განტოლება, რომლის ამონახსნია:

$$x = Ae^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad \text{ან} \quad x = A^*(t) \cos(\omega t + \varphi). \quad (4)$$

წევრი  $e^{-\beta t}$  მიუთითებს, რომ მიღევა მიმდინარეობს ექსპონენციალური კანონით (ძალიან სწრაფად) (სურათი 3).

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  მიღევადი რხევის ციკლური სიხშირეა ( $\omega < \omega_0$ ).

$A^*(t) = Ae^{-\beta t}$ , შესაბამისად, მიღევადი რხევის ამპლიტუდაა, დროზე დამოკიდებული და ექსპონენციალურად მიღევადი.

ვთქვათ, რაღაც  $\tau$  დროის შემდეგ ამპლიტუდა  $e$ -ჯერ შემცირდა ( $e \approx 2,71$ )<sup>1</sup>, მაშინ ვიღებთ შემდეგ თანაფარდობას:

$$\frac{A^*(t)}{A^*(t+\tau)} = \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+\tau)}} = e \quad \text{ან} \quad \frac{1}{e^{-\beta\tau}} = e \quad \text{ანუ} \quad \beta = \frac{1}{\tau} \quad (\text{წმ}^{-1}).$$

აქედან გამომდინარეობს მიღევის კოეფიციენტის ფიზიკური არსი:

✓ მიღევის კოეფიციენტი არის რხევის ამპლიტუდის  $e$ -ჯერ რადი შემცირების დროის შებრუნებული სიდიდე.

თუ ავიღებთ პერიოდით განსხვავებულ დროის ორ მომენტს, მაშინ შესაბამისი ამპლიტუდების ფარდობა

$$\frac{A^*(t)}{A^*(t+T)} = \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T}, \quad D = \beta T = \ln \frac{A^*(t)}{A^*(t+T)}.$$

ამ სიდიდეს მიღევის ლოგარითმული დეკრემენტი ეწოდება.

✓ მიღევის ლოგარითმული დეკრემენტი რიცხობრივად ერთი პერიოდით განსხვავებულ ორ დროის მომენტში აღებული ამპლიტუდების ფარდობის ნატურალური ლოგარითმის ტოლია.

მიღევადი რხევის პერიოდი  $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$ . ცხადია, რომ

მოცემული სისტემის მიღევადი რხევის პერიოდი თავისუფალი რხევის პერიოდზე მეტია. რაც მეტია გარემოს წინააღმდეგობის გაწევის უნარი, მით მეტად განსხვავდება მიღევადი და თავისუფალი ჰარმონიული რხევის პერიოდები.

✓ თუ  $\beta = 0$  – შეინიშნება თავისუფალი ჰარმონიული რხევა.

✓  $\beta$ -ს ზრდისას, ვიდრე  $\beta < \omega_0$ , მოძრაობა პერიოდულია.

✓ როდესაც  $\beta \rightarrow \omega_0$ ,  $T \rightarrow \infty$ , ხოლო  $\beta \geq \omega_0$ , მოძრაობა აღარ არის პერიოდული, ის აპერიოდული მოძრაობა ხდება.

<sup>1</sup>  $e$  – ნეპერის რიცხვი.

## 4. იძულებითი რხევები

როდესაც რხევის უნარის მქონე სხეული რაიმე გარე ძალის ზემოქმედებას განიცდის, ის რხევას იწყებს. თავიდან სხეული ირხევა საკუთარი სიხშირით, მაგრამ თანდათან რხევის სიხშირე უტოლდება გარე ძალის სიხშირეს, ამასთან, რხევის ამპლიტუდა და ფაზა უცვლელი რჩება. ასეთ რხევებს **იძულებითი ეწოდება**. ნიუტონის მეორე კანონის თანახმად, ჯამური ძალა დრეკადობის, სიბლანტის და სხეულზე მოქმედი გარე ძალების ვექტორული ჯამის ტოლია:

$$ma = -r\nu - kx + F_m \cos \omega t.$$

უკვე ჩვეული მოქმედებების ჩატარების შემდეგ მივიღებთ:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f_m \cos \omega t. \quad (5)$$

სადაც  $f_m = F_m/m$ . (5) არის **იძულებითი რხევების განტოლება**, რომლის ამონახსნი თავისუფალი ჰარმონიული რხევების ამონახსნის ანალოგიურად გამოისახება

$$x = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (6)$$

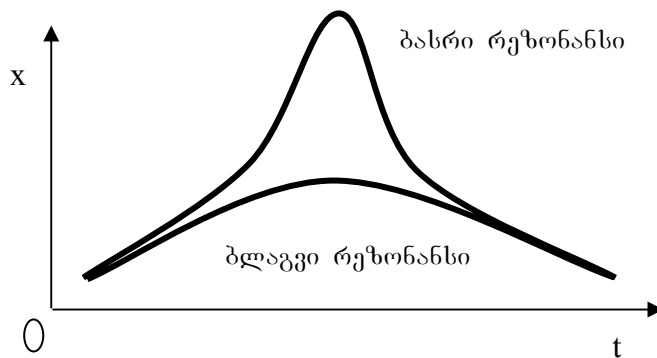
აქ  $A = \frac{f_m}{\beta \sqrt{\beta^2 + 4\omega^2}}$ , ხოლო  $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\omega}{\beta}$ .

იძულებით რხევებს ახასიათებს

✓ **რეზონანსი** – რხევის ამპლიტუდის მკვეთრი ზრდა რხევის საკუთარი სიხშირის გარე სიხშირესთან გატოლებისას.

ამ შემთხვევაში გარედან შემოსული ენერგია პრაქტიკულად სრულად მიეწოდება რხევით სისტემას, ამიტომ იზრდება რხევის ამპლიტუდა. რაც ნაკლებია სისტემაში წინაღობის ძალების მოქმედება (ხახუნი), მით მკვეთრად გამოისატება რეზონანსი.

რხევით სისტემაში არსებული მცირე წინაღობისას რეზონანსს *ბახრი* ეწოდება, დიდი წინაღობისას – *ბლავვი* (სურათი 4).



სურ. 4

## 5. მექანიკური ტალღები

- ✓ რხევის გავრცელებას დრეკად გარემოში მექანიკური ტალღა ეწოდება.

გარემოში ტალღა ნაწილაკიდან ნაწილაკზე გადადის, რომლებიც ირხევა თავისი წონასწორული მდებარეობის სიახლოვეს და მხოლოდ რხევას გადასცემს. მექანიკურ ტალღებს გადააქვს ენერგია ნივთიერების გადატანის გარეშე. ტალღას აქვს *პერიოდი, სიხშირე, ამპლიტუდა, ფაზა, სიხქარე და ტალღის სიგრძე* – მანძილი ერთ ფაზაში მერხვევ ორ მეზობელ წერტილს შორის.

$$v = \lambda / T = \lambda \nu.$$

ტალღის მოძრაობის და გარემოს ნაწილაკების რხევის მიმართულეების მიხედვით განასხვავებენ გრძივ და განივ ტალღებს:

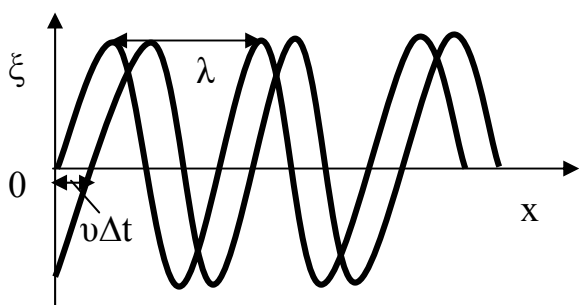
- ✓ განივ ტალღაში მისი მოძრაობის და ნაწილაკების რხევის მიმართულეები ურთიერთმართობულია.
- ✓ განივ ტალღაში მისი მოძრაობის და ნაწილაკების რხევის მიმართულეები თანხვედენილია.
- ✓ ტალღურ ზედაპირს, რომლის ყველა წერტილი ერთ ფაზაში (სინფაზურად) ირხევა, ტალღის ფრონტი ეწოდება.
- ✓ ტალღის ფრონტის მართობულ წირს სხივი ეწოდება.

ტალღის უმარტივესი ფრონტებია: ბრტყელი და სფერული.

- ✓ ბრტყელ ტალღას ბრტყელი ფრონტი აქვს,  $R \rightarrow \infty$ .
- ✓ სფერულ ტალღას ნებისმიერი რადიუსის,  $R < \infty$ , სფერული ფრონტი აქვს.

## 6. ბრტყელი ტალღის განტოლება

ტალღის განტოლება (ტალღური განტოლება) აღწერს იმ გარემოს მერხვევი ნაწილაკის წანაცვლებას წონასწორული მდებარეობიდან, რომელ გარემოშიც ვრცელდება ტალღა. წარმოვიდგინოთ ბრტყელი ტალღის გავრცელება ერთგვაროვან, იზოტროპულ, არამშთანქმელ გარემოში მარცხნიდან მარჯვნივ. 0 წერტილში ნაწილაკი ჰარმონიულ რხევას ასრულებს (იხ. სურათი)



$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (7)$$

რაიმე წერტილში 0-დან მარჯვნივ x მანძილზე რხევის ფაზა საწყისისგან  $\Delta t$ -თი განსხვავდება. ბრტყელი ტალღის განტოლება x-ის გასწვრივ იქნება:

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - \Delta t) + \varphi].$$

მაგრამ  $\Delta t = x/v$ ,  $x$  მანძილია,  $v$  – ტალღის სიჩქარე, მაშინ

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega(t - x/v) + \varphi] = A \cos(\omega t - \omega x/v + \varphi).$$

$k = \omega/v = 2\pi/vT = 2\pi/\lambda$  ე.წ. ტალღური რიცხვია, მისი შემოტანით ტალღური განტოლება შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (8)$$

თუ ტალღა მარჯვნიდან მარცხნივ მოძრაობს, ბრტყელი ტალღის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\xi(x, t) = A \cos(\omega t + kx + \varphi). \quad (9)$$

ტალღის გავრცელებისას შთამნთქმელ გარემოში მისი ენერგია გარდაიქმნება სითბოდ – ტალღა მიიღევა – განტოლებას ემატება მიღევის მამრავლი  $e^{-\gamma x}$

$$\xi(x, t) = A e^{-\gamma x} \cos(\omega t \pm kx + \varphi). \quad (10)$$

## 7. სფერული ტალღის განტოლება

წარმოვიდგინოთ, რომ ტალღის წერტილოვანი წყარო იმყოფება ერთგვაროვან, იზოტროპულ, არაშთამნთქმელ გარემოში და ტალღის გავრცელების სიჩქარე ყველა მიმართულებით ერთნაირია. მაშინ ტალღა იქნება სფერული და მისი განტოლება შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\begin{aligned} \xi(x, t) &= \frac{A}{r} \cos[\omega(t - \Delta t) + \varphi] = \frac{A}{r} \cos[\omega(t - r/v) + \varphi] = \\ &= \frac{A}{r} \cos(\omega t - \omega r/v + \varphi) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi), \end{aligned}$$

$A/r$  სფერული ტალღის ამპლიტუდაა, რომელიც მცირდება წყაროდან მოცილებისას. ამის მიზეზია ტალღური ზრდაპირის ზრდა წყაროდან მანძილის ზრდისას – შედეგად მცირდება ტალღის ზედაპირზე ენერგიის განაწილების სიმკვრივე და, მაშასადამე, ამპლიტუდაც, როგორც ენერგიის ფუნქცია. ზოგადი სახით სფერული ტალღის განტოლება შემდეგნაირია:

$$\xi(x, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi). \quad (11)$$

აქაც ტალღის გავრცელებისას შთამნთქმელ გარემოში

$$\xi(x, t) = \frac{A}{r} e^{-\gamma x} \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (12)$$

# მოლექულური ფიზიკა

## 1. მოლექულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი დებულებები

მოლექულურ-კინეტიკური თეორია (მკთ) ხსნის და აღწერს ნივთიერებების ქცევას მათი მდგომარეობის ცვლილებისას. განსაკუთრებით მოსახერხებელია მსგავსი კვლევების ჩატარება აირებზე, რადგან ისინი ყველაზე მკაფიოდ რეაგირებს გარე პირობების ცვლილებაზე. მოგვყავს მკთ-ის ძირითადი დებულებები:

1. ყველა ნივთიერება შედგება უმცირესი ნაწილაკებისგან – მოლექულებისგან;
2. მოლექულები მუდმივ ქაოსურ მოძრაობაში იმყოფება და ნიუტონის მოძრაობის კანონებს ემორჩილება;
3. მოლექულები ურთიერთქმედებს ე.წ. მოლექულათაშორისი ურთიერთქმედების ძალებით.

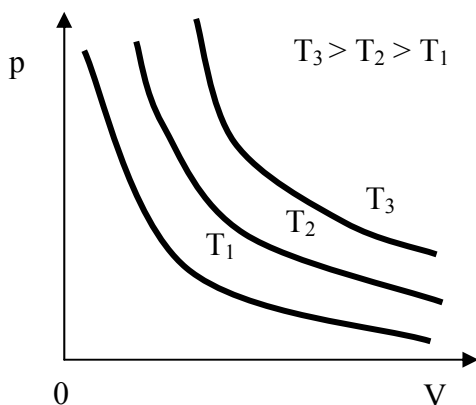
შემოვიღოთ იდეალური აირის ცნება:

- ✓ იდეალური ისეთ აირს ეწოდება, რომლის მოლექულათა ურთიერთქმედება უგულებელყოფილია.

იდეალური აირის მოლექულები უსასრულოდ მცირე ზომისაა. მათ შორის არ მოქმედებს მიზიდვის ძალები. რეალური აირი თვისებებით მით უფრო უახლოვდება იდეალურს, რაც მეტად გაიშვიათებულია ის. იდეალური აირი ხასიათდება სამი თერმოდინამიკური პარამეტრით: წნევა –  $p$ , მოცულობა –  $V$ , ტემპერატურა კელვინის ( $TK$ ) და ცელსიუსის ( $t^{\circ}C$ ) სკალებით, ამასთან,  $TK = t^{\circ}C + 273$ .

## 2. აირის კანონები (იზოპროცესები)

### ბოილ-მარიოტის კანონი – იზოთერმული პროცესი



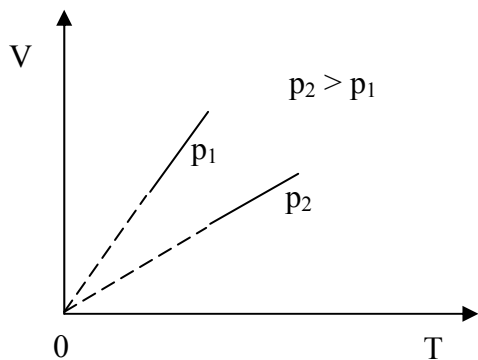
ცდებმა აჩვენა, რომ იდეალური აირის მოცემული მასისთვის მუდმივ ტემპერატურაზე აირის წნევა მისი მოცულობის უკუპროპორციულია ( $T = const$ ),

$$p_1V_1 = p_2V_2 \text{ ანუ } pV = const. \quad (1)$$

ეს კანონი პრაქტიკულად ერთდროულად აღმოაჩინეს ინგლისელმა ბოილმა და ფრანგმა მარიოტმა. პროცესს იზოთერმული დაერქვა.

## გეი-ლუსაკის კანონი – იზობარული პროცესი

იდეალური აირის მოცემული მასისთვის მისი მოცულობა მუდმივ წნევაზე ( $p = const$ ) აბსოლუტური ტემპერატურის პროპორციულია:



$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \text{ ან } \frac{V}{T} = const. \quad (2)$$

ეს კანონი აღმოაჩინა ფრანგმა მეცნიერმა, გრაფმა გეი-ლუსაკმა. პროცესს იზობარული დაერქვა.

ცელსიუსის ტემპერატურით, ამ კანონს შემდეგი სახე ექნება:

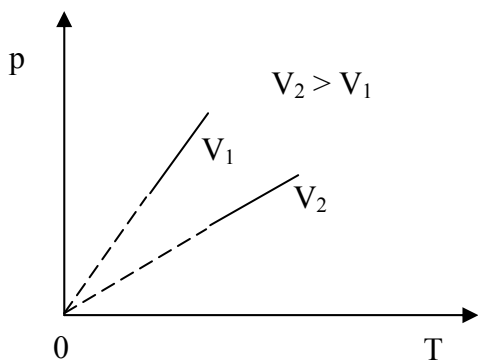
$$V = V_0(1 + \alpha t),$$

$\alpha = 1/273$  აირის მოცულობითი გაფართოების კოეფიციენტი,  $V_0, V$  –

შესაბამისად, აირის საწყისი და საბოლოო მოცულობები,  $t$  – ტემპერატურის ცვლილება.

## შარლის კანონი – იზოქორული პროცესი

იდეალური აირის მოცემული მასისთვის მუდმივ მოცულობაზე ( $V = const$ ) მისი წნევა აბსოლუტური ტემპერატურის პროპორციულია



$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \text{ ან } \frac{p}{T} = const. \quad (3)$$

ეს კანონი აღმოაჩინა ფრანგმა შარლმა. პროცესს იზოქორული დაერქვა.

ცელსიუსის ტემპერატურაზე ეს კანონი შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$p = p_0(1 + \beta t),$$

სადაც  $\beta = 1/273$  წნევის თერმული კოეფიციენტი,  $p_0, p$  – შესაბამისად,

აირის საწყისი და საბოლოო წნევები,  $t$  – ტემპერატურის ცვლილება.

### 3. იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება

იდეალური აირის არსის გასაგებად ერთ-ერთი ყველაზე თვალსაჩინო და სასარგებლო ფორმულაა

$$p = nkT, \quad (4)$$

რომელიც აჩვენებს, რომ წნევა დამოკიდებულია აირის მოლეკულების კონცენტრაციასა და აბსოლუტურ ტემპერატურაზე. ეს ბუნებრივია, რადგან წნევა განისაზღვრება მოლეკულების ჭურჭლის კედლებთან დაჯახებათა რიცხვითა და სიძლიერით – სწორედ ამას აღწერს აღნიშნული პარამეტრები ( $n, T$ ).

თუმცა ამ, თვალსაჩინოების მხრივ იდეალურ, ფორმულას სერიოზული ნაკლი აქვს – ის აბსოლუტურად უსარგებლოა პრაქტიკული თვალსაზრისით, რადგან შეიცავს გაუზომავ სიდიდეს – კონცენტრაციას  $n$  და, მაშასადამე, მისი მეშვეობით ვერაფერს გამოვთვლით. გარდაეჭმნათ ეს ფორმულა. ამისთვის შევცვალოთ კონცენტრაცია სხვა, ადვილად გაზომვადი, სიდიდეებით ((4)-ში  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  – ბოლცმანის მუდმივა).

როგორც ცნობილია, ნებისმიერი ნივთიერების რაოდენობა  $V$  ორი ხერხით მოიძებნება:

$$V = \frac{N}{N_A}, \quad V = \frac{m}{M},$$

$N$  ნივთიერების მოლეკულათა რიცხვია (ჩვენ შემთხვევაში იდეალური აირის),  $N_A = 6,023 \cdot 10^{23}$  – ავოგადროს რიცხვი,  $m, M$  – შესაბამისად, ნივთიერების (აირის) მასა და მოლური მასა. ამ გამოსახულებების გატოლებით, მივიღებთ:

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{M}, \quad N = \frac{m}{M} N_A, \quad n = \frac{N}{V} = \frac{m}{VM} N_A.$$

(4)-ში ჩასმით  $p = \frac{m}{VM} N_A kT,$

აქ  $N_A k = R = 8,31$  აირის უნივერსალური მუდმივაა ანუ

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (5)$$

ეს არის იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება. ის შეიცავს ადვილად გაზომვად სიდიდეებს, მოსახერხებელია პრაქტიკული გამოყენებისთვის და მენდელეევი-კლაპეირონის განტოლება ეწოდება. ის აღწერს აირის მდგომარეობას გარკვეული წნევით, მოცულობით, ტემპერატურითა და მასით. თუ აირის მდგომარეობა

იცვლება ანუ იცვლება მისი თერმოდინამიკური პარამეტრები ( $p, V, T$ ) უცვლელი მასის პირობებში, განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$p_1 V_1 = \frac{m}{M} R T_1, \quad p_2 V_2 = \frac{m}{M} R T_2.$$

ამ განტოლებების ერთმანეთზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\frac{p_1 V_1}{p_2 V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \text{ანუ} \quad \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2},$$

ე.ი.

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (6)$$

ეს არის კლასპეირონის განტოლება, რომელიც იდეალური აირის სამივე ზემოთ მოყვანილ კანონს შეიცავს.

«სუფთა ექსპერიმენტის» პრინციპებიდან გამომდინარე, მიღებული განტოლების სისწორეში საბოლოოდ დასარწმუნებლად, მივიღოთ ის სხვა ხერხითაც, რომელიც თვით კლასპეირონმა გამოიყენა. კლასპეირონის განტოლებაში სამივე თერმოდინამიკური პარამეტრი იცვლება და კლასპეირონი იძულებული გახდა ორსაფეხურიანი ცდა ჩაეტარებინა, აირის შუალედური მდგომარეობის გამოყენებით. აღვწეროთ ცდის სრული პროცესი:

✓ თავიდან კლასპეირონმა *იზობარულად* ( $p = \text{const}$ ) გადაიყვანა აირი *საწყისი* მდგომარეობიდან (პარამეტრებით  $p_1, V_1, T_1$ ) შუალედურში ( $p_1, V', T_2$ ) ანუ აირი აღმოჩნდა  $T_2$  საბოლოო ტემპერატურაზე – რამაც კლასპეირონს საშუალება მისცა იზოთერმული პროცესი გამოეყენებინა და ამით  $V'$  შუალედური მოცულობა დაიკავა. ამის შემდეგ მოხდა აირის იზოთერმული გადაყვანა *საბოლოო* მდგომარეობაში ( $p_2 V_2, T_2$ ) ანუ ცდა ჩატარდა შემდეგი სქემით:

$$p_1, V_1, T_1 \rightarrow p_1, V', T_2 \rightarrow p_2, V_2, T_2.$$

მაშასადამე, ფორმულის გამოყვანისას ვიყენებთ იზობარული და იზოთერმული პროცესების შემდეგ გამოსახულებებს:

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V'}{T_2}, \quad p_1 V' = p_2 V_2.$$

უსარგებლო  $V'$  წევრის ამოგდებით მივიღებთ:

$$V' = \frac{V_1 T_2}{T_1}, \quad V' = \frac{p_2 V_2}{p_1}$$

ანუ

$$\frac{V_1 T_2}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{p_1}, \quad \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2},$$

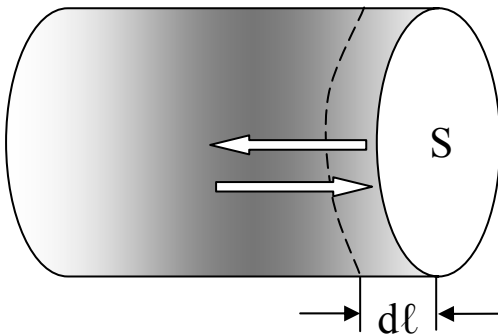
ე.ი.

$$\frac{pV}{T} = \text{const.}$$

მაშასადამე, «სუფთა ექსპერიმენტის» პრინციპი დაცულია – აღარავის ეპარება ეჭვი კლაპეირონის და, ცხადია, მენდელეევი-კლაპეირონის განტოლებების სისწორესა და ჭეშმარიტებაში.

#### 4. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება

გამოვთვალოთ იდეალური აირის წნევა მკოთ-ის თვალსაზრისით.



აირი მოთავსებულია ცილინდრულ ჭურჭელში  $S$  ფუძის ფართობით. ავიღოთ აირის ელემენტარული მოცულობა  $dV = Sdl = Svdt$  გვერდით კედელთან და განვიხილოთ იქ არსებული მოლეკულების მოძრაობა გვერდითი კედლის მიმართ. წარმოვიდგინოთ, რომ  $m_0$  მასის მოლეკულა  $v$  სიჩქარით ეჯახება კედელს აბსოლუტურად დრე-

კადად და ამიტომ მისგან ირეკლება სიჩქარის მოდულის დაუკარგავად. ამასთან, მოლეკულის იმპულსის ცვლილება

$$dk = m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v.$$

მოლეკულათა რიცხვი  $dV$  ელემენტარულ მოცულობაში გამოისახება  $N = ndV = nSvdt$ , სადაც  $n$  მოლეკულების კონცენტრაციაა. მოლეკულები მოძრაობს ნებისმიერ  $X, Y, Z$  კოორდინატთა ღერძის გასწვრივ ორივე მიმართულებით (კედლისკენ და კედლიდან) ე.წ. საშუალო კვადრატული სიჩქარით

$$\bar{v} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \Rightarrow v_x \approx v_y \approx v_z \Rightarrow \sqrt{3v_x^2}.$$

ასე, რომ შესაძლებელია მოლეკულის მოძრაობის ექვსი მიმართულება. ამიტომ კედლისკენ მოძრაობის ალბათობა  $1/6$ -ის ტოლია.

ჭურჭლის კედელთან მოლეკულების შეჯახებათა რიცხვია  $N^* = N/6 = \frac{nS\bar{v}dt}{6}$ , ხოლო კედელზე გადაცემული სრული იმპულსი

– მასთან შეჯახებული ყველა მოლეკულის იმპულსის ცვლილებაა

$$dk^* = 2m_0\bar{v}N^* = 2m_0\bar{v} \cdot \frac{nS\bar{v}dt}{6} = \frac{nm_0S\bar{v}^2 dt}{3},$$

მაშინ კედელზე განვითარებული წნევა

$$p = \frac{F}{S} \Rightarrow F = \frac{dk^*}{dt} \Rightarrow \frac{dk^*}{Sdt} = \frac{nm_0\bar{v}^2}{3}.$$

საბოლოოდ

$$p = \frac{nm_0\bar{v}^2}{3}. \quad (7)$$

იდეალური აირის წნევა საშუალო კინეტიკური ენერჯიითაც

$\bar{E}_3 = \frac{m_0\bar{v}^2}{2}$  შეიძლება გამოისახოს, ე.ი. მისი (7)-ში ჩასმით:

$$p = \frac{2}{3}n\bar{E}_3. \quad (8)$$

მეორე მხრივ, ნივთიერების (აირის) სიმკვრივის გამოყენებით

$$\rho = \frac{m}{V} \Rightarrow m = m_0N = m_0nV \Rightarrow \frac{m_0nV}{V} = m_0n,$$

და მისი (7)-ში ჩასმით იდეალური აირის წნევისთვის კიდევ ერთ ფორმულას მივიღებთ:

$$p = \frac{\rho\bar{v}^2}{3}. \quad (9)$$

ე.ი. იდეალური აირის წნევისთვის გვაქვს ოთხი ფორმულა:

$$p = nkT = \frac{nm_0\bar{v}^2}{3} = \frac{2}{3}n\bar{E}_3 = \frac{\rho\bar{v}^2}{3}.$$

იდეალური აირის წნევის ფორმულების შედარებით, იდეალური აირის მოლეკულის კინეტიკური ენერჯიისთვის, შემდეგ გამოსახულებას მივიღებთ:

$$\bar{E}_3 = \frac{3}{2}kT.$$

აქედან გამომდინარეობს კელვინის ტემპერატურული სკალის აბსოლუტური ნულის ფიზიკური არსი:

✓ აბსოლუტური ნული ის ტემპერატურაა, რომელზეც წყდება მოლეკულათა სითბური მოძრაობა ( $T = 0, \bar{v} = 0$ ).

## 5. რეალური აირები. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება

რეალური აირები კარგად ემორჩილება იდეალური აირის კანონებს დაბალი წნევისა და სიმკვრივის პირობებში (ძლიერ გაიშვიათებულ მდგომარეობაში). თუმცა მათი ქცევა მკვეთრად იცვლება სიმკვრივის ზრდისას – რეალურ პირობებში, მაღალ წნევაზე, აირის მოლეკულების ზომებს უკვე ვეღარ უგულებელვყოფთ, რადან ისინი ბევრია და თვით იკავებს აირის მოცულობის მნიშველოვან ნაწილს. გარდა ამისა, მაღალ წნევაზე მოლეკულები მჭიდროვება და მოლეკულებშორისი ურთიერთქმედების ძალები მკვეთრად გამოიხატება. მაშასადამე, საჭირო ხდება გარკვეული შესწორებების შეტანა იდეალური აირის ცნობილ მდგომარეობის განტოლებაში.

- ✓ **წნევის შესწორება:** რეალური აირის მოცულობაში მყოფი მოლეკულა ყოველი მხრიდან მიიზიდება სხვა მოლეკულებით და მასზე მოქმედი ჯამური ძალა ნულის ტოლი ხდება. კედლის სიახლოვეს მყოფ მოლეკულაზე კი მოქმედი ჯამური ძალა არ კომპენსირდება სხვა ძალებით – პირიქით, ის მათი ტოლქმედია და მიმართულია ჭურჭლის შიგნით (კედლისგან). ამ მიზეზით *არსებული წნევა ჭეშმარიტ წნევაზე ნაკლები* გამოდის. *წნევის შესწორება  $p^*$*  დამოკიდებულია მოლეკულების კედლის ერთეულ ზედაპირთან დროის ერთეულში შეჯახებათა რიცხვსა და მოლეკულათა საერთო რიცხვზე. ორივე აღნიშნული ფაქტორი აირის სიმკვრივეზეა დამოკიდებული. *წნევის შესწორება* განისაზღვრება გამოსახულებით:  $p^* = \frac{a}{V^2}$ ,  $a$  მუდმივაა,  $V$  – აირის მოცულობა, ე.ი. *ჭეშმარიტი (შესწორებული) წნევა*  $p + p^* = p + \frac{a}{V^2}$ , სადაც  $p$  *არსებული წნევაა*.

- ✓ **მოცულობის შესწორება:** ის, რომ მოლეკულებს სასრულო მოცულობა აქვს, მიუთითებს იმაზე, რომ მოლეკულების სამოდრო სივრცე ჭურჭლის მოცულობაზე ნაკლებია. მოლეკულის გარშემო არსებობს ზემოქმედების არე და ამიტომ *მოცულობის შესწორება  $b$*  დაახლოებით ოთხჯერ აღემატება თვით მოლეკულის ჭეშმარიტ მოცულობას. მაშასადამე, რეალური აირის ჭეშმარიტი (შესწორებული) მოცულობა  $V - b$  იქნება.

მაშასადამე, რეალური აირის მდგომარეობის განტოლება – ვან-დერ-ვაალსის განტოლება ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = \frac{m}{M} RT.$$

$\frac{a}{V^2}$  ასევე შიგა წნევას უწოდებენ.

## 6. მოლეკულების განაწილება სიჩქარის მიხედვით (მაქსველის განაწილება). თავისუფალი განარბენის სიგრძე

გამოჩენილმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯეიმს კლერკ მაქსველმა პირველმა გადაწყვიტა სიჩქარეების მიხედვით აირის მოლეკულების ყველაზე ალბათური განაწილების ამოცანა. სიჩქარის მიხედვით მოლეკულების განაწილების მისი კანონი  $N$  მოლეკულის შემცველი აირისთვის ჩაიწერება შემდეგი სახით:

$$N(v) = 4\pi N \left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}. \quad (10)$$

$N(v)dv$  აირის იმ მოლეკულების რიცხვია, რომელთა სიჩქარეები  $v \div v + dv$  ინტერვალში იმყოფება. მოლეკულათა სრული  $N$  რიცხვი შეიძლება ნაპოვნი იყოს ინტეგრირებით  $0$ -დან  $\infty$ -მდე სიჩქარით

$$N = \int_0^{\infty} N(v)dv. \quad (11)$$

მოცემული აირისთვის სიჩქარის მიხედვით განაწილება მხოლოდ ტემპერატურაზეა დამოკიდებული. ქაოსური სითბური მოძრაობისას მოლეკულები დროდადრო ეჯახება ერთმანეთს, ამასთან, ითვლება, რომ შეჯახებებს შორის მოლეკულა წრფივად და თანაბრად მოძრაობს.

✓ მოლეკულის თავისუფალი განარბენის სიგრძე ეწოდება ერთმანეთის მიყოლებით მომხდარ ორ შეჯახებას შორის საშუალო მანძილს.

$t$  დროში მოლეკულა იმყოფება და მოძრაობს  $V = \pi d^2 vt$  ( $d$  – მოლეკულის დიამეტრი) მოცულობის ცილინდრის შიგნით. ცხადია, ეს ცილინდრი  $N = nV = \pi d^2 vtn$  მოლეკულას შეიცავს.

შეჯახებისას მოლეკულების ურთიერთქმედების გამო,  $N$  იქნება მოლეკულის შეჯახებათა რიცხვი  $t$  დროში. მაშასადამე, მოლეკულის  $\ell$  თავისუფალი განარბენის სიგრძე არის ფარდობა მთელი გავლილი მანძილისა შეჯახებათა რიცხვთან:

$$\ell = \frac{vt}{\pi d^2 \nu n} = \frac{1}{\pi d^2 n}. \quad (11)$$

ეს ფორმულა იმ დაშვებას ეფუძნება, რომ მოძრაობისას მოლეკულა უძრავ ნაწილაკებს ეჯახება (ე.ი. სხვა მოლეკულები უძრავია). თავისთავად ცხადია, რომ სინამდვილეში მოლეკულა ეჯახება სხვა მოძრავ მოლეკულებს. ამასთან, შეჯახებათა სიხშირე იზრდება და თავისუფალი განარბენის სიგრძე დაიყვანება გამოსახულებამდე:

$$\ell = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}. \quad (12)$$

## 7. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილება

გავარკვიოთ, როგორაა დამოკიდებული ატმოსფერული წნევა – ჰაერის წნევა ზღვის დონიდან ათვლილ სიმაღლეზე. განვიხილოთ იდეალური შემთხვევა, როდესაც გრავიტაციული ველი (დედამიწის მიზიდულობის ველი) ყველგან ერთნაირია და ჰაერის მოლეკულები ერთნაირი მასისაა.  $h$  სიმაღლეზე ატმოსფერული წნევა იყოს  $p$ , ხოლო ელემენტარული  $dh$  გადაადგილებისას –  $h + dh$  სიმაღლეზე გახდება  $p + dp$ . ამ წნევების სხვაობა იმ წნევის ტოლია, რომელსაც ავითარებს  $dh$  სიმაღლის ჰაერის სვეტი რაიმე  $\rho g dh$  ზედაპირზე

$$p - (p + dp) = \rho g dh,$$

$\rho$  ჰაერის სიმკვრივეა  $h$  სიმაღლის მიდამოებში, ანუ

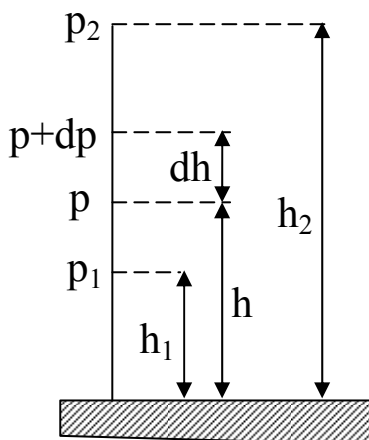
$$dp = -\rho g dh. \quad (13)$$

ვისარგებლოთ აირის მდგომარეობის განტოლებით, გამოვსახოთ სიმკვრივე და ჩავსვათ (13)-ში

$$pV = \frac{m}{M} RT, \quad \rho = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT},$$

$$dp = -\frac{pMg}{RT} dh$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} dh.$$



ან

თუ ზღვის დონიდან სიმაღლე  $h_1$ -დან  $h_2$ -მდე იცვლება, მაშინ წნევა  $p_1$ -დან  $p_2$ -მდე შეიცვლება

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh,$$

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = -\frac{Mg}{RT} (h_2 - h_1)$$

ან

$$p_2 = p_1 \cdot e^{-\frac{Mg}{RT}(h_2 - h_1)} \quad (14)$$

ამ გამოსახულებას **ბარომეტრული ფორმულა** ეწოდება და ის ატმოსფერული წნევის ცვლილებაა სიმაღლესთან მიმართებაში. თუ სიმაღლის ათვლა იწყება ზღვის დონიდან,  $h_1 = 0$  და  $p_1 = p_0$  ნორმალური ატმოსფერული წნევაა, (14) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (15)$$

( $p$  – წნევა  $h$  სიმაღლეზე)

(15)-ში  $p = nkT$  ფორმულის ჩასმით მივიღებთ:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{Mgh}{RT}} \quad (16)$$

აქ  $n, n_0$  მოლეკულების კონცენტრაციებია, შესაბამისად,  $h, h_0 = 0$  სიმაღლეებზე.

რადგან  $M = m_0 N_A$  და  $R = k N_A$ , (16)-ის ნაცვლად მივიღებთ:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{m_0 gh}{kT}},$$

მაგრამ  $m_0 gh = E_3$  ჰაერის მოლეკულის პოტენციური ენერჯიაა  $h$  სიმაღლეზე და

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{E_{\Pi}}{kT}} \quad (17)$$

ამ გამოსახულებას **ბოლცმანის განაწილება** ეწოდება.

# თ ე რ მ ო დ ი ნ ა მ ი კ ა

## 1. თერმოდინამიკის პირველი კანონი. სხეულის შინაგანი ენერჯია

როდესაც ორ სხვადასხვა ტემპერატურაზე მყოფ სისტემას ერთად ათავსებენ, საბოლოო ტემპერატურა სადღაც ამ ტემპერატურებს შორის იქნება. ჩვეულებრივად, ტემპერატურის ცვლილება აღიწერება სითბოს გარკვეული რაოდენობის გადაცემით ერთი სხეულიდან (უფრო მაღალი ტემპერატურიანიდან) სხვაზე (ნაკლები ტემპერატურის მქონეზე). ანუ

- ✓ სითბოს რაოდენობა არის ენერჯია, რომელსაც ერთი სხეული გადასცემს მეორეს მუშაობის შესრულების გარეშე, მათ შორის ტემპერატურის სხვაობის არსებობისას.

სისტემის ერთი წონასწორული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლის თერმოდინამიკურ პროცესს მუშაობა და სითბო ახასიათებს. შემოვიღოთ სხეულის (სხეულთა სისტემის) შინაგანი ენერჯიის ცნება. მკო-ს თანახმად, სხეული შედგება მოლეკულებისგან, რომლებსაც მათი ქაოსური მოძრაობის გამო *კინეტიკური* ენერჯია აქვს, ხოლო ურთიერთქმედების შედეგად – *პოტენციურიც*. სწორედ სხეულის შემადგენელი მოლეკულების ეს ენერჯიები შეადგენს სხეულის (სხეულთა ჯგუფის) შინაგან ენერჯიას.

- ✓ შინაგანი ენერჯია არის სხეულის (სხეულთა ჯგუფის) მოლეკულების კინეტიკური და პოტენციური ენერჯიების ჯამი.
- ✓ სხეულის შინაგანი ენერჯიის ცვლილება სხეულზე გადაცემული სითბოს და მის მიერ შესრულებული მუშაობის სხვაობის ტოლია:

$$\Delta U = Q - W. \quad (1)$$

ეს თერმოდინამიკის პირველი კანონია. თუ სხეულის თერმოდინამიკური მდგომარეობა უმნიშვნელოდ იცვლება, (1) შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$dU = dQ - dW. \quad (2)$$

## 2. მუშაობა თერმოდინამიკაში

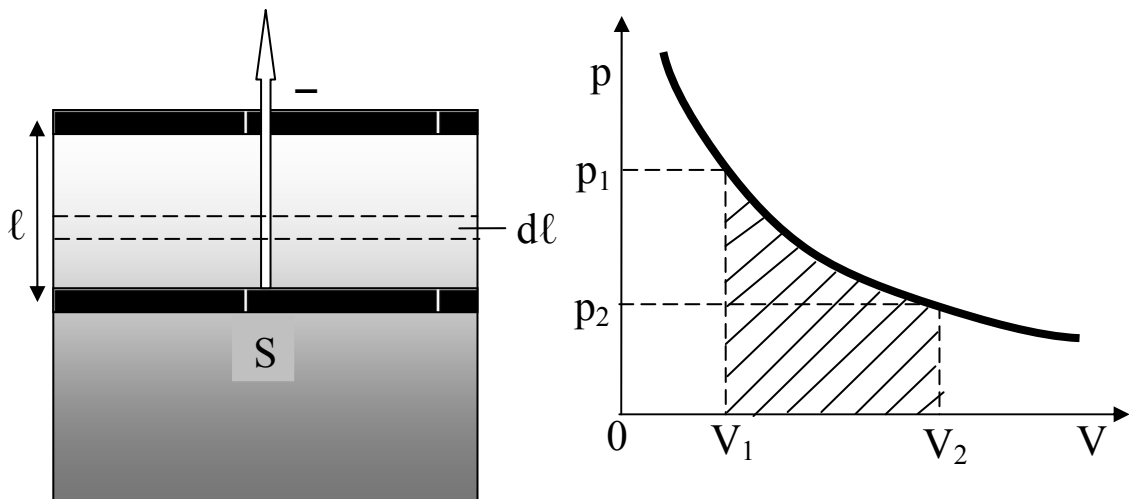
გამოვთვალოთ მუშაობა თერმოდინამიკური პროცესის დროს. განვიხილოთ ცილინდრულ ჭურჭელში უწონადი, ხახუნის გარეშე მოსრიადე დგუშის ქვეშ მოთავსებული აირი. თავიდან აირი წონასწორობაშია გარემოსთან  $p_1$  წნევასა და  $V_1$  მოცულობაზე. თვით აირი გაფართოებისას მუშაობას ასრულებს, ან მისი დგუშით შეკუმშვისას მუშაობა სრულდება. განვიხილოთ პროცესი, რომლის დროსაც გარემოსთან ურთიერთქმედი სისტემა საბოლოო წონასწორულ მდგომარეობას აღწევს  $p_2$  წნევასა და  $V_2$  მოცულობაზე. სურათზე წარმოდგენილია გაფართოებული აირი, რომელიც ასრულებს მუშაობას დგუშის აწევაზე. აირის მიერ დგუშის  $dl$  ელემენტარულ მანძილზე გადაადგილებისთვის შესრულებული  $dW$  ელემენტარული მუშაობა შემდეგი ფორმულით გამოისახება:

$$dW = Fdl \Rightarrow p = \frac{F}{S}, F = pS \Rightarrow dW = pSdl \Rightarrow Sdl = dV \Rightarrow dW = pdV$$

$dV$  აირის მოცულობის შესაბამისი ელემენტარული ცვლილებაა.

დგუშის  $l$  მანძილზე გადაადგილებაზე აირის მიერ შესრულებული სრული მუშაობა გამოითვლება ინტეგრალით:

$$W = \int_{\ell} dW = \int_{V_1}^{V_2} pdV. \quad (3)$$



გრაფიკულად ეს ინტეგრალი (შესრულებული მუშაობა) გამოისახება  $p-V$  დიაგრამის მრუდის ქვემოთ დაშტრიხული არის ფართობით.

### 3. სითბოს რაოდენობა. სითბოტევადობა. კუთრი სითბოტევადობა

სითბოს რაოდენობის განმარტება უკვე ვიცით, თუმცა არსებობს მისი სხვანაირი განმარტებაც:

- ✓ სითბოს რაოდენობა ის ენერჯიაა, რომელსაც ერთი სხეული მეორეს გადასცემს სითბოცვლისას.
- ✓ სხეულზე გადაცემული სითბოს რაოდენობის ფარდობას ტემპერატურის შესაბამის ცვლილებასთან სხეულის სითბოტევადობა ეწოდება

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (4)$$

სითბოტევადობა ნებისმიერ სხეულს ახასიათებს, ხოლო მასალა, რომლისგანაც დამზადებულია სხეული, ნივთიერების ე.წ. კუთრი სითბოტევადობით ხასიათდება

- ✓ კუთრი სითბოტევადობა ეწოდება სხეულის სითბოტევადობის მასასთან ფარდობას ანუ ეს არის სხეულის ერთეული მასის სითბოტევადობა.

$$c = \frac{C}{m} = \frac{dQ}{mdT}. \quad (5)$$

კუთრი სითბოტევადობა ნივთიერების მთავარი სითბური (თერმოდინამიკური) მახასიათებელია.

მაშასადამე, სითბო, რომელიც უნდა გადაეცეს  $m$  მასისა და  $c$  კუთრი სითბოტევადობის სხეულს, რათა ტემპერატურა  $T_1$ -დან  $T_2$ -მდე შეიცვალოს, განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} cmdT.$$

- ✓ ნივთიერების კუთრი სითბოტევადობა სითბოს რაოდენობაა, რომელიც საჭიროა ამ ნივთიერებიდან დამზადებული სხეულის ერთეულოვანი მასის ტემპერატურის ერთეულოვანი შეცვლისთვის.

მასის ერთეულია *მოლი*. შესაბამის სითბოტევადობას მოლური სითბოტევადობა ეწოდება

$$C_M = cM = \frac{dQ}{\nu dT}, \quad (\nu = m/M)$$

$\nu, M$  შესაბამისად, ნივთიერების რაოდენობა (მოლების რიცხვი) და ნივთიერების მოლური მასაა.

აირებში მთავარ როლს ასრულებს ორი მოლური სითბოტევადობა, აღებული მუდმივ მოცულობაზე  $C_V$  და მუდმივ წნევაზე  $C_p$ .

ჩავწეროთ თერმოდინამიკის პირველი კანონი ერთი მოლი ნივთიერებისთვის ( $\nu = 1$ ):

$$dU = dQ - dW \Rightarrow dW = pdV, dQ = C_M dT \Rightarrow dU = C_M dT - pdV.$$

განვიხილოთ მუდმივი მოცულობისას ( $V = const$ ) მიმდინარე პროცესი. მაშინ  $dV = 0$ , ე.ი.  $pdV = 0$ , ასევე  $dU = C_V dT$ , საიდანაც  $C_V$ -თვის მივიღებთ:

$$C_V = \frac{dU}{dT}. \quad (6)$$

ახლა განვიხილოთ მუდმივ წნევაზე მიმდინარე პროცესი ( $p = const$ ). განმარტებიდან

$$C_p = \frac{dQ}{dT}. \quad (7)$$

მაშასადამე, თერმოდინამიკის პირველ კანონში შემავალი წევრები (სითბოტევადობებით) შემდეგნაირად გამოისახება:

$$dQ = C_p dT, \quad dU = C_V dT, \quad dW = pdV.$$

ჩავსვათ თერმოდინამიკის პირველი კანონის გამოსახულებაში

$$dQ = dW + dU, \quad C_p dT = pdV + C_V dT.$$

ერთი მოლისთვის  $pdV = RdT$  იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლების გამოყენებით მდგომარეობის ელემენტარული ცვლილებისას და წნევის მუდმივობის გათვალისწინებით მივიღებთ:  $C_p dT = RdT + C_V dT$ , საიდანაც  $C_p = R + C_V$

ან

$$R = C_p - C_V. \quad (8)$$

ეს მაიერის ფორმულაა. აქედან ჩანს, რომ  $C_p > C_V$ .

ეს შემდეგნაირად აიხსნება:

✓ მუდმივი მოცულობის პირობებში აირზე გადაცემული სითბოს რაოდენობა მხოლოდ აირის შინაგანი ენერჯიის ზრდას ხმარდება მაშინ, როდესაც მუდმივი წნევის პირობებში ის შინაგანი ენერჯიის ზრდასაც ხმარდება და აირის მიერ შესრულებულ მუშაობაზეც იხარჯება.

მაიერის ფორმულიდან გამომდინარეობს  $R$  აირის უნივერსალური მუდმივას ფიზიკური არსიც:

აირის უნივერსალური მუდმივა რიცხობრივად იმ მუშაობის ტოლია, რომელსაც ასრულებს ერთი მოლი აირი მისი ტემპერატურის ერთი გრადუსით გაზრდისას.

## 4. თერმოდინამიკის პირველი კანონის გამოყენება იზოპროცესებში

გავარკვიოთ, რა სახეს მიიღებს  $Q = \Delta U + W$  თერმოდინამიკის პირველი კანონი *იზოთერმული*, *იზობარული* და *იზოქორული* პროცესების დროს. მსჯელობისას ვისარგებლოთ  $W = p\Delta V$  მუშაობის ფორმულით და იმ გარემოებით, რომ შინაგანი ენერგია ტემპერატურის ფუნქციაა  $U = \frac{3}{2}RT$ .

### იზოთერმული პროცესი ( $T = const$ )

თუ ტემპერატურა მუდმივია, შინაგანი ენერგია არ იცვლება, ე.ი.  $\Delta U = 0$  და თერმოდინამიკის პირველი კანონი მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$Q = W.$$

- ✓ იდეალური აირის მიერ შთანთქმული სითბო მთლიანად გარდაისახება მის მიერ შესრულებულ მუშაობაში.

### იზობარული პროცესი ( $p = const$ )

- ✓ იდეალური აირის მიერ შთანთქმული სითბო ნაწილობრივ გარდაიქმნება შესრულებულ მუშაობაში, ნაწილი ხმარდება აირის შინაგანი ენერგიის ზრდას

$$Q = \Delta U + W.$$

### იზოქორული პროცესი ( $V = const$ )

თუ აირის მოცულობა მუდმივია ანუ არ ხდება მოცულობის ცვლილება ( $dV = 0$ ), მუშაობაც არ სრულდება ( $W = 0$ ), ამიტომ თერმოდინამიკის პირველი კანონი მიიღებს სახეს:

$$Q = \Delta U.$$

- ✓ იდეალური აირის მიერ შთანთქმული სითბო სრულად იხარჯება მისი შინაგანი ენერგიის ზრდაზე.

## 5. ადიაბატური პროცესი. პუასონის განტოლება. თბოიზოლირებული სისტემა

$$(Q = 0)$$

თბოიზოლირებულ სისტემებში სითბო არ შემოდის და არც გაედინება მისგან ( $Q = 0$ ), ამ დროს მიმდინარეობს ე.წ. ადიაბატური პროცესი

$$\Delta U = -W.$$

✓ აირის შინაგანი ენერჯიის ცვლილება მის მიერ შესრულებული მუშაობის ტოლია ან მასზე შესრულებულ მუშაობას უტოლდება.

გადავწეროთ ადიაბატური პროცესის განტოლება იდეალური აირის მდგომარეობის ელემენტარული ცვლილებისას

$$dU = -dW \Rightarrow dU = C_V dT, dW = pdV \Rightarrow C_V dT = -pdV \text{ და}$$

$$dT = -\frac{pdV}{C_V}.$$

მეორე მხრივ, იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლებას შემდეგი სახე აქვს:  $pV = RT$  ერთი მოლი ნივთიერებისთვის. ამ დროში მდგომარეობის ცვლილებისას განტოლების გაწარმოებით მივიღებთ

$$d(pV) = RdT, \quad pdV + Vdp = RdT, \quad dT = \frac{pdV + Vdp}{R}.$$

$dT$ -ს ორი გამოსახულების გატოლებით და

$$R = C_p - C_V, \quad \gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

თანაფარდობების გამოყენებით მივიღებთ:

$$-\frac{pdV}{C_V} = \frac{pdV + Vdp}{R}, \quad -\frac{pdV}{C_V} = \frac{pdV + Vdp}{C_p - C_V}, \quad \frac{pdV}{C_V} + \frac{pdV + Vdp}{C_p - C_V} = 0$$

ან

$$C_p pdV + C_V Vdp = 0.$$

განტოლების ყველა წევრის  $pVC_V$ -ზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0.$$

ამ გამოსახულების ინტეგრირებით

$$\gamma \ln V + \ln p = \text{const}$$

ან

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (9)$$

ეს არის ადიაბატური პროცესის პუასონის განტოლება.  $pV = RT$  განტოლებიდან ჯერ  $V$ , შემდეგ  $p$ -ს გამოთვლის და (9)-ში ჩასმით კიდევ ორ გამოსახულებას მივიღებთ პუასონის განტოლებისთვის

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad \text{და} \quad p^{1-\gamma} T^\gamma = \text{const}.$$

## 6 გადატანითი მოვლენები

### ს ი თ ბ ო გ ა დ ა ც ე მ ა

✓ ერთი სხეულიდან მეორეზე ან ერთი და იგივე სხეულის ცალკეულ ნაწილებს შორის ენერჯიის გადატანას (გადაცემას) სითბოგადაცემა ეწოდება.

ცდები აჩვენებს, რომ  $S$  ფართობში გამავალი  $Q$  სითბოს რაოდენობა  $t$  დროის და ტემპერატურის გრადიენტის (ტემპერატურის ცვლილება ერთეულ სიგრძეზე) პროპორციულია

$$Q = -\lambda S t \frac{dT}{dx}, \quad (13)$$

აქ  $\frac{dT}{dx}$  ტემპერატურათა გრადიენტია,  $\lambda$  – თბოგამტარობა.

### დ ი ფ უ ზ ი ა

✓ ორი და მეტი ნივთიერების არევისას კონცენტრაციის გათანაბრების პროცესს, რაც მათი სიმკვრივების განსხვავებასთან არის დაკავშირებული, დიფუზია ეწოდება.

სხვანაირად, ეს არის მასების გაცვლა ნივთიერებებს შორის. დროის ერთეულში ერთეულ ფართობში გამავალი ნივთიერების მასა სიმკვრივის გრადიენტის პროპორციულია

$$m = -D \frac{d\rho}{dx}, \quad (14)$$

სადაც  $D = \frac{\bar{v}l}{3}$  დიფუზიის კოეფიციენტია.

### შ ი ნ ა გ ა ნ ი ხ ა ხ უ ნ ი (სიბლანტე)

შინაგანი ხახუნი ჩნდება სითხის ან აირის ორ ფენას შორის მათი ურთიერთგადაადგილებისას, მეზობელი ფენების განსხვავებული სიჩქარეების მიზეზით. სითხეს ან აირის სხვადასხვა ფენებს შორის ამ დროს გაჩენილი ხახუნის ძალა

$$f = -k \frac{dv}{dx}, \quad (15)$$

$f$  ერთეულ ფართობზე მოქმედი ძალაა,  $dv/dx$  – სიჩქარის გრადიენტი,  $k$  – სიბლანტის კოეფიციენტი.  $S$  ზედაპირზე მოქმედი ძალა განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$F = -kS \frac{dv}{dx}. \quad (16)$$

აღვნიშნოთ, რომ  $\lambda, D, k$  კოეფიციენტები ურთიერთდაკავშირებულია:

$$k = \rho D, \quad \lambda = kC_V.$$

## 7. შექცევადი და შეუქცევი პროცესები. თერმოდინამიკის მეორე კანონი. ენტროპია

თერმოდინამიკის პირველი კანონი არაფერს ამბობს თერმოდინამიკური პროცესის მიმდინარეობის მიმართულებაზე ანუ, ერთად მოთავსებული ცხელი და ცივი სხეულების შემთხვევაში, არ მიეთითება – საით გადაეცემა სითბო – ცხელიდან ცივზე, თუ პირიქით. ამ საკითხს პასუხობს თერმოდინამიკის მეორე კანონი. ჯერ შემოვიღოთ *შექცევადი* და *შეუქცევი* პროცესების ცნება:

- ✓ შექცევადი ისეთი პროცესია, რომელიც უკუმიმართულებით ისე მიმდინარეობს, რომ მდგომარეობის ყველა ცვლილება, რომელიც პირდაპირი მიმართულებით მსვლელობისას ხდებოდა, ზუსტად მეორდება უკუთანამიმდევრობით.
- ✓ თუ ეს არ ხდება, პროცესი შეუქცევი.

ქვემოთ ჩამოთვლილია შექცევადი პროცესის ჩატარების აუცილებელი პირობები:

1. დისიპატიური ძალები<sup>2</sup> (ხახუნი, სიბლანტე, პლასტიკურობა, ელექტრული წინაღობა და სხვა) არ უნდა არსებობდეს;
2. სისტემის წნევა და ტემპერატურა მნიშვნელოვნად არ უნდა განსხვავდებოდეს გარემოს იგივე პარამეტრებისგან პროცესის თითოეულ სტადიაზე;
3. პროცესი ძალიან ნელა უნდა მიდიოდეს. შემოდის კვაზი-სტატიკური პროცესის ცნება, რომელიც საკმარისად ნელა მიმდინარეობს, ამასთან სისტემა თანამიმდევრულად გადის სხვადასხვა წონასწორულ მდგომარეობას. კვაზი-სტატიკური პროცესი შეიძლება შექცევადი იყოს, შეიძლება არა.

<sup>2</sup> ძალები, რომლებთანაც დაკავშირებულია სისტემის ენერგოდანაკარგები ანუ ძალები, რომლებიც სისტემას ენერგიას ართმევს.

## თერმოდინამიკის მეორე კანონი

- ✓ შეუძლებელია ისეთი ციკლური პროცესი, რომლის ერთადერთი შედეგია ის, რომ წყაროდან მიღებული სითბოს რაოდენობა მთლიანად გადაიქცეს მუშაობად – *კელვინ-პლანკის ფორმულირება.*
- ✓ შეუძლებელია ისეთი ციკლური პროცესი, რომლის ერთადერთი შედეგი იქნება სხეულისგან სითბოს მიღება და მისი მთლიანად გადაცემა უფრო ცხელ სხეულზე (მეტი ტემპერატურის მქონე სხეულზე) – *კლაუზიუსის ფორმულირება.*

მაშასადამე, ცივი სხეულის არსებობა აუცილებელია სითბოს მუშაობად თანამიმდევრული გადაქცევისთვის. ამიტომ მიღებულია მარგი ქმედების კოეფიციენტის (მქ კოეფიციენტის)  $\eta$  ცნება – სასარგებლო შესრულებული მუშაობის ფარდობა სითბოს დახარჯულ რაოდენობასთან – მუშაობა ყოველთვის ნაკლებია დახარჯულ სითბოზე, რადგან დახარჯული სითბოს ნაწილი აუცილებლად (პროცესის ციკლურობისთვის) გარემოს (მაცივარს) გადაეცემა.

$$\eta = \frac{W}{Q} = \frac{Q - Q_{\text{მაც}}}{Q}, \quad \eta = \frac{T - T_{\text{მაც}}}{T}.$$

ეს სადი კარნოს ფორმულაა (იდეალურ აირზე მომუშავე იდეალური სითბური ძრავისთვის).

შემოდებულია თერმოდინამიკური ცვლადის –  $S$  ენტროპიის ცნება. ეს სტატისტიკური სიდიდეა, რომელიც ახასიათებს თერმოდინამიკური სისტემის რაიმე მდგომარეობას:

$$dS = \frac{dQ}{T}, \quad \int dS = 0 \quad (\text{ერთეულია} - \text{ჯ/კ})$$

თერმოდინამიკის მეორე კანონი ენტროპიით შემდეგნაირად ფორმულირდება:

- ✓ ბუნებრივი თერმოდინამიკური პროცესი, რომელიც იწყება ერთი წონასწორული მდგომარეობით და სრულდება მეორით მიმდინარეობს იმ მიმართულებით, რომელიც ზრდის სისტემის ენტროპიას.

მოვიყვანოთ ერნსტის თეორემა:  $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0.$

- ✓ აბსოლუტური ტემპერატურის ნულისკენ სწრაფვისას ნებისმიერი სისტემის ენტროპია, მისი მდგომარეობის განურჩევლად, მიისწრაფვის ნულისკენ – *თერმოდინამიკის მესამე კანონი.*

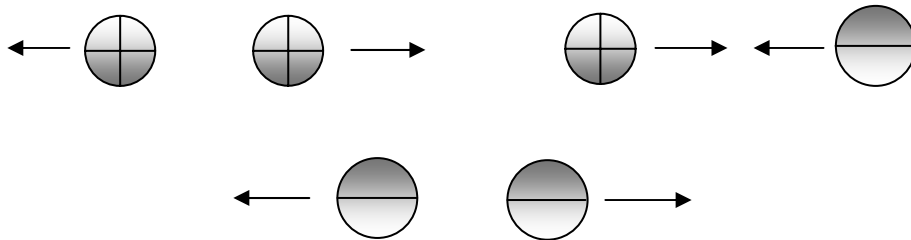
# ელექტროსტატიკა

## 1. ელექტრული მუხტი. კულონის კანონი

თუ სხეულები ურთიერთქმედებს ძალებით, რომლებიც მრავალჯერ აღემატება გრავიტაციულს (მაგრამ დაახლოებით ისევე აღიწერება) დამუხტული სხეულები ეწოდება.

✓ ელექტრული მუხტი განსაზღვრავს სხეულთა ელექტრომაგნიტურ ურთიერთქმედებას.

არსებობს ორი სახის მუხტი – დადებითი და უარყოფითი. ერთნიშნა მუხტები განიზიდება, საპირისპირო – მიიზიდება.



სხეულის მუხტი  $q$  ასოთი აღინიშნება. მისი ერთეულია – კულონი. ნებისმიერი სხეულის მუხტი  $q = N \cdot e$  შედგება გარკვეული რაოდენობის (მთელი რიცხვის) უყოფადი ელემენტარული მუხტისგან ( $e$ ), ეს ელემენტარული მუხტი ელექტრონს გააჩნია, ის ატომის შედგენილობაში შედის

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ კ.}$$

✓ სისტემის საერთო მუხტი სხეულთა ჩაკეტილ სისტემაში ინახება – ეს მუხტის შენახვის კანონია

$$\sum_i q_i = \text{const.}$$

ბუნებაში ზოგი ნივთიერება ელექტრობას ატარებს – გამტარებია, სხვები კი არა – დიელექტრიკები და იზოლატორები. გამტარებში ელექტრული მუხტები თავისუფლად გადაადგილდება გამტარის მოცულობაში, დიელექტრიკებსა და იზოლატორებში ეს არ ხდება. ლითონებში მუხტის გადამტანებია ელექტრონები, რომლებსაც შეუძლია გამტარის მოცულობაში გადაადგილება. თხევად გამტარებში – ელექტროლიტებში მუხტის გადამტანები დადებითი და უარყოფითი იონებია – მოლეკულები, რომელთა ატომებში ელექტრონების ან სიჭარბეა (-), ან დანაკლისი (+). ნახევარგამტარებად ცნობილი ნივთიერებები ( $Si, Ge$ ) იკავებს შუალედურ მდგომარეობას, ელექტრობის გამტარობის თვალსაზრისით, გამტარებსა და იზოლატორებს შორის.

დამუხტულ სხეულებს შორის ურთიერთქმედება შეისწავლა ფრანგმა მეცნიერმა შარლ კულონმა (1736–1806) და ჩამოაყალიბა კანონი:

✓ ორი წერტილოვანი მუხტი<sup>3</sup> ვაკუუმში ურთიერთქმედებს ძალით, რომელიც მათი მუხტების ნამრავლის პროპორციულია, უკუპროპორციულია მათ შორის მანძილის კვადრატის და მუხტების შემაერთებელი წრფის გასწვრივია მიმართული

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1)$$

აქ  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ ნმ}^2/\text{კ}^2$  პროპორციულობის კოეფიციენტია,

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  – ელექტრული მუდმივა.  
მაშასადამე,

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (2)$$

თუ დამუხტული სხეულები რაიმე გარემოშია განლაგებული, კულონის კანონი შემდეგი სახით გადაიწერება:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}, \quad (3)$$

სადაც  $\epsilon = \frac{F_3}{F_2}$  გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობაა, რომელიც აჩვენებს, რამდენჯერ მეტია ორ მუხტს შორის ურთიერთქმედების ძალა ვაკუუმში, ვიდრე მოცემულ გარემოში.

კულონის ძალა ვექტორული სახით შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\text{ვაკუუმში} \quad \vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}. \quad (4)$$

$$\text{გარემოში} \quad \vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^3} \vec{r}. \quad (5)$$

<sup>3</sup> დამუხტული ნივთიერი წერტილი.

## 2. ელექტრული ველი. ელექტრული ველის დაძაბულობა. ელექტრული ველების სუპერპოზიციის პრინციპი

ითვლება, რომ დამუხტული სხეულები ურთიერთქმედებს ერთმანეთთან გარემომცველ სივრცეში აღძრული ელექტრული ველის მეშვეობით და ეს ელექტრული ველი მასში მოთავსებულ დამუხტულ სხეულზე მოქმედებს კულონის ძალით. მუხტიდან მოშორებისას ელექტრული ველი სუსტდება, თუმცა მისი საზღვრები განუსაზღვრელია – პრინციპში, ველი უსაზღვროა, უბრალოდ მისი წარმომქმნელი მუხტისგან მნიშვნელოვანი მოშორებით ველი იმდენად სუსტია, რომ ვერ შეიგრძნება. უძრავი მუხტით შექმნილ ველს ელექტროსტატიკური ველი ეწოდება.

ელექტრული ველის კვლევისთვის გამოიყენება სასინჯი მუხტი  $q_0$ , რომელსაც ათავსებენ იმ ველის სხვადასხვა წერტილში, რომელიც სხვა  $q$  მუხტით არის შექმნილი. დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ სასინჯ მუხტზე ველის რაიმე წერტილში მოქმედი კულონის ძალის ფარდობა ამ სასინჯი მუხტის სიდიდესთან ამ წერტილისთვის მუდმივი სიდიდეა – მას ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობას უწოდებენ მოცემულ წერტილში

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (6)$$

აქ (2)-დან ძალის მნიშვნელობის ჩასმით  $F = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ , ველის დაძაბულობისთვის მივიღებთ სხვა (სკალარულ) გამოსახულებას:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (7)$$

აქედან ჩანს, რომ დაძაბულობა ნამდვილად ელექტრული ველის მახასიათებელია, რადგან შეიცავს მხოლოდ მოცემული ველის მახასიათებელ სიდიდეებს – ველის შემქმნელ  $q$  მუხტს და მისგან მოცემულ წერტილამდე  $r$  მანძილს. დაძაბულობის ერთეულია ნ/კ. ელექტრული სახით შემდეგნაირად გამოისახება:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{r}. \quad (8)$$

თუ სივრცის რაიმე წერტილში განლაგებულია რამდენიმე წერტილოვანი მუხტი, ამ წერტილში შეიმჩნევა მათი ველების ზედ-

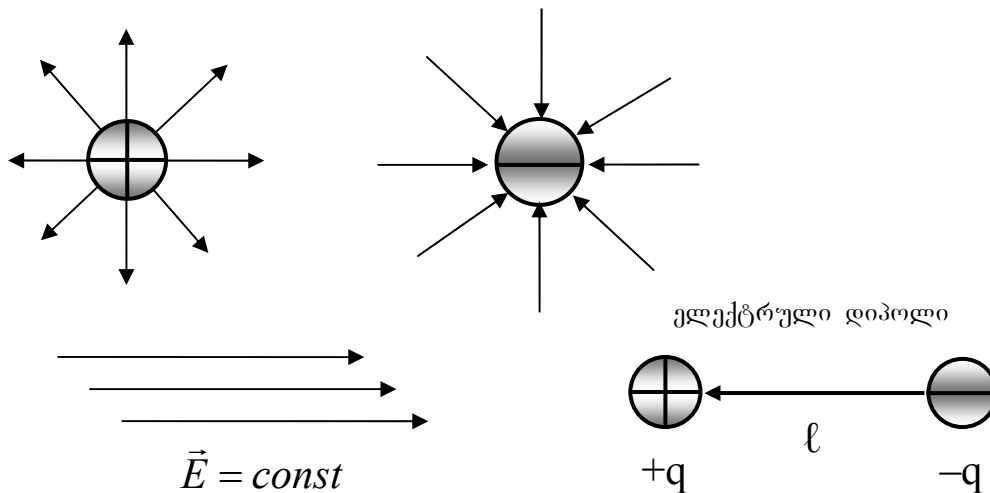
დება (სუპერპოზიცია) და, როგორც შედეგი, ველების დაძაბულობების ურთიერთმიმართულების, ასევე მუხტების ნიშნების გათვალისწინებით, ადგილი აქვს ჯამური ელექტროსტატიკური ველის გაძლიერებას ან შესუსტებას ან სრულად გაქრობას.

## ელექტრული ველების სუპერპოზიციის პრინციპი

- ✓ ველის მოცემულ წერტილში ელექტრული ველის დაძაბულობა ამ წერტილში სხვადასხვა მუხტების მიერ შექმნილი ცალკეული ველების ვექტორული ჯამის ტოლია

$$\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i . \quad (9)$$

ელექტრული ველი გრაფიკულად გამოისახება წარმოსახვითი ძალწირებით ან დაძაბულობის წირებით.



- ✓ ძალწირები ისეა დახაზული, რომ მათ ნებისმიერ წერტილში გავლებული მხები ამ წერტილში ველის დაძაბულობის მიმართულებას ემთხვევა;
- ✓ ერთეულ ზედაპირში გამავალი ძალწირების რიცხვი ველის დაძაბულობის მოდულის პროპორციულია ანუ დაძაბულობის სიდიდე ძალწირების სიხშირით განისაზღვრება;
- ✓ ძალწირები იწყება დადებით მუხტებზე და მთავრდება უარყოფითებზე (ახლომდებარე მუხტების შემთხვევაში);
- ✓ თუ მუხტები განცალკევებულია, ძალწირები, იწყება რა დადებით მუხტზე, მიდის უსასრულობაში და, შესაბამისად, მოდის უსასრულობიდან, უარყოფით მუხტზე;
- ✓ ძალწირები არ იკვეთება<sup>4</sup>;

<sup>4</sup> გადაკვეთის წერტილში დაგროვდებოდა მუხტი, რაც არ შეიძლება და შეუძლებელიც არის.

✓ თუ ველის დაძაბულობა ყველგან მუდმივია  $\left( \vec{E} = const \right)$ ,

მაშინ ველს ერთგვაროვანი ელექტროსტატიკური ველი ეწოდება;

✓ მოდულით ერთნაირი და ნიშნით საპირისპირო, საკმარისად ახლოს განლაგებულ მუხტების ერთობლიობას დიპოლი ეწოდება.

$\vec{p} = |q| \vec{l}$  დიპოლის მომენტი,  $\vec{l}$  – მისი მხარი, რომელიც  $(-)$   $\rightarrow$   $(+)$  მიმართული.

### 3. ელექტრული ველის ნაკადი. გაუსის თეორემა

ელექტრული ველის ნაკადი იზომება მოცემული ზედაპირის გამჭოლი დაძაბულობის წირების რიცხვით. შეკრული ზედაპირისთვის ნაკადი დადებითია, თუ ძალწირები მისგან გამოდის, და უარყოფითია, თუ ისინი ზედაპირის მიერ შემოსაზღვრულ არეში შედის.

განვიხილოთ ელექტრულ ველში მოთავსებული  $S$  ფართობის მქონე შეკრული ზედაპირი. დავყოთ ის ელემენტარულ  $dS$  სიბრტყეებად, რომლებიც საკმაოდ მცირეა, რომ სიბრტყეებად ჩავთვალოთ. ცხადია, რომ ასეთი სიბრტყის გამჭოლი ველი ერთგვაროვანია  $\vec{E}$  დაძაბულობით. ასეთი სიბრტყის გამჭოლი ელემენტარული ნაკადი

$$d\Phi = E dS, \quad (10)$$

ხოლო სრულ  $S$  ზედაპირში გამავალი სრული ნაკადი

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S E dS. \quad (11)$$

### გაუსის თეორემა

გერმანელმა მეცნიერმა კარლ გაუსმა (1777–1855) გამოთვალა ელექტრული ველის ნაკადი, რომელიც გამჭვალავს  $r$  რადიუსის მქონე შეკრულ სფერულ ზედაპირს (გაუსისეულ ზედაპირს) და გარს ერტყმის  $q$  მუხტს

$$\Phi = \int_S E dS = \frac{q 4\pi r^2}{4\pi \epsilon_0 r^2} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (S = 4\pi r^2). \quad (12)$$

მუხტის თანაბარი, უწყვეტი განაწილების შემთხვევაში შეკრული ზედაპირის შიგნით მუხტის მოცულობითი სიმკვრივე

$$\rho_q = \frac{dq}{dV}, \quad dq = \rho_q dV, \quad q = \int dq = \int_V \rho_q dV,$$

გვაქვს

$$\oint_S E dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho_q dV. \quad (13)$$

ელექტრული ველები, გარდა დაძაბულობის ვექტორისა  $\vec{E}$ , აღიწერება ასევე ელექტრული ინდუქციის ვექტორითაც  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$

(ვაკუუმში),  $\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$  (გარემოში). გამოვსახოთ გაუსის თეორემა ამ სიდიდის მეშვეობით

$$\oint_S D dS = \int_V \rho_q dV. \quad (14)$$

გაუსის თეორემა აჩვენებს, რომ ელექტროსტატიკურ ველს აქვს უძრავი წყარო – მუხტი, ველის ძალწირებს – დასაწყისი და ბოლო (ელექტრული დაძაბულობის ნაკადი არ უდრის ნულს).

#### 4. ელექტრული ველის მუშაობა. ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია

განვიხილოთ დადებითი სასინჯი  $q_0$  მუხტის მოძრაობა A წერტილიდან B-ში, AB გზაზე დადებითი  $q$  მუხტის მიერ შექმნილ ელექტრულ ველში. ელექტრული ველის ელემენტარული მუშაობა  $q_0$  მუხტის ელემენტარულ  $dl$  მონაკვეთზე გადაადგილებისას ტოლი იქნება

$$dW = F dl \cos \alpha.$$

მაგრამ  $\cos \alpha = \frac{dr}{dl}$ ,  $dr = dl \cos \alpha$ .

მაშასადამე,

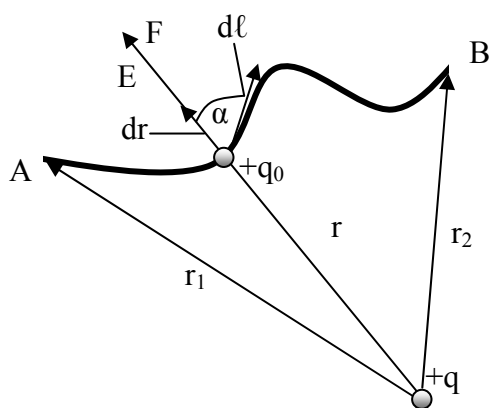
$$dW = F dr = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr.$$

სრული მუშაობა მთელ AB გზაზე

$$W_{AB} = \int dW = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (15)$$

როგორც (15)-დან ჩანს, მუშაობა დამოკიდებულია მხოლოდ მოძრაობის საწყის და ბოლო წერტილების მდებარეობაზე და არ არის დამოკიდებული გავლილ მანძილსა და ტრაექტორიის ფორმაზე. ეს ნიშნავს, რომ აქ კონსერვატიული ძალა მოქმედებს ანუ ელექტროსტატიკური ველი პოტენციურია. გარდა ამისა,  $L$  შეკრულ მონაკვეთზე მუშაობა ნულის ტოლია

$$W_L = \int_L \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (16)$$



ამ ინტეგრალს ელექტროსტატიკური ველის დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ეწოდება.

## 5. ელექტრული პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა (ძაბვა)

პოტენციალი ელექტრული სიდიდეა, რომელიც ორი დამუხტული სხეულის შემაერთებელ გამტარში მუხტის გადაადგილებას განსაზღვრავს. ელექტრულ ველში მოთავსებულ მუხტს ველთან ურთიერთქმედების (ველის შემქმნელ მუხტთან) პოტენციური ენერგია გააჩნია. მაშასადამე,

- ✓ ველის რაიმე წერტილში ელექტრული პოტენციალი განისაზღვრება მუხტის პოტენციური ენერგიის ფარდობით მუხტის სიდიდესთან

$$\varphi = \frac{E_3}{q_0}. \quad (17)$$

როგორც მექანიკიდან არის ცნობილი, სხეულის A წერტილიდან B წერტილში გადაადგილებისას შესრულებული მუშაობა პოტენციური ენერგიის ცვლილების ტოლია მინუს ნიშნით

$$W_{AB} = -\Delta E_3 = -(E_{3A} - E_{3B}) = E_{3B} - E_{3A}.$$

ამ ტოლობის  $q_0$  სასინჯო მუხტის სიდიდეზე გაყოფით მივიღებთ:

$$\frac{W_{AB}}{q_0} = \frac{E_{\text{зB}}}{q_0} - \frac{E_{\text{зA}}}{q_0} = \varphi_B - \varphi_A = \Delta\varphi.$$

✓ ელექტრული ველის ორ წერტილს შორის არსებული პოტენციალთა სხვაობა ამ წერტილებს შორის მუხტის გადაადგილებაზე შესრულებული მუშაობისა და ამ მუხტის სიდიდის ფარდობის ტოლია

$$\Delta\varphi = \frac{W}{q_0}. \quad (18)$$

პოტენციალის ერთეულია ვოლტი.

ველის მუშაობის ორი გამოსახულების შედარებით

$$W_{AB} = E_{\text{зB}} - E_{\text{зA}} \quad \text{და} \quad W_{AB} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

ელექტრულ ველში წერტილოვანი მუხტის პოტენციური ენერჯიისთვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას:  $E_{\text{з}} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0 r}$ , ხოლო იგივე

$$\text{წერტილში პოტენციალისთვის: } \varphi = \frac{E_{\text{з}}}{q_0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

მუხტის ველში ელემენტარული გადაადგილებისას ველის მუშაობას ორგვარად გამოვსახავთ – ველის დაძაბულობით და პოტენციალთა სხვაობით

$$dW = \vec{F} d\vec{l} = q \vec{E} d\vec{l} \quad \text{და} \quad dW = qd\varphi.$$

$$\text{გატოლებით მივიღებთ: } qd\varphi = q \vec{E} d\vec{l},$$

$$\text{მუხტის შეკვეცით კი} \quad d\varphi = \vec{E} d\vec{l} \quad \text{ან} \quad \vec{E} = \frac{d\varphi}{d\vec{l}}. \quad (19)$$

ეს განტოლებები აღწერს კავშირს ელექტრული ველის ორ მთავარ მახასიათებელს შორის – ველის დაძაბულობას და პოტენციალთა სხვაობას შორის, რომელსაც დაბვას უწოდებენ. მათემატიკური ოპერატორი

$$\frac{d}{d\vec{l}} = \text{grad}$$

არის გრადიენტი, რომელიც სკალარულ სიდიდეს ვექტორად აქცევს, ე.ი. (19) შეიძლება გადაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\vec{E} = \text{grad}\varphi. \quad (20)$$

✓ ტოლი პოტენციალის მქონე ზედაპირებს ეკვიპოტენციური ეწოდება.

ელექტრული ველის ძალწირები ამ ზედაპირების მართობულია. მათ გასწვრივ ველი მუშაობას არ ასრულებს ანუ

$$\varphi_A = \varphi_B, \quad \Delta\varphi = 0, \quad W = 0.$$

## 6. ელექტროტევადობა. კონდენსატორი. კონდენსატორის ენერჯია

✓ განცალკევებული გამტარის ელექტროტევადობა განისაზღვრება მისი მუხტის ფარდობით სივრცის ამ წერტილის ელექტრული ველის პოტენციალთან

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (21)$$

ელექტროტევადობა *ფარადებში (ფ)* იზომება.

პრაქტიკული თვალსაზრისით, გაცილებით მნიშვნელოვანია განისაზღვროს ისეთი სისტემის ელექტროტევადობა, რომელიც შედგენილია ორი, ერთმანეთთან ახლოს მდებარე, სიდიდით ერთნაირი და საპირისპირო ნიშნის მუხტებიანი გამტარებით – ეს კონდენსატორია.

✓ კონდენსატორის ელექტროტევადობა განისაზღვრება მისი მუხტის ფარდობით გამტარებს შორის პოტენციალთა სხვაობასთან

$$C = \frac{q}{\varphi' - \varphi''} = \frac{q}{U}. \quad (22)$$

$U = \varphi' - \varphi'' = \Delta\varphi$  – კონდენსატორის პოლუსებზე მოდებული ძაბვა.

ყველაზე გამოსადეგია ბრტყელი კონდენსატორები, რომლებიც შედგენილია ორი, ახლო მდებარე ფირფიტით, დამუხტული მოდულით ერთნაირი და ნიშნით საპირისპირო მუხტებით. ფირფიტებს შორის ხშირად ათავსებენ დიელექტრიკის ფენას. ბრტყელი კონდენსატორის ელექტროტევადობის გამოსათვლელი ფორმულაა:

$C = \frac{q}{U}$ ; ძაბვა კონდენსატორის შიგნით ელექტრული ველის დაძა-

ბულობასთან დაკავშირებულია თანაფარდობით  $U = Ed$ ,  $d$  მანძილია ფირფიტებს შორის; დაძაბულობა განისაზღვრება მუხტის

ზედაპირული სიმკვრივის  $\sigma = \frac{q}{S}$  ( $S$  – კონდენსატორის ფირფიტის

ფართობი) გამოყენებით:  $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S}$ . დაძაბულობის ამ

ფორმულის ძაბვის გამოსახულებაში ჩასმით მივიღებთ:  $U = \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon S}$ .

ძაბვის მნიშვნელობა ჩავსვათ ელექტროტევადობის ფორმულაში, მივიღებთ:  $C = \frac{q \epsilon_0 \epsilon S}{qd}$ ,

$$\text{ან} \quad C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (23)$$

განვსაზღვროთ კონდენსატორის ენერგია, რომელიც დამუხტვისას გროვდება. ნაკლები რიცხვითი მნიშვნელობების მიღების მიზნით საზღვრავენ ერთი გამტარის ენერგიას, რადგან მეორესაც იგივე ექნება. სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, ერთი გამტარის მიერ შექმნილი ველის დაძაბულობა მთლიანი დაძაბულობის ნახევრის ტოლია

$$E' = E'' = E/2.$$

მაშინ კონდენსატორის შიგნით ერთი გამტარის მიერ შექმნილი ველის ენერგიისთვის გვაქვს:

$$W_C = \frac{qEd}{2} = \frac{qU}{2}. \quad (24)$$

$$(22)\text{-დან: } q = CU \text{ და } U = q/C.$$

$$(24)\text{-ში ჩასმით ვიღებთ: } W_C = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (25)$$

ძაბვის დაძაბულობით შეცვლისას ( $E = U/d$ ) და (23)-ის გამოყენებით მივიღებთ ბრტყელი კონდენსატორის ენერგიის გამოსათვლელ ფორმულას

$$W_C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V, \quad (26)$$

$V$  – კონდენსატორის შიგნით დიელექტრიკის მიერ დაკავებული მოცულობაა.

(26)-დან მიიღება ძალიან მნიშვნელოვანი ფორმულა – ენერგიის კონდენსატორის მოცულობაში განაწილების ფორმულა – ენერგიის სიმკვრივე  $w$ :

$$w = \frac{W_C}{V} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}. \quad (27)$$

ცხადია, რომ ენერგიის სიმკვრივე ველის დაძაბულობაზეა დამოკიდებული.

# ელექტროდინამიკა

## 1. მუდმივი ელექტრული დენი

- ✓ ელექტრული დენი დამუხტული ნაწილაკების ან იონების ნაკადს წარმოადგენს.
- ✓ მუდმივი ელექტრული დენი ეწოდება დამუხტული ნაწილაკების მოწესრიგებულ მოძრაობას.

(მოწესრიგებული – ნაწილაკების მოძრაობა ერთი მიმართულებით ერთნაირი სიჩქარით)

დენის მთავარი მახასიათებელია დენის ძალა  $I$ .

- ✓ დენის ძალა არის გამტარის განივკვეთში გამავალი მუხტის

დროის წარმოებული 
$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (1)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში (1)-დან 
$$I = \frac{q}{t}. \quad (2)$$

ლითონის გამტარებში მუხტის გადამტანები ელექტრონებია. ელექტრული დენი წარმოიშობა გამტარის შიგნით ელექტრული ველის არსებობისას ანუ გამტარის ბოლოებზე პოტენციალთა სხვაობის (ძაბვის) მოდებისას. დენის მიმართულება ელექტრონების მოძრაობის მიმართულების საპირისპიროა. SI სისტემაში დენის ძალის ერთეულია ამპერი (ა). გამტარის განაწილება გამტარის განივკვეთში დენის სიმკვრივით  $j$  ხასიათდება

$$j = \frac{dI}{dS}. \quad (3)$$

ამასთან, დენის ძალა

$$I = \int_S j dS. \quad (4)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში (3) და (4) გარდაქმნით

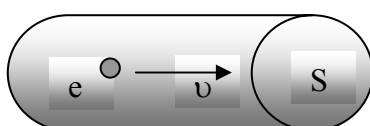
$$j = \frac{I}{S}, I = jS. \quad (5)$$

დენის ძალა ასევე გამოისახება ელექტრონების საშუალო სიჩქარით, რომელსაც  $\bar{v}$  დრეიფის სიჩქარეს უწოდებენ:

$$I = \frac{dq}{dt} \Rightarrow q = eN = enV = enSl \Rightarrow \frac{d(neSl)}{dt} = neS \frac{dl}{dt}, \text{ მაგრამ } \frac{dl}{dt} = \bar{v}$$

და 
$$I = neS\bar{v}, \quad (6)$$

დენის სიმკვრივე კი 
$$j = ne\bar{v}. \quad (7)$$



$e, n, S$  არის ელექტრონის მუხტი, კონცენტრაცია და გამტარის განივკვეთის ფართობი. (6) – უღერადობით “ნესვის ფორმულაა”.

## 2. ელექტრომამოძრავებელი ძალა (ემ ძალა)

წრედში დენის შესანარჩუნებლად საჭიროა შესრულდეს მუშაობა მუხტის გადაადგილებაზე გამტარის გასწვრივ. ელექტრული ველის გარდა, ამ მუშაობას ასრულებს დენის წყარო – ხელსაწყო, რომელიც ნებისმიერი სახის ენერგიას ელექტრულად გარდაქმნის. დენის წყაროებს ახასიათებს ელექტრომამოძრავებელი ძალა (ემ ძალა):

- ✓ ელექტრომამოძრავებელი ძალა წრედში მუხტის გადაადგილებაზე გარე ძალების<sup>5</sup> მიერ შესრულებული მუშაობისა და ამ მუხტის ფარდობის ტოლია

$$\mathcal{E} = \frac{W}{q}. \quad (8)$$

SI სისტემაში ემ ძალა ვოლტებით იზომება.

წრედში მუხტის გადატანაზე შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება გარე და შიგა (კულონის) ძალების ერთობლივი მუშაობების ჯამით:  $W^* = W + W_{\text{კ}}$ . ამ გამოსახულების  $q$  მუხტზე

გაყოფით მივიღებთ: 
$$\frac{W^*}{q} = \frac{W}{q} + \frac{W_{\text{კ}}}{q}.$$

განმარტებით  $\frac{W_{\text{კ}}}{q} = \varphi_1 - \varphi_2$  არის წრედის ორ წერტილს შორის პოტენციალთა სხვაობა,  $\frac{W}{q} = \mathcal{E}$  – ემ ძალა,  $\frac{W^*}{q} = U$  – ძაბვის ვარდნა (ძაბვა) წრედის მოცემულ უბანზე.

მაშასადამე, წრედის მოცემულ უბანზე.

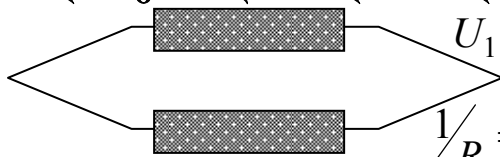
$$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}. \quad (9)$$

## 3. გამტართა შეერთება

- ✓ მიმდევრობითი შეერთება – ერთი გამტარის ბოლო მეორის სათავეს უერთდება 

$$I_1 = I_2 = \dots = I_N, \quad R_1 + R_2 + \dots + R_N = \sum_i R_i, \quad U_1 + U_2 + \dots + U_N = \sum_i U_i.$$

- ✓ პარალელური შეერთება – გამტარების სათავეები შეერთებულია ერთად, ხოლო ბოლოები ასევე ერთად



$$U_1 = U_2 = \dots = U_N, \quad I_1 + I_2 + \dots + I_N = \sum_i I_i,$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_N} = \sum_i \frac{1}{R_i}.$$

<sup>5</sup> გარე ძალა – წრედში მუხტის გადამტანი არაელექტრული წარმომავლობის ძალა.

4. ომის კანონი წრედის უბნისთვის და მისი დიფერენციალური სახე

წრედის ერთგვაროვანი უბნისთვის, რომელიც არ შეიცავს ემ ძალას, დენსა და ძაბვას შორის თანაფარდობა დაადგინა გერმანელმა ფიზიკოსმა გეორგ ოჰმმა და ეს კანონი მის სახელს ატარებს

$$I = \frac{U}{R}. \quad (10)$$

✓ გამტარში გამავალი დენის ძალა გამტარის ბოლოებზე არსებული ძაბვის პირდაპირპროპორციულია და გამტარის წინააღმდეგობის უკუპროპორციული.

$R = \rho \frac{l}{S}$  გამტარის წინააღმდეგობაა – მთავარი ელექტრული მახასიათებელი, იზომება ომებში ( $\Omega$ ).  $l$  – გამტარის სიგრძე,  $S$  – განივი კვეთის ფართობი,  $\rho$  – გამტარის მასალის კუთრი წინააღმდეგობა. ლითონის გამტარის კუთრი წინააღმდეგობა იზრდება ტემპერატურის ზრდისას

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (11)$$

$\rho_0$  გამტარის კუთრი წინააღმდეგობაა  $0^\circ\text{C}$ ,  $\rho$  –  $t^\circ\text{C}$ -ზე,  $\alpha$  – წინააღმდეგობის ტემპერატურული კოეფიციენტი, რიცხობრივად გამტარის კუთრი წინააღმდეგობის ფარდობითი ცვლილების ტოლი მისი ტემპერატურის  $1^\circ\text{C}$ -ით ცვლილებისას (სუფთა ლითონებისთვის  $\alpha = \frac{1}{273}$ )

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0 t}. \quad (12)$$

წარმოვადგინოთ ომის კანონი დიფერენციალური სახით, ამისთვის წინააღმდეგობა და ძაბვა შევცვალოთ

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad U = El,$$

$E$  გამტარის შიგნით არსებული ელექტრული ველის დაძაბულობაა

$$I = \frac{E l S}{\rho l}, \quad \frac{I}{S} = \frac{E}{\rho} \Rightarrow \frac{I}{S} = j, \quad \frac{1}{\rho} = \sigma \Rightarrow j = \sigma E, \quad \sigma - \text{გამტარობა.}$$

$$j = \sigma E. \quad (13)$$

(13) ომის კანონის დიფერენციალური სახეა, სადაც გამტარობა ახასიათებს გამტარის მასალის დენგამტარობის უნარს, კუთრი წინააღმდეგობა კი – დენის გავლისადმი გამტარის მასალის წინააღმდეგობის გაწვევის უნარს.

## 5. დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე

წარმოვიდგინოთ ერთგვაროვან გამტარში გამავალი  $I$  დენი. დროის ელემენტარულ  $dt$  შუალედში გამტარში გადატანილი მუხტის სიდიდე

$$dq = Idt. \quad (14)$$

ამასთან, ამ მუხტის გადატანაზე ველის და, მაშასადამე, დენის მიერ შესრულებული მუშაობა

$$dW = Udq = UI dt. \quad (15)$$

წრედის უბნისთვის ომის კანონის გამოყენებით დენის მუშაობის კიდევ ორი ფორმულა მიიღება:

$$I = \frac{U}{R}, \quad dW = U \frac{U}{R} dt = \frac{U^2}{R} dt, \quad U = IR, \quad dW = IRR dt = I^2 R dt. \quad (16)$$

დენის მიერ მთელ გამტარში  $t$  დროში შესრულებული სრული მუშაობა განისაზღვრება ელემენტარულ მუშაობაზე აღებული ინტეგრალით

$$W = \int dW = \int UI dt = UIt = \frac{U^2}{R} t = I^2 R t. \quad (17)$$

დენის სიმძლავრე განისაზღვრება მუშაობის შესრულების სიჩქარით ანუ მუშაობის დროის წარმოებულთ

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{UI dt}{dt} = UI = \frac{U^2}{R} = I^2 R. \quad (18)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში მოცემული წინააღობისთვის სიმძლავრე მუდმივი სიდიდეა. (18) ჭეშმარიტია მაშინ, თუ ელექტრული ენერჯია გამტარში სრულად გადაიქცევა სითბოდ. ასეთ გამტარებს პასიურ რეზისტორებს უწოდებენ. რუსმა მეცნიერმა ლენცმა და ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯოულმა აღმოაჩინეს კანონი, რომელსაც მათი სახელები დაერქვა:

✓ პასიურ რეზისტორში ელექტროენერჯია სრულად გარდაიქმნება სითბოდ

$$dQ = I^2 R dt. \quad (19)$$

მუდმივი დენის შემთხვევაში

$$Q = I^2 R t. \quad (20)$$

ელექტროენერჯიის სითბოდ გადაქცევა შემდეგნაირად აიხსნება: გამტარში მოძრაობისას ელექტრონები ეჯახება გამტარის კრისტალური მესრის კვანძებში განლაგებულ იონებს და გადას-

ცემს მათ თავის კინეტიკურ ენერჯიას. შედეგად იზრდება იონების რხევის ენერჯია და გამტარის შინაგანი ენერჯიაც, რომლის ცვლილება, თერმოდინამიკის პირველი კანონის თანახმად, სითბოდ გამოიყოფა – გამტარი თბება.

წარმოვადგინოთ ჯოულ-ლენცის კანონი დიფერენციალური სახით: გამოვყოთ გამტარის ელემენტარული მოცულობა  $dV = Sdl$ . მისი წინაღობა  $R = \rho \frac{dl}{S}$ , მასში გამავალი დენის ძალა –  $I = jS$ . მოცემულ  $dV$  მოცულობაში  $dt$  დროში გამოყოფილი სითბო

$$dQ = I^2 R dt = j^2 S^2 \rho \frac{dl}{S} dt = \rho j^2 S dl dt = \rho j^2 dV dt.$$

პრაქტიკულად მნიშვნელოვანია ე.წ. ენერჯიის სიმკვრივე დროის ერთეულში – გამტარის მოცულობაში სითბოს გადანაწილების სიჩქარე

$$w = \frac{dQ}{dV dt} = \rho j^2.$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma}, j = \sigma E \text{ ხანაცვლებებით მივიღებთ: } w = \frac{\sigma^2 E^2}{\sigma},$$

$$w = \sigma E^2. \quad (21)$$

ეს ჯოულ-ლენცის კანონის დიფერენციალური სახეა.

## 6. ომის კანონი სრული (ჩაკეტილი) წრედისთვის და არაერთგვაროვანი უბნისთვის (განზოგადებული სახე)

სრული ელექტრული წრედი არის დენის წყაროსთან მიერთებული ერთი ან მეტი გამტარი. წრედში გამავალ დენის ძალას, გამტარის ბოლოებზე არსებულ ძაბვას და წრედში ჩართულ ემ ძალებს შორის თანაფარდობას განსაზღვრავს ომის კანონი სრული წრედისთვის (ემ ძალის შემცველი წრედი). გამოვიყვანოთ ეს თანაფარდობა ენერჯიის შენახვის კანონის გამოყენებით – წრედში გარე ძალების მიერ მუხტის გადატანაზე შესრულებული ელემენტარული მუშაობა გარე ( $R$ ) და შიგა ( $r$ ) (თვით დენის წყაროს) წინაღობებზე გამოყოფილი სითბოს ელემენტარული რაოდენობების ჯამის ტოლია

$$dW^* = dQ_R + dQ_r.$$

ამ გამოსახულებას მივუსადაგოთ ჯოულ-ლენცის და ემ ძალის გამოსახულებები:  $\mathcal{E} I dt = I^2 R dt + I^2 r dt$ .

$I dt$ -ზე შეკვეცით, მივიღებთ:

$$\mathcal{E} = IR + Ir \Rightarrow I(R + r) \text{ და}$$

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}.$$

ეს არის ომის კანონის გამოსახულება სრული (ჩაკეტილი) წრედისთვის. თუ წრედი არაერთგვაროვან უბანს შეიცავს, ხდება ძაბვის ვარდნა ამ უბანზე

$$I = \frac{\mathcal{E} + U}{R^*}.$$

აქ  $R^*$  წრედის სრული წინაღობაა.

7. კირხჰოფის წესები

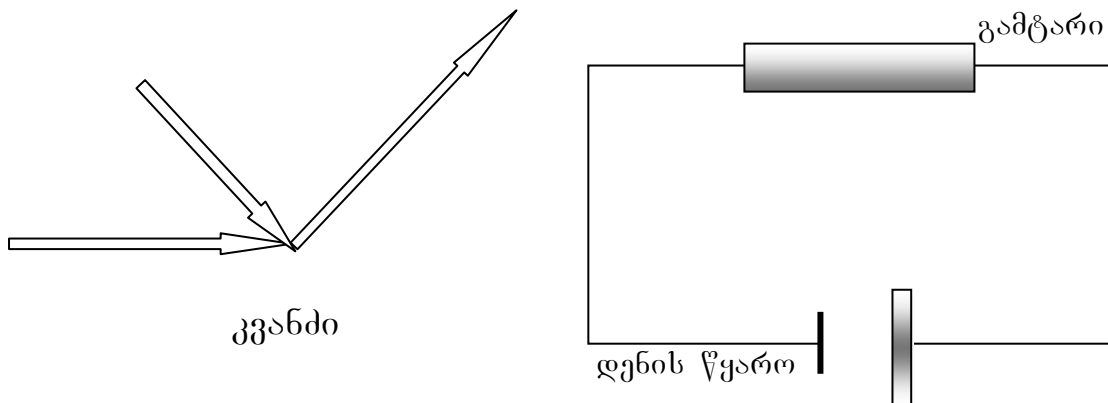
✓ კვანძი ეწოდება წრედის წერტილს, სადაც არანაკლებ სამი გამტარი გროვდება.

✓ კირხჰოფის პირველი წესი – კვანძში გამავალი დენების ალგებრული ჯამი ნულის ტოლია:

$$\sum_k I_k = 0. \quad (22)$$

✓ კირხჰოფის მეორე წესი – წრედის ჩაკეტილ უბანში გამტარების ბოლოებზე არსებული ძაბვების (დენის ძალის და წინაღობის ნამრავლების) ალგებრული ჯამი ამავე უბანში მოქმედი ელექტრომომძრავებელი ძალების ალგებრული ჯამის ტოლია:

$$\sum_k I_k R_k = \sum_k U_k = \sum_i \mathcal{E}_i. \quad (23)$$



ემ ძალის შემცველი წრედის ჩაკეტილი უბანი

8. ელექტრული დენი სითხეებში. ელექტროლიზის ფარადეის კანონები

სუფთა სითხეები, ვერცხლისწყლის გარდა, ჩვეულებრივ ტემპერატურაზე, როგორც წესი, ელექტრობის ცუდი გამტარია. თუმცა მათი გამტარობა მკვეთრად იზრდება, თუ ნარევი შეიცავს მარილს ან მჟავას. ასეთ სითხეებს თხევად გამტარებს ან **ელექტროლიტებს** უწოდებენ (მეორე გვარის გამტარებს, ლითონები კი პირველი გვარის გამტარებია). ელექტროლიტის ნეიტრალური მოლეკულების შეჯახებისას ისინი იშლება, ერთი ან მეტი ელექტრონის დაკარგვით, ან შექენით. შედეგად მიიღება ორივე (დადებითი და უარყოფითი) ნიშნის იონები.

- ✓ ნეიტრალური მოლეკულების იონებად დაშლას დისოციაცია ეწოდება.
- ✓ შებრუნებულ პროცესს – იონებიდან ნეიტრალური მოლეკულის აღდგენას – რეკომბინაცია (ასოციაცია) ეწოდება.

ელექტროლიტში (+) ანოდის A და (-) კათოდის K ელექტროდების ჩასმისას და მათი დენის წყაროსთან მიერთებისას აღძრული ელექტრული ველის მოქმედებით უარყოფითი იონები (ანიონები) ანოდისკენ მოძრაობს, დადებითი იონები (კატიონები) კი – კათოდისკენ. ელექტროლიტში წარმოიქმნება დენი, კათოდზე გამოიყოფა ელექტროლიტში გაჟღენთილი ნივთიერება (მაგალითად, სპილენძი შაბიამნის ხსნარში  $CuSO_4$ )

- ✓ ჟანგვა-აღდგენის რეაქციებთან დაკავშირებულ ელექტროდზე ნივთიერების გამოყოფის პროცესს ელექტროლიზი ეწოდება.

გათბობისას ელექტროლიტების გამტარობა მატულობს (წინაღობა მცირდება), რადგან გადაცემული სითბო ზრდის მოლეკულების ენერგიას, შედეგად, მათი შეჯახების ძალა და სისწირე მატულობს, იზრდება იონების რიცხვი, იზრდება დენიც ელექტროლიტში და, ომის კანონის თანახმად, წინაღობა მცირდება.

დიდმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა მაიკლ ფარადეიმ ელექტროლიზის კანონები ჩამოაყალიბა:

- ✓ ფარადეის პირველი კანონი – ელექტროლიზის დროს ელექტროდზე გამოყოფილი ნივთიერების მასა ელექტროლიტში გასული მუხტის პროპორციულია

$$dm = kdq \Rightarrow I = \frac{dq}{dt}, dq = Idt \Rightarrow dm = kIdt. \quad (24)$$

ელექტროდზე  $t$  დროში გამოყოფილი სრული ნივთიერების მასა განისაზღვრება ინტეგრალით:

$$m = \int dm = \int kIdt = kIt, \quad (25)$$

$k$  ნივთიერების ელექტროქიმიური ეკვივალენტი.

- ✓ ფარადეის მეორე კანონი – ელექტროქიმიური ეკვივალენტი მისი ქიმიური ეკვივალენტის პროპორციულია:

$$k \sim x. \quad (26)$$

ქიმიური ეკვივალენტი  $x = M/n$ ,  $M, n$  შესაბამისად, ნივთიერების მოლური მასა და ვალენტობაა:

$$k = \frac{1}{F} x, \quad (27)$$

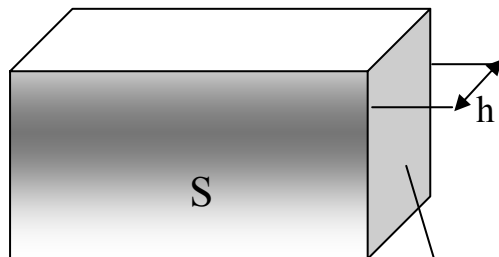
$F = eN_A = 96500$  ფარადეის მუდმივაა,  $N_A$  – ავოგადროს მუდმივა,  $e$  – ელემენტარული მუხტი (ელექტრონის მუხტი).

ორივე კანონის შეერთებით ვღებულობთ ფარადეის გაერთიანებულ კანონს:

$$m = \frac{qx}{F} = \frac{Mq}{nF} = \frac{M}{nF} It. \quad (28)$$

პრაქტიკული თვალსაზრისით, მნიშვნელოვანია განისაზღვროს ელექტროლიზის დროს ელექტროლზე ნივთიერების დაფენის საშუალო სიქარე:

$$dm = kIdt, \quad dm = \rho dV = \rho Sdh, \quad I = jS,$$



$$\rho Sdh = kjSdt, \quad dh/dt = kj/\rho, \quad dh/dt = \bar{v},$$

$$\text{მაშასადამე} \quad \bar{v} = kj/\rho, \quad (29)$$

ელექტროლზე დაფენილი ნივთიერება

$\rho$  ნივთიერების სიმკვრივეა.

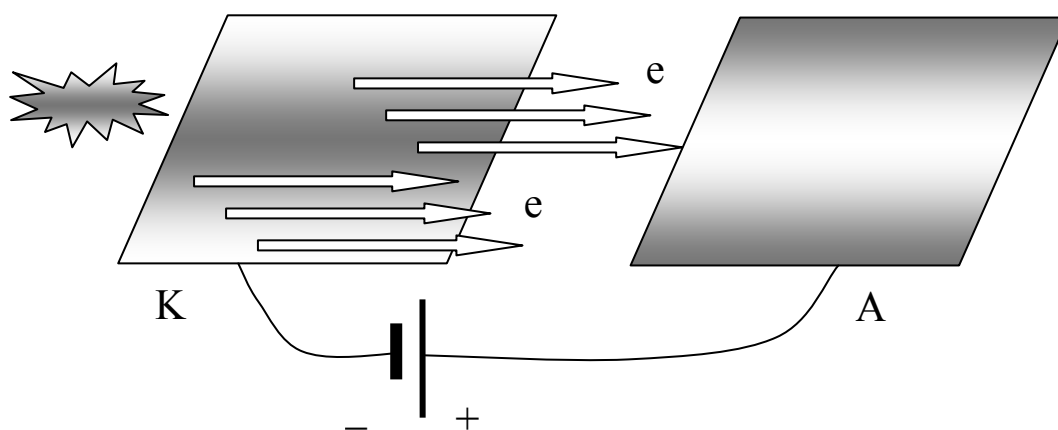
## 9. თერმოელექტრონული ემისია

ჩვეულებრივად, ლითონში თავისუფალ ელექტრონებს, მთელ მოცულობაში თავისუფალი გადაადგილების მიუხედავად, გარეთ გასვლა არ ძალუძს, კრისტალური მესრის კვანძებში განლაგებული დადებითი იონების მიზიდვის გამო. მაგრამ გარედან მიღებული ჭარბი ენერგიის ხარჯზე (მეტწილად, სითბურის ან სხივურის) მიზიდვის ძალები დაძლეული იქნება და იწყება ელექტრონების აორთქლება ლითონის ზედაპირიდან (გარემომცველ სივრცეში გამტარიდან მათი გასვლა). ამ პროცესს თერმოელექტრონული ემისია ეწოდება. თერმოელექტრონული დენი მოცემულია რიჩარდსონის განტოლებით:

$$I = AT^2 e^{-b/T},$$

$A$  მუდმივაა,  $b$  – მუდმივა, რომელსაც მუშა ფუნქციას უწოდებენ.

თერმოელექტრონული ემისია გამოიყენება ტელევიზორებში, კომპიუტერის მონიტორებში: ძლიერად გახურებული ლითონის ზედაპირიდან გამოსული ელექტრონები მიფრინავს მინის ვაკუუმირებულ ბალონში და ბომბავს კინესკოპის ლუმინესცენციურ უკანა მხარეს. ელექტრონული კონები იმართება ელექტრული ან მაგნიტური ველებით ანტენაზე შემოსული სიგნალის გამოყენებით; განათებული და ჩაბნელებული წერტილებისა და უბნების კომბინირება ეკრანზე გამოსახულებას იძლევა.



## 10. ელექტრული დენი აირებში

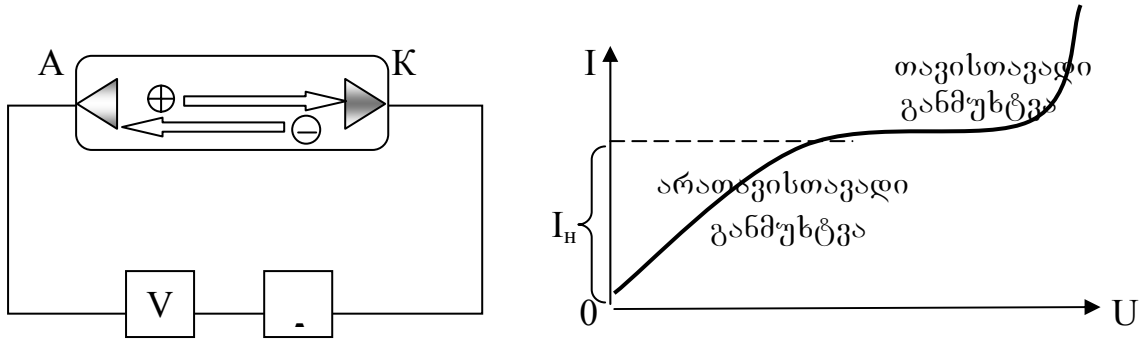
✓ ელექტრული მუხტის აირში გავლას ელექტრული განმუხტვა ეწოდება.

ჩვეულებრივ, აირების უმეტესობა იზოლატორია (არაგამტარი). აირის იონიზება (გამტარად გადაქცევა) უმეტესად გათბობით ან დასხივებით ხდება<sup>6</sup>. დამატებითი ენერჯიის შექმნისას ნეიტრალური მოლეკულები ძლიერ და ხშირად ეჯახება ერთმანეთს, შედეგად, იშლება ელექტრონებად და დადებით იონებად. უნდა აღინიშნოს, რომ შესაძლებელია მცირე რაოდენობის უარყოფითი იონების წარმოქმნაც.

მოვათავსოთ აირი მინის ბალონში შიგ ჩარჩილული ანოდით და კათოდით, რომელიც შეერთებულია დენის წყაროს შესაბამის პოლუსებთან (+), (-). იონიზატორი აირში წარმოქმნის დადებით იონებს და ელექტრონებს, რომლებიც მიემართება შესაბამის პოლუსებთან – აირში წარმოიქმნება ელექტრული დენი. ელექტროდებს შორის ძაბვის გაზრდით იზრდება დენიც, თუმცა გარკვეული მნიშვნელობის მიღწევისას (ნაჯერობის დენი) აღარ იზრდება. მიზეზი ისაა, რომ მოცემულ ძაბვაზე მუხტის ყველა მატარებელი

<sup>6</sup>იონიზატორებად გვევლინება: კოსმოსური სხივები, რენტგენის გამოსხივება, ულტრაიისფერი გამოსხივება, რადიაქტიური გამოსხივება.

აღწევს შესაბამის ელექტროდს და დენს მეტი გაზრდა აღარ შეუძლია (მისი სიდიდე მუხტის მატარებლების რიცხვზეა დამოკიდებული). აირის ასეთ განმუხტვას არათავისთავადი ეწოდება.



თუ ძაბვას ძლიერ გავზრდით, თავისუფალი ელექტრონები უზარმაზარ კინეტიკურ ენერგიას ღებულობს და მოლეკულებთან შეჯახებისას შლის იონებად და ელექტრონებად, რომლებიც მაშინვე უდიდეს ენერგიას ღებულობს და თავად შლის სხვა მოლეკულებს – წარმოიქმნება უზარმაზარი რაოდენობის მუხტის მატარებელი, ამას ემატება დადებითი იონების მიერ კათოდის დაბომბვა და იქიდან ელექტრონების ამოგლეჯა – პროცესი უმართავი ხდება და დენი უდიდეს მნიშვნელობებს აღწევს მოკლე დროში. ამ პროცესს თავისთავადი განმუხტვა ეწოდება.

## 11. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში

ნახევარგამტარები განეკუთნება მყარ სხეულთა კლასს, რომლებიც კუთრი წინააღობით იკავებს ადგილს გამტარებსა და იზოლატორებს შორის. ყველაზე ცნობილი ნახევარგამტარებია გერმანიუმი (Ge) და სილიციუმი (Si). ისინი განლაგებულია მენდელეევის პერიოდული სისტემის მე-4 ჯგუფში – მათ ატომებს ოთხი სავალენტო ელექტრონი აქვს გარე ორბიტაზე და ისინი 4 მეზობელ ატომთან ურთიერთქმედებს ე.წ. კოვალენტური კავშირით.

ტემპერატურის გაზრდისას ეს კავშირები ირღვევა, ელექტრონები თავისუფლდება და იწყებს ქაოსურ მოძრაობას ნახევარგამტარის კრისტალის მთელ მოცულობაში. ადგილს, რომელსაც ადრე ეს ელექტრონი იკავებდა ხვრელი ეწოდება და მას იგივე ელემენტარული მუხტი ექნება, ოღონდ დადებითი და ის ელექტრონის საპირისპიროდ იმოძრაებს. თუ ნახევარგამტარს ძაბვას მოვდებთ, ელექტრონების და ხვრელების მოძრაობა მოწესრიგებული გახდება – ნახევარგამტარში გაივლის დენი. ე.ი. ნახევარგამტარს კომბინირებული ელექტრონული და ხვრელური გამტარობა გააჩნია. როგორც წესი, ელექტრონების ძვრადობა ხვრელებისას აღემატება.

- ✓ **სუფთა ნახევარგამტარები:** ბუნებრივი ნახევარგამტარების გამტარობას სუფთა გამტარობას უწოდებენ. სუფთა ნახევარგამტარებს აქვს თავისუფალი მუხტის მატარებლები, რომლებიც გათბობითაა განპირობებული.
- ✓ **მინარევიანი ნახევარგამტარები:** ნახევარგამტარების გამტარობა შეიძლება გაიზარდოს გარკვეული მინარევების დამატებით. თუ ნახევარგამტარის ატომი ჩაინაცვლება სხვა ატომით, რომელსაც მეტი ელექტრონი აქვს (4 ჯგუფის ნახევარგამტარებს უმატებენ 5 ან 6 ჯგუფის ელემენტებს), დამატებით წარმოიქმნება თავისუფალი ელექტრონები (1 ან 2 და მეტი), იზრდება ელექტრონული გამტარობა – ასეთ მინარევებს **დონორულს** უწოდებენ. ნახევარგამტარი კი n-ტიპის ხდება (ჭარბი ელექტრონული გამტარობით, *negative* – უარყოფითი). თუ ნახევარგამტარს დაუმატებენ ნაკლები ელექტრონების მქონე მინარევს (2 ან 3 ჯგუფის), მისი ატომები ძირითადი ატომებისგან მიიტაცებს საჭირო ელექტრონებს კოვალენტური კავშირის ასაწყობად, ამასთან ჩნდება ხვრელთა ჭარბი რაოდენობა (1 ან 2 და მეტი), იზრდება ხვრელური გამტარობა. მინარევს **აქცეფტორული** ეწოდება და ნახევარგამტარი p-ტიპის ხდება (ჭარბი ხვრელური გამტარობით, *positive* – დადებითი).

ნახევარგამტარების გამტარობა იზრდება ტემპერატურის ზრდისას, რადგან ჩნდება მეტი ელექტრონისა და ხვრელის წყვილი, რომლებიც მუხტის მატარებლების როლს ასრულებს. ელექტრონები და ხვრელები ნახევარგამტარებში ისევე მოძრაობს, როგორც ლითონებში თავისუფალი ელექტრონები.

# მ ა გ ნ ი ტ ი ზ მ ი

1. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ველის ინდუქცია. ძალწირები
- ✓ ბუნებრივი მაგნიტის ან დენიანი გამტარის გარემომცველ სივრცეში მაგნიტური ველი აღიძვრება.

განვიხილოთ მაგნიტურ ველში მოთავსებული შეკრული კონტური (ჩარჩო) (სურათი). აქ  $I$  ჩარჩოში გამავალი დენის ძალაა,  $S$  – ჩარჩოს ფართობი,  $n$  – ჩარჩოს კონტურისადმი დადებითი ნორმალური, განსაზღვრული მარჯვენა ბურღის წესით. როდესაც ჩარჩოში მიედინება დენი, ჩნდება ძალის მომენტი  $\vec{\tau}$ , რომელიც აბრუნებს ჩარჩოს იმ მიმართულებით, რომელიც ემთხვევა მაგნიტური ველის მთავარი ძალური მახასიათებლის – მაგნიტური ინდუქციის  $\vec{B}$  ვექტორის მიმართულებას  $\vec{\tau} = \left[ \vec{p} \times \vec{B} \right]$ ;  $\vec{p}$  ჩარჩოს მაგნიტური

დიპოლის მომენტის ვექტორია. ბრტყელი ჩარჩოებისთვის  $\vec{p} = IS \vec{n}$ .

შეფარდება  $B = \tau / ISn$  ყველა ბრტყელი ჩარჩოსთვის მართებულია.

მაგნიტური ველი ძალწირებით ხასიათდება:

- ✓ მაგნიტური ძალწირისადმი გავლებული მხები ემთხვევა მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის მიმართულებას;
- ✓ ძალწირების სიხშირე ყოველ წერტილში ინდუქციის ვექტორის პროპორციულია. თუ ძალწირები განლაგებულია მჭიდროდ, მაგნიტური ველი ძლიერია, თუ ძალწირებში სიხალვათეა, ველი სუსტია.

მაგნიტური ძალწირები შეკრულია, მათ თავი და ბოლო არ აქვს. ეს ამტკიცებს იმ გარემოებას, რომ მაგნიტურ ველს უძრავი წყარო არ აქვს – ის წარმოიქმნება ელექტრული დენით – მოძრავი დამუხტული ნაწილაკებით.

- ✓ თუ დენი წრფივ გამტარში მიედინება, ძალწირები გამტარის გარშემომცველი კონცენტრული წრეწირებია, ხოლო თუ დენი გადის წრიულ კონტურში (ხვიაში) – ძალწირები ხვიის გამჭოლი წრფეებია, რომლებიც მისგან მოშორებით ერთიანდება.
- ✓ ბურღის წესი – თუ ბურღის ტარი ბრუნავს მაგნიტური ველის ძალწირების მიმართულებით, ბურღის წვერი დენის მიმართულებით გადაადგილდება, ხოლო თუ ბურღის ტარი ბრუნავს დენის მიმართულებით, ბურღის წვერი ძალწირების მიმართულებით იმოძრაებს.

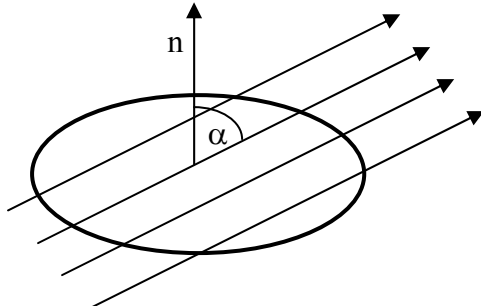
## 2. მაგნიტური ნაკადი. გაუსის თეორემა

$dS$  ელემენტარული ზედაპირის გამჭოლი, მისი მართობული, მაგნიტური ნაკადი  $d\Phi_n$  განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით:

$$d\Phi_n = B_n dS, \quad (1)$$

$B_n$  კონტურის ზედაპირისადმი მაგნიტური ველის მართობული (ნორმალური) მდგენელია. ზოგად შემთხვევაში ძალწირები  $\alpha$  კუთხითაა დახრილი კონტურის ნორმალისადმი და ნაკადი იქნება

$$d\Phi = B dS \cos \alpha. \quad (2)$$



$B_n = B \cos \alpha$  ინდუქციის ვექტორის მდგენელია ნორმალზე. სრული მაგნიტური ნაკადი რაიმე ზედაპირზე

$$\Phi = \int_S d\Phi = \int_S B_n dS. \quad (3)$$

თუ  $S$  ზედაპირი შეკრულია, ასევე შეკრული იქნება ძალწირებიც, მაშინ ამ კონტურის გამჭოლი ნაკადი ნულის ტოლი იქნება:

$$\Phi = \int_S B_n dS = 0. \quad (4)$$

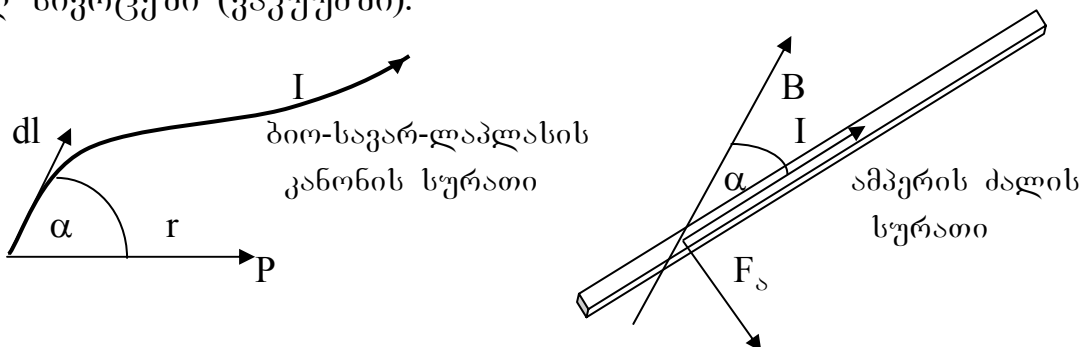
ეს არის გაუსის თეორემა მაგნიტიზმისთვის. ის ხაზს უსვამს მაგნიტური ველის გრიგალურ ხასიათს. მაგნიტური ინდუქციის ერთეულია ტესლა (ტლ), ნაკადის – ვებერი (ვბ).

## 3. ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია

რაოდენობრივი თანაფარდობა  $I$  დენსა და მაგნიტური ველის  $B$  ინდუქციას შორის მოცემულია შემდეგი გამოსახულებით:

$$C_B = \int_l B dl = \mu_0 \sum_k I_k,$$

$dl$  ელემენტარული სიგრძეა,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  ვტ/ა·მ – გარემოს მაგნიტური მუდმივა. ამ გამოსახულებას ეწოდება მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია შეკრული კონტურის გასწვრივ თავისუფალ სივრცეში (ვაკუუმში).



## 4. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი

ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი განსაზღვრავს დენიანი გამტარის  $dl$  ელემენტის მიერ შექმნილი მაგნიტური ველის  $dB$  ინდუქციას სივრცის ნებისმიერ  $P$  წერტილში, რომელიც  $r$  მანძილით დაშორებულია გამტარისგან  $dB = \frac{\mu_0 I dl \sin \alpha}{4\pi r^2}$ ,  $\alpha$  არის კუთხე ინდუქციის ვექტორს და გამტარის სიგრძის ელემენტს შორის.

ვექტორული სახით ეს კანონი ასე ჩაიწერება: 
$$dB = \frac{\mu_0 I \left[ \vec{dl} \times \vec{r} \right]}{4\pi r^3}.$$

მთლიანობაში, დენიანი გამტარი ქმნის მაგნიტურ ველს, რომლის ინდუქცია  $B = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \int I dl.$

## 5. მაგნიტურ ველში დენიან გამტარზე მოქმედი ძალა. ამპერის ძალა

ფრანგმა მეცნიერმა ამპერმა განსაზღვრა  $d\vec{F}_s$  ძალა, რომლითაც  $\vec{B}$  ინდუქციის მაგნიტური ველი მოქმედებს მასში მოთავსებულ  $I$  დენიანი გამტარის  $d\vec{l}$  ელემენტზე ( $d\vec{F}_s$  და  $I, \vec{B}, d\vec{l}$  ერთმანეთის პროპორციულია) (დენზე მოქმედებს ინდუქციის ვექტორის ნორმალური მდგენელი  $B_n = B \sin \alpha$ )

$$dF_s = B I dl \sin \alpha = B_n I dl.$$

ვექტორული სახით ამპერის ძალა ჩაიწერება შემდეგნაირად:

$$d\vec{F}_s = I \left[ d\vec{l} \times \vec{B} \right]. \tag{5}$$

მთელ გამტარზე მოქმედი ძალა

$$F_s = \int dF_s = \int B_n I dl = B_n I l. \tag{6}$$

### მარცხენა ხელის წესი

✓ თუ ინდუქციის ვექტორის მდგენელი მართობულად შედის მარცხენა ხელის გულში, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი მიმართულია დენის გასწვრივ, მაშინ მათ მართობულად გაშვებული ცერი ამპერის ძალის მიმართულებას აჩვენებს.

6. მაგნიტურ ველში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა. ლორენცის ძალა

ძალას, რომლითაც მაგნიტური ველი მასში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედებს, ლორენცის ძალა ეწოდება, მისი აღმომჩენი მეცნიერის საპატივცემულოდ. ამ ძალის განსაზღვრისთვის ვისარგებლოთ ამპერის ძალის გამოსახულებით  $dF_s = BIdl \sin \alpha$ , და ჩავსვათ მასში (ლითონებში) დენის ძალის ფორმულა (“ნესვის ფორმულა”)  $I = neSv$ :

$$dF_s = BneSvdl \sin \alpha. \quad (7)$$

$dF_s$  მოქმედებს დენიანი გამტარის  $dl$  ელემენტზე ანუ  $Sdl$  მოცულობაში მოთავსებულ მუხტებზე და მათი რიცხვი  $dN = nSdl$ . მაშასადამე, ერთ დამუხტულ ნაწილაკზე (მუხტზე) (ლითონების შემთხვევაში ელემენტარული  $e$  მუხტის მქონე ელექტრონზე) მოქმედი ლორენცის ძალა

$$F_{\text{ლ}} = \frac{dF_s}{dN} = \frac{BneSvdl \sin \alpha}{nSdl},$$

შეკვეცა გვაძლევს ლორენცის ძალის საბოლოო გამოსახულებას:

$$F_{\text{ლ}} = evB \sin \alpha. \quad (8)$$

### მარცხენა ხელის წესი

✓ თუ ინდუქციის ვექტორის მდგენელი მართობულად შედის მარცხენა ხელის გულში, ხოლო ოთხი გაშლილი თითი უჩვენებს ნაწილაკის სიჩქარის მიმართულებას, მაშინ მათ მართობულად გაშვერილი ცერი ლორენცის ძალის მიმართულებას აჩვენებს.

ვექტორული სახით, ლორენცის ძალა

$$F_{\text{ლ}} = e \left[ \begin{matrix} \vec{v} \\ \vec{B} \times \vec{v} \end{matrix} \right]. \quad (9)$$

მაგნიტურ ველში მოძრავი ნებისმიერი  $q$  მუხტის შემთხვევაში ლორენცის ძალა შემდეგ სახეს მიიღებს:

$$\text{სკალარული ფორმა} - F_{\text{ლ}} = qvB \sin \alpha,$$

$$\text{ვექტორული ფორმა} - F_{\text{ლ}} = q \left[ \begin{matrix} \vec{v} \\ \vec{v} \times \vec{B} \end{matrix} \right].$$

ქართულად ამ ფორმულას “ქვაბის ფორმულას” უწოდებენ.

თუ მუხტი ველის პარალელურად მოძრაობს ძალწირების გასწვრივ  $\left( \vec{v} \parallel \vec{B} \right), \sin \alpha = 0$ , მუხტზე ლორენცის ძალა არ მოქმედებს, არ მოქმედებს ის ასევე უძრავ მუხტზეც, რაც მკაფიოდ ჩანს

ფორმულიდან. აღვნიშნოთ, რომ როგორც ნებისმიერი, მოძრაობისადმი მართობული ძალა, ლორენცის ძალაც არ ასრულებს მუშაობას, სამაგიეროდ ის ნაწილაკს მოძრაობის ტრაექტორიას უმრუდებს ანუ ცენტრისკენული ძალის როლს ასრულებს.

## 7. ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრა

ელექტრონის კუთრი მუხტი ეწოდება მუხტის ფარდობას მის მასასთან ( $e/m$ ). წარმოვიდგინოთ მაგნიტურ ველში ძალწირების მართობულად მოძრავი ელექტრონი.  $F_{\text{ლ}} = e\upsilon B$  ლორენცის ძალა  $F_{\text{ლ}} = m\upsilon^2/r$  ცენტრისკენული ძალით მოქმედებს და აბრუნებს ელექტრონს  $r$  რადიუსის წრიულ ორბიტაზე. ამ ორი გამოსახულების გატოლება გვაძლევს:

$$e\upsilon B = m\upsilon^2/r,$$

$\upsilon$  სიჩქარის შეკვეცით, მივიღებთ:

$$eB = m\upsilon/r. \quad (10)$$

რადგან ელექტრონის სიჩქარე გაუზომავი სიდიდეა, ამოვადგინოთ და სხვა გაზომვადი სიდიდით შევცვალოთ. მაგნიტურ ველში მოხვედრამდე ელექტრონი ჩქარდება  $U$  ძაბვის მქონე ელექტრულ ველში და ელექტრონის აჩქარებაზე ველის მიერ შესრულებული მუშაობა მის კინეტიკურ ენერჯიად გადაიქცევა ანუ ჭეშმარიტია შემდეგი ტოლობა:

$$W = E_{\text{კ}} \Rightarrow W = eU, E_{\text{კ}} = \frac{m\upsilon^2}{2} \Rightarrow eU = \frac{m\upsilon^2}{2}, \upsilon = \sqrt{\frac{2eU}{m}}.$$

სიჩქარის ეს გამოსახულება ჩავსვათ (10)-ში და კვადრატში ავიყვანოთ

$$e^2 B^2 = \frac{2eUm^2}{mr^2}.$$

$e, m$ -ზე შეკვეცით, მივიღებთ:

$$eB^2 = \frac{2Um}{r^2}.$$

საბოლოოდ

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{r^2 B^2} = 1,758 \cdot 10^{11} \text{ კ/კგ}. \quad (11)$$

## 8. ჰოლის ეფექტი

ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჰოლმა გამოიკვლია ძაბვის გაჩენა მაგნიტურ ველში მოთავსებულ ლითონის ფირფიტის ზედაპირებს შორის, ველისადმი მართობული დენის გავლისას (იხ. სურათი). მაგნიტური ველი ფირფიტას განჭვალავს ჰორიზონტალურად, დენი მარცხნიდან მარჯვნივ მიედინება, ფირფიტის ზედა და ქვედა ზედაპირები კი იმუხტება ერთი დადებითად, მეორე უარყოფითად, მათ შორის ჩნდება ძაბვა.

ავხსნათ ეს მოვლენა: ელექტრონები მოძრაობს ფირფიტაში მარჯვნიდან მარცხნივ, დენის საპირისპიროდ. მარცხენა ხელის წესის თანახმად, ლორენცის ძალის მოქმედებით ელექტრონები წაინაცვლებს ზემოთ – ზედაპირი უარყოფითად დაიმუხტება, ქვედა ზედაპირი დადებითი გახდება, რის შედეგადაც ჩნდება ელექტ-

რული ველი ზემოთ მიმართული დაძაბულობით  $\vec{E}$ . ეს ველი აბათილებს ლორენცის ძალას ქვემოთ მიმართული კულონის ძალით  $\vec{F}_j = -\vec{F}_ლ :$

$$F_j = F_ლ \quad F_j = eE, \quad F_ლ = e\upsilon B, \quad eE = e\upsilon B, \quad E = \upsilon B.$$

უგულებელვყოთ ელექტრონის სიჩქარე, რადგან ის გაუზომავი სიდიდეა, დენის ძალა გამოვითვალოთ “ნესვის ფორმულის” გამოყენებით  $I = neS\upsilon$ ,  $\upsilon = I/neS$ ; ამასთან  $S = ab$  და  $\upsilon = I/neab$ , ფირფიტაზე ძაბვა გამოვსახოთ ელექტრული ველის დაძაბულობით  $U = Ea$ . აქ ჩავსვათ  $E$  დაძაბულობის მნიშვნელობა სიჩქარისთვის მიღებული გამოსახულების გათვალისწინებით, მივიღებთ:

$$U = Ea = \upsilon Ba = \frac{IBa}{neab} = \frac{IB}{neb},$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა:  $\frac{1}{ne} = K$  – ჰოლის მუდმივა, რომელიც ფირფიტის მასალის მახასიათებელია, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$U = K \frac{IB}{b} \quad (12)$$

## 9. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები

### 9.1. ელექტრონების და ატომების

#### მაგნიტური დიპოლის მომენტი

გარემოს უმარტივესი მაგნიტური სტრუქტურაა მაგნიტური

დიპოლი, რომელიც ხასიათდება  $\vec{p}_{\text{მაგ}}$  მაგნიტური დიპოლის მომენტით.

ატომის ელექტრონები და ბირთვები დიპოლებია. ატომში ბირთვის გარშემო წრეწირზე ბრუნვისას ელექტრონის ქცევა მოგვაგონებს მცირედენიან ჩარჩოს და ამიტომ მას აქვს ორბიტული

მაგნიტური დიპოლის მომენტი  $\vec{p}_{\text{მაგ}} = IS \vec{n}$ . მისი მოდულია

$p_{\text{მაგ}} = ISevS$ , სადაც  $I, v, S$  შესაბამისად, დენის ძალა, ელექტრონის ბრუნვის სიხშირე და ორბიტის ფართობია. ელექტრონს ასევე

ორბიტული კუთხური იმპულსიც გააჩნია  $\vec{L} = m \left[ \vec{v} \times \vec{r} \right]$  მოდულით,

$L = mvr$ .  $\vec{p}_{\text{მაგ}}$  და  $\vec{L}$ -ის მიმართულებები ბურღის წესითაა დაკავშირებული, მოდულები კი ურთიერთპროპორციულია,

$p_{\text{მაგ}} = -\frac{eL}{2m}$ . გარდა ამისა, ყველა ელექტრონს აქვს სპინი და,

მაშასადამე, სპინური კუთხური იმპულსი  $\vec{L}_s$  და სპინური მაგნიტური

დიპოლის მომენტი  $\vec{p}_{\text{მაგ},s}$ . ე.ი., ატომის სრული მაგნიტური

დიპოლის მომენტია:  $\vec{p}_{\text{ატ}} = \sum \vec{p}_{\text{მაგ}} + \sum \vec{p}_{\text{მაგ},s}$ .

### 9.2. მაგნიტური ველი ნივთიერებაში

როდესაც მაგნეტიკებს<sup>7</sup> ათავსებენ მაგნიტურ ველში, მაშინ აღძრული ელემენტარული მაგნიტური დიპოლები საკუთარ ველს ქმნის, რომელიც ცვლის პირვანდელს. მაგნეტიკში ინდუქციის

სრული  $\vec{B}$  ვექტორი ნაწილობრივ ნივთიერებაში არსებული დენებით არის შექმნილი, ნაწილობრივ – მასალის დამაგნიტებით

<sup>7</sup> ლითონები, რომლებსაც ბუნებრივი მაგნიტური თვისებები აქვს.

$\vec{B} = \vec{B}_I + \vec{B}_{\text{დამაგ.}}$ ;  $\vec{B}_I$  დენის ინდუქციაა,  $\vec{B}_{\text{დამაგ.}}$  – დამაგნიტების ინდუქცია.

### 9.3. დიამაგნეტიზმი, პარამაგნეტიზმი, ფერომაგნეტიზმი

მაგნიტურ ველში მოთავსებულ სხვადასხვა ნივთიერებებზე ჩატარებული ცდები ცხადყოფს, რომ ზოგი მათგანი განიზიდება მაგნიტური ველით ანუ **მაგნიტური ამთვისებლობა** (მაგნიტურ ველზე ნივთიერების რეაგირების საზომი სიდიდე) უარყოფითია და ძალიან მცირეა  $\chi < 0$ . ამ მოვლენას **დიამაგნეტიზმი** ეწოდება. მათი **მაგნიტური შეღწევადობა** (ნივთიერების მაგნიტური თვისებების მახასიათებელი)  $\mu = 1 + \chi \approx 1$ . ყველა ნივთიერებას დიამაგნიტური თვისებები გააჩნია, თუმცა უმრავლესობაში ის იფარება პარა- და ფერომაგნეტიზმით. დიამაგნეტიკებია *ბისმუტი, სტიბიუმი, ოქრო, წყალი, კვარცი, წყალბადი*. დიამაგნეტიზმი არის ნივთიერების ბუნებრივი რეაქცია მოდებულ მაგნიტურ ველზე და ტემპერატურისგან დამოუკიდებელია.

ზოგი ნივთიერება (მაგალითად, *პლატინა*) მიიზიდება მაგნიტური ველით, მისი მაგნიტური ამთვისებლობა დადებითია, თუმცა ასევე ძალიან მცირეა,  $\chi > 0$ . ამ მოვლენას **პარამაგნეტიზმი** ეწოდება. პარამაგნეტიკების მაგნიტური შეღწევადობა ოდნავ აღემატება ერთს,  $\mu = 1 + \chi \geq 1$ . პარამაგნეტიკები ტემპერატურაზეა დამოკიდებული. დაბალ ტემპერატურებზე ატომების მაგნიტური მომენტები მოწესრიგებულია, ხოლო მაღალ ტემპერატურაზე დიდ როლს ასრულებს ქაოსური სითბური მოძრაობა, მოწესრიგებულობა ირღვევა და პარამაგნეტიკები დიამაგნეტიკებში გადადის. დამაგნიტებისა და ინდუქციის ვექტორების კავშირი ტემპერატურასთან მოიცემა **კიურის კანონით**:

$$\vec{M} = C \frac{\vec{B}}{T},$$

$C$  **კიურის მუდმივაა**. პარამაგნეტიკებია – *პლატინა, ალუმინი, სოდა, მანგანუმი, ჟანგბადი*.

ზოგი ელემენტი – *რკინა, კობალტი, ნიკელი* ბუნებრივადაა ძლიერ დამაგნიტებული. მათ **ფერომაგნეტიკებს** უწოდებენ. ეს თვისება **დომენების თეორიით** აიხსნება: ფერომაგნეტიკში არის მცირე, ძლიერ დამაგნიტებული არეები – დომენები ერთმხრივ მიმართული მაგნიტური დიპოლის მომენტებით. ნიმუშის მაგნიტურ ველში ჩასმით ძლიერ იზრდება მისი დამაგნიტება, ამასთან შეინიშნება ორი ეფექტი:

✓ **გარე ველზე ორიენტირებული დომენების ზომები იზრდება;**

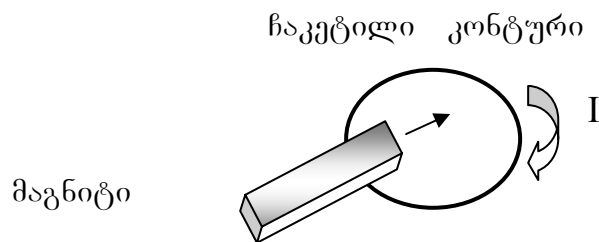
- ✓ დომენის შიგნით დიპოლებს ერთი მიმართულება აქვს, რომელიც გარე ველის მიმართულების თანხვედენილია.

მაღალ ტემპერატურაზე ფერომაგნეტიკი თავის თვისებებს კარგავს და პარამაგნეტიკად გადაიქცევა.

## 10. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა

1831 წლის 29 ოქტომბერს<sup>8</sup> დიდმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა მაიკლ ფარადეიმ აღმოაჩინა ინდუქციური (ძალით გამოწვეული) დენის წარმოშობა კოჭაში მისადმი მაგნიტის მოძრაობისას. დენი კოჭაში ჩნდებოდა მხოლოდ მაგნიტის მოძრაობისას მისკენ ან მისგან. აქედან მან დაასკვნა, რომ ინდუქციურ დენს წარმოქმნის დროში ცვლადი მაგნიტური ველი. დამტკიცდა უწყვეტი და ყოველმხრივი კავშირი მაგნიტურ ველსა და ელექტრულ დენს შორის –

- ✓ ელექტრული დენი წარმოქმნის მაგნიტურ ველს გამტარის ირგვლივ, ხოლო, თავის მხრივ, ცვლადი მაგნიტური ველი წარმოქმნის ინდუქციურ დენს ჩაკეტილ კონტურში.



## 11. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი

კონტურში დენის წარმოქმნის ძირითად მიზეზად ფარადეიმ დაუშვა კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის ნებისმიერი სახით ცვლილება. ფარადეის კანონი შემდგენაირად უღერს:

- ✓ შეკრულ კონტურში ინდუქციის ემ ძალა კონტურის გამჭოლი მაგნიტური ნაკადის დროის უარყოფითი წარმოებულის ტოლია.

მათემატიკურად ეს კანონი ასე ჩაიწერება:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi'. \quad (\text{პრიმი } (') \text{ იგივეა, რაც } d/dt). \quad (15)$$

(-) მიუთითებს მაგნიტური ნაკადისა და ინდუქციის ემ ძალის ურთიერთსაწინააღმდეგო არსს. სწრაფად ცვლადი ნაკადისას

$$\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t,$$

→  $B$  მაგნიტური ინდუქციის ვექტორია,  $S$  – კონტურის ფართობი,  $\omega$  – ნაკადის ცვლილების ციკლური სიხშირე. (15)-ში ჩასმით ვიღებთ:

<sup>8</sup> უიშვიათესი შემთხვევა მეცნიერებაში, როდესაც ცნობილია უდიდესი აღმოჩენის ზუსტი თარიღი – აღმოჩენილ იქნა ინდუქციური დენი, იგივე ცვლადი დენი, რომელსაც ასე ფართოდ იყენებს კაცობრიობა.

$$\mathcal{E} = -\Phi' = -(BS \cos \omega t) = BS\omega \sin \omega t \Rightarrow BS\omega = \mathcal{E}_m \Rightarrow$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t, \quad (16)$$

$\mathcal{E}_m$  ემ ძალის ამპლიტუდაა.  $N$  ხვითანი კოჭას შემთხვევაში ვღებულობთ:

$$\mathcal{E} = N\mathcal{E}_m \sin \omega t. \quad (17)$$

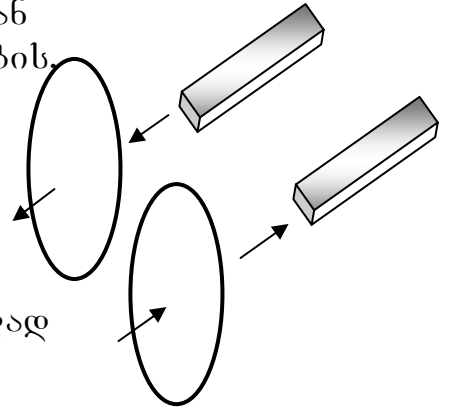
## 12. ლენცის წესი

ინდუქციური დენის მიმართულება განსაზღვრა რუსმა მეცნიერმა ლენცმა ენერჯის შენახვის კანონის საფუძველზე:

✓ ინდუქციურ დენს ისეთი მიმართულება აქვს, რომ ის მისი წარმომშობი მაგნიტური ნაკადის ნებისმიერ ცვლილებას ეწინააღმდეგება.

ფარადეის კანონში მინუსი გულისხმობს დენის წინააღმდეგობას ნაკადის ცვლილებისადმი. ლენცის წესი აღწერს შეკრულ კონტურებს. სურათიდან ჩანს, რომ კონტურთან მაგნიტის მიახლოებისას, კონტური მას გაურბის. ამით ეწინააღმდეგება ნაკადის ზრდას.

პირიქით, მაგნიტის მოცილებისას, კონტური მას მისდევს, ცდილობს არ დაუშვას ნაკადის შემცირება. თუ მაგნიტი უძრავია, უძრავია კონტურიც – ინდუქციური დენი მასში არ არის – მხოლოდ დროში ცვლად მაგნიტურ ველს ძალუძს ინდუქციური დენის წარმოქმნა შეკრულ კონტურებში.



## 13. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია

თუ ორი კოჭა ერთმანეთთან ახლოსაა, ერთი კოჭას დენი მეორეში ქმნის მაგნიტურ ნაკადს. თუ ის იცვლება დენის ცვლილებისას, ჩნდება ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის მორჩილი ინდუქციის ემ ძალა.

განვიხილოთ სოლენოიდის (გრძელი, წვრილი კოჭა) შუა ნაწილი. მასში გასული დენით თითოეულ ხვიაში აღძრული ნაკადი ყველა ხვიაში ერთნაირია. ასეთი კოჭებისთვის ფარადეის კანონი შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$\mathcal{E} = -\frac{d(N\Phi)}{dt} = -N\Phi', \quad (18)$$

$N\Phi$  სოლენოიდში გამავალი სრული ნაკადია, რომელიც მასში გამავალი  $i$  დენის პროპორციულია

$$N\Phi = Li, \quad (19)$$

$L$  კოჭას ინდუქციურობაა, რომელიც კოჭას ზომებისა და მისი მავთულის მასალის მახასიათებელია. (19)-ის (18)-ში ჩასმით მივიღებთ:

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt} = -Li'. \quad (20)$$

ფარადეის კანონის თანახმად, ინდუქციის ემ ძალა ჩნდება კოჭაში გამავალი მაგნიტური ნაკადის ცვლილებისას. მაგრამ ის ასევე ჩნდება თვით კოჭაში გამავალი დენის ცვლილებისას. ამ მოვლენას თვითინდუქცია ეწოდება, ხოლო შესაბამის ემ ძალას – თვითინდუქციის ემ ძალა.

კოჭას ინდუქციურობა იზომება *ჰენრიით* (ჰნ).  
(19) ფორმულიდან მივიღებთ

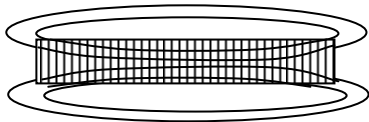
$$L = \frac{N\Phi}{i}. \quad (21)$$

(21) გამოვიყენოთ  $L$ -ის გამოსათვლელად  $l$  სიგრძის კოჭას მონაკვეთისთვის გრძელი სოლენოიდის ცენტრის მახლობლად. სოლენოიდში სრული მაგნიტური ნაკადი

$$N\Phi = NBS \Rightarrow N = nl \Rightarrow nlBS,$$

$n$  ხვიათა რიცხვია ერთეულ სიგრძეზე,  $B = \mu_0 ni$  – მაგნიტური ველის ინდუქცია სოლენოიდის შიგნით,  $S$  – სოლენოიდის განივკვეთის ფართობი. ინდუქციის მნიშვნელობის ნაკადის გამოსახულებაში ჩასმის შემდეგ მივიღებთ  $N\Phi = \mu_0 n^2 Sli$ , ხოლო მისი (21)-ში ჩასმით ( $V$  – კოჭას საკვლევი ნაწილის მოცულობა):

$$L = \mu_0 n^2 Sl = \mu_0 n^2 V \quad (22)$$



## 14. მაგნიტური ველის ენერჯია

როდესაც კოჭაში რთავენ დენს, თვითინდუქციის ემ ძალა მის ზრდას ეწინააღმდეგება ანუ დენი მის საპირისპიროდ ასრულებს მუშაობას. როდესაც დენი აღწევს მუდმივ მნიშვნელობას, ემ ძალა ქრება და დენი მის წინააღმდეგ მუშაობას აღარ ასრულებს. ამ მუშაობის ტოლფასი ენერჯია გროვდება კოჭას მაგნიტურ ველში. ის თავისუფლდება, როდესაც დენს გამორთავენ, ცდილობს რა შეინარჩუნოს მისი პირვანდელი მნიშვნელობა. ამ ენერჯიის გამო-

სათვლელად წარმოვადგინოთ დენის ცვლილება  $\frac{di}{dt}$  კანონით, ამასთან ემ ძალა არის  $\mathcal{E} = L \frac{di}{dt}$ . დენის ელემენტარული მუშაობაა  $dW = \mathcal{E}idt = L \frac{di}{dt} idt = Lidi$ , და უდრის ველის მიერ დაგრო-

ვიღ ელემენტარულ ენერჯიას  $dE_{\text{მაგ}} = Lidi$ . სრული ენერჯია, რომელიც დენის ნულოვან  $I$  მუდმივ მნიშვნელობამდე მიღწევის მუშაობის ტოლია, გამოისახება შემდეგი სახით:

$$E_{\text{მაგ}} = \int dE_{\text{მაგ}} = \int_0^I Lidi = L \int_0^I idi = \frac{LI^2}{2}.$$

## ც ვ ლ ა დ ი დ ე ნ ი

### 1. ცვლადი დენი. ცვლადი დენის წრედი

როდესაც მართკუთხა ან მრგვალი ჩარჩო ისე ბრუნავს მაგნიტურ ველში, რომ ჩარჩოს გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი განუწყვეტლივ იცვლება, ჩარჩოში ინდუცირდება ემ ძალა.  $N$  სვიისგან შემდგარი  $S$  ფართობის კოჭას გამჭოლი მაგნიტური ნაკადი

$$\Phi = NBS. \tag{1}$$

თუ  $t$  დროში კოჭას ხვია მოტრიალდა  $\alpha$  კუთხით, მაშინ

$$\Phi = NBS \cos \alpha. \tag{2}$$

ვიცით, რომ ციკლური სიხშირე  $\omega = \frac{\alpha}{t}$ , აქედან  $\alpha = \omega t$  და

$$\Phi = \Phi_m \cos \omega t, \tag{3}$$

$\Phi_m = NBS$  – ნაკადის ამპლიტუდა (მაქსიმალური მნიშვნელობა).

ამ დროს კოჭაში აღძრული ინდუქციის ემ ძალა იქნება

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\Phi' = -(\Phi_m \cos \omega t)' = \omega \Phi_m \sin \omega t.$$

$\mathcal{E}_m = \omega \Phi_m$  ემ ძალის ამპლიტუდაა, მაშინ

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_m \sin \omega t. \tag{4}$$

Tu konturis (koWas) boloebi wredSia CarTuli, aRiZvreba cvladi Zabva, romelic cvladi em Zalis analogiurad Caiwereba:

$$U = U_m \sin \omega t. \tag{5}$$

ცხადია, რომ თუ წრედში ძაბვა ცვლადია, დენიც ცვლადი იქნება ანუ კოჭას ნახევარი ბრუნვის დროს ის ერთ მხარეს მიედინება, მეორე ნახევრის დროს კი – მეორე მხარეს. იცვლება მისი რიცხვითი მნიშვნელობაც – 0-დან რაღაც მაქსიმალურ (ამპლიტუდურ) მნიშვნელობამდე.

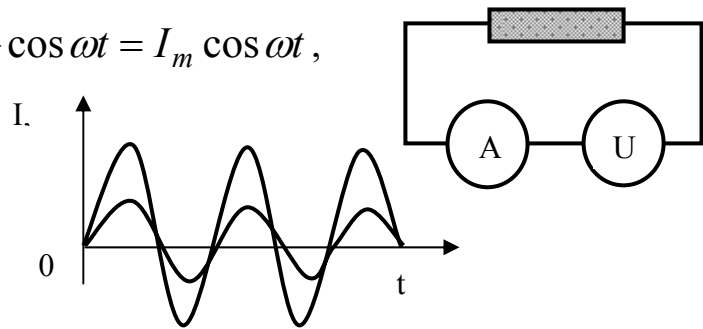
✓ სიდიდით და მიმართულებით პერიოდულად ცვალებად დენს ცვლადი დენი ეწოდება:

$$I = I_m \sin \omega t. \tag{6}$$

თუ წრედში ჩართულია მხოლოდ აქტიური წინაღობა (რეზისტორი) ( $L \rightarrow 0, C \rightarrow 0$ ), იძულებითი რხევის განტოლება დადის

$$Ri = U_m \cos \omega t \text{ -მდე და } i = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t,$$

$$I_m = \frac{U_m}{R} \text{ დენის ამპლიტუდაა.}$$



## 2. ინდუქციურობა ცვლადი დენის წრედში

როდესაც ცვლადი დენის წრედი შეიცავს მხოლოდ ინდუქციურობას (ანუ ინდუქციურობის კოჭას) ( $R \rightarrow 0, C \rightarrow 0$ ), იძულებითი რხევის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$U_m \cos \omega t = L \frac{di}{dt}. \quad (7)$$

მოცემულ შემთხვევაში გარე ძაბვა მოლიანად მოდებულია კოჭაზე, ამიტომ (7) შეიძლება აღინიშნოს  $U_L$ -ით და მას ინდუქციურობაზე ძაბვის ვარდნას უწოდებენ. გადავწეროთ (7) შემდეგი სახით

$$di = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt$$

და დროით გავაინტეგრირებთ:  $i = \int di = \int \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t,$

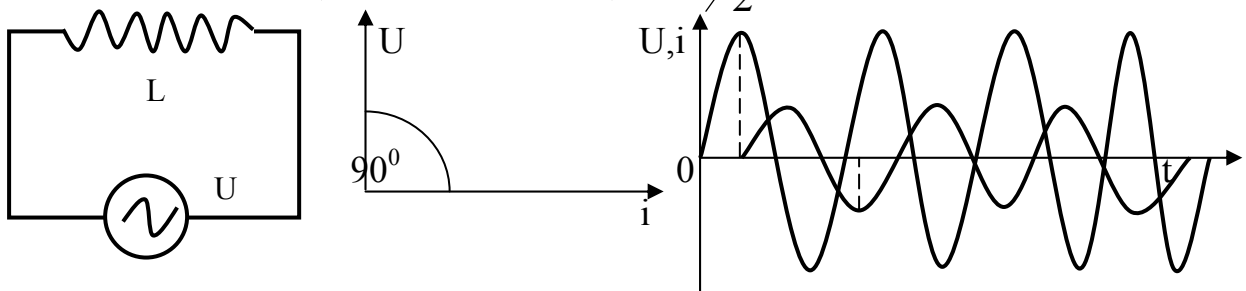
$$i = I_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \quad (8)$$

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L} \quad (9)$$

ეს დენის ძალის ამპლიტუდაა. (9)-ს თუ ომის კანონს მივუსადაგებთ, მივიღებთ ცვლადი დენის წრედის ინდუქციურ წინააღობას

$$R_L = \omega L. \quad (10)$$

როგორც (8)-დან ჩანს, ძაბვა დენს  $\pi/2$  ფაზით უსწრებს.



### 3. ელექტროტევადობა ცვლადი დენის წრედში

როდესაც ცვლადი დენის წრედი მხოლოდ ელექტროტევადობას (ანუ კონდენსატორს) შეიცავს ( $R \rightarrow 0, L \rightarrow 0$ ), კონდენსატორის შემონაფენებზე გარე მოდებული ძაბვის ტოლი იქნება და იძულებითი რხევის განტოლებას შემდეგი სახე ექნება:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t. \quad (11)$$

დენი წრედში განისაზღვრება კონდენსატორის მუხტის დროის წარმოებულით

$$\begin{aligned} i &= \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt}(CU_C) = \frac{d}{dt}(CU_m \cos \omega t) = \\ &= -\omega CU_m \sin \omega t = I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (12)$$

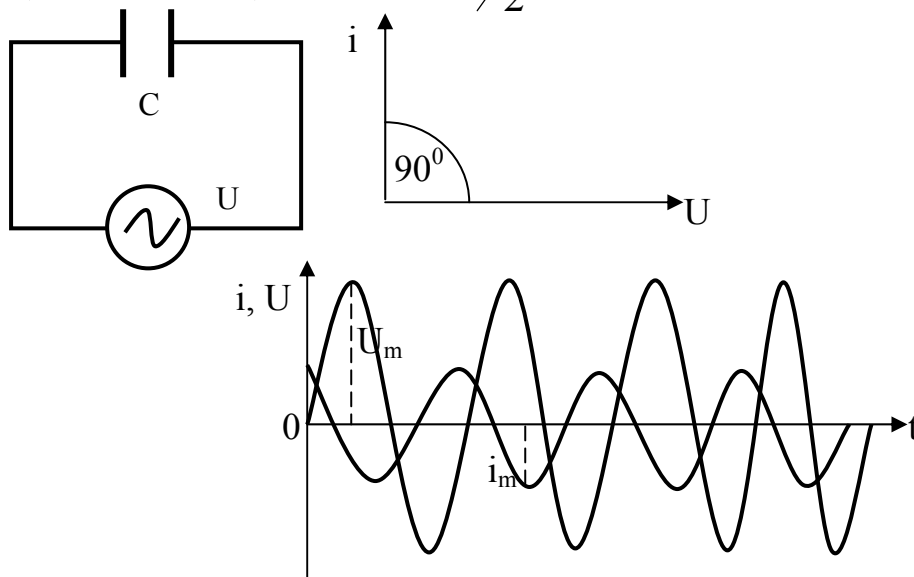
ამასთან, დენის ამპლიტუდა

$$I_m = \omega CU_m. \quad (13)$$

(13)-დან მივიღებთ წრედის ტევადური წინაღობის გამოსახულებას

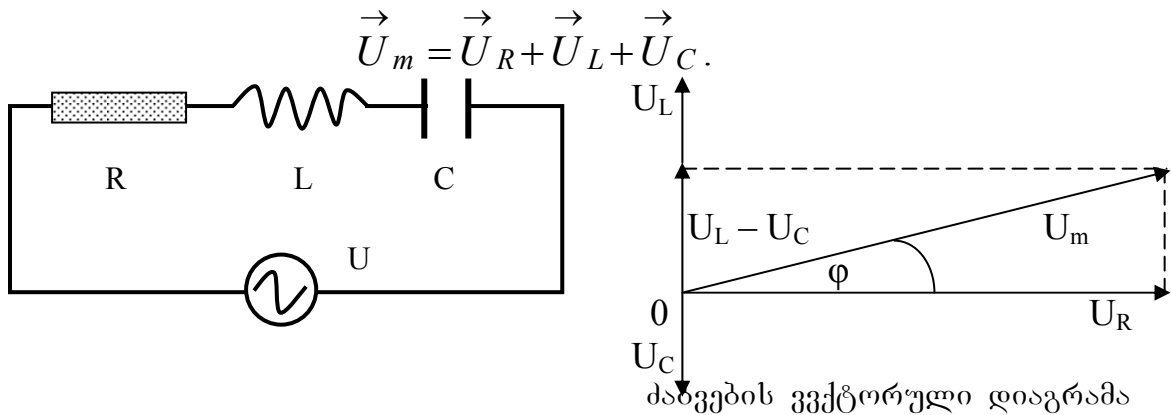
$$R_C = \frac{1}{\omega C}. \quad (14)$$

ძაბვის (11) და დენის (12) გამოსახულებების შედარებით ვრწმუნდებით, რომ დენი ძაბვას  $\pi/2$  ფაზით უსწრებს.



## 4. ცვლადი დენის სრული წრედი

ცვლადი დენის სრული წრედი შეიცავს აქტიურ წინაღობას  $R$ , ინდუქციურობას  $L$  და ელექტროტევადობას  $C$ . წრედში ცვლადი დენის გავლისას ძაბვის ამპლიტუდები  $R$ ,  $L$  და  $C$ -ზე აღვნიშნოთ, შესაბამისად,  $U_R, U_L, U_C$ . შევადგინოთ წრედის ელემენტების ძაბვების ვექტორული დიაგრამა, რომლითაც ადვილია აღიწეროს ცვლადი დენის წრედში მიმდინარე პროცესები – გარე მოდებული ძაბვის ამპლიტუდა ცალკეული ძაბვების ამპლიტუდების ვექტორული ჯამის ტოლია:



ძაბვების ვექტორული დიაგრამა

პითაგორას თეორემის გამოყენებით ვექტორული დიაგრამიდან მივიღებთ მოდებული ძაბვის გამოსახულებას:

$$U_m^2 = U_R^2 + (U_L - U_C)^2 \quad \text{ან} \quad I^2 Z^2 = I^2 R^2 + I^2 (R_L - R_C)^2.$$

დენის ძალის კვადრატის ( $I^2$ ) შეკვეცით და ამოფესვით

$$Z = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$

$Z$  ცვლადი დენის სრული წრედის წინაღობაა (იმპედანსი). დიაგრამიდან ჩანს, რომ დენი ჩამორჩება ძაბვას  $\phi$  ფაზით, რომელიც განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებიდან:

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{R_L - R_C}{R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

მისი ამპლიტუდა  $I_m = U_m / Z$ . თუ ძაბვა იცვლება  $u = U_m \cos \omega t$  კანონით, შესაბამისი დენი ჩაიწერება შემდეგი სახით

$$i = I_m \cos(\omega t - \phi).$$

$R_L - R_C = R^*$  წინაღობას რეაქტიულ წინაღობას უწოდებენ. ე.ი. იმპედანსი განისაზღვრება აქტიური და რეაქტიული წინაღობებით:

$$Z = \sqrt{R^2 + R^{*2}}.$$

## 5. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში

მყისი ანუ დროზე დამოკიდებული სიმძლავრის მნიშვნელობა ცვლადი დენის წრედში განისაზღვრება შემდეგი გამოსახულებით

$$P(t) = ui = U_m \cos \omega t \cdot I_m \cos(\omega t - \varphi) = U_m I_m \cos \omega t \cdot \cos(\omega t - \varphi) = U_m I_m \cdot (\cos^2 \omega t \cdot \cos \varphi + \sin \omega t \cdot \cos \omega t \cdot \sin \varphi).$$

ცვლადი დენის პერიოდულობის გამო განვსაზღვროთ პერიოდის განმავლობაში გამოყოფილი სიმძლავრის საშუალო მნიშვნელობა. რადგან კოსინუსის საშუალო მნიშვნელობა ერთ პერიოდში

$$\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}, \quad \text{ხოლო} \quad \overline{\sin \omega t \cdot \cos \omega t} = 0, \quad \text{მივიღებთ} \quad \bar{P} = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi.$$

ვექტორული დიაგრამიდან გამომდინარეობს, რომ  $\cos \varphi = R/Z$ .

გარდა ამისა,

$$U_m/Z = I_m.$$

ამ მნიშვნელობის საშუალო სიმძლავრის ფორმულაში ჩასმით მივიღებთ:

$$\bar{P} = \frac{I_m^2 R}{2}.$$

ასევე გამოისახება მუდმივი დენის სიმძლავრეც

$$P = \frac{I^2 R}{2}.$$

ამ გამოსახულებების შედარებით

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}.$$

ეს არის ე.წ. ცვლადი დენის მოქმედი (ეფექტური) მნიშვნელობა. ანალოგიური გამოსახულება მიიღება ძაბვისთვისაც

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}.$$

✓ ცვლადი დენის მოქმედი (ეფექტური) მნიშვნელობა ეწოდება მუდმივი დენის ისეთ მნიშვნელობას, რომელიც იგივე სიმძლავრეს გამოყოფს წრედში, რასაც მოცემული ამპლიტუდის ცვლადი დენი.

# ელექტრომაგნიტური რხევები

## 1. ჰარმონიული (თავისუფალი)

### ელექტრომაგნიტური რხევები

- ✓ მუხტის, დენის ძალისა და ძაბვის პერიოდულ ან თითქმის პერიოდულ ცვლილებას ელექტრომაგნიტური რხევები ეწოდება.

ელექტრომაგნიტური რხევები წარმოიქმნება რხევით კონტურში –  $C$  ტევადობის კონდენსატორისა და მის შემონაფენებს მიერთებული  $L$  ინდუქციურობის კოჭასგან შემდგარ სისტემაში. რხევისას კონდენსატორის ელექტრული ენერგია გარდაიქმნება კოჭას მაგნიტურ ენერგიად და პირიქით. თავიდან კონდენსატორი წყაროდან იმუხტება  $E_C = q_m^2 / 2C$  ენერგიამდე, შემდეგ გადართავენ კოჭაზე. კონდენსატორი განიმუხტება – მისი მუხტი თანდათან მცირდება, სამაგიეროდ იზრდება დენი კოჭაში. როდესაც კონდენსატორი მთლიანად განიმუხტება, მისი ელექტროენერგია სრულად გარდაიქმნება  $E_L = LI_m^2 / 2$  კოჭას მაგნიტურ ენერგიად. ამასთან, დენი აღწევს  $I_m$  მაქსიმალურ მნიშვნელობას. შემდეგ კონდენსატორი იწყებს გადამუხტვას – დენი კოჭაში მცირდება, კონდენსატორის მუხტი კი იზრდება და ბოლოს კოჭას მთელი მაგნიტური ენერგია კონდენსატორის ელექტროენერგიად გარდაიქმნება – შესრულდება ერთი სრული რხევა. შემდეგ ყველაფერი მეორდება – რხევით კონტურში მიმდინარეობს თავისუფალი (არამილევადი) რხევები. ცხადია, ეს იდეალური შემთხვევაა (წრედის წინაღობა უგულებელყოფილია), რადგან სინამდვილეში ენერგია შემაერთებელ სადენებზე იკარგება (გამოიყოფა სითბოს სახით) და რხევები მიიღევა. თავდაპირველად მივიღოთ თავისუფალი რხევის განტოლება, შემდეგ მიიღევა და იძულებითი რხევის განტოლებები.

თავისუფალი რხევები ხასიათდება პერიოდით და სიხშირით:

- ✓ რხევის პერიოდი ( $T$ ) ერთი სრული რხევის დროა, სიხშირე ( $\nu$ ) – რხევათა რიცხვი დროის ერთეულში, რომელიც პერიოდის შებრუნებული სიდიდეა.

პერიოდი და სიხშირე ტომსონის ფორმულით მოიცემა:

$$T = 1/\nu = 2\pi\sqrt{LC}.$$

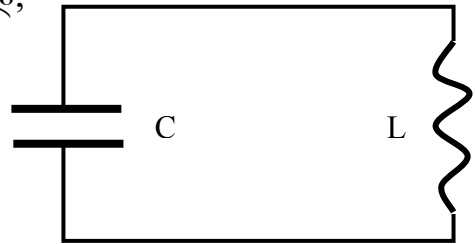
არსებობს ციკლური სიხშირეც

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T.$$

✓ სინუსის ან კოსინუსის კანონით მიმდინარე რხევებს ჰარმონიული ეწოდება.

კირხჰოფის მეორე კანონის თანახმად, რხევით კონტურში კონდენსატორის ძაბვა კოჭას ემ ძაღის ტოლია:

$$U_C = \mathcal{E}_L,$$



$U_C = q/C$  და  $\mathcal{E}_L = -L di/dt$ , ჩავსვით და

მივიღებთ  $q/C = -L di/dt$ , ან  $L di/dt + q/C = 0$ . ყველა წევრის  $L$ -ზე

გაყოფით და იმის გათვალისწინებით, რომ  $di/dt = d^2q/dt^2 = q''$ ,

მივიღებთ მეორე რიგის ერთგვაროვან დიფერენციალურ განტოლებას  $q$  მუხტის მიმართ:

$$q'' + \frac{1}{LC}q = 0. \quad (1)$$

ეს არის ჰარმონიული თავისუფალი (არამიღვევადი) რხევის განტოლება, რომლის ამონახსნია:

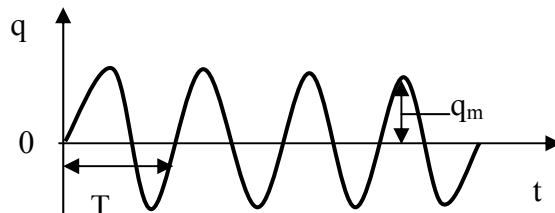
$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (2)$$

$q, q_m$  შესაბამისად, მუხტის მყისი და ამპლიტუდური (მაქსიმალური) მნიშვნელობაა,  $\omega_0 t + \varphi$  – რხევის ფაზა,  $\varphi$  – საწყისი ფაზა,  $\omega_0$  – რხევითი კონტურის საკუთარი ციკლური სიხშირე, რომელიც გამოთვლილია ტომსონის ფორმულიდან:  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ . (1) გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$q'' + \omega_0^2 q = 0. \quad (3)$$

კოსინუსის ნაცვლად (2)-ში შეიძლება სინუსიც ჩაიწეროს, რადგან ორივე პერიოდული ფუნქციაა.

გრაფიკულად ასეთი რხევები სინუსოიდით გამოისახება.



თავისუფალი ჰარმონიული რხევის გრაფიკი

## 2. მიღვევადი ელექტრომაგნიტური რხევები

ყველა რეალურ რხევით კონტურს აქტიური წინაღობა გააჩნია, სადაც გამოიყოფა სითბო და რხევები მიიღვევა. მივიღოთ მიღვევადი რხევის განტოლება: კირხჰოფის მეორე წესის თანახმად, ძაბვის ვარდნა კონდენსატორსა და აქტიურ წინაღობაზე კოჭას ემძაღის ტოღია  $U_R + U_C = \mathcal{E}$  ან  $iR + \frac{q}{C} = -L \frac{di}{dt}$ , ემ ძაღის გადანაცვლებით:

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0, \quad Li' + iR + \frac{q}{C} = 0.$$

ყველა წვერის  $L$  ინდუქციურობაზე გაყოფით და  $i = q'$ ,  $i' = q''$ , შეცვლით საბოლოოდ მივიღებთ:

$$q'' + q' \frac{R}{L} + \frac{q}{LC} = 0. \quad (4)$$

როგორც ცნობიღია,  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ , ხოლო  $\frac{R}{L} = 2\beta$ ,

$\beta$  მიღვევის კოეციენტია და

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = 0. \quad (5)$$

(5) მიღვევადი რხევების სტანდარტული დიფერენციალური განტოლებაა.

როდესაც  $\beta^2 < \omega_0^2$ , (5)-ის ამონახსნი ზაიწვერება შემდეგი სახით:

$$q = q_m e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (6)$$

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  მიღვევადი რხევის ციკლური სიხშირეა ( $\omega < \omega_0$ ).

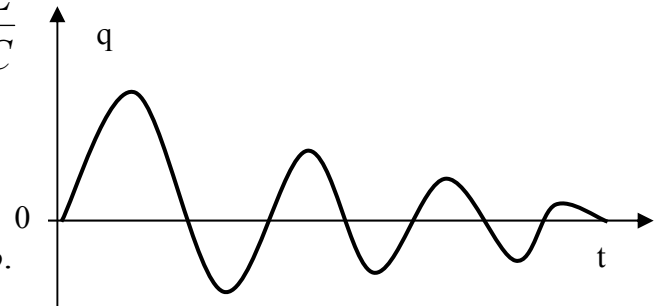
როდესაც  $\beta^2 > \omega_0^2$ , მიღვევადი რხევების ნაცვლად ხდება კონდენსატორის აპერიოდული განმუხტვა, რხევითი კონტურის შესაბამის

წინაღობას კრიტიკული ეწოდება ( $R_{კრ}$ ). მას  $\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{LC}$  თანაფარ-

დობიდან საზღვრავენ და  $R_{კრ} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

ტოღია.

რხევის ამპლიტუდა  $q_m e^{-\beta t}$  დამოკიდებულია დროზე და რხევა მიიღვევა ექსპონენციალური კანონით.



მიღვევადი რხევის გრაფიკი

### 3. იძულებითი ელექტრომაგნიტური რხევები

თუ რხევით კონტურში ჩართულია ცვლადი ემ ძალის მქონე წყარო, რხევები აღარ მიიღევა, რადგან წინააღმდეგობაზე ენერგეტიკული დანაკარგები კომპენსირებული იქნება წყაროს მიერ – ასეთ რხევას იძულებითი ეწოდება. ასეთი კონტურისთვის იწერება მეორე რიგის არაერთგვაროვანი დიფერენციალური განტოლება

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = \mathcal{E}_m \cos \omega t, \text{ ამ წევრების } L\text{-ზე გაყოფით და ცნობი-$$

ლი შეცვლებით მივიღებთ:  $q'' + q' \frac{R}{L} + \frac{1}{LC} q = \frac{\mathcal{E}_m}{L} \cos \omega t.$

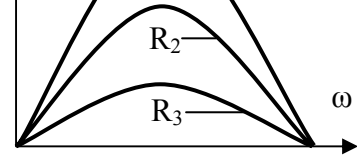
$$\frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad R/L = 2\beta \quad \text{გათვალისწინებით}$$

$$q'' + 2\beta q' + \omega_0^2 q = \frac{\mathcal{E}_m}{L} \cos \omega t. \quad (7)$$

(7) წარმოადგენს იძულებითი რხევების სტანდარტულ დიფერენციალურ განტოლებას. მისი კერძო ამონახსნია:

$$q = q_m \sin(\omega t + \varphi), \quad (8)$$

რეზონანსული მრუდები სადაც



$$q_m = \frac{\mathcal{E}_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} \quad (9)$$

$R_3 > R_2 > R_1.$  კონტურის მუხტის ამპლიტუდაა, ხოლო დენი

კონტურში გამოისახება ფორმულით:  $i = \frac{dq}{dt} = q' = \omega q_m \cos(\omega t + \varphi),$  რომელიც მუხტის წარმოებულია დროით, მისი ამპლიტუდა

$$I_m = \omega q_m = \frac{\omega \mathcal{E}_m / L}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (10)$$

(10)-დან ჩანს, რომ დენი მაქსიმუმს აღწევს მაშინ, როდესაც  $\omega L = 1/\omega C$  ან  $\omega = 1/\sqrt{LC}$  ანუ როდესაც მოდებული ემ ძალის

სიხშირე კონტურის საკუთარი სიხშირის ტოლია:  $\omega = \omega_0.$

✓ იძულებითი რხევების ამპლიტუდის მკვეთრ ზრდას გარე და საკუთარი სიხშირეების შეთავსებისას რეზონანსი ეწოდება.

რაც ნაკლებია წრედის წინააღმდეგობა, მით ბასრია რეზონანსული პიკი. მცირე წინააღმდეგობაზე რეზონანს ბასრი ეწოდება, დიდ წინააღმდეგობაზე – ბლავგი.

ელექტრომაგნიტური ტალღები

# 1. ელექტრომაგნიტური ველი.

## წანაცვლების დენი

როგორც უკვე აღინიშნა, ცვლადი მაგნიტური ველი ქმნის ელექტრულ ველს. თავის მხრივ, ცვლადი ელექტრული ველი მაგნიტურს ქმნის. ეს მტკიცება სივრცის სიმეტრიულობას უსვამს ხაზს და ფუნდამენტურია.

წარმოვიდგინოთ, რომ ელექტრული ველის დაძაბულობა  $\vec{E}$  ბრტყელი დიელექტრიკის შიგნით იცვლება  $dE/dt$  კანონით შემონაფენებზე მოდებული მუხტის შესაბამისად, ისევე, როგორც იქვე აღძრული  $\vec{B}$  ინდუქციის მაგნიტური ველი. ფარადეის ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონის ანალოგიურად შეიძლება ჩაიწეროს

$$\int_l B dl = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

ანუ მაგნიტური ველი იქმნება ცვლადი ელექტრული ველით.  $\vec{B}$  ვექტორის ცირკულაციის ფორმულიდან

$$\int_l B dl = \mu_0 I$$

ანუ მაგნიტური ველი ასევე იქმნება გამტარში გამავალი დენით, ე.ი. არსებობს მაგნიტური ველის წარმოქმნის, სულ მცირე, ორი ხერხი მაინც:

- ✓ ცვლადი ელექტრული ველით;
- ✓ ელექტრული დენით.

ორივე ხერხი თანასწორუფლებიანია. ასე, რომ ჩავწერთ:

$$\int_l B dl = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + \mu_0 I = \mu_0 \left( \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I \right).$$

$\epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$  წევრს აქვს დენის განზომილება. ამ წევრს წანაცვლების დენი ეწოდება (დენი კონდენსატორში). გამტარობის დენი კონდენსატორში არ გადის, რადგან კონდენსატორში არ გადის მუხტი, თუმცა წანაცვლების დენი ნამდვილად დენია, რითაც ის დენის უწყვეტობის კონცეფციას ამტკიცებს.

- ✓ ურთიერთდაკავშირებული ცვლადი ელექტრული და მაგნიტური ველების ერთობლიობას ელექტრომაგნიტური ველი ეწოდება.

## 2. მაქსველის განტოლებები

ელექტრული და მაგნიტური ველების განხილვისას (ფარადეის იდეებზე დაყრდნობით) უდიდესმა ინგლისელმა ფიზიკოსმა ჯეიმს კლერკ მაქსველმა განავითარა მოლეკულების ზომებზე გაცილებით დიდი მუხტებით და დენებით შექმნილი ელექტრო-მაგნიტური ველის მაკროსკოპული თეორია.

თეორიის საფუძველს მაქსველის განტოლებები შეადგენს:

**ი ნ ტ ე გ რ ა ლ უ რ ი ს ა ხ ე**

✓ მაქსველის განტოლებების პირველი წყვილი

$$1) \int_l E_l dl = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad \text{ან} \quad \int_l E_l dl = -\int_S \left( \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right)_n dS, \quad 2) \int_S B_n dS = 0.$$

პირველი განტოლება აღწერს ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონს. მეორე მიუთითებს ძალწირების შეკრულობაზე, ანუ იმაზე, რომ მაგნიტურ ველს უძრავი წყარო არ აქვს.

✓ მაქსველის განტოლებების მეორე წყვილი

$$1) \int_l B dl = \mu_0 \left( \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I \right) \quad \text{ან} \quad \int_l H_l dl = \int_S j_n dS + \int_S \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)_n dS,$$

$$2) \int_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \text{ან} \quad \int_S D_n dS = \int_V \rho dV.$$

პირველი განტოლება გამტარობისა და წანაცვლების დენებს აღძრულ მაგნიტურ ველს უკავშირებს. მეორე აჩვენებს, რომ ელექტრული ძალწირები იწყება და მთავრდება მუხტებზე ანუ ელექტრულ ველს აქვს უძრავი წყარო – მუხტი.

**დ ი ფ ე რ ე ნ ც ი ა ლ უ რ ი ს ა ხ ე**

პირველი წყვილი:

$$\vec{\text{rot}} E = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \vec{\text{div}} B = 0.$$

მეორე წყვილი:

$$\vec{\text{rot}} H = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \vec{\text{div}} D = \rho.$$

ფორმულებში შემავალი სიდიდეები დაკავშირებულია შემდე-

გი თანაფარდობებით:  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ ,  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ,

$D$  ელექტრული ველის ინდუქციაა,  $H$  – მაგნიტური ველის დაძაბულობა,  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  – ომის კანონის დიფერენციალური სახე,

$\vec{j}$  – დენის სიმკვრივე,  $\rho = \frac{dq}{dV}$  – მუხტის სიმკვრივე.

### 3. ელექტრომაგნიტური ტალღები

მაქსველის თეორიის თანახმად, სივრცის რაიმე წერტილში აღძრული ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველი შემდეგ სივრცეში ვრცელდება.

✓ სივრცეში ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველის გავრცელებას ელექტრომაგნიტური ტალღა ეწოდება.

ელექტრომაგნიტურ ველს ელექტრული და მაგნიტური ვექტორებით გამოსახავენ  $\left(\vec{E}, \vec{B}\right)$ . დავუშვათ, უსასრულო, გაუმტარ სივრ-

ცეში ჩნდება  $\vec{E}$  დაძაბულობის ელექტრული ველი. მუხტის არყოფნის გამო ეს ველი მალე გაქრება, თუმცა, მაქსველის თეორიის

თანახმად,  $\vec{E}$  დაძაბულობის შემცირება გამოიწვევს  $\vec{H}$  დაძაბულობის მაგნიტური ველის აღძვრას. იქ დენის არარსებობის გამო ეს

ველიც მალევე გაქრება, მაგრამ გაჩნდება  $\vec{E}^*$  დაძაბულობის გრი-

გალური ელექტრული ველი, რომელიც სპობს  $\vec{E}$  დაძაბულობის პირველად ელექტრულ ველს და ჩნდება სივრცის სხვა წერტილებში. ამ წერტილში ელექტრული ველის შემცირება წარმოქმნის

$\vec{H}^*$  დაძაბულობის მაგნიტურ ველს, რომელიც, თავის მხრივ,

სპობს  $\vec{H}$  დაძაბულობის პირველად მაგნიტურ ველს და ჩნდება სივრცის სხვა წერტილებში – პროცესი მეორდება და გრძელდება.

ასე წარმოიქმნება ელექტრომაგნიტური ტალღა. მისი აღძვრისთვის საჭიროა საკმარისად მაღალი სიხშირის ცვლადი ელექტრომაგნიტური ველი. ჩვეულებრივი ე.წ. ჩაკეტილი რხევითი კონტური ამ მიზნებისთვის გამოუსადეგარია, რადგან მას არ ძალუძს ენერგიის გამოსხივება სივრცეში.

**გერმანელმა ფიზიკოსმა ჰაინრიხ ჰერცმა** ამ მიზნით გამოიყენა ღია რხევითი კონტური – გარდაქმნილი ჩაკეტილი კონტური – კონდენსატორის შემონაფენები მაქსიმალურად დაშორებულია ერთმანეთისგან – მავთულად გაჭიმული კოჭას სიგრძეზე.

ამით შემონაფენების ფართობი შექლებისდაგვარად მცირდება. შედეგად ვღებულობთ ჩვეულებრივ ანტენას, რომელსაც ყოველდღიურად ვიყენებთ ტელევიზორებში, მობილურებში და სხვა.

ამასთან, კონტურის ელექტროტევადობა  $\left(C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}\right)$  ძლიერ მცირდება, რადგან მცირდება  $S$  და იზრდება  $d$ , რაც ამცირებს  $C$ -ს.

მცირდება ინდუქციურობა (ის პროპორციულია კოჭას ფართობის, რომელიც ნულისკენ მიისწრაფვის კოჭას მავთულად გაჭიმვისას), ტომსონის ფორმულის მიხედვით (ელექტრომაგნიტური რხევის პერიოდის და სიხშირის ფორმულა)

$$\nu = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

იწვევს სიხშირის და, მაშასადამე, გამოსხივებული ტალღის ენერჯიის ზრდას, რომელიც სიხშირის პროპორციულია ( $E \sim \nu^4$ ).

ელექტრომაგნიტური ტალღების თვისებები:

- ✓ ელექტრომაგნიტური ტალღები განივია;
- ✓ ვაკუუმში (თვისუფალ სივრცეში) ელექტრომაგნიტური ტალღები ვრცელდება სინათლის  $c$  სიჩქარით, ნებისმიერ სხვა გარემოში კი  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$  სიჩქარით;
- ✓  $\vec{E}, \vec{H}, c$  ურთიერთმართობულია;
- ✓  $\vec{E}, \vec{H}$  ვექტორების მოდულები ერთმანეთთან დაკავშირებულია შემდეგი თანაფარდობით:  $E\sqrt{\epsilon_0\epsilon} = H\sqrt{\mu_0\mu}$ , ხოლო სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში განისაზღვრება ფორმულით  $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ მ/წმ}$ ;
- ✓ ბრტყელი ელექტრომაგნიტური ტალღის ერთეული ზედაპირის ენერჯია განისაზღვრება პოინტინგის ვექტორით – ეს ენერჯიის ნაკადის სიმკვრივეა  $\vec{\Pi} = \left[ \vec{E} \times \vec{H} \right]$  და ელექტრომაგნიტური ტალღის მიმართულებით ვრცელდება.

# ტ ა ლ ლ უ რ ი ო პ ტ ი კ ა

## 1. სინათლის სხივები. არეკვლისა და გარდატეხის კანონები

სინათლის ტალღები ელექტრომაგნიტური ტალღებია, მათი მთავარი მახასიათებელია – სინათლის სხივი.

✓ სინათლის სხივი ეწოდება სინათლის ენერჯის გავრცელების მიმართულებას.

სინათლის ტალღური თვისებები ყველაზე მკაფიოდ გამოიკვეთება, როდესაც დასხივებული ობიექტების წირითი ზომები ( $d$ ) ძლიერ აღემატება სინათლის ტალღის სიგრძეს ( $\lambda$ ) ანუ სრულდება თანაფარდობა:

$$d \gg \lambda.$$

სინათლის სხივი ვრცელდება წრფივად. ამის დასტურია გაუმჭვირი ობიექტის განათებისას ჩრდილის წარმოქმნა. სხვადასხვა ოპტიკური სიმკვრივის მქონე ორი გამჭვირვალე ან ნახევრად გამჭვირვალე გარემოს გამყოფ ზედაპირზე შეინიშნება სინათლის არეკვლა და გარდატეხა:

✓ დაცემული, არეკლილი და გარდატეხილი სხივები და დაცემის წერტილში აღმართული მართობი ერთ სიბრტყეში მდებარეობს.

✓ სინათლის არეკვლისას გლუვი ზედაპირიდან დაცემის კუთხე არეკვლის კუთხის ტოლია:  $\alpha = \beta$ ,

✓ სინათლის გარდატეხისას – ერთი გარემოდან მეორეში გადასვლისას

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21},$$

სადაც  $n_{21}$  მეორე გარემოს გარდატეხის ფარდობითი მაჩვენებელია პირველის მიმართ. არის კიდევ სინათლეგამტარი გარემოს აბსოლუტური მაჩვენებელი  $n$ .

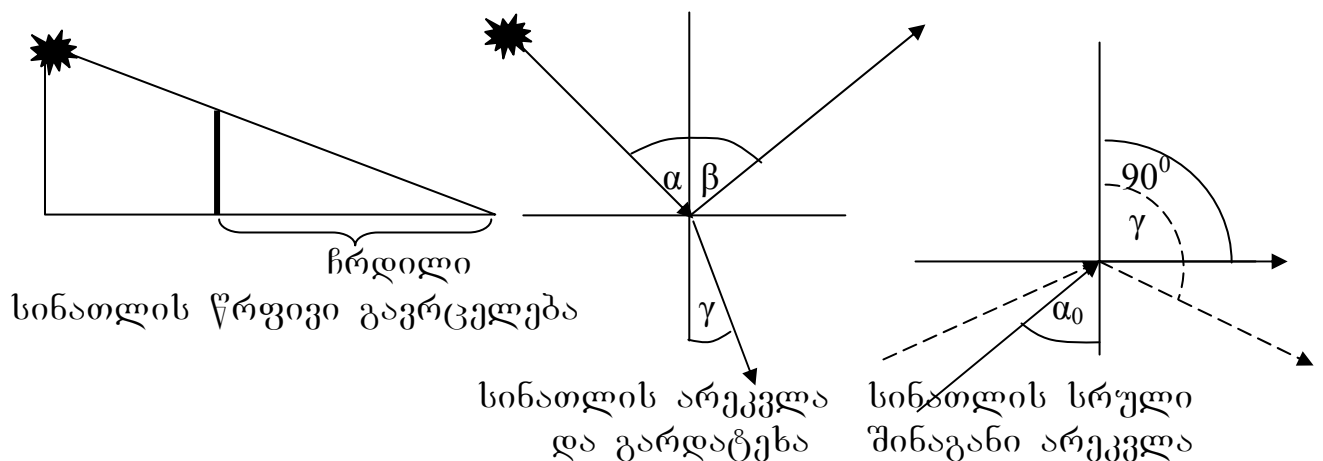
✓ გარდატეხის აბსოლუტური მაჩვენებელი აჩვენებს, რამდენჯერ მეტია სინათლის სიჩქარე ვაკუუმში მოცემულ გარემოსთან შედარებით

$$n = c/v.$$

გარდატეხის მაჩვენებელი სინათლის ტალღის სიგრძეზეა დამოკიდებული. თუ სინათლე გადადის ოპტიკურად უფრო მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივში, დაცემის კუთხის ზრდასთან ერთად იზრდება გარდატეხის კუთხეც, რომელიც თავიდანვე მეტია დაცემის კუთხეზე და ღვება მომენტი, როდესაც გარდატეხის

კუთხე მართი გახდება ( $90^\circ$ ) ანუ გარდატეხილი სხივი გასრიალდება ამ გარემოთა გამყოფ ზედაპირზე. დაცემის შესაბამის კუთხეს ( $\alpha_0$ ) სრული შინაგანი არეკვლის ზღვრული კუთხე ეწოდება. დაცემის კუთხის შემდგომი ზრდისას გარდატეხის კუთხე მართზე მეტი ხდება – სინათლე სრულად ირეკლება ზედაპირიდან და იგივე გარემოში რჩება. აქედან გამომდინარეობს მოვლენის დასახელება – სინათლის სრული შინაგანი არეკვლა

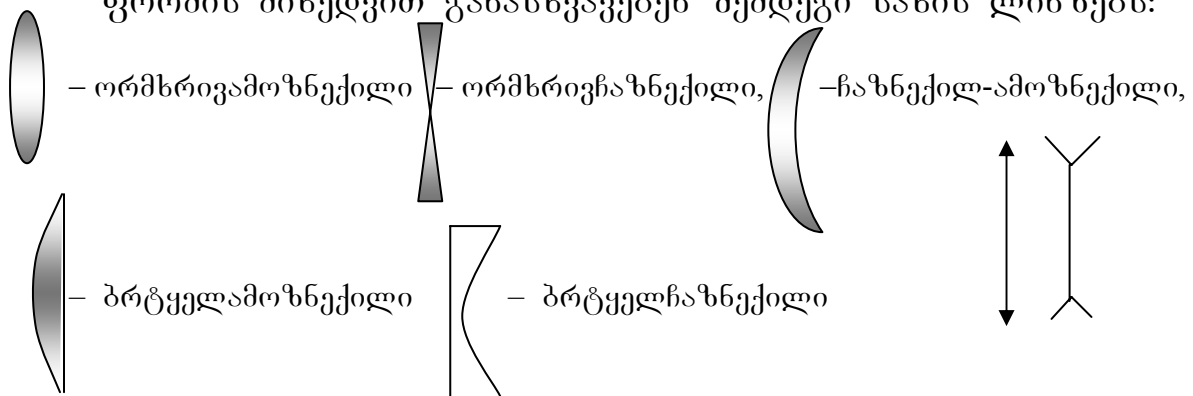
$$\sin \alpha_0 = \frac{1}{n}$$



## 2. ლინზები. ლინზის ფორმულა

✓ ლინზა ეწოდება სფერული ზედაპირებით შემოფარგლულ გამჭვირვალე სხეულს.

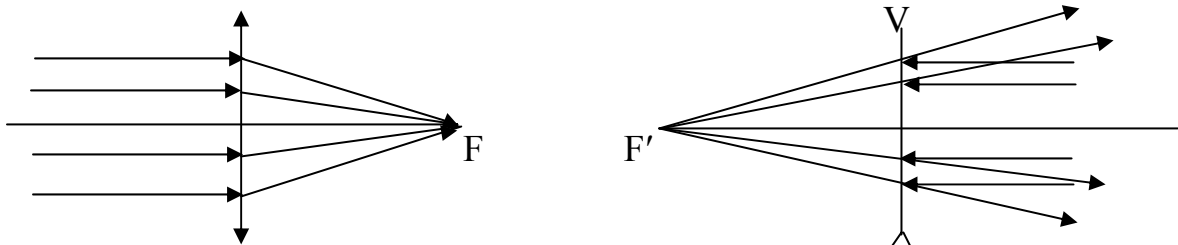
ფორმის მიხედვით განასხვავებენ შემდეგი სახის ლინზებს:



### თხელი ლინზები

პრაქტიკულად მოსახერხებელია თხელი ლინზები – ლინზები, რომელთა შუაწელი მცირედ განსხვავდება კიდეებისგან ანუ მისი ზედაპირის სიმრუდის რადიუსი  $R \rightarrow \infty$ . თხელ ლინზებში გამოსახულების აგება დაკავშირებულია გარკვეულ სხივებთან, რომელთა სვლა წინასწარაა ცნობილი: მთავარი ოპტიკური ღერძი – თხელი ლინზის ცენტრში მისი სიბრტყის მართობულად გამავალი სხივი.

ლინზის ცენტრში გამავალი სხვა სხივებიც (თანადერძები) არ გარდატყდება. მთავარი ოპტიკური ღერძის პარალელური სხივები ლინზაში გარდატყვის შემდეგ ერთ წერტილში (ფოკუსში) გროვდება. ორმხრივამოხსნეილ (შემკრებ) ლინზას ფოკუსი ნამდვილი აქვს, ორმხრივჩაზნეილს (გამბნევ) ლინზას – წარმოსახვითი, რადგან მასში გარდატყვისას სხივები იბნევა და წარმოსახვით ფოკუსში ამ სხივების წარმოსახვითი გაგრძელებები იკრიბება.



ქვემოჩამოთვლილი სიდიდეები სრულად აღწერს სინათლის წყაროს და მისი გამოსახულების მდებარეობებს ლინზის მიმართ:

- ✓ მანძილი ლინზის ოპტიკური ცენტრიდან ფოკუსამდე – ფოკუსური მანძილი  $F$ ;
- ✓ მანძილი სინათლის წყაროდან ლინზის ოპტ. ცენტრამდე –  $d$ ;
- ✓ მანძილი გამოსახულებიდან ლინზის ოპტიკურ ცენტრამდე –  $f$ ;
- ✓ სინათლის წყაროს წირითი ზომა –  $h$ , გამოსახულების წირითი ზომა –  $H$ .

ეს სიდიდეები ერთმანეთთან დაკავშირებულია ლინზის ფორმულებით:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f} - \text{ნამდვილი გამოსახულება შემკრებ ლინზაში;}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f} - \text{წარმოსახვითი გამოსახულება შემკრებ ლინზაში;}$$

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} - \frac{1}{d} - \text{წარმოსახვითი გამოსახულება გამბნევ ლინზაში.}$$

(გამბნევ ლინზაში ნამდვილი გამოსახულება შეუძლებელია, ის ყოველთვის წარმოსახვითია).

გამოსახულების და სინათლის წყაროს ზომების ფარდობას

$$\text{ლინზის გამადიდებლობა ეწოდება, } \Gamma = \frac{H}{h} = \frac{f}{d}.$$

ფოკუსური მანძილის შებრუნებულ სიდიდეს ოპტიკური ძალა ეწოდება,  $D = \frac{1}{F}$ . მისი ერთეულია დიოპტრი (დპტრ = მ<sup>-1</sup>).

შემკრები ლინზის ფოკუსური მანძილი დადებითია, გამბნევის – უარყოფითი.

## სინათლის ელექტრომაგნიტური ბუნება

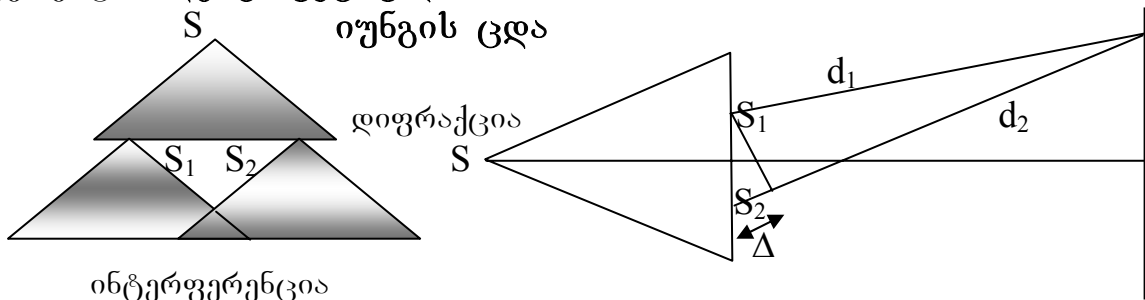
სინათლე ელექტრომაგნიტურ ტალღას წარმოადგენს. სინათლის ტალღური ბუნება მტკიცდება სინათლის ინტერფერენციით, დიფრაქციით, დისპერსიით, შთანთქმით და გაბნევით – ეს დამახასიათებელია ნებისმიერი ტალღური პროცესისთვის. ბუნების ობიექტებზე სინათლის მოქმედების უდიდესი ნაწილი (ფოტოქიმიური, სითბური და სხვა) მის ელექტრულ მდგენელზე მოდის, მაგნიტური კი მეტწილად მხოლოდ ენერჯიის გადამტანია.

### 3. სინათლის ინტერფერენცია. იუნგის ცდა

სინათლის ინტერფერენცია აღმოაჩინა ინგლისელმა მეცნიერმა თომას იუნგმა:

- ✓ სინათლის ინტერფერენცია ეწოდება კოჰერენტული<sup>9</sup> სინათლის ტალღების ზედდების მოვლენას, რის შედეგადაც მოცემულ არეში მონაცვლეობით ჩნდება სინათლის ინტენსივობის გაძლიერება და შესუსტება.

როდესაც სივრცის რომელიმე წერტილში სინათლის ინტენსივობა აღემატება ორი დამოუკიდებელი, კოჰერენტული სინათლის წყაროდან გამოსული ტალღების ჯამურ ინტენსივობას (განათებული არე), ინტერფერენციას კონსტრუქციული ეწოდება, ხოლო თუ ინტენსივობა ჯამურზე ნაკლებია (ჩაბნელებული არე), ინტერფერენცია დესტრუქციულია.



იუნგის ცდაში სინათლის სხივი  $S$  ხვრელიდან გაუმჭვირ ეკრანზე ეცემა ორი მცირე ზომის (სინათლის ტალღის სიგრძის  $(d \sim \lambda)$ ) ხვრელს ( $S_1, S_2$ ), რომლებიც მეორეულ კოჰერენტულ სინათლის წყაროებად გვევლინება. ეკრანზე გაჩნდა ცვლადი ინტენსივობის ფერადი არეები. როდესაც სინათლის სხივი მონოქრომატულით (ერთი ფერის) შეცვალეს, ეკრანზე მეორეული წყაროებიდან გამოსული სხივების ზედდების არეში გაჩნდა მონაცვლეობით განლაგებული განათებული და ჩაბნელებული არეები – შეინიშნა ინტერფერენცია. სინათლის მეორეულ წყაროებზე კი შეინიშნა სინათლის დიფრაქცია (მასზე მოგვიანებით ვისაუბრებთ). მაშასადამე,

<sup>9</sup> ერთნაირი სიხშირის (ტალღის სიგრძის) მქონე ტალღები მუდმივი ფაზათა სხვაობით.

იუნგის მნიშვნელობა გამოქვდავდა მის უნარში უმარტივესი ცდით აღეწერა ორი უმნიშვნელოვანესი მოვლენა ტალღურ ოპტიკაში – სინათლის ინტერფერენცია და დიფრაქცია.

$A_1, A_2$  – არის ინტერფერენციის წერტილში მეორეული წყაროებიდან სხვადასხვა ოპტიკური გზის ( $d_1, d_2$ ) გავლით მოსული ტალღების ამპლიტუდები. ტალღებს აქვს სვლათა სხვაობა და მათი ზედღებისას ჩნდება ფაზათა სხვაობაც. როგორც ცნობილია, თუ ორი ტალღის სვლათა სხვაობაა სინათლის ტალღის სიგრძე  $\lambda$ , შესაბამისი ფაზათა სხვაობა იქნება  $2\pi$ . ჩვენ შემთხვევაში,  $d_2 - d_1 = \Delta$  სვლათა სხვაობისას, ფაზათა სხვაობა იქნება  $\delta$ .

ავიღოთ პროპორცია:  $\delta/2\pi = \Delta/\lambda$  ანუ

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}. \quad (1)$$

აღნიშნული სხივები აღიწერება ტალღური განტოლებებით

$$\xi_1 = A_1 \sin \omega t \quad \text{და} \quad \xi_2 = A_2 \sin(\omega t + \delta),$$

$$\omega = 2\pi/T,$$

$T$  – რხევის პერიოდი.

სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად,

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = A_1 \sin \omega t + A_2 \sin(\omega t + \delta) = A_1 \sin \omega t + A_2 \sin \omega t \cdot \cos \delta + A_2 \cos \omega t \sin \delta = \sin \omega t \cdot (A_1 + A_2 \cos \delta) + A_2 \cos \omega t \cdot \sin \delta.$$

შემოვიღოთ აღნიშვნები:

$$A_1 + A_2 \cos \delta = R \cos \theta, \quad (2)$$

$$A_2 \sin \delta = R \sin \theta, \quad (3)$$

სადაც  $R, \theta$  ფაქტობრივად ახალი მუდმივებია. ე.ი.

$$\xi = R \sin \omega t \cos \theta + R \cos \omega t \sin \theta = R \sin(\omega t + \theta). \quad (4)$$

(4) იმ მოსალოდნელ გარემოებას ადასტურებს, რომ ორი კოპერენტული ტალღის შემაჯამებელიც  $R$  ამპლიტუდის მქონე ტალღაა. (2)-ის და (3)-ის კვადრატში აყვანით და შეკრებით მივიღებთ:

$$\begin{aligned} R^2 \cos^2 \theta + R^2 \sin^2 \theta &= (A_1 + A_2 \cos \delta)^2 + (A_2 \sin \delta)^2 = \\ &= A_1^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta + A_2^2 \cos^2 \delta + A_2^2 \sin^2 \delta. \end{aligned}$$

რადგან

$$\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1 \quad \text{და} \quad \cos^2 \delta + \sin^2 \delta = 1,$$

$$R^2 = A_1^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta + A_2^2.$$

ტალღების ამპლიტუდები შევცვალოთ სინათლის ინტენსივობებით (ურთიერთდამოკიდებულების გათვალისწინებით)  $I \sim A^2, R^2$ , ამით გამოსახულება მარტივდება და შემდეგი სახით ჩაიწერება:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (5)$$

როდესაც  $\cos \delta = +1$  ანუ  $\delta = 2\pi n$ ,  
 $n$  მთელი რიცხვია,  
 (5)-დან

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$$

ანუ ჯამური ინტენსივობა ცალკეული ინტენსივობების ჯამზე მეტია ( $I > I_1 + I_2$ ) და  $I$  სინათლის ინტენსივობა მაქსიმალურია (განათებული არე).

$\Delta$  სვლათა სხვაობისთვის გამოსახულებას გამოვთვლით (1)-დან

$$2\pi n = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \quad \text{და} \quad \Delta = n\lambda.$$

როდესაც  $\cos \delta = -1$  ანუ  $\delta = (2n+1)\pi$ ,  
 (5)-დან მივიღებთ:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

ანუ ჯამური ინტენსივობა ცალკეული ინტენსივობების ჯამზე ნაკლებია ( $I < I_1 + I_2$ ) და  $I$  ინტენსივობა მინიმალურია (ჩაბნელებული არე).

$\Delta$  სვლათა სხვაობის გამოსახულებას ისევ (1)-დან გამოვთვლით:

$$(2n+1)\pi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \quad \text{და} \quad \Delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2}.$$

მაშასადამე, სინათლის ინტენსივობა ეკრანის სხვადასხვა წერტილში მინიმუმიდან მაქსიმუმამდე იცვლება ანუ ინტერფერენციული სურათი სხვადასხვა ფორმის განათებული და ჩაბნელებული არეების მონაცვლეობაა.

ყველაზე მკაფიოდ ინტერფერენცია მუდავნდება, როდესაც ზედნადებ ტალღებს ერთნაირი ინტენსივობა აქვს ( $I_1 = I_2 = I^*$ ).

მაქსიმალური ჯამური ინტენსივობა  $I = I^* + I^* + 2I^* = 4I^*$  – ინტენსივობის ოთხჯერადი გადიდება – ოთხჯერადი სიკაშკაშე;

მინიმალური ჯამური ინტენსივობა  $I = I^* + I^* - 2I^* = 0$  – ნულოვანი ინტენსივობა – აბსოლუტური სიბნელე.

#### 4. ინტერფერენცია თხელ აფსკებში

ცისარტყელას ფერის საპნის ბუშტები და ზეთის ფენა წყლის ზედაპირზე (ასევე ცისარტყელას ფერის) არის თხელ აფსკებში სინათლის ინტერფერენციის შედეგი.

წარმოვიდგინოთ თანაბარი  $d$  სისქის და  $n$  გარდატეხის მაჩვენებლის მქონე თხელი აფსკი. ზედა ზედაპირზე დაცემული მონოქრომატული სხივი ნაწილობრივ აირეკლება მისგან AF-ის გასწვრივ, ნაწილობრივ კი გარდატედება AD-ს გასწვრივ. შემდეგ ეს სხივი ირეკლება ქვედა ზედაპირიდან, მიდის DC-ს გასწვრივ, მეორედ გარდატედება, გადის გარეთ და სხივდება CE-ს გასწვრივ. შედეგად, ჩნდება სვლათა სხვაობა  $\Delta$  AF და CE სხივებს შორის, რომელიც გამოსათვლელია. ამ შემთხვევაში ადგილი გვაქვს არა გეომეტრიულთან, არამედ ოპტიკურ სვლათა სხვაობასთან

$$\Delta = n(AD + DC) - AB.$$

სამკუთხედებიდან გამომდინარეობს

$$\frac{d}{AD} = \cos \gamma, AD = \frac{d}{\cos \gamma}.$$

რადგან  $AD = DC$ ,

$$n(AD + DC) = \frac{2dn}{\cos \gamma}, \quad \frac{AB}{AC} = \sin \alpha, \quad AB = AC \sin \alpha,$$

მაგრამ

$$AC = AO + OC \Rightarrow AO = OC \Rightarrow AC = 2AO, \quad AO = dtg \gamma, \quad AC = 2dtg \gamma$$

და, მაშასადამე,  $AB = 2dtg \gamma \sin \alpha$ .

სინათლის გარდატეხის კანონის თანახმად,  $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n$ , აქედან

$\sin \alpha = n \sin \gamma$ , AB-ში ჩასმით და იმის გათვალისწინებით, რომ

$$tg \gamma = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma}, \text{ მივიღებთ } AB = 2dn \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{\cos \gamma}.$$

ახლა კი  $n(AD + DC)$  და AB-თვის მიღებული გამოსახულები ჩავსვათ  $\Delta$ -ს ფორმულაში:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \gamma} - 2dn \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{\cos \gamma} = \frac{2dn}{\cos \gamma} (1 - \sin^2 \gamma) = 2dn \cdot \frac{\cos^2 \gamma}{\cos \gamma} = 2dn \cos \gamma.$$

უნდა აღინიშნოს, რომ ეს გამოსახულება იძლევა სვლათა სხვაობის მხოლოდ ხილულ და არა ჭეშმარიტ გამოსახულებას. ექსპერიმენტულადაც და თეორიულადაც (სინათლის ელექტრომაგნიტური თეორიის საფუძველზე) დადგინდა, რომ სინათლის არეკვ-

ლისას ოპტიკურად უფრო მკვრივი გარემოს ზედაპირიდან იკარგება  $\pi$  ფაზა, რომელსაც შეესაბამება სვლათა სხვაობა  $\lambda/2$ . შესაბამისად, ამ შემთხვევაში ჭეშმარიტი სვლათა სხვაობა

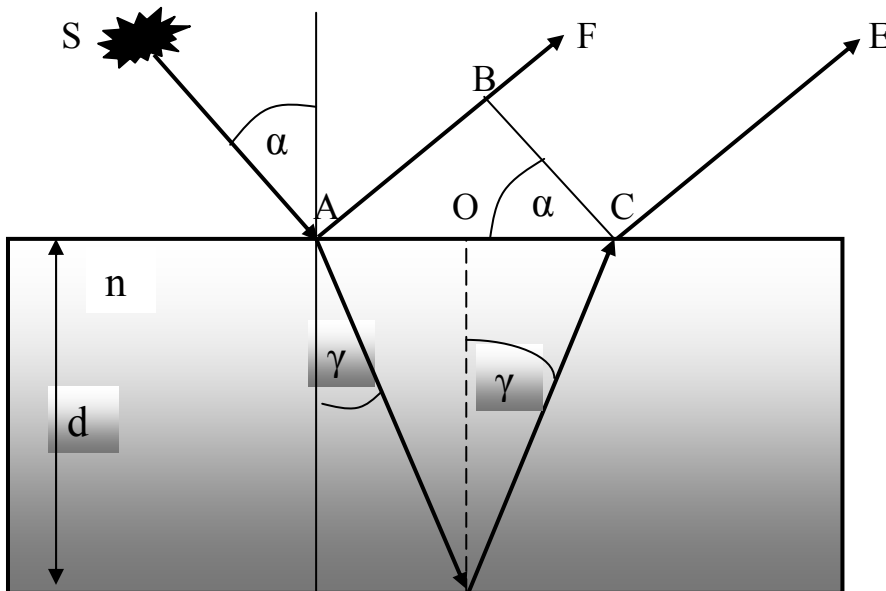
$$\Delta = 2dn \cos \gamma - \lambda/2.$$

თუ  $\Delta = n\lambda$ , ადგილი აქვს ინტერფერენციული სურათის მაქსიმუმს – განათებული არე

$$2dn \cos \gamma - \lambda/2 = n\lambda \quad \text{ან} \quad 2dn \cos \gamma = (2n + 1)\lambda/2.$$

თუ  $\Delta = (2n + 1)\lambda/2$ , ადგილი აქვს ინტერფერენციული სურათის მინიმუმს – ჩაბნელებული არე

$$2dn \cos \gamma - \lambda/2 = n\lambda \quad \text{ან} \quad 2dn \cos \gamma = (n + 1)\lambda.$$



## 5. ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი

ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი ტალღის ფრონტის მდებარეობის განსაზღვრის საშუალებას იძლევა დროის ნებისმიერ მომენტში, თუ მისი ამჟამინდელი მდებარეობა ცნობილია:

- ✓ ტალღის ფრონტის ყველა წერტილი განისაზღვრება, როგორც მეორეული სფერული ტალღების წერტილოვანი წყაროები. დროის გარკვეული შუალედის შემდეგ ტალღის ფრონტის ახალი მდებარეობა ამ მეორეული ტალღების მიმართ მხები ზედაპირია.

ყოველი წერტილი, რომელსაც ტალღა აღწევს, ყველა მიმართულეებით გავრცელებული მეორეული ტალღების წყარო ხდება. ამასთან, შეინიშნება მეორეული ტალღების ურთიერთინტერფერენცია, რის შედეგად მეორეული ტალღები ერთმანეთს აქრობს გვერ-

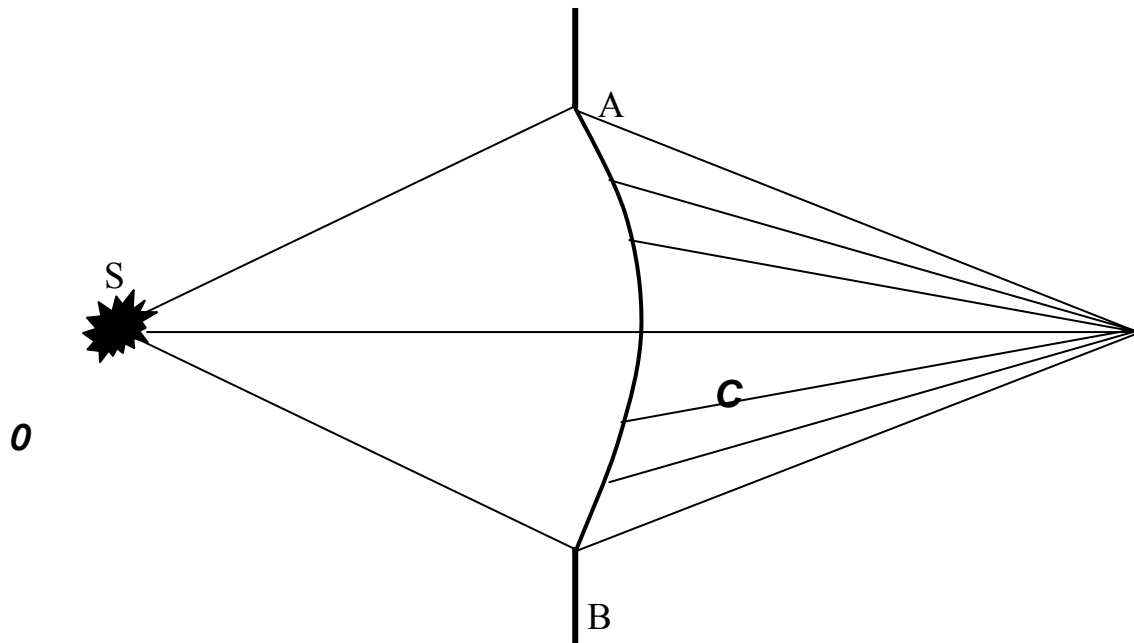
დითი მიმართულებით, სამაგიეროდ აძლიერებს პირვანდელს. ამ მიზეზით სინათლე მხოლოდ პირვანდელი მიმართულებით ვრცელდება. აქედან ცხადია, რომ

*ნებისმიერ ერთგვაროვან გარემოში სინათლე წრფივად ვრცელდება*

## 6. სინათლის დიფრაქცია

✓ დიფრაქცია არის სინათლის სხივების მიერ მცირე დაბრკოლებების გარშემოვლა, მათი მცირე ხვრელებში გავლა და გეომეტრიული ჩრდილის არეში შეღწევა.

თუ დაბრკოლება ან ხვრელი მცირეა – სინათლის ტალღის სიგრძის ჯერაღია ( $d \rightarrow \lambda$ ), დიფრაქცია მკაფიოდ გამოკვეთილია, დაბრკოლების (ხვრელის) ზრდისას დიფრაქცია სუსტდება და საბოლოოდ ქრება.



### დიფრაქციის ახსნა ფრენელის მეთოდით

განვიხილოთ სინათლის გავლა მცირე ხვრელში. O წერტილში სინათლის ინტენსივობის შესაფასებლად ამ წერტილიდან მოვხაზოთ კონუსური ზედაპირები მათ გადაკვეთამდე სფერული ტალღის ზედაპირთან. მათი სიგრძეები ისე შეირჩევა, რომ განსხვავება  $\lambda/2$ -ის ტოლი იყოს. ტალღური ზედაპირები იყოფა ერთნაირი ფართობის რგოლისებრ ზონებად (ფრენელის ზონებად), თითოეული მათგანი პიუიგენსის მეორეული ტალღების წყარო იქნება.

$A_1, A_2, \dots, A_N$  ზემოაღნიშნული სხივების ამპლიტუდებია. ყოველი მეზობელი ზონების წყვილიდან გამოსული სხივები განსხვავ-

დება ფაზით, რაც შეესაბამება  $\lambda/2$  სვლათა სხვაობას. 0 წერტილში ჯამური ამპლიტუდა

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \dots \pm A_N. \quad (6)$$

სინათლის ინტენსივობა (ამპლიტუდა) მცირდება ზონის ცენტრიდან კიდეებისკენ  $A_1 > A_2 > \dots > A_m > \dots$  და ნებისმიერი  $m$ -ური ზონის ამპლიტუდა მეზობლების მეშვეობით განისაზღვრება შემდეგი სახით:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}, \quad (7)$$

$(m-1), (m+1)$  მეზობელი ზონების ნომრებია. (6) გადავწეროთ

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \pm \frac{A_N}{2}.$$

(7)-დან გამომდინარე, გამოსახულებები ფრჩხილებში ნულის ტოლია, ბოლო წევრს სიმცირის გამო უგულებელვყოფთ  $\left( \frac{A_N}{2} \rightarrow 0 \right)$  და

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (8)$$

✓ სინათლის ჯამური ამპლიტუდა პირველი ზონის ამპლიტუდის ნახევრის ტოლია.

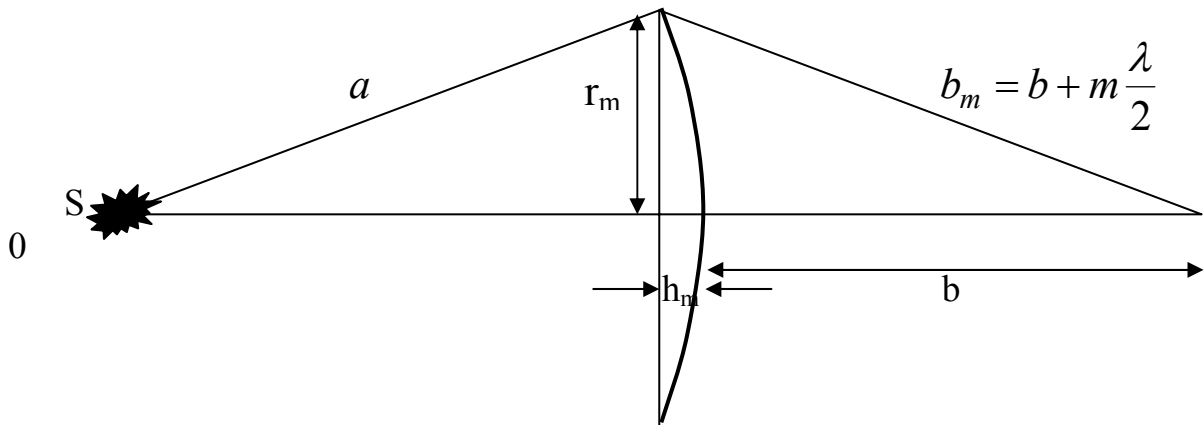
ზოგადად, თუ ზონების რიცხვი კენტია, დიფრაქციული სურათის შუაში არის ბნელი ლაქა, რომელიც გარშემორტყმულია მონაცვლეობით განლაგებული ნათელი და ბნელი რგოლებით, ხოლო ზონების ლუწი რიცხვის შემთხვევაში დიფრაქციული სურათის შუაში შეინიშნება ნათელი ლაქა, მის ირგვლივ კი მონაცვლეობით განლაგებულია ბნელი და ნათელი რგოლები. სხვა, უფრო რთული ფორმის, დიფრაქციული სურათები ანალოგიურად აიხსნება.

## 7. ფრენელის ზონები

პრაქტიკული მიზნებისთვის მნიშვნელოვანია ფრენელის ზონების გეომეტრიული პარამეტრების ცოდნა ტალღურ ზედაპირზე, კერძოდ, უნდა განისაზღვროს ზონის სეკმენტის სიმაღლე  $h$ , ზონის ფართობი  $\Delta S$  და ზონის რადიუსი  $r$ . როგორც სურათიდან ჩანს, 0 წერტილამდე მანძილი  $m$ -ური ზონის კიდიდან განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (9)$$

$b$  მანძილია ტალღური ზედაპირის ცენტრიდან 0 წერტილამდე.



$m$ -ური ზონა

პირველად განვსაზღვროთ ზონის სეგმენტის სიმაღლე, რომლის დახმარებითაც შემდგომ მის ფართობსაც გამოვთვლით. გამოვიყენოთ პითაგორას თეორემა ნახაზზე მოყვანილი ორი მართკუთხა სამკუთხედისთვის

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 \quad \text{და} \quad r_m^2 = b_m^2 - (b + h_m)^2.$$

(9)-ის გამოყენებით და ამ გამოსახულებების გატოლებით მივიღებთ:

$$a^2 - (a - h_m)^2 = b_m^2 - (b + h_m)^2.$$

$$a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^2 = b^2 + 2bm \frac{\lambda}{2} + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - b^2 - 2bh_m - h_m^2.$$

შეკვეცის შემდეგ

$$2ah_m = bm\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - 2bh_m.$$

$m$ -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის და სინათლის ტალღის  $\lambda$  სიგრძის სიმცირის გათვალისწინებით,  $m^2 \frac{\lambda^2}{4}$  წევრის უგულებელყოფა შესაძლებელია და მივიღებთ გამოსახულებას ზონის სეგმენტის სიმაღლისთვის:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (10)$$

$m$ -ური ზონის ფართობი განისაზღვრება ტალღური ზედაპირის  $m$ -ური და  $m-1$  სეგმენტების ფართობების სხვაობით

$$\Delta S = S_m - S_{m-1}.$$

ნებისმიერი სფერული სეგმენტის ფართობია  $S = 2\pi R h$  ( $R$  – სეგმენტის რადიუსი,  $h$  – სეგმენტის სიმაღლე). მაშასადამე, ჩვენ შემთხვევაში

$$S = 2\pi ah_m = \frac{\pi abm\lambda}{a+b}$$

ფრენელის  $m$ -ური ზონის ფართობი

$$\Delta S = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}. \quad (11)$$

როგორც ვხედავთ, (11)  $m$ -ისგან დამოუკიდებელია. ეს ნიშნავს, რომ  $m$ -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის ფრენელის ზონების ფართობები დაახლოებით ერთმანეთის ტოლია.

ახლა განვსაზღვროთ ზონის გარე რადიუსი, რომელსაც პირველი თანაფარდობიდან მივიღებთ, სახელდობრ

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = 2ah_m - h_m^2.$$

$m$ -ის არცთუ დიდი მნიშვნელობებისთვის  $h_m \ll a$  ანუ  $h_m^2$  წევრი შეიძლება უგულებელვყოთ, ანუ  $r_m^2 = 2ah_m$  და აქ (10)-ის ჩასმით მივიღებთ:

$$r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}. \quad (12)$$

მაშასადამე, ფრენელის ზონის ყველა გეომეტრიული პარამეტრი  $h_m, \Delta S, r_m$  უკვე განისაზღვრა.

## 8. სინათლის პოლარიზაცია. მალუსის და ბრიუსტერის კანონები

სინათლე განივი ელექტრომაგნიტური ტალღაა. ამასთან, ელექტრული და მაგნიტური ველების ვექტორები ურთიერთმართობულია, ასევე გავრცელების მიმართულების მართობულიც არის. სინათლის წყაროების ატომები და მოლეკულები დამოუკიდებლად მოქმედებს. სინათლე შედგება დამოუკიდებელი ტალღებისგან, რომელთა რხევის სიბრტყეები ქაოსურად ორიენტირებულია სინათლის გავრცელების მიმართულებით. ასეთ სინათლეს **ბუნებრივი (არაპოლარიზებული) სინათლე** ეწოდება. მისგან განსხვავებით, **პოლარიზებულ სინათლეში** რხევები ერთ განსაზღვრულ სიბრტყეში ხდება, რომელიც პოლარიზაციის სიბრტყის მართობულია. თუ ბუნებრივი სინათლე პოლარიოდის ფირფიტას ეცემა, ის მხოლოდ იმ სხივებს გაატარებს, სადაც ელექტრული ვექტორი პოლარიზაციის მიმართულების პარალელურად ირხევა (სურათზე პარალელური წირები) და შთანთქავს იმ სხივებს, სადაც რხევები ამ მიმართულების მართობულია. პოლარიოდიდან გამოსული სხივი ბრტყელ-პოლარიზებულია და სინათლის ინტენსივობა პოლარიზა-

ციის  $\theta$  კუთხის მიხედვით (პოლაროიდსა და ანალიზატორს შორის კუთხე) შემდეგნაირად იცვლება

$$I = I_m \cos^2 \theta,$$

$I_m$  გამოსული სინათლის მაქიმალური მნიშვნელობაა, საიდანაც მიიღება, რომ  $\theta = 0$  და  $\theta = 180^\circ$ . ამ გამოსახულებას მალუსის კანონი ეწოდება. განივი ტალღები მსგავს ეფექტებს არ ამჟღავნებს.

პოლაროიდზე დაცემული არაპოლარიზებული სინათლე ორ მდგენელად იშლება:

- ✓ ერთს – დაცემის სიბრტყის მართობულს (აღნიშნულია წერტილებით)  $\sigma$ -მდგენელი ეწოდება,
- ✓ მეორე – ძვეს ამ სიბრტყეში (აღნიშნულია ისრებით) და მას  $\pi$ -მდგენელი ეწოდება.

დიექტრიკში არსებობს დაცემის კუთხე, (პოლარიზაციის კუთხე)  $\alpha_p$ , რომელზეც

არ შეინიშნება  $\pi$ -მდგენელის არეკვლა.

ე.ი. მცირე ინტენსივობის არეკლილი სხივი

ბრტყელ-პოლარიზებულია, მისი რხევის სიბრტყე დაცემის სიბრტყის მართობულია.

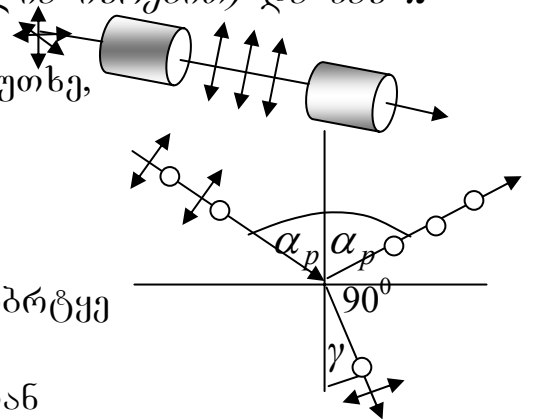
$\pi$ -მდგენელი სრულად გარდატყდება, ამასთან

$\sigma$ -მდგენელი ნაწილობრივ გარდატყდება. თუ დაცემის კუთხე პოლარიზაციის კუთხის ტოლია, არეკლილი და გარდატყხილი სხივები ურთიერთმართობულია:  $\alpha_p + \gamma = 90^\circ$ .

სინათლის გარდატყხის კანონიდან

$$\frac{\sin \alpha_p}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_p}{\sin(90^\circ - \alpha_p)} = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \frac{\sin \alpha_p}{\cos \alpha_p} = \frac{n_2}{n_1}, \text{ ან } \operatorname{tg} \alpha_p = \frac{n_2}{n_1}.$$

ეს გამოსახულება ბრიუსტერის კანონს წარმოადგენს.

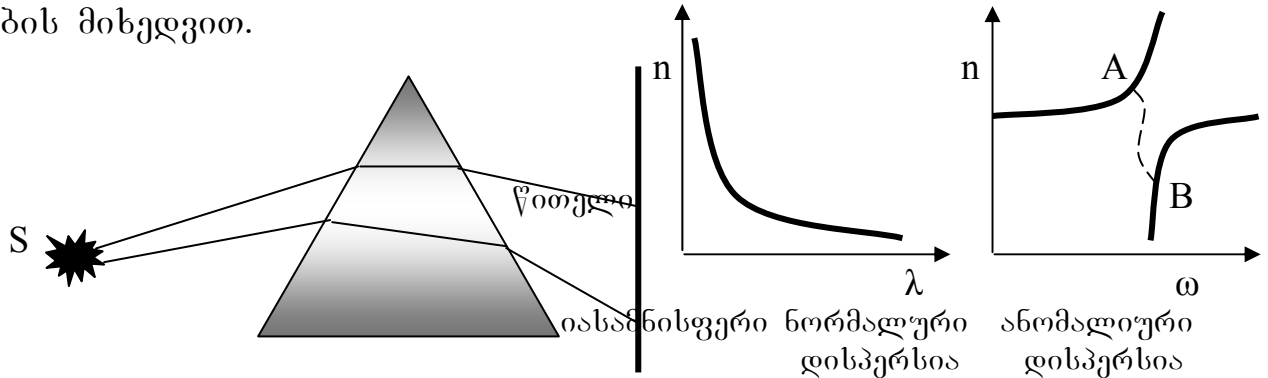


## 9. სინათლის დისპერსია

ისააკ ნიუტონმა აღმოაჩინა, რომ როდესაც თეთრი სინათლე პრიზმის გარდამტეხ ზედაპირს ეცემა, გარდატყხის შემდეგ სხივი შვიდ სხვადასხვა ფერის მონოქრომატულ მდგენელად იშლება – (ცისარტყელას ფერებად): წითელი, ნარინჯისფერი, ყვითელი, მწვანე, ცისფერი, ლურჯი, იისფერი. ამ მოვლენას ნიუტონმა სინათლის დისპერსია უწოდა.

- ✓ დისპერსია ეწოდება ნიუთონის გარდატყხის მაჩვენებლის დამოკიდებულებას სინათლის ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე).

$D = \frac{dn}{d\lambda}$  ნივთიერების დისპერსიის კოეფიციენტი ეწოდება, რომელიც აჩვენებს  $n$  ცვლილებას  $\lambda$  (ტალღის სიგრძის) ცვლილების მიხედვით.



როგორც ნახაზიდან ჩანს, გამჭვირვალე გარემოს გარდატეხის მაჩვენებელი იზრდება ტალღის სიგრძის შემცირებისას. ასეთ დისპერსიას **ნორმალურს** უწოდებენ. როდესაც გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება ტალღის სიგრძის შემცირებისას, შეინიშნება **ანომალიური** დისპერსია. ჩვეულებრივ, მას ადგილი აქვს შთანთქმის არეების სიახლოვეს.

განვიხილოთ დისპერსიის ელექტრონული თეორია – სინათლის დისპერსია არის ელექტრომაგნიტური ტალღების ურთიერთქმედების შედეგი ნივთიერების დამუხტულ ნაწილაკებთან. სინათლის ტალღები იწვევს ელექტრონების რხევას მყარ სხეულებში. გარდატეხის მაჩვენებელი განისაზღვრება მისი დიელექტრიკული შედწევადობით  $n = \sqrt{\epsilon}$ ,  $\epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}$ .  $\chi$  გარემოს დიელექტ-

რიკული ამთვისებლობაა,  $P$  – პოლარიზაციის მყისი მნიშვნელობა,  $E$  – ელექტრული ველის დაძაბულობა. მაშასადამე,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}$$

ამასთან,  $P = n_0 p_d = n_0 e x_m$ ,

$n_0$  დიელექტრიკში ატომთა კონცენტრაციაა,  $p_d$  – დიპოლის აღბრუნებული მომენტი,  $x_m$  – სინათლის ტალღების ელექტრული ველის მოქმედებით წარმოქმნილი ელექტრონის წანაცვლება,  $e$  – ელექტრონის მუხტი. ჩავსვათ:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e x_m}{\epsilon_0 E_m} \quad (*)$$

ელექტრონის წანაცვლებას შეესაბამება ელექტრული ველის დაძაბულობის ამპლიტუდა. სინათლე წარმოვადგინოთ სინუსოიდური ელექტრომაგნიტური ტალღის სახით

$$E = E_m \sin \omega t.$$

ჩავწეროთ და ამოვხსნათ (ელექტრული ველის მოქმედებით) ელექტრონების იძულებითი რხევების განტოლება

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{F_m}{m} \cos \omega t = \frac{eE_m}{m} \cos \omega t, \quad x = x_m \cos \omega t,$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x_m \cos \omega t, \quad -\omega^2 x_m \cos \omega t + \omega_0^2 x_m \cos \omega t = \frac{eE_m}{m} \cos \omega t.$$

$\cos \omega t$ -ზე შეკვეცით მივიღებთ::

$$x_m(-\omega^2 + \omega_0^2) = \frac{eE_m}{m}, \quad \frac{x_m}{E_m} = \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

$\frac{x_m}{E_m}$ -ის ჩასმით (\*)-ში მივიღებთ დისპერსიული გარემოს გარდატეხის მაჩვენებლის ხარისხობრივ გამოსახულებას

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

ეს გამოსახულება უკვე მათემატიკურად ასახავს ნივთიერების გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულებას დამსხივებელი სინათლის ელექტრული ველის ციკლურ სიხშირეზე.

$0 \leq \omega < \omega_0$  არეში  $n^2 > 1$  და იზრდება  $\omega$  სიხშირის ზრდისას (ნორმალური დისპერსია), თუ  $\omega = \omega_0$ ,  $n^2 = \pm \infty$ , ხოლო  $\omega_0 < \omega \leq \infty$  არეში  $n^2 < 1$ , მაგრამ იზრდება (ნორმალური დისპერსია), ხოლო  $AB$  არეში შეინიშნება ანომალური დისპერსია (გარდატეხის მაჩვენებელი მცირდება ციკლური სიხშირის ზრდისას).

## 10. სინათლის შთანთქმა და გაბნევა

სინათლის ნივთიერებაში გავლისას სინათლის ენერგია ნაწილობრივ ნივთიერების შინაგან ენერგიად გარდაიქმნება, ნაწილობრივ კი სხვადასხვა მიმართულებით მეორეული გამოსხივების ენერგიად. ამ მოვლენას სინათლის შთანთქმა ეწოდება. სინათლის შთანთქმა აღიწერება ბუგერის კანონით:

$$I = I_0 e^{-\alpha x},$$

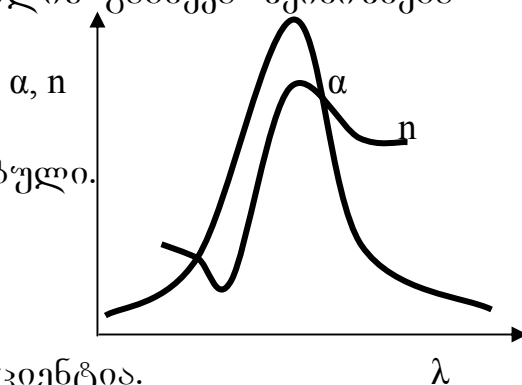
$I_0, I$  შესაბამისად, დაცემული და ნივთიერებაში გასული გამოსხივების ინტენსივობებია,  $x$  – შთანთქავი ფენის სისქე,  $\alpha$  – შთანთქმის კოეფიციენტი, რომელიც ტალღის სიგრძეზე (სიხშირეზე), ნივთიერების ქიმიურ შედგენილობასა და მდგომარეობაზეა დამოკიდებული და ინტენსივობისგან აბსოლუტურად დამოუკიდებელია. გრაფიკზე ნაჩვენებია შთანთქავი ნივთიერების შთანთქმის კოეფიციენტის და გარდატეხის მაჩვენებლის დამოკიდებულება სინათლის ტალღის სიგრძეზე. როგორც გრაფიკიდან ჩანს, შთანთქმის არეში შეინიშნება სინათლის ანომალური დისპერსია. შთანთქმის კოეფიციენტის ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულებით აიხსნება სხეულების შეფერილობა. როდესაც სხეულს ეცემა თეთრი (რთული) სინათლე, ის შთანთქავს ყველა სხივს ერთი გარდა, რომელსაც ირეკლავს. სწორედ ეს ფერია სხეულის ფერი.

გამჭვირვალე სხეულზე დაცემული სინათლის ტალღა აიძულებს მყარი სხეულის ელექტრონებს ირხეოდნენ სინათლის ტალღის ელექტრული ვექტორის რხევის შესაბამისად. მერყევი ელექტრონები არის ნებისმიერი მიმართულებით გავრცელებული მეორეული ელექტრომაგნიტური (სინათლის) ტალღების წყაროები. ნივთიერებაში გასული ტალღის მაქსიმალური ინტენსივობა შეინიშნება დაცემული ტალღის პირვანდელი მიმართულებით. გვერდითი გასხივება ვრცელდება ელექტრონების ქაოსური რხევის მიხედვით – შეინიშნება სინათლის გაბნევა ანუ მისი გავრცელება სხვადასხვა მიმართულებით. ყველაზე მკაფიოდ სინათლის გაბნევა შეინიშნება აირებში, სადაც თავისუფალი ელექტრონების რხევა ძლიერია.

გაბნეული სინათლის ინტენსივობა სინათლის ტალღის სიგრძეზეა დამოკიდებული. ბუგერის კანონი სინათლის გაბნევისას შემდეგი სახით გადაიწერება:

$$I = I_0 e^{-(\alpha + \beta)x},$$

სადაც  $\beta$  – ექსტინქციის (გაბნევის) კოეფიციენტი.



## 11. სითბური გამოსხივება

✓ სითბური გამოსხივება ის ენერგიაა, რომელსაც სხეული ასხივებს მისი ტემპერატურის შესაბამისად.

ყველა სხეულს შეუძლია ენერგიის გამოსხივება. გამოსხივება ელექტრომაგნიტურ ტალღებს წარმოადგენს. ისინი მხოლოდ ტალღის სიგრძეებით განსხვავდება, გააჩნია ერთი სიჩქარე (სინათლის

სიჩქარე ვაკუუმში)  $\left( c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{მ}}{\text{წმ}} \right)$  და ემორჩილება გავრცელების, არეკვლის, გარდატეხის, ინტერფერენციის, დიფრაქციის და პოლარიზაციის ერთნაირ კანონებს. ტალღის სიგრძის მიხედვით ისინი შემდეგ ნაირსახეობებად იყოფა

- ✓  $\gamma$  – სხივები;
- ✓ რენტგენის სხივები;
- ✓ ულტრაიისფერი სხივები;
- ✓ ხილული სპექტრი;
- ✓ ინფრაწითელი სხივები;
- ✓ მიკროტალღები;
- ✓ რადიოტალღები;
- ✓ დაბალსიხშირიანი ტალღები.

სია შედგენილია ენერგიის შემცირების (ტალღის სიგრძის შემცირების) მიხედვით. ბუნებაში ყველაზე ხშირად სწორედ სითბური გამოსხივება გვხვდება. მისი აღწერისთვის შემოღებულია გასხივებული სიმძლავრის და შთანთქმული სიმძლავრის ცნებები.

გასხივებული სიმძლავრისას (როდესაც სხეულის ტემპერატურა გარემოს ტემპერატურაზე მაღალია) ის სითბურ ენერგიას ასხივებს გარემოში. მოცემულ ტემპერატურაზე გამოსხივების დონე დამოკიდებულია სხეულის ზედაპირის ბუნებაზე, მის ფართობსა და გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე.

- ✓ **გასხივებული სიმძლავრე არის ენერგია, რომელსაც დროის ერთეულში სხეულის ზედაპირის ერთეული ასხივებს  $E_\lambda$ ,**

ტალღის სიგრძეების მთელი დიაპაზონისთვის კი

$$E = \int_{\lambda} E_\lambda d\lambda = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda.$$

**შთანთქმული სიმძლავრე** – სხეულის ზედაპირის სითბური დასხივებისას ენერგიის ნაწილი ირეკლება ზედაპირიდან, ნაწილი შთანთქმება, ნაწილი კი გადის სხეულში. მოცემულ ტემპერატურაზე შთანთქმული ენერგიის ნაწილი დამოკიდებულია სხეულის ზედაპირის ბუნებასა და გამოსხივების ტალღის სიგრძეზე.

- ✓ შთანთქმული სიმძლავრე არის ზედაპირის მიერ შთანთქმული ენერგიის  $Q^*$  ფარდობა იგივე დროში ამ ზედაპირზე დაცემულ

ენერგიასთან  $Q$  
$$A_\lambda = \frac{Q^*}{Q}.$$

სხეულის ერთეულოვანი ზედაპირის მიერ შთანთქმული ენერგია განისაზღვრება, როგორც  $A_\lambda \Delta Q$ ,  $\Delta Q$  – სხეულზე დაცემული დასხივების ენერგია.

## კირხჰოფის კანონი. აბსოლუტურად შავი სხეული

- ✓ აბსოლუტურად შავი – ისეთი სხეულია, რომელიც სრულად შთანთქავს მასზე დაცემულ დასხივებას.
- ✓ გარკვეულ ტემპერატურაზე მყოფი და გარკვეული ტალღის სიგრძის მქონე გამოსხივებებისთვის გასხივებული სიმძლავრის ფარდობა შთანთქმულ სიმძლავრესთან ყველა სხეულისთვის მუდმივია. ის უდრის აბსოლუტურად შავი სხეულის გასხივებულ სიმძლავრეს – ეს კირხჰოფის კანონია.  
დროის ერთეულში სხეულის ერთეულოვანი ფართობით შთანთქმული ენერგია დროის ერთეულში იგივე ფართობის მიერ გასხივებული ენერგიის ტოლია ანუ

$$A_\lambda \Delta Q = E_\lambda \Delta \lambda \quad \text{ან} \quad \frac{E_\lambda}{A_\lambda} = \frac{\Delta Q}{\Delta \lambda}.$$

აბსოლუტურად შავი სხეულისთვის  $A_\lambda = 1$ . აბსოლუტურად შავი სხეულის გასხივებული სიმძლავრის  $R_\lambda$ -ით აღნიშვნით მივიღებთ

$$R_\lambda = \frac{E_\lambda}{A_\lambda} = \text{const}.$$

*ენერგიის კარგი შთანთქმელი ასევე კარგი გამსხივებელიც არის და პირიქით.*

## სტეფან-ბოლცმანის კანონი

აბსოლუტურად შავი სხეულის ზედაპირის ერთეულის მიერ გასხივებული ენერგიის სიმძლავრე აბსოლუტური ტემპერატურის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია  $R_\lambda = \sigma T^4$ ,  
 $\sigma$  სტეფანეს მუდმივაა.

## ვინის წანაცვლების კანონი

გამოსხივების მაქსიმალური ენერგიის შესაბამისი ტალღის სიგრძე  $\lambda_m$  და აბსოლუტური ტემპერატურა  $T$  შემდგენაირადაა დაკავშირებული  $\lambda_m T = \text{const}$ .

# კ ვ ა ნ ტ უ რ ი    ო პ ტ ი კ ა

## 1. ფოტოელექტრული ეფექტი

XX საუკუნის დასაწყისისთვის ფიზიკოსებმა გამოავლინეს მრავალი, სინათლის ტალღური ბუნებით აუხსნელი, ოპტიკური მოვლენა. ამ არცთუ მარტივი ვითარებიდან გამოსავალი ნახა დიდმა ფიზიკოსმა მაქს პლანკმა სინათლის კვანტური თეორიის შემუშავებით. მან შემოიღო კვანტის – ენერჯიის უმცირესი ულუფის ცნება. ამასთან, შემოიტანა აგრეთვე სინათლის დუალიზმის (ორგვარობის) ცნებაც – სინათლე ერთდროულად ტალღურ და კვანტურ თვისებებს ავლენს.

- ✓ სივრცეში სინათლე ვრცელდება ენერჯიის უმცირესი ულუფების – კვანტების ნაკადის სახით.

kvantis energia sinaTlis sixSiris (talRis sigrZis)    proporciulia

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}. \text{ (plankis formula),}$$

$$(h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ ჯწმ} - \text{პლანკის მუდმივა})$$

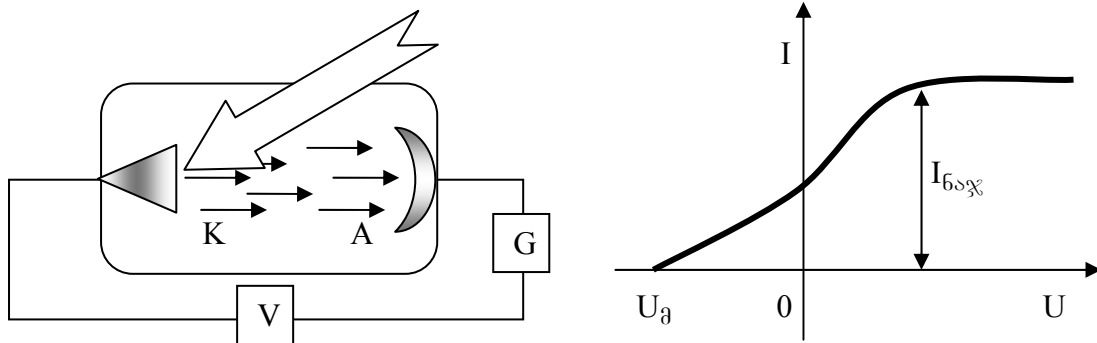
კვანტური თეორია ბრწყინვალედ ხსნის ერთ-ერთ უმნიშვნელოვანეს ოპტიკურ მოვლენას – ფოტოელექტრულ ეფექტს ანუ ფოტოეფექტს.

- ✓ ფოტოეფექტი მდგომარეობს ლითონის ზედაპირიდან ელექტრონების აორთქლებაში გარკვეული სიხშირის სინათლით მისი დასხივების შედეგად.

პლანკის კვანტურ თეორიაზე დაყრდნობით უდიდესმა ფიზიკოსმა ალბერტ აინშტაინმა გააკეთა ფოტოეფექტის მოვლენის ხარისხობრივი და რაოდენობრივი ახსნა. აინშტაინის მიხედვით, ლითონის ფირფიტაზე მოხვედრილი სინათლის კვანტი აღწევს ლითონის შიგნით და სრულად გადასცემს თავის ენერჯიას თავისუფალ გამტარობის ელექტრონს (ერთი კვანტი → ერთ ელექტრონს). მიღებული ენერჯიის ხარჯზე ელექტრონი ტოვებს ლითონს და გადის გარეთ – მიმდინარეობს ელექტრონების აორთქლება ლითონის ზედაპირიდან. ენერგოგადაცემის პროცედურა შემდეგია: კვანტისგან მიღებულ ენერჯიას ელექტრონი ნაწილობრივ ხარჯავს ლითონიდან გამოსვლის მუშაობაზე, ნაწილი კი გადაიქცევა მის კინეტიკურ ენერჯიად, რომლის ხარჯზე ელექტრონს შეუძლია სივრცეში გადაადგილება

$$E = W + E_{\text{კინ}}, \text{ ან } h\nu = W + \frac{m_e v^2}{2} \text{ (აინშტაინის ფორმულა).}$$

$W, m_e, v$ , შესაბამისად, ელექტრონის ლითონიდან გამოსვლის მუშაობა, მისი მასა და სიჩქარეა.



ფოტოეფექტის ცდა რუსმა მეცნიერმა სტოლეტოვმა ჩაატარა (სურათი): ვაკუუმირებულ ბალონში ჩარჩილულია დენის წყაროსთან მიერთებული ანოდი და კათოდი. კათოდზე დაცემული მონოქრომატული გამოსხივების შედეგად ელექტრონები კათოდიდან ამოიფრქვევა და ელექტროდებს შორის არსებული ელექტრული ველის მოქმედებით მიემართება ანოდისკენ – წრედი იკვრება და მასში გადის დენი, რომელსაც ფოტოდენი დაერქვა. ძაბვის ზრდით იზრდება დენიც, თუმცა ის მალევე აღწევს ნაჯერობას – ძაბვის ზრდა დენის ზრდას ვეღარ იწვევს – უკლებლივ ყველა ელექტრონი ჩართულია მუხტის გადატანის (დენის შექმნის) პროცესში. გრაფიკიდან ჩანს, რომ დენი უარყოფით ძაბვაზეც არსებობს (დიდი კინეტიკური ენერგიის ელექტრონების წყალობით).

✓ უარყოფითი ძაბვის იმ მნიშვნელობას, რომელზეც ფოტოდენი წყდება  $U_a$  მამუხრუჭებელი ძაბვა ეწოდება.

მისი შესაბამისი ელექტრული ველის მუშაობა მის მიერ დამუხრუჭებული ელექტრონების კინეტიკური ენერგიის ტოლია:

$$eU_a = \frac{m_e v^2}{2}.$$

✓ იმ მინიმალურ სიხშირეს (მაქსიმალურ ტალღის სიგრძეს), რომელზეც ფოტოეფექტი იწყება, ფოტოეფექტის წითელი საზღვარი ეწოდება,  $\nu_m = \frac{c}{\lambda_m}$ .

ცხადია, რომ კვანტის შესაბამისი ენერგია რიცხობრივად ლითონიდან ელექტრონის მხოლოდ გამოსვლის მუშაობის ტოლია, რადგან კინეტიკური ენერგიის მინიჭებაზე ენერგია აღარ ყოფნის

$$h\nu_m = h \frac{c}{\lambda_m} = W.$$

ამ თანაფარდობების გათვალისწინებით, აინშტაინის ფორმულამ შეიძლება შემდეგი გარდასახვაც მიიღოს:

$$h\nu = h\nu_m + eU_a \quad \text{ან} \quad h \frac{c}{\lambda} = h \frac{c}{\lambda_m} + eU_a.$$

## ფოტონის ცნება

შემდგომში, პრაქტიკული მიზნებისთვის, კვანტის შემცველის როლში გამოდის ფოტონის ცნება – ელემენტარული ნაწილაკის, რომელსაც კვანტის ენერგია გააჩნია და ის მხოლოდ მოძრა მდგომარეობაში არსებობს (ფოტონს არ აქვს უძრაობის მასა). სავარაუდოდ, მსგავსი ნაწილაკის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელი – მისი იმპულსია  $p = m \cdot c$ . ფოტონის ენერგია, პლანკის ცნობილი ფორმულის გარდა, კიდევ აინშტაინის ენერგიის ზოგადი ფორმულითაც გამოისახება  $E = m \cdot c^2$ . ყველა შესაძლო გამოსახულებების შედარებით, მივიღებთ ძალიან სასარგებლო თანაფარდობებს:

$$E = pc, m \cdot c^2 = h \frac{c}{\lambda} \Rightarrow m \cdot c = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow p = \frac{h}{\lambda}, m \cdot c^2 = h \nu.$$

## 2. კომპტონის ეფექტი

მყარი სხეულების ჩქარი ელექტრონების ნაკადით დაბომბვისას ჩნდება მძლავრი, უხილავი გამოსხივება, რომელსაც მისი აღმომჩენის, რენტგენის სახელი დაერქვა – რენტგენის სხივები.

✓ რენტგენის სხივები – ძალიან მოკლევალდიანი (მაღალსიხშირიანი) ელექტრომაგნიტური გამოსხივებაა უდიდესი გამჭოლუნარიანობით, მის ფოტონებს უდიდესი ენერგია აქვს.

ექსპერიმენტულად გაირკვა, რომ რენტგენის სხივები სინათლის სიჩქარით ვრცელდება  $c = 3 \cdot 10^8$  მ/წმ, ისინი არ გადაიხრება არც მაგნიტურ და არც ელექტრულ ველში (არ გააჩნია მუხტი), ისინი აირში გავლისას აიონიზებს მას, განიცდის ინტერფერენციას, დიფრაქციას, პოლარიზაციას და სხვა.

ცნობილი ფიზიკოსი კომპტონი იკვლევდა მყარ სხეულებში რენტგენის სხივების გავლას – მის გაოცებას საზღვარი არ ჰქონდა, როდესაც აღმოაჩინა გაბნეულ გამოსხივებაში მეტი სიგრძის ტალღები, ვიდრე დაცემულში:  $\lambda' > \lambda$ ,  $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$  – კომპტონის წანაცვლება. მან ეს მოვლენა კვანტური თეორიის საფუძველზე ახსნა.

✓ რენტგენის ფოტონი ნივთიერების თავისუფალ ელექტრონს ეჯახება და გადასცემს თავისი ენერგიის ნაწილს, ამასთან, ფოტონის ენერგია კლებულობს (ტალღის სიგრძე იზრდება). ენერგიის და იმპულსის შენახვის კანონების გამოყენებით, კომპტონმა მიიღო წანაცვლების გამოსახულება:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta),$$

$\theta$  – გამბნევი კუთხე.

# ატომური და ბირთვული ფიზიკა (მ ი მ ო ხ ი ლ ვ ა)

## ატომური ფიზიკა

ატომი – ნივთიერების მოლეკულების შემადგენელი ნაწილია. მისი აგებულება დაადგინა **ერნესტ რეზერფორდმა**. ატომი შედგება დადებითი ბირთვის და მის გარშემო მუდმივ წრიულ ორბიტებზე მოძრავი ელექტრონებისგან. ბირთვში თავმოყრილია ატომის მთელი დადებითი მუხტი და თითქმის მთელი მასა – ელექტრონების საერთო მასა ბირთვის მასაზე გაცილებით ნაკლებია. თვით ბირთვს ძალიან მცირე მოცულობა უჭირავს ატომში  $10^{-15}$ მ, ხოლო ელექტრონების მიერ დაკავებული სფეროს რადიუსი, იგივე ატომის ზომა  $10^{-10}$  მ-ის ტოლია. ატომი ელექტრონიტრალურია – ელექტრონების საერთო უარყოფითი მუხტი ბირთვის დადებითი მუხტის ტოლია.

ატომის ქცევა აღწერილია დიდი დანიელი ფიზიკოსის **ნილს ბორის** პოსტულატებში:

- ✓ როდესაც ატომი სტაციონარულ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში იმყოფება, ის არ ასხივებს და არ შთანთქავს ენერგიას.
- ✓ ერთი სტაციონარული ენერგეტიკული მდგომარეობიდან მეორეში გადასვლისას ატომი ასხივებს ან შთანთქავს ენერგიის კვანტს:

$$h\nu = E_i - E_k, (i > k).$$

ელექტრონების განაწილება ორბიტებზე მოცემულია **4 კვანტური რიცხვით** და პაულის აკრძალვის პრინციპით:

### კვანტური რიცხვები

1. მთავარი კვანტური რიცხვი –  $n$ ,
2. ორბიტული კვანტური რიცხვი –  $l$ ,
3. მაგნიტური კვანტური რიცხვი –  $m$ ,
4. სპინური კვანტური რიცხვი –  $s$ .

**პაულის პრინციპი:** ერთ ორბიტაზე შეიძლება იმყოფებოდეს საპირისპირო სპინის მქონე  $+1/2$  და  $-1/2$  არა უმეტეს ორი ელექტრონისა.

არსებობს სივრცეში ენერჯის თავისთავად გამსხივებელი (ბუნებრივი რადიაქტიურობა) ნივთიერებები – რადიაქტიური ნივთიერებები (*ურანი, პლუტონიუმი, თორიუმი* და სხვა). ისინი სამი სახის ენერჯიას ასხივებს:

- ✓  *$\alpha$ -გამოსხივება* – ჰელიუმის ატომის ბირთვების (ორჯერ იონიზებული ჰელიუმის ატომების) ნაკადი – მძიმე და ნელი გამოსხივება ( $v = c/15 = 20000 \frac{\text{კმ}}{\text{წმ}}$ );
- ✓  *$\beta$ -გამოსხივება* – ჩქარი ელექტრონების ( $v \approx c$ ) ნაკადი – მსუბუქი, სწრაფი გამოსხივება;
- ✓  *$\gamma$ -გამოსხივება* – ძალიან მოკლელტალღიანი ელექტრომაგნიტური გამოსხივება უზარმაზარი ენერჯიით, უდიდესი გამჭოლუნარიანობით და დამანგრეველი ძალით.

$\alpha$ - და  $\beta$ -სხივებისგან განსხვავებით,  $\gamma$ -სხივები არ იხრება ელექტრულ და მაგნიტურ ველებში.

შეუძლებელია ზუსტად განისაზღვროს მოძრავი ელემენტარული ნაწილაკის მდებარეობა სივრცეში რაიმე დროის მომენტში. გერმანელმა ფიზიკოსმა **მაქს ბორნმა** შემოიღო ტალღური ფუნქციის ცნება, რომელიც განსაზღვრავს ნაწილაკის მდებარეობის ალბათობას  $\Psi^2$  სივრცის მოცემული წერტილის მახლობლად და, თუ  $dV$  ამ წერტილის შემცველი ელემენტარული ფართობია, ამ მოცულობის შიგნით  $\Psi^2 dV$  ნაწილაკის მდებარეობის ალბათობაა.

ნაწილაკთა მოძრაობის და სხვადასხვა სახის ურთიერთქმედებისას ტალღური  $\Psi$  ფუნქციის განმსაზღვრელი კვანტური მექანიკის ფუნდამენტური განტოლება **შრედინგერის განტოლების** სახელს ატარებს

$$-\hbar^2 \frac{\Delta \Psi}{2m} + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

$\hbar = h/2\pi$ ,  $\Delta$  ლაპლასის ოპერატორია,  $U(x, y, z, t)$  – ნაწილაკის პოტენციური ენერჯია.

## ბ ი რ თ ვ უ ლ ი    ფ ი ზ ი კ ა

ატომის ბირთვი ორი სახის ელემენტარული ნაწილაკისგან შედგება: დადებითი პროტონებისა და ნეიტრალური ნეიტრონებისგან. პროტონის მუხტი მოდულით ელექტრონის მუხტის ტოლია და ნიშნით საპირისპიროა, ცხადია, მათი რიცხვიც ბირთვში ატომის ორბიტებზე მბრუნავი ელექტრონების ტოლია. პროტონების რიცხვს  $Z$  აღნიშნავენ, ხოლო ნეიტრონების  $N$ -ით. მათ ჯამს ატომური რიცხვი ეწოდება ( $A$ ), მათი საერთო სახელია – ნუკლონები

$$A = Z + N.$$

ნებისმიერი ელემენტი ამ რიცხვების მეშვეობით ჩაიწერება:  $X_Z^A$ . ერთნაირი პროტონების და სხვადასხვა ნეიტრონების მქონე ერთი და იგივე ელემენტის ატომებს იზოტოპებს უწოდებენ. ერთმანეთისგან ისინი თვისებებით განსხვავდება. იზოტოპებს აქვს ერთნაირი  $Z$  და სხვადასხვა  $N, A$ .

ზოგად შემთხვევაში, ბირთვის უძრაობის მასა მისი შემადგენელი ნუკლონების მასათა ჯამზე ნაკლებია. ამ მასებს შორის სხვაობას მასის დეფექტს უწოდებენ

$$\Delta M = (Zm_p + Nm_n) - M_0.$$

$m_p \approx m_n = 1836m_e$ , შესაბამისად, პროტონის, ნეიტრონის და ელექტრონის მასებია.  $M_0$  – ბირთვის უძრაობის მასა.

ნუკლონებს შორის არსებობს მძლავრი ურთიერთქმედების ძალები – რამდენადაც ძნელია ბირთვის ნუკლონებად დაშლა, ასევე შეუძლებელია ცალკეული ნუკლონების ერთ ბირთვად შეერთება ამ დროს აღძრული, შესაბამისად, ურთიერთმიზიდვის და განზიდვის ძალების მოქმედების გამო. უდიდესი რიცხვითი მნიშვნელობა აქვს, აგრეთვე ატომბირთვების შესაბამის ბმის ენერგიას – ენერგიას, რომელიც თავისუფლდება ბირთვის გახლეჩისას

$$E_c = \Delta Mc^2.$$

რადიაქტიურობას ანუ  $\alpha, \beta, \gamma$ -გამოსხივებებს ადგილი ქვს ატომბირთვის გახლეჩისას. ბირთვების გახლეჩა ალბათობის სტატისტიკურ კანონს ემორჩილება. თუმცა შეუძლებელია წინასწარ განისაზღვროს, მოცემულ მომენტში რომელი ატომი გაიხლეჩება. დროის ერთეულში გახლეჩილი ატომების რიცხვი ამ მომენტისთვის არსებული რადიაქტიური ატომების რიცხვის პროპორციულია

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N,$$

$\lambda$  დაშლის მუდმივაა. მინუსი მიუთითებს, რომ  $t$  დროის ზრდისას ატომთა  $N$  რიცხვი კლებულობს.

თუ  $N_0$ -ით აღინიშნება დროის საწყის ( $t=0$ ) მომენტში არსებული ატომების რიცხვი, ხოლო  $N$ -ით  $t$  დროის შუალედის დასრულებისთვის დარჩენილი ატომების რიცხვი, მიიღება:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{dt} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln N \Big|_{N_0}^N = -\lambda t \quad \text{და} \quad N = N_0 e^{-\lambda t}.$$

რადიაქტიური ელემენტის  $T_{1/2}$  ნახევარდაშლის პერიოდი

- ✓ ის დრო, რომელშიც იშლება ელემენტის ყველა ატომის ნახევარი ანუ ამ დროში ელემენტის რადიაქტიურობა ნახევრდება.

$N$ -ის ფორმულაში  $N \rightarrow N_0/2, t \rightarrow T_{1/2}$  ცვლილებების ჩატარებით მივიღებთ:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad e^{\lambda T_{1/2}} = 2, \quad \lambda T_{1/2} = \ln 2, \quad \text{ანუ}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

### ჯაჭვური ბირთვული რეაქციები

- ✓ ბირთვის გაყოფა – პროცესია, რომელზეც მძიმე ელემენტების ( $A > 230$ ) ბირთვები იყოფა ორ და მეტ ნამსხვრევად უდიდესი ენერჯიის გათავისუფლებით.

$U_{92}^{235}$  ურანის ნელი ნეიტრონებით დაბომბვისას მისი ბირთვი იყოფა ორ ნამსხვრევად, რომლებიც ასევე ბარიუმისა და კრიპტონის ბირთვებს ქმნის. რეაქციის დროს თავისუფლდება 2-3 ნეიტრონი, რომლებიც, თავის მხრივ, სხვა ბირთვებს ჰყოფს. ასე წარმოებს ჯაჭვური ბირთვული რეაქცია, რომელიც უკვე თავისთავად გრძელდება პირველადი დასხივების შემდეგ მანამ, ვიდრე ურანი არ ამოიწურება ან რეაქცია არ შეწყდება ხელოვნურად გარე ჩარევით. უმართავი რეაქციისას ის მაღლვე ზვავისებურ ხასიათს იღებს და ხდება ბირთვული აფეთქება. თუ გათავისუფლებული ნეიტრონების ( $N$ ) რიცხვი შთანთქმული ( $K$ ) და გარეთ გასული ( $L$ ) ნეიტრონების

ჯამურ რიცხვზე ნაკლებია, ანუ  $N < K + L$  ან  $\frac{N - K}{L} < 1$ , მაშინ

რეაქცია შეწყდება, თუ  $N > K + L$  ან  $\frac{N - K}{L} > 1$ , რეაქცია გრძელდება და ჩქარდება.

✓ ახალი თაობის ნეიტრონების რიცხვის ფარდობას წინა თაობის ნეიტრონების რიცხვთან  $k$  ნეიტრონების გამრავლების კოეფიციენტი ეწოდება,

თუ  $k < 1$  – რეაქცია ქრება, თუ  $k \geq 1$  – რეაქცია გრძელდება.

რეაქცია უმართავი ხდება (ბირთვული აფეთქება), როდესაც გამრავლების კოეფიციენტი  $k = 1,01$ .

### თერმობირთვული რეაქციები

✓ თერმობირთვული რეაქცია არის ორი მსუბუქი ელემენტის ( $A < 8$ ) ბირთვის შერწყმის პროცესი ძალიან მაღალ ტემპერატურაზე საკმარისად მძიმე ბირთვის წარმოქმნით და უზარმაზარი ენერჯის მყისი გამოთავისუფლებით.

ასეთ რეაქციებს ადგილი აქვს მზესა და სხვა ვარსკვლავებზე  $\sim 10^7 K$  ტემპერატურის და ატომების სრული იონიზაციისას. ასეთ მდგომარეობაში ნივთიერებას ქმნის ცალკეული, სწრაფად მოძრავი ბირთვები და ელექტრონები და მას **პლაზმა** ეწოდება.

რეაქციის დაწყებამდე შემადგენელი ბირთვები ერთმანეთს უნდა მიუახლოვდეს  $10^{-14}$  მ რიგის განძილზე. ასეთი დაახლოებისთვის მათ უნდა გადაეცეს უდიდესი კინეტიკური ენერჯია, რაც მიიღწევა მათი გაცხელებით ძალიან მაღალ ტემპერატურამდე ( $10^9 K$ ) და ძალიან მაღალ წნევაზე.

უნდა აღინიშნოს, რომ თერმობირთვული რეაქციის **კუთრი ენერჯია** (გადაანგარიშებული ერთ ნუკლონზე) ბირთვული რეაქციის კუთრ ენერჯიას მნიშვნელოვნად აღემატება.

## ს ა რ ჩ ე ვ ი

წინასიტყვაობა -----3

### მექანიკა

1. მექანიკის ძირითადი ამოცანა. გადატანითი მოძრაობა. სიჩქარე აჩქარება --4
2. ბრუნვითი მოძრაობა. სიჩქარე, აჩქარება, პერიოდი და სიხშირე -----6
3. ნიუტონის კანონები -----8
4. დრეკადობის ძალა. ჰუკის კანონი -----9
5. მსოფლიო მიზიდულობის კანონი -----10
6. სხეულის წონა. უწონობა -----11
7. ხახუნის ძალა -----12
8. იმპულსი. იმპულსის შენახვის კანონი -----13
9. მუშაობა და სიმძლავრე -----15
10. კინეტიკური ენერჯია -----16
11. სხეულის პოტენციური ენერჯია, რომელზეც სიმძიმის ძალა მოქმედებს --17
12. დრეკადად დეფორმირებული სხეულის პოტენციური ენერჯია -----18
13. ენერჯიის მუდმივობის კანონი -----19
14. მყარი სხეულის ბრუნვითი მოძრაობა -----20

### მექანიკური რხევები და ტალღები

1. თავისუფალი ჰარმონიული რხევები -----22
2. რხევების სიჩქარე, აჩქარება და ენერჯია -----24
3. მიღევადი რხევები -----25
4. იძულებითი რხევები -----27
5. მექანიკური ტალღები -----28
6. ბრტყელი ტალღის განტოლება -----28
7. სფერული ტალღის განტოლება -----29

### მოლეკულური ფიზიკა

1. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი დებულებები -----30
2. აირის კანონები (იზოპროცესები) -----30
3. იდეალური აირის მდგომარეობის განტოლება -----32
4. მოლეკულურ-კინეტიკური თეორიის ძირითადი განტოლება -----34
5. რეალური აირები. ვან-დერ-ვაალსის განტოლება -----36
6. მოლეკულების განაწილება სიჩქარეების მიხედვით (მაქსველის განაწილება). თავისუფალი განარბენის სიგრძე -----37
7. ბარომეტრული ფორმულა. ბოლცმანის განაწილება -----38

### თერმოდინამიკა

1. თერმოდინამიკის პირველი კანონი. სხეულის შინაგანი ენერჯია -----40
2. მუშაობა თერმოდინამიკაში -----41
3. სითბოს რაოდენობა. სითბოტევადობა. კუთრი სითბოტევადობა -----42
4. თერმოდინამიკის პირველი კანონის გამოყენება იზოპროცესებში -----44
5. ადიაბატური პროცესი. პუასონის განტოლება. თბოიზოლ. სისტემა -----45
6. გადატანითი მოვლენები -----46

7. შექცევადი და შეუქცევი პროცესები. თერმოდინამიკის მეორე კანონი. ენტროპია -----	47
---	----

### **ელექტროსტატიკა**

1. ელექტრული მუხტი. კულონის კანონი -----	49
2. ელექტრული ველი. ელექტრული ველის დაძაბულობა. ელექტრული ველების სუპერპოზიციის პრინციპი -----	51
3. ელექტრული ველის ნაკადი. გაუსის თეორემა -----	53
4. ელექტრული ველის მუშაობა. დაძაბულობის ვექტორის ცირკულაცია ----	54
5. ელექტრული პოტენციალი. პოტენციალთა სხვაობა (ძაბვა) -----	55
6. ელექტროტევადობა. კონდენსატორი. კონდენსატორის ენერგია -----	57

### **ელექტროდინამიკა**

1. მუდმივი ელექტრული დენი -----	59
2. ელექტრომაგნიტური ველი და ძალა (ემ ძალა) -----	60
3. გამტართა შეერთება -----	60
4. ომის კანონი წრედის უბნისთვის და მისი დიფერენციალური სახე ----	61
5. დენის მუშაობა და სიმძლავრე. ჯოულ-ლენცის კანონი და მისი დიფერენციალური სახე -----	62
6. ომის კანონი სრული (ჩაკეტილი) წრედისთვის და არაერთგვაროვანი უბნისთვის (განზოგადებული სახე) -----	63
7. კირხჰოფის წესები -----	64
8. ელექტრული დენი სითხეებში. ელექტროლიზის ფარადეის კანონები --	65
9. თერმოელექტრონული ემისია -----	66
10. ელექტრული დენი აირებში -----	67
11. ელექტრული დენი ნახევარგამტარებში -----	68

### **მაგნიტიზმი**

1. მაგნიტური ველი. მაგნიტური ველის ინდუქცია. ძალწირები -----	70
2. მაგნიტური ნაკადი. გაუსის თეორემა -----	71
3. ინდუქციის ვექტორის ცირკულაცია -----	71
4. ბიო-სავარ-ლაპლასის კანონი -----	72
5. მაგნიტურ ველში დენიან გამტარზე მოქმედი ძალა. ამპერის ძალა ----	72
6. მაგნიტურ ველში მოძრავ დამუხტულ ნაწილაკზე მოქმედი ძალა. ლორენცის ძალა -----	73
7. ელექტრონის კუთრი მუხტის განსაზღვრა -----	74
8. ჰოლის ეფექტი -----	75
9. ნივთიერების მაგნიტური თვისებები -----	76
10. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის მოვლენა -----	78
11. ელექტრომაგნიტური ინდუქციის კანონი – ფარადეის კანონი -----	78
12. ლენცის წესი -----	79
13. ინდუქციურობა. თვითინდუქცია -----	79
14. მაგნიტური ველის ენერგია -----	80

### ცვლადი დენი

1. ცვლადი დენი. ცვლადი დენის წრედი -----	81
2. ინდუქციურობა ცვლადი დენის წრედში -----	82
3. ელექტროტევადობა ცვლადი დენის წრედში -----	83
4. ცვლადი დენის სრული წრედი -----	84
5. სიმძლავრე ცვლადი დენის წრედში -----	85

### ელექტრომაგნიტური რხევები

1. ჰარმონიული (თავისუფალი) ელექტრომაგნიტური რხევები -----	86
2. მიღევადი რხევები -----	88
3. იძულებითი რხევები -----	89

### ელექტრომაგნიტური ტალღები

1. ელექტრომაგნიტური ველი. წანაცვლების დენი -----	90
2. მაქსველის განტოლებები -----	91
3. ელექტრომაგნიტური ტალღები -----	92

### ტალღური ოპტიკა

1. სინათლის სხივები. არეკვლისა და გარდატეხის კანონები -----	94
2. ლინზები. ლინზის ფორმულა -----	95
3. სინათლის ინტერფერენცია -----	97
4. ინტერფერენცია თხელ აფსკებში -----	99
5. ჰიუიგენს-ფრენელის პრინციპი -----	102
6. სინათლის დიფრაქცია -----	102
7. ფრენელის ზონები -----	104
8. სინათლის პოლარიზაცია. მალუსის და ბრიუსტერის კანონები -----	105
9. სინათლის დისპერსია -----	107
10. სინათლის შთანთქმა და გაბნევა -----	109
11. სითბური გამოსხივება -----	110

### კვანტური ოპტიკა

1. ფოტოელექტრული ეფექტი -----	112
2. კომპტონის ეფექტი -----	114

### ატომური და ბირთვული ფიზიკა

1. ატომური ფიზიკა -----	115
2. ბირთვული ფიზიკა -----	117

რედაქტორი ლ. მამალაძე

გადაეცა წარმოებას 22.01.2010. ხელმოწერილია დასაბეჭდად  
17.03.2010. ქაღალდის ზომა 60X84 1/16. პირობითი ნაბეჭდი თაბახი 7,5.  
ტირაჟი 100 ეგზ.

საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, თბილისი,  
კოსტავას 77



Verba volant,  
scripta manent