

Fizika 1

Laboratorinių darbų aprašymai ir metodiniai nurodymai

2016

Bendri reikalavimai laboratorinio darbo ataskaitai

Laboratoriniai darbai aprašomi A4 formato lapuose. Kiekvienas laboratorinis darbas pradedamas aprašyti kitu puslapiu. Paruošus titulinį lapą (žr. Priedą 2), visų atliktų laboratorinių darbų ataskaitos susegamos. Titulinis lapas turi būti tik vienas visoms ataskaitoms susegti, todėl jį atsispausdinkite, bet pateikite tik semestro pabaigoje susegus visas ataskaitas ir juodraščius. Jei neturite savo asmeninio sprinterio ir spausdinatės ataskaitas kitur, **rekomenduojame** savo kompiuteryje išsaugoti darbą *.pdf formatu. Tokiu būdu išvengsite formuliu „išsilakstymo“, formato ir simbolių praradimo.

Atskiro laboratorinio darbo ataskaita turėtų būti išdėstyta pagal žemiau pateiktą struktūrą:

KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS

FIZIKOS KATEDRA

FIZIKA 2 (3)

LABORATORINIŲ DARBU ATASKAITOS

Studentas J. Jonaitis MGMF 1/7 gr.

Vadovai:

KAUNAS, 2016

LABORATORINIO DARBO PAVADINIMAS

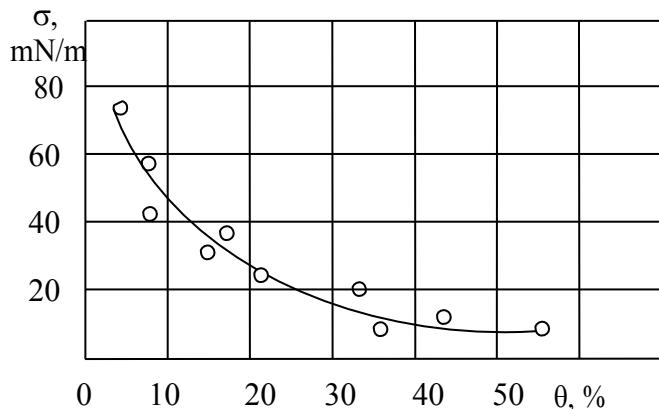
Studento pavardė ir vardas.....gr.

Data:

Dėstytojas.....

- Darbo užduotis.** Trumpai ir aiškiai nusakomas siekimas ką nors išmokti daryti (susipažinti su kokiui nors reiškiniu, išsiaiškinti, kaip veikia koks nors prietaisas ar įtaisas - paprastai perrašomas darbo tikslas, nurodytas duoto laboratorinio darbo aprašyme).
- Teorinė dalis.** Šioje dalyje, vengiant pažodinio perrašymo iš vadovėlio ar laboratorinio darbo aprašymo, daroma **darbo teorinių pagrindų santrauka (1/3-1/2 puslapio)**. Duodama tiriamojo reiškinio samprata ar fizikinio dydžio sąvoka. Pateikiamos ir aptariamos tik darbe būtinos matematinės išraiškos, be išvedimų.
- Aparatūra ir darbo metodas.** **Nubraižoma** principinė eksperimento schema(-os). Schemas kaip paveiksluko pavadinimas (šriftu dydis turi būti 10). Tekste paaiškinamos schemas sudėtinės dalys ir matavimo priemonės, jų paskirtis. Aprašoma matavimų esmė, t.y. kokiais reiškiniais ir dėsniais pagrįstas ieškomojos dydžio matavimas.
- Darbo rezultatai.** Pateikiami eksperimentinių matavimų duomenys, kur galima, rezultatai pateikiami lentelių pavidle. Funkcinių priklausomybių grafikai braižomi standartinėmis grafinių vaizdų programomis. Grafikams privalūs šie elementai: koordinacių ašys, kintamųjų dydžių reikšmių skalės ant ašių, fizikinių dydžių žymėjimai ir vienetai, grafiko pavadinimas. Grafikas taip pat yra paveikslukas, todėl turi būti numeruojamas. Naudokitės rekomendacijomis kaip formuoti grafikus (kitame psl.).

Pavyzdys.



1.1 pav. Pavaršiaus įtempimo koeficiente σ priklausomybė nuo tirpalo koncentracijos θ .

- Išvados.** Čia analizuojamas pagrindinis darbo rezultatas, aptariamos dominuojančios paklaidos ir jas lemiantys faktoriai.
- Literatūra:**
Literatūros sąraše turi būti du ar daugiau šaltinių. Vienas iš jų mokymo metodinė priemonė, o antras – būtinai vadovėlis.

Nuorodos į cituojamą literatūrą pavyzdys:

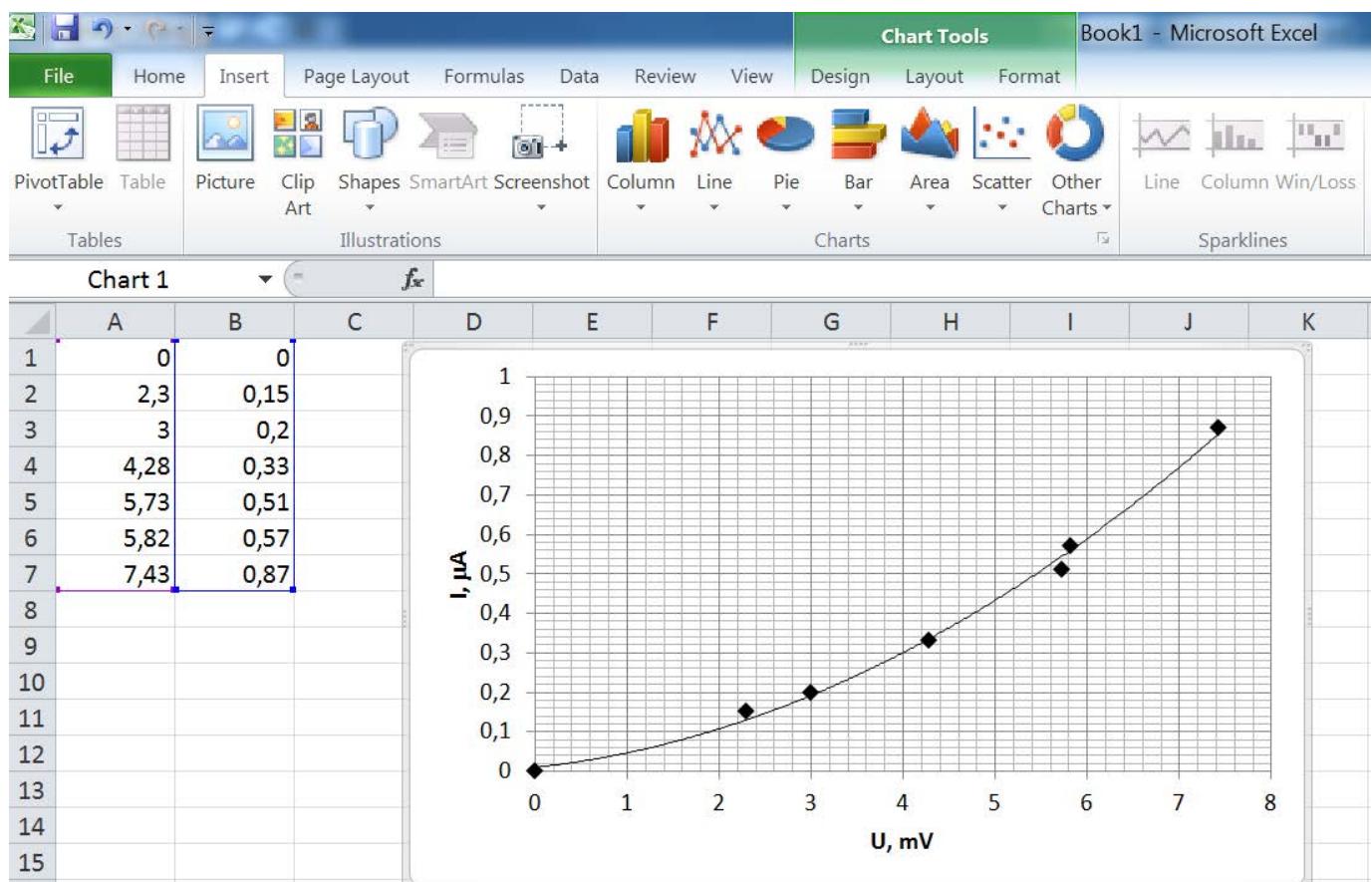
- Fizikinės mechanikos laboratoriniai darbai /V. Ilgūnas, K. V. Bernatonis, L. Augulis, S. Joneliūnas, S. Tamulevičius. – Kaunas: Konspektas, 1988. – P. 3-5.
- Tamašauskas A. Fizika 1. – Vilnius: Mokslo, 1987. – P. 33-36.

Grafikų braižymo Excel programa techniniame tekste patarimai

1. Į lentelės stulpelius suvedami duomenys;
2. Iš įterpiamų (Insert) įrankių lentelės pasirenkamas grafiko (Chart) intarpas;
3. Iš pateiktų pasiūlymų pasirenkamas išsklaidytas (Scatter) (ar x,y) būdas tik taškų (only markers) rodymo vaizdas;
4. Paleidus braižymą gaunami grafiko taškai;
5. Taškams sujungti naudojamas numatomos linijos (Trendline) brėžimo būdas. Jis pasirenkamas pelēs žymę nustacių ties grafiko tašku ir spustelėjus dešinį pelēs klavišą. Atsivérusiame pasiūlymų sąraše pasirenkama arba laukiamos funkcijos linija (pvz., tiesė – linear), arba geriausiai pro taškus praeinanti kreiva linija;
6. Parenkama grafiko tinklelio vertikaliai ir horizontaliai kryptimis vaizdas;
7. Panaikinama išorinio rėmelio linija ir grafiko ploto fonas;
8. Užrašomi atidėtų ašyse dydžių simboliniai pavadinimai ir vienetai. Žyminčių gairinius ašių taškus skaičių kiekis turi būti apie 10 vienoje ašyje; pasirenkamas toks būdas, kad skaičiaus užrašas būtų galimai trumpesnis;
9. Atidėtų ašyse dydžių ruožai parenkami taip, kad kreivė užimtų galimai didesnį grafiko plotą;
10. Po grafiku centre parašomas paveikslo numeris ir pavadinimas, pav., - 3 pav. Bandinio temperatūros priklausomybė nuo laiko.

Vaizdo Excel lape pavyzdys:

Sudarė V. Minialga



1. TIESIOGINIU IR NETIESIOGINIU MATAVIMU PAKLAIDU ĮVERTINIMAS

Darbo užduotis. Išmokti matuoti slankmačiu, mikrometru, sverti svarstyklėmis, nustatyti tiesioginių bei netiesioginių matavimų paklaidas.

Teorinio pasirengimo klausimai. Matavimas slankmačiu, mikrometru, TLS tipo svarstyklėmis. Tiesioginių bei netiesioginių matavimų sisteminės ir atsitiktinės paklaidos.

Teorinė dalis. Bendruoju atveju, kai kūno tūryje dV esančios medžiagos masė yra dm , tuomet jo *masės tankiu* vadiname dydį

$$\rho = \frac{dm}{dV} . \quad (1)$$

Vienalyčio kūno *masės tankis* užrašomas taip:

$$\rho = \frac{m}{V} ; \quad (2)$$

čia V – kūno tūris, m – jo masė.

Darbe nustatysime vienalyčio ritinio tankį. Jo tūris

$$V = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \ell ; \quad (3)$$

čia d – ritinio skersmuo, ℓ – jo ilgis. Taigi tokio ritinio *masės tankis*

$$\rho = \frac{4m}{\pi d^2 \ell} . \quad (4)$$

Kai fizikinio dydžio tikroji (arba labiausiai tikima) vertė yra x , o jį matuojant gaunama x_i , tuomet dydis

$$\Delta x_i = x - x_i \quad (5)$$

vadinamas jo *absoliutine paklaida*. Ji turi modulį ir ženklą. Matavimo tikslumą parodo *santykinė*, arba *procentinė*, paklaida:

$$\delta x_i = \frac{\Delta x_i}{x} , \text{ arba } \delta x_i = \frac{\Delta x_i}{x} \cdot 100 \% . \quad (6)$$

Absoliutinė paklaida priklauso nuo:

- 1) matavimo prietaisų tikslumo;
- 2) pasirinktojo matavimo metodo;
- 3) nuo įvairių atsitiktinių priežasčių, kurių įtakos matavimui negalime net įvertinti.

Paklaida, kurią salygoja pirmieji du veiksnių vadinama *sistemine*. Jos modulis ir ženklas yra *pastovūs*.

Paklaida, kurią lemia atsitiktinės priežastys, vadinama *atsitiktine*. Tuomet, matuojant tą patį dydį keletą kartų, gaunamos vis skirtingesios jo vertės x_1, x_2, x_3, \dots , kurių vienos yra *mažesnės* už tikrąjį vertę, o kitos – *didesnės*. Tokiems matavimams galioja statistiniai dėsniai. Iš jų išplaukia, kad ieškomojo dydžio x vertę *patikimiausiai* nusako visų matavimo verčių aritmetinis vidurkis.

$$\langle x \rangle = \frac{\sum x_i}{n} , \quad i = 1, 2, 3, \dots n . \quad (7)$$

Šiuo atveju atskirų matavimų absolutinės paklaidos $\Delta x_i = \langle x \rangle - x_i$ gali turėti skirtingesius modulius ir ženklus. Tuomet bendram matavimo tikslumui įvertinti skaičiuojama arba *vidutinė paklaida*

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{\sum |\langle x \rangle - x_i|}{n} , \quad (8)$$

arba *vidutinė kvadratinė paklaida*

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum (\langle x \rangle - x_i)^2}{n(n-1)}} . \quad (9)$$

Pastaroji patogi tuo, kad esant pakankamai dideliam matavimų skaičiui ($n \gg 1$), su tikimybe $\alpha \approx 0,997$ galima teigti, jog ieškomojo dydžio tikroji vertė yra intervale nuo $\langle x \rangle - 3S_n$ iki $\langle x \rangle + 3S_n$. Intervale $\langle x \rangle - S_n \div \langle x \rangle + S_n$ jai būti tikimybė 0,683, o intervale $\langle x \rangle - 2S_n \div \langle x \rangle + 2S_n$ tikimybė $\alpha \approx 0,956$.

Dažnai tiesiogiai išmatavus vienus dydžius iš jų apskaičiuojamas ieškomas dydis. Pavyzdžiui, šiame darbe masės tankis ρ apskaičiuojamas tiesiogiai išmatavus ritinio masę m , jo ilgi l ir skersmenį d , t.y. $\rho = \rho(m, l, d)$. Tuomet netiesiogiai išmatuoto dydžio pati paprasčiausia paklaidos formulė gaunama apskaičiuojamą dydį diferencijuojant pagal visus tiesiogiai matuotus dydžius:

$$\Delta \rho = \pm \left(\left| \frac{\partial \rho}{\partial m} \right| \Delta m + \left| \frac{\partial \rho}{\partial l} \right| \Delta l + \left| \frac{\partial \rho}{\partial d} \right| \Delta d \right). \quad (10)$$

Čia laikomasi prieplaidos, kad visų tiesiogiai matuojamų dydžių absolutinės paklaidos Δm , Δl ir Δd yra vienodo ženklo (imami išvestinių moduliai), todėl taip nustatyta paklaida $\Delta \rho$ yra pati didžiausia ir vadinama *ribine*. Taip vertinti patogu, kai tiesiogiai matuojamų dydžių yra nedaug ir jų paklaidos yra sisteminės. Priešingu atveju minėtoji prieplaida mažai tikima ir pagal (10) gaunama nepagrištai didelė paklaida.

Iš paklaidų teorijos išplaukia labiau priimtina paklaidos įvertinimo formulė

$$\Delta \rho = \pm \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial m} \right)^2 \Delta m^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial l} \right)^2 \Delta l^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial d} \right)^2 \Delta d^2}. \quad (11)$$

Kai tiesiogiai matuojamiems dydžiams dominuoja atsitiktinės paklaidos, tuomet netiesiogiai išmatuotam dydžiui skaičiuojama vidutinė kvadratinė paklaida (žiūr. (9) formulę).

Darbo aprašymas

- Pirmos tikslumo klasės svarstyklėmis TLS pasvérę ritinį, randame jo masę m ir įvertiname svėrimo paklaidos Δm didumą ir tipą.
- Slankmačiu išmatuojame ritinio ilgi l ir įvertiname paklaidos Δl didumą ir tipą.
- 0,01 mm tikslumo mikrometru matuojame skersmenį d ritinio, kuris pagamintas mažesniu tikslumu nei 0,01 mm. Todėl, skirtingoje ritinio vietose 10 kartų išmatavę skersmenį, apskaičiuojame skersmens aritmetinį vidurkį $\langle d \rangle$ bei jo nustatymo vidutinę $\langle \Delta d \rangle$ ir vidutinę kvadratinę S_n paklaidas. Dydis $\langle d \rangle$ apskaičiuojamas pagal (7) formulę, o $\langle \Delta d \rangle$ - pagal (8).
- Imdami $\langle d \rangle$ apskaičiuojame ritinio masės tankį.
- Pagal (10) ir (11) įrodome tankio santykinės paklaidos $\left(\delta \rho = \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)$ formules

$$\delta \rho_1 = \pm \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{2 \Delta d}{d} \right) \text{ (ribinė paklaida)} \quad (12)$$

ir

$$\delta \rho_2 = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta m}{m} \right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 + \left(\frac{2 \Delta d}{d} \right)^2}. \quad (13)$$

- Pagal (12) ir (13) formules įvertiname masės tankio nustatymo santykinės paklaidas. Skaičiuodami imame $d = \langle d \rangle$, o $\Delta d = 2 S_n$. Gretiname paklaidas $\langle \Delta d \rangle$ su S_n bei $\delta \rho_1$ su $\delta \rho_2$ ir darome išvadas.

Matavimų ir skaičiavimų rezultatus patogu surašyti lentelėje:

$m \pm \Delta m = \dots, \text{ kg}$; $l \pm \Delta l = \dots, \text{ m}$								
d_i m	$\langle d \rangle$ m	$\Delta d_i = (\langle d \rangle - d_i)$ m	$\langle \Delta d \rangle$ m	$S_n = \sqrt{\frac{\sum (\langle d \rangle - d_i)^2}{n(n-1)}} \text{ m}$	$\langle \rho \rangle$ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	$\delta \rho_1$	$\delta \rho_2$	

Kontroliniai klausimai

- Apibrėžkite absolutinę bei santykinę paklaidas. Kuri jų parodo matavimo tikslumą ?
- Nuo ko priklauso sisteminė paklaida ir nuo ko priklauso atsitiktinė paklaida ?
- Kada tikslinga matavimą kartoti keletą kartų ?
- Koks yra esminis skirtumas tarp ribinės ir atsitiktinės paklaidos ?
- Kodėl atsitiktinę paklaidą patogu įvertinti vidutine kvadratinė paklaida ?
- Diferencijuodami įrodykite (12) formulę.

TIESIOGINIŲ IR NETIESIOGINIŲ MATAVIMŲ PAKLAIDŲ ĮVERTINIMAS
Eksperimento rezultatų duomenų lapas

Studento vardas, pavardė: _____

Grupė: _____

Data: _____

Dėstytojas: _____

Parašas: _____

Rezultatai ir skaičiavimai

$m \pm \Delta m = \dots$, kg				$l \pm \Delta l = \dots$, m			
d_i , m	$\langle d \rangle$, m	$\Delta d_i = (\langle d \rangle - d_i)$, m	$\langle \Delta d \rangle$ m	$S_n = \sqrt{\frac{\sum(\langle d \rangle - d_i)^2}{n(n-1)}}$ m	$\langle \rho \rangle$, kg/m ³	$\delta \rho_1$	$\delta \rho_2$

2. ELEKTRINIŲ DYDŽIŲ MATAVIMAS IR MATAVIMO PAKLAIDOS

Darbo užduotis. Išmokti elektrinius dydžius matuoti ir įvertinti matavimo sistemos paklaidas.

Teorinio pasirengimo klausimai. Absoliučioji ir santykinė paklaida. Prietaiso matavimo riba. Omo dėsnis. Prietaiso tikslumo klasė. Absoliučiųjų paklaidų nustatymas matuojant skaitmeniniais ir rodykliniais prietaisais.

Teorinė dalis. Pagrindiniai elektriniai dydžiai yra įtampa, srovės stipris ir varža. Įtampa U lygi darbui, kurį atlieka elektrostatinės ir pašalinės jėgos, perkeldamos toje grandinės dalyje vienetinį teigiamą krūvį (matuojama voltais (V)). Srovės stipris I nusako krūvio kiekį, pratekėjusį per laiko vienetą (matuojama amperais (A)). Varža R nusako laidininko savybę priešintis elektros srovei (matuojama omais (Ω))). Paprastiems laidininkams šių trijų dydžių sąryšis išreiškiamas Omo dėsniu grandinės daliai:

$$I = \frac{U}{R}; \quad (1)$$

Elektrinių dydžių matavimams dažniausiai naudojami daugiafunkciniai matavimo prietaisai, vadinami multimetrais. Jais galima matuoti daugelį fizikinių dydžių: įtampą, srovės stipriją, varžą, talpą, temperatūrą, dažnį ir kt. Taip pat yra prietaisai, matujantys tik konkretų dydį. Tai gali būti voltmetrai, ampermetrai ar ommetrai. Prietaisai gali būti skaitmeniniai, tačiau naudojami ir rodykliniai. Prie matavimo ribų perjungiklio vaizduojamas ženklas $=$ rodo, kad esant nustatymams šioje padėtyje prietaisas matuos pastovų dydį, o esant \sim kintamą (kitaip tariant efektinę vertę), \approx žymėjimas rodo, kad prietaisas toje nustatymo padėtyje gali matuoti ir kintamą ir pastovų dydį.

Didžiausių matuojamo dydžio vertę x_{rib} , kurią tuo prietaisu galima matuoti, vadiname *ribine*. Ji nustatoma arba diskiniu perjungikliu arba mygtuko paspaudimu. Nuo pasirinktos matavimo ribos vertės priklauso nustatomo dydžio tikslumas ir prietaiso eksploatacijos saugumas. Matuojant įtampą ar srovės stipriją, vienas kištukas turi būti įkištas į COM jungtį, o kitas į V arba A (arba mA, μ A). Matuojant nežinomą srovės stipriją – vienas kištukas įkištas į COM, kitas į 10 A jungtį. Jeigu srovės stiprio vertė telpa į matavimo ribas, kištukas perkišamas į A (arba mA, μ A). Įtampa matuojama prijungiant multimetrą lygiagrečiai grandinės daliai, srovės stipris – nuosekliai. Matuojant nežinomą įtampą, pries pradedant matuoti, matavimo ribą reikia nustatyti maksimalią ir palaipsniui mažinti iki padėties, kurioje matuojant matavimo riba tampa mažesnė už matuojamą dydį (skalėje rodomi simboliai). Tada perjungti į gretimai esančią didesnę matavimo ribą. Tik nustačius teisingą matavimo ribą nuskaitomi rodmenys. Yra skaitmeninių multimetru, kuriuose matavimo riba prietaise nustatoma automatiškai. Tačiau matuojant nežinomą srovės stipriju, kištukas matavimo pradžioje turi būti įkištas į 10 A jungtį.

Skaitmeniniuose prietaisuose dydžio vertę rodo prietaiso švieslentė. Skaitmeniniu prietaisu išmatuoto dydžio absoliučioji paklaida apskaičiuojama pagal formulę, kurioje pirmasis narys priklauso nuo prietaiso tikslumo ir išmatuoto dydžio vertės, o antrasis nuo matavimo ribos (arba rezoliucijos) ir analoginio skaitmeninio keitiklio kvantavimo paklaidos (1):

$$\Delta x = \frac{P}{100\%} x + Z \cdot s ; \quad (2)$$

čia P – procentais išreikštasis prietaiso tikslumas, x – išmatuota dydžio vertė (švieslentėje rodomas skaičius), Z – jauniausios skilties vieneto vertė (arba rezoliucija), s – prietaiso tikslumą apibūdinančių skaitmenų vertė (pastovi paklaida, kuri gaunama verčiant analoginį signalą į skaitmeninį). Šie dydžiai būna konkretaus prietaiso techniniame aprašyme. Dažniausia užrašymo kiekvienai matavimo ribai forma: $\pm (P\% + s)$.

Rodykliniuose prietaisuose išmatuoto dydžio skaitinė vertė apskaičiuojama pagal formulę:

$$x = \frac{x_{rib}}{N} \cdot n ; \quad (3)$$

čia x_{rib} – matavimo ribos vertė, N – skalės padalų skaičius, n – rodyklės rodomų padalų skaičius. Naudojant rodyklinius prietaisus matavimo pradžioje rekomenduojama taip pat parinkti kuo didesnę matavimo ribą ir mažinti ją iki tol, kol rodyklė atsilenks bent 2/3 visos skalės. Jeigu yra kelios skalės, matavimo ribos vertę pasirenkame tokią, kad rodyklė kuo labiau atsilenktų, tačiau padalos vertę atskaitome toje skalėje, kurios didžiausia skalės vertė yra kartotinė matavimo ribai.

Rodyklinių matavimo prietaisų absoliučioji paklaida priklauso nuo prietaiso tikslumo ir matavimo ribos pasirinkimo. Prietaiso tikslumą apibūdina tikslumo klasė - ji rodo santykinę procentinę paklaidą jeigu rodyklė matujant atsilenktų iki paskutinės padalos vertės. Tikslumo klasė dažniausiai užrašoma skalės apačioje dešinėje. Absoliučioji paklaida apskaičiuojama pagal formulę:

$$\Delta x = \frac{r \cdot x_{rib}}{100} ; \quad (4)$$

čia r – tikslumo klasė, x_{rib} – matavimo ribos vertė. Kaip matome kuo didesnė matavimo riba, tuo didesnė paklaida.

Varžos (šiuo atveju netiesioginio matavimo dydžio, t.y. paskaičiuoto) nustatymo absoliučioji paklaida apskaičiuojama dauginant santykinę paklaidą iš išmatuoto dydžio:

$$\Delta R = \delta R \cdot R ; \quad (5)$$

čia

$$\delta R = \frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta U}{U} . \quad (6)$$

Darbo aprašymas.

1. Darbe pateiktos 4 schemas. Kiekvienam variantui „išmatavę” srovės stipri I bei įtampą U , pagal (1) formulę apskaičiuojame rezistoriaus varžą $R = U/I$. Rodykliniams prietaisams I ir U apskaičiuojami pagal (3) formulę.
2. Kiekvienam variantui, naudodami (2) arba (4) formulę apskaičiuojame srovės stiprio bei įtampos nustatymo absoliučiosios paklaidas ΔI ir ΔU .

(*Pastaba: paklaidos apvalinamos iki vieno reikšminio skaitmens, jei skaičiaus antras reikšminis skaitmuo yra lygus arba didesnis nei penki ir iki dviejų reikšmių, jei jis mažesnis už penkis. Reikšminiai skaitmenimis skaičiuje vadinami visi skaitmenys, išskyrus nulius skaičiaus kairėje pusėje.*)

3. Kiekvienam variantui apskaičiuojame santykines paklaidas $\Delta I/I$ bei $\Delta U/U$.

4. Naudodamiesi (6) ir (5) formulėmis apskaičiuojame δR ir ΔR
5. Pagal absoliučiųjų paklaidų vertes apvaliname nustatytus dydžius ir viską surašome 1 lentelėje.
6. Apskaičiuojame R ir ΔR aritmetinį vidurkį ir gautąjį vertę užrašome tokia forma $R = R \pm \Delta R, \Omega$
7. Pagal dėstytojo rekomendacijas braižome rezistoriaus, su kuriuo „atlikome“ matavimus, voltamperinę charakteristiką $I=f(U)$.

1 lentelė

Nr.	I, A	U, V	R, Ω	$\Delta I, A$	$\frac{\Delta I}{I}$	$\Delta U, V$	$\frac{\Delta U}{U}$	$\frac{\Delta R}{R}$	$\Delta R, \Omega$

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinti absoliučiosios bei santykinės paklaidos sąvokas.
2. Paaiškinkite Omo dėsnį.
3. Ką vadiname įtampa, srovės stipriu ir varža?
4. Ar varža priklauso nuo įtampos ir srovės stiprio?
5. Kokį priemonių reikia imtis norint nesugadinti prietaiso ir išmatuoti kuo tiksliau?
6. Kaip nustatoma absoliučioji paklaida matujant skaitmeniniu multimetru?
7. Kaip nustatoma netiesioginių matavimų absoliučioji paklaida.
8. Kaip apvalinama absoliučioji paklaida?
9. Kaip apvalinami netiesioginių matavimų rezultatai?
10. Ką vadiname prietaiso tikslumo klase?

ELEKTRINIŲ DYDŽIŲ MATAVIMAS IR MATAVIMO PAKLAIDOS*Eksperimento rezultatų duomenų lapas*

Studento vardas, pavardė: _____

Grupė: _____

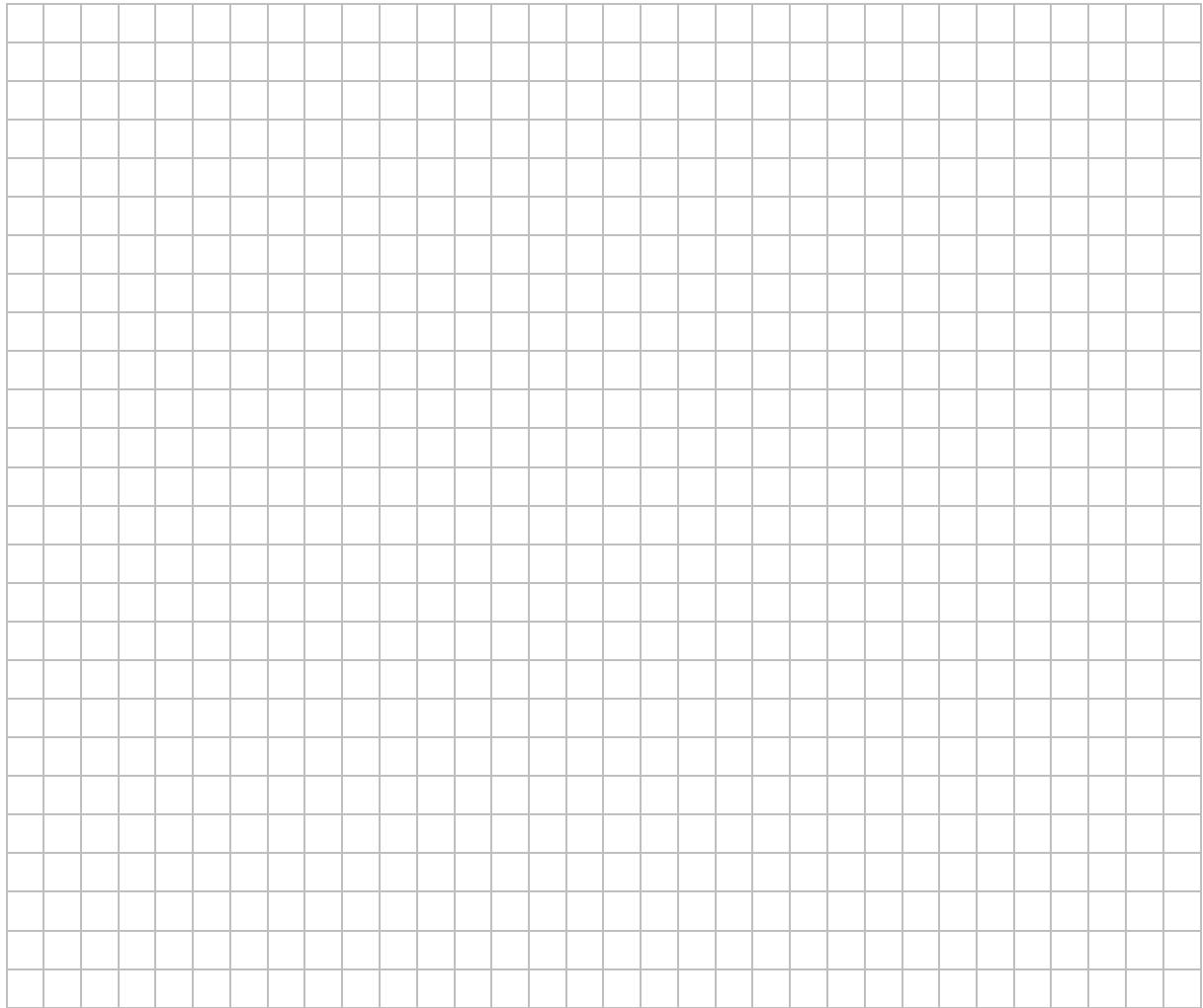
Data: _____

Dėstytojas: _____ Parašas: _____

1 lentelė. Matavimų ir skaičiavimų rezultatai.

1 matavimas										
Srovė	I _{išmatuota} , A	Riba, A	P, %	Z, A	s	ΔI, A	ΔI/I			
Įtampa	U _{išmatuota} , V	Riba, V	P, %	Z, V	s	ΔU, V	ΔU/U			
Varža	R, Ω	ΔR/R		ΔR, Ω		R = (R±ΔR), Ω				
2 matavimas										
Srovė	I _{išmatuota} , A	Riba, A	P, %	Z, A	s	ΔI, A	ΔI/I			
Įtampa	U _{išmatuota} , V	Riba, V	P, %	Z, V	s	ΔU, V	ΔU/U			
Varža	R, Ω	ΔR/R		ΔR, Ω		R = (R±ΔR), Ω				
3 matavimas										
Srovė	I _{išmatuota} , A	Riba, A	P, %	Z, A	s	ΔI, A	ΔI/I			
Įtampa	U _{išmatuota} , V	Riba, V	P, %	Z, V	s	ΔU, V	ΔU/U			
Varža	R, Ω	ΔR/R		ΔR, Ω		R = (R±ΔR), Ω				
4 matavimas										
Srovė	I _{rib} , A	N	n	I, A	r	ΔI, A	ΔI/I			
Įtampa	U _{rib} , V	N	n	U, V	r	ΔU, V	ΔU/U			
Varža	R, Ω	ΔR/R		ΔR, Ω		R = (R±ΔR), Ω				

Grafikas $I = f(U)$



Skaičiavimai

ATVUDO MAŠINA

Darbo užduotis. Atvudo mašina nustatyti kūno pagreitį ir jį palyginti su pagreičiu, apskaičiuotu pagal antrajį Niutono dėsnį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Pirmasis ir antrasis Niutono dėsniai.

Teorinė dalis. Darbe naudojamos Atvudo mašinos principinė schema parodyta 1 paveiksle. Milimetrais sugraduoto stovo 1 viršuje įtaisytas apie horizontalią ašį laisvai besisukantis mačos masės skridinėlis 2. Per jį permestas vienodos masės M kūnus 3 ir 4 jungiantis siūlas. Prie stovo tvirtinami laikikliai 5, 6 ir 7. Pirmųjų dviejų padėtį ir atstumus s bei S galima laisvai pasirinkti.

Siūlu surištų kūnų 3 ir 4 sistema yra pusiausvyra. Ant vieno jų, pavyzdžiui, 4, už dėjus masės m svarelį, pusiausvyra sutrinka ir sistema pradeda greitėjančiai judėti. Iš antrojo Niutono dėsnio kūnų pagreičio projekcija vertikalioje ašyje

$$a = \frac{\sum F_i}{M_s} ; \quad (1)$$

čia $\sum F_i$ – visų sistemą veikiančių jėgų projekcijų vertikalioje ašyje algebrinė suma, M_s – judančios kūnų sistemos masė.

Jei nepaisysime trinties, $\sum F_i$ yra lygi už dėto priedinio svarelio sunkuiui mg , t.y. $\sum F_i = mg$. Kai skridinėlio ir siūlo masės, palyginti su kūnų mase, labai mačos, tuomet $M_s \approx 2M + m$. Šiuo idealizuotu atveju, pagal antrajį Niutono dėsnį, pagreitis

$$a' \approx \frac{mg}{2M + m} . \quad (2)$$

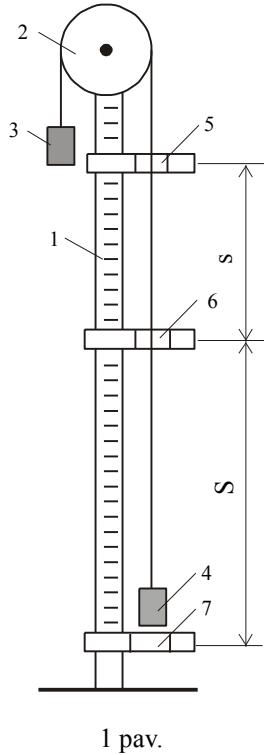
Tinoma, realiu atveju kūnų sistemos pagreitis $a < a'$.

Prie laikiklio 6 pritaisyta šešiolė lentynėlė skirta tam, kad, kūnui 4 krentant temyn, nuo jo būtų nuimamas papildomas svarelis. Taigi tik nuotoli s kūnas juda tolygiai greitėdamas ir įgyja greitį v ,

kuris pagal kinematikos lygtis $v = at_1$ bei $s = \frac{at_1^2}{2}$ išreiškiamas taip:

$$v^2 = 2as ; \quad (3)$$

čia a – ieškomasis kūnų sistemos pagreitis. Jei trinties nepaisome, galima sakyti, kad likusį kelią S kūnai nueina judėdami iš inercijos, t.y. pastoviu greičiu v . Šį greitį apskaičiuojame išmatavę tolygaus judėjimo trukmę t ir nueitą kelią S :



1 pav.

$$v = \frac{S}{t} . \quad (4)$$

Iš (3) ir (4) formulų gauname, kad kelią s kūnai juda su pagrečiu

$$a = \frac{S^2}{2st^2} . \quad (5)$$

Tolygaus judėjimo trukmę t matuojama elektroniniu milisekundometru. Tam laikikliuose 6 ir 7 įtaisytos elektros lemputės ir du fotojutikliai (fotorezistoriai). Tuo momentu, kai nuo temyn judančio kūno 4 nuimamas svarelis, kūnas 4 pirmajam fotojutikliui už stoja šviesos pluošteli, dėl to paleidžiamas milisekundometras. Kai tas kūnas už stoja šviesą antram fotojutikliui, milisekundometras sustabdomas.

Darbo aprašymas. Frikcinė pavara valdoma skridinėlio įvorėje įtaisytu elektromagnetu. Ijungus tinklo įtampą, elektromagnetas įsijungia, ir frikcinė pavara neleidžia skridinėliui su nesubalansuota kūnų sistema judeti. Kūnų padėti galima pakeisti tik išjungus frikcinę pavarą. Nuspaudus klavišą „Paleidimas”, skridinėlis atsipalaiduoja ir pradeda laisvai suktis.

Patikriname stovo vertikalumą, t.y. ar kūnas 4 laisvai praeina pro laikiklio 6 įiedinę lentynelę, jeigu ne, jį reguliuojame stovo kojelėmis.

1. Išmatuojame nuotolius s ir S .
2. Kūną 4 apkrovę mažiausios masės m_1 svareliu ir svarelio apatinės briaunos aukštį sutapdinę su viršutinio laikiklio brūkšniu, ijjungiame frikcinę pavarą. Palaukę kol kūnai nustos svyruoti, nuspaudę klavišą „Paleidimas”, išjungiame pavarą ir išmatuojame kūnų tolygaus judėjimo trukmę – t_{1j} . Atlikę 3 matavimus ($j = 3$), apskaičiuojame jos vidutinę trukmę $\langle t_1 \rangle$ ir pagreitį a_1 . Tokius matavimus ir skaičiavimus atliekame dar su vienu skirtinges masės svareliu. Matavimų ir skaičiavimo rezultatus patogu surašyti lentelėje.

Nr.	m_i , kg	$m_i g$, N	t_{ij} , s			$\langle t_i \rangle$, s	a_i , m/s^2	$\frac{m_i}{2M + m_i}$	a'_i , m/s^2
			$j = 1$	2	3				

3. Kiekviename svareliui m_i pagal antrajį Niutono dėsnį apskaičiuojame pagreitį a'_i .

4. Vienoje koordinačių sistemoje pavaizduojame dydžių a ir a' priklausomybę nuo jėgos mg . Iš grafiko $a = f(mg)$ nustatome mažiausio svarelio sunkį, kuri išjudintų šią sistemą iš pusiausvyros. Jis priklauso nuo trinties jėgų didumo.

Kontroliniai klausimai

1. Ar visuomet antrasis Niutono dėsnis išreiškiamas (1) formulė ?
2. Išvardykite dydžio $\sum F_i$ visus dėmenis su tenklais.
3. Irodykite (3) lygybę.
4. Kodėl dydžius s ir S matujame tik po vieną kartą, o judėjimo trukmę $t - 5$ kartus ?
5. Kodėl $a = f(mg)$ grafikas neina per koordinačių pradžią ?

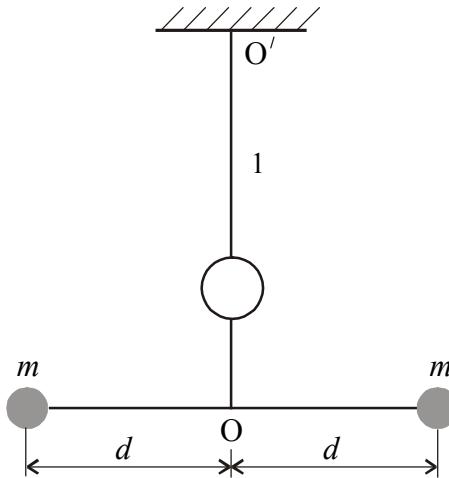
$$M = 60,70 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$$

GRAVITACINĖS KONSTANTOS NUSTATYMAS

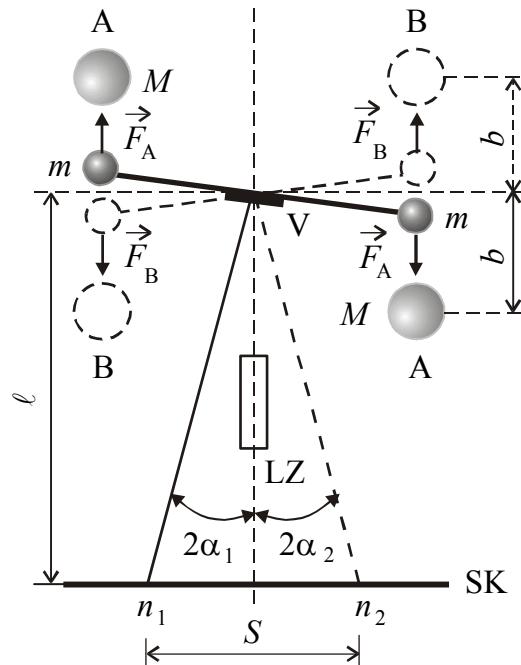
Darbo užduotis. Kevendišo svarstyklėmis nustatyti gravitacinę konstantą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Visuotinės traukos (gravitacijos) dėsnis. Gravitacinė konstanta. Sukamujų harmoninių svyravimų periodas, jo priklausomybė nuo svyruoklės parametru.

Teorinė dalis. B. Kevendišas gravitacinę konstantą nustatė 1 paveiksle pavaizduotu įrenginiu. Jį sudaro *sukamoji svyruoklė*, t.y. ant plonos plieninės vielos 1 pakabintas lengvas skersinis, kurio galuose atstumu d nuo vielos įtvirtinti du maži masės m švino rutuliukai. Juos gravitacine jėga traukia du didesni masės M švino rutuliai (2 pav.). Pasukant jų laikikli, pastaruosius galima pversti iš padėties AA į padėtį BB.



1 pav.



2 pav.

Eksperimentinė įranga yra labai jautri: svyruoklės posūkio kampus įvertinamas matuojant nuo veidrodėlio V atsispinkdėjusios lazerio LZ šviesos rodyklės nuokrypi skalėje SK (2 pav.). Taip pavyksta išmatuoti net 10^{-9} N sąveikos jėgos pokyčius.

Du vienalyčiai masių M ir m rutuliai traukia vienas kitą gravitacine jėga, kurios modulis yra lygus

$$F = G \frac{Mm}{b^2} ; \quad (1)$$

čia G – gravitacinė konstanta, b – atstumas tarp sąveikaujančių rutulių masių centru (eksperimento metu jis keisis nežymiai, todėl jį laikysime pastovių dydžiu). Kaip matome (1), gravitacinė

konstanta skaitine vertė lygi tokiai traukos jėgai, kuria traukia vienas kitą vienalyčiai rutuliai. Abiejų rutulių masė lygi 1 kg, nuotolis tarp jų centrų – 1 m.

Svyruoklei esant pusiausvyroje (pavyzdžiui, padėtyje AA), vielą 1 kampu α_1 užsukusių gravitacinių jėgų momentą

$$M_1 = 2dF = 2d \frac{GMm}{b^2} \quad (2)$$

atsveria tampriai susuktos vielos sasūkos momentas

$$M_S = D\alpha_1, \quad (3)$$

t.y.

$$2d \frac{GMm}{b^2} = D\alpha_1; \quad (4)$$

čia D – sasūkos koeficientas, priklausantis nuo vielos matmenų ir jos šlyties modulio. Didžiuosius rutulius pasukus į kitą padėtį (BB – 2 pav.), gravitacinių jėgų momento kryptis pasikeičia į priešingą. Naują pusiausvyros padėtį (užsukimo kampus α_2) nusako lygtis

$$-\frac{2dGMm}{b^2} = D\alpha_2. \quad (5)$$

Iš (4) ir (5) gauname

$$\frac{4dGMm}{b^2} = D(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (6)$$

Kai didžiuosius rutulius pasukame į naują padėtį, svyruoklė ima svyruoti apie naują savo pusiausvyros padėtį. Jos sukamujų svyravimų periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I_0}{D}} = 2\pi \sqrt{\frac{2md^2}{D}} \quad (7)$$

priklauso nuo svyruoklės inercijos momento $I_0 = 2md^2$ ašies OO' atžvilgiu (1 pav.) ir nuo sasūkos koeficiente D . Iš (6) ir (7), eliminavę dydį D , gravitacijos konstantai gauname tokią formulę:

$$G = \frac{2\pi^2 db^2}{T^2 M} (\alpha_1 - \alpha_2). \quad (8)$$

Atlikdami bandymą matuosime ne svyruoklės užsukimo kampų skirtumą $\alpha_1 - \alpha_2$, o nuo jo priklausantį šviesos zuikelio poslinkį S skalėje SK, esančioje atstumu ℓ nuo veidrodėlio V (2 pav.). Galima parodyti, kad nedideliems užsukimo kampams skirtumas

$$\alpha_1 - \alpha_2 \approx \frac{S}{4\ell}. \quad (9)$$

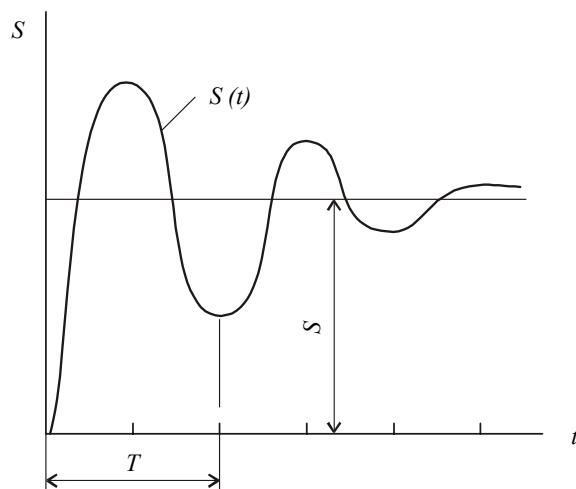
Iš (8) ir (9) gauname

$$G = \frac{\pi^2 b^2 S d}{2M T^2 \ell}. \quad (10)$$

Pabandysime nustatyti gravitacijos konstantai apskaičiuoti reikalingus dydžius T , ℓ ir S . Kiti dydžiai yra įrenginio pastoviosios: $M = 1.5 \text{ kg}$, $d = 50 \text{ mm}$, $b = 50 \text{ mm}$.

Darbo aprašymas. Dėmesio! Kavendišo svarstyklės yra labai jautrus ir lengvai sugadinamas prietaisas. Dirbdami su juo venkite smūginių ir kitų nebūtinų poveikių prietaisui, nes sukelti svyruoklės svyravimai nuslopsta tik per keliolika minučių, tai didina eksperimento trukmę.

1. Tiesle išmatuojame atstumą ℓ nuo svyruoklės ašies iki skalės. Lazerio maitinimo šaltinį įjungę į tinklą, pagal laikrodžio rodyklę pasukame jo raktelį ir taip įjungiame šviesos šaltinį.
2. Pradedant eksperimentą didieji rutuliai dažniausiai būna AA arba BB padėtyje (atstumas nuo rutulio paviršiaus iki stiklo 1-2 mm). Tokią padėtį laikysime pradine. Jei taip yra, skalėje atskaitome pradinę šviesos zuikelio padėtį n_1 . Jei taip nėra, atsargiai, nepaliesdami stiklo, rutulius pastatome į pradinę padėtį (AA arba BB). Palaukę ne mažiau kaip 15 minučių kol nuslops svyravimai, atskaitome n_1 .
3. Atsargiai, nepaliesdami stiklo, bet greitai, rutulius persukame į kitą padėtį (iš AA į BB arba atvirkšciai). Pradedant šiuo momentu kas 30 s registruojame šviesos zuikelio padėtį skalėje ne mažiau kaip dviem svyravimų periodams. Duomenis surašome į lentelę.
4. Jei eksperimentas nepavyko, laukiame, kol svyravimai nuslops, ir bandymą kartojame.
5. Nubrėžiame grafiką $S = f(t)$. Jis turi būti panašus į pavaizduotą 3 paveiksle. Iš jo nustatome nusistovėjusią šviesos zuikelio pusiausvyros padėtį n_2 , poslinki S bei svyruoklės svyravimų periodą T .



3 pav.

6. Apskaičiuojame gravitacinės konstantos G vertę.

Kontroliniai klausimai

1. Suformuluokite visuotinės traukos dėsnį.
2. Nusakykite gravitacinės konstantos fizikinę prasmę.
3. Kodėl svyruoklės inercijos momentas laikomas apytiksliai lygus mažujų švino rutulių inercijos momentų sumai?
4. Ar tikslus harmoninių svyravimų artinys stebimiems svyravimams?
5. Kodėl skaičiuojant gravitacinės konstantos G vertę nereikėjo atsižvelgti į sienų, grindų ir kitų aplinkinių daiktų sąlygojamas gravitacines jėgas?

KŪNŲ LAISVOJO KRITIMO PAGREIČIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Nustatykite kūnų laisvojo kritimo pagreitį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Visuotinės traukos dėsnis. Kūno laisvasis kritimas ir jo pagreitis. Atsitiktinės ir sisteminės paklaidos.

Teorinė dalis. Pagal visuotinės traukos dėsnį nuotoliu r nutolę du taškiniai masės m ir M kūnai traukia vienas kitą jéga

$$F = G \frac{m \cdot M}{r^2} ; \quad (1)$$

čia dydis G – gravitacijos konstanta. Ji apibrėžiama sąlygomis: jei $m = M = 1 \text{ kg}$ ir $r = 1 \text{ m}$, tai $F = G$. Taigi gravitacijos konstanta skaitine vertė lygi jégai, kuria traukia vienas kitą du materialieji taškai, kurių kiekvieno masė lygi 1 kg ir kurie nutolę vienas nuo kito 1 m atstumu. (1) formulė tinkta ir vienalyčiams rutuliams, tik tuomet r reikštų nuotoli tarp jų centrų.

Kadangi Žemę galima laikyti spindulio R_z rutuliu, (1) formulę galima taikyti ir Žemės gravitacijos jégai skaičiuoti. Šiuo atveju

$$F = G \frac{m \cdot M_z}{(R_z + h)^2} ; \quad (2)$$

čia M_z – Žemės masė, h – m masės kūno atstumas iki Žemės paviršiaus. Ši gravitacijos jéga nukreipta į Žemės centrą (1 pav.). Su Žeme susieta atskaitos sistema dėl jos sukimosi apie ašį, tiksliai imant, nėra inercinė ir joje masės m kūnų veikia išcentrinė inercijos jéga \vec{F}_{in} , statmena sukimosi ašiai. Jégų geometrinė suma

$$\vec{F} + \vec{F}_{in} = \vec{F}_s$$

vadinama *sunkiu*. Kai kūnas krinta veikiamas tik sunkio jėgos, tokį kritimą vadiname *laisvuoju*. Kūnas krinta laisvai tik beorėje erdvėje. Pagal antrajį Niutono dėsnį masės m kūnui sunkis \vec{F}_s suteikia pagreitį

$\vec{g} = \vec{F}_s/m$. Šį pagreitį vadiname *kūno laisvojo kritimo pagreičiu*. Kaip ir F_{in} , g vertė įvairiose geografinėse platumose yra nevienoda. Eksperimentiškai nustatyta, jog dėl Žemės elipsoidiškumo ir sukimosi perkėlus kūną iš ašigalio į ekvatorių jo sunkis, taigi ir g , sumažėja $1/190$ dalimi. Kadangi gravitacinės ir išcentrinės inercijos jėgos moduliams tinkta nelygybė $F_{in} \ll F$, sunkų apytiksliai galima prilyginti gravitacijos jégai. Tuomet

$$g \approx \frac{F}{m} = G \frac{M_z}{(R_z + h)^2} . \quad (3)$$

Taigi laisvojo kritimo pagreitis nepriklauso nuo krintančio kūno masės. Kai kūnas krinta iš labai mažo aukščio h , palyginti su R_z , tuomet

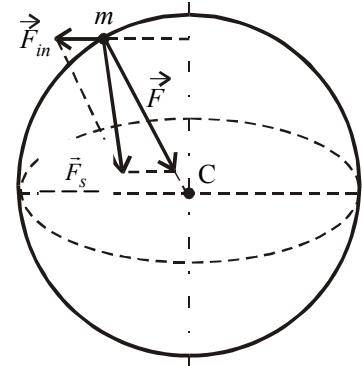
$$g \approx G \frac{M_z}{R_z^2} \quad (4)$$

yra pastovus, ir kūnas juda tolygiai greitėdamas. Šitokį judėjimą aprašome kinematinėmis lygtimis: greičio

$$v = g t \quad (5)$$

nueito kelio

$$h = \frac{g t^2}{2} . \quad (6)$$



1 pav.

Darbo aprašymas. 1. Ijungiamo laikrodžio 3 matavimo šaltinį į tinklą. Rutuliuko paleidimo įtaiso 4 elektriniai lizdai sujungti su laikmačio „start“ lizdais. Start jungtukas įjungtas padėtyje . Rutuliuko pagavimo 2 įtaiso lizdai sujungti su laikmačio „Imp“ ir korpuso lizdais. Pasirenkama laikmečio darbo moda .

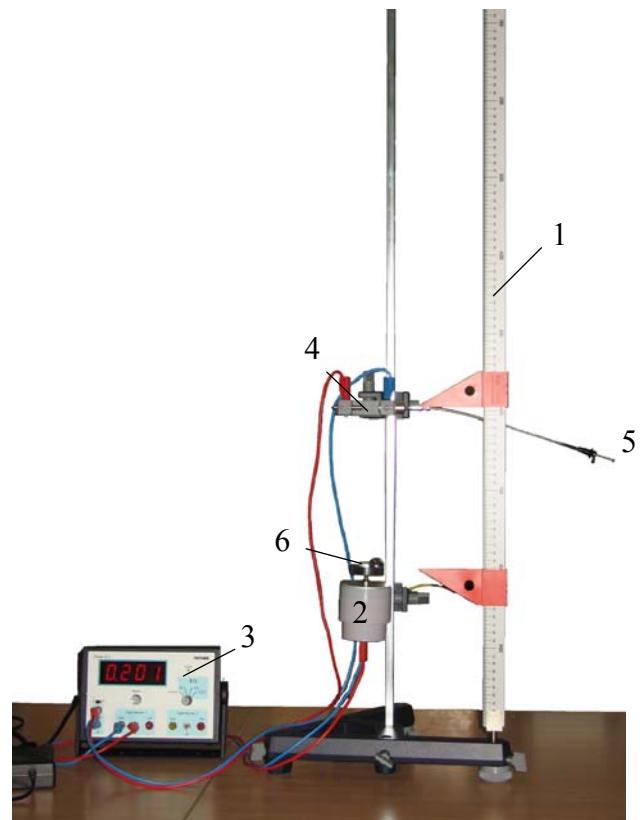
2. Rutuliuką įstatome tarp paleidimo įtaiso 4 atramų ir laikome nuspaužė fiksatorių 5. Pakeliame gaudyklę 6. Nuspaužiame laikmačio mygtuką „Reset“. Atleidus fiksatorių, rutuliukas krenta, užsidega laikmačio indikatorius „Gate“. Nukritus jam, laikmačio indikatorius parodo rutuliuko kritimo trukmę.

Dėmesio ! Mygtuką „Reset“ nuspaužiame tik tada, kai rutuliukas įstatytas tarp paleidimo įtaiso atramų.

3. Bandymą kartojame dar 7-10 kartų.

4. Išmatavę rutuliuko kritimo laiką t_i , pagal (6) kiekvienam atvejui apskaičiuojame laisvojo kritimo pagreitį g_i , vidutinę jo vertę $\langle g \rangle$ ir šio dydžio vidutinę kvadratinę jo paklaidą

$$S_n = \sqrt{\frac{\sum (\langle g \rangle - g_i)^2}{n(n-1)}}.$$



2 pav.

Kai matavimų skaičius didelis ($n \gg 1$), tuomet su tikimybe 0,997 galima būtų tvirtinti, kad tikroji laisvojo kritimo pagreičio vertė yra intervale tarp $\langle g \rangle - 3 S_n$ ir $\langle g \rangle + 3 S_n$.

Matavimo ir skaičiavimų rezultatus surašome lentelėje.

$h, \text{ m}$	$t_i, \text{ s}$	$g_i, \text{ m/s}^2$	$\langle g \rangle, \text{ m/s}^2$	$S_n, \text{ m/s}^2$

Kontroliniai klausimai

- Paaiškinkite visuotinės traukos dėsnį.
- Gravitacinės konstantos fizikinė prasmė.
- Koks yra laisvasis kūnų kritimas ir nuo ko priklauso jo pagreitis ?
- Kokiose Žemės platumose kūno sunkis nukreiptas tiksliai jos centro link ?

Literatūra

- Tamašauskas A. Fizika. - Vilnius: Mokslo, 1987. - T.1. - P. 224.
- Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. - Vilnius: Mintis, 1970. - T.1. - P. 388.
- Ambrasas V., Jasiulionis B. Mechanika, molekulinė fizika ir termodinamika. - Kaunas: Technologija, 2008.- P. 88.

KIETOJO KŪNO SUKAMOJO JUDÉJIMO TYRIMAS

Darbo užduotis. Patikrinti sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinį dėsnį ir nustatyti kūnų sistemos inercijos momentą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis. Kūno inercijos momentas. Šteinerio ir Heigenso teorema.

Teorinė dalis. Kai kūnas, kuris gali suktis apie nejudamą ašį, yra veikiamas išorinių jėgų, jis sukasi kampiniu pagreičiu

$$\varepsilon = \frac{M_z}{I_z} ; \quad (1)$$

čia M_z – atstojamas išorinių jėgų momentas sukimosi ašies atžvilgiu, I_z – kūno inercijos momentas tos ašies atžvilgiu. Ši lygtis yra kūno sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinio dėsnio atvejis. Kaip matome iš (1) lygties, kūno inercijos momentas sukamajame judėjime apibūdina jo inertiskumą, kurį šiame darbe ir tirsime.

Masės m_i materialiojo taško inercijos momentas ašies atžvilgiu

$$I_{zi} = m_i R_i^2 ; \quad (2)$$

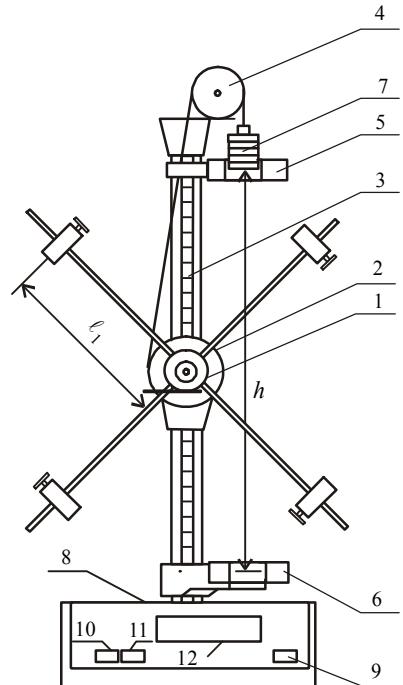
čia R_i – jo atstumas iki sukimosi ašies. Jei laikysime, kad kietasis kūnas sudarytas iš N materialiųjų taškų, tai jo inercijos momentą ašies atžvilgiu galima išreikšti taip:

$$I_z = \sum_{i=1}^N m_i R_i^2 . \quad (3)$$

Kietojo kūno inercijos momentas I_z visada nusakomas konkrečios ašies atžvilgiu. Keičiant ašį, dydis I_z bendruoju atveju taip pat keičiasi. Masės m kūno inercijos momentą ašies, einančios per jo masės centrą, atžvilgiu pažymėkime I_c . Tuomet to paties kūno inercijos momentą naujos ašies, lygiagrečios pirmajai ir nuo jos nutolusiai dydžiu ℓ , atžvilgiu apskaičiuosime pagal Heigenso ir Šteinerio teoremą

$$I_z = I_c + m \ell^2 . \quad (4)$$

(1) sukamojo judėjimo dinamikos dėsnį patogu tikrinti vadinama *Oberbeko* svyruokle (1 pav.). Ją sudaro įvorėje 1 simetriškai įtvirtinti keturi vienodi strypai. Įvorė ir R spindulio skriemulys 2 kietai užmauti ant horizontalios ašies, kuri gali laisvai suktis. Prie



1 pav.

vertikalaus stovo 3 dar įtaisytas skridinėlis 4, liniuotė ir fotojutiklių laikikliai 5 ir 6. Ant skriemulio vyniojamas siūlas, prie kurio, permesto per skridinėlį 4, kito galo tvirtinamas masės m_j svarelis. Visą sistemą suka siūlo įtempimo jėga F . Lygaus dydžio tik priešingos krypties jėga siūlas veikia svareli. Šią jėgą apskaičiuojame, pagreičiu a judančiam svareliui 7 pritaikę antrajį Niutono dėsnį. Jei trinties nepaisome, tuomet

$$m_j a = m_j g - F, \text{ arba } F = m_j (g - a). \quad (5)$$

Kadangi svarelis 7 juda tolygiai greitėdamas, pagreitį a galima išreikšti per laiką t nueitu keliu h šitaip:

$$a = \frac{2h}{t^2} \quad (6)$$

Tuomet sukamajį momentą M_z išreiškiame jėgos F ir jos peties sandauga:

$$M_z = R \cdot F = R m_j (g - a) = R m_j \left(g - \frac{2h}{t^2} \right). \quad (7)$$

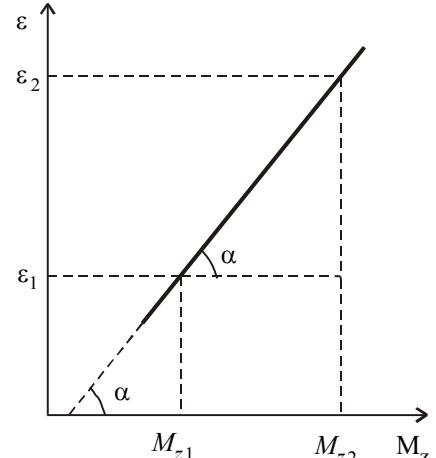
Skriemulio 2 sudaromosios taškų tangentinis pagreitis a_τ lygus svarelio pagrečiui (6). Atsižvelgę į tai ir į tangentinio pagrečio ryšį su kampiniu pagrečiu $\varepsilon = a_\tau / R$, gauname

$$\varepsilon = \frac{2h}{R t^2}. \quad (8)$$

Taigi, išmatavę skriemulio spindulį R bei laiką t , per kurį žinomas masės m_j svarelis nueina kelią h , apskaičiuojame dydžius M_z ir ε .

Didinant apkrovos masę m_j , kinta sistemą veikiantis sukamasis momentas M_z , kartu – ir kampinis pagreitis ε . Šią priklausomybę pavaizduojame grafiku $\varepsilon = f(M_z)$ (2 pav.). Gauta tiesinė priklausomybė reikštų, kad (1) formulė užrašomas dinamikos dėsnis teisingas. Iš (1) ir 2 paveikslo išplaukia, kad sistemos inercijos momentas

$$I_z = \frac{M_{z2} - M_{z1}}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}. \quad (9)$$



2 pav.

Darbo aprašymas

- Slankmačiu išmatuojame skriemulio skersmenį ir apskaičiuojame jo spindulį R .
- Sistemos inercijos momento padidinimui ant kiekvieno strypelio nuo sukimosi ašies vienodais didžiausiais atstumais ℓ_1 (1 pav.) pritvirtiname balastinius ritinius ir patikriname, ar po to sistema išlieka pusiausvyra. Ant skriemulio suvynioję siūlą, prie jo galo prikabiname tokios masės svareli 7, kad sistema suktusi. Svarelio judėjimo laiką matuosime elektroniniu

sekundometru 8. Jis į maitinimo tinklą įjungiamas nuspaudus mygtuką 9 – „Tinklas”, o valdomas mygtukais 10 – „Numetimas” bei 11 – „Paleidimas”. Pastarasis mygtukas valdo ir elektromagnetinį stabdį: kai mygtukas nenuspaustas – stabdys įjungtas, nuspaudus – išjungiamas; nuspaudus 10 – 12 langelyje nutrinami sekundometro rodmenys.

- Išjungę stabdį, svarelį pakeliame virš viršutinio jutiklio spindulio, kurio padėtis pažymėta laikiklyje 5, ir tuomet įjungiamo stabdį. Nutriname sekundometro rodmenis ir, nuspaudę mygtuką „Paleidimas”, stabdį išjungiamo. Svarelis, užstodamas viršutinio jutiklio spindulį, paleidžia sekundometrą, o užstodamas apatinio jutiklio (6 laikiklis) spindulį, sekundometrą sustabdo. Kritimo laiką atskaitome indikatoriuje 12, o nueitą kelią h – stovo liniuotėje. Kritimo laiką išmatavę dar 4 kartus, apskaičiuojame vidutinę vertę $\langle t \rangle$, po to – M_z bei ε . Matavimų ir skaičiavimų rezultatus surašome į lentelę.

R , m	m_j , kg	ℓ , m	h , m	t , s					$\langle t \rangle$, s	ε , s^{-2}	M_z , Nm
				t_1	t_2	t_3	t_4	t_5			

- Trečiame punkte aprašytus veiksmus pakartojame dar keturioms vis didesnės masės apkrovoms.
- Eksperimento rezultatus pavaizduojame grafiku $\varepsilon = f(M_z)$. Iš grafiko apskaičiuojame inercijos momentą I_{z1} .
- Ženkliai sumažiname balastinių ritinių nuotolių iki sukimosi ašies. Išmatavę ši nuotolių ℓ_2 , atliekame 3÷5 punktuose aprašytus matavimus bei skaičiavimus ir vėl nustatome sistemos inercijos momentą I_{z2} .
- Patikriname Šteinerio ir Heigenso teoremą: bandymais nustatyti verčių skirtumą $I_{z1} - I_{z2}$ gretiname su skirtumu $4m(\ell_1^2 - \ell_2^2)$, apskaičiuotu remiantis Šteinerio ir Heigenso teorema, ir darome išvadą. Čia $4m$ – balastinių ritinių masė.

Kontroliniai klausimai

- Nuo ko priklauso besisukančio kūno inertiškumas ?
- Kada tinka vartoti (1) dėsnį ?
- Kodėl kūnelio kritimo laiką matujame kelis kartus ir skaičiuojame aritmetinį vidurkį, o kitus dydžius matujame vieną kartą ?
- Kodėl šios sistemos inercijos momentą tikslingo nustatyti iš $\varepsilon = f(M_z)$ grafiko, o ne skaičiuoti iš atskiro matavimo ?
- Kodėl $\varepsilon = f(M_z)$ grafikas neina per koordinacių sistemos pradžią ?

SUKAMOJO JUDĖJIMO TYRIMAS

Darbo užduotis. Tirsime apie pastovią ašį besisukančios kūnų sistemos judėjimo dėsningsumus.

Teorinio pasirengimo klausimai. Inercijos momentas. Heigenso ir Šteinerio teorema. Judesio kiekio momentas. Pagrindinis sukamojo judėjimo dinamikos dėsnis. Judesio kiekio momento tvermės dėsnis.

Teorinė dalis. Darbe tirsime apie pastovią ašį besisukančią kūnų sistemą, kurios inercijos momentas kis. Sistemos inercijos momentą I_z , judesio kiekio momentą L_z apibrėžime bei pagrindinį dinamikos dėsnį užrašysime apie pastovią (nekeičiančią padėties erdvėje) ašį Oz besisukančio kūno atvejui.

Atstumu r_i nuo sukimosi ašies Oz esančio masės m_i materialaus taško inertiskumą tos ašies atžvilgiu apibūdinantis dydis

$$I_{zi} = m_i r_i^2 \quad (1)$$

vadinamas jo *inercijos momentu* ašies Oz atžvilgiu. Jei laikysime, kad sukasi iš N materialiųjų taškų sudarytas kietasis kūnas, tai jo inercijos momentą ašies Oz atžvilgiu galima išreikšti taip:

$$I_z = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 . \quad (2)$$

Panašiai kūnų sistemos inercijos momentas yra lygus sistemą sudarančių kūnų inercijos momentų sumai.

Kietojo kūno inercijos momentas I_z visada nusakomas konkrečios ašies atžvilgiu. Kintant besisukančio kūno formai ar keičiantis jo padėciai ašies atžvilgiu I_z bendruoju atveju keičiasi. Masės m kūno inercijos momentą ašies, einančios per jo masės centrą, atžvilgiu pažymėkime I_c . Tuomet to kūno inercijos momentas atžvilgiu kitos ašies, lygiagrečios pirmajai ir nutolusios nuo jos atstumu ℓ , pagal Heigenso ir Šteinerio teoremą, yra lygus

$$I_z = I_c + m\ell^2 . \quad (3)$$

Apie ašį besisukančio kūno *judesio kiekio momentą*

$$L_z = \omega I_z ; \quad (4)$$

čia ω – kūno kampinis greitis, I_z – kūno inercijos momentas tos ašies atžvilgiu. Tokio kūno judesio kiekio momentą L_z keičia tik jį veikiančios išorinės jėgos. Dydžio L_z kitimo sparta dL_z/dt yra tiesiogiai proporcinga kūną veikiančių išorinių jėgų momentui M_z tos pačios ašies atžvilgiu:

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d}{dt} (\omega I_z) = M_z . \quad (5)$$

Tai ir yra apie pastovią aši *besisukančio kūno pagrindinis dinamikos dėsnis*. Jei kūno išorinės jėgos neveikia arba jos vienos kitas atsveria, tuomet $M_z \equiv 0$ ir iš (5) išplaukia, kad

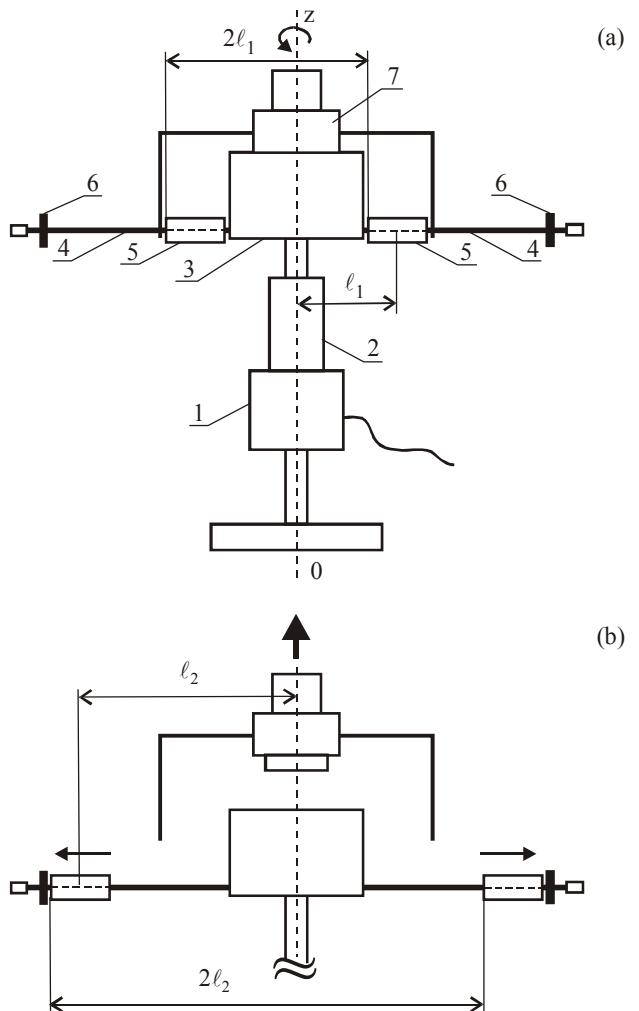
$$\frac{d}{dt}(\omega I_z) = 0 \quad \text{arba} \quad \omega I_z = \text{const.} \quad (6)$$

Tai ir yra judesio kiekio momento *tvermės dėsnis*. Iš jo išplaukia, jei išorinių jėgų neveikiamam kūnui sukantis pakinta jo inercijos momentas I_z , tai kampinis greitis ω pakinta taip, kad sandauga ωI_z išlieka pastovi.

Eksperimentuojant šis dėsnis apytiksliai galios tik tuomet, kai išorinės jėgos, tarp jų ir aši veikiančios trinties jėgos, bus labai mažos ir per eksperimento trukmę kampinio greičio ω ženkliai nepakeis.

Darbo aprašymas. 1 paveiksle a schemiškai pavaizduota darbo aparatūra. Nejudančiame stove 1 įtaisyta vertikali judanti ašis ir jos kampinio greičio daviklis 2. Su ašimi kietai susietame mazge 3 įtaisyti du strypai 4. Ant kiekvieno jų užmauta po vienodą slanką cilindrinių pasvarą 5. Jų didžiausią nuotolį nuo ašies Oz riboja jos atžvilgiu simetriškai įtaisyti guminiai diskai 6. Judančioji įrenginio dalis įsukama rankenėle-suktuku 7. Jis įsukimo metu pasvarus laiko galimai arčiau ašies Oz. Sistemą įsukus rankenėlė staigiai pakeliama (1 pav. b) ir inercijos jėgų veikiami pasvarai 5 strypais 4 slysta iki atramų 6. Nuo ašies pasvarams tolstant, didėja jų inercijos momentas, ir pagal (6) turi sukelti sukimosi lėtėjimą. Daviklis 2 sukimosi informaciją perduoda kompiuterinei sistemių, kuri apskaičiuoja kampinį greitį ω ir brėžia grafiką $\omega = f(t)$, čia t – laikas.

Besisukančios sistemos elementų 3, 4 ir 6 (1



1 pav.

pav.) suminis inercijos momentas ašies Oz atžvilgiu bandymo metu nesikeičia ir yra lygus $I_1 = 9,74 \cdot 10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$. Vieno slankaus pasvaro 5 inercijos momentas ašies, einančios per jo masių centrą ir lygiagrečios ašiai Oz atžvilgiu yra išreiškiamas taip:

$$I_{5c} = \frac{m_5}{12} \left(\frac{3}{4} D_1^2 + \frac{3}{4} D_2^2 + H^2 \right); \quad (7)$$

čia D_1 – cilindro išorinis skersmuo, D_2 – vidinis skersmuo, lygus strypo 4 skersmeniui, H – cilindro aukštinė, $m_5 = (81,8 \pm 0,1) \text{ g}$ jo masė.

Įsukant pasvaro 5 masių centras nuo sukimosi ašies Oz nutolęs atstumu ℓ_1 (1 pav., a), todėl pagal (3) ašies Oz atžvilgiu jo inercijos momentas yra lygus

$$I_{51} = I_{5c} + m_5 \ell_1^2. \quad (8)$$

Į diską 6 atsirėmusio pasvaro inercijos momentą apskaičiuosime į (8) įrašydami jo masių centro nuotoli ℓ_2 .

1. Slankmačiu išmatavę slankaus cilindro D_1 , D_2 ir H , pagal (7) apskaičiuojame jo inercijos momentą I_{5c} .

2. Išmatavę slankių pasvarų 5 masių centrų mažiausią atstumą ℓ_1 ir didžiausią ℓ_2 pagal formulę (8) apskaičiuojame vieno pasvaro I_{51} bei I_{52} .

3. Apskaičiuojame besisukančios sistemos inercijos momentus:

$$\text{pradinį} \quad I_{z1} = I_1 + 2I_{51} \quad (9)$$

ir

$$\text{galinį} \quad I_{z2} = I_1 + 2I_{52}. \quad (10)$$

4. Aparatūrą paruošiame kampinio greičio matavimams. Tam įjungiamo kompiuterio ir matavimo bloko „L mikro“ maitinimą. Ekrane stebimame lange pelės valdomu žymekliu pasirenkame piktogramą „L phys lab. darbai“ ir, du kartus spragteldami kairiuoju pelės klavišu, ją atidarome. Šios programos lange „Darbo pasirinkimas“ žymeklį perkeliame ant užrašo „Darbų sąrašas“ ir vieną kartą spragteldami ją atidarome. Jame pasirenkame darbą „Impulso momento tvermės dėsnis“ ir pele ji atidarome. Tai atlikę ekrane stebime langą „L mikro Demonstrations“. Jame koordinacijų sistemos vertikaliojoje ašyje bus atidėtas kampinis greitis ω , o horizontaliojoje – laikas t .

5. Slankius pasvarus pristūmę kiek galima arčiau sukimosi ašies, jų padėti fiksuojame suktuku 7 (1 pav., a). Įsitikiname, kad įsukta sistema neužkliūtų už darbo vietoje esančių daiktų.

6. Pelės žymeklį perkélę ant užrašo „Leisti“ ir vieną kartą spragtelėję kairiuoju jos klavišu sistema paruošta matavimui. Nuo šio momento per keletą sekundžių būtina sistemą įsukti ir staiga nuo jos nukelti suktuką. Tai atlikus, po keleto sekundžių ekrane pasirodys išmatuoto kampinio greičio ω priklausomybė nuo laiko. Stebimoje kreivėje greičio ω_1 maksimumas sutampa su suktuko

nukėlimo momentu. Beveik horizontali tiesi kreivės dalis atitinka laiką, kai pasvarai nuo sukimosi ašies jau maksimaliai nutolę ir sukimosi kampinis greitis yra ω_2 . Kartu su kreive ekrane stebima klaviatūros klavišais $\leftarrow \rightarrow$ valdoma vertikali brūkšninė linija. Ja pasirinkus reikiama laiko momentą ties užrašu „Kampinis greitis [rad/s]“ bus parodyta kampinio greičio vertė. Mūsų skaičiavimams reikia atskaiti maksimalų kampinį greitį ω_1 (nukeliant suktuką) ir šio greičio vertę ω_2 (kreivės horizontalios tiesinės dalies pradžia) inercijos momentui padidėjus iki maksimalios vertės. Matavimų duomenis surašome lentelėje.

m_5 , kg	ℓ_1 , m	ℓ_2 , m	ω_1 , rad/s	ω_2 , rad/s	I_{z1} , kg·m ²	I_{z2} , kg·m ²	L_{z1} , kg·m ² ·s ⁻¹	L_{z2} , kg·m ² ·s ⁻¹

7. Pagal formules (9) ir (10) apskaičiuojame sistemos pradinį ir galinį inercijos momentus. Pagal (4) apskaičiuojame ribines sistemos judesio kiekiečio momento vertes L_{z1} ir L_{z2} . Sugretinę L_{z1} ir L_{z2} darome išvadą apie judesio kiekiečio momento tvermės dėsnio galiojamą mūsų bandyme. Darome prialaidas, kodėl šie dydžiai nėra tiksliai lygūs.

Išjungiamo aparatūrą. Tam lange „L mikro Demonstrations“ pele sužadinę užrašą „Baiga“ išjungiamo darbo programą. Tuo pačiu būdu sužadinę užrašą ekrano apačioje „Darbo pasirinkimas“ ekrane stebime to paties pavadinimo langą. Jame pelės žymekliu aktyvuojame užrašą „Baiga“ ir taip išeiname iš programos „L mikro“. Išjungiamo bloko „L mikro“ maitinimą. Iprastu būdu išjungiamo kompiuterį. Tam kairiajame apatiniam ekrano kampe sužadiname užrašą „Start“. Atsidariusiame lange pasirenkame operaciją „Shut down – išjungti“ ir taip atidarome išjungimo langą „Shut down Windows“. Jame pele pažymime „Shut down – išjungti“, o pelės žymekliu sužadiname jungtuką „OK“. Užgesus ekranui arba pasirodžius Jame užrašui „It's now safe to turn off – galima saugiai išjungti“, išjungiamo monitoriaus (vaizduoklio) maitinimą.

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadina kampiniu greičiu? Kokia šio vektoriaus kryptis?
2. Ką nusako kūno inercijos momentas?
3. Ką vadina judesio kiekiečio momentu?
4. Ką teigia judesio kiekiečio momento tvermės dėsnis?
5. Kokios jėgos besisukančioje sistemoje slankius pasvarus verčia toliti nuo sukimosi ašies?
6. Kodėl slankiemis pasvarams maksimaliai nutolus nuo sukimosi ašies kampinis greitis lėtai ir beveik tiesiškai mažėja?
7. Ar šiai sistemai sukantis galios mechaninės energijos tvermės dėsnis?

KIETOJO KŪNO SUKAMOJO JUDĖJIMO DINAMIKOS PAGRINDINIO DĒSNIO TIKRINIMAS

Darbo užduotis. Nustatyti kampinio pagreičio priklausomybę nuo kūnų veikiančios jėgos momento.

Teorinio pasirengimo klausimai. Kampinio greičio, kampinio pagreičio, jėgos momento ašies atžvilgiu ir inercijos momento sąvokos. Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis.

Teorinė dalis. Nagrinėsime apie nejudančią ašį Oz besisukančio kietojo kūno judėjimą (1 pav.). Visi jo taškai brėžia apskritimus. Per laiką dt bet kurio materialaus taško spindulys R brėžia tą patį posūkio kampą $d\varphi$. Todėl visų jo taškų *kampinis greitis*

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1)$$

yra vienodas. Vektorius $\vec{\omega}$ nukreipiamas išilgai sukimosi ašies taip, kad iš jo galo žiūrint kūnas sukas prieš laikrodžio rodyklės judėjimo kryptį.

Kampinio greičio kitimo spartą apibūdina kampinis pagreitis

$$\vec{\epsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (2)$$

Sukimuisi greitėjant pokytis $d\vec{\omega}$, o tuo pačiu $\vec{\epsilon}$, nukreipti lygiagrečiai $\vec{\omega}$, lėtėjant – priešingomis kryptimis.

Slenkančio kūno *inertiškumą* apibūdina jo masė. Atstumu R nuo sukimosi ašies esančio masės m' taško inertiskumą apibūdina *inercijos momentas*

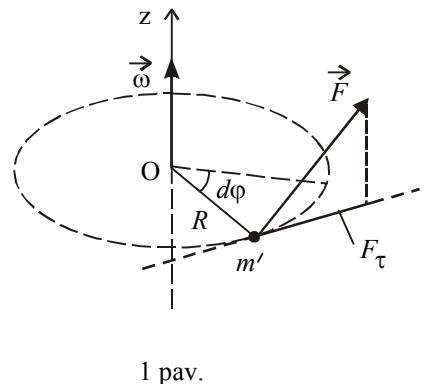
$$I_z = m' R^2. \quad (3)$$

Kūno inercijos momentas yra lygus visų jo materialiųjų taškų inercijos momentų sumai.

Jėgos \vec{F} poveikis, keičiantis besisukančio kūno judėjimą, apibūdinamas *jėgos momentu*. Jėgos momentas M_z ašies Oz atžvilgiu užrašomas taip:

$$M_z = F_\tau R; \quad (4)$$

čia F_τ – kūnų veikiančios jėgos \vec{F} projekcija sukimosi trajektorijos liestinėje (1 pav.), R – dydžio F_τ petys. Taigi dydis M_z yra skaliaras, turintis modulį ir ženklą.



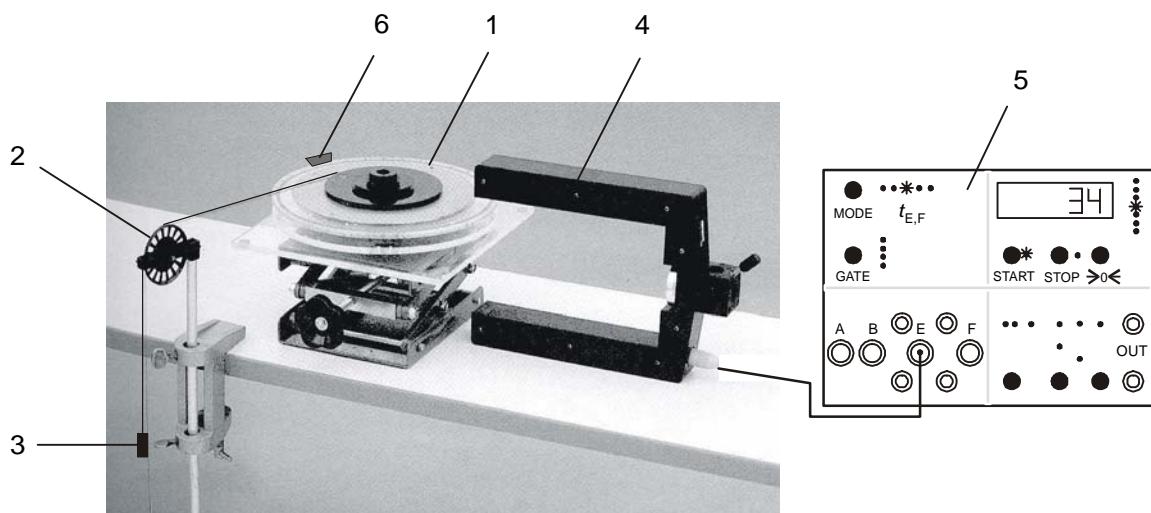
1 pav.

Jei kūnui sukantis apie pastovią ašį jo inercijos momentas nesikeičia, tuomet pagrindinis dinamikos dėsnis užrašomas taip:

$$\varepsilon = \frac{M_z}{I_z} \quad (5)$$

– *kūno kampinis pagreitis tiesiog proporcingas ją veikiančios jėgos momentui ir atvirkščiai proporcingas kūno inercijos momentui tos pačios ašies atžvilgiu.*

Darbo aprašymas. Darbo įrenginį sudaro stovas su vertikalia ašimi, ant kurios užmaunamas plastmasinis diskas ir trijų skirtingo spindulio (R_1, R_2, R_3) skriemulių sistema 1 (2 pav.).



2 pav.

Kiekviename jų įstatyti vieną siūlo galą laikantys smaigai. Ant kito, per skridinėlį 2 permesto, siūlo galo kabinamas masės m_j pasvarėlis 3. Jei trintis nedidelė, iš ją nekreipsime dėmesio ir sistemos sukimąsi lems pasvarėlio sunkio jėga $F = m_j g$ (čia nagrinėjamu atveju pasvarėlio pagreitis daug mažesnis už g). Šios jėgos momentas sukimosi ašies atžvilgiu yra

$$M_{zj} = m_j gR ; \quad (6)$$

čia R – pasirinkto skriemulio spindulys. Keičiant pasvarėlius, keisime jėgos momentus. Tuomet šios sistemos dinamikos lygtis (5) užrašoma taip:

$$\varepsilon_j = \frac{m_j gR}{I_{z1} + I_{z2}} ; \quad (7)$$

čia diskų inercijos momentas $I_{z1} = 1,4 \cdot 10^{-3}$ kg·m², skriemulių sistemos inercijos momentas $I_{z2} = 1,16 \cdot 10^{-3}$ kg·m².

Kampinio greičio, o tuo pačiu ir kampinio pagreičio nustatymui naudojama optinė apkaba 4 ir laiko matavimo blokas 5. Vienoje apkabos šakoje įtaisytas infraraudonosios šviesos spinduolis, kitoje – jos jutiklis. Prie besisukančio disko krašto pritaisyta kampinio pločio $\varphi_0 = 10^\circ$ (0,174 rad) neskaidri juostelė 6. Diskui sukantis blokas 5 apskaičiuoja laiką t , per kurį juostelė jutikliui blokavo šviesos signalą. Iš čia sukimosi kampinis greitis

$$\omega = \frac{\varphi_0}{t} . \quad (8)$$

Blokas 5 užprogramuotas taip, kad jis matuoja iš eilės keturias šviesos *blokavimo trukmes*: milisekundėmis matuoja pradinę t_1 , apsisukus kampu 2π – trukmę t_2 , po 4π posūkio – trukmę t_3 ir po 6π posūkio – blokavimo trukmę t_4 . Be to, jis sekundėmis matuoja pirmojo sūkio trukmę $t_{1 \rightarrow 2}$ ir pirmųjų dviejų sūkių bendrąją trukmę $t_{1 \rightarrow 3}$.

Sistemą veikia pastovi varos jėga, todėl ji sukasi greitėjančiai, t.y. su pastoviu kampiniu pagreičiu. Iš čia, jei per laiką t kampinis greitis pakito nuo ω_0 iki ω , suvidurkintas šiam intervalui kampinis pagreitis

$$\varepsilon = \frac{\omega - \omega_0}{t} . \quad (9)$$

1. Į elektros tinklą įjungiamo matavimo bloko 5 maitinimo blokelį, spaudinėjame mygtuką **Mode** (Matuojamas dydis) iki užsidega indikatorius t_{EF} . Jei laiko indikatorius rodo ne 0.000 ms, spustelime mygtuką **→0←**. Matavimams paruoštame bloke ties mygtuku **Stop** šviečia indikatorius. Optinę apkabą pastatome taip, kad, disko juostelei 4 praeinant pro ją užgestų apkabos indikatorius.
 2. Siūlą su mažiausiu svareliu užkabiname ant dėstytojo nurodyto skriemulio smaigo. Slankmačiu išmatuojame skriemulio diametrą ir apskaičiuojame jo spindulį R . Pamažu sukdamis sistemą (ant skriemulio vyniodami siūlą) svarelį keliamė kiek galima aukščiau tol, iki juostelė 6 atsiduria prie pat šviesos spindulio (truputį suktelėjus – gėsta apkabos indikatorius). Spustelėjė bloko 5 mygtuką **Start** kartu leidžiame sistemai suktis. Sistemai sukantis ir paeiliui užsidegus laukų t_1 , $t_{1 \rightarrow 2}$, t_2 , $t_{1 \rightarrow 3}$, t_3 , t_4 indikatoriams, sukimasi ranka sustabdome. Laiko trukmes atskaitome švieslentėje. Ji rodo ryškiausiai šviečiančio indikatoriaus rodomo laiko trukmę. Spustelėjus mygtuką t_{EF} į švieslentę išvedama kito indikatoriaus rodomo laiko trukmę. Užsirašydamis laiko intervalų trukmes, neužmirškite pasižiūrėti, kokiais vienetais jos matuotos. Tai parodo dešinėje švieslentės degantis indikatoriaus **ms** – milisekundės arba **s** – sekundės.
- Matavimo rezultatus surašome į 1 lentelę.

1 lentelė

$R = \dots \text{ m}$						
$m_j, \text{ kg}$	$t_{1j}, \text{ s}$	$t_{2j}, \text{ s}$	$t_{3j}, \text{ s}$	$t_{4j}, \text{ s}$	$t_{(1 \rightarrow 2)j}, \text{ s}$	$t_{(1 \rightarrow 3)j}, \text{ s}$

3. Masės didėjimo tvarka, 2-me punkte aprašytus veiksmus atliekame dar su trimis svareliais.
4. Pagal (8) visiems atvejams apskaičiuojame kampinio greičio vertes ir surašome į 2 lentelę. Čia
 $\omega_{0j} = \varphi_0 / t_{1j} = \omega_{1j}$.

2 lentelė

$R = \dots \text{ m}$									
$m_j, \text{ kg}$	$M_{zj}, \text{ N}\cdot\text{m}$	$\omega_{1j}, \text{ rad/s}$	$\omega_{2j}, \text{ rad/s}$	$\omega_{3j}, \text{ rad/s}$	$\omega_{4j}, \text{ rad/s}$	$\varepsilon'_{j}, \text{ rad/s}^2$	$\varepsilon''_{j}, \text{ rad/s}^2$	$\langle \varepsilon_j \rangle, \text{ rad/s}^2$	$\varepsilon_j, \text{ rad/s}^2$

Naudodami 1 lentelės ir 2 lentelės duomenis, pagal (9) apskaičiuojame pagreitį ε'_j , (kai $t = t_{(1 \rightarrow 2)j}$); ε''_j , (kai $t = t_{(1 \rightarrow 3)j}$) ir jų vidutinę vertę $\langle \varepsilon_j \rangle$. Pagal (7), idealiuoju atveju, apskaičiuojame kampinio pagreicio „teorines“ vertes ε_j .

5. Vienoje koordinačių sistemoje brėžiame grafikus $\langle \varepsilon_j \rangle = f(M_z)$ ir $\varepsilon_j = f(M_z)$. Kitoje koordinačių sistemoje brėžiame keturis grafikus $\omega_j = f(t)$. Juose atidedame kampinio greičio reikšmes ω_{2j} ir ω_{3j} laiko momentais $t_{(1 \rightarrow 2)j}$ ir $t_{(1 \rightarrow 3)j}$, t.y. sistemas kampinius greičius atitinkamai po vieno ir dviejų pilnų sistemas apsisukimų. Kadangi sistema pradeda suktis iš rimties būsenos, visi šie grafikai turi eiti per koordinačių sistemos pradžią.

Darome išvadas.

Baigę darbą išjungiame aparatūrą ir sutvarkome darbo vietą.

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinkite kampinio greičio ir pagreicio sąvokas.
2. Ką apibūdina inercijos momentas ir nuo ko jis priklauso?
3. Paaiškinkite jėgos momentą ašies atžvilgiu.
4. Paaiškinkite pagrindinį sukamojo judėjimo dinamikos dėsnį (kūnui sukantis apie nejudančią ašį).

TVERMĖS DĖSNIŲ SUKAMAJAME JUDĖJIME TIKRINIMAS

Darbo užduotis. Nagrinėjant dvejų apie nejudančią ašį besisukančių kūnų tamprujį susidūrimą patikrinti judesio kiekio momento ir mechaninės energijos tvermės dėsnius.

Teorinio pasirengimo klausimai. Apie nejudančią ašį besisukančio kūno kampinio greičio projekcija, inercijos momentas, judesio kiekio momentas, kinetinė energija. Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis. Judesio kiekio momento ir mechaninės energijos tvermės dėsniai.

Teorinė dalis. Nagrinėsime apie nejudančią ašį Oz besisukančio kietojo kūno judėjimą. Visi jo taškai brėžia apskritimus (1 pav.) ir juda tuo pačiu kampiniu greičiu $\vec{\omega}$. Šis vektorius nukreipiamas išilgai sukimosi ašies taip, kad žiūrint iš jo galo kūnas sukasi prieš laikrodžio rodyklės judėjimo kryptį. Jo projekcija ω ašyje Oz yra algebrinis dydis – 1 paveiksle parodytu atveju dydis $\omega > 0$, sukantis priešingai $\omega < 0$.

Kūnui slenkant, jo *inertiškumą* apibūdina kūno masė. Apie ašį Oz besisukančio masės m' taško inertiškumą apibūdina dydis

$$I = m' R^2 , \quad (1)$$

vadinamas *inercijos momentu* ašies atžvilgiu. Taigi materialajam taškui sukantis apie ašį (ar svyruojant), jo inertišumas priklauso nuo masės ir atstumo R iki ašies kvadrato. Besisukančio kūno inercijos momentas yra lygus visų jo materialiųjų taškų inercijos momentų sumai. Įrodoma, kad vienalyčio skritulio inercijos momentas jo geometrinės ašies atžvilgiu yra

$$I = \frac{1}{2} m R^2 ; \quad (2)$$

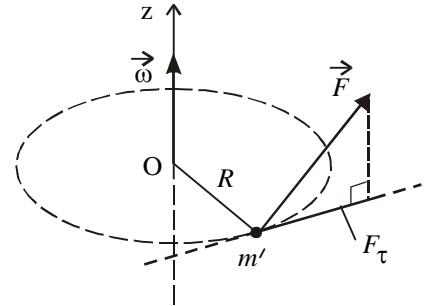
čia m – skritulio masė, R – jo spindulys. Inercijos momento SI vienetas yra $1 \text{ kg}\cdot\text{m}^2$.

Sukamajame judėjime jėgos \vec{F} poveikį kūnui apibūdina *jėgos momentas*. Jėgos momentas M ašies Oz atžvilgiu yra algebrinis dydis ir užrašomas taip:

$$M = F_\tau \cdot R ; \quad (3)$$

čia F_τ – kūnų veikiančios jėgos \vec{F} projekcija sukimosi trajektorijos liestinėje (1 pav.), R – dydžio F_τ petys.

Greičiu \vec{v} slenkantis masės m kūnas apibūdinamas judesio kiekiu $\vec{K} = m\vec{v}$. Apie nejudančią ašį kampiniu greičiu ω besisukantis kūnas apibūdinamas *judesio kiekio momentu ašies atžvilgiu*



1 pav.

$$L = \omega I ; \quad (4)$$

čia I – to kūno inercijos momentas sukimosi ašies atžvilgiu. L – algebrinis dydis, jo ženklas sutampa su kampinio greičio ω projekcijos ženklu.

Slenkančio kūno kinetinė energija $E = mv^2/2$. Iš analogijos besisukančio kūno kinetinė energija

$$E = \frac{I \cdot \omega^2}{2} . \quad (5)$$

Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis formuluojamas taip: *kūno jadesio kieko momento nejudamos ašies atžvilgiu kitimo greitis tiesiogiai proporcingas tą kūną veikiančių išorinių jėgų momentui tos pačios ašies atžvilgiu*. Matematiškai jis užrašomas taip:

$$\frac{d}{dt}(\omega I) = M . \quad (6)$$

Jei išorinių jėgų momentas $M = 0$, tai kūno (ar jų sistemos) jadesio kieko momentas nekinta:

$$\frac{d}{dt}(\omega I) = 0 \quad \text{arba} \quad \omega I = \text{const} . \quad (7)$$

Tai yra *jadesio kieko momento tvermės dėsnis*.

Kūnų ar jų sistemų veikiant tik potencialinėms jėgomis (pvz., gravitacinėms, tampriosioms, elektrostatinėms ir pan.) *bendra mechaninė energija nekinta*. Tai *mechaninės energijos tvermės dėsnis*. Sistemos, kuriose galioja mechaninės energijos tvermės dėsnis, vadinamos *konservatyviomis*.

Principinė laboratorinio darbo aparatūros schema pavaizduota 2 paveiksle. Apie vertikalią ašį, nepriklausomai vienas nuo kito gali suktis du vienodi skrituliai. Kiekvieno jų inercijos momentas sukimosi ašies atžvilgiu $I_1 = I_2 = 1 \cdot 10^{-3}$ kg·m². Skritulių kraštuose pritaisyti nedideli magnetai. Su skrituliais besisukantiems magnetams suartėjant vienodais poliais imituojamas tamprusis susidūrimas. Čia veikia tik vidinės (stūmos) jėgos, todėl kūnų sistemai turėtų galioti jadesio kieko momento tvermės dėsnis

$$L_1 + L_2 = L'_1 + L'_2 . \quad (8)$$

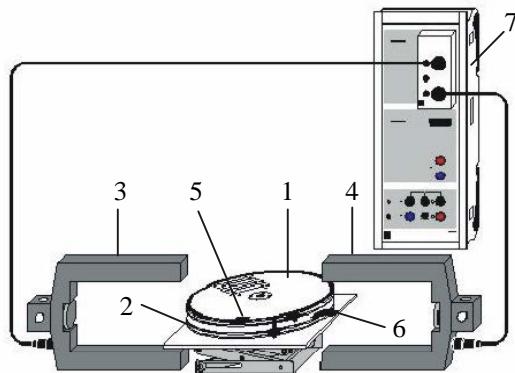
Kairėje lygybės pusėje yra abiejų skritulių jadesio kieko momentų algebrinė suma prieš jiems susiduriant, dešinėje – atitinkamai po susidūrimo.

Skrituliams tampriai susiduriant ir esant nereikšmingai trinčiai turėtų galioti ir mechaninės energijos tvermės dėsnis

$$E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 . \quad (9)$$

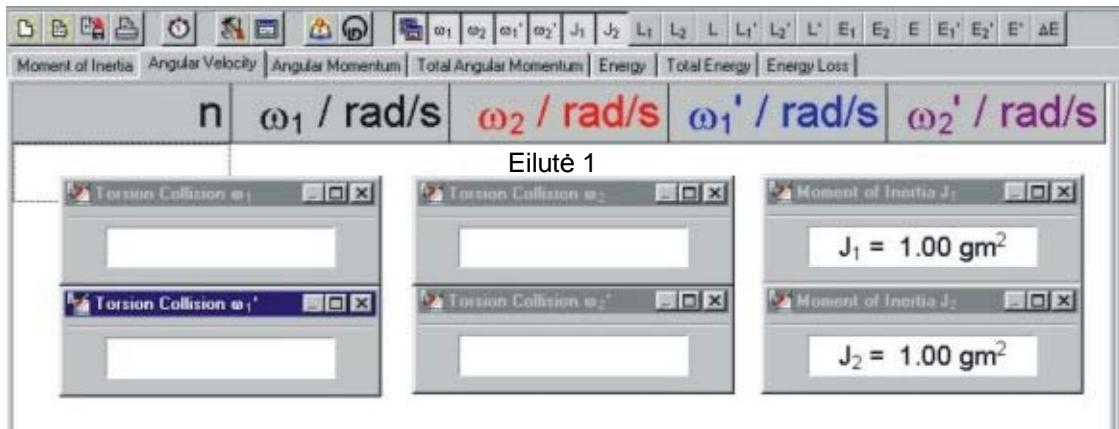
Bandymo metu skritulių potencinė energija nesikeičia, todėl (9) lygybės kairėje yra abiejų skritulių kinetinė energija prieš susiduriant, dešinėje – po susidūrimo.

Darbo aprašymas. Skritulių kampinio greičio projekcijos nustatymui optinėse apkabose 3 ir 4 (2 pav.) atitinkamai įtaisyti infraraudonosios šviesos šaltiniai ir jos jutikliai, o prie skritulių kraštų pritvirtintos šiai šviesai neskaidrios juostelės 5 ir 6. Besisukant skrituliu i juostelė apibrėžtą laiką jutikliui blokuoja šią šviesą. Pagal šį laiką duomenų apdorojimo blokas 7 ir kompiuteris apskaičiuoja skritulio kampinio greičio projekcijos modulį, o jos ženklu įvertina sukimosi kryptį. Kompiuteris užprogramuotas taip, kad kiekvieno skritulio greitį matuoja tik du kartus – prieš jų susidūrimą ir po susidūrimo, t.y. kairiuoju jutikliu nustačius dydžius ω_1 ir ω_1' , o dešiniuoju – ω_2 ir ω_2' , matavimai automatiškai nutraukiami. Dydžiai ω_1 ir ω_2 ' dėl vienodos sukimosi krypties rodomi kaip teigiami, atitinkamai dydžiai ω_1' ir ω_2 – kaip neigiami. Taigi po susidūrimo kiekvieno skritulio kampinio greičio projekcijos ženklas pasikeičia į priešingą. Kai į programą būna įvesti ir skritulių inercijos momentai I_1 bei I_2 , kompiuteris apskaičiuoja kiekvieno skritulio judesio kieko momentus, kinetines energijas bei jų sumines vertes. Baigus eksperimentinę darbo dalį, aktyvuojant laikrodžio ikoną, kompiuteris ekrane pateikia bandymo rezultatus.



2 pav.

1. Ijungiamo kompiuterį ir bloko 7 maitinimo šaltinį. Kompiuteris turi rodyti programų meniu ir turi švesti prietaisų 3, 4 ir 7 šviesos diodai. Optinių apkabų 3 ir 4 atstumą nuo skritulių ašies parenkame taip, kad jų šviesos diodai nereaguotų į magnetų laikiklius, o reaguotų tik į juosteles (joms uždengus infraraudonąjį spindulį, diodai užgestu).
2. Du kartus spragteldami kairiuoju pelēs klavišu ikoną **Sukamasis judėjimas**, ijungiamo eksperimento rezultatų apdorojimo programą. Ekrano centre pasirodžiusį langą **Settings** (Nustatymai) uždarome pelēs kairiuoju klavišu sužadindami simbolį x dešiniajame viršutiniame jo kampe. Vieną kartą spragteldami pelēs kairiuoju klavišu sužadiname indikuojamą rodmenį – **Angular velocity** (Kampinis greitis). Tai atlikus, ekrane turi pasirodyti vaizdas, pateiktas 3 paveiksle. Jei jo eilutėje 1 matyti ankstesnio eksperimento rezultatai, juos pašaliname. Tam pele valdomą rodyklę perustumame į baltą lauką apatinėje ekrano pusėje ir spragtelime dešinijį pelēs klavišą. Ekrane atidarytoje lentelėje žymekliu pasirinkę eilutę **Delete Last Measurement Series** (Naikinti paskutinę matavimų seriją), spustelime dešinijį pelēs klavišą (rodomame lange n raide pažymėtas eksperimento eilės numeris).



3 pav.

3. Pasukame abu diskus taip, kad prieš pradedant eksperimentą jų juodos juostelės būtų nukreiptos į eksperimentatorių. Vieną kartą spragtelėdami pelēs kairijį klavišą aktyviname laikrodžio ikoną. Jeigu eilutėje 1 matyti ankstesnių matavimų rezultatai, juos pašaliname iš kompiuterio atminties 2 punkte nurodytu būdu.
4. Paémę už juostelių, apytiksliai iš vidurinės padėties vienu metu ir maždaug vienodu greičiu abu skritulius lengvai suktelime į priešingas puses taip, kad jiems sukantis juostelės kirstų optines apkabas, o po magnetų „susidūrimo“ pro tuos pačius jutiklius grįžtų atgal. Jei taip padaryti nepavyko, bandymą kartojame, prieš tai atlikę 3-ojo punkto operacijas. Matavimo rezultatai stebimi atskiruose langeliuose ω_1 ; ω_2 ; ω_1' ; ω_2' . Dar kartą pele aktyvinant laikrodžio ikoną, jie perkeliami į kompiuterio ekrane stebimą eilutę 1. Užsirašę kampinių greičių vertes, pelēs kairiuoju klavišu aktyviname **Angular Momentum** (Judesio kiekio momentai) ir užsirašome šių dydžių vertes L_1 , L_2 , L'_1 bei L'_2 . Jų ženklus gretiname su projekcijos ω_i ženklu.
Aktyvinę **Total Angular Momentum** – užrašome sistemos sumines dydžių L ir L' vertes prieš susidūrimą ir po tampraus susidūrimo.
Aktyvinę **Energy** – užrašome kinetinės energijos E_1 , E_2 , E'_1 bei E'_2 vertes.
Aktyvinę **Total Energy** – užrašome suminę abiejų diskų kinetinę energiją E prieš susidūrimą ir E' – po susidūrimo.
Aktyvinę **Energy Loss** – užrašome gautąjį mechaninės energijos procentinį sumažėjimą (nuostolius) dėl to, kad reali kūnų veikianti sistema nėra idealiai konservatyvi.
5. Visus iš ekrano perrašytus dydžius išreiškė SI vienetais, algebriskai tikriname (8) ir (9) dėsnį galiojamą. Taip gautas vertes gretiname su kompiuterio apskaičiuotomis suminėmis vertėmis ir darome išvadas.
6. Baigę eksperimentus išjungiame programą. Tam kairiuoju pelēs klavišu spustelime simbolį **x** viršutiniame dešiniajame ekrano kampe. Atsidariusiame lange **Save Changes?** (Ar išsaugoti pakeitimus) aktyviname mygtuką **No** (Ne). Po to aktyviname ikoną **Start**. Atsidariusiame lange

pasirenkame komandą **Shut Down Windows**, esant pažymėtai pirmai eilutei **Shut Down the Computer** (Išjungti kompiuterį) – pele spragtelime klavišą **Yes** (Taip). Ekrane turi atsirasti užrašas „Dabar galite saugiai išjungti kompiuterį”.

7. Išjungiame aparatūros maitinimą.

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinkite kampinio greičio projekcijos, inercijos momento, judesio kieko momento ašies atžvilgiu ir jėgos momento ašies atžvilgiu savokas.
2. Suformuluokite pagrindinį sukamojo judėjimo dinamikos dėsnį.
3. Kada galioja judesio kieko momento tvermės dėsnis?
4. Kada galioja mechaninės energijos tvermės dėsnis?

HEIGENSO IR ŠTEINERIO TEOREMOS TIKRINIMAS SUKAMAJA SVYRUOKLE

Darbo užduotis. Iš sukamosios svyruoklės periodo matavimų apskaičiuoti jos inercijos momentą bei ištirti jo kitimą svyravimų ašies atžvilgiu keičiant papildomų pasvarų padėtį. Eksperimentiškai patikrinti tiek adityvumo principą kūnų sistemos inercijos momentui, tiek Heigenso ir Šteinerio teoremą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Inercijos momento fizikinė prasmė ir skaičiavimas. Heigenso ir Šteinerio teorema. Sukamieji svyravimai, jų periodo priklausomybė nuo svyruoklės parametru.

Teorinė dalis. Sukamai svyruojančios svyruoklės inertiškumą apibūdina jos inercijos momentas I_z konkrečios ašies atžvilgiu. Jis priklauso nuo svyruojančios sistemos masės ir jos pasiskirstymo sukimosi ašies Oz atžvilgiu. Taškinio m masės kūno, nuo svyravimų (arba sukimosi) ašies nutolusio atstumu R , inercijos momentas yra lygus

$$I_z = mR^2 . \quad (1)$$

Jei sistema susideda iš erdvėje pasiskirsčiusių kūnų ar jų dalių, jos inercijos momentas gali būti skaičiuojamas taikant *adityvumo* principą, t.y. teiginį, kad *iš daugelio kūnų susidedančios sistemos inercijos momentas lygus tų kūnų inercijos momentų sumai*, t.y.

$$I_z = \sum_{i=1}^n I_{zi} ; \quad (2)$$

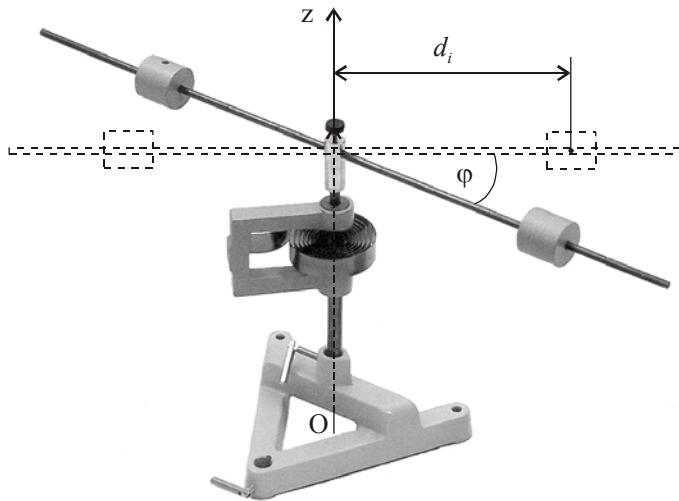
čia I_{zi} – i -jo kūno inercijos momentas. Taisyklingos formos kūno inercijos momentą žinomas ašies atžvilgiu kartais patogiau apskaičiuoti integrnuojant

$$I_z = \int_V \rho r^2 dV ; \quad (3)$$

čia ρ – kūno masės tankis, dV – elementarus tūrio elementas, kurio masė lygi ρdV , r – šio tūrio elemento atstumas iki sukimosi ašies.

Kietojo kūno inercijos momentas I_z visada nusakomas konkrečios ašies Oz atžvilgiu. Keičiant ašies padėtį kūno atžvilgiu, bendruoju atveju I_z taip pat keičiasi. Masės m kūno inercijos momentą ašies, einančios per jo masių centrą, atžvilgiu pažymėkime I_c . Tuomet to paties kūno inercijos momentą naujos ašies, lygiagrečios pirmajai ir nuo jos nutolusiai dydžiu ℓ , atžvilgiu galima apskaičiuoti pagal Heigenso ir Šteinerio teoremą:

$$I_z = I_c + m\ell^2 . \quad (4)$$



1 pav.

Šiame darbe naudojama 1 paveiksle pavaizduota sukamoji svyruoklė. Nagrinédami svyruoklę trinties nepaisysime. Tuomet jos judėjimą aprašo diferencialinė lygtis

$$M_z = I_z \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -k\varphi ; \quad (5)$$

čia M_z – jėgų momentas Oz ašies atžvilgiu, I_z – svyruojančios sistemos inercijos momentas tos pačios ašies atžvilgiu, φ – posūkio kampus, t – laikas, k – spyruoklės standumo koeficientas:

$k = \left| \frac{M_z}{\varphi} \right|$. Lygtijoje (5) minuso ženklas matematiškai užrašo teiginj, kad iš pusiausvyros išvestą svyruoklę visuomet veikia tokios krypties jėgos, kurios stengiasi ją grąžinti į pusiausvyros padėtį.

Lygti (5) tenkina sprendinys

$$\varphi = \varphi_m \cos(\omega_0 t + \alpha); \quad (6)$$

čia dydis $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{I_z}}$ vadinamas svyravimų savuoju cikliniu dažniu, α – pradine svyravimų faze.

Svyravimų periodas

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I_z}{k}} . \quad (7)$$

Iš lygybės (7) išplaukia, kad

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{k} I_z = C I_z ; \quad (8)$$

čia $C = \frac{4\pi^2}{k}$ – svyruoklės spyruoklę apibūdinanti konstanta. Žinodami jos vertę ir eksperimentiškai nustatę svyravimų periodą T , apskaičiuojame sistemos inercijos momentą I_z .

Teoriškai įrodoma, kad vienalyčio strypo inercijos momentas ašies Oz, statmenos jo išilginei ašiai ir einančios per jo masių centrą, atžvilgiu

$$I_0 = \frac{m_0 \ell_0^2}{12} ; \quad (9)$$

čia m_0 – strypo masė, ℓ_0 – jo ilgis.

Svyruoklę (1 pav.) sudaro masės $m_0 = 0,1305$ kg bei ilgio ℓ_0 strypas ir du vienodos masės $m_p = 0,237$ kg pasvarai. Bandymo metu jų masių centrų atstumą d_i iki ašies keičiame, bet abiem pasvarams jis turi būti vienodas. Remiantis sistemos inercijos momento *adityvumo* principu bei *Heigenso* ir *Šteinerio* teorema, tokios sistemos inercijos momentas ašies Oz atžvilgiu yra

$$I_z = I_0 + 2I_c + 2m_p \cdot d_i^2 ; \quad (10)$$

čia $I_c = 4,02 \cdot 10^{-5}$ kg·m² – pasvaro inercijos momentas ašies, einančios per jo masių centrą, atžvilgiu. (10) mes nejvertinome sistemos centrinio mazgo inercijos momento, nes jis žymiai mažesnis už visus kitus šios lyties dėmenis.

Darbo aprašymas

1. Liniuote išmatavę svyruoklės strypo ilgį ℓ_0 , apskaičiuojame jo inercijos momentą I_0 ašies, einančios per jo masių centrą, atžvilgiu. Rezultatus surašome į 1 lentelę.

1 lentelė

Svyruoklės strypo parametrai	Ilgis ℓ_0 , m	Masė m_0 , kg	Strypo inercijos momentas I_0 , kg·m ²
		0,1305	
Svyruoklės slankaus pasvaro parametrai	Masė m_p , kg	Slankaus pasvaro inercijos momentas ašies, einančios per jo masių centrą, atžvilgiu I_c , kg·m ²	
	0,237	$4,02 \cdot 10^{-5}$	

2. Nuimame nuo strypo papildomus pasvarus. Užsukę svyruoklę, leidžiame jai svyruoti. Išmatavę $N = 5 \div 10$ pilnų svyravimų trukmę t_0 , apskaičiuojame svyravimų periodą $T_0 = t_0/N$.
3. Pagal (8) apskaičiuojame svyruoklės konstantą C . Šiuo atveju svyruoklės inercijos momentas $I_z = I_0$ randamas pagal (9) formulę.
4. Slankių pasvarų, simetriškai ašies atžvilgiu užmaunamą ant strypo (žr. 1 pav.), masių centrų padėti fiksuojame ties galinėmis strypo įrantomis. Išmatuojame atstumą $2d_1$ tarp pasvarų centrų. Užsukę svyruoklę, leidžiame jai svyruoti ir, išmatavę $N = 5 \div 10$ svyravimų trukmę t , apskaičiuojame svyravimų periodą T . Šiai pasvarų padėčiai apskaičiuojame sistemos inercijos momentą tiek pagal (8), tiek pagal (10) formules (pastarajį vadinsime teoriniu I_{zt}).

5. Slankius pasvarus artindami prie svyravimų ašies ir simetriškai jos atžvilgiu fiksuodami kiekvienoje kitoje įrantoje, pakartojame 4 punkte aprašytus matavimus ir skaičiavimus. Taip matuojame iki artimiausios ašiai pasvarų fiksavimo padėties. Visus skaičiavimų rezultatus surašome į 2 lentelę.

2 lentelė

i	$d_i, \text{ m}$	N	$t_i, \text{ s}$	$T_i, \text{ s}$	C	$I_{zt}, \text{ kg}\cdot\text{m}^2$	$I_{zi}, \text{ kg}\cdot\text{m}^2$
1.	Be pasvarų						
2.							
3.							
4.							
5.							
6.							
7.							

6. Tirkiname Heigenso ir Šteinerio teoremą. Tam (10) užrašę dviem skirtiniams pasvarų nuotoliams d_i ir d_j , iš didesnės vertės I_{zi} atėmę mažesnę I_{zj} (galiojant Heigenso ir Šteinerio teoremai) gauname

$$I_{zi} - I_{zj} = 2m_p(d_i^2 - d_j^2). \quad (11)$$

Dėstytojo nurodytiems i ir j atvejams tikriname, ar (10) lygybė galioja.

Gretindami šį rezultatą bei 2 lentelės dviejų paskutinių skilčių vertes, darome išvadas.

Kontroliniai klausimai

1. Nuo ko priklauso apie ašį besisukančio kūno inertiskumas?
2. Ką teigia Heigenso ir Šteinerio teorema ?
3. Ką teigia adityvumo principas ?
4. Kaip priklauso svyruoklės periodas nuo jos inercijos momento ?
5. Ką vadiname harmoninių svyravimų periodu, dažniu, cikliniu dažniu? Kokiais vienetais šie dydžiai matuojami?

7. FIZINĖS SVYRUOKLĖS SVYRAVIMŲ TYRIMAS

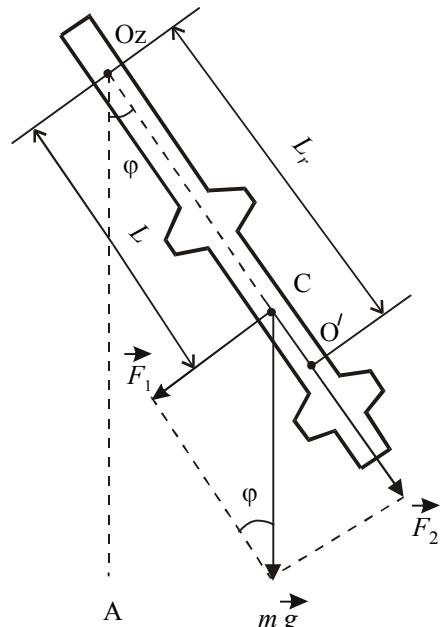
Darbo užduotis. Susipažinti su fizinės ir matematinės svyruoklės svyravimo dėsningumais ir nustatyti kūnų laisvojo kritimo pagreitį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Fizinė svyruoklė. Matematinė svyruoklė. Sukamasis momentas. Inercijos momentas. Harmoninių svyravimų lygtis. Fizinės svyruoklės svyravimo periodas.

Teorinė dalis. *Fizine svyruokle vadinamas bet koks kietasis kūnas, galintis svyruoti apie nejudamą horizontalią ašį gravitacijos lauke (1 pav.). Tokios svyruoklės nukrypimas nuo pastoviosios pusiausvyros padėties OA apibūdinamas nuokrypio kampu φ . Svyruoklei nukrypus į dešinę, φ laikomas teigiamu, nukrypus į kairę – neigiamu. Svyravimai vyksta veikiant sunkiojėgos $m\vec{g}$ dedamajai \vec{F}_1 , kurios modulis $F_1 = mg \sin \varphi$. F_1 vadinamas grąžinančiaja jėga. Kai nuokrypiai yra maži ($\sin \varphi \approx \varphi$), tuomet grąžinančioji jėga tiesiog proporcinga nuokrypiui nuo pusiausvyros padėties ($F_1 \approx mg\varphi$). Jos momentas svyravimų ašies atžvilgiu*

$$M = -F_1 L \approx -mg L \varphi ; \quad (1)$$

1 pav.



čia L – grąžinančiosios jėgos petys. Minuso ženklas rašomas grąžinančiosios jėgos projekcijos F_1 suderinimui su nuokrypio kampo φ ženklu. Mažais kampais svyruojančiai svyruoklei pritaikius sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinį dėsnį

$$M = I_z \cdot \varepsilon ,$$

gaunama tokia jos svyravimus aprašanti diferencialinė lygtis

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -\frac{mgL}{I_z} \varphi , \quad \text{arba} \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgL}{I_z} \varphi = 0 ; \quad (2)$$

čia $\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \varepsilon$ – svyruoklės kampinis pagreitis, o I_z – jos inercijos momentas svyravimo ašies Oz,

statmenos brėžinio plokštumai, atžvilgiu. Iš (2) išplaukia tokia fizinės svyruoklės savojo ciklinio dažnio išraiška

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgL}{I_z}}. \quad (3)$$

Iš čia jos savasis svyravimų periodas

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I_z}{mgL}}. \quad (4)$$

Masės m ilgio L matematinės svyruoklės inercijos momentas $I_z = mL^2$, todėl iš (4) jos svyravimų periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}. \quad (5)$$

Pabrėžtina, kad (3), (4) ir (5) formulės teisingos tik mažiems svyravimų kampams ($\sin \phi \approx \phi$).

Fizinės svyruoklės periodo formulėje (4), ilgio dimensiją turintį dydį $I_z/(m \cdot L)$ pažymėjė L_r , ją perrašome taip

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L_r}{g}}. \quad (4a)$$

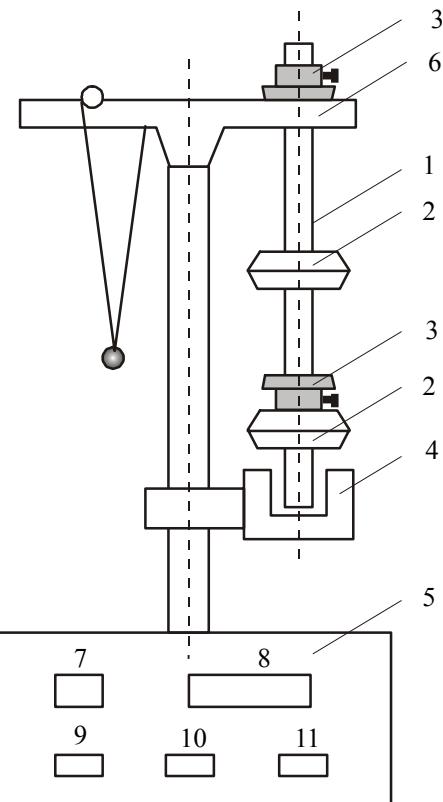
Dydi L_r vadina fizinės svyruoklės *redukuotuoju ilgiu*. (4a) formulės pavidalas identiškas matematinės svyruoklės periodui (5). Iš čia išplaukia, kad fizinės svyruoklės periodas yra lygus periodui tokios matematinės svyruoklės, kurios ilgis $L = L_r$.

Nuo svyruoklės pakabinimo taško O atstumu L_r nutolęs taškas O' (1 pav.) vadinamas *fizinės svyruoklės svyravimo centru*. Galima įrodyti, kad jei svyruoklę apversdami perkelsime svyravimo aši Oz iš taško O į O', jos svyravimo periodas nesikeis. Taigi, bandymu nustačius fizinės svyruoklės svyravimo centrą O', randame jos redukuotąjį ilgį ir, dar išmatavę svyravimo periodą, iš (4a) apskaičiuojame laisvojo kritimo pagreitį.

Darbo aprašymas. Naudosime fizinę ir matematinę svyruokles (2 pav.). Fizinę svyruoklę sudaro metalinis strypas 1, du masyvūs diskai 2 ir dvi svyruoklės pakabinimo prizmės 3. Šitokią svyruoklę galima apversti, todėl ji vadinama *apverčiamaja*. Diskų ir pakabinimo prizmių padėtį tam tikru intervalu galima keisti. Svyravimus skaičiuoja skaitiklis. Jį sudaro įtaise 4 įtaisyta lemputė su fotodiodu ir skaitmeninis prietaisas 5. Kai svyruojanti svyruoklė užstoja lemputę, fotodiodas suformuoja signalą, kurį registruoja skaitmeninis prietaisas. Taigi paleidus svyruoklę, skaitiklis automatiškai fiksuoja svyravimų skaičių n (indikatorius 7) ir svyravimų laiką t (indikatorius 8). Prietaiso maitinimas įjungiamas mygtuku 9 – „Tinklas“. Nuspaudus mygtuką 10 – „Numetimas“, nutrinami indikatorių 7 ir 8 rodmenys ir, svyruoklei pirmą kartą pereinant pusiausvyros padėtį, skaitiklis pradedą skaičiuoti svyravimų skaičių bei matuoti jų laiką. Matuoti baigiamė, nuspaudus mygtuką 11 – „Stop“.

- Bandymui paruošiame fizinę svyruoklę. Tam diskus tvirtiname nesimetriškai strypo galu atžvilgiu: vieną – arti strypo galo, kitą – arti strypo vidurio. Svyruoklių pakabinimo prizmų briaunas nukreipiame vieną prieš kitą (2 pav.) ir įtvirtiname taip, kad tarp jų būtų svyruoklės masės centras.
- Svyruoklę kabiname laikiklyje 6 ant prizmės, esančios prie strypo galo (2 pav.). Svyruoklę atlenkė $3\div 5^\circ$ kampu, išmatuojame $n = 10\div 15$ svyravimų trukmę t ir apskaičiuojame periodą $T = t/n$.
- Svyruoklę apverčiame kabindami ant kitos prizmės ir jau aprašytu būdu nustatome svyravimo periodą T' . Atsižvelgdami į T ir T' vertes, bandymais vienos iš prizmų padėti vis keičiame taip, kol apverčiamosios svyruoklės svyravimo periodai T' ir T sutaps ne mažesniu kaip 99% tikslumu. Tuomet išmatuojame nuotolių tarp prizmų briaunų, t.y. redukuotajį svyruoklės ilgį L_r .
- Apskaičiuojame T ir T' aritmetinį vidurkį bei laisvojo kritimo pagreitį.

Matavimo ir skaičiavimo rezultatus surašome 1 lentelėje.



2 pav.

1 lentelė

n_i	t_i , s	T_i , s	n'_i	t'_i , s	T'_i , s	L_r , m	$\langle T \rangle$, s	g , m/s ²

- Aprašytu būdu nustatome matematinės svyruoklės periodą T , kurios ilgis L lygus redukuotajam fizinės svyruoklės ilgiui L_r (matematinės svyruoklės rutuliuko centras turi sutapti su optinio daviaklio ašimi). Matavimus kartojame 5÷7 kartus, skaičiuojame periodo aritmetinį vidurkį ir ji gretiname su fizinės svyruoklės periodu.

Matavimo ir skaičiavimų rezultatus surašome 2 lentelėje.

2 lentelė

L , m	n_i	t_i , s	T_i , s	$\langle T \rangle$, s	g , m/s ²

Kontroliniai klausimai

1. Ar visada teisinga (4) formulė ?
2. Kam būtų lygus svyravimų periodas, jei pakabinimo ašis eitų per masės centrą ?
3. Ar matematinei svyruoklei tinkta fizinės svyruoklės svyravimo dėsniai ?
4. Kodėl eksperimentus reikia atlikti esant mažiems svyruoklių nuokrypiams ?

INERCIJOS MOMENTO NUSTATYMAS SUKAMĄJA SVYRUOKLE

Darbo užduotis. Sukamaja svyruokle ištirti stačiakampio gretasienio kūno pagrindinius inercijos momentus.

Teorinio pasirengimo klausimai. Kūno inercijos momentas. Heigenso ir Šteinerio teorema. Laisvosios ašys. Pagrindiniai inercijos momentai. Sukamųjų harmoninių svyravimų periodas.

Teorinė dalis. Sukamajame judėjime kūno inertiskumas priklauso nuo fizikinio dydžio, vadinamo *inercijos momentu*. Šis dydis yra kūno inertiskumo matas, kai judėjimas yra sukamas arba svyruojamas. Atstumu r_i nuo sukimosi ašies nutolusio masės m_i materialiojo taško inercijos momentas išreiškiamas taip:

$$I_{zi} = m_i r_i^2. \quad (1)$$

Jei laikysime, kad kūnas sudarytas iš N materialiųjų taškų, jo inercijos momentą ašies Oz atžvilgiu galima apskaičiuoti taip:

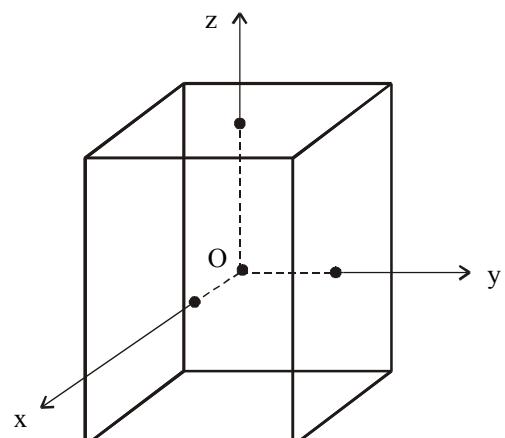
$$I_z = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2. \quad (2)$$

Kietojo kūno inercijos momentas I_z visada nusakomas konkrečios ašies atžvilgiu. Keičiant ašį, dydis I_z bendruoju atveju taip pat keičiasi. Masės m kūno inercijos momentą ašies, einančios per jo masės centrą, atžvilgiu pažymėkime I_c . Tuomet to paties kūno inercijos momentą atžvilgiu naujos ašies, lygiagrečios pirmajai ir nuo jos nutolusiai dydžiu ℓ , apskaičiuojame pagal Heigenso ir Šteinerio teoremą:

$$I_z = I_c + m \ell^2. \quad (3)$$

Ašys, apie kurias laisvai sukasi (išorinių jėgų neveikiamas) kūnas, vadinasi *laisvosiomis ašimis*. Tokį sukimąsi iš inercijos vadiname *laisvuoju*.

Galima įrodyti, kad bet kokios formos kūnui egzistuoja trys tarpusavyje statmenos ir einančios per masės centrą ašys, kurios gali būti laisvosiomis ašimis. Jos vadinamos pagrindinėmis inercijos ašimis. Jų atžvilgiu nustatyti *inercijos momentai vadinami pagrindiniais*. Vienalyčio stačiakampio gretasienio formos kūno (1 pav.) pagrindinės ašys Ox, Oy ir Oz eina pro sienų centrus. Tačiau tokis kūnas laisvai sukasi tik apie dvi tarpusavyje



1 pav.

statmenas laisvąsias ašis, kurių atžvilgiu kūno pagrindiniai inercijos momentai yra ekstremalūs, t.y. didžiausias ir mažiausias.

Sukamujų harmoningų svyravimų periodas

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I_z}{k}} ; \quad (4)$$

čia I_z – sistemos inercijos momentas svyravimų ašies atžvilgiu, dydis k priklauso nuo vielos tampliųjų savybių ir matmenų.

Darbo aprašymas. Naudojamo įrenginio svarbiausi elementai pavaizduoti 2 paveiksle. Pagrindinė jo dalis yra ant plieninės vielos pakabintas rēmelis 1. Tiriamajam kūnui 2 pritvirtinti naudojama judama sija 3. Ant plieninės plokštėlės pritaisytas elektromagnetas, laikiklyje 4 – fotojutiklis. Pastarasis sujungtas su milisekundometru. Jais matuojamas rēmelio svyravimų skaičius ir jų trukmė. Posūkio kampas nustatomas pagal kampų skalę 5. Kampo dydis reguliuojamas keičiant elektromagneto padėtį.

Stačiakampio gretasienio *pagrindiniams inercijos momentams* nustatyti reikia žinoti paties rēmelio 1 inercijos momentą I_z . Tam nustatome neapkrauto rēmelio sukamujų svyravimų periodą.

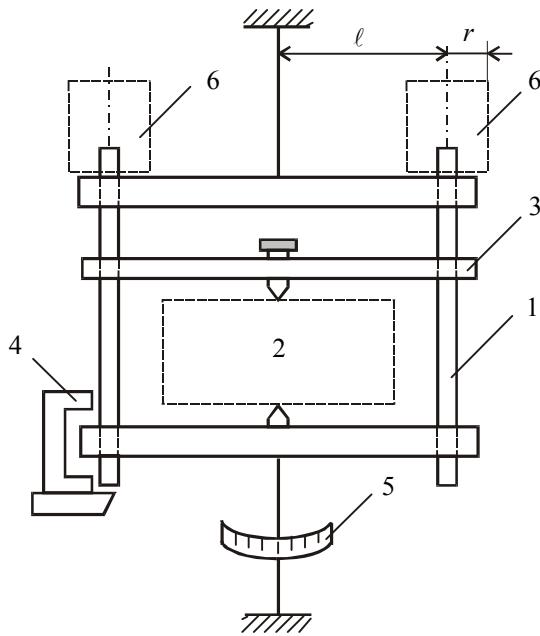
$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{I_z}{k}} . \quad (5)$$

Tuomet apkrauto vienodu nuotoliu ℓ nuo svyravimų ašies nutolusiais vienodos masės m ritiniais 6 (2 pav.) rēmelio svyravimo periodas

$$T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{I_z + I_{zr}}{k}} ; \quad (6)$$

čia I_{zr} – abiejų ritinių inercijos momentas svyravimų ašies atžvilgiu. Jis pagal Heigenso ir Šteinerio teorematą lygus

$$I_{zr} = 2 \left(\frac{1}{2} m r^2 + m \ell^2 \right) ; \quad (7)$$



2 pav.

čia pirmasis dėmuo yra vieno ritinio inercijos momentas jo simetrijos ašies atžvilgiu, r – ritinio spindulys, ℓ – atstumas nuo ritinio 6 ašies iki rėmelio sukimosi ašies.

Iš (5) ir (6) eliminavus dydį k , gaunama rėmelio inercijos momento išraiška

$$I_z = I_{zr} \frac{T_1^2}{T_2^2 - T_1^2}. \quad (8)$$

Žinant rėmelio inercijos momentą, galima nustatyti kūno inercijos momentą. Tam nuėmę ritinius, rėmelyje reikiamu būdu įtvirtiname tiriamajį kūną ir nustatome sistemos sukamųjų svyravimų periodą

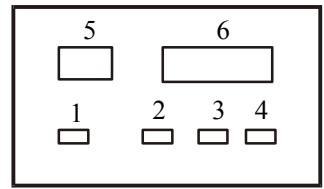
$$T_3 = 2\pi \sqrt{\frac{I_z + I}{k}}; \quad (9)$$

čia I – kūno inercijos momentas svyravimų ašies atžvilgiu. Iš (5) bei (9) išreiškiame I ir, pasinaudoję (7) ir (8) išraiškomis, gauname

$$I = I_z \frac{T_3^2 - T_1^2}{T_1^2} = I_{zr} \frac{T_3^2 - T_1^2}{T_2^2 - T_1^2} = m(r^2 + 2\ell^2) \frac{T_3^2 - T_1^2}{T_2^2 - T_1^2}. \quad (10)$$

Irenginio valdymo bei matavimų blokas parodytas 3 paveiksle.

Mygtuku „Tinklas“ – 1 įjungiamas matavimo blokas (mygtukas 3 turi būti nuspaustas). Rėmelis pasukamas apie ašį tiek, kad elektromagnetas pritrauktų inkarą. Trumpam nuspaudus mygtukus „Stop“ – 4 ir „Numetimas“ – 2, darbui paruošiame skaitiklius matuoti – svyravimų skaičiui 5 ir svyravimo trukmei 6. Paspaudus mygtuką „Paleidimas“ – 3, išjungiamas elektromagnetas ir paleidžiami skaitikliai. Kai svyravimų skaitiklis 5 rodo $n-1$ įvykusį svyravimą, paspaudžiame mygtuką „Stop“ – 4, tuomet, pasibaigus n -jam svyravimui, skaitikliai automatiškai sustoja. Svyravimų periodas $T = t/n$, čia t yra n svyravimų trukmė.



3 pav.

1. Išmatuojame ritinio masę m ir įvertiname jos nustatymo paklaidą Δm . Slankmačiu išmatavę ritinio skersmenį d , apskaičiuojame jo spindulį $r = d/2$ ir įvertiname Δr .
2. Slankmačiu matuodami atstumą 2ℓ , nustatome ant rėmelio uždėto ritinio centro nuotolių ℓ iki svyravimų ašies ir įvertiname $\Delta\ell$.
3. Išmatuojame neapkrauto rėmelio $n \approx 20$ svyravimų trukmę t_1 , apskaičiuojame svyravimų periodą T_1 bei paklaidą $\Delta T_1 = \Delta t/n$; čia Δt – svyravimo trukmės paklaida.
4. Ant rėmelio iešmelių uždėjė du ritinius, tuo pat būdu nustatome svyravimo periodą T_2 bei ΔT_2 .
5. Nuimame ritinius ir specialiais varžtais rėmelyje tiriamajį kūną tvirtiname taip, kad viena jo laisvoji ašis (1 pav.) sutaptų su svyravimų ašimi ir, išmatavę svyravimų periodą T_{31} , apskaičiuojame atitinkamą kūno pagrindinį inercijos momentą. Toliau atitinkamai kūną

pasukdami nustatome du kitus kūno pagrindinius inercijos momentus. Atkreipiame dėmesį, kurių ašių atžvilgiu jie yra ekstremalūs.

Matavimų ir skaičiavimo rezultatus patogu surašyti lentelėje.

$m \pm \Delta m = \dots \text{ kg}$;	$r \pm \Delta r = \dots \text{ m}$;	$\ell \pm \Delta \ell = \dots \text{ m}$;	$n = \dots$
i	1	2	3_1
$t_i, \text{ s}$			
$T_i, \text{ s}$			
Pagrindiniai inercijos momentai			

Kontroliniai klausimai

1. Ką apibūdina kūno inercijos momentas ?
2. Ar inercijos momentas yra vienareikšmiška to kūno inertiskumo charakteristika ?
3. Kokią kūnų sistemos inercijos momento savybę vadiname adiatyvumu ?
4. Kodėl, matuojant svyravimo periodą, rėmelio posūkio kampus turi būti nedidelis ?

MAKSVELIO SVYRUOKLĖS INERCIJOS MOMENTAS

Darbo užduotis. Remiantis Maksvelio svyruoklės judėjimu, nustatyti jos inercijos momentą bei ją veikiančią trinties jėgą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Slenkamojo judėjimo pagrindinės kinematinės lygtys. Mechaninės energijos tvermės dėsnis. Inercijos momentas. Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis.

Teorinė dalis. Kai kūnas, kuris gali suktis apie ašį, yra veikiamas išorinių jėgų, jis sukas išoriniu pagreičiu

$$\varepsilon = \frac{M_z}{I_z} ; \quad (1)$$

čia M_z – atstojamasis išorinių jėgų momentas sukimosi ašies atžvilgiu, I_z – kūno inercijos momentas tos ašies atžvilgiu. Ši lygtis yra *kūno sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinio dėsnio* atvejis. Iš jo matyti, kad kūno *inercijos momentas* sukamajame judėjime apibūdina jo *inertiškumą*.

Masės m materialiojo taško inercijos momentas ašies atžvilgiu

$$I_z = m R^2 ; \quad (2)$$

čia R – jo atstumas iki sukimosi ašies. Jei laikysime, kad kietasis kūnas sudarytas iš N materialiųjų taškų, tai jo inercijos momentą ašies atžvilgiu galime išreikšti taip:

$$I_z = \sum_{i=1}^N m_i R_i^2 . \quad (3)$$

Ketojo kūno inercijos momentas visada nusakomas konkrečios ašies atžvilgiu. Inercijos momentui tinka adityvumo principas: kūnų sistemos inercijos momentas I_z yra lygus ją sudarančių kūnų inercijos momentų sumai, t.y.

$$I_z = I_{z1} + I_{z2} + I_{z3} + \dots . \quad (4)$$

Maksvelio svyruoklę sudaro ant dvisiūlės pakabos pakabintas diskas 1, kurio centre įtvirtinta ašis (1 pav.). Šitokios laisvai pakabintos masės m sistemas potencinę energiją laikysime lygia nuliui. Užvyniojus siūlus ant diskų ašies, sistemos masės centras dydžiu h pakyla aukštyn ir sistemos potencinė energija $W = mg h$. Paleista svyruoklė dėl Žemės gravitacijos leidžiasi žemyn, o po to, paveikta tamprumo jėgų, atsiradusių dėl tamprių pakabos siūlų deformacijos, – kyla aukštyn. Jei nebūtų trinties ir deformacija būtų absoliučiai tampri, mechaninė energija nekistų, galiotų *mechaninės energijos tvermės dėsnis*, ir svyruoklė judėtų amžinai. Realiai taip nėra: pakabos siūlai trinasi į velenėlio ašį, judančią sistemą veikia oro klampa, ir siūlų deformacija nėra absoliučiai tampri. Dėl to vyksta mechaninės energijos *disipacija* (sklaida), t.y. virsma vidine energija.

Pagreičiu \vec{a} žemyn besileidžiančią masės m kūnų sistemą veikia sunkio jėga $m\vec{g}$ ir priešingai nukreipta įtemptos dvisiūlės pakabos suminė jėga \vec{T} bei trinties jėga \vec{F}_{tr} (1 pav.). Pagal antrąjį Niutono dėsnį

$$ma = mg - T - F_{tr} .$$

Žemyn besileidžianti sistema, veikiama įtemptų siūlų ir trinties jėgų atstojamosios

$$T + F_{tr} = m(g - a) , \quad (5a)$$

sukasi apie momentinę horizontaliąją ašį. Jos atžvilgiu šių jėgų momentas

$$M_z = (T + F_{tr}) R = m(g - a) R ; \quad (6)$$

čia R – jų petys. Jį laikysime lygiu velenėlio 1 spindulio R_v ir siūlo spindulio R_s sumai. Iš (1) ir (6), sistemos inercijos momentas

$$I_z = \frac{m(g - a) R}{\varepsilon} . \quad (7)$$

Taigi, nustatę dydžius a , ε ir R , apskaičiuojame I_z . Pirmuosius jų išreiškime tiesiogiai matuojamais dydžiais.

Svyruoklė žemyn leidžiasi tolygiai greitėdama, todėl pagreitis

$$a = \frac{2h}{t^2}; \quad (8)$$

čia t – laikas, per kurį svyruoklė nusileidžia žemyn dydžiu h .

Nuo spindulio R_V velenėlio nusivyniojančio siūlo taškų tangentinis pagreitis $a_\tau = R_V \varepsilon$ lygus žemėjimo pagreičiui a , todėl kampinis pagreitis

$$\varepsilon = \frac{a}{R_V} = \frac{2h}{R_V t^2}. \quad (9)$$

Irašę (8) ir (9) į (7) lygtį, gauname

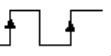
$$I_z = \frac{1}{4} m D^2 \left(\frac{gt^2}{2h} - 1 \right). \quad (10)$$

Ieškosime pakabos siūlų ir velenėlio atstojamosios trinties jėgos F_{tr} . Masės m svyruoklė, nusileidusi dydžiu h , dėl mechaninės energijos sklaidos, po to pakyla į mažesnį aukštį h_1 . Iš čia seka, kad vieno judėjimo ciklo metu sistemos mechaninė energija sumažėja dydžiu $mg(h - h_1)$. Jei energijos sklaidos pagrindinė priežastis yra trinties jėgos atliktas darbas $A = F_{tr}(h + h_1)$, tuomet apytiksliai

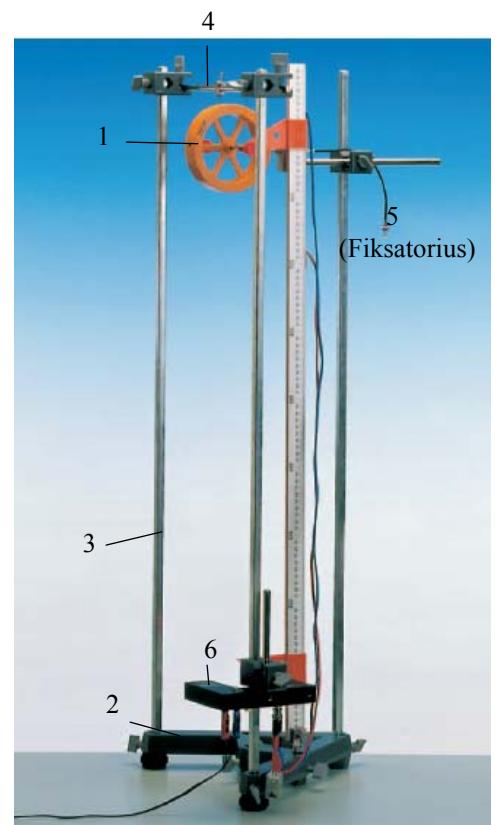
$$F_{tr}(h + h_1) \approx mg(h - h_1) \quad \text{ir} \quad F_{tr} \approx \frac{mg(h - h_1)}{h + h_1}.$$

Darbo aprašymas. Bendra matavimo stendo schema parodyta 1 paveiksle. Prie pagrindo 2 pritvirtinti trys vertikalūs strypai 3, prie kurių pritvirtintas viršutinis kronsteinas 4. Prie kronsteino pritvirtinami siūlai. Prie vieno iš strypų tvirtinamas diskas fiksatorius 5. Apačioje pritvirtintas laikmatis 6.

Stendas veikia taip. Nuspaužiame fiksatoriaus troselį ir užfiksuojame varžtelį. (Nenaudoti didelės jėgos). Ant diskų ašies, vija prie vijos, vienu sluoksniu pagal laikrodžio rodyklę suvyniojame pakabos siūlus, svyruoklę fiksuojame viršutinėje padėtyje fiksatoriaus troselio antgalii. Laiko matavimo įrangą įjungiamo į elektros tinklą. Operacinę modą reikia pastatyti į

padėti . Nuspaužiame laikmačio mygtuką „Set“.

1. Sudarome lentelę matavimų rezultatams registratoriui.



1 pav.

1 lentelė

$m = 0,436 \text{ kg}; \quad R_V = 2,5 \text{ mm}; \quad D = 5 \text{ mm},$ $h = n - n_0, \text{ m}; \quad < h_1 > = h - (< n_1 > - n_0), \text{ m}.$							
$t_i, \text{ s}$	$< t >, \text{ s}$	$n_i, \text{ m}$	$< n >, \text{ m}$	$a, \text{ m/s}^2$	$\varepsilon, \text{ s}^{-2}$	$F_{tr}, \text{ N}$	$I_z, \text{ kg}\cdot\text{m}^2$

2. Nuspaužiame fiksatoriaus troselį ir užfiksuojame varžtelį.
3. Užsirašome svyruoklės pradinę padėtį n_0 .
4. Pakeliame Maksvelio svyruoklę į viršų ir fiksuojame jos padėtį n .
5. Nuspaužiame laikmačio mygtuką „Set“.

6. Atlaisviname fiksatoriaus varžtelį, svyruoklė leidžiasi žemyn.
 7. Kai tik svyruoklė pasieks žemiausią tašką, staigiai nuspaudžiame fiksatoriaus troselį ir varžteliu užfiksuojame.
 8. Laikmatis parodys nusileidimo laiką t .
 9. Svyruoklės nusileidimo laiką matuojame dar keturis kartus ir apskaičiuojame nusileidimo laiko aritmetinį vidurkį $\langle t \rangle$.
- Kiekvieną kartą įtvirtinimus svyruoklę viršutinėje padėtyje nuspaudžiame mygtuką „Set“ ir kai svyruoklę pasiekia žemiausią tašką, staigiai nuspaudžiame fiksatoriaus troselį ir užfiksuojame varžteliu. Tik tuomet laikmatis parodys laiką.*
10. Kiekvieną kartą stebime ir pažymime pirmajį pakilimo aukštį n . Tai galima atlkti ir atskirai nematuojant laiko.
 11. Pagal gautuosius duomenis apskaičiuojame a , ϵ , I_z ir F_{tr} .

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinkite antrajį Niutono dėsnį slenkamajam ir sukimajam judėjimui.
2. Paaiškinkite inercijos momento ir jėgos momento sąvokas.
3. Kokie energijos virsmai įvyksta per vieną svyruoklės judėjimo ciklą?
4. Ką reiškia „inercijos momento adityvumo“ sąvoka ?
5. Kada galotų mechaninės energijos tvermės dėsnis ?

Literatūra:

1. Tamašauskas A. Fizika. – Vilnius: Mokslas, 1987. – 1d. – 224 p.
2. Javorskis B. ir kt. Fizikos kursas. – Vilnius: Mintis, 1970. – 1d. – 388 p.
3. Ambrasas V. ir Jasulionis B. Mechanika, molekulinė fizika ir termodinamika. – Kaunas: Technologija, 2007. – 59 p.

6. MAKSELIO SVYRUOKLĖS INERCIJOS MOMENTAS

Darbo užduotis. Remiantis Maksvelio svyruoklės judėjimu, nustatyti jos inercijos momentą bei ją veikiančią trinties jėgą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Slenkamojo judėjimo pagrindinės kinematinės lygtys. Mechaninės energijos tvermės dėsnis. Inercijos momentas. Sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinis dėsnis.

Teorinė dalis. Kai kūnas, kuris gali suktis apie aši, yra veikiamas išorinių jėgų, jis sukasi kampiniu pagreičiu

$$\varepsilon = \frac{M_z}{I_z} ; \quad (1)$$

čia M_z – atstojamas išorinių jėgų momentas sukimosi ašies atžvilgiu, I_z – kūno inercijos momentas tos ašies atžvilgiu. Ši lygtis yra *kūno sukamojo judėjimo dinamikos pagrindinio dėsnio* atvejis. Iš jo matyti, kad kūno *inercijos momentas* sukamajame judėjime apibūdina jo *inertiškumą*.

Masės m materialiojo taško inercijos momentas ašies atžvilgiu

$$I_z = m R^2 ; \quad (2)$$

čia R – jo atstumas iki sukimosi ašies. Jei laikysime, kad kietasis kūnas sudarytas iš N materialiųjų taškų, tai jo inercijos momentą ašies atžvilgiu galime išreikšti taip:

$$I_z = \sum_{i=1}^N m_i R_i^2 . \quad (3)$$

Kietojo kūno inercijos momentas visada nusakomas konkrečios ašies atžvilgiu. Inercijos momentui tinka adityvumo principas: kūnų sistemos inercijos momentas I_z yra lygus ją sudarančių kūnų inercijos momentų sumai, t.y.

$$I_z = I_{z1} + I_{z2} + I_{z3} + \dots . \quad (4)$$

Maksvelio svyruoklę sudaro ant dvisiūlės pakabos pakabintas velenėlis 1 (1 pav.) su standžiai užmautu ritineliu 2, ant kurio dar užmautas masyvus metalinis žiedas 3. Kūnų masė yra žinoma. Šitokios laisvai pakabintos masės m sistemos potencinę energiją laikysime lygia nuliui. Užvyniojus siūlus ant velenėlio, sistemos masės centras dydžiu h pakyla aukštyn ir sistemos potencinė energija $W = mg h$. Paleista svyruoklė dėl Žemės gravitacijos leidžiasi žemyn, o po to, paveikta tamprumo jėgų, atsiradusių dėl tamprių pakabos siūlų deformacijos, – kyla aukštyn. Jei nebūtų trinties ir deformacija būtų absoliučiai tampri, mechaninė energija nekistų, galotų *mechaninės energijos tvermės dėsnis*, ir svyruoklė judėtų amžinai. Realiai taip nėra: pakabos siūlai trinasi į velenėlį,

judančią sistemą veikia oro klampa, ir siūlų deformacija nėra absoliučiai tampri. Dėl to vyksta mechaninės energijos *disipacija* (sklaida), t.y. virsmas vidine energija.

Pagreičiu \ddot{a} žemyn besileidžiančią masės m kūnų sistemą veikia sunkio jėga $m\bar{g}$ ir priešingai nukreiptos įtemptos dvisiūlės pakabos suminė jėga \vec{T} bei trinties jėga \vec{F}_{tr} (1 pav.). Pagal antrajį Niutono dėsnį

$$ma = mg - T - F_{tr} . \quad (5)$$

Žemyn besileidžianti sistema, veikiama įtemptų siūlų ir trinties jėgų atstojamosios

$$T + F_{tr} = m(g - a) , \quad (5a)$$

sukasi apie momentinę horizontaliąjā aši zz' . Jos atžvilgiu šių jėgų momentas

$$M_z = (T + F_{tr}) R = m(g - a) R ; \quad (6)$$

čia R – jų petys. Jį laikysime lygiu velenėlio 1 spindulio R_v ir siūlo spindulio R_s sumai. Iš (1) ir (6), ašies zz' atžvilgiu sistemos inercijos momentas

$$I_z = \frac{m(g - a) R}{\varepsilon} . \quad (7)$$

Taigi nustatę dydžius a , ε ir R , apskaičiuojame I_z . Pirmuosius jų išreiškime tiesiogiai matuojamais dydžiais.

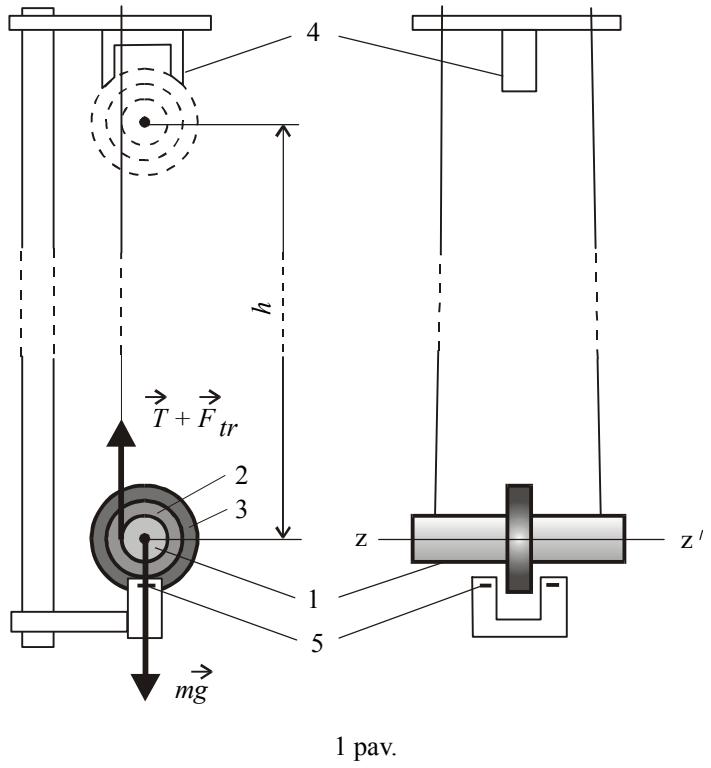
Svyruoklė žemyn leidžiasi tolygiai greitėdama, todėl pagreitis

$$a = \frac{2h}{t^2} ; \quad (8)$$

čia t – laikas, per kurį svyruoklė nusileidžia žemyn dydžiu h .

Nuo spindulio R_v velenėlio nusivyniojančio siūlo taškų tangentinis pagreitis $a_\tau = R_v \varepsilon$ lygus žemėjimo pagreičiui a , todėl kampinis pagreitis

$$\varepsilon = \frac{a}{R_v} = \frac{2h}{R_v t^2} . \quad (9)$$



1 pav.

Ieškosime pakabos siūlų ir velenėlio atstojamosios trinties jėgos F_{tr} . Masės m svyruoklė, nusileidusi dydžiu h , dėl mechaninės energijos sklaidos, po to pakyla į mažesnį aukštį h_1 . Iš čia išplaukia, kad vieno judėjimo ciklo metu sistemos mechaninė energija sumažėja dydžiu $mg(h - h_1)$. Jei energijos sklaidos pagrindinė priežastis yra trinties jėgos atliktas darbas $A = F_{tr}(h + h_1)$, tuomet apytiksliai

$$F_{tr}(h + h_1) \approx mg(h - h_1) \quad \text{ir} \quad F_{tr} \approx \frac{mg(h - h_1)}{h + h_1}. \quad (10)$$

Darbo aprašymas. Darbe naudojama Maksvelio svyruoklė su elektrine valdymo ir laiko matavimo įranga į elektros tinklą įjungiamu mygtuku „Tinklas”. Viršutiniame laikiklyje 4 įtaisyta elektromagnetas ir fotoelektrinis jutiklis, apatiniaiame 5 – fotoelektrinis jutiklis. Elektromagnetas valdomas mygtuku „Paleidimas” – vieną kartą ji nuspaudus elektromagnetas įjungiamas, o kitą kartą ji spaudžiant – išjungiamas, ir paleidžiamas elektroninis sekundometras. Pastarajį sustabdo antrasis jutiklis ji pasiekus svyruoklei. Jo rodmenis nutriname nuspausdami mygtuką „Numetimas”.

1. Apskaičiuojame svyruoklės masę

$$m = m_V + m_r + m_z ;$$

čia m_V , m_r , m_z – atitinkamai velenėlio, ritinėlio ir dėstytojo nurodyto žiedo masės.

Mikrometru išmatuojame velenėlio, slankmačiu – ritinėlio išorinį skersmenį D_V ir D_{r2} bei žiedo vidinį D_z1 ir išorinį D_z2 skersmenis.

Ant ritinėlio užmovę žiedą, pagal patogiai pasirinktą judrios sistemos žymę ir stovo skalę, pažymime jos apatinės padėties padalą n .

Ant velenėlio, vija prie vijos, vienu sluoksniu suvynioję pakabos siūlus, svyruoklę elektromagnetu fiksuojame viršutinėje padėtyje. Pagal minėtą žymę skalėje atskaitome padalą n_0 . Tuomet svyruoklės nusileidimo kelias $h = n - n_0$.

Mikrometru išmatuojame velenėlio su siūlu skersmenį D_V' ir apskaičiuojame jėgų momento petį $R \approx D_V'/2$. Visus šiuos duomenis surašome į iš anksto paruoštas lenteles.

1 lentelė

$m = \dots$, kg; $R = \dots$, m; $h = n - n_0 = \dots$, m; $\langle h_1 \rangle = h - (\langle n_1 \rangle - n_0) = \dots$, m.							
t_i , s	$\langle t \rangle$	n_i , mm	$\langle n \rangle$	a , m/s ²	ε , s ⁻²	F_{tr} , N	I_z , kg·m ²

2 lentelė

$m_V = \dots$, kg	$m_r = \dots$, kg	$m_{\dot{z}} = \dots$, kg
$D_V = D_{r1} = \dots$, m	$D_{r2} = \dots$, m	$D_{\dot{z}1} = \dots$, m $D_{\dot{z}2} = \dots$, m
Velenėlio I_V , $\text{kg}\cdot\text{m}^2$	Ritinėlio I_r , $\text{kg}\cdot\text{m}^2$	Žiedo $I_{\dot{z}}$, $\text{kg}\cdot\text{m}^2$

- Išjungę elektromagnetą, stebime ir pažymime pakartotinai pakilusios svyruoklės padėtį n_1 bei žemėjimo trukmę t . Tai pakartojoje dar 4 kartus, apskaičiuojame šių dydžių vidutines vertes: $\langle t \rangle$ bei $\langle n_1 \rangle$ ir pirmojo pakilio vidutinį kelią $\langle h_1 \rangle = h - (\langle n_1 \rangle - n_0)$. Pagal gautuosius duomenis apskaičiuojame a , ε , I_z ir F_{tr} .
- Sistemos inercijos momentą dar apskaičiuojame naudodami jam tinkantį adityvumo principą ((4) formulę).

Velenėlio inercijos momentas

$$I_V = \frac{1}{2} m_V R_V^2 = \frac{1}{8} m_V D_V^2 . \quad (11)$$

Žiedo inercijos momentas

$$I_{\dot{z}} = \frac{1}{8} m_{\dot{z}} (D_{\dot{z}1}^2 + D_{\dot{z}2}^2) . \quad (12)$$

Pagal formulę

$$I_r = \frac{1}{8} m_r (D_V^2 + D_{r2}^2) \quad (13)$$

skaičiuojamas tuščiavidurio ritinio inercijos momentas I_r .

Kontroliniai klausimai

- Kokie energijos virsmai įvyksta per vieną svyruoklės judėjimo ciklą?
- Kokiam judėjimui taikoma (1) lygtis?
- Ką apibūdina kūno inercijos momentas?
- Ką reiškia „inercijos momento adityvumo“ sąvoka?
- Kada galiotų mechaninės energijos tvermės dėsnis?
- Kodėl svyruoklės judėjimo laiką matuojame kelis kartus, o skersmenis – tik vieną kartą?

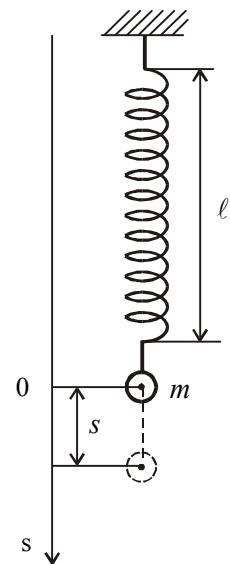
SPYRUOKLINĖS SVYRUOKLĖS SVYRAVIMŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Nustatyti tampriųjų harmoninių svyravimų periodo priklausomybę nuo svyruoklės masės ir spyruoklės tamprumo koeficiente.

Teorinio pasirengimo klausimai. Harmoniniai svyravimai. Jų diferencialinė lygtis. Harmoningai svyruojančio kūno greitis, pagreitis, jį grąžinanti tamprumo jėga. Tampriųjų harmoninių svyravimų periodas.

Teorinė dalis. Nagrinėsime tampriuosius harmoninius svyravimus. Svyravimų sistemą sudaro 1 paveiksle pavaizduota įtvirtinta tampri spyruoklė su masės m apkrova. Pastaroji spyruoklę ištempia tiek, kad apkrovos sunkio jėgą kompensuoja dėl spyruoklės deformacijos susidariusi tamprumo jėga, ir sistema yra pastoviosios pusiausvyros būsenoje. Spyruoklę paveikus išorine jėga, kūnelio padėtį pusiausvyros padėties atžvilgiu ašyje 0s aprašome nuokrypiu, kuris lygus ilgio ℓ spyruoklės deformacijos dydžiui s . Kai nuokrypis $s \ll \ell$, tuomet dėl spyruoklės deformacijos susidariusiai, į pusiausvyros padėtį nukreiptai grąžinančiajai jėgai F galioja Huko dėsnis – *jėga tiesiog proporcinga nuokrypiui*, t.y.

$$F = -k s ; \quad (1)$$



1 pav.

čia teigiamas dydis k vadinamas *spyruoklės tamprumo koeficientu*. Jis apibrėžiamas iš formulės

$$k = \frac{F}{s} ,$$

t.y. skaitine vertė lygus grąžinančiajai jėgai, kai spyruoklės deformacijos dydis s lygus vienetui. Jo vertė priklauso nuo spyruoklės matmenų ir medžiagos. Ženklas „–“ formulėje (1) įrašytas jėgos projekcijos ženklui nusakyti.

Taigi spyruoklę nedaug patempus žemyn ir atleidus, dėl grąžinančios jėgos vyks tamprieji svyravimai. Jei grąžinančioji jėga aprašoma (1) lygtimi, tai svyravimus vadiname *harmoniniais*. Tuomet pastovios masės m sistemių pritaikę antrajį Niutono dėsnį, gauname:

$$a_s = -\frac{k s}{m} , \quad \text{arba} \quad \frac{d^2 s}{dt^2} + \omega_0^2 s = 0 ; \quad (2)$$

čia $a_s = \frac{d^2 s}{dt^2}$ – svyruojančio kūno pagreičio projekcija, o teigiamas dydis $\frac{k}{m}$ pažymėtas ω_0^2 . (2)

yra *harmoninių svyravimų* diferencialinė lygtis. Ją tenkina daliniai sprendiniai

$$s_1 = s_m \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}) \quad \text{bei} \quad s_2 = s_m \sin(\omega_0 t + \varphi_{02}); \quad (3)$$

čia s_m – nuokrypio *amplitudė*, $(\omega_0 t + \varphi_{01})$ bei $(\omega_0 t + \varphi_{02})$ – svyravimo *fazė*, φ_{01} bei φ_{02} – *pradinė fazė*. Dydis

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4)$$

yra tampriųjų svyravimų *ciklinis dažnis*. Iš čia tampriųjų svyravimų *periodas*

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (5)$$

Pasinaudoję (3) lygčių sistemos, pavyzdžiui, pirmaja išraiška, svyruojančio kūno greičio projekcija ašyje 0s

$$v_s = \frac{ds}{dt} = -s_m \omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_{01}), \quad (6)$$

pagreičio projekcija –

$$a_s = \frac{dv_s}{dt} = -s_m \omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}), \quad (7)$$

grąžinančiosios jėgos projekcija –

$$F = -k s = -k s_m \cos(\omega_0 t + \varphi_{01}). \quad (8)$$

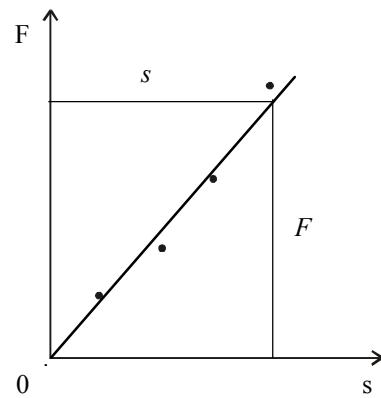
Taigi, kaip matome (3), (6), (7) ir (8) formulėse, kai grąžinančioji jėga $F = -k s$, tuomet nuokrypis, greitis, pagreitis ir pati grąžinančioji jėga kinta *harmoniniu* (sinuso ar kosinuso) dėsniu, todėl ir svyravimai vadinami *harmoniniai*.

Darbo aprašymas. Tirsime tris svyravimų sistemas, kurias sudaro skirtingą tamprumo koeficientą turinčios tampriosios spyruoklės. Pagal (5) lygtį tokios svyruoklės svyravimo periodas $T \sim \sqrt{m/k}$, čia k – spyruoklės tamprumo koeficientas, m – svyruojančiojo kūno masė (tiksliai skaičiuojant periodą prie kūno masės reikėtų pridėti trečdalį spyruoklės masės).

1. Kiekvienai spyruoklei nustatome tamprumo koeficientą. Tam veidrodyje pagal laisvai pasirinktą spyruoklės atžymą fiksuojame pradinį spyruoklės ilgį n_0 . Spyruoklę apkrovę masės m_1 svareliu, t.y. sunkio jėga $P_1 = m_1 g$, išmatuojame naują spyruoklės ilgį n_1 ir pailgėjimą $s_1 = |n_1 - n_0|$. Sunkio jėgą P_1 atsveria tamprumo jėga F_1 , t. y. modulis $P_1 = F_1$. Taip darome dar 4 kartus, vis didindami apkrovą P_i , kiekvieną kartą apskaičiuodami pailgėjimą $s_i = |n_i - n_0|$ ir apkrovos

jėgą atsveriančią tamprumo jėgą F_i . Kiekvienai spyruoklei ($j = 1, 2, 3$) brėžiame priklausomybę $F = f(s)$ (2 pav.). Kai deformacijos mažos (galioja Huko dėsnis), tai ji bus tiesinė. Iš grafikų tiesinės dalies nustatė dydį s atitinkančią jėgą F , apskaičiuojame kiekvienos spyruoklės tamprumo koeficientą $k_j = F/s$.

Matavimų ir skaičiavimų rezultatus surašome į 1 lentelę.



2 pav.

1 lentelė

Spir. Nr. j	m_i , kg	$F_i = P_i = m_i g$, N	n_{j0} , mm	n_i , mm	$s_i = n_{j0} - n_i$, m	F , N	s , m	k_j , N/m
1								
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
3								

2. Nustatome svyruoklės periodo priklausomybę nuo apkrovos masės. Tam dėstytojo nurodytą spyruoklę apkrauname masės m_1 svareliu ir, timptelėj 30 mm, išmatavę $N = 20-30$ svyravimų laiką t , apskaičiuojame svyravimo periodą $T = t/N$. Tai pakartojame dar 4 kartus vis didindami apkrovą. Kiekvienai apkrovai svyravimų periodą apskaičiuojame ir pagal (5) formulę. Priklasomybes T nuo m pavaizduojame toje pačioje koordinacių sistemoje grafikais $T^2 = f(m)$.

Matavimų ir skaičiavimų rezultatus surašome į 2 lentelę.

2 lentelė

Spir. Nr. j	m_i , kg	N	t_i , s	T_{ji} , s	$T_j = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$, s

3. Eksperimentiškai nustatome svyruoklės periodo priklausomybę nuo tamprumo koeficiente k . Tam, paeiliui kiekvieną spyruoklę apkraudami ta pačia dėstytojo nurodyta apkrova m , 2-ame punkte aprašytu būdu, kiekvienai jų nustatome svyravimo periodą. Juos apskaičiuojame ir pagal (5) formulę. Priklasomybes toje pačioje koordinacių sistemoje, pavaizduojame grafikais $T^2 = f(1/k)$.

Kontroliniai klausimai

1. Kokiu atveju tamprieji svyravimai yra harmoniniai ?
2. Ką apibūdina tamprumo koeficientas ?
3. Kodėl tamprumo koeficientą tikslina nustatyti iš grafiko, o ne iš pavienio matavimo ?
4. Kodėl tikslina brėžti grafikus $T^2 = f(m)$ ir $T^2 = f(1/k)$, o ne $T = f(m)$ ir $T = f(k)$?

SLOPINAMUJŲ SVYRAVIMŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Nustatyti savujų svyravimų periodą T_0 ir dažnį ω_0 , nustatyti slopinamujų svyravimų periodą T_1 ir kampinį dažnį ω esant skirtingoms slopinimo koeficiente δ vertėms, apskaičiuoti relaksacijos laiko τ ir logaritminio slopinimo dekremento Λ vertes.

Teorinio pasirengimo klausimai. Harmoniniai svyravimai ir jų pagrindinės charakteristikos: amplitudė, fazė, periodas ir dažnis. Harmoninio svyravimo diferencialinė lygtis. Slopinamieji svyravimai: jų diferencialinė lygtis ir pagrindiniai parametrai.

Teorinė dalis. Sakykime, kad koks nors kūnas, sujungtas spiraline spyruokle su nejudančiu kūnu (atrama), gali suktis aplink tam tikrą ašį. Pasukus tokį kūną tam tikru kampu ir paleidus, jis pradės svyruoti. Tokie svyravimai vadinami *sukamaisiais*, o pati sistema – *sukamaja svyruokle (Polio svyruokle)*. Pasukus tokią svyruoklę iš pusiausvyros padėties, esant stangriai spyruoklei, sukeliamas elastingumo jėgų momentas M_0 , kuris siekia grąžinti svyruoklę į pusiausvyros padėtį. Pagal Huko dėsnį

$$M_0 = -k\alpha;$$

čia α yra užsukimo kampus, k – spyruoklės tamprumo koeficientas. Neigiamas ženklas parodo, kad šis momentas yra priešingas svyruoklę užsukusių jėgų momentui.

Tegu svyruoklės neveikia jokios kitos jėgos. Tuomet pagal sukamojo judėjimo antrajį Niutono dėsnį

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -k\alpha; \quad (1)$$

čia I – inercijos momentas.

Jeigu iš pradžių svyruoklės užsukimo kampus $\alpha = 0$, tai šios lygties atskirasis sprendinys bus toks:

$$A = A_0 \sin \omega_0 t;$$

čia

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{I}}.$$

Taigi svyruoklė svyruoja harmoningai. Dydis ω_0 vadinamas *savuoju svyruojančios sistemos dažniu*, o dydis $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ – *savujų svyravimų periodu*. Jis yra lygus:

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{I}{k}}.$$

Tačiau, svyraklei svyrujant, visada veikia tam tikras trinties jėgos momentas M_1 , proporcingsas kampiniams greičiams $\frac{d\alpha}{dt}$, atseit

$$M_1 = -r \frac{d\alpha}{dt};$$

čia r – terpės pasipriešinimo koeficientas. Neigiamas ženklas rodo, kad šis momentas stabdo svyravimus. Atsižvelgus į trintį, lygtį (1) reikės išreikšti taip:

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -k\alpha - r \frac{d\alpha}{dt}. \quad (2)$$

Šios lyties sprendinys

$$A = A_0 e^{-\delta t} \sin \omega_l t. \quad (3)$$

Šiuo atveju svyravimų dažnis

$$\omega_l = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2},$$

o

$$\delta = \frac{r}{2I}.$$

Iš lyties (3) matyti, kad svyravimų amplitudė $A_0 e^{-\delta t}$, laikui bėgant, mažėja, svyravimai sloopsta. Dydi δ vadiname *slopinimo koeficientu*. Dažnai slopinamieji svyravimai apibūdinami logaritminiu slopinimo dekrementu Λ , kuris nusakomas dviejų gretimų tos pačios krypties amplitudžių santykio natūriniu logaritmu. Vadinas,

$$\Lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{A_0 e^{-\delta t}}{A_0 e^{-\delta(t+T_1)}} = \ln A_0 e^{-\delta T_1} = \delta T_1. \quad (4)$$

Pažymėkime raide τ laikotarpį, per kurį svyravimų amplitudė sumažėja e kartų. Tada

$$\frac{A_0}{A_\tau} = e^{\delta\tau} = e;$$

iš čia $\delta\tau = 1$, arba $\delta = \frac{1}{\tau}$. Vadinas, slopinimo koeficientas δ yra fizkinis dydis, atvirkščias laiko tarpui

τ , per kurį amplitudė sumažėja e kartų. Laikas τ vadinamas relaksacijos laiku. Sakykime, kad N yra skaičius svyravimų, po kurių amplitudė sumažėja e kartų. Tada $\tau = N \cdot T_1$, $\Lambda = \delta T_1 = \frac{T_1}{\tau} = \frac{1}{N}$.

Vadinas, logaritminis slopinimo dekrementas Λ yra fizkinis dydis, atvirkščias svyravimų skaičiui N , po kurių amplitudė sumažėja e kartų.

Esant slopinimui, svyravimų periodas

$$T_1 = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}.$$

Sakykime, kad šalia minėtų momentų svyruoklę veikia dar ir periodinis priverčiančiosios jėgos momentas

$$M_2 = M_a \cdot \sin \omega t,$$

čia ω - priverčiančiosios jėgos dažnis.

Pagal antrajį sukamojo judėjimo dinamikos dėsnį visų momentų suma turi būti lygi sistemos inercijos momento I ir jos kampinio pagreičio $\frac{d^2\alpha}{dt^2}$ sandaugai, todėl

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = M_a \cdot \sin \omega t - k\alpha - r \frac{d\alpha}{dt}. \quad (5)$$

Šiuo atveju svyruoklės svyravimas susidės iš savujų ir priverstinių svyravimų. Tačiau po kurio laiko savieji svyravimai bus nuslopinti ir išnyks, liks tik priverstiniai svyravimai. Šiuo atveju

$$A = A_0 \cdot \sin(\omega t + \varphi); \quad (6)$$

čia

$$\tan \varphi = -\frac{r}{I} \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (7)$$

o

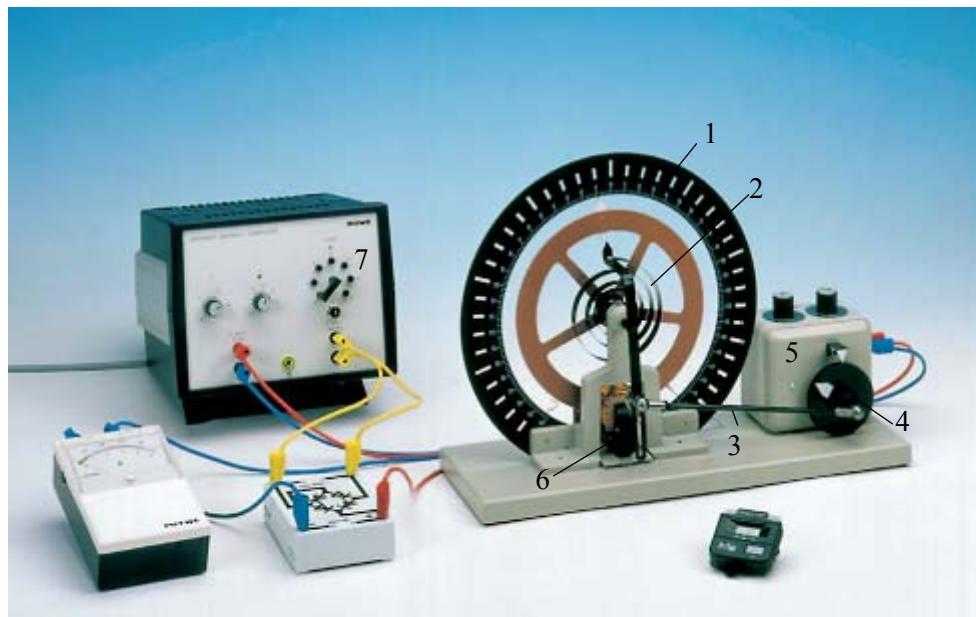
$$A_0 = \frac{M_a}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \left(\frac{r\omega}{I}\right)^2}. \quad (8)$$

Svyruoklė svyruoja priverčiančiosios jėgos dažniu ω , tačiau svyravimų fazė nebesutampa su tos jėgos faze. Be to, iš (8) matyti, kad svyravimo amplitudė priklauso nuo priverčiančiosios jėgos dažnio, bet nepriklaušo nuo laiko, t. y. svyravimai neslopinami. Esant tam tikram dažniui ω_{rez} , amplitudė pasidaro didžiausia. Ši reiškinį vadiname *rezonansu*. Iš amplitudės maksimumo sąlygos randame rezonansinį dažnį. Išdiferencijavę A_0 pagal ω ir gautą reiškinį prilyginę nuliui, gauname:

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{r^2}{2I^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}. \quad (9)$$

Kai slopinimas yra nežymus, $2\delta^2 \ll \omega_0^2$, todėl apytikriaai $\omega_{rez} = \omega_0$, t. y. rezonansinis dažnis sutampa su savujų svyravimų dažniu. Kuo mažesnis slopinimas, tuo didesnė rezonansinė amplitudė. Kai slopinimas didelis, rezonansas yra neryškus.

Darbo aprašymas. Matavimo įrenginys pavaizduotas 1 pav. Polio švytuoklę (1 pav.) sudaro plieninis plokščias žiedas (1), turintis sukimosi ašį, ir plokščia spyruoklė (2), grąžinantį žiedą į pusiausvyros padėtį. Pavara (3) jungia ekscentriką (4) su elektros varikliu (5).



1 pav.

1. Atliekame bandymą, kai nėra slopinimo (elektromagnetas nejjungtas). Polio švytuoklę atlenkiame nedideliu kampu (<10 padalų) ir paleidžiame svyruoti. Iš eilės pasižymime visus didžiausius svyruoklės pasisukimus A (padalų skaičiu) į vieną pusę. Nustatę sekundometru 5 svyravimų trukmę, apskaičiuojame T_0 . Matavimus pakartojame 2 kartus, esant skirtingoms pradinėms amplitudėms. Rezultatus surašome į 1 lentelę ir brėžiame grafiką $\ln A = f(t)$.

2. Atliekame bandymą esant slopinimui. Ijungiame srovės šaltinį. Srovės šaltinio srovės stiprio reguliavimo rankenėlę nustatome į kraštinę kairiąją, o U-į vidurinę padėtį. Ijungiame srovės matavimo prietaisą ir pasirenkame 20 A matavimo ribą.

Naudotini srovės stiprio dydžiai nurodyti lentelėje. Atliekame visus matavimus, išvardintus 1 punkte ir užpildome 2 lentelę. Brėžiame grafiką $\ln A = f(t)$. Surandame logaritminį slopinimo dekrementą. Logaritminį dekrementą apskaičiuojame iš tokios formulės:

$$\Lambda = \frac{\ln \frac{A_1}{A_2} + \ln \frac{A_2}{A_3} + \ln \frac{A_3}{A_4} + \ln \frac{A_4}{A_5}}{4} = \frac{1}{4} \ln \frac{A_1}{A_5}.$$

Pasinaudojant formule (4), apskaičiuojame slopinimo koeficientą.

1 lentelė. Matavimų rezultatai.

Bandymo Nr.	Svyravimų skaičius	Laikas, s	Periodas T_0, s	Periodo vidurkis $\langle T_0 \rangle, \text{s}$	Kampinis dažnis $\omega = \frac{2\pi}{\langle T_0 \rangle}, \frac{1}{\text{s}}$	A	lnA
1.							
2.							
..							
.							
5.							
1.							
2.							
..							
.							
5.							

2 lentelė. Matavimų rezultatai.

Srovės stipris	Svyravimų skaičius	Laikas, s	Periodas T_1, s	Periodo vidurkis $\langle T_1 \rangle, \text{s}$	Kampinis dažnis $\omega = \frac{2\pi}{\langle T_1 \rangle}, \frac{1}{\text{s}}$	A	lnA	δ	Λ
$I_1=0,35 \text{ A}$	1. 2. ... 5.								
$I_2=0,4 \text{ A}$	1. 2. ... 5.								

Kontroliniai klausimai

- Užrašykite laisvujų harmoninių svyravimų diferencialinę lygtį ir jos sprendinį.
- Užrašykite slopinamujų svyravimų diferencialinę lygtį ir jos sprendinį (analizinė ir grafinė išraiškos).
- Kokia yra logaritminio dekremento ir slopinimo koeficiente fizikinė prasmė?
- Kas yra relaksacijos laikas ir ką jis parodo?

Literatūra

- Tamašauskas A. Fizika. – Vilnius: Mokslo, 1987. - T.1. P.112.
- Ambrasas V., Jasiulionis B. Mechanika, molekulinė fizika ir termodinamika. – Kaunas: Technologija, 2008.–P.165.
- Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. – Vilnius: Mintis, 1970. - T.1. - P. 167.

12. STYGOS SVYRAVIMŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Taikant stovinčiasias bangas, ištirti stygos savujų dažnių ir skersinių bangų sklidimo fazinio greičio priklausomybę nuo stygų tempiančios jėgos.

Teorinio pasirengimo klausimai. Vienmatės bangos lygtis. Stovinčiosios bangos. Jų susidarymas ribotų matmenų stygoje. Stygos savujų dažnių priklausumas nuo jos įtempimo.

Teorinė dalis. Neriboto ilgio stygoje Ox kryptimi sklindančios bangos lygtis yra

$$s_1 = s_m \cos(\omega t - k x); \quad (1)$$

čia s_1 – virpančių dalelių nuokrypis, s_m – virpėjimo amplitudė, ω – virpėjimo ciklinis dažnis, $k = 2\pi/\lambda$ (λ – sklindančios bangos ilgis) – banginis skaičius. Tokiai bangai sklindant priešinga kryptimi, ji aprašoma lygtimi

$$s_2 = s_m \cos(\omega t + k x). \quad (2)$$

(1) ir (2) lygtimi aprašomos bangos yra koherentiškos, todėl joms sklindant ta pačia styga bangos interferuoja ir gaunama virpėjimo būsena vadinama *stovinčiaja banga*. Ji aprašoma lygtimi

$$s = s_1 + s_2 = 2s_m \cos k x \cos \omega t. \quad (3)$$

Dydis

$$\left| 2s_m \cos kx \right| = \left| 2s_m \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \right|$$

yra kosinuso dėsniu aprašoma skirtinį koordinatę x turinčių stygos dalelių virpėjimo amplitudė. Dalelės, kurioms kosinuso argumentas

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = \frac{\pi}{2}, 3 \cdot \frac{\pi}{2}, 5 \cdot \frac{\pi}{2}, \dots, \quad (4)$$

nevirpa ir šios stygos vietas vadinamos stovinčiosios bangos *nuokrypio mazgais*. Dalelių, kurioms tinka lygybė

$$\frac{2\pi}{\lambda} x = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots, \quad (5)$$

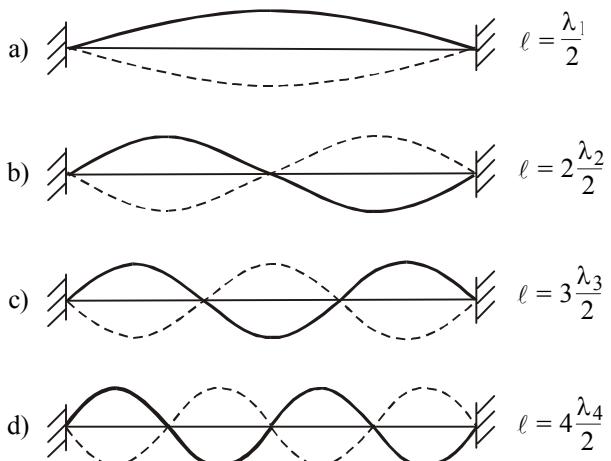
virpėjimo amplitudė yra didžiausia ir lygi $2s_m$. Šios stygos vietas vadinamos stovinčiosios bangos *nuokrypio pūpsniais*.

Jėgos F tempiamoje skerspjūvio ploto S stygoje skersinių bangų sklidimo fazinis greitis priklauso nuo stygos įtempio $\sigma = F/S$ ir lygus

$$v_t = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} = \sqrt{\frac{F}{\rho S}} = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{F}{\pi \rho}}, \quad (6)$$

nes $S = \pi d^2 / 4$. Čia ρ – stygos medžiagos tankis, d – stygos skersmuo.

Periodiškai virpinant abiem galais įtvirtintą stygą (1 pav.), ja sklinda skersinės bangos. Pasiekusios įtvirtintus galus, jos atsispindi ir interferuoja. Taigi tokioje stygoje gali susidaryti stovinčiosios bangos su nuokrypio mazgais įtvirtintuose stygos galuose. Tačiau *taip įtvirtintoje stygoje stovinčiosios bangos susidaro tik tuomet, kai jos ilgyje ℓ telpa sveikas sklindančios bangos pusbangių skaičius, t.y.*



1 pav.

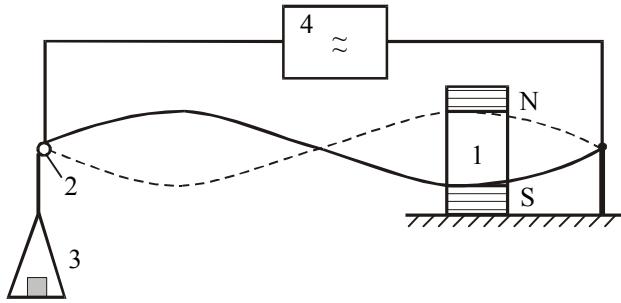
$$\ell = n \frac{\lambda_n}{2} (n = 1, 2, 3, \dots) . \quad (7)$$

Šiuos bangos ilgius $\lambda_n = 2\ell/n$ atitinka savieji stygos dažniai

$$v_{tn} = \frac{v_t}{\lambda_n} = \frac{n}{d \cdot \ell} \sqrt{\frac{F}{\pi \rho}} . \quad (8)$$

Žemiausias dažnis v_{t1} ($n = 1$) vadinamas *pagrindiniu*. Aukštėsni dažniai ($n = 2, 3, 4, \dots$) yra pagrindinio dažnio kartotiniai ir vadinami *aukštėsnėmis harmonikomis*.

Darbo aprašymas. Darbo įrenginio principinė schema parodyta 2 paveiksle. Stygos, esančios pastovaus magneto 1 magnetiniame lauke, vienas galas įtvirtintas nejudamai. Prie antrojo, permesto per skridinėlį 2, pakabinta lėkštėlė 3. Dedant ant lėkštelių svarelius, keičiamas stygos įtempis, o tuo pačiu ir stygos savasis virpėjimo dažnis. Prie stygos prijungus garsinių dažnių generatoriaus 4 įtampą, styga teka kintamoji srovė. Dėl to magnetiniame lauke esančią laidą dalį, kuria teka kintamoji elektros srovė, veikia periodinė magnetinė jėga. Ši jėga stygoje sukelia skersines bangas, kurių dažnis lygus srovės dažniui. Generatoriaus srovės dažnį galima tolydžiai keisti. Kai srovės dažnis pasidaro lygus įtemptos stygos vienam savajam dažniui (8), stygoje susidaro stovinčiosios bangos (1 pav.) – ji rezonuoja, ir atskiri taškai virpa didžiausiomis amplitudėmis.



2 pav.

1. Susipažinę su aparatūra, virpesių generatorių įjungiamo į elektros tinklą.

2. Išmatavę stygos ilgį ℓ ir skersmenį d , stygą įtempiamame padėjė ant lėkštelės $m_1 = 0,1\text{kg}$ svarelį.

Apskaičiuojame įtempio jėgą niutonais:

$$F = (m_1 + m_\ell)g ;$$

čia m_ℓ – lėkštelės masė.

Padėjė magnetą ties stygos viduriu, lėtai keičiame generatoriaus virpesių dažnį (pradėjė nuo žemiausio) ir randame pagrindinį stygos savajį dažnį (1 pav., a atvejis). Perstatydami magnetą ties naujos harmonikos pūpsnio tikimiausia vieta (žiūr. 1 pav.) ir tolydžiai keisdami generatoriaus dažnį randame stygos savuosius dažnius v_2 , v_3 , ir v_4 (1 pav. atvejai b, c ir d). Apskaičiuojame atitinkamus bangų ilgius λ_n . Matavimo ir skaičiavimo rezultatus surašome į lentelę.

Įtempio jėga F_i	$\sqrt{F_i}$	Harmonikos		$v_n = \lambda_n v_n$		Teorinis dažnis v_{ti}, Hz	Teorinis greitis $v_{ti}, \frac{\text{m}}{\text{s}}$
		v_{in}, Hz	λ_{in}, m	$v_n, \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$\langle v \rangle, \frac{\text{m}}{\text{s}}$		

3. Lėkštelės apkrovos masę didindami kas 100 g iki 0,4 kg, kaskart atliekame 2-ame punkte aprašytus veiksmus ir skaičiavimus.
4. Kiekvienam įtempui, visoms 4 harmonikoms pagal formulę $v_n = \lambda_n v_n$ apskaičiuojame fazinių greitį ir jo aritmetinį vidurkį.
5. Kiekvienam stygos įtempui pagal (6) ir (8) formules apskaičiuojame vadinamąsias „teorines“ fazinio greičio v_{ti} ir harmonikų v_{ti} vertes.
6. Brėžiame grafikus: vienoje koordinacių sistemoje vaizduojame abiem būdais gautu fazinio greičio priklausomybę $v = f(\sqrt{F})$; kitame grafike vaizduojame abiem būdais nustatyta pasirinktos harmonikos dažnio priklausomybę $v_n = f(\sqrt{F})$.

Kontroliniai klausimai

1. Kaip gaunamos stovinčiosios bangos ?
2. Kokiu atveju abiem galais įtvirtintoje stygoje susidaro stovinčiosios bangos ?
3. Ar žinote (8) formulės praktinių taikymo atvejų ?
4. Kodėl faziniam greičiui ir savajam virpesių dažniui geriau brėžti priklausomybes nuo \sqrt{F} , o ne nuo F ?

GARSO BANGŲ MŪŠA

Darbo užduotis. Stebėti ir ištirti dviejų vienos krypties artimų dažnių harmoninių svyravimų sudėtį. Išmatuoti mūšos dažnį.

Vartojami sutrumpinimai: PK – personalinis kompiuteris,

SAB – signalų apdorojimo blokas.

Teorinio pasirengimo klausimai. Harmoniniai svyravimai. Dviejų vienodos krypties skirtingų dažnių svyravimų sudėtis.

Teorinė dalis. Svyravimais vadiname daugiau ar mažiau pasikartojančius laikui bégant judėjimo arba būsenos kitimo procesus. Svyravimai vadinami *periodiniai*, jeigu jiems vykstant sistemą apibūdinančią kintamąjį dydžių reikšmės pasikartoja po vienodų laiko tarpų. Periodiniai svyravimai vadinami *harmoniniai*, jei svyruojančio dydžio reikšmės kinta harmoniniu (sinuso ar kosinuso) dėsniu.

Sudedant skirtingų dažnių harmoninius svyravimus vektorinių amplitudžių (fazorių) metodu abiejų svyravimų amplitudžių vektoriai sukasi skirtingais kampiniais greičiais. Kampas tarp šių vektorių laikui bégant kinta, taigi kinta ir atstojamojo vektoriaus modulis. Šio vektoriaus projekcija koordinačių ašyje Oz aprašoma jau nebe harmonine, o sudētingesne funkcija. Tai reiškia, kad sudėties rezultatas yra *neharmoninis* svyravimas. Mes nagrinėsime *vienos krypties artimų dažnių harmoninių svyravimų sudėtį*, dėl kurios ir gaunami svyravimai, vadinami **mūša**.

Kad būtų paprasčiau, sudėsime vienodos amplitudės ir vienodos pradinės fazės harmoninius svyravimus. Juos aprašome lygtimi:

$$S_1 = S_m \cos(\omega_1 t); \quad (1a)$$

$$S_2 = S_m \cos(\omega_2 t); \quad (1b)$$

čia S_m – svyravimų amplitudė, ω_1 ir ω_2 – jų cikliniai dažnai, t – laikas.

Atstojamojo svyravimo nuokrypis:

$$S = S_1 + S_2 = S_m (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t) = 2S_m \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right). \quad (2)$$

Kai ω_1 ir ω_2 artimi, tuomet pirmojo kosinuso ciklinis dažnis $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ mažas, o antrojo dažnis

$\omega = \left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right)$ mažai kuo skiriasi nuo kiekvieno iš sudedamųjų ω_1 bei ω_2 . Todėl čia modulį reiškinio

$$S_m^* = 2S_m \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \quad (3)$$

patogu laikyti lėtai kintančia dažniu ω vykstančio svyravimo amplitudę. Nagrinėjamu atveju ji kinta nuo vertės, lygios $2S_m$, iki mažiausios – 0. Tokį amplitudės kitimą vadiname **mūša**. Svyravimų sudėties rezultatas grafiškai pavaizduotas 1 paveiksle. Čia T_S – mūšos periodas, skaičiuojamas pagal formulę:

$$T_S = \frac{2\pi}{\omega_S}; \quad (4)$$

čia $\omega_S = |\omega_1 - \omega_2|$ – mūšos ciklinis dažnis.

Mūsų eksperimente dažniais ω_1 ir ω_2 svyruos du *kamertonai*. Kamertonas – tai U formos dažniausiai metalinis rezonatorius. Jo forma ir tvirtinimo taškas parenkami taip, kad smūgiu sužadinus Jame įvairiausią dažnių svyravimus po trumpo laiko išlieka tik pagrindinio dažnio, lėtai sloopstantys (artimi harmoniniams) svyravimai. Jų dažnis priklauso nuo kamertono medžiagos tampriųjų savybių: jo formos, masės ir gabaritų. Nedidelėse ribose ši dažnį galima pakeisti (sumažinti) prie kamertono vienos ar abiejų šakų pritvirtinant papildomus kūnelius. Darbe naudojami kamertonai pritvirtinti prie vienu galu atvirų medinių dėžučių – rezonatorių. Jose oro stulpas rezonuoja kamertono pagrindinei harmonikai ir pro atvirą galą spinduliuoja sustiprintas garso bangas. Jei dviejų kamertonų svyravimų dažniai skiriasi daugiau kaip 6%, tuomet žmogaus klausą suvokia du skirtingo tono garso šaltinius. Jei šis skirtumas mažesnis už 6%, mes girdime suminį vieno dažnio lėtai kintančios amplitudės garsą. Žmogaus ausis reaguoja į garso bangų kuriamo slėgio p kitimus. Jie proporcingi bangos amplitudės kvadratui, t.y.

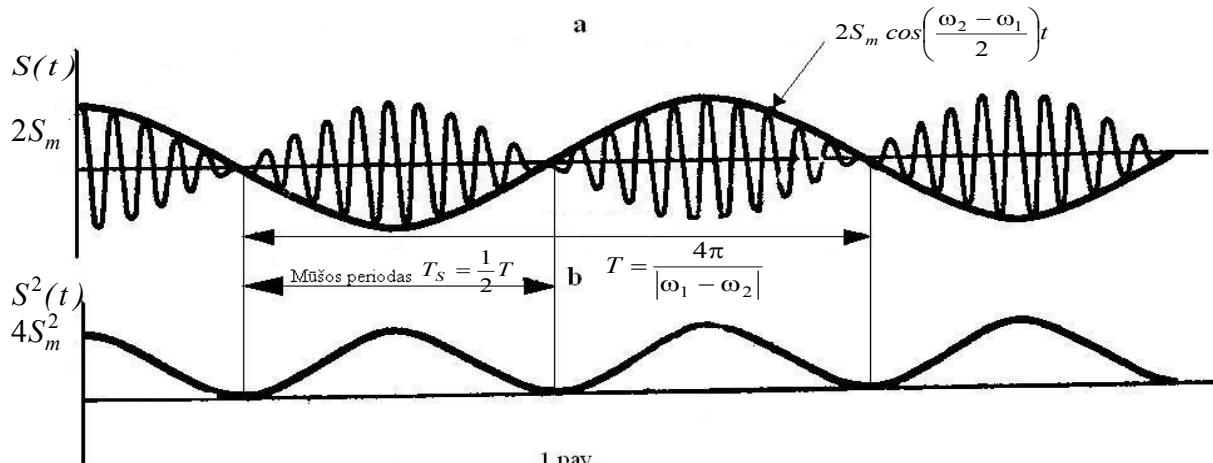
$$p \sim 4S_m^2 \cos^2 \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t. \quad (5)$$

Palyginimui funkcija (2) pavaizduota 1a paveiksle, o funkcija (5) – 1b paveiksle.

Mūšos periodu T_m vadiname laiko tarpą tarp gretimų laiko momentų, kuriais svyravimo amplitudė minimali.

Per laiką T_m (5) išraiškos kosinuso argumentas pakinta dydžiu π . Iš čia išplaukia, kad

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} T_m = \pi \quad \text{arba} \quad T_m = \frac{2\pi}{\omega_1 - \omega_2}. \quad (6)$$

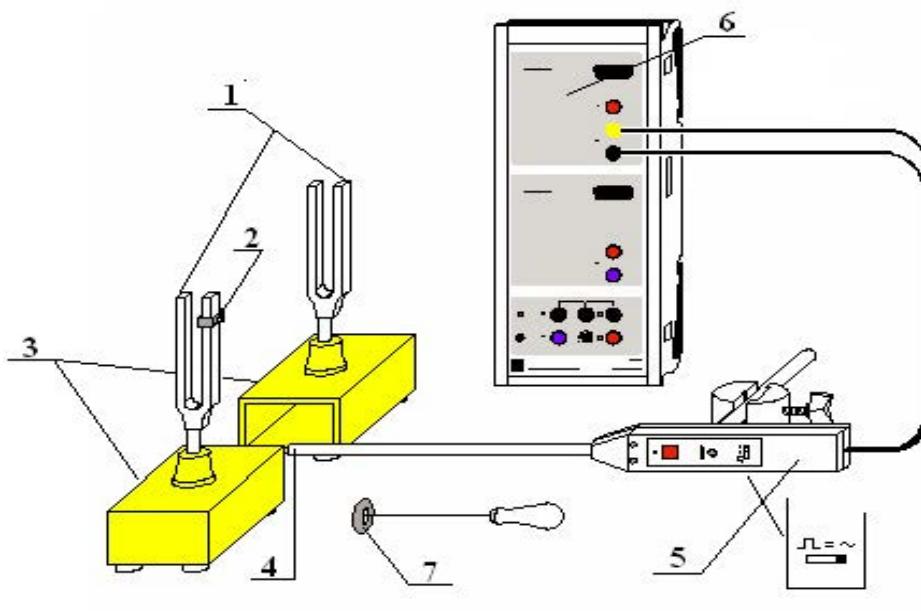


Darbo aprašymas

Naudojama aparatūra pavaizduota 2 paveiksle. Čia 1 – kamertonai, 2 – papildomas svarelis, 3 – kamertonų rezonatoriai, 4 – mikrofonas, 5 – mikrofoninis stiprintuvas, 6 – signalų apdorojimo blokas (SAB), 7 – kamertono sužadinimui skirtas guminis plaktukas.

1. Aparatūrą išdėstome 2 paveiksle pavaizduota tvarka. Atstumas tarp kamertonų rezonatorių atvirų galų 4 – 6 cm, mikrofonas tarp jų.

2. Ijungiamo PK ir SAB. Mikrofoninio stiprintuvo 5 darbo režimų perjungiklis turi būti paveiksle pavaizduotoje padėtyje „~“, jo stiprinimą keičianti rankenėlė – vidutinio stiprinimo padėtyje. Spusteldami kvadratinį raudoną mygtuką ijungiamo mikrofoninį stiprintuvą 5. *Atminkite, kad maždaug po pusės valandos šis stiprintuvas automatiškai išsijungia.* Jei tai atsitiktų eksperimento nebaigus, stiprintuvą ijungiamo pakartotinai.



2 pav.

3. Pele aktyviname PK ekrane esančią piktogramą „Mūša1“. Atsidariusiame lange matomas darbo laukas eksperimento rezultatams pateikti ir pagalbinis laukas „Settings“ (nustatymai). Pastarajį uždarome pele.

4. Matuosime abiejų kamertonų savujų svyravimų dažnius. Tam guminiu plaktuku 7 suduodame per tiriamojo kamertono viršutinę dalį ir tuoju po to nuspaudžiame PK klaviatūros klavišą F9. Dešiniojoje PK ekrano pusėje stebime mikrofono priimtų ir sustiprintų kamertono sukeliamų virpesių oscilogramą, kairėje – mikrofono išėjimo įtampos skaitmeninę prilausomybę nuo laiko. Svyravimų dažnį lengviausia nustatyti paliepus PK atlikti stebėtų ir jo įsimintų virpesių spektrinę analizę. Tam pele aktyviname virš duomenų lentelės esantį mygtuką „Frequency spectrum“ (dažnių spektras). Skaičiavimų rezultatus PK pateiks grafiniu ir skaitmeniniu pavidala. Mūsų stebėto harmoninio signalo pagrindinis dažnis atitiks ekrane stebimos smailės viršūnė. Jį

nustatome sutapatinę pelės valdomą + formos žymę su smailės viršūne ir spustelėjė kairijį pelės klavišą. Tuomet ši kreivės tašką atitinkantys duomenys lentelėje bus apvesti punktyrine linija. Juos užsirašome.

5. Kartojame 4 – ame punkte aprašytą eksperimentą su antruoju kamertonu. Rezultatus taip pat užsirašome.

6. Matuojame mūšos dažnį. Tam pelės žymekliu pasirenkame ir kairiuoju jos klavišu pasižymime matavimo režimą „Standard“ (standartinis). Guminiu plaktuku užgavę abu kamertonus, nuspaudžiame PK klavišą F9. Ekrane stebime mūšos oscilogramą ir mikrofono išėjimo įtampos skaitmeninę priklausomybę nuo laiko. Mūšos periodo T nustatymui pele pasižymime ekrane stebimo kairiojo maksimumo tašką ir užsirašome jį atitinkančią laiko reikšmę t_1 , po to oscilogramos dešinėje dalyje pažymime dar vieną iš mūšos maksimumų ir užrašome jį atitinkantį laiko momentą t_n . Mūšos periodą apskaičiuojame pagal formulę:

$$T_S = \frac{t_n - t_1}{n}; \quad (7)$$

čia n – mūšos periodų skaičius tarp pažymėtų taškų.

7. Apskaičiuojame mūšos dažnį

$$v_m = \frac{1}{T_S}. \quad (8)$$

Palyginame jį su kamertonų dažnių skirtumu: $|v_1 - v_2|$.

8. Atliekame mūšos svyravimų Furjė analizę. Tam kairiuoju pelės klavišu pažymime matavimo režimą „Frequency spectrum“ (dažnių spektras). 4 – ame punkte aprašytu būdu išmatuojame abiejų smailių dažnius. Sulyginame juos su kamertonų savaisiais dažniais.

9. Išeiname iš programos. I Klausimą „Save changes?“ (ar išsaugoti pakeitimus?) atsakome „No“(Ne).

10. Išjungiamo PK ir duomenų apdorojimo bloką 4 (2paveikslas).

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname harmoniniais svyravimais?
2. Ką gausime, sudėję mažai besiskiriančių dažnių vienos krypties svyravimus?
3. Kas yra kamertonas ir kokia jo paskirtis šiame darbe?
4. Kokia kamertonų medinių dėžučių paskirtis?
5. Nuo ko priklauso kamertonų savujų svyravimų dažnis?
6. Kaip svyravimus pakeičia prie kamertono pritvirtinamas papildomas kūnas?

GARSO GREIČIO ORE NUSTATYMAS BANGŲ INTERFERENCIJOS METODU

Darbo užduotis. Taikant bangų interferencijos metodą, nustatyti garso greitį ore ir apskaičiuoti oro molinių šilumų C_p ir C_V santykį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Stovinčiųjų bangų gavimas. Garso greitis ore. Molekulės laisvės laipsnių sąvoka. Izochorinė ir izobarinė molinės šilumos.

Teorinė dalis. Šiame darbe garso greitį išmatuosime gavę jo stovinčiasias bangas. Tam viena kryptimi sklindančiai bangai

$$s_1 = s_m \cos(\omega t - k x)$$

interferuojant su priešpriešiaisiais sklindančiai tokio pat dažnio ir amplitudės bangai

$$s_2 = s_m \cos(\omega t + k x)$$

gaunama „stovinčioji banga”

$$s = s_1 + s_2 = 2s_m \cos k x \cos \omega t ; \quad (1)$$

čia s_m – sklindančios bangos amplitudė, $\omega = 2\pi\nu$ – jos ciklinis dažnis, $k = 2\pi/\lambda$ – banginis skaičius.

(1) lygtis – tai svyravimų lygtis, kurių amplitudė

$$s^* = 2s_m |\cos k x| \quad (2)$$

yra periodinė koordinatės x funkcija. Taškuose, kurių koordinatė x tenkina lygtį

$$k x = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots \quad (3)$$

nuokrypio amplitudė yra didžiausia ir lygi $2s_m$. Šie taškai vadinami stovinčiosios bangos nuokrypio *pūpsniais*. Taškuose, tenkinančiuose sąlygą

$$k x = \frac{\pi}{2}, 3\frac{\pi}{2}, 5\frac{\pi}{2}, \dots \quad (4)$$

virpesių amplitudė lygi nuliui. Šie aplinkos taškai nevirpa ir juos vadiname stovinčiosios bangos nuokrypio *mazgais*.

Molinė šiluma, lygi šilumos kiekiui, kurį suteikus vienam moliui medžiagos jos temperatūra pakyla vienu laipsniu. Dujoms ji labai priklauso nuo jų molekulių sudėtingumo ir nuo proceso, kurio metu suteikiama šiluma, pobūdžio.

Molekulės sudėtingumas susietas su ją sudarančių atomų skaičiumi ir apibūdinamas molekulės *laisvės laipsnių skaičiumi*. Pastarasis lygus koordinacių skaičiui, reikalingam nusakyti molekulės padėtį erdvėje. Vienatomė molekulė galima laikyti materialiuoju tašku. Jos padėtį nusakome trimis koordinatėmis (x, y, z), kurios kinta molekulei slenkant, todėl ji turi 3 *slenkamojo judėjimo* laisvės laipsnius.

Dviatomės *kietojo* ryšio molekulės erdvinė padėtis apibūdinama 5 koordinatėmis: trys jų (x, y, z) nusako molekulės masės centro padėtį ir du kampai (α, β) su koordinacių ašimis – jos ašies orientaciją. Pastaroji kinta molekulei sukantis, todėl tokia molekulė turi 3 *slenkamojo* ir 2 *sukamojo judėjimo* laisvės laipsnius. Kai ryšys tarp atomų yra *tamprus*, tai tokia molekulė turi dar vieną *virpamojo judėjimo* laisvės laipsnį. Triatomė erdvine struktūra pasižyminti molekulė turi ne mažiau kaip 6 laisvės laipsnius.

Molekulinėje fizikoje įrodoma, kad *kiekvienam* laisvės laipsniui vidutiniškai tenka $\frac{1}{2}kT$ kinetinės energijos (čia k Boltmano konstanta). Tačiau virpėjimo laisvės laipsniui vidutiniškai dar tiek pat ($\frac{1}{2}kT$) tenka potencinės energijos. Todėl molekulinės fizikos energetinėse lygtyste molekulės sudėtingumas apibūdinamas dydžiu

$$i = (3 + n_{suk} + 2 n_{virp}) ; \quad (5)$$

čia 3 – molekulės slenkamojo, n_{suk} – sukamojo ir n_{virp} – virpamojo judėjimo laisvės laipsnių skaičius. Kai tarpatominis ryšys molekulėje yra kietas ($n_{virp} = 0$), tuomet i lygus molekulės laisvės laipsnių skaičiui.

Dujoms ypač svarbi *izochorinė* (pastovaus tūrio) molinė šiluma C_V ir *izobarinė* (pastovaus slėgio) molinė šiluma C_p . Molekulinėje fizikoje parodoma, kad $C_V = \frac{i}{2}R$, $C_p = \frac{i+2}{2}R$, todėl

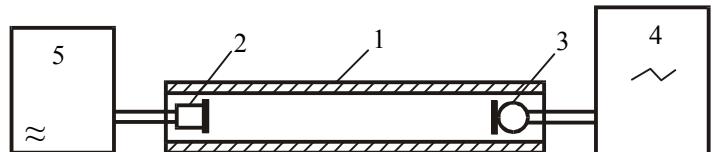
$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} . \quad (6)$$

Oras, kaip ir visos dujos, pasižymi tik tūriniu tamprumu, todėl garso bangos yra išilginės. Jas sudaro periodiškai besikaitaliojantys oro sutankėjimai ir praretėjimai, kurie nuolat tolsta nuo garso šaltinio. Sutankėjimo vietose temperatūra pakyla, praretėjimo – sumažėja. Dėl mažo oro šilumos laidumo šie sutankėjimo ir praretėjimo procesai, galima sakyti, vyksta be šilumos mainų, t.y. *adiabatiškai*. Adiabatinį procesą aprašo *Puasono* lygtis $pV^\gamma = const$ ir garso bangų greitį ore apibūdina *adiabatinis tūrio tamprumo modulis* $K = \gamma p$. Todėl garso greitis ore

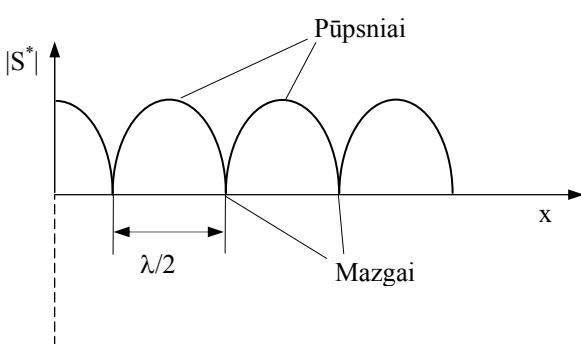
$$v = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} ; \quad (7)$$

čia $M \approx 29,2 \cdot 10^{-3}$ kg/mol – oro vieno molio masė, ρ – oro tankis; R – universalioji dujų konstanta.

Darbo aprašymas. Laboratorinio darbo įrenginio principinė schema parodyta 1 paveiksle. Ją sudaro tiesus stiklinis akustinis vamzdis 1, kurio viename gale įtaisytas telefonas 2, o antrajame – mikrofonas 3. Jų membranos yra lygiagrečiose plokštumose. Mikrofonas prijungtas



1 pav.



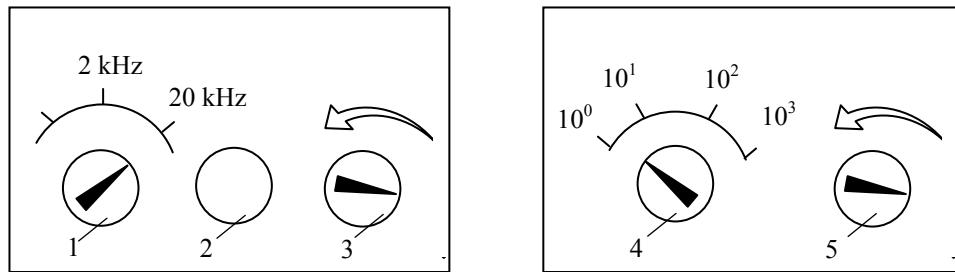
2 pav.

Mikrofonas ne tik pasyviai atspindi garso bangas, bet ir akustinius virpesius transformuoja į elektrinius: jei mikrofonas yra stovinčiosios bangos slėgio pūpsnyje, gauname didžiausių elektrinių virpesių amplitudę, jei mazge – mažiausią (2 pav.). Atstumas tarp dviejų gretimų pūpsnių (arba mazgų) lygus pusei sklindančiosios bangos ilgio ($\lambda/2$). Tuo naudojamasi matuojant bangos ilgi.

1. Gerai susipažiame su naudojamais įrengimais, juos įjungiamo į elektros tinklą, paruošiame darbui GDG ir kompiuterį.

Matuojant rankenėlė „dažnio matavimo ribos“ turi būti padėtyje „20 kHz“. Švelniai dažnį galime keisti rankenėle 2. Išėjimo galią keičiame rankenėle 3 ir 5. Perjungėjas 4 turi būti padėtyje „ 10^1 “. Įjungiamo kompiuterį ir paleidžiame darbo programą.

prie kompiuterio 4. Prie telefono prijungtas garsinių dažnių generatorius (GDG) 5, todėl generuojamos akustinės bangos sklinda vamzdžiu. Kaip ir kiekvienam kūnui, taip ir membranų ribojamam oro stulpui būdingi tam tikri virpesių savieji dažniai. Garso bangos ore mažai slopsta, todėl jos, atsisprendžiusios nuo mikrofono membranos, sklinda priešinga kryptimi. Kai tarp telefono ir mikrofono membranų yra tam tikras nuotolis, vamzdyje gaunamos *stovinčiosios bangos*.



3 pav.

2. Bandymą rekomenduojama pradėti nuo 3000 Hz dažnio.
3. Strypą su pritvirtintu mikrofonu atitraukiamo netoli dešiniojo akustinio vamzdelio galo.
4. Lėtai stumiamo strypą su mikrofonu į kairę ir stebime virpesiu amplitudę monitoriuje. Kai virpesių amplitudė bus didžiausia, mikrofonas bus stovinčios bangos pūpsnyje. Užrašome jo pądėti.
5. Toliau lėtai stumiamo mikrofoną į dešinę iki gretimo pūpsnio ir išmatuojame nuotolių tarp dviejų pūpsnių: tai bus $\lambda_i/2$. Nekeisdami dažnio, tēsiame matavimus dar keletą kartų ir apskaičiuojame bangos ilgio vidurkį.
6. Aprašytus veiksmus atliekame dar esant 2500 Hz, 2000 Hz ir 1500 Hz dažniams.
7. Iš formulės $v = \lambda_i v_i$ apskaičiuojame greitį ore.
8. Kelvino skalėje užrašę oro temperatūrą, apskaičiuojame oro molinių šilumų C_p ir C_V santykį γ (iš 7 formulės)
9. Apskaičiuojame garso greičio bei molinių šilumų santykio vidutines vertes ir jų vidutines kvadratinės paklaidas.

$$S_v = \sqrt{\frac{\sum (\langle v \rangle - v_i)^2}{n(n-1)}}, \quad S_\gamma = \sqrt{\frac{\sum (\langle \gamma \rangle - \gamma_i)^2}{n(n-1)}}.$$

Matavimo ir skaičiavimų rezultatus surašome į lentelę.

$R = 8,314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$;		$M = 29,2 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$;		$T = (273 + t) \text{ K}$			
v_i , Hz	λ_i , m	v_i , m/s	$\langle v \rangle$, m/s	γ_i	$\langle \gamma \rangle$	S_v , m/s	S_γ

Kontroliniai klausimai

1. Ar visuomet garso bangų sklidimas yra adiabatinis ?
2. Kas yra stovinčioji banga ir kaip ji gaunama ?
3. Ar garso greitis ore priklauso nuo jo dažnio ?
4. Kokius laisvės laipsnius ir kiek jų turi dviatomė dujų molekulė?
5. Kam būtų lygus vienatomių dujų molinių šilumų C_p ir C_V santykis ?

Literatūra

1. Tamašauskas A. Fizika. – Vilnius: Mokslo, 1987. – I d. – 131-133 p.
2. Ambrasas V., Jasilionis B. Mechanika, molekulinė fizika ir termodinamika. – Kaunas: Technologija, 2008.

GARSO GREIČIO STRYPUOSE MATAVIMAS

Darbo užduotis. Išmatuoti metalų strypais sklindančio garso greitį ir apskaičiuoti tirtų metalų Jungo modulius.

Teorinio pasirengimo klausimai. Vienamatės bangos lygtis. Stovinčiųjų bangų susidarymas ribotų matmenų kūne. Išilginių bangų sklidimo greitis kietajame kūne.

Teorinė dalis. Neriboto ilgio stygoje ar strype Ox ašies kryptimi sklindančios (vienamatės) bangos lygtis:

$$s_1 = s_m \cos(\omega t - kx); \quad (1)$$

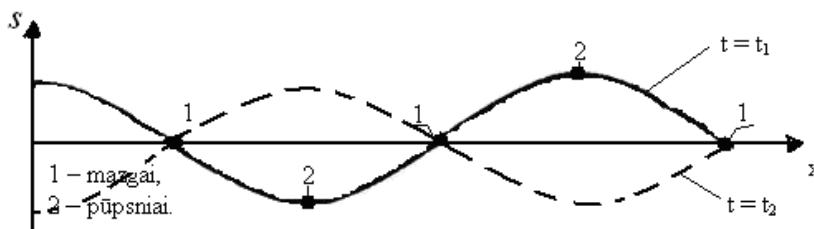
čia s_1 – virpančių dalelių nuokrypis; s_m – virpėjimo amplitudė; ω – virpėjimo kampinis dažnis; $k = 2\pi/\lambda$ (λ – sklindančios bangos ilgis) – banginis skaičius. Tokiai bangai sklindant priešinga kryptimi, ji aprašoma lygtimi:

$$s_2 = s_m \cos(\omega t + kx). \quad (2)$$

(1) ir (2) lygtimi aprašomos bangos yra *koherentines* (t. y. vienodo dažnio, pastovaus fazinių skirtumo bangos), todėl, sklisdamos vienu metu, jos *interferuoja*. Gaunama virpėjimo būsena, vadinama *stovinčiąja bangą*. Ji aprašoma lygtimi:

$$s = s_1 + s_2 = 2s_m \cos kx \cos \omega t. \quad (3)$$

Stovinčiosios bangos nuokrypio mazgai ir pūpsniai pavaizduoti 1 pav.



1 pav. Stovinčioji banga: 1 – mazgai; 2 – pūpsniai

Darbe naudosime iš įvairių metalų – aluminio, bronzos, vario bei plieno pagamintus baigtinio ilgio $l\square$ strypus. Vienas strypo galas (apačioje stalo) liečia pjezoelektrinį keitiklį (statyti ant jo strypą reikia iš lėto ir atsargiai, nes **keitiklis trapus**). Pasirinktajį strypą ties jo viduriu įtvirtiname laikiklyje (2 pav.). Lengvai sudavus į laisvajį strypo galą, tiriamajame kūne sužadinos įvairiausiu ilgiu išilginės bangos. Sklisdamos strypu, jos atispindi nuo kito jo galo – taip susidaro priešpriešiais sklindančios vienodos bangos. Tiems bangos ilgiams, kuriems strypo įtvirtinimo vietoje susidaro nuokrypio mazgai, abi bangos interferuoja. Gauname stovinčiasias bangas. Didžiausios amplitudės stovinčioji banga susidaro rezonansiniam (pagrindinės harmonikos) dažniui, kuriam strypo ilgi sudarys pusę sklindančios bangos ilgio, t. y. bus tenkinama lygybė:

$$\ell = \frac{\lambda}{2}. \quad (4)$$

Iš šios lygties pagrindinio strypo rezonansinio daţnio sklindančios bangos ilgis $\lambda = 2\ell$, o tam prijujų bangų fazinis greitis Jame

$$v = \lambda \cdot v = \frac{2\ell}{T} ; \quad (5)$$

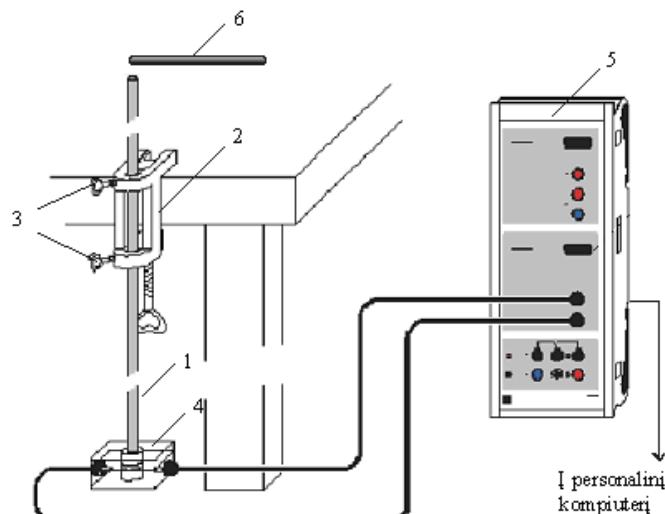
čia v ir T – strypo rezonansinis daţnis ir jî atitinkantis periodas.

Kietuosiuse kūnuose gali sklisti skersinės ir išilginės bangos. Iš kietujų kūnų tam prijujų deformacijų teorijos išplaukia, kad kai sklindančios išilginės bangos ilgis λ , palyginti su kietojo kūno (stygos, strypo) skersiniu matmeniu yra didelis, tuomet turime tempimo (gniuţ dymo) deformaciją. Bangos fazinis greitis

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} ; \quad (6)$$

čia E – kūno Jungo modulis, ρ – medt iagos tankis. Jungo modulis yra koeficientas, apibūdinantis medt iagos pasipriešinimą ištempimui (gniuţ dymui), esant tam priajai deformacijai. Iš (5) ir (6) lygties strypo medt iagos Jungo modulis gali bûti skaičiuojamas taip:

$$E = 4\rho\ell^2/T^2 . \quad (7)$$



2 pav. Matavimo įrenginio struktūrinė schema: 1 – tiriamasis strypas; 2 – laikiklis, fiksuojamas varţ tais; 3, 4 – pjezoelektrinis elektromechaninis keitiklis; 5 – duomenų apdorojimo blokas; 6 – lazdelė

Darbo aprašas. Matavimo įrenginio struktūrinė schema pavaizduota 2 paveiksle. Ją sudaro tiriamasis strypas 1, *atsargiai* įstatomas į prie stalo krašto tvirtinamą laikiklį 2 ir fiksuojamas varţ tais 3. Strypas tvirtinamas taip, kad apatinis jo galas liestu pjezoelektrinį elektromechaninį keitiklį 4, kuris mechaninius strypo galo virpesius paverčia elektriniai virpesiai. Pastarieji per duomenų apdorojimo bloką 5 patenka į kompiuterį, kuris šiame darbe panaudojamas keitiklio išėjimo įtampai kitimo laike pavaizduoti, t. y. kaip „atsimenantis“ oscilografas, taip pat matavimo rezultatams kaupti ir apdoroti.

Darbo eiga:

1. Išmatavę strypo ilgį, strypą įkišame į laikiklį, atsargiai nuleidžiame, kad jis galu paliestų ties keitiklio 4 centru juodai pači ymėtą skritulį, ir fiksuojame varčtais 3.
2. Ijungiamo aparatūrą (personalinį kompiuterį PK ir monitorių – tinklo jungikliais, duomenų apdorojimo bloką **CASSY Lab 5** (2 pav.) – įstatydami jo maitinimo šaltinį į tinklo lizdą). Du kartus kairiuoju pelēs klavišu bakstelėdami ikoną „Tampriųjų bangų greitis“ paleidžiame matavimo programą. Turi atsiverti langas su koordinacijų tinkleliu ir ant jo – langas **Settings** (Sistemos parametru parinkimas). Šie parametrai yra įvesti programoje, todėl langas **Settings** gesinamas kairiuoju pelēs klavišu bakstelint lango **Settings** viršutiniame dešiniajame kampe simbolį **x**. Ekrane turi likti suliniuota stačiakampė koordinacijų sistema. Vertikalioje ašyje U_{B1} V turi būti atidėta skalė (-1...1) V su nuliu viduryje, horizontalioje laiko ašyje – 0...2 ms. Kairėje monitoriaus ekrano pusėje lieka tuščias laukas eksperimento rezultatų lentelei.

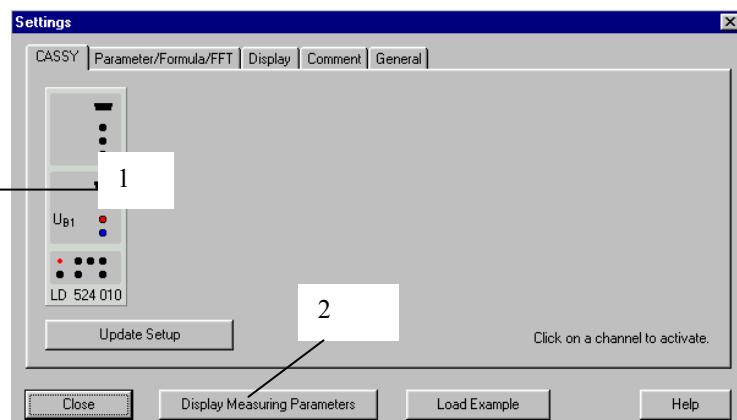
Kairiuoju pelēs klavišu sučardiname laikrodžio ikoną. Koordinacijų tinklelyje turi atsirasti pranešimas **No Trigger Signal** (Nėra paleidimo signalo).

Jeigu viskas vyko taip, kaip čia aprašyta, sistema matavimui parengta. Tuomet matavimus atliekame pagal 4 ir tolesnius šio aprašymo punktus.

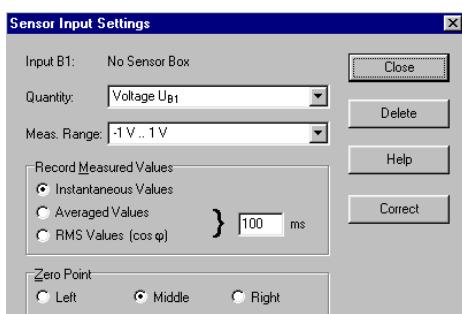
Jei vaizdas ekrane yra ne tokis, kaip aprašytasis, pavyzdžiui, ekrane nesustabdomai rodomas iš keitiklio gaunamas signalas ir pan., galima tikėtis, kad sistemos parametrai lange **Settings** dėl kokių nors prietaščių yra iškraipyti. Tuomet teks atlikti 3 aprašymo punkte nurodytus veiksmus.

3. *Vykdomas* tiktai tuomet, jei duomenų apdorojimo bloko nepavyko parengti darbui pagal 2 darbo aprašo punktą.
 - 3.1. Bakstelėdami kairiuoju pelēs klavišu țenklą **x**, esantį dešiniajame viršutiniame ekrano kampe, už darome matavimų programą. Atsidariusiame lange **Save Changes?** (Ar išsaugoti pakeitimų?) bakstelime pele **No** (Ne).
 - 3.2. Du kartus kairiuoju pelēs klavišu bakstelėdami ikoną **Tampriųjų bangų greitis** iš naujo įeiname į programą. Atsivérusiam Lange **Settings** (3 pav.) bakstelėdami kairiuoju pelēs klavišu sučardiname **CASSY** klavišą ir stiprintuovo jėjimą 1.
 - 3.3. Atsidariusiame Lange **Sensor Input Settings** (Daviklio matavimo rečimo parinkimas) (4 pav.) pelēs kairiuoju klavišu įvedame arba taisome šiuos nustatymus: **Quantity – Voltage** U_{B1} (Matuojamasis dydis – U_{B1}), **Meas. Range** – -1V...1V (Matavimų ribos -1V...1V), **Record Measured Values** (Išmatuotų verčių ragistravimas), pači ymime **Instantaneous Values** – 100 ms (Momentinės vertės – 100 ms), **Zero Point – Middle** (Nulio taškas – viduryje). Teisingas langas turi atitikti langą pavaizduotą 4-ajame paveiksle. Tuomet ji už darome bakstelėdami kairiuoju pelēs klavišu **Close** (Uždaryti).
 - 3.4. Lange **Settings** (3 pav.) kairiuoju pelēs klavišu sučardiname klavišą 2 – **Display Measuring Parameters** (Matavimo parametru rodymas). Tuomet atsidaro langas

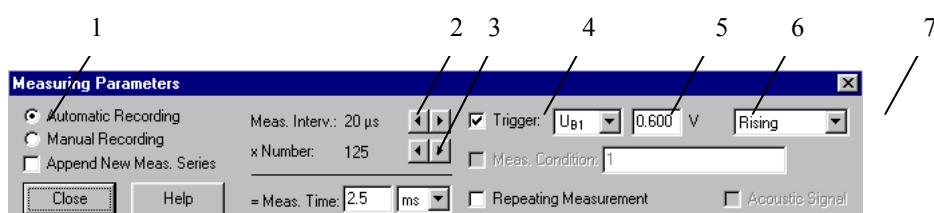
Measuring Parameters (Matavimo parametrai), kuris su reikiamais laboratoriniams darbui atlikti nustatymais pateiktas 5 paveiksle. Jeigu nustatymų nėra arba jie neatitinka 5 paveikslo, įvedame (keičiame) juos langą vietose 1–7 kairiuoju pelės klavišu. Baigę taisymus, uždarome langą 7 kairiuoju pelės mygtuku klavišą **Close**. Analogiskai uždarome langą **Settings**. Po šių operacijų galime testi laboratorinį darbą. Tam vėl kairiuoju pelės klavišu sužadiname laikrodžio ikoną. Turi pasirodyti pranešimas **No Trigger Signal**.



3 pav.



4 pav.



5 pav.

- Ekrane esant pranešimui **No Trigger Signal**, lengvai suduodame į viršutinį tiriamo strypo galą lazdele 6. Strypo svyravimų pjezoelektriniame keitiklyje sukeltas signalas automatiškai paleidžia matavimo sistemą, kuri kreivės ir lentelės pavidalu ekrane parodo ir išsimena keitiklio išėjimo signalą $U_{B1} = f(t)$. Jis yra kiek iškraipytos sinusoidės formos. Iškraipymus lemia

galimybė strypu sklisti įvairių rūšių bangoms ir stendo konstrukcinių netobulumai. Jei bangų amplitudė per didelę ir keitiklio signalas „netelpa“ monitoriaus ekrane, kartojame eksperimentą suduodami į strypą *silpniau*. Tam vėl sužadiname laikrodį io ikoną. Atsidarius langui **Save Changes?** bakstelime pele mygtuką **No**. Vėl turi pasirodyti pranešimas **No Trigger Signal**. Tuomet kartojame 4 darbo aprašymo punktą.

Pastaba: eksperimentą taip pat reikia kartoti, jei virpesių forma netaisyklinga ir nepanaši į sinusoidę. Rekomenduojama eksperimentą kartoti, šiek tiek pakeitus strypo tvirtinimo tašką.

5. Nustatome strypo rezonansinių svyravimų periodą, kuris yra lygus ekrane stebimų keitiklio išėjimo signalo svyravimų periodui. Tam iš kreivės ekrane nustatome laiko tarpą Δt , per kurį įvyko įnomas pilnų svyravimų skaičius N . Svyravimų periodą skaičiuojame pagal formulę $T = \Delta t / N$. Δt nustatyti pelės valdomą įtymę perkeliame ant grafiko kairėje pusėje gerai stebimo maksimumo (arba minimum) ir bakstelime kairiuoju pelės klavišu. Taip išskiriama ir punktyru pažymima pasirinktą tašką aprašanti eilutė šalia grafiko esančioje lentelėje. Joje atidedame t_k . Skaičiuodami pilnų periodų skaičių N , perstumame pelės įtymę ant kito pasirinkto maksimumo (minimum). Bakstelėjė pelės kairijį klavišą, išskiriame šią tašką atitinkančią eilutę ir joje nuskaitome laiką t_d . Skaičiuojame $\Delta t = t_d - t_k$ ir T . Rezultatus surašome į lentelę. Apskaičiuojame išilginių tampriųjų bangų greitį strypo metale ir jo Jungo modulį. Skaičiavimui reikalingi medžiagų tankiai nurodyti šio aprašo priede.

Strypo medžiaga	Ilgis , m	t_k , ms	t_d , ms	Δt , ms	N	T , ms	v , m/s	E , N/m ²

6. Dydžių v ir E vertes sulyginame su lentelėse surašytomis šių dydžių vertėmis.
7. Aparatūros išjungimas. Tam bakstelime kairijį pelės klavišą ties simboliu **x** dešiniajame viršutiniame ekrano kampe. Atsidariusiame lange **Save Changes?** pelės kairiuoju klavišu sužadiname mygtuką **No** ir taip grižtame į programos pradinį langą. Jame pele sužadiname kairiajame apatiniajame ekrano kampe esantį mygtuką **Start** (pradžia), atsidariusiame kataloge **Windows 95** pažymime pelės kairiuoju klavišu apatinę eilutę **Shut down** (Išjungti). Atsidariusiame lange **Shut Down Windows**, kuriame pažymėta pirmoji eilutė **Shut Down the Computer** (Išjungti kompiuterį), pele bakstelime klavišą **Yes** (Taip).
8. Išjungiamo aparatūros maitinimą, iš laikiklio išsimame tirtus strypus ir padedame į jiems skirtą vietą.

Kontroliniai klausimai

1. Ar galima mūsų turima aparatūra išmatuoti bangų greitį strype iš dielektrinės medžiagos?
2. Nuo ko priklauso išilginių bangų fazinis greitis?

3. Kaip apskaičiuojamas Jungo modulis?

Medžiaga	$\rho, \text{kg/m}^3$	$v_{type}, \text{m/s}$	$E, \text{N/m}^2$
Aluminis	$2,7 \cdot 10^3$	5 080	$7,1 \cdot 10^{10}$
Plienas	$7,8 \cdot 10^3$	5 050	$20,6 \cdot 10^{10}$
Varis	$8,9 \cdot 10^3$	3 490	$12,3 \cdot 10^{10}$
Žalvaris	$8,5 \cdot 10^3$	3 170	$9,8 \cdot 10^{10}$

ULTRAGARSO BANGŲ DIFRAKCIJOS TYRIMAS

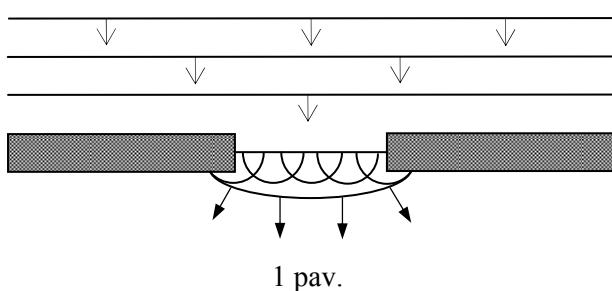
Darbo užduotis. Ištirti ultragarso bangų difrakciją plyšyje ir apskaičiuoti bangos ilgi.

Teorinio pasirengimo klausimai. Ultragarsas ir jo gavimo metodai. Hiugenso ir Frenelio principas. Frenelio zonų metodus. Difrakcija plyšyje. Intensyvumo maksimumų ir minimumų sąlygos.

Teorinė dalis. Bangos, sklindančios kurioje nors terpėje (dujose, skysteje, kietuose kūnuose), vadinamos mechaninėmis bangomis. Virpesiai, kurių dažnis didesnis už girdimo garso ribą ($>20\ 000$ Hz), vadinami ultragarsu. Savo fizikine prigimtimi jos nesiskiria nuo paprastų garso bangų, bet mūsų klausa ultragarso nepajunta. Kaip ultragarso šaltiniai dažnai naudojami kvarciniai ultragarso generatoriai, kurių konstrukcijos ir veikimo pagrindas yra pjezoelektrinis reiškinys. Ši reiškinį 1880 m. pastebėjo broliai Kiuri Pjezoelektrinio reiškinio esmė tokia. Jei tam tikru būdu išpjaujusime ploną kvarco plokštelię ir ją deformuosime tempdami arba suspausdami, tai jos paviršiuje atsiras surištieji elektros krūviai. Be tiesioginio pjezoelektrinio efekto pastebimas atvirkštinis efektas – kvarco plokšteliés matmenys keičiasi, veikiant kintamajam elektriniam laukui. Jeigu kvarco plokštelię įtaisysime tarp metalinių elektrodų ir prijungsime prie jų elektros bateriją, tai plokšteliés storis kiek pasikeis. Pakeitus prijungtos įtampos ženklą plokšteliés storis pasikeis priešinga kryptimi. Šis reiškinys vadinamas elektrostrickcija. O jei prie kvarcinės plokšteliés prijungsime kintamąją įtampą, tai šioje plokšteliéje atsiras tampriuje virpesiai, kurių dažnis lygus kintamosios įtampos dažniui. Kuo didesnis kintamosios įtampos dažnis, tuo didesniu dažniu virpa plokštelié. Taip galima gauti įvairių dažnių ultragarsinius virpesius. Ultragarso dažnio viršutinę ribą lemia medžiagos sandara: dujų elastinių bangų ilgis didesnis už molekulių laisvojo kelio ilgi, o skysčių ir kietujų kūnų – už nuotolių tarp atomų. Ultragarso dažnių diapazonas skirtomas į tris sritis: $<10^5$ Hz – žemo, $(10^5 \div 10^7)$ Hz – vidurinio ir $(10^7 \div 10^9)$ Hz – aukšto dažnio ultragarsą. Elastinės bangos, kurių dažnis $>10^9$ Hz, vadinamas hipergarsu.

Jei ultragarso bangų kelyje pastatysime ekrana su plyšiu, kurio plotis artimas bangos ilgiui, už ekrano sklis antrinės bangos taip, jog atrodis, kad ekrano plyšyje yra išsidėstę taškiniai bangų šaltiniai 1 pav.

Optinių bangų difrakcijos teorijos pagrindą padėjo F.M. Grimaldi (Grimaldi) (1618 – 1663), sukūrės terminą „difrakcija“ nuo lotynų „diffringere“ – šviesos nuokrypi nuo sklidimo tiesė. Ultragarso bangų (kaip



ir optinių) difrakcijos reiškinį galima paaškinti naudojantis Hiugenso ir Frenelio principu. Jo esmė: kiekvienas terpės taškas, kurį banga pasieks tam tiktu laiko momentu, yra elementariųjų koherentinių bangų šaltinis, o visų tokų bangų gaubtinė yra bangos paviršius vėlesniu laiko momentu (1 pav.) Frenelis, pasinaudojęs bangų koherentiškumo ir interferencijos sąvokomis, papildė Hiugenso formuluočę.

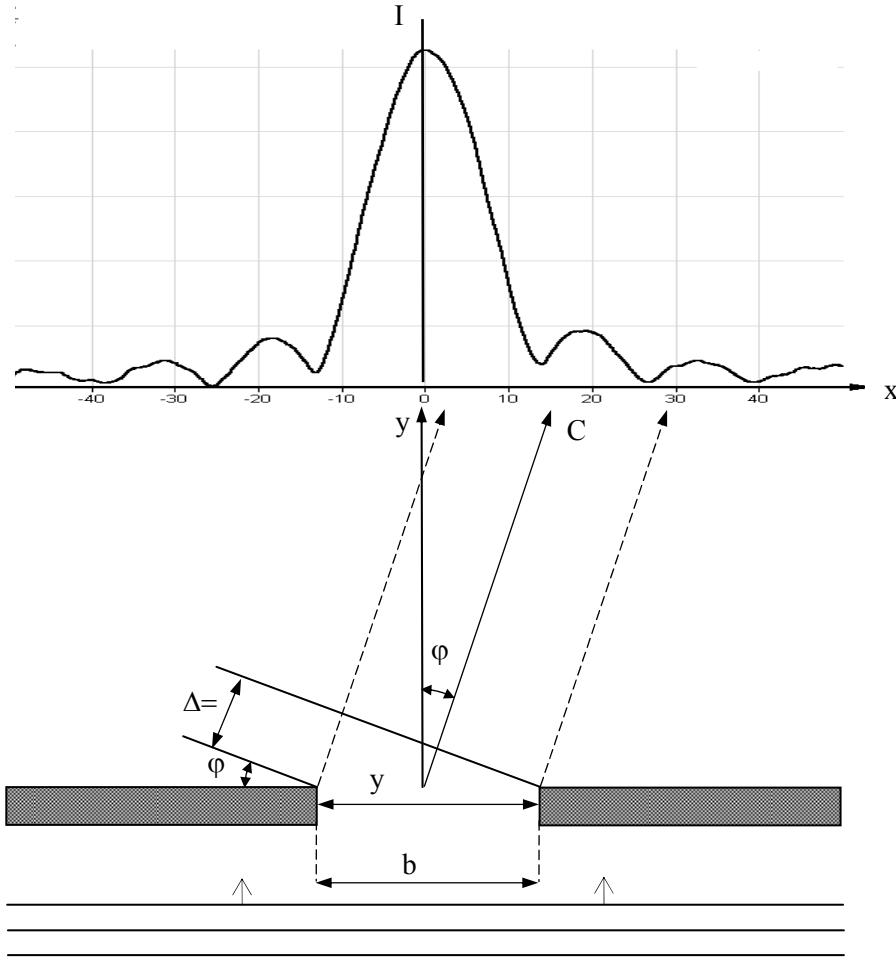
Kai turim difrakciją už plyšio, kiekviename ekrano taške C interferuoja ne dvi, o daug bangų, kadangi pagal Hiugenso principą, kiekvienos bangos fronto taškas išilgai koordinatės y plyšyje spinduliuoja antrines bangas (2 pav.), tokio paties bangos ilgio λ , kaip ir krentančios į plyšį bangos. Interferencijos rezultatas kiekviename ekrano taške C priklauso nuo fazų skirtumo tarp antrinių bangų. Pirminių bangų kryptimi ($\phi = 0$) (2 pav.) visos bangos turės vienodas fazes ir stipris viena kitą.

Garso bangų slėgis $p(\phi)$ nusakomas difrakcijos kampo funkcija, vadinama plyšio funkcija:

$$P(\phi) = b \frac{\sin \frac{\pi b}{\lambda} \sin \phi}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \phi} = b \frac{\sin U}{U}, \text{ čia } U = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \phi. \quad (1)$$

Čia b – plyšio plotis, λ – bangos ilgis, p – kintamasis garso slėgis, kurį regisitruoja garso imtuvas. (1) lygties kvadratinė forma taip pat galioja skersmens elektromagnetinėms bangoms (optika), kadangi tuo atveju

intensyvumas yra proporcingas amplitudės kvadratui. Kai $\varphi=0$, gaunamas neapibrėžtumas, nes tiek skaitiklis, tiek vardiklis lygūs nuliui. Pritaikius Lopitalio taisykłę, kai $\varphi=0$, dalmuo įgauna „1“ reikšmę. Pakėlę (1) kvadratu, gauname ultragarso bangų intensyvumo pasiskirstymo už plyšio išraišką.



2 pav.

$$I(\varphi) = I(0) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}. \quad (2)$$

Pažymėję $u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$,

$$\text{turime } I(\varphi) = I(0) \left(\frac{\sin \varphi}{u} \right)^2, \quad (3)$$

čia $I(0)$ centrinio ($\varphi=0$) difrakcinio maksimumo intensyvumas (2 pav.). Tuose erdvės taškuose, iki kurių nueitų kelių skirtumas Δ lygus sveikam bangų skaičiui (plyšyje telpa lyginis zonų skaičius), virpesių amplitudė bus mažiausia (minimumo sąlyga).

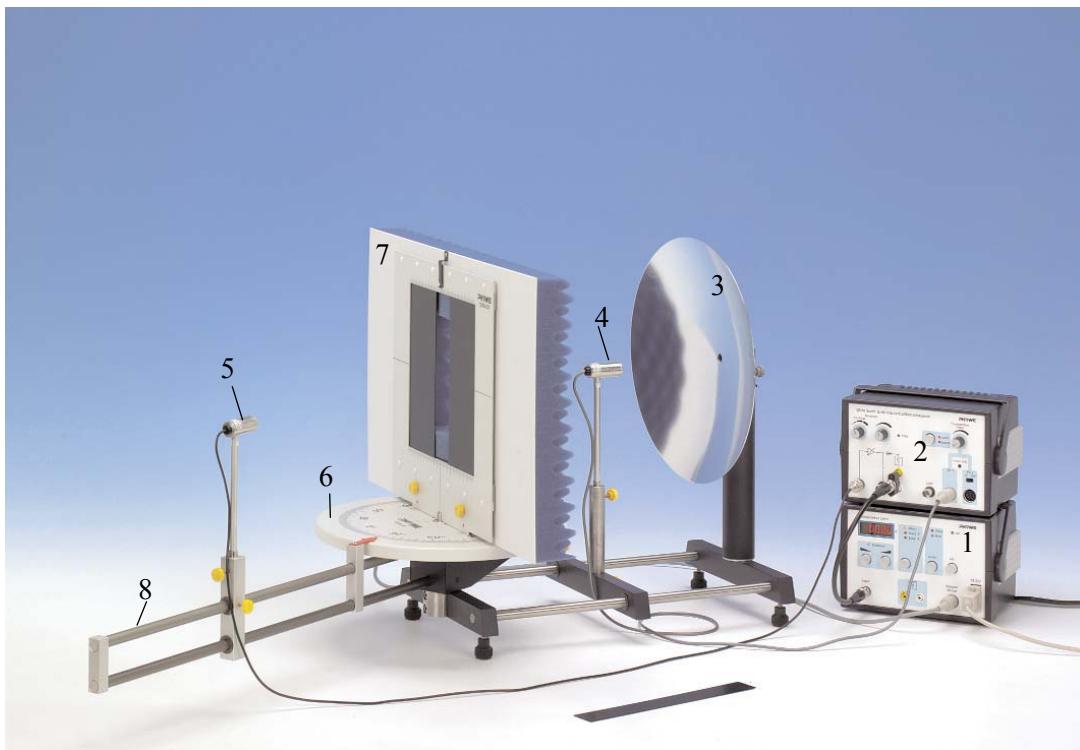
$$\sin \varphi_{\min} b = n\lambda, \quad n=\pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

Difrakcijos maksimumai bus stebimi kryptimi

$$\sin \varphi_{\max} b = (2n+1) \frac{\lambda}{2}, \quad n=\pm 1, \pm 2, \dots \quad (5)$$

Darbo aprašymas. Įrenginio vaizdas parodytas 3 pav.

Čia 1 – goniometro maitinimo šaltinis, 2 – ultragarso bangų ir imtuvo maitinimo šaltinis, 3 – įgaubtas veidrodis, 4 – ultragarso bangų siųstuvas, 5 – ultragarso bangų imtuvas, 6 – goniometro stalas su kampų skale, 7 – plyšio arba difrakcinės gardelės laikiklis, 8 – goniometro slankojanti rankenėlė su pritvirtintu imtuvu.



3 pav.

Darbo eiga.

1. Esant išjungtai aparatūrai, sukdami goniometro ultragarsinio imtuvo rankenėlę 8 (su raudona rodykle) nustatykite nulinę padėtį kampinėje skalėje ant goniometro stalo 6.
Pastaba. Jeigu rankenėlė laisvai nejudą, nenaudokite jégos, sugadinsite.
2. Parinkite plyšio plotį, lygį 6 cm.
3. Ijunkite maitinimo šaltinių ir kompiuterį į elektros tinklą. Goniometro maitinimo šaltinio langas rodo „000,0“.
4. Suaktyvinkite matavimo programą.
5. Nustatyti matavimo kampus nuo -50^0 iki $+50^0$ ir jų nekeisti.
6. Spragtelėkite kompiuterio pelės mygtuku lange „Continue“. Ultragarso imtuvo rankenėlė automatiškai pasileis į pradinę padėtį (-50^0).
7. Toliau paspauskite „Start measurement“. Programa pradedą veikti.
8. Pasibaigus matavimui paspauskite pelės mygtuką lange „End seriesof meausurement“. Gaunate grafiką A4 formato lape ir ji įrašykite į atmintį arba spausdinkite.
9. Paspauksite goniometro maitinimo šaltinio mygtuką „Cal“. Atsilaisvina imtuvo rankenėlė su rodykle.

- Jeigu centrinis difrakcijos maksimumas nesutampa su kampo skalės nuliui, išmatuokite kampą tarp įvairios eilės minimumų (arba maksimumų) ir pagal (4) arba (5) lygtis skaičiuokite ultragarso bangų ilgį.
- Sumažinę plyšio plotį iki 4 cm., pakartokite matavimus.

Matavimo rezultatai.

Plyšio plotis b=6 cm.

Minimumo kampai			Maksimumo kampai	
n	$2\varphi^0$	λ, cm	$2\varphi^0$	λ, cm
1				
2				
3				

Plyšio plotis b=4 cm.

Minimumo kampai			Maksimumo kampai	
n	$2\varphi^0$	λ, cm	$2\varphi^0$	λ, cm
1				
2				
3				

Vidutinė bangos ilgio vertė $\langle\lambda\rangle = \dots \text{cm}$.

Kontroliniai klausimai

- Paaiškinkite bangų užlinkimą už kliūčių, remiantis Hiugenso principu?
- Paaiškinkite Frenelių zonų metodą.
- Suformuokite difrakcinių minimumų ir maksimumų sąlygas už plyšio.
- Paaiškinkite pjezoelektrinį reiškinį.
- Kas yra elektrostrikcija?

Literatūra

- Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – Vilnius: Mokslo, 1987. - T.1. P.119-131.
- Ambrasas V., Jasulionis B. Mechanika, molekulinė fizika ir termodinamika. – Kaunas: Technologija, 2008.–P.190-198.

ULTRAGARSO GREIČIO ORE IR ORO ŠILUMINIŲ TALPU SANTYKIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Išmatavus ultragarso greitį ore, nustatyti oro molinių šilumų C_p ir C_V santykį.

Vartojami sutrumpinimai: PK – personalinis kompiuteris,

SAB – signalų apdorojimo blokas.

Autorių pastaba: darbo aprašyme vartojami LST ISO 31 rekomenduojami terminai *izobarinė (pastoviojo slėgio) molinė šiluminė talpa C_p ir izochorinė (pastoviojo tūrio) molinė šiluminė talpa C_V* . Seniau rašytuose vadoveliuose dažnai vartojami jų atitikmenys *izobarinė (pastovaus slėgio) molinė šiluma C_p ir izochorinė (pastovaus tūrio) molinė šiluma C_V* .

Teorinio pasirengimo klausimai. Molekulės laisvės laipsnių sąvoka. Izochorinė molinė šiluma ir izobarinė molinė šiluma. Ultragarso greitis ore.

Teorinė dalis. Molinė šiluma lygi šilumos kiekiui, kurį suteikus vienam moliui medžiagos temperatūra pakyla vienu laipsniu. Dujoms ji labai priklauso nuo jų molekulių sudėtingumo ir nuo proceso, kurio metu suteikiama šiluma, pobūdžio.

Molekulės sudėtingumas susietas su ją sudarančiu atomų skaičiumi ir ryšiais tarp jų. Jis apibūdinamas molekulės *laisvės laipsnių* skaičiumi. Šis skaičius lygus koordinačių skaičiui, reikalingam nustatyti molekulės padėtį erdvėje. Vienatomę molekulę galima laikyti materialiuoju tašku. Jos padėtį nusakome trimis koordinatėmis (x, y, z), kurios kinta molekulei slenkant, todėl ji turi 3 *slenkamojo judėjimo* laisvės laipsnius.

Dviatomės *kietojo* ryšio molekulės erdinė padėtis apibūdinama 5 koordinatėmis: trys iš jų (x, y, z) nusako molekulės masės centro padėtį, o jos ašies du kampai (α, β) su koordinačių ašimis – ašies erdinę orientaciją. Pastaroji kinta molekulei sukantis, todėl tokia molekulė gali turėti 3 *slenkamojo* ir 2 *sukamojo judėjimo* laisvės laipsnius. Jeigu dviametė molekulės ryšys tarp atomų yra *tamprus*, tai tokia molekulė turi dar vieną *virpamojo judėjimo* laisvės laipsnį.

Molekulinėje fizikoje įrodoma, kad *kiekvienam* laisvės laipsniui vidutiniškai tenka $\frac{1}{2}kT$ kinetinės energijos (čia k – Boltmano konstanta). Tačiau virpėjimo laisvės laipsniui vidutiniškai tenka dar tiek pat ($\frac{1}{2}kT$) potencinės energijos. Jeigu visų trijų rūsių judėjimui galima taikyti klasikinės mechanikos dėsnius, tai vidutinė molekulės energija:

$$\bar{w} = (3 + n_{suk} + 2n_{virp}) \frac{1}{2}kT = \frac{i}{2}kT; \quad (1)$$

čia 3 – molekulės slenkamojo, n_{suk} – sukamojo ir n_{virp} – virpamojo judėjimo laisvės laipsnių skaičius. Kai tarpatominis ryšys molekulėje yra ketas ($n_{virp} = 0$), tuomet i lygus molekulės laisvės laipsnių skaičiui.

Todėl molekulinės fizikos energetinėse lygtyste molekulės judėjimo sudėtingumas apibūdinamas dydžiu

$$i = (3 + n_{suk} + 2n_{virp}) . \quad (2)$$

Dujoms ypač svarbi *izochorinė* (pastoviojo tūrio) molinė šiluminė talpa C_V ir *izobarinė* (pastoviojo slėgio) molinė šiluminė talpa C_p . Molekulinėje fizikoje parodoma, kad

$$C_V = \frac{i}{2}R, \quad C_p = \frac{i+2}{2}R, \text{ todėl}$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i} . \quad (3)$$

Oras pasižymi tik tūriniu tamprumu, todėl juo sklindančios ultragarso bangos yra *išilginės*. Jas sudaro periodiškai besikaitaliojantys oro sutankėjimai ir praretėjimai, kurie nuolat tolsta nuo bangų šaltinio. Sutankėjimo vietose temperatūra pakyla, praretėjimo – sumažėja. Dėl oro mažo šilumos laidumo. Tarp šių sutankėjimų ir praretėjimų šilumos mainai neįvyksta, t.y. jie yra *adiabatiški*. Adiabatinį procesą aprašo *Puasono* lygtis $pV^\gamma = const$, o ultragarso sklidimo ore greitį apibūdina *adiabatinis oro tūrio tamprumo modulis* $K = \gamma p$. Todėl ultragarso greitis ore

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} ; \quad (4)$$

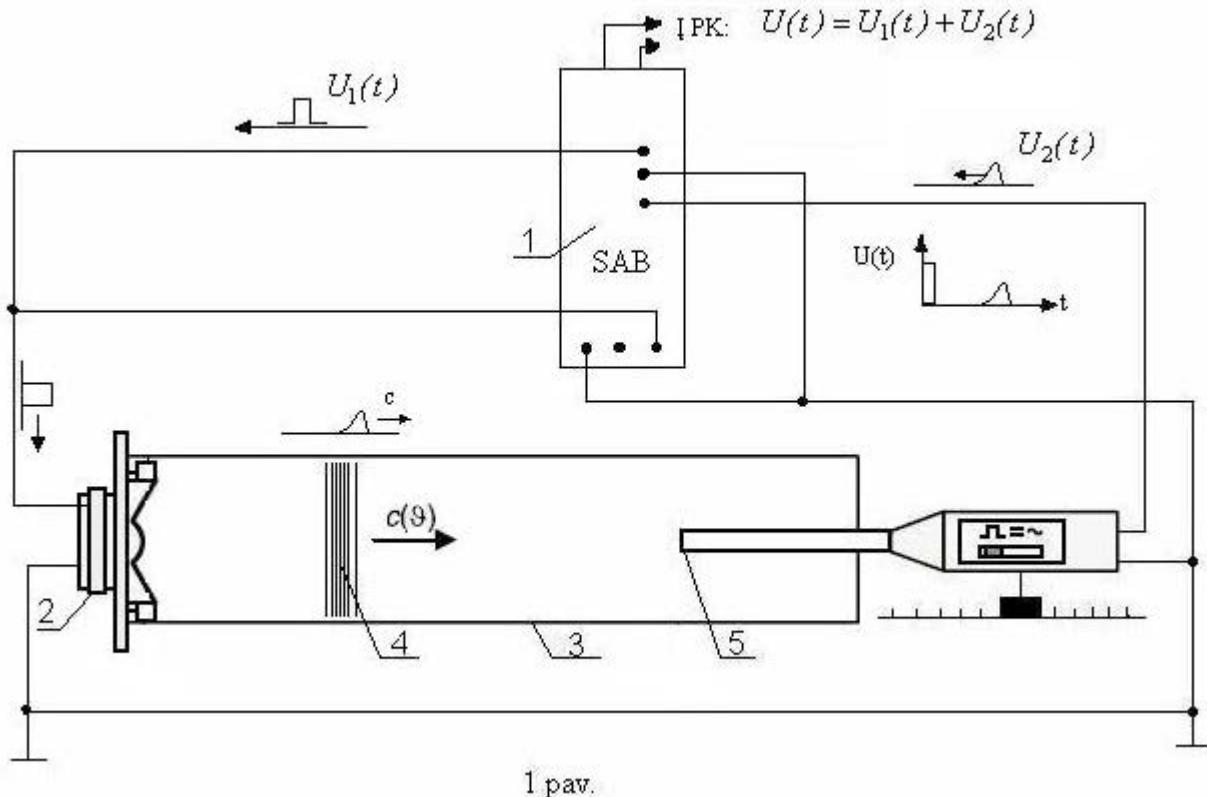
čia ρ – oro tankis, p – jo slėgis, $M \approx 29,2 \cdot 10^{-3}$ kg/mol – oro vieno molio masė, $R = 8,31 \text{ J/(K}\cdot\text{mol)}$ – universalioji dujų konstanta. Išmatavę ultragarso greitį c ir oro temperatūrą T K, iš (3) apskaičiuojame dydį γ .

Darbo aprašymas

Darbe naudosime impulsinį ultragarso greičio ore nustatymo metodą, kurio aparatūros struktūrinė schema pavaizduota 1 paveiksle. PK valdomas SAB blokas 1 skleidžia retus įtampos impulsus $U_I(t)$ (1 pav). Jų veikiamas garsiakalbis 2 vamzdyje 3 skleidžia trumpus tampriųjų bangų impulsus 4. Šie patekė į mikrofoną 5 vėl sururia elektrinį impulsą. Šie impulsai patenka į PK, kuris ir įvertina impulso sklidimo trukmę t , per kurią jis nuskrido kelią s nuo garsiakalbio iki mikrofono. Iš čia išplaukia, kad garso greitis ore:

$$c = \frac{s}{t} . \quad (5)$$

Tiesiogiai išmatuoti atstumą s nepatogu. Todėl ultragarso nueitą kelią matuosime mikrofono padėties pokyčių metodu. Kai mikrofonas vamzdyje išstumtas giliai, liniuotėje atskaitę ir pažymėjėjo laikiklio žymeklio kraštinę padėtį x_1 , išmatuojame bangų sklidimo laiką t_1 . Mikrofoną nuo garsiakalbio nutolinę tiek, kad vamzdyje liktų tik keletas centimetru jo laikiklio ir pažymėjėjo stovo padėtį x_2 , nustatome bangų sklidimo laiką t_2 .



1 pav.

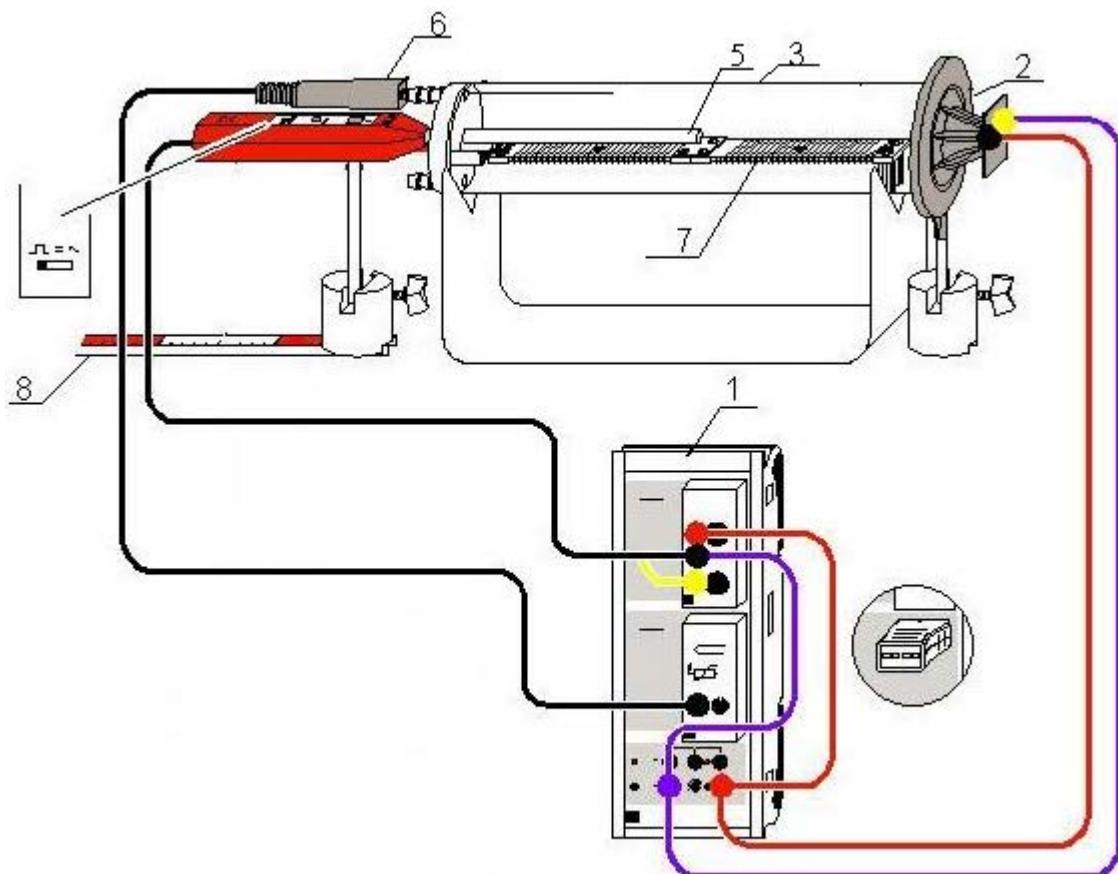
$$\text{Akivaizdu, kad kelių skirtumas } \Delta s = x_2 - x_1. \quad (6)$$

Nuotoli Δs garso bangų impulsas nusklis per laiką $\Delta t = t_2 - t_1$. Tuomet bangų sklidimo greitis

$$c = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad (7)$$

Darbo aparatūros eskizinis vaizdas pateiktas 2 paveiksle. Be jau 1 paveiksle aprašytų SAB bloko 1, garsiakalbio 2, vamzdžio 3 bei mikrofono 5 ją sudaro temperatūrą matuojantis termoelementas 6, oro kaitinimo spiralė 7 (šiame eksperimente nenaudojama) ir mikrofono padėties atskaitymo liniuotė 8.

1. Patikriname, ar garsiakalbis gerai prigludės prie vamzdžio (jei reikia, pataisome). Patikriname, ar mikrofono režimų perjungiklis (detaliu pavaizduotas 2 paveiksle išnašoje) yra perjungtas į padėtį „Π“. Mikrofono jautrio keitimo rankenėlė turi būti prieš laikrodžio rodyklę pasukta iki galio (sukti atsargai!). Mikrofono stovą pastumiame tiek, kad beveik visas mikrofono laikiklio vamzdelis būtų skaidraus vamzdžio viduje. Liniuotėje ties stovu atskaitome ir užsirašome šią padėtį.



2 pav.

2. Tinklo jungikliais įjungiamo PK ir monitorių. SAB bloko maitinimo šakutę įkišame į jos lizdą bloke. Įjungiamo mikrofoną 5 spustelėdami jo kvadratinį raudoną klavišą. Įjungtas mikrofonas veikia apie 0,5 val., po to automatiškai išsijungia. Jei mikrofonas išsijungia nebaigus eksperimento, ji vėl įjungiamo. Įjungto PK ekrane turi būti standartinis „Windows“ langas su instaliuotu programų piktogramomis.

3. Pele bakstelėjė du kartus piktogramą „Ultragarsas 1“ aktyviname ultragarso greičio matavimo programą. Atsiradusią lango fone užsklandą „Settings“ (nustatymai) pašaliname pele.

Dabar sistema paruošta matavimui PK ekranas salyginai padalintas į dvi dalis: kairiojoje matavimų rezultatai bus pateikiami skaitmeniškai, dešiniojoje – grafiškai.

4. Mikrofono padėčiai x_1 matuojame ultragarso sklidimo laiką Δt_{A1} . Tam arba PK paspaudžiame klaviatūros klavišą F9, arba pele pažymime laikrodžio piktogramą. Matavimo rezultatai matomi ekrane esančioje lentelėje. Jos grafoje n nurodytas matavimo eilės numeris, grafoje s – bazinis (bet ne tikrasis) atstumas tarp garsiakalbio ir mikrofono, ϑ_{BII} – vamzdžio oro temperatūra $^{\circ}\text{C}$, Δt_{A1} – ultragarso impulso sklidimo nuo garsiakalbio iki mikrofono trukmė sekundėmis. Šiuos duomenis perrašome į 1 lentelę. Kitoje ekrano pusėje matavimų rezultatai atvaizduojami grafiko taškais. Matavimą pakartojame penkis kartus. Išmatuotas Δt_{A1} ir ϑ_{BII} vertes, bei jų aritmetinius vidurkius $\langle \Delta t_{A1} \rangle$ ir $\langle \vartheta_{BII} \rangle$ išrašome į 1 lentelę.

5. Mikrofoną nuo garsiakalbio atitoliname tiek, kad jis permatomame vamzdyje liktų apie $1 \div 5$ cm. Atskaitome ties jo stovo rodykle ir užrašome naują salyginę jo koordinate x_2 . Penkis kartus kartojame 4 – ame punkte aprašytus matavimus ir skaičiavimus. Jų rezultatus, t.y. $\Delta t'_{A1}$, ϑ'_{BII} ir $\langle \Delta t'_{A1} \rangle$, $\langle \vartheta'_{BII} \rangle$ užrašome 1 lentelėje.

6. Apskaičiuojame ultragarso nueito kelio bei sklidimo laiko pokyčius $\Delta s = x_2 - x_1$ ir $\Delta t = \langle \Delta t'_{A1} \rangle - \langle \Delta t'_{A1} \rangle$, pagal (7) formulę apskaičiuojame ultragarso greitį ore.

7. Ultragarso greitį ore dar apskaičiuojame pagal (3) ir (4) formules kai $T = (\langle \vartheta'_{BII} \rangle + 273)K$, atvejams $i = 3$, $i = 5$ ir $i = 7$. Sugretinę šių skaičiavimų ir eksperimento rezultatus, darome išvadą apie labiausiai tikimas dydžių i ir γ reikšmes kambario temperatūros orui.

8. Baigę eksperimentą pele išeinate iš programos „Ultragarsas1“. Išeidami atsidariusiame lange „Save changes?“ (ar įsiminti pakeitimus ?) pele pasirenkame atsakymą „No“ (ne). Mikrofoną grąžiname į pradinę padėtį. Iprastine tvarka išjungiamo PK ir SAB maitinimą.

1 lentelė

Nr.	$\Delta t_{A1}, s$	$\vartheta_{BII}, ^\circ C$	$\vartheta'_{BII}, ^\circ C$	$\Delta t'_{A1}, s$			
1							
2							
3							
4							
5							
$\langle \Delta t_{A1} \rangle =$	s	$\langle \vartheta_{BII} \rangle =$	$^\circ C$	$\langle \vartheta'_{BII} \rangle =$	$^\circ C$	$\langle \Delta t'_{A1} \rangle =$	s
$x_1 =$	m	$x_2 =$	m	$s = x_2 - x_1 $		$\Delta t =$	s
$c =$					m/s		

Kontroliniai klausimai

- Apibrėžkite molinę ir savitą šilumines talpas.
- Paaiškinkite ultragarso sąvoką (ultragarso samprata).
- Nuo ko priklauso ultragarso greitis dujose ?
- Paaiškinkite naudotą matavimo metodiką.
- Paaiškinkite adiabatinį procesą dujose.
- Kodėl vienus matavimus kartojame, o kitų ne ?

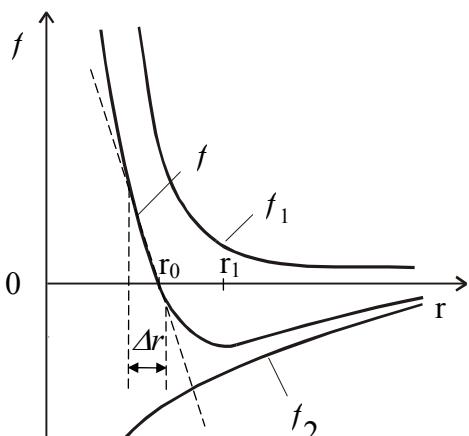
JUNGO MODULIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Nustatyti medžiagos, iš kurios pagamintas pavyzdėlis, Jungo modulį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Kūnų deformacija. Huko dėsnis. Elastingumo (Jungo) modulis. Sąveikos jėgos tarp atomų ar jonų kietuosiuose kūnuose.

Teorinė dalis. Kūną vadiname absoliučiai kietu, kai nekinta nuotolis tarp bet kurių jo taškų. Absoliučiai kietų kūnų nėra. Veikiant atitinkamo dydžio išorės jėgomis, visi realūs kūnai daugiau ar mažiau keičia savo formą ir tūri, t.y. deformuoja. Griežtesne prasme deformacija vadiname tokį kietojo kūno taškų padėties pokyči, kai tarp jų pakinta nuotolis.

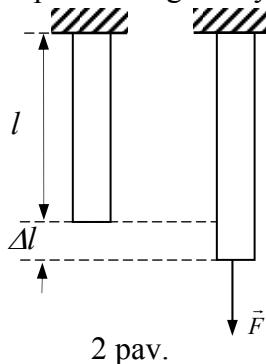
Kietieji kūnai sudaryti iš atomų, jonų ar molekulių. Tarp šių dalelių veikia tarpusavio traukos bei atostūmio jėgos, kurios yra gana sudėtingos elektrinės kilmės. Atostūmio jėgas susitarta laikytį teigiamomis, o traukos - neigiamomis. Šių sąveikos jėgų dydis priklauso nuo nuotolio tarp dalelių. Nustatyta, kad, nuotoliui didėjant, atostūmio jėgos silpnėja greičiau, negu traukos. 1 pav. pavaizduota dviejų kietojo kūno dalelių tarpusavio atostūmio jėgos f_1 ir traukos jėgos f_2 priklausomybė nuo nuotolio tarp jų $-r$. Matome, jog nuotoliui $r \rightarrow \infty$, jėga f_1 mažėdama artėja į 0, o jėga f_2 - taip pat artėja į 0. Vidurinioji kreivė, gauta geometriškai sudedant f_1 ir f_2 ordinates, rodo atstojamosios jėgos F priklausomybę nuo nuotolio. Kai nuotolis tarp dalelių yra lygus $r=r_0$, jėga f_2 atsveria priešinga jėga f_1 , ir atstojamoji jėga $F(r_0)=0$. Šis nuotolis r_0 vadinamas normaliu nuotoliu tarp dalelių.



1 pav.

Iš 1 pav. matome, kad, priartinus daleles viena prie kitos iki nuotolio $r < r_0$, atstojamoji jėga teigama, t.y. vyrauja atostūmio jėgos, kurios stengiasi atstatyti pirmynštį nuotoli r_0 . Kai nuotolis tarp dalelių $r > r_0$, atstojamoji jėga yra neigama, ir vyrauja traukos jėgos. Išorinei jėgai keičiant dalelių tarpusavio padėtį, atsiranda vidinės jėgos, nukreiptos prieš išorinių jėgų veikimą. Šios jėgos vadinamos tamprumo, arba elastingumo jėgomis. Išorinei jėgai veikiant kietajį kūną, kinta jis sudarancią dalelių tarpusavio padėtis – tuo pačiu kinta kūno forma, t.y. jis deformuojamas. Kūnų paveikus deformuojančiai jėga ar jai nustojus veikti, kūnai išgauna atitinkamą formą ne staiga, o per tam tikrą laiką. Jei, deformuojančiai jėgai nustojus veikti, tamprumo jėgos atstato pirmynštę kūno formą, tai deformacija yra tampri, arba elastinga. Kai kūnas neatstato savo formos, deformacija yra netampri, arba plastinė. Praktiškai su tuo susiduriame,

tempdamis ar gniuždydami kūnus. Kol nuotolis tarp dalelių kinta labai mažu intervalu Δr atžvilgiu



2 pav.

normalaus nuotolio r_0 (deformacijos labai mažos), tol, kaip matome iš 1 pav., elastingumo jėga tiesiai proporcinga deformacijai; tokia deformacija yra tampri. Nuotoli r , o tuo pačiu ir deformaciją toliau didinant, tiesaus proporcingumo jau nėra ir, nustojus veikti deformuojančiai jėgai, kūnas savaime neišgauna pirmynštęs formos – deformacija yra ne tampri, nes peržengta tamprumo riba. Didinant deformuojančią jėgą, didės nuotolis r ir, kai $r > r_1$, vidinės jėgos neatsvers išorinių jėgų ir kūnas nutruks; šiuo atveju peržengta tamprumo riba. Kūno deformacijos dydis priklauso dar nuo temperatūros. Netamprioms deformacijoms didelės įtakos turi kūno apkrovimo laikas.

Panagrinėkime tempimo deformaciją. Vienu galu įtvirtintą ritinio formos strypą, kurio pradinis ilgis l , skerspjūvio plotas S , tempia išilgai ašies jėga F , ir jis pailgeja dydžiu Δl (2 pav.). Hukas nustatė, kad santykinis pailgėjimas $\Delta l/l$, esant tampriai deformacijai, tiesiai proporcingas įtampumui F/S (jėgai į ploto vienetą):

$$\frac{\Delta l}{l} = k \frac{F}{S}; \quad (1)$$

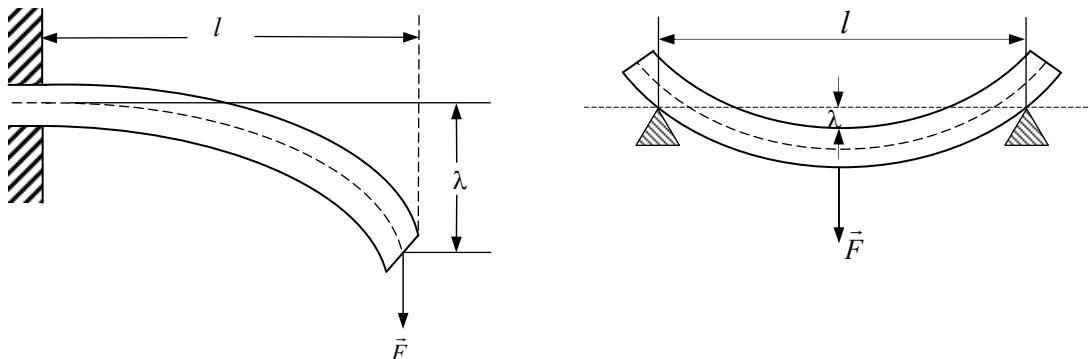
Čia k – tamprumo (elastingumo) koeficientas. Praktikoje naudojamas atvirkščias dydis $E = \frac{1}{k}$ yra vadinamas tamprumo, arba Jungo, moduliu. Tuomet:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{F}{S}. \quad (1a)$$

Iš Huko dėsnio (1a) gauname E modulio reikšmę:

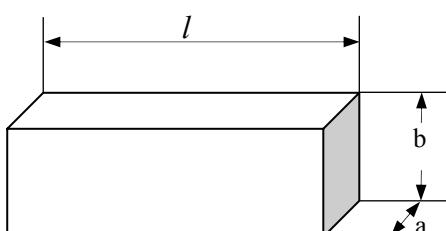
$$E = \frac{\Delta l}{l} \frac{F}{S}. \quad (2)$$

Kai $\Delta l = l$, Tuomet $E = \frac{F}{S}$, t.y. Jungo modulis savo didumu lygus tokiam įtempiui, nuo kurio strypas pailgėtų dvigubai (suprantama, jei deformacija būtų tampri ir deformuojančios strypas nenutruktū). Koeficientas k ir modulis E priklauso nuo medžiagos elastinių savybių.



3 pav.

Kūno deformaciją galima sukelti ir jį lenkiant. Stačiakampio strypo vieną galą įtvirtinkime, o antrajį lenkime jėga F (3 pav.).



4 pav.

Viršutinioji, išorėn išlenkta strypo dalis ištampiama, o apatinioji, vidun įlenkta, suslegiama. Tas dvi strypo dalis skiria visai deformacijos nepaliesta vadinamoji neutrali juosta. Strypo išlenkimasis jo įtvirtinto galo atžvilgiu viduriniojo taško poslinkis λ yra tiesiogiai proporcingas lenkiančiai jėgai F , strypo ilgiui l trečiuoju laipsniu, atvirkščiai proporcingas jo pločiui a ir storiiui b trečiuoju laipsniu (4 pav.).

$$\lambda = k \left(\frac{l}{b} \right)^3 \frac{1}{a} \cdot \frac{F_y}{E}, \quad (3)$$

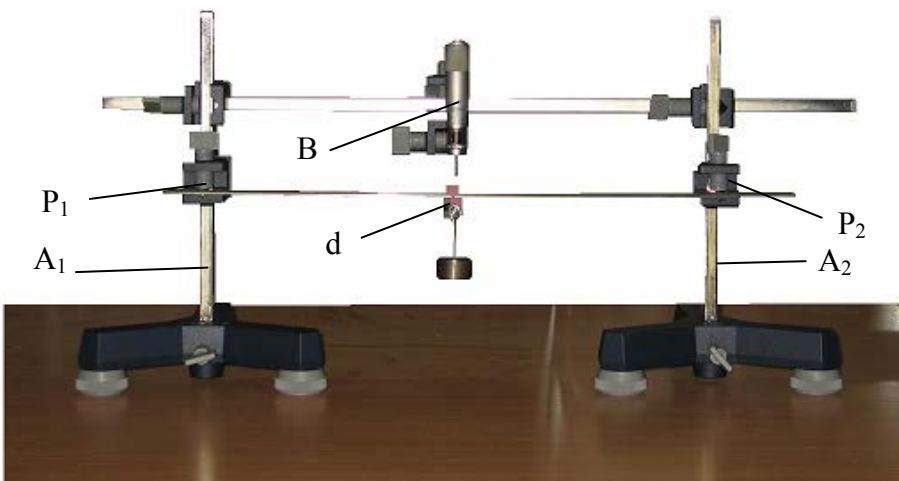
čia k yra skaitinis koeficientas, kurio vertė priklauso nuo strypo įtvirtinimo būdo. Kai abu strypo galai laisvai padėti ant atramų ir pats strypas lenkiamas per viduri $k = \frac{1}{4}$.

Izotropinių kūnų Jungo modulis visomis kryptimis yra vienodas. Anizotropinių kūnų, ypač kristalų, Jungo modulio vertė priklauso nuo tempimo arba slėgimo krypties.

Iš lygties (3)

$$E = \frac{1}{4} \left(\frac{l}{b} \right)^3 \frac{1}{a} \cdot \frac{F_y}{\lambda}, \quad (4)$$

Darbo aprašymas. Jungo modulio matavimui naudojamą prietaisą vaizduoja 5 paveikslas. Stove A₁ ir A₂ pritvirtintos trikampės prizmės P₁ ir P₂ ant kurų dedamas stačiakampis strypas. Ant strypo užmauta movelė d, prie kurios kabinami pasvarėliai. Movelė pastatoma viduryje tarp atramų.



5 pav.

- svarsčiu P₁ ir palaukiame apie 5 minutes kol nusistovi deformacija. Pasukę mikrometro sraigtą kol paliečia stiebą, atskaitome rodmenį n₁. Apkrauname strypą papildomais svarsčiais P₂, P₃, atskaitome rodmenis n₂ ir n₃.
4. Tiksliai atvirkščia tvarka, kiekvieną kartą 5 min. palaukdami, nuimame svarsčius ir atskaitome rodmenis n'₃, n'₂, n'₁ ir n'₀.
 5. Apskaičiuojame vidutines vertes:
- $$n_0 = \frac{n_0 + n'_0}{2}, \quad n_1 = \frac{n_1 + n'_1}{2}, \quad n_2 = \frac{n_2 + n'_2}{2} \quad \text{ir} \quad n_3 = \frac{n_3 + n'_3}{2}.$$
6. Kiekvienam pailgėjimui apskaičiuojame Jungo modulį (4) ir randame aritmetinį vidurkį.
 7. Matavimų ir skaičiavimų rezultatus surašome į lentelę.

n ₀	n' ₀	n ₁	n' ₁	n ₂	n' ₂	n ₃	n' ₃	⟨n ₀ ⟩	⟨n ₁ ⟩	⟨n ₂ ⟩	⟨n ₃ ⟩

$\lambda_1 = \langle n_1 \rangle - \langle n_0 \rangle$ m	$\lambda_2 = \langle n_2 \rangle - \langle n_0 \rangle$ m	$\lambda_3 = \langle n_3 \rangle - \langle n_0 \rangle$ m	$F_1 = m_1 g$ N	$F_2 = m_2 g$ N	$F_3 = m_3 g$ N

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinkite 1 pav. grafiką.
2. Kokia Huko dėsnio ir Jungo modulio fizikinė prasmė?
3. Paaiškinkite panaudotų prietaisų matavimo metodiką.

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. - Vilnius: Mokslas, 1987. - T.1. - P. 212 - 216.
2. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. - Vilnius: Mintis, 1975. - T.3. - P. 101 - 108.

KIETOJO KŪNO TEMPERATŪRINIO ILGĖJIMO KOEFICIENTO NUSTATYMAS

Darbo užduotis

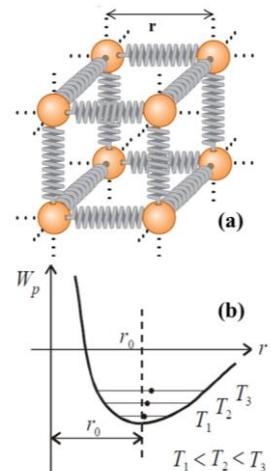
Susipažinti su kūnų šiluminio plėtimosi dėsningumais, nustatyti metalinio vamzdelio vidutinį ilgėjimo koeficientą.

Teorinio pasirengimo klausimai

Molekulinės jėgos, molekulių sąveikos potencinė energija, gardelės struktūrių dalelių judėjimo pobūdis kietajame kūne, temperatūrinis kietojo kūno plėtimasis.

Teorinė dalis

Šiluminio plėtimosi mechanizmą aiškinimas remiasi prielaida, kad kūnų sudarančios dalelės yra sujungtos sąveikos jėgomis, priklausančiomis nuo atstumo tarp dalelių. Todėl vienų dalelių šiluminiai virpesiai perduodami kitoms. Pavyzdžiu, tamprūs dalelių virpesiai kristalinėje gardelėje, kurią galima schemiškai atvaizduoti spyruoklėmis surištomis dalelėmis (1 (a) pav.), bus perduodami gretimoms dalelėms. Kietajį kūnų sudarančios dalelės (molekulės ar atomai) veikia viena kitą potencialinėmis traukos ir stūmos jėgomis. Taigi sąveikaujančios dalelės turi potencinės energijos W_p . Jos priklausomybė nuo atstumo r tarp gretimų dalelių centrų pavaizduota 1 (b) paveiksle. Kai šis atstumas lygus r_0 , energija W_p yra mažiausia. Klasikinės fizikos požūriu kietojo kūno dalelės tokiu atstumu būtų nutolę 0 K temperatūroje.



1 pav.

Kvantinė fizika įrodė, kad net labai žemose temperatūrose kietojo kūno dalelės virpa apie pusiausvyros padėti. Vidutinė virpamojo judėjimo energija $\langle W_k \rangle$ tiesiogiai proporcinga absoluitinei temperatūrai T . Virpančios dalelės pilnutinė energija W yra momentinės kinetinės energijos W_k ir momentinės potencinės energijos W_p suma $W = W_k + W_p$. Kadangi dalelių sąveikos jėgos yra konservatyvios, tai, dalelei virpant, jos pilnutinė mechaninė energija nekinta ir 1 (b) paveiksle ji pavaizduota skirtingas temperatūras atitinkančiomis horizontaliomis atkarpomis. Kambario temperatūroje virpesių amplitudė sudaro apie 10% tarpatominio atstumo, t.y. $0,1 \div 0,2 \text{ Å}$ ($1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$). Kaip matome 1 paveiksle, dalelių sąveikos potencialo duobė yra nesimetriška, todėl dalelės maksimalus poslinkis nuo pusiausvyros padėties yra didesnis joms tolstant negu artėjant, t.y. virpesiai neharmoniniai. Dėl to galima teigti, kad keliant temperatūrą vidutiniai nuotoliai tarp dalelių padidėja. Tai ypač pastebima, kai yra didesnė virpėjimo kinetinė energija, t.y. aukštesnė temperatūrose. Tokie kietieji kūnai šildomi plečiasi, tačiau kietajame kūne vykstant faziniams virsmams, jie gali ir trauktis. Pavyzdžiu, taip elgiasi kai kurių rūsių ketus – vėsinant skystą ketą ir jam pradėjus kristalizuotis, jis plečiasi.

Laboratorinio darbo metu bus tiriamas plonas vienalytis izotropinis kūnas, kurio visų taškų temperatūra yra vienoda. Dažnai tokiems kūnamams praktinės reikšmės turi tik jo ilgio L priklausomybė nuo temperatūros t , t.y. jo linijinis ilgėjimas. Bendruoju atveju priklausomybė $L = f(t)$ yra netiesiška ir apytiksliai aproksimuojama laipsnine eilute:

$$L = L_0 \left[1 + a_1 \left(t - t_0 \right) + a_2 \left(t - t_0 \right)^2 + a_3 \left(t - t_0 \right)^3 + \dots \right]; \quad (1)$$

čia L_0 – bandinio ilgis pradinėje temperatūroje t_0 , o koeficientams galioja nelygybė $a_1 \gg a_2 \gg a_3$ ir t.t. Kūno ilgio priklausomybę nuo temperatūros kiekybiškai apibūdina temperatūrinis ilgėjimo koeficientas α , kurį nusakome pagal temperatūrą išdiferencijavę (1) lygybę:

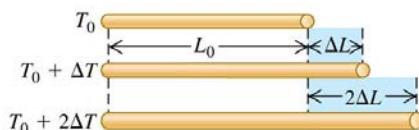
$$\alpha = \frac{1}{L_0} \left(\frac{dL}{dt} \right) = a_1 + 2a_2 \left(t - t_0 \right) + 3a_3 \left(t - t_0 \right)^2 + \dots \quad (2)$$

Bendruoju atveju temperatūrinis ilgėjimo koeficientas $\alpha = f(t)$. Tačiau kai temperatūros pokytis $t - t_0$ yra nedidelis, tuomet dėl koeficientų a_2 , a_3 ir t.t. mažumo (1) lygybėje atitinkami eilutės nariai atmetami, ir kūno ilgio priklausomybę nuo temperatūros apytiksliai aprašoma tiesės lygtimi:

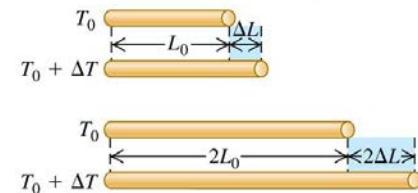
$$L \approx L_0 \left[1 + \alpha \left(t - t_0 \right) \right]; \quad (3)$$

čia $\alpha \approx a_1$.

(a) Esant vidutiniams temperatūros pokyčiams $\Delta L \sim \Delta T$



(b) Esant vidutiniams temperatūros pokyčiams $\Delta L \sim L_0$



2 pav.

Šiame darbe bus skaičiuojamas baigtinį temperatūros intervalą $t_1 - t_0$ atitinkantis baigtinis pailgėjimas $\Delta L \approx L_1 - L_0$, todėl iš (3) lyties išreiškiama vidutinis ilgėjimo koeficientas:

$$\alpha_v \equiv \alpha = \frac{\frac{L_1 - L_0}{L_0}}{\frac{t_1 - t_0}{L_0}} = \frac{\Delta L}{\Delta T}. \quad (4)$$

Jis skaitine vertė lygus santykiniam pailgėjimui ($\Delta L/L_0$) temperatūrą pakelius vienu laipsniu (2 pav.).

Dėl matavimų paklaidos tik iš dviejų matavimų apskaičiuota dydžio vertė yra mažai patikima. Todėl α_v vertė nustatoma

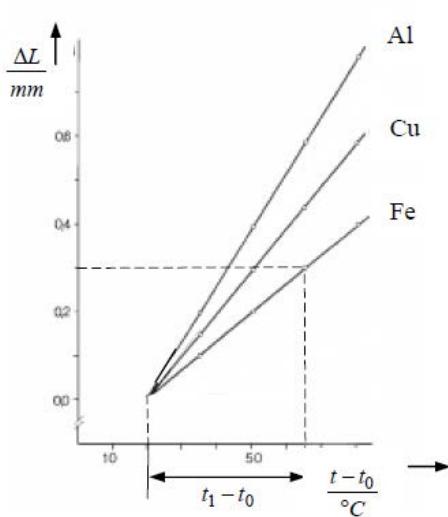
panaudojant eksperimentinę pailgėjimo $\Delta L = f(t - t_0)$ priklausomybę (3 pav.) Grafike pasirinkę galimai ilgesnę tiesinę atkarpa, nustatome ją atitinkančius dydžius ΔL_1 bei $(t_1 - t_0)$ ir apskaičiuojame α_v .

Iš formulės

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha_v} = \left| \frac{\Delta L_0}{L_0} \right| + \left| \frac{\Delta L_1}{L_1} \right| + \left| \frac{\Delta(t_1 - t_0)}{t_1 - t_0} \right| \quad (5)$$

įvertiname ribinę ilgėjimo koeficiente santykinę paklaidą.

3 pav.

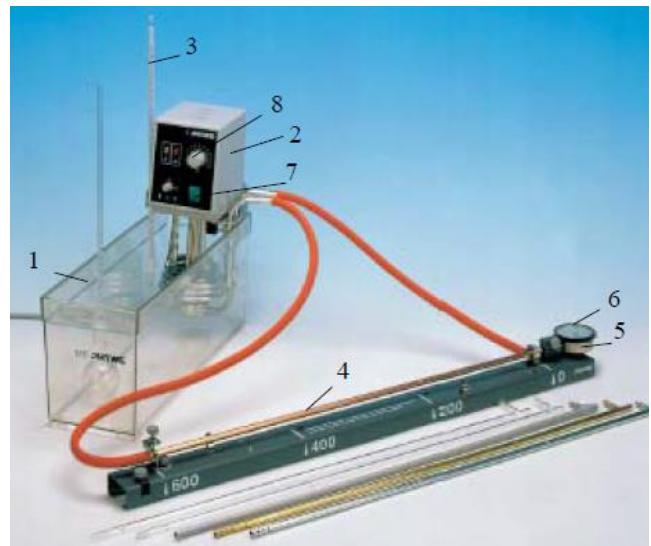


Darbo aprašymas

Matavimo aparatūrą (4 pav.) sudaro: 1 – vonelė su vandeniu; 2 – termostatas su vandens siurbliu; 3 – termometras, kuriuo matuojame pratekančio vandens temperatūrą; 4 – žinomo ilgio tiriamos medžiagos vamzdelis, kuris šildomas juo pratekančiu skysčiu; 5 – mikrometras.

Darbo eiga:

1. Užsirašome pradinį vamzdelio ilgį $L_0 = (600 \pm 1) \text{ mm}$. Atžymime pradinę vandens temperatūrą t_0 .
2. Išsiaiškiname mikrometrinio indikatoriaus 5 veikimą. Pasukame mikrometro kompensatorių 6 taip, kad ilgoji rodyklė sutaptų su apvalios skalės nuliu.
3. Ijungiamo termostato maitinimą, paspaudami jungiklį 7. Temperatūros reguliavimo rankenėlę 8 pastatome ties 30°C padala ir laukiame kol termometro 3 rodmenys nebekinta (apytikriai po 10 min).
4. Kai temperatūra nusistovi, atžymime mikrometrinio indikatoriaus rodmenį n ($n = \Delta L$). Duomenys surašomi į rezultatų lentelę.
5. Toliau didinam termostato temperatūrą (kas 5°C iki 70°C , t.y. kai termostato temperatūros reguliavimo rankenėlė bus padėtyse 35°C , 40°C , 45°C , 50°C , 55°C , 60°C , 65°C ir 70°C). Kiekvieną kartą, nusistovėjus temperatūrai, užsirašome termometro ir mikrometro parodymus.
6. Baigę matavimus, termostato temperatūros reguliavimo rankenėlę grąžiname į nulinę padėtį, išjungiamo termostatą.
7. Nubraižome medžiagos pailgėjimo nuo temperatūros $\Delta L = f(t - t_0)$ priklausomybės grafiką.
8. Iš grafiko pasirinktam temperatūros pokyčiu randame ΔL ir pagal (4) formulę apskaičiuojame vidutinį ilgėjimo koeficientą α_v . Pagal (5) formulę įvertiname ribinę ilgėjimo koeficiente santykinę paklaidą $\Delta\alpha/\alpha_v$.
9. Visi matavimų ir skaičiavimų duomenys surašomi į laboratorinio darbo rezultatų lentelę.



4 pav.

Kontroliniai klausimai

1. Ką parodo vidutinis ilgėjimo koeficientas?
2. Kodėl dauguma kietujų kūnų šildomi plečiasi?
3. Kodėl vidutinį ilgėjimo koeficientą tikslinė nustatyti iš $\Delta L = f(t - t_0)$ grafiko tiesinės dalies?

Literatūra

1. Tamašauskas A., Joneliūnas S. Fizikos laboratoriniai darbai. Kaunas: Technologija, 2005. 1 dalis P 59.
2. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. Vilnius: Mintis, 1970. T1. P 327.
3. Tamašauskas A., Joneliūnas S. Fizikos laboratoriniai darbai. Kaunas: Technologija, 2005. 1 dalis P 59.

KIETOJO KŪNO TEMPERATŪRINIO ILGĖJIMO KOEFICIENTO NUSTATYMAS

Eksperimento rezultatų duomenų lapas

Studento vardas, pavardė: _____

Grupė: _____

Data: _____

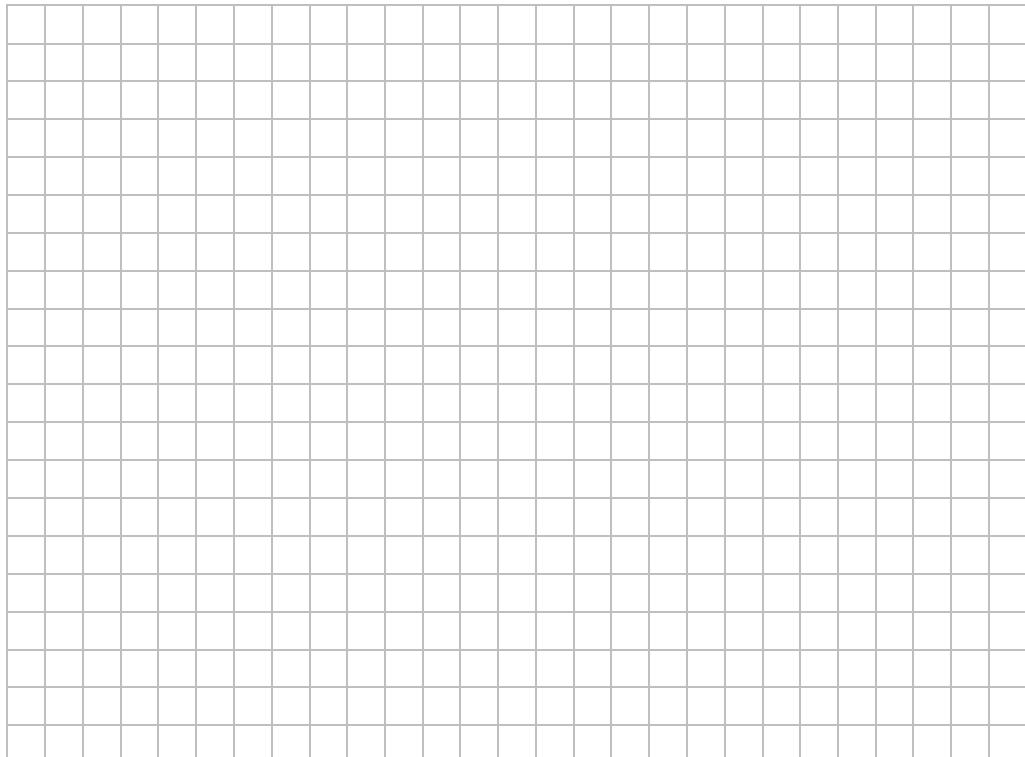
Dėstytojas: _____

Parašas: _____

1 Lentelė.

$L_0 = \dots \text{ mm}; t_0 = \dots \text{ }^{\circ}\text{C}$			Skaičiavimai
$t, \text{ }^{\circ}\text{C}$	$t - t_0, \text{ }^{\circ}\text{C}$	$\Delta L, \text{ mm}$	
			$\Delta L = \dots \text{ ;}$
			$t_1 - t_0 = \dots \text{ ;}$
			$\alpha_v = \frac{\Delta L}{L_0(t_1 - t_0)} = \dots$
			$\dots \text{ }(\text{K}^{-1})$
			$\Delta\alpha_v = \left \frac{\Delta L_0}{L_0} \right + \left \frac{\Delta L_1}{L_1} \right + \left \frac{\Delta(t_1 - t_0)}{t_1 - t_0} \right = \dots$
			\dots

$$\Delta L = f(t - t_0)$$

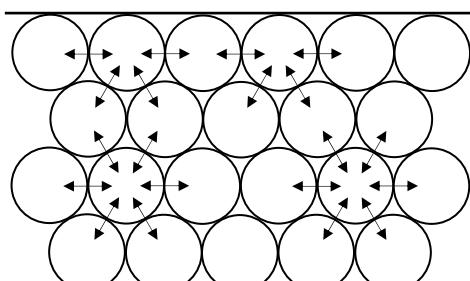


SKYSČIO PAVIRŠIAUS ĮTEMPTIES KOEFICIENTO PRIKLAUSOMYBĖS NUO TEMPERATŪROS TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti, kaip priklauso vandens paviršiaus įtempties koeficientas nuo temperatūros.

Teorinio pasirengimo klausimai. Molekulinės jėgos. Molekulės veikimo siekis. Paviršiaus energija. Paviršiaus įtempties koeficientas ir jo priklausomybė nuo temperatūros.

Teorinė dalis. Skysčio molekulės traukia viena kitą tam tikra jėga. Skysčio viduje esančią molekulę gretimos molekulės veikia iš visų pusų vienodai, todėl šių traukos jėgų veikimas atsisveria.



1 pav.

Paviršiaus sluoksnio molekulės yra kitokiame būvyje: jas veikia tik gretimos šoninės ir apatinės molekulės. Taigi visas skysčio paviršiaus molekules skysčio vidun nukreiptos traukos jėgos. Šios jėgos tepasireiškia tik labai ploname skysčio paviršiaus sluoksnje, kurio storis lygus molekulės veikimo sferos spinduliui. Perkeldami molekulę iš skysčio vidaus į jo paviršių, turime nugalėti tas traukos jėgas, taigi turime atlikti darbą. Dėl to skysčio paviršius turi tam tikrą potencinę energiją, proporcingą paviršiaus plotui. Šią energiją vadiname *paviršiaus energija*. Jeigu, perkeliant į paviršių vieną molekulę, reikia atlikti darbą w , o paviršiaus ploto vienetė yra n molekulių, tai

paviršiaus ploto elemente ΔS bus sukaupta energija

$$\Delta W = w n \cdot \Delta S = \sigma \cdot \Delta S .$$

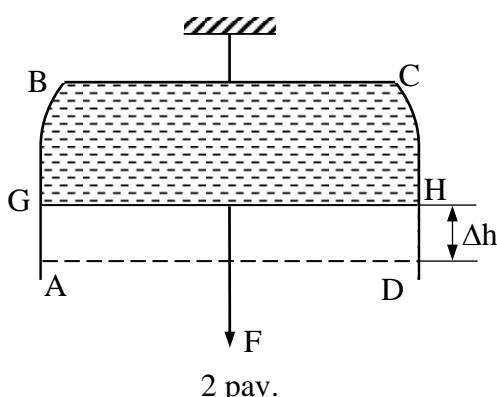
Dydį $wn = \sigma$ vadiname *paviršiaus įtempties koeficientu*;

$$\sigma = \frac{\Delta W}{\Delta S}, \quad \frac{J}{m^2} . \quad (1)$$

Paviršiaus įtempties koeficientas išreiškia darbą, kurį reikia atlikti, norint padidinti skysčio paviršių vienu ploto vienetu.

Apskritai, bet kuri termodinaminė sistema yra pastovioje pusiausvyroje, kai jos energija yra mažiausia. Todėl skystis, išorinių jėgų neveikiamas, igauna tokią formą, kad jo paviršius būtų mažiausias. Iš visų geometrinių kūnų, esant tam pačiam tūriui, mažiausią paviršių turi rutulys, todėl skysčio masė visada stengiasi įgauti rutulio formą. Toks molekulių jėgų veikimas, dėl kurio skysčis

igauna rutulio formą, yra panašus į jėgas, kurios veiktu, jeigu skysčio paviršius būtų įtempta plėvelė, besistengianti susitraukti. Todėl visus reiškinius, kuriuos sukelia ypatingas skysčio paviršiuje esančių molekulių būvis, galima paaiškinti, nagrinėjant tokios įtemptos plėvelės veikimą. Išnagrinėkime tokį pavyzdį. Sulenkę plonos vielos rėmelį BCHG, uždedame ploną ilgio l slankiojamą vielelę GH (2 pav.). Pamirkę vielelių keturkampį muilo tirpale, rėmelį pakabinkime už kilpelės. Norint ištemptą plėvelę išlaikyti pusiausvyroje, jos ribos liniją GH reikia veikti tam tikrą jėga F paviršiaus liestinės kryptimi. Ji atsvers jėgas, kurios stengiasi mažinti



2 pav.

plėvelės paviršių. Pastarosios vadinamos *paviršiaus įtempties jėgomis*. Suraskime darbą, kurį reikia atlikti plėvelės plotui padidinti ΔS . Tuo tikslu, veikdami jėga F, paslinkime vielelę GH nuotoliu Δh . Atliktasis darbas

$$A = F \cdot \Delta h .$$

Pasinaudoję lygtimi (1), turėsime:

$$\sigma \cdot \Delta S = F \cdot \Delta h ,$$

nes $A = \Delta W$. Kadangi $\Delta S = 2GH \cdot \Delta l$, tai iš pastarosios lygties surandame σ :

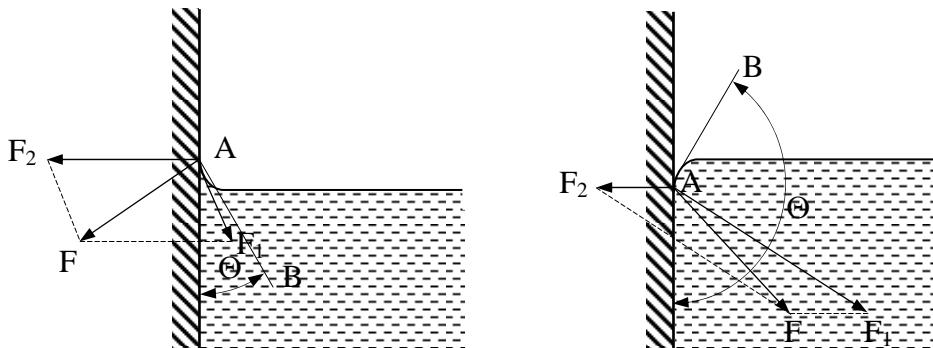
$$\sigma = \frac{F}{2GH} = \frac{F}{l}, \quad \frac{N}{m}. \quad (2)$$

Taigi paviršiaus įtempties koeficientą galime nusakyti ir taip: *paviršiaus įtempties koeficientas išreiškia jėgą, veikiančią paviršiaus ilgio vienetą paviršiaus liestinės kryptimi.*

Paviršiaus įtempties koeficientas priklauso nuo temperatūros: temperatūrai kylant, jis mažėja. Skysčio temperatūrai artėjant prie krizinės, paviršiaus įtempties koeficientas artėja prie nulio.

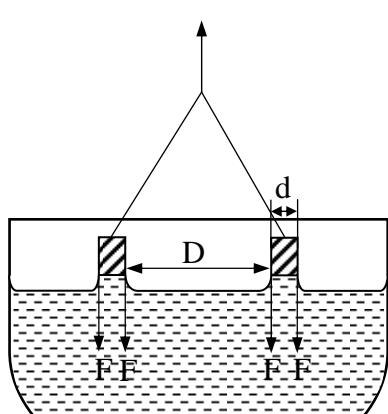
Paviršiaus įtempties koeficientas taip pat priklauso ir nuo priemaišų. Sumaišius du skysčius, mišinio paviršiuje yra daugiau molekulių to skysčio, kurio paviršiaus įtempties koeficientas mažesnis, nes tuomet mišinio paviršiaus energija yra mažiausia.

Kūnų drėkinimas priklauso nuo jėgų, kurios veikia tarp paties skysčio molekulių ir skysčio bei kietujų kūnų molekulių. Jei skysčio tarpmolekulinės sąveikos jėgos yra didesnės, negu skysčio ir kietojo kūno molekulių sąveikos jėgos, tai skystis šio kūno nedrėkina. Ir atvirkščiai, jei skysčio



3 pav.

tarpmolekulinės sąveikos jėgos yra mažesnės, negu skysčio ir kietojo kūno molekulių sąveikos jėgos, tai skystis kūną drėkina.



4 pav.

Panagrinėsime jėgas, kurios veikia skysčio molekulę, esančią ties kietojo kūno paviršiumi. Kūnų drėkinančio skysčio molekulę aplinkinės skysčio molekulės veikia atstojamaja jėga F_1 (3 pav.), nukreipta skysčio vidų. Kietojo kūno molekulių atstojamoji traukos jėga F_2 veikia statmenai kietojo kūno paviršiui ir yra didesnė už F_1 . Atstojamoji jėga F veikia skysčio molekulę kietojo kūno kryptimi. Kadangi skysčio paviršius visada yra statmenas atstojamajai jėgai, tai riboje su kietuoju kūnu jis yra truputį pakilęs.

Tuo atveju, kai skystis kūno nedrėkina, jėga $F_1 > F_2$ ir atstojamoji jėga F yra nukreipta į skysčio vidų. Skysčio paviršius riboje su kietuoju kūnu yra truputį nusileidęs.

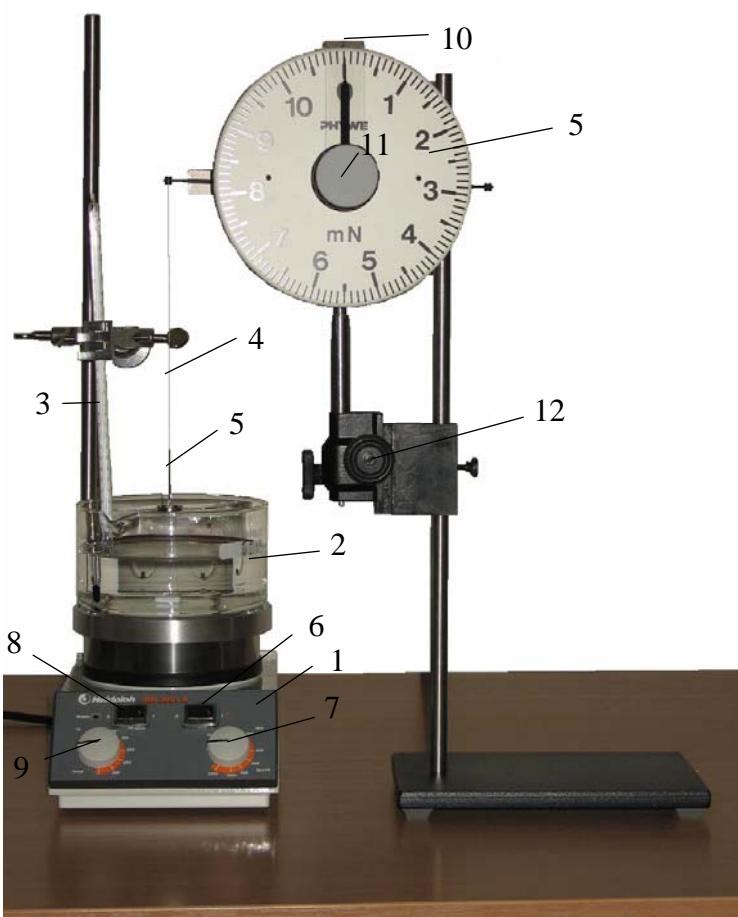
Apie drėkinimą ir nedrėkinimą galima spręsti iš kampo Θ , kurį sudaro kūno paviršius su skysčio paviršiaus liestine AB, išvesta iš skysčio kūno lietimosi taško A. Šis kampus vadinamas *kraštiniu kampu*. Jei $\Theta < 90^\circ$, tai skystis kūną drėkina, o jei $\Theta > 90^\circ$ -nedrėkina.

Jeigu vandens paviršių liečia žiedelis, tai lietimosi linijos ilgis bus lygus $(\pi D + \pi D_1)$, čia D išorinis diametras ir D_1 vidinis diametras.

$$D_1 = D - 2d, \quad (3)$$

čia d žiedo storis. Taigi skysčio paviršinės įtempties koeficientas apskaičiuojamas taip:

$$\sigma = \frac{F}{2\pi(D - d)}. \quad (4)$$



5 pav.

Darbo aprašymas. Darbe naudojamas įrenginys, pavaizduotas 5 pav. Indas 2 su vandeniu pastatytas ant krosnelės 1. Vandens temperatūrą matuojame termometru 3. Siūlas 4 su žiedeliu 5 pakabintas ant jautraus dinamometro 5. Į indą su vandeniu patalpintas magnetinis maišiklis, kurį įjungiamo jungikliu 6 ir sukimosi dažnį reguliuojame rankenėle 7. Krosnelę į tinklą įjungiamo jungikliu 8 ir temperatūrą reguliuojame rankenėle 9. Atliekant matavimą, maišiklio sukimosi dažnį sumažiname iki nulio ir palaukiame, kol nusistovės lygus vandens paviršius.

Darbo eiga.

- Pradžioje išmatuojame kambario temperatūros vandens įtempties koeficientą. Sukdami rankenėlę dinamometro rodyklę 11 pastatome į nulinę padėtį. Lėtai ir nenaudodami jėgos pasukame kompensatorių 10 dinamometro užpakalinėje pusėje ir išlyginame pusiausvyrą. Sukdami rankenėlę 12 leidžiame siūlelį 5 žemyn ir nustatome, kad žiedelis vos liestų skysčio paviršių. Iš lėto sukame dinamometro rodyklę 11 kol

- žiedelis atitruks nuo skysčio. Randame jėgą F ir pagal (4) formulę paskaičiuojame σ .
- Įjungiamo elektros krosnelę, paspausdami mygtuką 8, ir rankenėlę 9 pasukame iki 40°C . Dinamometro rodyklę pasukame į nulinę padėtį, išlyginame pusiausvyrą (10 rankenėlė) ir išmatuojame jėgas anksčiau aprašytu metodu esant 30°C , 40°C , 50°C , 60°C . Paskaičiuojame paviršiaus įtempties koeficientą (4 formulė), esant skirtingoms temperatūroms ir brėžiame grafiką $\sigma = f(t)$. Matavimo bei skaičiavimo rezultatus surašome į lentelę.

$t_i, \text{ } ^\circ\text{C}$	30	40	50	60	70
$\sigma, \text{ J/m}^2$					

Duomenys skaičiavimui: D=20 mm
d=0,5 mm

Kontroliniai klausima

- Skysčio paviršiaus įtempties koeficiente fizikine prasmė.
- Kada skystis kietajį kūną drékina, o kada ne?
- Kam lygus krizinės temperatūros skysčio paviršiaus įtempties koeficientas?
- Kaip priklauso skysčio paviršiaus įtempties koeficientas nuo temperatūros.

Literatūra

- Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. - Vilnius: Mokslas, 1989. - T.2. - P.142 - 148.
- Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. - Vilnius: Mintis, 1975. - T.3. - P. 101 - 108.

**VANDENS TANKIO ρ PRIKLAUSOMYBĖS NUO TEMPERATŪROS
LENTELĖ**

$t, ^\circ\text{C}$	8	9	10	11	12	13	14
$\rho, \text{kg/m}^3$	999,88	999,81	999,73	999,63	999,52	999,40	999,27
$t, ^\circ\text{C}$	15	16	17	18	19	20	21
$\rho, \text{kg/m}^3$	999,13	998,97	998,80	998,62	998,43	998,23	998,02
$t, ^\circ\text{C}$	22	23	24	25	26	27	28
$\rho, \text{kg/m}^3$	997,80	997,56	997,32	997,07	996,81	996,54	996,26

22. SKYSTŲ TIRPALŲ PAVIRŠINĖS ĮTEMPTIES KOEFICIENTO PRIKLAUSOMYBĖS NUO KONCENTRACIJOS TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti, kaip priklauso vandens paviršinės įtempties koeficientas nuo jame ištirpinto alkoholio koncentracijos.

Teorinio pasirengimo klausimai. Molekulinės jėgos. Molekulės veikimo spindulys. Paviršinė energija. Paviršinės įtempties koeficientas. Laplaso formulė. Kapiliariniai reiškiniai.

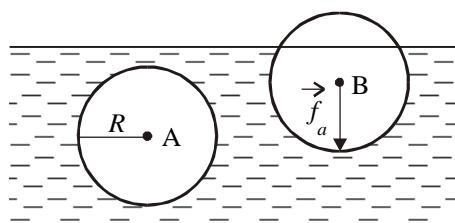
Teorinė dalis. Skysčio molekulės yra arti viena kitos, todėl tarp jų veikia gana didelės molekulinės jėgos. Didėjant atstumui, molekulinės jėgos sparčiai mažėja. Kai šis atstumas didesnis už vadinamąjį *molekulinio veikimo sferos spindulį* $R \approx 10^{-9}$ m, į jas jau nekreipiama dėmesio. Kiekviena skysčio molekulė, kuri nutolusi nuo laisvojo paviršiaus atstumu, didesniu už R (1 pav.), yra iš visų pusų maždaug vienodai apsupta kitų to skysčio molekulių, ir todėl ją veikianti tų molekulių atstojamoji jėga $\vec{f}_a = 0$ (molekulė A). Kitaip yra molekulei B, esančiai nuo skysčio paviršiaus atstumu, mažesniu už R . Kai virš skysčio paviršiaus yra oras, tuomet ją veikianti jėga \vec{f}_a yra nukreipta į skysčio vidų. Kaip tik dėl to kiekviena skysčio molekulė, pereidama iš skysčio gilumos į jo paviršių, atlieka darbą. Ši darbą atlikti gali tik molekulė, turinti pakankamą kinetinės energijos kiekį. Atlikto darbo didumu padidėja molekulės potencinė energija. Todėl kiekviena paviršinio skysčio sluoksnio molekulė, giluminių atžvilgiu, turi potencinės energijos *perteklių*. Šią paviršinio sluoksnio perteklinę energiją W_p vadiname *paviršine*. Ji tiesiog proporcinga skysčio paviršiaus plotui S , t.y.

$$W_p = \sigma S . \quad (1)$$

Kaip žinome, kiekvieno kūno pastoviąją būseną atitinka minimali potencinė energija, todėl skysčio laisvajame paviršiuje veikia jam lygiagrečios jėgos, kurios stengiasi sumažinti paviršiaus plotą S , taip pat ir paviršinę energiją W_p . Šios jėgos vadinamos *paviršinės įtempties jėgomis*. Dydis

$$\sigma = \frac{W_p}{S}, \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \quad (1a)$$

vadinamas *paviršinės įtempties koeficientu*. Jis skaitine vertė lygus *paviršiaus ploto vieneto paviršinei energijai* ir priklauso nuo skysčio prigimties, temperatūros bei ištirpintų medžiagų. Alkoholis, eteris, muilas ir daugelis kitų organinių medžiagų vandens paviršinę įtemptį mažina, o ištirpinta valgomoji druska – didina. Dėl molekulinių sąveikos jėgų (1 pav.), be



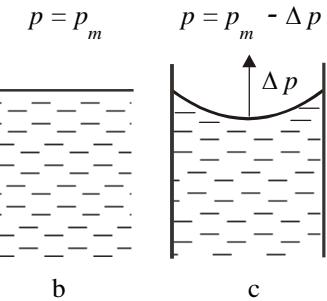
1 pav.

paviršinės įtempties, dar turime skysčio paviršiaus slėgį p_m , kuriuo paviršiaus sluoksnis slegia visą skystį. Šis slėgis priklauso nuo skysčio prigimties ir jo paviršiaus kreivumo. Iš patirties žinome, kad kapiliarą nedrėkinančio skysčio meniskas *išgaubtas* (2 pav., a), o drėkinančio – *igaubtas* (2 pav., c). 2 paveiksle dydžiu p pažymėtas skysčio paviršiaus bendras slėgis.

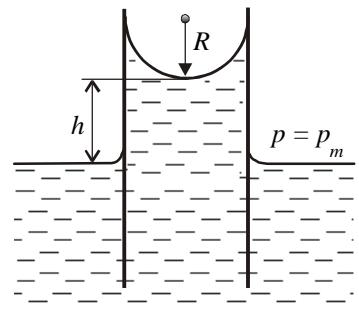
Laplasas įrodė, kad, dėl skysčio paviršinės įtempties jėgų kreivas skysčio paviršiaus sluoksnis, plokščiojo atžvilgiu, skystį veikia papildomu slėgiu Δp , kuris nukreiptas *paviršiaus kreivumo centro link* (2 pav.). Pagal Laplasą, spindulio R skysčio sferinio paviršiaus papildomas slėgis (3 pav.) išreiškiamas taip:

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{R} . \quad (2)$$

Papildomas slėgis labai svarbus kapiliariniams reiškiniams. Skysčiui kapiliarą drėkinant, susidaro *igaubtas* meniskas, ir po juo slėgis dydžiu Δp sumažėja. Dėl to skystis kapiliaru *pakyla* tiek, kad susidariusio skysčio stulpelio *hidrostatinis slėgis* ρgh kompensuotų papildomajį slėgi, t.y.



2 pav.



3 pav.

Kai skystis kapiliarą gerai drėkina, jo menisko kreivumo spindulys R yra lygus kapiliaro spinduliu r . Tuomet šią lygtį patogu naudoti skysčio paviršinės įtempties koeficientui nustatyti.

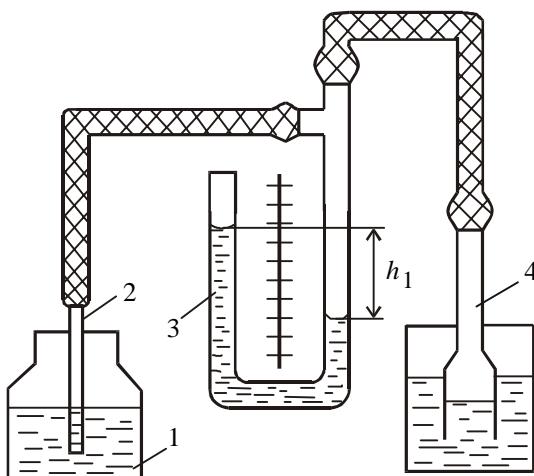
Darbo aprašymas. Darbe nagrinėjamas įrenginys pavaizduotas 4 paveiksle. I inde 1 įpiltą tiriamajį skystį įleidus kapiliarą 2, guminiu vamzdeliu sujungtą su manometru 3, drėkinantis skystis kapiliaru pakyla aukštyn. I vandenį panardinus gaubtą 4, susidaro slėgis, kuris veikia kapiliarą ir skysčio manometrą. Kai kapiliaro galas yra skysčio paviršiniame sluoksnyje, ši slėgis didiname, nardindami gaubtą tol, kol pasirodo burbuliukai, priešingu atveju gaubtą nardiname tol, kol meniskas kapiliare nuslūgsta iki skysčio paviršiaus lygio inde 1. Taip susidaręs slėgis išmatuojamas manometru ir išreiškiamas taip:

$$p = \rho_1 g h_1 ; \quad (3a)$$

čia ρ_1 – manometrinio skysčio tankis ir h_1 – skysčio lygių manometro šakose skirtumas. Šis slėgis kompensuoja kapiliare susidariusį Laplaso slėgi, t.y. $\rho_1 g h_1 = 2\sigma/r$. Iš čia išplaukia

$$\sigma = 0,5 \rho_1 g \cdot r h_1 . \quad (4)$$

1. Matavimus pradedame su distiliuotu vandeniu. Iš jį panardinę kapiliarą ir aprašytu būdu sudarę kompensuojantį slėgi, išmatuojame h_1 . Matavimą pakartojė keletą kartų, apskaičiuojame dydžio h_1 aritmetinį vidurkį $\langle h \rangle$ bei įvertiname jo nustatymo ribinę paklaidą Δh_1 . Iš lentelių nustatė kambario temperatūros manometrinio skysčio tankį ρ_1 , apskaičiuojame σ .



4 pav.

2. Aprašytu būdu nustatome alkoholio įvairių koncentracijų tirpalų σ , brėžiame grafiką $\sigma = f(z)$ ir iš jo nustatome nežinomą tirpalo koncentraciją z_x . Matavimų ir skaičiavimų rezultatus patogu surašyti lentelėje. Prieš nardinant kapiliarą į tirpalą, jį reikia nusausinti, o panardinus – praplauti tiriamajame tirpale (t.y. panardinus jį į tirpalą, gaubtą 4 nardinti tol, kol iš kapilio pradės veržtis oro burbuliukai).

$z, \%$	0	10	...	z_x
$\langle h \rangle$...	
$\sigma, \text{J/m}^2$...	

3. Pasirinktai tirpalo koncentracijai įvertiname ribinę dydžio σ nustatymo paklaidą

$$\Delta \sigma = \pm \sigma \left(\frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta h_1}{h_1} + \frac{\Delta \rho_1}{\rho_1} + \frac{\Delta g}{g} \right).$$

Kontroliniai klausimai

1. Kam lygus skysčio paviršinės įtempties koeficientas kritinėje temperatūroje ?
2. Kada skystis kietą kūną drékina, o kada ne ?
3. Kokia skysčio elgsena kapiliaruose, kurių paviršiaus jis nedrékina ?
4. Ar kapiliarais vadinami tik siauri apvalūs vamzdeliai ?
5. Kodėl stulpelio aukštį h_i matuojame keletą kartų ir skaičiuojame aritmetinį vidurkį ?

SKYSČIU TANKIO MATAVIMAS

Darbo užduotis. Svērimo būdu nustatyti tirpalų tūrinį tankį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Kūno masė. Kūno sunkis. Kūno svoris. Archimedo jėga ir jos įtaka svērimo rezultatui.

Teorinė dalis. Kūno masė nusako jo savybę – *inertiškumą* slenkamajame judėjime ir yra kūno *inertiškumo bei kūnų gravitacinės sąveikos matas*. SI masės vienetas kilogramas (kg). Makroskopinių kūnų masė tiesiogiai susieta su kūno *medžiagos kiekiu*, kuris priklauso nuo kūnų sudarančių molekulių skaičiaus. SI medžiagos vienetas yra molis (mol).

Kūno *sunkis* tiksliai apibrėžtoje atskaitos sistemoje yra jėga, kuri, veikdama kūną, suteiks jam pagreitį, lygū vietiniam laisvojo kritimo pagreičiui toje atskaitos sistemoje. SI sunkio vienetas yra niutonas (N). Jėga, kuria kūnas dėl Žemės traukos veikia atramą ar pakabą, vadinama *kūno svoriu*. SI svorio vienetas yra niutonas (N). Kūnui esant reliatyvioje rimtyje ar judant tiesiai ir tolygiai jo svoris moduli ir kryptimi sutampa su sunkiu, skiriasi tik šių jėgų pridėties taškas. Sunkio jėgos veikiamas laisvai krintantis kūnas neturi nei atramos, nei pakabos, todėl yra *besvoris*.

Kai kūno tūryje dV esančios medžiagos masė dm , tuomet *masės tankiu* (toliau *tankis*) vadiname dydį

$$\rho = \frac{dm}{dV} . \quad (1)$$

Vienalyčio kietojo, skysto ar dujinio kūno tankis užrašomas taip:

$$\rho = \frac{dm}{dV} . \quad (2)$$

Tūrio V ir tankio ρ kietojo kūno sunkis kai gravitacinis laukas laikytinas vienalyčiu

$$F = mg = \rho V g ; \quad (3)$$

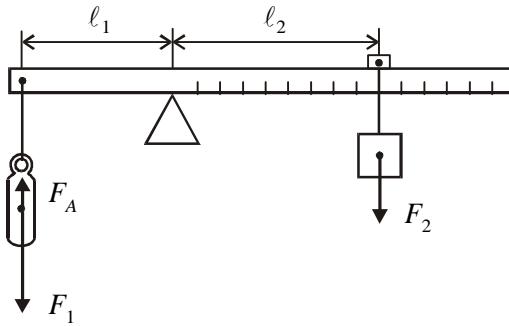
čia m – to kūno masė. Ši kūnų panardinus į tankio ρ' skystį ar dujas, pagal Archimedo dėsnį ji veiks aukštyn nukreipta Archimedo jėga F_A . Ji lygi išstumto skysčio ar išstumtų garų sunkiui:

$$F_A = m'g = \rho' V g ; \quad (4)$$

čia V – išstumto skysčio ar dujų tūris sutampa su išstumiančio kūno tūriu. Archimedo jėgos ir sunkio santykis

$$\frac{F_A}{F} = \frac{\rho'}{\rho} . \quad (5)$$

Skysčių ρ' yra tos pačios eilės dydis, kaip ir kietujų kūnų tankis ρ , o atmosferiniame slėgyje esančių dujų – $\rho' \ll \rho$, todėl kietajį kūną nardinant į skystį visada būtina atsižvelgti į Archimedo jėgą. I tai, kad sveriant atmosferoje kūnas yra „panardintas” į dujas, ne itin tiksliuose skaičiavimuose neatsižvelgiama. Skysčio tankį matuosime specialiomis Moro svarstyklėmis. Tai svirtinės svarstyklės (1 pav.).



1 pav.

Ant ilgio ℓ_1 kairiojo peties pakabinamas sunkio F_1 etaloninis kūnas (jo tūri ir masę žinome). Jis panardinamas į tiriamajį skystį. Ši pasvara žemyn veikia jėgų atstojamoji

$$F = F_1 - F_A . \quad (6)$$

Svarstyklės bus pusiausvyroje, jei ant dešiniojo peties pakabinsime tokį svarelį, kurio sunkis F_2 atsvers atstojamosios F veikimą. Pusiausvyros atveju

$$F \cdot \ell_1 = F_2 \cdot \ell_2 , \quad (7)$$

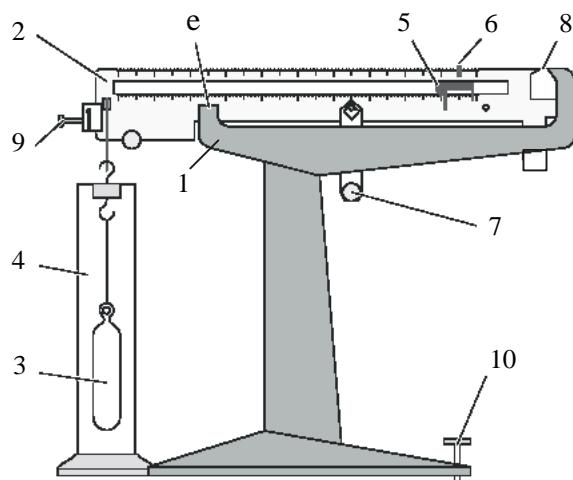
arba, atsižvelgiant į (6) ir (4),

$$(F_1 - \rho' V g) \ell_1 = F_2 \ell_2 . \quad (8)$$

Šioje lygtje nežinomasis yra tik tiriamojo skysčio tankis ρ' . Dydžiai F_1 , ℓ_1 , V ir ant dešiniojo peties uždėtas F_2 sunkio svarelis yra prietaiso pastoviosios. Svarstyklų pusiausvyrą atstatome tik tinkamai parinkdami sunkio jėgos F_2 petį ℓ_2 . Esant skirtingoms tiriamojo skysčio tankio ρ' vertėms Archimedo jėga skirtingo didumo, todėl pusiausvyrą atitiks skirtingos ℓ_2 vertės. Todėl svarstyklų svirties skalę patogu sugraduoti ne ilgio, o tankio vienetais (g/cm^3). Kad matavimai būtų tikslesni, darbe naudojamos svarstyklės su dviem svareliais. Pusiausvyrą gausime tinkamai parinkdami kiekvieno jų sunkio jėgos petį. Tuomet tiriamojo skysčio tankis lygus jų rodmenų sumai.

Darbo aprašymas. Darbe naudojamos Moro svarstyklės pavaizduotos 2 paveiksle. Ant stovo 1 taške e remiasi svirtis 2. Ant kairiojo jos peties pakabintas etaloninis pasvaras 3, kuris

panardinamas į tiriamajį skystį 4. Ant dešiniojo svarstyklių svirties peties yra du slankūs svareliai, kurių padėtis svirtyje esančių skalių atžvilgiu nusako tiriamojo skysčio tankį: 5-ojo svarelio padėties salygojama vertė tankio skalėje $0,00 \div 1,00 \text{ g/cm}^3$, 6-ojo – $0,0000 \div 0,010 \text{ g/cm}^3$. Kai matuojamas skysčio tankis mažesnis už 1 g/cm^3 , ant šio peties pakabinamas papildomas svarelis 7. Svarstyklių pusiausvyra fiksuojama pagal rodyklių 8 sutapimą. Prieš bandymą, esant sausam pasvarui 3, svarstyklių pusiausvyra nustatoma naudojant balanso korektorių 9 bei reguliatorių 10. Laboratorijoje svarstyklės pastatytos ant keičiamo aukščio staliuko. Jas pakėlus galima pakeisti indą su tiriamuoju skysčiu.



2 pav.

1. Nustatome svarstyklių pusiausvyros padėti. Tam pakabiname švarą ir sausą pasvarą (prireikus nusausinamas sugeriamuoju popieriumi). Slankius svarelius 5 ir 6 perstumiami į nulines padėtis. Ant svirties pakabiname svarelį 7. Sukdami svarstyklių balanso korektorių 9, pasiekiami rodyklių 8 vienodą aukštį (pusiausvyros padėti).

2. Išmatuojame distiliuoto vandens tankį. Tam pakėlę staleli, ant kurio stovi svarstyklės, į viršutinę padėti po pasvaru 3 pastatome indą su distiliuotu vandeniu. Sukdami staliuko po svarstyklėmis aukščio reguliatorių pasvarą visiškai panardiname vandenye. Tai darydami žiūrime, kad panirės pasvaras neliestų indo sienelių ir ant jo paviršiaus neliktų prikibusių oro burbuliukų. Tiksliai matujant temperatūra svērimo metu turi ženkliai nepakisti.

3. Esant svareliams 5 ir 6 ties nulinėmis padalomis nuo svirties atsargiai nukabiname papildomą svarelį 7. Jei svirties rodyklė 8 kyla aukštyn, svarelį grąžiname į pradinę padėtį, jei rodyklė krypsta žemyn, šį svarelį paliekame nukabintą.

4. Pradžioje slankiodami svarelį 5, o po to 6, pasiekiame svarstyklių pusiausvyrą. Svarelius 5 ir 6 kreipiančiosiose esančiose skalėse atskaitome tankį gramais kubiniame centimetre ir atskaitytas vertes sumuojame. Jei svarelis 7 buvo nukabintas, prie gautojo rezultato dar pridedame 1 g/cm^3 . Aprašytu būdu nustatyta distiliuoto vandens tankį sugretiname su šio aprašymo pabaigoje pateiktoje lentelėje nurodytu tankiu, atitinkančiu eksperimento temperatūrą. Jei išmatuotas tankis skiriasi nuo teorinio, tai skirtumą $\rho_{teor} - \rho_{eksp}$ su algebriniu jo ženklu pridedame prie išmatuotų tankio verčių.

5. Iš vandens iškélę pasvarą atsargiai nusausiname sugeriamuoju popieriumi, po pasvaru pastatome stiklinę su tiriamuoju skysčiu ir 4 punkte nurodytu būdu išmatuojame jo tankį.

6. Tokius pat matavimus atliekame su visais kitais skirtingos koncentracijos tirpalais.

Pastabos. 1) Po kiekvieno matavimo pasvarą nusausiname. 2). Rekomenduojama matuoti tirpalo koncentracijos didėjimo tvarka.

7. Brėžiame tirpalo tankio priklausomybės nuo koncentracijos grafiką.

8. Baigę sverti svarelius 5 ir 6 paliekame ties „0“ padalomis.

Kontroliniai klausimai

- Paaiškinkite masės, sunkio, svorio, medžiagos kiekio sąvokas ir kuo šie dydžiai susiję.
- Ką vadiname kūno tankiu?
- Suformuluokite Archimedo dėsnį.
- Kodėl nekreipiame dėmesio į Archimedo jėgą, veikiančią svarelius ant dešinės (2 pav.) svarstyklių svirties?
- Ar veiks Archimedo jėga skystyje panardintą kūną, besvorės būsenos sąlygomis?
- Kodėl ir kaip kūno tankis priklauso nuo temperatūros ?

1 priedas

Distiliuoto vandens tankio priklausomybė nuo temperatūros

$t, {}^\circ\text{C}$	$\rho, \text{g}/\text{cm}^3$	$t, {}^\circ\text{C}$	$\rho, \text{g}/\text{cm}^3$
15	0,999099	23	0,997540
16	0,998943	24	0,997299
17	0,998775	25	0,997047
18	0,998596	26	0,996785
19	0,998406	27	0,996515
20	0,998205	28	0,996235
21	0,997994	29	0,995946
22	0,997772	30	0,995649

DUJU TANKIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Susipažinti su oro (dujų) molio masės ir tankio vienu iš nustatymo būdų.

Teorinio pasirengimo klausimai. Atominės masės vienetas. Molekulinė masė. Molio masė. Masės tūrinis tankis. Klapeirono lygtis. Archimedo jėga.

Teorinė dalis. Daugumos dujų atomo (molekulės) masė yra 10^{-27} g eilės. Toki mažą dydį patogu išreikšti *atominių masės vienetas*. Vienas atominės masės vienetas yra lygus $1,660540 \cdot 10^{-27}$ kg. Juo vadiname anglies izotopo $^{12}_{\text{C}}$ atomo $1/12$ masės dalį. Šių vienetų kiekiu išreikšta atomo (molekulės) masė vadina *santykine atomine (molekuline) mase* arba dar *atominiu (molekuliniu) svoriu*. Tai yra bevardis dydis, lygus molekulės vidutinės masės ir $^{12}_{\text{C}}$ atomo masės $1/12$ dalies santykiui.

Molis – SI pagrindinis medžiagos kiekio vienetas. Jį sudaro $6,022 \cdot 10^{23}$ vienodų dalelių (molekulių, jonų, atomų) skaičius ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ – Avogadro skaičius).

Molio masė yra cheminio elemento ar junginio 1 molio masė, išreikšta gramais. Skaitmeniškai ji lygi santykinei molekulinei masei. Pavyzdžiu, deguonies (O_2) santykinė molekulinė masė yra ≈ 32 , todėl jo molinė masė $M = 32$ g/mol.

Žemutiniame oro sluoksnyje yra apie 78% azoto N_2 ($M = 28$ g/mol), 21% deguonies O_2 ($M = 32$ g/mol). Be to, ore yra anglies dioksido, vandens garų, inertinių dujų. Kitų komponentų yra labai nedaug (mažiau kaip $5 \cdot 10^{-4}\%$). Taigi mes nustatinėsime dujų mišinio efektinę (ekvivalentinę) molio masę, kuria apibūdintume įsivaizduojamas vienarūšes dujas, kad mūsų eksperimento rezultatai būtų tokie kaip ir su oro dujomis.

Kai kūno tūryje dV esančios medžiagos masė yra dm , tuomet jo masės tankiu vadiname dydži

$$\rho = \frac{dm}{dV} . \quad (1)$$

Vienalyčio kūno masės tankio formulė (1) baigtiniams dydžiams m ir V užrašoma taip:

$$\rho = \frac{m}{V} . \quad (2)$$

Žinant vienalyčių dujų pusiausvyrinę būseną aprašančius termodinaminius parametrus, nesunku apskaičiuoti dujų tankį. Tam Klapeirono lygti

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (3)$$

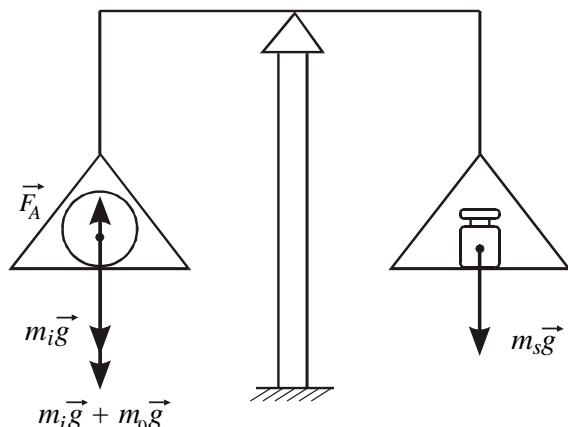
perrašome taip:

$$\frac{m}{V} = \rho = \frac{pM}{RT} ; \quad (4)$$

čia m – dujų masė, M – jų molio masė, R – universalioji dujų konstanta ($R=8,314 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$), V – užimamas tūris, p – slėgis, T – absoliutinė temperatūra.

Taigi, žinodami dujų slėgi, temperatūrą ir molio masę, galime apskaičiuoti ir jų tankį.

Oro molio masei nustatyti nagrinėsime indo su dujomis svērimą svirtinėmis svarstyklėmis, kurių pečiai yra vienodi (1 pav.). Nors eksperimentuosime su kiek kitokiomis svarstyklėmis, joms čia atlikta analizė pakankamai gerai tiks.



1 pav.

Svirtis (1 pav.) bus pusiausvyroje, kai kiekvieną jos petį žemyn veiks vienodo dydžio jėgų atstojamoji. Kairijį petį žemyn veiks masės m_i indo sunkis $m_i \vec{g}$ ir masės m_0 inde esančio oro sunkis $m_0 \vec{g}$. Šias jėgas mažins indą aukštyn veikianti Archimedo jėga \vec{F}_A . Ji savo moduliu lygi indo išstumto oro sunkui. Dešinijį petį žemyn veiks masės m_s svarelių sunkis $m_s \vec{g}$. Dėl svarelių didelio tankio lyginant su oro tankiu juos veikianti Archimedo jėga yra maža, todėl į ją nekreipsime dėmesio. Taigi svirties pusiausvyros atveju galioja lygybė

$$m_i g + m_0 g - F_A = m_s g . \quad (5)$$

Indo sunkio ir Archimedo jėgos eliminavimui bandymą atliksime esant dviem skirtingoms oro slėgio p_1 ir p_2 vertėms tai pačiai oro temperatūrai T . Svirties pusiausvyrai gauname lygčių sistemą

$$\begin{aligned} m_i g + m_{01} g - F_A &= m_{s1} g \\ m_i g + m_{02} g - F_A &= m_{s2} g ; \end{aligned} \quad (6)$$

čia m_{01} ir m_{02} – oro masė inde esant slėgiui atitinkamai p_1 ir p_2 ; m_{s1} ir m_{s2} – pusiausvyra palaikančių svarelių masės.

Lygtis atimdamai vieną iš kitos gauname

$$m_{01} - m_{02} = m_{s1} - m_{s2} . \quad (7)$$

Slėgiams p_1 ir p_2 sudarius Klapėirono (3) lygčių sistemą, ja išsprendę duju masės atžvilgiu ir atsižvelgę į (7), gauname:

$$(p_1 - p_2) \frac{VM}{RT} = m_{s1} - m_{s2} . \quad (8)$$

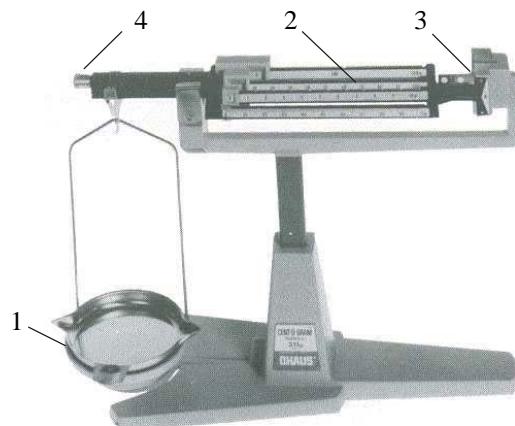
Tuomet oro molio masė

$$M = \frac{(m_{s1} - m_{s2}) RT}{(p_1 - p_2) V} . \quad (9)$$

Nustatę oro molio masę M ir atmosferos slėgi p_1 , pagal (4) apskaičiuojame oro tankį ρ_1 .

Darbo aprašymas. Darbo stendą sudaro 10 mg tikslumo svarstyklės, kurių bendras vaizdas pateiktas 2 paveiksle; sferinis indas dujoms su dviem sklendėmis uždaromais čiaupais ir oro siurblys su slėgmačiu. Siurblys lanksčiu plastmasiniu vamzdeliu sujungiamas su vienu indo čiaupu. Siurblį naudosime oro slėgiui inde sumažinti. Slėgmačio skalė sugraduota milibarais (1 mbar \approx 100 Pa) taip, kad jos 0 atitinka atmosferinį slėgi, o (- 1000) mbar atitinka absolutų vakuumą ($p = 0$ Pa). Taigi šis prietaisas rodo slėgio vakuumuojamame inde ir atmosferos slėgio skirtumą. Prijungdami siurblį prie oro indo atsargiai ant jo čiaupo užmauname, o atjungdami taip pat atsargiai numauname plastmasinį vamzdelį. Oro indą ant stalą ir ant svarstyklių dedame tik kartu su kamštiniu padėklu.

Svarstyklių pusiausvyra pasiekama perstumiant keturis svarelius kreipiančiosiomis 2. Iš pradžių parenkama didžiausio svarelio padėtis taip, kad svirtį minimaliai nusvertų sveriamas objektas. Po to taip pat parenkamos kitų svarelių padėtys jų mažėjimo tvarka. Svarelių suminę masę gauname sumuodami kreipiančiosiose nurodytas ties svarelių padėtimis mases.



2 pav. Svarstyklės. 1 – lėkštelė sveriamam indu; 2 – slankūs svareliai $0,0000 \div 1,0$ g, $1 \div 10$ g, $10 \div 100$ g ir $100 \div 200$ g; 3 – svarstyklių pusiausvyros atskaitos vieta; 4 – tuščių svarstyklių balansavimo varžtas

1. Patikriname tuščių svarstyklių (2 pav.) justuotę (subalansavimą). Esant visiems slankiems svareliams ties nulinėmis padalomis svirties pusiausvyros atskaitos linija 3 turi būti ties „0“ brūkšniu. Jei taip nėra, svarstyklių pusiausvyrą pasiekiame balansuojančiu varžtu 4 (2 pav.).
2. Padėjė padéklą su indu dujoms ant stalo, atsargiai prijungiami prie vieno jo čiaupo oro siurblį. Ši čiaupą atidarę (kitas čiaupas turi būti uždarytas) spaudydami dujų siurblio rankenėlę retiname orą ir pasiekiame, kad skirtumas tarp atmosferinio slėgio ir slėgio inde $p_1 - p_2$ sudarytų apie $400 \div 500$ mbarų. Palaukę 5 minutes, kad temperatūra inde prilygtų kambario temperatūrai, kiek galima tiksliau užrašome slėgmačio rodomą slėgių skirtumo vertę. Uždarę indo čiaupą numauname nuo jo galo vamzdelį.
3. Užkeliamė ant svarstyklių lėkštelių indą su kamštiniu padéklu ir kiek galima geriau centruojame. Sverdami nustatome svarstyklių pusiausvyrą atitinkančią svarelių masę m_{s2} .
4. Atsargiai atidarome vieną iš indo sklendžių taip sulygindami oro slėgi inde su atmosferiniu slėgiu p_1 ir laukiamė 5 minutes, kol nusistovės pusiausvyrinė temperatūra T .
5. Vėl svarstyklių kreipiančiosiomis stumdydami svarelius atstatome svarstyklių pusiausvyrą ir atskaitome ją atitinkančią svarelių masę m_{s1} .
6. Apskaičiuojame oro molio masę M . Indo tūris $V = 1000$ ml.
7. Apskaičiuojame bandymo sąlygomis esanti atmosferos tankį. Jį sugretiname su lentelės duomenimis. Atmosferos slėgi ir temperatūrą matujame laboratorijoje esančiais barometru ir termometru.
8. Baigę matavimus indą kartu su kamštiniu padéklu atsargiai nukeliame nuo svarstyklių. Vieną jo sklendžių paliekame atvirą. Svarstyklių slankiuosius svarelius perstumiamo į nulines padėties.

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname dujų molio mase?
2. Ką vadiname masės tankiu?
3. Suformuluokite Archimedo dėsnį.
4. Esant kokiam sveriamo kūno ir svarelių masių tankių santykiui Archimedo jėga pastebimai neveikia svėrimo rezultatų.
5. Kodėl pakeitus slėgį inde prieš jį matuojant rekomenduojama kelias minutes palaukti?
6. Kodėl, nors simetrinės svirtinės svarstyklės (1pav.) yra jėgų sulyginimo prietaisais, sverdami nustatome mases?

DUJŲ TANKIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Susipačinti su oro (dujų) molio masės ir tankio vienu iš nustatymo būdų.

Teorinio pasirengimo klausimai. Atominės masės vienetas. Molekulinė masė. Molio masė. Masės tūrinis tankis. Klapėirono lygtis. Archimedės jėga.

Teorinė dalis. Daugumos dujų atomo (molekulės) masė yra 10^{-27} g eilės. Toki maťą dydį patogu išreikšti *atominių masės vienetas*. Vienas atominės masės vienetas lygus $1,660540 \cdot 10^{-27}$ kg. Juo vadiname anglies izotopo ^{12}C atomo $1/12$ masės dalį. Šių vienetų kiekiu išreikšta atomo (molekulės) masė vadina *atomine (molekuline) mase*. Tai yra bevardis, dydis lygus molekulės vidutinės masės ir ^{12}C atomo masės $1/12$ dalies santykiai.

Molis – SI pagrindinis *medžiagos kieko vienetas*. Ji sudaro $6,022 \cdot 10^{23}$ vienodų dalelių (molekulių, jonų, atomų) skaičius ($N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ – Avogadro skaičius).

Molio masė yra cheminio elemento ar junginio 1 molio masė, išreikšta gramais. Skaitmeniškai ji lygi santykinei molekulinei masei. Pavyzdžiu, deguonies (O_2) santykinė molekulinė masė yra ≈ 32 , todėl jo molinė masė $M = 32$ g/mol.

Temutiniame oro sluoksnyje yra apie 78 % azoto (N_2) ($M = 28$ g/mol), 21 % deguonies (O_2) ($M = 32$ g/mol). Be to, ore yra anglies dioksido, vandens garų, inertinių dujų. Kitų komponentų yra labai nedaug (mať iau kaip $5 \cdot 10^{-4}$ %). Taigi mes nustatysime dujų mišinio efektinę (ekvivalentinę) molio masę, kuria apibūdintume įsivaizduojamas vienarūšes dujas, kad mūsų eksperimento rezultatai būtų tokie, kaip ir su oro dujomis.

Kai kūno tūryje dV esančios medžiagos masė yra dm , tuomet jo masės tankiu vadiname dydį

$$\rho = \frac{dm}{dV} . \quad (1)$$

Vienalyčio kūno masės tankio (1) formulė baigtiniams dydžiams m ir V užrašoma taip:

$$\rho = \frac{m}{V} . \quad (2)$$

Tinant vienalyčių dujų pusiausvyrajančią būseną aprašančius termodinaminius parametrus, nesunku apskaičiuoti dujų tankį. Tam Klapėirono lygtį

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (3)$$

perrašome taip:

$$\rho = \frac{pM}{RT} ; \quad (4)$$

čia m – dujų masė; M – jų molio masė; R – universalioji dujų konstanta; $R=8,314 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$; V – dujų užimamas tūris; p – slėgis; T – absoliutinė temperatūra ($T=(273+t) \text{ K}$).

Sverdami tūrio V indo su oru mases m_{s1} ir m_{s2} , atitinkančias tūrinėms skirtingus slėgius inde p_1 ir p_2 , galime sudaryti Klapeirono (3) lygčių sistemą šiemis rezultatams. Ją išsprendę, kai $T=const$, gauname:

$$M = \frac{(m_{s1} - m_{s2})RT}{(p_1 - p_2)V}; \quad (5)$$

čia m_{s1} ir m_{s2} – svarstyklų pusiausvyrą atitinkančios indo su dujomis masės, nustatytos esant slėgiams atitinkamai p_1 ir p_2 . Nustatę oro molio masę M , atmosferos slėgi p_1 ir temperatūrą, pagal (4) lygtį apskaičiuojame oro tankį ρ .

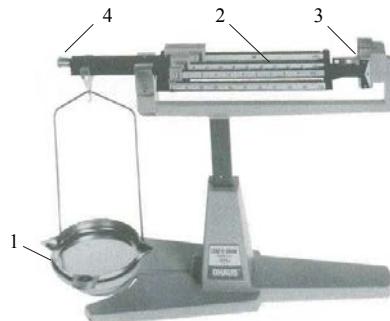
Darbo aprašas. Darbo stendą sudaro 10 mg tikslumo svarstyklės, kurių bendras vaizdas pateiktas 1 paveiksle, sferinis indas dujomis su sklende, už daromas čiaupu, ir oro siurblys su slėgmačiu. Siurblys lanksčiu plastmasiniu vamzdeliu sujungiamas su vienu indo čiaupu. Siurblį naudosime oro slėgiui inde sumažinti. Slėgmačio skalė sugraduota milibarais (1 mbar $\approx 100 \text{ Pa}$) taip, kad jos 0 atitinka atmosferos slėgi, o 1000 mbar atitinka absoliutų vakuumą ($p = 0 \text{ Pa}$). Taigi šis prietaisas rodo slėgio vakuumuojamame inde ir atmosferos slėgio skirtumą. Prijungdami siurblį prie oro indo, atsargiai užmauname ant jo čiaupo, o siurblį atjungdami, taip pat atsargiai numauname plastmasinį vamzdelį. Oro indą ant stalo ir ant svarstyklų dedame tik kartu su kamštiniu padėklu.

Svarstyklų pusiausvyra pasiekiamama perstumiant keturis svarelius kreipiančiosiomis 2. Iš pradžių parenkama didžiausio svarelio padėtis taip, kad svirtį minimaliai nusvertų sveriamasis objektas. Po to taip pat parenkamos kitų svarelių padėties jų mažėjimo tvarka. Svarelių suminė masę gauname sumuodami kreipiančiosiose nurodytas ties svarelių padėtimis mases.

Darbo eiga:

- Patikriname tuščių svarstyklų (1 pav.) justiruotę (subalansavimą). Esant visiems slankiems svareliams ties nulinėmis padalomis, svirties pusiausvyros atskaitos linija 3 turi būti ties „0“ brükšniu. Jei taip nėra, svarstyklų pusiausvyrą pasiekiamame balansuojančiuoju varžtu 4 (1 pav.).
- Padėjė padėklą su indu dujomis ant stalo, atsargiai prijungiamame prie vieno jo čiaupo oro siurblį. Šį čiaupą atidarę, spaudydami dujų siurblio rankenelę, retiname orą ir pasiekiamame, kad skirtumas tarp atmosferos slėgio ir slėgio inde $p_1 - p_2$ sudarytų apie 400–500 mbar. Palaukę 5 minutes, kad temperatūra inde prilygtų kambario temperatūrai, kiek galima tiksliau užrašome slėgmačio rodomą slėgių skirtumo vertę. Uždarę indo čiaupą, numauname nuo jo galo vamzdelį.

3. Užkeliaame ant svarstyklių lėkštelių indą su kamštiniu padėklu ir kiek galima geriau centruojame. Sverdami nustatome svarstyklių pusiausvyrą atitinkančią svarelių masę m_{s2} .
4. Atsargiai atidarome indo sklendę, taip sulygindami oro slėgi inde su atmosferos slėgiu p_1 , ir laukiame 5 minutes, kol nusistovės pusiausvyroji temperatūra T .
5. Vėl svarstyklių kreipiančiosiomis stumdydami svarelius, atkuriame svarstyklių pusiausvyrą ir nuskaitome ją atitinkančią svarelių masę m_{s1} .
6. Apskaičiuojame oro molio masę M . Indo tūris $V = 1000 \text{ ml}$ ($1 \text{ m}^3 = 1000 \text{ l}$). Matavimus kartojame 4–5 kartus. Randame molio masės M aritmetinį vidurkį.
7. Apskaičiuojame bandymo sąlygomis esantį atmosferos tankį. Jį sugretiname su lentelės duomenimis. Atmosferos slėgi ir temperatūrą matuojame laboratorijoje esančiais barometru ir termometru ($1 \text{ mmHg} \approx 133,3 \text{ Pa}$).
8. Baigę matavimus, indą kartu su kamštiniu padėklu atsargiai nukeliame nuo svarstyklių. Vieną jo sklendtių paliekame atvirą. Svarstyklių slankiuosius svarelius perstumiami į nulines padėtis.



1 pav. Svarstyklės: 1 – lėkšteliė sveriamajam indui; 2 – slankūs svareliai, 0,0000–1,0 g, 1–10 g, 10–100 g ir 100–200 g; 3 – svarstyklių pusiausvyros atskaitos vieta; 4 – tuščių svarstyklių balansavimo varčtas

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname dujų molio mase?
2. Ką vadiname masės tankiu?
3. Kodėl, pakeitus slėgi inde, prieš jį matujant rekomenduojama kelias minutes palaukti?
4. Kodėl, nors simetrinės svirtinės svarstyklės yra jėgų sulyginimo prietaisas, sverdami nustatome mases?

ORO MOLINIŲ ŠILUMŲ SANTYKIO C_P/C_V NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Klemano ir Dezormo būdu nustatyti oro molinių šilumų C_P santykį su C_V ir apskaičiuoti jo molekulės laisvės laipsnių skaičių.

Teorinio pasirengimo klausimai. Molekulės laisvės laipsnių samprata. Idealiųjų dujų vidinė energija. Molinė šiluma. Idealiųjų dujų molinės šilumos C_P , C_V ir jų santykis γ . Adiabatinis procesas ir jo lygtis.

Teorinė dalis. *Kūno laisvės laipsnių skaičius yra lygus nepriklausomų koordinačių, visiškai apibūdinančių jo padėtį erdvėje, skaičiui.* Vienatomė molekulė yra panaši į materialujį tašką. Jo padėčiai nusakyti reikia trijų koordinačių. Jis gali tik slinkti, todėl turi tris *slenkamojo judėjimo* laisvės laipsnius.

Dviatomės *kietojo* ryšio molekulės padėtį erdvėje nusakome penkiomis koordinatėmis: trijų reikia masių centrui, o dviejų kampų – molekulės ašies erdvinei orientacijai nusakyti. Molekulei sukantis, kampai kinta, todėl tokia molekulė turi *trys slenkamojo judėjimo ir du sukamojo judėjimo* laisvės laipsnius. Jei dviatomės molekulės tarpatominis ryšys yra tamprus, tuomet aukštoje temperatūroje T atomai ima virpēti ir molekulė turi dar šeštajį – *virpamojo judėjimo* laisvės laipsnį. Molekulinėje fizikoje įrodoma, kad *kiekvienam laisvės laipsniui vidutiniškai tenka $\frac{1}{2} kT$ kinetinės energijos*. Tačiau virpėjimo laisvės laipsnis dar vidutiniškai turi tiek pat ($\frac{1}{2} kT$) potencinės energijos, todėl jam vidutiniškai tenka energija kT . Iš čia daugiaatomės molekulės vidutinė energija

$$\langle w \rangle = (3 + n_s + 2n_v) \frac{1}{2} kT = \frac{i}{2} kT ; \quad (1)$$

čia n_s – molekulės sukamojo, o n_v – virpamojo judėjimo laisvės laipsnių skaičius, k – Boltzmann konstanta. Kietojo ryšio ($n_v = 0$) dviatomei molekulai $i = 5$.

Idealiųjų dujų vieno molio vidinė energija

$$U_m = \langle w \rangle \cdot N_A = \frac{i}{2} RT , \quad (2)$$

nes $N_A \cdot kT = N_A \frac{R}{N_A} T = RT$,

čia R – molinė dujų konstanta.

Kai vienam medžiagos molui suteikus δQ šilumos kiekį, jo temperatūra pakinta dT laipsnių, tai *moline šiluma* vadiname dydį

$$C = \frac{\delta Q}{dT} . \quad (3)$$

Dujoms ypač svarbi *izochorinė* (pastovaus tūrio) *molinė šiluma*

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_V \quad (4)$$

ir *izobarinė* (pastovaus slėgio) *molinė šiluma*

$$C_P = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_P . \quad (5)$$

Dujas šildant izochoriškai, jos nesiplečia, todėl darbo neatlieka ir pagal pirmajį termodinamikos dėsnį suteiktas elementarus šilumos kiekis δQ lygus vidinės energijos pokyčiui dU_m . Tuomet iš (2) ir (4) išplaukia, kad

$$C_V = \frac{dU_m}{dT} = \frac{i}{2} R . \quad (6)$$

Izobariškai šildomos dujos ($p = \text{const}$) laisvai plečiasi. Šiuo atveju dėl gaunamos šilumos δQ didėja dujų vidinė energija dydžiu dU_m ir, be to, atliekamas darbas δA . Irodyta, kad vieno molio idealiujų dujų temperatūrai izobariškai pakelti vienu laipsniu reikia sunaudoti vertę R didesnį šilumos kiekį, negu tai darant izochoriškai ($\delta A = R$), todėl

$$C_P = C_V + R = \frac{i+2}{2} R . \quad (7)$$

Tuomet šių molinių šilumų santykis

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i} \quad (8)$$

priklauso nuo dydžio i , kuris susietas su molekulės laisvės laipsniais. Taigi eksperimentiškai nustatę dydį γ , galime spręsti apie tą dujų molekulės laisvės laipsnių skaičių, tuo pačiu ir apie molekulės sandarą.

Darbo aprašymas. Darbe oro molinių šilumų santykio γ nustatymui naudojamas Klemano ir Dezormo būdas. Jis remiasi adiabatinio proceso dėsningumais. Termodinaminėje sistemoje vykstantys procesai, kai nėra šilumos mainų su aplinka ($\delta Q = 0$), vadinami *adiabatiniais*. Tokie procesai vyksta termodinaminėse sistemose, apgaubtose šilumai nelaidžiu apvalkalu, arba, kai procesas rutuliojasi labai greitai ir nespėja įvykti šilumos mainai. Laboratoriame darbe turėsime pastarajį atvejį. Adiabatinio proceso metu dujų tūri V ir slėgi p sieja Puasono lygtis:

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

Klemano ir Dezormo įrenginį sudaro didelis V talpos stiklinis indas 1 (1 pav.), kompresorius ir vandens manometras 2. Kompresoriumi slegiame inde orą tol, kol vandens lygių skirtumas manometro šakose bus lygus 20 cm ar daugiau. Tada užsukame čiaupą 3. Suslegiant orą, jis išyla, todėl laukiame kokias 5 min, kol jo temperatūra susivienodina su aplinkos temperatūra T_1 . Tuomet

manometriniaiame vamzdelyje nusistovi skysčio lygių skirtumas h_1 . Šiuo atveju oro slėgis inde $p_1 = p_0 + \rho g h_1$; čia p_0 – atmosferos slėgis, ρ – skysčio tankis. Sakykime, kad V tūrio inde oro masė m . Trumpam atsukame čiaupą 4, kad iš indo išeitų masės Δm oro kiekis ir slėgis inde susilygintu su atmosferos slėgiu p_0 . Dabar inde likusios dujos, kurių masė $m_1 = m - \Delta m$, užima visą tūrį V , prieš tai

jos užémė mažesnį tūrį V_1 , vadinas, jos išsiplėtė. Plėtimasis vyko greitai, galima sakyti, adiabatiškai. Dėl to inde likusioms dujoms galime taikyti Puasono lygtį

$$p_1 V_1^\gamma = p_0 V^\gamma, \text{ arba } (p_0 + \rho g h_1) V_1^\gamma = p_0 V^\gamma. \quad (10)$$

Adiabatiškai besiplėsdamas oras atšala, todėl palaukus 5 min, jo temperatūra vėl susivienodina su aplinkos temperatūra T_1 . Inde orui įsilus, jo slėgis padidėja, ir manometre susidaro skysčio lygių skirtumas h_2 . Dabar oro slėgis inde $p_2 = p_0 + \rho g h_2$. Kadangi masės m_1 oro pradinės būsenos parametrai yra $p_1 V_1 T_1$, galutinės būsenos – $p_2 V T_1$, tai galime taikyti Boilio ir Marioto dėsnį

$$p_1 V_1 = p_2 V, \text{ arba } (p_0 + \rho g h_1) V_1 = (p_0 + \rho g h_2) V. \quad (11)$$

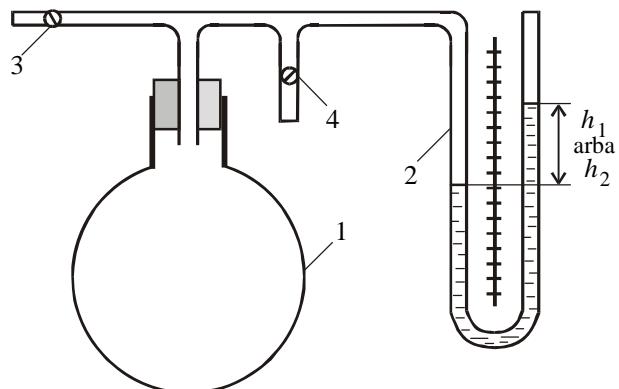
Sprendami (10) ir (11) lygčių sistemą, gauname

$$\gamma \approx \frac{h_1}{h_1 - h_2}. \quad (12)$$

1. Suslégę inde orą ir palaukę, manometru išmatuojame h_1 . Trumpam atsukę čiaupą 4, leidžiame dujoms išsiplėsti. Uždarę čiaupą ir vėl palaukę, išmatuojame h_2 . Apskaičiuojame γ .
2. Bandymą pakartoję dar 4 kartus, apskaičiuojame dydžio γ aritmetinį vidurkį $\langle \gamma \rangle$. Matavimų ir skaičiavimų rezultatus surašome į lentelę.

Nr.	h_{1j} , mm	h_{2j} , mm	γ_j	$\langle \gamma \rangle$

3. Pagal gautą $\langle \gamma \rangle$ apskaičiuojame toms dujoms i ir bandome nustatyti tiketiną orą sudarančių dujų laisvės laipsnių skaičių.



1 pav.

Kontroliniai klausimai

1. Kodėl visuomet C_p yra daugiau už C_V ?
2. Ar į formules (1), (2), (6), (7) ir (8) įeinantis dydis i visada lygus molekulės laisvės laipsnių skaičiui ?
3. Ar pasirinktų dujų molekulės laisvės laipsnių skaičius bet kokiomis sąlygomis yra tas pats ?
4. Kodėl, suslėgus orą ar jam išsiplėtus, prieš atskaitant manometro parodymus, reikia kokias 5 minutes palaukti ?
5. Kodėl matavimus kartojame keletą kartų ir skaičiuojame aritmetinį vidurkį ?

23. ENTROPIJOS POKYČIO NUSTATYMAS KAITINANT IR IŠLYDANT KRISTALINĮ KŪNA

Darbo užduotis. Nubrėžti metalo temperatūros priklausomybės nuo šildymo laiko grafiką, nustatyti lydymosi temperatūrą ir apskaičiuoti atitinkamus entropijos pokyčius.

Teorinio pasirengimo klausimai. Grįžtamojo proceso samprata. Termodinaminė entropijos samprata. Statistikinė entropijos samprata. Entropijos pokyčiai kristalinį kūną šildant ir jam lydantis. Temperatūros matavimas termoelementu.

Teorinė dalis. Entropija S , kaip ir vidinė energija, laisvoji energija, entalpija, yra termodinaminės sistemos *būsenos funkcija*. Ji tam tikru būdu priklauso nuo termodinaminės sistemos būsenos parametru. Kintant sistemos būsenai, kinta ir entropija, tačiau proceso pobūdis neturi įtakos jos pilnutiniams pokyčiams ΔS .

Skiriami *grīžtamieji* ir *negrīžtamieji* procesai. *Mechaninė arba termodinaminė proceso vadiname grīžtamuoju, jeigu, jam pasibaigus, sistemą galima atvirkšcia tvarka, per tas pačias tarpines būsenas, grąžinti į pradinę būseną, ir pokyčių aplinkoje nelieka.* Termodinamikoje įrodoma, kad elementaraus grīžtamojo proceso metu termodinaminei sistemai „gavus” elementaruijį šilumos kiekį δQ , jos entropija pakinta elementariuoju dydžiu

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (1)$$

Entropijos pokyčio ženklas sutampa su dydžio δQ ženklu. Sistemai šilumos kiekį suteikiant ($\delta Q > 0$), jos entropija didėja ($dS > 0$), atimant („gautas” neigiamas šilumos kiekis, t.y. $\delta Q < 0$) – mažėja ($dS < 0$). Dydis $\delta Q/T$ vadinamas *elementariuoju redukuotuoju šilumos kiekiu*. Iš to, kas pasakyta išplaukia toks termodinaminis entropijos apibrėžimas: *termodinaminės sistemos entropija yra tokia sistemos būsenos funkcija, kurios elementarusis pokytis lygus grīžtamojo proceso elementariajam redukuotajam šilumos kiekiui*. Integruodami (1) lygybę, apskaičiuojame termodinaminės sistemos entropijos pilnutinį pokytį, kai ji grīžtamai pereina iš pradinės būsenos 1 į galutinę 2:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{(1)}^{(2)} \frac{\delta Q}{T}; \quad (2)$$

čia S_1 ir S_2 – termodinaminės sistemos entropijos vertės atitinkamai pradinėje ir galutinėje būsenose.

Statistikinė fizika įrodo, kad termodinaminės sistemos entropija S vienareikšmiškai susieta su netvarkos dydžiu sistemoje ir yra *termodinaminės sistemos netvarkos matas*. Pavyzdžiu, kristaliniame kūne mažiausia netvarka, o tuo pačiu ir entropija, kai jo temperatūra artima 0 K

laipsnių. Šildant tokį kūną, didėja jo struktūrinių dalelių chaotiškas judėjimas, kai kurios dalelės net palieka gardelės mazgus ir dėl to kristale netvarka, o tuo pačiu ir entropija, didėja. Juolab sistemoje netvarka, o tuo pačiu ir entropija, žymiai padidėja kristalui lydantis.

Šiame laboratoriniame darbe termodinaminė sistema yra žinomas masės m ir žinomas savitosios šiluminės talpos c kristalinis kūnas – metalas. Jis šildomas tol, kol išsilydo. Kūno entropijos pokyčiui apskaičiuoti šildymo procesą suskaidome į du etapus: 1) kūno šildymo iki jo lydymosi temperatūros T_ℓ ir 2) lydymosi. Dėl to (2) formule nusakomą pilnutinę entropijos pokytį ΔS išreiškiame dviejų dėmenų sumą. Pirmajame (pašildymo) proceso etape entropija pakinta dydžiu

$$\Delta S_1 = \int_{T_0}^{T_\ell} \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_0}^{T_\ell} \frac{cm dT}{T} = cm \ln \frac{T_\ell}{T_0}; \quad (3)$$

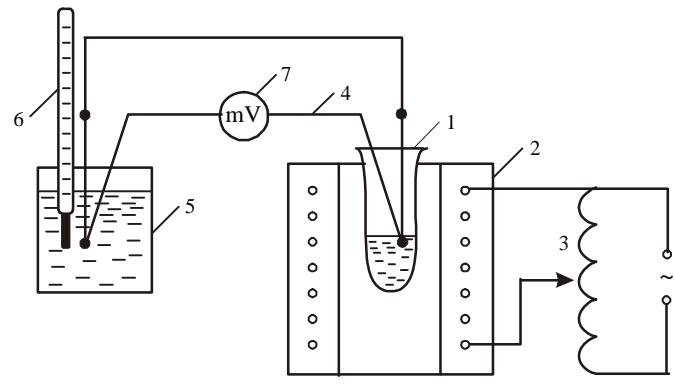
čia T_0 – kūno pradinė temperatūra. Antrajame (lydymosi) etape entropija pakinta dydžiu

$$\Delta S_2 = \int \frac{\delta Q}{T_\ell} = \frac{qm}{T_\ell}; \quad (4)$$

čia q – metalo savitoji lydymosi šiluma, o $\int \delta Q = qm$ – jo lydymosi šiluma. Taigi pilnutinis entropijos pokytis

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = cm \ln \frac{T_\ell}{T_0} + \frac{qm}{T_\ell}. \quad (5)$$

Darbo aprašymas. Darbo įrenginys parodytas 1 paveiksle. Mégintuvėlyje 1 yra cinkas arba alavas, kurio masė m žinoma. Ši medžiaga šildoma elektrine krosnele 2. Pastovią krosnelės maitinimo įtampa palaiko autotransformatorius 3. Kaitinamos medžiagos temperatūrą matuosime termoelementu 4. Vienas jo kontaktas yra skysčio pripliltame inde 5. Jo temperatūra t_0 matuojama termometru 6 ir darbo metu išlieka artima kambario temperatūrai. Antrasis termoelemento kontaktas yra mēgintuvėlyje su šildoma medžiaga. Šildant jo temperatūra t kinta. Galvanometro 7 parodymai proporcingi termoelemento grandinėje susidariusiai termoelektravaros jėgai, kuri savo ruožtu proporcinga kontaktų temperatūrų skirtumui $\Delta t = t - t_0$. Kai galvanometro skalė sugraduota tik padalomis, tai temperatūrų skirtumą Δt Celsijaus laipsniais randame iš gradavimo grafiko $n = f(\Delta t)$. Tuomet šildomo metalo temperatūra $t = (t_0 + \Delta t) {}^\circ\text{C}$, arba $T = (273 + t_0 + \Delta t) \text{ K}$.



1 pav.

1. Ijungę elektrinę krosnelę, kas minutę žymime galvanometro 7 rodmenis n ir laiką τ . Tai darome tol, kol medžiaga išsilydo (lydymosi metu keletą minučių temperatūra nekinta, o išsilydžius vėl ima aiškiai didėti).
2. Iš gradavimo grafiko kiekvienam n radę Δt , apskaičiuojame kūno absoliutinę temperatūrą T ir brėžiame grafiką $T = f(\tau)$. Iš grafiko nustatę metalo lydymosi temperatūrą T_ℓ , apskaičiuojame entropijos pilnutinį pokytį.

Matavimo bei skaičiavimų rezultatus surašome į lentelę.

$t_0 = \dots \text{ } ^\circ\text{C} ; m = \dots \text{ } \text{kg} ; c = \dots \text{ } \text{J/(kg}\cdot\text{K)} ; q = \dots \text{ } \text{J/kg}$							
τ , min	n , padal.	Δt , $^\circ\text{C}$	T , K	T_ℓ , K	ΔS_1 , J/K	ΔS_2 , J/K	ΔS , J/K

Kontroliniai klausimai

1. Koks procesas vadinamas grįžtamuju ?
2. Termodinaminis entropijos apibrėžimas.
3. Statistikinis entropijos apibrėžimas.
4. Kaip apskaičiuojamas entropijos pokytis kūną šildant bei kristalinį kūną išlydant ?

DUJŲ ADIABATĖS RODIKLIO NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Nustačius oro stulpo rezonansinį dažnį, apskaičiuoti oro adiabatės rodiklį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Adiabatinis procesas. Adiabatės lygtis. Molinės šilumos C_V , C_p ir jų santykis $\gamma = C_p/C_V$. Molekulės laisvės laipsnių skaičius. Molekulės energija.

Teorinė dalis. Procesai, vykstantys termodinaminėje sistemoje be šilumos mainų su aplinka, vadinami adiabatiniais. Artimi jiems procesai vyksta arba šilumos atžvilgiu gerai izoliuotose termodinaminėse sistemose, arba kai jie vyksta taip greitai, kad galima nepaisyti šilumos mainų su aplinka. Adiabatiniam procese kinta dujų temperatūra, todėl negalioja Boilio ir Marioto dėsnis

$$pV = \text{const} ; \quad (1)$$

čia p – dujų slėgis, V – dujų užimamas tūris. Adiabatiniam procesui galioja Puasono lygtis

$$pV^\gamma = \text{const} ; \quad (2)$$

čia $\gamma = C_p/C_V$ vadinamas *adiabatės rodikliu*. Dydis C_V – *izochorinė* (pastovaus tūrio) molio šiluma. Ji lygi šilumos kiekiui, kurį suteikus vienam moliui dujų, neleidžiant joms plėstis ($V = \text{const}$), jų temperatūra pakyla vienu kelvinu. Taip suteikta šiluma padidina dujų vidinę energiją. Dydis C_p – *izobarinė* (pastovaus slėgio) molinė šiluma. Ji lygi šilumos kiekiui, kurį suteikus vienam moliui dujų, joms laisvai plečiantis ($p = \text{const}$), jų temperatūra pakyla vienu kelvinu. Taip teikiama šiluma didina jų vidinę energiją ir dar naudojama plėtimosi darbui, todėl šilumos $C_p > C_V$.

(1) ir (2) lygtys tiksliai tinką tik pusiausvyriesiems procesams. Pusiausvyruojant galima laikyti tik labai lėtai vykstantį procesą, kai kiekvienu laiko momentu kiekviename termodinaminės sistemas taške kiekvienas makroskopinis parametras (slėgis p , temperatūra T , dujų tankis ρ ir kt.) turi tas pačias vertes.

Molekulės energija susieta su ją sudarančių atomų skaičiumi ir apibūdinimu, dujų temperatūra, molekulės laisvės laipsnių skaičiumi. Pastarasis lygus koordinačių, reikalingų nusakyti molekulės padėti erdvėje, skaičiu. Vienatomės molekulės, kaip ir materialiojo taško, padėti nusakome trimis erdinėmis koordinatėmis (pvz., x, y, z). Jos kinta molekulei slenkant, todėl vienatomė molekulė turi 3 *slenkamojo judėjimo* laisvės laipsnius. Dviatomės kietojo ryšio molekulės erdinė padėtis nusakoma 5 koordinatėmis: trys (x, y, z) nusako molekulės centro padėtį ir du kampai (α ir β) – molekulės ašies erdinę orientaciją. Pastaroji kinta molekulei *sukantis*, todėl tokia molekulė turi 2 *sukamojo* ir 3 *slenkamojo* judėjimo laisvės laipsnius. Kai ryšys tarp atomų tamprus, dviatomė molekulė gali turėti dar 1 *virpamojo* judėjimo laisvės laipsnį. Atomai molekulėje virpa tik aukštesnėse negu kambario temperatūrose.

Molekulinėje fizikoje įrodoma, kad kiekvienam laisvės laipsniui vidutiniškai tenka $\frac{1}{2} kT$ kinetinės energijos, be to, vienam virpėjimo laisvės laipsniui vidutiniškai dar tenka $\frac{1}{2} kT$ potencinės energijos. Todėl bendruoju atveju vienai molekulei vidutiniškai tenka energija

$$W = \left(3 + n_{suk} + 2n_{virp}\right) \frac{1}{2} kT = \frac{i kT}{2}; \quad (3)$$

čia n_{suk} – molekulės sukamojo, o n_{virp} – virpamojo judėjimo laisvės laipsnių skaičius.

Įrodoma, kad

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad C_p = \frac{i+2}{2} R, \quad \text{todėl} \quad \gamma = \frac{i+2}{i}; \quad (4)$$

čia R – universalioji dujų konstanta. Taigi dydis γ priklauso nuo i , kuris susietas su molekulės laisvės laipsniais. Eksperimentiškai nustatę γ ir žinodami temperatūrą galime spręsti apie tą dujų molekulės laisvės laipsnių skaičių, o kartu ir apie molekulės sandarą.

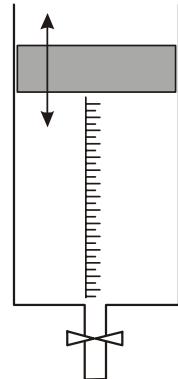
Šiame darbe oro molinių šilumų santykį γ nustatysime išmatuodami rezonansinį dažnį oro stulpo, kuris skaidriame vamzdyje uždarytas ploto S slankiu stūmokliu (1 pav.) su Jame įmontuotu nuolatiniu magnetu. Stūmoklį virpinsime išoriniu, periodiškai kintančiu magnetiniu lauku. Šie virpesiai sukelia periodinių oro tankio padidėjimų ir sumažėjimų sklidimą oro stulpu. Sutankėjimo vietoje temperatūra pakyla, prarejimo – sumažėja. Dėl mažo oro šilumos laidumo garsinio dažnio oro virpesiai artimi adiabatiniams.

Tačiau ši prielaida teisinga tik pakankamai didelio dažnio oro virpesiams. Kai virpinančios išorinės jėgos dažnis priartėja prie virpėjimo sistemos (stūmoklis su oro stulpu) savojo dažnio v_0 , virpesių amplitudė padidėja – gauname rezonansą. Virpesius laikant adiabatiniais ir išsprendus virpesių diferencialinę lygtį, buvo gauta tokia nagrinėjamos sistemos savojo dažnio išraiška:

$$v_0 = \frac{S}{2\pi} \sqrt{\frac{\gamma p}{mV}}; \quad (5)$$

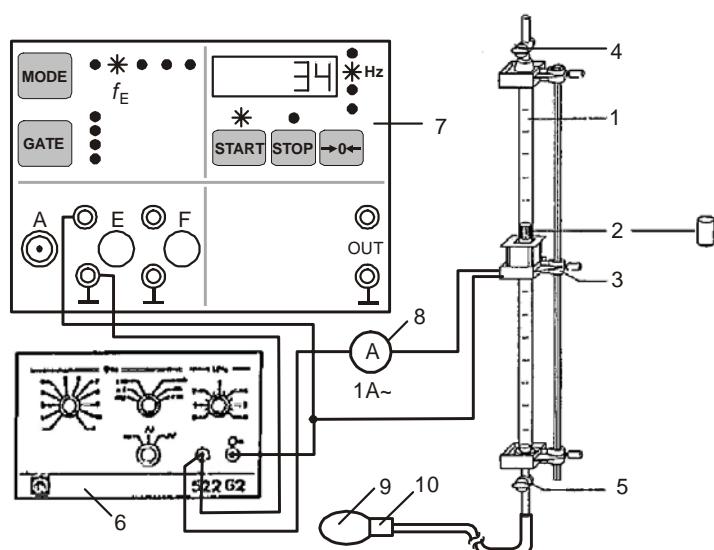
čia $S = \pi r^2$ – stūmoklio skerspjūvio plotas. Panaudoto vamzdelio vidinis spindulys $r = 7,00^{+0,05}$ mm, stūmoklio skersmuo $13,97^{-0,01}$ mm. Stūmoklio su magnetu masė $(8,8 \pm 0,26) \cdot 10^{-3}$ kg. V – dujų tūris po stūmokliu, p – dujų slėgis. Eksperimentiškai nustatę rezonansinį dažnį v_0 , dujų slėgį p ir dujų stulpo po stūmokliu tūrį V , apskaičiuojame molinių šilumų santykį:

$$\gamma = \frac{4m v_0^2 V}{r^4 p}. \quad (6)$$



1 pav.

Darbo aprašymas. Darbo įrenginys parodytas 2 paveiksle. Jį sudaro kubiniai centimetrais graduotas stiklinis vamzdelis 1, kuriame yra slankus stūmoklis su magnetu 2. Vamzdelio išorėje įtaisyta ritė 3, kuria tekanti kintamoji srovė kuria kintamąjį magnetinį lauką. Šis laukas srovės dažniu virpins stūmoklį. Vamzdžio 1 galuose įtaisyti čiaupai 4 ir 5. Rite 3 tekančią elektros srovę generuoja keičiamo dažnio srovės generatorius 6. Srovės dažnį matuoja dažniamatis 7. Jei reikia, grandinėje gali būti įtaisytas kintamos srovės stiprių matujantis ampermetras 8. Orą į vamzdelį pumpuosime prie čiaupo 5 prijungta gumine pompa 9 su specialia veržle 10. Kai veržlė iki galio prisukta pagal laikrodžio rodyklę, oras patenka (jei atidarytas čiaupas 5) į vamzdelį; pasukus veržlę priešinga kryptimi, oras iš pompos išleidžiamas.



2 pav.

1. Srovės generatorių ir dažniamatį paruošiame darbui. Tam prietaisų maitinimo blokus įjungiamo į srovės tinklą. Generatoriaus rankenėles \sim $\setminus \setminus$ perjungiamo į padėtį \sim (sinusinė), generatoriaus rankenėle U/V_S išėjimo įtampą nustatome artimą didžiausiai. Generatoriaus dažnį tolydžiai keičiame jo valdymo skydo kairiaja rankenėle. Generatoriaus dažnio daugiklio rankenėlę f/Hz perjungiamo į padėtį 10. Spaudydami dažniamato mygtuką „Mode”, virš simbolio f_E uždegame šviesos diodą. Kartu turi švesti šviesos diodai, esantys virš mygtuko „Start” ir ties simboliu „Hz”. Darbui paruoštas dažniamatis veikia automatiškai ir dažnį rodo hercais.
2. Pasirenkame pradinį dujų stulpo tūri V_1 . Tam, atidarę čiaupus 4 ir 5, orą pumpuojame tol, kol stūmoklio 2 apatinis galas pakyla iki 3 cm^3 žymės. Tuomet oro stulpo tūris $V_1 = 3 \text{ cm}^3$. Jei stūmoklį pakelėme per aukštai, truputį atleidę pompos veržlę palaukiame, kol stūmoklis nusileis.

iki reikiamos žymės, tada veržlę vėl užsukame. Uždarome čiaupą 5 (čiaupas 4 visą laiką lieka atviras). Atpalaidavę ritės 3 tvirtinimo varžą, ją nuleidžiame tiek, kad jos karkaso apatinė riba būtų apie $2\div 5$ mm aukščiau stūmoklio apatinio galo. Tokioje padėtyje magnetinė jėga geriausiai virpins stūmoklį.

3. Matuojame rezonansinį dažnį. Tam, lėtai keisdami generatoriaus dažnį nuo maksimalaus (apie 10 Hz), stebime stūmoklio virpesius. Kai generatoriaus srovės dažnis atitiks sistemos rezonansinį dažnį, stūmoklio virpesių amplitudė pasidarys didžiausia. Užrašome rezonansinio dažnio v_{01} vertę.
4. 2-me punkte aprašytu būdu, vis po 3 cm^3 padidindami oro stulpo tūri, dar trimis atvejais atliekame rezonansinio dažnio v_{01} matavimus. Didėjant oro stulpo tūriui, virpančios sistemos rezonansinis dažnis mažėja. Matavimų rezultatus surašome į lentelę.
5. Apskaičiuojame eksperimentines adiabatės rodiklio vertes γ_i ir jų vidutiniąjį $\langle \gamma \rangle$. Skaičiavimams reikalingą oro stulpo slėgį prilyginame atmosferos slėgiui, nes stūmoklio sukeliama jėga jį menkai tepadidina. Jei barometras graduotas gyvsidabrio stulpelio milimetrais, juos perskaičiuojame į paskalius. 1 mm aukščio Hg stulpelis atitinka apie 133 Pa slėgį.

Nr.	$p = \dots \text{ Pa ;}$		$r = 7,0 \cdot 10^{-3} \text{ m ;}$	$m = 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$	
	$V_i, \text{ m}^3$	$v_{01}, \text{ Hz}$	γ_i	$\langle \gamma \rangle$	γ_0

6. Orą sudarančių dujų molekules kambario temperatūroje laikydami dviatomėmis kieto ryšio molekulėmis, pagal (4) apskaičiuojame oro molinių šilumų santykį γ .
7. Gretindami γ_i vieną su kitu ir su γ_0 , darome išvadas dėl procesų adiabatišumo bei pusiausvyrumo laipsnio.

Kontroliniai klausimai

1. Kokius procesus vadiname adiabatiniais?
2. Kuo adiabatės lygtis skiriasi nuo Boilio ir Marioto dėsnio ir kodėl skiriasi?
3. Ką apibūdina molekulės laisvės laipsniai?
4. Kokias laisvės laipsniais apibūdinama dviatomė molekulė?
5. Kaip išreiškiama idealiųjų dujų molekulės vidutinė energija?
6. Paaiškinkite molines šilumas C_p , C_V ir jų santykį γ .

ELEKTROSTATINIO LAUKO TYRIMAS

Darbo užduotis. Elektrolitinės vonelės metodu ištirti įvairios formos elektrodų kuriamą elektrostatinį lauką.

Teorinio pasirengimo klausimai. Elektrostatinio lauko stipris ir potencialas. Ekvipotencialiniai paviršiai. Lauko stipris ir potencijalo sąryšis.

Teorinė dalis. Elektrinis laukas, kurį kuria nejudantis įelektrintas kūnas, vadinamas *elektrostatiniu*. Elektrinis laukas taškinį krūvį q_0 (įelektrintą materialujį tašką) veikia jėga \vec{F} . Pasirinktame elektrinio lauko taške santykis

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = \text{const} = \vec{E} \quad (1)$$

nepriklauso nuo veikiamo krūvio q_0 didumo, būdingas elektrinio lauko taškui ir vadinamas *elektrinio lauko stipriu* tame taške.

Elektrostatinės jėgos yra potencialinės, todėl jų veikiamas įelektrintas materialusis taškas turi potencinės energijos W_p . Pasirinktame elektrinio lauko taške santykis

$$\frac{W_p}{q_0} = \text{const} = \varphi \quad (2)$$

nepriklauso nuo krūvio q_0 didumo, būdingas elektrinio lauko taškui ir vadinamas to taško *potencialu*. Taigi kiekvieną elektrostatinio lauko tašką galima apibūdinti jėginiu dydžiu – *lauko stipriu* arba energiniu dydžiu – *potencialu*. Tarp šių dydžių yra matematinis sąryšis: *potencijalo neigiamą išvestinę bet kuria kryptimi* ℓ yra lygi toje kryptyje elektrostatinio lauko stiprio projekcijai, t.y.

$$E_\ell = -\frac{d\varphi}{d\ell} . \quad (3)$$

Potencijalo išvestinė jo sparčiausio kitimo kryptimi vadinama *potencijalo gradientu* ($\text{grad } \varphi$). Dekarto koordinacijų sistemoje

$$\text{grad } \varphi = \vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} . \quad (4)$$

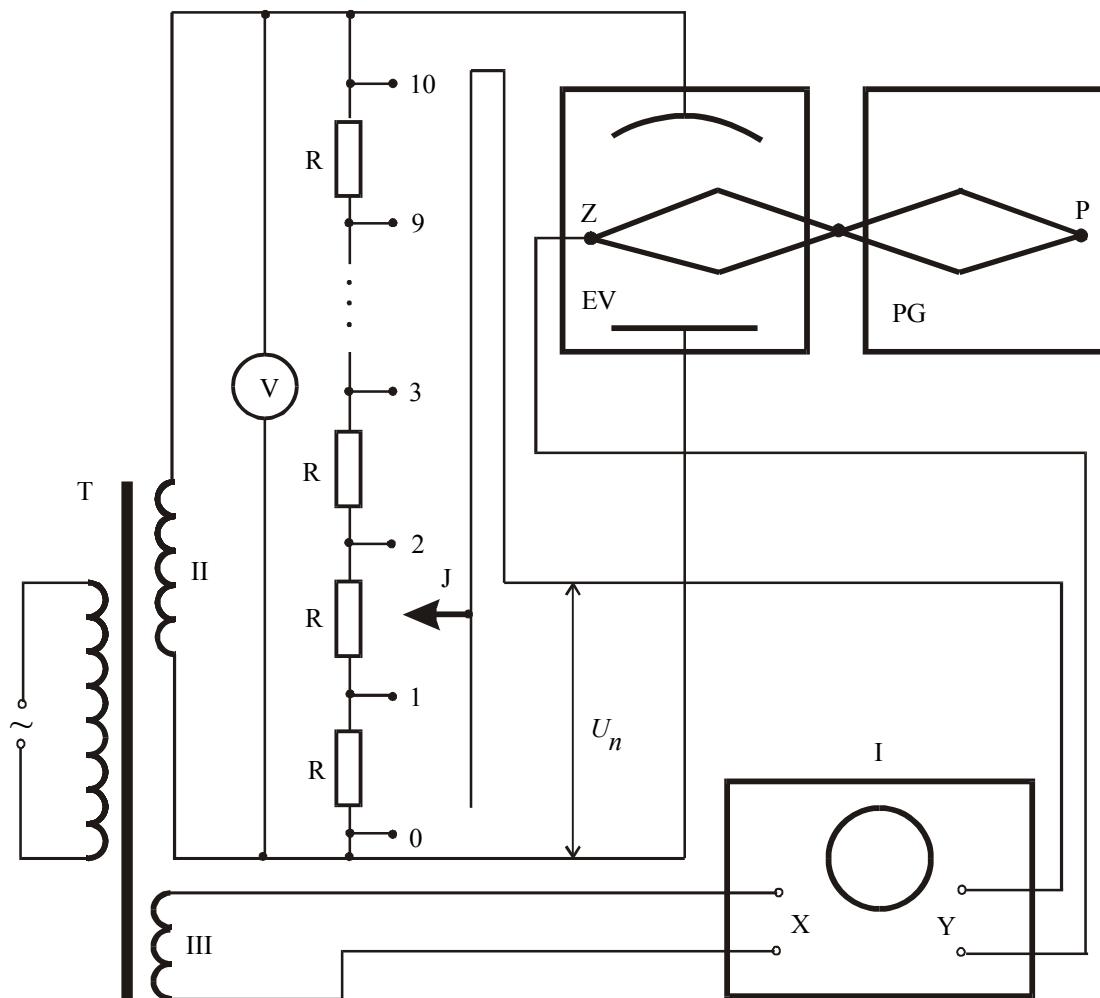
Šis vektorius nukreiptas potencijalo didėjimo link. Iš (3) ir (4) išplaukia, kad elektrostatinio lauko stipris

$$\vec{E} = - \left(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = -\text{grad } \varphi . \quad (5)$$

Įsivaizduojamas paviršius, kurio visų taškų potencialas vienodas, vadinamas *ekvipotencialiniu paviršiumi*. Kadangi kiekviename tokio paviršiaus taške $\phi = \text{const}$, todėl išvestinė $\partial\phi/\partial\ell$ bet kokios jo liestinės kryptyje lygi 0. Taigi pagal (3) ir lauko stiprio projekcija šioje kryptyje $E_\ell = 0$.

Tai rodo, kad lauko stiprio vektorius \vec{E} kiekviename to paviršiaus taške lygiagretus jo normalei, kitaip sakant, lauko jėgų linijos kiekviename taške statmenos ekvipotencialiniams paviršiui.

Darbo aprašymas. Šis darbas remiasi tuo, kad mažo laidumo elektrolite potencialas pasiskirsto taip pat kaip ir izotropiniame dielektrike.



1 pav.

Darbo įrenginį sudaro transformatorius T su dviem antrinėmis apvijomis II ir III (1 pav.), varžinis įtampos daliklis, elektrolitinė vonelė EV su keičiamais elektrodais, pantografas PG su potencijalo zondu Z ir pieštuku P, oscilografinis įtampos indikatorius I. Įtampos daliklių sudaro 10 vienodų nuosekliai sujungtų varžų R, kurių kiekviena lygi 100Ω . Prie daliklio galų ir prie vonelės elektrodotų prijungta įtampa U_0 , kurią matuojame voltmetru V. Nulinio taško atžvilgiu jungiklio J potencialas priklauso nuo jo padėties varžiniame daliklyje. Atitinkamai tarp šių taškų įtampa

$$U_n = \frac{U_0}{10} \cdot n \quad (n = 0, 1, 2, \dots 10); \quad (6)$$

čia U_0 – įtampa transformatoriaus apvijoje II. Prie oscilografo horizontaliojo įėjimo X gnybtų prijungta transformatoriaus apvijos III įtampa U_x . Ji elektronų pluoštelį skleidžia horizontaliai. Prie oscilografo vertikaliai skleidžiančiu plokšteliu (gnybtai Y) prijungta to paties dažnio įtampa U_y , esanti tarp jungiklio J ir zondo Z galo. Joms veikiant vienu metu elektronų pluoštelis juda elipse. Tačiau, kai zondo potencialas pasidaro lygus jungiklio J potencialui, įtampa $U_y = 0$, ir elipsė virsta, tiesia horizontalia atkarpa. To taško potencialas (nulinio taško atžvilgiu)

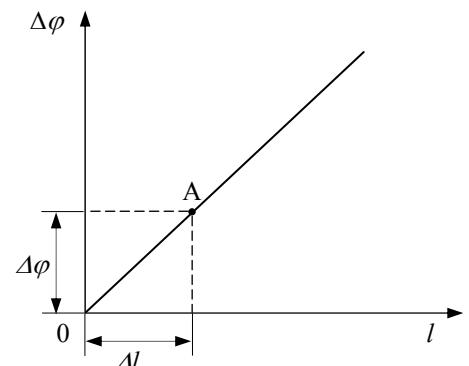
$$\varphi_n = \frac{U_0}{10} \cdot n. \quad (6a)$$

Taip nustatomas atskirų elektrolito taškų potencialas.

1. I elektrolitinę vonelę įdedami pasirinkti elektrodai. Pantografe įtvirtinamas A4 formato popieriaus lapas. Pantografą sudaro keletas judamai sujungtų pečių. Jo pieštuku P popieriuje pažymėsime elektrolitinės vonelės vienodo potencailo taškų padėtį.
2. Liesdami vonelėje įdėtus elektrodus zondu, pantografo pieštuku pažymime jų padėtį popieriuje.
3. I tinklą įjungiamo transformatorių ir oscilografinį indikatorių I. Darbą rekomenduojama pradėti įtampos daliklio jungiklį J pasukus į pirmą padėtį. Slankiodami zondą prie vonelės krašto kryptimi, statmena elektrodų paviršiui, randame tokią zondo padėtį, kurioje oscilografo ekrane matomos kreivės aukštis būtų minimalus, padėtis horizontaliausia. Ši tašką, priklausantį vienai ekvipotencialinei linijai, pažymime popieriuje. Kitus šios linijos taškus raskite pastumdamai zondą po 2 cm. i priekį tol, kol zondu pasiekiame vonelės sienelę. Taip skersai vonelės nustatome tą patį potencialą turinčių kitų 2-9 taškų padėtį. Užrašome jų potencailo φ_n vertę ir koordinatę.

Tokias pačias operacijas atliekame kiekvienai daliklio jungiklio padėciai, išskyrus 0 ir 10 padėtis. Pastarosiose padėtyse ekvipotencialinės linijos sutaptų su elektrodais vonelėje. Per vienodo potencailo taškus brėžiame ekvipotencialines linijas.

4. Brėžiame ekvipotencialinėms linijoms statmenas elektrinio lauko stiprio linijas.
5. Lauko stiprio skaičiavimui brėžiame potencailo pasiskirstymo kreivę $\varphi = f(l)$.
6. Iš grafiko randame $\Delta\varphi$ ir Δl ir dėstytojo nurodytame taške pagal (3) apskaičiuojame elektrinio lauko stiprį.
7. Dėstytojo nuožiūra bandymą galima kartoti su kitokiais elektrodais.



8. I vonelę įdedame ištisinius metalinį ir po to plasmasinį žiedus ir nustatome kam lygus potencialas viduje (lygus ar nelygus nuliui).

Kontroliniai klausimai

1. Kokia elektrinio lauko stiprio bei potencialo fizikinė prasmė ?
2. Koks yra potencialo ir lauko stiprio saryšis ?
3. Parodykite, kaip gaunama (5) formulė.
4. Paaiškinkite (5) formulės minuso ženklo fizikinę prasmę.
5. Paaiškinkite, kaip darbe nustatomi vienodo potencialo taškai.

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – Vilnius: Mokslas, 1989. – 2 d. – 9-15 p.
2. Ambrasas V., Jasilionis B. Fizika. Elektromagnetizmas. – Kaunas: Technologija, 2008.-5-35 p.

ELEKTROSTATINIO LAUKO TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti elektrodų kuriamą elektrostatinį lauką.

Teorinio pasirengimo klausimai. Elektrostatinio lauko stipris ir potencijalas. Ekvipotencialiniai paviršiai. Lauko stiprio ir potencijalo sąryšis.

Teorinė dalis. Elektrinis laukas, kurį kuria nejudantis įelektrintas kūnas, vadinamas *elektrostatiniu*. Elektrinis laukas taškinį krūvį q_0 (įelektrintą materialujį tašką) veikia jėga \vec{F} . Pasirinktame elektrinio lauko taške santykis

$$\frac{\vec{F}}{q_0} = \text{const} = \vec{E} \quad (1)$$

nepriklauso nuo veikiamo krūvio q_0 didumo, būdingas elektrinio lauko taškui ir vadinamas *elektrinio lauko stipriu* tame taške.

Elektrostatinės jėgos yra potencialinės, todėl jų veikiamas įelektrintas materialusis taškas turi potencinės energijos W_p . Pasirinktame elektrinio lauko taške santykis

$$\frac{W_p}{q_0} = \text{const} = \varphi \quad (2)$$

nepriklauso nuo krūvio q_0 didumo, būdingas elektrinio lauko taškui ir vadinamas to taško *potencialu*. Taigi kiekvieną elektrostatinio lauko tašką galima apibūdinti jėginiu dydžiu – *lauko stipriu* arba energiniu dydžiu – *potencialu*. Tarp šių dydžių yra matematinis sąryšis: *potencijalo neigiamą išvestinę bet kuria kryptimi* ℓ yra lygi toje kryptyje elektrostatinio lauko stiprio projekcijai, t.y.

$$E_\ell = -\frac{d\varphi}{d\ell} . \quad (3)$$

Potencijalo išvestinė jo sparčiausio kitimo kryptimi vadinama *potencijalo gradientu* ($\text{grad } \varphi$). Dekarto koordinačių sistemoje

$$\text{grad } \varphi = \vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} . \quad (4)$$

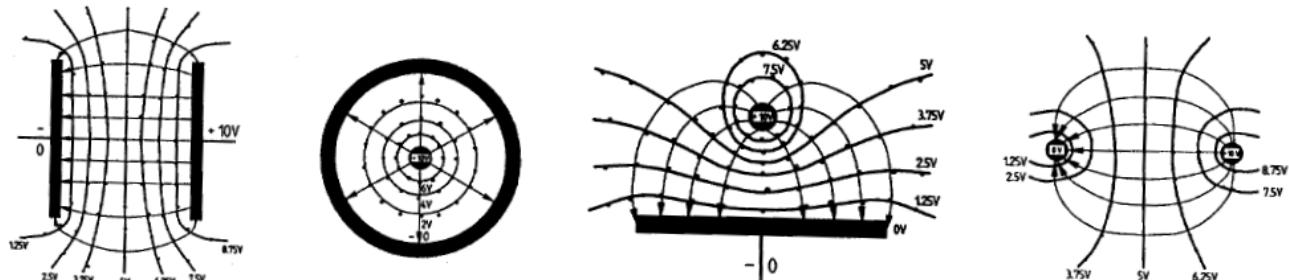
Šis vektorius nukreiptas potencijalo didėjimo link. Iš (3) ir (4) išplaukia, kad elektrostatinio lauko stipris

$$\vec{E} = - \left(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = -\text{grad } \varphi . \quad (5)$$

Įsivaizduojamas paviršius, kurio visų taškų potencijalas vienodas, vadinamas *ekvipotencialiniu paviršiumi*. Kadangi kiekviename tokio paviršiaus taške $\varphi = \text{const}$, todėl išvestinė $\partial \varphi / \partial \ell$ bet

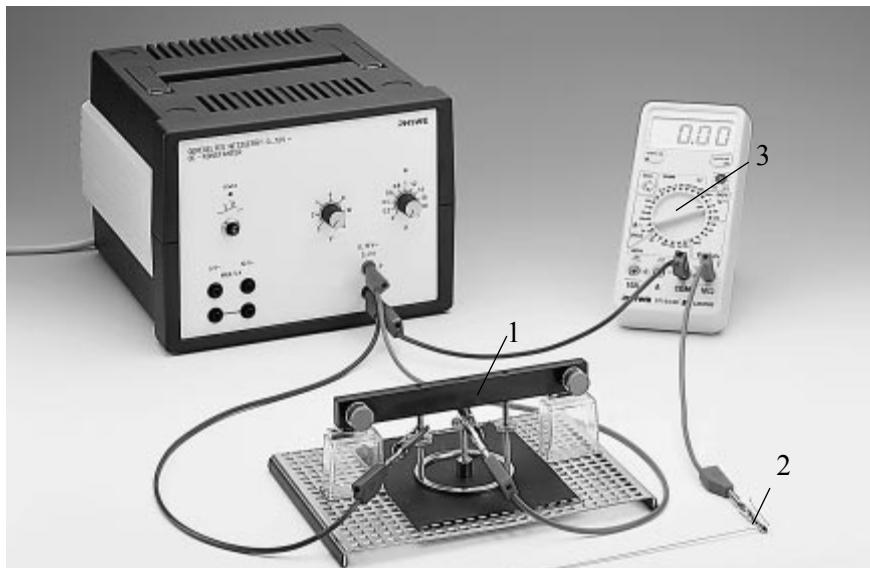
kokios jo liestinės kryptyje lygi 0. Taigi pagal (3) ir lauko stiprio projekcija šioje kryptyje $E_\ell = 0$.

Tai rodo, kad lauko stiprio vektorius \vec{E} kiekviename to paviršiaus taške lygiagretus jo normalei, kitaip sakant, lauko jėgų linijos kiekviename taške statmenos ekvipotencialiniams paviršiui 1 pav.



1 pav.

Darbo aprašymas. Darbo eksperimentinė įranga ekvipotencialinėms linijoms surasti pavaizduota 2 pav.



2 pav.

Prie specialaus laikiklio 1 pritvirtinti elektrodai prispaudžiami prie anglinio popieriaus. Po angliniu popieriumi yra polikarbonato plokštélė, atliekanti izoliuojančio pagrindo funkciją. Smailas zondas 2, prijungtas prie didelés jėjimo varžos skaitmeninio indikatoriaus 3 ($R_{IN} = 10 \text{ M}\Omega$), naudojamas ekvipotencialiniams taškams rasti.

Darbo eiga. 1. Ijungiamo srovės šaltinį į tinklą. Srovės šaltinio jungiklis yra užpakalinėje šio prietaiso sienelėje. Ijungiamo skaitmeninį indikatoriu (multimetru). Patartina naudoti 200 V matavimo ribą. Srovės stiprio reguliavimo rankenėlę nustatome į 1 A ribą, o U- į 10 V ribą.

2. Priliečiame zondą prie anglinio popieriaus 1 cm. atstumu nuo kairiojo elektrodo ties jo viduriu. Užsirašome potencialą ir pažymime koordinatę dėstytojo išduotame lape. Po to 1 cm žingsniu traukiame zondą link saves ir vis atžymime koordinatę (potencialas turi pasilikti pastovus). Vėliau grįztame į pradinę padėtį ir tuo pačiu žingsniu zondą toliname nuo saves iki anglinio popieriaus krašto.

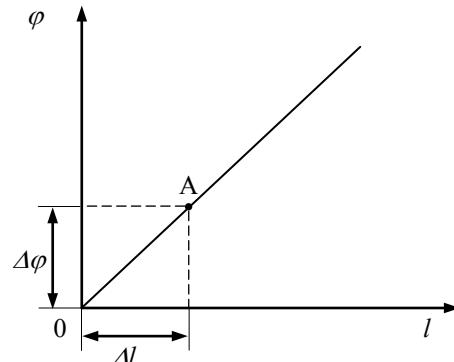
3. Tas pačias operacijas atliekame zondą pastumdam i dešinę po vieną centimetrą.

4. Sujunge ekvipotencialinius taškus, brėžiame ekvipotencialines linijas.

5. Brėžiame lauko stiprio linijas.

6. Lauko stiprio skaičiavimui brėžiame potencijalo pasiskyrstymo kreivę $\varphi = f(l)$.

7. Iš grafiko paimame $\Delta\varphi$ ir Δl ir dėstytojo nurodytame taške pagal (3) apskaičiuojame elektrinio lauko stipri.



3 pav.

Kontroliniai klausimai

1. Kokia elektrinio lauko stiprio bei potencijalo fizikinė prasmė ?
2. Koks yra potencijalo ir lauko stiprio sąryšis ?
3. Parodykite, kaip gaunama (5) formulė.
4. Paaiškinkite (5) formulės minuso ženklo fizikinę prasmę.
5. Paaiškinkite, kaip darbe nustatomi vienodo potencijalo taškai.

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – Vilnius: Mokslas, 1989. – T.2. P. 8–15.
2. Ambrasas V., Jasiulionis B. Fizika. Elektromagnetizmas. – Kaunas: Technologija, 2007. – P. 12–37.
3. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. – Vilnius: Mintis, 1970. – T. 2. – P. 16–41.

36. ELEKTROS KRŪVIO TVERMĖS DĒSNIO TIKRINIMAS

Darbo užduotis. Patikrinti elektros krūvio tvermės dėsnį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Elektros krūvio samprata. Elektros krūvio tvermės dėsnis. Kondensatoriaus talpa.

Teorinė dalis. Elektros krūvio sąvoka įvesta tam, kad galētume matematiškai ivertinti kūnus veikiančias elektros jėgas. *Elektros krūvis yra dalelių arba kūnų abipusės elektromagnetinės sąveikos intensyvumo matas.* XVIII a. pradžioje nustatyta, kad esama dviejų rūsių elektros krūvių, kurie *sąlygiškai* pavadinti *teigiamais* ir *neigiamais*. Elektros krūviui galioja *adityvumo* principas: sudėtingų medžiagos dalelių (kūnų) elektros krūvis lygus jų sudarančių elektringuų mikrodalelių krūvių algebrinei sumai.

Visi kūnai sudaryti iš atomų. Atomai normaliomis sąlygomis yra elektriškai neutralūs, nes jų branduolio teigiamą krūvį kompensuoja neigiamas elektronų krūvis. Todėl *normaliomis sąlygomis visi kūnai taip pat yra elektriškai neutralūs*. Tačiau, jeigu iš kūno *dalij elektronų pašalinsime* (liks nekompenzuotas branduolių krūvis), kūnas *įsielektrins teigiamai*. Jeigu kūnui *suteiksime elektronų perteklių*, jis *įsielektrins neigiamai*. Vienodo ženklo krūviais įelektrinti kūnai vieni kitus stumia, priešingais – traukia. SI krūvio vienetas yra *kulonas* (1 C).

XX a. pradžioje eksperimentiškai įrodyta, kad visi makrokrūviai yra tam tikro krūvio, pavadinto *elementariuoju*, kartotiniai. Elementaraus krūvio dydis $e = 1,6021892(46) \cdot 10^{-19}$ C. Mūsų darbe imsime $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ C. *Protonas* turi *teigiamą* elementarų krūvį, *elektronas – neigiamą*. Makroskopiniuose reiškiniuose dalyvauja labai daug mikrodalelių skaičius, todėl galima kalbėti apie tolydinį krūvio kitimą, nes makroskopiskai labai mažą elektros krūvį dq sudaro vis dėlto didelis elementariųjų krūvių e skaičius.

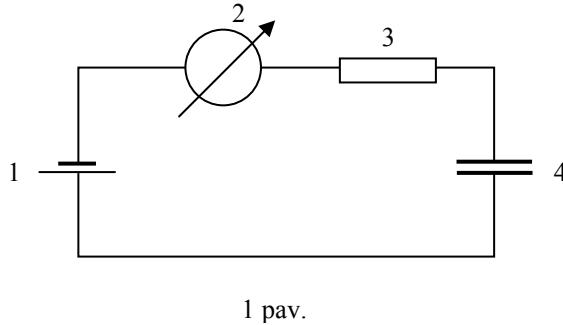
Vienas iš fundamentaliųjų gamtos dėsių yra *elektros krūvio tvermės dėsnis*. Jis formuluojamas taip: *kad ir kokie procesai vyktų elektriškai izoliuotoje sistemoje, jos krūvių algebrinė suma laikui bėgant nekinta. Elektriškai izoliuota sistema vadiname tokią sistemą, kurioje nevyksta krūvių kaita su aplinka.* Taigi elektros krūvis nesukuriamas ir neišnyksta (kalbame ne apie elektringuų dalelių skaičių, o apie krūvių algebrinę sumą), o tik gali būti perduodamas vieno kūno kitam arba judėti pačiam kūne.

Tikrindami elektros krūvio tvermės dėsnį, apskaičiuojame ir palyginame krūvius, kurie prateka grandine *įelektrinant* kondensatorių ir jį *išelektrinant*. Įelektrinto kondensatoriaus elektrodų krūvių moduliai visuomet lygūs, o jų ženklai priešingi, todėl *kondensatoriaus krūviu vadinamas vieno elektrodo krūvio modulis q*.

Krūviu q įelektrinus kondensatorių, tarp elektrodų susidaro potencialų skirtumas $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$. Santykis

$$\frac{q}{\Delta\phi} = C \quad (1)$$

vadinamas kondensatoriaus talpa. Ji rodo kondensatoriaus savybę kaupti elektros krūvį.



Kondensatorius į elektrinamas naudojant 1 paveiksle pavaizduotą schemą. Čia 1 – įtampos šaltinis, kurio elektrovaros jėga \mathcal{E} ; 2 – ampermetras; 3 – varžos R varžas; 4 – talpos C kondensatorius.

Iš Omo dësnio uždarajai grandinei gauname

$$IR = \mathcal{E} - \Delta\phi .$$

Srovės stiprumas I lygus per grandinės skerspjūvį pernešamo krūvio q kitimo greičiui:

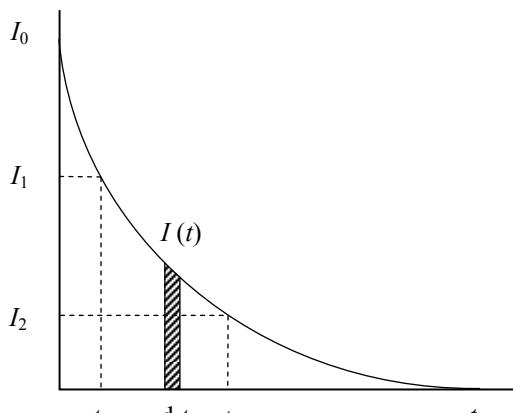
$$I = \frac{dq}{dt} . \quad (3)$$

I (2) įraše $\Delta\phi = q/C$ išraišką ir abi lygties pusės išdiferencijavę laiko atžvilgiu bei atsižvelgę, kad $d\mathcal{E}/dt = 0$ (nes elektrovaros jėga išlieka pastovi), o $dq/dt = I$, gauname

$$R \frac{dI}{dt} = -\frac{1}{C} I . \quad (4)$$

Šios diferencialinės lygties sprendinys

$$I = I_0 e^{-t/RC} ; \quad (5)$$



čia $e = 2,72$ – natūrinio logaritmo pagrindas, $I_0 = \mathcal{E}/R$ – elektros srovės stiprumas pradiniu laiko momentu. Gautoji $I(t)$ priklausomybė pavaizduota 2 paveiksle. Jame matome, kad per laiką dt pratekėjusio krūvio dydis $dq = I(t)dt$ lygus užbrūkšniuoto elementaraus stačiakampio plotui. Visas pratekėjęs krūvis $q = \int I(t)dt$ lygus plotui figūros, kurią riboja kreivė $I(t)$ ir ašys I bei t . Norint rasti pratekėjusio krūvio dydį reikia apskaičiuoti šios figūros plotą. Jį apskaičiuojame minėtą figūrą sudalę vienodais langeliais ir suskaičiavę juų skaičių N . Vieno langelio plotas atitiks krūvį $q_i = \ell_I m_I \ell_t m_t$; čia ℓ_I ir ℓ_t – langelio kraštinių ilgiai, m_I ir m_t – srovės stiprumo ir laiko masteliai. Visas pratekėjęs krūvis

$$q = q_i \cdot N = m_I m_t \ell_I \ell_t \cdot N . \quad (6)$$

Dviem pasirinktiems laiko momentams t_1 ir t_2 , pagal (5), atitiks srovės stiprumai

$$I_1 = I_0 e^{-t_1/RC} \quad (7)$$

ir

$$I_2 = I_0 e^{-t_2/RC}. \quad (8)$$

Padalinę (7) iš (8) ir gautą santykį išlogaritmovę pagrindu e, gauname

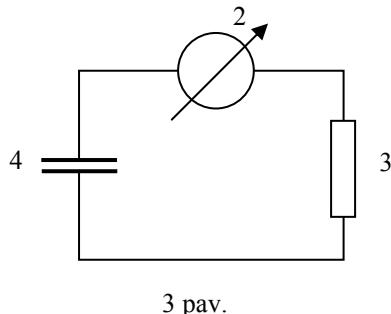
$$\ln \frac{I_1}{I_2} = \frac{t_2 - t_1}{RC}. \quad (9)$$

Jeigu laiko momentus t_1 ir t_2 pasirinksime taip, kad santykis $I_1 / I_2 = e = 2,72$, tuomet $\ln I_1 / I_2 = 1$ ir

$$RC = t_2 - t_1. \quad (10)$$

Taigi, žinodami R ir $t_2 - t_1$, iš (10) galime apskaičiuoti kondensatoriaus talpą

$$C = \frac{t_2 - t_1}{R}. \quad (11)$$



Kondensatorių išelektriname 3 paveikslė pavaizduotą schema, kurioje viskas pažymėta kaip 1 paveikslė. Įvertinę, kad $\Delta\phi = q / C$ ir pritaikę Omo dėsnį, gauname

$$q / C = RI. \quad (12)$$

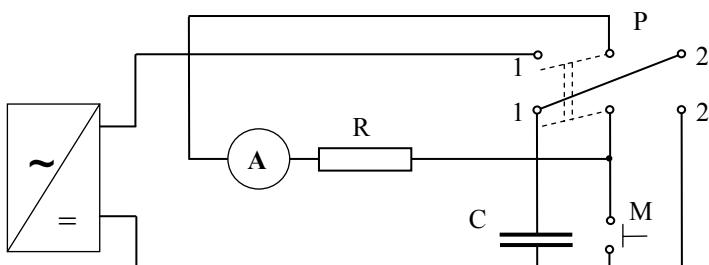
Išdiferencijavę (12) laiko atžvilgiu, gauname

$$-\frac{1}{C} \frac{dq}{dt} = R \frac{dI}{dt}; \quad (13)$$

čia ženklą „-“ rašome todėl, kad kondensatorių išelektrinant krūvis mažėja ir jo pokytis dq yra neigiamas. Gautoji (13) lygtis analogiška (4), todėl ją tenkins sprendinys (5).

Jeigu toje pačioje koordinacių sistemoje nubrėžus kondensatoriaus įelektrinimo ir išelektrinimo srovų grafikus $I(t)$ jie, paklaidų ribose, sutampa, vadinas, *elektros krūvio tvermės dėsnis galioja*.

Darbo aprašymas. Principinė elektrinė darbo schema pavaizduota 4 paveikslė.



1. Prieš pradedant kondensatoriaus įelektrinimo tyrimą pirmiausia reikia ji išelektrinti. Tam perjungiklį P jungiame į padėti 2 ir laukiame, kol srovės stiprumas taps artimas nuliui. Tuomet perjungiklį P jungiame į padėti 1 ir nuspaudžiame mygtuką M. Taip užtrumpiname kondensatorių ir ji pilnai

išelektriname. Užtrumpinus kondensatorių, atžymime grandine tekančios elektros srovės stiprumą, kuris yra lygus I_0 . Atleidę mygtuką, matuojame kondensatoriaus įelektrinimo srovės stiprumo I priklausomybę nuo laiko t . I_i ir t_i vertes atsižymime srovės stiprumui keičiantis kas 5 μ A.

Matuojame tol, kol srovės stiprumas pasidaro praktiskai lygus nuliui. Tuomet kondensatorius visiškai įelektrintas ir jo potencialų skirtumas $\Delta\varphi$ lygus elektrovaros jėgai \mathcal{E} , kurios vertę apskaičiuojame $\mathcal{E} = I_0R$. Čia $R = 114 \text{ k}\Omega$.

2. Perjungiklį P perjungiamoje į padėtį 2 ir 1 punkte aprašytu būdu matuojame kondensatoriaus išelektrinimo srovės stiprumo priklausomybę nuo laiko.

3. Vienoje koordinačių sistemoje brėžiame abiejų srovių grafikus. Išelektrinimo srovės pradiniai rodmenys bus neteisingi, nes, perjungus perjungiklį, dėl ampermetro rodyklės inertumo, ji nespėja atsilenkti reikiamu didžiausiu kampu. Brėžiamo grafiko pradžią patiksliname ekstrapoliuodami: naudodami lekalą, pagal vėlesnes išmatuotas vertes kreivę tolydžiai pratešiame iki susikirtimo su srovės ašimi.

Pagal nubrėžtų grafikų sutapimą sprendžiame, ar elektros krūvio tvermės dėsnis galioja.

4. Iš grafiko $I(t)$ apskaičiuojame kondensatoriaus talpą. Tam laisvai pasirenkame srovės stiprumo vertę I_1 ir apskaičiuojame $I_2 = I_1 / e$. Iš grafiko randame šias srovių stiprumo vertes atitinkančius laikus t_1 bei t_2 ir iš (11) apskaičiuojame kondensatoriaus talpą.

5. Pagal kreivės $I(t)$ ir ašių ribojamą plotą apskaičiuojame pernešto krūvio dydį.

6. Iš kondensatoriaus talpos formulės, imdami $\Delta\varphi = \mathcal{E} = I_0R$, taip pat apskaičiuojame kondensatoriaus elektros krūvį ir ji palyginame su 5 punkte gautaja verte. Jų sutapimas bylos apie elektros krūvio tvermės dėsnį.

Kontroliniai klausimai

1. Elektros krūvio samprata.
2. Elektros krūvio tvermės dėsnis.
3. Kondensatorius ir jo talpa.
4. Paaiškinti (4) lygties sprendinį.
5. Paaiškinti pernešto elektros krūvio skaičiavimą.
6. Paaiškinti kondensatoriaus išelektrinimo srovės grafiko pradinės dalies tikslinimo priežastis.

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – V., 1989. – T.2, p. 5-6, 44, 48-49.

LAIDININKO SAVITOSIOS VARŽOS NUSTATYMAS

Darbo užduotis. Nustatyti tiriamojo laidininko savitąjį varžą ir patikrinti Omo dėsnį.

Teorinio pasirengimo klausimai. Varža, savitoji varža, Omo dėsnis.

Teorinė dalis. Laidininko aktyvioji (ominė) varža (toliau – varža) apibūdina šio laidininko pasipriešinimą pastoviosios elektros srovės tekėjimui. Kietojo laidininko varža R priklauso nuo jo medžiagos cheminės sudėties, kristalinės struktūros, matmenų, formos ir temperatūros. Ją gali pakeisti ir išoriniai poveikiai: deformuojančios laidininką jėgos ar įtempių, magnetiniai laukai ir kt. Darbe nagrinėsime pastovaus skerspjūvio S , ilgio l , vienodos temperatūros vienalyčio laidininko varžą. Jo aktyviosios varžos didumą galima nustatyti išmatavus laidininku tekančios srovės stiprį I , esant tarp laidininko galų žinomam potencialų skirtumui $\varphi_1 - \varphi_2$. Pagal Omo dėsnį nesant laidininke elektrovaros, t. y. vadinamajai vienalytei grandinės daliai, galioja lygybė:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = IR = U, \quad (1)$$

čia U – įtampa tarp grandinės (mūsų atveju – tarp laidininko) galų.

Iš čia

$$R = \frac{U}{I}. \quad (2)$$

Tačiau dažnai yra naudojamas kitas praktiskai svarbus laidininko varžą apibūdinantis, bet nuo jo išmatavimų ir geometrijos nepriklausantis dydis – savitoji varža ρ . Mūsų nagrinėtojo vienalyčio pastovaus skerspjūvio laidininko atveju

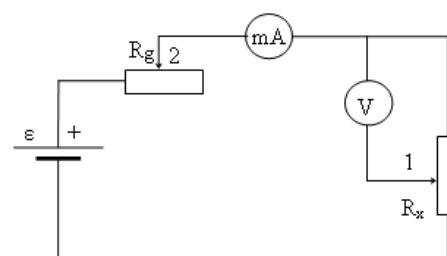
$$\rho = \frac{R \cdot S}{l}. \quad (3)$$

Savitoji varža mūsų atveju apibrėžiama kaip vienetinio ilgio ir vienetinio skerspjūvio ploto vienalyčio laidininko varža. Pagal valstybinį standartą (LST ISO 31-9) savitoji varža apibrėžiama kaip proporcionalumo koeficientas Omo dėsnio diferencialine forma:

$$\vec{E} = \rho \vec{j}; \quad (4)$$

čia \vec{E} – elektrinio lauko stipris laidininke; \vec{j} – tuo tekančios srovės tankis.

Darbo aprašas. Darbe naudojamas įrenginys (1 pav.) susideda iš stendo su elektriniais matavimo prietaisais ir mechaninio stovo. Prie mechaninio stovo pritvirtinta milimetrinė liniuotė, slankiklis ir įtemptas laidas. Stende sumontuotas maitinimo šaltinis, srovės stiprio reguliatorius R_g , srovės per tiriamąją laidą, kurio varža R_x , matuoklis –



1 pav. Darbe naudojamas įrenginys: 1, 2 – slankikliai; R_x – laidininko varža; R_g – srovės stiprio reguliatorius; V – voltmetras; mA – miliampermetras

miliampерметрас ir įtampos tarp slankiklio ir laido apatinio galo matuoklis – voltmetras.

Norint nustatyti laido savitą varžą, reikia išmatuoti tarp laidininko galų tekančios srovės stiprių bei įtampą. Iš Omo dėsnio apskaičiuojama laido varža. Žinant varžą, laido ilgį bei skerspjūvio plotą galima apskaičiuoti savitą varžą.

Darbo eiga:

Omo dėsnio tikrinimas ir savitosios varžos nustatymas

1. Patikriname Omo dėsnį. Tam slankiklį 1 pakeliame į viršutinę padėtį ir keisdami slankikliu 2 srovės stiprių matuojamame įtampą (5–7 matavimai). Matavimo rezultatus pateikiame lentelėje. Pasinaudodami Omo dėsniu (2), apskaičiuojame varžą ir rezultatus taip pat išrašome į lentelę.

Matavimo numeris	1	2	3	4	5	6	7
Srovės stipris, <i>mA</i>							
Įtampa, <i>V</i>							
Varža, <i>Ω</i>							

Apskaičiuojame vidutinę laidininko varžą: $\langle R \rangle = \dots \Omega$.

Brėžiame srovės stiprio priklausomybės nuo įtampos grafiką. Kuo tiksliau gauta priklausomybė atitinka tiesinę, tuo geriau grandinei tinkta Omo dėsnis.

2. Nustatome laidininko savitą varžą. Tam išmatuojame laido skersmenį *d* mikrometru ir ilgį *ℓ* nuo apačios iki slankiklio apatinės dalies ant stovo esančia milimetrine liniuote:

$$d = \dots mm, \quad \ell = \dots mm.$$

Laidininko skerspjūvio plotą apskaičiuojame pagal formulę:

$$S = \pi r^2;$$

čia *r* – laidininko spindulys.

Pagal (3) formulę apskaičiuojame laidininko savitą varžą (skaičiuodami naudojame vidutinę varžos vertę):

$$\rho = \frac{\langle R \rangle S}{l}.$$

Pasinaudodami laidininkų savitųjų varžų lentele, esančia darbo aprašo priede, nustatome medžiagą, iš kurios pagamintas laidas.

Laidininko varžos priklausomybės tyrimas nuo jo ilgio

3. Nustatome laidininko varžos priklausomybę nuo jo ilgio. Tam, nekeisdami srovės stiprio grandinėje, matuojamame įtampą tarp laidos pradžios ir slankiklio. Matavimą atliekame 5–7 kartus

esant skirtingiems laido ilgiams (kiekvieno kito matavimo metu laido ilgj pakeičiame 4–7 cm). Matavimų rezultatus surašome į lentelę. Kiekvienam atvejui apskaičiuojame laido varžą.

Srovės stipris $I = \dots \text{ mA}$							
Laido ilgis, <i>mm</i>							
Įtampa, <i>V</i>							
Varža, Ω							

Brėžiame varžos priklausomybės nuo laido ilgio grafiką.

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname varža?
2. Ką vadiname savitaja varža?
3. Suformuluokite Omo dėsnį grandinės daliai.
4. Kaip patikrinti, ar grandinės daliai taikytinos Omo dėsnis?
5. Kodėl žinynuose pateikiamos įvairios cheminės sudėties laidininkų savitosios varžos, o ne varžų reikšmės?
6. Ar keičiasi savitoji varža keičiant slankikliu tiriamojo laidininko ilgi?

Laidininkas	Savitoji varža $\rho, \Omega \cdot \text{m}$
Aluminis	$2,7 \cdot 10^{-8}$
Voframas	$5,5 \cdot 10^{-8}$
Geležis	$1,0 \cdot 10^{-7}$
Auksas	$2,2 \cdot 10^{-8}$
Varis	$1,72 \cdot 10^{-8}$
Sidabras	$1,6 \cdot 10^{-8}$
Platina	$1,07 \cdot 10^{-7}$
Konstantanas	$5,0 \cdot 10^{-7}$
Nichromas	$1,12 \cdot 10^{-6}$

METALŲ VARŽOS PRIKLAUSOMYBĖS NUO TEMPERATŪROS

TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti laidininko varžos priklausomybę nuo temperatūros.

Teorinio pasirengimo klausimai. Klasikinės elektroninės metalų elektrinio laidumo teorijos pagrindai. Laidininko ominė varža. Savitoji varža. Laidininko varžos priklausomybė nuo temperatūros.

Teorinė dalis. Metalai yra geri elektros ir šilumos laidininkai. Tyrimai rodo, kad laidumo elektros srovę ir didžiąją dalį šiluminio laidumo būdu perduodamos šiluminės energijos juose perneša laisvieji elektronai. Kristaliniuose metaluose kiekvieno iš atomų vienas ar keli valentiniai elektronai dėl kvantine kietojo kūno teorija paaiškinamą priežasčių nesurišti su konkrečiu atomu ir dalyvauja chaotiškame šiluminiamame judėjime po visą metalo tūrį. Klasikinės fizikos požiūriu šio chaotiško elektronų judėjimo greičio modulio vidutinė vertė $\langle v \rangle$ yra proporcinga šakniai iš absoliutinės temperatūros T , t. y. $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$. Kambario temperatūroje pagal klasikinę metalų laidumo teoriją $\langle v \rangle$ turėtų būti 100 km/s eilės, o kryptingo laisvujų elektronų judėjimo vidutinio greičio modulis daugeliu praktinių atvejų neviršija 10^{-4} m/s. Laidumo elektronų koncentracija yra tos pačios eilės kaip atomų koncentracija kristaliniame metale ir plačiame temperatūrų intervale yra pastovi. Nors klasikinė metalų laidumo teorija gerai paaiškina Omo dėsnį (pagal ją varža nepriklauso nuo tekančios srovės stiprio), tačiau iš šios teorijos išplaukia, kad, jeigu $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$, tai ir $R \sim \sqrt{T}$. Tai prieštarautų eksperimentiniams rezultatams.

Elektros srovei metaluose gerai tinkta Omo dėsnis: *vienalytei grandinės daliai srovės stipris I tiesiog proporcingas tos dalies įtampai U ir atvirkščiai proporcingas tos dalies ominei (aktyviajai) varžai R*, t. y.

$$I = \frac{U}{R} . \quad (1)$$

Taigi laidininko elektrinė varža (toliau – varža) yra lygi įtampos tame laidininke ir juo tekančios srovės stiprio santykui. Ji apibūdina laidininko pasipriešinimą elektros srovės tekėjimui. Laidininko varža priklauso nuo jo matmenų, medžiagos rūšies ir būsenos bei temperatūros.

Vienalyčio vienodo skerspjūvio ploto S ir l ilgio laidininko varža skaičiuojama pagal šią formulę:

$$R = \rho \frac{l}{S} ; \quad (2)$$

čia ρ – laidininko savitoji varža, priklausanti nuo medžiagos rūšies, būsenos ir temperatūros, bet nepriklausanti nuo laidininko geometriniių matmenų ir formos.

Metalų savitoji varža, didinant temperatūrą, didėja (čia nenagrinėsime labai žemų – kriogeninių – temperatūrų atvejo).

Nelabai aukštų temperatūrų kambario temperatūros atžvilgiu daugumos metalų eksperimentinė priklausomybė $\rho = f(T)$ yra artima tiesinei ir aprašoma lygtimi:

$$\rho \approx \rho_0 [1 + \alpha(T - T_0)] = \rho_0 (1 + \alpha t); \quad (3)$$

čia $\alpha = \text{const} - \text{temperatūrinis savitosios varžos koeficientas}$; $T_0 = 273 K$ – temperatūra, atitinkanti $0^\circ C$ Celsijaus temperatūros skalėje; ρ_0 – savitoji metalo varža $0^\circ C$ temperatūroje. T ir t – atitinkamai laidininko absolютinė ir Celsijaus temperatūros; ρ – laidininko varža temperatūroje t .

Taikydami (2) formulę ir laikydami, kad $\frac{\ell}{S}$ nepriklauso nuo temperatūros (tai mūsų atveju dėl laidininko šiluminio plėtimosi nėra absoliučiai teisinga, bet šis artinys nedaug pakeičia analizės rezultatus), gausime:

$$R = \rho \frac{\ell}{S} \approx R_0 [1 + \alpha(T - T_0)] = R_0 (1 + \alpha t); \quad (4)$$

čia R_0 – laidininko varža $0^\circ C$ temperatūroje; ρ – laidininko varža temperatūroje t .

Išdiferencijavę (4) lygybę temperatūros atžvilgiu, gausime

$$\frac{\partial R}{\partial t} = R_0 \alpha; \quad (5)$$

Iš čia

$$\alpha = \frac{1}{R_0} \frac{\partial R}{\partial t}. \quad (6)$$

Taigi, jeigu $\alpha = \text{const}$, turėtume gauti ir $\frac{\partial R}{\partial t} = \text{const}$, t. y. varža turėtų tiesiskai priklausyti nuo temperatūros.

O dabar aiškinsimės varžos priklausomybę nuo temperatūros mikroskopiniu lygiu. Irodyta, kad metaluose elektros krūvį perneša laisvieji (t. y. nesurišti su konkrečiu atomu) elektronai. Jie sėlygoja ir daugumai metalų didesnį, palyginti su dielektrikais, šilumos laidumą.

Eksperimentų, tiriančių metalų varžos priklausomybę nuo temperatūros, rezultatus gerai pavyko paaiškinti tik pritaikius laidumo elektronams (tai yra mikropasaulio dalelės) tinkamus kvantinės mechanikos dėsnius. Jais remiantis elektronų laisvasis lėkis, kartu ir medžiagos elektrinis laidumas (bei varža) siejamas su minėtu elektronų sklaida. Jei metalo kristalas būtų tobulas (begalinis monokristalas, neturintis jokių periodiškumo sutrikimų, t. y. defektų), tai, remiantis kvantine teorija, jo laisvujų elektronų laisvasis lėkis $\lambda \rightarrow \infty$, kartu $\rho \rightarrow 0$. Deja, realiai kristale yra daugybė defektų. Jie skirtomi į *statinius* ir *dinaminius*. Realus metalo kristalas sudarytas iš mažų chaotiškai išdėstytių kristalitų, juose daug tuščių gardelės mazgų, daug dalelių tarpmaišiuose, yra priemaišų (svetimų atomų) ir pan. Visa tai – *statiniai* defektai. Be to, visos kristalo struktūrinės dalelės virpa, kai $T > 0 K$. Dėl to nuotolis tarp jų kinta – sutrinka kristalo periodiškumas. Tai

dinaminiai defektai. Aukštesnėse nei kambario temperatūroje dinaminių ir dalies statinių defektų koncentracija proporcinga T , todėl elektronų laisvasis lėkis $\langle \lambda \rangle \sim \frac{1}{T}$, o savitoji varža $\rho \sim T$.

Darbo aprašas. Principinį matavimų įrenginį (1 pav.) sudaro elektrinė krosnelė 1, jos viduje įtvirtintas tiriamasis varinis arba NiCr laidininkas 2, jo varžos matuoklis 3 ir termometras 4. Temperatūrą galima matuoti ir kitu jtaisu 5: termoelementu, termovarža ir pan. Temperatūrinio varžos koeficientui α nustatyti (iš tiesinės arba artimos tiesinei priklausomybės $R = f(t)$) reikia (3) lygybėje eliminuoti dydį R_0 , t. y. laidininko varžą 273 K (0°C) temperatūroje. Tam reikia išmatuoti to laidininko

$$\text{varžą temperatūroje } t_1 \text{ ir } t_2 : \quad R_1 = R_0 (1 + \alpha t_1), \\ R_2 = R_0 (1 + \alpha t_2).$$

Išsprendę šią lygčių sistemą α atžvilgiu, gauname

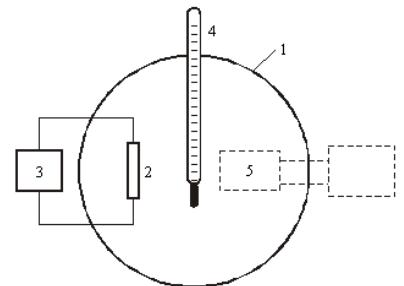
$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}. \quad (7)$$

Darbo eiga:

- Varžos matuokliu išmatuojame dėstytojo nurodyto laidininko varžą kambario temperatūroje.

Ijungę krosnelę, kas 2–4 laipsniai registruojame kylančią temperatūrą t_i bei ją atitinkančią laidininko varžą R_i . Matavimų rezultatus surašome į lentelę. Matuojame, kol temperatūra krosnelėje pasieks $40\text{--}60^{\circ}\text{C}$, po to krosnelę išjungiamo.

- Brėžiame grafiką $R = f(t)$. Iš jo tiesinės dalies pasirinktoms temperatūroms t_1 ir t_2 , nustatę varžas R_1 ir R_2 , apskaičiuojame α .
- Matavimų ir skaičiavimo rezultatus surašome į lentelę.



1 pav. Principinė matavimo įrenginio schema: 1 – elektrinė krosnelė; 2 – varinis arba NiCr laidininkas; 3 – laidininko varžos matuoklis; 4 – termometras; 5 – gali būti kitas temperatūrą matujantis jtaisas: termoelementas, termorezistorius

$l = \dots \text{m}; \quad S = \dots \text{m}^2$						
$t_i, {}^{\circ}\text{C}$	R_i, Ω	$t_1, {}^{\circ}\text{C}$	R_1, Ω	$t_2, {}^{\circ}\text{C}$	R_2, Ω	α, K^{-1}

Kontroliniai klausimai

- Kokie svarbiausi klasikinės elektroninės metalų elektrinio laidumo teorijos teiginiai?
- Kuo skiriasi ominė varža nuo savitosios varžos?
- Kokia bendroji vienalyčio pastovaus skerspjūvio laidininko ominės varžos formulė?
- Kodėl α apskaičiuoti reikalingus dydžius tikslingiau imti iš grafiko $R = f(t)$, o ne naudoti pavienių matavimų duomenis?

VARŽOS MATAVIMAS VITSTONO TILTELIU

Darbo užduotis. Rasti nežinomų varžų dydžius, kai turime žinomą varžą ir patikrinti nuoseklaus ir lygiagreitai varžų jungimo dėsningumus.

Teorinio pasirengimo klausimai. Kokias jėgas vadiname pašalinėmis? Paaiškinkite elektrovaros įtampos ir potencialų skirtumo fizikinę prasmę. Paaiškinkite Omo dėsnį grandinės daliai, uždarai grandinei. Pasakykite Kirchofo taisykles. Kuo jos pagrįstos?

Darbo principas ir aparatūra. Išsišakojusiai elektros srovės grandinei galioja du Kirchofo dėsniai.

1) į išsišakojusios grandinės mazgą įtekančių ir ištekančių elektros srovės stiprių algebrinė suma lygi nuliui:

$$\sum_{i=1}^{i=n} I_i = 0 \quad (1)$$

2) išsišakojusios elektros srovės grandinės bet kurio uždaro kontūro šakomis tekančių elektros srovės stiprių I_i ir atitinkamų varžų R_i sandaugų algebrinė suma yra lygi tame kontūre veikiančių elektrovarų E_i algebrinei sumai:

$$\sum_{i=1}^{i=n} E_i = \sum_{i=1}^{i=n} I_i R_i \quad (2)$$

Nežinomai laidininko varžai matuoti sudaroma 1 pav. parodyta išsišakojuosi grandinė, vadinama Vitstono tilteliu. Ant milimetrais sužymėtos skalės ištempta viela, kurios ilgis AB yra $l = l_1 + l_2$. Vielos atkarpos l_1 varžą pažymėkime R_1 ir atkarpos $l_2 - R_2$. E – srovės šaltinis, K – jungiklis, R_x – nežinoma varža, R_z – žinoma varža. Tarp taškų C ir D įjungiamas galvanometras. Kontaktas D yra šliaužiantysis.

3) įjungiamo į išsišakojusią grandinę srovės šaltinių. Šokoje AB tekančio srovės stipris I_2 , o potencialas

krinta nuo ϕ_A iki ϕ_B . Šokoje ACB srovės stipris I_1 ir potencialas taip pat krinta nuo ϕ_A iki ϕ_B , kai tarpine šaka CD neteka srovė. Stumdydami šliaužijojančią kontaktą D pasiekiame, kad taškuose C ir D potencialas būtų lygus: $\phi_C = \phi_D$, tuomet šia šaka srovė neteka. Remdamiesi antruoju Kirchofo dėsniu, kai srovė neteka, rašome kontūrams ACD ir CBD šias lygtis:

$$I_1 R_x - I_2 R_1 = 0$$

$$I_1 R_z - I_2 R_2 = 0$$

Pertvarkę lygtis ir padaliję, gauname:

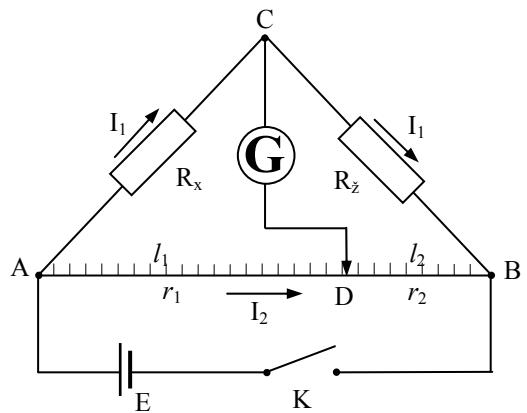
$$\frac{R_x}{R_z} = \frac{R_1}{R_2} \quad \text{ir} \quad R_x = R_z \frac{R_1}{R_2} \quad (3)$$

Viela AB vienodo radiuso ir homogeniška, todėl $(R = \rho \frac{l}{S})$ jos atskirų dalių varžų santykis lygus ilgių santykui: $\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$. Istatę (3) lygtynėje vietoje varžų vielos ilgius, gauname:

$$R_x = R_z \frac{l_1}{l_2}. \quad (4)$$

Vielos AB varža nėra didelė, todėl šio tipo tiltelis tinkta tik nedidelėms varžoms matuoti. Galima įrodyti, kad matavimo paklaida bus mažiausia, kai $l_1 = \frac{l}{2}$, t.y., kai šliaužiantysis kontaktas yra ties viduriu. Ties viduriu jis bus tuomet, kai dekadiniu varžynu parinksime $R_z \approx R_x$.

Išmatuojame trijų laidininkų nežinomas varžas atskirai ir sujungę nuosekliai (2a pav.), išmatuojame jų atstojamają varžą. Įsitikiname, kad



1 pav.

$$R_x = R_1 + R_2 + R_3 \dots \dots \quad (5)$$

Sujungę laidininkus lygiagrečiai (2b pav.), išmatuojame atstojamąjį varžą ir patikriname lygybę:

$$\frac{1}{R_x} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \dots \dots \quad (6)$$

Darbo eiga. 1. Ijungiamo maitinimo prietaisą į tinklą. Srovės šaltinis ijjungiamas užpakalinėje prietaiso sienelėje esančiu jungikliu.

2. Stumdamis reostato kontaktą D pastatome maždaug ties liniuotės viduriu.

3. Matuojamą vielų varžos yra nedidelės ($0,5 \div 5 \Omega$), todėl paimame dekadiniame varžyne nedidelę varžą ($0,5 \div 5 \Omega$).

4. Ijungiamo multimetrą.

5. Stumdamis kontaktą D bei keisdami dekadinio varžyno varžą randame tinkamą padėtį, kad multimetras rodytu nuli (φ_C = φ_D). Matavimų rezultatų tikslumas yra didžiausias tada, kai kontaktas D yra arti liniuotės vidurio, t.y. $l_1 \approx l_2$.

6. Iš (4) lygties išskaičiuojame R_x.

7. Panašiu būdu išmatuojame dar dvi nežinomas varžas.

8. Sujungiamo varžas nuosekliai ir randame jų bendrą varžą. Patikriname skaičiavimų.

9. Sujungiamo varžas lygiagrečiai ir randame jų bendrą varžą. Patikriname skaičiavimų.

10. Išskaičiuojame rezultato R_x paklaidą. Pažymėję varžos ilgį – l, matome kad $l_2 = l - l_1$ ir rezultato R paklaida bus

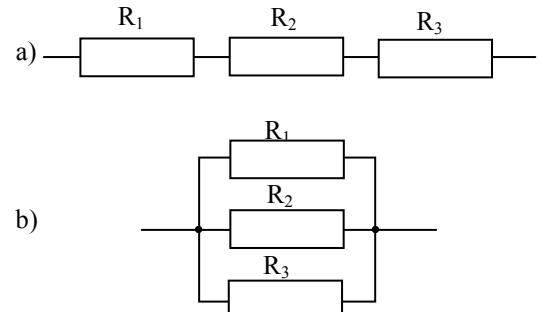
$$\Delta R_x = \pm R_x \left(\frac{\Delta R_z}{R_z} + \frac{\Delta l_1}{l_1} + \frac{\Delta l + \Delta l_1}{l - l_1} \right)$$

Matavimo ir skaičiavimo rezultatus surašome į lentelės:

Eil. Nr.	l_1 , m	l_2 , m	R, Ω	R _x , Ω
1				
2				
3				

l_1 , m nuosek.	l_2 , m nuosek.	R, Ω	R _x , Ω eksp.	R, Ω teor.

l_1 , m nuosek.	l_2 , m nuosek.	R, Ω	R _x , Ω eksp.	R, Ω teor.



2 pav.

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname elektros srove ir kokiomis sąlygomis ji atsiranda?
2. Paaiškinkite elektrovaros, įtampos ir potencialų skirtumo fizikinę prasmę.
3. Paaiškinkite Omo dėsnį grandinės daliai, uždarai grandinei.
4. Pasakykite Kirchofo taisykles. Kuo jos pagristos?

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. - Vilnius: Mokslo, 1989. - T.2. - P.142 - 148.
2. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. - Vilnius: Mintis, 1975. - T.3. - P. 101 - 108.

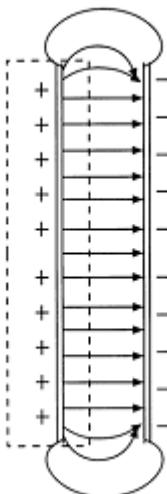
DIELEKTRIKŲ ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Nustatyti įvairių dielektrikų santykinę dielektrinę skvarbą, dielektrinę jutą (jautrį) ir polarizuotumą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Poliniai ir nepoliniai dielektrikai. Polarizuotumas. Dielektrinė skvarba ir dielektrinė juta. Kondensatoriai, kondensatorių talpa, talpos vienetas.

Teorinė dalis.

1. Plokščiojo kondensatoriaus talpa. Kondensatorius sudarytas iš dviejų lygiagrečių metalinių plokštelių, nutolusių viena nuo kitos atstumu d . (1 pav.) Kondensatoriaus elektrinė talpa apibrėžiama panašiai kaip ir pavienio laidininko: ji lygi vieno elektrodo krūvio ir potencialų skirtumo tarp elektrodų santykio moduliui. Modulis imamas dėl to, jog elektros krūvis gali būti tiek teigiamasis, tiek neigiamasis, o kondensatoriaus elektrinė talpa yra tik teigiamasis dydis:



$$C = \frac{q}{U}; \quad (1)$$

čia C – elektrinė talpa, q – vieno elektrodo krūvis, U – potencialų skirtumas tarp elektrodų.

Skaitine vertė kondensatoriaus talpa lygi krūviui, kurį reikia suteikti vienai iš plokščių, kad kondensatoriaus įtampa pakistų 1 V. Jeigu vienos iš kondensatoriaus plokštelių krūvis q , tai elektrinio lauko stipris tarp plokštelių

$$E_0 = \frac{q}{S\epsilon_0}; \quad (2)$$

1 pav.

čia S – kondensatoriaus plokštelių plotas, ϵ_0 – elektrinė konstanta (SI $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m). Potencialų skirtumas tarp plokštelių

$$U = \int_{x_1}^{x_2} E_0 dx = \frac{q \cdot d}{S\epsilon_0}, \quad q = \epsilon_0 \frac{S}{d} U. \quad (3)$$

Tuomet iš (2) ir (3) gauname:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

(tarp kondensatoriaus plokštelių vakuumas arba oras).

Talpos vienetas SI – faradas (F). Jis lygus talpai tokio kūno, kuriam suteikus vieno kulono krūvį, potencialas padidėja vienu voltu. (Tarp kondensatoriaus plokštelių vakuumas arba oras.)

Užpildykime tarpą tarp kondensatoriaus plokščių dielektriku, kurio santykinė dielektrinė skvarba ϵ . Jeigu krūvis q ant kondensatoriaus plokščių išlieka pastovus, potencialų skirtumas sumažės ϵ kartų

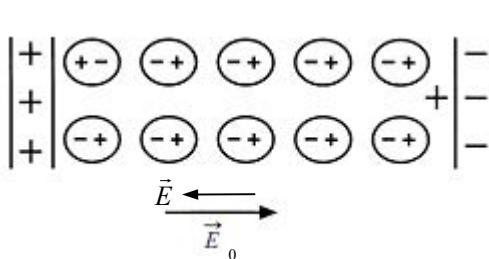
$$\frac{U}{U_1} = \epsilon.$$

Kondensatoriaus talpa padidės taip pat ϵ kartų ($C_1 / C_0 = \epsilon$).

Tada gauname

$$q_1 = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{d} U. \quad (4)$$

Iš (3) ir (4) randame,



2 pav.

$$\frac{q_1}{q} = \epsilon, \quad (5)$$

čia q_1 – krūvis ant kondensatoriaus plokštelių su dielektriku, q – krūvis be dielektriko.

2. Dielektriko polarizacija. Dielektrikas – medžiaga, nelaidi elektros srovei, nes neturi laisvųjų elektros krūvių. Tačiau tai nereiškia, kad medžiagos

molekulės neturi elektrinių savybių. Dielektriką veikiant elektriniu lauku, surištieji krūviai (atomuose ir molekulėse) labai nežymiai paslenka, o jis pats tampa elektrinio lauko šaltiniu (2 pav.).

Dielektrikai yra dviejų rūsių.

Vienų dielektrikų molekulės teigiamojo ir neigamojo krūvių centrali sutampa. Tokių dielektrikų molekulės vadinamos nepolinėmis. Dipolio momentas ($\vec{p} = q \cdot \vec{\ell}$) neveikiant išoriniam elektriniui laukui lygus nuliui. Paveikus tokius dielektrikus elektriniui laukui, atomai tampa dipoliais, kurių dipoliniai momentai orientuoja lauko kryptimi.

Polinių dielektrikų atomai turi dipolinius momentus ir neveikiant išoriniam laukui. Todėl išorinis elektrinis laukas poliniame dielektrike tik orientuoja jo elektrinius dipolinius momentus lygiagrečiai lauko kryptčiai.

Sukūrus dielektrike elektrinį lauką, pastarasis veikia elektringasias daleles. Dielektrikas poliarizuojasi. Dielektriko poliarizaciją apibūdina poliarizuotumas.

Elektriniu poliarizuotumu (elektrinės poliarizacijos vektoriumi) vadinama dielektriko bet kurio tūrio elektrinio momento ir to tūrio santykio riba, kai tūris artėja prie nulio:

$$\vec{P}_e = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei} \right); \quad (6)$$

čia n – dalelių skaičius dielektriko tūryje V , \vec{p}_{ei} – i-tojo dipolio elektrinis momentas.

Kai vienalyčiame elektriniame lauke yra vienalytis dielektrikas, kurio molekulės nepolinės, tai

$$\vec{P}_e = n_0 \vec{p}_e; \quad (7)$$

čia n_0 – molekulių skaičius tūrio vienetė.

Toks rezultatas gaunamas todėl, kad visų molekulių vektoriai \vec{p}_e nukreipti viena kryptimi – išilgai elektrinio lauko dielektrike stiprio vektoriaus \vec{E} .

Atomo dipolio momentas lygus

$$P_e = \epsilon_0 \alpha E; \quad (8)$$

čia $\alpha = 4\pi r^3$ – daugiklis, proporcings atomo tūriui ir vadinamas atomo elektriniu *poliarizuotumu*. Panaudojė (7) ir (8) formules turime:

$$\vec{P}_e = n_0 \epsilon_0 \alpha \vec{E} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}. \quad (9)$$

Koeficientas $\chi_e = n_0 \alpha$ vadinamas medžiagos dielektriniu jautriu. Jei vienalytis dielektrikas užpildo visą erdvę, kurioje egzistuoja elektrinis laukas, arba jo paviršiai yra ekvipotencialiniai, tai laukų kryptys būna priešingos (2 pav.) ir atstojamojo lauko dielektrike stipris

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}; \quad (10)$$

čia E_0 – lauko stipris vakuumė. Dydis ϵ vadinamas *santykine dielektrine skvarba* ir išreiškiamas lygybe



3 pav.

$$\epsilon = 1 + \chi, \quad (11)$$

t.y. priklauso nuo dielektriko gebėjimo poliarizuotis.

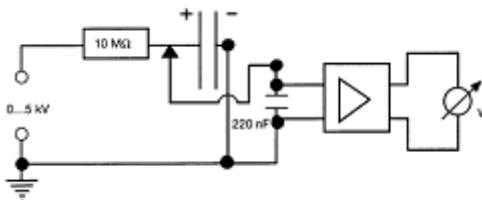
Santykinė dielektrinė skvarba rodo kiek kartų dviejų taškinių elektros krūvių kuriamas elektrinio lauko stipris vakuumė didesnis negu medžiagoje.

Aparatūra ir darbo eiga. Matavimo aparatūra parodyta 3 paveiksle.

1 – plokštasis kondensatorius $d = 260$ mm,
2 – plastmasinė plokštė (283x283) mm, 3 –

universalus matavimo stiprintuvas, 4 – voltmetras, 5 – aukštos įtampos srovės šaltinis, 6 – skalė su nonijusu, 7 – skalės galvutė. Universalus matavimo stiprintuvo 3 valdymo rankenėlės turi būti šioje padėtyje: $R_e \geq 10^{13} \Omega$, stiprinimo koeficientas 10', lauko pastovioji lygi 0.

Matavimo principinė schema parodyta 4 pav. Elektrostatinės indukcijos krūvį galime rasti išmatave įtampą U kondensatoriaus talpa 220 nF gnybtuose (8).



4 pav.
paspausdami stiprintuvo mygtuką.

- Sukdami mikrometrinės skalės galvutę (7), parinkite atstumą tarp kondensatoriaus C plokštelių lygį $d = 1$ mm.
- Ijunkite aukštos įtampos šaltinį bei stiprintuvą
- Sukdami aukštos įtampos potenciometrą, parinkite 1,5 kV įtampą.
- Pradedami matuoti pradinę voltmetro įtampą nustatykite paspausdami stiprintuvo mygtuką.
- Sukite skalės galvutę (7) nuo 0,1 cm iki 1 cm tam tikru žingsnu (žingsnį parenkame tokį, kad būtų apčiuopiamas įtampos pokytis) ir matuokite įtampą U_1 (pasirinkite voltmetro matavimo ribas).
- Pagal formulę $q = C_1 U_1$ apskaičiuokite kondensatoriaus krūvį, ($C_1 = 218$ nF).
- Brėžkite priklausomybę $q = f\left(\frac{1}{d}\right)$.
- Aukštą įtampą sumažinkite iki nulio.
- Patalpinkite dielektriko plokštelių tarp kondensatoriaus plokštelių ir išmatuokite d (sukdami mikrometrinę galvutę nenaudokite jėgos).
- Vėl pradinę voltmetro įtampą nustatykite paspausdami stiprintuvo mygtuką.
- Didinkite aukštą įtampą kas 0,2 kV, matuokite įtampą U_1 ir paskaičiuokite krūvį q_1 .
- Pašalinkite dielektriką (išlaikant tą patį atstumą tarp kondensatoriaus plokštelių) ir pakartokite 10 ir 11 punktų veiksmus.
- Brėžkite priklausomybę $q_1 = f(U)$ ir $q = f(U)$.
- Iš formulų (5) bei (11) paskaičiuokite santykinę dielektrinę skvarbą ϵ bei medžiagos dielektrinę jutą (jautri) χ .
- Tyrimo rezultatus surašykite į lenteles.

1. lentelė. $U = 1,5 kV$, $C = 218 nF$.

U_1 , V							
d , cm	0,1	0,3	0,4	0,5	0,7	0,8
$1/d$, cm ⁻¹							
q_1 , nC							

2. lentelė

U , kV	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4
U_1 , V							
q , nC							

3. lentelė

U , kV	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4
U_1 , V							
q_1 , nC							

$$\epsilon =$$

$$\chi =$$

Kontroliniai klausimai

1. Polinių ir nepolinių dielektrikų samprata.
2. Ką vadiname poliarizuotumu?
3. Koks yra deformacinės bei orientacinės poliarizacijos mechanizmas?
4. Ką nusako santiokinė dielektrinė skvarba?

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – Vilnius: Mokslas, 1989. - T.2. P.26.
2. Ambrasas V., Jasiulionis B. Fizika. Elektromagnetizmas. – Kaunas: Technologija, 2007.–P.38.
3. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. – Vilnius: Mintis, 1970. - T.2. - P.62,76.

27. DIELEKTRIKŲ ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Nustatyti įvairių dielektrikų plokštelių savykinę dielektrinę skvarbą, dielektrinę jutą ir poliarizuotumą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Poliniai ir nepoliniai dielektrikai. Poliarizuotumas. Dielektrinė skvarba ir dielektrinė juta. Kondensatoriaus talpa.

Teorinė dalis. Dielektriko molekulė elektriškai yra neutrali, tačiau galimi du skirtini atvejai:

- 1) molekulės teigiamojo ir neigamojo krūvių centrai sutampa ;
- 2) tarp šių centrų nuotolis ℓ .

Pirmieji vadinami *nepoliniais*, antrieji – *poliniai* dielektrikais. Pastaruju dielektrikų molekulė apibūdinama dipoliniu momentu $\vec{p} = q \cdot \vec{\ell}$; čia $\vec{\ell}$ – dipolio petus nukreiptas nuo neigiamų elektros krūvių centro teigiamų krūvių centro link; q – vieno ženklo krūvio modulis. Nepolinės molekulės $\vec{\ell}$, o kartu ir \vec{p} , lygūs nuliui.

Dielektrike išskirkime tūrį ΔV , kuriame yra labai daug molekulių. Visų jų atstojamasis dipolinis momentas yra $\sum \vec{p}_i$. Dielektriko *poliarizuotumu* \vec{P} vadiname jo *tūrio vieneto dipolinį momentą*, t.y. dydį

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V}. \quad (1)$$

Kai dielektriko neveikia elektrinis laukas ($\vec{E} = 0$), dėl molekulių šiluminio judėjimo poliniam dielektrikui geometrinė suma $\sum \vec{p}_i$, o kartu ir \vec{P} lygūs 0. Tokį dielektriką vadiname *nepolarizuotu*. Neveikiant laukui ir nepolinis dielektrikas būna *nepolarizuotas* ($\vec{P} = 0$), nes kiekvienos molekulės dipolinis momentas $\vec{p}_i = 0$.

Nepolinį dielektriką veikiant \vec{E} stiprio elektriniu lauku, jis kiekvieną molekulę *deformuoja*, (+) ir (-) krūvių centrai prasiskiria – molekulė pasidaro dipoliu. Jo tūrio vieneto dipolinis momentas (poliarizuotumas) proporcingas lauko stipriui:

$$P = \epsilon_0 \chi E; \quad (2)$$

čia χ – medžiagos dielektrinė juta.

Elektrinis laukas polinio dielektriko dipolinius momentus iš dalies orientuoja lauko kryptimi, ir dielektrikas taip pat poliarizuojamas. Nelabai stipriose elektriniuose laukuose šių vektorių orientacijos tobulumas, tuo pačiu ir geometrinė suma $\sum \vec{p}_i$ bei poliarizuotumas \vec{P} išreiškiami taip pat (2) lygtimi.

Taigi išorinis elektrinis laukas polarizuoją tiek polinį, tiek ir nepolinį dielektriką. Polarizuotas dielektrikas pats kuria elektrinį lauką. Pagal laukų superpozicijos principą kiekviename taške jų stipriai geometriškai susideda. Jei vienalytis dielektrikas užpildo visą erdvę, kurioje egzistuoja elektrinis laukas, arba jo paviršiai yra ekvipotencialiniai, tai šių laukų kryptys būna priešingos ir atstojamojo lauko dielektrike stipris

$$E = \frac{E_0}{\epsilon} ; \quad (3)$$

čia E_0 – lauko stipris vakuumė. Dydis ϵ vadinamas *santykine dielektrine skvarba* ir išreiškiamas lygybe

$$\epsilon = 1 + \chi , \quad (4)$$

t.y. priklauso nuo dielektriko gebėjimo polarizuotis (dielektrinės jutos χ).

Darbo aprašymas. Dielektrinę skvarbą ϵ ir kitus dydžius nustatysime naudodami plokščiojo kondensatoriaus talpos priklausomybę nuo dielektriko, užpildančio tarpą tarp jo elektrodų, savybių. Kaip žinome, plokščiojo kondensatoriaus talpa

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} ; \quad (5)$$

čia $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m – elektrinė konstanta, S – vieno elektrodo dengimosi su kitu elektrodu plotas, d – nuotolis tarp jų. Išmatavę C ir žinodami S bei d išskaičiuojame ϵ .

Jei visą tarpą tarp elektrodų užpildo vienalytis dielektrikas, tai Jame vienalyčio lauko stipriji apskaičiuojame taip:

$$E = \frac{U}{d} ; \quad (6)$$

čia U – įtampa tarp kondensatoriaus elektrodų. Jei šis tarpas užpildytas d_1 storio oro sluoksniu ir d_2 storio dielektriko, kurio dielektrinė skvarba ϵ (1 pav.),

tai kondensatoriaus įtampai rašome lygybę

$$U = E_1 d_1 + E_2 d_2 . \quad (7)$$

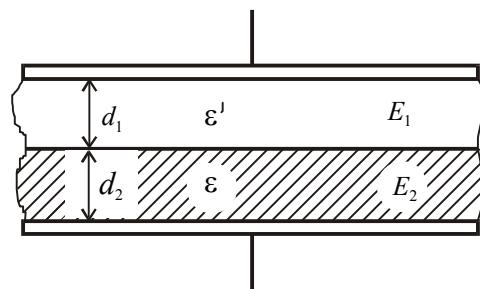
Elektrostatikoje įrodoma, kad šiuo atveju tinkta lygybė

$$\epsilon' E_1 = \epsilon E_2 ; \quad (8)$$

čia ϵ' – oro dielektrinė skvarba. Išsprendę (7) ir (8) lygčių sistemą gauname

$$E_1 = \frac{\epsilon U}{\epsilon d_1 + \epsilon' d_2} \quad (9)$$

ir



1 pav.

$$E_2 = \frac{\epsilon' U}{\epsilon d_1 + \epsilon' d_2} . \quad (10)$$

Nagrinėjamu atveju (1 pav.) kondensatorių sudaro du nuosekliai sujungti kondensatoriai, kurių talpos atskirai atitinkamai yra lygios

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon' S}{d_1} \quad \text{ir} \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d_2} .$$

Bendra talpa C skaičiuojama iš lygybės

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad \text{arba} \quad \frac{1}{C} = \frac{d_1}{\epsilon_0 \epsilon' S} + \frac{d_2}{\epsilon_0 \epsilon S} . \quad (11)$$

Iš čia dielektriko santykinė skvarba

$$\epsilon = \frac{\epsilon' C d_2}{\epsilon_0 \epsilon' S - C d_1} . \quad (12)$$

Skaičiuojant ϵ' orui laikome 1.

Matavimo aparatūrą sudaro plokščiasis orinis kondensatorius ir talpos matavimo elektroninė schema. Prietaisas suderintas taip, kad rodyklinio prietiso skalėje atskaitome tiriamojo kondensatoriaus talpą pikofaradais ($1 \text{ pF} = 10^{-12} \text{ F}$). Kondensatorius įelektrinamas iki įtampos $U = 9 \text{ V}$.

1. Tiriamame plokščiajį orinį kondensatorių. Oras yra nepolinis dielektrikas. Ijungę prietaisą į elektros tinklą, išmatuojame kondensatoriaus talpą ir, pasinaudoję kondensatoriaus geometriniais dydžiais, iš (5) apskaičiuojame oro santykinę dielektrinę skvarbą. Gautą vertę sugretiname su žinynuose pateikta verte.
2. Pagal (4) apskaičiuojame oro dielektrinę jutą χ , pagal (6) – lauko stiprij E ir pagal (2) – oro poliarizuotumą P . Tyrimo rezultatus surašome į lentelę.

$d = \dots \text{ m}$, $S = \dots \text{ m}^2$							
Medžiaga	$d_2, \text{ m}$	$d_1, \text{ m}$	$C, \text{ F}$	ϵ	χ	$E, \text{ V/m}$	$P, \text{ C/m}^2$

3. Tiriamame dielektrikų plokštėles. Jų storis mažesnis už tarpą tarp elektrodių, o plotas atitinka elektrodo plotą S . Mikrometru paeiliui išmatuojame kiekvienos plokštelių storij ir po to matuojame kombiniuoto kondensatoriaus (1 pav.) talpą. Pagal (12) apskaičiavę kiekvienos plokštelių ϵ , surandame jų dielektrinę jutą χ . Apskaičiavę lauko stiprij (10) dielektrike, surandame jo poliarizuotumą P . Tyrimo rezultatus surašome į lentelę.

Kontroliniai klausimai

1. Polinių ir nepolinių dielektrikų samprata.
2. Ką vadiname poliarizuotumu ?
3. Koks yra deformacinių bei orientacinių poliarizacijos mechanizmas ?
4. Ką nusako santiokinė dielektrinė skvarba ?
5. Kaip poliarizuotumas susietas su dielektrine juta ?

MEDŽIAGŲ DIELEKTRINĖ SKVARBA

Medžiaga	Dielektrinė skvarba ϵ
Oras	1,000594
Organinis stiklas	2,5-4
Getinaksas	2,5-6
Polichlorvinilas	3,1-4
Ftoroplastas	2,5-2,7
Stiklas	4-15
Kartonas	2-3

SEGNETOELEKTRIKŲ POLIARIZACIJOS TYRIMAS

Darbo užduotis. Gauti segnetoelektriko histerezės kilpą ir nustatyti jo liktinį poliarizuotumą bei koercinį elektrinio lauko stiprių.

Teorinio pasirengimo klausimai. Poliniai ir nepoliniai dielektrikai. Poliarizuotumas. Segnetoelektrikai. Jų domenai ir histerezės kilpa. Liktinis poliarizuotumas ir koercinis elektrinio lauko stipris.

Teorinė dalis. Dielektrikai būna *poliniai* ir *nepoliniai* dielektrikai. Pirmujų kiekviena molekulė, net nebūdama išoriniame elektriniame lauke, pasižymi *elektriniu dipoliniu momentu* \vec{p}_i , o antrujų – ne. Tačiau pastarųjų molekulėje išorinis elektrinis laukas *indukoja elektrinį dipolinių momentą*.

Dielektrike išskirkime tūrį ΔV , kuriame molekulių skaičius $N \gg 1$ ir visų jų elektrinių dipolinių momentų geometrinė suma $\sum \vec{p}_i$. Dielektriko *tūrio vieneto dipolinis momentas*

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (1)$$

vadinamas jo elektriniu *poliarizuotumu*. Dielektriką vadiname *poliarizuotu*, kai dydis $\vec{P} \neq 0$.

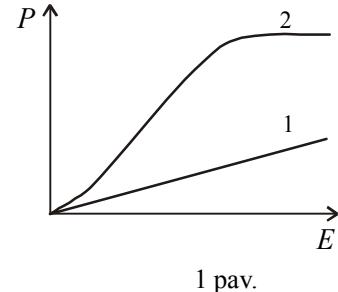
Išorinis elektrinis laukas visas nepolinio dielektriko molekules deformuoja ir jose indukuoja \vec{p}_i , proporcingą lauko stipriui \vec{E} . Todėl jo poliarizuotumas išreiškiamas lygybe

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} . \quad (2)$$

Šitokia poliarizacija vadinama *deformacine*. Nedimensinis dydis χ vadinamas medžiagos *dielektrine juta (jautriu)* ir šiemis dielektrikams priklauso tik nuo jo prigimties. Priklasomybė $P = f(E)$ parodyta 1 paveiksle 1 kreive.

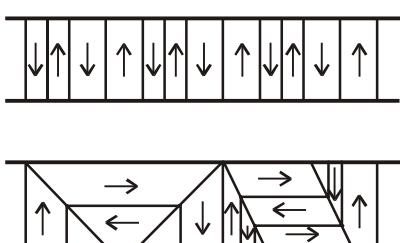
Neveikiamu išorinio elektrinio lauko polinio dielektriko molekulių vektoriai \vec{p}_i dėl šiluminio judėjimo nukreipti įvairiausiai, todėl dydis $\sum \vec{p}_i$, o kartu ir poliarizuotumas \vec{P} , lygūs 0. Išorinis elektrinis laukas vektorius \vec{p}_i iš dalies orientuoja vektoriaus \vec{E} kryptyje. Nekintant temperatūrai, bet stipréjant elektriniam laukui dipolių orientacija tobulėja, o dydžių $\sum \vec{p}_i$ ir \vec{P} skaitinės vertės didėja. Todėl silpnose laukuose ir poliniam dielektrikui tinka (2) lygtis. Tačiau neaukštoje temperatūroje labai stiprus elektrinis laukas vektorius \vec{p}_i nukreipia lygiagrečiai \vec{E} . Tuomet $\sum \vec{p}_i$ ir \vec{P} igauna didžiausias, nuo lauko stiprio beveik nepriklausančias, vertes – gaunama poliarizuotumo *sotis*. Polinėse molekulėse taip pat indukuojamas papildomas dipolinis momentas, bet daugeliui dielektrikų jis labai mažas lyginant su prigimtiniu ir į jį dažnai nekreipiama dėmesio. Tuomet priklasomybė $P = f(E)$ pavaizduojama 1 paveikslė 2 kreive.

Dielektriko svarbiausi parametrai yra *dielektrinė juta (jautris)* χ ir *santykinė dielektrinė skvarba* $\epsilon = 1 + \chi$. Didžiajai daugumai dielektrikų šie nedimensiniai dydžiai nepriklauso nuo poliarizuojančio lauko stiprio, yra keleto vienetų, rečiau dešimčių, eilės. Be to, silpninant juos poliarizuojantį elektrinį lauką poliarizuotumas P mažėja tiksliai pagal stipréjimo dėsnį, t.y. P yra vienareikšmė E funkcija. Tačiau yra ir kitokių kristalinių polinių dielektrikų, kurie temperatūroje,

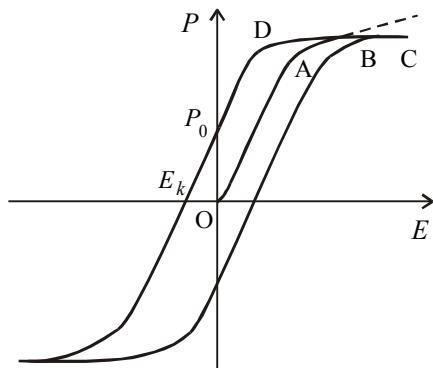


1 pav.

žemesnėje už jiems būdingą Kiuri tašką T_K , elgiasi kitaip. Jų santykinė dielektrinė skvarba labai priklauso nuo polarizuojančio lauko stiprio ir gali siekti keletą tūkstančių vienetų. Visų jų $P = f(E)$ priklausomybė yra nevienareikšmė, nes priklauso nuo dielektriko prieistorės. Jie išlaiko polarizuotumą ir išjungus elektrinį lauką. Tokius dielektrikus pavadinio *segnetoelektrikais*. Už Kiuri tašką žemesnėje temperatūroje segnetoelektrikas savaime pasidalinęs į domenus (sritis). Kiekviename iš jų visų molekulių elektriniai dipoliniai momentai, veikiant molekuliniems jėgomis, orientuoja lygiagrečiai.



2 pav.



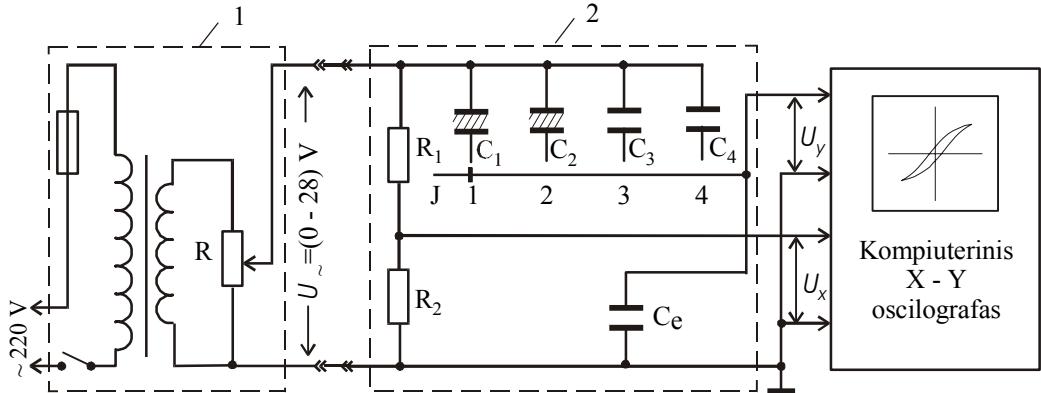
3 pav.

Taigi kiekvienas domenas net neveikiant išoriniam \vec{E} yra iki soties polarizuotas, bet didesniame kristalo tūryje jie išsidėsto taip (2 pav.), kad jų sąveikos energija būtų pati mažiausia. Tai atitinka būseną, kurioje segnetoelektriko polarizuotumas $P = 0$. Išorinis elektrinis laukas domenus iš dalies orientuoja. Be to, \vec{E} kryptimi spontaniškai polarizuoti domenai didėja tų, kurie polarizavosi kitaip, saskaita. Dėl to segnetoelektrikas polarizuojamas ($P > 0$). Pradžioje polarizuotumas didėja segnetoelektrikui būdinga kreive OA (3 pav.). Pakankamai stipriame lauke polarizuotumas įsotinamas (atkarpa BC lygiagreti OE ašiai) – visi domenai polarizuoti \vec{E} kryptimi. Jei ženkli segnetoelektriko molekulių deformacinė poliarizacija, tuomet poliarizuotumas didėja pagal punktyrinę liniją. Lauką silpninant dėl tarpdomeninės „trinties“ poliarizuotumas mažėja kreive BD, ir kai $E = 0$, poliarizuotumas $P = P_0 \neq 0$. Dydį P_0 vadina *liktiniu* poliarizuotumu. Segnetoelektrikas visiškai depolarizuojamas ($P = 0$) tik sudarius E_k stiprio, priešingai nukreiptą buvusiam, elektrinį lauką. Dydis E_k vadinamas segnetoelektriko *koerciniu* (sulaikymo) lauko stipriu. Toliau stiprinant elektrinį lauką segnetoelektrikas vėl poliarizuojamas lauko kryptimi. Visą elektrinio lauko keitimo ciklą, pavyzdžiu, naudojant kintamają įtampą, atitinkanti $P = f(E)$ kreivę (3 pav.) vadinama segnetoelektriko *histerezės kilpa*. Kai temperatūra aukštėsnė už Kiuri tašką T_K , domenai suyra, ir segnetoelektrikas virsta paprastu poliniu dielektriku.

Darbo aprašymas. Laboratoriiniame darbe naudojamo stendo principinė schema parodyta 4 paveiksle. Šaltinis 1 matavimo bloką 2 maitina sinusine 50 Hz dažnio įtampa, kurios efektinę vertę U potenciometru R galima tolydžiai keisti nuo 0 iki 28 V. Histerezės kilpą stebime, kai kompiuterinio oscilografo jėjime x įtampa U_x būna tiesiog proporcinga segnetoelektrikų polarizuojančio elektrinio lauko stipriui E_x , o jėjime y įtampa U_y – tiesiog proporcinga poliarizuotumui P .

Įtampa U_x susidaro įtampos daliklio rezistoriuje R_2 , todėl, kaip išplaukia iš Omo dėsnio,

$$U_x = R_2 I = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U . \quad (3)$$



4 pav.

Šaltinio 1 įtampa U per didelės talpos etaloninį kondensatorių C_e ir jungiklį J taip pat prijungtiama prie tyrimui pasirenkamo kondensatoriaus (vieno iš C_1-C_4). C_1 ir C_2 elektrodai atskirti segnetoelektriniai dielektrikai, C_3 , C_4 ir C_e – paprastu dielektriku. Pastarojo talpa C_e daug didesnė negu bet kurio iš tiriamujų, todėl jo reaktyvioji varža santykiniu maža, ir praktiškai visa šaltinio įtampa U prijungtiama prie tiriamojo kondensatoriaus. Tuomet jo dielektriką poliarizuojančio lauko stipris

$$E \approx \frac{U}{d} ; \quad (4)$$

čia d – tiriamojo kondensatoriaus dielektriko sluoksnio storis.

Taigi iš (3) ir (4) išplaukia, kad įtampa U_x tiesiog proporcinga poliarizuojančio lauko stipriui

$$E = \frac{R_1 + R_2}{R_2 d} U_x . \quad (5)$$

Taigi kompiuterinio oscilografo horizontaliojo jėjimo x įtampa U_x yra tiesiog proporcinga elektrinio lauko stipriui E tiriamajame dielektrike.

Prie oscilografo vertikaliojo jėjimo y prijungta kondensatoriaus C_e įtampa $U_y = q_e/C_e$. Šis kondensatorius nuosekliai sujungtas su tiriamuoju, todėl juose sukauptų krūvių q_e ir q modulai yra vienodi ir galima rašyti

$$U_y = \frac{q}{C_e} . \quad (6)$$

Tiriamojo kondensatoriaus laisvasis krūvis $q = \sigma S$; čia σ – jo laisvojo krūvio paviršinis tankis, S – elektrodo plotas. Šiame darbe tirsime plokščiajį kondensatorių su segnetoelektriku. Galima parodyti, kad šio kondensatoriaus laisvojo krūvio tankis σ su dielektriko surištojo krūvio paviršiniu tankiu σ' susieti lygybe

$$\sigma = \sigma' \frac{\epsilon}{\epsilon - 1} . \quad (7)$$

Segnetoelektrikui $\epsilon \gg 1$, todėl tokiam kondensatoriui $\sigma \approx \sigma'$. Savo ruožtu plokščiajam kondensatoriui $\sigma' = P$, čia P – dielektriko poliarizuotumas. Atsižvelgę į tai gauname

$$q = \sigma S \approx \sigma' S = PS . \quad (8)$$

(8) išrašę į (6) gauname

$$U_y = \frac{S}{C_e} P . \quad (9)$$

Taigi vertikaliajai Oy kryptimi kreipiančioji įtampa U_y tiesiog proporcinga segnetoelektriko poliarizuotumui P . Dėl to įtampai U kintant harmoningai kompiuterinio oscilografo ekrane stebėsime kreivę $P = f(E)$. Proporcingumo koeficientai lygtyste (5) ir (9) automatiškai įvertinami parenkant ekrane vaizdo mastelių.

1. Atitinkamais jungikliais įjungiamo matavimo stendo, kompiuterio ir kompiuterinio oscilografo įėjimo bloko maitinimą. Potenciometro R rankenelę (4 pav.) sukame į dešinę iki galo. Kompiuteriui pasikrovus atsidariusiame lange aktyviname piktogramą „Histerezė“. Ekrane atsidaro langas „Histerezės kilpa ir jos ploto skaičiavimas“. Jame suformuotas mastelinis tinklelis, kurio abscisių ašyje bus atidedamas elektrinio lauko stipris E , ordinačių ašyje – poliarizuotumas P . Lango apačioje yra trys mygtukai: „Įsiminti max“, „Printeris“ ir „Pabaiga“, virš jų – užrašas „Plotas ... J/m³“. Jungikliu J (4 pav.) įjungiamo dėstytojo nurodytą kondensatorių (1-ajį arba 2-ajį). Tirsime jo segnetoelektriko histerezės kilpą. Jos dydį galima keisti potenciometru keičiant įtampą U .
2. Pasirinkę tiriamą kondensatorių potenciometru R nedideliu žingsniu (rekomenduojama kas 10 % maksimalios vertės) keičiame kintamo elektrinio lauko kitimo ribas. Po kiekvieno pakeitimo pele aktyviname mygtuką „Įsiminti max“. Taip kompiuterio atmintyje užfiksuojame histerezės kilpos viršutinės viršūnės koordinates, o šio taško padėtis ekrane pažymima raudonu tašku. Po to, atskaitę koordinatiniam tinklelyje, užsirašome viršutinės kilpos viršūnės tašką atitinkantį elektrinio lauko stiprį ir histerezės kilpos plotą, indikuojamą lauke „Plotas ... J/m³“. Pakartojame šią operaciją 10÷12 potenciometro R padėcių. Kompiuterinis oscilografas sujungia visus užfiksotus histerezės kilpos viršūnių taškus linija (ekrane ji rodoma raudona). Tai – segnetoelektriko poliarizavimo kreivė. Histerezės kilpos plotas pasirinktame mastelyje yra proporcingas 1 m^3 segnetoelektriko perpoliarizavimo uždaru ciklu elektros energijos nuostoliams.
3. Potenciometru R pasiekę maksimalų histerezės kilpos dydį ir stebėdami ją kartu su poliarizavimo kreive atspausdiname šį vaizdą. Tam paprašome dėstytoją įjungti spausdintuvą ir pelēs kairiuoju mygtuku aktyviname piktogramą „Printeris“.
4. Palyginimui stebime paprasto dielektriko poliarizavimo kreivę. Tam jungikli J perjungiamame į padėtį 3 arba 4. Aprašome šios priklausomybės esminius skirtumas lyginant su segnetoelektriko histerezės kreive.
5. Išjungiamame programą. Tam pele aktyvuojame apatiniam kairiajamame ekrano kampe esanči mygtuką „Pabaiga“. Po to aktyvuojame mygtuką „Start“ ir, pasirodžius komandai „Shut down“, aktyvuojame mygtuką „OK“. Ekrane pasirodžius užsklandai „It's safe to turn off your computer“ (dabar galite saugiai išjungti kompiuterį) išjungiamame kompiuterio ir kitų stendo prietaisų maitinimą.

6. Nubraižome histerezės kilpos ploto priklausomybę nuo poliarizuojančio lauko stiprio.
7. Braižydami liestines į elektrinimo kreivei $P = f(E)$ trijuose taškuose, kuriuos parenkame pradinėje, vidurinėje ir baigiamojoje kreivės dalyje, atitinkamai apskaičiuojame trito segnetoelektriko dielektrines skvarbas, atitinkančias šių taškų elektrinio lauko stiprius..

Kontroliniai klausimai

1. Ką vadiname poliniais ir nepoliniais dielektrikais ?
2. Ką vadiname dielektriko poliarizuotumu ?
3. Kaip nuo lauko stiprio priklauso polinio ir nepolinio dielektriko poliarizuumas ?
4. Kokie svarbiausi segnetoelektriko skirtumai nuo paprasto dielektriko ?
5. Paaiškinkite segnetoelektrinių savybių prigimtį.

AMPERO JÉGOS MATAVIMAS

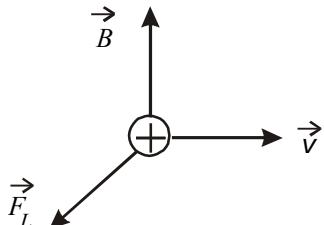
Darbo užduotis. Išmatuoti jégos, kuria vienalytis magnetinis laikas veikia laidą su srove, priklausomybę nuo srovės stiprio bei nuo kampo tarp magnetinės indukcijos \vec{B} ir srovės tekėjimo krypties.

Teorinio pasirengimo klausimai. Lorentzo jéga. Ampero jéga. Magnetinė indukcija.

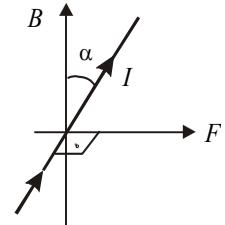
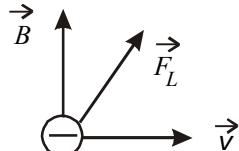
Teorinė dalis. Kiekvieno judančio krūvininko sukurtas elektrinis laukas kinta bėgant laikui, dėl to atsiranda ir magnetinis laukas. Todėl greičiu \vec{v} judančių krūvininkų indukcijos \vec{B} išorinis magnetinis laukas veikia *magnetine jéga (Lorentzo jéga)*

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B} ; \quad (1)$$

čia q – dalelės krūvis. Ši jéga statmena per vektorius \vec{v} ir \vec{B} nubrėtai plokštumai. Jos kryptį nusakome arba vektorinės sandaugos taisykle, arba kairiosios rankos taisykle (1 pav.).



1 pav.



2 pav.

Jeigu kairiąją ranką ištiesime taip, kad magnetinio lauko vektorius \vec{B} būtų nukreiptas į delną, o ištiesi keturi pirštai rodytų srovės laide kryptį, tai atlenktas stačiu kampu nykštys rodys Ampero jégos kryptį.

Indukcijos B vienalyčiame lauke esančiu ilgio ℓ tiesiu laidu tekant I stiprio srovei, kiekvienu kryptingai judančių elektronų veiks Lorentzo jéga. Jų atstojamoji F persoduoda laidui. Šią jégą vadiname *Ampero jéga*. Jégos kryptis nusakoma kairiosios rankos taisykle (2 pav.). Jos modulis

$$F = I \ell B \sin \alpha ; \quad (2)$$

čia α – kampus tarp srovės tekėjimo ir magnetinės indukcijos \vec{B} kryptių. Ampero jéga yra didžiausia, kai laidas statmenas ($\alpha = \pi/2$) indukcijos linijoms. Tuomet

$$B = \frac{F}{I \cdot \ell} . \quad (3)$$

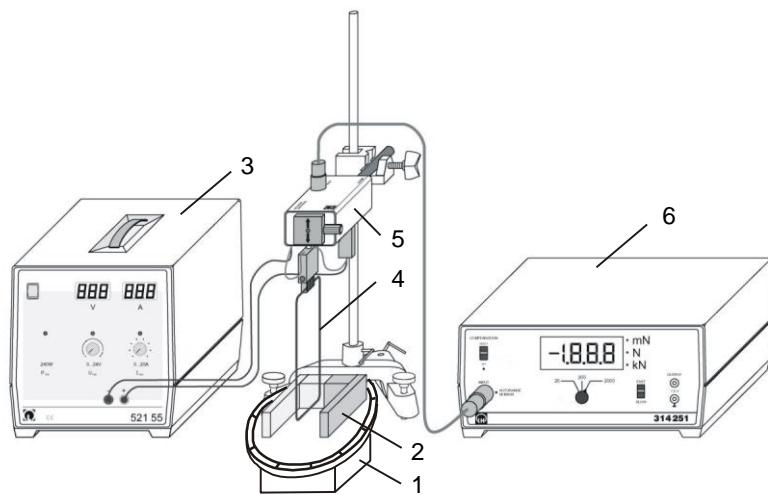
Iš (3) nusakome magnetinės indukcijos prasmę ir jos vienetą *tesla*. *Magnetinė indukcija skaitine vertė lygi jėgai, su kuria vienalytis magnetinis laukas veikia 1 m ilgio tiesaus laido atkarpa, kuri statmena magnetinės indukcijos linijoms, kai ja teka 1 A stiprio elektros srovė.*

Iš (3)

$$1 \text{ SI}_B = \frac{1 \text{ N}}{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ m}} = 1 \text{ T} ,$$

t.y. magnetinė indukcija lygi 1 *teslai*, jei minėtoji jėga lygi 1 N.

Darbo aprašymas. Darbo aparatūros schema pavaizduota 3 paveiksle. Artimą vienalyčiam magnetinį lauką kuria ant staliuko 1 esantis pasaginis magnetas 2. Prie nuolatinės srovės šaltinio 3 prijungtas stačiakampis laidus rėmelis 4. Jis pritvirtintas prie jėgos jutiklio 5. Jo lenkiamame elemente įtaisytos tenzorezistivinės matavimo juostelės, kurių elektrinė varža priklauso nuo įtempties dydžio. Varžos pokyčius matuoja ir perskaičiuotus jėgos vienetais parodo niutonmetras 6. Niutonmetras parodo jėgos projekciją vertikaliai į emyn nukreiptoje ašyje, dėl to aukštyn nukreiptos jėgos projekcija yra neigama.



3 pav.

Dėmesio! Niutonmetras jautrus mechaniniams poveikiams, todėl matuodami venkite vibracijas sukeliančių poveikių (smūgių ir pan.) bei didesnių kaip 2 N statinių jėgų. Rėmeliu tekant elektros srovei matuosime jėgą, kuri veikia šio rėmilio apatinę horizontaliąją atkarpą. Vertikaliąsias atkarpas veikiančios jėgos viena kitą atsveria. Magnetinio lauko kryptį horizontalioje plokštumoje, tuo pačiu ir kampą α , keisime sukdami staliuką 1.

I. Ampero jėgos priklausomybės nuo elektros srovės stiprio tyrimas

- 1.1. Ijungiamo užpakaliniam skyde esantį niutonmetro tinklo jungiklį ir laukiamė 15 min, kol nusistovės prietaiso darbo rečimas. Per tą laiką matavimo ribos per jungiklį nustatome padėtyje **200**, jungiklį **FAST SLOW** (lėti-greiti matavimai) – padėtyje **SLOW**. Ijunge srovės šaltinį 3, rankenėlę **U_{max}** nustatome vidurinėje padėtyje, rankenėlę **I_{max}** – kraštinėje kairėje padėtyje. Abiejose srovės šaltinio skalėse turi švesti skaičiai **0.0**.
- 1.2. Laidininko horizontaliąjį atkarpa patalpiname magneto staliuko centre, pusės magneto pločio aukštyje. Staliuką pasukame taip, kad šis laidas būtų statmenas magnetinės indukcijos linijoms.
- 1.3. Paruošiame darbui niutonmetrą. Tam į padėti **SET** (nustatymas) nuspausta klavišą laikome tol, kol prietaiso parodymo absolutinė vertė pasidarys mažesnė už 0,3 mN. Šiuo veiksmu iš prietaiso parodymų išeliminuojamas laidininko su laikikliu sunkis.
- 1.4. Srovės šaltinio rankenėle **I_{max}** 2 A čiaugniu didiname laidininku tekančios elektros srovės stiprij iki 16 A. Kiekvienai srovės stiprio vertei lentelėje užrašome niutonmetro parodymus. Šie parodymai gaunami teigiami, kai Ampero jėga veikianti horizontalų laidininką, nukreipta temyn, neigiami – kai ji nukreipta aukštyn. Tai atlikus ir srovės stiprij sumažinus iki 0, niutonmetro parodymų absolutinė vertė neturėtų viršyti 0,4 mN. Jei ji didesnė, matuojant buvo čenklūs trikdžiai, ir bandymą gali tekti nuo 3 punkto pakartoti.
Apskaičiuojame magnetinės indukcijos vertes B_i ir aritmetinį vidurkį $\langle B \rangle$.

Matavimo Nr.	Laidininko horizontalios atkarpos ilgis $\ell = 4,0 \cdot 10^{-2}$ m			
	I_i , A	F_i , mN	B_i , T	$\langle B \rangle$, T

Braižome grafiką $F_i = f(I_i)$.

- 1.5. Taikydami kairiosios rankos taisykľę, nustatome, kokia spalva nudažytas šiaurinis ir kokia – pietinis magneto poliai.
- 1.6. Jeigu baigėme darbą, išjungiamo aparatūrą ir sutvarkome darbo vietą.

II. Ampero jėgos priklausomybė nuo kampo tarp srovės tekėjimo krypties ir magnetinės indukcijos vektoriaus

- 2.1. Pasukame laidininką išilgai magnetinio lauko linijų. Parenkame juo tekančios srovės stiprij (8÷14) A ribose ir daugiau jo nekeičiame. 30° čiaugniu pasukame magnetą laidą atčvilgiui.

Kartojame jėgos matavimus iki pasiekiami 360° kampą. Baigę matavimus, laidu tekančios srovės stiprį sumat iname iki 0 A. Jei tuomet niutonmetro parodymai tenkliai viršija $\pm 0,4$ mN, bandymą reikia pakartoti, prieš tai įvykdžius 1.3 punkto reikalavimus. Matavimo rezultatus surašome į lentelę.

$I = \dots$ A,	$\ell = \dots$ m	
α , laipsniais	F , N	$F' = F_{max} \sin \alpha$

2.5. Atsių velgę į srovės kryptį laidininkę ir jėgos F projekcijos vertikalioje ašyje tenkla, nustatome, kokia spalva nudažytas šiaurinis ir kokia – pietinis magneto poliai.

3.5. Didžiausią išmatuotą jėgos vertę F_{max} daugindami iš atitinkamos $\sin \alpha$ vertės, teoriškai apskaičiuojame F' priklausomybę nuo kampo α . Toje pačioje koordinacijų sistemoje brėžiame $F(\alpha)$ ir $F'(\alpha)$ grafikus. Darome išvadas.

4.5. Išjungiamo aparatūrą ir sutvarkome darbo vietą.

Kontroliniai klausimai

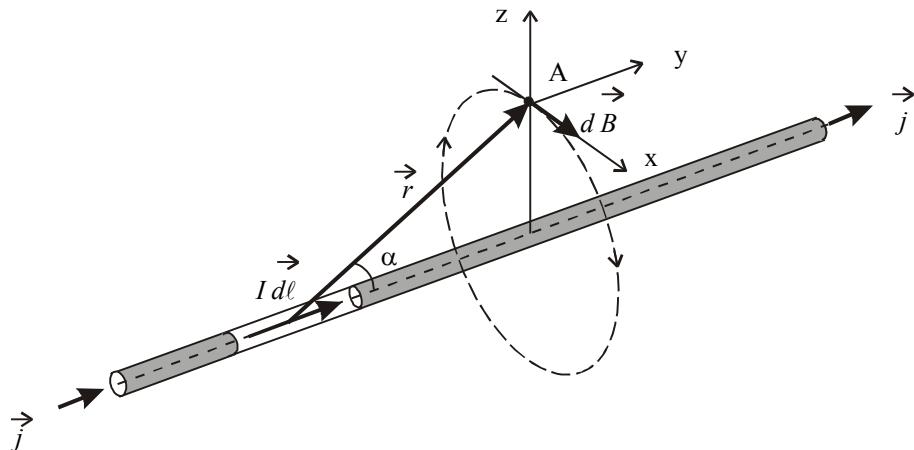
- Paaiškinkite Lorentzo ir Ampero jėgų prigimtį ir nuo ko jos priklauso.
- Kaip nusakoma Lorentzo bei Ampero jėgos kryptis?
- Kodėl darbe nagrinėjame tik horizontaliąją laido atkarpatą veikiančią Ampero jėgą?
- Kodėl neatsių velgiame į Temės magnetinio lauko įtaką matavimo rezultatams?

BIO IR SAVARO DĘSNIO TAIKYMAS MATUOJANT ŽEMĖS MAGNETINIO LAUKO HORIZONTALIAJĄ KOMPONENTĘ

Darbo užduotis. Ištirti apskritiminės srovės kuriamą magnetinį lauką ir išmatuoti Žemės magnetinio lauko horizontaliąją komponentę.

Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinės indukcijos samprata. Bio ir Savaro dėsnis. Žemės magnetinio lauko hipotezė.

Teorinė dalis. Svarbiausia magnetinio lauko charakteristika yra *magnetinė indukcija* \vec{B} . Jos modulis B skaitine vertė lygus jėgai, kuria vienalytis magnetinis laukas veikia indukcijos linijoms statmeną vieno metro ilgio laidą atkarpa, kai ja teka 1 A stiprio elektros srovė. Vektorius \vec{B} nukreiptas taip, kaip jėga, kuria magnetinis laukas veikia magneto šiaurinį polių.



1 pav.

Laidininku tekant elektros srovei, kiekvieno judančio krūvininko elektrinis laukas kinta laike ir dėl to kuriamas magnetinis laukas. Bio ir Savaras nustatė, kad srovės elementas $I d\vec{l}$ (1 pav.) nuo jo dydžiu \vec{r} nutolusiame taške A kuria magnetinį lauką, kurio indukcija

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}; \quad (1)$$

čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m – *magnetinė konstanta*. Srovės elemento $I d\vec{l}$ vektorius nukreiptas srovės tankio \vec{j} kryptimi. Dydis μ nusako aplinkos magnetines savybes ir vadinamas *magnetine skvarba*. Srovės elemento kuriamo magnetinio lauko indukcijos modulis

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\ell}{r^2} \sin \alpha \quad (2)$$

tiesiog proporcingas laidu tekančios srovės stipriui, laidо elemento ilgiui, kampo $\alpha = \angle(\vec{j}, \vec{r})$ sinusui ir atvirkščiai proporcingas atstumo nuo laidо elemento iki nagrinėjamo taško kvadratui. Be to, jis priklauso nuo aplinkos, kurioje kuriamas magnetinis laukas, savybių.

Pagal laukų *superpozicijos principą* baigtinio ilgio ℓ laidо su srove kuriamo magnetinio lauko indukcija

$$\vec{B} = \int_{\ell} d\vec{B}. \quad (3)$$

Remiantis (1) ir (3) įrodoma, kad elektros srovėi tekant R spindulio apskritu laidu, vijos centre kuriamo magnetinio lauko indukcija \vec{B} yra *statmena* vijos plokštumai ir lygi

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{2} \frac{I}{R}. \quad (4)$$

Kartais magnetinj lauką patogiau apibūdinti ne magnetine indukcija \vec{B} , o *magnetinio lauko stipriu* \vec{H} . Šie dydžiai susieti taip:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} . \quad (5)$$

Taigi apskritos vijos centre srovės I kuriamo magnetinio lauko stipris

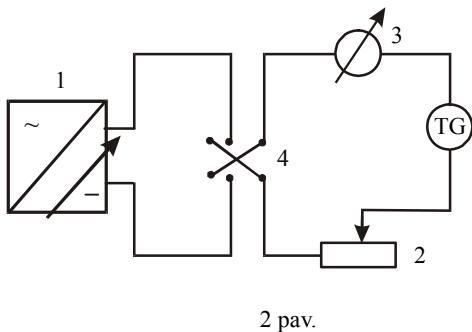
$$H = \frac{I}{2R} . \quad (6)$$

Kaip matome iš formulės (6), magnetinio lauko stipris apibūdina tik srovės kuriamą magnetinj lauką ir neatsižvelgia į erdvę užpildančio magnetiko įtaką kuriamam magnetiniams laukui.

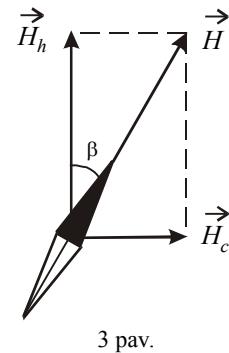
Žemės magnetinio lauko kilmę aiškina įvairios hipotezės. Viena jų teigia, kad *elektrai laidžiame ir skystame Žemės branduolyje vykstantis intensyvus ir sudėtingas medžiagos judėjimas kuria magnetinj lauką*. Jam įtaką daro ir Žemės jonasferoje vykstantys procesai. Pabrėžtina, kad Žemės magnetiniai poliai nesutampa su jos geografiniais poliais, kad Žemės magnetinj lauką kuriantys procesai yra nestacionarūs. Dėl jų nepastovumo Žemės magnetinių polių padėtis, lauko stiprio modulis ir kryptis nėra visiškai pastovūs.

Žemės magnetinio lauko stiprį \vec{H}_z išskaidykime į horizontalųjį \vec{H}_h (nukreiptą pagal Žemės paviršiaus liestinę) ir vertikalųjį \vec{H}_v , kuris nukreiptas į Žemės centrą. Darbe naudosime magnetinę rodyklę, kuri sukasi tiktai apie vertikalią ašį. Ją horizontalioje plokštumoje veiks ir suks tik horizontalioji komponentė \vec{H}_h , kurią tik ir galėsime nustatyti.

Darbo aprašymas. 4 paveiksle pavaizduota aparatūra. Naudosime prietaisą, kurį sudaro dvi Helmholco nuosekliai sujungtos ritės (1), kurių kiekvienos spindulys $R=0,2$ m. ir bendras vių skaičius $N=200$. Ričių centre ant vertikalios ašies užmauta magnetinė rodyklė (2). Toks prietaisas vadinamas *tangentiniu galvanometru* (TG). Jis įjungiamas į nuolatinės srovės šaltinio 3 maitinamo grandinę (2 pav.).



2 pav.



3 pav.

Grandine tekančios srovės stipri reguliuojame varžynu 4, (4 pav.) ir srovės stiprio parodymus atskaitome skaitmeniniame indikatoriuje (multimetre). Grandine netekant elektros srovei magnetinė rodyklė orientuoja Žemės magnetinio lauko horizontaliosios komponentės \vec{H}_h kryptimi. Išilgai šios krypties orientavę ritės plokštumą (sutapdinę su Žemės magnetinio meridiano plokštuma), rite paleidžiame I stiprio elektros srovę. Ji ritės centre kuria stiprio

$$H_c = \frac{N \cdot I}{2R} \quad (7)$$

magnetinj lauką. Vektorius \vec{H}_c statmenas ritės plokštumai ir vektoriui \vec{H}_h . Dabar magnetinė rodyklė orientuosis šių vektorių atstojamosios

$$\vec{H} = \vec{H}_h + \vec{H}_c \quad (8)$$

kryptimi (3 pav.), t.y. atsilens kampu β . Didinant srovės stiprumą, pagal lygtį (7), didės srovės magnetinio lauko stipris \vec{H}_c , o tuo pačiu ir magnetinės rodyklės atsilenkimo kampus. Kaip matome 3 paveiksle, šio kampo tangansas

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{H_c}{H_h} . \quad (9)$$

Iš (7) ir (9) Žemės magnetinio lauko horizontalioji komponentė

$$H_h = \frac{N \cdot I}{2R \operatorname{tg} \beta} . \quad (10)$$

Taigi išmatavę I ir β , apskaičiuojame H_h .



4 pav.

Darbo eiga.

- Grandine netekant srovei, TG ričių plokštumos sutapdinamos su magnetinio meridiano kryptimi tada magnetinės rodyklės polių galai sutaps su 0° padala (pasukant ričių stovą).
- Srovės stiprio (4 pav.) reguliavimo rankenėlę nustatome ties trečia padala, o U-ties pirma padala. Varžyno šliaužiklį (4 pav.) nustumame į kraštinę padėti (pasirenkame didžiausią varžą).
- Ijungiamo srovės šaltinį (srovės šaltinio jungiklis yra užpakalinėje prietaiso sienelėje) ir multimetram. Pasirenkame 200 mA matavimo ribą.

- Ijungiamo komutatorių ir laukiame kol nusistovės magnetinės rodyklės pusiausvyra. (Patartina pradėti matavimą esant 30° kampui.) Srovės stiprio ir kampo β' vertes surašome į lentelę. Nekeisdami srovės stiprio, jos kryptį komutatorium pakeliame į priešingą ir magnetiniai rodyklei atsilenkus į kitą pusę, išmatuojame kampą β'' .

Nr.	I, A	β'	β''	$\langle \beta \rangle$	$\operatorname{tg} \langle \beta \rangle$	$H_c, A/m$	$H_h, A/m$	$\langle H_h \rangle, A/m$

- Tokius matavimus atliekame dar 4 kartus, vis didindami srovės stiprių tiek, kad magnetinės rodyklės atsilenkimo kampas didėtų 10° . Kiekvienam atsilenkimo kampui apskaičiuojame vidurkį $\langle \beta \rangle = (\beta' + \beta'')/2$, $\operatorname{tg} \langle \beta \rangle$, H_c , H_h . Apskaičiuojame Žemės magnetinio lauko horizontaliosios komponentės vidurkį $\langle H_h \rangle$.
- Brėžiame grafiką $\operatorname{tg} \langle \beta \rangle = f(H_c)$ ir darome išvadą dėl Bio ir Savaro dėsnio galiojimo.

Kontroliniai klausimai

- Nusakykite magnetinės indukcijos modulio prasmę ir paaiškinkite vektoriaus \vec{B} kryptį.
- Paaiškinkite magnetinio lauko stiprio \vec{H} sąryšį su magnetine indukcija \vec{B} .
- Paaiškinkite Žemės magnetinio lauko kilmės hipotezę.
- Kodėl darbe išmatuojame tik Žemės magnetinio lauko horizontaliąją komponentę?
- Paaiškinkite Bio ir Savaro dėsnį elementariai srovei ir baigtinio ilgio laidui su srove.
- Paaiškinkite, kaip darbe nukreipti lauką \vec{H}_h ir \vec{H}_c vektoriai ir kuria kryptimi orientuoja magnetinė rodyklė.

Literatūra

- Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. – Vilnius: Mokslo, 1989. - T.2. P.73-76.
- Ambrasas V., Jasulionis B. Fizika. Elektromagnetizmas. – Kaunas: Technologija, 2007.-P.99-101.
- Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. – Vilnius: Mintis, 1970. - T.2. - P.202-216.

ELEKTROMAGNETINĖS INDUKCIJOS REIŠKINIO TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti judančiam laidininkui indukuoto potencialų skirtumo priklausomybę nuo laidininko slinkimo greičio ir laidininko ilgio.

Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinis srautas. Faradėjaus dėsnis. Lorencio jėga.

Teorinė dalis. Indukcijos \vec{B} magnetiniame lauke, išsilaikantį išvairius elementarūjį plotelį dS . Plotelio erdinę orientaciją nusako jam išbrėžtas normalės ortas \vec{n} . Sandaugą $\vec{n} \cdot dS$ patogu užrašyti $d\vec{S}$. Skaliarinę sandaugą

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (1)$$

vadiname *elementariuoju magnetiniu srautu*. Magnetinis srautas pro baigtinio ploto S paviršių yra lygus paviršiniam integralui

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} . \quad (2)$$

Kai magnetinis laukas yra vienalytis (visuose paviršiaus taškuose $\vec{B} = \text{const.}$), o paviršius – plokščias, tuomet iš (2) išplaukia, kad

$$\Phi = B S \cos \alpha ; \quad (2a)$$

čia $\alpha = \angle(\vec{n}, \vec{B})$. Magnetinės indukcijos SI vienetas yra *tesla* (T).

M. Faradėjus atrado *elektromagnetinės indukcijos* reiškinį: kai *kinta* laidžiojo kontūro ribojamą plotą veriantis *magnetinis srautas*, tame suindukuojama *elektrovaros jėga*. Pastarosios didumas \mathcal{E}_i nepriklauso nuo magnetinio srauto kitimo priežasties, o priklauso tik nuo jo kitimo greičio, t.y.

$$E_i = -\frac{d\Phi}{dt} . \quad (3)$$

Tai *Faradėjaus elektromagnetinės indukcijos* dėsnis.

Darbe tirsime šio reiškinio atvejį. Indukcijos \vec{B} vienalyčiam magnetiniame lauke, statmenai indukcijos linijoms, greičiu \vec{v} slenka tiesus ilgio ℓ laidas (1 pav.). Magnetinės indukcijos linijos sminga statmenai brėžinio plokštumai. Kiekvieną greičiu \vec{v} laidu velkamą laidumo elektroną veiks ta pačia kryptimi nukreipta Lorencio jėga

$$\vec{F}_L = e \vec{v} \times \vec{B} . \quad (4)$$

Jos modulis

$$F_L = |e| v B . \quad (5)$$

Lorenco jėga laide perskirstys laisvuosius elektronus – viename jo gale sudarys elektronų perteklių (-), kitame – stygių (+). Dėl to tarp laidų galų susidarys potencialų skirtumas, o laide – elektrostatinis laukas. \vec{E} stiprio elektrostatinis laukas kiekvieną elektroną veiks jėga

$$\vec{F}_e = e \vec{E}, \quad (6)$$

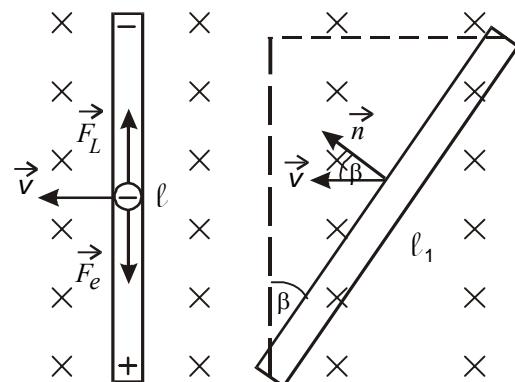
kuri nukreipta priešingai Lorenco jėgai. Kai šių jėgų moduliai pasidarys lygūs –

$$|e| v B = |e| E, \text{ arba } v B = E, \quad (7)$$

tuomet tarp laidų galų nusistovės pastovus potencialų skirtumas

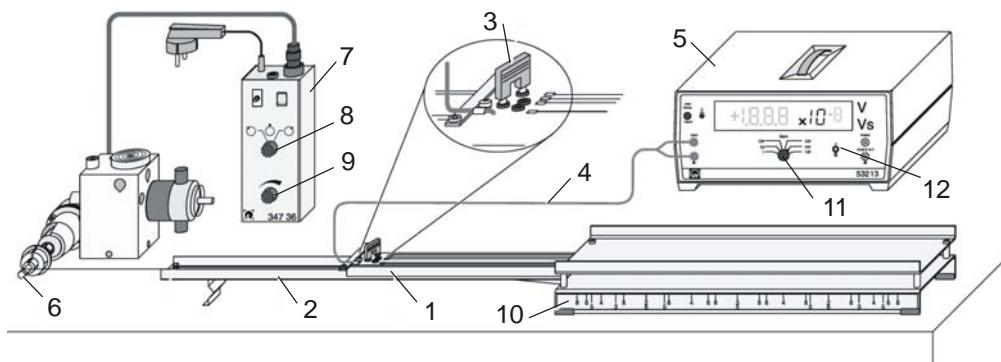
$$\varphi_1 - \varphi_2 = U = E \cdot \ell = v B \ell. \quad (8)$$

Kai juda tiesus, kampu β pasviręs laidas (1 pav.), tuomet (8) lygtje imamas paveiksle punktyrais pažymėtas jo efektyvusis ilgis $\ell = \ell_1 \cos \beta$.



1 pav.

Darbo aprašymas. Matavimo aparatūros schema pavaizduota 2 paveiksle. Ant pavaželių 1, galinčių slysti kreipiančiosiomis 2, kietai įtaisyti trys laidūs rėmeliai. Du jų yra stačiakampiai (3 pav., a), su skirtingo ilgio kraštine ℓ , vienas – trapecinis (3 pav. b), kurio kraštinės pasvirimo kampus $\beta = 45^\circ$. Todėl jo kraštinės efektyvusis ilgis $\ell = \ell_1 \cos 45^\circ$.



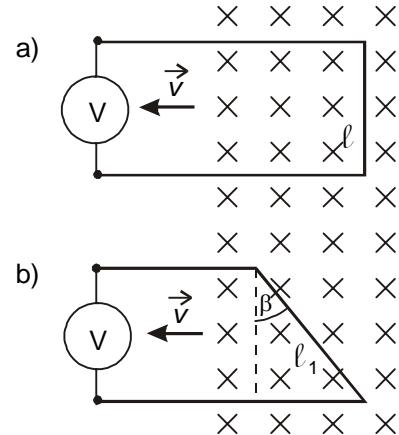
2 pav.

Specialiu kištukiniu perjungikliu 3 (2 pav.) ir lanksčiu kabeliu 4 rėmelis prijungiamas prie matavimo bloko 5. Pavaželių su rėmeliais šuoliškam slinkimo greičio pakeitimui ant elektros variklio ašies įtaisyti trys skirtingo skersmens skriemuliai 6. Jų skersmenų santykis su mažiausiojo skersmeniu yra 1; 2,5 ir 7,16. Todėl esant vienodam variklio ašies sukimosi dažniui, pakeitus

skriemulį, ant kurio vyniojasi rėmelį velkantis siūlas, rėmelio greitis pakinta tiek kartą, kiek kartą pakito skersmuo. Ši pavara valdoma pultu 7. Rankenėle 8 keičiame skriemulio sukimosi kryptį. Rankenėle 9 tolydžiai keičiame skriemulio sukimosi dažnį.

Magnetinę sistemą 10, kurios plyšiu slenka rėmeliai, sudaro magnetolaidis su taisyklingai išdėstytais cilindriškais nuolatiniais magnetais. Taip sudaromas pakankamai vienalytis vertikalias krypties \vec{B} magnetinis laukas.

Indukuotą potencialų skirtumą matuosime mikrovoltmetru 5. Įtampos stiprinimo perjungiklis 11 (**Gain**) nustatomas padėtyje 10^4 , jungiklis 12 – padėtyje „V“. Tuomet prietaiso parodymai volтай yra $x, yz \cdot 10^4$ V.



3 pav.

I. Potencialų skirtumo priklausomybės nuo laido greičio nustatymas

1. Išmatuojame ir užrašome visų rėmelių galinės kraštinių ilgį. Vieną rėmelį jungikliu 3 ir kabeliu 4 prijungiami prie matavimo bloko 5 (jo baltajį laidą – prie raudonojo gnybto, o rudajį – prie mėlynojo). Rėmelius įstumiami į magnetinį lauką. Įsitikinę, kad jungikliai 11 ir 12 nustatyti teisingose padėtyse (atitinkamai ties 10^4 ir „V“), įjungiame užpakaliniame skyde esantį elektros tinklo jungiklį.
2. Atstūmę rėmelį į magnetinę sistemą iki galo, jį tempiantį siūlą vija prie vijos 3 kartus už-vyniojame ant mažiausio skersmens skriemulio taip, kad siūlas būtų jo viršuje. Patikrinę bloko 7 rankenelių 8 ir 9 pradines padėties (8 – kairėje, 9 – prisukta prieš laikrodžio rodyklės judėjimo kryptį), bloką įjungiame į tinklą. Trumpai spustelėję matavimo bloko 5 mygtuką **Autocomp** (Nulio poslinkio kompensacija), prietaisą paruošiame darbui.
3. Lėtai sukame bloko 7 rankenelę 9, t.y. tolydžiai didiname skriemulio sukimosi dažnį, iki indukuosis apie $(0,2 \div 0,3) \cdot 10^{-4}$ V potencialų skirtumas. Pavažėlei dar nepasiekus kreipiančiosios galo, *visais atvejais* jos slinkimą būtina sustabdyti 8 rankenelę pasukant vertikaliai, kitaip pavažėlė nutrauks siūlą! Užrašome potencialų skirtumą $\Delta\varphi_1$. Nuo šio momento rankenėlės 9 padėties *negalima keisti* tol, kol baigsite darbą.
4. Rankenelę 8 perjungiami į dešinę padėtį. Siūlui nusivyniojus, nuspaužiame pavažėlės 1 svirtelę, ranka rėmelį įstumiami į magnetinį lauką ir po to rankenėlė 8 varikli įjungiame. 2

punkte aprašytu būdu siūlą perkélę ant kito skriemulio, rankenėlę 8 perjungę į kairiają padėtį, išmatuojame $\Delta\varphi_2$.

5. Aprašytu būdu išmatuojame $\Delta\varphi_3$, gautą siūlui vyniojantis ant trečio skriemulio. Išmatuotas ir apskaičiuotas dydžių vertes surašome 1-oje lentelėje ir brėžiame grafiką $\Delta\varphi = f(v_i/v_1)$. Antroje grafoje išrašome laido efektyvujį ilgį.

1 lentelė

Rèmelio Nr.	ℓ , cm	Skriemulio N_{0i}	D_i , cm	$\frac{D_i}{D_1} = \frac{v_i}{v_1}$	$\Delta\varphi_i$, V	$\Delta\varphi_i/\Delta\varphi_1$

II. Indukuotojo potencialų skirtumo priklausomybės nuo laidininko efektyvaus ilgio tyrimas

1. Esant pasirinktam rèmelio slinkimo greičiui, nustatysime kituose dviejuose rèmeliuose indukuotą potencialų skirtumą. Tam kiekvieną jų paeiliui kabeliu prijungsime prie matavimo bloko. Skriemulį nurodo dėstytojas. Matavimus atliekame anksčiau aprašytu būdu. Išmatuotas ir apskaičiuotas dydžių vertes surašome 2-oje lentelėje ir brėžiame grafiką $\Delta\varphi = f(\ell)$. 1-ojo rèmelio vertes perrašome iš 1-osios lentelės.

2 lentelė

Skriemulio N_0	Rèmelio N_{0i}	ℓ_i , cm	$\Delta\varphi_i$, V

Iš grafikų darome išvadas.

Kontroliniai klausimai

1. Paaiškinkite magnetinį srautą.
2. Paaiškinkite Faradėjaus dėsnį.
3. Paaiškinkite Lorento jėgos kilmę, jos didumą ir kryptį.
4. Kodėl magnetiniame lauke judančio laido galuose susidaro potencialų skirtumas?
5. Paaiškinkite, kaip gaunama (8) lygybė.

ELEKTRONO SAVITOJO KRŪVIO NUSTATYMAS MAGNETRONU

Darbo užduotis. Naudojant magnetroną išmatuoti elektrono savitajį krūvį $|e|/m$.

Teorinio pasirengimo klausimai. Dalelių savitojo krūvio samprata. Lorencio jėga. Savitojo krūvio magnetronu matavimo idėjos samprata.

Teorinė dalis. Elektringos dalelės krūvio q santykį su jos mase m , t.y. dydį q/m , vadiname dalelės *savituoju krūviu*. Šis dydis svarbus konstruojant elektringų dalelių greitintuvus bei masės spektrografus. Elektronas turi neigiamą elementarujį krūvį, kurio modulis $|e| \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ C. Jo savitasis krūvis yra $|e|/m$.

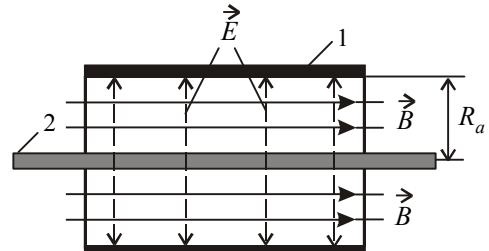
Šiame darbe elektrono savitojo krūvio nustatymui panaudota dviejų elektrodų elektroninė lempa, vadinama *magnetiniu diodu* arba *magnetronu*. Supaprastinta jos elektrodų schema parodyta 1 paveiksle. Magnetrono anodas yra spindulio R_a laidus cilindras 1. Jo simetrijos ašyje yra elektronų šaltinis – katodas 2. Magnetrono elektrodai įrengti stikliniame korpuse, kuriame yra vakuumas. Magnetronas talpinamas į ilgą solenoidą. Juo tekanti I_S stiprio elektros srovė kuria lygiagretę magnetrono simetrijos ašiai *vienalytį* \vec{B} indukcijos magnetinį lauką. Solenido viduje jos modulis

$$B = \mu_0 \mu n I_S ; \quad (1)$$

čia n – solenido vijų tankis (vijų skaičius ilgio vienete), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m – magnetinė konstanta, μ – solenoidą užpildančios medžiagos santykinė magnetinė skvarba (mūsų atveju $\mu \approx 1$). Tarp katodo ir anodo sudarytas elektrinis laukas \vec{E} yra statmenas magnetiniams laukui. Be to, nagrinėjamoje elektrodų sistemoje elektrinis laukas nevienalytis – jo stipris didžiausias prie katodo paviršiaus.

Nagrinėdami elektronų judėjimą magnetrone, išlekiančiu iš katodo elektronų pradinį greitį laikysime labai mažu ($v \approx 0$). Juos anodo link greitina anodinės įtampos U_a laukas. Jų greičio modulį v_m prie anodo paviršiaus galime apskaičiuoti, sulyginę anodinės įtampos kuriamo lauko atliktą elektrono greitinimo darbą $|e| \cdot U_a$ su jo igyta kinetine energija

$$|e| \cdot U_a = \frac{mv_m^2}{2} ; \quad (2)$$



1 pav.

čia m – elektrono masė.

Judanti elektringa dalelė kuria laike kintantį elektrinį lauką, o šis, savo ruožtu, kuria magnetinį lauką. Todėl greičiu \vec{v} judančių elektronų indukcijos \vec{B} solenoido magnetinis laukas veikia *Lorenco* jėga:

$$\vec{F}_L = e \cdot \vec{v} \times \vec{B} . \quad (3)$$

Ši jėga statmena greičio vektoriui \vec{v} (ji yra normalinė jėga), todėl *keičia* tik judėjimo kryptį, bet *nekeičia* greičio modulio. Magnetrone elektrono greitis \vec{v} yra statmenas vektoriui \vec{B} , todėl Lorenco jėgos modulis

$$F_L = |e| v B . \quad (3a)$$

Tokį elektronų veikiančios *normalinės jėgos* mechaninė išraiška

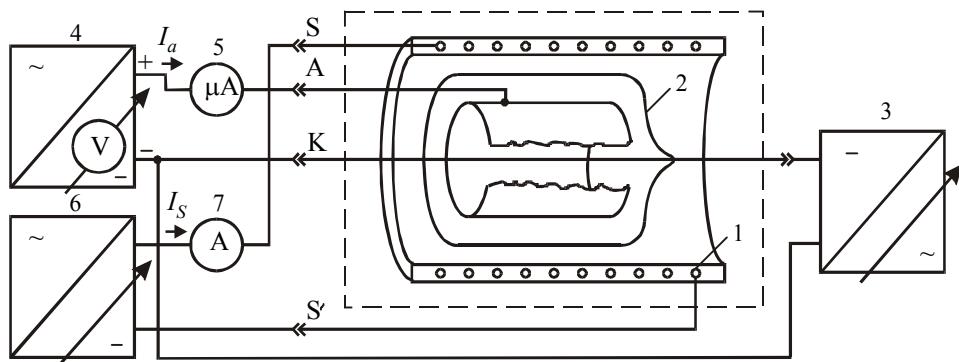
$$F_n = \frac{m v^2}{R} ; \quad (4)$$

čia R – elektrono judėjimo trajektorijos kreivumo spindulys taške, kuriame jo greitis v . Iš (3a) ir (4) lygčių tapatumo ($F_L = F_n$) gauname, kad elektrono specifinis krūvis

$$\frac{|e|}{m} = \frac{v}{BR} . \quad (5)$$

Jam apskaičiuoti reikia pasirinktajam trajektorijos taškui žinoti dydžius B , v ir R .

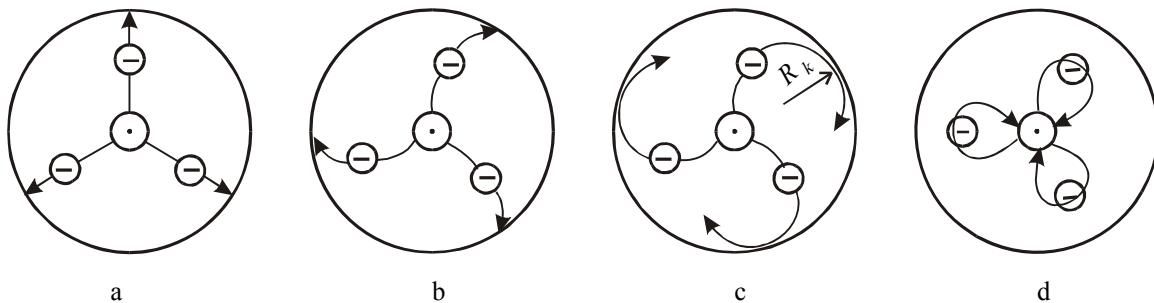
Darbo aprašymas. Darbo įrenginio supaprastinta schema pavaizduota 2 paveiksle. Jį sudaro solenoide 1 esantis magnetronas 2, katodo kaitinimo srovės šaltinis 3, anodinės įtampos šaltinis 4 su tame įmontuotu voltmetu V, anodinės srovės stiprių I_a matuojantis mikroampermetras 5, solenoido srovės šaltinis 6 ir jos stiprių I_S matuojantis ampermetras 7.



2 pav.

Kai solenoidu srovė I_S neteka ($B = 0$), katodo emituojami elektronai, anodinės įtampos U_a greitinami, juda tiesiai anodo link (3a pav.) ir magnetrono anodinė grandine teka stiprio I_a anodinė srovė. Solenoide sukūrus magnetinį lauką, kiekvieną elektroną papildomai veikia magnetinė

Lorenco jėga, o elektrono trajektorija yra kreivė (3b pav.). Didinant solenoidu tekančios srovės stipri I_S , didėja (1) lygtimi aprašoma jos kuriamo magnetinio lauko indukcija B . Taip pat atitinkamai didėja Lorenco jėga ir trajektorijos kreivis $1/R$.

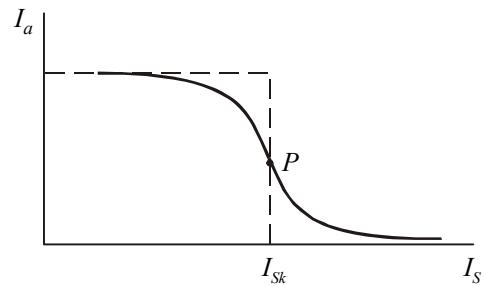


3 pav.

Kai I_S padidėja iki I_{Sk} , gaunama tokia magnetinės indukcijos vertė B_k , kad maksimaliu greičiu v_k judančių elektronų trajektorija vos liečia anodą (3c pav.). Šiai krizinei vertei B_k lietimosi taške trajektorijos kreivumo spindulys R_k artimas cilindriniui anodo spindulio R_a pusei, t.y. $R_k \approx R_a/2$. Šiam atvejui pritaikę (1), (2) ir (5) lygtis, gauname tokią elektrono specifinio krūvio išraišką:

$$\frac{|e|}{m} = \frac{8U_a}{\mu_0 n^2 I_{Sk}^2 R_a^2}. \quad (6)$$

Toliau didinant solenoidu tekančios srovės stipri ($I_S > I_{Sk}$), magnetinio lauko indukcija B tampa didesnė už krizinę vertę B_k , ir trajektorijos kreivis dar padidėja. Tuomet elektronai jau nepasiekia anodo (3d pav.), ir magnetrono anodinės srovės stipris I_a staigiai mažėja. Jei iš tikrujų visų katodo spinduliuojamų elektronų pradinis greitis būtų lygus 0, tuomet esant pastoviai anodinei įtampai U_a , anodinės srovės I_a priklausomybę nuo solenoido srovės stiprio I_S (nes $B \sim I_S$) vaizduotų paveikslo 4 punktyrinę kreivę. Tikrovėje iš kaitinimo katodo išlékę elektronai turi nedidelius, bet įvairius pradinius greičius, be to, solenoidas nėra be galo ilgas, ir jo kuriamas magnetinis laukas nėra idealiai vienalytis. Šito pasekmė yra ta, kad anodinės srovės vertė ties I_{Sk} verte mažėja ne staigiai, o tolydžiai pagal ištisinę 4 paveikslo kreivę. Šiuo atveju kriziniu solenoido srovės stipriu I_{Sk} laikoma ta srovės vertė, kuriai esant staigiausiai silpnėja anodinė srovė I_a . Tai atitinka kreivės $I_a = f(I_S)$ persilenkimo tašką P.



4 pav.

1. Gerai susipažištame su 2 paveiksle pavaizduota darbo aparatūra.

2. Ijungiamo magnetrono katodo kaitinimo srovę, anodinę įtampą ir nustatome pirmają dėstytojo nurodytos anodinės įtampos U_{a1} vertę. Ijungiamo solenido srovės šaltinių. Pasirinktu žingsniu keisdami srovės stiprį I_S , matuojame magnetrono anodinės srovės I_a stiprį. Taip išmatuojame 8–10 taškų. Pasiekę anodinės srovės ženklesnį mažėjimą, matavimo žingsnį irgi sumažiname. Matavimų duomenis surašome į lentelę.

Eil. Nr.	$U_{a1} = \dots$ V		$U_{a2} = \dots$ V	
	I_S , A	I_a , μA	I_S , A	I_a , μA

3. Brėžiame grafiką $I_a = f(I_S)$. Iš grafiko surandame krizinę srovės stiprio vertę I_{S1} ir apskaičiuojame elektrono savitajį krūvį.
4. Matavimus ir skaičiavimus pakartoję kitai dėstytojo nurodytais anodinės įtampos vertėmis U_{a2} , randame vidutinę $|e|/m$ vertę.

Kontroliniai klausimai

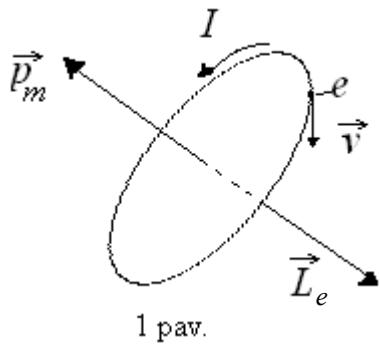
- Nuo ko priklauso anodą pasiekiančių elektronų greičio modulis? Pabandykite jį apskaičiuoti.
- Paaiškinkite elektronų judėjimą vienalyčiame magnetiniame lauke ir (5) lygties gavimą.
- Kaip sudarytas darbe naudojamas magnetronas? Kada ir kokiomis trajektorijomis Jame judėtų elektronai?
- Kodėl eksperimentinėje kreivėje $I_a = f(I_S)$ anodinė srovė, didinant I_S , mažėja ne šuoliu o tolygiai?
- Kuria darbo aprašymo lygtimi paaiškinama tai, kad, didinant anodinę įtampą, didėja ir krizinė magnetinio lauko indukcijos vertė?

FEROMAGNETIKŲ TYRIMAS

Darbo užduotis. Ištirti feromagnetikų histerezės kilpą, nustatyti liktinį įmagnetėjimą ir koercityviąją jėgą.

Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinė indukcija, magnetinis srautas ir magnetinio lauko stipris. Atomų magnetiniai momentai, įmagnetėjimas ir magnetinis jautris. Magnetinis laukas medžiagoje.

Teorinė dalis. Išnagrinėkime izoliuotą atomą, kurio neveikia išorinis magnetinis laukas. Klasikinės fizikos požiūriu, elektronai atomuose juda tam tikromis uždaromis orbitomis. Toks kiekvieno elektrono judėjimas yra ekvivalentiškas uždaram srovės kontūrui – savotiškam srovės „siūleliui“.



Elektros srovės, kurią sudaro elektrono judėjimas orbita, magnetinis momentas p_m vadinamas orbitiniu elektrono magnetiniu momentu. Elektrono orbitinio magnetinio momento skaitinė reikšmė lygi:

$$\vec{p}_m = IS\vec{n} ; \quad (1)$$

Antra vertus, kiekvienas elektronas, tolygiai besisukdamas orbita, turi mechaninį impulsu momentą

$$\vec{L}_e = \vec{r} \times m_e \vec{v} ; \quad (2)$$

Abiejų momentų ryšys:

$$\vec{p}_m = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}_e = -g \vec{L}_e ; . \quad (3)$$

čia $g = \frac{e}{2m}$ – giromagnetinis santykis.

Elektronui būdingas ir savasis magnetinis momentas \vec{p}_{ms} , kurį lemia jo sukinys:

$$p_{ms} = \sqrt{s(s+1)} \cdot \mu_B ,$$

čia $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$.

Todėl atomo ar molekulės magnetinis momentas lygus jų elektronų orbitinių momentų \vec{p}_{mo} ir savujų \vec{p}_{ms} magnetinių momentų sumai:

$$\vec{p}_m = \sum_i^n \vec{p}_{mo,i} + \sum_i^n \vec{p}_{ms,i} . \quad (4)$$

Medžiagos įsimagnetinimui apibūdinti įvedamas fizikinis dydis, vadinamas įmagnetėjimu

$$\vec{J} = \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \sum_i^n \vec{p}_{mi} \right) . \quad (5)$$

Vadinasi, tolygiai įmagnetinto kūno įmagnetėjimas skaitine verte yra lygus medžiagos tūrio vieneto magnetiniams momentui.

Įmagnetėjimą galime išreikšti ir taip:

$$\vec{J} = \chi_m \cdot \vec{H} . \quad (6)$$

Dydis χ_m vadinamas medžiagos magnetiniu jautriu.

Medžiagos, kurioms diamagnetizmas yra vienintelis įmagnetinimo mechanizmas, vadinamas *diamagnetikais*. Diamagnetikai yra inertinės dujos, kai kurie skysčiai ir daugelis kietujų medžiagų (cinkas, varis, auksas, bismutas, stiklas). Diamagnetikų magnetinis jautris yra neigiamas dydis, jo $|\chi| \sim 10^{-5}$ ir todėl magnetinė skvarba

$$\mu = 1 + \chi \approx 1 . \quad (7)$$

Be to, diamagnetikų χ nepriklauso nuo medžiagos temperatūros.

Kita magnetikų grupė yra medžiagos, sudarytos iš atomų ir molekulių, kurių kiekviena turi nelygū nuliui magnetinį momentą \vec{p}_m . Jį sudaro elektrono orbitinis ir sukininis magnetiniai momentai. Kai nėra išorinio magnetinio lauko, dalelių magnetiniai momentai išsidėstę chaotiškai ir medžiaga nėra įmagnetinta. Išoriniame magnetiniame lauke elementarių magnetelių magnetiniai momentai orientuoja išilgai lauko linijų. Įmagnetinimą, kurį sukelia dalelių magnetinių momentų orientavimas magnetiniame lauke, vadiname paramagnetizmu, o tokiomis magnetinėmis savybėmis pasižyminčias medžiagas – **paramagnetikais**.

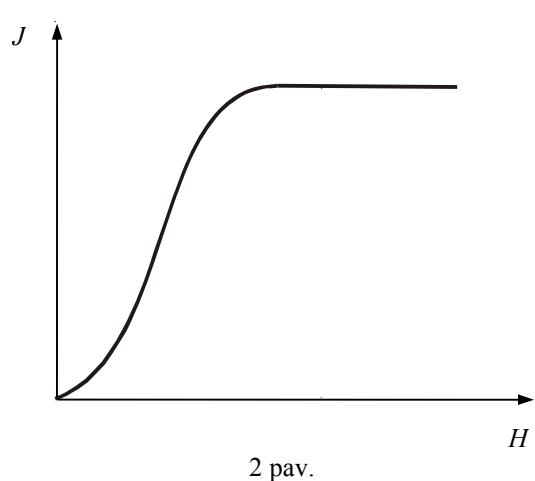
Paramagnetikų magnetinis jautris yra teigiamas dydis ir priklauso nuo temperatūros: $\chi \sim \frac{1}{T}$.

Diamagnetikų ir paramagnetikų magnetinė skvarba nepriklauso nuo magnetinio lauko, kuriame jos yra, stiprio.

Trečią magnetikų grupę sudaro **feromagnetikai**. Tai yra magnetiškai tvarkingos medžiagos. Šiai grupei priklauso geležis, nikelis, kobaltas ir daugelis šių metalų lydinių. Feromagnetinėmis savybėmis gali pasižymeti lydiniai tokų elementų, kurie patys nėra feromagnetikai, taip pat nemetalinės medžiagos, pavyzdžiui, feritai.

Feromagnetikų magnetizmą sėlygoja magnetinių momentų orientavimas lauke. Todėl jų magnetinis jautris yra teigiamas dydis, tačiau jo skaitinė vertė yra didelė – $\chi \sim 10^6$, o tai reiškia, kad tiek kartų bus didesnė jų magnetinė indukcija magnetiniame lauke. Feromagnetikai priskiriami stiprių magnetikų klasei ir jų

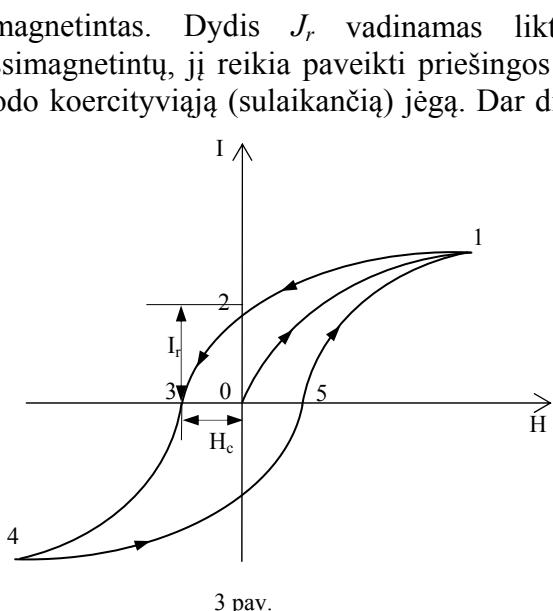
$$\mu = 1 + \chi \approx \chi. \quad (8)$$



Svarbus feromagnetikų ypatumas tas, kad jų įmagnetėjimo kreivė (J priklausomybė nuo stiprio H) nėra tiesė (2 pav.); esant tam tikrai magnetinio lauko stiprio vertei, J pasiekia sotę.

Netiesinė J ir H priklausomybė reiškia, kad feromagnetikų χ yra nepastovus ir priklauso nuo magnetinio lauko (magnetinė skvarba priklauso nuo H). Be to, feromagnetikų įmagnetėjimas dar priklauso nuo prieš tai buvusio medžiagos įmagnetinimo būvio. Pavyzdžiui, jeigu bandinys buvo visiškai išmagnetintas, tada jo įmagnetinimą vaizduos 3 pav. 0–1.

Tačiau, išmagnetinant medžiagą, t. y. pradedant mažinti magnetinio lauko stiprį, įmagnetėjimas neįgyja tų pačių verčių (1–2 kreivė). Feromagnetikas lieka šiek tiek įmagnetintas. Dydis J_r vadinamas liktiniu įmagnetėjimu. Kad feromagnetikas visiškai išsimagnetintų, jį reikia paveikti priešingos krypties stiprio H_c magnetiniu lauku. Šio lauko vertė rodo koercityviają (sulaikančią) jégą. Dar didinant šio priešingos krypties magnetinio lauko stipri,



atsiranda priešingo ženklo įmagnetėjimas, kol pagaliau pasiekama sotis (3–4 kreivė). Toliau keičiant magnetinį lauką, išmagnetinimas ir įmagnetinimas vėl atsiliks ir vyks pagal apatinę 4–5–1 kreivę. Taigi feromagnetiką veikiant pakankamo stiprio periodiškai kintamu magnetiniu lauku, jo įmagnetėjimas kis pagal kreivę 1–2–3–4–5–1. Ši kreivė vadinama **magnetinės histerezės kilpa**. Šios kreivės plotas yra tiesiog proporcingas energijai, reikalingai feromagnetiko permagnetinimo ciklui atlikti.

Remiantis kvantine mechanika, buvo sukurta nuosekliai kiekybinė **domeninė** feromagnetizmo teorija. Feromagnetizmas susijęs su elektronų savaisiais magnetiniai momentais. Daugiaelektroninių atomų elektronai pasiskirstę tam tikrais sluoksniais. Feromagnetikai yra tik tokios medžiagos, kurių atomų priešpaskutiniai elektronų sluoksniai yra ne visai užpildyti elektronų ir dėl to elektronų savieji magnetiniai momentai

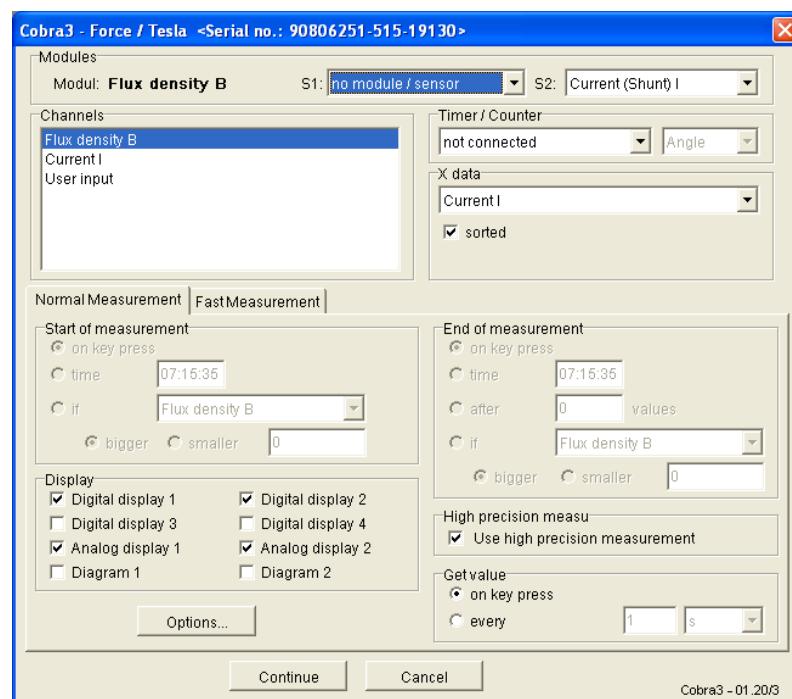
nesikompensuoja. Tokiuose kristaluose tam tikros jėgos elektronų savuosius magnetinius momentus orientuoja lygiagrečiai. Taip medžiagoje susidaro savaiminio įmagnetėjimo sritys – *domenai*. Tos jėgos vadinamos *pakaitinėmis jėgomis*. Kiekvienas domenas spontaniškai įsimagnetinės iki soties. Kai nėra išorinio magnetinio lauko, atskirų domenų magnetiniai momentai būna orientuoti erdvėje chaotiškai, todėl viso kūno atstojamasis magnetinis momentas lygus nuliui – kūnas neįsimagnetinės. Išoriniame magnetiniame lauke kiekvieno domeno magnetinis momentas \vec{p}_m orientuojas taip, kad $\vec{p}_m \parallel \vec{H}$. Feromagnetikai, kurių J_r ir H_c vertės didelės, vadinami kietaisiais, jų histerezės kilpa plati ir didelis liekamasis įmagnetėjimas.

Feromagnetikų įmagnetėjimas priklauso nuo temperatūros. Pasiekus temperatūrai T_c vertę, kurią vadiname *Kiuri (Ceurie) tašku*, ir ją viršijus, bandinys staigiai praranda feromagnetines savybes ir tampa paramagnetiku. Atvésintas iki žemesnės negu T_c temperatūros bandinys vėl tampa feromagnetiku.

Darbo aprašas. Principinė darbo schema parodyta 4 paveiksle. Ją sudaro U formos plieninė šerdis, ant kurios užmauta 600 vių ritė, maitinimo šaltinis 2, 10 Ω reostatas 3, tarp plieninės šerdies polių patalpintas Holo jutiklis 4, perjungiklis 5, ir Tesla matavimo modulis 6.

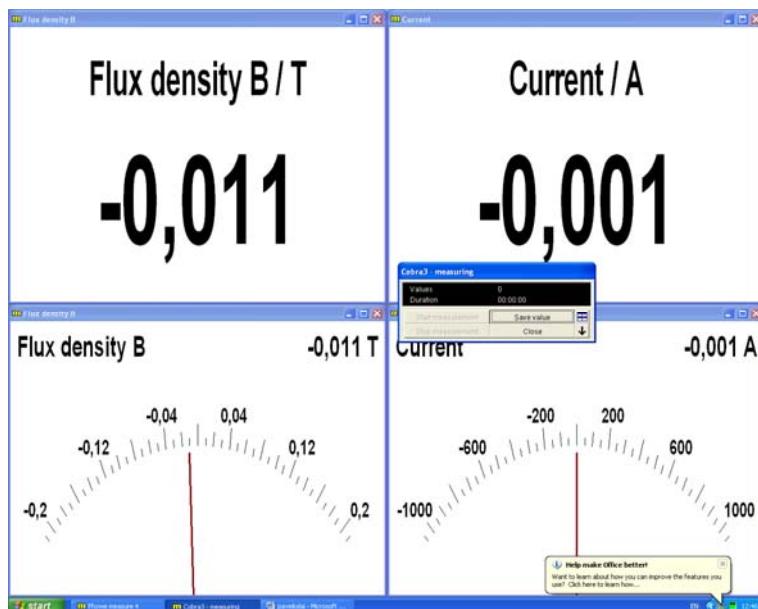


Darbo eiga:



Ijungiamo maitinimo šaltinį, keitikli „analogas – kodas“ ir kompiuterį. Ijungiamo programą „Measure 4“. Nustatome programos parametrus taip kaip, parodyta 5 paveiksle.

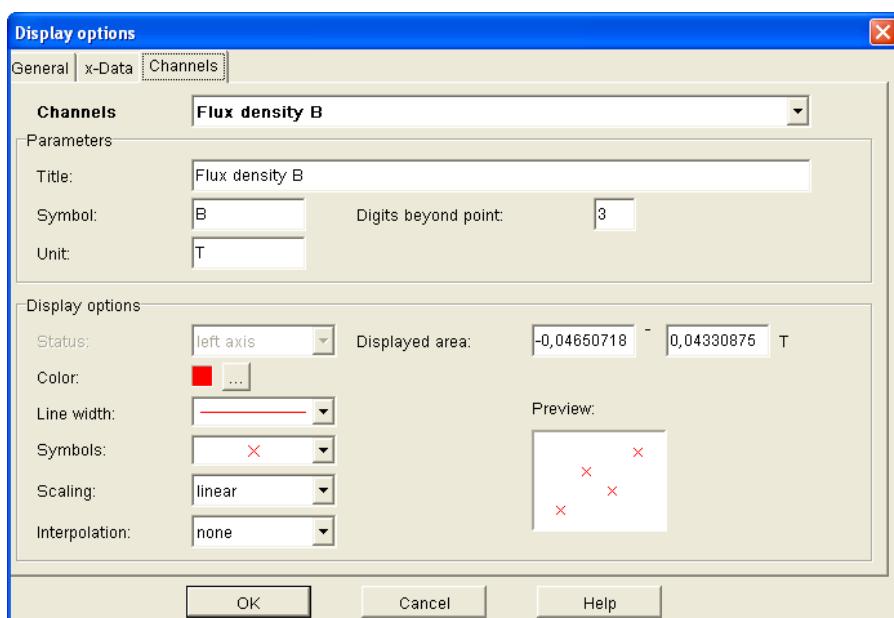
5 pav.



Matuojame didindami įtampą nuo nulinės vertės iki 15 V 0,5V žingsniu. Padarę kiekvieną žingsnį, su pele paspaudžiame „Save value“ (6 pav.). Po to vėl tokiu pat būdu mažiname įtampą iki nulinės vertės, kurią pasiekę jungikliu keičiame srovės tekėjimo krytį į priešingą. Po to vėl siekiame maksimalios vertės ir vėl grįžtame į nulį.

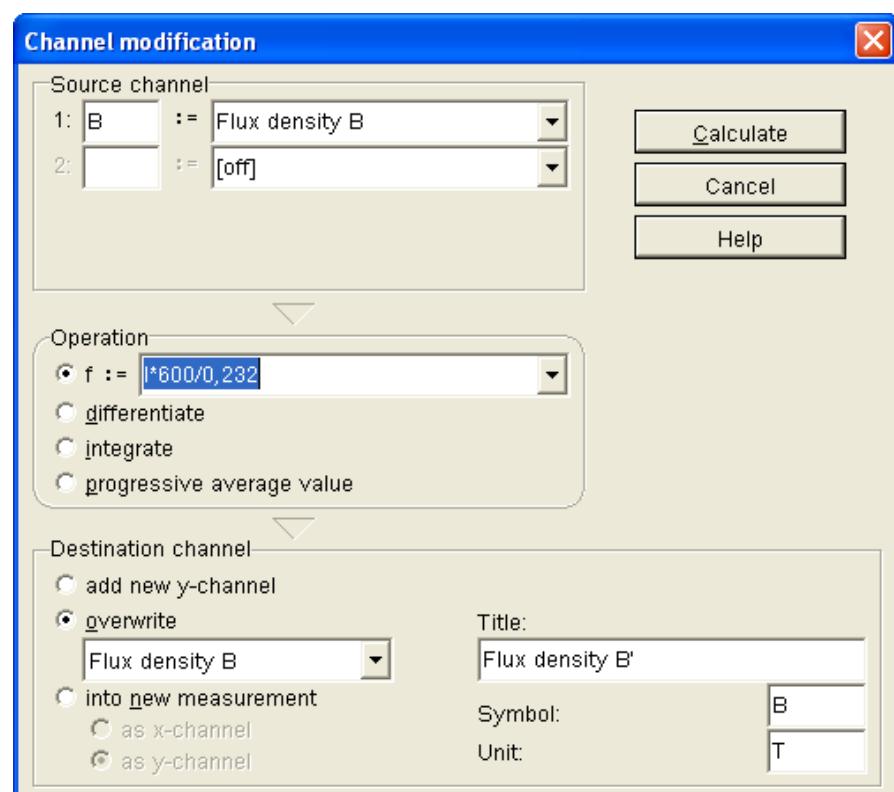
Pabaigę matavimus, spaudžiame „Close“.

6 pav.



Ant „dantytos“ kreivės du kartus spragtelime kairiu pelēs klavišu. Gautame lange nustatome visus parametrus, kaip parodyta 7 paveiksle. Tokiu būdu gauname magnetinio lauko indukcijos priklausomybę nuo per apvijas tekančios srovės stiprio, pavaizduota taškais.

7 pav.



Norėdami gauti magnetinio lauko indukcijos priklausomybę nuo magnetinio lauko stiprio darome taip: jeiname į programos meniu „Analysis“, po to „Channel modification“. Gautame meniu reikia viską nustatyti kaip, parodyta 8 paveiksle.

8 pav.

Current I/A	Flux density B B/T
-1,265	-0,047
-1,246	-0,046
-1,127	-0,042
-1,096	-0,043
-1,018	-0,039
-1,018	-0,041
-0,947	-0,040
-0,919	-0,036
-0,860	-0,038
-0,814	-0,032
-0,729	-0,035
-0,703	-0,029
-0,628	-0,032
-0,608	-0,026
-0,539	-0,022
-0,524	-0,030
-0,455	-0,018
-0,422	-0,027
-0,380	-0,014
-0,320	-0,011
-0,302	-0,023
-0,226	-0,004
-0,173	-0,019
-0,153	0,003
-0,064	-0,014
-0,041	0,012
-0,001	-0,011
0,002	0,014
0,035	0,016
0,057	0,016
0,098	0,019
0,129	0,017
0,177	0,022
0,180	0,018
0,240	0,024
0,248	0,021
0,302	0,026
0,308	0,022
0,356	0,028
0,369	0,024

Jei yra prijungtas spausdintuvas, abi kreives galima atspausdinti. Nesant spausdintuvu, reikiamus skaičius galima išsirašyti į duomenų surinkimo žurnalą rankiniu būdu. Norint gauti duomenis lentelės pavidalu, įeiname į programos meniu „Measurement“, po to spaudžiame „Data table“. Gauname duomenis lentelės forma, kurių pavyzdys yra 9 paveiksle.

9 pav.

Kontroliniai klausimai.

1. Kaip veikia išorinis magnetinis laukas atomo elektrono orbitinį magnetinį momentą?
2. Kokios medžiagos vadinamos diamagnetikais ir paramagnetikais? Kas darosi diamagnetike ir paramagnetike, kai jis patenka į magnetinį lauką?
3. Ką vadiname magnetinio poliarizuotumo vektoriumi (įmagnetėjimo vektoriumi), kaip jis priklauso nuo magnetinio lauko stiprio?
4. Ką apibūdina medžiagos magnetinis jautris?
5. Kokiomis magnetinėmis savybėmis pasižymi feromagnetikai?
6. Paaiškinkite histerezės kilpą.

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. - Vilnius: Mokslas, 1989. - T.2. - P. 110.
2. Ambrasas V., jasiulionis B. Fizika. Elektromagnetizmas. - Kaunas: Technologija, 2008. - P.

LAIDININKO SU SROVE KURIAMO MAGNETINIO LAUKO TYRIMAS

(apskritam laidininkui)

Darbo užduotis. Ištirti apskrita vija tekančios elektros srovės jos centre kuriamo magnetinio lauko indukcijos priklausomybę nuo srovės stiprio ir vijos simetrijos ašyje kuriamo magnetinio lauko indukcijos priklausomybę nuo atstumo iki vijos centro.

Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinės indukcijos apibrėžimas. Bio ir Savaro dėsnis. Apskritos srovės kuriamo magnetinio lauko indukcija jos centre ir simetrijos ašyje.

Teorinė dalis. Svarbiausia magnetinio lauko charakteristika yra *magnetinė indukcija*. Ji skaitine vertė lygi jėgai, su kuria vienalytis magnetinis laukas veikia 1 m ilgio tiesų laidą, statmeną magnetinės indukcijos linijoms, kai juo teka 1 A stiprio srovė. Magnetinės indukcijos SI vienetas yra tesla (T).

Laidu ar vakuumė kryptingai judančios elektringos dalelės kuriamas elektrinis laukas *kinta* laike, ir dėl to elektros srovė kuria magnetinį lauką. *Bio ir Savaras* nustatė dėsnį, pagal kurį apskaičiuojama srovės elemento $I d\vec{\ell}$ taške A (1 pav.), esančiamate atstumu \vec{r} nuo srovės elemento, sukurta magnetinio lauko indukcija

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \vec{r}}{r^3}; \quad (1)$$

čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ V·s/(A·m) – magnetinė konstanta, μ – aplinkos santykinė magnetinė skvarba (vakuumui $\mu \approx 1$). Šis dėsnis teisingas tik kai $d\ell \ll r$, t.y. srovės elementą galima laikyti taškiniu.

Vektorius $d\vec{B}$ statmenas per vektorius $I d\vec{\ell}$ ir \vec{r} išvestai plokštumai (1 pav. ji užbrūkšniuota). Apskritos srovės kuriamo magnetinio lauko indukcija \vec{B} , pagal superpozicijos principą, yra lygi visų srovės elementų kuriamų laukų integralinei sumai, t.y. $\vec{B} = \oint d\vec{B}$. Vijos centre visi šie elementarūs vektoriai yra vienos krypties, todėl jų geometrinę sumą galima pakeisti jų modulių integraline sumą

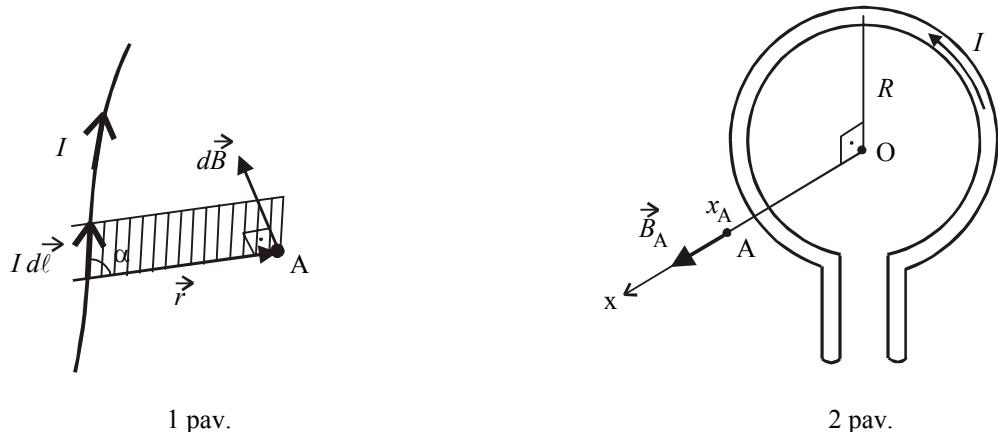
$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \oint \frac{I d\ell}{r^2} \sin 90^\circ = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2\pi I}{R}; \quad (2)$$

šiuo atveju \vec{r} modulis r lygus vijos spinduliu $R = \text{const}$. Kai magnetinis laukas kuriamas ore, dydis $\mu \approx 1$.

Parodoma, kad tolstant nuo apskritos vijos centro (išilgai jos simetrijos ašies) srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos vektorius \vec{B} nukreiptas išilgai ašies Ox, o jo modulis mažėja dėsniu

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} 2\pi I \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}} ; \quad (3)$$

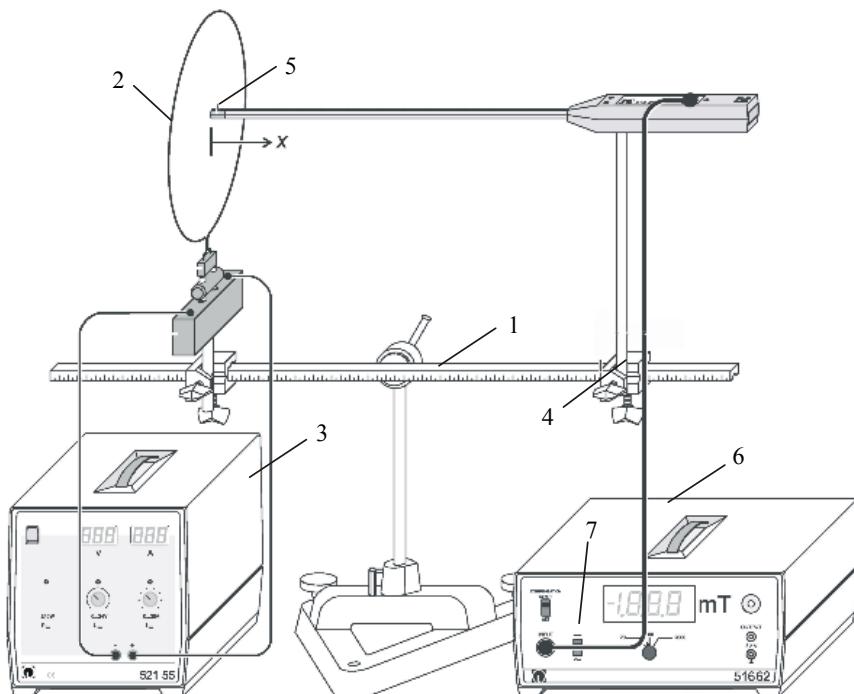
čia x yra nuotolis nuo vijos centro iki matavimo taško (2 pav.). Taškui, kuriam $x_A = 0$, (3) virsta (2).



1 pav.

2 pav.

Darbo aprašymas. Darbo aparatūros principinė schema pavaizduota 3 paveiksle. Ją sudaro masyvaus stovo laikomas horizontalus optinis suolas 1 su paslankiais laikikliais. Pirmajame laikiklyje tvirtinamas žinomo spindulio R apskritas laidininkas 2, kuris prijungiamas prie srovės šaltinio 3. Prie laikiklio 4 pritaisytas magnetinio lauko indukciją matuojantis B-zondas 5, kuris sujungtas su teslametru 6. Zonde panaudotas Holo jutiklis.



3 pav.

Magnetinį lauką kuriančios srovės stiprių galima keisti sujungiant srovės šaltinio rankenelę I_{max} . Srovės stiprio rodmenys atskaitomi skaitmeniniame indikatoriuje. Srovės šaltinis įjungiamas viršutiniame kairiajame jo priekinio skydelio kampe esančiu jungikliu. Tirsime palyginti silpną

magnetinį lauką, tad teslametro matavimo ribą keičiantis jungiklis nustatomas padėtyje 20 mT, perjungiklis 7 padėtyje „-“. Teslametro tinklo jungiklis yra užpakalinėje šio prietaiso sienelėje.

Dėmesio! Teslametro davyklis lengvai pažeidžiamas, tad elkitės su juo atsargiai! Jis matuoja ne magnetinio lauko indukciją, o jos projekciją į išilginę davyklio laikiklio ašį, todėl matujant B-zondą reikia atitinkamai orientuoti lauke (jo išilginė ašis turi būti lygiagreti magnetinio lauko linijos liestinei matavimo taške).

I. Magnetinio lauko indukcijos B apskritos vijos centre priklausomybės nuo srovės stiprio I tyrimas

1. Gerai susipažiname su aparatūra. Srovės šaltinio rankenėlę I_{max} nustatome į kraštinę kairiajā, o U_{max} – į vidurinę padėtį. Militeslametro matavimo ribą keičiantis jungiklis nustatomas 20 mT. Ijungiamo prietaisų maitinimą. Srovės stiprio indikatorius turi rodyti 00,0 A.
2. Liniuote išmatuojame stende panaudotos apskritos vijos skersmenį ir apskaičiuojame jos spindulį R .
3. B-zondo 5 išilginę ašį (3 pav.) orientuojame lygiagrečiai optinio suolo ašiai ir statmenai vijos plokštumai. B-zondo padėtį fiksuojame laikikliu 4.
4. Atpalaidavę laikiklio su apskrita vija tvirtinimą, kuo tiksliau sutapdiname B-zondo galą su vijos centru. Zondo padėtį tikriname liniuote.
5. Kompensuojame išorinių magnetinių laukų poveikį teslametru. Tam nuspaudžiame jo klavišą **Compensation** į padėtį Set ir palaikome 1-3 sekundes. Atleidus klavišą, prietaisas turi rodyti $(0,00 \pm 0,03)$ mT. Jei parodymai didesni, šią operaciją kartojame.
6. Rankenėle I_{max} , laidininku 2 tekančios elektros srovės stipriji nustatome lygį 10 A. Atsargiai, horizontaliai kiek paslinkdami viją su srove išilgai optinio suolo, randame tokią jos padėtį, kurioje teslametro parodymai yra maksimalūs. Tai atitinka B-zondo padėtį, kai magnetinio lauko indukciją matujantis kristalas yra vijos centre.
7. Vija tekančios srovės stipriji sumažiname iki 0 ir pakartojame penktame darbo eigos punkte aprašytus veiksmus.
8. Rankenėle I_{max} dviejų amperų žingsniu keisdami vija tekančios srovės stipriji nuo 0 iki 16 A, kiekvienai srovės vertei išmatuojame magnetinio lauko indukciją B . Prietaisų rodmenis surašome į 1 lentelę. Baigę matuoti, srovės stipriji sumažiname iki nulio.

1 lentelė

I , A	$R = \dots$ m	
	B , mT	B_t , mT

9. Iš pačią lentelę surašome pagal (2) formulę apskaičiuotas teorines B_t vertes.
10. Vienoje koordinačių sistemoje brėžiame priklausomybes $B = f(I)$ ir $B_t = f(I)$ ir darome išvadas.

II. Apskritos srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos priklausomybės nuo atstumo x iki vijos centro tyrimas

1. Esant B-zondui I darbo dalyje 4 punkte nustatytoje padėtyje, optinio suolo 1 milimetrinėje skalėje atskaitome sutartinę vijos padėtį ties kairiuoju jos laikiklio kraštu n_0 .
2. Vija netekant srovei ($I = 0$), pakartojame I.5 darbo eigos punkte aprašytus veiksmus.
3. Rankenėle I_{max} parenkame darbų vadovo nurodytą srovės stiprių (10÷15 A ribose).
4. Saugodami nuo pažeidimų B-zondą, viją su srove atsargiai toliname 5 mm žingsniu iki 50 mm nuo B-zondo ir išmatuojame magnetinio lauko indukciją B . Atstumą $x = n - n_0$ atskaitome optinio suolo 1 skalėje, čia n – vėlesnė laikiklio padėtis. Matavimų duomenis surašome į 2 lentelę.

2 lentelė

x , m	$I = \dots\dots\dots$ A	
	B , mT	B_t , mT

5. Pagal formulę (3) apskaičiuojame teorines magnetinės indukcijos modulio reikšmes B_t ir surašome jas į 2 lentelę.
6. Vienoje koordinačių sistemoje brėžiame priklausomybes $B = f(x)$, $B_t = f(x)$ ir darome išvadas.

Kontroliniai klausimai

1. Kodėl elektros srovė kuria magnetinį lauką?
2. Paaiškinkite Bio ir Savaro dėsnį.
3. Pavaizduokite grafiškai apskrita vija tekančios srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos linijas.
4. Kaip keistys magnetinio lauko indukcija vijos centre, jei, nekeisdami srovės stiprio, didintume vijos spindulį?
5. Kaip pasikeistų formulė (2), jeigu apviją sudarytų ne viena, o N labai arti viena kitos esančių to paties spindulio vijų?

LAIDININKO SU SROVE KURIAMO MAGNETINIO LAUKO TYRIMAS

(tiesiam laidininkui)

Darbo užduotis. Ištirti tiesiu laidu tekančios elektros srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos B priklausomybę nuo srovės stiprio I ir nuo atstumo r iki laidų ašies.

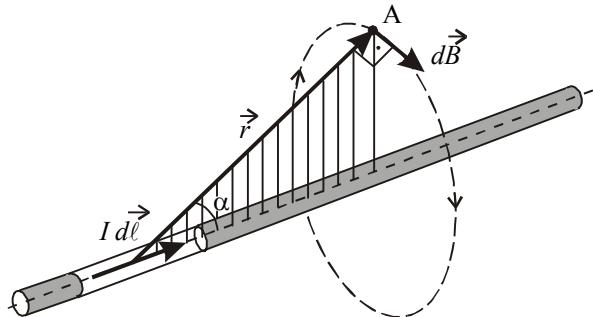
Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinės indukcijos apibrėžimas. Bio ir Savaro dėsnis. Tiesiu baigtinio ilgio ℓ bei begalinio ilgio laidais tekančios elektros srovės magnetinio lauko indukcija ir jos linijos.

Teorinė dalis. Svarbiausia magnetinio lauko charakteristika yra *magnetinė indukcija*. Ji skaitine vertė lygi jégai, su kuria vienalytis magnetinis laukas veikia 1 m ilgio tiesų laidą, statmeną magnetinės indukcijos linijoms, kai juo teka 1 A stiprio srovė. Magnetinės indukcijos SI vienetas yra *tesla* (T).

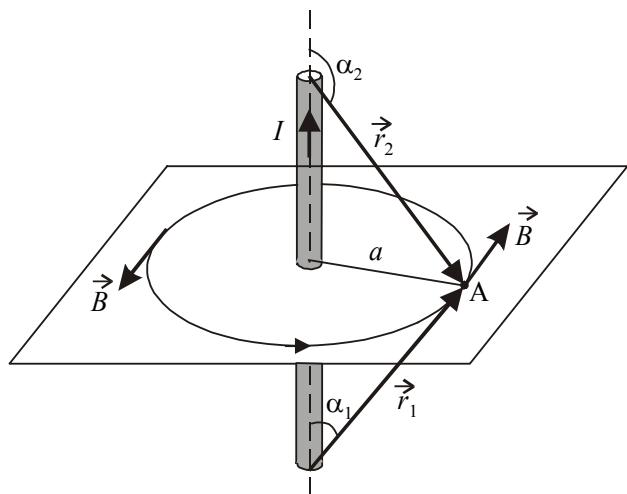
Laidu ar vakuumo judančios elektringos dalelės kuriamas elektrinis laukas *kinta* laike, ir dėl to laidų aplinkoje srovė kuria magnetinį lauką. *Bio ir Savaras* nustatė dėsnį, pagal kurį apskaičiuojama srovės elemento $I d\vec{\ell}$ taške A (1 pav.), esančiame atstumu \vec{r} nuo srovės elemento, sukurto magnetinio lauko elementari indukcija

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\vec{\ell} \times \vec{r}}{r^3}; \quad (1)$$

čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ V·s/(A·m) – magnetinė konstanta, μ – aplinkos santykinė magnetinė skvarba (orui $\mu \approx 1$). Srovės elemento $I d\vec{\ell}$ kryptis sutampa su elektrinio lauko (srovės tekėjimo) kryptimi laidininkė. Šis dėsnis teisingas tik kai $d\ell \ll r$, t.y. kai srovės elementą galima laikyti taškiniu. Vektorius $d\vec{B}$ statmenas per vektorius $I d\vec{\ell}$ ir \vec{r} išvestai plokštumai (1 pav. užbrūkšniuota).



1 pav.



2 pav.

Baigtinio ilgio ℓ tiesiu laidui tekanti I stiprio elektros srovė (2 pav.) kuria magnetinį lauką, kurio magnetinė indukcija, apskaičiuota taikant (1) lygtį ir laukų superpozicijos principą, yra

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{a} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2); \quad (2)$$

čia a – atstumas nuo taško A, kuriame skaičiuojama magnetinė indukcija, iki tiesaus laido simetrijos ašies, kampai α_1 bei α_2 imami tarp srovės tekėjimo krypties ir spinduliu vektorių \vec{r}_1 bei \vec{r}_2 (2 pav.), išvestu į tašką A atitinkamai nuo laido pradžios ir pabaigos. Šie kampai priklauso tiek nuo laido ilgio ℓ , tiek nuo taško A atstumo a iki laidos.

Begaliniam tiesiam laidui $\alpha_1 \rightarrow 0$, o $\alpha_2 \rightarrow \pi$ ir jam (2) formulė užrašoma taip:

$$B = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{2I}{a}, \quad (3)$$

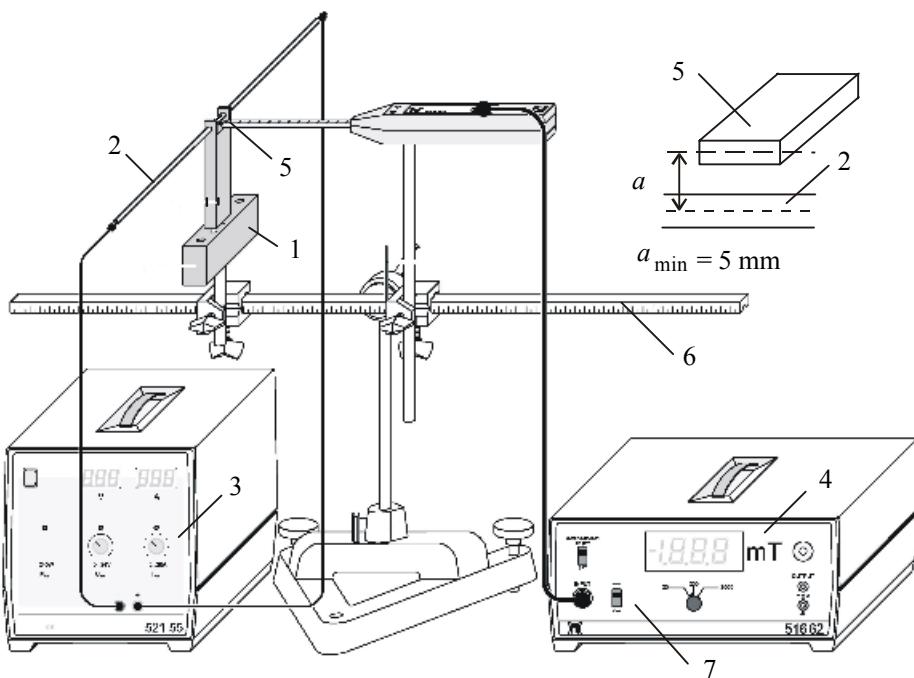
t. y. magnetinė indukcija yra tiesiai proporcinga lauką kuriančios srovės stipriui ir tolstant nuo laidos mažėja hiperboliniu dēsniu. Šią formulę artutinai galima taikyti baigtinio ilgio ℓ laido kuriamam magnetiniam laukui taškuose, esančiuose ties laidos viduriu, kurių atstumas $a \ll \ell$.

Tiesiu laidui tekančios srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos linijos yra koncentriški apskritimai, esantys laidui statmenoje plokštumoje (2 pav.). Magnetinės indukcijos \vec{B} kryptis yra liestinėje magnetinės indukcijos linijai, einančioje per nagrinėjamą tašką. Ji nukreipta taip, kad sutampa su dešininio sraigto sukimo kryptimi, kai jis slenka srovės tekėjimo kryptimi.

Darbo aprašymas. Darbo aparatūros principinė schema pavaizduota 3 paveiksle. Ją sudaro ant specialaus stovo 1 pritvirtintas tiesus laidininkas 2, reguliuojamos elektros srovės šaltinis 3 (su Jame įtaisytu ampermetru ir voltmetru) ir magnetinio lauko indukciją matuojantis teslametras 4, kurio Holo efektu pagrįstas B-zondas 5 (magnetinės indukcijos daviklis), įtvirtintas priešais laidininką ant kreipiančiosios 6.

Magnetinį lauką kuriančios srovės stipri galima keisti sukeisti srovės šaltinio rankenėlę I_{max} . Srovės stiprio rodmenys atskaitomi skaitmeniniame indikatoriuje. Srovės šaltinis įjungiamas viršutiniame kairiajame jo priekinio skydelio kampe esančiu jungikliu. Tirsime palyginti silpną nuolatinį magnetinį lauką, tad teslametro matavimo ribą keičiantis jungiklis turi būti padėtyje 20 mT, per jungiklis – 7 padėtyje – . Teslametro tinklo jungiklis yra užpakalinėje šio prietaiso sienelėje.

Dėmesio! Teslametro daviklis lengvai pažeidžiamas, tad elkitės su juo atsargai! Jis matuoja ne magnetinio lauko indukciją, o jos projekciją į išilginę daviklio laikiklio ašį, todėl matuojant B-zondas turi būti atitinkamai orientuojamas lauko atžvilgiu.



3 pav.

I. Magnetinio lauko indukcijos priklausomybės nuo srovės stiprumo laidininke tyrimas

1. Gerai susipažiame su aparatūra. Srovės šaltinio rankenėlę I_{max} nustatome į kraštinę kairiajā, o U_{max} – į vidurinę padėtį. Teslametro matavimo ribą keičiantis jungiklis nustatomas 20 mT. Ijungiamo prietaisų maitinimą. Srovės stiprio indikatorius turi rodyti 00,0 A.
2. Atpalaivedų laidininko laikiklio tvirtinimo varžtus, laidininką iš apačios atsargiai priglaudžiame prie B-zondo. Šioje padėtyje atstumas a tarp laidininko ir B-zondo ašių yra 5 mm.
3. Kompensuojame išorinių magnetinių laukų poveikį teslametru. Tam nuspaudžiame jo klavišą **Compensation** į padėtį Set ir palaikome 1-3 sekundes. Atleidus klavišą prietaisas turi rodyti $(0,00 \pm 0,03)$ mT. Jei parodymai didesni, šią operaciją kartojame.
4. Rankenėle I_{max} , laidininku 2 tekančios elektros srovės stiprių nustatome lygį 10 A. Atsargiai, horizontaliai kiek paslinkdami laidininką po zondu, pasiekiame maksimalius teslametro parodymus. Jie stebimi, kai B-zondo centras yra virš laidininko ašies. Tai atlikę, laidininku tekančios srovės stiprių vėl sumažiname iki 0 A.
5. Pakartojame 3 punkte aprašytus veiksmus.
6. Rankenėle I_{max} dviejų amperų žingsniu keičiame laidu tekančios srovės stiprių nuo 0 iki 16 A, matuodami magnetinio lauko indukciją B , atitinkančią kiekvieną srovės stiprio vertę. Prietaisų rodmenis surašome į 1 lentelę. Baigę matuoti, srovės stiprių sumažiname iki nulio.

1 lentelė

I, A	B, mT	B_t, mT

7. Iš tą pačią lentelę surašome pagal (3) formulę apskaičiuotas teorines B_t vertes. Skaičiuojant atstumą a_{min} tarp laido ašies ir magnetinės indukcijos matavimo taško laikyti lygiu 5 mm.
8. Brėžiame priklausomybes $B = f(I)$ ir $B_t = f(I)$ ir darome išvadas.

II. Magnetinės indukcijos priklausomybės nuo atstumo iki lauką kuriančio tiesaus laidininko su srove tyrimas

1. Nekeisdami grandinės pakartojame I.3 punktą.
2. Rankenėle I_{max} nustatome 15 A srovės, tekančios laidu, stipri.
3. Saugodami nuo pažeidimų B-zondą, atsargiai nuleidžiame jo atžvilgiu laidininką su srove žemyn 5 mm žingsniu iki 20 mm, matuodami magnetinio lauko indukciją. Atstumą tarp laido ašies ir B-zondo ašies atskaitome prie laido laikiklio pritvirtintoje liniuotėje. Duomenis surašome į 2 lentelę. Baigę matuoti srovės stipri sumažiname iki 0. Išjungiamo aparatūros maitinimą.

2 lentelė

a, m	$I = 15 \text{ A}$	
	B, mT	B_t, mT

4. Pagal formulę (3) apskaičiuojame teorines magnetinės indukcijos reikšmes B_t . Surašome jas į 2 lentelę.
5. Toje pačioje koordinacių sistemoje brėžiame priklausomybes $B = f(a)$ ir $B_t = f(a)$ ir darome išvadas.

Kontroliniai klausimai

1. Kodėl elektros srovė kuria magnetinį lauką?
2. Paaiškinkite Bio ir Savaro dėsnį.
3. Kodėl atliekant II eksperimento dalį zondas turi būti virš laido, o ne šalia jo?
4. Kodėl eksperimento rezultatus reikia gretinti su skaičiavimais atliktais pagal (3) formule, o ne su (2) formulę?
5. Kaip išvengėme Žemės magnetinio lauko įtakos mūsų matavimų rezultatams?

LAIDININKO SU SROVE KURIAMO MAGNETINIO LAUKO TYRIMAS

(Solenoido magnetinis laukas)

Darbo užduotis. Ištirti solenoide tekančios elektros srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos B priklausomybę nuo srovės stiprio I ir nuo atstumo r išilgai ašies.

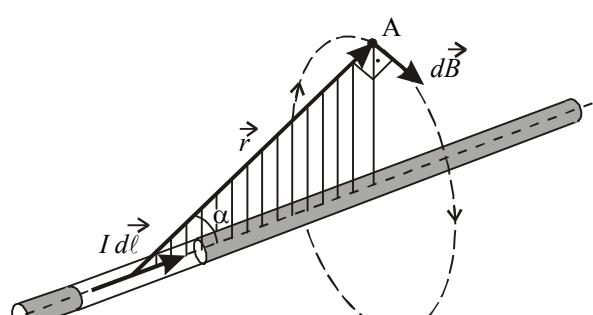
Teorinio pasirengimo klausimai. Magnetinės indukcijos apibrėžimas. Bio ir Savaro dėsnis. Įvairios formos laidais tekančios elektros srovės magnetinio lauko indukcija ir jos linijos.

Teorinė dalis. Svarbiausia magnetinio lauko charakteristika yra magnetinė indukcija. Ji skaitine vertė lygi jėgai, su kuria vienalytis magnetinis laukas veikia 1 m ilgio tiesų laidą, statmeną magnetinės indukcijos linijoms, kai juo teka 1 A stiprio srovė. Magnetinės indukcijos SI vienetas yra tesla (T).

Laidu ar vakuumė judančios elektringosios dalelės kuriamas elektrinis laukas *kinta* laike, ir dėl to laidо aplinkoje srovė kuria magnetinį lauką. Bio ir Savaras nustatė dėsnį, pagal kurį apskaičiuojama srovės elemento $I d\ell$ taške A (1 pav.), esančiamate atstumu \vec{r} nuo srovės elemento, sukurto magnetinio lauko elementarioji indukcija

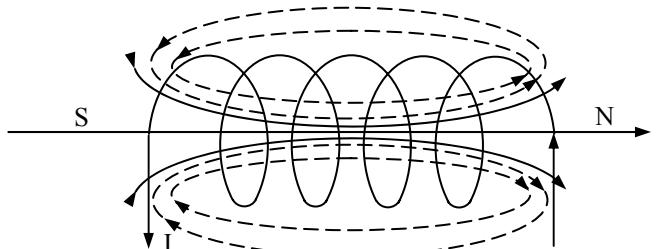
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I d\ell \times \vec{r}}{r^3}, \quad \mathbf{d}B = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{I d\ell \sin(d\ell, \vec{r})}{r^2} \quad (1)$$

čia $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ V}\cdot\text{s}/(\text{A}\cdot\text{m})$ – magnetinė konstanta, μ – aplinkos santykinė magnetinė skvarba (orui $\mu \approx 1$). Srovės elemento $I d\ell$ kryptis sutampa su elektrinio lauko (srovės tekėjimo) kryptimi laidininke. Šis dėsnis teisingas tik kai $d\ell \ll r$, t.y. kai srovės elementą galima laikyti taškiniu. Vektorius $d\vec{B}$ statmenas per vektorius $I d\ell$ ir \vec{r} išvestai plokštumai (1 pav. užbrūkšniuota).

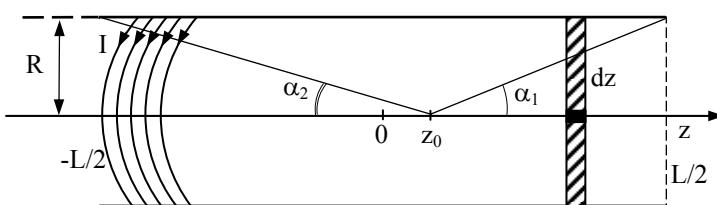


1 pav.

Panagrinėkime magnetinio lauko indukciją solenido ašyje. Solenoidu vadinama cilindrinė ritė, susidedanti iš daugybės vielos vių, kurios sudaro sraigtinę liniją. Jeigu vijos išdėstytos viena



2 pav.

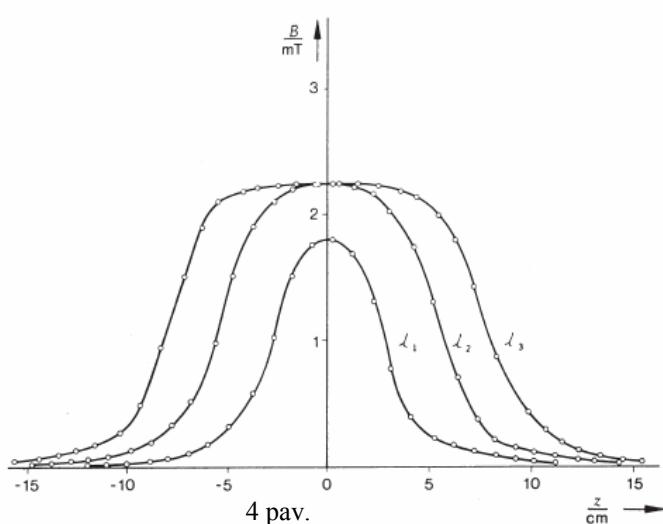


3 pav.

prie kitos arba labai mažais tarpeliais, tai į solenoidą galime žiūrėti kaip į nuosekliai sujungtų vienodo spindulio apskritiminių srovių, turinčių bendrą ašį, sistemą. Solenoidu tekančios srovės magnetinis laukas atvaizduotas 2 paveiksle.

Magnetinio lauko indukciją solenoido ašyje galima gauti, sumuojant atskirų apskritiminių srovų indukcijas. Jei išskirsime mažą solenoido ilgio dalį dz (3 pav.), tai jai teks ndz vijų srovės stipri kiekvienoje vijoje pažymėję I, solenoido dalį dz galime traktuoti kaip stiprio Indz apskritimių srovę. Magnetinio lauko indukcija, kurią sukuria toji dalis kuriame nors solenoido ašies taške z_0 išreiškiama taip:

$$dB = \frac{\mu\mu_0 In}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + (z - z_0)^2)^{3/2}} \cdot dz. \quad (2)$$



Todėl magnetinės indukcijos B bet kuriame solenoido taške z_0 skaitine verte lygi:

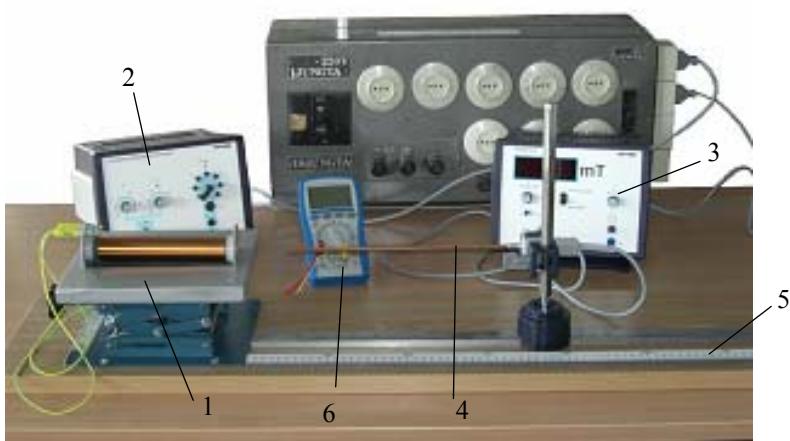
$$B = \frac{\mu\mu_0 n \cdot I}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \quad (3)$$

Baigtiniame solenoide didžiausia magnetinės indukcijos vertė bus taške, vienodai nutolusiam nuo solenoido galų (4 pav.).

$$B = \mu\mu_0 In \quad (4)$$

Taške, esančiame prie solenoido galų magnetinės indukcijos B vertę gausime pagal (3) formulę, jei joje vienas iš kampų, pavyzdžiui, $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$.

Darbo aprašas. 5 paveiksle pavaizduota aparatūra .



Ją sudaro ant stalelio 1 įtvirtinta ritė, reguliuojamas elektros srovės šaltinis 2, magnetinio lauko indukciją matuojantis teslamatis 3, kurio Holo efektu pagristas B-zondas 4 (magnetinės indukcijos daviklis), įtvirtintas priešais ritės centrą ant kreipiančiosios 5.

Magnetinį lauką kuriančis srovės stipri galima keisti sukant srovės šaltinio rankenelę. Srovės stiprio rodmenys atskaitomi skaitmeniniame indikatoriuje (multimetre) 6. Teslametro ir srovės šaltinio jungikliai yra užpakinėje šio prietaiso sienelėje.

Dėmesio ! *Teslametro daviklis lengvai pažeidžiamas, todėl elkitės su juo atsargiai !*

Darbo eiga.

1. Gerai susipažiname su aparatūra. Srovės šaltinio reguliavimo rankenelę nustatome į kraštinę kairiąją, o U_{max} – į vidurinę padėtį. Teslametro matavimo ribą keičiantis jungiklis nustatomas 20 mT. Ijungiamo prietaisų maitinimą. Srovės stiprio indikatorius turi rodyti 00,0 A.
2. B-zondo išilginę ašį orientuojame lygiagrečiai optinio suolo ašiai ir statmenai ritės plokštumai.
3. Atpalaikavę laikiklio su B-zonu tvirtinimą, kuo tiksliau sutapatiname B-zondo galą su ritės centru.
4. Ijungiamo srovės matavimo prietaisą ir pasirenkame 0,5 A matavimo ribą.

5. Saugodami nuo pažeidimų B-zondą, jį 10 mm. žingsniu kišame į solenoido vidų ir išmatuojame magnetinio lauko indukciją. Atstumą $x = n - n_0$ atskaitome suolo skalėje, čia n-vėlesnė laikiklio padėtis.
6. Tą padėtį pakartojame kitoms sroviems. (Patartina 1A ir 1,5A).
7. Matavimų duomenis surašome į lentelę.
8. Baigę matuoti įtampą, srovės stiprių sumažiname iki 0. Išjungiamo aparatūros maitinimą.
9. Vienoje koordinacių sistemoje griežiame priklausomybes $B_i = f(x_i)$

lentelė

n,m	x=n-n ₀ , m	I ₁ =0,5 A	I ₂ =1,0 A	I ₃ =1,5 A
		B, mT	B, mT	B, mT
.	.			
.	.			
.	.			
.	.			
.	.			
.	.			
.	.			
.	.			

Kontroliniai klausimai

1. Kodėl elektros srovė kuria magnetinį lauką?
2. Paaiškinkite Bio ir Savaro dėsnį.
3. Pavaizduokite grafiškai apskrita vija ir solenoidu tekančios srovės kuriamo magnetinio lauko indukcijos linijas.
4. Kaip keistusi magnetinio lauko indukcija solenoido centre, jei, nekeisdami srovės stiprio, didintume vijų skaičių?

Literatūra

1. Tamašauskas A., Vosylius J. Fizika. - Vilnius: Mokslo, 1989. - T.2. - P.76 - 80.
2. Javorskis B., Detlafas A. Fizikos kursas. - Vilnius: Mintis, 1975. - T.2. - P. 202 - 209.



Set-up of experiment P2430215 with Cobra3

30. TERMOELEKTRONINĖS EMISIJOS REIŠKINIO TYRIMAS

Darbo užduotis. Nubrėžti vakuminio diodo voltamperinę charakteristiką ir apskaičiuoti elektrono išlaisvinimo darbą.

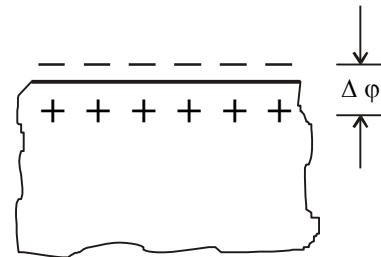
Teorinio pasirengimo klausimai. Elektrono išlaisvinimo darbas. Termoelektroninė emisija. Vakuminio diodo voltamperinė charakteristika. Ričardsono ir Dašmano formulė.

Teorinė dalis. Metaluose apstū laisvujų elektronų, tačiau jie laisvai juda tik metale. Elektronui išlēkus į vakuumą, toje vietoje metale lieka teigiamojo krūvio perteklius, kuris traukia elektroną. Išlēkus dideliam elektronų kiekiui, ties metalo paviršumi susidaro labai plonas dvigubas elektrinis sluoksnis. Jo storis lygus keliems tarpatominiams nuotoliams. Iš jų patekusį elektroną veiks į metalo vidū nukreipta elektrinė jėga. Elektronas, išsilaisvindamas

iš metalo, turi atliliki *išlaisvinimo darbą*

$$A = e \cdot \Delta\varphi ; \quad (1)$$

čia e – elektrono krūvis, $\Delta\varphi$ – potencialų skirtumas dvigubame elektriniame sluoksnyje. Šis darbas visų pirma priklauso nuo medžiagos prigimties ir nuo metalo paviršiaus būsenos. Vienos paviršinės priemaišos jį mažina, kitos, atvirkščiai, – didina. Pavyzdžiui, volframo paviršių padengus žemės šarminiu metalu (Ca, Sr, Ba) oksidais, jis sumažėja nuo 4,454 eV iki 1,2÷2 eV.



1 pav.

Esant termodinaminei pusiausvyrai, metalo valentiniai elektronai yra pasiskirstę pagal energiją tam tikru dėsniu. Kiekvienoje temperatūroje yra elektronų, kurių energija didesnė už elektrono išlaisvinimo darbą. Kambario temperatūroje tokį elektronų koncentraciją yra nykstamai maža, tačiau ji pastebimai padidėja aukštėsnėse temperatūrose. Elektronų spinduliavimas iš įkaitusių kūnų vadinamas *termoelektronine emisija*. Ją patogu tirti naudojant dviejų elektrodų vakuminę elektroninę lempą (diodą), kurios vienas elektroda (katoda), kaitinamas elektros srove I_k , spinduliuoja elektronus. Nekeičiant I_k , per laiko vienetą iš katodo vidutiniškai išspinduliuojamas vienodas elektronų skaičius. Tarp katodo ir antrojo elektrodo (anodo) sudarius elektronus greitinančią įtampą U_a , grandine teka anodinė srovė. Jos stipris I_a priklauso nuo per 1 sekundę anodą pasiekusių elektronų skaičiaus. Ši priklausomybė grafiškai pavaizduota 2 paveiksle. Kai anodą pasiekia visi per vieną sekundę katodo išspinduliuoti elektronai, gauname anodinės srovės įsotinimą ($I_{as} = const.$). Ričardsonas ir Dašmanas, pritaikę kvantinę statistiką, gavo tokią soties srovės stiprio išraišką:

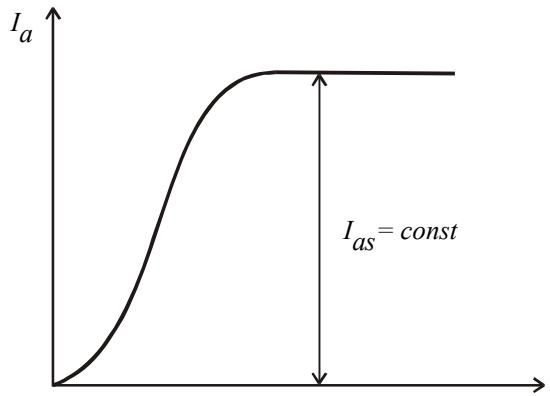
$$I_{as} = C S T^2 \exp(-A/kT) ; \quad (2)$$

čia C – nuo katodo medžiagos ir jo paviršiaus būvio priklausanti konstanta, S – elektronus spinduliuojančio katodo paviršiaus plotas, T – jo absoliutinė temperatūra, A – elektrono išlaisvinimo darbas, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K – Boltzmann konstanta.

Elektrono išlaisvinimo darbo nustatymui dviem skirtingiemis kaitinimo srovės stipriams I_{k1} ir I_{k2} , o tuo pačiu ir skirtingoms katodo temperatūroms T_1 bei T_2 , išbrėžiame voltamperines charakteristikas $I_a = f(U_a)$ (2 pav.) ir nustatome soties srovių stiprius I_{as1} bei I_{as2} :

$$I_{as1} = C S T_1^2 \exp(-A/kT_1),$$

$$I_{as2} = C S T_2^2 \exp(-A/kT_2).$$



2 pav.

Vieną lygtį padalinę iš kitos, gauname

$$A = k \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \left[\frac{I_{as2}}{I_{as1}} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Iš katodo varžos temperatūrinės priklausomybės įvertiname jo temperatūrą °C

$$t = \frac{R_t - R_0}{\alpha R_0}; \quad (4)$$

čia $\alpha = 0,0046 \frac{1}{\text{deg}}$ – katodo medžiagos temperatūrinis varžos koeficientas. Darbe naudojamo

diodo 0°C temperatūros katodo varža $R_0 = 0,8 \Omega$. Iškaitusio katodo varžą R_t randame iš Omo dėsnio

$$R_t = \frac{U_k}{I_k},$$

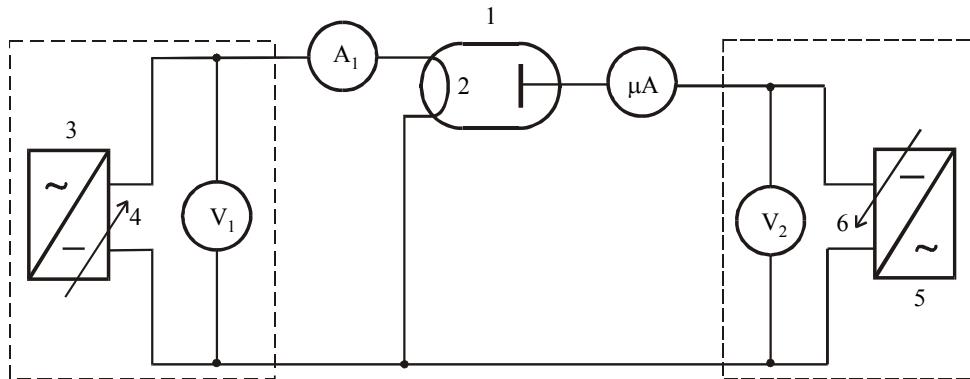
prieš tai išmatavę kaitinimo įtampą U_k ir kaitinimo srovės stipriją I_k . Katodo absoliutinė temperatūra

$$T = (273 + t) \text{K}. \quad (5)$$

Vis dėlto reikia pastebėti, kad dideliame temperatūrų intervale dydis α nėra pastovus, todėl aprašytas temperatūrų, tuo pačiu ir dydžio A , nustatymo būdas nėra tikslus.

Darbo aprašymas. Principinė darbo schema parodyta 3 paveiksle. Vakuuminio diodo 1 katodą 2 kaitina įtampos šaltinis 3. Reikiama kaitinimo įtampa U_k bei srovės stipriji I_k parenkame šaltinio reostatu 4. Įtampą matuojame voltmetru V_1 , srovės stipriji – ampermetru A_1 . Anodinė įtampa

keičiamą anodinio šaltinio 5 reguliatoriumi 6 ir matuojama šaltinio voltmetru V_2 . Anodinės srovės stipris matuojamas mikroampermetru μA .



3 pav.

- Reostatu 4 nustatome dėstytojo nurodytos kaitinimo srovės stipri I_{k1} ir išmatuojame įtampą U_{k1} . Dėstytojo nurodytu žingsniu keisdami anodinę įtampą U_a , matuojame anodinės srovės stipri I_{a1} . Rezultatus surašome 1 lentelėje. Brėžiame priklausomybę $I_{a1} = f(U_a)$ ir nustatome soties srovės stipri I_{as1} .

1 lentelė

$U_{k1} = \dots \text{V}$	$I_{k1} = \dots \text{A}$	$R_{t1} = \dots \Omega$	$U_{k2} = \dots \text{V}$	$I_{k2} = \dots \text{A}$	$R_{t2} = \dots \Omega$
U_{ai}, V	I_{ai}, A	I_{as1}, A	U_{ai}, V	I_{ai}, A	I_{as2}, A

- Dėstytojo nurodytu dydžiu padidiname kaitinimo srovės stipri iki I_{k2} , išmatuojame kaitinimo įtampą U_{k2} ir atliekame visus pirmame punkte nurodytus veiksmus.
- Apskaičiuojame katodo temperatūras T_1 bei T_2 ir elektrono išlaisvinimo darbą A . Skaičiavimo rezultatus surašome 2 lentelėje.

2 lentelė

$t_1, {}^\circ\text{C}$	T_1, K	$t_2, {}^\circ\text{C}$	T_2, K	A, J

Kontroliniai klausimai

- Kaip susidaro dvigubas elektrinis sluoksnis ?
- Nuo ko priklauso elektrono išlaisvinimo darbas ?
- Nuo ko priklauso anodinės soties srovės stipris ?
- Kaip šiame darbe nustatoma katodo temperatūra ?
- Kur daroma didžiausia paklaida, nustatant A ?