

VILNIAUS GEDIMINO TECHNIKOS
UNIVERSITETAS

N.Astrauskienė, R.Bendorius, A.Bogdanovičius,
A.Česnys, J.Jakimavičius, J.Kaulakys, S.A.Karpinskas,
B.Martinėnas, N.Mykolaitienė, D.Styra, A.J.Šatas,
A.Urbelis

**ELEKTROMAGNETIZMAS.
BANGINĖ IR KVANTINĖ OPTIKA.
ATOMO, BRANDUOLIO IR
PUSLAIDININKIŲ FIZIKA**

Fizikos laboratoriniai darbai

Vilnius "Technika" 1997

N.Astrauskienė, R.Bendorius, A.Bogdanovičius, A.Česnys, J.Jakimavičius, J.Kaulakys, S.A.Karpinskas, B.Martinėnas, N.Mykolaitienė, D.Styra, A.J.Šatas, A.Urbelis. ELEKTROMAGNETIZMAS. BANGINĖ IR KVANTINĖ OPTIKA. ATOMO, BRANDUOLIO IR PUSLAIDININKIŲ FIZIKA. V.: Technika, 1997. 129 p.

Fizikos laboratorinių darbų rinkinyje surinkti ir aprašyti bendrosios fizikos darbai, kuriuos atlieka Vilniaus Gedimino technikos universiteto visų specialybių pirmo kurso studentai. Laboratoriniai darbai pateikiami taip, kad atitiktų bendrosios fizikos kurse nagrinėjamų fizikinių reiškinių turinį: elektromagnetizmas ir kintamoji elektros srovė, įelektrintų dalelių judėjimas elektriniame ir magnetiniame laukuose, banginė ir kvantinė optika, atomų ir molekulių spektroskopija, puslaidininkių fizika, atomo branduolio fizika.

Kiekvieno laboratorinio darbo aprašyme nurodytas darbo tikslas ir darbo priemonės, glaustai išdėstyta darbo metodika ir pateiktos pagrindinės formulės, nuosekliai išdėstyta bandymo atlikimo tvarka. Aprašymo pabaigoje pateikti kontroliniai klausimai, kurie padės pasiruošti laboratorinio darbo gynimui. Pateikiamame literatūros sąrašė galima rasti platesnę ir gilesnę nagrinėjamų reiškinių bei laboratorinių darbų atlikimo metodikos analizę.

Rinkinį parengė VGTU fizikos katedros dėstytojai: doc. N.Astrauskienė [1, 13], doc. R.Bendorius [12, 26, 27], doc. A.Bogdanovičius [2, 6, 7], prof. A.Česnys [11], prof. J.Jakimavičius [16, 28], doc. J.Kaulakys [8, 9, 10], doc. S.A.Karpinskas [16, 23, 25], doc. B.Martinėnas [18, 19, 20, 30], doc. N.Mykolaitienė [14, 15, 21], prof. D.Styra [30], doc. A.J.Šatas [17, 22, 24], doc. A.Urbelis [3, 4, 5].

Atsakingasis redaktorius S.A.Karpinskas

Recenzavo doc. R.Bakanas ir R.Banienė
Autorių kalba ir stilius netaisyti.

VGTU leidyklos "Technika" 303 mokomosios metodinės literatūros knyga

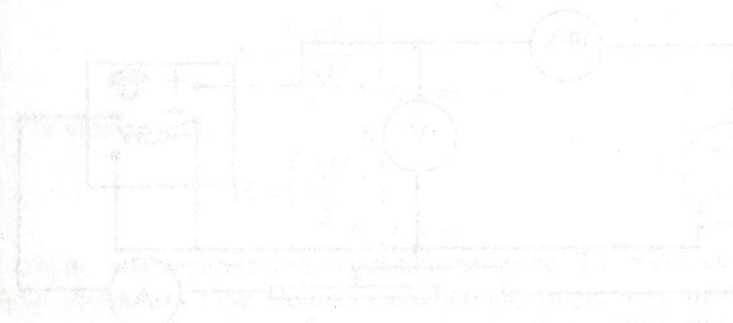
Vilniaus Gedimino technikos universitetas
"Technika", 1997

TURINYS

Laboratorinis darbas Nr.1	6
Vakuuminio diodo tyrimas ir elektrono specifinio krūvio e/m nustatymas	
Laboratorinis darbas Nr.2	10
Elektrono specifinio krūvio nustatymas magnetronu	
Laboratorinis darbas Nr.3	14
Ritės induktyvumo ir kondensatoriaus elektrinės talpos nustatymas	
Laboratorinis darbas Nr.4	18
Priverstinių elektromagnetinių virpesių tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.5	22
Relaksacinių elektrinių virpesių tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.6	27
Feromagnetiko histerezės kilpos tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.7	31
Žemės magnetinio lauko tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.8	35
Stiklo lūžio rodiklio nustatymas mikroskopu	
Laboratorinis darbas Nr.9	38
Medžiagos šviesos lūžio rodiklio nustatymas prizmės metodu	
Laboratorinis darbas Nr.10	43
Tirpalų šviesos lūžio rodiklio matavimas refraktometru	
Laboratorinis darbas Nr.11	47
Kietųjų kūnų paviršiaus nelygumo įvertinimas interferenciniu metodu	
Laboratorinis darbas Nr.12	52
Šviesos bangos ilgio matavimas interferenciniu metodu	

Laboratorinis darbas Nr.13	56
Difrakcinės gardelės konstantos nustatymas	
Laboratorinis darbas Nr.14	60
Maliaus dėsnio patikrinimas	
Laboratorinis darbas Nr.15	64
Cukraus koncentracijos nustatymas poliarimetru	
Laboratorinis darbas Nr.16	68
Šiluminio spinduliavimo tyrimas ir temperatūros matavimas optiniu pirometru	
Laboratorinis darbas Nr.17	73
Išorinio fotoefekto dėsningumų tikrinimas	
Laboratorinis darbas Nr.18	76
Linijinių spektrų tyrimas monochromatoriumi	
Laboratorinis darbas Nr.19	79
Kokybinė spektrinė analizė stilometru	
Laboratorinis darbas Nr.20	81
Planko konstantos skaičiavimas iš absorbcijos spektro	
Laboratorinis darbas Nr.21	86
Tirpalų absorbcijos spektrų tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.22	90
Puslaidininkių varžos priklausomybės nuo temperatūros tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.23	94
Puslaidininkių fotolaidumo tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.24	98
Puslaidininkio integralinio fotolaidumo tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.25	101
Puslaidininkio lygintuvinio diodo tyrimas	

Laboratorinis darbas Nr.26	105
Fotodiodo energinės charakteristikos tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.27	111
Šviesos diodų spinduliavimo tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.28	116
Radioaktyviojo β spinduliavimo šaltinio aktyvumo tyrimas	
Laboratorinis darbas Nr.29	119
Medžiagų radioaktyvumo ir γ spindulių silpnėjimo koeficiento metaluose nustatymas gama-spektrometru	
Laboratorinis darbas Nr.30	123
Dujinis lazeris ir kai kurių jo parametrų matavimas	
Literatūra	129



LABORATORINIS DARBAS Nr. 1

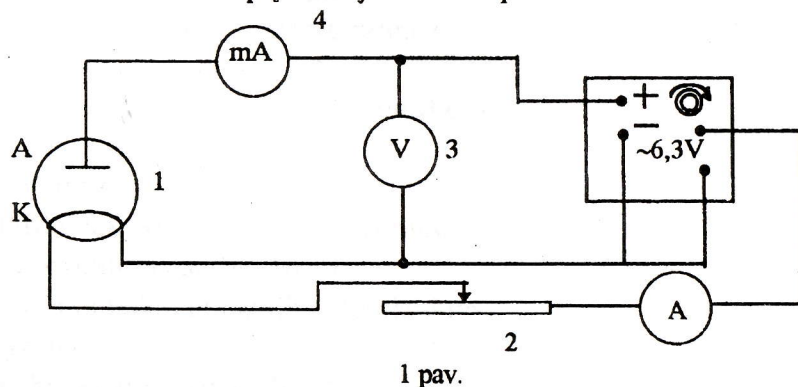
VAKUUMINIO DIODO TYRIMAS IR ELEKTRONO SPECIFINIO KRŪVIO e/m NUSTATYMAS

TIKSLAS: susipažinti su vakuuminio diodo veikimu, išmatuoti ir nubrėžti jo voltamperinę charakteristiką ir apskaičiuoti pagrindinius diodo parametrus. Apskaičiuoti elektrono specifinį krūvį.

PRIEMONĖS: diodas, kintamos srovės lygintuvas su reguliuojama įtampa, nuolatinės srovės miliampermetras ir voltmėtras, katodo kaitinimo srovės matavimo ampermetras.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

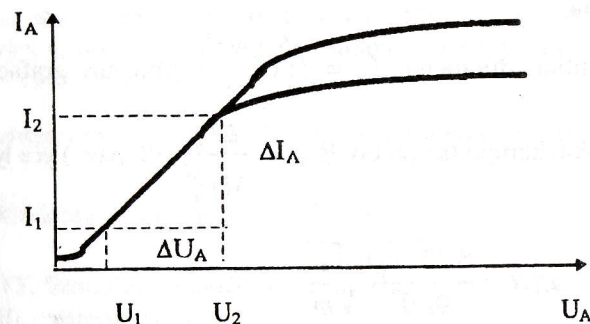
Pagrindinis schemos elementas yra vakuuminis diodas 1. Tai metalinis arba stiklinis balonas, iš kurio išsiurbtas oras ir kuriame įtvirtinti du elektrodai - katodas ir anodas. Diodo elektros grandinę sudaro dvi dalys: katodo kaitinimo grandinė ir anodo grandinė. Katodą galima kaitinti tiek nuolatine, tiek kintamąja srove. Įkaitimo temperatūrą galima keisti, reguliuojant kaitinimo srovės stiprį reostatu 2. Tarp elektrodų sudaroma įtampa iš kintamos srovės lygintuvo. Įtampos didumą galima keisti. Anodas turi būti teigiamas katodo atžvilgiu. Anodinę įtampą matuojame voltmėtru 3. Anodinės srovės stiprį matuojame miliampermetru 4.



Kaitinamas katodas emituoja elektronus. Kai tarp katodo ir anodo nėra elektrono lauko, prie katodo susidaro neigiamas erdvinis krūvis - elektronų debesėlis. Šis debesėlis atstumia iš katodo išlėkusius elektronus, ir

didesnioji jų dalis grįžta į katodą. Nedidelė jų dalis vis dėlto pasiekia anodą, ir anodo grandinėje teka silpna srovė. Didinant anodo įtampą, vis daugiau elektronų pasiekia anodą, srovė nustoja didėti. Ši srovė vadinama soties srove (ji būdinga tik diodams su gryno metalo katodais).

Ekspirimentinė kreivė, parodanti anodo srovės stiprį I_A priklausomybę nuo anodo įtampos U_A , esant pastoviam kaitinimo srovės stipriui I_k , vadinama diodo voltamperine charakteristika (2 pav. 1-oji kreivė atitinka žemesnę, o 2-oji aukštesnę katodo temperatūrą).



2 pav.

Iš diodo voltamperinių charakteristikų apskaičiuojami pagrindiniai diodo parametrai: voltamperinės charakteristikos statumas:

$$S = \left(\frac{\Delta I_A}{\Delta U_A} \right)_{I_k = \text{const.}} \quad (1)$$

ir vidaus varža:

$$R = \left(\frac{\Delta U_A}{\Delta I_A} \right)_{I_k = \text{const.}} \quad (2)$$

Diodo voltamperinė charakteristika netiesinė. Tai rodo, kad srovės kitimas nepaklūsta Ohmo dėsnui mažų įtampų srityje. Kai anodo srovė žymiai mažesnė už soties srovę, srovės stiprio priklausomybė nuo įtampos yra aprašoma trijų antrųjų arba Langmiūro dėsnio:

$$I_A = kU^{3/2} \quad (3)$$

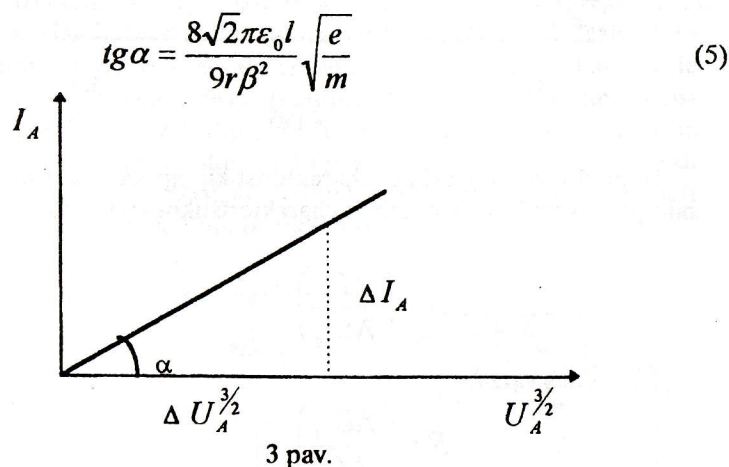
Koeficientas k priklauso nuo elektrodų formos ir tarpelektrocinės erdvės geometrinių matmenų.

Jei diodo elektrodai yra koaksialinių cilindų formos, tai:

$$I_A = \frac{8\sqrt{2}\pi\epsilon_0 l}{9r\beta^2} \sqrt{\frac{e}{m}} U_A^{3/2}, \quad (4)$$

čia e - elektrono krūvis, r - anodo spindulys, l - katodo ilgis, β - koeficientas, priklausančias nuo anodo ir katodo spindulių santykio, ϵ_0 - elektrinė konstanta.

Iš eksperimentinių duomenų $I_A = f(U^{3/2})$ išbrėžtas grafikas yra tiesė, kurios polinkio kampo tangensas $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta I_A}{\Delta U_A^{3/2}}$ (3 pav.) yra lygus:



Žinant diodo parametrus r ir β , iš (5) galima rasti elektrono specifinį krūvį e/m .

DARBO EIGA

1. Sujungiame grandinę pagal 1 pav. parodytą schemą.
2. Išmatuojame diodo voltamperines charakteristikas. Reostatu nustatome pastovų katodo kaitinimo srovės stiprį I_k . Lygintuvo išėjimo

įtampos regulatoriumi keičiame anodo įtampą ir stebime, kaip keičiasi anodo srovės stipris. Duomenų lentelėje užrašome apie 10 U_A ir ją atitinkančių I_A dydžių. Eksperimentą pakartojame esant dar dviem kaitinimo srovės stiprio reikšmėms.

3. Iš gautų duomenų nubrėžiame voltamperines charakteristikas: $I_A = f(U_A)$, kai $I_k = \text{const}$.

4. Apskaičiuojame diodo parametrus. Tiesinėje voltamperinės charakteristikos dalyje pasirenkame du taškus. Projektuodami juos į U_A ašį, nustatome anodo įtampos pokytį $\Delta U_A = U_2 - U_1$, o projektuodami juos į I_A ašį, nustatome atitinkamą srovės stiprio pokytį $\Delta I_A = I_2 - I_1$. Iš (1) formulės apskaičiuojame diodo voltamperines charakteristikas statumą, o iš (2) - diodo vidaus varžą.

5. Nubrėžiame $I_A = f(U^{3/2})$ grafiką ir apskaičiuojame jo tiesinės dalies polinkio kampo tangentą: $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta I_A}{\Delta U_A^{3/2}}$.

6. Iš (5) formulės apskaičiuojame elektrono specifinį krūvį e/m .

7. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Ką vadiname termoelektronine emisija?
2. Nuo ko priklauso termoelektroninės srovės tankis?
3. Ką vadiname elektronų išlaisvinimo darbu? Nuo ko jis priklauso?
4. Diodo konstrukcija ir jo veikimo principas.
5. Diodo voltamperinė charakteristika ir parametrai.
6. Koks dėsnis aprašo termoelektroninės srovės stiprio priklausomybę nuo įtampos?
7. Elektrono specifinio krūvio nustatymo metodika.

LITERATŪRA

- [1], p.69-71.
[6], p.92-94.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 2

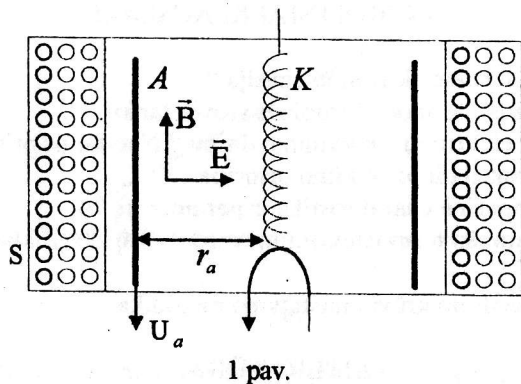
ELEKTRONO SPECIFINIO KRŪVIO NUSTATYMAS MAGNETRONU

TIKSLAS: susipažinti su elektronų judėjimu elektriniame ir magnetiniame laukuose, nustatyti elektrono specifinį krūvį e/m .

PRIEMONĖS: magnetrono maketas (diodas solenoide), reostatas R , ampermetras, miliampermetras, voltmėtras, įtampų šaltiniai.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Magnetronas yra prietaisas, skirtas superaukšto dažnio elektromagnetinių virpesių generacijai, kuri remiasi kreivomis trajektorijomis magnetiniame lauke judančių elektronų sąveika su elektromagnetiniu lauku. Magnetrono maketas - tai diodas su cilindrinio anodu A ir katodo vietele K šio anodo ašyje, patalpintas į solenoidą S , kurio srovės magnetinio lauko indukcija $\vec{B}$ yra statmena diodo elektrinio lauko stipriui $\vec{E}$ (1 pav.). Diodo anodo spindulys r_a ir solenoido vijų skaičius ilgio vienetu n pateikti makete.



Judančius iš katodo į anodą elektronus solenoido magnetiniame lauke veikia Lorencio jėga

$$\vec{F}_L = |e|[\vec{V}\vec{B}], \quad (1)$$

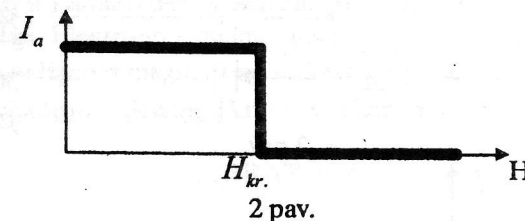
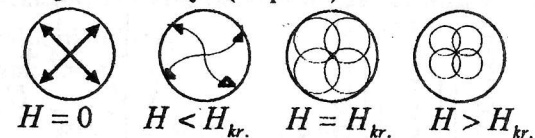
čia e - elektrono krūvis, $\vec{V}$ - elektrono greitis, $\vec{B}$ - solenoido magnetinio lauko indukcija.

Kadangi $\vec{V} \perp \vec{B}$, ši jėga yra įcentrinė:

$$|e|\vec{V}\vec{B} = \frac{mV^2}{R}, \quad (2)$$

čia m - elektrono masė, R - jo trajektorijos kreivumo spindulys.

Solenoido magnetinio lauko indukcijos didumas $B_{kr.}$, kuriam esant elektronų trajektorijos (jos apytikriai apskritiminės) iškreivinamos iki $R = 0.5r_a$, vadinamas kritiniu. Jam esant elektronai nebesiekia anodo ir anodinė srovė staigiai sumažėja (2 pav.).



$$B_{kr.} = \frac{2mV}{|e|r_a}. \quad (3)$$

Įcentrinė Lorencio jėga darbo neatlieka, todėl elektronai įgyja kinetinę energiją, lygią elektrinio lauko atliktam darbui:

$$\frac{mV^2}{2} = |e|U, \quad (4)$$

čia U - anodinė įtampa.

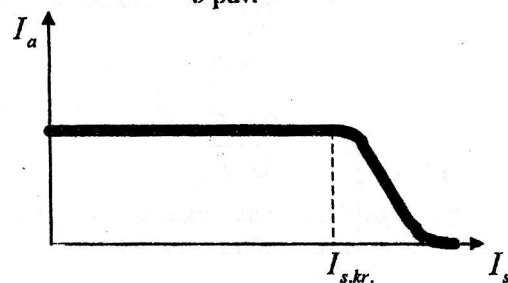
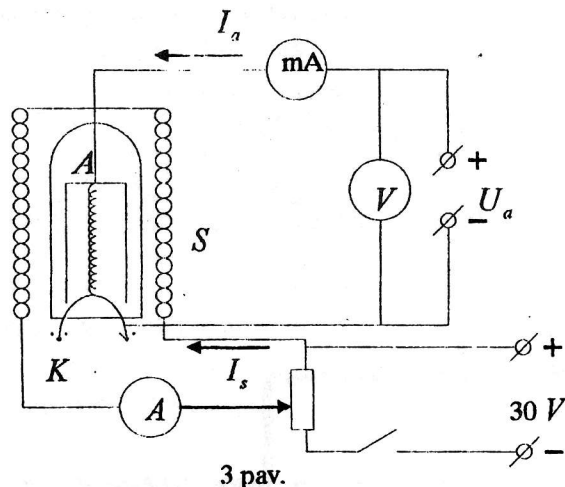
Iš (3) ir (4) seka, kad elektrono specifinis krūvis išreiškiamas taip:

$$\frac{|e|}{m} = \frac{8U}{B_{kr.}^2 r_a^2}. \quad (5)$$

Ilgio solenoido viduje magnetinio lauko indukcija

$$B_{kr.} = \mu\mu_0 n I_s, \quad (6)$$

čia $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{H}{m}$ - magnetinė pastovioji, n - solenoido vijų skaičius ilgio vienetu, I_s - srovė solenoido vijose, kai anodinė srovė pradeda mažėti.



BANDYMO EIGA

1. Sujungiame 3 paveiksle parodytą grandinę. Potenciometru R_1 nustatome minimalią solenoido srovę.
2. Tarp katodo ir anodo sudarome žemiausią iš trijų makete nurodytų anodinių įtampų.

3. Didindami solenoido srovę I_s , matuojame anodinę srovę I_a . Užrašome 6 - 8 reikšmes, kol I_a nesumažėja. Duomenis surašome į lentelę.

4. Brėžiame grafiką $I_a = f(I_s)$. Dėl nevienodo iš katodo išlekiančių elektronų greičio grafiko forma bus panaši į pateiktą 4 paveiksle.

5. Nustatome kreivės kritimo pradžią atitinkančią solenoido kritinę srovę $I_{s.kr.}$ ir pagal (6) apskaičiuojame $B_{kr.}$.

6. Pagal (5) apskaičiuojame e/m reikšmę.

7. Bandymą ir skaičiavimus atliekame esant dar dviem U_a didumams ir nustatome e/m vidutinį didumą.

8. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Ampero dėsnis. Magnetinio lauko indukcija.
2. Bio, Savaro ir Laplaso dėsnis. Magnetinė indukcija solenoido ašyje.
3. Lorencio jėga. Elektrono judėjimas magnetiniame lauke.
4. Elektrono judėjimas magnetrono makete. $B_{kr.}$ fizikinė prasmė.
5. Išveskite elektrono specifinio krūvio skaičiavimo formulę.

LITERATŪRA

[1], p. 91-93.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 3

RITĖS INDUKTYVUMO IR KONDENSATORIAUS ELEKTRINĖS TALPOS NUSTATYMAS

TIKSLAS: nustatyti ritės induktyvumą L ir kondensatoriaus elektrinę talpą C .

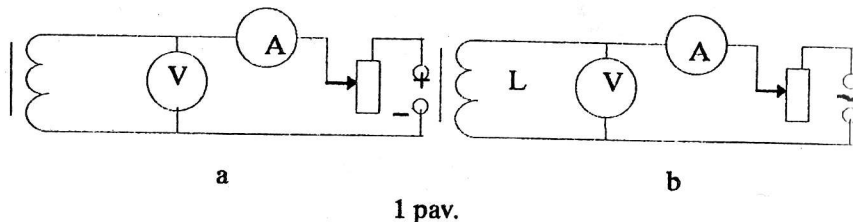
PRIEMONĖS: nežinomo induktyvumo ritė, nežinomos talpos kondensatorius, nuolatinės ir kintamos įtampų šaltiniai, voltmetras nuolatininei ir kintamai įtampoms matuoti, ampermetras nuolatinės ir kintamos srovės stipriams matuoti, reostatas, jungiamieji laidai.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Kintamosios srovės, kurios įtamos efektyvus didumas U_{ef} ir ciklinis dažnis $\omega = 2\pi\nu$ grandinėje, sudarytoje iš nuosekliai sujungtų: varžos R rezistoriaus, induktyvumo L ritės ir talpos C kondensatoriaus, tekančios srovės stiprio efektyvų didumą I_{ef} apskaičiuojame iš Omo dėsnio kintamajai srovei:

$$I_{ef} = \frac{U_{ef}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (1)$$

Kiekviena ritė suviniota iš vielos, kurios varža R_0 priklauso nuo medžiagos prigimtios (specifinės varžos ρ) bei nuo suvyniotos vielos ilgio ir jos skerspjūvio ploto. Ritės induktyvumui nustatyti sujungiamo (1 pav., a ir b) grandinės.



Grandinę (1 pav. a.) įjungiamo į nuolatinės įtamos šaltinį (voltmetras ir ampermetras turi būti skirti nuolatininei įtampai bei srovės

stipriui matuoti) ir, pritaikę Omo dėsnį grandinės daliai, apskaičiuojame ritės vielos varžą R_0 :

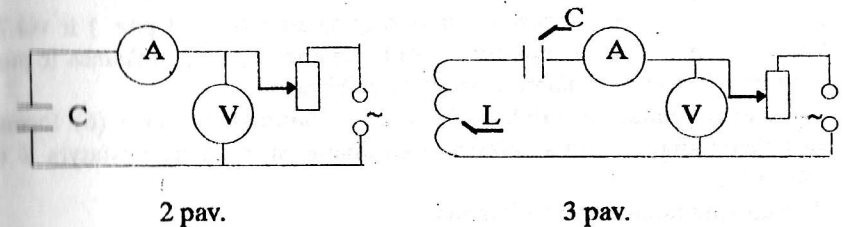
$$R_0 = \frac{U}{I} \quad (2)$$

Grandinę (1 pav. b) įjungiamo į kintamos įtamos šaltinį (voltmetras ir ampermetras turi būti skirti kintamai įtampai ir srovės stipriui matuoti) ir, išmatavę I_{ef} ir U_{ef} bei pasinaudoję Omo dėsnio kintamajai srovei (1 formulė) apskaičiuojame ritės induktyvumą L :

$$L = \frac{1}{2\pi\nu} \sqrt{\frac{U_{ef}^2}{I_{ef}^2} - R_0^2} \quad (3)$$

$$C = \frac{I_{ef}}{U_{ef} 2\pi\nu} \quad (4)$$

Sujungę 2 pav. pavaizduotą grandinę ir išmatavę I_{ef} bei U_{ef} ir pasinaudoję (4) formulę apskaičiuojame kondensatoriaus talpą C .



Norint patikrinti, ar teisingai nustatytos L ir C vertės, galime taikyti Omo dėsnį grandinės daliai, kurioje yra nuosekliai sujungti ritė ir kondensatorius (3 pav.) Šios grandinės dalies varža Z bus:

$$Z = \frac{U_{ef}}{I_{ef}} \quad (5)$$

arba

$$Z = \sqrt{R_0^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (6)$$

Jei išmatuota visa grandinės dalies varža (5 formulė) sutampa su apskaičiuota šios grandinės dalies varža (6 formulė), vadinasi, L ir C reikšmės nustatytos teisingai.

BANDYMO EIGA

1. Susipažįstame su matavimo prietaisais, jų matavimo galimybėmis bei jungimo į elektros grandinę tvarka; darbe naudojamais nuolatinės ir kintamos įtampos šaltiniais.
2. Sujungiame (1 pav., a) parodytą grandinę ir, leidus dėstytojui, įjungiame ją į nuolatinės įtampos šaltinį. 3-4 kartus keičiame nuolatinės įtampos didumą. Iš (2) formulės apskaičiuojame ritės vielos varžą bei jos vidutinę reikšmę R_0 .
3. Perjungiame prietaisus kintamai įtampai ir srovės stipriui matuoti (1 pav., b) ir vėl, leidus dėstytojui, įjungiame į kintamos įtampos šaltinį. 3-4 kartus keičiame kintamos įtampos didumą ir iš (3) formulės apskaičiuojame ritės induktivumą bei jo vidutinę reikšmę L .
4. Vietoj induktyvumo ritės įjungiame kondensatorių (2 pav.). Panašiai, kaip ir 3 punkte 3-4 kartus išmatuojame U_{ef} ir I_{ef} reikšmes ir pagal (4) formulę apskaičiuojame C vidutinę reikšmę.
5. Nuosekliai prie kondensatoriaus prijungiame ritę (3 pav.) ir vėl 3-4 kartus, kaip ir 3 bei 4 punktuose išmatuojame U_{ef} ir I_{ef} reikšmes ir pagal (5) formulę apskaičiuojame Z vidutinę reikšmę.
6. Pasinaudojame nustatytais R_0 , C ir L didumais ir pagal (6) formulę suskaičiuojame Z , gautą reikšmę palyginame su reikšme nustatyta iš (5) formulės.
7. Suformuluojame darbo išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Nuo ko priklauso ritės induktyvumas ir kondensatoriaus talpa, kokiais vienetais šie dydžiai matuojami ?
2. Kaip užrašomas Omo dėsnis kintamos srovės grandinei ir nuo ko ir kaip priklauso fazių skirtumas tarp srovės ir įtampos tokioje grandinėje ?
3. Kas bus kintamos srovės grandinėje, kai fazių skirtumas tarp srovės ir įtampos taps lygus nuliui ?
4. Kokias įtampos ir srovės vertes vadiname efektinėmis ir kokias amplitudinėmis, koks tarp jų ryšys ir kaip jas galima išmatuoti ?

5. Ką reiškia aktyvioji ir reaktyvioji varža ? Pateikite šių varžų pavyzdžius ir paaiškinkite nuo ko jos priklauso.

LITERATŪRA

- [1], p. 44 - 45, 105 - 108, 123 - 132.
[2], p. 101 - 105.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 4

PRIVERSTINIŲ ELEKTROMAGNETINIŲ VIRPESIŲ TYRIMAS

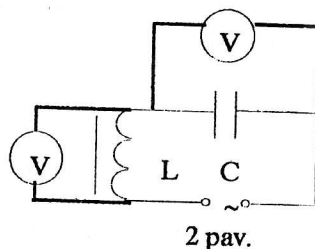
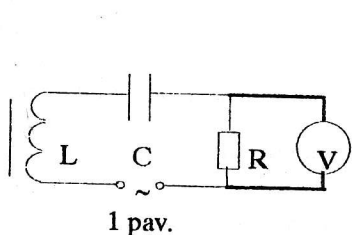
TIKSLAS: ištirti įtampų rezonanso reiškinį ir nustatyti kontūro rezonansinį dažnį.

PRIEMONĖS: garsinio dažnio generatorius, voltmetrai kintamajai įtampai matuoti, kondensatoriai, ritės, rezistorius, jungiamieji laidai.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Kintamosios srovės, kurios įtamos efektinis didumas U_{ef} ir ciklinis dažnis $\omega = 2\pi\nu$, grandinėje, sudarytoje iš nuosekliai sujungtų: varžos R rezistoriaus, induktyvumo L ritės ir talpos C kondensatoriaus (1 pav.), tekančios srovės stiprio efektinį didumą I_{ef} apskaičiuojame iš Omo dėsnio kintamajai srovei:

$$I_{ef} = \frac{U_{ef}}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (1)$$



Kintamosios srovės stiprio ir įtamos efektingieji dydžiai yra lygūs stipriui ir įtampai tokios nuolatinės elektros srovės, kurios galia yra lygi kintamosios srovės galiai. Galima įrodyti, kad:

$$I_{ef} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \quad \text{ir} \quad U_{ef} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

čia I_0 ir U_0 - amplitudinės (maksimalios) kintamosios srovės stiprio ir įtamos reikšmės.

Dydis

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (3)$$

yra kintamosios srovės grandinės varža.

Formulėse (1) ir (3) dydis R yra grandinės ominė arba aktyvioji grandinės dalies varža, kuri susideda iš rezistoriaus varžos, induktyvumo ritės vielos ominės varžos, jungiamųjų laidų ir generatoriaus ominės varžų. Aktyviaja ji vadinama todėl, kad joje elektros energija didžiąja dalimi virsta šiluma.

Dydis $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$ yra grandinės reaktyvioji varža, ji susideda

iš induktyviosios varžos $X_L = \omega L$ ir talpinės varžos $X_C = \frac{1}{\omega C}$. Reaktyviaja

varža vadiname todėl, kad joje energija nevirsta šiluma: kondensatoriaus elektrinio lauko energija kas pusę periodo pereina į ritės magnetinio lauko energiją ir atvirkščiai.

Įsant grandinėje pastoviams R , L ir C , palaikant pastovų generatoriaus U_{ef} didumą, kintamosios srovės stipris I_{ef} keičiasi keičiant generatoriaus ciklinį dažnį ω . Didinant ω , reaktyvioji varža

$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2$ iš pradžių mažėja, dėl to mažėja ir grandinės varža (3). Kai

generatoriaus ciklinio dažnio didumas tampa toks, kad ritės induktyvioji

varža ωL tampa lygi kondensatoriaus talpinei varžai $\frac{1}{\omega C}$, tai

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0, \quad (4)$$

grandinės varža tampa mažiausia ir lygi jos ominei varžai R , o srovės stipris bus didžiausias:

$$I_{ef, \max} = \frac{U_{ef}}{R}, \quad (5)$$

Atvejis, kai tenkinama (4) formulė, vadinamas rezonansu, o dažnis ω_r rezonansiniu dažniu.

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (6)$$

Esant rezonansui, įtampos kritimas $U_{R,rez}$ aktyviojoje varžoje R bus:

$$U_{R,rez} = I_{ef,max} R = U_{ef} \quad (7)$$

Vadinasi, esant rezonansui, visa generatoriaus įtampa U_{ef} krinta aktyviojoje varžoje.

Reaktyviojoje varžoje rezonanso metu įtampos kritimas U_x lygus nuliui:

$$U_x = I_{ef,max} \left(\omega_r L - \frac{1}{\omega_r C} \right) = 0 \quad (8)$$

Atskirai paėmus, įtampos kritimai induktyviojoje varžoje (U_L) ir talpinėje varžoje (U_C) rezonanso metu tarpusavyje yra lygūs, pasiekia didžiausias reikšmes, bet yra priešingose fazėse, todėl jų suma lygi nuliui.

$$U_L = I_{ef,max} \omega_r L = I_{ef,max} \frac{1}{\omega_r C} = \frac{U_{ef}}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (9)$$

Kai $\sqrt{\frac{L}{C}} > R$, tai įtampa ritėje (U_L) ir kondensatoriuje (U_C), atskirai paėmus, gali būti didesnė už generatoriaus įtampą (U_{ef}). Toks atvejis vadinamas įtampų rezonansu.

BANDYMO EIGA

1. Susipažįstame su generatoriaus dažnio keitimo bei įtampos reguliavimo galimybėmis ir su voltmetro veikimu bei įtampos matavimo galimybėmis. Išsiaiškiname, kokie yra ritės induktyvumas ir kondensatoriaus talpa. Teoriškai apskaičiuojame grandinės, sudarytos iš tokios ritės ir tokio kondensatoriaus, rezonansinį dažnį ν_r :

$$\nu_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (10)$$

2. Sujungiame 2 pav. parodytą grandinę. Nustatome dėstytojo nurodytą generatoriaus U_G įtampą ir, keisdami generatoriaus dažnį ν , voltmetrais matuojame įtampas U_C ir U_L . Kai U_C ir U_L pradeda staigiai didėti, generatoriaus dažnį keičiame lėtai ir stengiamės pastebėti ir užrašyti rezonansinio dažnio ν_r didumą (dažnį, kai U_C ir U_L pasiekia didžiausias reikšmes). Toliau didiname dažnį ir stebime bei matuojame mažėjančias įtampas U_C ir U_L . Matavimų metu stebime, kad generatoriaus įtampos didumas nesikeistu. Matavimo duomenis surašome į lentelę ir pagal juos brėžiame grafikus $U_C = \varphi(\nu)$ ir $U_L = \varphi(\nu)$. $U_{L,rez}$ ir $U_{C,rez}$ palyginame tarpusavyje ir su U_G reikšme.

3. Sujungiame 1 pav. parodytą grandinę ir išmatuojame, kaip ir punkte 2, įtampas U_R priklausomybę nuo dažnio ν . Iš formulės (5) apskaičiuojame srovės stiprio priklausomybę nuo dažnio ($I_{ef} = \varphi(\nu)$) ir nubrėžiame šios priklausomybės grafiką. Šį grafiką palyginame su grafikais gautais 2-ame punkte ir iš jo nustatome rezonansinį dažnį ν_r . Eksperimentinius, iš grafikų gautus, rezonansinio dažnio didumus palyginame tarpusavyje ir su teoriškai pagal (10) formulę apskaičiuotu ν_r didumu.

4. Suformuluojame darbo išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Omo dėsnis kintamajai srovei.
2. Kokias varžas vadiname aktyviosiomis ir kokias reaktyviosiomis?
3. Koks reiškinys vadinamas įtampų rezonansu ir kaip nustatyti rezonansinį dažnį?
4. Kodėl rezonanso metu įtampos kritimas aktyviojoje varžoje yra lygus generatoriaus įtampai?
5. Kodėl U_L ir U_C rezonanso metu gali būti didesnės už generatoriaus įtampą?

LITERATŪRA

- [1] p. 123 - 132.
- [2] p. 106 - 110.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 5

RELAKSACINIŲ ELEKTRINIŲ VIRPESIŲ TYRIMAS

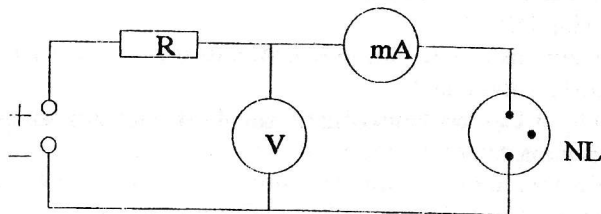
TIKSLAS: susipažinti su joninių prietaisų veikimo principu, sujungti grandinę ir sužadinti joje relaksacinius elektrinius virpesius, apskaičiuoti ir išmatuoti jų parametrus, nustatyti nežinomą rezistoriaus varžą ir kondensatoriaus elektrinę talpą.

PRIEMONĖS: neono lemputė, nuolatinės įtampos šaltinis, miliampermetras ir didelės vidaus varžos voltmetras, žinomos varžos rezistorius ir žinomos talpos kondensatorius, oscilografas, nežinomos varžos rezistorius ir nežinomos talpos kondensatorius.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Relaksaciniai virpesiai yra periodiniai nesinusiniai įtampos arba srovės kitimai. Tokius virpesius galima stebėti grandinėse, kuriose yra įjungti joniniai prietaisai (pvz. neono lemputė). Joniniuose prietaisuose dujos jonizuojamos elektriniu lauku ir jose vyksta savaiminis išlydis. Pastarasis prasideda sudarius tarp elektrodų įtampą U_U . Ši įtampa, kurios didumas priklauso nuo dujų prigimtios, jų slėgio ir lemputės konstrukcijos, vadinama *u ž s i d e g i m o į t a m p a* (pramušimo įtampa). Prasidėjus savaiminiam išlydžiui jis gali vykti esant ir mažesnėms įtampoms nei U_U . Įtampa, kuriai esant nutrūksta savaiminis išlydis (lemputė užgesta), vadinama *g e s i m o į t a m p a* U_G .

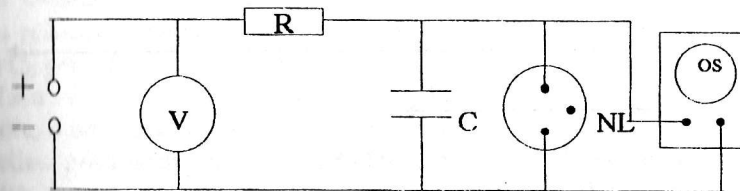
Neono lemputės užsidegimo ir gesimo įtampų didumus galima nustatyti sujungus 1 pav. parodytą grandinę. Grandinė sudaryta iš nuosekliai sujungtų:



1 pav.

šaltinio nuolatinės įtampos, kurios didumas gali būti keičiamas, rezistoriaus ir neono lemputės. Grandinėje įjungtas didelės vidinės varžos voltmetras ir miliampermetras.

Relaksacinius virpesius stebime sujungę parodytą 2 pav. grandinę. Šioje grandinėje įjungtas kondensatorius; sužadinti relaksaciniai virpesiai stebimi oscilografo ekrane.



2 pav.

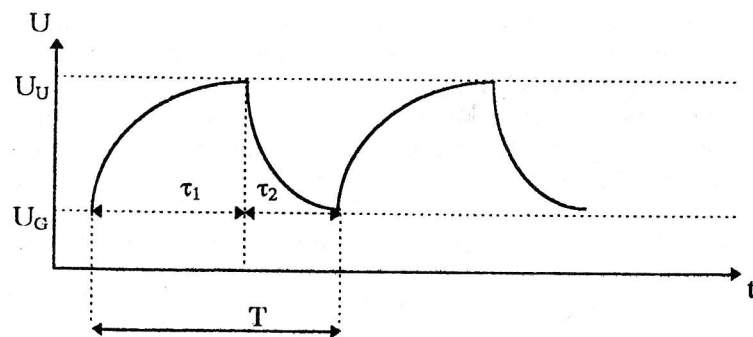
Sujungus 2 pav. parodytą grandinę per rezistorių įelektrinamas kondensatorius iki įtampos, kuri lygi šaltinio įtampai U_A . Didinant šią įtampą didėja įtampa kondensatoriuje ir kai jos didumas pasiekia neono lemputės užsidegimo įtampą, lemputėje prasideda savaiminis išlydis, lemputės varža staigiai sumažėja ir pro ją pradeda tekėti elektros srovė, kuri pradeda išelektrinti kondensatorių ir mažina įtampą jame, o tuo pačiu ir įtampą neono lemputėje. Įtampai sumažėjus iki gesimo įtampos (U_G) išlydis lemputėje nutrūksta - lemputė užgesta. Lemputės varža staigiai padidėja ir srovė pro ją nebeteka. Dėl to įtampa kondensatoriuje vėl didėja ir, padidėjus jai iki U_U , viskas kartojasi iš naujo. Šios įtampos kitimą stebime oscilografo ekrane. Tokio proceso metu vykstantys įtampos kitimai parodyti 3 pav.

Išvyavimo periodas T yra lygus kondensatoriaus įelektrinimo laiko τ_1 ir išelektrinimo laiko τ_2 sumai:

$$T = \tau_1 + \tau_2 \quad (1)$$

Pagal antrąjį Kirchhofo dėsnį uždaroje grandinėje įtampų kritimų suma lygi šioje grandinėje veikiančiųjų e v j sumai. 2 pav. grandinei užrašome:

$$IR + U_C = U_A, \quad (2)$$



3 pav.

Prisimime kad $I = \frac{dq}{dt}$ ir $dq = CdU_C$, gauname:

$$RC \frac{dU_C}{dt} + U_C = U_A. \quad (3)$$

Iš (3)

$$dt = RC \frac{dU_C}{U_A - U_C}. \quad (4)$$

Suintegravus (4) išraišką įtampoms nuo U_G iki U_U turėsime:

$$\tau_1 = \int_0^{\tau_1} dt = RC \int_{U_G}^{U_U} \frac{dU_C}{U_A - U_C} = RC \ln \frac{U_A - U_G}{U_A - U_U}. \quad (5)$$

Kondensatorius įelektrtinamas per "degančią" neono lempuotę, kai joje vyksta savaiminis išlydis. Tokiomis sąlygomis lempuotėje esančiose neono dujos atsiranda daug neono jonų ir laisvų elektronų ir lempuotės vidaus varža (R_c) būna labai maža ($R_c \ll R$). Kondensatorius labai greitai išielektrina, laikas τ_2 (žiūr. (1) formulę) yra labai mažas ($\tau_2 \ll \tau_1$). Todėl virpesių periodas $T \approx \tau_1$. Kondensatoriaus įtampa jo įelektrinimo metu yra tiesiog proporcinga įelektrinimo laikui. Šiuo atveju gaunami įtampos svyravimai, kurių forma primena išilginio pjūklų dantelių formą ir todėl vadinama *pjūklinė įtampa*. Tokia įtampa vartojama oscilografuose spindulio skleistinei x-o ašimi.

BANDYMO EIGA

1. Neono lempuotės užsidegimo U_U ir gesinimo U_G įtampų nustatymas.

Tam sujungiame 1 pav. parodytą elektros grandinę, išsiaiškiname įtampos keitimo bei jos matavimo galimybes. Palaipsniui didiname įtampą tol, kol lempuotė "užsidega", prasideda išlydis joje ir užrašome šios įtampos reikšmę. Svarbu atkreipti dėmesį į tai, kad degančioje lempuotėje įtampa U_d yra mažesnė už užsidegimo įtampą. Užsidegimo įtampa U_U yra didžiausia įtampos reikšmė, kuri būna pačio užsidegimo metu, o užsidegus šuoliškai sumažėja iki U_d .

Toliau pradėdame mažinti šaltinio įtampą ir stebime lempuotę bei voltmetro parodymus. Lempuotės užgesimo metu grandinėje nutrūksta elektros srovė, o įtampa šuoliškai padidėja iki U_A . Mažiau sia įtampa kurią rodo voltmetras prieš pat užgesimą lempuotės ir bus gesinimo įtampa U_G . Užgesus lempuotę, voltmetras rodytų įtampą U_A . Bandymą pakartojame keletą kartų, kiekvieną kartą nustatome U_U bei U_G ir apskaičiuojame jų vidurines reikšmes.

2. Relaksacinių svyravimų sužadinimas, jų stebėjimas oscilografo ekrane ir periodo teorinis skaičiavimas bei praktinis matavimas oscilografu.

Sujungiame 2 pav. parodytą grandinę, užrašome rezistoriaus R vertę ir kondensatoriaus C talpos reikšmę, išsiaiškiname kaip oscilografo ekrane galime stebėti relaksacinius svyravimus ir matuoti svyravimų periodą. Didiname šaltinio įtampą tol, kol neono lempuotė pradeda periodiškai užsidegti ir užgesti, o oscilografo ekrane atsiranda relaksaciniai svyravimai. Įsitikiname, kad keičiant šaltinio įtampą keičiasi relaksacinių svyravimų periodas. Užrašome keletą (n) šaltinio įtampos $U_{A1}, U_{A2}, \dots, U_{An}$ reikšmių ir pagal (5) formulę apskaičiuojame šias įtampas atitinkančius kondensatoriaus įelektrinimo laikus $\tau_{11}, \tau_{12}, \dots, \tau_{1n}$. Kiekvienai įtampos reikšmei oscilografu išmatuojame svyravimų periodus ir gautas reikšmes palyginame su teoriškai apskaičiuotais laikais.

3. Kondensatoriaus nežinomos talpos ir rezistoriaus nežinomos varžos nustatymas.

Grandinėje (2 pav.) vietoj žinomos talpos C kondensatoriaus įjungiamo nežinomos talpos C_x kondensatorių, sužadiname relaksacinius svyravimus ir nustatome vieną iš ankščiau buvusių įtampų U_{An} reikšmių. Oscilografu išmatuojame laiką τ_{1x} ir iš (6) formulės apskaičiuojame nežinomą kondensatoriaus talpą C_x :

$$C_X = C \frac{\tau_{1X}}{\tau_{1n}}, \quad (6)$$

čia τ_{1n} - kondensatoriaus įelektravimo laikas nustatytas 2-ojoje užduotyje, kai buvo grandinėje ta pati įtampa reikšmė U_{An} .

Nežinomi rezistoriaus varžai nustatyti į grandinę (2 pav.) vėl įjungiamo žinomos talpos kondensatorių, bet pakeičiamo rezistorių R, vietoj jo įjungiamo R_X . Sužadiname relaksacinius svyravimus ir, esant įtampai U_{An} , oscilografu išmatuojame laiką τ'_{1X} . Iš (7) formulės apskaičiuojame nežinomą rezistoriaus varžą:

$$R_X = R \frac{\tau'_{1X}}{\tau_{1n}}. \quad (7)$$

4. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Elektrinis laidumas dujose. Išlydžių rūšys ir jų aiškinimas.
2. Paaiškinkite relaksacinių svyravimų atsiradimą, kaip ir kodėl keičiasi jų periodas keičiant šaltinio įtampą, rezistoriaus R varžą arba kondensatoriaus talpą?

LITERATŪRA

[1], p. 61 - 69.

[2], p. 53 - 65.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 6

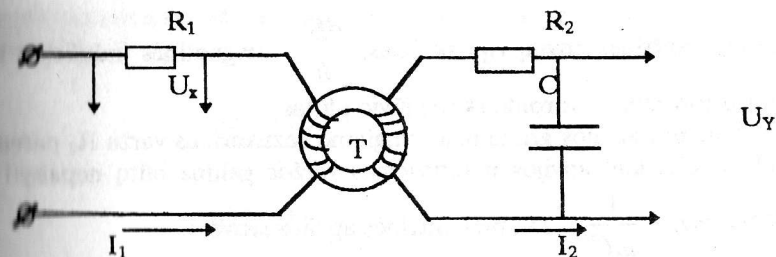
FEROMAGNETIKO HISTEREZĖS KILPOS TYRIMAS

TIKSLAS: gauti oscilografo ekrane toroido formos feromagnetiko histerizės kilpą ir apskaičiuoti permagnetinimo nuostolius.

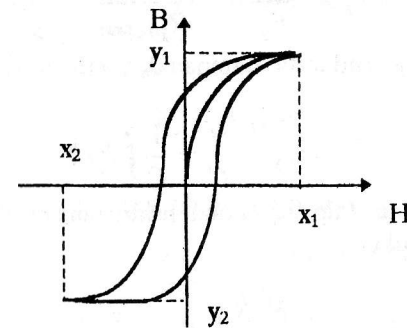
PRIMONĖS: feromagnetiko histerizės kilpos tyrimo standas (jo schema pateikta 1 paveiksle; n_1 , N_2 , R_1 , R_2 , C, S ir v reikšmės nurodytos stande).

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Histerizės kilpa rodo sukurtos magnetiko viduje magnetinės indukcijos B priklausomybę nuo išorinio magnetinio lauko stiprio H (2 pav.). Oscilografo ekrane ji gaunama šiuo būdu.



1 pav.



2 pav.

Toroido T pirmine apvija tekanti srovė I_1 (1 pav.) sukuria toroide magnetinį lauką, kurio stipris

$$H = n_1 I_1 = n_1 \frac{U_x}{R_1}, \quad (1)$$

$$dH = n_1 \frac{dU_x}{R_1}, \quad (1a)$$

čia n_1 - pirminės apvijos vijų skaičius ilgio vienetu, I_1 - pirminės apvijos srovės stipris, U_x - įtampos kritimas rezistoriuje R_1 (jungiamas prie oscilografo X įėjimo). Iš (1) plaukia, kad $U_x \sim H$.

Antrinėje apvijoje indukuojama elektrovaros jėga

$$E_{ind} = -N_2 \frac{d\Phi_m}{dt} = -N_2 S \frac{dB}{dt}, \quad (2)$$

čia N_2 - antrinės apvijos vijų skaičius, $\frac{dB}{dt}$ - magnetinės indukcijos kitimo greitis toroide, S - toroido skerspjūvio plotas.

Antrinės apvijos grandinėje jungiamo rezistoriaus varža R_2 parenkama tiek didelė, kad apvijos reaktyviosios varžos galima būtų nepaisyti (t.y.

$R \gg \omega L - \frac{1}{\omega C}$). Tuomet antrinės apvijos srovė

$$I_2 \approx \frac{|E_{ind}|}{R_2} = \frac{N_2 S}{R_2} \frac{dB}{dt}. \quad (3)$$

Kondensatoriuje sudaryta įtampa U_c , jungiama prie oscilografo Y įėjimo, lygi:

$$U_c = U_Y = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int I_2 dt, \quad (4)$$

čia C - kondensatoriaus talpa, q - kondensatoriaus krūvis.

Iš (3) ir (4) plaukia:

$$U_Y = \frac{1}{C} \frac{N_2 S}{R_2} \int dB = \frac{N_2 S}{R_2 C} B, \quad (5)$$

t.y. $U_Y \sim B$.

Vieno ciklo permagnetinimo nuostolių energijos tankis

$$w = \oint B dH. \quad (6)$$

Įrašę į (6) B ir dH išraiškas iš (5) ir (1a), gauname:

$$w = \frac{R_2 C n_1}{N_2 S R_1} \oint U_Y dU_X. \quad (7)$$

Įtampos

$$U_x = \sqrt{2} U_{ef.x} = k_x x, \quad (8)$$

$$U_y = \sqrt{2} U_{ef.y} = k_y y, \quad (8a)$$

čia $U_{ef.x}$ ir $U_{ef.y}$ - efektinės (matuojamos) įtampų vertės, k_x ir k_y - oscilografo ekrano x ir y ašių padalų vertės voltais metrui, esant tam tikram X ir Y stiprinimui.

$$x = \frac{|x_1| + |x_2|}{2}, \quad (9)$$

$$y = \frac{|y_1| + |y_2|}{2}, \quad (9a)$$

čia $|x_1|$, $|x_2|$, $|y_1|$, $|y_2|$ yra histerizės kilpos galų koordinatų reikšmių absoliutūs dydžiai (vidurkis imamas, kad išvengti paklaidos, jei kilpa nėra pilnai centruota x ir y ašių atžvilgiu).

Įstačius (8) ir (8a) į (7), gauname:

$$w_1 = \frac{R_2 C n_1}{R_1 S N_2} k_x k_y \oint y dx, \quad (10)$$

čia $\oint y dx = S_k$ - histerizės kilpos ribojamas plotas.

Kadangi permagnetinimas vyksta dažniu ν , tūrio vienetu permagnetinimo energijos nuostoliai per 1 s (t.y. nuostolių galios tankis) lygūs

$$w = \nu w_1, \quad (11)$$

arba galutinai

$$w = v \frac{R_2 C n_1}{R_1 S N_2} k_x k_y S_k. \quad (12)$$

BANDYMO EIGA

1. Stendo (1 pav.) įtampa U_x paduodame į oscilografo X įėjimą, o U_y - į Y įėjimą. Oscilografo ekrane gauname histerizės kilpą. X ir Y ašių stiprinimus parenkame taip, kad kilpa užimtų didelę ekrano dalį.
2. Išmatuojame įtampas $U_{ef.x}$ ir $U_{ef.y}$, bei kilpos galų koordinates x_1, x_2, y_1, y_2 .
3. Apskaičiuojame x ir y pagal (9) ir (9a), po to apskaičiuojame k_x ir k_y , išreikštus iš (8) ir (8a).
4. Išmatuojame histerizės kilpos plotą.
5. Pagal (12) apskaičiuojame permagnetinimo nuostolių galios tankį.
6. Sumažiname paduodamą į toroidą įtampą (kilpos plotas sumažės ir pati kilpa nepasieks išotinio).
7. Pakartojame matavimus (nekeičiame X ir Y ašių stiprinimo) ir apskaičiuojame nuostolių tankį.
8. Palyginame rezultatus ir suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Medžiagų skirstymas pagal jų magnetines savybes.
2. Feromagnetikai bei jų savybės.
3. Magnetinė indukcija, magnetinio lauko stipris, įmagnetėjimas, jų ryšys.
4. Elektromagnetinės indukcijos reiškiny.
5. Toroido magnetinis laukas.
6. Magnetinio lauko energija ir jos tankis, permagnetinimo nuostolių galia ir jos tankis.

LITERATŪRA

[1], p. 85-86, 120-123.

[11], p. 66-73.

LABORATORINIS DARBAS Nr.7

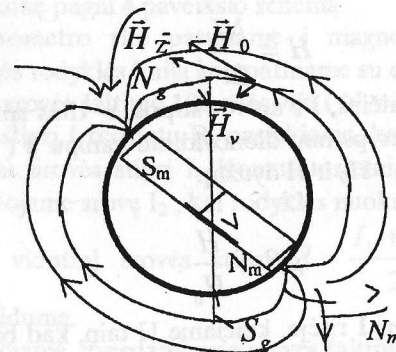
ŽEMĖS MAGNETINIO LAUKO TYRIMAS

TIKSLAS: išmatuoti Žemės magnetinio lauko stiprio horizontaliąją dedamąją.

PIRMONĖS: tangentinis galvometras (jo parametrai nurodyti stende), miliampermetras, reostatas, nuolatinės srovės šaltinis.

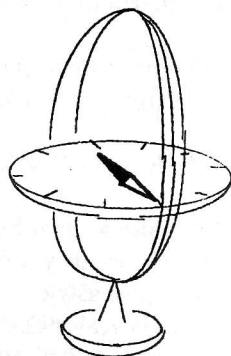
DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Žemės magnetinį lauką galima apytikriai sumodeliuoti strypiniu magnetu, kurio pietinis magnetinis polius yra šiaurės pusrutulyje, Kanados salyno Batersto salos šiauriniame pakraštyje, o šiaurinis magnetinis polius - Antarktidoje. Žemės paviršiuje laisvai pakabintos magnetinės rodyklės šiaurinis (mėlynas) galas nukreiptas į pietinį magnetinį polių, rodyklė išsidėsto magnetinio dienovidinio plokštumoje ir sudaro tam tikrą kampą su horizontu (1 paveiksle N_m ir S_m - Žemės magnetiniai poliai, S_g ir N_g - geografiniai, $\vec{H}_z$ - geomagnetinio lauko stiprio vektorius, $\vec{H}_0$ ir $\vec{H}_v$ - jo horizontali ir vertikali dedamosios).



1 pav.

Šiame darbe horizontali geomagnetinė lauko dedamoji $\vec{H}_0$ matuojama tangentine galvometro. Jį sudaro didelio skersmens ir mažo ilgio ritė, kuri gali sukis aplink vertikalią ašį, ir horizontalus diskas su magnetine rodykle centre (2 pav.).



2 pav.

Rodyklė gali sukis apie vertikalią ašį ir nesant ritėje srovės nusistovi magnetinio dienovidinio plokštumoje. Jei ritės plokštumą sutapatinti su dienovidinio plokštuma ir leisti srovę, ritės (labai trumpo selenoido) centre susidaro magnetinis laukas, kurio stipris:

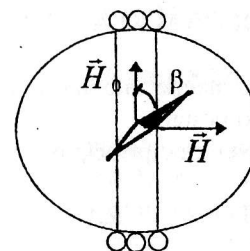
$$H = \frac{NI}{2r}, \quad (1)$$

čia N - ritės vijų skaičius, I - srovės stipris, r - ritės spindulys. Šiam laukui veikiant rodyklė nukryps nuo dienovidinio kampu β (3 pav.). Nuokrypio kampas priklauso nuo H_0 ir H dydžių:

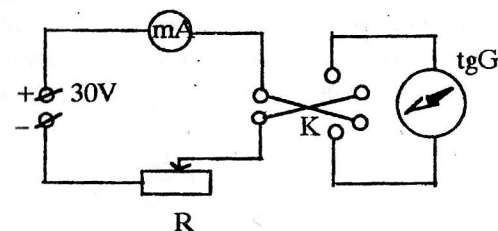
$$\operatorname{tg} \beta = \frac{H}{H_0}. \quad (2)$$

Keisdami srovės stiprį I ritėje, keičiame H taip, kad būtų $\beta = 45^\circ$, (tuomet H_0 nustatymo paklaida yra minimali). Šiuo atveju $H = H_0$, t.y. horizontali žemės magnetinio lauko dedamoji:

$$H_0 = \frac{NI}{2r}. \quad (3)$$



3 pav.



4 pav.

BANDYMO EIGA

1. Sujungiamė grandinę pagal 4 paveikslo schemą.
2. Tangentinio galvometro ritę pasukame į magnetinio dienovidinio plokštumą, magnetinės rodyklės liniją sutapatiname su disko padala 360° .
3. Prijungiamė prie srovės šaltinio 100 ritės vijų ($N_1 = 100$).
4. Keisdami srovės stiprį I reostatu R , pasiekiame, kad rodyklė nukryptų 45° kampu, užrašome srovės stiprį I . Komutatoriumi pakeičiame srovės kryptį ritėje ir išmatuojame srovę I_2 , kai rodyklės nuokrypis lygus - 45° .
5. Apskaičiuojame vidutinį srovės stiprį $I = \frac{I_1 + I_2}{2}$ ir pagal (3) apskaičiuojame H_0 didumą.
6. Bandyką pakartojame, jungdami prie srovės šaltinio 75 ir 50 ritės vijų.
7. Apskaičiuojame vidutinį $\langle H_0 \rangle$.
8. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Magnetinio lauko indukcija, magnetinio lauko stipris, jų ryšys.
2. Žemės magnetinis laukas, jo poliai.
3. Tangentinio galvanometro veikimo principas.

LITERATŪRA

[1], p.73.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 8

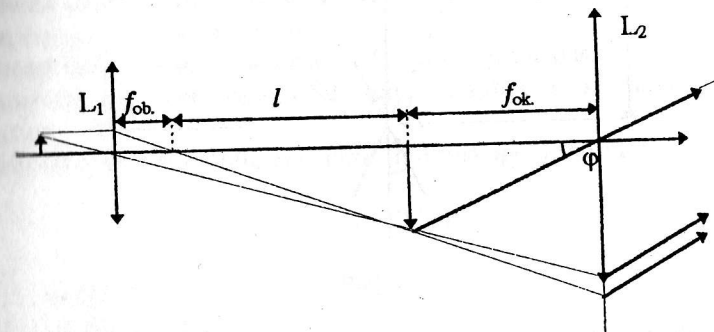
TIKLO LŪŽIO RODIKLIO NUSTATYMAS MIKROSKOPU

TIKSLAS: išmatuoti skaidrios medžiagos šviesos lūžio rodiklį mikroskopu.
PRIEMONĖS: mikroskopas, apšvietimo sistema, skaidrių plokštelių rinkinys, mikrometras, režtukas.

Mikroskopai vartojami mažiems daiktams stebėti ir matuoti. Pagrindinės mikroskopo dalys yra objektyvas ir okuliaras. Tai trumpo židinio nuotolio glaudžiamosios optinės sistemos L_1 ir L_2 , tarp kurių atstumas (mikroskopo vamzdelio ilgis) l yra daug didesnis už šių sistemų židinių nuotolius. Iš 1 pav. pateiktos schemos nesunku nustatyti, kad tokio mikroskopo tiesinis didinimas N_m bus daikto regėjimo kampo per mikroskopą φ santykis su jo regėjimo kampu φ_1 iš atstumo D :

$$N_m = \frac{\varphi}{\varphi_1} = \frac{Dl}{f_{ob} \cdot f_{ok}}, \quad (1)$$

čia $D=25\text{cm}$ - vidutinis akies geriausio matymo nuotolis; f_{ob} ir f_{ok} - atitinkamai objektyvo ir okuliario židinių nuotoliai. Optiniai mikroskopai gali didinti iki tūkstančio kartų, todėl jais tiksliai galima matuoti mažus dydžius, o šiame darbe tiriamosios plokštelės regimąjį storį.

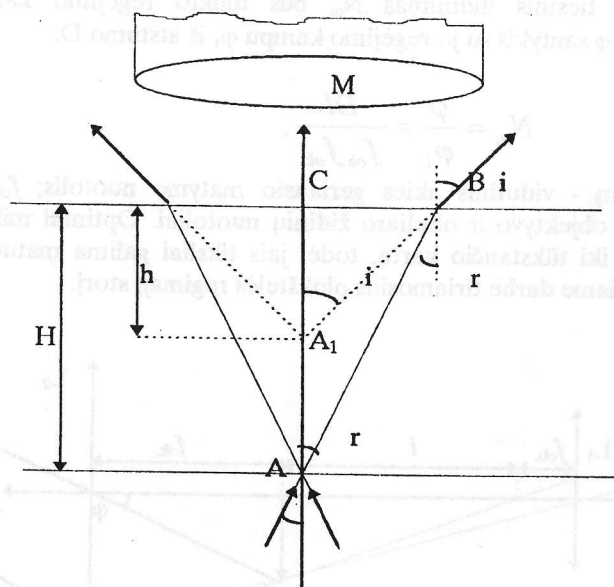


1 pav.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Stebint daiktą per vandens sluoksnį arba stiklinę plokštelę, atrodo, kad jis yra arčiau mūsų, negu iš tikrųjų. Šis tariamas daikto priartėjimas sietinas su šviesos lūžimu oro ir medžiagos riboje. Nesunku jį išmatuoti mikroskopu ir susieti su medžiagos lūžio rodikliu. Spinduliams krintantiems mažu kampų (2 pav.) lūžio dėsnį užrašome:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} \approx \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\frac{CB}{h}}{\frac{CB}{H}} = \frac{H}{h} \quad (2)$$



2 pav.

Iš (2) išplaukia, kad norint surasti stiklo lūžio rodiklį n , pakanka mikrometru išmatuoti stiklo storį H ir mikroskopu M nustatyti tiriamąjį storį h t.y. atstumą iki taško A_1 , kuriame susidaro taško A menamasis vaizdas.

DARBO EIGA

1. Viršutiniame ir apatiniame tiriamojo stiklo paviršiuose įbrėžiame po vieną brūknelį, kad žiūrėdami iš viršaus matytume jų susikirtimą.
2. Mikrometru išmatuojame toje vietoje, kur yra įbrėžos, plokštelės storį H .
3. Plokštelę padedama po mikroskopo objektyvu taip, kad pakeitę tik mikroskopo aukštį nuo stalelio matytume viršutinį arba apatinį brūknelius.
4. Mikroskopas M nustatomas taip, kad aiškiai matytume apatinį brūknelį (mikrometriniu sraigtu mikroskopas nuleidžiamas į žemesnę padėtį). Pažymimas mikrometrinio sraigto rodmuo.
5. Mikrometriniu sraigtu mikroskopas M keliamas tiek, kad aiškiai būtų matomas viršutinis brūknelis. Skaiciuojamas visų sūkių ir jo dalių padalų skaičius. Gautą sūkių ir padalų skaičių padauginame iš jų vertės ir taip surandame tiriamąjį plokštelės storį h .
6. 4 -ąjį ir 5 -ąjį punktus kartojame keletą kartų, duomenis rašome į lentelę, surandame vidurkį ir pagal (2) formulę apskaičiuojame stiklo lūžio rodiklį.
7. Įvertiname rezultato paklaidą, suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Šviesos sklaidimas medžiagoje; šviesos greitis, lūžio rodiklis, elektroninės dispersijos teorijos pagrindai.
2. Šviesos lūžio ir atspindžio dėsniai. Hiugenso principas.
3. Spindulių eiga per lygiagrečių sienų plokštelę ir sferinius paviršius (lęšius).
4. Mikroskopas ir spindulių eiga jame; mikroskopo didinimas.

LITERATŪRA

- [5], p. 263-266.
[13], p. 17-23, 24-27.

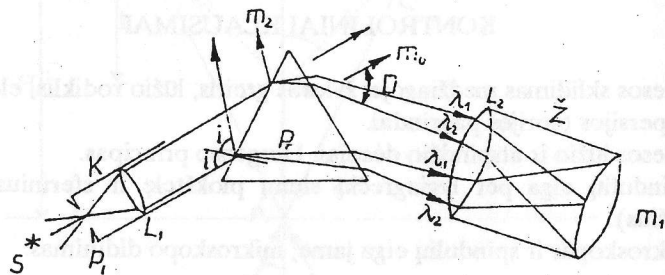
LABORATORINIS DARBAS Nr. 9

MEDŽIAGOS ŠVIESOS LŪŽIO RODIKLIO NUSTATYMAS PRIZMĖS METODU

TIKSLAS: išmatuoti laužiamąjį prizmės kampą, nustatyti medžiagos lūžio rodiklį.

PRIEMONĖS: prizmė, šviesos šaltiniai.

Goniometras - tai optinis prietaisas, kuriuo matuojami prizmių ir kristalų kampai, o turintis dispersijos prizmę arba difrakcijos gardelę vartojamas ir kaip spektrometras (monochromatorius). Goniometras sudarytas iš korpuso, prie kurio tvirtinamas kolimatorius K, žiūronas Ž, stalis B, ant kurio galima statyti tiriamąją prizmę, kristalą ir t.t. Stalis gali sukis apie statmenąją ašį. Apie analogišką ašį sukasi ir žiūronas. Goniometre yra optinių detelių, stalio reguliavimo rankenėlės, bei posūkio kampų matavimo skalės. Optinė kolimatoriaus K sistema formuoja lygiagrečių spindulių pluoštą (1 pav.).

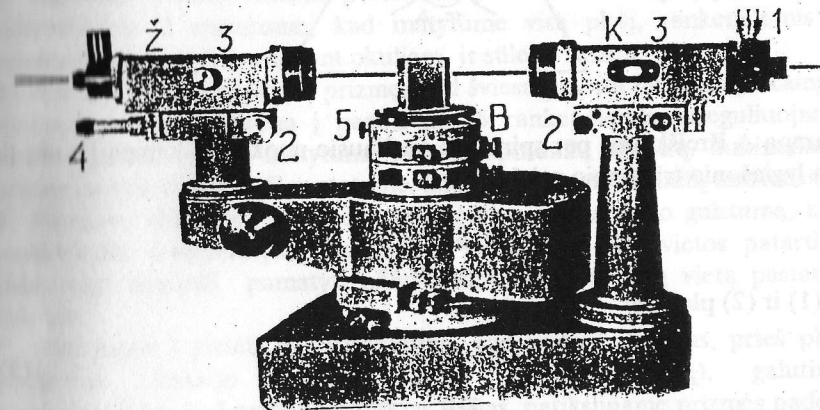


1 pav.

Jį sudaro keičiamo pločio plyšis P_1 , kuris stovi glaudžiamojo lęšio L_1 židinio plokštumoje. Prieš plyšį yra šviesos šaltinis S. Žiūronas Ž, sudarytas iš dviejų optinių sistemų: objektyvo L_2 ir okuliario L_3 , kurios padidina įeinančių spindulių regėjimo kampą. Lęšių padėtį galima reguliuoti rankenėlėmis arba sukančią tvirtinimo sraiginius žiedus. Žiūrono arba

stalio pasukimo kampus galima nustatyti vartojant tiesioginę mechaninę skalę, arba sudėtingesnėse konstrukcijose optiniu būdu ir juos pastatyti į norimas padėtis m_0 , m_1 , m_2 ir t.t.

Darbe naudojamas goniometras GS - 5 (ĀC - 5), kuriuo galima atlikti tikslūs įvairių kampų matavimus (2 pav.). Rankenėle 1 keičiamas plyšio plotis, rankenėlėmis 2 nustatoma kolimatoriaus ir žiūrono gultumas, o rankenėlėmis 3 atliekamas fokusavimas. Per skalės žiūronėlį 4 stebima dviguba skirtingų krypčių skalė su atitinkama žyma, pagal kurią nustatomas sukimo kampas. Rankenėlėmis 5 reguliuojama stalio gultumas. Kitų rankenėlių laboratoriniame darbe nesukinėjame.



2 pav.

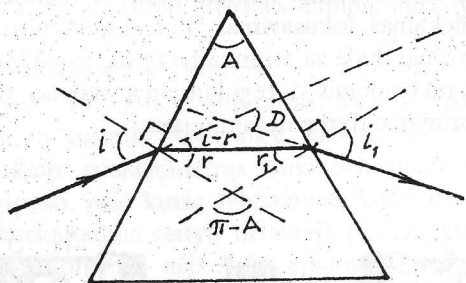
DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Spindulio nuokrypio kampas jam praėjus prizmę yra mažiausias, jei lygiašonėje prizmėje (3 pav.) spindulys eina lygiagrečiai pagrindui, t.y. jo įėjimo ir išėjimo kampai lygūs, $i=i_1$ bei $r=r_1$. Iš geometrinių sąryšių plaukia, kad šiuo atveju $r=r_1 = \frac{A}{2}$, čia A - laužiamasis prizmės kampas.

Pagal lūžio rodiklio apibrėžimą užrašome:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{\sin i}{\sin \frac{A}{2}}, \quad (1)$$

čia i ir r spindulio kampai su statmeniu į aplinką skiriančių paviršių.



3 pav.

Kampą A išreiškiame per spindulio mažiausio nuokrypio kampą D , nes jis yra lygiašonio trikampio priekampis:

$$\begin{aligned} D &= 2(i-r) = 2i-A & \text{arba} \\ A &= 2i-D. \end{aligned} \quad (2)$$

Iš (1) ir (2) plaukia:

$$n = \frac{\sin i}{\sin \frac{2i-D}{2}}. \quad (3)$$

Išmatavus mažiausio nuokrypio kampą $D = m_1 - m_0$ ir panaudojant atspindį, nesunku surasti kampą i (1 pav.), todėl iš (3) lengvai apskaičiuojamas lūžio rodiklis n .

Medžiagos lūžio rodiklis dėl šviesos dispersijos priklauso nuo bangos ilgio, todėl mažiausio nuokrypio padėtis turi būti nustatoma atitinkamai spektro linijai, o tai nėra patogu.

Dispersijos kreivei $n=f(\lambda)$ matuoti patogesnė formulė, kai joje kinta tik vienas dydis. Iš (1) ir (2) plaukia:

$$n = \frac{\sin \frac{A+D}{2}}{\sin \frac{A}{2}}. \quad (4)$$

Naant mažam laužiamajam prizmės kampui A , maži bus kampai i ir r , todėl formulės sinusus galima keisti kampais. Šiuo atveju iš (4) plaukia paprastesnis sąryšis:

$$D = A(n-1). \quad (5)$$

DARBO EIGA

1. Prieš goniometro įėjimo plyšį pastatome intensyvesnį šviesos šaltinį (kaitinamąją lempą), įjungiamo goniometro apšvietimą.
2. Nuimame prizmę, žiūrą pastatome prieš kolimatorių (į padėtį m_0), rankenėlėmis 2 nustatome, kad matytume visą plyšį, rankenėlėmis 3 sufokusuojame plyšio, o sukant okuliarą, ir sūlelio vaizdą.
3. Ant stalčio B pastatome prizmę, kad šviesa praeitų laužiamojo kampo sienas, pasukame žiūrą į padėtį m_1 , 5 rankenėlėmis sureguliuojame stalčio gultumą, kad matytume lūžusių spindulių spektrą. Sukinėdami prizmę su stalčiu apie ašį nustatome, kad lūžio kampas D būtų mažiausias.
4. Pasukame žiūrą į m_2 padėtį, pareguliuojame stalčio gultumą, kad pamatytume atspindėjusį spindulį. Pradžioje iš šios vietos patartina pasistengti atspindį pamatyti plika akimi, o po to į tą vietą pastatyti žiūrą.
5. Gražiname į padėtį m_1 , įsitikiname, kad matosi spektras, prieš plyšį pastatome linijinio spektro šaltinį (neono lempą), galutinai sureguliuojame, kad matytume ryškias linijas, patiksliname prizmės padėtį, kad lūžio kampas D būtų mažiausias. Sutapatiname ryškiausių linijų padėtis su atskaitos siūleliu, žiūrėdami per žiūrioną 4, užsirašome atskaitos skalės padėtis m_{11} ; m_{12} ; m_{13} ir t.t. (visuose matavimuose naudojame vieną viršutinę arba apatinę skalę).
6. Nepajudinę prizmės stalčio, gražiname žiūrą į padėtį m_2 , užsirašome atskaitos skalės padalą, kai atspindžio plyšio vaizdas sutampa su atskaitos siūleliu.
7. Nuimame prizmę nuo stalčio, pastatome žiūrą prieš kolimatorių, kad plyšio vaizdas sutaptų su atskaitos siūleliu, užrašome skalės padalą m_0 .
8. Surandame $D = |m_1 - m_0|$ ir $i = \frac{180^\circ - |m_2 - m_0|}{2}$. Imant skirtumus, jei tarp šių padėčių buvo $0^\circ \leftrightarrow 360^\circ$ šuolis, reikia tai įvertinti (atskirai imti skirtumą iki 0° , nuo 360° iki atskaitos padėties).

9. Naudodamiesi (2) formule, randame laužiamąjį kampą A.
 10. Iš (5) randame lūžio rodiklius matuotų linijų šviesai n_1 ; n_2 ; n_3 , o iš lentelės jų bangų ilgius λ . Duomenis rašome į lentelę. Nubrėžiame grafiką $n=f(\lambda)$.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Heigenso principas ir jo panaudojimas, aiškinant šviesos atspindžio ir lūžio dėsnius.
2. Šviesos spindulių eiga per lęšius ir prizmes.
3. Kolimatoriaus ir žiūrono principinės schemos. Spindulių eiga juose.
4. Darbe naudojamų formulių išvedimas.
5. Šviesos dispersija ir jos elektroninės teorijos pagrindai. Gauto darbo grafiko aiškinimas.

LITERATŪRA

[5], p.256-263.

[13], p.17-23, 28-33.

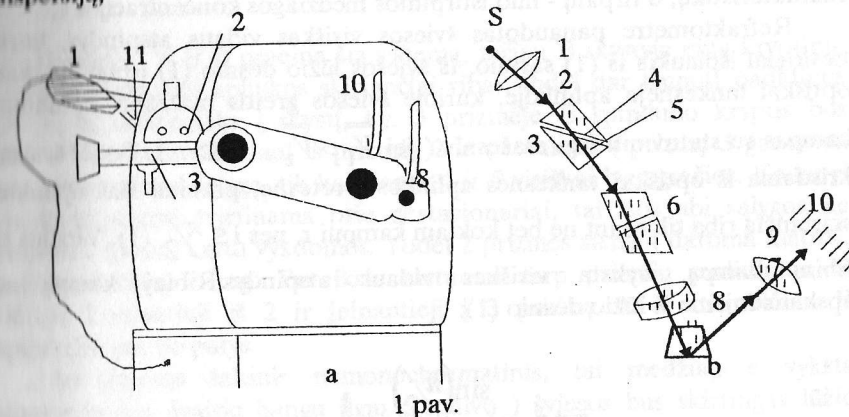
LABORATORINIS DARBAS Nr. 10

TIRPALŲ ŠVIESOS LŪŽIO RODIKLIO MATAVIMAS REFRAKTOMETRU

TIKSLAS: išmatuoti įvairios koncentracijos tirpalų šviesos lūžio rodiklį, nubrėžti jo priklausomybės nuo koncentracijos grafiką bei surasti nežinomojo tirpalo koncentraciją.

PIRMIJONĖS: refraktometras, žinomos koncentracijos tirpalas, menzūrelės bei mėgintuvėliai, nežinomos koncentracijos tirpalas.

Refraktometro (1 pav. a) optinė schema pavaizduota 1 pav. b. Šviesos spinduliai, sklindantys iš šaltinio S, apšvietimo sistemos 1 nukreipiami į 2 prizmę. Praėję šios prizmės 4 sieną, jie patenka į ploną tiriamojo skysčio 5 sluoksnį, esantį tarp prizmių 2 ir 3. Praėję šią sistemą, šviesos spinduliai apšviečia dalį regėjimo lauko, kurio šviesaus krašto padėtis priklauso nuo skysčio 4 lūžio rodiklio. Spinduliai, praėję šviesos dispersiją,



kompensuojančią prizmę 6, fokusuojančius lęšius 7, 9 ir nukreipenčiąją prizmę 8, apšviečiančią lūžio rodiklio skalę 10 ir pagal matomos apšviestos ribos padėtį nustatomas lūžio rodiklis n . Šių optinių detalių padėtys reguliuojamos skaičiais pažymėtomis rankenėlėmis (1 pav. a).

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Krintant šviesos spinduliui iš vienos aplinkos į kitą, pvz. iš oro į stiklą, aplinkų riboje jis iš dalies atsisipindi ir praeina į kitą aplinką, nukrypdamas nuo savo tiesioginio sklaidimo linkmės.

Šviesos lūžio dėsniai:

1. Kritęs ir lūžęs spinduliai guli vienoje plokštumoje su statmeniu, išvestu iš aplinkas skiriančios plokštumos.
2. Kritimo kampo sinuso santykis su lūžio kampo sinusu yra pastovus dydis:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\overline{V}_1}{\overline{V}_2} = n = \text{const}, \quad (1)$$

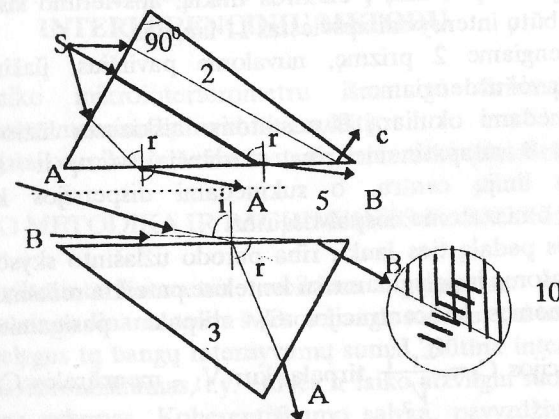
čia i ir r - spindulio kampai su statmeniu 1-oje ir 2-oje aplinkose, kuriose šviesos sklaidimo greičiai atitinkamai v_1 ir v_2 , n - santykinis lūžio rodiklis, priklausantis nuo medžiagų molekulių elektrinio poliarizuojamumo ir kt. charakteristikų, o tirpalų - nuo ištirpintos medžiagos koncentracijos c .

Refraktometre panaudotas šviesos visiškas vidaus atspindys, kuris tiesiogiai išplaukia iš (1) sąryšio. Iš šviesos lūžio dėsnio (1) išplaukia, kad optiškai tankesnėje aplinkoje, kurioje šviesos greitis mažesnis, spindulio kampas su statmeniu irgi mažesnis (jei $\overline{V}_1 > \overline{V}_2$, tai $i > r$). Todėl šviesa, krisdama iš optiškai tankesnės aplinkos į retesnę, praeina šias aplinkas skiriančią ribą tik esant ne bet kokiam kampui r , nes $i \leq \pi/2$ (1). Viršijus šį ribinį kampą, vyksta visiškas vidaus atspindys. Ribinį kampą r_0 apskaičiuojame iš lūžio dėsnio (1):

$$\sin r_0 = \frac{\sin(\pi/2)}{n} = \frac{1}{n}. \quad (2)$$

Šviesa krisdama iš optiškai retesnės aplinkos į tankesnę, praeina esant bet kokiam kritimo kampui, tačiau padidinus kritimo kampą net iki $\pi/2$ (spindulys eina lygiagrečiai aplinkos skiriančiai ribai), tankesnėje aplinkoje jo kampas su statmeniu neviršys r_0 didumo.

Refraktometre šie abu atvejai vyksta šviesai sklindant per stiklo prizmes 2, 3 ir skystį 5, kurio lūžio rodiklis mažesnis negu stiklo (2 pav.). Matome,



2 pav.

kad spinduliai A ir B praeina šią sistemą, tačiau B skystyje eina kryptimi, artima lygiagrečiai aplinkos skiriančiai ribai, todėl dar truputį padidinus kampą r , nebepateks į skystį, t.y. 3 prizmėje B spindulio kryptis bus ribinė. Spinduliui sklindant iš prizmės 2 ir patenkant į prizmę 3 gaunama analogiška ribinė sąlyga, tik kai sienos 4 ir 5 visiškai lygiagrečios. Kadangi viršutinė prizmė tvirtinama prie nestacionarių, tai šios abi sąlygos ne visuomet tiksliai kartu vykdomos. Todėl 2 prizmės siena 4 daroma matinė, kad išsklaidytų šviesą. Paveiksle atstumas tarp prizmių padidintas, iš tikrųjų išeinantieji iš 2 ir įeinantieji į 3 prizmę A ir atitinkamai B spinduliai yra tie patys.

Jei šviesos šaltinis nemonochromatinis, tai medžiagose vyksta dispersija, t.y. įvairių bangų ilgių (spalvų) šviesos bus skirtingas lūžio rodiklis ir tuo pačiu skirtingas ribinis kampas r_0 (2). Šiuo atveju stebimoji riba bus spalvota ir nepakankamai ryški. Norint stebėti ryškią ribą, naudojamas dispersijos kompensatorius 6, kurį sudaro atvirkščiai pastatyta dispersinių prizmių sistema. Jį sukiudami kompensuojame dispersijos poveikį.

BANDYMO EIGA

- 1 Įjungiamo prietaisą į elektros tinklą, apšvietimo sistemą pastatome taip, kad būtų intensyviai apšviestas 11 langelis.
- 2 Atidengiame 2 prizmę, nuvalome paviršius, įlašiname 3-5 lašus vandens ir vėl uždengiame.
- 3 Sukinėdami okuliarą 9 nustatome aiškiausią lūžio rodiklių skalę, rankenėle 8 sutapatiname ribą, skiriančią šviesų ir tamsų laukus su kryžminių linijų centru, o sukinėdami dispersijos kompensatoriaus rankenėlę 6 nustatome nespaltotą ribą.
- 4 Skalės padalą ties laukų riba parodo užlašinto skysčio lūžio rodiklį, kurį užsirašome ir palyginame su lentelėse pateikta reikšme.
- 5 Iš žinomos koncentracijos C_1 tirpalo pasigaminame reikiamos koncentracijos $C_2 = \frac{C_1 V_1}{V_2}$ tirpalą, kur V_1 - menzūrėlės C_1 koncentracijos tūris, o V_2 - tūris, iki kurio reikia pripilti tirpiklio, kad gautume reikiamą koncentraciją C_2 .
- 6 Anksčiau aprašytu būdu išmatuojame C_2 koncentracijos tirpalo lūžio rodiklį. Analogiškai pasigaminame dar 4-6 skirtingų koncentracijų tirpalus ir išmatuojame jų lūžio rodiklius. Rezultatus įrašome į lentelę.
- 7 Nubraižome lūžio rodiklio n priklausomybės nuo tirpalo koncentracijos C grafiką $n=f(c)$.
- 8 Išmatuojame nežinomos koncentracijos tirpalo lūžio rodiklį ir iš grafiko nustatome jo koncentraciją.
- 9 Suformuluojame išvadą.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Šviesos sklaidimas medžiagoje, šviesos greitis, lūžio rodiklis; elektroninės dispersijos teorijos pagrindai.
2. Heigenso principas ir jo vartojimas aiškinant šviesos atspindžio ir lūžio dėsnius.
3. Visiškas vidaus atspindys ir jo vartojimas lūžio rodikliui matuoti.
4. Optinė refraktometro schema. Spindulių eiga refraktometre.

LITERATŪRA

[13], p.17-23, 34-40.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 11

KIETŲJŲ KŪNŲ PAVIRŠIAUS NELYGUMO ĮVERTINIMAS INTERFERENCINIU METODU

TIKSLAS: Liniko mikrointerferometru išmatuoti tiriamųjų kūnų paviršiaus nelygumo maksimalų ir vidutinį aukštį.

PRIEMONĖS: Liniko mikrointerferometras, tiriamosios plokštelės.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Liniko mikrointerferometro veikimo pagrindas - šviesos interferencija, kuria vadinama tokia šviesos bangų sudėtis, kai atstojamasis intensyvumas nelygus tų bangų intensyvumų sumai. Būtina interferencijos sąlyga - bangų koherentiškumas, t.y. erdvės ir laiko atžvilgiu suderintas šių banginių procesų vyksmas. Koherentiškumo sąlyga, pavyzdžiui, tenkina monochromatinės bangos - erdvėje neribotos vieno tam tikro pastovaus dažnio ir pastovios amplitudės bangos.

Užsiklojant koherentinėm bangom, išreiškiamom lygtimis

$$S_1 = A_1 \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{l_1}{\lambda} \right) \right] \quad (1)$$

$$S_2 = A_2 \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{l_2}{\lambda} \right) \right], \quad (2)$$

kur A_1, A_2 - bangų amplitudės, T - svyravimų periodas, λ - bangos ilgis, l_1, l_2 - bangų geometriniai keliai, t - laikas, atstojamosios bangos amplitudė A bus lygi

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \varphi}. \quad (3)$$

Cia $\varphi = 2\pi \frac{l_2 - l_1}{\lambda}$ - sudedamųjų bangų fazių skirtumas. Taigi

atstojamasis šviesos intensyvumas I , kuris proporcingas A^2 , priklauso nuo užsiklojančių bangų fazių skirtumo φ . Vienose erdvės vietose, kur $\cos \varphi = 1$,

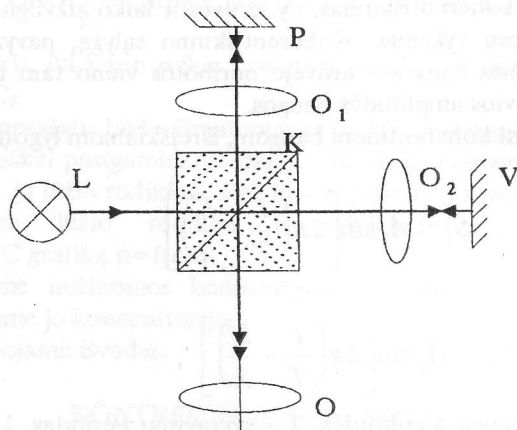
jis bus maksimalus, o kitose, kur $\cos\varphi = -1$ - minimalus. Vadinasi, intensyvumo maksimumo ir minimumo sąlygos yra atitinkamai

$$\Delta = l_2 - l_1 = k\lambda \quad (\text{svyravimų fazės vienodos}) \quad (4)$$

$$\text{ir} \quad \Delta = (2k + 1) \lambda \quad (\text{fazės priešingos}), \quad (5)$$

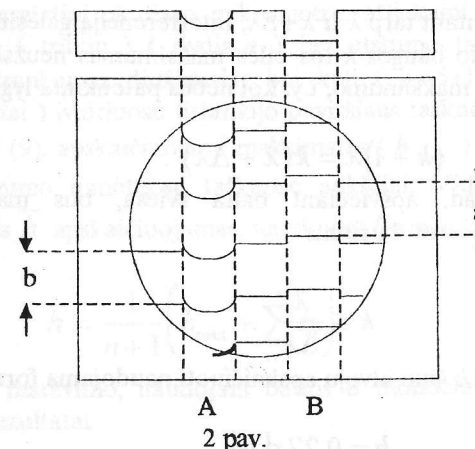
kur k - interferencijos eilės skaičius; $k=1,2,3,\dots$

Koherentinių bangų sistema interferencijai gauti paprastai sudaroma iš vieno šviesos šaltinio sklindantį spindulių pluoštelį dalinant į du spindulius. Liniko mikrominterferometre tai atliekama, naudojant arba stiklinį kubą (K, 1 pav.), kuris turi pusksaidrią diagonalinę plokštumą, arba pasvirą lygiagrečių paviršių plokštelę, padengtą pusiau skaidria šviesą skaidančia danga. Šaltinio L spinduliuojama šviesa krinta į tokį daliklį K. Per jį perėję spinduliai sklinda



1 pav.

iki veidrodžio V, nuo kurio atsispindėję grįžta atgal iki K ir dar kartą atsispindėję nuo pastarojo, patenka į lęšį O. Antroji šaltinio L skleidžiamų spindulių dalis, atsispindėjusi nuo K, apšviečia tiriamąjį paviršių P, nuo jo atsispindi ir, perėjusi per K, taip pat patenka į O. Šios koherentinės spindulių dalys, susitikę daliklyje K ir kartu sklisdamos link O, interferuoja.



2 pav.

Objektyvas O_1 ir okuliaras O sudaro mikroskopą, per kurį stebimas tiriamasis paviršius P. Okuliario regimajame lauke taip pat matomos ir interferencinės juostos, kurių forma atspindi paviršiaus profilį. Jei tiriamasis paviršius lygus, matoma lygiagrečių juostų sistema. Nelygaus paviršiaus atveju skirtumas Δ , atsispindint šviesai nuo įvairių nelygumų (nors ir esant tam pačiam k), yra nevienodas (ž. (4)). Todėl interferencinės juostos atitinkamai iškreiptos, o, kai yra staigūs reljefo (tiriamojo sluoksnio storio) pokyčiai, jos dar ir trūkšios.

Juostų išlinkimo arba poslinkio dydis a proporcingas Δ pokyčiui, kuris lygus dvigubam nelygumo aukščiui h . Kadangi juosta pasislenka per visą savo plotį, pakitus skirtumui Δ dydžiu λ (4), tai ieškomasis nelygumo aukštis

$$h = x \frac{\lambda}{2}, \quad \left(x = \frac{a}{b} \right). \quad (6)$$

Liniko mikrominterferometre tiriamasis paviršius gali būti apšviečiamas ne tik monochromatine, bet ir balta šviesa. Pastaruoju atveju susidarys tik kelios interferencinės juostos, kurios, išskyrus centrinę ($k=0$), turės visas spektro spalvas. Tai atsitinka todėl, kad skirtingo bangos ilgio šviesai maksimumo sąlyga (4), esant tam pačiam $k \neq 0$, patenkinama skirtinguose erdvės taškuose.

Bangų ilgiams kintant tarp λ ir $\lambda + \Delta\lambda$, interferenciją galėsime stebėti tik iki tol, kol $\lambda + \Delta\lambda$ ilgio bangos k -tos eilės maksimumas neužsiklos ant λ ilgio bangos $k+1$ eilės maksimumo, t.y. kol nebus patenkinta lygybė

$$(k+1)\lambda = k(\lambda + \Delta\lambda). \quad (7)$$

Iš čia seka, kad, apšviečiant balta šviesa, bus matomos tik tos interferencinės juostos, kurioms

$$k \leq \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (8)$$

Ieškomajam h šiuo atveju apskaičiuoti naudojama formulė

$$h = 0,27x[\mu]. \quad (9)$$

Kai matuojamasis $h > \lambda/2$, tai, apšviečiant monochromatine šviesa, patogu turėti A (2 pav.) išvaizdos interferencines juostas; tada nesunku nustatyti ir $x > 1$. Apšviečiant balta šviesa, centrinės ir kraštinių interferencijos juostų intensyvumai žymiai skiriasi, todėl didesnę už vienetą jų poslinkį x nesunku nustatyti tiek turint A, tiek ir B pavidalo interferencinį vaizdą.

BANDYMO EIGA

1. Įjungiamas mikroiinterferometro šviesos šaltinis ir ant matavimo staliuko prieš objektyvą padedama tiriamoji plokštelė. Iš prietaiso aprašymo, esančio darbo vietoje, susipažinama su interferometro reguliavimu.
2. Rodykle pažymėta rankenėle išjungiamas dešinysis interferencinis kanalas (rodyklė vertikali; uždengiamas veidrodis V) ir, reguliuojant mikrometriniu sraigtu, okuliario regimajame lauke gaunamas ryškus tiriamojo paviršiaus vaizdas. Vėl įjungiamas minėtas interferencinis kanalas; okuliario regimajame lauke turi atsirasti interferencinės juostos. Sukant lęšio O_2 reguliavimo rankenėlę apie jos pačios ir apie interferencinės galvutės ašį, nustatomas optimalus atstumas tarp interferencinių juostų ir šios juostos orientuojamos statmenai tiriamajam rėžiui. Keičiant šviesos filtrų rėmelio padėtį, nustatoma darbui tinkama arba baltos, arba monochromatinės šviesos interferencija.

3. Naudojant sraigtinį okuliario mikrometrą, atliekami interferencinių juostų išlinkimo (trūkių) (dydis a) bei atstumo tarp juostų (b) matavimai. Pasirenkamas didžiausias bei keli ($n=5+10$) kiti juostos išlinkimai (trūkiai) įvairiuose tiriamojo paviršiaus taškuose ir, naudojant formules (6) bei (9), apskaičiuojami maksimalus ($h_{\max}$) ir visi kiti (h_i) paviršiaus nelygumo minėtuose taškuose aukščiai. Vidutinis paviršiaus nelygumo aukštis $\bar{h}$ apskaičiuojamas, naudojant formulę

$$\bar{h} = \frac{1}{n+1} \left(h_{\max} + \sum_{i=1}^n h_i \right). \quad (10)$$

4. Palyginami matavimo, naudojant baltos ir monochromatinės šviesos interferenciją, rezultatai.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Šviesos interferencijos reiškinys. Kuo skiriasi baltos ir monochromatinės šviesos interferencija?
2. Šviesos koherentiškumas. Kaip jį gauti?
3. Mikroiinterferometro optinė schema.

LITERATŪRA

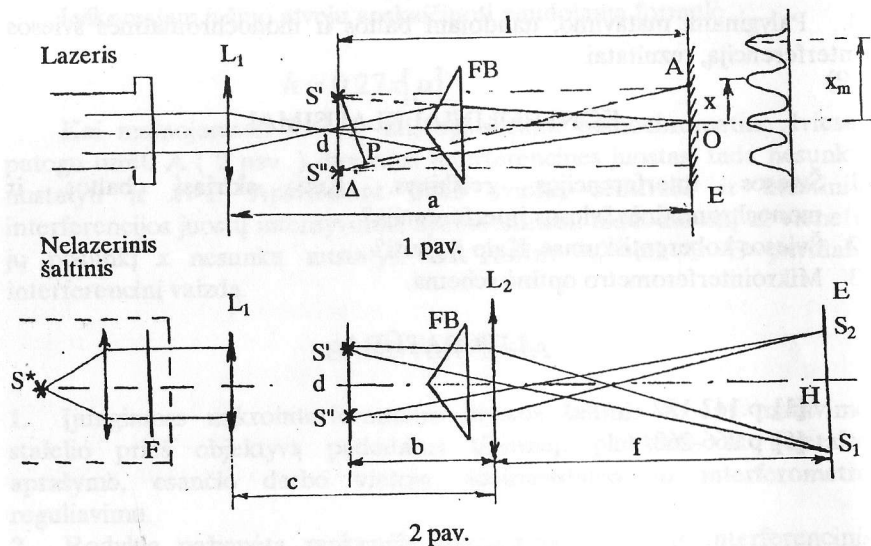
- [1], p.142-152.
- [5], p.266-268.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 12

ŠVIESOS BANGOS ILGIO MATAVIMAS INTERFERENCINIŲ METODU

TIKSLAS: išmatuoti ilgį λ bangų, kurias spinduliuoja šviesos šaltinis (lazeris), tiriant Frenelio biprizmę sudarytą interferencinį vaizdą.

PRIEMONĖS: šviesos šaltinis (lazeris), lęšiai L_1, L_2 , Frenelio biprizmė FB, mikrometrinis matuoklis, liniuotė, ekranas E, šviesos filtras F (1 ar 2 pav.). Paprastai bandymai atliekami su lazeriniu šviesos šaltiniu, nes jo



spinduliuojamos bangos yra labai koherentiškos ir monochromatiškos. Taškinio (mažų matmenų) šaltinio šviesa, praėjusi per selektyvų filtrą F ir Frenelio biprizmę irgi gali sudaryti mažiau kontrastingą interferencinį vaizdą ekrane E. Šiuo atveju 1 pav. pavaizduoto įrenginio dalį, "lazeris" pakeičiame 2 pav. pavaizduoto šaltinio S, lęšio L ir filtro F rinkiniu, kuriais

gaunamas pakankamai monochromatiškas lygiagrečių spindulių pluoštelis, tačiau menami šaltiniai yra žymiai mažiau koherentiški.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Lazerio ("taškinio" šviesos šaltinio) lygiagrečių spindulių pluoštelis objektyvo lęšiu L_1 fokusuojamas į tašką S (gali būti diafragmos plyšelį). Iš šio taško sklindanti spindulių banginė paviršių Frenelio biprizmę padalijus į dvi atskiras sritis ekrane E užsikloja du koherentiniai spinduliai. Kadangi visi bangos paviršiaus taškai turi vieną ir tą pačią svyravimo fazę, šių bangų fazių skirtumas bet kuriame erdvės taške nesikeičia ir vyksta interferencija. Biprizmėje lūžę spinduliai sklinda taip lyg išeitę iš dviejų visai tapatingų menamų šviesos šaltinių S' ir S'' (1 pav.), nutolusių vienas nuo kito per d . Šių menamųjų šviesos šaltinių spinduliai, pasiekę įvairias ekrano vietas, nueina nevienodo ilgio kelius, todėl įvairiose ekrano vietose tenkinamas interferencijos maksimumo ar minimumo sąlygos - stebime tamsias ir šviesias juostas. Ekrano centre (sistemos pagrindinėje optinėje ašyje) interferuoja bangos, kurių nueiti keliai vienodi, t.y. spindulių eigų skirtumas $\Delta = 0$. Taške A, kur stebima pirmoji ($m=1$) interferencinė juosta, interferuoja spinduliai, kurių eigų skirtumas $\Delta = \lambda$. Ši interferencinė juosta ekrane nutolusi nuo centrinio maksimumo atstumu x . Iš trikampių SAO ir $S'S''P$ panašumo plaukia, kad

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{x}{l} \quad (1)$$

Analogiškas sąlygas galima parašyti ir kitiems interferencinams maksimumams, gaunamiems užsiklojant spinduliams, kurių eigų skirtumai

$\Delta_m = 2\lambda, 3\lambda, \dots, m\lambda; \frac{m\lambda}{d} = \frac{x_m}{L}$ (x_m - nuotolis nuo centro O iki maksimumo) Atstumai x tarp interferencinių maksimumų yra vienodi,

todėl įvertinę $x_{vid.} = \frac{x_1 + \frac{x_2}{2} + \dots + \frac{x_m}{m}}{m}$ pagal (1) galime apskaičiuoti

bangos ilgį λ :

$$\lambda = \frac{x_{vid.} d}{l} \quad (2)$$

BANDYMO EIGA

Matuodami bangos ilgį λ turime atlikti tiesioginius atstumų tarp interferencinių juostų x , atstumų tarp menamų šaltinių d ir atstumo tarp menamų šaltinių plokštumos ir interferencinio vaizdo l matavimus. Bandymus atliekame tokia tvarka:

1. Ant optinio suolo surenkama 1 pav. ar 2 pav. parodyta schema. Kartu su laborantu ar dėstytoju įjungiamas lazeris.
2. Biprizmę FB slankiodami ant optinio suolo ekrane gauname ryškias interferencines juostas (kartais tenka pareguliuoti ir objektyvo L_1 padėtį).
3. Nuotolį x tarp gretimų interferencinių juostų išmatuojame pritvirtintu prie ekrano mikrometru (3-5 kartus) ir surašius į lentelę $x_0=0, x_1, x_2, \dots, x_m$ maksimumų padėtis (1 pav.) apskaičiuojame vidutinį atstumą x_{vid} tarp gretimų interferencinių juostų.
4. Išmatuojame atstumą a (1 pav.) nuo ekrano E iki lęšio L_1 . Jis reikalingas įvertinant nuotolį l nuo menamų šaltinių S^I ir S^{II} iki ekrano E.
5. Nuotolį d tarp S^I ir S^{II} ir atstumą l paprastai išmatuojame netiesiogiai, atlikę dar vieną bandymą.
6. Tarp biprizmės ir ekrano pastatome dar vieną glaudžiamąjį lęšį L_2 (2 pav.) ir keisdami tik ekrano vietą, gauname tikruosius šaltinių S^I ir S^{II} , esančių atstumu b nuo L_2 vaizdus S_1 ir S_2 ekrane. Jei ekrano nuotolis nuo lęšio yra f , tai iš plono lęšio formulės (F - žinomas lęšio židinio nuotolis) plaukia, kad menami šaltiniai S^I ir S^{II} yra nutolę nuo L_2 atstumu

$$b = \frac{ff'}{f - F} \quad (3)$$

Išmatavę f , pagal (4) apskaičiuojame b .

6. Iš 1 pav. ir 2 pav. matome, kad menami šaltiniai S^I ir S^{II} yra $c-b$ nuotolyje nuo objektyvo L_1 , o

$$l = a - (c - b) = a + b - c. \quad (4)$$

Išmatuojame atstumą c tarp lęšių L_2 ir L_1 ir į (4) įrašę anksčiau išmatuotus a ir b dydžius apskaičiuojame nuotolį l nuo menamų šaltinių S^I ir S^{II} iki interferencinio vaizdo.

7. Išmatuojame atstumą H tarp menamų šaltinių vaizdų S_1 ir S_2 ekrane. Iš lęšio didinimo formulės plaukia, kad atstumas d tarp menamų šaltinių S^I ir S^{II} yra

$$d = \frac{b}{f} H. \quad (5)$$

8. Į (5) įrašę išmatuotus f ir H vertes, bei pagal (3) apskaičiuotą b vertę, apskaičiuojame atstumą d tarp S^I ir S^{II} .

9. Pagal (2) apskaičiuojame šaltinio spinduliuojamų bangų ilgį λ .

10. Įvertiname matavimų paklaidą.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Ką vadiname interferencija? Kokios yra interferencijos maksimumų ir minimumų sąlygos?
2. Kas yra šviesos bangų koherentiškumas? Kaip sudaromi koherentiški šaltiniai?
3. Kaip interferuoja bangos, atsispindėję nuo plonos plėvelės?
4. Ką reiškia optikos praskaidrinimas?
5. Ką žinote apie lazerinį šviesos spinduliavimo būdą? Kokie lazerinio spinduliavimo privalumai palyginus su kitų šviesos šaltinių spinduliavimu?

LITERATŪRA

[1], p. 145-162.

[4], p. 101-142.

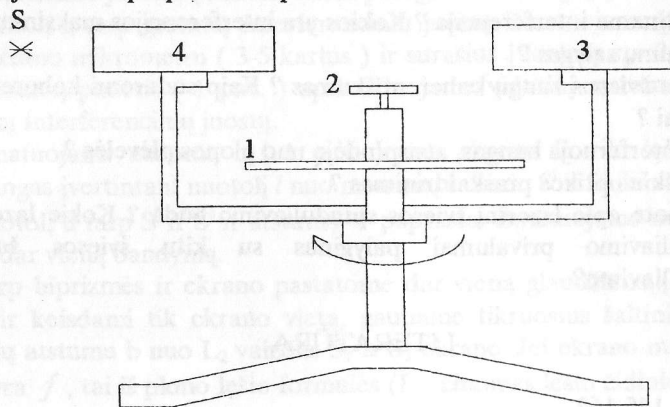
[8], p. 17-54.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 13

DIFRAKČINĖS GARDELĖS KONSTANTOS NUSTATYMAS

TIKSLAS: nustatyti difrakcinės gardelės konstantą ir nežinomą šviesos bangos ilgį.

PRIEMONĖS: difrakcinė gardelė, goniometras, šviesos šaltinis. Goniometras - tai prietaisas prizmių bei kristalų kampams matuoti. Goniometras, turintis dispersinę prizmę arba difrakcinę gardelę, naudojamas kaip spektroskopas.



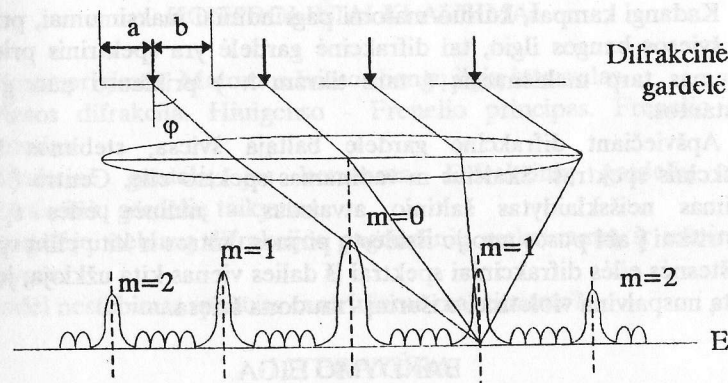
1 pav.

Goniometras sudarytas iš štatyvo, kuriame įtvirtintas horizontalus žiedas 1, sužymėtas laipsniais. Stalelis 2 gali sukis apie vertikalią ašį. Ant jo statomas spektrinis prietaisas (prizmė, gardelė) arba tiriamasis kristalas. Virš stalelio 2 apie jo vertikalią ašį sukasi horizontalus žiūronas 3. Jo pasukimo kampas matuojamas žiedo 1 skalėje (žiūronas ir stalelis sukasi nepriklausomai vienas nuo kito). Viename lygyje su žiūronu yra kolimatorius 4. Kolimatoriuje yra glaudžiamasis lęšis, kurio židinio plokštumoje yra siauras plyšys. Apšviestas plyšys atlieka linijinio šviesos šaltinio vaidmenį. Iš kolimatoriaus išeinantis lygiagrečių spindulių pluoštas krinta į difrakcinę gardelę. Difraguoję spinduliai žiūrono objektyvo židinio plokštumoje sudaro difrakcinį spektrą. Jį stebime okuliariu, atliekančiu lupos vaidmenį. Okuliare yra siūlelis, kuris sutapatinamas su tiriamąja spektrine linija.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Paprasčiausia skaidrioji vienmatė difrakcinė gardelė yra stiklo ar kvarco plokštelė su daugybe vienodos formos lygiagrečių rėžių, atskirtų neskaidriais tarpais. Viename milimetre būna 300, 600, 1800 ir net iki 2400 rėžių, kai gardelės plotis keli centimetrai. Vadinasi, bendras gardelės rėžių skaičius N yra labai didelis. Pažymėkime gardelės rėžio plotį b , o neskaidraus tarpo plotį a . Dydis $d=a+b$ yra vadinamas difrakcinės gardelės konstanta.

Padėkime lygiagrečiai difrakcinei gardelei surenkamąjį lęšį, o pstarojo židinio plokštumoje pastatykime ekraną. Paprastumo dėlei tarkime, kad statmenai į difrakcinę gardelę krinta plokščia monochromatinė banga. Tuomet kiekvienas apšviestas gardelės rėžis tampa atskiru koherentinių bangų šaltiniu, spinduliuojančiu šviesą visomis galimomis kryptimis. Šviesa, atsklidusi iš atskirų rėžių, interferuoja, ir ekrane matome difrakcinį vaizdą - ryškias siauras juosteles, atskirtas palyginti plačiais tarpais. (2 pav. parodytas šviesos intensyvumo pasiskirstymas difrakciniame vaizde). Centre matomas maksimumas, kurį sukuria spinduliai,



2 pav.

krintantys statmenai į ekraną ($\varphi=0$).

Iš atskirų rėžių atitinkami spinduliai, krintantys kryptimis, kurios tenkina sąlygą

$$d \sin \varphi_{\max} = \pm m \lambda \quad (m=0,1,2,3...), \quad (1)$$

interferuodami stiprina vienas kitą. Virpesių amplitudė atitinkamame ekrano taške yra N kartų didesnė, negu amplitudė virpesių, kuriuos sukelia spinduliai iš vieno plyšio, krintantys kampu φ :

$$A_{\max} = NA_{\varphi}, \quad (2)$$

o šviesos intensyvumas $I_{\max}$ yra N^2 kartų didesnis, negu intensyvumas šviesos, atėjusios iš vieno plyšio I_{φ} :

$$I_{\max} = N^2 I_{\varphi}. \quad (3)$$

Tokiu būdu, (1) lygtis nurodo pagrindinių intensyvumo maksimumų padėtis, o $m=0,1,2,3,\dots$ yra vadinamas pagrindinių maksimumų eile.

Pirminiai (pagrindiniai) minimumai susidaro kryptimis φ , kuriomis iš įvairių to paties režio taškų sklindantys spinduliai interferuodami vieni kitus panaikina. Šių minimumų sąlyga tokia:

$$b \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda; m=1,2,3,\dots \quad (4)$$

Kadangi kampas, kuriuo matomi pagrindiniai maksimumai, priklauso nuo šviesos bangos ilgio, tai difrakcinė gardelė yra spektrinis prietaisas. Atstumas tarp maksimumų (tam tikram λ) priklauso nuo gardelės konstantos.

Apšviečiant difrakcinę gardelę baltąja šviesa, stebimas šaltinio difrakcinis spektras. Skaicius m vadinamas spektro eile. Centre ($m=0$) stebimas neišsklaidytas šaltinio atvaizdas - nulinės eilės spektras; simetriškai į abi puses nuo jo išsidėstę pirmos, antros ir kitų eilių spektrai. Aukštesnės eilės difrakciniai spektrai iš dalies vienas kitą užkloja; jų vidinį kraštą nuspalvina violetinė, o išorinį - raudona šviesa.

BANDYMO EIGA

1. Kolimatoriaus plyšį pasukame į žinomo spektro šviesos šaltinį. Statmenai išėjusiems iš kolimatoriaus spinduliams pastatome difrakcinę gardelę. Sukdami žiūrono okuliarą sufokusuojame spektrines linijas.
2. Sukdami žiūronėlį sutapatiname jo siūlą su nulinio spektro viduriu. Žiedo A skalėje nuskaitome kampą φ_0 . Tai atliekame tris kartus ir nustatome vidutinį $\langle \varphi_0 \rangle$ didumą.

3. Sukdami žiūronėlį toliau, jo siūlą sutapatiname su kuria nors pirmos eilės spektro linija (ją nurodo dėstytojas). Pasižymime kampą φ_1 .

4. Sukdami žiūronėlį į kitą pusę nuo nulinės eilės spektro, nustatome tą pačią liniją atitinkantį φ_1 . Matavimus atliekame tris kartus ir apskaičiuojame išmatuotų kampų vidurkius. Nustatome spindulių

$$\text{difrakcijos kampą: } \varphi_1 = \frac{(\langle \varphi_1 \rangle - \langle \varphi_0 \rangle) + (\langle \varphi'_1 \rangle - \langle \varphi'_0 \rangle)}{2}$$

5. Spektro atlase randame linijos bangos ilgį ir iš (1) formulės apskaičiuojame difrakcinės gardelės konstantą.

6. Apskaičiuojame dviejų nustatytų difrakcinės gardelės konstantų dydžių vidurkį $\langle d \rangle$.

7. Dėstytojas nurodo nežinomo bangos ilgio liniją. Nustatome šio bangos ilgio šviesos difragavimo kampą pirmos ir antros eilės spektruose (pagal 3 ir 4 punktus).

8. Pasinaudodami išmatuotu difrakcinės gardelės konstantos dydžiu, iš (1) formulės apskaičiuojame nežinomą bangos ilgį λ .

9. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Šviesos prigimtis. Matomos šviesos bangų ilgių intervalas.
2. Šviesos difrakcija. Hiuigenso - Frenelio principas. Frenelio zonų metodas.
3. Difrakcinė gardelė, jos konstanta. Difrakcinių gardelių rūšys. Difrakcinių gardelių taikymas.
4. Gardelėje stebimų difrakcijos pagrindinių maksimumų ir minimumų sąlygos.
5. Kodėl nestebimas spektras centriniame maksimume?

LITERATŪRA

[1], p. 152-164.

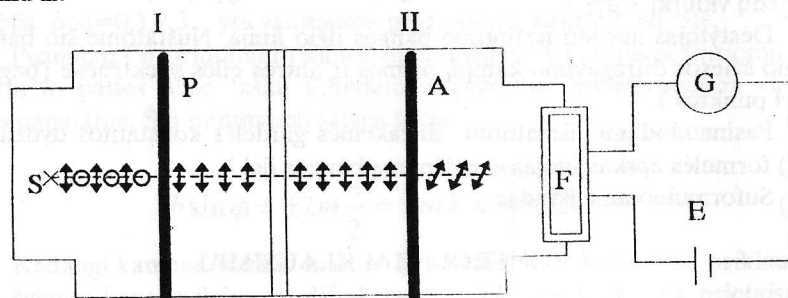
[8], p. 42-48.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 14

MALIAUS DĖSNIŲ PATIKRINIMAS

TIKSLAS: ištirti šviesos poliarizacijos reiškinį, nustatyti praėjusios šviesos pro poliarizatorių poliarizacijos laipsnį, patikrinti Maliaus dėsnį.

PRIEMONĖS: įrenginys Maliaus dėsnio patikrinti (1 pav.). Jį sudaro du cilindrai. Pirmame cilindre yra natūralios šviesos šaltinis S ir poliaroidas P - poliarizatorius. Antrame cilindre įdėtas kitas poliaroidas A - analizatorius ir fotovarža F. Ji nuosekliai sujungta su galvanometru G ir maitinimo šaltiniu E.



1 pav.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Šviesos poliarizacijos reiškinys aiškinamas šviesos bangine prigimtimi. Šviesa - tai skersinė elektromagnetinė banga, kurioje elektrinio $\vec{E}$ ir magnetinio $\vec{H}$ laukų stiprumo vektoriai yra statmeni tarp savęs ir statmeni bangos sklaidimo krypčiai $\vec{v}$. Šaltinio sklaidžiama šviesa - tai daugybės atomų išspinduliuotų elementarių bangų visuma. Šių bangų $\vec{E}$ ir $\vec{H}$ kryptys įvairiai orientuotos sklaidimo krypties atžvilgiu. Jei visos vektoriaus $\vec{E}$ (tuo pačiu ir $\vec{H}$) kryptys yra lygiavertės, tokia šviesa vadinama natūraliąja arba nepoliarizuotąja šviesa. Jei šviesos pluoštelyje vyrauja kokios nors krypties virpesiai, turime dalinai poliarizuotą šviesą. Ją apibūdina poliarizacijos laipsnis P_s :

$$P_s = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1)$$

čia $I_{\max}$ ir $I_{\min}$ - didžiausias ir mažiausias šviesos intensyvumas, atitinkantis dvi viena kitai statmenas vektoriaus $\vec{E}$ kryptis.

Tiesiai poliarizuota šviesa yra tokia, kurioje elektrinio vektoriaus $\vec{E}$ virpėjimai vyksta visą laiką viena kryptimi. Plokštuma, nubrėžta per šviesos bangos sklaidimo kryptį ir vektorių $\vec{E}$, vadinama poliarizacijos plokštuma.

Optinė sistema, skirta šviesai tiesiai poliarizuoti, vadinama poliarizatoriumi. Tai gali būti iš turmalino kristalo išpjauta plokštelė. Ji praleidžia tik vienos elektrinio vektoriaus $\vec{E}$ virpesių krypties bangas. Poliarizatoriai skirti poliarizuotai šviesai tirti vadinami analizatoriais. Sukant analizatorių, pro jį praėjusios šviesos intensyvumas kinta. Šviesa pro jį visai nepraeina, kai poliarizatoriaus P ir analizatoriaus A praleidžiamų šviesos bangų $\vec{E}$ vektoriai yra statmeni. Maliaus dėsnis nusako pro analizatorių praėjusios šviesos intensyvumo I priklausomybę nuo kampo tarp poliarizatoriaus ir analizatoriaus poliarizacijos plokštumų φ :

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (2)$$

čia I_0 - analizatorių kritusios šviesos intensyvumas.

Natūrali šviesa iš šaltinio S (1 pav.) patenka į poliarizatorių P. Jame šviesos spindulys dvejopai lūžta, t.y. išsiskaido į du spindulius, poliarizuotus tarpusavyje statmenose plokštumose, sklindančius skirtingais greičiais ir skirtingomis kryptimis. Vienas iš šių spindulių stipriai sugeriamas. Pro poliarizatorių praėjusi šviesa yra tiesiai poliarizuota. Toliau šviesa praeina pro analizatorių A, apšviečia fotovaržą F ir joje sukelia vidinį fotoefektą. Dėl to grandinėje atsiranda fotosrovė, kuri registruojama galvanometru G.

Analizatorius A yra sujungtas su antruoju cilindru, kuris gali sukisti apie optinę ašį, sutampančią su cilindro simetrijos ašimi. Cilindro paviršiuje yra skalė sugraduota laipsniais. Joje atskaitomas analizatoriaus posūkio kampas.

Praėjusios analizatorių šviesos stiprumas didžiausias, kai kampas tarp poliarizatoriaus ir analizatoriaus pagrindinių plokštumų $\varphi = 0^\circ$. Kai kampas $\varphi = 90^\circ$, analizatorius poliarizuotos šviesos nepraleidžia ir praėjusios analizatorių šviesos intensyvumas yra mažiausias.

Elektros srovė i fotovaržos grandinėje proporcinga pro analizatorių praėjusios šviesos intensyvumui I:

$$i = k_1 I \quad (3)$$

Panaudojus Maliaus dėsnį (2) gaunama:

$$i = k_1 I_0 \cos^2 \varphi$$

Iš poliarizatoriaus išėjusios šviesos intensyvumas nekinta, tai ir sandauga $k_1 I_0$ pastovi, t.y. $k_1 I_0 = k$ ir

$$i = k \cos^2 \varphi \quad (4)$$

Taigi, jei iš matavimo duomenų gaunama, kad elektros srovė fotovaržos grandinėje tiesiog proporcinga kampo tarp poliaroidų pagrindinių plokštumų kosinuso kvadratui, tai reiškia, kad Maliaus dėsnis yra teisingas. Šiuo atveju grafinę priklausomybę $i = f(\cos^2 \varphi)$ vaizduoja tiesė.

BANDYMO EIGA

1. Sujungiama įrenginio Maliaus dėsnui tikrinti schema (1 pav.).
2. Sukant antrąjį cilindrą (analizatorių) surandama padėtis, atitinkanti didžiausią fotosrovės reikšmę $i_{\max}$. Šiuo atveju kampas tarp poliarizatoriaus ir analizatoriaus pagrindinių plokštumų lygus nuliui ($\varphi = 0^\circ$). Atskaitomas cilindro skalėje šią padėtį atitinkantis kampas α_0 . Galvanometru išmatuojama srovės reikšmė $i_{\max}$.
3. Pasukant analizatorių kas $\Delta\alpha = 10^\circ$, užrašomas kampas tarp poliarizatoriaus ir analizatoriaus pagrindinių plokštumų

$$\varphi_j = \alpha_j - \alpha_0 = j\Delta\alpha$$

ir atitinkamas fotosrovės stiprumas i_j ($j = 0, 1, 2, 3, \dots, 9$). Taigi kampas φ keičiamas nuo 0° iki 90° .

4. Kai $\varphi = 90^\circ$, fotosrovė grandinėje minimali $i_{\min}$, nes fotovarža mažai apšviesta, kadangi praeina analizatorių tik kritusi į jį nepoliarizuotos šviesos dalis. Dėl kampo α paklaidų ši padėtis nevisada sutampa su skalės parodymu $\alpha = \alpha_0 + 90^\circ$. Taigi šiek tiek pasukinėjant analizatorių, surandamas kampas α' atitinkantis $i_{\min}$ ($\varphi = 90^\circ$). Dabar atvirkščia eiga

mažinant kampą φ iki 0° kas 10° užrašomos fotosrovės reikšmės i_j .

5. Vienodoms kampo φ_j reikšmėms apskaičiuojamos srovės vidutinės reikšmės $\langle i_j \rangle$.

6. Panaudojus iš (3) sąryšio išreikštus šviesos intensyvumus $I_{\max} = \frac{i_{\max}}{k_1}$ ir

$$I_{\min} = \frac{i_{\min}}{k_1} \text{ bei (1) formulę, apskaičiuojamas šviesos poliarizacijos laipsnis:}$$

$$P_s = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}}$$

7. Jei $P_s < 1$, šviesa dalinai poliarizuota. Tuomet apskaičiuojamos fotosrovės, atsiradusios tik dėl poliarizuotos šviesos poveikio, reikšmės i_{pj} :

$$i_{pj} = \langle i_j \rangle - \langle i_{\min} \rangle, (j = 0, 1, 2, 3, \dots, 9)$$

8. Apskaičiuojamos $\cos^2 \varphi_j$ reikšmės.

9. Matavimų ir skaičiavimų rezultatai surašomi į lentelę:

j	φ_j	i_j	i'_j	$\langle i_j \rangle$	i_{pj}	$\cos^2 \varphi_j$
0	0°	$i_{\max}$	$i_{\max}$	$\langle i_{\max} \rangle$		1
1	10°					
2	20°					
...						
9	90°	$i_{\min}$	$i_{\min}$	$\langle i_{\min} \rangle$	0	0

10. Bandymo rezultatai pavaizduojami grafiškai $i_p = f(\cos^2 \varphi)$.

11. Pagal gautą grafiką suformuluojama išvada apie Maliaus dėsnio galiojimą.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Apibūdinkite natūraliąją ir polirizuotąją šviesą.
2. Šviesos poliarizacijos būdai.
3. Poliaroido veikimo principas.
4. Suformuluoti Maliaus dėsnį.
5. Kaip eksperimentiškai įsitikinama Maliaus dėsnio teisingumu?

LITERATŪRA

[1], p. 178-186.

[8], p. 62-73.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 15

CUKRAUS KONCENTRACIJOS NUSTATYMAS POLIARIMETRU

TIKSLAS: susipažinti su poliarimetro veikimu, nustatyti cukraus tirpalo savitąjį sukimo gebą ir nežinomą cukraus koncentraciją tirpale.

PRIEMONĖS: poliarimetras, žinomos ir nežinomos koncentracijos tirpalai, liniuotė arba slankmatis.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Šviesa yra skersinė elektromagnetinė banga. Joje elektrinio lauko stiprumo vektorių $\vec{E}$ ir magnetinio lauko stiprumo vektorių $\vec{H}$ virpesiai vyksta plokštumoje statmenoje bangos sklaidimo krypčiai. Šie vektoriai visada tarp savęs statmeni, todėl pakanka nagrinėti virpesius tik vieno iš jų. Dažniausiai pasirenkamas $\vec{E}$ vektorius, nes sąveikaujant šviesai su medžiaga, didesnę poveikį jai sukelia elektrinio lauko virpesiai.

Šviesa, kurios elektrinio lauko stiprumo vektorių $\vec{E}$ virpesiai vyksta vienoje plokštumoje, vadinama tiesiai poliarizuota. Ši plokštuma vadinama poliarizacijos plokštuma (senesniuose vadovėliuose poliarizacijos plokštuma buvo vadinama $\vec{H}$ virpesių plokštuma). Sklindant šviesai optiškai aktyviomis medžiagomis šviesos bangos elektrinio vektorių $\vec{E}$ (tuo pačiu ir $\vec{H}$ vektorių) virpesių plokštuma pasukama. Šis reiškinys vadinamas poliarizacijos plokštumos sukimu. Optiniu aktyvumu pasižymi kvarcas, gryniję skysčiai - terpentinas, nikotinas, cukraus ir gliukozės vandeniniai tirpalai ir kt.

Šviesos poliarizacijos plokštumos posūkio kampas φ yra proporcingas šviesos spindulio kelio ilgiui l joje medžiagoje:

$$\varphi = \alpha l, \quad (1)$$

čia α yra sukamoji geba, priklausanti nuo medžiagos prigimties, šviesos bangos ilgio ir temperatūros. Sukamoji geba α skaitine verte lygi kampui, kuriuo pasuka poliarizacijos plokštumą optiškai aktyvi medžiaga, nuskildus šviesai joje 1 m ilgio kelią.

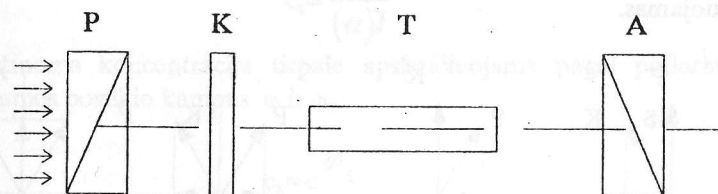
Sklindant šviesai optiškai aktyviais tirpalais, poliarizacijos plokštumos posūkio kampas φ yra proporcingas tirpalo sluoksnio storiui l ir tirpalo koncentracijai c :

$$\varphi = (\alpha)cl, \quad (2)$$

čia (α) tirpalo savitoji sukimo geba.

Savitoji sukimo geba (α) skaitmeniškai lygi poliarizacijos plokštumos posūkio kampui nuskildus šviesai 1 m ilgio kelią vienetinės koncentracijos tirpale.

Šviesos poliarizacijos plokštumos posūkio kampas matuojamas pusšėšėliniu poliarimetru. Supaprastinta poliarimetro optinė schema pavaizduota 1 pav.



1 pav.

Lygiagrečių spindulių pluoštelis krinta į poliarizatorių P. Jame šviesa tiesiai poliarizuojama. Toliau poliarizuota šviesa praeina kvarco plokštelę K, tirpalą T, analizatorių A ir apšviečia stebėjimo lauką. Kvarco plokštelė dengia tik centrinę šviesos srauto dalį. Pro ją praėjusios šviesos poliarizacijos plokštuma bus pasukta kampu γ . Taigi, praėjus šviesai kvarco plokštelę, šviesos srauto centrinė dalis ir kraštai bus poliarizuoti skirtingose plokštumose. Todėl matymo laukas pasidalins į tris dalis, kurių apšviestumas priklausys nuo kampo tarp šviesos poliarizacijos plokštumos ir analizatoriaus poliarizacijos plokštumos φ . Pagal Maliaus dėsnį praėjusios šviesos analizatorių intensyvumas:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

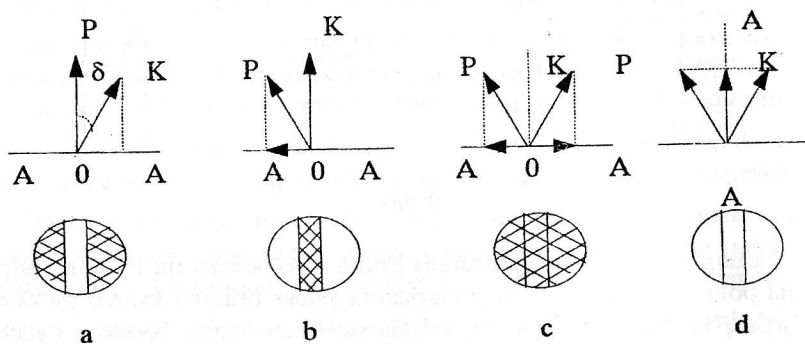
čia I_0 - į analizatorių kritusios šviesos intensyvumas.

Jei sukančiam analizatorių, jo poliarizacijos plokštuma AA yra statmena poliarizacijos plokštumai OP ($AA \perp OP$, 2 pav. a atvejis), t. y. poliarizatorių ir analizatorių sukryžiuoti ($\varphi = 90^\circ$), laukelio kraštai tamsūs. Jei $AA \perp OK$, tuomet laukelio vidurys neapšviestas (2 pav. b atvejis). OK nurodo pro kvarco plokštelę praėjusios šviesos poliarizacijos

plokštumą. Jei plokštuma AA statmena kampo POK pusiaukampinei (2 pav. c atvejis) arba su ja sutampa (2 pav. d atvejis), visi laukeliai vienodai apšviesti.

Poliarimetras suderintas pusšėšėliui, kai analizatoriaus poliarizacijos plokštuma statmena POK kampo pusiaukampinei (2 pav. c atvejis). Tuomet laukeliai silpnai apšviesti ir nežymūs analizatoriaus posūkiai sukelia pastebimus laukelių apšviestumų pakitimus.

Taigi, suderinus poliarimetą pusšėšėliui, įdedama kiuvetė su optiškai aktyviu tirpalu. Dėl to šviesos srautų poliarizacijos plokštumos pasukamos kampu φ ir laukelių apšviestumai išsiskiria. Laukelių apšviestumai vėl susivienodina, pasukant analizatorių tuo pačiu kampu φ , kuris ir išmatuojamas.



2 pav.

BANDYMO EIGA

1. Išėmus iš poliarimetro kiuvetę, okuliaras sufokusuojamas taip, kad būtų aiškiai matomos laukelių dalijančios linijos.
2. Sukant analizatorių, poliarimetras suderinamas pusšėšėliui, - t. y. visi laukeliai silpnai, bet vienodai apšviesti. Pagal skalės parodymus nustatoma nulinės padėties reikšmė φ_0 .
3. Į poliarimetą įdedama kiuvetė su žinomos koncentracijos cukraus tirpalu. Laukelių apšviestumas vėl suvienodinamas pasukant analizatorių. Iš skalės parodymų surandamas kampas φ' . Poliarizacijos plokštumos posūkio kampas φ lygus :

$$\varphi = \varphi' - \varphi_0.$$

4. Slankmačiu ar liniuote išmatuojamas tirpalo sluoksnio storis l.
5. Iš (2) formulės apskaičiuojama tirpalo savitoji sukimo geba (α):

$$(\alpha) = \frac{\varphi}{lc}. \quad (4)$$

6. Į poliarimetą įdedama kiuvetė su nežinomos koncentracijos tirpalu c_x ir 3,4 punktuose nurodytu būdu nustatomas poliarizacijos plokštumos posūkio kampas φ_x . Iš (2) formulės apskaičiuojama tirpalo koncentracija c_x :

$$c_x = \frac{\varphi_x}{(\alpha)l}. \quad (5)$$

7. Nežinoma koncentracija tirpale apskaičiuojama pagal poliarizacijos plokštumos posūkio kampus φ ir φ_x :

$$c_x = c \frac{\varphi_x}{\varphi}. \quad (6)$$

8. Įvertinamos c_x paklaidos, palyginamos pagal (5) ir (6) formules surastos nežinomos koncentracijos reikšmės tirpale.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Kokia šviesa vadinama natūraliąja ir kokia tiesiai poliarizuota.
2. Poliarizuotos šviesos gavimo būdai.
3. Poliarizacijos plokštumos sukimas. Optiškai aktyvios medžiagos.
4. Poliarimetro veikimo principas.

LITERATŪRA

- [1], p. 178-186.
[8], p. 62-73.

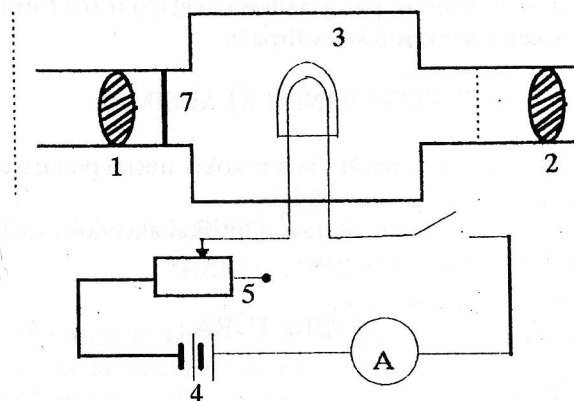
LABORATORINIS DARBAS Nr. 16

ŠILUMINIO SPINDULIAVIMO TYRIMAS IR TEMPERATŪROS MATAVIMAS OPTINIU PIROMETRU

DARBO TIKSLAS: optiniu pirometru išmatuoti įkaitinto kūno temperatūrą ir nustatyti Stefano-Bolcmano konstantą.

DARBO PRIEMONĖS: nykstamojo siūlo pirometras, kaitinamoji lempa, ampermetras, voltmėtras, maitinimo šaltinis.

Temperatūros matavimo optiniu pirometru principas pagrįstas įkaitinto kūno spalvos ir švytėjimo intensyvumo palyginimu su etaloninės lemputės siūlo švytėjimu. Pirometrą (1 pav.) sudaro okuliaras 1 ir objektyvas 2, lemputė 3, kurios grandinėje yra srovės šaltinis 4, reostatas 5 ir ampermetras 6. ampermetras sugraduotas ne srovės, o jos įkaitinto siūlelio temperatūros vienetais. Švytėjimas sulyginamas reostatu 5, raudonojo filtro ($\lambda=0.65\mu\text{m}$) šviesoje. Matuojant temperatūrą didesnę negu 1400°C , pastatomas matinis filtras 7 ir temperatūra stebima kitoje skalėje.



1 pav.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

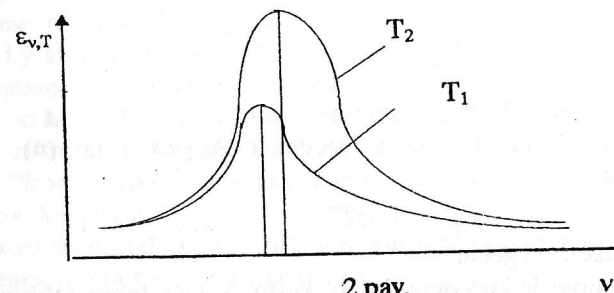
Kūnai, įkaitinti iki pakankamai aukštos temperatūros švyti, t.y. spinduliuoja elektromagnetines bangas. Toks spinduliavimas vadinamas šiluminiu. Pagrindinė šiluminio spinduliavimo savybė, kuri nebūdinga kitų

rūšių spinduliams, yra jo pusiausvyros pobūdis. Išspinduliuojamų elektromagnetinių bangų spektrinė sudėtis ir intensyvumas priklauso nuo temperatūros.

Šiluminį spinduliavimą apibūdina spinduliavimo srautas $\Phi_{v,T}$, t.y. energijos kiekis išspinduliuojamas iš ploto vieneto per laiko vienetą dažnių intervale nuo ν iki $d\nu$. Pastarasis priklauso nuo spinduliuojamo kūno temperatūros ir dažnio (arba bangos ilgio). Energijos srautą, kurį visomis kryptimis spinduliuoja tam tikrame dažnio intervale kūnas, esantis tam tikroje temperatūroje, apibūdina spinduliavimo geba $\epsilon_{\nu,T}$. Spinduliavimo geba - tai energijos srautas, kurį kūnas išspinduliuoja iš ploto vieneto visomis kryptimis vienetiniame dažnio intervale:

$$\epsilon_{\nu,T} = \frac{d\Phi_{\nu,T}}{d\nu}, \quad (1)$$

Ekspimentiškai stebima spinduliavimo gebos $\epsilon_{\nu,T}$ priklausomybė nuo dažnio esant temperatūroms T_1 ir T_2 pavaizduota 2 pav.



2 pav.

Suminis spinduliavimo srautas visame dažnio intervale vadinamas integraline spinduliavimo geba $\epsilon_{v,T}$ ir apskaičiuojamas pagal formulę:

$$\epsilon_T = \int_0^{\infty} d\Phi_{\nu,T} = \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu,T} d\nu. \quad (2)$$

Visi kūnai daugiau ar mažiau sugeria krintančią į juos elektromagnetinių bangų energiją. Jei į kūno paviršiaus ploto vienetą per laiko vienetą krinta spinduliavimo energijos srautas $d\Phi_a$, sugertos ir krintančios energijų santykis vadinamas sugėrimo geba:

$$A_{v,T} = \frac{d\Phi_a}{d\Phi} \quad (3)$$

Didžiausia sugėrimo geba gali būti lygi vienetui ($A_{v,T}=1$). Tokie kūnai vadinami absoliučiai juodaisiais.

B. Stefanas ir L. Bolcmanas nustatė dėsnį, susiejantį absoliučiai juodojo kūno integralinę spinduliavimo gebą su temperatūra:

$$\varepsilon_T = \sigma T^4, \quad (4)$$

čia $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$ - Stefano-Bolcmano konstanta.

V. Vynas nustatė dėsnį, kuris teigia, kad dažnis atitinkantis absoliučiai juodojo kūno spinduliavimo gebos maksimumą, yra tiesiai proporcingas jo absoliutinei temperatūrai:

$$\nu_{\max} = bT. \quad (5)$$

Bangos ilgis, atitinkantis spinduliavimo gebos maksimumą atvirkščiai proporcingas temperatūrai:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (6)$$

čia $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ mK}$ - Vyno konstanta.

Jei kūnas yra ne absoliučiai juodas ($A_{v,T} < 1$) tai (4) formulę perrašoma taip:

$$\varepsilon_T = A \cdot \sigma T^4 \quad (7)$$

čia A - kūno sugėrimo geba.

Absoliučiai juodojo ir kiekvieno kūno, kurio $A_{v,T} < 1$ temperatūros, esant vienodam švytėjimo intensyvumui bus skirtingos. Norint rasti tikrąją kūno temperatūrą reikia žinoti spinduliuojančio kūno juodumo koeficientą, nusakomą sugėrimo geba $A_{v,T}$. Tikroji spinduliuojančio kūno temperatūra T apskaičiuojama pagal pridėtą lentelę (t_r - išmatuota ryškinė temperatūra).

Jcigu įkaitęs kūnas, turintis temperatūrą T yra aplinkoje, kurios temperatūra T_0 , jo spinduliavimo geba

$$\varepsilon_T = A\sigma(T^4 - T_0^4) \quad (8)$$

Jei kūną, kurio temperatūra matuojama, kaitiname elektros srove I , o ją sukelia įtampa U , tai kūno paviršiaus ploto vieneto spinduliavimo geba

$$\varepsilon_T = \frac{I \cdot U}{S} \quad (9)$$

Iš (8) ir (9) gauname Stefano-Bolcmano konstantos išraišką:

$$\sigma = \frac{IU}{AS(T^4 - T_0^4)} \quad (10)$$

Norint nustatyti Stefano-Bolcmano konstantą σ , reikia išmatuoti elektrinės grandinės parametrus I, U ir spinduliuojančio kūno bei aplinkos temperatūras T ir T_0 .

BANDYMO EIGA

1. Paruošiame darbui optinį pirometrą. Įjungiamo pirometro kaitinimo šaltinį; ampermetro rodyklė rodo "0". Sukant diską 5 pagal laikrodžio rodyklę įjungiamo pirometro varžą. Per okuliarą stebime pirometro lempučių siūlą, kuris pastebimas, kai jo temperatūra yra apie 500°C . Įjungiamo raudoną filtrą (matinis filtras išjungtas). Keičiant okuliario padėtį, t.y. stumdant jo vamzdelį, gauname ryškų lempučių siūlo vaizdą.
2. Įjungiamo kaitinimo lempos, kurios siūlelio temperatūrą matuosime, maitinimo šaltinį ir sudarome nedidelę įtampą, kad lempučių silpnai šviestų.
3. Pirometro objektyvą nukreipiame į kaitinimo siūlą ir nustatome ryškų vaizdą. Pirometrą pastatome taip, kad jo lempučių siūlas uždengtų tiriamos kaitinimo lempos siūlą.
4. Dėstytojas nurodo srovės didumus, kuriems esant matuojama lempučių siūlo temperatūra t_r (5 - 6 matavimai).
5. Matavimo duomenis (I -srovės stiprumą, U -įtampą, t_r -išmatuotą pirometru temperatūrą) surašome į lentelę. Nustatome tikrąją temperatūrą T pagal išmatuotą pirometru t_r ir darbo vietoje pateiktą lentelę.
6. Pagal (10) formulę apskaičiuojame Stefano-Bolcmano konstantą σ ($A=0,85$).
7. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Šiluminis spinduliavimas ir jo savybės.
2. Šiluminio spinduliavimo charakteristikos: spinduliavimo ir sugėrimo geba, integralinė spinduliavimo geba.

3. Šiluminio spinduliavimo dėsniai.
4. Energijos pasiskirstymas absoliučiai juodojo kūno spinduliavimo spektre.
5. Planko matinio spinduliavimo hipotezė. Planko formulė.
6. Optinio pirometro veikimo principas.

LITERATŪRA

- [1], p. 3-7.
 [2], p. 5-12.
 [4], p. 241-259.
 [10], p. 3-7.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 17

IŠORINIO FOTOEFEKTO DĖSNINGUMŲ TIKRINIMAS

TIKSLAS: susipažinti su išoriniu fotoefektu, patikrinti soties fotosrovės priklausomybę nuo katodo apšviestumo.

PRIEMONĖS: vakuuminis fotoelementas, šviesos šaltinis, mikroampermetras, voltmetras, liniuotė, nuolatinės įtampos šaltinis, jungiklis.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

H. Gercas 1887 m. tyrinėdamas elektromagnetinių bangų generavimą, nustatė, kad veikiant šviesai iš medžiagos paviršiaus išlekia elektronai. Šis reiškinys vadinamas išoriniu fotoefektu. Dėsningumus ištyrė A. Stoletovas. Apibendrinus eksperimentinius rezultatus nustatyti šie dėsningumai:

1. Pastoviai šviesos šaltinio spinduliuojamos šviesos, sukeliančios fotoefektą, spektrinei sudėčiai, išlėkusių elektronų skaišius per laiko vienetą yra proporcingas katodo apšviestumui.

2. Išlėkusių elektronų didžiausia kinetinė energija nepriklauso nuo katodo apšviestumo, o priklauso nuo fotoefektą sukėlusios šviesos bangos ilgio (dažnio).

3. Egzistuoja fotoefektą sukelti didžiausias bangos ilgis (mažiausias dažnis), vadinamas fotoefekto raudonąja riba, priklausantis nuo katodo medžiagos.

Eksperimentiniai faktai, kad išlėkusių elektronų energija nepriklauso nuo krintančios šviesos intensyvumo (katodo apšviestumo), o priklauso nuo bangos ilgio ir egzistuoja minimalus krintančios į katodą šviesos dažnis, sukeliantis fotoefektą, yra aiškinami kvantinės mechanikos požiūriu. Kvantinę fotoefekto teoriją sukūrė A. Einšteinas. Pritaikęs Planko hipotezę apie kvantinę elektromagnetinių bangų spinduliavimo ir sugėrimo pobūdį, jis užrašė fotoefekto lygtį:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (1)$$

čia $h\nu$ - sugerto kvanto energija, h - Planko konstanta, m - elektrono masė, $v_{\max}$ - išlėkusio elektrono didžiausias greitis, A - elektrono išlaisvinimo iš katodo paviršiaus darbas, priklausantis nuo medžiagos

rūšies, t. y. minimali energija, kurią reikia suteikti elektronui, kad jis išlėktų iš katodo paviršiaus. Einšteino lygtis fotoefektui (1) išreiškia energijos išsilaikymo dėsnį, įskaitant hipotezę, kad elektromagnetinio lauko energija sugerama apibrėžtomis porcijomis- kvantais, kurių energija proporcinga dažniui. Iš (1) plaukia, kad minimali fotoefektą sukelti kvanto energija:

$$h\nu_r = A \quad (2)$$

$$\text{ir} \quad \nu_r = \frac{A}{h} \quad (3)$$

Žinant išlaisvinimo darbą A , iš (3) apskaičiuojame fotoefekto raudonosios ribos dažnį ν_r .

Iš fotoefekto dėsningumo, kad išlėkusių elektronų per laiko vienetą skaičius proporcingas katodo apšviestumui, kai nesikeičia krintančios šviesos spektrinė sudėtis, plaukia, kad voltamperinėje fotoefekto charakteristikoje stebima soties srovė yra proporcinga katodo apšviestumui, t. y.

$$i_s \sim E \quad (4)$$

Taškinio šviesos šaltinio atveju

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha, \quad (5)$$

čia I -šaltinio šviesos stiprumas, r -jo atstumas nuo katodo paviršiaus, α -kampas tarp normalės ir krintančio į katodo paviršių šviesos spindulio. Jei spinduliai krinta statmenai į katodą ($\alpha=0$), tai

$$E = \frac{I}{r^2}, \quad (6)$$

ir pagal (4)

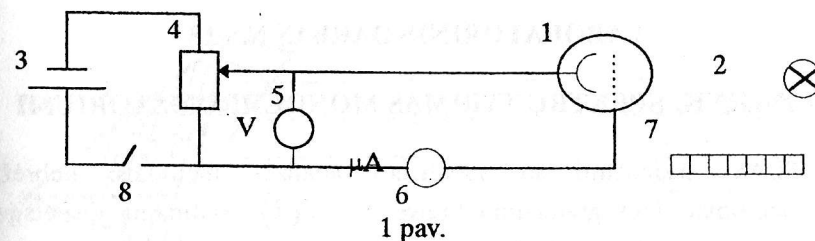
$$i_s \sim \frac{I}{r^2} \quad (7)$$

Pastoviam I (šviesos šaltinis ir jo maitinimo įtampa nekinta):

$$i_s \sim \frac{1}{r^2}, \quad (8)$$

t. y. soties fotosrovės stipris atvirkščiai proporcingas šviesos šaltinio atstumo nuo katodo kvadratai.

Ekspirimentiškai (8) priklausomybę tikriname matavimo įrenginiu, kurio schema pavaizduota 1 pav.



1 - vakuuminis fotoelementas, 2 - šviesos šaltinis, 3 - nuolatinės įtampos šaltinis, 4 - įtampos daliklis, 5 - voltmetas, 6 - mikroampermetras, 7 - liniuotė, 8 - jungiklis.

BANDYMO EIGA

1. Prieš pradėdant matuoti patikriname 1 pav. pateiktą schemą.
2. Esant didžiausiam apšviestumui (mažiausiam r , kurį nurodo dėstytojas), išmatuojame fotosrovės priklausomybę nuo įtampos tarp katodo ir anodo.
3. Nubrėžiame voltamperinę charakteristiką $i=f(V)$.
4. Iš voltamperinės charakteristikos nustatome įtampos, kuriai esant fotosrovė įsisotina, didumą.
5. Sudarius tokią įtampą (arba šiek tiek didesnę) išmatuojame fotosrovės priklausomybę nuo atstumo r . Nubrėžiame grafinę priklausomybę

$$i_s = f\left(\frac{1}{r^2}\right).$$

6. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Išorinis fotoefektas.
2. Išorinio fotoefekto tyrimo schema.
3. Išorinio fotoefekto dėsningumai.
4. Einšteino lygtis fotoefektui.
5. Elektronų išlaisvinimo darbas.
6. Fotoefekto raudonoji riba, jos nustatymo būdai.

LITERATŪRA

- [2], p. 12-17.
[10], p. 7-9, 12-13.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 18

LINIJINIŲ SPEKTRŲ TYRIMAS MONOCHROMATORIUMI

TIKSLAS: susipažinti su spektrinės analizės metodais; nubrėžti monochromatoriaus gradavimo kreivę $n = f(\lambda)$, vadinamą dispersijos kreive; pagal gradavimo kreivę rasti nežinomo spektro linijų bangų ilgius; lyginant išmatuotus bangų ilgius su nurodytais atlase, nustatyti nežinomą medžiagą.

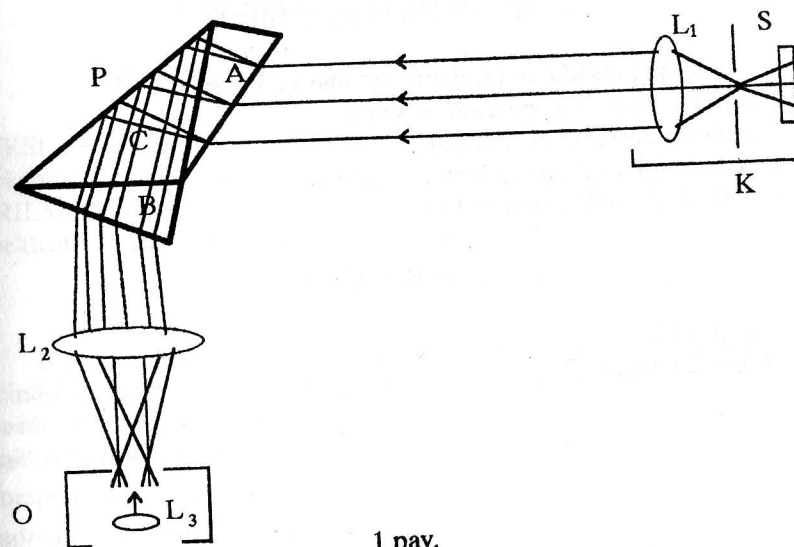
PRIEMONĖS: linijinio spektro šaltinis (neono lempa), monochromatorius, neono spektro atlasas, spektrinių linijų atlasas, nežinomo spektro šaltinis.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Darbe tiriamas linijinis emisijos spektras. Šie spektrai sudaryti iš atskirų spalvotų linijų. Juos skleidžia įkaitusios vienatomės dujos ir metalų garai. Tiriame monochromatoriumi YM - 2. Jį sudaro kolimatorius K (1 pav.): viename jo gale yra plyšys S, kitame - lęšis L_1 , kurio židinyje sutampa su plyšiu. Kolimatorius K skleidžia lygiagrečių spindulių pluoštą. Iš kolimatoriaus lygiagrečių spindulių pluoštelis patenka į disperguojančią sistemą P, sudarytą iš dviejų 30° kampo disperguojančių prizmių A ir B, veikiančių kartu kaip viena 60° kampo prizmė, ir vienos visiško vidaus atspindžio prizmės C, kuri spindulių kryptį pakeičia 90° .

Prizmė P šviesą išskaido į spektrą. Be to, išėję iš įvairių prizmės vietų vienodo bangos ilgio spinduliai yra lygiagretūs, todėl lęšis L_2 juos surenka į vieną juostelę šio lęšio židinio plokštumoje.

Lęšis L_3 veikia kaip lupa ir padidina spektro vaizdą. Sukant monochromatoriaus būgną, sukasi prizmė P ir į lęšį L_3 patenka vis kitų ilgių prizmės P išskaidyta šviesa. Ant monochromatoriaus būgno yra mikrometrinės padalos. Sukant būgną, keičiasi linijos, patenkančios į okuliaro žiūronėlį ir galima bet kurią iš jų sutapatinti su žiūronėlio siūleliu, kartu pažymint ją atitinkantį instrumento parodymą.



1 pav.

DARBO EIGA

Prieš monochromatoriaus plyšį pastatome žinomą šviesos šaltinį (neoninę lempą). Reguluodami okuliarą O, gauname ryškų spektrą. Lygindami gauto spektro linijų spalvą ir atstumą tarp jų su duotu spektro atlasu, nustatome tas pačias linijas abiejuose spektruose. Sutapatiname siūlelį su ryškesnėmis linijomis ir užrašome jų bangų ilgius (iš atlaso) bei mikrometro parodymus. Taip išmatuojame 10 - 12 spektro linijų ir duomenis surašome į lentelę. Pagal juos brėžiame monochromatoriaus gradavimo kreivę $n = f(\lambda)$. Prieš monochromatoriaus plyšį statome nežinomą šviesos šaltinį. Išmatuojame kelis jo spektro linijas atitinkančius mikrometro parodymus ir pagal gradavimo kreivę nustatome bangų ilgius. Lygindami rastus bangų ilgius su ilgiais, būdingais atskiriems elementams, nustatome, kokiam elementui priklauso išmatuotos linijos. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Linijinių spektrų kilmė, vandenilio atomo spektras.
2. Juostiniai ir ištisiniai spektrai, jų kilmė.
3. Emisijos ir absorbcijos spektrai.
4. Kokybinė ir kiekybinė spektrinės analizės.
5. Darbo eiga ir laukiami rezultatai.

LITERATŪRA

[1], p. 14-24.

[2], p. 20-24, 92-97.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 19

KOKYBINĖ SPEKTRINĖ ANALIZĖ STILOMETRU

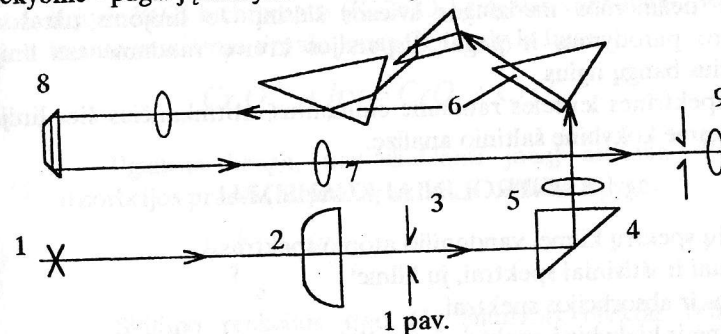
TIKSLAS: išmokti naudotis stilometru, atlikti tiriamojo šviesos šaltinio kokybinę spektrinę analizę.

PRIEMONĖS: stilometras, linijinio sektro šviesos šaltinis, spektrų atlasas, spektrinių linijų lentelė ir nežinomo spektro šaltinis.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Į prizmę krintas šviesos spindulys išskaidomas į daugelį spalvotų spindulių (spektrą). Skaidymas aiškinamas tuo, kad baltas šviesos spindulys susideda iš spalvotų spindulių: kiekvieną spalvą atitinka tam tikras bangos ilgis, o prizmės medžiagos lūžio rodiklis skirtingas kiekvienai baltos šviesos komponentei. Lūžio rodiklio kitimo funkcija nuo bangos ilgio $n = f(\lambda)$ vadinama tos medžiagos dispersija.

Paprasčiausias prietaisas, kuriame dispersija naudojama spektrui gauti, yra spektroskopas. Šiame darbe spektroskopo funkciją atlieka tikslesnis prietaisas - stilometras (1 pav.). Juo aliekamos metalų ir jų lydinių kokybinės ir kiekybinės analizės spektrinės analizės metodu. Kokybinė spektrinė analizė atliekama pagal spektro linijų dažnius, o kiekybinė - pagal jų santykinius intensyvumus.



Optinė stilometro schema (1. pav.). Šviesa iš šaltinio 1 kondensoriumi 2 siunčiama į plyšį 3. Praėjus prizmą 4, šviesos pluoštelis patenka į kolimatoriaus objektyvą 5 ir toliau dispersuojančios prizmės 6 išskaido jį į spektrą. Tikrąjį spektro vaizdą fokusuoja objektyvas 7. Reikiamą spektro sritį į okuliarą 9 nukreipia prizmė 8.

(Stilometro dalis, neturinti spektroskopo paskirties, nenurodyta. Išsamus prietaiso aprašymas pateiktas priede prie aprašymo ir yra darbo vietoje.).

DARBO EIGA

1. Stilometro plyšį nukreipiame į žinomos medžiagos šviesos šaltinį. Žiūrėdami pro okuliarą 9, turime pamatyti spektrą. Jei spektras neryškus, jo linijos išplitusios, sukinėjame okuliarą, kol spektro linijos pasidaro ryškios. Linijas galima paryškinti sukinėjant prietaiso kairėje pusėje esantį sraigą.
2. Duotoje spektrinėje lentelėje yra aprašytos darbe naudojamo šviesos šaltinio skleidžiamos linijos, nurodyti jų bangų ilgiai. Reikiama spektro sritis nukreipiama į matymo lauką sukinėjant dešinėje pusėje esantį mikrometro sraigą. Visas spektras peržiūrimas, apsukant sraigą kelis kartus. Skalės būgnelyje yra šimtas padalų, paženklinų kas dešimt padalų. Sraigtu pradinę liniją sutapatiname su matymo lauko viduryje esančios juodos juostos, reikalingos fiksuotai linijos pradžiai nustatyti, dešiniu kraštu ir užrašome į lentelę liniją atitinkantį bangos ilgį bei mikrometro skalės parodymą. Po to į tą pačią vietą nukreipiame kitas linijas ir užrašome parodymus.
3. Pagal turimus duomenis nubrėžiame kreivę $n = f(\lambda)$, kuri vadinama dispersijos kreive.
4. Imame nežinomos medžiagos šviesos šaltinį. Jo linijoms užrašome mikrometro parodymus ir pagal dispersijos kreivę randame tas linijas atitinkančius bangų ilgius.
5. Pagal spektrines lenteles randame elementus, atitinkančius šias linijas. Taip atliekame kokybinę šaltinio analizę.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Linijinių spektrų kilmė, vandenilio atomo spektras.
2. Juostiniai ir ištisiniai spektrai, jų kilmė.
3. Emisijos ir absorbcijos spektrai.
4. Kokybinė ir kiekybinė spektrinės analizės.
5. Darbo eiga ir laikiami rezultatai.

LITERATŪRA

[2], p. 20-24, 92-97.

[10], p. 14-24.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 20

PLANKO KONSTANTOS SKAIČIAVIMAS IŠ ABSORBCIJOS SPEKTRO

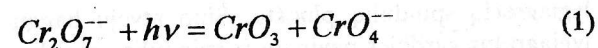
TIKSLAS: susipažinti su difrakcinio monochromatoriaus veikimo principu ir nubrėžti jo absorbcijos kreivę; rasti Planko konstantą.

PRIEMONĖS: monochromatorius, neono spektro atlasas, tirpalas ir šviesos šaltinis.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Vykstant absorbcijai molekulėse arba kietuose kūnuose, t.y. tais atvejais, kai kvantas absorbuojamas tam tikros visumos atomų, visa jo energija arba jos dalis gali būti perduota svyravimams arba molekulės rotaciniams laisvės laipsniams ir sukelti medžiagos cheminius pakitimus, pvz., suskaldyti molekules. Kadangi kvantai yra nedalomi, kiekvieną jų absorbuoja viena molekulė, taigi vienas kvantas gali suskaldyti tik vieną molekulę. Molekulę suskaldyti gali tik absorbuoti kvantai, kurių energija yra ne mažesnė už energiją W_0 , reikalingą molekulei suskaldyti.

Planko konstantai rasti gali būti naudojami įvairūs tirpalai, iš jų ir kalio bichromato ($K_2Cr_2O_7$) tirpalas vandenyje. Šviesos kvanto veikiamas tirpalo jonas Cr_2O_7 skyla taip:



Ilgiausia banga, dar skaldanti joną, atitinka ištisinės absorbcijos pradžią tirpalo spektre. Ji tenkina sąlygą:

$$h \frac{c}{\lambda_0} = W_0 \quad (2)$$

Skilimo reakcijos tipo (1) šiluminis efektas (energija reikalinga suskaldyti 1 kmol.) yra žinomas - $W = 222 \cdot 10^6$ J/kmol. Norint gauti jo dalį W_0 , tenkančią vienai molekulei, reikia jį padalinti iš Avogadro skaičiaus

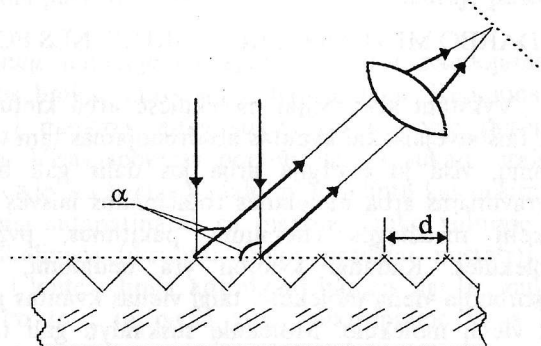
$$N_0 = 6.02 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}, \text{ t.y. } W_0 = \frac{W}{N_0}.$$

Tada iš (2) gauname:

$$h = \frac{W_0 \lambda_0}{c} = \frac{W \lambda_0}{N_0 c}$$

Per tirpalą leidžiamos ir praėjusios šviesos spektras tiriamas difrakciniu monochromatoriumi.

Monochromatoriuje MYM panaudota įgaubta atspindžio gardelė, kuri šviesą išskaido į spektrą ir fokusuoja į plyšio plokštumą. Jos veikimo principą galima suprasti, išnagrinėjus paprastesnę plokščią, atspindžio difrakcijos gardelę (1 pav.).



1 pav.

Tai plokštelė, kurios viename paviršiuje padaryta daug vienodos formos, vienodai vienas nuo kito nutolusių lygiagrečių rėžių. Tarkime, kad gardelę apšviečiame normalės kryptimi lygiagrečių spindulių pluoštą. Šiuo atveju bangų frontas yra lygiagretus gardelės paviršiui ir spinduliai pasiekia vienu laiku, svyruodami vienoje fazėje. Gardelės paviršiaus įbrėžimai juos išskaido įvairiais kampais, t.y. šviesa difraguoja. Difrakcijos centrus galime laikyti koherentiškos šviesos šaltiniais, kurių šviesa interferuoja. Spindulių eigos skirtumas $\Delta = d \sin \alpha$. Tik tenkinant interferencijos maksimumo sąlygą ($\lambda = k \lambda$), šviesos amplitudės susidės. Todėl atspindyje stebima šviesa tik tokiais kampais, kurie tenkina sąlygą:

$$\sin \alpha = \frac{k \lambda}{d}, \quad (4)$$

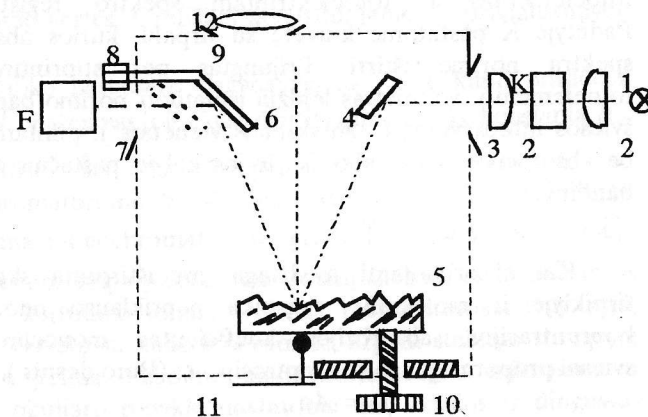
čia $k=0,1,2,3...$ vadinama spektro eile.

Sąryšis (4) rodo, kad išskyrus $k=0$ (nulinės eilės spektrą)

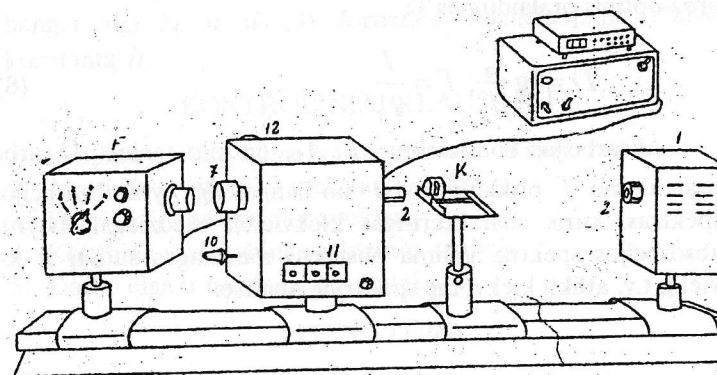
skirtingo bangos ilgio λ šviesa nukryps skirtingais kampais, t.y. gauname spektrą, kurio išplitimas (dispersija) didės, mažinant atstumą tarp rėžių d . Todėl difrakcijos gardelėse stengiasi padaryti kuo daugiau rėžių, pvz. 600, 1200, 2400 ir daugiau kiekviename milimetre. Bendras rėžių skaičius N (gardelės plotis) sąlygoja gardelės skiriamąją galią:

$$R = \frac{\lambda}{d \lambda} = k N. \quad (5)$$

Difrakcinio monochromatoriaus MYM schema pavaizduota 2 pav., o bendras vaizdas 3 pav.



2 pav.



3 pav.

Iš šaltinio 1 lėšiais 2 šviesa nukreipiama į įėjimo plyšį 3. Praėję plyšį ir atsispindėję nuo veidrodžio 4 spinduliai apšviečia igaubtą atspindžio difrakcijos gardelę 5. Difragavusi šviesa, atsispindėjusi nuo veidrodžio 6, fokusuojasi į išėjimo plyšį 7. Rankenėle 8 veidrodį galima patraukti, tuomet šviesa patenka į išėjimo plyšį 9. Sukant rankenėlę 10, gardelę 5 pakreipiama ir į išėjimo plyšį patenka norimo spektro intervalo šviesa, kurios bangos ilgi rodo skaičiai langelyje 11. Spektrui stebėti vizualiai už plyšio 7 arba 9 galima pritvirtinti okuliarą 12, kurį pastumiant priklausomai nuo stebėtojo akies, nustatomas maksimalus ryškumas. Už išėjimo plyšio 7 pastatytas fotoelementas F fotoelektriniam spektro registravimui. Padėtyje K pastatome kiuvetę su tirpalu, kurios absorbcijos spektrą norime ištirti. Prijungtas per stiprintuvą prie fotoelemento voltmetras leidžia išmatuoti norimo bangų ilgio šviesos intensyvumą (santykiniais vienetais), plintant šviesai be absorbcijos pavyzdžio I_0 ir jos kelyje pastčius tiriamąjį bandinį I

$$I = I_0 e^{-\mu} \quad (6)$$

Kai absorbuojanti medžiaga yra ištirpinta skaidriame tirpiklyje ir molekulių sąveika nepriklauso nuo tirpalo koncentracijos, absorbcijos koeficientas monochromatinei šviesai proporcingas jo koncentracijai c (Bero dėsnis):

$$\mu = Ac, \quad (7)$$

čia A-koeficientas, būdingas grynai absorbuojančiai medžiagai. Optiniais prietaisais dažniausiai nustatomas optinis tankis D arba optinis pralaidumas T :

$$D = \lg \frac{I_0}{I}; T = \frac{I}{I_0} \quad (8)$$

Absorbcijos koeficientų μ , A , optinio tankio D arba pralaidumo T priklausomybė nuo bangos ilgio yra absorbcijos spektras, kuris charakteringas kiekvienai medžiagai. Ištyrus absorbcijos spektrą, galima nustatyti medžiagos sudėtį ir jos kiekį, t.y. atlikti kiekybinę spektrinę analizę.

BANDYMO EIGA

1. Ant optinio suolo 30-60 cm atstume nuo įėjimo plyšio 2 pastatome ir įjungiamo ištisinio spektro šviesos šaltinį 1.
2. Prieš išėjimo plyšį 7 pastatome fotoelementą, diafragmos rankenėle parenkame norimą intensyvumą ir nustatome nulinę padėtį (jautris padėtyje 4).
3. Prieš plyšį 2 pastatome kiuvetę su kalio bichromato tirpalu K. Keičiant bangos ilgi nustatytais intervalais išmatuojame voltmetro parodymus (proporcingus šviesos intensyvumui) šviesai einant tiesiog į plyšį ir per bandinį. Rezultatus surašome į lentelę.
4. Naudojant (8) sąryšius apskaičiuojame optinio tankio ir pralaidumo vertes. Grafiškai atvaizduojame T priklausomybę nuo λ .
5. Iš grafiko nustatome bangos ilgi λ_0 , prie kurio prasideda staigus T mažėjimas ir iš (3) apskaičiuojame Planko konstantą h .

PASTABA. Šis darbas gali būti atliekamas ir su monochromatoriumi YM-2. Šiuo atveju kaip ir darbe Nr.18 išbrėžiama monochromatoriaus gradavimo kreivė $n = f(\lambda)$. Po to neono lempa pakeičiama ištisinį spektrą turinčiu šviesos šaltiniu (kaitinimo lempa). Prieš monochromatoriaus plyšį pastatę kiuvetę su kalio bichromato tirpalu stebime trumpųjų bangų sugėrimą. Sukdami monochromatoriaus mikrometrinį sraigą, okuliario rodyklę nustatome ant likusios ir dingusios ištisinio spektro ribos ir užrašome mikrometro parodymą n_0 . Pagal šią n_0 reikšmę iš kreivės $n = f(\lambda)$ nustatome ribinį bangos ilgi λ_0 ir iš (3) formulės išskaičiuojame Planko konstantą h .

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Linijinių spektrų kilmė, vandenilio atomo spektras.
2. Juostiniai ir ištisiniai spektrai, jų kilmė.
3. Emisijos ir absorbcijos spektrai.
4. Kokybinė ir kiekybinė spektrinės analizės.
5. Darbo eiga ir laukiami rezultatai.

LITERATŪRA

[1], p. 170-175.

[10], p. 14-24, 32-35.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 21

TIRPALŲ ABSORBCIJOS SPEKTRŲ TYRIMAS

TIKSLAS: ištirti duotojo tirpalo absorbcijos spektrą, nustatyti stipriausiai absorbuojamos šviesos bangos ilgį, išmatuoti nežinomą koncentraciją.

PRIEMONĖS: fotoelektrinis kolorimetras, mėgintuvėliai, kiuvetės, žinomos koncentracijos tirpalas, nežinomos koncentracijos tirpalas.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

DARBO TEORIJA: Šviesai plintant medžiagoje, jos intensyvumas mažėja. Dalis šviesos energijos naudojama sužadinti elektronams (šuoliams į didesnės energijos būsenas) bei molekulių svyruojamajam bei sukamajam judėjimui padidinti. Dalį sukaupotos energijos medžiagos išspinduliuoja, vykstant liuminescencijai, tačiau kita, dažnai didesnė, dalis sunaudojama molekulių bei atomų šiluminiam judėjimui padidinti, t.y. pasilieka medžiagoje vidinės energijos pavidalu. Kai kuriose medžiagose šviesos absorbcija sukelia fotoreakcijas. Absorbcijos spektrai, kaip ir emisijos spektrai, yra sudėtingi. Atskirų atomų spektrai yra linijiniai. Molekulių (tirpalų) spektrai sudaryti iš daugelio persiklojančių linijų, kurios sudaro juostas. Monochromatinės šviesos silpnėjimą medžiagoje aprašo Bugerio ir Lamperto dėsnis:

$$I = I_0 \exp[-\mu x], \quad (1)$$

čia I_0 - kritusios į medžiagą šviesos intensyvumas, o I - praėjusios medžiagos sluoksnio storį x intensyvumas.

Kai absorbuojanti medžiaga yra ištirpinta skaidriame tirpiklyje ir molekulių sąveika nežymiai priklauso nuo tirpalo koncentracijos, absorbcijos koeficientas monochromatinei šviesai proporcingas jo koncentracijai c (Bero dėsnis):

$$\mu = \alpha c, \quad (2)$$

čia α - koeficientas, būdingas grynai absorbuojančiai medžiagai. Optiniais prietaisais dažniausiai nustatomos dvi šviesos absorbciją apibūdinančios charakteristikos: optinis tankis D

$$D = \lg\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (3)$$

ir optinis pralaidumas T

$$T = \frac{I}{I_0}. \quad (4)$$

Absorbcijos koeficientų μ , α , optinio tankio D arba pralaidumo T priklausomybė nuo bangos ilgio yra absorbcijos spektras, kuris charakteringas kiekvienai medžiagai. Ištyrus absorbcijos spektrą, galima nustatyti medžiagos kiekį ir jos sudėtį, t.y. atlikti kokybinę ir kiekybinę spektrinę analizę.

Fotoelektrinis kolorimetras KΦK-2 (1 pav.) skirtas matuoti tirpalų optiniam pralaidumui T ir optiniam tankiui D šviesos bangų ilgių (315-980) nm intervale. Tirpalo optinis pralaidumas nustatomas, užregistravus šviesos srautą Φ_0 ir praėjusį tirpalą srautą Φ , kurie yra proporcingi šviesos intensyvumui I_0 ir I :

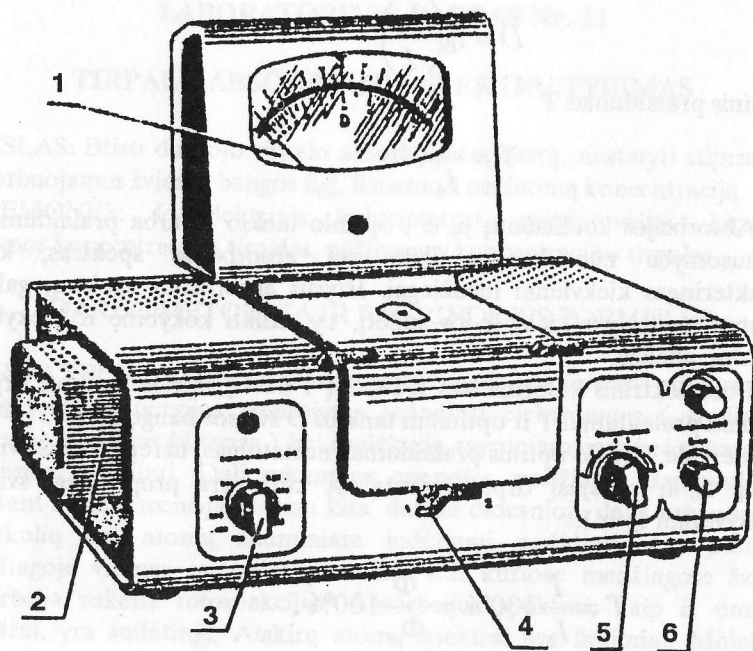
$$T = \frac{I}{I_0} 100\% = \frac{\Phi}{\Phi_0} 100\%. \quad (5)$$

Optinis tankis D atitinkamai gaunamas

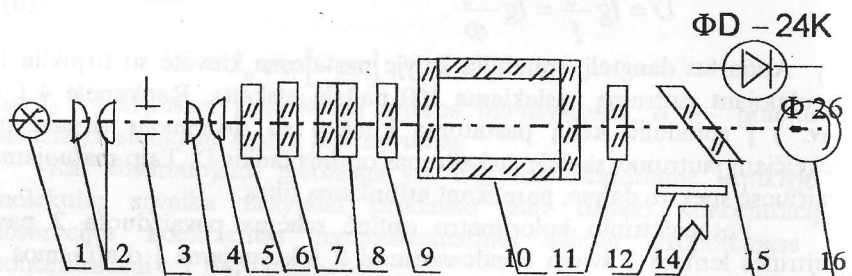
$$D = \lg \frac{I_0}{I} = \lg \frac{\Phi_0}{\Phi}. \quad (6)$$

Atidarius dangtelį, spindulių kelyje pastatoma kiuvetė su tirpikliu ir reguliuojant jautrumą pasiekiami 100 padalų atskaita. Rankenėle 4 (1 pav.) į spindulių kelią pastatoma kiuvetė su tiriamuoju tirpalu ir, nekeičiant jautrumo, skalėje atskaitomas optinis tankis D . Taip matuojama įvairiuose spektro dalyse, parenkant atitinkamą filtrą.

Fotoelektrinio kolorimetro optinė schema pavaizduota 2 pav. Kaitrinės lempos 1 šviesa kondensoriumi 2 fokusuojama į diafragmos 3 plokštumą. Objektivas 4-5 per filtrų sistemą 6-8 šviesą nukreipia į tiriamąją kiuvetę 10, kuri stovi tarp apsauginių stiklų 9 ir 11. Spalvoti šviesos filtrai 8 išskiria norimo bangos ilgio šviesą. Apsauginis filtras 6 apsaugo optinę sistemą nuo šiluminio poveikio, o neutralūs (pilki) šviesos filtrai 7 susilpnina šviesą 400-540 nm diapazone. Praėjus tiriamąjį tirpalą šviesa padalinimo plokšte 15 nukreipama į fotodiodą ΦD-24K 12, kuris jautrus 590 - 980 nm bangų ilgių intervale ir fotodiodą Φ-26 16,



1 pav.



2 pav.

jautrų 315-540 nm intervale. Todėl, matuojant skirtinguose spektro intervaluose, pažymėtuose atitinkamai juoda ir raudona spalvomis, reikia jautrumo rankenėlę statyti ties tos pačios spalvos pažymomis.

DARBO EIGA

1. Pasigaminame duotojo tirpalo reikiamą koncentraciją. Jei koncentracija nenurodyta, tinkamiausiai koncentracijai parinkti atliekame kontrolinius matavimus, siekdami, kad pagrindinėje absorbcijos srityje pralaidumas T būtų 10-100% intervale.
2. Vieną kiuvetę užpildome tiriamuoju tirpalu, antrąją - tirpikliu (vandeniu). Įstatome kiuvetes ir uždarome dangtelį.
3. Rankenėlę 4 kiuvetę su tirpikliu (vandeniu) pastatome taip, kad per ją eitų šviesa. Rankenėlėmis "jautrumas" 5 ir "100 nustatymas grubiai ir tiksliai" 6 rodyklę 1 pralaidumo T skalėje atlenkiame ties 100-ąją padalą. Rankenėlę 5 "jautrumas" 1, 2 arba 3 padėtyje.
4. Rankenėlę 4 į spindulių kelią pastatome tirpalą ir atskaitome skalės parodymus, t.y. išmatuojame optinį pralaidumą T ir optinį tankį D.
5. 3-4 punktų matavimus atliekame su filtrais, keisdami juos 3 rankenėle.
6. Nubrėžiame optinio tankio D ir optinio pralaidumo T priklausomybės nuo bangos ilgio grafikus.
7. Iš grafiko nustatome bangų ilgį (filtrą), atitinkantį didžiausią absorbciją ir, panaudojus jį, išmatuojame T ir D priklausomybę nuo koncentracijos. Žinomų skirtingų koncentracijų tirpalus pasigaminame, įpilant į žinomos koncentracijos tirpalą atitinkamą kiekį tirpiklio (vandens).
8. Pavaizduojame $T=T(c)$ ir $D=D(c)$ priklausomybes grafiškai.
9. Išmatuojame nežinomos koncentracijos tirpalo optinį tankį D ir pralaidumą T ir naudodamiesi 8 punkto grafiku surandame jo koncentraciją.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Spinduliavimo ir absorbcijos spektrų rūšys.
2. Pagrindinės molekulių spektrų dedamosios: rotaciniai, vibraciniai ir elektroniniai spektrai.
3. Tirpalų optinis tankis D bei pralaidumas T ir jų tarpusavio ryšys.
4. Spektrų panaudojimas kokybinėje ir kiekybinėje spektrinėje analizėje.
5. Fotoelektrinio kolorimetro optinė schema ir jos veikimo principas.

LITERATŪRA

- [2], p. 20-26, 92-97;
[8], p. 10-17, 86-89.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 22

PUSLAIDININKIŲ VARŽOS PRIKLAUSOMYBĖS NUO TEMPERATŪROS TYRIMAS

TIKSLAS: išmatuoti puslaidininkinio termorezistoriaus varžos priklausomybę nuo temperatūros ir apskaičiuoti puslaidininkio, iš kurio jis pagamintas, aktyvacijos energiją.

PRIEMONĖS: termorezistorius, termostatas (krosnelė), termometras, autotransformatorius, Vitstono tiltelis, srovės šaltinis.

DARBO METODIKA PAGRINDINĖS FORMULĖS

Puslaidininkių elektrinį laidumą sąlygoja laidumo juostoje esantys elektronai ir valentinėje juostoje esančios skylės. Chemiškai gryniems puslaidininkiams elektronų ir skylių koncentracijos vienodos. Tokie puslaidininkiai vadinami savaisiais, o jų elektrinis laidumas vadinamas savuoju. Jei $T=0$, tokie puslaidininkiai yra idealūs dielektrikai, o jų varža be galo didelė. Kai $T > 0$, jų varža mažėja didėjant temperatūrai. Varžos priklausomybė nuo temperatūros aprašoma formule:

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (1)$$

čia ΔE_0 - puslaidininkio aktyvacijos energija, T - absoliutinė temperatūra, k - Bolcmano konstanta, R_0 - konstanta (ji lygi minimaliai galimai puslaidininkio varžai). Sulogarithmavus abi lygybės puses:

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E_0}{kT} \quad (2)$$

Matome, kad varžos natūrinis logaritmas yra tiesinė atvirkštinės temperatūros funkcija. Vadinasi, grafikas $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ yra tiesė, kurios

polinkio kampo φ iš $\frac{1}{T}$ ašį tangentas lygus $\frac{\Delta E_0}{2k}$. Iš jo galima rasti aktyvacijos energiją:

$$\Delta E_0 = 2k\varphi \quad (3)$$

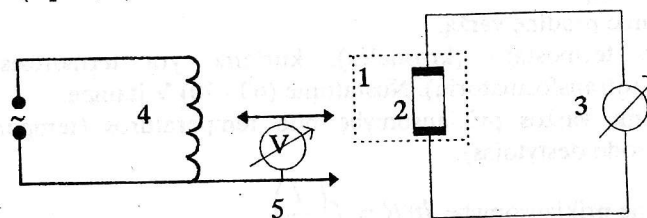
Jei puslaidininkis elektroninis, jame dominuoja laidumas, sąlygojamas elektronais, sužadinamais iš donorinių priemaišinių lygmenų į laidumo juostą, arba skylinis, sąlygojamas skylėmis valentinėje juostoje, susidarančiomis sužadinant elektronus iš valentinės juostos į priemaišinius akceptorinius lygmenis. Šiuo atveju, esant žemesnėms temperatūroms, puslaidininkio varža priklauso nuo priemaišinių lygmenų aktyvacijos energijos ΔE_{pr} , nes $\Delta E_{pr} < \Delta E_0$ ir išreiškiame lygybe:

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E_{pr}}{2kT}} \quad (4)$$

o esant aukštesnėms temperatūroms varžos priklausomybė nuo temperatūros bus kaip ir savojo puslaidininkio (1). Sulogarithmavus (4) gauname analogišką varžos logaritmo priklausomybę nuo atvirkštinės temperatūros, tik šiuo atveju tiesės polinkio kampas φ_1 bus mažesnis. Iš jo galime rasti lygmens aktyvacijos energiją:

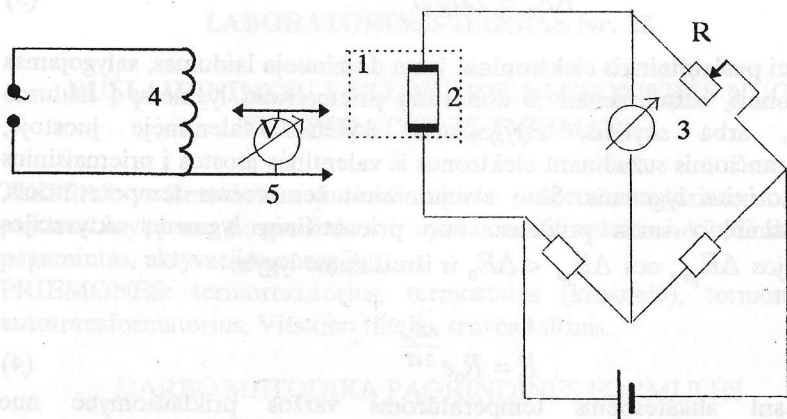
$$\Delta E_{pr} = 2k\varphi_1 \quad (5)$$

Puslaidininkio varža matuojama ommetru (1 pav., a) arba Vitstono tilteliu (1 pav., b).



1 - krosnelė, 2 - termovarža, 3 - ommetras, 4 - autotransformatorius, 5 - voltmetras.

1 pav., a



1 - krosnelė, 2 - termovarža, 3 - Vitstono tiltelis, 4 - autotransformatorius, 5 - voltmetras.

1 pav., b

BANDYMO EIGA

1. Susipažistame su matavimo aparatu ir patikriname 1 pav. parodytą elektrinę grandinę.
2. Išmatuojame pradinę varžą.
3. Įjungiamo termostato (krosnelės), kuriame yra termorezistorius kaitinimą (autotransformatorių). Nustatome (60 - 70) V įtampą.
4. Išmatuojame varžos priklausomybę nuo temperatūros (temperatūrų intervalus nurodo dėstytojas).

5. Nubrėžiame priklausomybę $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

6. Pagal (3) ir (5) apskaičiuojame ΔE_0 ir ΔE_{pr} (jei T nedidelis, tai tik ΔE_{pr}).

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Energinės juostos kietuosiuose kūnuose.
2. Kietųjų kūnų skirstymas į laidininkus, puslaidininkius ir dielektrikus juostinės teorijos požiūriu.

3. Savasis, elektroninis ir skylinis puslaidininkių laidumai. Jų aiškinimas.
4. Puslaidininkių varžos priklausomybė nuo temperatūros.
5. Aktyvacijos energija; jos prasmė ir nustatymo metodika.

LITERATŪRA

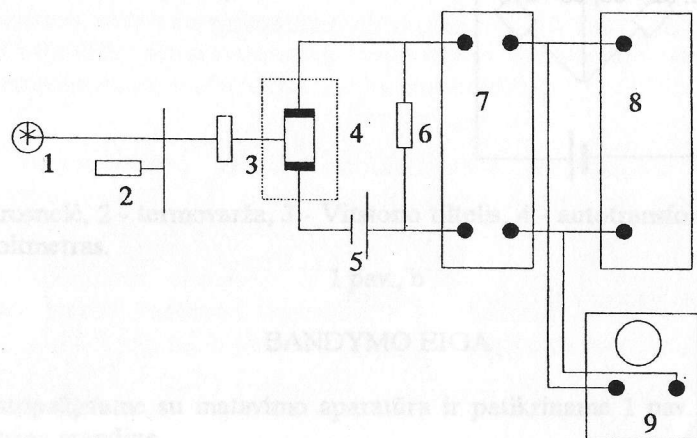
- [12], p. 60 - 100;
[14], p. 52 - 60, 66 - 67.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 23

PUSLAIDININKIŲ FOTOLAIDUMO TYRIMAS

TIKSLAS: susipažinti su puslaidininkių fotolaidumo kinetika ir išmatuoti liuksamperinę charakteristiką.

PRIEMONĖS: šviesos šaltinis 1, šviesos moduliatorius 2, šviesos filtrų



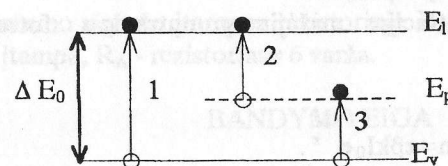
1 pav.

rinkinys 3, fotorezistorius 4, srovės šaltinis 5, rezistorius 6, stiprintuvas 7, voltmėtras 8, oscilografas 9.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Vidinis fotoefektas ir su juo susijęs fotolaidumas stebimas sužadinus puslaidininkį tam tikros energijos fotonų srautu. Pusalaidininkio valentinėje juostoje arba priemaišiniuose lygmenyse esantys elektronai sugeria fotono energiją ir, jei pastaroji yra pakankamo didumo, įvyksta elektrono šuolis į laidumo juostą (2 pav. 1 ir 2 šuoliai) arba į lokalinių energijos lygmenį (2 pav. 3 šuolis), esantį puslaidininkio draustinės energijos juostoje. Įvykus 1 šuoliui puslaidininkyje susidaro pora elektronas - skylė (elektronas laidumo juostoje, skylė valentinėje juostoje), 2 ir 3 šuoliams susidaro tik vieno ženklo krūvininkai: elektronai arba skylės. Jei elektronai sužadinami iš valentinės į laidumo juostą (1 šuolis), tai sudarytas laidumo padidėjimas

vadinamas savuoju fotolaidumu. Šiuo atveju fotonų energija turi būti ne mažesnė už draustinės energijos intervalą ($h\nu \geq \Delta E_0$). Sužadinant elektronus iš priemaišinių lygmenų (2 šuolis) arba iš valentinės juostos į priemaišinius lygmenis (3 šuolis) stebimas priemaišinis fotolaidumas. Toliau aptarsime tik savojo fotolaidumo reiškinių.



2 pav.

Tarkime, kad fotonų energija $h\nu \gg \Delta E_0$. Sąveikaujant su tokiu fotonu susidarys nepusiausvyriniai elektronai ir skylės, kurie turės pakankamai didelę, viršijančią pusiausvyrinių krūvininkų vidutinę energiją, tačiau dėl sąveikos su kristalinės gardelės defektais ir fononais, jie netenka šios perteklinės energijos ir praėjus 10^{-10} s nepusiausvyrinių krūvininkų energija susilygins su vidutine pusiausvyrinių krūvininkų šilumine energija. Kaip taisyklė, nepusiausvyrinių krūvininkų gyvavimo trukmė daug didesnė už 10^{-10} s ir sudaro $10^{-2} \div 10^{-7}$ s, taigi iki rekombinacijos jų kinetinė energija atitinka pusiausvyrinių krūvininkų vidutinę šiluminę energiją. Iš to plaukia, kad nepusiausvyrinių krūvininkų judrumas μ_n ir μ_p mažai skirsis nuo pusiausvyrinių. Tokiu būdu, sužadinus puslaidininkį fotonais, laidumo padidėjimą lems nepusiausvyrinių elektronų Δn ir skylių Δp koncentracijos padidėjimas:

$$\Delta \sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (1)$$

Nepusiausvyrinių elektronų Δn ir skylių Δp koncentracija priklauso nuo fotonų srauto I_0 didumo ir laiko intervalo, kurio metu krinta į puslaidininkio paviršius fotonų srautas.

Tarkime, kad $\Delta p = \Delta n \ll p_0$ ir $p_0 \gg n_0$ (čia n_0 ir p_0 pusiausvyrinė krūvininkų koncentracija). Laiko momentu $t=0$ puslaidininkį apšvietus pastovaus didumo fotonų srautu I_0 , nepusiausvyrinių elektronų arba skylių koncentracija didės pagal dėsnį:

$$\Delta n = \tau \beta k I_0 (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (2)$$

čia τ - fotonais sužadintų krūvininkų gyvavimo trukmė, k - šviesos sugėrimo koeficientas, β - kvantinis našumas, parodantis, kiek porų elektronas - skylė sužadina vienas fotonas (paprastai $\beta < 1$).

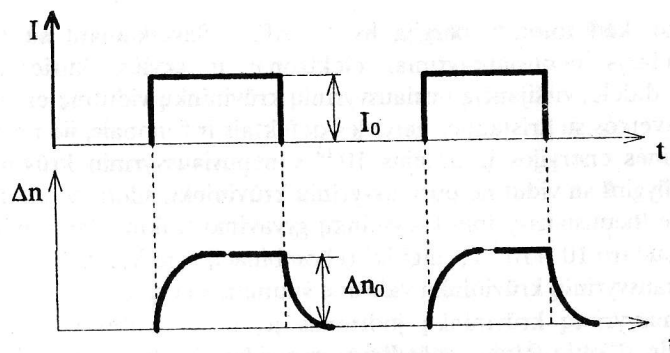
Stacionari nepusiausvyrinių krūvininkų koncentracija (kai $t \rightarrow \infty$):

$$\Delta n_0 = \tau \beta k I_0. \quad (3)$$

Krūvininkų koncentracijos mažėjimas nutraukus fotonų srautą aprašomas lygybe:

$$\Delta n = \tau \beta k I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (4)$$

3 pav. pavaizduotas nepusiausvyrinių krūvininkų koncentracijos didėjimas ir mažėjimas sužadinant stačiakampiais šviesos impulsais.



3 pav.

Stacionari nepusiausvyrinių krūvininkų koncentracija priklauso nuo fotonų srauto I_0 didumo. Kai pusiausvyrinis puslaidininkio laidumas yra mažas palyginus su fotolaidumu ir jo galima nepaisyti, tai:

$$\Delta n_0 = \gamma I_0^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

čia γ - koeficientas, priklausantis nuo puslaidininkio parametrų. Priešingu atveju, kai $\Delta n \ll n_0$, tai:

$$\Delta n_0 = \gamma I_0. \quad (6)$$

1 pav. pavaizduota fotolaidumo kinetikos ir liuksamperinės charakteristikos matavimo principinė schema. Fotolaidumo kinetiką stebime oscilografo ekrane. Šviesos srauto stiprumą keičiame neutraliais

filtrais 3, fotosrovės didumą matuojame prietaisu 8. Kai rezistoriaus varža R_A daug mažesnė už fotolaidininko varžą r , tai fotolaidininko laidumo prieauglis apskaičiuojamas pagal formulę:

$$\Delta \sigma = \frac{u}{U R_A}. \quad (7)$$

čia u - kintamo signalo įtampos rezistoriuje R_A didumas, U - maitinimo šaltinio 5 įtampa, R_A - rezistoriaus 6 varža.

BANDYMO EIGA

1. Patikriname 1 pav. pavaizduotos schemos jungimą. Įjungiamo matavimo prietaisus. Paruošiame oscilografą kintamos įtampos matavimui.
2. Įjungiamo šviesos moduliatoriaus maitinimą ir nustatome tokį sukimosi dažnį, kad fotosrovė pasiektų įsotinimą.
3. Filtrais 3 keičiame šviesos srauto stiprumą ir oscilografo ekrane stebime kinetikos kreives. Nubraižome jas milimetriniame popieriuje.
4. Prie skirtingų moduliatoriaus sukimosi greičių (nurodo dėstytojas) oscilografo ekrane stebime kinetikos kreives. Nubraižome jas milimetriniame popieriuje.
5. Voltmetru išmatuojame kintamo signalo u didumą prie skirtingų šviesos srauto stiprumų I_0 ir pagal (7) lygybę apskaičiuojame $\Delta \sigma_f$.
6. Nubrėžiame liuksamperinę charakteristiką $\Delta \sigma = f(I_0)$.
7. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Vidinis fotoefektas puslaidininkiuose.
2. Fotoefekto kitimo dėsningumai įjungiant ir nutraukiant į puslaidininkį krintantį fotonų srautą.
3. Kaip priklauso stacionarios fotosrovės didumas nuo fotonų srauto didumo.

LITERATŪRA

- [3], p. 167 - 191;
[10], p. 52 - 65.

LABORATORINIS DARBAS NR. 24

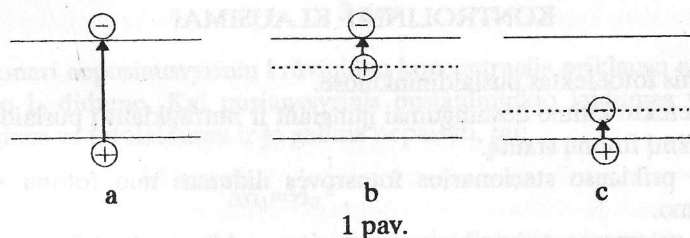
PUSLAIDININKIO INTEGRALINIO FOTOLAIDUMO TYRIMAS

TIKSLAS: gauti fotosrovės priklausomybę nuo apšviestumo; apskaičiuoti integralinį ir specifinį fotovaržos jautrius.

PRIEMONĖS: fotovarža, srovės šaltinis, mikroampermetras, voltmėtras, liniuotė, liuksmetras.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Elektronų sužadinimas šviesos kvantais (fotonais) iš valentinės juostos į laidumo juostą ar į priemaišinius lygmenis, arba iš priemaišinių lygmenų į laidumo juostą vadinamas vidiniu fotoefektu. Dėl to susidaręs papildomas elektrinis laidumas vadinamas fotolaidumu. Elektromagnetinio sužadinimo metu visą fotono energiją sugeria elektronas, todėl, skirtingai nuo šiluminio sužadinimo, kuris yra statistinio pobūdžio ir vyksta esant bet kokiai temperatūrai $T > 0$, fotoninis sužadinimas vyks tik tada, kai fotono energija $h\nu \geq \Delta E_{pr}$ (priemaišinis fotolaidumas) ir $h\nu \geq \Delta E_0$ (savasis fotolaidumas). Perteklinė fotono energija $(h\nu - \Delta E)$ pereina į laidumo juostos elektrono kinetinę energiją, kurios jis netenka susidūrimo su atomais metu. Mažiausias fotono, sukeliančio vidinį fotoefektą, dažnis vadinamas fotolaidumo raudonąja riba. Visi galimi elektronų sužadinimai pavaizduoti 1 pav.



- a - sužadinimas iš valentinės juostos į laidumo juostą.
- b - sužadinimas iš donorinių lygmenų į laidumo juostą.
- c - sužadinimas iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis.

Integraliniu fotovaržos jautriu vadinamas dydis, skaitmeniškai lygus srovei, kuri susidaro krintant šviesos srauto vienetui statmenai fotovaržos paviršiui, sudarius tam tikrą įtampą:

$$k = \frac{i}{\Phi} \quad (1)$$

čia i - fotosrovės stipris, Φ - į fotovaržą krintančios šviesos srautas. Jei fotovaržos plotas S , o apšviestumas E , tai $\Phi = ES$. Integralinį jautrį išreiškiame formule:

$$k = \frac{i}{ES} \quad (2)$$

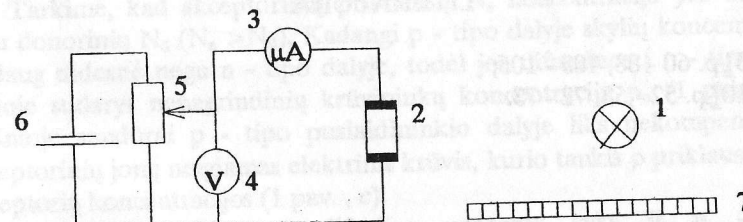
Integralinis fotovaržos jautris priklauso nuo darbinės įtampos ir šiek tiek nuo apšviestumo.

Specifiniu jautriu vadinamas integralinio jautrio ir darbinės įtampos santykis

$$\gamma = \frac{k}{U} \quad (3)$$

Eksperimento principinė schema pateikta 2 pav. Čia 1 - šviesos šaltinis, 2 - fotovarža, 3 - mikroampermetras, 4 - voltmėtras, 5 - įtampos daliklis, 6 - įtampos šaltinis, 7 - liniuotė.

Matuojant fotosrovę, būtina atimti tamsinės srovės stiprį.



2 pav.

BANDYMO EIGA

1. Patikriname 2 pav. pavaizduotą elektrinę grandinę.
2. Išmatuojame fotosrovės priklausomybę nuo apšviestumo. Matavimus atliekame trims fotovaržos darbinės įtampos didumams (nurodo dėstytojas). Apšviestumą keičiame, keisdami šviesos šaltinio nuotolį nuo fotovaržos.

3. Prie tų atstumų, kuriems išmatavome fotosrovės, liuksmetru išmatuojame apšviestumo didumą.
4. Nubrėžiame fotosrovės priklausomybės nuo apšviestumo grafikus $i = f(E)$ prie skirtingų įtampų U_i .
5. Apskaičiuojame integralinės fotovaržos jautrius ir nubrėžiame priklausomybes $k = f(E)$ prie skirtingų įtampų U_i .
6. Apskaičiuojame specifinį fotovaržos jautrį visoms trimis darbinėmis įtampoms.
7. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Energijos juostos kietuosiuose kūnuose.
2. Kietųjų kūnų skirstymas į laidininkus, puslaidininkius ir dielektrikus juostinės teorijos požiūriu.
3. Savasis, elektroninis ir skylinis puslaidininkių laidumas. Jų aiškinimas.
4. Puslaidininkių varžos priklausomybė nuo apšviestumo (vidinis fotoeftas).

LITERATŪRA

- [3], p. 60 - 88, 103 - 105;
[10], p. 52 - 58, 72 - 73.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 25

PUSLAIDININKIO LYGINTUVINIO DIODO TYRIMAS

TIKSLAS: išmatuoti puslaidininkio lygintuvinio diodo voltamperinę charakteristiką, apskaičiuoti lyginimo koeficientą ir nubrėžti jo priklausomybės nuo įtampos grafiką; iš voltamperinės charakteristikos įvertinti p-n sandūros kontaktinį potencialų skirtumą.

PRIEMONĖS: nuolatinės srovės šaltinis, sinusinių virpesių generatorius, oscilografas, mikroampermetras, miliampermetras, voltmetras, varžynai, komutatorius, puslaidininkinis lygintuvinis diodas.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Puslaidininkinį lygintuvinį diodą sudaro dviejų skirtingo laidumo: elektroninio (n - tipo) ir skylinio (p-tipo), puslaidininkių sandūra, vadinama *pn* sandūra. Ji sudaroma įterpiančią puslaidininkio plokštelę donorines ir akceptorines priemaišas, kurių pasiskirstymas tūryje šuoliškai keičiasi, sudarydamas griežtą ribą tarp elektroninio ir skylinio laidumo dalių (1 pav., a).

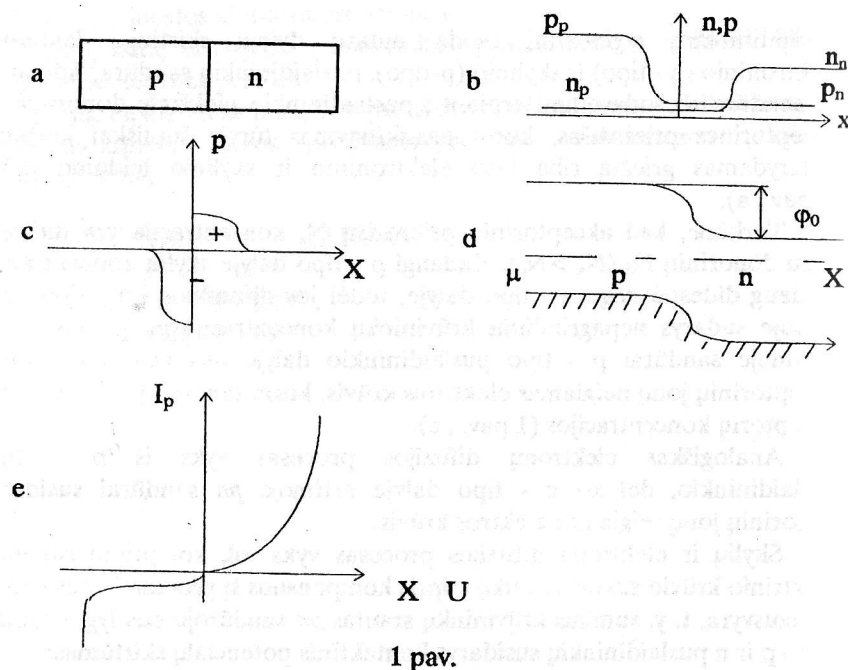
Tarkime, kad akceptorinių priemaišų N_a koncentracija yra didesnė negu donorinių N_d ($N_a > N_d$). Kadangi p - tipo dalyje skylių koncentracija p_p daug didesnė negu n - tipo dalyje, todėl jos difunduos į n - tipo dalį, kurioje sudarys nepagrindinių krūvininkų koncentraciją p_n (1 pav., b). Artimoje sandūrai p - tipo puslaidininkio dalyje liks nekompensuotas akceptorinių jonų neigiamas elektrinis krūvis, kurio tankis ρ priklausys nuo akceptorinių koncentracijos (1 pav., c).

Analogiškas elektronų difuzijos procesas vyks iš n - tipo puslaidininkio, dėl ko n - tipo dalyje artimoje *pn* sandūrai susidarys donorinių jonų teigiamas elektros krūvis.

Skylių ir elektronų difuzijos procesas vyks tol, kol priemaišų jonų elektrinio krūvio sukurtas lauko stipris kompensuos šį procesą ir nusistovės pusiausvyra, t. y. suminis krūvininkų srautas *pn* sandūroje bus lygus nuliui. Tarp p ir n puslaidininkių susidarys kontaktinis potencialų skirtumas:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2}, \quad (1)$$

čia n_i - savojo laidumo puslaidininkio krūvininkų koncentracija. Jo sąlygotas potencinis barjeras $\varphi_0 = eV_0$ ribos pagrindinių krūvininkų judėjimą pn sandūroje. Juostinis pn sandūros modelis ir potencinės energijos eiga pavaizduoti 1 pav., d. pn sandūros erdvinio krūvio, kurio tankis ρ , dalis bus nuskurdinta pagrindiniais krūvininkais, todėl jos varža didelė. Jei pn sandūrą sudarančių puslaidininkio dalių ilgis nedidelis, tai visa išorinė įtampa U , sudaryta puslaidininkio kontaktuose, kris pn sandūroje. Kai $U > 0$ (pliusas prie p - tipo puslaidininkio) potencinio barjero didumas mažėja, t. y. $\varphi = \varphi_0 - eU$ ir labai padidėja pagrindinių krūvininkų srautas pn sandūroje. Taigi, didinant išorinę įtampą ($U > 0$), labai didėja srovės stiprumas I . Tokia srovės tekėjimo kryptis pn sandūroje vadinama pralaidžiąja kryptimi.



Priešingai, kai $U < 0$ (minusas prie p - tipo puslaidininkio) potencinio barjero didumas išauga ($\varphi = \varphi_0 + eU$), ir srovės stiprumas pn sandūroje sumažėja. Ši srovės kryptis vadinama užtvarine. Sudarius labai didelę

įtampą užtvarine kryptimi, srovė labai staigiai didėja ir pn sandūra pramušama, t. y. pn sandūra netenka lyginimo savybių.

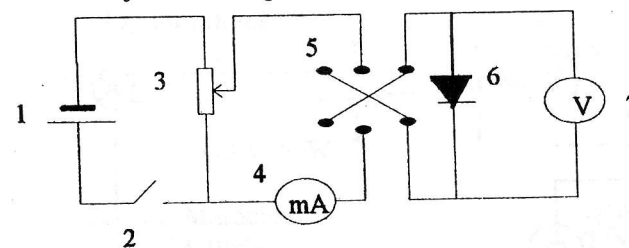
pn sandūros pralaidžios ir užtvarinės krypties srovės priklausomybė nuo įtampos pateikta 1 pav., e ir aprašoma lygybe:

$$I = I_0 \left[e^{\pm \frac{eU}{kT}} - 1 \right], \quad (2)$$

čia I_0 - užtvarinės krypties soties srovės didumas, priklausantis nuo pn sandūrą sudarančio puslaidininkio parametrų.

BANDYMO EIGA

1. Sujungiame 2 pav. pateiktą elektros grandinę. Pralaidžiąja kryptimi srovė matuojama miliampermetru, užtvarine - mikroampermetru.



2. Įjungę jungiklį 2 potencimetru 3 keičiame įtampą, kurios didumą rodo voltmetras 7, o srovės didumą - miliampermetras arba mikroampermetras 4.
3. Išmatuojame voltamperinę ($I = f(U)$) charakteristiką ir nubrėžiame grafiką.

4. Apskaičiuojame lyginimo koeficientą $k = \frac{I_{pralaid.}}{I_{uztv.}}$ prie skirtingų

įtampų ir nubrėžiame grafiką $k = f(U)$.

5. Nubrėžiame pralaidžios krypties voltamperinę charakteristiką mastelyje $\ln I_{pral.} = f(U)$ ir ekstrapoliavę tiesinę dalį į įtampų ašį įvertiname pn sandūros kontaktinio potencialo V_0 didumą.

6. Apskaičiuojame V_0 pagal (1) lygybę ir palyginame su eksperimentu. (Puslaidininkio parametrai p_p , n_n ir n_i pateikiami prie matavimų stendo).
7. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Elektroninio (n - tipo) ir skylinio (p - tipo) puslaidininkių laidumo aiškinimas juostinės teorijos modeliu.
2. Dviejų puslaidininkių sandūra. pn sandūra.
3. Puslaidininkio lygintuvinio diodo lyginimo mechanizmas.
4. Puslaidininkių lygintuvinių diodų tiltelis ir jo veikimo principas.

LITERATŪRA

[3], p.130-141, 167 - 191.

[5], p. 188-194.

[10], p.52 - 65.

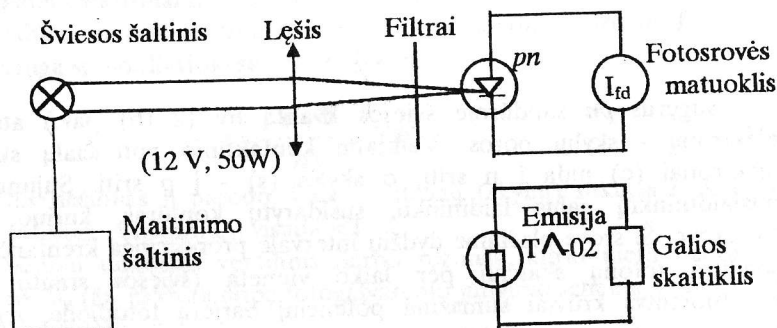
LABORATORINIS DARBAS Nr. 26

FOTODIODO ENERGINĖS CHARAKTERISTIKOS TYRIMAS

TIKSLAS: išmatuoti fotodiodo srovės I_{fd} priklausomybę nuo krentančio į fotodiodą šviesos srauto Φ (energiniais vienetais) 0.38, 0.8 ir 2.2 μm srityje ir įvertinti fotodiodo kvantinį našumą η šiose srityse.

PRIEMONĖS: fotodiodas AK - 25 (pn - silicio pagrindas), piroelektrinis optinio spinduliavimo galios matuoklis "Emisija TA - 02", kaitinimo lemputė (12V, 50W), šviesos filtrų rinkinys, glaudžiantysis lęšis, maitinimo šaltinis (1 pav.).

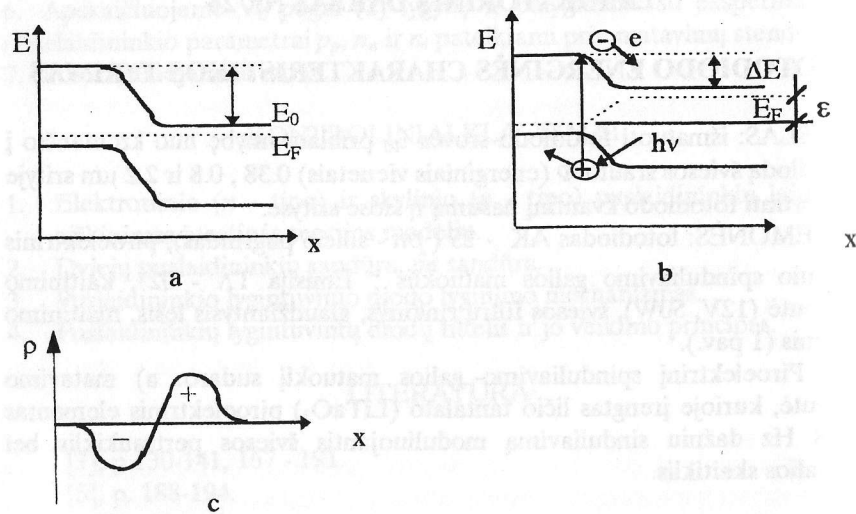
Piroelektrinį spinduliavimo galios matuoklį sudaro: a) matavimo galvutė, kurioje įrengtas ličio tantalato (LiTaO_3) piroelektrinis elementas ir 8 Hz dažniu sinduliavimą moduluojantis šviesos pertraukiklis bei b) galios skaitiklis.



1 pav.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Fotodiodas yra puslaidininkinė pn sandūra, kurią apšvietus, jos gnybtuose susidaro elektrovaros jėga. Ši vidinio fotoefekto sukurta evj yra proporcinga apšviestumui (šviesos srautui). pn sandūros juostinė struktūra pateikta 2 (a, b) pav. Žemiau - (2 c pav.), erdvinio krūvio tankio p pasiskirstymas ties pn sandūra, kol sandūroje vyksta difuzija (skylių s iš p srities ir elektronų e iš n srities) ir nusistovi kontaktinis potencialų skirtumas.



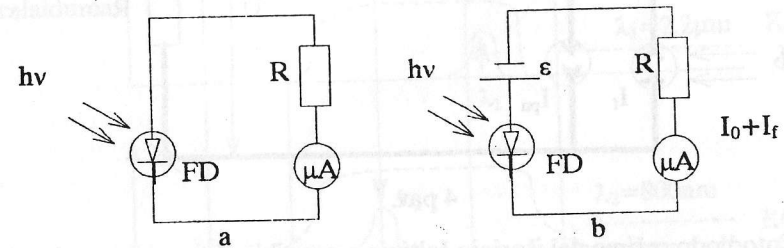
2 pav.

Sugėrus pn sandūroje šviesos kvantą $h\nu$ (2 (b) pav.) atsiranda elektronų - skylių poros. Veikiami kontaktinio potencialų skirtumo elektronai (e) juda į n sritį, o skylės (s) - į p sritį. Sujungus šių puslaidininkių galus laidininku, susidarytų kontūras, kuriuo tekėtų fotosrovė. Ši srovė plačiame dydžių intervale proporcinga krentančių į pn sandūrą fotonų skaičiui per laiko vienetą (šviesos srautui Φ). Dreifuojantys krūviai sumažina potencinį barjerą fotodiode, lyg būtų sudaroma įtampa pralaidžia pn sandūros kryptimi, Fermio energija abiejose sandūros pusėse ima nesutapti, skylės įelektrina p sritį teigiamai n srities atžvilgiu, o elektronai - n sritį neigiamai p srities atžvilgiu.

Atsiradęs dėl šviesos energijos potencialų skirtumas sandūroje ε vadinamas fotoelektrovaros jėga. Ji mažina pradinį kontaktinį potencialų skirtumą bei potencinį barjerą E_0 į ΔE .

Aptartas pn sandūros darbo režimas vadinamas ventiliiniu arba fotoelemento režimu, jo realizavimui nereikalingas išorinis elektros šaltinis. Tokie prietaisai sudaro Saulės baterijas, kurios paverčia šviesos energiją elektros energija (3(a) pav.). Prietaisas gali dirbti ir fotodiode režimu, kai puslaidininkyje sudaroma (3(b) pav.) išorinė įtampa ($\varepsilon < 0$) užtvarine kryptimi, kuri padidina potencinį barjerą (teigiamas polius

jungiamas prie n dalies, o neigiamas - prie p dalies). Sandūros sritis nuskurdinama, t.y., joje sumažėja krūvininkų, todėl jos varža išauga. Prietaisu teka maža atgalinė šiluminio srovės I_0 .



3 pav.

Apšvietus fotodiodą tinkamo bangos ilgio fotonais sandūroje išlaisvinami elektronai ir skylės, kurie, veikiami erdvinio krūvio lauko, juda per sandūrą, o prie šiluminio srovės I_0 prisideda fotosrovė I_f , kuri proporcinga spinduliavimo srautui Φ (galiai):

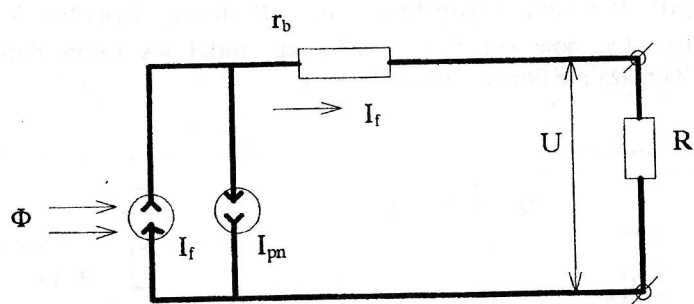
$$I_f = -\frac{e\eta\Phi}{h\nu} = f(\Phi). \quad (1)$$

Kvantinis našumas η parodo, kiek elektronų (skylių) sukuria sandūroje vienas fotonas. Akivaizdu, η visada < 1 .

Dažniau taikomas ventiliinis darbo režimas, kurio metu atsiradusi fotosrovė I_{fd} (žr. ekvivalentinę fotogalvaninio jungimo schemą 4 pav.) gali būti apskaičiuota taip:

$$I_{fd} = \frac{U}{R} = I_f - I_{pn} = I_f(\Phi) - I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (2)$$

Čia I_f - fotosrovė, sukurta fotodiode, r_b - fotoelemento vidinė varža, R - apkrovos (matavimo prietaiso) varža, I_{pn} - pn sandūros srovė, U - įtampa, susidariusi fotodiode gnybtuose apšvietus jį šviesa, I_0 - atgalinė šiluminė šiluminio srovė. Narys $I_0(e^{\frac{eU}{kT}} - 1)$ yra pn sandūros voltamperinės charakteristikos analitinė išraiška.



4 pav.

Fotodiodo režime dėl išorinio šaltinio ϵ poveikio išaugus pn sandūroje potenciniam barjerui, srovė $I_{pn} \approx I_0$, kuri teka ir be šaltinio. Apšvietus fotodiodą

$$I_{fd} = I_f - I_{pn} = I_f + I_0 \approx I_f \quad (3)$$

Piroelektrikas išyla nuo krintančio į jį spinduliavimo ir jo pradinę poliarizaciją pakinta ($P_i = p_i \Delta T$). Poliarizacijos pakitimai lemia įtampos piroelektriko grandinėje pakitimus, pagal kuriuos ir įvertinama spinduliavimo galia Φ . Registracijos bloko priekinėje sienelėje įmontuotas srovės i_p matavimo prietaisas (0 - 100 μA) ir diapazonų keitimo mygtukai, padidinantys prietaiso parodymų vertę 10, 100 arba (nuspaudus papildomai "X3") 3, 30 ir 300 kartų. Spinduliavimo srautą (galia) apskaičiuojame srovę I_{fd} padalinę iš daugiklio $k = \dots$ (A/W), t. y.,

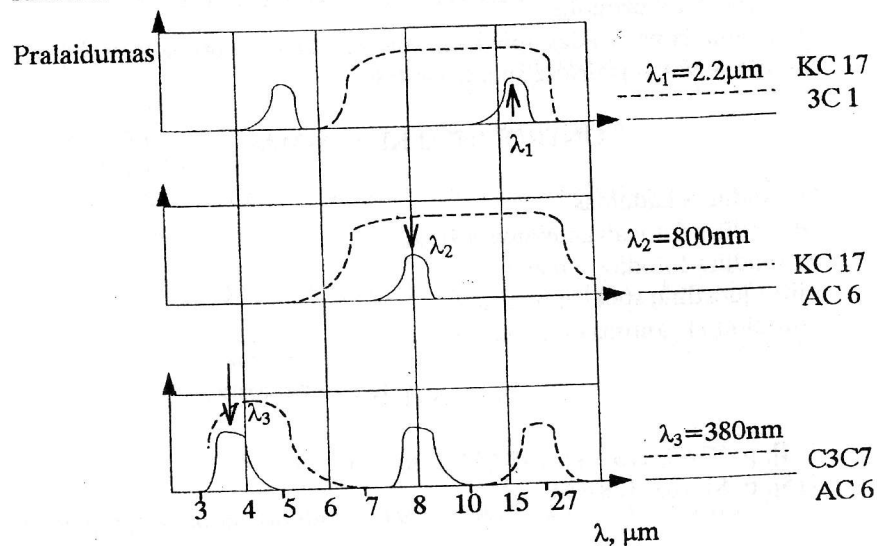
$$\Phi = \frac{I_{fd}}{k} \quad (4)$$

Visų kritusių į piroelektriką ar fotodiodą fotonų skaičių N įvertiname jų energijos srautą Φ padalinę iš vidutinės kvanto energijos $h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ ($c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s - šviesos greitis):

$$N = \frac{\Phi}{h\nu} = \frac{\Phi\lambda}{hc} \quad (h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}) \quad (5)$$

Spinduliavimo kvantų energiją galima pakeisti filtrais. 5 pav. pateikti optinio pralaidumo spektrai keturiems filtrams: 3C 1 (žalias), AC 6 (violetinis), KC 17 (tamsiai raudonas) ir C3C7 (mėlynas), kuriuos komponuodami galime išskirti iš kaitinamos lemputės spinduliavimo

ištinio spektro vieną ar kitą sritį. Neutralūs (juodi) filtrai praleidžia šviesos spinduliavimo dalį (~ 22%, 10% ir pan.) nekeisdami jo spektrinės sudėties.



5 pav.

Srovę I , tekančią fotodiodu, užregistruoja mikramperometras, įmontuotas į fotodetektoriaus laikiklio korpusą. Fotoelektronų (ir fotoskylių) generuojamų kiekvieną sekundę "naudingai" pn sandūroje skaičių N_e įvertiname srovę I padalinę iš elektrono krūvio e ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$):

$$N_e = \frac{I}{e} \quad (6)$$

Santykis $\eta = \frac{N_e}{N}$ yra fotoefekto pn sandūroje kvantinis efektyvumas.

BANDYMO EIGA

1. Prijungiame matavimo prietaisus prie maitinimo šaltinių.
2. Prieš piroelektrinį (matuoja N) ir fotoelektrinį (matuoja N_e) detektorius pastatydami po du filtrus paeiliui AC 6 ir C3C7, KC 17 ir AC 6, KC 17 ir 3C 1 išmatuojame spinduliavimo galią atspindinčią srovę i_p ir fotodiodo srovę I 380 nm, 800 nm ir 2.2 μm srityse.

3. Įvertiname spinduliavimo galią (4), fotonų skaičių N (5), elektronų skaičių N_e (6) ir kvantinį efektyvumą η .
4. Neutraliais filtrais keisdami šviesos intensyvumą (du ar tris kartus) pakartojame 2 ir 3 užduotis.
5. Suformuluojame išvadas apie kvantinio efektyvumo priklausomybę nuo šviesos intensyvumo įvairiose spektro srityse.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. pn sandūros laidumas.
2. pn sandūra fotogalvaniniame režime.
3. pn sandūra fotodiodo režime.
4. Filtrų juostinių spektrų prigimtis.
5. Fotodiodo kvantinis efektyvumas.

LITERATŪRA

- [14], p. 77-80, 123-132, 147-153, 155-162.
[15], p. 81-103, 128-144.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 27

ŠVIESOS DIODŲ SPINDULIAVIMO TYRIMAS

TIKSLAS: išmatuoti šviesos diodo spektrinę charakteristiką - spinduliuojamos šviesos intensyvumo I (santykiniais vienetais) priklausomybę nuo bangos ilgio ir įvertinti puslaidininkio draudžiamųjų energijų juostos plotį E_g .

PRIEMONĖS: šviesos diodas, monochromatorius, fotodetektorius, maitinimo šaltiniai.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

pn sandūra susidaro sąlytyje n tipo puslaidininkio dalies, kurioje pusiausvyrinė elektronų koncentracija yra

$$n = N_c \exp - \frac{E_C - E_F}{kT} \quad (1)$$

su p tipo puslaidininkio dalimi, kurioje skylių koncentracija yra

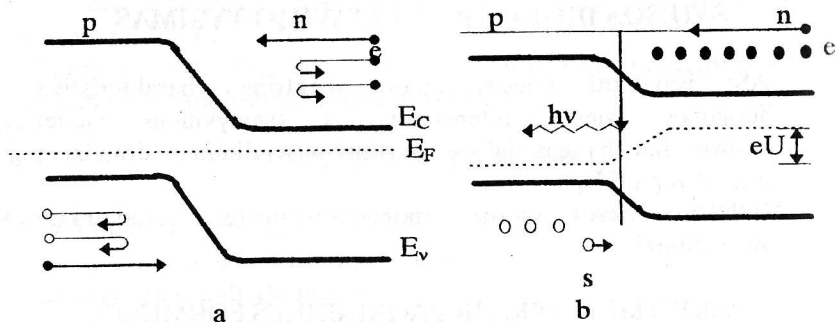
$$p = N_v \exp \frac{E_v - E_F}{kT} \quad (2)$$

Čia N_c ir N_v yra susiję su donorų ir akceptorų parametrais, E_F - Fermio energija arba elektromechaninis potencialas, t.y. darbas, kuris atliekamas sistemoje dalelių skaičių pakeičiant vienetu, esant pastoviai temperatūrai.

Savojo laidumo puslaidininkyje $n=p$ ir kai $\frac{N_v}{N_c} = 1$ (žr. 1 ir 2

formules), Fermio lygmuo yra draudžiamųjų energijų tarpo viduryje. Todėl supaprastintai galime manyti, kad E_F yra vidutinė vieno krūvininko energija. Akivaizdu, kad n puslaidininkyje, kur $n \gg p$ ši energija artimesnė elektronų energijai, t.y. E_F priartėja prie E_C , o p puslaidininkyje E_F yra arčiau valentinės juostos viršūnės. Sudarius pn sandūrą (1 pav., a) vidutinė krūvininkų energija visame puslaidininkyje yra vienoda: Fermio lygmuo abiejose sandūros pusėse yra viename aukštyje, todėl elektronų ir skylių žemiausi lygmenys p ir n dalyse nesutampa. Taip susidaro potencinis barjeras to paties ženklo krūvininkams pereinant iš vienos sandūros pusės į kitą. Jei sandūroje sudaroma įtampa U , ji pakeičia Fermio lygmens padėtį skirtingose sandūros pusėse ir potencinis barjeras sumažėja dydžiu eU (e -

elektrono krūvis), kai įtampa prijungta pralaidžia kryptimi (1 pav., b), arba padidėja (atgaline kryptimi).



1 pav.

Judant krūvininkams pralaidžia kryptimi sandūroje gali įvykti elektronų rekombinacijos (susijungimo su skylėmis) procesas, išspinduliuojant maždaug draudžiamų energijų juostos $E_g = E_c - E_v$ dydžio šviesos kvantą ($h \frac{c}{\lambda}$). Taip atsitinka šviesos dioduose arba puslaidininkiuose lazeriuose.

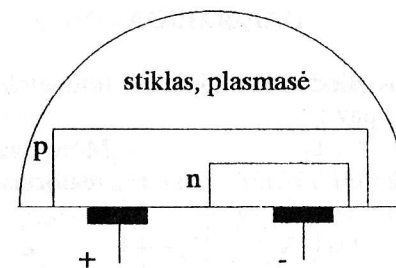
Šviesos diodų spinduliavimas vyksta spontaniškai ir yra nekoherentiškas, o lazerių - priverstinai ir yra koherentiškas, nors elektronų ir skylių energijų transformavimo į fotonus mechanizmai yra panašūs.

Elektronas, rekombinuodamas su skyle, peršoka iš laidumo juostos į valentinę ir išspinduliuoja kvantą

$$h\nu = E_g. \quad (3)$$

h yra Planko konstanta lygi $6,63 \cdot 10^{-34}$ J·s.

Spinduliavimas atsiranda, kaip taisyklė, sandūroje arčiau p srities, kurioje akceptorinių (skylių sudarančių p puslaidininkyje priemaišų) įvedama mažiau, nei yra donorų (elektronus teikiančių sričiai priemaišų). Dažnas rekombinacijos aktas vyksta per draustinės energijos juostoje esančius centrus. Šio akto metu šviesa neišspinduliuojama, o elektrono energija virsta šilumine gardelės energija. Tai mažina rekombinacijos efektyvumą. Naudinga srovės komponentė per pn sandūrą, kuri lemia spindulinę rekombinaciją, yra elektronų srovė I_n iš n -emiterio į p -bazę. Spinduliavimo srovės komponentės: I_t , kurią sudaro skylių judėjimas iš p srities į n sritį, I_r , kurią sudaro tunelinė srovė dėl krūvininkų prasiskverbimo pro barjerą,



2 pav.

be rekombinacijos proceso, I_{np} - nuotėkio per paviršių srovė ir I_r - nespindulinės rekombinacijos srovė.

Dėl pastarųjų srovių injekcijos efektyvumas, kuris charakterizuojamas koeficientu γ , rodančiu, kurią dalį visos srovės I per $p-n$ sandūrą sudaro elektronų srovė I_n , yra nedidelis:

$$\gamma = \frac{I_n}{I} = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_t + I_{np} + I_r}. \quad (4)$$

Kiekybinė spindulinės rekombinacijos efektyvumo charakteristika yra vidinis kvantinis našumas η_c , kuris parodo, kurią rekombinacijos aktų dalį sudaro spinduliniai aktai. Šį efektyvumą galima nurodyti ir išspinduliuotų fotonų skaičiaus ir injektuotų į pn sandūrą elektronų skaičiaus santykiu. Dar viena priežastis mažina diodo kokybę: tai puslaidininkio gilumoje atsiradusių fotonų sugėrimas, išlekiant jiems į paviršių ir atspindys (dažnai visiškas) nuo puslaidininkio paviršiaus. Šią priežastį charakterizuojuame

koeficientu $\eta_{opt} = \frac{P_s}{P_G}$. Čia P_s - spinduliavimo išorėje galia, P_G -

spinduliavimo pn sandūroje (puslaidininkyje) galia.

Visus faktorius, įtakančius šviesos diodo efektyvumą apibendrina išorinis kvantinis našumas η :

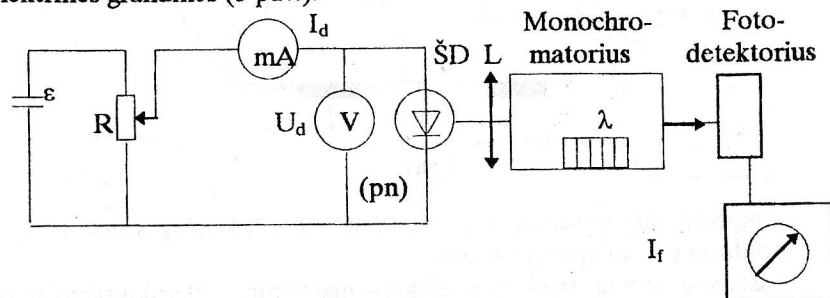
$$\eta = \gamma \eta_c \eta_{opt}. \quad (5)$$

Kadangi vidinis kvantinis našumas priklauso nuo pralaidžios srovės tankio j , tai ir išorinis kvantinis našumas η priklauso nuo diodo darbo režimo. Šviesos diodui žinyuose nurodomos optimaliausios darbo sąlygos, kai šviesos diodas ryškiai šviečia esant mažiausiomis energijos sąnaudomis.

Šviesos diodai vartojami įvairiose indikacijos sistemose, informacijos perdavimui šviesolaidinėse ryšių linijose, informacijos perskaitymo ir signalizacijos grandinėse.

DARBO EIGA

1. Sujungiame šviesos diodo maitinimo ir fotodetektoriaus maitinimo elektrines grandines (3 pav.).



3 pav.

2. Keisdami reostatu (potenciometru) R įtampą pn sandūros gnybtuose išmatuojame šviesos diodo voltamperinę charakteristiką $I_d = f(U_d)$, įtampą U_d matuojame voltmetru, o srovės stiprį I_d - miliampermetru. Ženklus srovės stiprio augimas įvyksta, kai įtampa pralaidžia kryptimi mažai skiriasi nuo pn sandūros potencinio barjero (vengdami perkaitinti diodą srovės nedidiname daugiau nei iki 25 mA).
3. Nubrėžiame grafiką, $I_d = f(U_d)$, įvertiname įtampą U_0 , ties kuria prasideda rekombinacija ir potencinio barjero sumažėjimą eU_0 .
4. Sufokusuojame šviesos diodo spinduliuojamą šviesą, kai teka $I \approx 15$ mA srovė į monochromatoriaus plyšį, parenkame registruojančio fotoelemento diafragmą ir stiprinimą taip, kad keičiant monochromatoriaus bangos ilgį (sukant būgną λ) registruojančio prietaiso rodyklės atsilenkimai neviršytų skalės ribų.
5. Išmatuojame fotoelemento srovės I_s priklausomybę nuo bangos ilgio λ . Nubrėžiame spektrą $I_f = f(\lambda)$.
6. Pagal gautą spektrinę charakteristiką $I_f = f(\lambda)$ nustatome bangos λ_0 ilgį, kuriuo vyksta intensyviausias spinduliavimas. Įvertiname dažnį ν_0 šviesos bangos, kurią daugiausiai spinduliuoja diodas. Kreivės $I = f(\lambda)$ maksimumą atitinkantis $\lambda_{\max}$ gali būti sutapatintas su puslaidininkio draudžiamų energijų juostos pločiu E_g .
7. Apskaičiuojame optiniu būdu (1 f-lė) gautą E_g vertę ir palyginame su elektrinių matavimų rezultatu eU_0 .
8. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. pn sandūros elektrinės charakteristikos ir energinės diagramos atgaline ir pralaidžia kryptimi.
2. pn sandūros darbo principai.
3. Šviesos diodo išorinio kvantinio našumo supratimas.
4. Fermio lygmuo puslaidininkiuose, jo padėtis juostinėje diagramoje ir prasmė.
5. Kuo skiriasi šviesos diodo ir puslaidininkinio lazerio spinduliavimas ir mechanizmai?

LITERATŪRA

- [14], p. 77-80, 123-132, 155-162.
 [15], p. 87-103, 128-144.
 [16], p. 221-227.

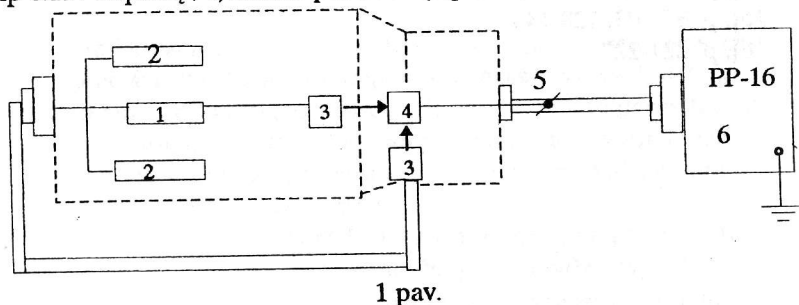
LABORATORINIS DARBAS Nr. 28

RADIOAKTYVIOJO β SPINDULIAVIMO ŠALTINIO AKTYVUMO TYRIMAS

DARBO TIKSLAS: nustatyti radioaktyviojo β spinduliavimo šaltinio aktyvumą.

PIRMONĖS: prietaisas IMF-15V0, sukuriantis silpną savąjį spinduliavimo foną, impulsų skaičiavimo įrenginys PP-16, β spindulių šaltinis, sekundometras.

Įrenginys IMF-15V0M su perskaičiavimo prietaisu PP-16 skirtas matuoti β šaltinio radioaktyvumui. Savasis prietaiso fonas - ne didesnis kaip 0.117 impulsų / s, nesant pašalinio γ spinduliavimo.



Silpną foną įrenginį (1 pav.) sudaro apsauginis cilindras kuriame yra įtaisyti spinduliavimo detektorius 1, cilindrinio bloko detektoriai 2, triggeris 3, antisutapimų kaskadas 4. Apsauginis cilindras sudarytas iš judamosios ir nejudamosios dalių.

DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Pastebėta, kad nestabiliųjų medžiagų izotopai skleidžia trijų tipų radioaktyviuosius spindulius, vadinamus α , β ir γ spinduliais. α spinduliavimas vyksta tada, kai dėl vidinių procesų branduoliuose iš jų išlekia keturių elementariųjų dalelių - dviejų protonų ir dviejų neutronų sandauga. Taigi α dalelių struktūra atitinka du kartus jonizuotą helio atomą arba branduolį ${}^4_2\text{He}$.

β spinduliavimas vyksta tada, kai dėl vidinių branduolio kitimų išlekia dviejų tipų elementariosios dalelės: elektronai (${}_{-1}e^0$) arba pozitronai

(${}_{+1}e^0$). Šios dalelės išmetamos tada, kai įvyksta pasikeitimas tarp nukleonų pagal dėsnius:

$${}_1p^1 \rightarrow {}_0n^1 + {}_{+1}e^0 + \nu^0, \quad (1)$$

$${}_0n^1 \rightarrow {}_1p^1 + {}_{-1}e^0 + \bar{\nu}^0. \quad (1a)$$

Taigi, įvykus β spinduliavimui ir susidarius elektronams (${}_{-1}e^0$), cheminis elementas pasislenka periodinėje elementų sistemoje per vieną skaičių į didesnio Z (čia Z - elemento eilės numeris) pusę, o susidarius pozitronui (${}_{+1}e^0$) - į mažesnio Z pusę. Elemento poslinkio dėsniai užrašomi taip:

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} Y^A + {}_{+1}e^0 + \nu^0, \quad (2)$$

$${}_Z X^A \rightarrow {}_{Z+1} Y^A + {}_{-1}e^0 + \bar{\nu}^0. \quad (2a)$$

Elektrinio krūvio, energijos ir impulso tvermės dėsniai reikalauja, kad skilimo metu susidarytų dar vieno tipo elementariosios dalelės. Pastarosios vadinamos neutrinu (${}_{0}\nu^0$) arba antineutrinu (${}_{0}\bar{\nu}^0$).

γ spinduliavimas tai labai trumpos elektromagnetinės bangos, kurias skleidžia sužadinti branduoliai.

Radioaktyviųjų medžiagų skilimo intensyvumą charakterizuoja jo spinduliavimo aktyvumas A, lygus branduolių skilimo greičiui:

$$A = \frac{dN}{dt}. \quad (3)$$

Radioaktyvaus skilimo dėsnis:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4)$$

Čia N - nesuskilusių branduolių skaičius laiko momentu t. Iš dėsnio plaukia, kad aktyvumas

$$A = N\lambda. \quad (5)$$

Čia λ - radioaktyviojo skilimo pastovioji, rodanti santykinę skylančių branduolių skaičiaus sumažėjimą per laiko vienetą. Pastovioji λ susieta su skilimo pusamžiu T lygybe

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}, \quad (6)$$

todėl šaltinio aktyvumą galima išreikšti ir taip:

$$A = N \cdot \frac{\ln 2}{T} \quad (7)$$

Šaltinio spinduliavimo aktyvumas matuojamas bekereliais (Bk). Vienas bekerelis - tai toks radioaktyviojo izotopo aktyvumas, kai per vieną sekundę įvyksta vienas skilimas. Nesisteminis aktyvumo vienetas yra Kiuris (Ci). $1\text{Bk} = 2,27 \cdot 10^{-11}\text{Ci}$.

BANDYMO EIGA

1. Įjungti impulsų perskaičiavimo prietaisą PP-16 ir palaukti ~30 minučių. Po to patikrinti detektoriaus veikimą.
2. Uždaryti cilindrą (be radioaktyvaus šaltinio). Išmatuoti įrenginio savojo fono sąlygojamo spinduliavimo impulsų skaičių n_f per 20 minučių.
3. Į cilindro viduje esančią išpjovą įdėti β šaltinį ($^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$) ir išmatuoti impulsų skaičių n_1 per 20 minučių. Apskaičiuoti impulsų skaičių n_f ir n_1 vienai sekunde. β šaltinio sukeltų impulsų skaičius vienai sekunde:

$$n = n_1 - n_f \quad (8)$$

Nustatant β šaltinio spinduliavimo aktyvumą, reikia atsižvelgti į tai, kad įrenginyje matuojame β šaltinio spinduliuojamas daleles į $1,425\pi$ kampą. Pilną β šaltinio aktyvumą apskaičiuosime nustatę spinduliuojamų dalelių į erdvinį 4π kampą skaičių.

4. Įvertiname paklaidas ir suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Atomų branduolių sandara ir pagrindinės charakteristikos.
2. Radioaktyvusis spinduliavimas ir jo rūšys.
3. Radioaktyviojo skilimo dėsniai. Skilimo pastovioji, pusamžis, aktyvumas.
4. β spindulių prigimtis ir pagrindinės savybės.
5. Branduolių masės ir krūvio poslinkio dėsniai β skilimo atveju.
6. Eksperimentiniai radioaktyviųjų dalelių registravimo metodai.

LITERATŪRA

- [2], p. 135 - 140.
[3], p. 449 - 454, 474 - 479.
[10], p. 76 - 84, 90 - 93.

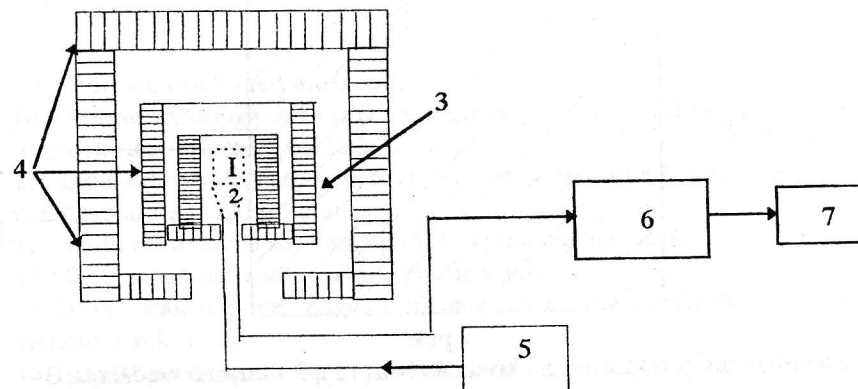
LABORATORINIS DARBAS Nr. 29

MEDŽIAGOS RADIOAKTYVUMO IR γ SPINDULIŲ SILPNĖJIMO KOEFICIENTO METALUOSE NUSTATYMAS GAMA - SPEKTROMETRU

DARBO TIKSLAS: Nustatyti izotopo radioaktyvumą ir išmatuoti gama-spindulių silpnėjimo koeficientą įvairiems metalams.

PRIEMONĖS: Gama-spektrometras, radioaktyvus šaltinis, mikrometras, tarpinė medžiaga, metalinės plokštelės, sekundometras.

Gama - spektrometro blokinė schema iliustruojama 1 paveiksle. Gama kvantai patekę į detektoriaus scintiliacinį kristalą NaI(Tl) formuoja šviesos bliknį.



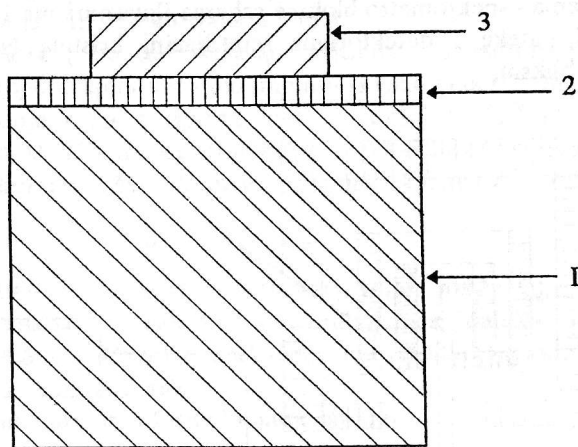
1 pav.

Gama - spektrometro blokinė schema. 1 - kristalas NaI(Tl), 2 - fotoelektroninis daugintuvas, 3- švininis namelis, 4 - pasyvioji apsauga (švino plokštelės), 5 - aukštos įtampos stabilizatorius, 6 - impulsų analizatorius, 7 - skaičių spausdinimo įrenginys.

Fotoelektroninis daugintuvas (FED-56 arba FED-96) stiprina šviesos signalus ir siunčia juos į analizatorių AI-128-2, kuriame jie skirstomi pagal kanalus ryšium su signalų intensyvumais. Ši informacija išvedama į skaičių spausdinimo bloką BZ-15M.

Gama - radioaktyvių medžiagų matavimo metu didelę paklaidą galutiniam rezultatui sudaro įrenginio fonas, kurį formuoja dirvožemio ir atmosferos radioaktyvumas, kosminis spinduliavimas, detektoriaus ir jo apsaugos radioaktyvūs užterštumas. Todėl, skaičiuojant medžiagos radioaktyvumo absoliutinį didumą būtina įvertinti gama-spektrometro foną.

Tiriamoji medžiaga dedama ant kristalo paviršiaus. Kad neužteršti detektoriaus tarp nagrinėjamos medžiagos ir kristalo dedama tarpinė medžiaga, kuri praktiškai neveikia į gama - spindulių absorbcija. Tiriamoji medžiaga ir jos geometrinė forma turi atitikti etaloną ir 2 pav. turi būti vienodame atstume nuo kristalo paviršiaus.



2 pav.

Scintiliacinis detektorius: 1 - kristalas NaI(Tl), 2 - tarpinė medžiaga, 3 - matuojamas bandinys su indeliu.

DARBO EIGA

1. Aparatūra graduojama pagal radionuklido ^{137}Cs etaloną. Etalonas dedamas ant tarpinės medžiagos, registruojamas jo gama - spektras, kuris stebimas ekrane. Fotoatsako maksimumo padėtis ekrane reguliuojama jungikliu "SILPNĖJIMAS" arba aukštos įtampos reguliatoriumi ir fiksuojamas 65-ajame kanale. Penkias minutes renkamas etalono spektras; gauta informacija išvedama į SSĮ ir užrašoma juostoje.
2. Etalonas nuimamas nuo kristalo.
3. Penkias minutes renkamas gama - spektro fonas.

4. Gauta informacija užrašoma bloke SSĮ.

5. Nežinomo radioaktyvumo šaltinis dedamas ant kristalo tarpinės medžiagos: jo spektras renkamas penkias minutes.

6. Nežinomo radioaktyvumo šaltinio gauta informacija užrašoma SSĮ juostelėje.

7. 60 - 70-ajame kanaluose etalono ir nežinomo radioaktyvumo šaltinio skaitmeninės reikšmės sumuojasi; iš abiejų sumų atskaitomos fono reikšmės pagal formulę:

$$N = N_0 - N_F, \quad (1)$$

čia N_0 - šaltinio impulsų skaičius, N_F - fono impulsų skaičius.

8. Gauti rezultatai perskaičiuojami laiko vienetui (1 sek.).

9. Jei etalonas duoda N imp/s, o nežinomo radioaktyvumo šaltinis n imp/s, tai pastarojo radioaktyvumas skaičiuojamas formule:

$$a = \frac{n}{N} \cdot b, \quad (2)$$

čia b - etalono radioaktyvumas, Bq.

10. Tarpinė medžiaga keičiama vienodo storio ir tos pačios geometrinės formos tiriamo metalo plokštele.

11. Radioaktyvus šaltinis dedamas ant metalinės plokštelės, o spektras registruojamas penkias minutes.

12. Gauta informacija išvedama į SSĮ ir užrašoma juostelėje.

13. 60-70 kanaluose gauti duomenys sumuojasi.

14. Fonas skaičiuojamas pagal 1 formulę, o rezultatas pateikiamas laiko vienetui (sek.) - n_F .

15. Išmatuojamas metalinės plokštelės storis - x .

16. Gautus rezultatus įrašome į formulę:

$$\mu = \frac{1}{x} \cdot \ln \frac{n_s}{n} \cdot (m^{-1}), \quad (3)$$

iš kurios nustatomas silpnėjimo koeficientas μ .

17. Skaičiuojamas masinis absorbcijos koeficientas:

$$Q = \frac{\mu}{\rho} \quad (m^2 / kg), \quad (4)$$

čia ρ - medžiagos tankis.

18. Gautas rezultatas Q palyginamas su lentelės duomenimis, jei šaltinio kvantų energija 0,66 MeV.

1 lentelė. Įvairių metalų masiniai absorbcijos koeficientai Q , m^2/kg .

Kvanto energija, MeV	Metalas			
	Aliuminijus	Geležis	Varis	Švinas
0,66	0,0078	0,0077	0,0076	0,0119

19. Suformuluojame išvadas.

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. γ spindulių prigimtis ir savybės.
2. γ spindulių, praeinančių pro medžiagas, silpnėjimo dėsnai.
3. Kosminio radioaktyviojo spinduliavimo fonas ir jo prigimtis.

LITERATŪRA

[4], p. 449-479.

LABORATORINIS DARBAS Nr. 30

DUJINIS LAZERIS IR KAI KURIŲ JO PARAMETRŲ MATAVIMAS

TIKSLAS: Susipažinti su pagrindiniais dujinio helio-neono lazerio veikimo principais ir: a) su lazerio spindulio bangos ilgio, b) poliarizacijos laipsnio ir c) erdvinio koherentiškumo nustatymu bei atstumo tarp Jungo plyšių matavimais.

PRIEMONĖS: Helio-neono dujų lazeris, difrakcinė gardelė, ekranas, liniuotė ir poliaroidas (poliarizacinė prizmė). Lazeris ir tyrimo priemonės išdėstomos ant optinio suolo.

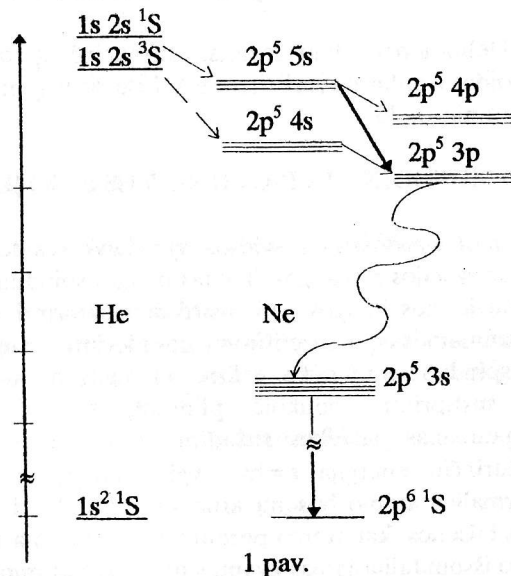
DARBO METODIKA IR PAGRINDINĖS FORMULĖS

Paprastasis monochromatinės šviesos spindulys susideda iš bangų, kurių fazės ir poliarizacijos skirtingos. Tokias bangas spinduliuoja skirtingi atomai, ir spindulyje šios bangos gali atsitiktinai stiprinti arba silpninti viena kitą. Taip gaunamos nekoherentinės (nesuderintų fazių) bangos.

Indukuoto spinduliavimo dėka galima priversti atomus sinfaziškai spinduliuoti ir sustiprinti aplinkoje plintantį spindulį. Indukuotas spinduliavimas gaunamas paveikus sužadintą atomą elektromagnetinio lauko kvantu, turinčiu energiją $\epsilon = h\nu$, lygią energijų skirtumui tarp sužadintos ir normalios atomo būsenų arba sužadintos ir kitos, mažesnės energiją turinčios būsenos, kai atomo perėjimas į šią būseną neuždraustas. Šiuo atveju atomo išspinduliuojamas kvantas turi tokį pat impulsą, energiją ir poliarizaciją, kaip ir kvantas, sukėlęs jo spinduliavimą. Dėl to aplinkoje plintančio spindulio ne tik intensyvumas didėja, bet ir gaunamas koherentinis (suderintų fazių) spindulys.

Konstruojant lazerį svarbiausia sudaryti aktyviąją aplinką, kurioje daug atomų būtų sužadinti. Sklindant koherentinei (suderintų fazių) bangai tokia aplinka, atsiranda ištisa papildomų kvantų lavina. Aktyvioji aplinka sukurama veikiant sistemą elektromagnetine banga, kurios ilgis λ skiriasi nuo indukuoto spinduliavimo bangos ilgio. Helio - neono dujiniame lazeryje aktivacijos procesą atlieka rusenantis išlydis. Vamzdelio galuose įstatomi du lygiagretūs plokšti veidrodžiai, kurių vienas arba abu yra pusiau skaidrūs. Išlydžio metu He atomai iš būvio $1s^2\ ^1S$ perkeliama į būvius $1s\ 2s\ ^1S$ ir $1s\ 2s\ ^3S$. (žr. 1 pav.); čia 1S ir 3S rodo atstojamąjį atomo

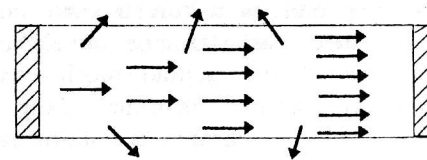
impulso momentą ir atstojamąjį sukinio impulso momentą (1S atitinka $L_a=0, S_s=0$; 3S atitinka $L_a=0, S_s=1$). Sužadintas būvis 1S metastabilus, t.y. jo gyvavimo laikas santykinai ilgas, lyginant su kitų būvių gyvavimo laiku. Dėl šios priežasties sužadinti He atomai spėja susidurti su nesužadintais Ne atomais ir atiduoda jiems savo energiją. Neono atomai pereina į $2p^5 5s$ būvį. Dalis He atomų spės ir iš sužadinto būvio $1s 2s ^3S$ perduoti energiją Ne atomams ir perkelti juos į būvį $2p^5 4s$. Neono atomai iš sužadintų būvių (1 pav.) rodyklėmis nurodytais keliais



1 pav.

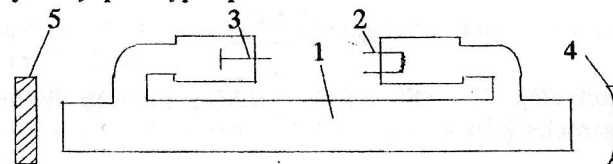
pereina į pagrindinę būseną. Lazerio spinduliavimą (intensyviausią spinduliavimą) sudaro perėjimai $2p^5 5s \rightarrow 2p^5 3p$. Taip atsitinka todėl, kad dėl He lygmens $1s 2s ^1S$ metastabilumo lygmenyje $2p^5 5s$ yra daug daugiau atomų negu $2p^5 4s$ ir dėl to, kad $2p^5 3p$ būvyje Ne atomų būvimo laikas labai trumpas ir todėl $2p^5 3p$ lygmenyje Ne atomų nesusikaupia (yra daug laisvųjų būsenų). Vykstant perėjimui $2p^5 5s \rightarrow 2p^5 3p$, spinduliuojama apie 30 skirtingų ilgių bangų nuo 0,6 iki 5,4 μm . Intensyviausia yra 1153 nm ilgio banga.

Spontaniškai išspinduliuoti Ne atomų kvantai veikia kitus Ne atomus, esančius sužadintame $2p^5 5s$ būvyje, ir sukelia indukuotą spinduliavimą aktyviojoje lazerio aplinkoje. Masinį šio proceso didėjimą lemia veidrodinis rezonatorius, kuriame yra dujinis vamzdelis (2 pav.).



2 pav.

Fotonams dėl atspindžių nuo veidrodžių daug kartų prabėgant išilgai vamzdelio, susidaro galingas spinduliavimo srautas, kurio dalis nuolat spinduliuojama į aplinką pro pusiau skaidrius veidrodžius.



3 pav.

Dujinio lazerio vamzdelį (3 pav.) sudaro: kaitinamas katodas 2, reikalingas išlydžiams dujose gauti, anodas 3 ir du veidrodžiai 4, 5. Lazeris įjungiamas trimis etapais.

1. Įjungus lygintuvą, įsijungia katodo ir aukštos įtampos lygintuvo kaitinimas.
2. Po kelių minučių galima įjungti aukštąją įtampą. Jei ji įjungiamą per anksti, tai teigiami dujų jonai smūgiuoja į katodą ir jį ardo. Pakankamai įkaitintą katodą apsaugo iš jo emituoti elektronai.
3. Dujų vamzdyje išlydį uždega aukštosios įtampos transformatorius. Spustelėjus transformatoriaus paleidimo migtuką, gaunamas aukštojo dažnio įtampos impulsas, kuris įžiebia vamzdyje dujų išlydį. Lazerio įjungimas gali būti iš dalies arba visiškai automatizuotas - du arba visi trys etapai atliekami vienu veiksmu. Lazerio šviesą galima akimi stebėti tik atsispindėjusią nuo ekrano, kurio paviršius matinis, arba praėjusią pro neutralų (nespalvotą) šviesos filtrą, sumažinantį šviesos intensyvumą 10^4 kartų.

BANDYMO EIGA

a) Lazerio spindulio bangos ilgio skaičiavimas difrakcine gardele

1. Lazerio spindulio kelyje ant optinio suolo įtvirtinama difrakcinė gardelė. Į ekraną pasukama ta gardelės pusė, kurioje užrašytas įbrėžimų viename milimetre skaičius.

2. Įjungus lazerį, gardelės padėtis pakoreguojama taip, kad ji būtų statmena spinduliui. Gardelė bus statmena spinduliui, kai nuo jos atspindėjęs spindulys pateks į lazerio išėjimo langelio centrą.

3. Statmename spinduliui ekrane matome daug neužsiklojančių maksimumų (raudonų juostelių). Ekranas bus statmenas pluošteliai, jei teigiamos ir neigiamos eilės difrakciniai spektrai bus simetriški nulinės eilės spektrui.

4. Išmatuojame atstumus ΔX_m tarp 1-os, 2-os ir kt. eilių difrakcijos maksimumų. Įstatę šiuos duomenis į 1 formulę, apskaičiuojame įvairių spektrų eilių difrakcijos kampus:

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{\Delta X_m}{2L} \quad (4)$$

Šioje formulėje L - difrakcinės gardelės nuotolis iki ekrano. Iš difrakcinės gardelės lygties

$$d \sin \varphi_m = \pm m\lambda \quad (5)$$

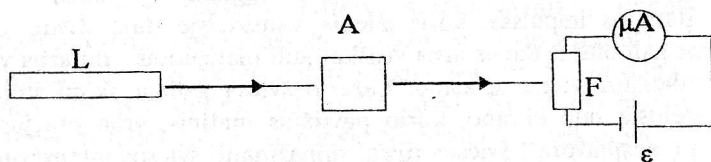
apskaičiuojame λ kiekvienam φ_m , imdami $m=1, 2, 3, \dots$

b) Lazerio šviesos poliarizacijos laipsnio matavimas.

Šviesos poliarizacijos laipsniu vadinamas dydis

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6)$$

čia: I - šviesos intensyvumas. Visiškai poliarizuotos šviesos $I_{\min}=0$ ir $P=1$; natūralios šviesos $I_{\max}=I_{\min}$ ir $P=0$. Lazerio šviesos poliarizacijos laipsniui matuoti sujungiamo šią schemą:



4 pav.

Čia L - poliarizuotos šviesos šaltinis - helio ir neono dujų lazeris, A - poliaroidas (analizatorius), F - fotovarža, ε - nuolatinės srovės šaltinis. Poliaroidą A galima sukti apie ašį, einančią išilgai šviesos spindulio; skalėje ant jo būgno matuojamas posūkio kampas. Fotosrovė, matuojama mikroampermetru, proporcinga krintančios į fotovaržą šviesos

intensyvumui I . Todėl 6 lygties intensyvumus pakeitę atitinkamomis fotosrovėmis, galime rasti poliarizacijos laipsnį:

$$P = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \quad (7)$$

1. Ant optinio suolo sustatome prietaisus 4 pav. nurodyta tvarka.

2. Sujungiame elektros grandinę.

3. Pakoreguojame poliaroido padėtį, kad praėjęs pro poliaroidą šviesos spindulys apšviestų fotovaržos centrą. Lazerį įjungia tik dėstytojas arba laborantas!

4. Įsitikiname, kad sukant analizatorių, kinta praėjusios šviesos intensyvumas ir fotosrovė ($I \sim i$).

5. Sukdami analizatorių, randame padėtis, kai fotosrovė minimali ($\varphi_{\min}$) ir maksimali ($\varphi_{\max}$). Fotosrovės ir kampas matuojame 3 - 4 kartus. Randame vidurkius.

6. Įsitikiname, kad $\overline{\varphi}_{\max} - \overline{\varphi}_{\min} = \pm \frac{\pi}{2}$.

7. Apskaičiuojame poliarizacijos laipsnį.

c) Lazerio spindulio erdvinio koherentiškumo patikrinimas

1. Lazerio spindulio kelyje iš pradžių statomas vienas plyšys, o po to du Jungo plyšiai. Praktiškai tai gali būti viena metalizuota stiklinė plokštelė, kurioje įbrėžti arti vienas kito du lygiagretūs rėžiai, praleidžiantys šviesą, ir trečias rėžis - toliau nuo jų.

2. Pasukę vieną plyšį statmenai spinduliui, stebime difrakcinį spektrą. Plyšio atžvilgiu keisdami ekrano padėtį, centre gauname maksimumą (raudoną liniją). Ši linija yra pakankamai plati, nes minimumų padėtis nusakoma sąlyga

$$b \sin \varphi_{\min} = \pm m\lambda \quad (8)$$

čia b - plyšio plotis; jis yra mažas dydis, todėl $\varphi_{\min}$ - gana didelis. Nubraižome centrinę stebimojo vaizdo dalį.

3. Spindulio kelyje pastatome du jam statmenus plyšius. Dabar stebimi difrakcijos maksimumai, išmarginti tamsiomis ir raudonomis interferencinėmis juostomis. Ypač ryškus efektas nulinės eilės difrakcijos maksimume. Šių interferencijos juostų buvimas ir įrodo lazerio spindulio erdvinį koherentiškumą. Nubraižome nulinės eilės difrakcijos spektre stebimą interferencinį vaizdą.

4. Iš interferencijos vaizdo nulinės eilės difrakcijos maksimumo ribose randame atstumą tarp Jungo plyšių:

$$d \sin \alpha_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (9)$$

čia $\alpha_{\min}$ - kampas, kuriuo matomas m - asis minimumas. Dėl jo mažumo imame $\sin \alpha \approx \alpha$. Imant gretimus minimumus,

$$d \cdot \Delta \alpha_{\min} = \frac{\lambda}{2} \quad \text{ir} \quad d = \frac{\lambda}{2 \Delta \alpha_{\min}} \quad (10)$$

KONTROLINIAI KLAUSIMAI

1. Indukuotas ir savaiminis atomų ir molekulių spinduliavimas.
2. Lazerio veikimo principas.
3. He-Ne dujų lazerio veikimo principas.
4. Lazerio spindulio kohertiškumas.
5. Lazerio spindulio polerizacijos ir bangos ilgio matavimų metodika.

LITERATŪRA

- [1], p. 145-146, 158-160.
[2], p. 97-105.
[4], p. 410-421.

LITERATŪRA

1. A.Tamašauskas, J.Vasylius. Fizika, 2t.- V.:Mokslas, 1989. - 193 p.
2. A.Tamašauskas, J.Vasylius, Č. Radvilavičius. Fizika, 3t.- V.: Mokslas, 1992. - 180 p.
3. B.Javorskis, A.Detlafas, L.Milkovskaja. Fizikos kursas, 2 t.-V.: Mintis, 1970.
4. B. Javorskis, A. Detlafas. Fizikos kursas, 3 t.-V.: Mintis, 1975. - 582 p.
5. Fizikos praktikos darbai. 1 d. Red. P. Brazdžiūnas. - V.: Mintis, 1979. - 316 p.
6. A.Urbelis. Kai kurie elektrostatikos ir nuolatinės elektros srovės klausimai: Mokomoji knygelė. - V.: VISI, 1986. - 102 p.
7. E.Mauza. Kai kurie elektromagnetizmo klausimai: Mokomoji knygelė. V.: VISI, 1986. - 140 p.
8. E.Mauza. Optinių reiškinių dėsninumi: Mokomoji knygelė. - V.: VISI, 1986. - 131 p.
9. E.Mauza, Š.Vilčinskas. Kai kurie atomo fizikos ir kvantinės mechanikos dėsninumi: Mokomoji knygelė. - V.: VISI, 1986 - 112 p.
10. J.Jakimavičius, A.Karpinskas, B.Martinėnas, A.Šatas. Fizikos laboratoriniai darbai. Kvantinė optika. Atominė fizika. Puslaidininkų fizika. Atomo branduolio fizika. - V.: VISI, 1984. - 96 p.
11. Fizika. Elektromagnetizmas. Kintamoji elektros srovė. Laboratorinių darbų aprašymų rinkinys / Red. J.Semionovas. - V.: VISI, 1976.-148 p.
12. Fizika. Fotometrija ir geometrinė optika. Banginė optika. Laboratorinių darbų aprašymų rinkinys / Red. J.Semionovas. - V.: VISI, 1976. - 80 p.
13. J.Kaulakys, K.Lipskis, P.Lukošius, Z.Pocius, J.Semionovas. Fizika. Fotometrija ir geometrinė optika. Banginė optika. Laboratorinių darbų aprašymų rinkinys. - V.: VISI, 1976. - 79 p.
14. A.Tamašauskas, J.Vasylius, I.Požela. Fizika, 4 t., - V.: Mokslo ir enciklopedijų leidykla, 1995. - 198 p.
15. E.Mauza. Kai kurie kvantinės statistikos ir kietojo kūno fizikos dėsninumi ir jų taikymas. - V.: Technika, 1992. - 157 p.
16. J.V.Saveljev. Kurs obščej fiziki, 3 t. - M.: Nauka, 1979. - 303 p. (rusų kalba)