

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Puslaidininkų fizikos mokomoji laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 2

**MAGNETOVARŽOS
IR HOLO EFEKTO TYRIMAS**
(Galvanomagnetinių reiškinių puslaidininkiuose tyrimas)

2018-02-09

Turinys

1. Darbo tikslai.....	2
2. Darbo užduotys	2
3. Darbo teorija	3
3.1. Galvanomagnetiniai reiškiniai	3
3.2. Holo efektas	7
3.3. Magnetovaržos efektas.....	9
4. Tyrimo metodika.....	11
4.1. Darbo priemonės	11
4.2. Darbo eiga	13
1 užduotis [$U_H = f(I_p)$]:	13
2 užduotis [$U_p = f(B)$]:	14
3 užduotis [$U_H = f(B)$]:	16
4.3. Eksperimento rezultatų analizavimas.....	18

1. Darbo tikslas

Remiantis Holo ir magnetovaržos efektų teorijos dėsniniais, nusakyti prielaidas ir sąlygas leidžiančias išmatuoti Holo ir magnetovaržos koeficientus bei Holo judrį, nustatyti vyraujančią krūvininkų sklaidos mechanizmą, jų tankį ir kitus puslaidininkinės medžiagos parametrus.

2. Darbo užduotys

1. Išmatuoti Holo įtampos U_H priklausomybę nuo kontrolinės bandinio srovės I_p [$U_H = f(I_p)$] esant kambario temperatūrai ir pastoviam magnetiniam laukui.
2. Išmatuoti įtampos išilgai bandinio U_p priklausomybę nuo magnetinio lauko indukcijos B [$U_p = f(B)$] esant kambario temperatūrai ir pastoviai bandinio srovei. Apskaičiuoti magnetovaržos koeficientą.
3. Išmatuoti Holo įtampos U_H priklausomybę nuo magnetinio lauko indukcijos B [$U_H = f(B)$] esant kambario temperatūrai ir pastoviai bandinio srovei. Nustatykite Holo koeficientą R_H ir bandinio laidumo tipą. Apskaičiuokite Holo judrį μ_H ir krūvininkų tankį n .
4. Apibendrinti gautus eksperimentinius rezultatus (palyginti su teoriniais duomenimis), aptarti faktorius, turėjusius didžiausią įtaką matavimo neapibrėžtims ir suformuluoti pagrindines šio darbo išvadas.

3. Darbo teorija

3.1. Galvanomagnetiniai reiškiniai

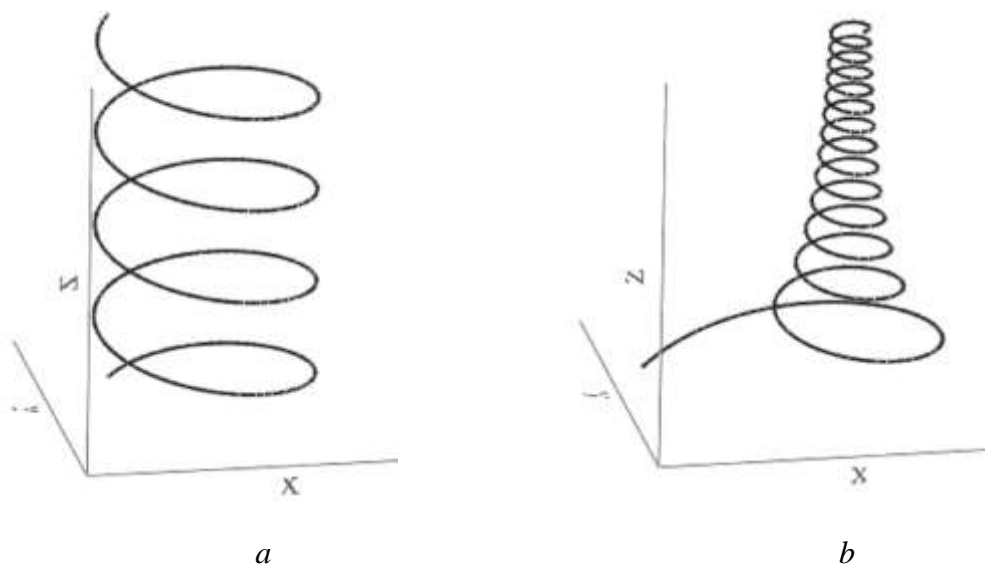
Išorinių laukų poveikiai, kaip taisyklė, puslaidininkinėse ir kitose medžiagose sukelia krūvininkų srautus, dar vadinamus krūvininkų pernaša. Pernašos reiškiniai yra labai svarbūs teorijai ir praktikai, nes daugumos puslaidininkinės elektronikos įtaisų veika pagrįsta krūvininkų judėjimu elektriniame ir magnetiniame laukuose, esant temperatūrų gradientams, mechaninėms deformacijoms ir pan.

Pernašos reiškinijų yra daug ir įvairių. Čia plačiau aptarsime galvanomagnetinius pernašos reiškinius, atsirandančius tada, kada puslaidininkinį bandinį ar medžiagą kartu veikia elektrinis ir magnetinis laukai. Bendru atveju krūvininkų pernašos teorijos analizė yra labai sudėtinga, todėl apsiribosime krūvininkų pernašos analize tuo atveju, kai elektrinis ir magnetiniai laukai yra orientuoti statmenai. Tada, tarus kad $\vec{E} = \vec{E}_x$ ir $\vec{B} = \vec{B}_z$, elektroną veiks Lorencio jėga $e[\vec{v} \cdot \vec{B}]$

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (1)$$

čia e – elektrono krūvis, \vec{v} – krūvininko greitis, \vec{E} – elektrinio lauko stipris, \vec{B} – magnetinio lauko indukcija.

Laisvojoje erdvėje Lorencio jėgos komponentė, statmena krūvininko greičio ir magnetinio lauko vektoriams („kairės rankos taisyklė“), keis krūvininko judėjimo trajektoriją – krūvininkas judės spirale išilgai \vec{E} (1 pav., a), su apsisukimų dažniu, proporcingu \vec{B} (1 pav., b). Priminsime, kad lekiantis krūvininkas ir veikiamas tik magnetinio lauko taip pat judės spirale, o Lorencio jėgos veikiamas krūvininkas savo energijos nekeičia. [1 pav. grafikai yra gauti MatCad skaičiavimais, kurių bylą galite atsisiusti iš PFK svetainės].



1 pav. Krūvininko judėjimo trajektorija lygiagrečiuose elektriniame ir magnetiniame laukuose: a – magnetinė indukcija pastovi, b – stiprėjanti z-kryptimi.

Krūvininko spiralinio sukimosi kampinis (ciklotroninis) dažnis išreiškiamas taip:

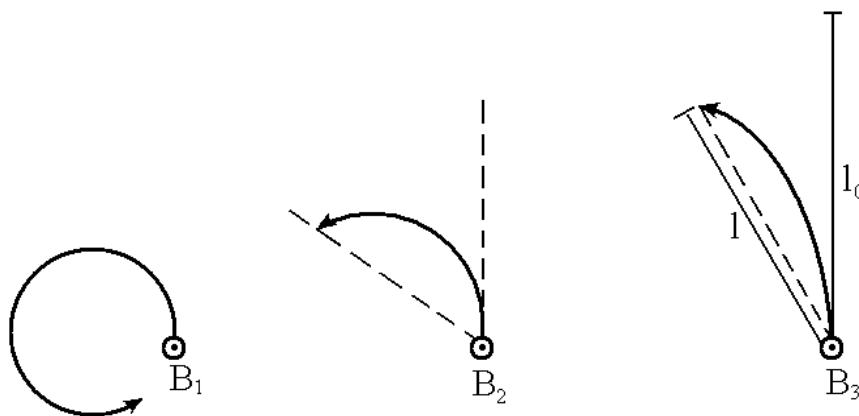
$$\omega_B = \frac{2\pi}{T_L} = \frac{e \cdot |\vec{B}|}{m_c^*} \quad (2)$$

Apsisukimų periodas $T_L = \frac{2\pi R_L}{v_\perp}$, o “Larmoro” spindulys R_L surandamas iš judėjimo lygties

$$\frac{m_c^* v_\perp^2}{R_L} = F_L. \text{ Čia } m_c^* \text{ - taip vadinama ciklotroninė krūvininkų masė.}$$

Ciklinio krūvininkų judėjimo pobūdis kristaluose gali būti stebimas, kai $\omega_B \tau > 1$, t.y. osciliacijų periodas T_L yra mažesnis už laiką τ tarp dviejų susidūrimų su priemaišomis arba fononais (τ - krūvininkų *relaksacijos* arba *laisvojo lėkio laikas*), arba laisvojo lėkio ilgis l viršija uždaros trajektorijos ilgį $2\pi R_L$. Tai galioja tik labai kokybiškuose kristaluose ir pakankamai žemose temperatūrose bei stipriuose magnetiniuose laukuose. Kvantinės mechanikos artėjime ciklinio krūvininkų judėjimo energija, kaip įprasta, yra kvantuojama: $E_m = \hbar \omega_B (m + 1/2)$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Tokiu būdu, ciklinis krūvininkų judėjimas puslaidininkiuose bus nutraukiamas sklaidos reiškiniais, kurie ir nulems galvanomagnetinius reiškinius.

Magnetiniai laukai, kurie mažai teiškreips krūvininko trajektoriją, bus vadinami silpnaisiais magnetiniais laukais, t. y. $R_L \gg l$. Grafiškai tai parodyta 2 pav. Silpnųjų magnetinių laukų atveju galime išskirti du reiškinius. Pirmas – tai krūvininkų atlenkimas nuo srovės tekėjimo krypties plokštumoje, statmenoje magnetiniam laukui, dažniausiai vadinamas **Holo efektu** (atrastas E. Hall 1879 m.), (3 pav.). Antras – tai krūvininko laisvojo kelio sumažėjimas magnetiniame lauke ir, tuo pačiu, keičiantis medžiagos laidumą. Pastaroji savybė vadinama **magnetovaržos efektu**.



2 pav. Krūvininkų trajektorijos priklausomybė nuo magnetinės indukcijos ($B_1 > B_2 > B_3$)

Dabar trumpai paanalizuosime šiuos reiškinius, pasinaudodami Bolcmano kinetinės lygties savybėmis. Bolcmano lygtis nusako krūvininkų pasiskirstymo funkcijos

$f(k)$ pokyčių priklausomybę nuo kvaziimpulsų energijos, tarus, kad sklaida keičia tik krūvininko bangos vektoriaus kryptį, bet nekeičia jo absoliutaus dydžio k_0 :

$$\vec{F} \cdot \text{grad}_k f(k) = \frac{\hbar}{\tau_k} [f(k) - f_0(k)] \quad (3)$$

Pusiausvyrinio pasiskirstymo funkcija $f_0(k)$ neišsigimusiame puslaidininkiu yra:

$$f_0(k) = N_e \frac{\exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right)}{\int_0^\infty \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right) \rho(E_k) dE_k} \quad (4)$$

N_e – krūvininkų, ir $\rho(E)$ – būsenų tankiai juostoje, $E_k \equiv E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{m^* v_k^2}{2}$ – krūvininkų kinetinė energija. Tada srovės tankis bus išreiškiamas taip:

$$J = -\frac{e}{(2\pi)^3} \int v_k [f(k) - f_0(k)] d^3k \quad (5)$$

t.y. suma visų krūvininkų greičių padaugintu iš jų krūvio; $(2\pi)^3$ – normavimo daugiklis. Pasinaudojus lygybėmis:

$$\begin{aligned} \text{grad}_k f_0 &= \frac{\partial f_0}{\partial E_k} \text{grad}_k E_k = v_k \frac{\partial f_0}{\partial E_k} \\ \frac{\partial f_0}{\partial E_k} &= -\frac{f_0}{k_B T} \quad (\text{gauta iš (4) išraiškos}) \\ [\vec{v} \times \vec{B}] \vec{v} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

ir Bolcmano lygtį galima išreikšti taip:

$$(\vec{E} \cdot \vec{v}_k) \frac{f_0}{k_B T} = \frac{1}{\hbar} [\vec{v}_k \times \vec{B}] \text{grad}_k [f(k) - f_0(k)] - \frac{1}{e\tau_k} [f(k) - f_0(k)] \quad (7)$$

Kai $B=0$, tuomet gauname iš (7)

$$[f(k) - f_0(k)] = -\frac{e\tau_k}{k_B T} (\vec{v}_k \cdot \vec{E}) f_0(k) \quad (8)$$

Be to, iš Omo dėsnio $J = \sigma E$ ir (6), gauname kristalo laidumo σ išraišką (be magnetinio lauko, t.y. $B=0$):

$$\sigma_0 = \frac{e^2 N_e}{k_B T} \frac{\int E_k \tau(E_k) \exp(-\frac{E_k}{k_B T}) \rho(E_k) dE_k}{\int_0^\infty \exp(-\frac{E_k}{k_B T}) \rho(E_k) dE_k} = \frac{e^2 N_e \langle \tau \rangle}{m^*} = e \mu_d N_e \quad (9)$$

Čia $\langle \tau \rangle$ - vidutinis relaksacijos laikas, μ_d – dreifinis judris.

Kai $\vec{B} \neq 0$, Bolcmano lygties (7) sprendinio galima ieškoti (8) išraiškos pavidalu, pakeičiant \vec{E} nežinomu vektoriumi \vec{A} . Tuomet Omo dėsnis $\vec{J} = \sigma_0 \vec{A}$, ir iš (7) gautume lygtį:

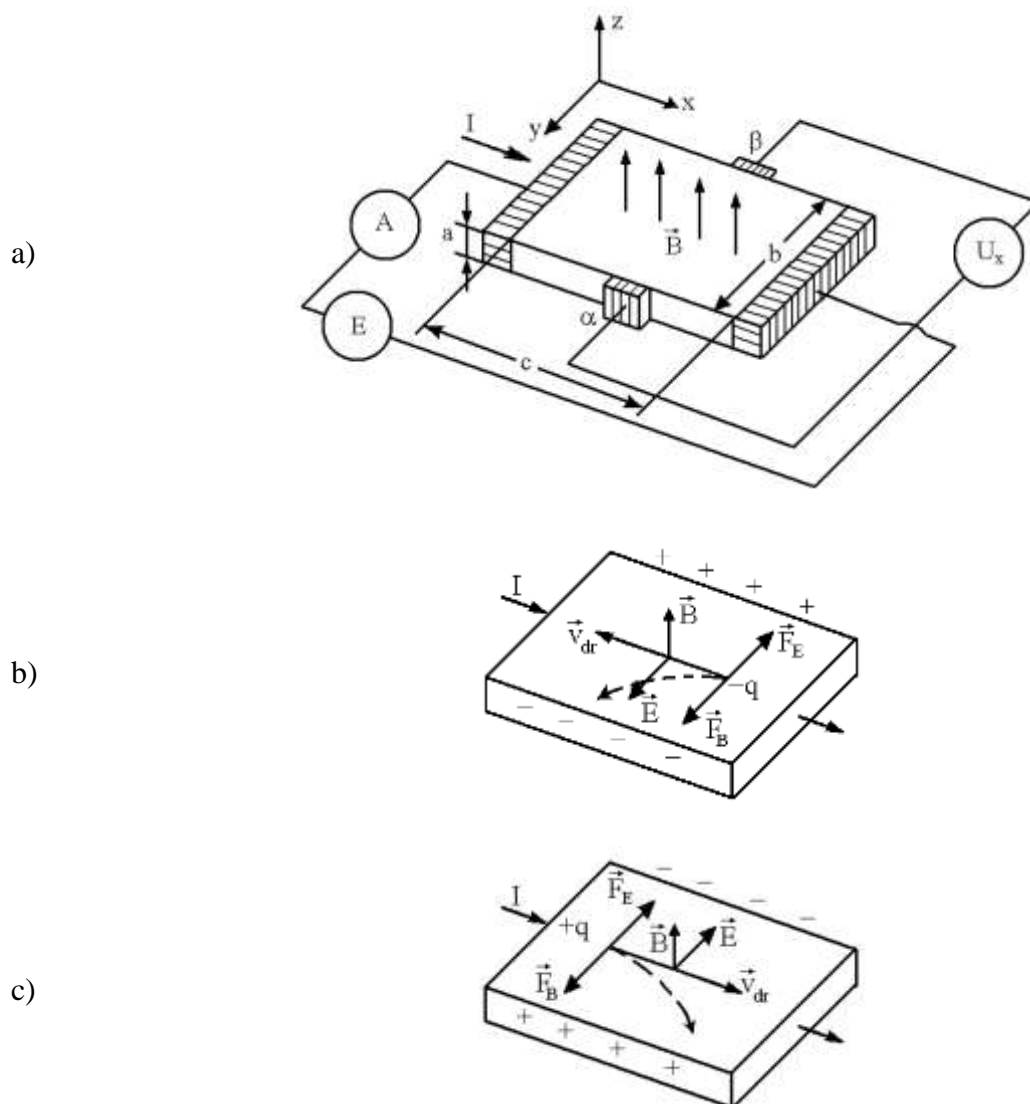
$$\vec{E} = \vec{A} - \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} [\vec{B} \times \vec{A}] \quad (10)$$

iš kurios ir gauname nežinomą vektorių A :

$$\vec{A} = \gamma \left(\vec{E} + \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} [\vec{B} \times \vec{E}] \right) \quad (11)$$

kur $\gamma = (1 + \omega_B^2 \langle \tau \rangle^2)^{-1} \quad (\gamma \approx 1, \text{ nes } \tau \omega_B \ll 1)$ (12)

3.2. Holo efektas



3 pav. Bandinio Holo efektui tirti sandara (a) ir krūvininkų trajektorija (punktyrinė linija) elektroniniame (b) ir skyliniame (c) puslaidininkiuose

3 pav. parodyta, kad, atsiradusi Lorencio jėga, keičia krūvininkų judėjimo trajektoriją ir dėl to tarp kontaktų α ir β (dėl skirtingo krūvininkų tankio) atsiranda elektrinis laukas, kuris vadinamas Holo lauku, o pats lauko atsiradimas – Holo efektu.

Įstačius išraišką $\vec{A} = \rho_0 \vec{J}$, kur $\rho_0 = 1/\sigma_0$ – redukuotos varžos tenzorius, į (10) lygybę gauname:

$$\vec{E} = \rho_0 \vec{J} - \mu_H [\vec{B} \times \rho_0 \vec{J}] \quad (13)$$

čia pirmasis narys išreiškia Omo dėsnį, o antrasis nusako Holo efektą. Antrasis narys, keičiant magnetinio lauko kryptį, keičia ženklą ir izotropiniam kristalui (ρ_0 – skaliaras) jį galime pateikti taip:

$$\vec{E}_H = R[\vec{B} \times \vec{J}] \quad (14)$$

čia Holo koeficientas

$$R = -\frac{e\langle\tau\rangle\rho_0}{m^*} = -\mu_H\rho_0 \quad (15)$$

Pasinaudoję (9) išraiška, Holo koeficientą galime išreikšti ir taip:

$$R_{e,h} = \mp \frac{1}{e \cdot N_{e,h}} \quad (16)$$

Matome, kad R nepriklauso nuo magnetinio lauko, t. y. priklauso tik nuo medžiagos savybių. Holo koeficiento nustatymas leidžia tiesiogiai nustatyti krūvininkų ženklą ir jų tankį. Holo efekto panaudojimas yra vienas iš pačių populiariausių metodų tirti krūvininkų savybes puslaidininkiuose.

Primename, kad $\mu_d = \frac{e\langle\tau\rangle}{m^*}$ – yra dreifinis judris, o pateiktas nagrinėjimas tolygus pernešimo reiškiniams, esant krūvininkų sklaidai. Mes nebuvo akcentavę sklaidos reiškinių, todėl formulėse jų įtaka neatspindėta. Įvertinus sklaidos reiškinius Holo koeficiento išraiška bus tokia:

$$R = \mp \frac{A}{eN} \quad (17)$$

čia A – Holo faktorius, kuris priklauso nuo vyraujančių krūvininkų sklaidos mechanizmų ir, jeigu relaksacijos trukmė laipsniškai priklauso nuo energijos $\tau(E) = \tau_0 E^p$, tai A išreiškiama Γ funkcijomis:

$$A = \frac{\langle\tau^2\rangle}{\langle\tau\rangle^2} = \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2} + 2p\right) \cdot \Gamma\frac{5}{2}}{\left[\Gamma\left(\frac{5}{2} + p\right)\right]^2} \quad (18)$$

Priklausomai nuo sklaidos mechanizmų p , būdingos A reikšmės pateiktos 1 lentelėje. Čia pateikta kaip kinta A , kintant p .

1 lentelė. Holo faktoriaus sąryšis su sklaidos mechanizmais.

Skaidos mechanizmas	Neutralios priemaišos	Deformacinis akustinis	Poliarinis optinis	Jonizuotos priemaišos
p	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$
A	1	$\frac{3\pi}{8} = 1.18$	$\frac{45\pi}{128} = 1.13$	$\frac{315\pi}{128} = 1.93$

Matome, kad tuo atveju, kai relaksacijos laikas nepriklauso nuo energijos, $A=1$.

Be to, (13) išraiškoje figūruoja Holo judris ($\vec{E} = -\mu_H [\vec{B} \times \rho_0 \vec{J}]$), kuris skiriasi nuo dreifinio judrio:

$$\mu_H = A \cdot \mu_d. \quad (19)$$

Taigi, Holo judris proporcingas dreifiniam judriui ir skiriasi koeficientu lygiu Holo faktoriui.

3.3. Magnetovaržos efektas

Jau buvo paminėta, kad magnetinis laukas keičia judančio krūvininko trajektoriją ir, tuo pačiu, medžiagos laidumą. Tada iš sąryšio $\vec{J} = \sigma_0 \vec{A}$ ir (11) lygties gausime, kad:

$$\vec{J} = \sigma_0 \gamma \left(\vec{E} + \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} [\vec{E} \times \vec{B}] \right) \quad (20)$$

kur γ pagal (12).

Matome, kad (21) lygtis nusako pakitusios magnetiniame lauke srovės dydį, t. y. magnetovaržą. Kad surastume kristalo laidumo tenzorių $\sigma(\vec{B})$, priklausantį nuo magnetinio lauko, reikia įvesti tokį pakeitimą:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{B}) \vec{E} \quad \text{arba} \quad J_i = \sum_j \sigma_{ij}(\vec{B}) E_j \quad (21)$$

Izotropiniuose kristaluose, kai magnetinis laukas nukreiptas z -ašies kryptimi ($B_x = B_y = 0$), tai bus laidumo tenzorius

$$\sigma(B) = \sigma_0 \gamma \begin{pmatrix} 1 & -\mu_H B_z & 0 \\ \mu_H B_z & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (22)$$

ir redukuotos varžos tenzorius bus:

$$\rho(B) = \rho_0 (1 + \mu_H^2 B^2) \begin{pmatrix} 1 & RB_z & 0 \\ -RB_z & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

čia ρ_0 – izotropinio kristalo redukuota varža, kai $\vec{B} = 0$; R – Holo koeficientas (15), o $\gamma^{-1} = (1 + \omega_B^2 \langle \tau \rangle^2) = 1 + \mu_H^2 \vec{B}^2$ (tai seka iš (2) ir (12) išraiškų). Primename, kad tai galioja tik silpniems laukams ($\omega_B < 1$).

Matome, kad magnetinio lauko poveikyje kinta srovė (20), tekanti bandiniu, o jo varža didėja proporcingai B^2 . Paprastai magnetovaržos koeficientas įvedamas taip:

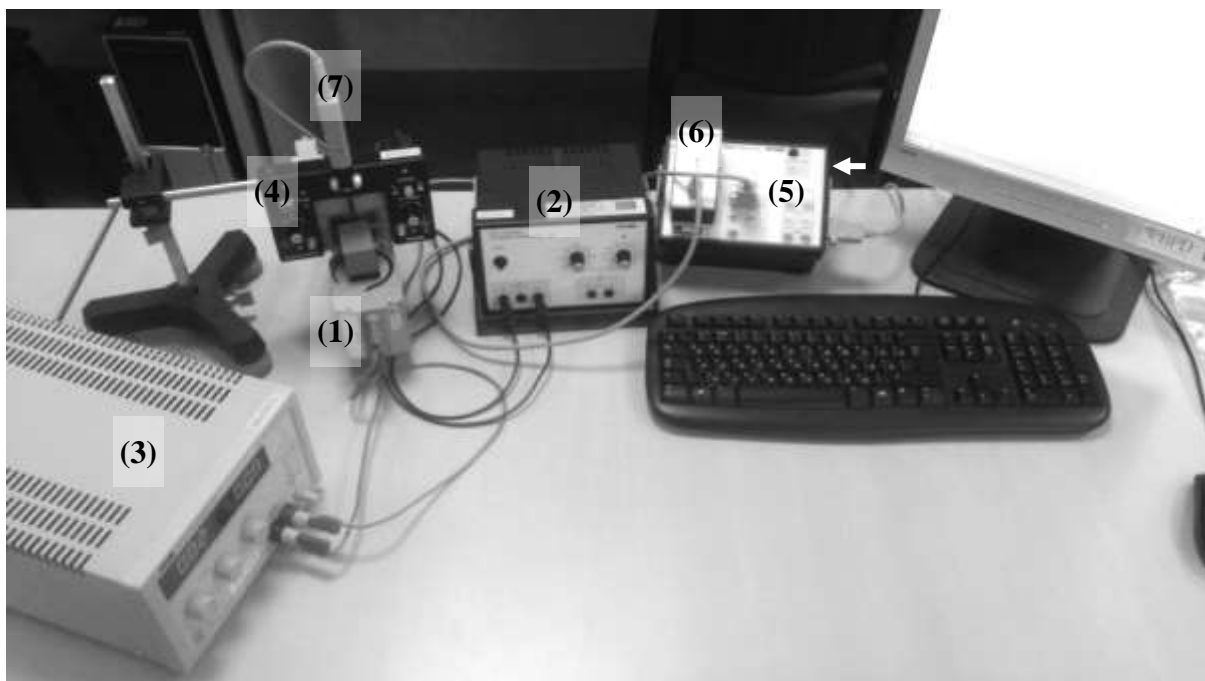
$$\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\sigma_0 - \sigma_B}{\sigma_B} = \mu_B^2 \cdot B^2 \quad \text{arba} \quad \mu_B^2 = \frac{\sigma_0 - \sigma_B}{\sigma_B} \cdot \frac{1}{B^2} \quad (24)$$

Detalus nagrinėjimas rodo, kad jei relaksacijos laikas nepriklauso nuo energijos ($p = 0$), tai nebus ir magnetovaržos efekto. Tai sąlygoja Holo laukas, kuris kompensuos Lorencio jėgos komponentę $[\vec{v}\vec{B}]_z$ ir ištiesins visų krūvininkų trajektorijas. Jeigu $\sigma = f(E)$, tai Holo laukas ištiesins tik tų krūvininkų trajektorijas, kurie juda vidutiniu greičiu, o lėčiau ar greičiau judantieji bus atlenkiami.

Žymiai didesnę magnetovaržos efektą galime gauti, eliminavus Holo lauko įtaką. Tą galima padaryti tiriant bandinius, kurių storis žymiai didesnis už ilgį arba (geriausia) tiriant disko pavidalo pavyzdžius (Korbino diskas).

4. Tyrimo metodika

4.1. Darbo priemonės

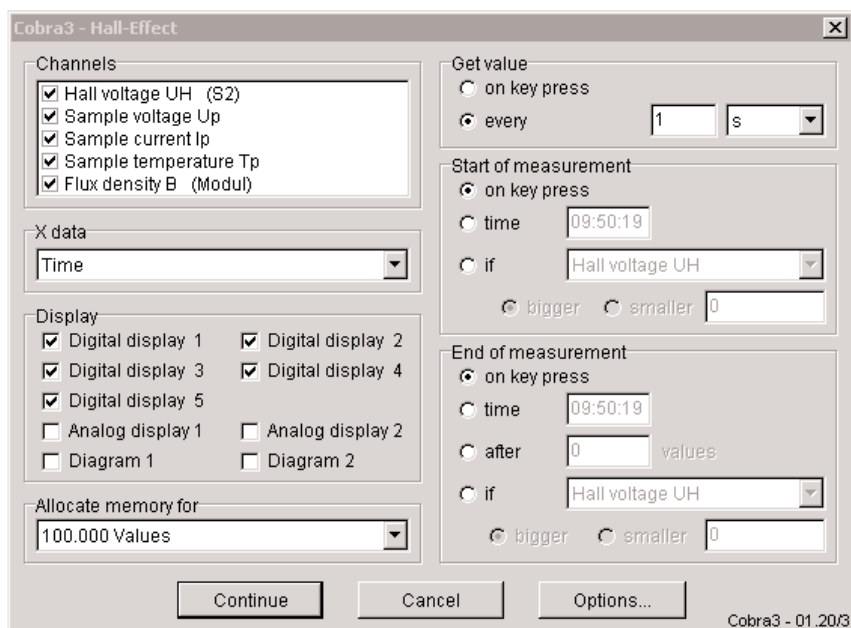


5 pav. Holo efekto matavimų eksperimento įrengimas „Cobra3“.

Bandinys n-Ge yra įdėtas tarp elektromagneto (1) polių. Srovės šaltiniu (3) yra keičiama elektromagnetu (1) tekanti srovė, tuo pačiu – magnetinio lauko indukcija. Maitinimo bloku (2) (12 V~) yra maitinamas bandinio modulis (4). Šis taip pat yra prijungtas prie bazinio modulio (5) RS232 kabeliu. Bazinis modulis (5) per „Tesla“ modulį (6) yra sujungtas su magnetinio lauko indukcijos matuokliu (7), įdedamu virš bandinio.

Naudojimosi *Measure* programa nurodymai

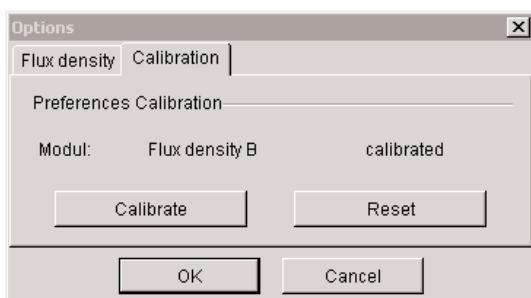
Visi matavimai yra kontroliuojami programiškai kompiuteriu (prijungtu prie bazinio modulio (5)). Matavimams yra naudojama programa „Measure“. Esant įjungtam maitinimo blokui (2) (**bloko užpakalinėje sienelėje yra jungiklis**) ir baziniam moduliui (5) (**maitinimo laidas įkišamas šone; lizdas yra pažymėtas rodykle 5 pav.**) bei „Measure“ programa startavus matavimą Jums atsidarys konfigūravimo meniu langas (6 pav.).



6 pav. Startinio konfigūravimo meniu lango pavyzdys

Tai yra startinis lango pavyzdys. Čia pasirenkami matuojami parametrai (Channels – y parametras; X data – x parametras), vaizduojami grafiškai parametrai (Display) ir t.t. 8 pav yra pateiktas Holo įtampos priklausomybės nuo bandinio srovės matavimo atvejis. Matavimas startuoja paspaudus mygtuką „Continue“ (6 pav.).

Paspaudus mygtuką „Options“ (6 pav.) galima kalibruoti „Tesla“ modulį (6). Šis kalibravimas reikalingas tik tuo atveju, jei magnetinio lauko indukcija **viršija ~20 mT** esant išjungtam elektromagneto srovės šaltiniui (3) (arba nulinei šio šaltinio srovei). Magnetinio lauko indukcijos vertės yra vaizduojamos startavus matavimą. **Kalibravimo metu elektromagneto srovės šaltinis (3) turi būti išjungtas (arba nustatyta nulinė šio šaltinio srovė).**



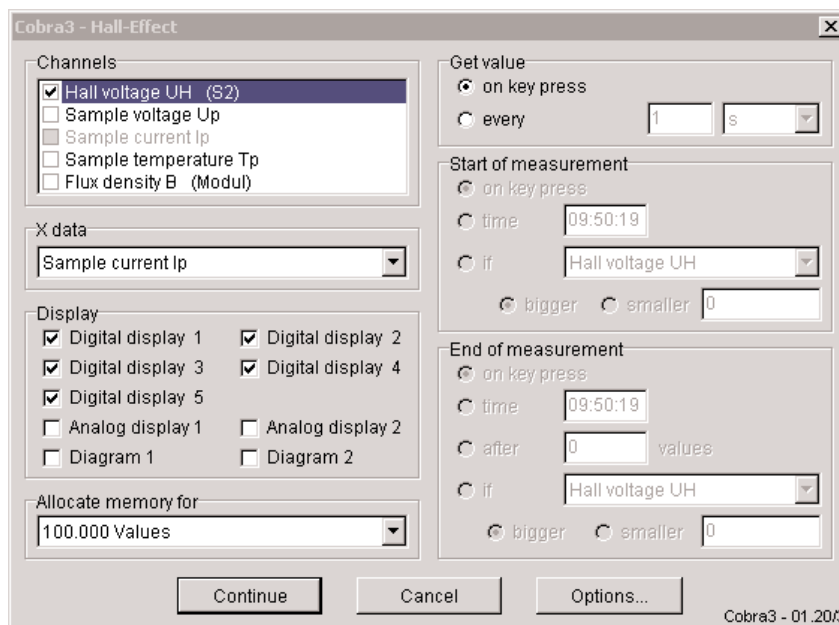
7 pav. Kalibravimo meniu
[kalibruojant srovės šaltinis (3) turi būti išjungtas]

4.2. Darbo eiga

1 uždutis [$U_H = f(I_D)$]:

Išmatuoti Holo įtampas U_H priklausomybę nuo kontrolinės bandinio srovės I_p esant kambario temperatūrai ir pastoviam magnetiniam laukui.

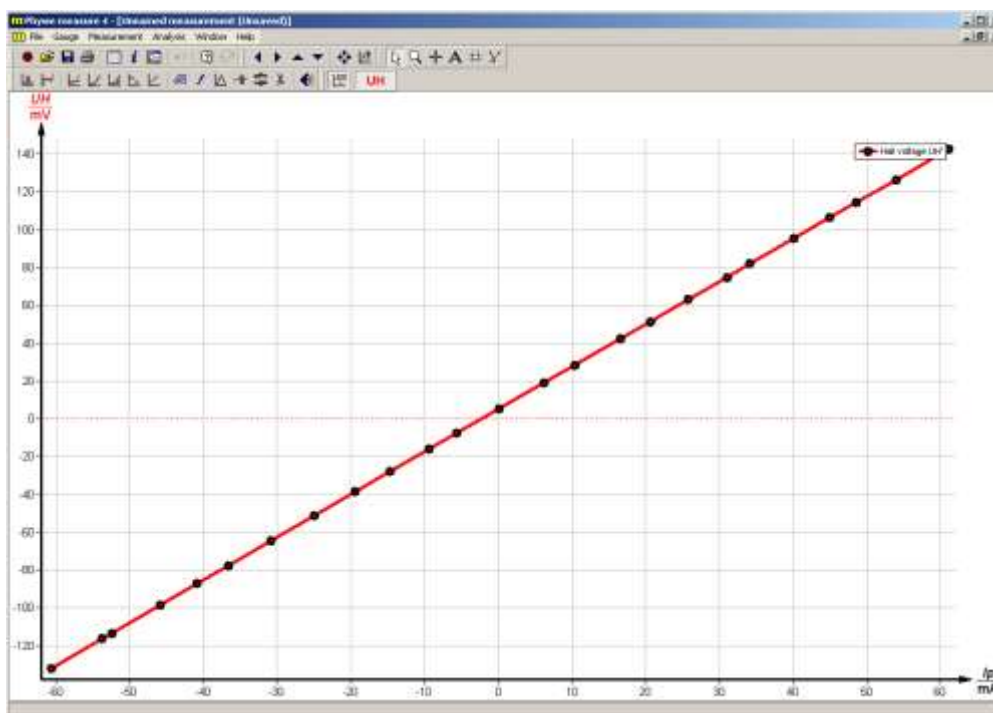
- Pasirinkite Holo įtampą [Hall voltage U_H] „Channels“ lange (žr. 8 pav.) kaip Y-kintamąjį, o bandinio srovę [Sample current I_p] kaip X-ašies kintamąjį.



8 pav. Matavimų konfigūravimo pavyzdys

- Pažymėkite „Get value“ skiltyje opciją „on key press“: bandinio srovė bus keičiama rankiniu būdu sukant bandinio modulio (4) rankenėlę I_p .
- Startuokite matavimą paspausdami mygtuką „Continue“ (8 pav.).
- Nustatykite magnetinį lauką, pvz. 250 mT dydžio, keičiant elektromagneto srovės šaltinio (3) įtampą (ją atsukti maksimaliai) ir srovę (**NEVIRŠYTI 2 A**). [Magnetinės indukcijos vertės yra matomos matavimų programos lange startavus matavimą „Continue“ mygtuku]
[Pastaba: keičiant magnetinį lauką patariama įtampos rankenėlę šaltinyje (3) nustatyti į maksimalią padėtį visam darbui, ir keisti tik srovės vertę (**IKI 2 A**)]
- Fiksuokite Holo įtampą kaip bandinio srovės funkciją, I_p keiskite bandinio modulio (4) rankenėle nuo -60 mA iki 60 mA (~ 5 mA žingsniu). Matavimo vertę fiksuokite spausdami „Save Value“ mygtuką.
[Holo įtampa turėtų būti nulinė ties nuline bandinio srove; įtampai viršijant ~ 10 mV (ties 0 mA) patariama atlikti įtampos kompensaciją tam skirta U_H comp. rankenėle bandinio modulyje (4); darbo metu kompensaciją pakanka atlikti vieną kartą – prieš pirmųjų verčių fiksavimą]
- Baigus matavimą spauskite „Close“ – ekrane atsiras visų Jūsų užfiksuotų verčių grafikas.
- Neuždarant matavimo kreivės pasirinkite:
Measurement → *Export Data* → ● *Save to file* ● *Export as numbers* → *OK*
Išsaugant patartina iš karto prie pavadinimo pridėti .txt galūnę.

Matavimo kreivės pavyzdys pateiktas 9 pav. (galima priešingos krypties nei pavaizduota priklausomybė).



9 pav. Holo įtampos priklausomybės nuo bandinio srovės **PAVYZDYS**

9 pav. demonstruoja Holo įtampos U_H tiesinę priklausomybę nuo pratekančios išilgai bandinio srovės I_p :

$$U_H = \alpha I_p,$$

kur α – proporcingumo koeficientas; pagal (15).

2 uždutis [$U_p = f(B)$]:

Išmatuoti įtampos išilgai bandinio U_p priklausomybę nuo magnetinio lauko indukcijos B esant kambario temperatūrai ir pastoviai bandinio srovei. Apskaičiuoti magnetovaržos koeficientą.

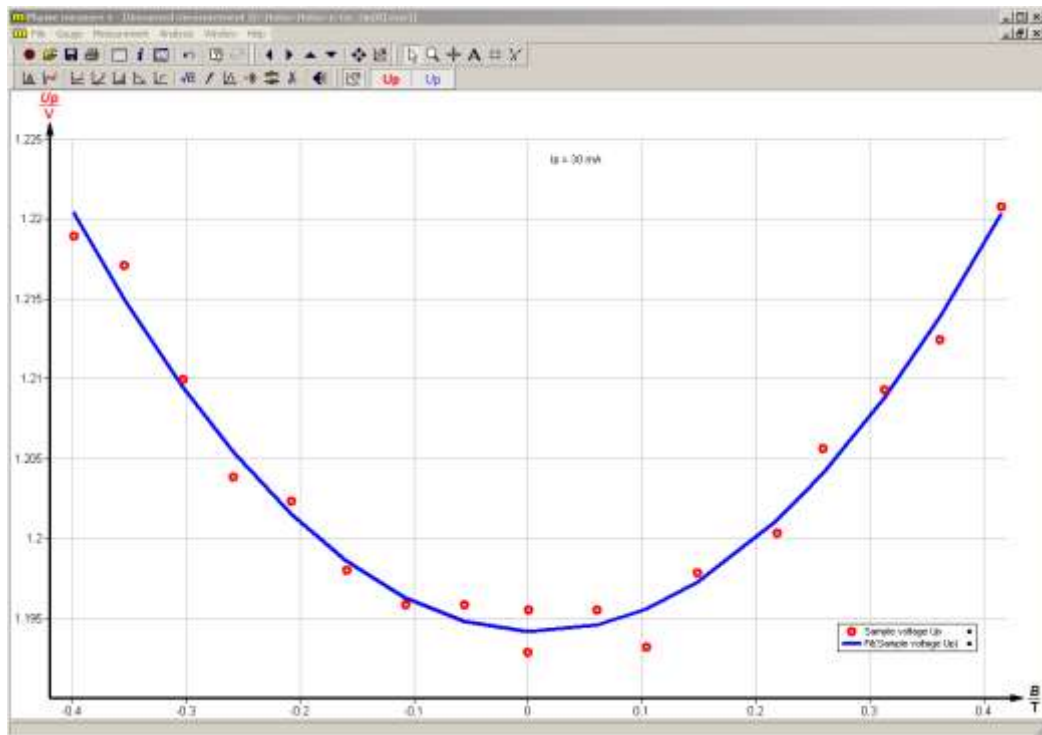
- Pasirinkite bandinio įtampą [Sample voltage U_p] „Channels“ lange (6 pav.) kaip Y-kintamąjį, o magnetinio lauko indukciją B [Flux density B] kaip X-ašies kintamąjį.
- Pažymėkite „Get value“ skiltyje opciją „on key press“: magnetinio lauko indukcija B bus keičiama rankiniu būdu sukant elektromagneto srovės šaltinio (3) srovės rankenėlę (**NEVIRŠYTI 2 A**).
- Startuokite matavimą paspausdami mygtuką „Continue“ (6 pav.).
- Nustatykite bandinio srovę I_p , pvz. 30 mA dydžio, bandinio modulyje (4).

- Fiksuokite bandinio įtampos reikšmes nuo magnetinio lauko indukcijos B (kas ~ 40 mT). Magnetinį lauką keiskite nuo maksimalios teigiamos vertės (maksimalios srovės šaltinyje (3) (2 A)) iki nulio.

[Pasiekus nulį išjunkite srovės šaltinį (3) ir sukeiskite jo gnybtus vietomis, tokiu būdu pakeisite elektromagnetu tekančios srovės kryptį ir magnetinės indukcijos ženklą]

Po gnybtų apkeitimo didinkite elektromagneto srovę nuo nulio iki maksimalios leidžiamos vertės – 2 A – bei toliau fiksuokite bandinio įtampą U_p .

Matavimo kreivės pavyzdys pateikiamas 10 pav.




10 pav. Bandinio įtampos priklausomybės nuo magnetinio lauko indukcijos **pavyzdys**

Bandinio varžos pokytis magnetiniame lauke yra vidutinio krūvininkų laisvo lėkio nuotolio sumažėjimo pasekmė. 10 pav. vaizduoja artimą kvadratiniam (žr. (25)) išilginės bandinio įtampos U_p kitimą esant pastoviai srovei I_p . Nubraižius priklausomybę (žr. (24) sąryšį):

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \mu_B^2 B^2 = f(B^2) \quad (26)$$

įvertinamas magnetovaržos koeficientas – kaip tiesės polinkio kampas.

- Pasinaudoję „Function fitting“ funkcija ( mygtukas) gausite kvadratinės aproksimacijos kreivę ir parametrus, kuriais įvertinsite bandinio varžą R_0 ($B = 0$); pvz.: $R_0 = 1,194 \text{ V} / 0,03 \text{ A} = 39.8 \Omega$ (pagal 10 pav.).
- **Prieš eksportuojant šį matavimą reikia padidinti skaitmenų po kablelio skaičių. Tai atliekama tokiu būdu:**

Measurement → *Information* → *Channels* → *Digits beyond point* → min. 5

3 uždutis [$U_H = f(B)$]:

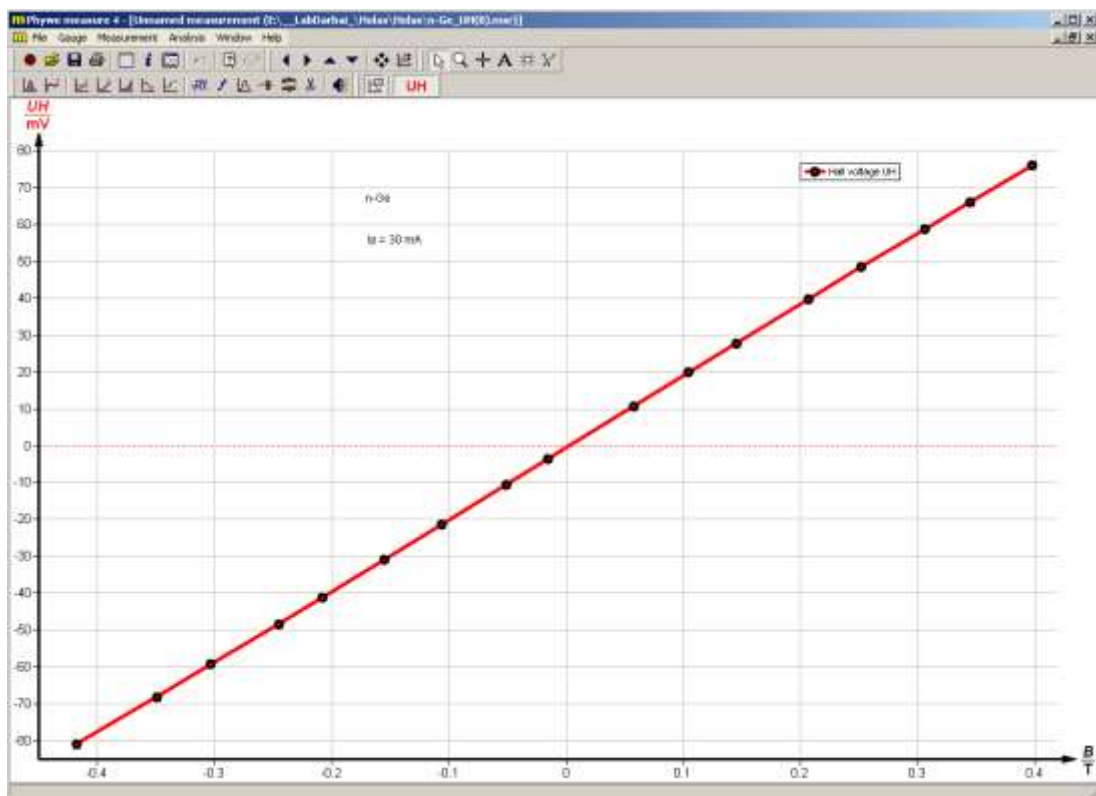
Išmatuokite Holo įtampos U_H priklausomybę nuo magnetinio lauko indukcijos B esant kambario temperatūrai ir pastoviai bandinio srovei. Nustatykite Holo koeficientą R_H ir krūvininkų tipą. Apskaičiuokite Holo jaudrį μ_H ir krūvininkų tankį n .

- Pasirinkite Holo įtampą [Hall voltage U_H] „Channels“ lange (6 pav.) kaip Y-kintamąjį, o magnetinio lauko indukciją B [Flux density B] kaip X-ašies kintamąjį.
- Pažymėkite „Get value“ skiltyje opciją „on key press“: magnetinio lauko indukcija B bus keičiama rankiniu būdu sukant elektromagneto srovės šaltinio (3) srovės rankenėlę (**NEVIRŠYTI 2 A**).
- Startuokite matavimą paspausdami mygtuką „Continue“ (6 pav.).
- Nustatykite bandinio srovę I_p , pvz. 30 mA dydžio, bandinio modulyje (4).
- Fiksuokite Holo įtampos reikšmes nuo magnetinio lauko indukcijos B . Magnetinį lauką keiskite nuo maksimalios neigiamos vertės (maksimalios srovės šaltinyje (3) (**2 A**)) iki nulio.

[Pasiekus nulį išjunkite srovės šaltinį (3) ir sukeiskite jo gnybtus vietomis, tokiu būdu pakeisite elektromagnetu tekančios srovės kryptį ir magnetinės indukcijos ženklą]

Po gnybtų apkeitimo didinkite elektromagneto srovę nuo nulio iki maksimalios leidžiamos vertės – **2 A** – bei toliau fiksuokite Holo įtampą U_H .

Matavimo kreivės pavyzdys pateiktas 11 pav.



11 pav. Holo įtampos kaip funkcijos nuo magnetinio lauko indukcijos **PAVYZDYS**

Holo koeficientas yra įvertinamas iš Holo įtampos priklausomybės nuo magnetinės indukcijos B remiantis (15) formule:

$$R_H = \frac{U_H \cdot d}{B \cdot I}, \quad (25)$$

kur $d = 1 \text{ mm}$ – bandinio storis. Bandinio laidumas σ_0 , Holo judris μ_H , krūvininkų tankis n ir Holo koeficientas R_H yra susiję šiais sąryšiais:

$$\mu_H = R_H \cdot \sigma_0, \quad n = \frac{1}{e \cdot R_H}. \quad (26)$$

Žinodami R_H ir σ nustatysite laidumo tipą, krūvininkų koncentraciją ir judrį.

11 pav. pavaizduotą tiesinį sąryšį tarp Holo įtampos ir magnetinio lauko indukcijos B išreiškus tiesės lygtimi $U_H = U_0 + bB$ ir pasitelkus šio paveikslą pavyzdines vertes gausime polinkį $b = 0.193 \text{ VT}^{-1}$.

Holo koeficientas R_H tuomet bus lygus:

$$R_H = \frac{U_H}{B} \cdot \frac{d}{I} = b \cdot \frac{d}{I} \quad (27)$$

Panaudojus žinomas reikšmes ($d = 10^{-3} \text{ m}$ ir $I_p = 0.03 \text{ A}$) gausime $R_H = 6.4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{As}$.

Bandinio laidumas gaunamas žinant bandinio ilgį $L = 20 \text{ mm}$, skerspjūvio plotą $S = dw = 1 \times 10 \text{ mm}^2 = 10^{-5} \text{ m}^2$ ir jo varžą $R_0 = 39.8 \Omega$ (žr. 2 užduotį):

$$\sigma_0 = \frac{L}{R_H S} \quad (28)$$

Šiuo atveju $\sigma_0 = 50.2 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$.

Elektronų Holo judrį μ_H nustatome iš sąryšio $\mu_H = R_H \sigma_0$:

$$\mu_H = \frac{E_H}{B \cdot E_p} = \frac{E_H L}{B \cdot U_p} = \frac{U_H L}{B \cdot I \cdot R_0 \cdot w} = \frac{U_H d}{B \cdot I} \cdot \frac{L}{R_0 \cdot w \cdot d} = R_H \cdot \sigma_0 \quad (29)$$

Šiuo atveju $\mu_H = 6.4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{As} \times 50.2 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1} = 0.32 \text{ m}^2/\text{Vs}$.

Krūvininkų koncentracija (elektronų n-tipo Ge bandinio atveju) yra lygi:

$$n = \frac{1}{e \cdot R_H} \quad (30)$$

kur $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Šiuo atveju $n = 9.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

4.3. Eksperimento rezultatų analizavimas

Iš eksperimentinių rezultatų galėjome apskaičiuoti Holo judrį μ_H , magnetovaržos koeficientą μ_B ir Holo koeficientą R . Tuomet pasinaudoję sąryšiais:

$$\mu_H = A(p)\mu_d$$

ir $\mu_B^2 = C(p)\mu_d^2$ (begalinių matmenų bandiniui)

arba $\mu_B^2 = [C(p) - A^2(p)]\mu_d^2$ (baigtinių matmenų bandiniui)

galime apskaičiuoti krūvininkų dreifinį judrį:

$$\mu_d^2 = \frac{\mu_B^2}{C(p)} = \frac{\mu_H^2}{A^2(p)} \quad (31)$$

Įvertinus magnetovaržos koeficiento ir Holo judrio santykį:

$$\frac{\mu_B^2}{\mu_H^2} = \frac{C(p)}{A^2(p)} = const \quad (\text{begalinių matmenų bandiniui})$$

arba $\frac{\mu_B^2}{\mu_H^2} = \frac{C(p) - A^2(p)}{A^2(p)} = const$ (baigtinių matmenų bandiniui)

ir remiantis 2 lentele galime nustatyti tiriamajame bandinyje vyraujančią krūvininkų sklaidos mechanizmą, jį atitinkančias Holo faktoriaus A ir kitų pataisos koeficientų vertes, bei apskaičiuoti krūvininkų dreifinį judrį:

$$\mu_d = \frac{\mu_H}{A} \quad (32)$$

ir jų tankį

$$n = \frac{A}{Re} \quad (33)$$

2 lentelė. Holo faktoriaus ir kitų pataisos koeficientų sąryšis su krūvininkų sklaidos mechanizmais

Sklaidos mechanizmas	Neutralios priemaišos	Deformacinis akustinis	Poliarinis optinis	Jonizuotos priemaišos
p	0	-1/2	1/2	3/2
A	1	1,18	1,13	1,93
A ²	1	1,39	1,275	3,7
C	1	1,77	1,33	5,9
C/A ²	1	1,275	1,085	1,592
C/A ² -1	0	0,275	0,085	0,592