

D-133

PROMENA HOLOVE KONSTANTE  
n-TIPA GERMANIJUMA U MAGNETNOM POLJU

( DIPLOMSKI RAD )

autor,

Branislav A. Bujanić,

apsolvent fizike na Prirodno-matematičkom  
fakultetu Univerziteta u Novom Sadu

Novi Sad, augusta 1977. godine

U radu je izvršeno eksperimentalno ispitivanje promene holove konstante n-tipa germanijuma u magnetnom polju. Ispitivanje je obavljeno na temperaturi  $300^{\circ}\text{K}$ . Ispitivanja su vršena s magnetnim poljima u intervalu indukcija od  $10^{-2}\text{ T}$  do  $2\text{ T}$ .

Zapaženo je da holova konstanta u intervalu indukcija ispod  $0,1\text{ T}$  zadržava stalnu vrednost. Porastom magnetnog polja pri  $0,1\text{ T}$  veličina holove konstante je počela opadati. Opadanje je uočeno u čitavom preostalom intervalu  $(0,1 \div 2)\text{T}$ . Pri indukciji  $2\text{T}$  holova konstanta je bila približno 5% manja od nivoa koji postoji pri poljima sa indukcijom nižom od  $0,1\text{ T}$ . Tendenција opadanja se zadržala i pri gornjoj granici u eksperimentu ostvarenih magnetnih polja.

## S A D R Ž A J

str.

### 1. Uvod

1.1. Uopšteni prikaz holovog efekta .....	1
1.2. Kratak prikaz važećih teorijskih objašnjenja holovog efekta .....	4

### 2. Prikaz eksperimenta

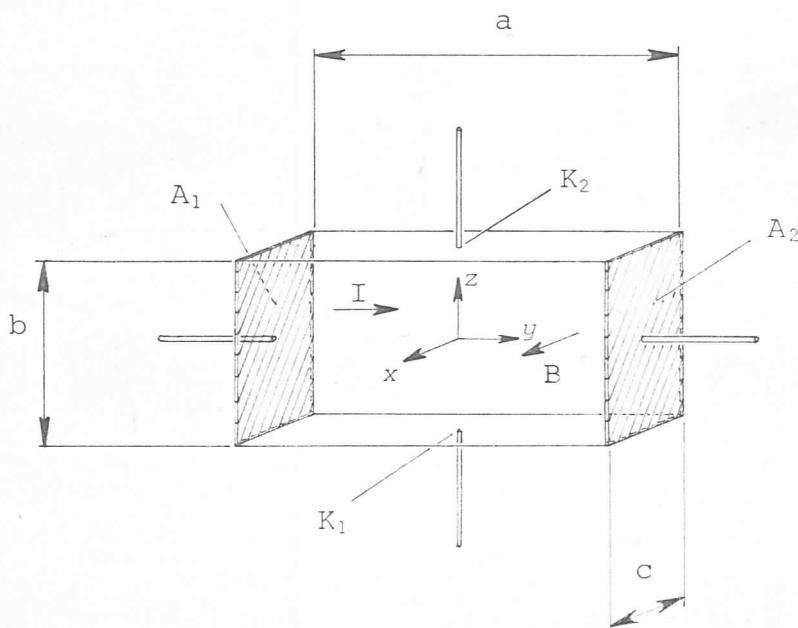
2.1. Prikaz metodike eksperimenta .....	10
2.2. Podaci o merenjima i numerička obrada .....	16

### 3. Dodatak

3.1. Autokritički osvrt na učinjen rad .....	28
3.2. Literatura .....	32

### 1.1. Uopšteni prikaz holovog efekta

Posmatrajmo paralelepiped dimenzija  $a \times b \times c$ , čiji je unutrašnji prostor ispunjen gasom istoimeno nanelektrisanih čestica. Neka su na taj paralelepiped postavljene elektrode kao na sl. 1 : pljosnate  $A_1$  i  $A_2$ , a tačkaste  $K_1$  i  $K_2$ . Uzmimo još



Slika 1.

i to da su elektrode u omskom kontsktu sa gasom unutar paralelepipađa i da se u gasu održava stalna koncentracija čestica.

Ukoliko se preko elektroda  $A_1$  i  $A_2$  zatvori električno kolo, bez obzira na uspostavljen strujni tok moguće je elektrode  $K_1$  i  $K_2$  postaviti u takav medjusobni položaj da potencijalna razlika medju njima bude ravna nuli. Ali ako se sa



da poprečno na ovaj paralelepiped uspostavi magnetno polje, tada će se izmedju elektroda  $K_1$  i  $K_2$  stvoriti potencijalna razlika. Ova se pojava naziva holovim efektom, a efektom izazvana potencijalna razlika naziva se holovim naponom.

Praktično, razlikuju se dva slučaja holovog efekta; Poprečni, koji je upravo opisan, i poduzni, kada magnetno polje nije poprečno na paralelepiped, nego poduzno, poklapa se sa pravcem koji definišu elektrode  $A_1$  i  $A_2$ . I jedan i drugi efekat svrstavaju se u opštiju grupu galvanomagnetičnih pojava.

Razmotrićemo sada uzroke koji dovode do pojavljivanja holovog efekta.

Uzmimo da su  $\vec{o}_x$ ,  $\vec{o}_y$  i  $\vec{o}_z$  jedinični vektori koordinatnih osa x, y i z (sl.1). Stavimo da je  $n$ -koncentracija čestica gasa unutar paralelepippeda. Pretpostavimo još da su sve čestice pomenutog gasa nanelektrisane pozitivnim nabojima  $q$  i obeležimo jačinu uspostavljene električne struje preko elektroda  $A_1$  i  $A_2$  znakom  $I$ , a indukciju poprečnog magnetnog polja sa  $B$ . Neka pri tome važi  $\vec{I} = I\vec{o}_y$ ,  $\vec{B} = B\vec{o}_x$ .

Da bi se održala stalna električna struja  $I$  sve čestice gasa se kroz paralelepiped moraju kretati rezultantnom brzinom  $\vec{v} = v\vec{o}_y$ , pri čemu je

$$v = \frac{I}{n q b c} .$$

Pošto se čestice kreću u magnetnom polju, na njih deluje lorenzova sila

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B} = q v B (-\vec{o}_z) .$$

Zbog ove sile čestice se nagomilavaju po stranici uz elektrodu  $K_1$ . Nagomilavanje čestica će prouzrokovati stvaranje lokalnog električnog polja  $E_H$  u paralelepipedu, pri čemu će biti

$$\vec{E}_H = E_H \vec{\sigma}_z.$$

U ovom električnom polju na čestice deluje i sila

$$\vec{F}_E = q \vec{E}_H = q E_H \vec{\sigma}_z.$$

Sile  $\vec{F}_L$  i  $\vec{F}_E$  se poklapaju po pravcu, ali su im smerovi suprotni. Stacionarno stanje će nastati pri uslovu  $\vec{F}_L + \vec{F}_E = 0$ . Prema tome, imamo

$$q v B (-\vec{\sigma}_z) + q \vec{E}_H = 0,$$

$$\vec{E}_H = v B \vec{\sigma}_z = \frac{I}{n q b c} B \vec{\sigma}_z.$$

Nagomilavanje čestica je izvršeno po pljosni, pa je, makroskopski posmatrano, polje  $E_H$  unutar paralelepипeda moguće smatrati homogenim. Potencijalna razlika izmedju elektroda  $K_1$  i  $K_2$  će tada biti

$$V_{K_1 K_2} = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \vec{E}_H dz = \frac{I B}{n q c} .$$

Potencijalna razlika izmedju elektroda  $K_1$  i  $K_2$  je traženi holov napon

$$V_H = I B - \frac{1}{c n q} .$$

Veličina holovog napona je srazmerna sa proizvodom jačine struje  $I$  i indukcije magnetnog polja  $B$ . Ovo su spoljni parametri i njih možemo proizvoljno menjati. Koeficijent srazmernosti je predstavljen proizvodom dva faktora. Faktor  $1/c$  predstavlja uticaj geometrije prostora medju elektrodama na veličinu holovog napona, i njega ćemo obeležiti znakom  $\gamma$ . Faktor  $1/(nq)$  predstavlja uticaj uslova transportovanja nanelektrisanja kroz medijum u prostoru medju elektrodama. Ovaj faktor se naziva holovom konstantom i obeležava se znakom  $R_H$ . Imaju li se ove oznake u vidu, izraz za holov napon je moguće zapisati u obliku

$$V_H = I B \gamma R_H. \quad (\text{F 1.1.-1})$$

U primeru koji smo razmatrali izraz za holovu konstantu ima jednostavan oblik, u njemu figurišu samo koncentracija i nanelektrisanje čestica gasa. Ovo dolazi otuda što smo za transportni medijum uzeli gas (idealan), pa smo na taj način glatko zaobišli jednu veoma značajnu karakteristiku realnih medijuma, a to je mikrostruktura potencijala u kome se kreću nosioci nanelektrisanja. Međutim, za realne nosioce nanelektrisanja ovakav potencijal svojom prirodom stvara značajnu diskretizaciju slobode kretanja, pa se rasejanje nosilaca nanelektrisanja na njemu mora uzeti u obzir.

### 1.2. Kratak prikaz važećih teorijskih objašnjenja holovog efekta

Fenomenološki, galvanomagnetski efekti mogu biti nadjeni iz opštih zakona elektroprovodnosti, koji se mogu predstaviti [1] u obliku

$$j_i = \sigma_{ik} E_k - \beta_{ik} \nabla_k T, \quad (\text{F 1.2.-1})$$

gde je  $E_k = - \nabla_k \phi$ , a  $\phi$  - elektrohemski potencijal. Zapis uopštenih zakona elektroprovodnosti u obliku (F 1.2.-1) ima to preim秉stvo što koeficijenti koji figurešu u njemu mogu biti odredjeni neposredno iz rešenja kinetičke jednačine. Međutim, u cilju poredjenja sa eksperimentom, a takodje za utvrđivanje veze medju različitim efektima, zgodnije je izraziti  $\vec{E}$  preko  $\vec{j}$  i  $\nabla T$ , predstavljajući prethodni izraz u obliku

$$E_i = \hat{\rho}_{ik} j_k + \hat{\alpha}_{ik} \nabla_k T , \quad (F 1.2.-2)$$

gde su  $\hat{\rho}$  i  $\hat{\alpha}$  - tenzori specifične elektrootpornosti i apsolutne termo-ems.

Pokazuje se [2] da se izraz (F 1.2.-2) može razviti u sledeći oblik

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \rho_{11} j_x - \rho_{12} j_y + \alpha_{11} \nabla_x T + \alpha_{12} \nabla_y T , \\ E_y &= \rho_{12} j_x + \rho_{11} j_y + \alpha_{12} \nabla_x T + \alpha_{11} \nabla_y T , \\ E_z &= \rho_{33} j_z + \alpha_{33} \nabla_z T . \end{aligned} \right\} \quad (F 1.2.-3)$$

Zadavajući konkretne uslove, iz sistema jednačina (F 1.2.-3) je moguće dobiti važeće izraze za galvanomagnetne pojave.

Fenomenološka teorija se udaljava od postojećih mikro-procesa u kristalu i, prema tome, ne može omogućiti izračunavanje odgovarajućih koeficijenata s kojima su odredjeni galvanomagnetni efekti.

Ovi koeficijenti mogu biti izračunati metodom bolzmanove kinetičke jednačine [3 : 5], posredstvom rešenja jedna-

čine kretanja nosilaca nanelektrisanja s primenom tzv. težinske funkcije [6,7], metodom matrica gustine [8], metodom grinove funkcije [9], a takodje i pomoću aparata koji predstavlja matematičku osnovu teorije anizotropnog rasejanja (TAR) [9 ÷ 11].

Poslednji metod daje rezultate koji se u širokom intervalu magnetnih polja i temperaturna izvanredno dobro, a često gotovo i u potpunosti poklapaju sa eksperimentalnim podacima. Zavisno od prirode uzorka i temperature, širina ovih intervala se menja. Za n-tip germanijuma tipične vrednosti su pri temperaturi  $77^{\circ}\text{K}$  ( $0 \div 5$ )T [12], a pri  $300^{\circ}\text{K}$  ( $0 \div 20$ )T [13]. U velikom broju slučajeva slaganje teorije sa eksperimentom se produžava i nešto iznad gornjih granica navedenih intervala. Ovaj metod će biti pobliže prikazan.

U TAR (teorija anizotropnog rasejanja) je rešenje kinetičke jednačine u prisustvu  $\mathbf{H}$  svedeno na rešenje beskonačnog sistema linearnih algebarskih jednačina po  $X_{\ell n}$ , koje imaju oblik

$$\sum_{\ell} b_{k\ell}(n) X_{\ell n} = d_n \delta_{k\ell} + Q_{kn}, \quad (\text{F 1.2.-4})$$

gde su  $X_{\ell n}$  - koeficijenti razvoja nesimetričnog dela funkcije raspodele  $n_k^{\frac{1}{2}}$  u red po sfernim funkcijama

$$n_k^{\frac{1}{2}} = \sum_{\ell, n} X_{\ell n} (E) Y_{\ell n}.$$

Autori TAR su pokazali da kako pri rasejanju na akustičkim fononima [11], tako i pri mešovitom rasejavanju [14] u čitavom praktično značajnom intervalu koncentracija i temperaturna pri rešavanju sistema jednačina (F 1.2.-4) moguće je ostati u oblasti visoke tačnosti, stavljajući  $X_{\ell n} = 0$  za sve  $\ell > 1$ . Na taj način je u okvirima TAR postalo moguće ograničiti se primenom samo aproksimacije koja odgovara vrednosti

indeksa  $\lambda = 1$ , ne samo u slučaju čistog fononskog, nego i u slučaju mešovitog rasejanja. Pri rešavanju sistema jednačina (F 1.2.-4), primenom ove aproksimacije, autori TAR su prvo odredjivali (u [15] podrobno analizirane) komponente struje u sistemu koordinata povezanim s glavnim osama elipsoida rotacija u n-Ge. Razmatrajući zatim laboratorijski sistem koordinata, određen ortovima  $i_1, i_2, i_3$  ( $H$  je usmereno duž  $i_3$ , a električno polje - duž  $i_1$ ), a takođe i sistem koordinata koji je vezan s glavnim osama "n"-tog elipsoida, s ortovima  $i^{(n)}, j^{(n)}, k^{(n)}$ , oni dobijaju opšti izraz za različite komponente tenzora elektroprovodnosti "n"-tog elipsoida ( $\sigma_{rs}^{(n)}$ ) u laboratorijskom sistemu koordinata [15]. Vršeći sumiranje po svim elipsoidima, dobijaju komponente tenzora elektroprovodnosti

$$\sigma_{rs} = \sum_n \sigma_{rs}^{(n)}$$

Uzimajući da je

$$\vec{j}_r = \sum_s \sigma_{rs} \cdot \vec{E}_s$$

(gde  $r, s$  - poprimaju vrednosti x, y i z ili 1, 2, 3), a takođe, koristeći nadjene vrednosti komponenata  $\sigma_{rs}$ , zapisaćemo komponente struje u laboratorijskom sistemu koordinata preko komponenata tenzora elektroprovodnosti  $\sigma_{rs}$ , stavljajući pri tome  $j_1 = j$ ,  $j_2 = j_3 = 0$ . Dakle, imamo

$$\begin{aligned} \sigma_{11} E_1 + \sigma_{12} E_2 + \sigma_{13} E_3 &= j, \\ \sigma_{21} E_1 + \sigma_{22} E_2 + \sigma_{23} E_3 &= 0, \\ \sigma_{31} E_1 + \sigma_{32} E_2 + \sigma_{33} E_3 &= 0. \end{aligned} \quad (\text{F 1.2.-5})$$

Fizički smisao svake od komponenata  $E_1, E_2, E_3$  sastoji se u sledećem:  $E_1$  - polje struje  $j$ , koja protiče duž

uzorka;  $E_2$  je normalno na  $\vec{j}$  i  $\vec{H}$ , pa predstavlja polje Hola ( $E_2 = RjH$ ). Izračunavajući iz sistema jednačina (F 1.2.-5) vrednost  $E_2$ , opšti izraz za holovu konstantu je moguće zapisati u sledećem obliku:

$$R(H) = \frac{E_2}{jH} = \frac{\sigma_{31}\sigma_{23} - \sigma_{21}\sigma_{33}}{D_H},$$

gde je D - determinanta sistema (F 1.2.-5).

Polje  $E_3$  je normalno na vektor  $\vec{j}$  i usmereno je duž  $\vec{H}$ . Po svom fizičkom smislu  $E_3$  predstavlja polje podužnog holovog efekta, čija pojava u poluprovodniku je potpuno određena anizotropijom efektivnih masa i vremena relaksacija.

U ovakovom prikazu TAR značajno je još dotaći i problem izračunavanja vremena relaksacija  $\tau$ , kao i pronalaženja zavisnosti  $\tau$  od energije ili talasnog vektora, za različite mehanizme rasejanja.

Medju različitim oblicima rasejanja u galvanomagnetskim efektima dominantnu kvantitativnu ulogu igraju rasejanje na akustičkim fononima i rasejanje na jonima primesa. Tenzor vremena relaksacije, dobijen u [10,16], za rasejanje na akustičkim fononima ima oblik

$$\tau_{\parallel} = \frac{\tau_0}{S_0}, \quad \tau_{\perp} = \frac{\tau_0}{S_1}, \quad (\text{F 1.2.-6})$$

gde je

$$\tau_0 = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k T \varepsilon^2 \sqrt{2m_e^2 m_{\parallel} \varepsilon}},$$

a  $S_0, S_1$  i  $C_{11}$  su konstante čiji je smisao i fizički oblik de-

taljno analiziran i dat u [17]. Za rasejanje na jonima primesa vrši se analiza prelaza za koje je verovatnoća dogadjanja data izrazom oblika

$$W_{kk'} = \frac{C}{[(\cos^2 \theta + \frac{m_1}{m_2} \sin^2 \theta) \sin^2 \theta + \gamma^2]}.$$

U ovom slučaju je tenzor vremena relaksacije, u linearnej aproksimaciji TAR, određen izrazima

$$\tau_{||} = \frac{1}{2C} \left[ f(\beta, \gamma) - \frac{\beta}{1+\beta^2} \ln \frac{1+\gamma^2}{\gamma^2} \right]^{-1} \quad (\text{F 1.2.-7})$$

$$\tau_{\perp} = \frac{1}{C(\beta^2 - 1)} \left[ f(\beta, \gamma) - \frac{2\beta\chi}{\rho(\beta^2 - 1)} + \frac{\beta}{1+\beta^2} \ln \frac{1+\gamma^2}{\gamma^2} \right]^{-1}$$

Pri tome su  $C, \theta, \gamma, f, \beta, \chi$  i  $\rho$  simbolički zapisi fizičkih veličina čiji je oblik dat u [18, 19].

Kako se istovremeno odvijaju rasejanja jednog i drugog tipa, to je od značaja analizirati i mehanizam mešovitog rasejanja. Označivši komponente tenzora vremena relaksacije za mešovito rasejanje sa  $\tau_{||}$  i  $\tau_{\perp}$  imamo

$$\frac{1}{\tau_{||}} = \frac{1}{\tau_{||}^f} + \frac{1}{\tau_{||}^j}, \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^f} + \frac{1}{\tau_{\perp}^j},$$

pri čemu se  $\tau^f$  i  $\tau^j$  za čisto fononsko i čisto primesno rasejanje određuju iz (F 1.2.-6) i (F 1.2.-7), respektivno.

Pomenuti mehanizmi rasejanja imaju dominantnu ulogu u galvanomagnetskim efektima. Međutim, u specijalnim uslovima

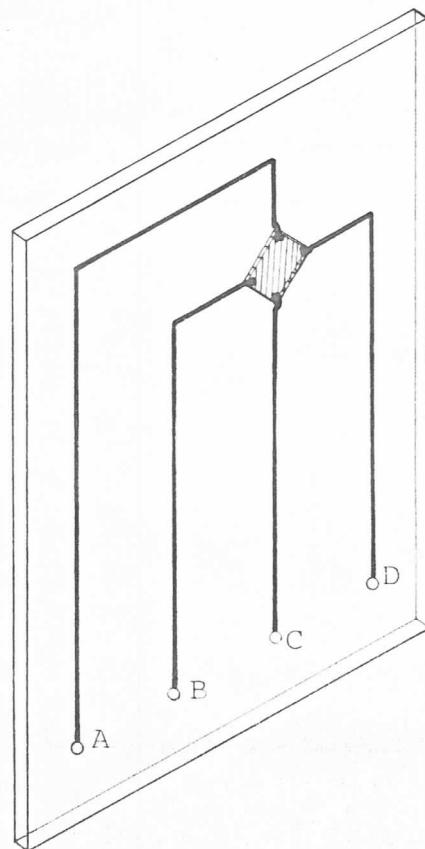
značajnu ulogu mogu uzeti i neki drugi mehanizmi rasejanja, kao što su rasejanje na neutralnim primesama, rasejanje na dislokacijama i električnim dipolima itd.

Rasejanje na neutralnim primesama je u nekoj meri analogno rasejanju slobodnih elektrona na atomima vodonika, sa tim što efektu daje doprinos i dielektrična konstanta  $\epsilon$ , a umesto  $m_0$  uzima se, u slučaju kristala, efektivna masa elektrona  $m^*$  [20]. U Ge i Si postoji dva mehanizma rasejanja nosilaca na elektrisanja na dislokacijama. Prvi od njih, koji je obradjen u [21], povezan je sa poljem napona u okolini dislokacije. Osnovu drugog mehanizma predstavlja ispoljavanje akceptorske prirode dislokacija, na šta je prvi put ukazano u [22]. Dipolno rasejanje je istraživano u [23 ÷ 27]. U kristalima n-tipa ispitivano je i rasejanje na spinovima [28 ÷ 31].

### 2.1. Prikaz metodike eksperimenta

Ispitivanje promene holove konstante u magnetnom polju je vršeno na uzorku od n-tipa germanijuma. Uzorak je četvrtasta pločica dimenzija  $5,0 \times 5,0 \times 0,50$  [mm], u čijim su uglovima lemljenjem načinjeni kontakti (vidi sliku 2). Efekti PN-spojeva ovih kontakata bili su praktično zanemarljivi (ispitivano metodom volt-amperske karakteristike u okolini koordinatnog početka), tako da su se kontakti u eksperimentalnim uslovima mogli smatrati omskim. Pri sobnim temperaturama je kroz uzorak moguće preko elektroda propuštati struju jačine 30 mA, a da se njegova temperatura značajnije ne promeni u odnosu na temperaturu okoline. (Ispitivanja vršena sondiranjem termoparskim termometrom pokazala su promenu manju od  $2^\circ\text{C}$ ). U eksperimentu je gornja granica propuštanih struja kroz uzorak približno iznosila 20 mA. Sva četiri kontakta su identična u mehaničkom i električ-

nom pogledu, ali će u cilju olakšanog prozivanja oni biti imenovani (prema slici 2) sa A,B,C i D. Električna struja kroz uzorak je propušтана preko kontakata A i C, a holov napon je maren preko kontakata B i D. Pri merenju holovog napona važno je da elektrode, preko kojih se on meri na uzorku, budu električno izbalansirane, odnosno, da u odsustvu magnetnog polja napon izmedju njih bude ravan nuli. Na ispitivanom uzorku to je izvršeno na sledeći način (šema 1): Izmedju elektroda A,B i C je uspostavljena potenciometarska veza, pri čemu elektroda B ima ulogu klizeće električne tačke. Otpor u grani izmedju tačaka B i C je stalan i stabilan, a veličina mu je  $10 \text{ k}\Omega$ . U granu izmedju tačaka A i B je ubaćena standardna dekadna otporna kutija nazivne vrednosti  $10 \text{ k}\Omega$ , sa skokovima kontrolisane promene otpora od  $1\Omega$ .



Slika 2.

Promenom otpora dekadne kutije moguće je menjati električni potencijal tačke B, a da je pri tome potencijal tačke D stalan. Balansiranje se sada svodi na to da se pri nultom magnetnom polju promenom otpora dekadne kutije izjednače potencijali tačaka B i D, odnosno, da se ugode električni ravnotežni uslovi tako da instrument kojim se meri holov napon pokazuje nulu. Ovo je samo uprošćen prikaz balansiranja, jer postoji čitav niz sporednih povratnih veza i parazitnih ometajućih efekata koji se dešavaju u procesu balansiranja, s obzirom da su elektrode i preko uzorka u električnom kontaktu, međutim, svi ovi efekti zajedno imaju u konkretnom slučaju kvantitativni uticaj manji od 2%, što uopšte ne menja, niti komplikuje manuelni proces balansiranja, a kada se balansiranje dovrši ovi efekti gube svaki dalji značaj.

Pri svim merenjima magnetno polje je imalo pravac i smer produkta  $\vec{AC} \times \vec{BD}$ .

Uzorak je imao nepodesan oblik za određivanje apsolutne vrednosti holove konstante iz merenih podataka. Zbog toga je u obradi eksperimentalnih podataka pribegnuto sledećem pos-tupku: Prema formuli (F 1.1.-1) može se pisati

$$\gamma R_H = \frac{V_H}{IB} \quad (\text{F } 2.1.-1)$$

pri čemu je, kako je rečeno u poglavlju (1.1),  $\gamma$  - sačinilac koji zavisi od geometrije uzorka medju elektrodama. Ovaj činilac je za određeni uzorak i određeni, nepromenljiv raspored elektroda stalan, pa se za dva različita merenja može pisati

$$(\gamma R_H)_1 = \left( \frac{V_H}{IB} \right)_1, \quad (\gamma R_H)_2 = \left( \frac{V_H}{IB} \right)_2.$$

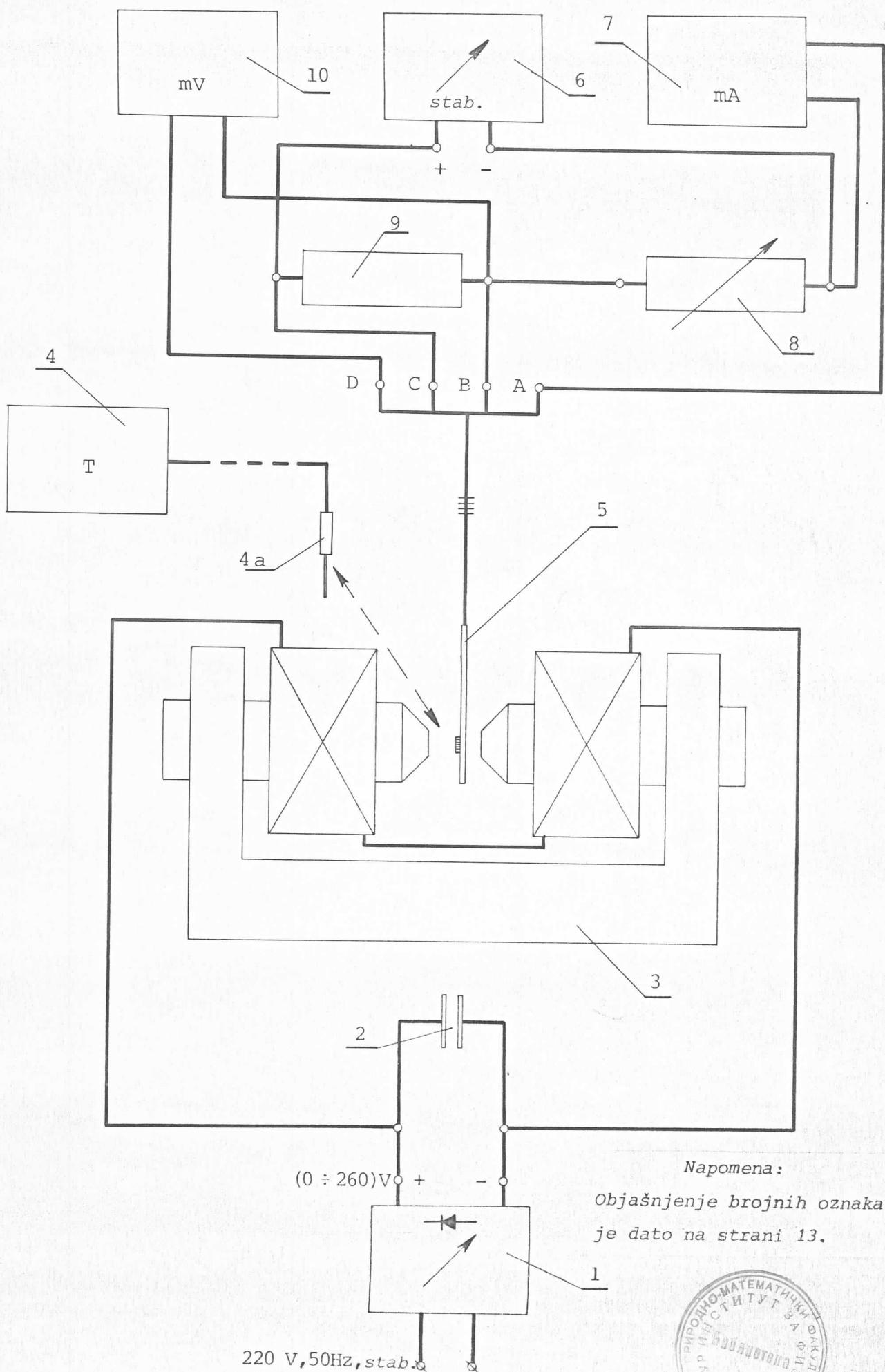
Promena holove konstante se tada može izraziti u relativnom obliku na sledeći način:

$$\frac{(\gamma R_H)_1}{(\gamma R_H)_2} = \frac{\left( \frac{V_H}{IB} \right)_1}{\left( \frac{V_H}{IB} \right)_2} = \frac{(R_H)_1}{(R_H)_2} \quad (F \ 2.1.-2)$$

Korišćenjem relacije (F 2.1.-2) izvršeno je ispitivanje promene holove konstante n-tipa germanijuma u magnetnom polju, pri temperaturi  $\approx 300^{\circ}\text{K}$ . Merenja su vršena prema skici i šemi 1, korišćenjem sledećih uredjaja i instrumenata:

1. Napojni uredjaj "Slidup" type SB-5, 1kVA, primar 230 V, 50/60 Hz, sekundar 0÷260 V, 5 A,
2. Baterija bipolarnih elektrolitskih kondenzatora 400 V, 12  $\mu\text{F}$
3. Laboratorijski elektromagnet NEWPORT INSTRUMENTS type - C
4. Teslametar čehoslovačke proizvodnje (0 ÷ 5)T, prosečne klase 1
- 4a. Merna sonda teslametra
5. Nosač sa ispitivanim uzorkom (sl.2), GRIFFIN & GEORGE PP 5503/B
6. Stabilisani strujni izvor PHILIPS - PE 1509
7. Digitalni miliampermetar Iskra - digimer 1
8. Dekadna otporna kutija IEV - MA 2100

9. Stabilni otpornik  $10 \text{ k}\Omega$ , Iskra PON - 210
10. Digitalni milivoltmetar SOLARTRON LM 1450, sa unutrašnjim otporom većim od  $100 \text{ M}\Omega$ .
11. Uredjaj za električno napajanje teslametra HEATH IP - 28



## 2.2. Podaci o merenjima i numerička obrada

Magnetno polje je ostvarivano elektromagnetom sa podesivim polnim nastavcima. Završeci polnih nastavaka su specijalno oblikovani, tako da je postignuta koncentracija magnetnog fluksa i homogenizacija magnetnog polja u određenom prostoru. Ovaj prostor je diskoidalnog oblika sa dijametrom od približno 14 mm, a promenljivom debeljinom ( $0 \div 20$ ) mm. Menjanjem jačine propuštane električne struje kroz namot elektromagneta moguće je kontinualno regulisati jačinu magnetnog polja.

Elektromagnet je moguće napajati strujom jačine ( $0 \div 1,1$ ) A. Kada se napajanje vrši strujom većom od 0,7 A obavezno je, u cilju pojačanog hladjenja namota, obezbediti stabilan protok hladne vode kroz specijalne, za tu svrhu predviđene odvodnike toplice. Napajanje elektromagneta se vrši sledećim sistemom: jednim autotransformatorom ( $220 \text{ V} / (0 \div 260) \text{ V}$ , 1 kVA, 5 A na sekundaru) se vrši redukcija npona lokalne stabilisane mreže. Redukovani napon je dvostrano ispravljen poluprovodničkim usmaračkim čelijama i tako dobijen jednosmerni napon je korišćen za napajanje. S obzirom na induktivni karakter unutrašnjeg otpora izvora napajanja i na induktivni karakter opterećenja od strane elektromagneta, faktor talasnosti struje kom je vrši napajanje nije velik, čak pri maksimalnoj struji iznosi približno tek 0,06. Vezivanjem električnog kondenzatora na način kako je prikazano na šemici 1, faktor talasnosti se svodi na zanemarljivu meru. Važno je napomenuti da se nestabilnost mreže ovakvim načinom napajanja direktno prenosi na nestabilnost magnetnog polja, pošto ne postoji posebni stabilizirajući sklopovi, u ovom sistemu. Radi toga je za merenje korišćena lokalna stabilizovana mreža, kako je već rečeno, i to u posebnim, povoljnim periodima, u kojima je stabilnost bila gotovo potpuna.

Pri rastojanju od približno 3 mm medju vrhovima polnih nastavaka i pri struji od približno 1,1 A kroz namot elektromagneta, u prostoru medju polnim nastavcima je moguće ostva-

riti homogeno magnetno polje indukcije približno 2 T. Smanjivanjem jačine propuštene električne struje do nule moguće je smanjiti jačinu magnetnog polja do indukcije 0,09 T. Pri nultoj struji zadržava se magnetno polje zbog remanentnog magnetizma. Regulaciju magnetnog polja u intervalu indukcija (0÷0,09) T moguće je ostvariti menjanjem rastojanja medju polnim nastavcima, a pri nultoj struji.

Merenje indukcije magnetnog polja je vršeno teslametrom sa skazaljčnim pokazivačkim sistemom i sa specijalnom mernom sondom. Za teslametar je potrebno obezbediti posebno stabilisano napajanje s naponom približno 4 V. U prostoru medju polnim nastavcima vršena su sondiranja magnetnog polja. Homogenost je bila takva da se u pomenutom prostoru diskoidalnog oblika nisu mogle zapaziti nikakve promene pokazivanja instrumenta. Pri svim merenjima indukcije za mernu grešku je uzimana polovina, odnosno četvrtina vrednosti jednog podeoka skale u okolini položaja skazaljke.

Električna struja kroz uzorak je merena digitalnim miliampermetrom, a holov napon digitalnim milivoltmetrom.

Digitalni milivoltmetar ima četvorocifarski indikacioni sistem. Kalibracija se obavlja udešavanjem posebnog trimera tako da indikacioni sistem pokazuje cifre 13105. Ovde je navedeno pet cifara, a indikacioni sistem može da pokaže samo prve četiri, tj. 1310. Pravilna kalibrisanost je ostvarena tada kada se indikacioni sistem koleba izmedju 1310 i 1311. Značaj pravilne kalibrisanosti je u tome što se tada koristi pozitivna karakteristika instrumenta da pokazuje merenu veličinu sa zaočruženim vrednostima na poslednjem cifarskom mestu. Pri očitavanju je tada moguće pouzdanim ciframa, koje pokazuje indikacioni sistem, dodati na kraju još jednu nepouzdanu nulu, uzimajući za grešku merenja polovinu vrednosti poslednje pouzdane cifre. Radi praktičnog objašnjenja ovoga uzmimo za ilustraciju merenje №7, u tablici 1. Pokazivanje milivoltmeta je bilo 08,08 mV. Kako je

8,08 mV zaokružena vrednost, to prava vrednost leži izmedju 8,075 i 8,085 mV. Kao podatak merenja uzeto je da je izmerena vrednost napona 8,080 mV s greškom od  $\pm 0,005$  mV. Ovakva spekulacija je zasnovana na sasvim korektnim osnovama, a značajno smanjuje mernu grešku, pa je potpuno opravdana.

Kao digitalni miliampermetar je korišćen univerzalni digitalni instrument "Iskra" - digimer 1 sa tri cifarska mesta u indikacionom sistemu. Kalibracija je obavljena na taj način što je meren otpor dekadne otporne kutije pri vrednosti otpora od 999  $\Omega$ . Pokazivanje instrumenta je podešeno na 999. Ovakva kalibracija je proverena tako što je sada ovaj instrument korišćen kao miliampermetar za merenje struje kroz dekadnu otpornu kutiju s otporom 1  $k\Omega$ . Pad napona na otpornoj kutiji je meren kalibriranim milivoltmetrom. Pokazivanja instrumenata su se poklapala. Međutim, zapaženo je da je kalibriranjem miliampermetar nemoguće dovesti u režim da pokazivanje bude u skladu sa pravilima zaokruživanja. Instrument vrši indikaciju merene veličine na taj način što poslednju cifru daje zaokruženu na prvu veću vrednost. U ovo je moguće uveriti se i na taj način što se pri pogodnoj vrednosti merene veličine izvrši prekopčavanje instrumenta sa nižeg na viši merni opseg, pa se izvrši uporedjivanje pokazivanja. U cilju smanjenja merne greške očitavanje pokazivanja miliampermeta je vršeno na sledeći način. (Postupak će biti objašnjen na primeru već pomenutog merenja №7 u tabeli 1). Pokazivanje indikacionog sistema miliampermeta je bilo 14,2 mA. Kako je ovo zaokružena vrednost, po već zapisanoj zakonitosti, to tačna vrednost struje leži izmedju 14,11 mA i 14,20 mA. Kao podatak merenja uzeto je da je izmerena vrednost struje 14,15 mA s greškom od  $\pm 0,05$  mA.

Merenja su vršena instrumentima povezanim prema skici i šemi 1. Neposredno pre merenja je vršeno uključenje instrumenata i dovodenje u stabilan režim rada dvočasovnim "praznim hodom". Nakon toga vršena je kalibracija instrumenata, pa je na-

kon još desetominutnog stabilizovanja otpočinjano sa merenjima.

Merenja su vršena na sledeći način: Najpre je kroz uzorak, koji se nalazi van magnetnog polja, bila propuštena grubo podešena željena veličina struje. Sada je podešena željena vrednost magnetne indukcije u prostoru medju polnim nastavcima elektromagneta. Pri tome je sonda teslametra bila u stabiłnom položaju, pridržavana stezaljkom laboratorijskog stalka, na mestu uzorka. Za ovo vreme je izvršena stabilizacija uzorka, pa se sada pristupilo električnom balansiranju elektroda. Balansiranje je obavljano do te mere dok pokazivanje milivoltmetra nije bilo 0000. Zatim je proverena kalibracija teslametra, te je definitivno fiksirano magnetno polje. Napokon, još jednom se proveravala izbalansiranost holovih elektroda i, nakon eventualne korekcije, uzorak je stavljen u magnetno polje, pa je očitavana vrednost struje i holovog napona. Uzorak je, zatim, vadan iz magnetnog polja i još jednom je kontrolisana veličina magnetnog polja i izbalansiranost elektroda. U dalju obradu su uzimani samo oni rezultati koji su dobijeni u merenjima kod kojih nije dolazilo do posmicanja indukcije magnetnog polja i izbalansiranosti elektroda. Rezultati merenja su dati u tablici 1.

Veličina ( $\gamma R_H$ ), u tablici 1 je izračunavana po formuli (F 2.1.-1), a standardna devijacija ove veličine je izračunavana po formuli

$$\sigma(\gamma R_H) = \frac{1}{\gamma R_H} \sqrt{\left( \frac{\Delta I}{I} \right)^2 + \left( \frac{\Delta V_H}{V_H} \right)^2 + \left( \frac{\Delta B}{B} \right)^2} .$$

N <sub>o</sub>	B [T]	I [mA]	V <sub>H</sub> [mV]	γR <sub>H</sub> [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	σ(γR <sub>H</sub> ) [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
1	0,0100 ± 0,00025	19,95 ± 0,05	5,630 ± 0,005	28,221	0,710
2		15,65 ± 0,05	4,460 ± 0,005	28,498	0,719
3		9,985 ± 0,005	2,860 ± 0,005	28,643	0,718
4		4,945 ± 0,005	1,420 ± 0,005	28,716	0,726
5		0,9905 ± 0,0005	0,290 ± 0,005	29,278	0,889
6	0,0200 ± 0,00025	19,75 ± 0,05	11,230 ± 0,005	28,430	0,363
7		14,15 ± 0,05	8,080 ± 0,005	28,551	0,371
8		9,925 ± 0,005	5,690 ± 0,005	28,665	0,359
9		4,775 ± 0,005	2,760 ± 0,005	28,901	0,366
10		0,9995 ± 0,0005	0,580 ± 0,005	29,015	0,441
11	0,0300 ± 0,00025	19,95 ± 0,05	16,960 ± 0,005	28,338	0,247
12		14,25 ± 0,05	12,190 ± 0,005	28,515	0,258
13		9,865 ± 0,005	8,490 ± 0,005	28,687	0,240
14		4,515 ± 0,005	3,900 ± 0,005	28,793	0,245
15		0,8785 ± 0,0005	0,760 ± 0,005	28,837	0,307
16	0,0400 ± 0,00025	19,95 ± 0,05	22,70 ± 0,05	28,446	0,202
17		15,25 ± 0,05	17,440 ± 0,005	28,590	0,202
18		10,125 ± 0,005	11,620 ± 0,005	28,691	0,180
19		4,335 ± 0,005	5,010 ± 0,005	28,893	0,186
20		0,8285 ± 0,0005	0,960 ± 0,005	28,968	0,236

Nº	B [T]	I [mA]	V <sub>H</sub> [mV]	γ R <sub>H</sub> [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	σ(γR <sub>H</sub> ) [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
21	0,0600 ± 0,00025	20,25 ± 0,05	34,60 ± 0,05	28,477	0,144
22		15,15 ± 0,05	26,00 ± 0,05	28,603	0,162
23		10,195 ± 0,005	17,570 ± 0,005	28,723	0,121
24		4,725 ± 0,005	8,210 ± 0,005	28,959	0,126
25		0,7715 ± 0,0005	1,340 ± 0,005	28,948	0,163
26	0,0800 ± 0,00025	20,05 ± 0,05	45,50 ± 0,05	28,367	0,118
27		14,25 ± 0,05	32,60 ± 0,05	28,596	0,141
28		10,485 ± 0,005	24,10 ± 0,05	28,732	0,109
29		4,665 ± 0,005	10,770 ± 0,005	28,859	0,096
30		1,0185 ± 0,0005	2,360 ± 0,005	28,964	0,110
31	0,1000 ± 0,00025	19,95 ± 0,05	56,80 ± 0,05	28,471	0,104
32		14,85 ± 0,05	42,50 ± 0,05	28,620	0,125
33		10,315 ± 0,005	29,70 ± 0,005	28,793	0,088
34		4,865 ± 0,005	14,070 ± 0,005	28,921	0,079
35		0,9705 ± 0,0005	2,820 ± 0,005	29,057	0,090
36	0,1400 ± 0,0005	20,05 ± 0,05	79,60 ± 0,05	28,358	0,125
37		14,95 ± 0,05	59,60 ± 0,05	28,476	0,141
38		9,535 ± 0,005	38,30 ± 0,05	28,691	0,110
39		4,525 ± 0,005	18,260 ± 0,005	28,824	0,108
40		0,7495 ± 0,0005	3,040 ± 0,005	28,972	0,116

N <sub>o</sub>	B [ T ]	I [ mA ]	V <sub>H</sub> [ mV ]	$\gamma R_H$ [ $m^2 A^{-1} s^{-1}$ ]	$\sigma (\gamma R_H)$ [ $m^2 A^{-1} s^{-1}$ ]
41	$0,2000 \pm 0,0005$	19,85 $\pm 0,05$	112,30 $\pm 0,05$	28,287	0,101
42		15,25 $\pm 0,05$	86,80 $\pm 0,05$	28,459	0,118
43		10,165 $\pm 0,005$	58,20 $\pm 0,05$	28,628	0,077
44		4,105 $\pm 0,005$	23,60 $\pm 0,05$	28,745	0,100
45		0,8715 $\pm 0,0005$	5,040 $\pm 0,005$	28,916	0,080
46	$0,300 \pm 0,0012$	19,95 $\pm 0,05$	168,90 $\pm 0,05$	28,221	0,134
47		14,65 $\pm 0,05$	124,40 $\pm 0,05$	28,305	0,150
48		9,695 $\pm 0,005$	82,80 $\pm 0,05$	28,468	0,116
49		5,235 $\pm 0,005$	44,90 $\pm 0,05$	28,590	0,122
50		0,4895 $\pm 0,0005$	4,210 $\pm 0,005$	28,669	0,123
51	$0,400 \pm 0,0012$	19,25 $\pm 0,05$	217,0 $\pm 0,5$	28,182	0,129
52		13,85 $\pm 0,05$	156,40 $\pm 0,05$	28,231	0,133
53		10,095 $\pm 0,005$	114,30 $\pm 0,05$	28,306	0,087
54		4,625 $\pm 0,005$	52,60 $\pm 0,05$	28,432	0,095
55		0,8715 $\pm 0,0005$	9,930 $\pm 0,005$	28,485	0,088
56	$0,600 \pm 0,0025$	19,15 $\pm 0,05$	323,0 $\pm 0,5$	28,111	0,145
57		15,05 $\pm 0,05$	255,0 $\pm 0,5$	28,239	0,160
58		9,645 $\pm 0,005$	163,90 $\pm 0,05$	28,322	0,119
59		4,935 $\pm 0,005$	84,00 $\pm 0,05$	28,369	0,123
60		0,8785 $\pm 0,0005$	15,000 $\pm 0,005$	28,458	0,120

tabela 1

Nº	B [T]	I [mA]	V <sub>H</sub> [mA]	γR <sub>H</sub> [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	σ(γR <sub>H</sub> ) [m <sup>2</sup> A <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
61	0,800 ± 0,0025	18,55 ± 0,05	415,0 ± 0,5	27,965	0,120
62		14,45 ± 0,05	324,0 ± 0,5	28,028	0,138
63		8,715 ± 0,005	196,10 ± 0,05	28,127	0,090
64		4,745 ± 0,005	106,90 ± 0,05	28,161	0,094
65		0,7185 ± 0,0005	16,220 ± 0,005	28,219	0,091
66	1,000 ± 0,0025	18,25 ± 0,05	509,0 ± 0,5	27,890	0,107
67		13,65 ± 0,05	382,0 ± 0,5	27,985	0,129
68		9,195 ± 0,005	258,0 ± 0,5	28,059	0,090
69		4,185 ± 0,005	117,60 ± 0,05	28,100	0,079
70		0,8095 ± 0,0005	22,80 ± 0,05	28,166	0,095
71	1,300 ± 0,0025	17,05 ± 0,05	617,0 ± 0,5	27,837	0,100
72		13,05 ± 0,05	472,0 ± 0,5	27,822	0,123
73		9,645 ± 0,005	350,0 ± 0,5	27,914	0,068
74		4,775 ± 0,005	173,60 ± 0,05	27,966	0,062
75		1,275 ± 0,005	46,50 ± 0,05	28,054	0,126
76	1,940 ± 0,0025	15,15 ± 0,05	805,0 ± 0,5	27,389	0,099
77		11,25 ± 0,05	598,0 ± 0,5	27,400	0,129
78		7,815 ± 0,005	416,0 ± 0,5	27,439	0,051
79		4,085 ± 0,005	218,0 ± 0,5	27,508	0,080
80		1,0325 ± 0,0005	55,10 ± 0,05	27,508	0,045

Veličina  $\gamma R_H$  je za svaki nivo indukcije magnetnog polja linearno ekstrapolisana metodom najmanjih kvadrata na vrednost pri nultoj jačini struje kroz uzorak. Radi pojednostavljanja oznaka u prikazu pomenute numeričke obrade uvešćemo smenu oznaka:

$$\gamma R_H = Y$$

$$I = x$$

Ekstrapolacija je vršena pravom obliku

$$y = ax + b.$$

Tražena ekstrapolisana vrednost odredjena je samo članom  $b$ , koji za slučaj  $n$  parova  $(x_i, y_i)$  obradjivanih veličina, dobijen standardnim metodima numeričke analize, ima oblik

$$b = \frac{A \cdot D - B \cdot C}{n \cdot A - B^2},$$

pri čemu je

$$A = \sum_{i=1}^n x_i^2, \quad B = \sum_{i=1}^n x_i, \quad C = \sum_{i=1}^n x_i y_i, \quad D = \sum_{i=1}^n y_i.$$

Standardno odstupanje  $\sigma(b)$  je računato po formuli

$$\sigma(b) = \frac{1}{nA - B^2} \sqrt{\frac{(D-nb)^2 (\sigma(A))^2 + (2Bb-C)^2 (\sigma(B))^2 + B^2 (\sigma(C))^2 + A^2 (\sigma(D))^2}{n}}$$

pri čemu je

$$\begin{aligned} (\sigma(A))^2 &= 4 \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2, & (\sigma(B))^2 &= \sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2, \\ (\sigma(C))^2 &= \sum_{i=1}^n [(y_i - \bar{y})^2 + (x_i - \bar{x})(\sigma(y_i))^2], & (\sigma(D))^2 &= \sum_{i=1}^n [\sigma(y_i)]^2. \end{aligned}$$

Ovako dobijeni rezultati su sredjeni i prikazani u tablici 2.

Promena holove konstante u međutom polju je izračunavana relativno u odnosu na ekstrapolisanu vrednost pri nultom magnetnom polju. Rezultati su sredjeni u tablici 3. Izračunavanja su vršena po sledećim formulama: Parovi tačaka №4 ÷ №7 iz tablice 2 su korišćeni za dobijanje ekstrapolisane veličine  $b(0)$  na nulto magnetno polje. Ekstrapolacija je izvršena po postupku koji je već opisan, samo u ovom slučaju sa četiri tačke. Zatim je vršeno izračunavanje

$$\frac{R_H(B)}{R_H(0)} = \frac{b}{b(0)},$$

čija zasnovanost je razmatrana u poglavlju (2.1.). Standardno odstupanje za ovaj odnos je izračunavano po formuli

$$\sigma \left( \frac{R_H(B)}{R_H(0)} \right) = \frac{\sigma(b)}{b(0)}.$$

Podaci iz tablice 3 su dijagramski prikazani na grafiku 1.

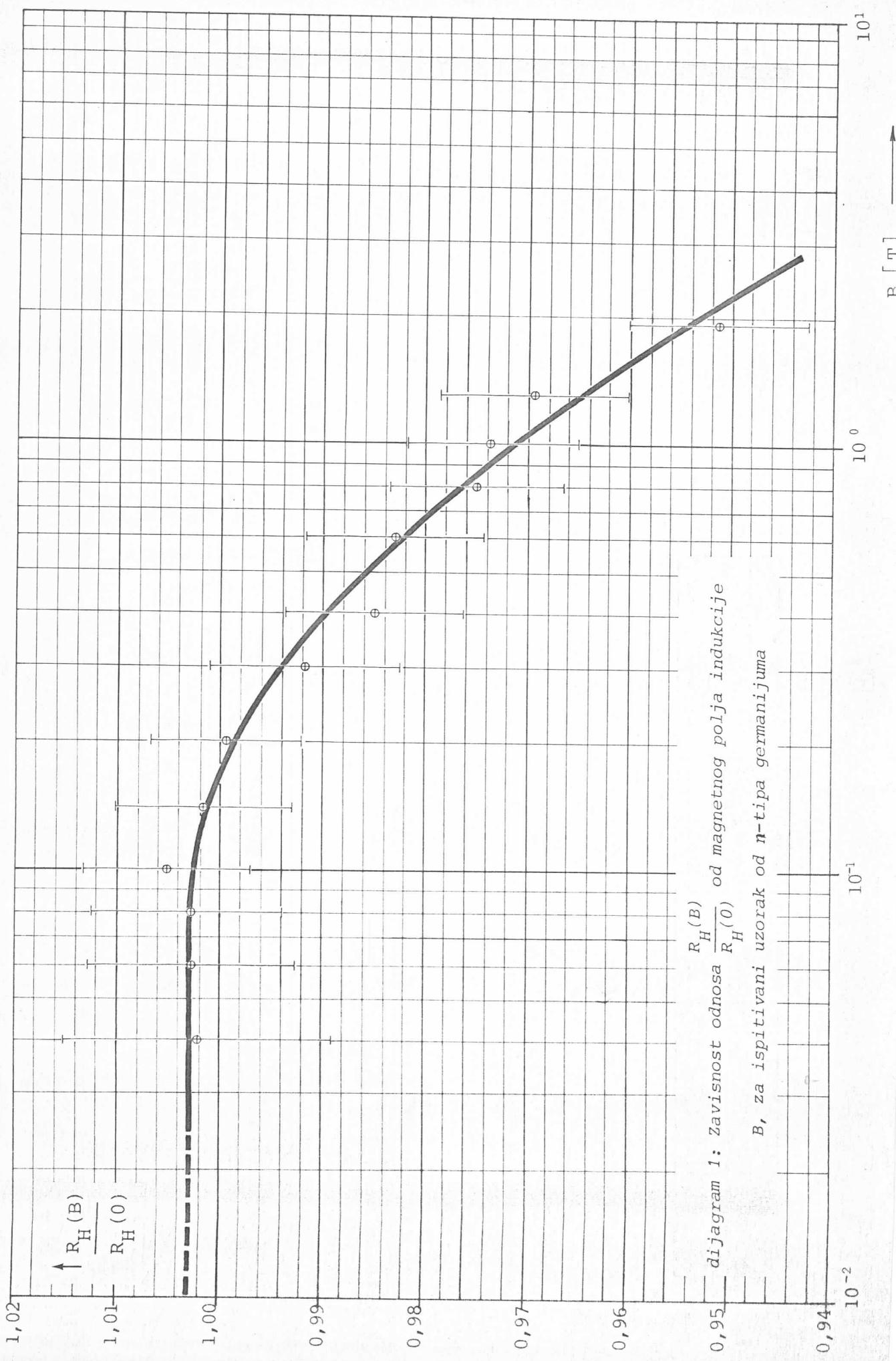
tabela 2

N <sup>o</sup>	B [T]	b	$\sigma(b)$
1	0,0100 $\pm 0,00025$		
2	0,0200 $\pm 0,00025$		
3	0,0300 $\pm 0,00025$		
4	0,0400 $\pm 0,00025$	28,995	0,380
5	0,0600 $\pm 0,00025$	29,013	0,291
6	0,0800 $\pm 0,00025$	29,013	0,257
7	0,1000 $\pm 0,00025$	29,085	0,233
8	0,1400 $\pm 0,0005$	28,984	0,249
9	0,2000 $\pm 0,0005$	28,920	0,214
10	0,300 $\pm 0,0012$	28,695	0,271
11	0,400 $\pm 0,0012$	28,498	0,254
12	0,600 $\pm 0,0025$	28,447	0,255
13	0,800 $\pm 0,0025$	28,234	0,245
14	1,000 $\pm 0,0025$	28,178	0,234
15	1,300 $\pm 0,0025$	28,051	0,270
16	1,940 $\pm 0,0025$	27,526	0,258

tabela 3

$\frac{R_H(B)}{R_H(0)}$	$\sigma \left( \frac{R_H(B)}{R_H(0)} \right)$
1,0022	0,0131
1,0028	0,0101
1,0028	0,0089
1,0053	0,0081
1,0018	0,0086
0,9996	0,0074
0,9918	0,0094
0,9850	0,0088
0,9832	0,0088
0,9759	0,0085
0,9739	0,0081
0,9695	0,0093
0,9514	0,0089

Podaci nisu obradživani zbog suviše velike merne greške polaznih podataka.



### 3.1. Autokritički osvrt na učinjen rad

Ispitivanje promene holove konstante u magnetnom polju nije novi problem. Njime su se već bavili neki objavljeni radovi, medju kojima je posebno važno istaći radove [12,13]. Ono što je značajno u ovom radu je to da su ispitivanja ovakve vrste po prvi put vršena na Institutu za fiziku PMF-a u Novom Sadu i da se dobijeni rezultati istina skromno, ali već mogu poređiti sa rezultatima vodećih laboratorija u svetu, na ovom polju.

Nedostatak u radu dobijenih rezultata je to što promenu holove konstante od 5% daju sa standardnom devijacijom od približno 0,9%. Uzme li se iznos promene holove konstante za ispitivanu veličinu, tada je greška eksperimenta gotovo 20%. Ovo, dakako, ne daje mogućnost strožijeg sagledavanja fine strukture ispitivane zavisnosti. Osnovni uzrok tome su nekvalitetni merni podaci.

Kao polazni merni podaci korišćene su tri veličine: magnetna indukcija, električna struja i holov napon. Merenje struje i napona je vršeno digitalnim instrumentima sa trocifarskim, odnosno četvorocifarskim tačnim očitavanjem i ovi podaci nisu dominantno uticali na eksperimentalnu grešku. Međutim, merenje magnetne indukcije je vršeno teslametrom sa skazaljčnim pokazivačkim sistemom prosečne klase 1. Uprkos naporu koji je ulagan pri očitavanju instrumenta, greška pri ovim merenjima je imala udeo od približno 70% do 90% u konačnoj standardnoj devijaciji. U cilju utačnjavanja eksperimenta prvo bi bilo potrebno povećanje kvaliteta ovih merenja upotrebom kvalitetnog magnetometra s digitalnim očitavanjem, upotrebom komparatorskih magnetometarskih metoda ili ostvarivanjem magnetnog polja solenoidnim sistemima s konstantnim i kalibriranim konverzionim odnosom električna struja - magnetno polje, pa na taj način svodjenjem problema magnetnih merenja na problem električnih merenja, u ovom slučaju merenja struje,

koji je daleko prihvatljiviji. Za povećanje tačnosti merenja električne struje i holovog napona bilo bi potrebno koristiti digitalne instrumente sa četvorocifarskim, odnosno petocifarskim tačnim očitavanjem, ili, u nedostatku njih, moguće bi bilo upotrebiti kompenzacione merne metode, pa merenja vršiti samo uz pomoć osetljivih indikacionih instrumenata, pri čemu je, naravno, potrebno imati standardne izvore ems, odgovarajuće stabilnosti i kalibrisanosti, zajedno sa stabilnim dekadnim otpornim kutijama.

Uporedo sa povećanjem tačnosti eksperimenta bilo bi korisno stvarati objedinjen sistem numeričke interpretacije teorijskih rezultata izučavanja galvanomagnetskih pojava. Radi ovoga bilo bi potrebno razviti i metodiku za eksperimentalno određivanje nekih od parametara, kao što su efektivna masa (u kompletnoj eventualnoj anizotropiji), konstante deformacijskog potencijala i sl., a čije je figurisanje u takvom matematičkom modelu već sada vidljivo. Analitičkim poredjenjem rezultata dobijenih ovim aparatom i rezultata direktno dobijenih eksperimentima, moguće bi bilo dobiti podatke iz kojih bi se posebnim metodama dalje numeričke obrade mogli sagledati neki elementi dinamičke strukture uzorka, naravno oni koji bi početnim teorijskim razmatranjima i kasnijim eksperimentalnim uslovima bili dovedeni u žihu osetljivosti metodike. Ovo bi, u nekoliko, bilo nadovezivanje na ispitivanje kvazistatičkih struktura difrakcionim metodama, samo što su ovde ispitivačke mikrosonde (nosioci nanelektrisanja) u takvom odnosu sa ispitivanim uzorkom da obezbedjuju senzibilnost metodike na dinamičku strukturu ispitivanog čvrstog stanja.

Konačno, biće rečeno još nešto o postavljanju elektroda na uzorke za galvanomagnetna ispitivanja.

Na Institutu za fiziku PMF-a u Novom Sadu su tokom poslednjih osamnaest meseci vršeni pokušaji iznalaženja jednog

opštijeg tehnološkog postupka postavljanja omskih kontakata na razne materijale. Dosadašnji pokušaji nisu dali zadovoljavajuće rezultate. Kako je autor neposredno učestvovao u ovom radu, to oseća obavezu da iznese neka svoja iskustva o ovom problemu.

Za omske kontakte elektroda sa uzorcima za galvanomagnetna ispitivanja od primarnog značaja je vrlo velika stabilnost prelaznog otpora. Razlog ovome je sledeći; prema opisu metodike u poglavljiju (2.1.) vidljivo je da elektrode preko kojih se meri holov napon, u slučaju potpune razbalansiranosti mogu zapasti čak i pod puni napon elektroda uz pomoć kojih se ostvaruje strujni tok kroz uzorak. Ovaj napon je tipične veličine nekoliko volta. Naravno da se ovakav slučaj praktično ne dogodja, jer se pri merenjima vodi računa o izbalansiranosti elektroda. Međutim, kako se električno balansiranje vrši potenciometarskim vezama, to se nestabilnost otpora omskih kontakata superponira u mereni holov napon kao odgovarajući produkt napona strujnog toka kroz uzorak. To znači da se već pri nestabilnosti otpora omskih kontakata od 1% na holov napon superponira ometajući napon od tipičnih nekoliko desetina mV. Kako holov napon ima istu tipičnu veličinu, jasno je da u ovakvim uslovima nema smisla govoriti o merenju holovog napona.

Omske kontakte je moguće ostvariti raznim postupcima od kojih će biti spomenuti samo neki, kao što su lemljenje i zavarivanje, elektrolitičko taloženje, naparavanje i premazivanje elektroprovodnim masama. Lemljenje i zavarivanje su postupci koji daju kontakte vrlo stabilne otpornosti. Manim je što je veoma mali broj materijala na kojima se uspešno mogu sprovesti. Ovo dolazi s jedne strane otuda što su mehanički uslovi za njihovo ostvarenje veoma selektivni, a s druge strane što postoje temperaturna ograničenja za njihovo sprovođenje, u smislu nenarušavanja kristalne strukture uzorka. Neposredno po ostvarenju kontakata na ovaj način pojavljuju se izrazitiji efekti PN-spojeva, ali se oni lako otklanjaju

električnim probojima. Postupak ostvarenja omskih kontakata elektrolitičkim taloženjem je primenjivan na uzorcima gale-nita, pirita i kovelina. Zadovoljavajuće rezultate dao je samo na galenitu, kada se vršilo taloženje srebra u rastvoru kalijum-dicijano-argentata. O ovom postupku moguće je naći korišna uputstva u [37]. Međutim, kontakti nisu pokazali dobre osobine u pogledu postojanosti; propali su posle dvadeset dana. Postupak naparavanja je skopčan s problemima maskiranja, dobrog prijanjanja naparenog materijala na površinu uzorka, a isto tako i temperaturnih ograničenja. Vrlo je verovatno da bi ovaj postupak mogao dati potpuno zadovoljavajuće rezultate, jedino je potrebno razraditi podesnu aparaturu za njegovo univerzalno ostvarivanje. Ostvarenje omskih kontakata elektroprovodnim smesama je inspirisano idejom da se pronadje takva žitka masa koja nakon očvršćavanja daje kompaktan i stabilan elektroprovodni materijal. Izvršeno je mnoštvo pokušaja različitim masama i na različitim materijalima. Rezultati su bili ohrabrujući, ali nikako ne zadovoljavajući. Svi su izgledi da bi ovaj postupak mogao dati dobre rezultate kada bi se kao masa upotrebilo tzv. tečno zlato, ali takva smeša koja ne zahteva visoku temperaturu za metalizaciju sloja. Naime, u jednom pokušaju nanošenja zlatnih elektroda na uzorak pirita kao nalivna masa je korišćena tinktura jednog organskog jedinjenja zlata (staklarsko zlato). Za izdvajanje čistog zlata je bilo potrebno obradjivani uzorak zagrejati do temperature od  $510^{\circ}\text{C}$ . Po izvršenom zagrevanju konstatovano je da su kontakti bili zadovoljavajući, ali je zbog previsoke temperature i zbog neodgovarajuće atmosfere uzorak izmenio strukturu.

### 3.2. Literatura

#### Najviše korišćena literatura:

Autor naročito preporučuje delo [34], u kome je moguće naći opširan monografski prikaz problema koji je razmatran u ovom radu, a u kome je, uz to, data i bibliografija sa više od deset hiljada bibliografskih jedinica odgovarajućeg domena. U sačinjanju rada od velike koristi su bile jedinice [12,15,16,30,32,33,35 – 37]. Ostale navedene bibliografske jedinice su date radi pojašnjavanja teksta i radi upućivanja na opširnije izvore informacija o pojedinim detaljima.

#### Objašnjenje oznaka bibliografskih jedinica:

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
2. Френкель Я.И. Электродинамика. М.-Л., 1935.2.
3. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.-Л., ГИФМЛ. 1962.
4. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., Наука, 1970.
5. Цидильковский И.М. Термомагнитные явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1960.
6. Смит Р. Полупроводники. М., ИИЛ, 1962.
7. Брунс Г. - В сб.: Проблемы современной физики, 1957. 8, 74.
8. В сб.: Вопросы квантовой теории необратимых процессов. М., ИЛ, 1962.
9. Самойлович А.Г., Коренблит И.Я., Даховский И.В. - ДАН СССР, 1961. 139, 355.
10. Самойлович А.Г. и др. - ФТТ, 1961. 3, 2939, 3285.
11. Коренблит И.Я. - ФТТ, 1962. 4, 168.
12. Babich V.M., Baranskii P.I., Dakhovskii I.V. - Phys. Stat. Sol., 1969. 33, 879.

13. Баранский П.И., Даховский И.В., Курило П.М. - ФТП, 1967, 1, 178.
14. Даховский И.В. Автореф. канд. дис. Черновицкий госуниверситет. Черновцы, 1965.
15. Даховский И.В. - ФТТ, 1964. 6,2032.
16. Даховский И.В. - ФТТ, 1963. 5,2332.
17. Самойлович А.Г., Искра В.Д. - ФТТ, 1960. 2,2827.
18. Андрианов Д.Г. и др. - ФТТ, 1964. 6,2825.
19. Fistul V.I.et.al. Proc. of the 7th Intern. conf. Phys. of Semicond. Paris, 1964. p. 371.
20. Ergynsoy C. - Phys. Rev., 1950. 78,1013.
21. Dexter D.L., Leitz F. - Phys. Rev., 1952. 86,964.
22. Read W.T. - Philos. Mag., 1954. 45,775.
23. Stratton R. - J.Phys. Chem. Solids, 1962. 23,1011.
24. Appel J., Teutsch W. - J.Phys. Chem. Solids. 1962. 23, 1521.
25. Самойлович А.Г., Ницович М.В. - ФТТ, 1963. 5,2981.
26. Boardman A.D. - Phys. Rev., 1966. 147,532.
27. Церцвадзе А.А. - ФТП, 1967. 1,1820.
28. Sasaki W., Nakamuro M. - J.Phys. Soc. Japan, 1965. 20, 1092.
29. Ohyama T., Murase K., Otsuka E. Phys. Letters, 1968. 28A,159.
30. Нагаев Э.Л. - ФТТ, 1970. 12,2137.
31. Hedgcock F.T., Mathur D.P. - Canad. J. Phys., 1965.43, 2008.
32. Carić S.L. Uvod u fiziku čvrstog stanja, N.S., 1971.
33. Kittel C. Uvod u fiziku čvrstog stanja, Bgd., "Savremena administracija", 1970.
34. Баранский П.И., Ключков В.П., Потыкевич И.В. Полупроводниковая электроника. К., "Наукова Думна", 1975.
35. Стильбанс Л.С. Физика полупроводников. М., "Сов. радио", 1967.

36. Ниреев П.С. Физика Полупроводников. М."Высш. школа", 1975.
37. Muftić I.H. Elektrohemija, T.3.S., "Radnik" , 1950.

