

VILNIAUS UNIVERSITETAS

FIZIKOS FAKULTETAS

**Laboratorinis darbas Nr.2a**

**pn SANDŪROS PARAMETRŲ NUSTATYMAS**

Vilnius, 2015

# TURINYS

<b>Darbo tikslas.....</b>	<b>3</b>
<b>Užduotys.....</b>	<b>3</b>
<b>Kontroliniai klausimai.....</b>	<b>3</b>
<b>Literatūra.....</b>	<b>3</b>
<b>1 Teorinė medžiaga .....</b>	<b>4</b>
1.1 Kontaktinis potencialų skirtumas.....	4
1.2 pn sandūros voltamperinė charakteristika.....	6
1.3 Puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos tyrimas .....	9
<b>2. Darbo schemos ir matavimų eiga .....</b>	<b>10</b>
2.1 Voltamperinės charakteristikos temperatūrinės priklausomybės tyrimas .....	100

## **Darbo tikslas**

Išmatuoti pn sandūros voltamperinę charakteristiką, iš jos nustatyti sandūros parametrus.

## **Užduotys**

1. Išmatuoti puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos temperatūrinę priklausomybę ir iš jos nustatyti kontaktinį potencialų skirtumą.

## **Kontroliniai klausimai**

1. Kodėl pn sandūroje susidaro kontaktinis potencialų skirtumas?
2. Paaiškinti puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos eigą.

## **Literatūra**

[1] S.M.Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, New York, 1981, p. 517.

# 1 Teorinė medžiaga

## 1.1 Kontaktinis potencialų skirtumas

Panagrinėkime stačiąją pn sandūrą (1.1.1 pav. a), kurioje donorų  $N_d$  ir akceptorių  $N_a$  tankiai šuoliškai pakinta metalurginėje sandūros vietoje. Be to tarkime, kad  $N_a > N_d$ , (žr. 1.1.1 pav. b). p sritys skylės (jų tankis  $p_p$ ) difunduoja į n sritį (čia jų tankis  $p_n$ ). Todėl tam tikroje p sritys dalyje atsiranda nekompensuotas jonizuotų akceptorių erdvinis krūvis  $\rho$ . Analogiškai n sritys elektronų difuzija sąlygoja teigiamo donorų erdvinio krūvio susidarymą n srityje. Pažymėsime, kad pn sandūros aplinkoje krūvininkų tankis bus mažesnis negu p ir n sričių gilumoje dėl difundavusių krūvininkų rekombinacijos. Krūvininkų tankių pasiskirstymas pn sandūroje parodytas 1.1.1 pav. c. Erdvinis jonizuotas priemaišinis krūvis sukuria elektrinį lauką, t.y. tarp p ir n sričių atsiranda potencialų skirtumas, vadinamas kontaktiniu  $V_k$ .

Suprantama, kad kontaktinis potencialų skirtumas esant termodinaminei pusiausvyrai yra toks, kad tiksliai sukompensuotų krūvininkų difuzinį srautą per pn sandūrą. Energinės juostos diagrama esant termodinaminei pusiausvyrai (t.y., kai Fermio lygmuo yra pastovus visoje sistemoje) parodyta 1.1.1 pav. f.

Išreikšime kontaktinį potencialų skirtumą per pagrindinių ir šalutinių krūvininkų tankius. Elektronų ir skylių tankių išraiškos yra

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right), \quad p = N_v \exp\left(-\frac{F - E_v}{kT}\right); \quad (1.1.1)$$

čia  $N_c$  ir  $N_v$  – efektingieji būsenų tankiai atitinkamai laidumo ir valentinėje juostose,  $F$  – Fermio energija. Grynajame puslaidininkyje krūvininkų tankis

$$n_i = p_i = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_i}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{E_i - E_v}{kT}\right). \quad (1.1.2)$$

Draustinių energijų juostos vidurio ir Fermio lygmens energiją galima išreikšti per elektrostatinis potencialus:

$$\begin{cases} E_i = -e\psi \\ F = -e\psi_F \end{cases}. \quad (1.1.3)$$

Tada ir krūvininkų tankiai bus pavidalo:

$$\begin{cases} n = n_i \exp\left(\frac{\psi - \psi_F}{\phi_T}\right) \\ p = p_i \exp\left(\frac{\psi_F - \psi}{\phi_T}\right) \end{cases}, \quad (1.1.4)$$

čia  $\phi_T = kT / e$ . Taigi, pagrindinių krūvininkų tankiai toli nuo pn sandūros gali būti užrašyti šitaip:

$$\begin{cases} n_n = n_i \exp\left(\frac{\psi_n - \psi_F}{\phi_T}\right) \\ p_p = n_i \exp\left(\frac{\psi_F - \psi_p}{\phi_T}\right) \end{cases} \quad (1.1.5)$$

čia  $\psi_n$  ir  $\psi_p$  - draustinių energijų juostos vidurio elektrostatiniai potencialai atitinkamai p ir n tipo puslaidininkiuose (1.1.1 pav. f). Šiame paveiksle  $E_c$  ir  $E_v$  yra laidumo juostos apačios ir valentinės juostos viršaus energinės padėties. Iš 1.1.1 pav. f aišku, kad kontaktinis potencialų skirtumas  $V_k$  yra

$$V_k = \psi_n - \psi_p. \quad (1.1.6)$$

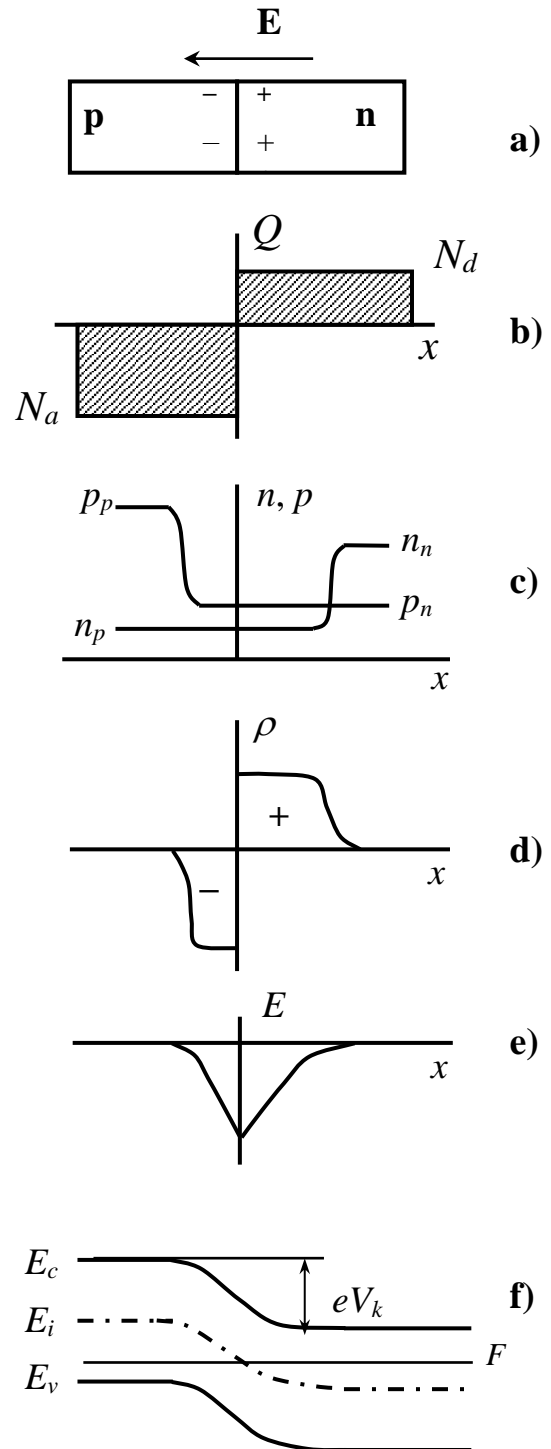
Iš (1.1.5) lygybės išsireiškę  $\psi_n$  ir  $\psi_p$  per  $p_p$  ir  $n_n$  bei įrašę gautas vertes į (1.1.6) gauname:

$$\exp\left(\frac{V_k}{\phi_T}\right) = \frac{n_n p_p}{n_i^2} = \frac{n_n}{n_p} = \frac{p_p}{p_n} \quad (1.1.7)$$

arba

$$\begin{cases} p_p = p_p \exp\left(-\frac{V_k}{\phi_T}\right) \\ n_p = n_n \exp\left(-\frac{V_k}{\phi_T}\right) \end{cases} \quad (1.1.8)$$

Matome, kad  $V_k$  apibrėžia to paties ženklo krūvininkų, esančių abiejose sandūros pusėse, santykis, t.y. kontaktinį potencialų skirtumą nusako p ir n sričių specifiniai laidumai.



1.1.1 pav. Diodo struktūra (a), priemaišų (b) ir krūvininkų (c) pasiskirstymas jame; erdvinio krūvio tankis (d), elektrinio lauko pasiskirstymas (e) ir energinių juostų struktūra (f).

## 1.2 pn sandūros voltamperinė charakteristika

Tegul prie pn sandūros yra prijungta įtampa laidžiąja kryptimi (t.y. “+” prie p sritys). Šiuo atveju išorinio lauko kryptis yra priešinga lauko, esančio sandūroje, kryptčiai, todėl potencinis barjeras sandūroje pažemės. Dėl to, savo ruožtu, padidės pagrindinių krūvininkų srautai per sandūrą. Šie krūvininkai perėję sandūrą, (t.y. injektuoti) virsta šalutiniais ir savo buvimu sukelia pagrindinių krūvininkų pritekėjimą iš p ir n sričių gilumos. Pastarieji neutralizuoja injektuotų krūvininkų krūvį. Kadangi elektronų ir skylių rekombinacijos greičiai nėra begaliniai, tai injektuoti krūvininkai išnyks dėl rekombinacijos ne prie pat sandūros, o dėl difuzijos nukeliaus gilyn į p ir n sritį. Aišku, kad dėl neutralizacijos ir šalutinių, ir pagrindinių krūvininkų tankiai bus didesni negu esant termodinaminei pusiausvyrai. Krūvininkų pasiskirstymas, kai įtampa įjungta laidžiąja kryptimi parodytas 1.2.1 pav. a; čia  $x_n$  ir  $x_p$  yra erdvinio krūvio srities ribos.

Jei prijungta įtampa atgaline kryptimi, tai potencinio barjero aukštis padidės, o srovę per sandūrą apspręs šalutiniai krūvininkai.

Apskaičiuosime srovės priklausomybę nuo įtampos. Bendru atveju skaičiavimas sudėtingas, todėl supaprastinsime diodo modelį prielaidomis. Pirmoji prielaida – kad visa išorinė įtampa krenta pn sandūroje. Antroji - kad injekcijos lygis yra žemas, t.y. šalutinių krūvininkų srovėse

$$\begin{cases} j_p = e\mu_p pE - eD_p \frac{dp}{dx} \\ j_n = e\mu_n nE - eD_n \frac{dn}{dx} \end{cases} \quad (1.2.1)$$

lemiamą vaidmenį vaidina difuzija, t.y.

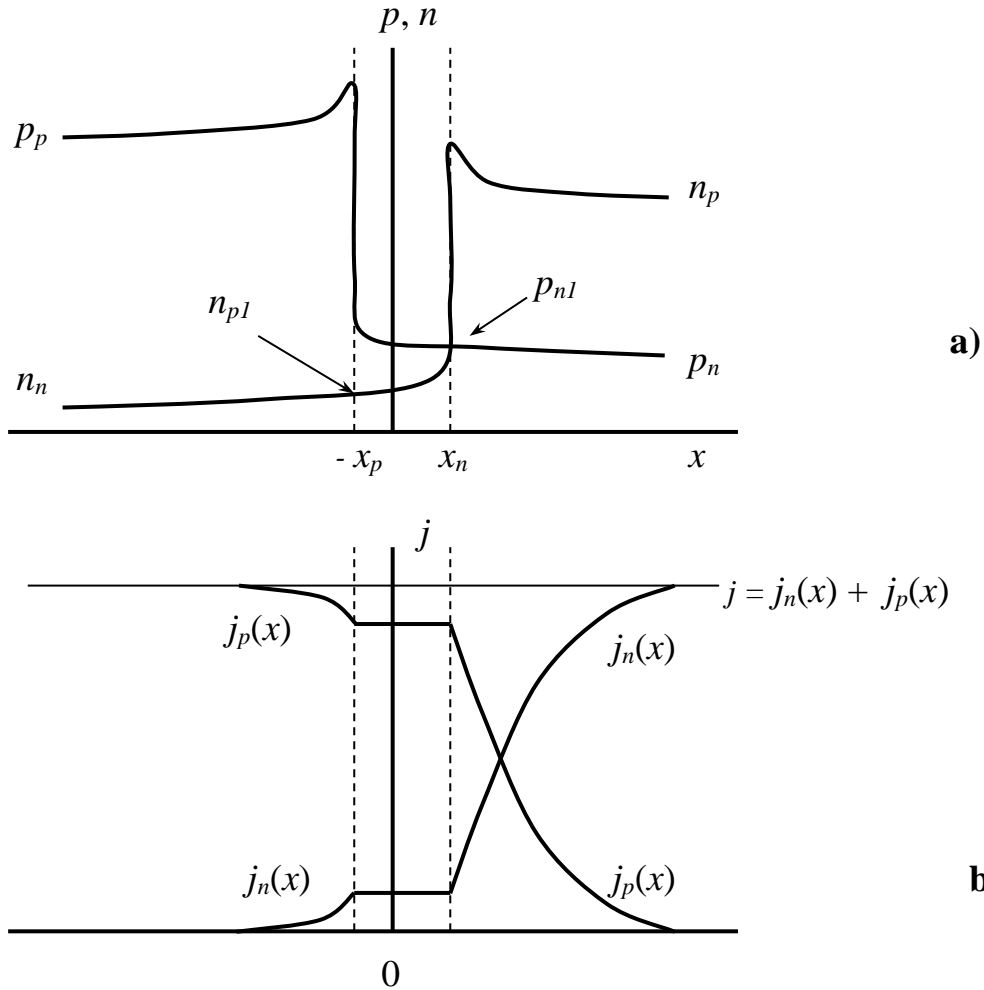
$$j_p = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_n = -eD_n \frac{dn}{dx}. \quad (1.2.2)$$

Dreifo srovė tampa palyginama su difuzine tik stipriuose laukuose. Be to, šalutinių krūvininkų tankis yra daug mažesnis už pagrindinių krūvininkų tankį, taigi srovę toli nuo pn sandūros sąlygoja pagrindiniai krūvininkai. Taip pat skaičiavimuose su generacija ir rekombinacija erdvinio krūvio srityje nesiskaitome.

Esant šioms prielaidoms, tolydumo lygtys šalutiniams krūvininkams yra tokios:

$$\begin{cases} -\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} + \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} \\ -\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} + \frac{n - n_{p0}}{\tau_n} \end{cases}; \quad (1.2.3)$$

čia  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  – krūvininkų gyvavimo trukmės,  $(p - p_{n0})$  ir  $(n - n_{p0})$  – nepusiausvyrinių skylių ir elektronų tankiai.



1.2.1 pav. Krūvininkų tankių pasiskirstymas (a) ir srovių pasiskirstymas (b) diode, esant prijungtai įtampai laidžiąja kryptimi.

Stacionariu atveju pagal (1.2.2) ir (1.2.3) gauname

$$\begin{cases} \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{L_p^2} = 0 \\ \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_{p0}}{L_n^2} = 0 \end{cases}; \quad (1.2.4)$$

čia  $L_p^2 = D_p \tau_p$ ,  $L_n^2 = D_n \tau_n$  – skylių ir elektronų difuzijos nuotoliai. (1.2.4) lygčių sprendiniai yra

$$\begin{cases} p(x) = p_{n0} + (p_{n1} - p_{n0}) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right), \\ n(x) = n_{p0} + (n_{p1} - n_{p0}) \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) \end{cases} \quad (1.2.5)$$

Viena čia  $p_{n1}$  – skylių tankis n srityje prie pn sandūros erdvinio krūvio srities (t.y., kur  $x = x_n$ ), atitinkamai  $n_{p1}$  – elektronų tankis taške  $x = x_p$ .

Esant prijungtai išorinei įtampai laidžiąja kryptimi V, šalutinių krūvininkų tankiai erdvinio krūvio srityje pagal (1.1.8) yra

$$\begin{cases} p_{n1} = p_p \exp\left(-\frac{V_k - V}{\phi_T}\right) = p_{n0} \exp\left(\frac{V}{\phi_T}\right) \\ n_{p1} = n_n \exp\left(-\frac{V_k - V}{\phi_T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{V}{\phi_T}\right) \end{cases} \quad (1.2.6)$$

Pagal (1.2.2), (1.2.5) ir (1.2.6) formules skylių srovės tankis n srityje ir elektronų srovės tankis p srityje yra:

$$\begin{cases} j_p(x) = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{V}{\phi_T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \\ j_n(x) = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left[ \exp\left(\frac{V}{\phi_T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \end{cases} \quad (1.2.7)$$

Visas srovės tankis diode yra elektronų ir skylių srovių tankių suma. Stacionariu atveju visas srovės tankis turi būti pastovus. Puslaidininkio gilumoje (t.y. toli nuo pn sandūros) srovę perneša tik pagrindiniai krūvininkai. Prie erdvinio krūvio srities pagal (1.2.7) šalutinių krūvininkų srovių tankiai yra koordinatės funkcijos. Kad visas srovės tankis liktų pastovus, tai ir pagrindinių krūvininkų tankiai šioje srityje turi taip pat priklausyti nuo koordinatės. Pačioje erdvinio krūvio srityje, kur nėra nei generacijos, nei rekombinacijos srovių tankiai turi būti pastovūs. Srovių tankių pasiskirstymas diode pavaizduotas 1.2.1 pav. b.

Visą srovę pn sandūroje galima užrašyti pagal (1.2.7) formulę, imant  $x = 0$ :

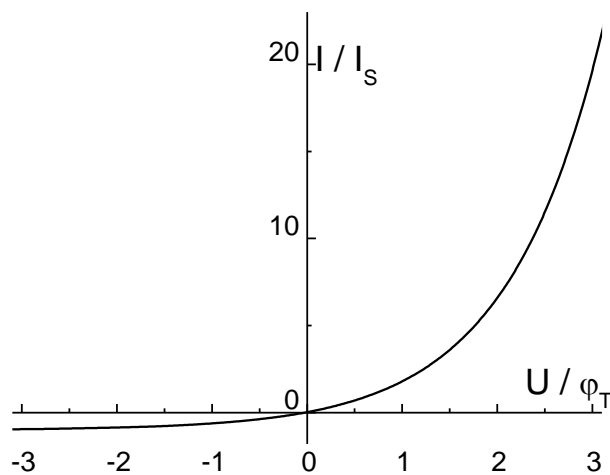
$$j = j_p(0) + j_n(0) = \left( \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \right) \left[ \exp\left(\frac{V}{\phi_T}\right) - 1 \right]. \quad (1.2.8)$$

Pastaroji formulė ir yra diodo voltamperinė charakteristika. Dydį

$$\frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} = j_s \quad (1.2.9)$$

vadiname atgalinės srovės tankiu. Grafiškai (1.2.8) formulė pateikta 1.2.2 pav.





1.2.2 pav. Idealaus diodo voltamperinė charakteristika.

#### 1.4 Puslaidininkinio diodo voltamperinės charakteristikos tyrimas

Puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika aprašoma (1.2.8) formule.

Esant mažoms įtampoms  $V$ , t.y. kai  $V \ll \phi_T$ , (1.2.8) virsta į

$$j = \frac{I}{A} = e \left( \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \frac{V}{\phi_T}, \quad (1.3.17)$$

čia  $A$  – pn sandūros plotas. Tuomet pn sandūros varža  $R$  yra

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\phi_T}{en_{n0} \left( \frac{D_n}{L_n} + \frac{D_p}{L_p} \frac{p_{p0}}{n_{n0}} \right)} \exp \left( \frac{V_k}{\phi_T} \right) = \text{const} \cdot \exp \left( \frac{V_k}{\phi_T} \right). \quad (1.3.18)$$

Išlogaritmavę (1.3.18) lygybę gauname, kad

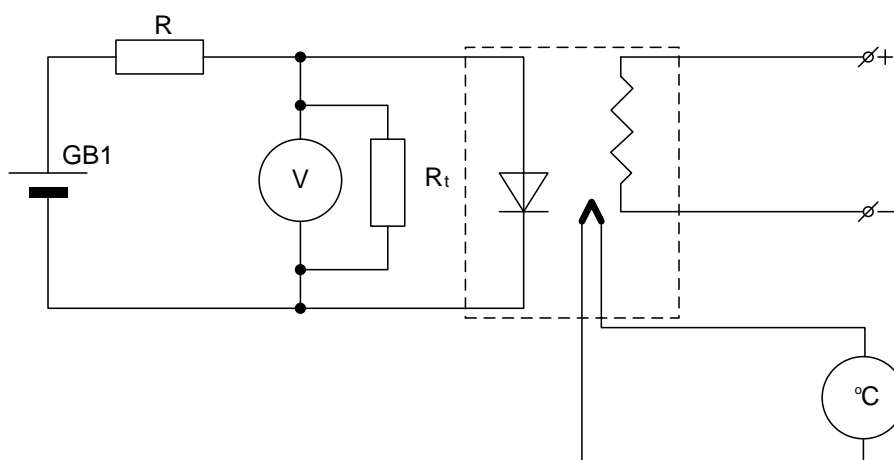
$$V_k = \frac{k}{e} \frac{\Delta \ln R}{\Delta 1/T}. \quad (1.3.19)$$

Taigi, išmatavę pn sandūros varžos (mažų įtampų srityje) priklausomybę nuo temperatūros, iš tiesės  $\ln R = f(1/T)$  polinkio galime rasti kontaktinį potencialų skirtumą.

## 2. Darbo schemos ir matavimų eiga

### 2.1 Voltamperinės charakteristikos temperatūrinės priklausomybės tyrimas

Darbo tikslas yra rasti tiriamojo diodo kontaktinį potencialų skirtumą. Jį galime nustatyti iš diodo voltamperinės charakteristikos priklausomybės nuo temperatūros. Tuo tikslu iš VACH mažų įtampų srityje reiktų nustatyti diodo varžos (t.y. atvirkštinio voltamperinės charakteristikos polinkio) priklausomybę nuo temperatūros. 2.1.1 pav. pavaizduota schema leidžia matuoti diodo varžos priklausomybę nuo temperatūros. Norint iš šios priklausomybės rasti kontaktinį potencialų skirtumą, generatoriaus įtampa turi būti mažesnė už  $\varphi_T$  (kambario temperatūroje  $\sim 25$  mV).



2.1.1 pav. Elektrinė schema diodo varžos kitimo nuo temperatūros matavimui.

2.1.1 pav. schemoje yra matuojama įtampa  $V$ , krentanti ant diodo, kai juo teka pastovi srovė. Prie įtampos šaltinio, kurio evj žinoma, prijungta grandinė iš nuosekliai sujungtų didelės varžos rezistoriaus  $R$  ir tiriamojo diodo, prie kurio kontaktų prijungtas voltmetras. Didelės varžos rezistorius  $R$  lemia, kad per diodą tekanti srovė nekinta, o prie diodo prijungta įtampa yra nedidelė, lyginant su elemento (GB1) evj. Tuomet voltmetro rodoma įtampa yra proporcinga diodo varžai, jei tik paties voltmetro vidinė varža  $R_t$  pakankamai didelė. Jei pastaroji sąlyga neišpildoma, diodo varžą tenka apskaičiuoti pagal formulę

$$R_d = \frac{R}{\frac{evj}{V} - 1 - \frac{R}{R_t}}. \quad (2.1)$$

Matavimai atliekami ir didinant, ir mažinant puslaidininkinio diodo temperatūrą (neviršyti  $100^\circ\text{C}$ ). Norint padidinti matavimų tikslumą, reikia temperatūrą keisti pamažu. Apdorojant matavimų rezultatus, reikia pavaizduoti grafiškai pn sandūros

varžos priklausomybę nuo atvirkštinės temperatūros (Kelvino laipsniais) pusiau logaritminėje skalėje ir rasti kontaktinį potencialų skirtumą pagal (1.3.19) formulę.

Voltmetro varža  $R_v$  priklauso nuo matavimo diapazono. Matuojant voltų diapazone, voltmetro varža yra  $10\text{M}\Omega$ , matuojant milivoltų diapazone, voltmetro varža yra  $2,5\text{G}\Omega$ . Evj vertę būtina patikrinti naudojantis vienu iš darbe naudojamų multimetrų. Gnybtai evj matavimui yra palikti prie multimetrom.

Apskaičiuotą kontaktinio potencialų skirtumo vertę reikia palyginti su žinomomis vertėmis silicio, germanio ir galio arsenido pn sandūrų atvejais.