

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI**  
**OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**  
**MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI**  
**O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI**

**“YARIMO‘TKAZGICHLAR VA POLIMERLAR FIZIKASI”**  
**KAFEDRASI**

5140200 – «Fizika» yo‘nalishi

**Temirov Saidmalik Baxtiyor o‘g‘li**

**«MDY-strukturalarning xossalarni yuqori**  
**chastotali usul yordamida tadqiq qilish »**

mavzusida

**BITIRUV MALAKAVIY ISHI**

Bitiruvchi: Temirov S

Ilmiy rahbar: f-m.f.d. Daliyev X.S

**TOSHKENT-2018**

## MUNDARIJA

<b>KIRISH</b> .....	3
<b>I-BOB. SIG‘IMLI USULLARNING HOZIRGI HOLATI</b> .....	5
1.1. Sig‘imli usullarni hozirgi paytda tutgan o‘rni.....	5
1.2. Yarimo‘tkazgichli asboblarning parametrlarini o‘lchashga qo‘yiladigan umumiy talablar.....	6
1.3 Metall-yarimo‘tkazgich kontaktining volt-farad xarakteristikasini o‘rganish.....	9
<b>II -BOB. NAMUNALARNI TAYYORLASH TEXNOLOGIYASI VA ULARNI TADQIQOT ETISH USULLARI</b> .....	16
2.1. Chuqur sathlarni tadqiq qilishining sig‘imiy usullari.....	16
2.1.2. p-n o‘tish sig‘imi.....	17
2.2. Temperatura o‘zgarganda chuqur sathli nuqsonlarni qayta zaryadlash.....	18
2.2.1. ( $\Delta C$ ) sig‘imiy o‘lchashlarda chuqur sathlarni aniqlashdagi xatoliklar .....	22
2.2.2 p-n o‘tishga qo‘yilayotgan doimiy siljish ( $V_{=}$ ) kuchlanishini muvozzantli bo‘lishiga talablar.....	24
2.3. Tadqiq qilinadigan namunalarni tayyorlash texnologiyasi	25
2.4. p-n o‘tishlar va omik kontaktlarni olish yo‘llari.....	27
2.5. O‘lchash metodikasi	30
<b>III-BOB. SIG‘IMLI USULLAR YORDAMIDA DIODLARNING PARAMETRLARINI O‘RGANISH</b> .....	34
3.1 Diodlarning volt-farad xarakteristikasini o‘rganish	34
3.2 Sig‘imli spektroskopiya usulida chuqur sathlarning parametrlarini aniqlash.....	37
<b>XULOSA</b> .....	40
<b>FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YXATI</b> .....	
<b>IZOHLI LUG‘AT</b> .....	41

## KIRISH

**Ishning dolzarbligi.** Keyingi yillarda yarimo‘tkazgichli materiallar va ular asosida tayyorlanayotgan turli xil asboblardagi texnologik va ekspluatatsiya jarayonida hosil bo‘ladigan juda oz miqdordagi nuqsonlarni aniqlash uchun sig‘imli usullar keng qo‘lanilmoqda. Buning boisi shundaki, yarimo‘tkazgichli material va asboblarni parametrlarini o‘lchash va shu paytgacha olingan ilmiy natijalarning ko‘pchiligi an’anaviy (Xoll effekti, 4-zondli usul, fotoo‘tkazuvchanilik va h.k.) usullar yordamda o‘rganilgan.

Hozirgi kunda mikroelektronika, optoelektronika va nanoelektronika kabi sohalarning rivojlanishi yarimo‘tkazgichli materiallar va ular asosida yasalayotgan asboblarga keng talablarni qo‘ymoqda, chunki  $1\text{sm}^2$  ga millionta elementlarni joylashtirish jarayonida mazkur asboblarning turli xil termik va raditsion ishlovlarni berish, turli xil sovutishlar orqali tayyorlanmoqda. Mazkur materiallar va asboblardagi hosil bo‘ladigan kichik konsentratsiyali nuqsonlarni faqat o‘ta sezgir qurilmalar, jumladan elektron paramagnit rezonans (EPR), sig‘imli spektroskopiya va h.k.) orqali aniqlash talab etilmoqda.

Shuning uchun mazkur bitiruv malakaviy ishning mavzusi sifatida sig‘imli metodlarni o‘rganish deb nomlangan.

**Ishning maqsadi:** Mazkur malakaviy bitiruv ishning asosiy maqsadi sig‘imli usullarni tahlil etib, ular orqali yarimo‘tkazgichli materiallar va asboblarning qanday parametrlarini aniqlash mumkin ekanligiga bag‘ishlangan.

Qo‘yilgan maqsadga erishish uchun quyidagi masalalar oldimizga qo‘yildi:

1. Yarimo‘tkazgichli diodlarning fizik parametrlarini tadqiq etish;
2. Metall-yarimo‘tkazgich kontaktidagi yarimo‘tkazgichning zaryad tashuvchilari va chuqur sathli konsentratsiyalarini aniqlash.

3. Titan bilan legirlangan va legirlanmagan kremniydagi chuqur sathli nuqsonlarni chuqur sathli nostatsionar sig'imli spektrskopiya usulida tadqiq etish.

**Malakaviy bitiruv ishning yangiligi:**

- ishda yarimo'tkazgichli kremniy asosida tayyorlangan diodlarning xarakteristika va parametrlarini sig'imli usullar yordamida tadqiq etilgan. Olingan tajriba natijalariga ko'ra, noma'lum diodlarning tipni aniqlash mumkin ekanligi imkoniyati ko'rasatilgan.

**Malakaviy bitiruv ishining amaliy ahamiyati:**

-turli texnologik (diffuziya) jarayonlarda olingan yarimo'tkazgichli diodlarning parametrlari aniqlash va ularni parametrlarni optimallashtirish uchun takliflar berish, bu esa o'z navbatida stabil xarakteristikali yarimo'tkazgichli asboblarni yaratish imkoniyatini beradi.

**Asosiy natijalar:**

- hosil bo'lgan  $T_m = 120K$  va  $T_m = 150K$  lardagi 2 ta pik titanning kremniydagi chuqur sathlarini hosil qilishi va mazkur chuqur sathlarning hosil bo'lishi effektivligi diffuziya temperaturasiga va namunalarni sovutish tezligiga bog'liqligi ko'rsatilgan. p-Si esa bitta chuqur sathli nuqson hosil bo'lishi ko'rastirilgan.

- chuqur sathli nostatsionar sig'imli spektroskopiya usulida diodlarni o'lchash natijasida, oldindan diodlar qanday tipli material asosida tayyorlangan ekanligini aytib berish imkoniyati aniqlandi.

- **Malakaviy bitiruv ishining strukturasi va hajmi:** Malakaviy bitiruv ishi kirish, uchta bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat. Malakaviy bitiruv ishi betda yozilgan bo'lib, undan rasm va jadvallardan iboratdir.

## **I-BOB. SIG‘IMLI USULLARNING HOZIRGI HOLATI**

### **1.1. Sig‘imli usullarni hozirgi paytda tutgan o‘rni**

Hozirgi kunda sig‘imli usullar yordamida yarimo‘tkazgichli materiallar va asboblarning turli xil parametrlarini aniqlash va ularning o‘lchash sezgirligini oshirish shu kunning dolzarb muammolaridan biri hisoblanadi. Shu bois keyinga paytlardagi ko‘pgina tadqiqotlar 30 ortiq turli rejimlarda ishlovchi sig‘imiy usullar yordamida amalga oshirilmoqda [1-9].

Bu usullar orqali yarimo‘tkazgichli asboblarning juda kichik konsentratsiyalarini  $10^{11} \text{ sm}^{-3}$  aniqlikda o‘lchash mumkin ekan. Bundan tashqari hozirgi kunda chuquq sathli nuqsonlarning parametrlarni (ionizatsiya energiyasi, kesim tutishishi va h.k.) ham shu usullar orqali aniqlanmoqda.

Bu ishda biz asosan kremniydagi nuqtaviy nuqsonlarni (xususiy, kirindli va radiatsin) tadqiq etish uchun sig‘imli usullardan 2 tasidan foydalandik: Volt-farad xarakteristka usuli, chuqur sathli nostatsionar sig‘imli spektroskopiya usuli (CHSNSS, inglizcha DLTS).

Bu usullar ham boshqa elektr usullari kabi elektr faol nuqsonlarni tadqiq etishga asoslangan bo‘lib, ya’ni nuqsonlar yarimo‘tkazgichlarning taqiqlangan zonada diskret sathlarni hosil qilganda va qo‘shimcha xususiyatlarga ega bo‘lganda yuqorida aytilgan tegishli usullar orqali aniqlanadi. Sig‘imli usullar asosan yarimo‘tkazgichlarning taqiqlagan zonada chuqur sathlar hosil qiladigan nuqsonlarni aniqlashga mo‘ljallangan. Bunday nuqsonlar odatda, chuqur markazli nuqsonlar deb yuritiladi. Bizning ishda ionizatsiya energiyasi  $E_{ei} > 0.15 \text{ eV}$  katta bo‘lgan chuqur sathlar tadqiq etiladi.

Shuni aytish joyizki, yarimo‘tkagichli materiallarning parametrlarini sig‘imli usullarda o‘lchash ancha ilgari ma’lum bo‘lishiga qaramasdan, hozirgi paytlarda ham kun sayin intensiv ravishda rivojlanib bormoqda. Sig‘imli usullarni yaratish va ularni rivojlantirishga bir nechta olimlar o‘z xissalarini qo‘shganlar shular jumlasidan: D.V.Leng CHSNSS [1], L.S.Berman IRC usulini [2-4], A.A.Lebedev o‘z xodimlari bilan – DLTS, FS usullarini [5-7] va V.Y.Prins o‘z xodimlari bilan – doimiy sig‘im usuli [8]. [9] ish mualliflari

tomonidan yaqindagina barcha sig'imli usullarni ishlash jarayonlari va ularni qo'llanish sohlari bo'yicha to'liq ma'lumotlar keltirilgan kitob nashr etildi. Metal-dielektrik-yarimo'tkazgich (MDY-strukturalari) yarimo'tkazgich sirti xossalari o'rganishda kata ahamiyatga ega. Turli sirtiy effekt to'g'ridan-to'g'ri deyarli barcha turdagi yarimo'tkazgich asboblari ishi to'g'riligi va ishonchliligiga ta'sir etishdan, MDY struktura yordamida sirt fizikasini o'rganish butun yarimo'tkazgichli texnologiyada kata rol o'ynaydi. Bu bobda ko'pgina zamonaviy planar asboblari va integral sxemalar konstruksiyasida asosiy element bo'lgan va ko'proq yaxshi o'rganilgan metall-okisel-yarimo'tkazgich (kremniy) (MOY-strukturalari) strukturalari ko'rib chiqiladi. MDY-strukturalari birinchi bo'lib 1959-yilda Moll [1] Pfann va Garret [2] tomonidan sig'imni boshqaruvchi kuchlanish sifatida taklif etilgan. Shundan keyin MDY-strukturalari xarakteristikalarini Frankl [3] va Lindner [4] analiz qildilar. Kremneyning termik oksidlangan sirtini o'rganish uchun Terman [5], Lexovek va Slabodskiy [6] birinchi bo'lib MOY-strukturani qo'lladi.  $S_i - SiO_2$  struktura fizikasi prinsipining hamma tavsilotlarini Nikolian va Bryus [7] kitobida topish mumkin.

## **1.2. Yarimo'tkazgichli asboblarning parametrlarini o'lchashga qo'yiladigan umumiy talablar**

Yarimo'tkazgichli diodlarda sig'imiy o'lchashlarni amalga oshirishda asosan yassi kondensator sig'imi formulasidan foydalaniladi.

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0}{d} \quad (1-1)$$

bu yerda  $d$  plastinalar oralaridagi masofa,  $U$  kuchlanishga to'g'ri proporsional bo'lib, keskin p-n o'tish ega yarimo'tkazgichli diodning sig'imi unga doimiy teskari  $U$  berilganda quyidagi munosabat ifodalanadi.

$$C = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q U}{2(U + \varphi_k)}} \quad (1-2)$$

bu yerda  $C$ -diodning sig'imi,  $S$  – p-n o'tish yuzasi,  $q$ -elektronni zaryadi,  $n$ -harakatchan elektronning konsentratsiyasi,  $\epsilon_0$  – elektr doimiysi,  $U$ - berilgan kuchlanish,  $\varphi_k$  – kontaktlar farqi.

Endi (1-2) formulani quyidagicha ham yozish mumkin.

$$C = A(U + U_0)^{1/2} \quad (1-3)$$

Bu yerda:  $A$  - p-n o'tish o'lchamlarini hamda fizik konstantalarni hisobga oluvchi doimiy kattalik. (1-3) formulani kuchlanish bo'yicha differetsiallab:

$$\frac{dC}{dU} = -\frac{A}{2} (U + \varphi_k)^{3/2} \quad (1-4)$$

yoki ko'rinishdagi

$$dC = -\frac{A}{2} (U + \varphi_k)^{3/2} dU \quad (1-5)$$

ifodani olamiz. So'ngra (1-3) ifodadan foydalanib (1-5) formulasini quyidagicha yozamiz:

$$\frac{dC}{C} = -\frac{1}{2} \frac{dU}{U + \varphi_k} \quad (1-6)$$

(1-6) ifodadan kelib chiqildiki, sig'imni o'lchashdagi nisbiy xatolik doimiy kuchlanish berish nisbiy xatoligi bilan aniqlanadi. Masalan,  $10^{-4}$  ga teng sig'imning nisbiy o'zgarishini aniqlash uchun, uning doimiy kuchlanish nostabilligi natijasida o'zgarishi  $10^{-5}$  dan ortmasligi kerak, ya'ni  $\frac{dU}{U}$  kattalik  $2 \cdot 10^{-5}$  dan ortmasligi kerak. O'lchash sezgirligini oshirish uchun p-n o'tishga berilgan o'zgaruvchan kuchlanish kattaligini oshirish kerak. Biroq, o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasi ortishi bilan sig'imning effektiv qiymati ham ortadi. Bu esa qo'shimcha xatolikka olib keladi. Amalda sig'imni o'lchash

xatoligini kamaytirish uchun doimiy kuchlanish qurilmasining aniqligi o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasining 1-2 % idan kam bo'lmash kerak. Diodning 1V dan yuqori bo'lgan doimiy kuchlanishda o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasi 10-20 V dan ortmasligi kerak:

$$\frac{dC}{C} = 10^{-3} \quad (1-7)$$

Ideal MDY-struktura sig'imining kuchlanishga bog'liqligi kuchlanishning manfiy qiymatlarida ajralish chegarasidagi kovaklar akumulatsiyaga javob beradi. Bunda yarimo'tkazgichning differensial sig'imi dielektrik sig'imidan ancha katta, shuning uchun strukturaning to'liq sig'imi  $C_i$  kattalikka yaqindir. MDY-strukturaga qo'yilgan kuchlanish 0 dan katta bo'lganida, yarimo'tkazgichning sirtiga yaqin qatlamlarida kambag'allashgan soha hosil bo'lib, dielektrikning qo'shimcha qatlami kabi harakat qiladi. Bu MDY-strukturaning to'liq sig'imining kamayishiga olib keladi. Shundan keyin  $C_{\min}$  va  $V_{\min}$  deb belgilangan minimumlar orqali o'tib, strukturaning to'liq differensial sig'imi yana  $C_i$  kattalikka yaqinlashib oshadi. Bu kuchlanishning bu sohasida dielektrik bilan ajralish chegarasida differensial sig'imi dielektrik sig'imidan ancha katta bo'lgan elektron inversion qatlam hosil bo'ladi. Musbat siljish sohasida sig'imning oshishi sig'im o'zgarishiga olib keluvchi strukturaga qo'yilgan o'zgaruvchan kuchlanish o'zgarishiga inversion elektronlar konsentratsiyasi yeta olishiga bog'liq. Ushbu tartib asosiy bo'lmagan tashuvchilar (bizning holda elektronlar) konsentratsiyasi o'zgarishiga javob beruvchi generatsion-rekombinatsion jarayonlar tezligi elektron zichlik o'lchash signali kuchlanish bilan fazoda o'zgarishi o'zi yetarli bo'lganida amalga oshadi.



### 1.3. Metall-yarimo‘tkazgich kontaktning volt-farad xarakteristikasini nazariy o‘rganish

Metall-yarimo‘tkazgich kontaktiga  $U$  teskari kuchlanish berilganda  $\varphi_k$  kontakt potentsiallari farqi bilan aniqlanuvchi potensial to‘siq balandligi berilgan kuchlanish kattaligi  $U$  gacha ortib borib  $\varphi_0+qU$  ga teng bo‘lib qoladi. Bunda yarimo‘tkazgich hajmiy zaryad sohasi qatlami kattaligi  $L_n$  ham ortadi.

Chunonchi, hajmiy zaryad kristall panjaraga bog‘liq ionlashgan donor yoki akseptor kirindli atomlar hisobiga hosil bo‘lar ekan, hajmiy zaryadning ortishi ushbu zaryadning yarimo‘tkazgichli kristaliga naqadar chuqurroq tarqalishi bilan tushuntiriladi. Boshqacha aytganda, kontaktga berilgan teskari kuchlanishning ortishi bilan yarimo‘tkazgichning harakatchan zaryad tashuvchilari-elektronlar va kovaklar deyarli mavjud bo‘lmagan  $L_n(U)$ sohasi kengayadi. Bunda metallardagi elektronlar konsentratsiyasi va yarimo‘tkazgichning chuqur sohalaridagi elektrneytral sohalarida zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi o‘zgarmaydi. Demak, metall-yarimo‘tkazgich kontakti qoplamalarini hajmiy zaryad qatlami bilan ajratilgan metall-yarimo‘tkazgichdan iborat yassi kondensator sifatida qarash mumkin.

Namuna sifatida teskari  $U$  kuchlanish berilgan metall va p —tip yarimo‘tkazgich kontaktini ko‘rib chiqamiz. Aytaylik, yarimo‘tkazgichning chiqish ishi  $\chi_1$  metallning chiqish ishi  $\chi_2$  kichik, ya’ni  $\chi_1 < \chi_2$  shart bajarilsin. Bunda yarimo‘tkazgichning metall bilan chegarasi yaqinidagi chegara oldi sohasida elektronlarga kambag‘allashgan hajmiy zaryad sohasi (HZS) shakllanadi. Bu qatlamning kengligi  $L_n$ kontaktga kuchlanish kattaligiga bog‘liq bo‘ladi, ya’ni  $L_n = L_n(U)$  va  $U$  ortishi bilan ham ortadi. Birlik yuzaga ega bo‘lgan metall-yarimo‘tkazgich kontakti uchun uning berilgan kuchlanishga bog‘lanishini quyidagi tarzda topish mumkin.

Kontaktning yarimo‘tkazgichli qismining o‘tkazuvchanlik sohasidagi elektronlar konsentratsiyasini koordinata funksiyasi sifatida quyidagi ifoda orqali yoziladi:

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \quad (1-7)$$

bu yerda,  $n_0$ — yarimo‘tkazgichning chuqur sohalaridagi erkin elektronlarning muvozanatli konsentratsiyasi,  $\varphi(x)$  — elektron energiyasi,  $k$  —Bolsman doimiysi,  $T$  — temperatura. (1-7) ifodadan ko‘rinib turibdiki,  $\varphi(x)$  ortishi bilan  $n(x)$  kattalik keskin kamayadi, ya’ni chegaraga yaqinlashgan sari erkin elektronlar konsentratsiyasi kamayadi. Yarimo‘tkazgichning kontaktoldi sohalarining elektronlarga kambag‘allashishi shu sohada musbat zaryad hosil bo‘lishiga olib keladi, chunki kirishmaviy donor atomlarning ionlashgan musbat zaryadi bu yerda, elektronlarning manfiy zaryadi bilan kompensatsiyalanmaydi. n-tip o‘tkazuvchanlikli yarimo‘tkazgichning hajmiy zaryad zichligi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (1-8)$$

bu yerda,  $q$  —elektron zaryadi,  $N_d$  -ionlashgan kirishmaviy donor atomlar konsentratsiyasi. Ko‘pchilik yarimo‘tkazgichlarda xona temperaturasi sharoitida barcha sayoz donor kirishmalar to‘laligicha ionlashgan, ya’ni  $n_0 = N_d$  bo‘ladi. Shuning uchun (1-8) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (1-3)$$

yarimo‘tkazgichdagi hajmiy zaryad zichligi  $\rho(x)$ ni  $\varphi(x)$  orqali Puasson tenglamasi yordamida ifodalash mumkin (bundan keyin  $\varphi = \varphi(x)$  va  $\rho = \rho(x)$  deb olamiz):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1-9)$$

bu yerda,  $\varepsilon$  -yarimo'tkazgichning dielektrik singdiruvchanligi,  $\varepsilon_0$  -elektr doimiy,  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F/m. (1-9) ga  $\rho$  ning barcha ma'lum ifodasini qo'yib,  $\varphi(x)$  ning qiymatini topish uchun ifoda olamiz:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} n_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1-10)$$

Endi  $\varphi(x) > 0$  bo'lgan, aytaylik  $\varphi(x) > 2-3$  kT shart bajarilgan holatni ko'rib chiqamiz, ya'ni  $\varphi$  ning kichik qiymatlarida elektronlar egergiyasining ortishi, kichik bo'lgani sababli hisobga olmasa ham bo'ladi. Bu holda

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad (1-11)$$

(1-11) ni koordinata bo'yicha integrallab quyidagini olamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_0}{\varepsilon\varepsilon_0} x + C_1 \quad (1-12)$$

Integrallash doimiysi  $C_1$  ni topish uchun chegaraviy shartlarni ko'rib chiqamiz. Yuqorida aytilganidek, kontakt maydoni yarimo'tkazgichning butun chuqurligi bo'ylab tarqala olmaydi va buning natijasida hajmiy zaryad qatlamining chegarasi paydo bo'ladi. Bu qatlam chegarasida  $x=L_n$  maydon mavjud emas, ya'ni:

$$\varphi(L_n) = 0 \text{ ba } E(L_n) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (1-13)$$

deb qabul qilsak, bu yerda  $x$  koordinata chegarasidan boshlab yarimo'tkazgich ichkarisiga qarab hisoblanadi, ya'ni chegara  $x = 0$  bo'ladi. (1-13) shartni (1-12) tenglamaga qo'yib  $S_1$  doimiyni topamiz:

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n \quad (1-14)$$

(1-14) va (1-12) ifodalardan foydalanib  $\frac{d\varphi}{dx}$  ning qiymatini topamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} (L_n - x) \quad (1-15)$$

Endi (1-13) munosabatdan foydalanib, yarimo'tkazgichdagi elektr maydon kuchlanganligi YE ning x koordinataga bog'lanishini olamiz:

$$E(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} (L_n - x) \quad (1-16)$$

(1-16) ga asosan  $x=0$  bo'lganda elektr maydonkuchlanganligi yuqori qiymatga ega bo'lib, u quyidagiga teng:

$$E_{\max} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n \quad (1-17)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, elektr maydon kuchlanganligi yarimo'tkazgich qalinligi bo'ylab chizig'iy o'zgarar ekan.  $\varphi(x)$  bog'lanishni topish uchun (1-15) tenglamani integrallaymiz:

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2 = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n x + \frac{qn_0 x^2}{2\epsilon\epsilon_0} + C_2 \quad (1-18)$$

$$x=L_n \text{ da } \varphi(x) = \varphi(L_n) = 0 \text{ ekanligini hisobga olib} \quad (1-18)$$

tenglamadan integrallash doimiysini topamiz:

$$C_2 = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \frac{L_n^2}{2} \quad (1-19)$$

(1-19) ifodani (1-18) tenglamaga qo'yib quyidagini olamiz:

$$\varphi(x) = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (1-20)$$

Olingan ifodadan ko‘rinib turibdiki, metall-yarimo‘tkazgich kontaktidagi yarimo‘tkazgichning chegaraoldi sohasida elektronlarning potensial energiyasi parabolik funksiya orqali ifodalanadi. (1-20) ifodadan foydalanib, kontakt maydonining yarimo‘tkazgich hajmiga maksimal kirish chuqurligini ko‘rsatuvchi  $L_n$  kattalikni topish mumkin. Haqiqatdan ham,  $x=0$  da (1-20) ifodadan quyidagini olamiz:

$$\varphi(0) = \varphi_0 = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} L_n^2 \quad (1-21)$$

Bundan,

$$L_n = \left( \frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-22)$$

yoki  $L_n$  ga berilgan kuchlanish  $qU$  ni ham hisobga olsak:

$$\frac{L_n^2 qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} = \varphi_0 + qU \quad (1-23)$$

bo‘ladi.

Agar kontaktga berilgan kuchlanish yetarlicha yuqori bo‘lsa, ya’ni  $qU \gg \varphi_0$  kontaktdagi kuchlanish tushuvini quyidagi munosabat orqali ifodalash mumkin:

$$U = \frac{L_n^2 qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} \quad (1-24)$$

Kambag‘allashgan qatlam zaryadi kattaligi erkin elektronlar konsentratsiyasi  $n_0$  va ushbu qatlam qalinligi  $L_n$  ga proporsional bo‘ladi:

$$Q = qn_0 L_n \quad (1-25)$$

Yassi kondensatorning elektr sig‘imi esa quyidagicha aniqlanadi:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (1-26)$$

Hajmiy zaryad va kuchlanish tushuvi kattaligi  $L_n$  qalinlikka bog'liqligini hisobga olib, o'zgarishdagi  $dL_n dQ$  va  $dU$  o'zgarishlarni topamiz:

$$dQ = qn_0 dL_n; \quad dU = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n dL_n \quad (1-27)$$

Olingan ifodalarni (1-26) ga qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$C = \frac{qn_0 dL_n \epsilon\epsilon_0}{qn_0 L_n dL_n} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L_n} \quad (1-28)$$

Ushbu ifoda birlik yuzaga ega bo'lgan  $L_n$  qalinlikdagi yassi kondensatorning sig'imi formulasidir. (1-24) ni kontakt yuzasi  $S$  ga teng bo'lib, kondensator sig'imi ifodasini olamiz:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L_n} \quad (1-29)$$

bu yerda  $L_n$  -hajmiy zaryad qatlami qalinligi.

Bu kattalik kontaktga berilgan kuchlanishga bog'liq, ya'ni  $L_n = L_n(U)$  bo'ladi. Ushbu (1-22) va (1-29) ifodalardan foydalanib, metall-yarimo'tkazgich sig'imining kontaktga berilgan kuchlanish o'zgarganida o'zini qanday tutishini ko'rsatuvchi hisoblash formulasini olamiz:

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_0 + qU)}{q n_0}}} \quad (1-30)$$

Keltirilgan bog‘lanishdan ko‘rinishicha, kontaktga berilgan U teskari kuchlanish ortishi bilan kontaktning sig‘imi parabolik qonun bo‘yicha o‘zgaradi.

Bu yerda o‘lchash kuchlanishni omik-sig‘imiy ajratish usuli bilan amalga oshiriladi. Bunga doir masalalar 2-bobda to‘liq yoritilgan.

## **II -BOB. NAMUNALARNI TADQIQOT QILISH USULLARI VA ULARNI TAYYORLASH TEXNOLOGIYASI**

### **2.1. Chuqur sathli nuqsonlarni tadqiqot qilishining sig‘imli usullari**

Mazkur ishda kremniydagi nuqtaviy nuqsonlarni (xususiy, kirindli, radiatsin) tadqiq etish uchun sig‘imli usullardan 2 tasi qo‘llanilgan: Volt-farad xarakteristika usuli va chuqur sathli nostatsionar sig‘imli spektroskopiya usuli (CHSNSS, inglizcha DLTS).

Bu usullar ham boshqa elektr usullari kabi elektr faol nuqsonlarni tadqiq etishga asoslangan bo‘lib, ya‘ni nuqsonlar yarimo‘tkazgichlarning taqiqlangan zonada diskret sathlarni hosil qilganda va qo‘shimcha xususiyatlarga ega bo‘lganda tegishli usullar orqali aniqlanadi. Sig‘imli usullar asosan yarimo‘tkazgichlarning taqiqlagan zonada chuqur sathlar hosil qiladigan nuqsonlarni aniqlashga mo‘ljallangan. Bunday nuqsonlar odatda, chuqur markazli nuqsonlar deb yuritiladi. Bizning ishda ionizatsiya energiyasi  $E_i > 0.15\text{eV}$  katta bo‘lgan chuqur sathlar tadqiq etiladi. Shuni aytish joyizki, yarimo‘tkazgichli materiallarning parametrlarini sig‘imli usullarda o‘lchash ancha ilgari ma‘lum bo‘lishiga qaramasdan, hozirgi paytlarda ham kun sayin intensiv ravishda rivojlanib bormoqda.

Keyingi yillarda chuqur sathlarning sig‘im spektroskopiya turli usullari yarimo‘tkazgichda nuqsonlar hosil bo‘lish va kuydirish (otjig) - kremniy materialining panjarasida doimo mavjud – boshqarib bo‘lmaydigan, maxsus kiritiladigan qirindilar, qizdirishda va nurlantirishda hosil bo‘lishi va yo‘qotilish jarayonlari nuqsonlarini o‘rganishda borgan sari kengroq qo‘llanilmoqda. Ushbu metodlar yuqori sezgirlikka ega, hamda yarimo‘tkazgich taqiqlangan zonasiga uzlukli sathlar kiritadigan elektr faol nuqsonlarni tadqiq qiliishga imkon beradi. Ushbu usullar orqali chuqur sathli nuqsonlarning konsentratsiyasi, parametrlarini va ularni tayyorlash texnologiyasining turli bosqichlarida va tayyor asboblarda o‘lchash imkonini beradi. Sig‘imli spektroskopiya asosan quyidagilarga bo‘linadi: jumladan, sig‘imizotermik relaksatsiyasi, qizdirishda stimullashtirilgan sig‘im, fotosig‘im, chuqur sathli nostatsionar sig‘imli



spektroskopiya va boshqalar keng qo'llaniladi va ushbu [1-9] ishlarda batafsil ko'rib chiqilgan.

### 2.1.2. p-n o'tish sig'imi

p-n o'tishni ikkita o'tkazuvchi sohadan iborat sistema deb va ular bir-biridan hajmiy zaryad sohasi (HZS) orqali ajratilgan holda ko'rib chiqamiz [9].

Endi p-n o'tishga kontaktlar farqidan  $\varphi_k$  kattaroq  $V$  teskari kuchlanish beramiz. Bunda, harakatchan zaryad tashuvchilar HZS ning katta qismida ham ionlashgan kirindilar konsentratsiyasiga nisbatan kichik bo'lar ekan.

$W = f(V)$  bog'lanishni (bu yerda  $W$  - HZS ning qalinligi) aniqlash uchun, p<sup>+</sup>-n o'tish yoki n-Si tipidagi Shottki beryerini ko'rib chiqamiz. Bu holda  $N_A \gg N_d$  va HZS qalinligi n-Si dagi HZS qalinligi bilan aniqlanadi.

HZS dagi harakatchan zaryadlar konsentratsiyasini hisobga olmagan holda,  $W$  ning qiymati Puasson tenglamasi orqali aniqlanadi:

$$d^2V/dW^2 = -e N_d(w) / \epsilon\epsilon_0 \quad (2-1)$$

va agar  $N_d(w) = \text{const}$  bo'lsa, u holda

$$W = [2(\varphi_k + V)\epsilon\epsilon_0/e N_d]^{1/2} \quad (2-2)$$

bu yerda  $\epsilon$  - yarimo'tkazgichning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi,

$\epsilon_0$ -vakuumning dielektrik doimiysi,

$e$  - elektron zaryadi,

$\varphi_k$  - kontakt potentsiallar farqi,

$N_d$  - o'lchash temperaturada to'liq ionlashgan diod bazasidagi sayoz donorlar konsentratsiyasi.

C- maydonli p<sup>+</sup> - n o'tish sig'imi bu holda, quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$S = \epsilon \epsilon_0 S / W = S [\epsilon \epsilon_0 N_d e / 2 (\varphi_k + V)]^{1/2} \quad (2-3)$$

yoki

$$1/C^2 = 2(\varphi_k + V) / (\epsilon \epsilon_0 S^2 N_D) \quad (2-4)$$

(2-4) formulaga ko‘ra,  $1/S^2$  ning  $V$  bog‘liqligi Shottki baryeri yoki keskin  $p^+$ -n o‘tish uchun to‘g‘ri chiziqdan iborat bo‘lib, u 2.1-rasmda keltirilgan. Mazkur diod bazasidagi kirindilar konsentratsiyasini burchak tangesidan,  $\varphi_k$  esa  $V$  to‘g‘ri kesishish joyidan aniqlanadi.

## **2.2. Temperatura o‘zgarganda chuqur sathli nuqsonlarni qayta zaryadlash**

Mazkur paragrafda bazasi n-tipli  $p^+$ -n o‘tishdagi chuqur sathli nuqsonlarning qayta zaryadlanishi va o‘tuvchi jarayonlarini ko‘rib chiqamiz. Bu yerda  $r$  sohani kuchli legirlangan deb hisoblaymiz (metall deb ham hisoblash mumkin). Mayli diod bazasida sayoz sath konsentratsiyasi  $N_d$  va ionizatsiya energiyasi  $Y_{ed}$  yana chuqur donor sathli nuqsonni konsentratsiyasi  $N_g$  va ionizatsiya energiyasi  $Y_{ei}$  ham bor deb hisoblaymiz (2. 2 a.-rasm). Shunday o‘lchash temperaturasini topamizki, bunda quyidagi shart

$$Y_{ed} \ll Y_{EF} < Y_{ei} < Y_{eg} / 2$$

bajarilsan.

bu yerda  $Y_{EF}$  – Fermi sath holati (o‘tkazuvchanlik zonasi eng pastidan hisoblanadi);

$Y_{eg}$  – taqiqlangan (zonaning) sohaning kengligi.

Bu holda sayoz donorlar HZS ham, elektroneytrallik sohasida (ENS) ham [56] ionlashgan holda bo‘ladi. Chuqur sathli nuqsonlarni to‘ldirilishi Fermi kvazi sathi vaziyati bilan aniqlanadi.

Kuchlanish bo‘lmaganda  $r$  va  $p$  sohalar bir-biridan chiqish ishi farqi qiymatiga surilgan holatda bo‘ladi.

$$\Delta\chi = \varphi_k \cdot y_e$$

Bunda o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'ladi va nuqsonlarning to'ldirilish holati darajasi Fermi sathi vaziyati bilan aniqlanadi.

Agar r-p o'tishga teskari kuchlanish V qo'yilsa, u holda HZS ENS da kengayadi, termodinamik muvozanat bo'ziladi va barcha sistemalar uchun Fermi sathi elektron va kovaklarning Fermi kvazi sathi bilan almashtiriladi (2.2-rasm).

Modomiki, HZS da erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi nulgateng, shu bois HZS dagi zaryad tashuvchilarning issiqlik generatsiyasi rekominatsiyadan ustunlik qiladi va chuqur sathlarni to'ldirish p-n o'tishning kvazineytral sohasiga nisbatan boshqa yo'l bilan amalga oshiriladi.

HZS ( $n = r = 0$  holat uchun) da chuqur sathli nuqsonlarni to'ldirish kinetikasini ko'rib chiqamiz [30].

$$dn_g/dt = \sigma_r v_r N_v (N_g - n_g) \text{yexr}(- (Y_{eg} - Y_{ei}) / kT) - \sigma_n v_n N_c n_{ge} \text{Xr}(- Y_{ei}/kT) \quad (2-5)$$

Boshlang'ich sharti  $n_g = N_g$  holat uchun,  $t=0$  holatda mazkur tenglama

$$n_g/N_g = 1 / (1 + (\sigma_n v_n N_c / \sigma_r v_p N_v) \text{yexr}(Y_{eg} - 2Y_{ei})/kT) + \text{yexr}(-t/\theta_t) / (1 + (\sigma_r v_p N_v / \sigma_n v_n N_c) \text{yexr}((2Y_{ei} - Y_{eg})/kT)) \quad (2-6)$$

bu yerda

$$\theta_t = 1 / (\sigma_n v_n N_c \text{Xr}(-Y_{ei}/kT) + \sigma_r v_p N_v \text{yexr}((-Y_{eg} - Y_{ei}) / kT)) \quad (2-7)$$

unda  $\theta_t$ —issiqlik inizatsiyasining doimiy vaqti;

$v_n, v_p$ —elektron va kovaklarning issiqlik tezligi;

$N_c, N_v$ —o'tkazuvchanlik va valentlik zonasidagi keltirilgan zichlik holati;

$\sigma_n, \sigma_r$ — elektron va kovaklarning ko'ndalang kesimi.

(2-6) formulasidan ko'rinadi, HZS dagi nuqsonlarni to'ldirish eksponenta bo'yicha o'zgarar ekan va  $t \rightarrow \infty$  da taqiqlangan zona kengligidan yuqorida joylashgan sathli nuqsonlar bush deyiladi, undan pastdagilar esa to'liq to'ldirilgan deb hisoblanar ekan.

Nuqsonli sath  $N_g$  taqiqlagan zonaning yuqori qismida joylashgan deb hisoblasak, u holda ENS quyidagi shart  $Y_{EF} < Y_{ei} < Y_{eg} / 2$  bajariladi.

Bunday holda,  $Y_{ei}$  sathli nuqson uchun, elektronlarning nisbiy issiqlik tezligi o'tkazuvchanlik zonasi sathidan va valentlik zonasidan elektronlarni nisbiy qo'zg'atish issiqlik tezligini sathigachabo'lgan masofadan ancha katta bo'ladi, ya'ni

$$\sigma_n V_n N_{ce} \exp[-(Y_{ei}/kT)] \gg \sigma_r V_p N_{pe} \exp[-(Y_{eg}-E_i)/kT]$$

Bunda HZS dagi nuqsonlarning effektiv konsentratsiyasi teskari kuchlanish o'langandan so'ng quyidagi formula bilan ifodalanadi.

$$N_{eff} = N_d + N_g [1 - \exp(-t/\theta_t)] \quad (2-8)$$

doimiy vaqt esa,

$$\theta_t = [\sigma_n V_n N_c \exp(-Y_{ei}/kT)]^{-1} \quad (2-9)$$

$S^2 \sim N$  bog'liq ekanligini hisobga olib, quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$S_t^2(t) = V \cdot N_{eff}(t) = B \cdot \{ N_d + N_g [1 - \exp(-t/\theta_t)] \} \quad (2-10)$$

bunda  $V = \text{const}$ .

Sig'imning muvozanatli qiymati quyidagicha teng.

$$S_t^2(\infty) = V N_{eff}(\infty) = \begin{cases} (V(N_d + N_g)), \text{ yesli } N_g \text{ donor} \\ V N_d, \text{ yesli } N_g \text{ akseptor} \end{cases} \quad (2-11)$$

$t=0$  uchun sig'im quyidagicha ifodalaniladi.

$$S_t^2(0) = V N_{eff}(0) = \begin{cases} V N_G, \text{ yesli } N_G \text{ donor} \\ V(N_d + N_G), \text{ yesli } N_G \text{ akseptor} \end{cases} \quad (2-12)$$

(2-11) va (2-12) foydalanib, chuqur sathli nuqsonarni to'liq konsentratsiyasini olishimiz mumkin.

$$\Delta S^2 = S_t^2(\infty) - S_t^2(0) = V \Delta N_{\text{eff}} = V N_g \quad (2-13)$$

Sig'ım o'zgarishi kinetikasidan  $\theta_t$  ni qiymatini hisoblash orqali va  $\ln \theta_t = f(1/T)$  bog'liqlikdan chuqur sathli nuqsonlarning ionizatsiya energiyasini aniqlaymiz.

$$Y_{ei} = 2.3 kT \lg \sigma_n v_n N_c \theta_t \quad (2-14)$$

Demak, ko'p holatlar uchun ya'ni kremniydagi nuqsonlarni tadqiq etilganda ionizatsiya energiyasi  $Y_{ei} > 0.2$  eV dan katta bo'lgan nuqsonlar uchun, namunalarni o'lchash temperaturasi 77 K dan past bo'lishi shart emas ekan. Unda 77 K da kremniydagi issiqlik generatsiya tezligi shunaqa ekanki, u holda  $\theta_t > 10^3 S$  [30] bo'lar ekan.

[9] ishda ko'rsatilganday, ionizatsiya energiyani aniqlashdagi nisbiy usulda ko'nadalang kesim tutishini temperaturaga bog'liq emas deb qaraladi, u holda formula quyidagi ko'rinishda ifodalanadi.

$$\Delta Y_{ei} / E_i = m \cdot \Delta T / 1,15 T_{sr} [\ln \theta_1 T_1^2 - \ln \theta_2 T_2^2] \quad (2-15)$$

bunda,  $\theta_1$  i  $\theta_2$  -  $T_1$  i  $T_2$  lardagi  $\theta_t$  ning qiymati,  $m$ – ifodaning temperaturaga bog'liqlik darajasi.

$$\sigma_n = \sigma_{n sr} (T / T_{sp})^m$$

Agar [9] ishga ko'ra,  $T_1 = 136$  K,  $T_2 = 162$  K,  $\theta_1 = 125s$ ,  $\theta_2 = 0.92s$ ,  $Y_{ei} = 0.34$  eV.  $m = -2$ , to  $\Delta Y_{ei} / E_i = 0,075$  i  $\Delta Y_{ei} = 0,025$  eV teng deb olsak, u holda  $Y_{ei}$  ni aniqlashdagi xatolik,  $\sigma_n$  aniqlashda taxminan 7 marta hatolik bilan aniqlanar ekan. Agar  $\sigma_n$  (2-14) formula orqali aniqlasak, u holda bir tartib qiymatidagi xatolikka yo'l qo'yishimiz mumkin ekan.

### 2.2.1. ( $\Delta C$ ) sig'imi o'lchash orqali chuqur sathlarni aniqlashdagi xatoliklar

$\Delta C$  aniq o'lchashning  $N_g$  qiymatini hisoblashga ta'sirini ko'rib chiqamiz.  $N_g$  quyidagi ifoda bilan  $N_g = 2N_m (\Delta C/C)$  (pri  $N_g \ll N_m$ ) aniqlandi.

Masalan:  $C = 100$  pkf;  $C = 0,1$  pkf aniqlikda o'lchansa, u holda  $x = 0,01$  pkf bo'lsa,  $\Delta C = (0,1 \pm x)$ ; unda  $N_g = 2N_m/\Delta C(\Delta C \pm x)$  teng bo'lar ekan. Yuqori temperaturalar sohasida generatsiya tezligi ancha oshadi, bu temperaturaning MDY-struktura xossalriga ta'sirini o'rgaishni osonlashtiradi. Birinchi navbatda bu generatsion hodisalarni o'rganishga taaluqlidir.

MDY-strukturaning ekvivalent elektr sxemasi kuchli inversiyada 22, g-rasmda berilib, 29-rasmda  $n$  taglikdagi eksperimental MOY-strukturaning to'liq o'tkazuvchanligi  $G = R_{gs}^{-1} + R_{gD}^{-1} + R_d^{-1}$  ning temperaturaviy bog'liqligi berilgan. Fazoviy zaryad sohasida rekombinatsion jarayon tezligi  $n_i$  kattalikka proporsional, ya'ni aktivatsiya energiyasi  $E_g/2$  bilan xarakterlanishini eslatib o'tamiz, bunda to'dalanishning diffuzion jarayoni tezligi aktivatsiya energiyasi  $E_g$  bo'lgan  $n_i^2$  ga proporsionaldir. 29-rasmda keltirilgan ma'lumotlar fazoviy zaryad sohasida generatsion-rekombinatsion jarayonlar  $R_{gD}^{-1} \propto n_i$   $140^\circ C$  dan past temperaturalarda termodinamik muvozanatni o'rnatishning ustun mexanizmi hisoblanadi. Bu temperature diapazonida 29-rasmdagi eksperimental bog'liqlikka mos keluvchi aktivatsiya energiyasining  $0,56 eV$  qiymati kutilgan  $E_g/2$  qiymatga deyarli mos keladi.  $140^\circ C$  dan yuqori temperaturalarda eksperimental egri chiziq egilishi kattalashadi. Bu ushbu sohada boshqa generatsion-rekombinatsion mexanizm ustunligidan dalolat beradi. Chiziq (c) ning to'liq o'tkazuvchanlik  $G$  dan hisoblab topilgan xarakterli egilishi (fazoviy zaryad  $R_{gD}^{-1}$  ((a) egri chiziq) sohasi o'tkazuvchanligi egri chiziq I (b)).  $1,17 eV \approx E_g$  ga teng bo'lib, bu diffuzion mexanizm  $R_d^{-1} \propto n_i^2$  uchun kutilgan natijaga mosdir. Yuqorida keltirilgan eksperimental natijalar yana 22, g-rasmda keltirilgan eksperimental sxema kuchli inversiya tartibidagi real MOY-strukturalar elektr xossalarni yaxshi ifoda etishini qayd etamiz.

MOY-strukturani yorug'lik bilan nurlatishda  $C-V$  egri chiziqning kuchli inversiya tartibiga mos sohalaridagi yuqori chastotali sig'imi oshadi. Nurlanish intensivligining oshishi bilan bu sohada yuqori chastotali sig'im o'zining past chastotali  $C_i$  qiymatiga ko'proq yaqinlashadi. Bunday holat, birinchidan, nurlanish ta'sirida asosiy bo'lmagan tashuvchilar generatsiyasi xarakterli vaqti

$\tau_{inv}$  ning nurlanish taʼsiri ostida boʻlishiga asoslangan [16]. Ikkinhchidan, MOY-struktura yarimoʻtkazgichning sirtga yaqin sohalarida elektron-kovak juftlari yorugʻlik generatsiyasi strukturaga qoʻyilgan doimiy toʻliq kuchlanishda sirtiy potensial  $\varphi_s$  ning oshishiga olib keladi (30,a-rasm).  $\varphi_s$  ning kamayishi sirtiy zaryad sohasi qalinligining mos kamayishiga olib keladi, mos holda yuqori chastota oshadi [42]. Bu mexanizm oʻlchov signali yuqori chastotalarda ustundir.

Rentgen [43] va  $\gamma$ - nurlanish [44] kabi ionlovchi nurlanish taʼsiridagi MOY-strukturalar xarakteristikalarining oʻzgarishiga asoslangan asosiy jarayonni 30,b-rasmdagi zona sxemasi namoyish etadi. Oksid qatlamiga nurlanishning Si-O bogʻlarni uzib kirib kelishi elektron-kovak juftlarini generatsiyalaydi va ekspozitsiya jarayonida MOY-struktura kuchlanish ostida boʻlsa ular oksidda elektr maydon tomonidan ajratiladi. Bunda siljuvchanroq elektronlar oksidi yetarlicha tezroq tark etadi va tiqinga yoki taglikka ketadi, sekinroq kovaklar esa qisman oksiddagi tutqichlar bilan tutiladi. Tiqinda kuchlanish musbat boʻlganida (30,b-rasm) bu kovaklar yarimoʻtkazgich bilan chegara yaqinida tutiladi va MOY-struktura xarakteristikalariga kuchliroq taʼsir koʻrsatadi. Bunda yassi zonalar kuchlanishining manfiy kuchlanish tomonga sezilarli radiatsion siljishi kuzatiladi (musbat belgilangan zaryadning hosil boʻlishi). Bu tutilgan kovaklar yana MOY-strukturaga radiatsion taʼsirdan keyin kuzatiladigan sirtiy holatlar zichligining oshishiga javob berishi mumkin [7]. Kuchlanish qutblari qarama-qarshi boʻlganida (tiqindaminus) kovaklar ularning yarimoʻtkazgichga taʼsirini kuchli ekranlaydigan metall elektrod yaqinida tutiladi. Bu holda radiatsiya bilan indutsirlangan effektiv musbat zaryad kattaligi ancha kichik boʻladi va volt-farada xarakteristikalar kuchlanish oʻqi boʻylab nisbatan kichik siljishlariiga uchraydi. Eksperimental natijalar oksiddagi kovakli tutishlarning bayon etilgan modeli bilan yaxshi mos keladi.

Yana chuqur kambagʻallashish sharoitlarida oksiddagi injeksiyaning taʼsirini [45] koʻrib chiqamiz (7,v-rasm egri chiziq). Struktura elektrodida kuchlanishning tez oʻzgarishida deyarli barcha kuchlanish yarimoʻtkazgichning nostatsionar kambagʻallashgan qatlamiga qoʻyilgan boʻladi, bu yerda bu kuchlanishning yetarlicha katta qiymatida zarba ionlanishning quyi jarayoni yuzaga keladi-

### 2.2.2. p-n o'tishga qo'yilayotgan doimiy siljish ( $V_{\text{=}}$ ) kuchlanishining muvozzantli bo'lishiga talablar

Chuqur sathlarni qayta zaryadlashni tadqiq etishda katta teskari kuchlashilarda olib borish maqsadga muvofiqdir. Bunday holda keskin p-n o'tish uchun quyidagi  $\Delta C_{\text{=}}/C_{\text{=}} = 0,5\Delta C_{\text{=}}/C_{\text{=}}$  munosabat to'g'ri hisoblanadi.

Bunda  $C_{\text{=}}-V=V_{\text{=}}$  teng bo'lgan holda  $C_{\text{=}}$  va kichik o'zgaruvchan kuchlanish uchun;

$\Delta C_{\text{=}}$  - baryer sig'imning o'zgarishi, ya'ni  $\Delta V_{\text{=}}$  siljishning kichik o'zgarishiga mos tushadi;

Demak, o'lchashda sig'imning nisbiy o'zgarishi  $10^{-3}$  ga teng bo'lsa, u holda siljishning muvozzantsizligi  $10^{-4}$  dan oshmasligi, ya'ni  $\Delta V_{\text{=}}/V_{\text{=}}$  nisbati esa  $10^{-4}$  oshmasligi lozim.



### 2.3. Na`munalarni tayyorlash texnologiyasi

Kremniyga chuqur sath beruvchi kirindilarni legirlab kiritishning bir necha xil usullari mavjud:

1. Monokristalni legirlash uchun, unga kirindini qo‘shib o‘stirish;
2. Epitaksiya usulida o‘stirish;
3. Ion implantatsiya orqali o‘stirish;
4. Diffuziya usuli.

Chuqur sath beruvchi kirindilarning kremniydagi diffuziya koeffitsiyenti  $800\div 1250^{\circ}\text{C}$  da  $D=10^{-8}-10^{-5} \text{ sm}^2/\text{s}$  teng ekan. Ularning segregatsiya koeffitsiyentlar esa ( $10^{-5}\div 10^{-7}$ ) bo‘lib, temperaturaga katta bog‘liq ekan.

Chuqur sathli kirindilarda diffuziya dissotsiativ mexanizimga bo‘ysinar ekanlar: bunda avval tez diffuziya jarayoni ya’ni panjaraning tugunlar orasiga joylashishi, keyin tugunlararo kirindilar tugunlarga o‘tishi sodir bo‘lar ekan. Natijada, katta kristallarda kirindilarning uncha tekis bo‘lmagan taqsimlanishi sodir bo‘lar ekan. Shuning uchun kremniyga koeffitsiyent diffuziyasi katta kirindilarni kiritish uchun diffuziya usulini qo‘llash maqsadga muvofiqdir.

Mazkur malakaviy bitiruv ishni bajarish uchun, kremniyga chuqur sathli kirindini legirlash uchun diffuziya usulidan foydalandik. Bu usul o‘z orqali temperaturani va diffuziya vaqtini o‘zgartirish bilan kirindi konsentratsiyasini boshqarish imkoniyati berar ekan.

1. Yuqori (1 GPa dan ortiq) elastiklikka ega bo‘lgan kirindi atomlari kremniyga legirlash orqali kiritilib, ya’ni havosi surib olingan kvarts ampulalarga diffuzantlar solinib diffuziya jarayoni yuqori haroratli temperaturalarda amalga oshirildi.
2. Diffuzant yuqori vakuumda ( $10^{-5}-10^{-6} \text{ mm rt.st.}$ ) kremniy sirtiga yuqori vakuumli past (VUP -5) markli qurilma orqali kremniy sirtiga purkalgan. Diffuziya jarayoni ikki usulda, havosi surib olingan kvarts amapula va havoda amalga oshirildi.

3. Havoda diffuziyani amalga oshirish uchun, kerakli kirindining xlorli tuzlari spirtga eritilib kremniy sirtiga surtalgan holda, quritilib ochiq kvarts ampulaga solingan holda amalga oshirildi.

Diffuziya vaqti va temperaturasi qo'yilgan topshiriq bo'yicha amalga oshirilib, temperatura oralig'i  $T_d = 900^{\circ}\text{S} \div 1250^{\circ}\text{C}$  va diffuziya vaqti esa  $t = 0,5 \div 100$  soatgacha ( $T_d$  i t-temperatura va diffuzii vaqti mos ravishda).

Chuqur sathli kirinidalarining eruvchanligi temperaturaga katta bog'liqligi va diffuziya koeffitsiyentning kattaligi [10-12] o'z navbatida, diffuziyadan so'ng kristallning sovutilish tezligiga bog'liq ekanligi, ya'ni asta sovitish orqali qattiq eritmaning yemirilishi orqali kirindi atomlari sirtga diffuziya bo'lishi yoki kristall strukturasi boshqa nuqsonlari klasterlarni hosil qilishlari mumkin.

Diffuziyadan so'ng, kristallani sovitish turli usullarda amalga oshirilib, uning tezliklari  $10 \text{ grad/s} \div 25 \text{ grad/soat}$  tashkil etadi. Kremniyni tez sovitish uchun, yuqori haroratli diffuzi pechkasidan kvarts ampula sovuq suvga tushirildi, o'rtacha sovitish esa kvarts ampulalarni vakuum yog'iga (VM-4) tushurildi. Asta sovitish yuqori haroratli diffuzi pechni o'chirib qo'yish orqali amalga oshirildi, bunda sovitish tezligi  $25 \text{ grad/soat}$  ga teng ekan.

Diffuziyani amalga oshirishdan avval, boshlang'ich na'munalarni M-17, M-14, M-10, M-7, M-5 markali karborundli parashoklarda ishqalash (shlifovka) amalga oshirildi. Namunalarning boshlang'ich va diffuziyadan keyingi solishtirma qarshiliklari to'rt zondli usulda o'lchash orqali amalga oshirildi. Namunaning diffuziyadan oldingi va keyingi tipni esa o'tkazuvchanlik tipini aniqlovchi (OTP-2) qurilmasi orqali amalga oshirildi. Shundan so'ng na'munalarni, o'ta tozza toluolda yog'lari ketkazilib, distillangan suvda yuvilib quyidagicha ishlov berildi:

1.  $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{CH}_3\text{COOH}$  (5:3:3) qorishmasi orqali ishlov;
2.  $\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HCl}$  (5:4:1) qorishmada qizdirish;
3.  $\text{HCl}:\text{HNO}_3$  (3 : 1) qorishmada qizdirish;
4. Ftorid kislotada chayish;

## 5. Distillangan suvda oxirgi marta yuvish.

Xar bir ishlov berishdan so'ng, na'munalar distillangan suv oqimida yuvilib, keyin kerakli kirindilar yotqazilib kvars ampulalarga solinib yuqori haroratli ishlov berish uchun diffuziya pechga joylashtirildi.

Diffuziya jarayoni yuqori haroratli (SUOL -4) markali pech orqali amalga oshirildi. Pechning temperaturasi platina –platinorodoiyeviy termapara orqali o'lchanib, uning aniqlidigi  $\pm 5^{\circ}\text{C}$  tashkil etadi. Diffuziyani amalga oshirish uchun kerak bo'lgan, ampula va trubkalar tozza optik kvars orqali amalga oshirilgan. Amapulaga yoki trubkaga ampulani solishdan avval tozza optik kvars ampula va trubkalar distillangan suvda tozalab yuvilib, diffuziya temperaturasidan yuqori bo'lgan haroratda  $1250-1270^{\circ}\text{C}$  qayta ishlov berilib kuydirilgan. Diffuziyadan so'ng, kremniy plastinkasining buzilgan joylari ya'ni sirti shlifovka qilinib, to'rt zondli usulda solishtirma qarshiligi o'lchanadi va o'tkazuvchanlik tipi aniqlanadi. Yuqori haroratli ishlovning ta'sirini bilish uchun, boshlang'ich na'munalardan diffuziya uchun qanday tayyorlangan bo'lsa, aynan shu usulda na'munalar tayyorlanib, ular kontrol namunalar deyilib ularga ham bir xil temperaturada ishlov berilib kuydiriladi.

### **2.4. Omik kontakt va p-n o'tishni olish usullari**

Chuqur sathlarni parametrlarini o'lchash uchun sig'imli usullarda o'lchanadigan diodlar tuzilishiga alohida talablar qo'yiladi.

1. O'lchanadigan diod keskin p-n o'tish xususiyatiga;
2. Omik kontaklar kam shovqinli va p-n o'tish kichik qarshilikli;
3. Omik kontaklar turli usullar orqali olinishi.

#### **1. Qotishmali usul**

Qotishmali p-n o'tish olish yoki elektrodli metall yoki qotishma kremniy sirtiga omik kontakt olish uchun joylashtiriladi. Evtetika temperaturasida elektrodli metall kremniy bilan eritib qotiriladi. Sovutish paytida kremniy sirt oldi sohasida metall elektrod bilan legirlangan kristallashgan qatlam hosil bo'ladi. Elektrod metall yoki qotishmaning tabiatiga qarab, omik kontakt yoki keskin p-n o'tish hosil bo'ladi.

Shuni ta'kidlab o'tish joizki, qotishmali diodlarni faqat kremniydagi chuqur sathlar issiqlikka chidamli bo'lgan holda qo'llaniladi. Bunday cheklovlarning bo'lishiga sabab, kremniy-kirindi qattiq qorishmalarida yemirilish hodisasining bo'lishligidir.

## 2. Diffuziya usuli

p-n o'tishni diffuziya orqali olish eng qulay usullardan biri bo'lib hisoblanadi. Mazkur usulning qo'llanishi chuqur sathli kirindilarni tayyor diodli strukturalarga diffuziya usuli orqali ma'lum parametrlar bilan kiritish va kirindilar kiritilgandan so'ng qo'shimcha issiqlik berishdan qochish bizga, termik nostabil sathlarni tadqiq etish zarurligini ko'rsatadi.

Boshqa tarafdin, diffuziyali p-n o'tishlarda  $\tau_n$  va  $\tau_p$  larni diodni xususiy yorug'lik bilan yoritilganda aniqlash mumkin ekanligini ko'rsatadi.

n-tip kremniyda p-n o'tishni olish uchun 1200°C da 1-2 soat o'ta toza (OCCH) bor kislotasini  $H_3BO_3$  diffuziya qilib, maxsus kvarts ampulalar orqali diffuziya jarayoni amalga oshiriladi. Mazkur diffuziya tempereatursi va vaqtida kerakliha keskin p-n o'tishlarni olish mumkin. Kremniyga borni diffuziya qilingandan so'ng, na'munalar 50 grad/min tartibida sovutiladi. Diffuziyadan so'ng, kremniy sirtidan 50-100 mkm li qatlam shlifovka yordamida olib tashlanadi va distillangan suvda yaxshilib yuviladi. Kremniyning qolgan sirlari tozalash, boshlang'ich kremniyni tozalash kabi bo'ladi.

p-n o'tish olish uchun kremniy sirtidagi kerakli maydon kimyoviy mustahkam lak yoki shaffof yopishuvchi lenta bilan yopiladi va qolgan joylariga esa SR-4 orqali ishlov beriladi.

n-Si ga omik kontakt olish uchun, nikelni kremniy sirtiga kimyoviy yotqizish yoki 150°C da In+Sn (50 % + 50 % ) li qotishmasini kavsharlash orqali amalga oshiriladi.

Diffuziyali va qotishmali diodlardan tashqari tadiqiqotlar olib borishda Shottki diodlari ham ishlatildi. Buning uchun n-Si sirtiga yuqori vakuumda ( $10^{-6}$  mm. rt. st.) tozaligi (99,999 %) bo'lgan oltin [12] ish mualliflari qo'llagan texnologiyadan foydalanib kerakli o'lchamdagi maydonchaga purkaldi.

Omik kontaklar esa nikelni kremniyga kimyoviy yotqizish yo‘li bilan amalga oshirildi. Diodlarni bunday usulda tayyorlashning boshqa usullardan ko‘pgina yutiqlari mavjud:

1. Shottki diodlarini tayyorlashda kremniyli plastinlarga issiqlik ishlovi berilmaydi. Bunday usulda olingan diodlar orqali, chuqur sathli nostabil nuqsonlarni tadqiq etish mumkinli katta ahamiyat kasb etadi.

2. Qo‘shimcha issiqlik ishlovi bermasdan, boshlang‘ich kremniydagi qoldiq chuqur sathli nuqsonlarni Shottki diodlar orqali tadqiq etish mumkin ekan.

Mis va temir atomlari bilan legirlangan kremniyli diodlarni tayyorlashda, issiqlik ishlov berishni iloji boricha kamaytirilishiga harakat qilishimiz lozim, chunki ular nostabil nuqsonlar tipiga munsubdirlar.

Shuni ta’kidlash lozimki, fotosig‘imli usulda diodlar o‘zidan IQ nurlanini o‘tkazishi uchun diod sirtida kerakli o‘lchamda tirqish bo‘lishi lozim. Shottki diodlari va p-n o‘tishlarda chuqur sathlarni parametrlarini o‘lchash uchun, kremniy sirtiga tushadigan yorug‘lik nurining tirqishi maydoni monoxramotorning chiqishidagi yorug‘lik dog‘i o‘lchami ( $\approx 2 \times 4$  mm) dan kichik bo‘lishi maqsadga muvofiq yoki diodlarning qolgan qismlari nurlanishdan ekanlashtirigan (to‘silgan) bo‘lishi lozim. Chunki, chuqur sathlarni qayta zaryadlash, yorug‘lik intensivligiga ( $I$ ) bog‘liq bo‘lganligi [12] sababli, agar diodning sirtida intensivlik katta farqlansa, u holda sig‘imning kinetik o‘zgarishi turli ko‘rsatkichli eksponentialardan iborat bo‘lishi va fotosig‘im spektrini o‘lchashda xatoliklarga yo‘l qo‘yilishi bilan aniqlanadi.

Kremniy sirtidagi tirqish M-5 markali poroshok bilan shlifovka qilinib olib tashlanishi mumkin. O‘lchashlar shuni ko‘rsatdiki, optik sayqallangan sirtga nisbatan, yorug‘lik intensivligi muzkur holatda kamaymas ekan.

## 2.5. O'lchash metodikasi

Sig'imni o'lchash 465 kGs da chastotada L2-7 ko'prik sxemasida, ya'ni parallel sxemada ishlaydigan qurilma orqali amalga oshirildi (2.10-rasm). Qurilmadan diodlarga beriladigan o'zgaruvchan signal 50 mV ni tashkil etdi. Sig'imni qiymatini o'lchash uchun, R534 markali o'zgaruvchan etalonli kondensatorni o'lchanadigan diodga parallel o'lagan holda amalga oshirildi.

Sig'imni ulchash aniqligi 0,2 pF bo'lib, xatolik 1% ni tashkil etadi. O'lchashni amalga oshirishdan oldin kabellar sig'imlarini kompensatsiya qilib olindi.

Doimiy vaqtdagi sig'imning relaksatsiyasini o'lchashda 10 s kam bo'lgan vaqtlarni o'lchash uchun 2.7 –rasmda ko'rsatilgan, generator rezonansi usuliga mo'ljallangan avtomatik ravishda yarimo'tkazgichli strukturalarning baryer sig'imini tez o'lchovchi qo'rilmadan foydalandik.

Bu yerda,  $C_n$  – kondensatroning sig'imi bo'lib, tebranuvchi LC generator konturiga parallel ulangan.  $C_p$  – ajratuvchi sig'im konturga kiritilgan bo'lib, u diodga  $v$  doimiy siljish kuchlanish berishni ta'minlaydi. Generatsiya qilingan tebranish kuchaytiriladi, amplitudasi bilan chegaralanadi va chastotali detektorga uzatiladi.

O'lchashlar amalga oshirilishidan avval, L va S larning qiymatlari o'zgartirilib generatorni rezonans chastotasga moslashtiriladi, chunki chastotaviy detektorning chiqishi nul bo'lishigacha sozlanadi. Shundan so'ng,  $\Delta S_n$  o'zgarishi chastotani o'zgarishiga va chastotali detektorning chiqishida kuchlanish hosil bo'lishiga olib keladi, uning kiymati va qutbi  $\Delta S_n$  bilan so'zsiz bog'liqligini ko'rsatadi. Bu kuchlanish o'zi yozuvchi qurilma (samopiss) orqali qayd etiladi yoki o'zgarish tez bo'lsa, u holda ossillograf xotirasiga yoziladi.

O'lchashdagi eng katta siljish  $\Delta C_n = \pm 30$  pF bo'lib, sxema 2 soatdan ortiq qiziganda, generator chastotasining o'z-o'zidan o'zgarishi tufayli absolyut xatolik qiymati  $0,05 \div 0,1$  nF/soatni tashkil etar ekan.

Nisbiy xatolikda esa generator amplitudasining nostabilligi 1% oshmas ekan.

Yorug'lik sig'imi usuli orqali o'lchashni amalga oshirishda IKS-21 monoxromatorning chiqish tirqishidan chiqayotgan yorug'lik LiF yig'uvchi linza va oynasi sappirdan yasalgan Dyura idishi diodning sirtiga fokuslanadi.

Namunalar p-n o'tish tekisligiga perpendikulyar holda baza tomonidan o'tish maydonining butun yuzasi bo'yicha yoritiladi. Yorug'lik intensivligini oshirish uchun, IKS-21 monoxromatoridagi global o'rniga vakuumda kizdiriladigan [11]SaF<sub>2</sub> dan yasalgan grafitli nurlatkich joylashtirilgan.

Manbadagi kvantlar oqimining maksimal zichligi  $\sim 10^{16}$  kv / sm<sup>2</sup>·s. teng. Yorug'lik sig'imni o'lchash uchun namunalarni safir oynali dyuarga joylashtirilib suyuq azot tushiriladi. Diodlar metalli ekran orqali yorug'likning sochilishidan 77 K da yaxshilab ekranlashtiriladi. Bundan tashqari, yorug'lik sochilishini yuqotish uchun, monoxromatorning kirish tirqishiga interferensiyali filtrning o'tkazish qobiliyati 0.2 - 0.3 eV, 0.3 - 0.5 eV yoki qisqa polosali filtrlar 0.36 eV, 0.46 eV, 0.63eV, 0.84 eV o'tkazish qiymatining yarim bilan o'lchanadigan 60 nm (ot o,1 eV do 0,5 ev)filtrlar mos ravishda kerakli diapazonlarda ishlatilar ekan.

CHSNSS (DLTS ) va IRS (IRE) spektrlarini o'lchash uchun 77 ÷ 300K oraliq'ida namunalarning temperaturasi o'zgarishini o'zgartiruvchi kriostat ishlab chiqildi. Kriostatning sxemasi 2.9-rasmda keltirilgan. Kriostat tagida issiqlik almashinuvchi halqa (11) joylashgan bo'lib, kriostat idishi (3) ichiga suyuq azot quyiladi. Halqaga qizdiruvchi (12) va o'lchanuvchi namuna (10) joylashtiriladi. Idishning ichida yana bitta harakatlanuvchi taglik (5) joylashgan. Uning vazifasi – suyuq azot sathidan namunagacha bo'lgan masofani boshqarish. Issiqlik izolyatsiyasi materialidan tayyorlangan (13) shtok orqali o'zgartirishlar amalga oshiriladi. (4) ekran va (9) oynalar suyuq azot temperaturasi yaqin bo'lganligi uchun, kriostatning tashqi qoplamasi issiqlik nurlanishidan himoyalaydi.

Ishchi temperaturaning o'zgarishi (12) istuvchiga berilgan tok va harakatlanuvchi taglik holatini o'zgartirishga erishadi. Harakatlanuvchi taglikning qo'llanishi, temperaturani o'zgarish tezligini oshiradi, ya'ni yuqori

temperaturalarda azotni sarflashni pasaytiradi. Namuna temperaturasini nostabilligini temperatura o'zgarishini kichik xatoliklar bilan o'lchash  $\Delta T = 0.5 \text{ K}$ , med - konstantan termoparasi orqali amalga oshiriladi.

p-n o'tish sig'imi diodning ko'priqli parallel ekvivalent sxemali orqali o'lchandi va uni quyidagi formula orqali aniqlash mumkin [9].

$$C_m = C_p [1 + (R_b / R_p)^2 + \omega_e^2 R_b^2 C_p^2]^{-1} \quad (2-16)$$

bu yerda,  $R_p$ - o'tish qarshiligi;

$C_m$  - o'lchayotgan ko'priq sig'imi;

$\omega_e$  - o'zgaruvchan signal chastotasi;

$R_b$  - diod bazasining qarshiligi;

$C_p$  - yarimo'tkazgichning sig'imi.

(2-22) formulaga ko'ra  $\omega_e^2 R_b^2 S_p \sim (1 + R_b / R_p)^2$  bo'lsa, u holda  $S_p > C_m$  tengsizlik bajariladi va sig'im qiymati pasaygan holda aniqlanadi. Shuning uchun o'lchashni aniqlinigi oshirish uchun (bitta chastotada), har doim  $R_n \gg R_b$  shart bajarilib, shunday chastota diapazonini tanlash kerakki unda  $\omega_e R_b S_p \ll 1$  shart bajarilsin.

### 2.5.1. O'lchanayotgan namunalarda issiqlikni

#### ushlab turishga talablar

Agar sistema  $\Delta T^0 S$  aniqlikda temperaturani ushalsa, u holda  $\Delta C_{\pm} / C_{\pm} = STK (TKE) \Delta T = 0.1 \text{ K}$  da, baryer sig'imining temperaturaviy koeffitsiyenti  $V_{\pm} \sim 10 + 20 \text{ V}$  da  $STK (TKE) \sim 10^{-4} \text{ }^0 S$  [9] bo'lganda va  $\Delta S_{\pm} / S_{\pm} \sim 10^5$  teng bo'lar ekan. Baryer sig'imning bunday temperaturaviy nostabilligi nisbatan  $10^{-4}$  tartibida ulchanar ekan. Buning uchun, temperatura nostabilligini  $0,05 \text{ }^0 K$  past bo'lmagan aniqligida ushab turuvchi stabilizator ishlab chiqildi. Zaryadli bog` prinsipi Boyl va Smit [8] tomonidan 1970-yilda tavsiflangan. Zaryad bog`li birinchi asbob (ZBA) ni Amelio, Tompset va Smit [9] loyihalashtirgan. Yaqin joylashgan MDY-kondensator matritsasi kabi qarash mumkin. Takt impulslari mos ketma-ketligida MDY-kondensator



elektrodlaridagi kuchlanishlarda ZBA nazoratli tarzda yarimo`tkazgichning zaryadli paketlari deb atalib sirti bo`ylab siljimaydi. Shu prinsipni qo`llab, ZBA yordamida qator funksiyalarni amalga oshirish mumkin: tasvirni qabul qilish, ma`lumotlarni saqlash, signallarga ishlov berish, mantiqiy operatorlar. ZBA ishi mexanizmi va fizik prinsiplarining ifodasi Seken va Tompset [10] va Kim [11] monografiyalaridan topiladi. ZBA bo`yicha muhim original maqolalarni TIIEER jurnalidan toppish mumkin.

### **III-BOB. Sig‘imli usullar yordamida diodlarning parametrlarini o‘rganish**

#### **3.1. Diodlarning volt-farad xarakteristikasini o‘rganish**

Kremniydan tayyorangan diffuzion diodlar va Shottki baryerlarida volt-farad (C-V) xarakteristikalari o‘lchash uchun quyidagi namunalardan foydalandik. Ulardan diodlar yasash uchun, solishtirma qarshiliklari har xil bo‘lgan kremniyning quyidagi fosfor bilan legirlangan elektron kremniy (FLEK), bor bilan legirlangan kovak kremniy (BLKK) va dislokatsiyasiz fosfor bilan legirlangan elektron kremniy (DFLEK) markalaridan foydalandik.

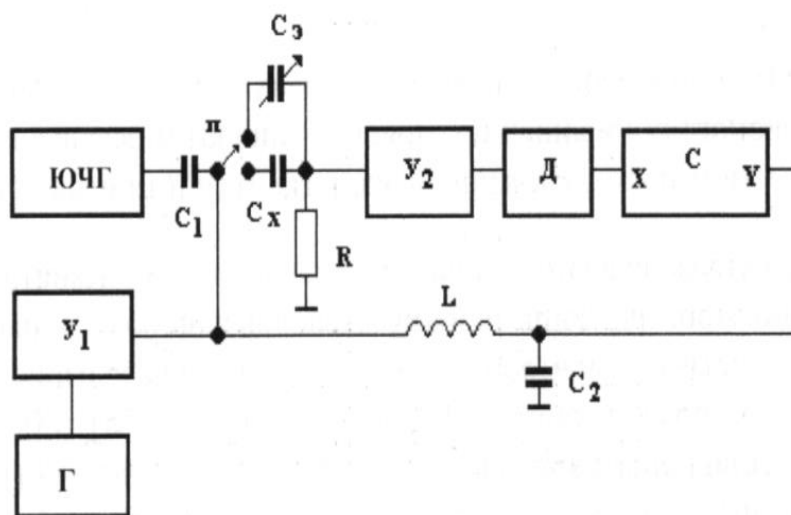
Kremniyning yuqorida aytilgan (FLEK), (BLKK) va (DFLEK) markalari olinib, tozaligi 99,999% bo‘lgan o‘ta toza titan atomlarini vakuumda ularning sirtiga purkib diffuziya jarayonini amalga oshirildi. Temperaturasi 900 – 1250<sup>0</sup>C oralig‘ida 2 - 100 soatgacha diffuziya jarayoni amalga oshirildi.

n-Si va p-Si larni titan atomlari bilan legirlash uchun, boshlang‘ich solishtirma qarshiligi 1 Om.sm. dan 300 Om.sm.gacha bo‘lgan namunalar ishlatildi. Diffuziya jarayoni  $T_d= 900-950^0$ SC da amalga oshirilganda, n-Si va p-Si ning solishtirma qarshiligi deyarli o‘zgarmadi. Diffuziya temperaturasi  $T_d > 1000^0$ C oshirilganda esa, n-Si ning solishtirma qarshiligi kamaaya boshladi va p-Si ning solishtirma qarshiligi orta boshlashi kuzatilgan. Xuddi shu temperaturalarda kontrol namunlarga issiqlik ishlovi berilganda, ularning solishtirma qarshiligi o‘zgarmay qoldi. Solishtirma qarshilik bunday o‘zgarishida quyidagi xulosaga kelindi, ya’ni titan atomlari kremniyga diffuziya qilinganda titan kremniyda donor sathli nuqsonlar hosil qilar ekan.

Diffuziyadan keyin, namunalarni turli xil sovutish yo‘llari bilan amalga oshirildi, ya’ni namunalarni sovutish 0.1<sup>0</sup>C/s dan 40-70<sup>0</sup>C/s gacha oralig‘da amalga oshirildi. Namunalar sekin sovutilganda, ya’ni 0.1<sup>0</sup>C/s da yorug‘likka faol kirindi markazlarda titanning kremniydagi konsentratsiyasi 3-5 barobarga kam ekanligi aniqlandi. Shu bois, tadqiqotlarni biz asosan tez sovutilgan namunalarda amalga oshirdik.

Kompensirlanmagan ya'ni  $N_{Ti} < N_{cayoz}$  holatdagi namunalardan, sig'imli spektroskopiya va yorug'lik sig'imi usulida o'lchashlar olib borish uchun diodlar tayyorlandi.

Titan atomlarini kremniyga legirlash uchun,  $1200^{\circ}C$  da 20 soat diffuziya jarayoni amalga oshirildi. Diffuziyadan keyin namunalarni solishtirma qarshiliklari 4 zondli usulda o'lchandi va ularning qiymatlari boshlang'ich n va p-Si namunalarning solishtirma qarshiliklariga solishtirildi. Kompensirlanmagan kristallarda volt-farad xarakteristika va sig'imli spektroskopiya usullari orqali o'lchashlarni amalga oshirish uchun, 2 bobda yozilgan texnologiya asosida diodlar tayyorlandi. Ularning volt-farad xarakteristikalari maxsus yig'ilgan qurilmada o'lchandi uni 3.1-rasmdan ko'rish mumkin.

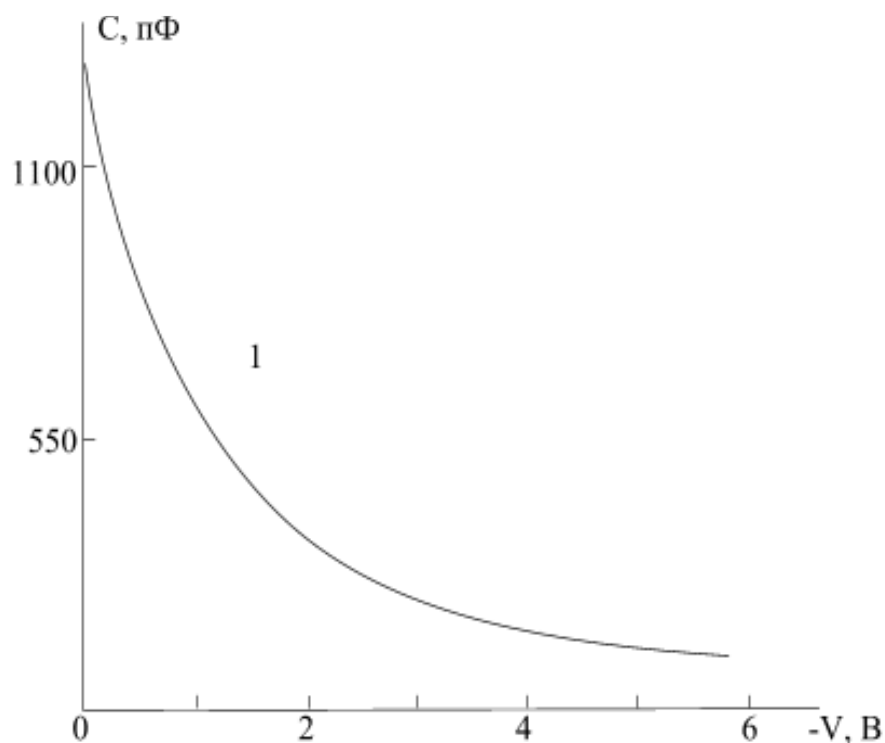


3.1-rasm. Diodning volt-farad xarakteristikasini avtomatik ravishda o'lchovchi qurilmaning sxemasi.

Namunalarning C-V – xarakteristikalari boshlang'ich, kontrol va legirlangan namunalarda o'lchandi. O'lchash natijalariga ko'ra, ularning C-V – xarakteristikalarining tashqi ko'rinishlari bir xil bo'lsada, sig'imlari turli xil ekanligi aniqlandi.

Ularning tipik xarakteristikasini 3.2-rasmdan ko'rish mumkin. Diodga berilgan teskari kuchlanish oshishi bilan diodning sig'imi kamayshi kuzatilmoqda.

Olingan natijalar asosida diodlarning bazasidagi sayoz sathlarni



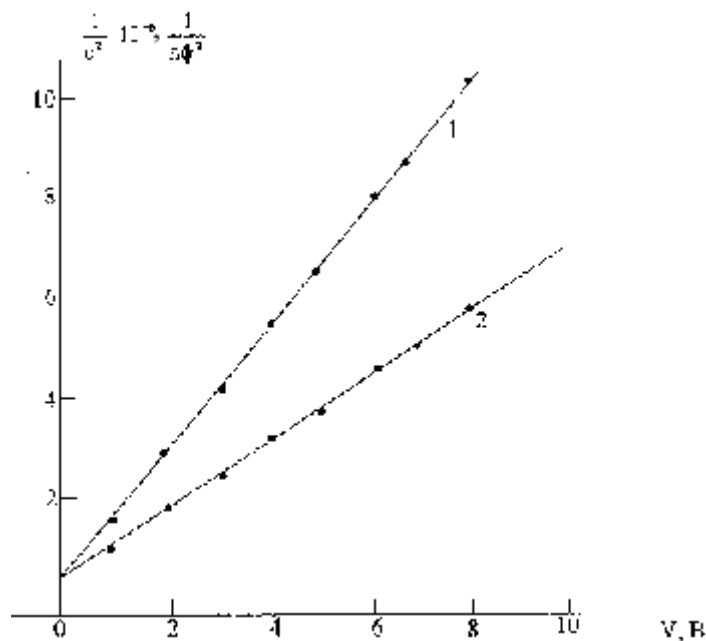
3.1-расм. ДИОДНИНГ ВОЛЬТ-ФАРАД (C-V) ХАРАКТЕРИСТИКАСИ.

konsentratsiyasini aniqlash maqsadida, biz  $1/S^2 = f(V_{tes.})$  bog‘liqligini o‘rganib chiqdik. Hisob-kitob natijalarga ko‘ra, barcha diodlarda bu bog‘lanish chiziqli ekanligi aniqlandi.

Diodning hajmiy zaryad sohasidagi ionlashgan markazlarining konsentratsiyasi titan bilan legirlangan n –Si dagi Shottki baryeri va diffuzion diodlarda va titan bilan legirlangan p- tip kremniydagi  $1/S^2 = f(V_{tes.})$  bog‘liqlikdan, 300K da sayoz sathlarning ( $N_{sayoz}$ ) konsentratsiyasi boshlang‘ich kremniydagi donor va akseptor sathlarning konsentratsiyalarining qiymati bir-birlariga yaxshi mos tushishlari aniqlandi.

3.3-rasmda titan bilan legirlangan kremniyning 77K va 300K da  $1/S^2 = f(V_{tes.})$  ning tipik bog‘liqligi keltirilgan. Rasmga ko‘ra, 77K dagi hajmiy zaryad sohasidagi zaryadlangan markazlar konsentratsiyasi, chuqur sathlar qayta zaryadlanganda 300K dagi konsentratsiyaning qiymati teng bo‘lmas ekan, buni 3.2-rasmning 1,2 –chizig‘idan ko‘rish mumkin. Bu natijadan titanning tabiatini

aniqlash mumkin emas ekan. Titanning kremniydagi tabiatini bilish uchun albata chuqur sathli nostatsionar sig‘imli spektroskopiya usulidan foydalanashimiz lozim, u usulda olingan natijalar 3.2-paragrafida batafsil bayon etilgan.



3.2-rasm.  $1/S^2$ ni kuchlanishga ( $V_{tes.}$ ) bog‘liqligi.

Barcha titan bilan legirlangan n –Si li diodlarda sig‘imning qorong‘ulikdagi relaksatsiyasi kuzatilmadi, ya’ni sayoz sathlarning konsentratsiyasi esa juda kam bo‘lib, ionizatsiya energiyasi esa  $E_c < 0.15$  eV kichik ekan.

### 3.2. Sig‘imli spektroskopiya usulida chuqur sathlarning parametrlarini aniqlash

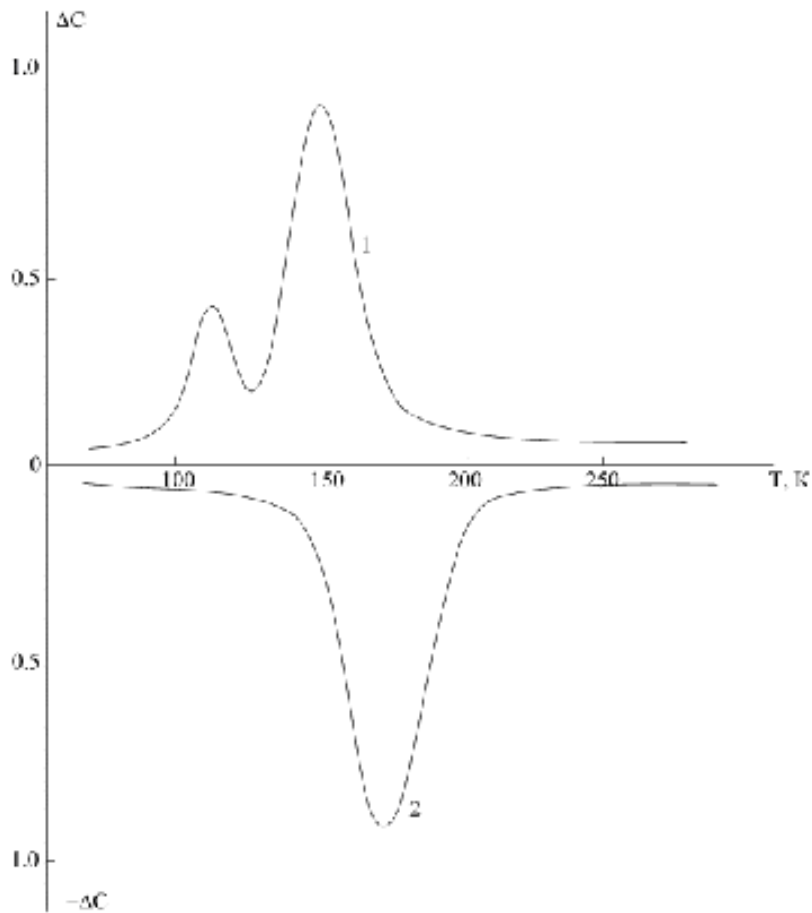
Mazkur paragrafda titan atomlari bilan legirlangan kremniydagi turli xil nuqsonlarni aniqlash masadida sig‘imli spektroskopiya usuli foydalanildi.

Titan sathlarining kremniyda aniq aynan qayd qilish uchun, yuqorida C-V xarakteristikalari o‘rganilgan namunalardan foydalandik va o‘lsashlar 77K dan 300 K gacha qizdir yo‘li bilan namunalarda CHSNSS o‘lchashlarini olib bordik.

Olingan natijalarga ko'ra, CHSNSS spektrida, titan bilan legirlangan n-tip kremniy (n-Si<Ti>) maksimumi ikkita pik  $T_m=120K$  va  $T_m=150K$  (3.3 –rasm) kuzatildi. Hisoblash shuni ko'rsatdiki, bu piklar (chuqqi) ionizatsiya energiyasi  $E_c-0.21$  eV,  $E_c-0.27$  eV li chuqur sathlarni qayta zaryadlash bilan yuzaga kelar ekan.

Titan bilan legirlangan p-Si (p-Si<Ti>) da ionizatsiya energiyasi  $E_v+0.30$  eV li faqat 1 ta chuqur sath kuzatiladi va undagi kovaklarning tutish kesimi  $\sigma_r=2.10^{-17}$  sm<sup>2</sup> (3.3- rasm, 2-chiziq) teng ekan. Bu yerda CHSNSS spektrdagi 2-chiziq, 1-chi chiziqqa nisbatan spektri pastda ko'rinishiga sabab, u p-Si bo'lganligi uchun o'ziyozar qurilmada manfiy tomonga qarab chizilishini ko'rayapmiz. Bu rasimga ko'ra, oldindan diodni tipini bilmasdan, biz CHSNSS spektrini o'lchab, keyin u qanaqa tipli materialdan yasalgan diod ekanligini oldindan aytib berishimiz mumkin ekan.

Olingan natijalarning tahlili, shuni ko'rsatadiki, ionizatsiya energiyasi  $E_v+0.30$  eV li chuqur sathning hosil bo'lishi effektivligi diffuziyadan keyin, diffuziya temperaturasi va namunlarning sovutish tezligiga bog'liq ekan.



3.3-rasm. n-Si<Ti><sub>d</sub> (1) va p-Si<Ti><sub>d</sub>(2) CHSNSS spektri.

CHSNSS spektrlarining legirlangan va kontrol namunalarni solishtirish natijasida, Yes-0.21 eV li chuqur sathli nuqson kontrol (Ti siz) namunalarda ham kuzatilar ekan. Shunday qilib, titan bilan bog‘liq sathlar Yes-0.27 eV va Yev+0.30 eV li chuqur sathlar ekan.

## X U L O S A

1. Adabiyotlar sharhidan sig'imli usullarning bir necha turi ko'rib chiqilib tahlil etildi.
2. Volt-farad xarakteristika usulida o'lchovlar olib borish natijasida, legirlangan va legirlangaman namunalari solishtirilib, ularning C-V – xarakteristikalarining tashqi ko'rinishi bir xil ekanligi va sig'imlari turli qiymatga ega ekanligi tajribada aniqlangan.
3. Titan atomlari kremniyga diffuziya jarayonida kiritilganda, ular asosida diodlar yasilib ularda, fiksirlangan 3 ta chuqur sathli nuqsonlar  $E_{es} - 0.21$  eV,  $E_{es} - 0.27$  eV va  $E_{ev} + 0.30$  eV li va mos ravishda tutish kesimi  $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-17}$  cm<sup>2</sup>,  $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-15}$  cm<sup>2</sup> va  $\sigma_r = 2 \cdot 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> hosil bo'lishi CHSNSS usuli orqali o'rganildi. p-Si<Ti> namunalarda esa bitta chuqur sathli  $E_{ev} + 0.30$  eV nuqson kremniy taqiqlangan zonasining pastida kuzatildi.
4. CHSNSS usulida noma'lum diodlarni o'lchash natijasida, oldindan diodlar qanday tipli material asosida tayyorlangan ekanligini aytib berish imkoniyati aniqlandi.



## FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. Ланг Д.В. Дееп-левлел транзиент спестроссопй А new метход то чарактеризе трапс ин семисондусторс. Ж. Аппл. Пхйс. 1974. Вол. 45.Н. 7. п. 3023 – 3032.
2. Берман Л.С. Введение в физику варикапов. Л., Наука, 1968.108с.
3. Берман Л.С. Емкостние методи исследования полупроводников - Л., Наука, 1972, 104с.
4. Берман Л.С. Определение профиля концентратсии глубокой примеси в диффузионном р-п- переходе - ФТП, 1976, т 10, в11, с 2157-2159.
5. Лебедев А.А. Определение сечения фотоионизатсии методом фотоемкостипри наличии нескольких глубоких уровней в запрещенной зоне - ФТП, 1974, т 8, в 3, с. 457-562.
6. Капитонова Л.М., Костина Л.С., Лебедев А.А., Мамадалимов А.Т., Махкамов Ш. Исследование фотоемкости в диодах из Си<Зн> - ФТП, 1974, т 8, в 4, с. 694-701.
7. Мамадалимов А.Т., Лебедев А.А., Астрова Е.В. Спектроскопия Глубоких сентров в полупроводниках.. Ташкент. “Университет”, 1999. 164с.
8. Принс В.Й., Булатетский Н.Г. Спектроскопия глубоких примесних уровней компенсационним методом. - ПТЕ, 1979, в 4, с.255-258.
9. Лебедев А.А., Берман Л.С. Емкостная спектроскопия глубоких уровней. Л., 1983.
10. Милнс Л. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М., Мир, 1977, 547с.
11. Болтакс Б.И., Бахадирханов М.К., Городетский С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. – Л. Наука, 1972, 122 с.
12. Зайнабидинов С.З., Далиев Х.С. Дефектообразование в кремнии. Ташкент, Университет, 1993, 191с.