

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS

TA‘LIM VAZIRLIGI

GULISTON DAVLAT UNIVERSITETI

“FIZIKA” KAFEDRASI

Ahmedov Doston Abrorxon o‘g‘li

**«MDY-strukturalarning xossalari yuqori
chastotali usul yordamida tadqiq qilish usullarini
o‘rganish»**

mavzusida

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Bitiruvchi: Ahmedov.D

Ilmiy rahbar: Maripov.I

MUNDARIJA		
KIRISH		3
I-BOB. SIG‘IMLI USULLARNING HOZIRGI HOLATI		5
1.1.	Sig‘imli usullarni hozirgi paytda tutgan o‘rni.....	8
1.2.	Yarimo‘tkazgichli asboblarning parametrlarini o‘lchashga qo‘yiladigan umumiy talablar.....	10
1.3.	Metall-yarimo‘tkazgich kontaktining volt-farad xarakteristikasini nazariy o‘rganish.....	14
II -BOB. NAMUNALARNI TADQIQOT QILISH USULLARI VA ULARNI TAYYORLASH TEXNOLOGIYASI		16
2.1.	Chuqur sathli nuqsonlarni tadqiqot 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.	(ΔC) sig‘imni o‘lchash chuqur sathlarni aniqlashdagi xatoliklar	22
2.2.2	p-n o‘tishga qo‘yilayotgan doimiy siljish (V_{Σ}) kuchlanishini muvozzantli bo‘lishiga talablar.....	24
2.3.	Namunalarni tayyorlash texnologiyasi.....	25
2.4.	Omik kontaktlarni va p-n o‘tishni olish usullari.....	27
2.5.	O‘lchash metodikasi.....	30
2.5.1	O‘lchanayotgan namunalarda issiqlikni ushlab turishga talablar.....	
III-BOB. SIG‘IMLI USULLAR YORDAMIDA DIODLARNING PARAMETRLARINI O‘RGANISH		34
3.1	Diodlarning volt-farad xarakteristikasini o‘rganish.....	34
3.2	Sig‘imli spektroskopiya usulida chuqur sathlarning parametrlarini aniqlash.....	37
XULOSA		40
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YXATI		41

KIRISH

Ishning dolzarbligi. Bugungi kun fani, texnikasi va ishlab chiqarishining rivojlanishi, ta'limda nazariya bilan amaliyot birligi hamda ta'limni ishlab chiqarish bilan integratsiyalashuvi talablari talabaning mustaqil faol va ongli mehnatiga asoslangan, uning ijodiy faoliyatini rag'batlantiradigan, tafakkurini rivojlantiradigan, vaqtini tejaydigan, bilim o'rganishini yengillashtiradigan zamonaviy texnologiyalarni ishlab chiqish va o'quv jarayoniga tadbiiq etishni taqozo etadi.

Prizidentimiz Shavkat Mirziyoyevning bevosita tashabbusi va rahbarligida qabul qilingan hamda izchil amalga oshirilayotgan O'zbekiston Respublikasini rivojlantirilishining beshta ustivor yo'nalish bo'yicha Xarakatlar strategiyasi taraqqiyotning yangi bosqichini boshlab berdi. Bu jarayonning amaliy natijalari, belgi va xususiyatlari bugungi kunda hayotimizning barcha jabxalarida, eng muhimi, xalqimizning ongu tafakkuri, intilishi va harakatlarida yaqqol ko'zga tashlanmoqda. [1]

Harakatlar strategiyasi odamlarni ochiqlik, oshkoralik, shaffoflik muhitida yashash va ishlashga dav'at etmoqda. Har bir soha faoliyati ulkan ta'sir kuchiga ega bo'lgan, fuqarolik jamiyatining ajralmas bir qismi bo'lgan jamoatchilik nazorati ostida rivojlanishi zarurligini kun tartibiga qo'ymoqda. Bunday muhitda insonning davlat, jamiyat va o'zi oldida mas'ulyatni to'la xis etib yashashi, so'zi bilan ishi bir bo'lishiga rioya etish fazilatlari asosiy mezon sifatida namoyon bo'ladi.[2] Harakatlar strategiyasi O'zbekistonda xuquqiy demokratik asosdagi xalq davlatini barpo etish yo'lini xar tomonlama asoslab beradigan xujjat hisoblanadi.

Harakatlar strategiyasining IV- bo'limida "Ijtimoiy sohani rivojlantirishning ustvor yo'nalishlari" deb nomlangan 4.4-bandida "Ta'lim va fan sohasini rivojlantirish" masalalari o'z aksini topgan.

Ya'ni: uzluksiz ta'lim tizimini yanada takomillashtirish, sifatli ta'lim xizmatlari imkoniyatlarini oshirish, mehnat bozorining zamonaviy ehtiyojlariga mos yuqori malakali kadrlar tayyorlash siyosatini davom ettirish:

ta'lim muassasalarini qurish, rekonstruksiya qilish va kapital ta'mirlash, ularni zamonaviy o'quv va laboratoriya asboblari kompyuter texnikasi va o'quv-metodik qo'llanmalar bilan jihozlash orqali ularning moddiy-texnika bazasini mustahkamlash yuzasidan maqsadli chora-tadbirlarni ko'rish:

ta'lim va o'qitish sifatini baholashning xalqaro standartlarini joriy etish asosida oliy ta'lim muassasalari faoliyatining sifati hamda samaradorligini oshirish, oliy ta'lim muassasalariga qabul kvotalarini bosqichma-bosqich ko'paytirish:

ilmiy tadqiqot va innovatsiya faoliyatini rag'batlantirish, ilmiy va innovatsiya yutuqlarini amaliyotga joriy etishning samarali mexanizmlarini yaratish, oliy o'quv yurtlari va ilmiy-tadqiqot institutlari huzurida ixtisoslashtirilgan ilmiy-eksperimental laboratoriyalar, yuqori texnologiya markazlari va texnoparklarni tashkil etish nazarda tutilgan.[3]

Raqobotbardosh kadrlarni tayyorlash uchun ta'limning yangi modullari yaratilmoqda. Uning nazariy asoslari ilmiy-amaliy jihatdan ko'rsatib berilmokda. Shu boisdan "Kadrlar tayyorlash milliy dasturi"da, o'quv-tarbiyaviy jarayonni xorijiy mamlakatlardagi ta'lim jarayonini tashkil etish va qo'llash asosida o'qitish samaradorligini oshirish zarurligi uqtiriladi, uni bajarish jiddiy vazifalardan biri deb hisoblaydi. [4]

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 1sm^2 ga millionta elementlarni joylashtirish jarayonida mazkur asboblar turli xil termik va

raditsion ishlovlar 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 spektroskopiya 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'rsatilgan.

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'rastilgan.

- 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 41 betda yozilgan bo'lib, undan 2 rasm va 3 grafikdan 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} 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: Voltfarad 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 $E_i > 0.15 \text{ eV}$ 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 matall-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, ϵ_0 – elektr doimiysi, U- berilgan kuchlanish, φ_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:

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

yoki ko'rinishdagi

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

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 chiqdiki, 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'lmasligi 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 akkumulyatsiyaga 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 φ_k kontakt potentsiallari farqi bilan aniqlanuvchi potensial to‘siq balandligi berilgan kuchlanish kattaligi U gacha ortib borib φ_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 χ_1 metallning chiqish ishi χ_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 — yarimoʻtkazgichning chuqur sohalaridagi erkin elektronlarning muvozanatli konsentratsiyasi, $\varphi(x)$ — elektron energiyasi, k —Bolsman doimiysi, T — temperatura. (1-7) ifodadan koʻrinib turibdiki, $\varphi(x)$ ortishi bilan $n(x)$ kattalik keskin kamayadi, yaʼni chegaraga yaqinlashgan sari erkin elektronlar konsentratsiyasi kamayadi. Yarimoʻtkazgichning kontaktoldi sohalarining elektronlarga kambagʻallashishi shu sohada musbat zaryad hosil boʻlishiga olib keladi, chunki kirishmaviy donor atomlarning ionlashgan musbat zaryadi bu yerda, elektronlarning manfiy zaryadi bilan kompensatsiyalanmaydi. n-tip oʻtkazuvchanlikli yarimoʻtkazgichning hajmiy zaryad zichligi quyidagiga teng boʻladi:

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

bu yerda, q —elektron zaryadi, N_d -ionlashgan kirishmaviy donor atomlar konsentratsiyasi. Koʻpchilik yarimoʻtkazgichlarda xona temperaturasi sharoitida barcha sayoz donor kirishmalar toʻlaligicha ionlashgan, yaʼni $n_0 = N_d$ boʻladi. Shuning uchun (1-8) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

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

yarimoʻtkazgichdagi 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, ϵ -yarimoʻtkazgichning dielektrik singdiruvchanligi, ϵ_0 -elektr doimiy, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m. (1-9) ga ρ ning barcha maʼlum ifodasini qoʻyib, $\varphi(x)$ ning qiymatini topish uchun ifoda olamiz:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1-10)$$

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

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1-11)$$

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

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} x + C_1 \quad (1-12)$$

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:

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

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

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:

$$dQ = qn_0 dL_n; \quad dU = \frac{qn_0}{2\varepsilon\varepsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} L_n dL_n \quad (1-27)$$

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'zgarishida 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, radiatsion) 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, hozigi 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 φ_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^+ -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 ϵ - yarimo'tkazgichning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi,

ϵ_0 -vakuunning dielektrik doimiysi,

e - elektron zaryadi,

φ_k - kontakt potentsiallar farqi,

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

C- maydonli p^+ - 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, $1/C^2$ ning V bog'liqligi Shottki baryeri yoki keskin p^+ -n o'tish uchun to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib keltirilgan. Mazkur diod bazasidagi kirindilar konsentratsiyasini burchak tangesidan, φ_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} tashqari yana chuqur donor sathli nuqsonni konsentratsiyasi N_g va ionizatsiya energiyasi Y_{ei} ham bor deb hisoblaymiz. 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 [11] ionlashgan holda bo'ladi. Chuqur sathli nuqsonlarni to'ldirilishi Fermi kvazi sathi vaziyati bilan aniqlanadi.

Kuchlanish bo'lmaganda n va p sohalar bir-biridan chiqish ishi farqi qiymatiga surilgan holatda bo'ladi.

$$\Delta\chi = \varphi_k \cdot ye$$

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

Agar n-p o'tishga teskari kuchlanish V qo'yilsa, u holda HZS va ENS da kengayadi, termodinamik muvozanat buziladi va barcha sistemalar uchun Fermi sathi elektron va kovaklarning Fermi kvazi sathi bilan almashtiriladi

Modomiki, HZS da erkin zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi nolga teng, 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 ($n = p = 0$ holat uchun) da chuqur sathli nuqsonlarni to'ldirish kinetikasini ko'rib chiqamiz [9].

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

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

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

bu yerda

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

unda θ_t —issiqlik ionizatsiyasining doimiy vaqti;

v_n, v_p —elektron va kovaklarning issiqlik tezligi;

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

σ_n, σ_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 bo'sh 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 sathigacha bo'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'lchangandan so'ng quyidagi formula bilan ifodalanadi.

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

doimiy vaqt esa,

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

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

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

bunda $V = \text{const}$.

Sig'imning muvozanatli qiymati quyidagiga teng.

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

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

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

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

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

Sig‘im o‘zgarishi kinetikasidan θ_t ni qiymatini hisoblash orqali va $\ln\theta_t = f(1/T)$ bog‘liqlikdan chuqur sathli nuqsonlarning ionizatsiya energiyasini aniqlaymiz.

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

Demak, ko‘p holatlar uchun ya’ni kremniydagi nuqsonlarni tadqiq etilganda ionizatsiya energiyasi $Y_{ei} > 0.2 \text{ eV}$ 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 $\theta_t > 10^3 \text{ S}$ [11] 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, θ_1 i θ_2 - T_1 i T_2 lardagi θ_t ning qiymati, m – ifodaning temperaturaga bog‘liqlik darajasi.

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

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

2.2.1. (ΔC) sig‘imni o‘lchash orqali chuqur sathlarni aniqlashdagi xatoliklar

ΔC 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'lichansa, 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'rganishni osonlashtiradi. Birinchi navbatda bu generatsion hodisalarni o'rganishga ta'aluqlidir.

MDY-strukturaning ekvivalent elektr sxemasi kuchli inversiyada 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 diffusion jarayoni tezligi aktivatsiya energiyasi E_g bo'lgan n_i^2 ga proporsionaldir. 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 temperatura diapazonida 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 chizig'I (b)). $1,17 eV \approx E_g$ ga teng bo'lib, bu diffusion mexanizm $R_d^{-1} \propto n_i^2$ uchun kutilgan natijaga mosdir. Yuqorida keltirilgan eksperimental natijalar 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 sohadagi 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 τ_{inv} ning nurlanish ta'siri ostida bo'lishiga asoslangan. Ikkinchidan, MOY-struktura yarimo'tkazgichning sirtga yaqin sohalarida elektron-kovak juftlari yorug'lik generatsiyasi strukturaga qo'yilgan doimiy to'liq kuchlanishda sirtiy potensial ϕ_s ning oshishiga olib keladi. ϕ_s ning kamayishi sirtiy zaryad sohasi

qalinligining mos kamayishiga olib keladi, mos holda yuqori chastota oshadi Bu mexanizm o`lchov signali yuqori chastotalarda ustundir.

Rentgen va γ - nurlanish kabi ionlovchi nurlanish ta`siridagi MOY-strukturalar xarakteristikalarining o`zgarishiga asoslangan asosiy jarayonni namoyish etadi. Oksid qatlamiga nurlanishning $Si-O$ bog`larni uzib kirib kelishi elektron-kovak juftlarini generatsiyalaydi va ekspozitsiya jarayonida MOY-struktura kuchlanish ostida bo`lsa ular oksidda elektr maydon tomonidan ajratiladi. Bunda siljivchanroq elektronlar oksidi yetarlicha tezroq tark etadi va tiqinga yoki taglikka ketadi, sekinroq kovaklar esa qisman oksiddagi tutqichlar bilan tutiladi. Tiqinda kuchlanish musbat bo`lganida bu kovaklar yarimo`tkazgich bilan chegara yaqinida tutiladi va MOY struktura xarakteristikalariga kuchliroq ta`sir ko`rsatadi. Bunda yassi zonalar kuchlanishining manfiy kuchlanish tomonga sezilarli radiatsion siljishi kuzatiladi (musbat belgilangan zaryadning hosil bo`lishi). Bu tutilgan kovaklar yana MOY-strukturaga radiatsion ta`sirdan keyin kuzatiladigan sirtiy holatlar zichligining oshishiga javob berishi mumkin [7]. Kuchlanish qutblari qarama-qarshi bo`lganida (tiqinda minus) kovaklar ularning yarimo`tkazgichga ta`sirini kuchli ekranlaydigan metall elektrod yaqinida tutiladi. Bu holda radiatsiya bilan indutsirlangan effektiv musbat zaryad kattaligi ancha kichik bo`ladi va volt-farada xarakteristikalar kuchlanish o`qi bo`ylab nisbatan kichik siljishlariiga uchraydi. Eksperimental natijalar oksiddagi kovakli tutishlarning bayon etilgan modeli bilan yaxshi mos keladi.

Yana chuqur kambag`allashish sharoitlarida oksiddagi injeksiyaning ta`sirini ko`rib chiqamiz. Struktura elektrodida kuchlanishning tez o`zgarishida deyarli barcha kuchlanish yarimo`tkazgichning nostatsionar kambag`allashgan qatlamiga qo`yilgan bo`ladi, 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_{\pm}) kuchlanishining muvozzantli bo'lishiga talablar

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

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

ΔC_{\pm} - baryer sig'imning o'zgarishi, ya'ni ΔV_{\pm} 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 $\Delta V_{\pm} / V_{\pm}$ 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} mm sim.ust.) kremniy sirtiga yuqori vakuumli past (VUP -5) markli qurilma orqali kremniy sirtiga purkalgan. Diffuziya jarayoni ikki usulda, havosi surib olingan kvarts ampula va havoda amalga oshirildi.
3. Havoda diffuziyani amalga oshirish uchun, kerakli kirindining xlorli tuzlari spirtida 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 diffuziya 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, kristalni 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 grad/soat ga teng ekan.

Diffuziyani amalga oshirishdan avval, boshlang'ich na'munalar 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 namunalarda, o'ta tozza toluolda yog'lari ketkazilib, distillangan suvda yuvilib quyidagicha ishlov berildi:

1. HF:HNO₃:CH₃COOH (5:3:3) qorishmasi orqali ishlov;
2. H₂O:H₂O₂:HCl (5:4:1) qorishmada qizdirish;
3. HCl:HNO₃ (3 : 1) qorishmada qizdirish;
4. Ftorid kislotada chayish;
5. Distillangan suvda oxirgi marta yuvish.

Xar bir ishlov berishdan so'ng, namunalarda distillangan suv oqimida yuvilib, keyin kerakli kirindilar yotqazilib kvarts 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 termopara orqali o'lchanib, uning aniqlidigi $\pm 5^{\circ}\text{C}$ tashkil etadi. Diffuziyani amalga oshirish uchun kerak bo'lgan, ampula va trubkalar tozza optik kvarts orqali amalga oshirilgan. Ampulaga yoki trubkaga ampulani solishdan avval tozza optik kvarts ampula va trubkalar distillangan suvda tozalab yuvilib, diffuziya temperaturasidan yuqori bo'lgan haroratda 1250-1270⁰C 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 namunalardan diffuziya uchun qanday tayyorlangan bo'lsa, aynan shu usulda namunalarda tayyorlanib, ular kontrol namunalari 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 τ_n va τ_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 kvars ampulalar orqali diffuziya jarayoni amalga oshiriladi. Mazkur diffuziya temperaturasi va vaqtida keraklixa keskin p-n o'tishlarni olish mumkin. Kremniyga borni diffuziya qilingandan so'ng, n`munalar 50 grad/min tartibida sovitiladi. Diffuziyadan

soʻng, kremniy sirtidan 50-100 mkm li qatlam shlifovka yordamida olib tashlanadi va distillangan suvda yaxshilib yuviladi. Kremniyning qolgan sirlari tozalash, boshlangʻich kremniyni tozalash kabi boʻladi.

p-n oʻtish 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 tadqiqotlar olib borishda Shottki diodlari ham ishlatildi. Buning uchun n-Si sirtiga yuqori vakuumda (10^{-6} mm. sim. ust.) tozaligi (99,999 %) boʻlgan oltin [12] ish mualliflari qoʻllagan texnologiyadan foydalanib kerakli oʻlchamdagi maydonchaga purkaldi.

Omik kontaklar esa nikelni kremniyga kimyoviy yotqizish yoʻli bilan amalga oshirildi. Diodlarni bunday usulda tayyorlashning boshqa usullardan koʻpgina yutiqlari mavjud:

1. Shottki diodlarini tayyorlashda kremniyli plastinlarga issiqlik ishlovi berilmaydi. Bunday usulda olingan diodlar orqali, chuqur sathli nostabil nuqsonlarni tadqiq etish mumkinligi katta ahamiyat kasb etadi.
2. Qoʻshimcha issiqlik ishlovi bermasdan, boshlangʻich 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 taʼkidlash lozimki, fotosigʻimli usulda diodlar oʻzidan IQ nurlarini oʻtkazishi uchun diod sirtida kerakli oʻlchamda tirqish boʻlishi lozim. Shottki diodlari va p-n oʻtishlarda chuqur sathlarni parametrlarini oʻlchash uchun, kremniy sirtiga tushadigan yorugʻlik nurining tirqishi maydoni monoxramotorning chiqishidagi yorugʻlik dogʻi oʻlchami ($\approx 2 \times 4$ mm) dan

kichik bo'lishi maqsadga muvofiq yoki diodlarning qolgan qismlari nurlanishdan ekranlashtirilgan (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. 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 ulagan 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, 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 nol bo'lishigacha sozlanadi. Shundan so'ng, ΔS_n o'zgarishi chastotani o'zgarishiga va chastotali detektorning chiqishida kuchlanish hosil bo'lishiga olib keladi, uning qiymati va qutbi ΔS_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 61% oshmas ekan.

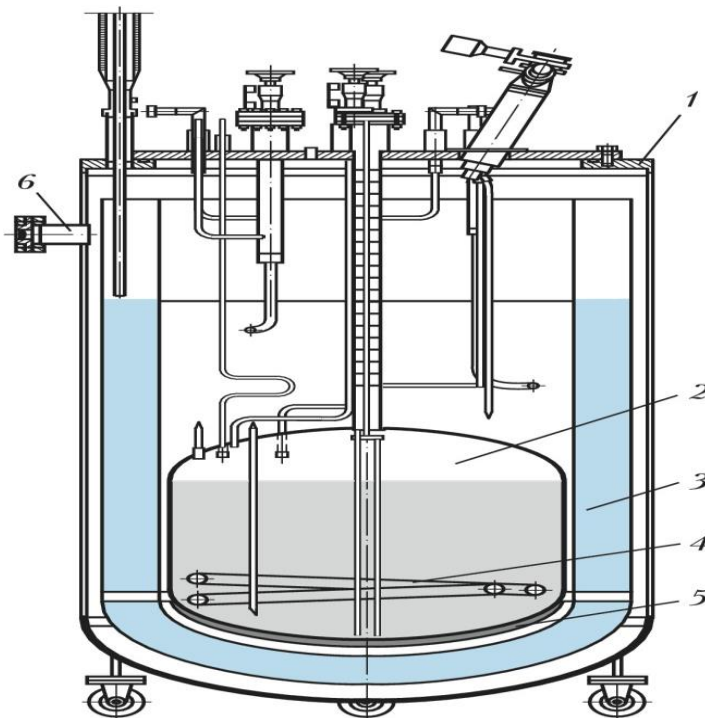
Namunalar p-n o'tish tekisligiga perpendikulyar holda baza tomonidan o'tish maydonining butun yuzasi bo'yicha yoritiladi. Yorug'lik intensivligini oshirish uchun, IKS-21 monoxromatordagi global o'rniga vakuumda qizdiriladigan [11] SaF_2 dan yasalgan grafitli nurlatkich joylashtirilgan.

Manbadagi kvantlar oqimining maksimal zichligi $\sim 10^{16}$ kv / $\text{sm}^2\cdot\text{s}$. 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 0,1 eV do 0,5 ev) filtrlar mos ravishda kerakli diapazonlarda ishlatilar ekan.

CHSNSS (DLTS) va IRS (IRE) spektrlarini o'lchash uchun $77 \div 300\text{K}$ oralig'ida namunalarning temperaturasini o'zgarishini o'zgartiruvchi kriostat ishlab chiqildi. Kriostatning sxemasi **2.1 rasmda keltirilgan**. Kriostat tagida issiqlik almashinuvchi halqa (3) joylashgan bo'lib, kriostat idishi (2) ichiga suyuq azot quyiladi. Halqaga qizdiruvchi (4) va o'lchanuvchi namuna (5) joylashtiriladi. Idishning ichida yana bitta harakatlanuvchi taglik (6) joylashgan. Uning vazifasi – suyuq azot sathidan namunagacha bo'lgan masofani boshqarish. Issiqlik izolyatsiyasi materialidan tayyorlangan (1) shtok orqali o'zgartirishlar amalga oshiriladi. ekran va oynalar suyuq azot temperaturasiga yaqin bo'lganligi uchun, kriostatning tashqi qoplamasi issiqlik nurlanishidan himoyalaydi.

Ishchi temperaturaning o'zgarishi (6) 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.



2.1-rasm. 77 ÷ 300K oralig'ida namunalarning temperaturasi o'zgarishini o'zgartiruvchi kriostat

p-n o'tish sig'imi diodning ko'priqli parallel ekvivalent sxemasi 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'prik sig'imi;

ω_e – o'zgaruvchan signal chastotasi;

R_b – diod bazasining qarshiligi;

C_p – yarimo'tkazgichning sig'imi.

(2-16) formulaga ko'ra $\omega_e^2 R_b^2 C_p \sim (1 + R_b / R_p)^2$ 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 ushlasa, u holda $\Delta C_{\pm} / C_{\pm} = STK (TKE) \Delta T = 0.1 \text{ K}$ da, baryer sig'iminin temperaturaviy koeffitsiyenti $V_{\pm} \sim 10+20 \text{ V}$ da $STK (TKE) \sim 10^{-4} \text{ }^0\text{S}$ [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 o'lchanar ekan. Buning uchun, temperatura nostabilligini $0,05 \text{ }^0\text{K}$ past bo'lmagan aniqligida ushlab 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, 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 topish 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.

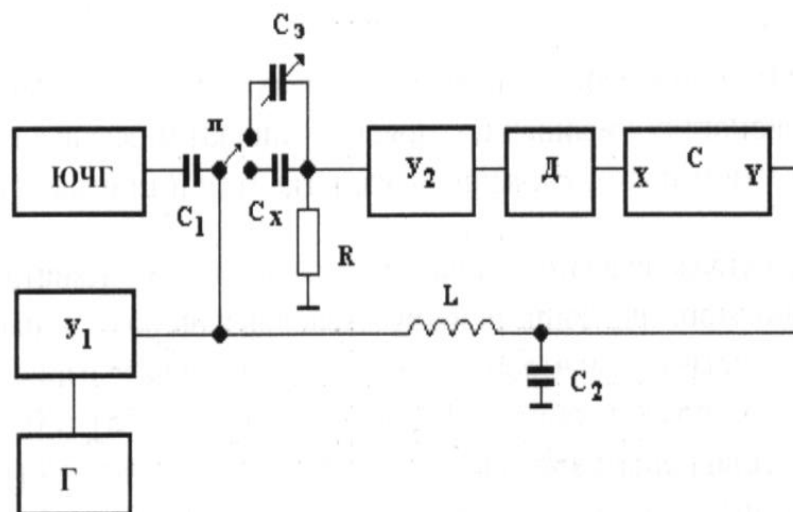
Kremniyning yuqorida aytilgan (FLEK), (BLKK) va (DFLEK) markalari olinib, tozaligi 99,999% bo‘lgan o‘ta toza titan atomlarini vakuumda ularning sirtiga purkib diffuziya jarayonini amalga oshirildi. Temperaturasi 900 – 1250⁰C oralig‘ida 2 - 100 soatgacha diffuziya jarayoni amalga oshirildi.

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 $T_d= 900-950^0SC$ da amalga oshirilganda, n-Si va p-Si ning solishtirma qarshiligi deyarli o‘zgarmadi. Diffuziya temperaturasi $T_d> 1000^0C$ oshirilganda esa, n-Si ning solishtirma qarshiligi kamaya 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 0.1⁰C/s dan 40-70⁰C/s gacha oralig‘da amalga oshirildi. Namunalar sekin sovutilganda, ya’ni 0.1⁰C/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.

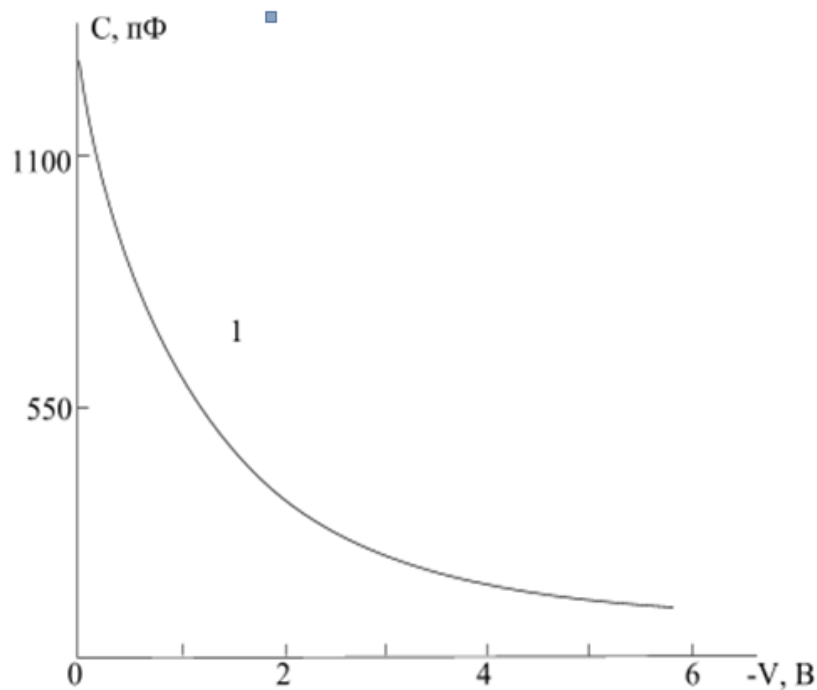
Titan atomlarini kremniyga legirlash uchun, $1200^{\circ}C$ da 20 soat diffuziya jarayoni amalga oshirildi. Diffuziyadan keyin namunalarni solishtirma qarshiliklari 4 zondli usulda o'lchandi va ularning qiymatlari boshlang'ich n va p-Si namunalarning solishtirma qarshiliklariga solishtirildi. Kompensirlanmagan 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 kamayishi kuzatilmoqda.



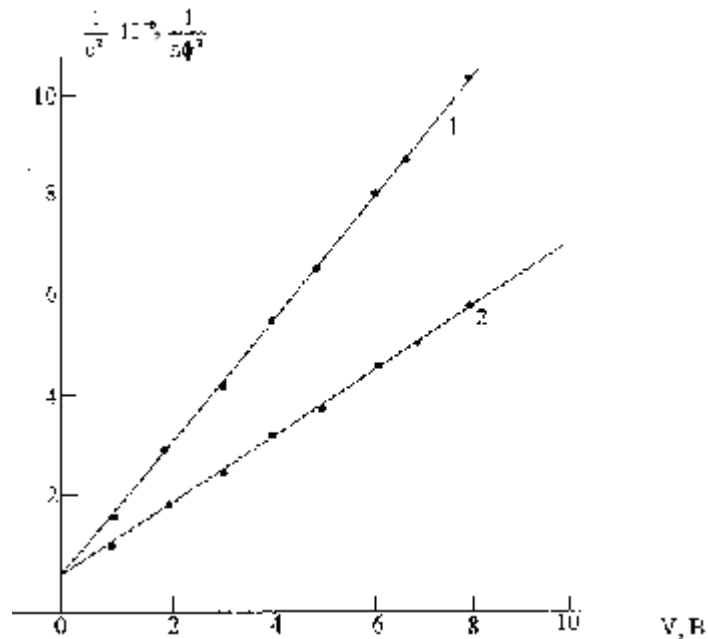
3.2-rasm.Diodning volt-farat (C-V) xarakteristikasi

Olingan natijalar asosida diodlarning bazasidagi sayoz sathlarni 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 3.3-rasmning 1,2 –chizig‘idan ko‘rish mumkin. Bu natijadan titanning tabiatini

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



3.3-rasm. $1/C^2$ 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

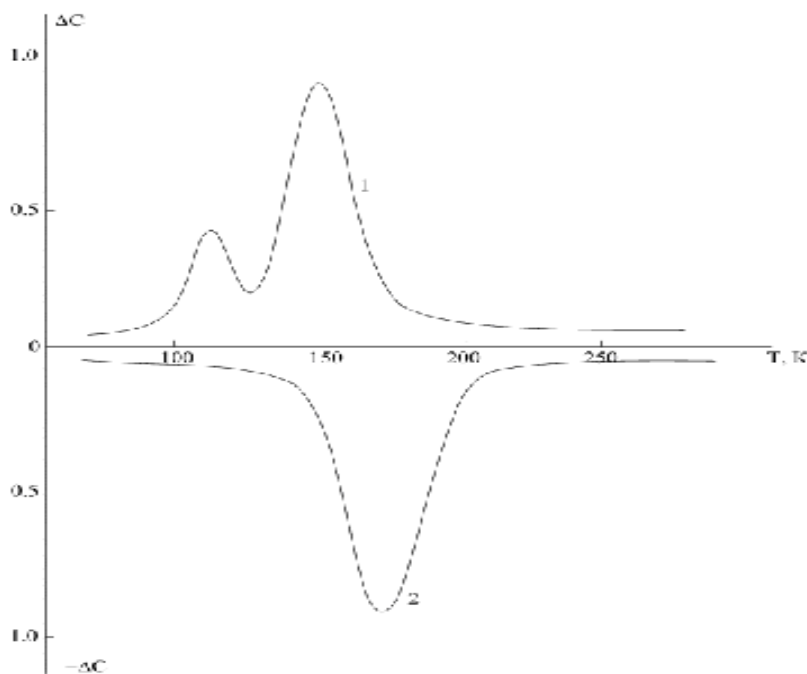
Mazkur paragrafda titan atomlari bilan legirlangan kremniydagi turli xil nuqsonlarni aniqlash masadida sig‘imli spektrskopiya usuli foydalanildi.

Titan sathlarining kremniyda aniq aynan qayd qilish uchun, yuqorida C-V xarakteristikalari o‘rganilgan namunalardan foydalandik va o‘lsashlar 77K dan 300 K gacha qizdirish 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 $T_m=150K$ (3.4 –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 $\sigma_r=2.10^{-17} sm^2$ (3.4- 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 rasmga 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.



3.4-rasm. n-Si<Ti>_d (1) va p-Si<Ti>_d(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.

XULOSA

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 namunalar 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 yasalib ularda, fiksirlangan 3 ta chuqur sathli nuqsonlar $Y_{es} - 0.21$ eV, $Y_{es} - 0.27$ eV va $Y_{ev} + 0.30$ eV li va mos ravishda tutish kesimi $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ va $\sigma_r = 2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ hosil bo‘lishi CHSNSS usuli orqali o‘rganildi. p-Si<Ti> namunalarda esa bitta chuqur sathli $Y_{ev} + 0.30$ 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. Эркин ва фаровон, демократик Ўзбекистон давлатини мард ва олижаноб халқимиз билан бирга курашимиз :Шавкат Мирзиёевнинг Ўзбекистон Республикаси Президенти лавозимига киришиш тантанали маросимига бағишланган Олий Мажлис палаталарининг қўшма мажлисидаги нутқи] // Халқ сўзи. – 2016. –15 дек. – Б.1; 2.
2. Илм-фан ютуқлари – тараққиётнинг муҳим омили : [Ўзбекистон Республикаси Президенти Шавкат Мирзиёев Янги йил арафасида – 2016 йил 30 декабрь куни мамлакатимизнинг етакчи илм-фан намоёндалари билан учрашди] // Халқ сўзи. – 2016. – 31 дек. – Б.1.
3. Ўзбекистон Республикаси Президенти Шавкат Мирзиёевнинг Ўзбекистон халқига янги йил табриги // Халқ сўзи. – 2017. – 1 янв. Б.1
4. Фарзандлари соғлом юртнинг келажаги буюқдир : [Ўзбекистон Республикаси Президенти Шавкат Мирзиёев 2017 йил 5 январь куни соғлиқни сақлаш соҳасининг бир гуруҳ етакчи мутахассислари билан учрашди] // Халқ сўзи. – 2017. – 6 янв. – Б. 1.
- 5 Lang D.V. Deep-level transient spectroscopy A new method to characterize traps in semiconductors. J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45.N. 7. p. 3023 – 3032
6. Берман Л.С. Введение в физику варикапов. Л., Наука, 1968.108с.
7. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников - Л., Наука, 1972, 104с.
8. Берман Л.С. Определение профиля концентрации глубокой примеси в диффузионном р-п- переходе - ФТП, 1976, т 10, в11, с 2157-2159.
9. Лебедев А.А. Определение сечения фотоионизации методом фотоемкостипри наличии нескольких глубоких уровней в запрещенной зоне - ФТП, 1974, т 8, в 3, с. 457-562.

10. 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.
11. Мамадалимов А.Т., Лебедев А.А., Астрова Е.В. Спектроскопия Глубоких центров в полупроводниках.. Ташкент. “Университет”, 1999. 164с.
12. Принс В.Й., Булатетский Н.Г. Спектроскопия глубоких примесных уровней компенсационным методом. - ПТЕ, 1979, в 4, с.255-258.
13. Лебедев А.А., Берман Л.С. Емкостная спектроскопия глубоких уровней. Л., 1983.
14. Милнс Л. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М., Мир, 1977, 547с.
15. Болтакс Б.И., Бахадирханов М.К., Городетский С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. – Л. Наука, 1972, 122 с.
16. Зайнабидинов С.З., Далиев Х.С. Дефектообразование в кремнии. Ташкент, Университет, 1993, 191с.