O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA’LIM VAZIRLIGI

QARSHI DAVLAT UNIVERSITETI
Fizika-matematika fakulteti
FIZIKA KAFEDRASI

Bozorov Damir Bozorovichning

“5140200-Fizika” ta’lim yo‘nalishi bo‘yicha
bakalavr darajasini olish uchun

Kremniyda ionli legirlangan Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslari

mavzusida yozgan

BITIRUV MALAKAVIY ISHI

Ilmiy rahbar: F.m.f.n. A. Mallayev

“Himoyaga tavsiya etilsin”
Fzika-matematika fakulteti
dekani: _____prof. **A.Q.Tashatov**
«_____»_____2015 yil

Qarshi-2015 y

MUNDARIJA

Kirish.....3

I-BOB. YARIM O‘TKAZGICH MATERIALLAR……6

1.1. Yarim o‘tkazgichlarning noyab xossalari……6

1.2. Yarim o‘tkazgich materiallarda kimyoviy bog‘lanish…….8

1.3. Yarim o’tkazgich materiallarida kristall panjara tuzilishi…….10

1.4 Yarim o‘tkazgich materiallaridagi nuqsonlar……13

1.5 Yarim o‘tkazgich materiallarida kirishma atomlar kirish yo‘llari……..15

1.6. Kirishma atomlar difuziyasi…….. 17

1.7. Kirishma atomlarning eruvchanligi. Binar yarim o‘tkazgich materiallarida kirishma atomlar eruvchanligi…….20

II-BOB. KRIMNEYDA IONLI LEGIRLASH USULI VA ZARYAD TASHUVCHILAR KONSENTRATSIYASINI O‘LCHASH USULLARI.

2.1. Krimneyda ionli legirlash usuli…….28

2.2. Xoll effekti yordamida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini o‘lchash usullari…….30

2.3. Van-der-Pau va to‘rt zondli usul bilan yarimo‘tkazgich namunalarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini o‘lchash…….....38

2.4. Yarimo‘tkazgichlar zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini namunaning magnitoqarshiligi bo‘yicha o‘lchash……...42

2.5. Yarim o‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini muntazam o‘lchashdagi xatoliklar……49

Xulosa.....54

Adabiyotlar ro‘yxati.....56

KIRISH

Jahon miqyosida, shu jumladan O‘zbekiston respublikasida ham ilmiy-texnikaviy rivojlanishni yarimo‘tkazgichli elektronikasiz, xususan mikroelektronika va nanoelektronikasiz tasavvur qilish qiyindir. Zamonaviy mikroelektronika va nanoelektronikada yarimo‘tkazgichli materiallar va ko‘p qatlamli strukturalardan keng ko‘lamda foydalaniladi va ular asosida turli xil yarim o‘tkazgichli asboblar va mikrosxemalar tayyorlanadi.

Davlatimiz rahbari fan-texnikani rivojlantirishga alohida e’tibor bermoqdalar. Zamonaviy o‘ta murakkab, ko‘p bosqichli elektron texnika qurilmalari tuzilmalarini yaratish va ularni avtomatik boshqarishi sohasida yetuk mutaxassislar tayyorlash bugungi kunning eng dolzarb vazifalaridan biri bo‘lib qolmoqda [1].

Bitiruv malakaviy ishining dolbzarbligi. Yarimo‘tkazgichli materiallarni ishlab chiqarishning rivojlanishi ularning sifatini laboratoriya va sanoat sharoitida tekshirishning yuqori darajaga ko‘tarilishi bilan bog‘liq. Bunda ishlab chiqarish sohalari texnologik yo‘qotishlari va ularning ishlab chiqarishdagi sifatini nazorat qilishga ketgan moddiy xarajatlarning o‘chamlari aniqlanadi. Shuning uchun sanoat korxonalarini yuqori aniqlikdagi va yuqori ishlab chiqarish unumiga ega vositalar bilan jihozlangan, yarimo‘tkazgich materiallarning sifatini tekshiruvchi yangi, ilg‘or usullarni ishlab chiqish va o‘zlashtirish yarimo‘tkazgich materiallar va strukturalarni ishlab chiqarish iqtisodiy samaradorligining o‘sishi bilan bevosita bog‘liqdir.

Bitiruv malakaviy ishning predmeti va obyekti: Oliy ta’lim tizimida fizika bo‘limi yarimo‘tkazgichlar fizikasiga doir ilmiy-tadqiqot ishlari olib borishda fizik parametrlarni eksperimental aniqlashga yo‘naltirilganligi. Yarimo‘tkazgichlar fizikasining asosiy parametrlarini aniqlashga doir fizik tushunchalarni shakllantirish faoliyatini hozirgi ahvoli tahlili, uni takomillashtirish metodlari.

Bitiruv malakaviy ishning maqsad va vazifasi: yarimo‘tkazgich materiallarda kremniyda ionli legirlangan Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini o‘rganishdan iborat.

Bitiruv malakaviy ishning o‘rganilish darajasining qiyosiy taxlili: BMI mavzusini yoritishda ushbu mavzuga oid adabiyotlar va xorijiy jurnallarda chop etilgan ilmiy maqolalar o‘rganildi va ular asosida qiyosiy tahlil qilindi.

Bitiruv malakaviy ishning ilmiy-amaliy ahamiyati: Ta’lim oluvchilar va ilmiy tadqiqot bilan shug‘ullanuvchilarda fizik tushunchalar, parametrlarni to‘g‘ri shakllantirish tamoillari va metodlari, tushunchalarni to‘g‘ri shakllantirishning fizika ta’limi samaradorligini oshirishdagi ahamiyati borasida metodik tavsiyalar, yangi ma’lumotlar bilan boyitildi.

Yarimo‘tkazgichlar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini fizik asoslari keltirilgan. Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini xarakterlovchi qonuniyatlar asoslangan. Yarimo‘tkazgichlar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasini o‘lchashdagi xatoliklar keltirilgan BMI xulosalangan.

Bitiruv malakaviy ishimni bajarishdagi asosiy vazifalar shundaki:

Xoll effekti, Van-der-Pay va namunaning magnitoqarshigini o‘lchash bo‘yicha metodlari yordamida:

-turli katta hajmdagi namunalar, plastinkalar, yupqa qatlamlar, barcha turdagi yarimo‘tkazgichli strukturalar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini;

-nomuvozanat holatidagi zaryad tashuvchilar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini aniqlashni o‘rganishdan iborat.

Yarimo‘tkazgmchlar parametrlaridan Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasini o‘lchash metodlari turli tuman bo‘lib, ulardan Xoll effekti va Van-der-Pau metodi asosiy qulay bo‘lgan o‘lchov metodidir, jumladan Van-der-Pau metodi orqali istalgan shaklga ega bo‘lgan o‘lchamdagi yarimo‘tkazgich namunasi, plastinkasining Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi asoslarini aniqlashdan iborat.

Bitiruv malakaviy ishning ilmiy yangiligi: Fizik hodisa va qonuniyatlarni tajribalar asosida o‘rganish, asl mohiyatini bilish-ilmiy dunyoqarashini shakllantirishdagi dolbzarb muammoligi o‘rganildi.

-Yarimo‘tkazgichlar fizikasi doir asosiy kattapliklarni xarakterlovchi parametrlarni eksperimental o‘lchash yo‘li bilan yarimo‘tkazgichlar fizik xossalari va qo‘llanilish chngerasi aniqlanashi hamda tajriba natijalari nazariya asosini tashkil etishi qaraldi.

-Ta’lim oluvchilarda “Yarimo‘tkazgichlar fizikasi“ bo‘limiga doir fizik tushunchalarni shakllantirishning fizika ta’lim samaradorligini oshirishdagi ahamiyati ko‘rsatib o‘tildi.

Bitiruv malakaviy ishning tuzilishi: Kirish, ikki bob, xulosa va foydalanilgan adabiyotlarni, 12 ta rasmni, 7 ta jadvalni o‘z ichiga olgan. 52 sahifada bayon etilgan.

I-BOB. YARIM O‘TKAZGICH MATERIALLAR

1.1.Yarim o’tkazgichlarning noyob xossalari

Yarim o’tkazgich materiallar o’zining quyidagi o’ta noyob xossalari bilan hozirgi zamon elektronikasi, mikroelektronikasi va nanoelektronikasining asosi hisoblanadi:

1.Yarim o’tkazgich materiali solishtirma qarshiligi temperatura oshishi bilan (0Kdan) eksponensial qonun bilan kamayadi. Masalan, kremniyning temperaturasi $T=100^0$ K dan 300^0K ga oshganda, uning solishtirma qarshiligi qiymati 10^{24}Om·sm dan $2\cdot10^5$ Om·sm gacha, ya’ni 10^{18} marta kamayadi. Shu oraliqda eng yaxshi metall Au solishtirma qarshiligi bor yo’g’i 17% ortadi. Demak, yarim o’tkazgichlarning elektr xossalarini harorat yordamida juda katta oraliqda boshqarish mumkin ekan. Bu yarim o’tkazgichlarga xos juda noyob xossadir.

2. Yarim o’tkazgich materiallar solishtirma qarshiligi kirishma atomlariga o’ta sezgirdir. Misol uchun agar yana o’sha Au ga biz 30% mis yoki InGa qo’shsak, uning solishtirma qarshiligi bor yo’g’i 3% o’zgarar ekan, shu holda xususiy 1 kg Si ga 0,001 mg ya’ni Si dagi atomlar sonidan 10^9 marta kam bo’lgan B,P yoki Sb ni qo’shadigan bo’lsak, uning solishtirma qarshiligi 10^3 marta oshadi. Demak, xona haroratida Si solishtirma qarshiligini faqat kirishma atomlar konsentratsiyasi $10^{11}\div10^{19}$ sm^{-3} ga oshirish hisobiga uning solishtirma qarshiligi $\rho\sim10^5$ Om·sm dan $\rho\sim10^{-3}$Om·sm ga o’zgartirish mumkin. Demak, yarim o’tkazgichlarga kirishma elementlari kiritilganda ularning xususiyatlarini keskin o’zgarishi ham ularning noyob xossaga ega ekanligidan darak beradi.

3. Yarim o’tkazgich materiallarida metallardan farqli holda 2 xil tok tashuvchilar ya’ni elektron va kovaklar mavjud. Bu degan so’z bitta yarim o’tkazgich materiali asosida elektron o’tkazuvchanlikka ega bo’lgan n− tip yoki kovak o’tkazuvchanlikka ega bo’lgan p− tip material olishimiz mumkin. Mana bu xususiyat “Qattiq jismlar elektronikasi,, ga asos bo’lishi diod (p−n) va tranzistorlarning kashf etilishiga va hozirgi zamon mikro hamda nanoelektronika

paydo bo'lishiga va rivojlanishiga asos bo'ldi. Yarim o'tkazgich materiallarining mana bu o'ta noyob xossasi insoniyat hayotida texnika yo'nalishi bo'yicha texnika revolyutsiya davrini boshlab berdi.

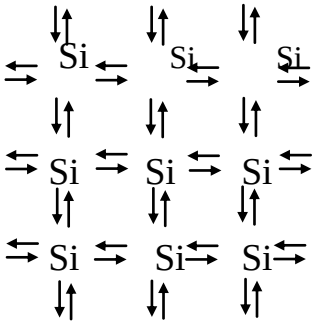
4. Metallarda umuman mavjud bo'lmagan tushuncha tok tashuvchilar (elektron va kovaklarning) yashash vaqtini boshqarish yo'llari yarim o'tkazgichlar asosida umuman yangi turdagi elektron asboblar yaratish imkonini berdi. Bular –lazerlar, fotoelementlar va boshqalar. Yarim o'tkazgichlarda tok tashuvchilar yashash vaqti juda katta oraliqda ($10^{3}\div10^{-11}$ sek) o'ta tez ishlaydigan hozirgi zamon hisoblash mashinalari paydo bo'lishiga olib keldi.

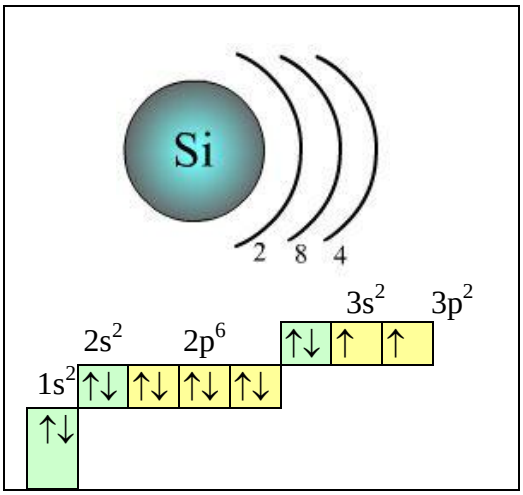
5. Metallarga qaraganda yarim o'tkazgich materiallari elektrik, optik, magnit xossalari tashqi tasirga (magnit maydon,radiatsiya, bosim, yorug'lik va h.k) o'ta sezgirdir.Mana bu noyob xossa− texnikalarni tubdan yangi davri yaratilishiga sabab bo'ldi. Bu esa hozirgi zamon hisoblash texnikasi, robototexnika va diagnostika sohalarini o'ta yuqori darajada rivojlanishiga asos bo'ldi.

6. Yarim o'tkazgich materiallarni metallardan yana bir farqli xususiyati bu tok tashuvchilar harakatchanligi nafaqat o'ta yuqori qiymatlarga va balki, harorat hamda nuqsonlarga o'ta bog'liqdir. Mana yarim o'tkazgichlarning asosiy noyob xossalarini fizik ma'nosi va ularning mohiyatini kitobimizning keyingi boblarida keltiramiz [3].

1.2. Yarim o’tkazgich materiallarda kimyoviy bog’lanish

Asosan yarim o’tkazgich materiallaridagi kimyoviy bog’lanish bu kovalent bog’lanishdir. Yarim o’tkazgich materiallarini tashkil etadigan atomlarning asosiy qismi *s* va *p* elektron qobiqlari to’lmagan bo’lgani uchun, kristall hosil bo’lganda, undagi hamma atomlarning tashqi elektron qobiqlari to’lishi shart. Natijada kristalldagi har bitta atomni tashqi qobig’ida elektronlar soni 8 taga yetib s^2p^6 holatiga o’tadi.Bunday bog’lanishda spinlari bir−biriga qarama−qarshi bo’lgan 2 ta elektron, ikki atom o’rtasida umumiy bo’lgan holda, ikki atomni bog’lab turadi. Misol uchun Si kristallini ko’radigan bo’lsak, undagi atomlarning valent elektronlari holati s^1p^3 holatda bo’lib, bunday atom to’rt tomondagi qo’shnilaridan bittadan, qarama−qarshi spinli elektronlarni qabul qilishi bilan, s^2p^6 holatigao’tadi.





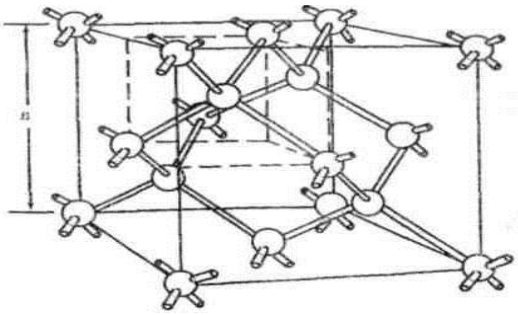
1.1 - rasm. Si da elektron qobiqlarning to’lishi va Si kristalining kovalent bog’lanishi

Shuning uchun bunday bog’lanishlarni s^1p^3 gibrid bog’lanishlar deb atash qabul qilingan. Yarim o’tkazgich materiallarida kovalent s^1p^3 bog’lanish mavjud bo’lishi uchun kristall shunday atomlaridan tashkil topgan bo’lishi kerakki, unda kristallni tashkil etgan 2 ta qo’shni atom valent elektronlari yig’indisi 8 ga teng bo’lishi kerak. Bunday kristallar Si(s^2p^2), Ge(s^2p^2), Sn(s^2p^2), C(s^2p^2) yoki III-gruppa elementlari Ga, In(s^2p^1) va V-gruppa elementlari As, Sb,P(s^2p^3), bunda bitta elektron V-gruppa to’la atomlaridan III-gruppa atomlariga o’tadi va natijada

III va V-gruppa atom elektronlar soni 4 tadan ya'ni s^1p^3 bo'ladi yoki II-gruppa elementlari Gd, Zn(s^2p^2) va VI-gruppa elementlari S,Se,Te(s^2p^4), bu holatda VI-gruppa elementlari (s^2p^4) dan 2 ta elektron to'laligicha II-gruppa elementlari (s^2) ga o'tadi va natijada har ikkala atomga ham s^1p^3 holatlari vujudga keladi hamda s^1p^3 tetroedrik kovalent bog'lanish hosil qiladi [4].

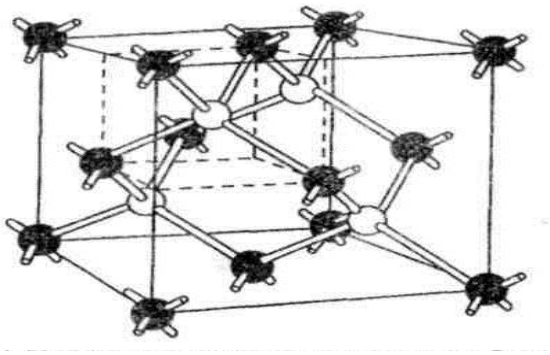
1.3. Yarim o’tkazgich materiallarida kristall panjara tuzilishi

Yarim o’tkazgich materiallar kristall panjara tuzilishi asosan 4 xil tuzilishga almaz, sinkovoy obmanka, vyursit va osh tuzi ko’rinishida uchraydi. Almaz kristall panjara− bu tomonlari markazlashgan ikkita kub elementar panjaraning bir- biriga nisbatan hajm dioganali chorak qismi bo’yicha siljiganda hosil bo’ladi.



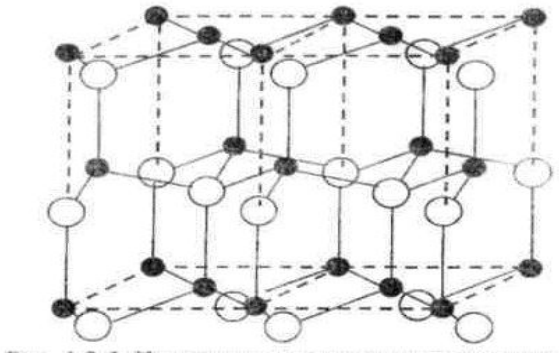
1.2 - rasm**.** Almaz kristall panjarasi

Sinkovoy obmanka kristall panjara− bu tomonlari markazlashgan ikkita kub elementar panjaraning hajm dioganali bo’yicha 1/4 qismi siljigan holatda hosil bo’ladi. Ammo buning Almaz tipdagi panjaradan farqi shuki bu tomonlari markazlashgan bitta kub elementar panjara faqat bir xil atomlardan, ikkinchi shunday panjara esa boshqa xil atomlardan tashkil topgan bo’ladi.



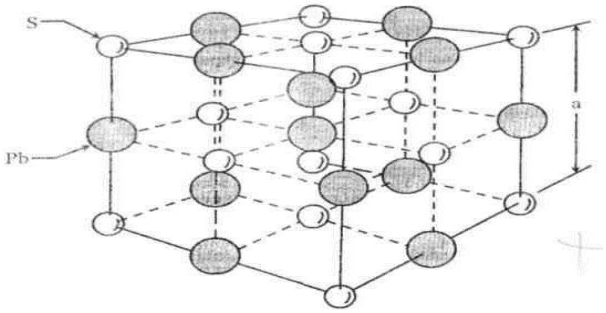
1.3 - rasm. Sinkovoy obmanka kristall panjarasi

Vyursit elementar kristall panjara− bu atomlari zich joylashgan ikkita geksogonal elementar yacheykaning bir-biriga kiritilgan holda paydo bo’ladi.Bunday kristall panjaralarda atomlar sinkovoy obmaka panjarasidagi tetroedrdagiday 4 ta yaqin atomlar bilan o’ralgan bo’ladi.



1.4- rasm. Vyursit kristall panjarasi

Tosh tuzi elementar panjarasi− bu ikkita tomonlari markazlashgan kub elementar yacheykalarning bir-biriga kiritilgan holda paydo bo'ladi. Bunday panjarada bitta atom boshqa eng yaqin oltita atom bilan o'ralgan bo'ladi.



1.5- rasm. Osh tuzi kristall panjarasi

Quyidagi jadvalda mavjud yarim o'tkazgich materiallari qanday elementar panjara holda ekanligi va panjara doimiylari keltirilgan:

1.1- jadval

Materiall	Element yoki birikma Liiement or compound	Nomlanishi Name	Kristall srukturasi Crystal structure	Panjara doimiysi 300K (A) Lattice constant at 300K (A)
I	C	Uglerod Carbon (diamond)	D	3,56683
Element	Ge	Germaniy Germanium	D	5,64613
	Si	Kremniy Silicon	D	5,43095
	Sn	Qalay Grey tin	D	6,48920
IV-IV	SiC	Karbit Kremniy Silicon carbide	W	a=3,086;c=15,117

	AlAs	Alyuminiy Arsenid Aluminum arsenide	Z	5,6605
	A1P	Alyiminiy Fosfid Aluminum phosphide	Z	5,4510
	AlSb	Alyuminiy Antimonid Aluminum antimonide	Z	6,1355
III-V	BN	Bor Nitrid Boron nitride	Z	3,6150
	BP	Bor Fosfid Boron phosphide	Z	4,5380
	GaAs	Galiy Arsenid Gallium arsenide	Z	5,6533
	GaN	Galiy Nitrid Gallium nitride	W	a=3,189;c=5,185
	GaP	Galiy Fosfid Gallium phosphide	Z	5,4512
	GaSb	Galiy Antimonid Gallium antimonide	Z	6,0959
III-V	InAs	Indiy Mishyak Indium arsenide	Z	6,0584
	InP	Indiy Fosfid Indium phosphide	Z	1 5,8686
	InSb	Indiy Antimonid Indium antimonide	Z	6,4794
	CdS	Kadmiy Sulfid Cadmium sulfide	Z	5,8320
	CdS	Kadmiy Sulfid Cadmium sulfide	W	a=4,16; c=6,756
	CdSe	Kadmiy Selen Cadmium selenide	Z	6,050
II-VI	CdTe	Kadmiy Tellur Cadmium telluride	Z	6,482
	ZnO	Rux Oksid Zinc oxide	R	4,580
	ZnS	Сульфид цинка Zinc sulfide	Z	5,420
	ZnS	Rux Sulfid Zinc sulfide	W	a=3,82; c=6,26
	PbS	Qo’rg’oshin Sulfid Lead sulfide	R	5,9362
IV-VI	PbTe	Qo’rg’oshin Tellur Lead telluride	R	6,4620
	PbSe	Qo’rg’shin Selen Lead selenide	R	6,12

D-almaz; W-vyursit; Z-sinkovoy obmanka; R-kamenniy sol

D-diamond; W-wurtzite; Z-zincblende; R- rock salt

1.4. Yarim o’tkazgich materiallaridagi nuqsonlar

Metallardan farqli holda nuqsonlar yarim o’tkazgich materiallarining barcha fizik xossalariga juda katta ta’sir ko’rsatadi. Shuning uchun nuqsonlar tabiatiga va konsentratsiyasiga qarab, yarim o’tkazgich materiallari xossalarini maqsadga muvofiq boshqarish mumkin. Yarim o’tkazgich materiallaridagi nuqsonlar ularning o’lchovlariga qarab, xuddi boshqa qattiq jismlar kabi nuqtaviy, chiziqli va hajmli nuqsonlarga bo’linadi. Bundan tashqari yarim o’tkazgich materiallarda nuqsonlar elektr aktiv va elektr neytral holatda bo’lishi mumkin. Elektr aktiv nuqson deganda, kristall panjara nuqsonlari paydo bo’lishi bilan undagi tok tashuvchilar miqdori o’zgaradi, ya’ni elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi oshishi yoki kamayishi mumkin, natijada yarim o’tkazgich materiallarining o’tkazuvchanligi o’zgaradi.Bu metallarda uchramaydigan hodisa.

Agar nuqson yarim o’tkazgich materiallarda elektron va kovaklar o’zgarishiga ta’sir etmasa bunday nuqsonlarni elektroneytral nuqsonlar deb ataladi. Elektr aktiv nuqsonlarga erkin elektronlar va kovaklar hosil qiluvchi kirishma atomlar, vakansiyalar va radiyatsion nuqsonlar kiradi. Erkin elektronlar va kovaklarning nuqson bo’lishiga sabab, erkin elektronlar kovalent bog’lanishni uzish hisobiga paydo bo’lganligi uchun bog’lanishi buzilgan atom musbat zaryadlangan ion holiga o’tadi. Kovak esa, kovalent bog’lanishi buzilishi hisobiga musbat ionga aylangan yarim o’tkazgich materiallining asosiy atom holidir. Shuni ham ta’kidlash zarurki, kirishma atomlarining hammasi ham elektr aktiv nuqson bo’lolmaydi. Agar kirishma atomlarining valent elektronlari soni, yarim o’tkazgich materiallining asosiy atom valent elektronlari soniga mos kelsa, bunday atom kovalent bog’lanishini to’la ta’minlagani uchun, qo’shimcha erkin elektronlar va kovaklar hosil qilmaydi. Chiziqli nuqsonlarga− Dislokatsiya kiradi. Dislokatsiya ham elektr aktiv nuqson holatlarda uchraydi.

Yarim o’tkazgichlarda nuqsonlarni o’z tabiatiga ko’ra muvozanatdagi, nomuvozanatdagi va kvazi muvozanatdagi nuqsonlarga bo’lish mumkin. Muvozanatdagi nuqsonlarga berilgan tempratura energiyasi kT, mos keladigan

kristall panjara nuqsonlariga aytiladi. Kristall o’stirilayotganda diffuziya yo’li bilan kiritilgan barcha kirishma atomlarining holati, o’stirilayotgan yoki diffuziya qilinayotgan haroratdan past hamma haroratlarda nomuvozanat holatda bo’ladi. Bunday nuqsonlar albatta vaqt o’tishi bilan asta-sekin o’z muvozanat holatiga qaytishi mumkin. Eksiton bu− o’zaro bog’langan va doimo birlashib harakat qiladigan elektron va kovaklar juftiga aytiladi. Eksiton o’ta past haroratlarda mavjud bo’ladi. Eksitonlar elektr aktiv nuqsonlar emasdir. Yarim o’tkazgich materiallarida kirishma atomlar holati yuqorida ko’rsatilgandek kirishma atomlari elektr aktiv va neytral holatlarda bo’lishi mumkin. Elektr aktiv kirishma atomlar o’z tabiatiga ko’ra 3 xil vaziyatda uchraydi.

Agarda kirishma atomlar valent elektronlar soni yarim o’tkazgichdagi asosiy atomlar valent elektronlaridan ko’p bo’lsa, ularda qo’shimcha erkin elektronlar paydo bo’lishiga olib keladi. Bunday atomlar-donor kirishma atomlari deb ataladi. Agar kirishma atomlar valent elektronlar soni yarim o’tkazgich materiali asosiy atomlar valent elektronlar sonidan kam bo’lsa, kovaklar paydo qiladi. Bunday kirishma atomlar-akseptor kirishma atomlar deb ataladi. Ba’zi bir kirishma atomlar yarim o’tkazgich kristall panjarasida ham elektronlar ham kovaklar o’zgarishiga olib kelishi mumkin, bunday kirishma atomlar amfoter kirishma atomlar deyiladi [5].

1.5. Yarim o’tkazgich materiallariga kirishma atomlar kiritish yo’llari

Yuqorida keltirilgandek, yarim o’tkazgichlarning fizik xossalarini ya’ni, ularni o’tkazuvchanlik, fotosezgirlik va magnit hossalarini juda katta ko’lamda boshqarishning asosiy yo’li bu bunday materiallarga kerakli va aniq konsentratsiya miqdorida kirishma atomlar kiritishdir. Hozirgi zamon texnologiyasi bo’yicha kirishma atomlar 3 xil yo’l bilan kiritiladi. Kristallarni o’stirish paytida, diffuziya yo’li bilan va ion implantatsiya yo’li bilan.

Monokristallarni berilgan yo’nalish bo’yicha o’stirish usullarini eng asosiylaridan biri bu Choxlar usulidir. Ushbu usul bilan o’stirilgan Kremniy monokristali quydagi rasmda keltirilgan.Bunda maxsus kvars tigillarda yarim o’tkazgich materiallari suyultirilgan holda bo’lib, bunday suyuqlik yuzasiga aniq yo’nalishiga ([111], [110], [101]) ega bo’lgan ingichka monokristall (zatravka) tushuriladi. Zatravka suyuq yarim o’tgazgichga tekkanidan so’ng, u o’z o’qida aylanish bilan birga asta sekin (1÷3 mm) yuqoriga minutiga ko’tarila boshlaydi. Natijada o’sha zatravka yo’nalishiga mos holda, suyuq jism kristall holiga aylanadi.

1.6– rasm. Choxlar usuli bilan olingan Si monokristali

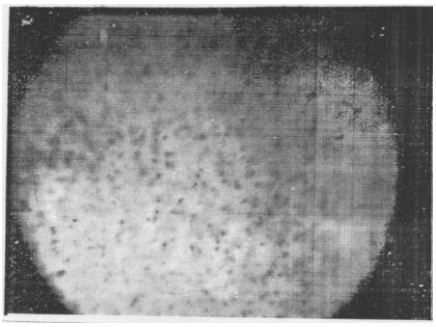
Bunda suyuq holdagi jismga bo’lajak monokristallning qanday fizik parametrlariga ega bo’lishini ta’minlaydigan Bor, Fosfor, Mishyak yoki boshqa kirishma atomlarini kerakli miqdorda qo’shib, ularning butun suyuqlik bo’yicha tekis taqsimoti ta’minlanadi. Kirishma atomlarining bunday usul bo’yicha kiritilishi, o’lchovlari har xil bo’lgan, ammo bir xil fizik parametrlarga ega bo’lgan

monokristallar olish uchun ishlatiladi.Kirishma atomlarining yarim o’tkazgich material kristallariga kiritishning ikkinchi usuli bu diffuziya yordamida bajariladi. Bu usulda asosan kirishma atomlarini ma’lum bir yupqa qatlamlarda hosil qilish uchun ishlatiladi. Bunday usulda kiritilayotgan kirishma atomlar konsentratsiyasi, uning diffuziya qilinayotgan temperaturasidagi eruvchanligi, qancha qalinlikka kirishi esa diffuziya koefsiyenti bilan chegaralanadi.Bu usul hozirgi zamon mikrosxemalar va diskret yarim o’tkazgichli asboblar yaratish jarayonida asosiy usul hisoblanadi.

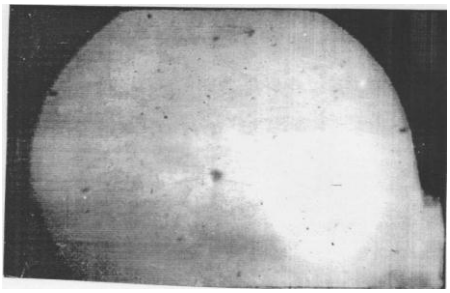
Kirishma atomlar kiritishning uchinchi usuli bu kirishma atomlarini vakuumda maxsus yo’llar bilan ularning energiyasini oshirib, kristall yuzani kirishma atomlar bilan bombardimon qilishdir. Natijada kirishma atomlari (ionlari) energiyaga mos holda yuzadan bir necha 10 A^o dan bir necha 100 A^o gacha kiradi, ya’ni yarim o’tkazgich materialining sirt yuzasidagi o’ta yupqa qatlam kirishma atomlari bilan boyitiladi. Bunday usulda kiritilgan atomlarni elektr aktiv holiga keltirish uchun kristall ma’lum tempraturaga qizdiriladi, bundan tashqari kirishma atom ionlari bilan bombardimon qilingan kirishma atomlari yetib borgan joygacha radiatsion nuqsonlar hosil bo’ladi, agar ionlar energiyasi va dozasi yuqori bo’ladigan bo’lsa unda kristall yuzasi amorf holga kelishi mumkin. Bu usuldan foydalanganda kristall yuzasida xohlagan konsentratsiyadagi kirishma atomlar paydo qilish mumkin [6].

1.6. Kirishma atomlarning diffuziyasi

Diffuziya yo'li bilan kirishma atomlar kiritish hozirgi zamon mikroelektronikasida xar xil murakkablikdagi integral sxemalar yaratish texnologiyasi jarayonining eng asosiy etaplaridan hisoblanadi. Diffuziya jarayoni 2 ta asosiy tushuncha: kirishma atomlar eruvchanligi va ularning diffuziya koeffisienti bilan aniqlanadi. Eruvchanlik berilgan haroratda diffuziya yo'li bilan kristallga kiritish mumkin bo'lgan atomlar konsentratsiyasidir. Eruvchanlik, kirishma atomlar radiusi, massasi va ular tashqi elektron qobig'idagi elektronlar soniga, yarim o'tkazgich asosiy atomlaridan qanchalik farq qilganligiga bog'liq. Bu farq qancha katta bo'lsa, bunday kirishma atomlarining kristall panjara tugunlarida joylashish ehtimolligi shuncha kam bo'lishi bilan birga ularning eruvchanlik qiymatlari ham kam bo'ladi. Agar kirishma atomlar bilan yarim o'tkazgich asosiy atomlar orasidagi tafovud qancha katta bo'lsa, bunday holda kirishma atomlar kristall panjara oralig'ida joylashish ehtimolligi ko'p bo'ladi. Bunday kirishma atomlar bor kristall panjarali yarim o'tkazgich materiallar tugunlar aro hosil qilgan qattiq jism kirishma deb ataladi. Bundaylarga: Si ga Zn, Fe, Ni, Co . . .



a)



b)

1.7- rasm.a). Diffuziya jarayonida Si monokristaliga Ni atomlarini kiritilayotgan paytda infraqizil nurda olingan tasviri b) solishtiriluvchi namuna

Agar kirishma atomlar bilan yarim o'tkazgich asosiy atomlar orasidagi tafovud qancha kam bo'lsa bunday atomlar kristall panjara tugunlarida joylashish ehtimolligi ko'p bo'lishi bilan birga ularning eruvchanligi ham yuqori darajada

bo'ladi. Bunday yarim o'tkazgich materiallar o'rindoshli qattiq jism kirishmalari deb ataladi. Masalan, bularga Si uchun B, In, Ga, P, As, Sb . . . Umuman kirishma atomlari atomlar eruvchanlik tempraturaga bog'liqligi qo'ydagicha aniqlanadi:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{E}{KT}} \qquad (1.1)$$

Bu yerda N-berilgan haroratda kirishma atomlar eruvchanligi, k-Boltsman doimiysi, T-harorat, E-eruvchanlik energiyasi, N_o-tempratura cheksiz bo'lganda eruvchanlik qiymatidir.

Atomlarning yarim o'tkazgich material sirtidan diffuzuya natijasida hajm bo'ylab kirib borish tezligini ko'rsatadigan kattalik bu diffuziya koeffisiyentidir. Diffuziya koeffisienti qiymati ham kirishma atomlari parametrlari va diffuziya tezligiga bog'liq.

$$D = D_0 \cdot \exp(-\frac{E_d}{kT}) \qquad (1.2)$$

D_o-tempratura cheksiz bo'lgandagi diffuziya koeffisienti, E_d-diffuziyaning energiya faolligi (ya'ni atomlarning kristall panjara ichida bir muvozanat holatdan ikkinchi muvozanat holatga o'tishi uchun zarur bo'lgan energiya).

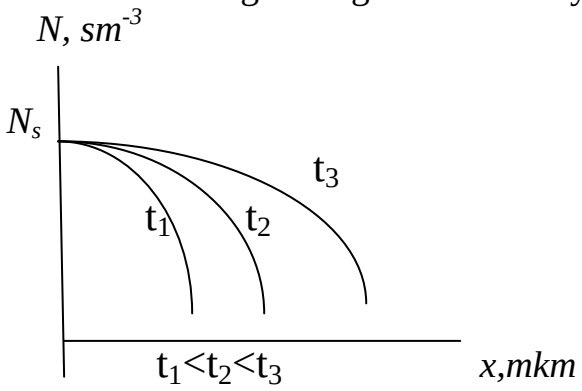
Agar kirishma atomlar tugunlar bo'yicha diffuziya qilinadigan bo'lsa, unda E_d qiymati tugunda turgan atomning 3 ta qo'shnisi bilan bog'lanishni uzish uchun kerak bo'lgan energiya ham atom qo'shni tugun joyiga o'tishi uchun u yerda vakansiya paydo bo'lishi uchun kerak energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi. Bunday kirishma atomlar uchun Si da E_d qiymati E_d=3÷5 eV ga teng bo'ladi. Agar atom tugunlar aro diffuziya qilinayotgan bo'lsa, unda E_d qiymati atom turgan tugunlar aro joyidan qo'shni shunday joyga o'tishi uchun zarur bo'lgan energiyalar bilan, atom 2 ta tugun o'rtasidan o'tayotganda tashqi qobiq elektronlar o'zaro itarilish kuchlarini yengish uchun sarf qilinayotgan energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi. Bunday kirishma atomlar uchun E_d qiymati E_d=0,5÷2,5 eV atrofida bo'lishi mumkin.

Diffuziya jarayonida berilgan vaqtda kirishma atomlarning hajm bo'yicha taqsimoti diffuziya vaqtida kirishma atomlar miqdoriga qarab 2 xil bo'lishi

mumkin. Agar diffuziya jarayonida jism sirtidagi yoki diffuziya kechayotgan muhitda kirishma atomlar konsentratsiyasi, kirishma atomlarning diffuziya bo'layotgan haroratdagi eruvchanligidan juda katta bo'lsa, ya'ni diffuziya jarayonida kirishma atomlarning sirtdagi qiymati deyarli o'zgarishsiz qolsa, bunday holatni chegaralanmagan manbadan diffuziya deyiladi va uning taqsimot quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$N = N_s \cdot erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) \qquad (1.3)$$

bu yerda D – diffuziya koeffsiyenti, t – diffuziya vaqti, x – diffuziya chuqurligi, N_s – kirishma atomlarning sirtdagi konsentratsiyasi.



1.8– rasm. Chegaralanmagan manbadan diffuziyaning taqsimoti

Bunday holat o'zgarmas manbadan bo'layotgan diffuziya holati deyiladi.

Agar diffuziya jarayonida kirishma atomlarning jism sirtidagi konsentratsiyasi o'zgarib boradigan bo'lsa, bunday holni chegaralangan manbadan diffuziya deyiladi va uning taqsimoti quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \qquad (1.4)$$

bu yerda Q – diffuziya vaqtida 1sm^2 yuzadan yarim o'tkazgichga kiritilgan kirishma atomlari miqdori, D – diffuziya koeffsiyenti, t – diffuziya vaqti, x – diffuziya chuqurligi [7].

1.7. Kirishma atomlarning eruvchanligi. Binar yarim o'tkazgich materiallarida kirishma atomlar eruvchanligi.

Kirishma atomlarning kristallda eruvchanligi – berilgan haroratda diffuziya natijasida kristallga kiritish mumkin bo'lgan maksimum atomlar konsentratsiyasiga aytiladi. Demak, shu haroratdagi eruvchanlikdan ortiqcha atomlarni kristall panjaraga kiritish mumkin emas. Eruvchanlik haroratga bog'liq bo'lib, harorat oshishi bilan eksponensial qonuniyat bilan oshib boradi va quydagi munosabat bilan aniqlanadi:

$$N = N_o \, exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \qquad (1.5)$$

bu yerda N_o – $T = \infty$ bo'lganda eruvchanlik, E – eruvchanlik energiyasi, k – Bolsman doimiysi. Kristall panjaraga diffuziya yo'li bilan kiritilgan kirishma atomlar har xil holatlarda bo'lishi mumkin – faqat tugunlarda joylashishi, faqat tugunlar aro joylashishi hamda boshqa atomlar yoki nuqsonlar bilan kompleks hosil qilgan holda ham uchraydi. Nazariy hisoblashlar ko'rsatadiki, kirishma atomlarning tugunlarda joylashishi uchun quyidagi shartlar bajarilishi lozim, ya'ni yarim o'tkazgichning asosiy atomlari va kirishma atomlar radiuslari bir – biriga juda yaqin bo'lishi va ularning farqi 14% dan oshmasligi kerak. Shu bilan birga asosiy atom va kirishma atom tashqi qobig'idagi elektronlar soni ham juda kam farq qilishi kerak. Masalan, Ge atomlarining valent elektronlari soni, atom radius hamda kristall tuzilishlari Si atomlaridan juda kam farq qilganligi uchun Ge kremniy kristallda cheksiz eruvchanlik xususiyatiga ega.

Kirishma atomlarning tugunlar aro joylashishi uchun kirishma atomlardan atom radiusi qancha kam va ularning valent elektronlari, yarim o'tkazgich asosiy atom valent electronlari qancha ko'p farq qilishi asosiy sabab bo'ladi. Masalan, Li atomlari kremniy kristallida 100% tugunlar orasida joylashadi. Ammo juda ko'p kirishma atomlari bir vaqtning o'zida ham tugunlarda ham tugunlar orasida joylashishi mumkin. Masalan, Cu,Fe,Mn,Ni – atomlari kremniyda shunday

holatlarda bo'ladi. Kirishma atomlar diffuziya koeffsiyenti bilan, ularning eruvchanligi o'rtasida ma'lum bog'lanish bor, ya'ni diffuziya koeffsiyenti qancha katta bo'lsa, ularning eruvchanligi shuncha kam bo'ladi.

Diffuziya yo'li bilan kiritilgan atomlarning hammasi ham elektroaktiv bo'lmaydi, ya'ni ular ta'qiqlangan sohada biror energetic sath hosil qilib, qo'shimcha electron yoki kovak hosil qilmaydi. Bunday xususiyatga ko'proq diffuziya koeffsiyenti katta bo'lgan va asosan tugunlar orasida joylashgan kirishma atomlari ega bo'ladi. Masalan, nikel kirishma atomlarining T=1250°C da eruvchanligi N=(4÷5)10^{17} sm^{-3} bo'lsa, ulardan faqat $4\cdot10^{14}$ sm^{-3} elektraktiv atom hisobida ikkitadan akseptor energetic sathi hosil qiladi. Kiritilgan atomlarning asosiy qismi 99.9% i elektroneytral holatda qolib, har xil va boshqa nuqsonlar bilan komplekslar hosilqiladi. Shunday xususiyatga Fe, Mn, Co, Cd…. va boshqalar ham egadir. Kirishma atomlarining eruvchanligi ta'sir etadigan yana kattalik bu ularning segregatsiya koeffsiyenti – k. Bu kattalik kirishma atomlarining yarim o'tkazgich materiallari ularning erigan (N_y) (suyuq) va qattiq jism (N_s) holatidagi ya'ni fazaviy muvozanat holatidagi konsentratsiyalarning nisbatiga tengdir.

$$k = \frac{N_{qattiq}}{N_{suyuq}} \qquad (1.6)$$

k – kirishma atomlar tabiatiga bog'liq bo'lib, u qancha katta bo'lsa, ya'ni 1ga yaqinlashsa, uning eruvchanligi shuncha katta bo'ladi. Quyida kremniy kristallida ba'zi kirishma atomlarning eruvchanligi va segregasiya koeffsiyenti qiymatlari keltirilgan:

1.1- jadval

Kremniyda kirishmalarning eruvchanlik va taqsimlanish koeffisiyenti

Kirishma	Maksimal eruvchanlik , at/sm^{-3}	Segregasiya koeffisiyenti, %	Maksimal harorat, °C
Cu	$3\cdot10^{18}$	$2{,}5\cdot10^{-4}$	1300
Ag	$2\cdot10^{17}$		1350
Au	$1\cdot10^{17}$	$3\cdot10^{-5}$	1250
Li	$4\cdot10^{19}$	$1{,}3\cdot10^{-2}$	1200

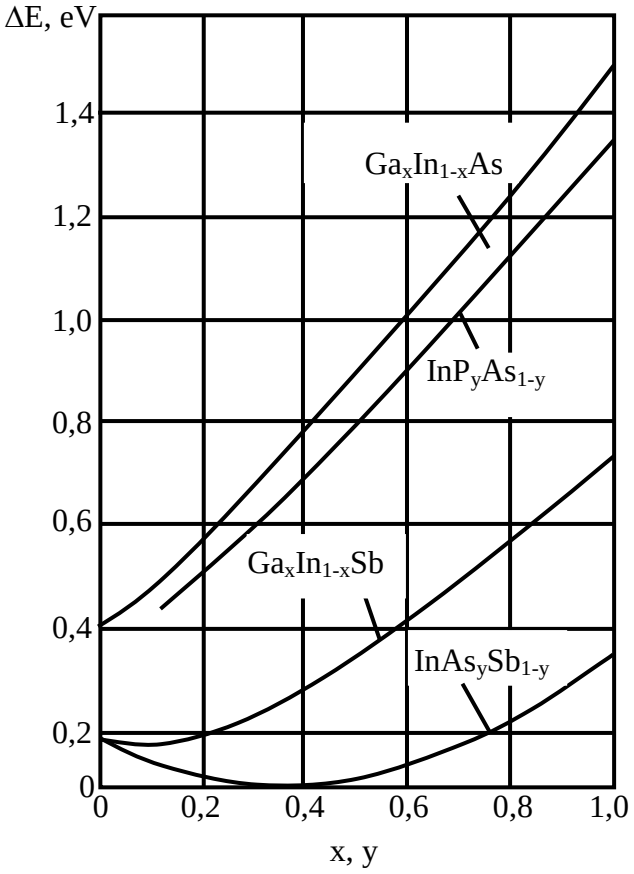
B	10^{20}	0,9	1200
Al	$1,7\cdot10^{20}$	10^{-1}	1200
In	10^{19}	$5\cdot10^{-4}$	1200
P	$2\cdot10^{20}$	0,35	1200
As	10^{20}	0,3	1200
Sb	10^{20}	0,4	1200
Zn	10^{17}	$4\cdot10^{-4}$	1250
Mg	10^{16}		1250
Cd	10^{16}		1250
Hg	10^{16}		1270
Sc	10^{16}		1250
V	10^{16}		1250
Sn	10^{21}		1350
Ge	10^{22}		1430
Cr	10^{16}		1200
Fe	$5\cdot10^{16}$	$8\cdot10^{-6}$	1250
Co	$2\cdot10^{16}$		1250
Ni	$7\cdot10^{17}$		1250
Mn	$2\cdot10^{16}$		1250
Re	10^{16}		1250
Ru	10^{17}		1260
Os	10^{16}		1300
Rn	10^{16}		1250
Ir	$5\cdot10^{16}$		1250
Pd	$4\cdot10^{16}$		1250
Pt	10^{16}		1250
Sm	10^{18}		1300
Gd	10^{18}		1300
Ho	10^{17}		1300
O	$1,7\cdot10^{18}$		1250
S	$5\cdot10^{16}$		1250
Se	10^{17}		1250
Te	$5\cdot10^{17}$		1250
Mo	10^{15}		1200
W	10^{15}		1200

Shuni ham ta’kidlash lozimki, ba’zi kirishma atomlar eruvchanligi hamma vaqt ham (1) ifoda bilan aniqlanmaydi. Ularning eng katta eruvchanligi ma’lum haroratgacha o’sib borib keyin kamayadi. Masalan, Cu atomlarini kremniyda eng katta eruvchanligi $T=875^{o}C$ da $N=4\cdot10^{16}$ sm^{-3} ga teng bo’lib, keyin harorat oshishi bilan u kamayadi [8].

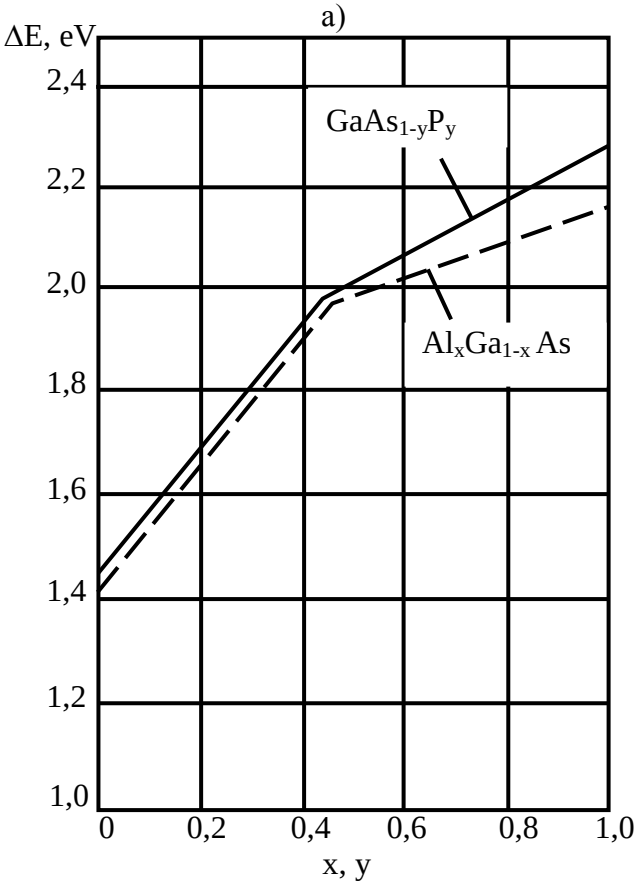
Elementar yarim o’tkazgich materiallari kremniy germaniydan farqli holda A^{III} B^{V} yoki A^{IV} B^{VI} yarim o’tkazgich materiallarda kirishma atomlarning tugundagi holati har xil bo’ladi. Bunga sabab kirishma atomi Si masalan GaAs da Ga atomi o’rnini egallasa, u donor sifatini namoyon qilsa yoki agar u As atomi o’rnini egallaganda u endi akseptor kirishma atomi sifatida namoyon bo’ladi. Shu bilan birga Si kirishma atomining GaAs eruvchanligi ham uning qanday turganiga bog’liq bo’ladi. Chunki yuqorida haroratda diffuziya qilinganda GaAs kristallida As atomlari o’rnida ko’proq vakansiyalar hosil bo’ladi. Shunga mos holda kirishma atomlarining As atom o’rnini egallashi yuz beradi. Aksincha pastroq haroratda ($T < 800^{o}C$) kirishma atomlari diffuziya qilinganda ularning Ga atomlari o’rnida joylashishi ehtimoli oshadi.

Shuni ham ta’kidlab o’tish kerakki, A^{III} B^{V} va A^{IV} B^{VI} yarim o’tkazgich materiallarida izovalent (valentligi bir xil) kirishma atomlarining diffuziyasi tufayli, tubdan yangi murakkab yarim o’tkazgich materiallari yaratish mumkin. Masalan GaAs kristalliga III – guruh elementlaridan Zn yoki Al diffuziya qilinganda ular albatta Ga atom o’rnini egallashi bilan birga ularning eruvchanligi juda katta bo’ladi. Shuning hisobiga masalan Zn kirishma atomlarini bir necha % kiritish yo’li bilan yangi $Zn_{1-x}Ga_xAs$ – materiall hosil qilinadi. Endi bu yerda Zn qisman Ga o’rnini egallagani uchun u hech qanday energetic sath hosil qilmagan va kimyoviy bog’lanishni buzmagan holda yangi murakkab elementar panjara $Zn_{1-x}Ga_1As$ – hosil qiladi. Bunday panjaraning fundamentall parametrlari – ta’qiqlangan soha kengligi, zaryad tashuvchilar harakatchanligi GaAs dan tubdan farq qiladi. Bu parametrlarni Zn ning eruvchanligini oshirish yo’li bilan to ZnGa materiallari fundamentall parametrlarigacha o’zgartirish mumkin. Quyidagi rasmda bunday holat juda yaxshi aks ettirilgan:

1.2- jadval. Ta'qiqlangan soha kengligini $^{III}B^{V}$ birikmalari asosidagi qattiq jismlarning tarkibiga bog'liqligi (T=300K).



а)



б)

a – birikmalar – bir xil soha tuzilishiga ega juftliklar; б – birikmalar – har xil soha tuzilishiga ega juftliklar.

Xuddi shunga V – guruh elementlari atomlarining A^{III} B^{V} dagi eruvchanligining juda katta ekanligini hisobiga ularni diffuziya qilish yo'li bilan yangi tipdagi yarim o'tkazgich materiallari $GaAs_1P_{1-x}$ yoki $GaAs_1Sb_{1-x}$ lar yaratiladi. A^{III} B^{V} yarim o'tkazgich materiallariga ham izovalent II yoki VI – guruh elementlarini diffuziya yo'li bilan kiritish orqali yangi – $Cd_1Zn_{1-x}S$, CdS_1Se_{1-x} – materiallarni yaratish mumkin. Izovalent kirishma atomlarining eruvchanligini A^{III} B^{V}, $A^{II}B^{VI}$ – yarim o'tkazgich materiallarida cheksiz eruvchanligi nafaqat yangi murakkab yarim o'tkazgich materiallarini yaratish imkoniyatini beribgina qolmay, balki bitta kristallda ma'lum qalinlikka ega bo'lgan yangi tipdagi geteroo'tishlar yaratish imkonini beradi. Masalan, $Ga_1Al_{1-x}As$ – GaAs va shunga o'xshash. Bunday yangi tipdagi geteroo'tishlar o'ta faol ishlaydigan va boshqariladigan yarim o'tkazgichli lazerlar va fotoelementlar yaratish imkoniyati oshadi. Quyidagi jadvalda murakkab yarim o'tkazgichlarning ta'qiqlangan soha kengligini izovalent kirishma atomlar miqdoriga bog'liq o'zgarishi keltirilgan:

1.3 – jadval.

Murakkab yarim o'tkazgich materiallarining ta'qiqlangan soha kengligi

$GaAs_{0,88}Sb_{0,12}$	1,21 эВ
$Ga_{0,47}In_{0,53}As$	0,75 эВ
$Ga_{0,5}In_{0,5}Sb$	0,36 эВ
$Ga_{0,3}In_{0,7}Sb$	0,24 эВ
$InAs_{0,2}P_{0,8}$	1,1 эВ
$Ga_{0,13}In_{0,87}As_{0,37}P_{0,63}$	1,05 эВ
$GaAs_{0,45}P_{0,55}$	1,977 эВ
$Al_{0,4}Ga_{0,86}As$	1,59 эВ
$Al_{0,4}Ga_{0,86}As$	1,62 эВ
$Ga_{0,612}In_{0,388}As$	0,95 эВ
$CdGaAs_2$	0,55 эВ
$CdSnP_2$	1,15 эВ

$ZnGeP_2$	2,2 эВ
$AgZnSe_2$	1,2 эВ
$AgZnS_2$	2,0 эВ
$AgGaS_2$	2,7 эВ
$CuAlS_2$	3,5 эВ

Masalan: 1. Muvozanat vakansiyalar konstentrastiyasi kremniy kristallida quyidagi ifoda orqali aniqlanadi.

$$N_v = 5\cdot 10^{22}\exp\left(-\frac{3}{KT}\right)$$

Bunda ҳarorat T= 1000 ^{0}K da vakansiyalar konstentrastiyasini aniqlash mumkin. Buni aniqlashda мuvozanat vakansiyalar konstentrastiyasi kremniy kristallida aniqlanish ifodasidan foydalanamiz.

$$N_v = 5\cdot 10^{22}\exp\left(-\frac{3}{kT}\right)$$

Bu erda: k- Bolsman doimiysi bo'lib, uning qiymati k=8,61$\cdot 10^{-5}$ eV/Kl ifodaga qo'yib, ҳarorat T= 1000 ^{0}K da kremniy kristalida hosil bo'lgan vakansiyalar konstentrastiyasini aniqlaymiz.

$$N_v = 5\cdot 10^{22}\exp\left(-\frac{3}{kT}\right) = 5\cdot 10^{22}\exp\left(-\frac{3}{8{,}61\cdot 10^{-5}\cdot 1000}\right) =$$

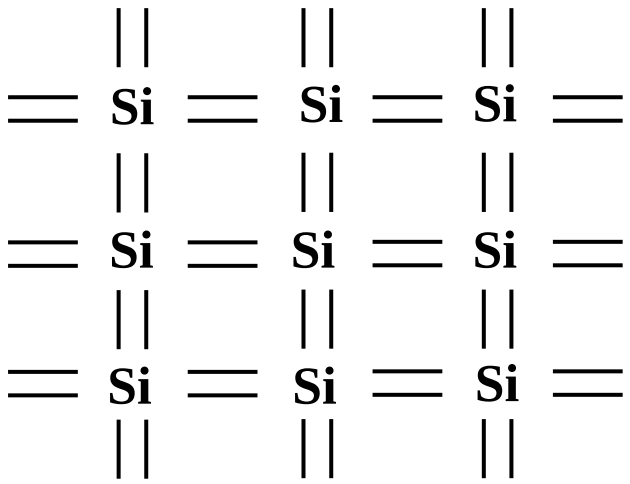
$$5\cdot 10^{22}\exp(-34{,}84) = 5\cdot 10^{22}\cdot 10^{-15{,}14} = 5\cdot 10^{22}\cdot 10^{-16}\cdot 10^{0{,}86} = 5\cdot 7{,}24\cdot 10^{6} =$$

$$36{,}2\cdot 10^{6}\,sm^{-3} = 3{,}6\cdot 10^{7}\,sm^{-3}$$

Demak harorat T= 1000 ^{0}K da kremniy kristalida hosil bo'ladigan vakansiyalar konstentrastiyasi $N_v = 3{,}6\cdot 10^{7}\,sm^{-3}$ni tashkil etar ekan.

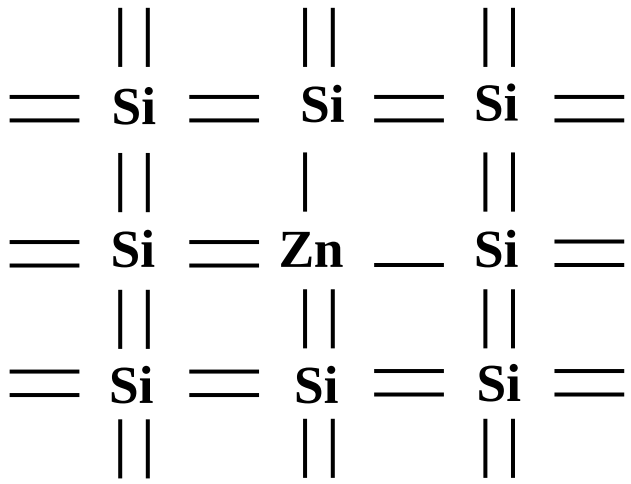
2-dan: II guruh elementi Zn kremniyda (agar ular tugunda Si atom o'rnini egallagan bo'lsa) qanday holatda bo'ladi va qancha energetik sath hosil qiladi.

Masalaning echilishi: Kremniy elementi tashqi qobig'ida to'rtta elektroni bo'lib, bitta kremniy to'rtta kremniy bilan kovalent bog'lanishi hisobiga olmos ko'rinishidagi tetroedirik kristall panjara hosil qiladi.



1.9- rasm. Kovalent tetraedrik bog’lanishi

Agar II guruh elementi Zn kremniy kristall panjarasida tugunda joylashgan Si atomini o’rnini egallagan bo’lsin, u holda Zn ikkinchi guruh elementi tashqi qobig’ida ikkita elektron bo’lganligi uchun kristall panjarada ikkita elektron bog’lanishi etmaydi. Ya’ni ikkita kovak hosil bo’lib qoladi. Bundan ko’rinadiki, kristall panjara elektronlar uchun yutuvchi kovaklar uchun itaruvchi markazni kremniyning ta’qiqlangan zonasida hosil bo’lishini ko’rishimiz mumkin. Demak, kremniyda rux atomi kiritilganda ikkita akseptor sathi hosil qilib, bu sathlar: $E_v + 0.26$ eV va $E_v + 0.55$ eV larni tashkil qilar ekan [9].



1.10- rasm. Kremniy elementiga rux atomi kiritilgan

II BOB. ZARYAD TASHUVCHILAR KONSENTRATSIYASI BA HARAKATCHANLIGINI O‘LCHASH USULLARI.

2.1. Krimneyda ionli legirlash usuli.

Ionlar implantatsiyasi-bu asos material taglik (masalan, kremniy)ga boshqa element (masalan Ge, Mn, Fe, Ni) ionlarni bombardimon qilib kiritishdir.

Bunda taglikka mo‘ljallangan miqdorda begona atomlarni ionlar energiyasi va dozasini boshqarish orqali kiritiladi. Kiritilgan katta miqdordagi va nomuvozanatdagi atomlar o‘z-o‘zidan tashkillashtirish jarayonlari tufayli katta sondagi 10 000 tagacha atomlarning bir nuqtasida birikmalari-nanoklasterni hosil qiladi va ular kvant xususiyatlari deyiladi.

Keyingi yillarda yarim o‘tkazgichlar sirtida KN (kvant nuqta)larni ionlar implantatsiyasi usuli yordamida hosil qilish va ularni xossalarini o‘rganish shiddat bilan rivojlanmoqda. Jumladan, jahondagi ko‘plab ilmiy markazlarda kremniy kristallarga germaniy ionlarni implantatsiya qilish yordamida KNlar hosil bo‘lishi, ularning shakli va xossalariga ta’sirini o‘rganishga bag‘ishlangan qator ilmiy ishlar mavjud.

Hozirgi zamon elektron texnikasining asosiy materiali bo‘lib hisoblangan kremniy kristallarida bunday obyektlarni hosil qilish juda istaqbolli masala hisoblanadi. Kremniy kristaliga kiritiladigan aralashmalar miqdori ularning kremniydagi eruvchanligi bilan chegaralangan. Bu chegarani o‘zgartitish uchun qo‘llaniladigan usullardan biri ionlar implantatsiyasi usulidir. O‘tish guruhiga kiruvchi elekmentlar atomlarni kremniyga kiritish ularning fizik va rekonbinatsion parametrlarni tubdan o‘zgartirib yuboradiyu shu tufayli bunday aralashmalar kiritilayotgan kremniy namunalari o‘ta sezgir datcheklar sifatida xalq xo‘jaligining turli soxalarida ishlatiladi. Bunday aralashmalardan tashkli topgan KNlarni hosil qilish ham amaliy jixatdan juda qiziqarlidir.

Ionlar implantatsiyasi yordamida kremniy kristaliga kiritilgan Fe+ Mn+ ionlarning KNlarini hosil qilish sharoitlari va ularning elektrofizik fotoelektrik xossalariga ta’siri o‘rganishga bag‘ishlangan tajribalar o‘tkazilgan. Haqiqatdan

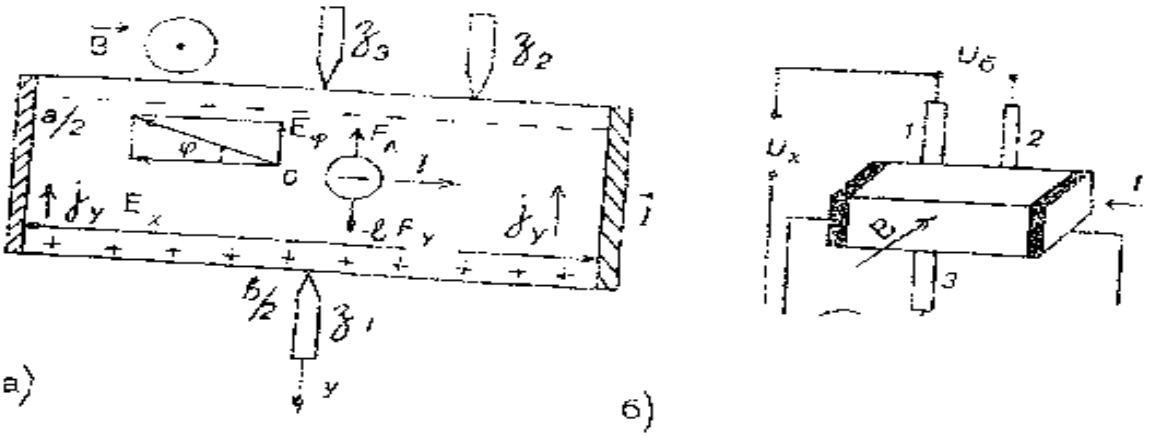
ham KNga ega bo‘lgan bunday namunalarda spektrning yaqin va o‘rta infraqizil xossasida anomal ravishda katta bo‘lgan fotosezgirlik turli xil tok noturg‘unliklarni gigant magnit qarshiligi va shunga o‘xshash juda ko‘p qiziqarli hamda amaliy jixatdan istiqbolli natijalar olingan. Ular temir hamda o‘tish guruhiga kiruvchi elementlar atomlarning ionlashgan holatida murakkab molekulalar (masalan: Mn6, Mn12, Fe8, Fe10 va x.k.), ya’ni KNlar hosil bo‘lishi bilan tushuntiriladi.

Darhaqiqat, so‘nggi davrda o‘tish guruhi elementlari – Fe, Co, Ni, Mn kabilarning ma’lum sharoitda kislorod, vodorod va uglerod atomlari bilan o‘zaro ta’sirlashishi o‘z-o‘zidan tashkillanish jarayonlari tufayli juda katta spinga ega bo‘lgan (S-12) ulkan magnit molekulalarning hosil bo‘lishi ularning magnit xossalarini o‘rganish jadal sur’atlar bilan amalga oshirilmoqda.

Zrkin zaryad tashuvchilar (elektronlar, kavaklar) konsentratsiyasi (n, p)ni va harakatchanlik (μ_{∂}, μ_n) ni o‘lchashning bir qancha usullari mavjud. U yoki bu usulning qo‘llanishi ularning metrologik harakteristikasiga, o‘lchanayotgan parametrlarni tushuntirish ma’lumotlarga boyligi, o‘lchash usullarining fizik asoslari, namunaning elektrofizik xossalari, geometrik shakli va o‘lchamlariga bog‘liq. O‘lchash usulini tanlashda bulardan tashqari usqunalarning texnik murakkabligi, fizik kattaliklarni o‘lchashdagi xatoliklarni nazarda tutish kerak. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligini o‘lchash usullari ichida keng tarqalgani Xoll effektiga asoslangan usuldir, Bu usul bilan yarimo‘tkazgich namunada $n\mu_n$ ni o‘lchashdan tashqari, elektr o‘tkazuvchanlik tipini ham aniklash mumkin. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligini temperaturaga bog‘liqligini o‘lchab, taqiqlangan zona kengligini, kirishmalarning mahalliy energetik satxdari, ionizatsiya energiyasi, kirishma atomlarning konsentratsiyasi va zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmlarini aniqlash mumkin [10].

2.2. Xoll effekti yordamida zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va harakatchaligini o‘lchash usullari

a) Xoll elektr yurituvchi kuchi. Xoll effekti yarimo‘tkazgich namunalarda ularga elektr va magnit maydondarining bir nuqtadagi ta’siridan vujudga keladi. x o‘qi yo‘nalishida (namuna bo‘yi bo‘ylab)



2.1-rasm. Xoll elektr yurituvchi kuchining paydo bo‘lishini tushuntirishga chizma (a) va Xoll effektini o‘lchash sxemasi

oqayotgan parallelepiped shaklidagi namunani unga tik z o‘qi bo‘yicha yunalgan magnit maydoniga kiritganda, namunada magnit hamda tok *I* yo‘nalishiga tik bo‘lgan u o‘qi yo‘nalishida ko‘ndalang elektr yurituvchi kuch (EYU K) hosil bo‘lishiga Xoll effekti deb ataladi (1-rasm). Bu effektning mohiyatini qisqacha ko‘rib chiqaylik. Uzunligi a, eni b, qalinligi *d bo‘lgan namuna berilgan bo‘lsin*. *x* o‘qi bo‘yicha I_x tok o‘tayotgan namunani z o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan magnit maydonga tik qilib o‘rnatganda *x* — o‘qi bo‘yicha $V_x = -\mu_n E$ o‘rtacha dreyf tezlik bilan harakatlanayotgan elektron Lorens kuchi

$$F = -e\left[V_x \vec{B}\right] \qquad (2.1)$$

ta’sirida x va z o‘qlariga tik bo‘lgan y –o‘qi yo‘nalishiga buriladi (og‘adi). Elektron va kavaklarning dreyf tezliklarining yo‘nalishi va zaryad ishoralari xar

hil bo‘lgani uchun ular namunaning faqat bir tomoniga og‘adi. Shunday qilib, namunada y — o‘qi yo‘nalishida ko‘ndalang

$$I_y = I_{ny} + I_{py} \qquad (2.2)$$

tok paydo bo‘ladi. Namunaning u o‘lchami cheklangan holda I_y — tok namuna ustki sirtida (rasmda keltirilgan hol uchun) zaryad tashuvchilarning to‘planishiga, ostki qismida esa ularning ishoralariga teskari ishorali yetishmagan zaryadlar to‘planishiga olib keladi. Natijada namunaning ostki va ustki tomonlari qarama-qarshi zaryadlanadi va ko‘ndalang Xoll elektr maydonining oshib borishi uning zaryad tashuvchilarga (elektron yoki kavakka) ta’sir kuchi *(F=eE)* Lorens kuchiga va ko‘ndalang I_y— tok nolga teng bo‘lguncha davom etadi. Natijaviy elektr maydon kuchlanganligi $(\vec{E})x$— o‘qiga nisbatan magnit maydon induksiyasi B_z ga proporsional bo‘lgan Xoll burchakka og‘adi

$$tg\,\psi_{\acute{\imath}} = \frac{E_y}{E_x} = \mu_{\acute{\imath}} \cdot B_z \qquad (2.3)$$

bu yerda: μ_n— harakatchanlik birligi bilan o‘lchanadigan proporsionallik koeffitsiyenti. U Xoll harakatchanlik deb yuritiladi. Zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligi elektr o‘tkazuvchanlikni $\sigma = en\mu_n$ aniqlovchi mikroskopik harakatchanlikdan farq qiladi. Qattiq jismlarda kinetik hodisalarning nazariyasiga ko‘ra bu harakatchanliklar

$$\mu_{n\text{H}} = e\langle\tau^2\rangle\mu\langle\tau\rangle; \qquad \mu_n = \frac{e\langle\tau\rangle}{m} \qquad (2.4)$$

ifodalar bilan aniqlanadi. Bu yerda: τ — zaryad tashuvchilarning relaksatsiya vaqti, $\mu*$ — zaryad tashuvchilarning effektiv massasi, $\langle\tau\rangle$, $\langle\tau^2\rangle$— relaksatsiya vaqti va uning kvadratini zaryad tashuvchilar energiyasi bo‘yicha o‘rtalashtirilgan qiymati. Bu ifodalardan ko‘rinadiki, $\mu_{n\text{H}}$ va μ_n harakatchanliklarni farqli bo‘lishi relaksatsiya vaqtining energiya bo‘yicha har xil usul bilan o‘rtalashtirilishi ekan.

Xoll tajribadan kuchsiz magnit maydonda Xoll elektr maydon kuchlanganligi *(E_H=E_y)* ni quyidagi emperik formula bilan aniqlanishini ko‘rsatdi:

$$\overrightarrow{E_y} = \overrightarrow{E_{\text{H}}} = R_{\text{H}}\left[\vec{j}_x \vec{B}\right] \qquad (2.5)$$

Bu yerda: j_x — tok zichligi, R_H — namuna xossasiga bog‘liq Xoll doimiysi, $\vec{A}$ — magnit maydon induksiyasi vektori. (3) va (5) formulalardan

$$j_x R_n = \mu_{\text{H}} E_x \qquad (2.6)$$

tenglikni olamiz. Namuna *n* –tipli yarim o‘tkazgich bo‘lganda, tok zichligi ifodasi $j_x = \sigma E = e\mu_n n E_x$ ni (2.6) ga qo‘yib, Xoll doimiysining

$$R_{n\text{H}} = \frac{\mu_{n\text{H}}}{en\mu_n} = \frac{T_n}{en} \qquad (2.7)$$

Ko‘rinishdagi ifodasini olamiz. Xuddi shunga o‘xshash *p* –tip o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan yarim o‘tkazgichlarda Xoll doimiysi quyidagicha bo‘ladi:

$$R_{n\text{H}} = \frac{\mu_{n\text{H}}}{en\mu_\delta} = \frac{T_\delta}{e\delta} \qquad (2.8)$$

Bu yerda: *n, p –mos ravishda elektron va kvak konsentratsiyasi,* r_n, r_p mos ravishda elektron va kvaklarning Xoll omillari bo‘lib, Xoll harakatchanligining dreyf harakatchanligiga nisbatan $r_n = \frac{\mu_{\text{MH}}}{\mu_n}, r_p = \frac{\mu_{\text{H}}}{\mu_n}$ bilan ifodalanadilar va ular $\langle\tau^2\rangle / \langle\tau\rangle^2$ ga teng bo‘lgan kattaliklar bilan aniqlanadi. *r* ning qiymati zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmiga bog‘liq bo‘lib, zaryad tashuvchilarning relaksiyasi vaqtini, ularning energiyaga bog‘lanish funksiyasini ko‘rsatadi. Sodda zonali aynimagan yarim o‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilar kiristall panjaraning issiqlik tebranishida sochilsa Xoll faktori $r - r_n = r_p = 3\pi/8 \approx 1{,}17$ ga ionlashgan kirishma atomlarida sochilsa, r =1,93 ga, neytiral atomlarda sochilsa, r =1 ga teng bo‘ladi.

O‘tkazuvchanlikka ikki xil zaryad tashuvchilar: elektron hamda kavak qatnashsa, Xoll doimiysi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$R_{\text{Н}} = \frac{r_n \mu_n^2 - r_p \cdot p \cdot \mu_p^2}{(en\mu_n + ep\mu_p)} \qquad (2.9)$$

Shunday qilib, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanlikni aniqlash uchun solishtirma qarshilikni (yoki o‘tkazuvchanlikni) va Xoll doimiysini o‘lchash kerak. Bu o‘lchovni o‘tkazish (21b –rasmda kiritilgan hol) uchunyuqori sirtiga ikkita zond (1 va 2), pastki qismiga zondlardan birining qarshisiga 3-zond joylashtirildi. 1va 3zondlar orasidagi potensiallar ayirmasi orqali Xoll elektr yurituvchi kuchini, 1 va 2 zondlar orqali $U_б$ –namunaning bir qismidagi kuchlanishining tushuvi o‘lchanadi. Xoll elektr maydon kuchlanganligi $E_{\text{Н}} = U_{\text{Н}} / b$ va tok zichligi $j_x = I_x / bd$ ga teng bo‘lganligini hisobga olgan holda (2.5) formuladan Xoll zondlarini orasidagi potensiallar ayirmasi, ya’ni Xoll kuchlanishi tushuvi

$$U_{\text{Н}} = R_{\text{Н}} I_x B_z / d \qquad (2.10)$$

Ifoda bilan aniqlanadi:

$$R_{\text{Н}} = \frac{U_{\text{Н}} d}{I_x B_z}; \quad \left[\frac{м^2}{Кл}\right] \qquad (2.11)$$

Agar (2.10) ga kirgan kattaliklar kuchlanish, tok kuchi, uzunlik, magnit maydoni induksiyasi SI sistemasida (Volt, Amper, Teslada) o‘lchansa, Xoll doimiysi birligi m2/Kl bo‘ladi va (2.11a) formula bilan hisoblanadi. Agar magnit induksiyasi Gaussda ($IT=10^4$ $Гс$), uzunlik santimetrda o‘lchansa, Xoll doimiysining birligi sm3/Kl bo‘ladi va u

$$R_{\text{Н}} = \frac{dU_{\text{Н}}}{I_x B}; \quad \left[см^3 / Кл\right] \qquad (2.12)$$

bilan hisoblanadi. Yuqorida ko‘rilgan Xoll effketi uzun a>b, d namunalarda o‘rinli. Chunki bunda, fizik mulohazalarga ko‘ra, namunaning markaziy qismida tok zichligi j_y va maydon kuchlanganligi x ga bog‘liq bo‘lmaydi. j_y va E_x lar u koordinataga bog‘liq emas. Namunaning uzunlik bo‘yicha o‘rta qismi bir jinsli bo‘ladi. $y = \pm b/2$ sirtlarda to‘plangan zaryadlar namuna ko‘ndalang kesimiga o‘tkazilgan Om kontaktlari orqali oqa boshlaydi. Tok o‘tadigan Om kontaktlari sohasiga yaqin joyda x bo‘yicha bir jinsli bo‘lmagan elektr maydon kuchlanganligining paydo bo‘lishiga olib keladi. Bu sohada Lorens kuchi Xoll maydoni bilan tenglasha (muvozanatlasha) olmaydi, u o‘qi bo‘yicha tashkil etuvchisi $j_y \neq 0$ bo‘ladi. Bu sohaning kengligi esa (1÷1.5)*b* ga teng. O‘lchov zondlari shu sohadan tashqarida bo‘lganda (2.10) va (2.11) formulalar o‘rinli bo‘ladi. Bu uni a≥3b bo‘lgan namunalarga qo‘llash mumkin degan so‘zdir. Aks holda E_y *va* U_H larning zaryad oqishi bilan bog‘liq bo‘lgan kamayishini hisobga olishga to‘g‘ri keladi. Kichik magnit maydonda $\mu_n \vec{B} \langle\langle 1$ Xoll zondlari 1 va 3-namunaning o‘rtasida (x=0 da) joylashgan bo‘lsa. Xoll E YU K

$$U_n = \frac{a}{b}\Phi\left(\frac{a}{b}\right) = R_{\text{H}} \cdot \frac{IB}{d}. \qquad (2.13)$$

formula bilan topiladi. Hisoblashlarning ko‘rsatishicha 0,7% dan kichik xatolik bilan o‘lchanganda *Φ(a/b)* ni quyidagi formula bilan aniqlash mumkin:

$$\Phi(\alpha) = \Phi\left(\frac{a}{b}\right) = 0{,}742th\left[\frac{\alpha(1+\alpha/2\pi)}{0{,}742}\right] \qquad (2.14)$$

b) Xoll effekti bilan bir vaqtda sodir bo‘ladigan — (hamroh) effektlar

Xoll effektini o‘lchashda nazorat qilib bo‘lmaydigan muntazam (sistematik) va tasodifiy xatoliklar manbai bo‘lgan, o‘lchov natijalarini xatolikka olib keluvchi bir qancha effektlar (hodisalar) paydo bo‘ladi. Bularga quyidagilarni ko‘rsatish mumkin:

Ettengauzen effekti. Namunadan magnit maydon yo‘nalishiga tik bo‘lgan yo‘nalishda tok o‘tganda ularga tik bo‘lgan yo‘nalishda temperatura gradiyentining paydo bo‘lishiga Ettengauzen effekti deb yuritiladi. Agar tok x o‘qi, magnit maydoni z o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan bo‘lsa, u o‘qi bo‘yicha paydo bo‘dgan temperatura gradiyenti magnit maydon induksiyasi V ga, tok zichligi j_x ga proporsional:

$$\nabla T_э = \frac{\partial T}{\partial y} = -K_э j_x B_z \qquad (2.15)$$

bu yerda: K, — Ettengauzen koeffitsiyenti.

Magnit maydoni tezligi o‘rtacha tezlikdan katta "issiq" zaryad tashuvchilarga (elektron yoki kavak) kattaroq kuch bilan ta’sir etadi, tezligi o‘rtacha tezlikdan kichik bo‘lgan "sovuq" zaryad tashuvchilarga esa ta’sir kuchi kichikroq bo‘ladi. Ma’lumki, Xoll elektr maydonining elektronga (kavakka) ta’sir kuchi o‘rtacha tezlikka ega bo‘lgan elektronga (kavakka) magnit maydonining ta’sir kuchini, ya’ni Lorens kuchini kompensatsiyalay oladi va natijada ular og‘masdan x o‘qi bo‘yicha harakatlanadi. Shuning uchun magnit maydon ta’sirida zaryad tashuvchilarning tezlik bo‘yicha ajralishi yuzaga keladi. "Issiq" zaryad tashuvchilar (2.1-rasm) yuqori tomonga, "sovuq" zaryad tashuvchilar pastki tomonga og‘adi. Zaryad tashuvchilar bilan kristall panjara orasida energiya almashinuvi tufayli, "issiq" zaryad tashuvchilar to‘plangan tomon kristall panjaraning muvozanatdagi holatiga nisbatan isiydi, "sovuq" zaryad tashuvchilar to‘plangan tomoni soviydi va namunada ko‘ndalang temperatura gradiyentining paydo bo‘lishiga olib keladi. Ettengauzen effektining ishorasi ham Xoll effekti kabi maydon va tok yo‘nalishiga bog‘liq. Ko‘ndalang temperatura gradiyenti hosil qilgan Zeyebek effekti tufayli vujudga kelgan Ettengauzen termoelektr yurituvchi kuchi, ya’ni Ettengauzen kuchlanishi har doim Xoll kuchlanishiga qo‘shiladi. Uni tok yoki magnit maydon yo‘nalishini o‘zgartirish bilan ajratib bo‘lmaydi;

Nernst-Ettengauzen effekti x o‘qi bo‘yicha temperatura gradiyenti bo‘lgan namunani x o‘qiga tik z o‘qi bo‘yicha yo‘nalgan magnit maydoniga joylashtirilganda bularga tik bo‘lgan u o‘qi bo‘yicha namunada ko‘ndalang

potensiallar ayirmasining paydo bo‘lishiga Nernst-Ettengauzen effekti deyiladi. Temperatura gradiyenti natijasida namunada issiq tomondan sovuq tomonga diffuziyalanuvchi zaryad tashuvchilarga magnit maydonida Lorens kuchi ta’sir etib, ularni bir tomonga og‘diradi. Buning oqibatida magnit maydon induksiyasi $\vec{B}$ ga va temperatura gradiyenti $\nabla_x T$ ga proporsional bo‘lgan ko‘ndalang potensiallar ayirmasi — kuchlanish paydo bo‘ladi.

$$U_{\text{NЭ}} = A_{\text{NЭ}} \cdot \nabla_x T \cdot B_z \cdot b \qquad (2.16)$$

bu yerda: $A_{\text{NЭ}}$ — Nernst-Ettengauzen koeffitsiyenti, *b-y* o‘qi yo‘nalishidagi namuna o‘lchami. Nernst-Ettengauzen effektining ishorasi magnit maydon yo‘nalishi o‘zgarishi bilan o‘zgaradi, u tok yo‘nalishiga bog‘liq emas;

Rigi-Ledyuk effekti x o‘qi bo‘yicha temperatura gradiyenti bo‘lgan namunani unga tik magnit maydoni $\vec{B}$ ga joylashtirilganda Lorens kuchi ta’sirida diffuziyalanuvchi zaryad tashuvchilardan "issiq" zaryad tashuvchilar bir tomonga, "sovuq" zaryad tashuvchilar ikkinchi tomonga og‘adi (buriladi) va natijada ularning kristall panjara bilan energiya almashinuvi tufayli, Ettengauzen effektiga o‘xshash ko‘ndalang u — o‘qi bo‘yicha temperatura gradiyenti paydo bo‘ladi:

$$\nabla_y T = A_{RZ} \nabla_x T B_z \qquad (2.17)$$

bu namunadagi ko‘ndalang temperatura gradiyenti Xoll zondlari orasida qo‘ishmcha potensiallar ayirmasini *URZ vujudga keltiradi. Bu xodisa Rigi –Ledyuk effekti deb yuritiladi. buning ishorasi magnit maydon yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lib, undan oqayotgan tok yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lmaydi;*

Ko‘ndalang magnit qarshilik effekti (magnitosoprotivleniye).

Yuqorida ko‘rdikki, o‘rtacha tezlik bilan harakatlanayotgan zaryad tashuvchilarga Lorens kuchi ta’sir etmaydi, chunki Xoll elektr maydoni uni kompensatsiyalaydi. Shuning uchun ularning magnit maydonida trayektoriyasi o‘zgarmaydi. Lekin zaryad

tashuvchilardan tezliklari o‘rtacha tezlikdan kattalari hamda kichiklari Yex maydon yo‘nalishiga nisbatan ikki tomonga og‘adi. Ularning harakat tezligi elektr maydoni Yex bo‘yicha kamayadi deb qarash namuna qarshiligining oshishi deb qarash bilan bir xil. Bu ko‘ndalang magnitoqarshilik effekti deb ataladi. Magnit maydonida solishtirma qarshilikning nisbiy o‘zgarishi kichik ikkinchi tartibli funksiya bilan bog‘langan bo‘lib,

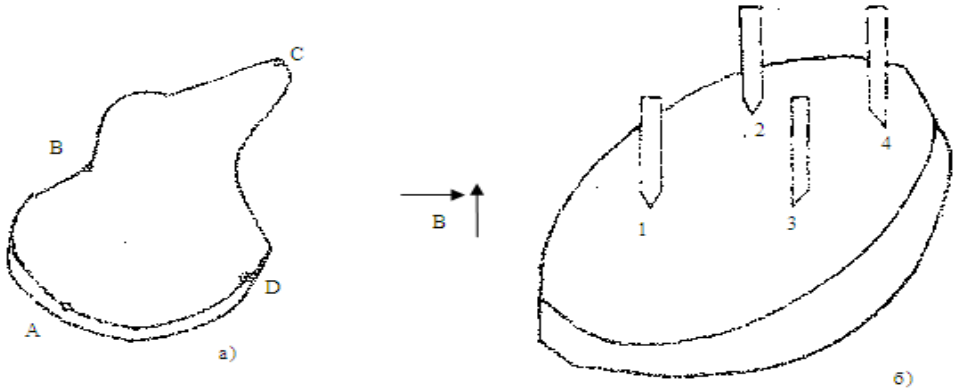
$$\frac{\Delta p}{p} = (\mu_{\text{H}} B)^2 \qquad (2.18)$$

bilan aniqlanadi. Shuning uchun kichik magnit maydonida $\mu_n B \langle\langle 1$ o‘lchanayotgan solishtirma qarshilikka ko‘ndalang magnitoqarshilik effektining ta’sirini e’tiborga olmasa ham bo‘ladi;

Xoll z o n d l a r i n i n g n o e k v i p o t ye n s i a l sirtlarda joylanishi. Xoll E YU K iga ta’sir etadigan yana bir omil sifatida Xoll elektrodlarini noekvipotensial sirtga joylashganda hosil bo‘ladigan kuchlanish U0 ni ko‘rsatish mumkin. Bu kuchlanish 3 va 3 zondlar siljigan qismining qarshiligiga, namunadan tok o‘tgandagi kuchlanishning tushuviga teng bo‘ladi. U_0 Xoll kuchlanishiga qo‘shilishi ham, ayirilishi ham mumkin. Uning ishorasi faqat tok yo‘nalishiga bog‘liq. Yuqorida yoritilganlardan ko‘rinadiki, Xoll kuchlanishini aniq o‘lchash uchun ko‘rilgan effektlarni inobatga olish zarur ekan [11].

2.3. Van-der-Pau va to‘rt zonali usul bilan yarim o‘tkazgich namunalarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligini o‘lchash.

Ixtiyoriy shakldagi plastinkalarda, yupqa qatlamlarda, epitaksial strukturalarda konsentratsiya va harakatchanlikni o‘lchashda eng qulay, xatoligi kichik bo‘lgan Van-der-Pau usuli qo‘llaniladi. Buning uchun namuna chetidan to‘rtta kontakt olinadi. Bu kontaktlarning ikkita



2.2 –rasm Ixtiyoriy shakldagi namunalarda Van-der-Pau usuli bilan Xoll doimiysini aniqlashda kontaktlarning joylanishi (a), Xoll doimiysini aniqlashning to‘rt zondli usuli (b)

qarama –qarshisi orqali tok o‘tkazilib *(I_{AC})*, ikkita qarama –qarshisida kuchlanish (UBD) o‘lchanadi. Magnit maydoni ulangan va ulanmagan holdagi kuchlanish tushuvlari UBD (O) va UBD $(\vec{B})$ o‘lchanib, Xoll E YU K i aniklanadi. Kuchlanish o‘lchanadigan kontaktlar umumiy xolda ekvipotenqial sirtlarda o‘tmasligi mumkin (2.8-rasm). Magnit maydoniga kiritilgan namunaning BD kontaktlari orasidagi kuchlanishning o‘zgarishi kuchsiz magnit maydonda $\mu_n \vec{B} \langle\langle 1$ Xoll E YU K iga teng bo‘ladi, chunki bu holda V va D kontaktlar orasidagi qarshilikning magnit maydonda o‘zgarishi bilan bog‘liq kuchlanish inobatga olmaslik darajada kichik bo‘ladi

$$U_{\text{H}} = U_{BD}(\vec{B}) - U_{BD}(O) \qquad (2.19)$$

O‘lchash davrida tok qiymati bir hil ushlab turilsa, Xoll doimiysi R_H - (2.11a) ga ko‘ra.

$$R_{\text{H}} = \frac{U_{BD}(\vec{B}) - U_{BD}(O)}{I\vec{B}} d \qquad (2.20)$$

formula bilan aniklanadi. Zaryad tashuvchilar harakatchanligi va konsentratsiyasi

$$\mu_{\text{H}} = \frac{U_{BD}(\vec{B}) - U_{BD}(O)}{I \cdot \vec{B} \cdot p}; \quad n = \frac{r}{e\mu_{\text{H}} p} \qquad (2.21)$$

formulalar orqali hisoblanadi. Solishtirma qarshilik r ni Van-der-Pau usuli bilan aniqlash 1.7-§ da batafsil yoritilgan. Kontaktlarning ta’sirini yo‘qotish uchun maxsus shaklda, ya’ni beda bargi shaklida namuna tayyorlanadi. Shuni eslatish kerakki. Van-der-Pau usuli bilan o‘lchashda plastinka sirtlari yassi, parallel bo‘lishi va lekin unda darcha (teshik) bo‘lmaslig‘i kerak. Elitaksial strukturalarda n, μ_n -ni o‘lchashda qatlamning solishtirma qarshiligi kichik n—n^+, ёки p—p^+, yoki p—n tipidagi epitaksial strukturalar bo‘lishi kerak.

Om kontaktlarini olish murakkab va vaqtni ko‘p oladigan jarayondir, bu esa Xoll usullarining amaliyotda qo‘llanilishiga qiyinchilik tug‘diradi. Shuning uchun kontakt qarshiligining ta’siri o‘lchov bilan bog‘lnq xatoliklarda unchalik muhim bo‘lmagan hollarda qarshiliklari juda yuqori bo‘lmagan namunalarni, epitaksial strukturalarni tekshirishda, Xoll doimiysini tez o‘lchash uchun kvadrat uchlariga joylashtirilgan to‘rt zondli usulni qo‘llash mumkin.

Vak-der-Pau usuli nazariyasida to‘rtta nuqtaviy kontaktni namuna chetiga joylashgan bo‘lsin deb faraz qilaylik. Mabodo bu kontaktlardan biri nuqtaviy bo‘lmay, qandaydir o‘lchamga ega bo‘lsa yoki namuna chetiga joylashgan bo‘lsa, hisoblash formulalariga tuzatish funksiyasini kiritish kerak bo‘ladi. Kontaktlarni Van-der-Pau usuliga kiritgan xatoliklari doira va to‘g‘ri to‘rtburchakli shakldagi namunalar uchun hisoblangan. Kontaktlar bir-biriga nisbatan 900 burchak ostida joylashgan doira shaklidagi namunalarda mutlaq bo‘lmagan (nuqsonni) bitta

kontaktning kiritgan xatoligi 2.1- jadvalda keltirilgan. 2.8b-rasmda keltirilgan chizma bo‘yicha o‘lchangan, qalinligi zondlar orasidagi masofadan juda kichik (d«S) bo‘lgan namunalarning ikki zond orasidagi potensiallar ayirmasi

$$U^1 = U_p + U_{\text{М}} + U_{\text{Н}} = \frac{Ip\ln 2}{\pi d}\cdot C_p\left[1+\beta^2\right] + \frac{R_{\text{Н}}IB}{d}C_{\text{Н}} \qquad (2.22)$$

2.1- jadval

Нисбий хатолик	Намунада контактларнинг кўриниши ва жойланиши		
$\Delta p / p$	$-\frac{1}{16}\frac{1}{\ln 2}\cdot\left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{4}\frac{1}{\ln 2}\cdot\left(\frac{l}{D}\right)^2$	$-\frac{1}{2}\frac{1}{\ln 2}\cdot\left(\frac{l}{D}\right)^2$
$\Delta\mu / \mu$	$\frac{2}{\pi^2}\left(\frac{l}{D}\right)$	$\frac{4}{\pi^2}\left(\frac{l}{D}\right)$	$\frac{2}{\pi}\left(\frac{l}{D}\right)$

bilan aniqlanadi. Bu yerda C_p, $C_н$ –namuna o‘lchamlarini o‘lchash natijalariga ta’sirini hisobga oladigan tuzatish koyeffitsiyentlari,

$$\beta = R_{\text{Н}}\vec{\text{B}} / p \qquad (2.23)$$

U_p –birinchi had, namuna o‘lchamlari (chetki tomon effektlar) ta’sirini hisobga olgan to‘rt zonali usul bilan solishtirma qarshilikni aniqlash formulasi. Ikkinchi had $(1+\beta^2)$ –ko‘paytuvchi namuna chetki qismlarining Xoll elektr yurituvchi kuchini tutashtirishidan vujudga kelgan Xoll tokiga magnit maydonning ta’sirini ifodalaydi. Bu hodisa ikkilamchi Xoll effekti deb ataladi. U_M –zondlardan oqayotgan tokka qarshilik qiladi, shuning uchun U_M ni geometrik magnit qarshilikning namoyon bo‘lishi deb tushuniladi.U_H –uchunchi had, Xoll effekt

yurituvchi kuchi. Kuchsiz magnit maydonda $\mu_n;\vec{B}\langle\langle 1$ U_M hadni inobatga olmaslik mumkin. Zondlarning zanjirga ulanish chizmasini tanlab hamda namunadagi zondlarni simmetrik joylashtirib, shunga erishish mumkinki, potensial zond C_p, C_H — tuzatish koeffitsiyentlari 2.9-rasmda keltirilgan. Bu o‘lchovlar orqali solishtirma qarshilik va Xoll doimiysi quyidagi

$$p = \frac{\pi d}{C_p I \ln 2}; \qquad R_{\text{H}} = \frac{\pi U_{\text{H}}}{C_{\text{H}} B I} \qquad (2.24)$$

ifodalardan topiladi [12].

2.4. Yarimo‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanligini namunaning magnit qarshiligi bo‘yicha aniqlash

a) Magnito qarshilik effekti. Biz yuqorida uzun, ensiz namunalarda Xoll effektini Xoll elektr yurituvchi kuchi paydo bo‘lishi bilan namoyon bo‘lishini ko‘rdik. Ma’lumki, n –tip o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lsa, namunada erkin elektronlarning relaksatsiya vaqtini ularning energiyasiga bog‘liqligini nazarda tutsak, elektr maydonida elektronlar har xil dreyf tezlik

$$V_{ўрт} = -\frac{e}{m}\tau(\varepsilon)\vec{E}$$

bilan harakatlanadi. Shuning uchun ularga magnit maydonida har xil kattalikda bo‘lgan Lorens kuchi

$$F_{л} = -e \cdot \frac{e}{m} \cdot \tau(\varepsilon)E_x \cdot B$$

ta’sir etadi. Xoll elektr maydoni *($E_н$)* muvozanatga (stasionar holatga) erishganda tezliklari o‘rtacha energiyaga *(ε)* mos kelgan elektronlarda *($E_н$)* ning elektronga ta’-sir kuchi Lorens kuchiga tenglashadi. Shuning uchun dreyf harakatiga magnit maydon ta’sir etmaydi. Tezliklari o‘rtacha tezlikdan katta va kichik bo‘lgan elektronlar esa harakat yo‘nalishlarini elektr maydoniga nisbatan o‘zgartiradi, ularning harakat yo‘li og‘adi. Oqibatda magnit maydonida namuna qarshiligining ortishi kuzatiladi. Bu hodisa fizikaviy magnit qarshilik effekti deb ataladi. Mazkur effektning batafsil nazariyasi Bolsmanning kinetik tenglamasi yechimi asosida qaraladi. Magnit maydonida nisbiy solishtirma qarshilikning o‘zgarishi j_x=const va j_x = 0 bo‘lganda

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{E_x(B) - E_x(o)}{E_x(o)} = \frac{E(B)}{E(o)} - 1 \qquad (2.25)$$

ifoda bilan aniqlandi [13].

Kuchsiz magnit maydonida ($\mu_n B \langle\langle 1$ yoki $\mu^2 B^2 \langle\langle 1$) kirishmaviy ($n$ yoki p-tip) o‘tkazuvchanlikli yarimo‘tkazgichlar uchun nisbiy solishtirma qarshilikning magnit maydonida o‘zgarishi

$$\frac{\Delta p(B)}{p(O)} = \frac{p(B) - p(O)}{p(O)} \qquad (2.26)$$

ifoda bilan, fizikaviy magnito solishtirma o‘tkazuvchanlik

$$\sigma(B) = e\mu_n n(1 - \beta B^2 \mu_n{}^2) \qquad (2.27)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda, β— fizikaviy

$$\beta = \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^4} \qquad (2.28)$$

magnito qarshilik koeffitsiyenti. Relaksatsiya vaqtinini energiyaga bog‘lanishini nazarda tutmaslik, ya’ni elektronlarning tezliklari energiyasi qanday bo‘lishidan qati nazar, bir xil bo‘ladi deb olish magnit qarshilik koeffitsiyentini to‘la yo‘qotishga olib keladi *(β=0): β*— zaryad tashuvchilarning sochilish mexanizmiga, yarimo‘tkazgichlarning zonalar tuzilishiga bog‘liq. Ko‘p hollarda relaksatsiya vaqti (τ) ning energiyaga bog‘liqligi darajali funksiya $\tau \sim \varepsilon$-S bo‘ladi. Bunda zlektronlarning izoenergetik sathlari shar sirtidan iborat bo‘lsa, kuchsiz magnit maydonda va aynimagan yarimo‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilarda turli sochilish mexanizmlari sodir bo‘lgandagi S -ning. Kristall panjarasi kubik singoniy tuzilishli yarimo‘tkazgichlar Ge, Si, GaAs, InSb va hokazolarda Xoll effektining kattaligi kristall o‘qlarining yo‘nalishiga bog‘liq bo‘lmaydi. Xoll o‘lchovlarini kristall o‘qlarining istalgan yo‘nalishida bajarish mumkin. Magnit qarshilikning kattaligi esa o‘lchashning qaysi kristallografik o‘qlariga nisbatan bajarilishiga bog‘liq. Xoll effektida magnitoqarshilik kattaligini o‘lchash texnik jihatdan Xoll elektr yurituvchi kuchini yoki Xoll tokini o‘lchashga nisbatan

soddaroq. Lekin yuqorida ko‘rsatilganlar harakatchanlikni fizikaviy magnito qarshilik bo‘yicha bir muncha qiyinchiliklarga va katta xatoliklarga olib kelishi mumkin. Bo‘yi kalta, eni serbar namunalarda Xoll effekti Xoll toki paydo bo‘lishi bilan namoyon bo‘lishini ko‘rgan edik. Bunda magnit maydonida hosil bo‘lgan Xoll toki (In) o‘tkazuvchanlik tokini og‘diradi (2.5-rasm). Tok o‘tayotgan nay shaklidagi kanalning uzunligi (a) magnit maydonida ortib $a(1+\mu^2B^2)^{1/2}$ eni (w) kamayib $w/a(1+\mu^2B^2)$ bo‘lishligi oqibatida, o‘tkazuvchanlik $w/a(1+\mu^2B^2)^{-1}$ *ga* proporsional bo‘ladi. Shunday qilib, magnit maydoni namunaning o‘tkazuvchanligini kamaytiradi, ya’ni qarshiligini oshiradi. Bu hodisa, fizikaviy magnito qarshilikdan farqli o‘laroq, geometrik magnit qarshilik effekti deb ataladi. Demak, toza magnitoqarshilik effekti bo‘yi kalta, eni serbar bo‘lgan namunalarda elektr maydonining bir jinsli sohasida amalga oshadi. O‘lchamlari cheklangan namuna uchun nisbiy magnito qarshilik E_x=const, E_y=0 da o‘lchanganda

2.2-jadval

Cochilish mexanizmlari	S	r_H	β	β_r
Ionlashgan kirishmalarda	3/2	1,93	2,15	5,89
Neytiral kirishmalarda	0	1	1	1
Akustik fononlarda	-1/2	1,18	0,381	1,77

$$\left(\frac{\Delta p(B)}{p(O)} = \frac{E_x(B) - E_x(O)}{E_x(O)} = \frac{j_x}{j(O)}\right) \qquad (2.29)$$

ko‘rinishni oladi. n-tip yarimo‘tkazgichlarning geometrik magnitoqarshilik effekti orqali nisbiy solishtirma qarshilikning magnit maylonida o‘zgarishi $\mu_n B<<1$ da

$$(\Delta p / p)_\tau = \beta_\tau \mu_n{}^2 B^2 \qquad (2.30)$$

formula bilan aniqlanadi. Yeu yerda, $\beta_r = \frac{<\tau^3>}{<\tau>^3}$ (2.31)

geometrik magnitoqarshilik koeffitsiyenti, β_r — sochilish mexanizmiga bog‘liq bo‘lgan kattalik bo‘lib, uning qiymati jadvalda keltirilgan. Kuchli magnit maydoni $\mu_n B >> 1$ da geometrik magnitoqarshilikki $\mu_n^2 B^2$ ga proporsionalligi saqlanadi, fizikaviy magnitoqarshilik esa zaryad tashuvchilar harakatchanligiga bog‘liq bo‘lmagan qiymatga erishib to‘yinadi. Harakatchanligi katta bo‘lgan yarimo‘tkazgichlarda magnit maydon induksiyasining kichik qiymatlarida kuchli magnit maydoni sharti amalga oshgani uchun bunday yarimo‘tkazgichlarda geometrik magnitoqarshilik usuli bo‘yicha μp ni aniqlash afzalroqdir. Bundan tashqari, fizikaviy solishtirma magnitoqarshiligi relaksatsiya vaqtlarining har xil o‘rtachalashtirilgan qiymatlarining ayirmasi bilan bog‘langan Masalan, GaAs da uy temperaturasida qarshilikning nisbiy o‘zgarishi V=1Tl da $\Delta p/p \approx 2\%$ a $(\Delta p/p)_\tau \approx 50\%$ ga teng.

b. Zaryad tashuvchilar harakatchanligini namunaning geometrik magnitoqarashligi bo‘yicha aniqlash. Bu usul bilan zaryad tashuvchilar harakatchanligini o‘lchash bo‘yi kalta, eni server bo‘lgan namunalarda geometrik magnitoqarashlik kuzatiladigan (E_x=coust, $E_y=0$) shart bajarilganda o‘rinli bo‘lgan (2.72) ifodaga asoslangan. Namuna qisqa va serbar bo‘lsa, metall konaktlar (elektrodlar) orqali Xoll elektr maydoni ulanadi. Bunda yelektr maydoni namuna bo‘ylab yo‘naladi, elektr toki esa maydonga nisbatan Xoll burchagiga og‘gan holda oqadi. n – tip yarimo‘tkazgichlar uchun Xoll harakatchanligi bilan geometrik magnitoqarashlik bo‘yicha o‘lchangan harakatchanlik orasidagi bog‘lanishni ko‘raylik. Geometrik magnitoqarshilik orqali aniqlanadigan harakatchanlikni (2.31) dan topamiz

$$\mu_r = \frac{l}{B}\left[\frac{\Delta p(B)}{p(0)}\right]_r^{1/2} = \beta_r^{1/2}\mu_n \qquad (2.32)$$

Magnit maydon ulanmaganda va ulanganda plastina shaklidagi namunalarning yuza birligidagi qarshiliklari R(0) va R(B) bo‘lsin. Kuchsiz magnit maydoni $\mu B << 1$ da (2,63) ga ko‘ra ularning nisbati

$$\frac{\Delta R(B)}{R(0)} = (\mu_r B)^2 = (r_{\text{H}} \mu_n \xi B)^2 \qquad (2.33)$$

bo‘ladi, bu yerda

$$\xi = \frac{\beta^{1/2}}{r_{\text{H}}} = \frac{\mu_r}{(r_{\text{H}} \mu_n)} \qquad (2.34)$$

ifodadan sochilish mexanizmiga bog‘liq koeffisiyent ξ ni tajribada aniqlash mumkinligi ko‘rinadi, Relaksatsiyaning vaqt doimiysi impuls bo‘yicha o‘zgarmas bo‘lgan taqribida ξ=1, akustik fononlarda sochilish bo‘lsa ξ=1,13, ionlashgan kirishma atomlarida sochilsa ξ=1,26 ga teng bo‘ladi. (2.26) va (2.31) formulalar cheksiz katta o‘lchamli $b>>a$ yupqa namunalar uchun, ya’ni Xoll elektr maydoni kuzatilmaydigan hol uchun o‘rinli. Namuna o‘lchamlari cheklanganda Xoll zlektr maydoni qisman shuntlanadi (metall elektrodlari) va geometrik magnitoqarashlikni kamaytiradi. Shunday qilib, geometrik magnitoqarshilik effekti namunaning o‘lchamlariga bog‘lik. Xoll elektr yurituvchi kuchi qisqa to‘g‘ri burchakli plastinkalarda aniqlanganda, tenglamaga Xoll EYK ini kontaktlar orqali shuntlanish darajasini ifodalovchi tuzatish funksiyasi f kiritiladi va u opqali o‘lchamlari cheklangan namunaning nisbiy geometrik magnitoqarshiligi

$$\left[\frac{\Delta R(B)}{R(0)}\right]_r = \frac{\Delta R(B)}{R(0)} \cdot f \qquad (2.35)$$

aniqlanadi. Eng sodda holda f namuna uzunligini kengligiga nisbati bilan aniqlanadi. Nisbat a/b≤0,35 bo‘lganda, aniqlanish xatoligi 10% dan katta

bo‘lmaganda f=1-0,543 bilan ifodalanadi. a/b nisbatning istalgan qiymatida f— relaksatsiya vaqtining o‘rtalashtirilgan qiymatiga bog‘liq. * Shunday qilib, μt — haraxatchanlikni sferikizoenergetik sirtli kirishmaviy yarmo‘tgazgichlarda aniqlash mumkin. Geometrik magnitoqarshilik shakli Korbino diski ko‘rinishida bo‘lgan namunalarda ham kuzatiladi. Bunda markaziy kontakt aylanma halqasimon kontakt bilan ajratilgan. Korbino diski shaklidagi namunada zlektr maydonining azimutal tashkil etuvchisi E_4=0 bo‘ladi, bu yo‘nalishda $j_n=j_\varphi \neq 0$ Xoll toki oqadi. Magnit maydonidagi tok zichliklari ifodasidan

$$\frac{R(B)}{R(O)} = \frac{p(B)}{p(0)}(1+\mu_{nH}^2 B^2) \qquad (2.36)$$

ifodani olish mumkin. Korbino doirasi uchun bu formulaga

$$R(B) = \Delta R(B) + R(0); \qquad p(B) = \Delta p(B) + p(0)$$

ni qo‘yib, Xoll harakatchanligining $\mu_{nH} = \frac{1}{B}\sqrt{\frac{\frac{\Delta R(B)}{R(0)} - \frac{\Delta p(\vec{B})}{p(0)}}{1+\frac{\Delta p(B)}{p(0)}}}$ (2.37)

Ifoda bilan aniqlanishini ko‘ramiz. Fizikaviy magnitoqarshilik juda kichik bo‘lgan holda $\frac{\Delta p(B)}{p(0)} \langle\langle \frac{\Delta R(B)}{R(0)}$ Korbino doirasi (diski)da magnitoqarshilik bo‘yicha harakatchanlik quyidagicha aniqlanadi:

$$\mu_{nH} = \frac{1}{B}\sqrt{\frac{\Delta R(B)}{R(0)}} \qquad (2.38)$$

Geometrik magnitoqarshlik usuli epitaksial qatlamlarda yuqori Om li qatlamlar zaryad tashuvchilarining harakatchanliklarini o‘lchashda eng qulaydir *(nn^+, pp^+* — strukturalarda). Bu usulda ham kontaktlar qarshiligi kichik bo‘lishi kerak, chunki u R(0) ni oshirib, harakatchanlikni kamaytiradi va natijada muntazam xatolik vujudga keladi. Nazariy tekshirishlarning ko‘rsatishicha, elektr maydoni yo‘nalishida konsentratsiya gradiyenti magnit qarshilikning o‘zgarishiga olib kelmaydi. Magnit

maydondagi va magnit bo‘lmagandagi qarshiliklar o‘rtacha solishtirma qarshilikka proporsional bo‘ladi. Epitaksial texnologiya bilan qatlamlar solishda bu juda muxumdir. Magnit maydonining elektr maydoni yo‘nalishiga nisbatan yo‘nalishiga qattiq talab qo‘yilmaydi. Masalan, magnit maydoni 26°ga og‘ganda harakatchanlikni o‘lchashdagi xatolik 10% dan oshmaydi. Namunani magnit maydonida tekshirganda o‘zgarmas va o‘zgaruvchan tok ko‘priklaridan foydalaniladi, O‘lchovlar magnit maydonining har xil qiymatlarida olib boriladi, $\Delta R(B)/R(0)$ nisbat B^2 va proporsional bo‘ladi. Tajriba natijalaridan zaryad tashuvchilarning harakatchanligi bilan hisoblanada. Qarshilikni o‘lchash ko‘priklarining chiqish signallaridan ildiz chiqarish uchun, elektron chizmasini qo‘llash bilan harakatchznlikka proporsional signal olinadi. U geometrik qarshilik usuli bilan harakatchanlikni to‘g‘ridan -to‘g‘ri aniqlovchi asbob yaratish imkonini tug‘diradi [14].

2.5. Yarim o‘tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini muntazam o‘lchashdagi xatoliklarga ta’sir etuvchi omillar.

To‘rt zondli usul bilan o‘lchashdagi xatoliklar solishtirma qarshilikni o‘lchashning fizik modelining nazariyada qabul qilingan modelidan farqli bo‘lishi formulaga kirgan kattaliklarni o‘lchash, o‘lchash sharti va tartibiga bog‘liq bo‘lgan tasodifiy, muntazam xatoliklar orqali aniqlanadi. Bu xatoliklar manbaini ko‘rib chiqaylik. Ma’lumki, solishtirma qarshilikni to‘rt zondli usul bilan o‘lchashning fizik asosi-nazariyasi ko‘rilgan vaqtda yarimo‘tkazgich bilan zond nuqtaviy kontakt hosil qiladi, deb qabul qilingan edi. Amaliyotda bu shart hech vaqt bajarilmaydi, chunki kontaktning ma’lum yuzachaga ega bo‘lishi o‘lchov natijasiga muntazam xatolik kiritadi. Tok yoki potensial zondlari yarimo‘tkazgich bilan kontaktlashganda radiusi r bo‘lgan doiracha hosil qilsa, uning kiritgan xatoligi $(r/S)^2$ bilan aniqlanadi. Zonllar bir chiziqda yotgan holda zond kontakt yuzachasi potensial zondlardan birida paydo bo‘lsa, nisbiy xatolik

$$\delta = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(-\frac{1}{2}\ln 2\right)\ln\left[\left(2+\frac{r^2}{S^2}\right)/\left(2-\frac{r^2}{S^2}\right)\right] \qquad (2.39)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar tok zondlaridan birida kontaktni nuqtaviy bo‘lish sharti bajarilmasa, nisbiy xatolik

$$\delta = \left(\frac{1}{2}\ln 2\right)\cdot\ln\left[\left(6-\frac{r^2}{S^2}\right)/\left(6-\frac{2r^2}{S^2}\right)\right] \qquad (2.40)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Zondlar tomoni S bo‘lgan kvadrat uchlariga joylashgan holda potensial yoki tok zondlaridan birida kontakt yuzachaga ega bo‘lsa, muntazam xatolik quyidagicha aniqlanadi:

$$\delta = \left(-\frac{1}{2}\ln 2\right)\cdot\ln\left[2\left(1+\frac{r^4}{S^4}\right)/\left(1+\left(1-\frac{r^2}{S^2}\right)^2\right)\right] \qquad (2.41)$$

To‘rtta zondning hammasida kontakt nuqtaviy bo‘lmasa, umumiy xatolik yuqoridagi formulalar orqali aniqlangan xatoliklar yig‘indisi bilan ifodalanadi.

Zondlar orasidagi masofaning takrorlanmasligi solishtirma qarshilikni aniqlashda muntazam xatoliklar kiritadi. Har bir zondlar holati yarimo‘tkazgichda bir-biriga bog‘lanmagan holda o‘rtacha kvadratik xatolik bilan ΔS ga siljisa, qarshilikni o‘lchashdagi tasodifiy xatolik zondlar orasidagi masofalar teng va ishonchlilik ehtimoli 0,95 bo‘lgan holda hajmiy namunalar uchun

$$\delta \approx \frac{\Delta\rho}{\rho} = 2{,}06\left(2\frac{\Delta S}{S}\right) \qquad (2.42)$$

bo‘ladi. Solishtirma qarshilik yupqa qatlamlarda o‘lchanganda zondlar orasidagi masofaning o‘zgarishi bilan bog‘liq tasodifiy xatolik

$$\delta \approx \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\sqrt{5}}{2\ln 2}\left(2\frac{\Delta S}{S}\right) \qquad (2.43)$$

formula orqali aniqlanadi.

Kontakt qarshiligi germaniy va kremniylarda potensial zondlar orasidagi namuna qarshiligidan $10^3 \div 10^4$ marta katta bo‘lishi mumkin. Potensial zondlarning kontakt qarshiligiga tushadigan kuchlanishni yo‘qotish uchun 2 va 3 potensial zondlar orqali o‘tadigan tokni yo‘qotish kerak. Buning uchun kirish (ichki) qarshiligi katta bo‘lgan voltmetrlar (elektrometrlar) qo‘llaniladi yoki kompensatsiya usuli bilan kuchlanish o‘lchanadi [14].

Namunadan tok o‘tganda u qiziydi. Bu esa solishtirma qarshilikning o‘zgarishiga olib keladi. Qarshilikning temperatura koeffitsiyenti kremniyda 0,009 K gacha yetishi mumkin. Tok zondlarining kontakt qarshiliklari natijasida namunada zondlar chizig‘i bo‘yicha temperatura gradiyenti va potensial zondlarda qo‘shimcha potensiallar ayirmasi (termik elektr yurituvchi kuch) paydo bo‘lishi mumkin. Bu xatolik manbaini yo‘qotish uchun solishtirma qarshilikni aniqlashda tokning kichik qiymatlarida va tokning ikki yo‘nalishida o‘lchash o‘tkaziladi. Yarimo‘tkazgich namunalarida solishtirma qarshilik aniqlanayotganda, uning qizimasligi uchun solishtirma qarshilikning kattaligiga qarab tokning ma’lum bir qiymatida (optimal tok qiymatlarida) o‘lchash tavsiya qilinadi. Shuni aytib o‘tish kerakki, ba’zan yuqori Om li kremniy namunalarida $(1000 \div 10000\ \hat{I}\ \grave{\imath}\ .\tilde{n}\grave{\imath}\ )$

tokning kichik sohasida $(I > 0,3mA)$ solishtirma qarshilikning tokka bog‘liqligi kuzatilgan. Buni kichik tok sohasida namunada kirishmalar tekis tarqalmaganligi – fluktuatsiyasi natijasida paydo bo‘lgan ichki maydonning tashqi maydondan kattaligi bilan tushuntiriladi. Shuning uchun yuqori Om li namunalarda tok $1mA > 1 > 0,3mA$ oralig‘ida o‘lchanadi, bu bilan namunaning qizishi kamaytiriladi.

2.3 -jadval

$\rho, Oì \cdot ñì$	0,012	$0,008 \div 0,6$	$0,4 \div 60$	$40 \div 1260$	800
$I, ì\ À$	100	10	1	0,1	0,01

Zond bilan yarimo‘tkazgich orasidagi kontakt qarshiligi to‘rt zondli usulning qo‘llanilishini chegaralovchi eng asosiy omillardan biridir. Ta’qiqlangan zona kengligi katta bo‘lgan A_2B_6 va A_3B_5 turdagi yarimo‘tkazgichlarda siqib qo‘yiladigan zondlar hosil qilgan kontakt qarshiligi shunday katta bo‘lishi mumkinki, bunda to‘rt zondli usul ishlamaydi.

Ba’zi bir hollarda bu qiyinchilikni yengishda zaryadlangan sig‘imni zond-yarimo‘tkazgich orqali zaryadsizlash qo‘llaniladi, bu bilan kontaktga ishlov beriladi. Natijada kontakt qarshiligi kamaytiriladi, metall-yarimo‘tkazgich orasidagi potensial to‘siq yo‘qotiladi. Kontakt qarshiligi bilan metall-yarimo‘tkazgich orasidagi potensial to‘siq bilan bog‘liq bo‘lgan xatolikni kamaytirish uchun metall zondga ishlatiladigan materialning qattiqligi yarimo‘tkazgichnikidan katta bo‘lishi kerak.

Zond materiallari sifatida diametri $D = 0,05 \pm 0,5$ mm bo‘lgan volfram, karbid volfram simlari ishlatiladi. Zondlarning uchlari odatda 45^0 dan 150^0 gacha burchak bilan charxlanadi. S2080 markali zondlar qurilmasida har bir zondga qo‘yilgan kuch $1,75 \pm 0,25Í$ ga to‘g‘ri keladi, zondlari orasida masofa $1,3 \pm 0,01$ mm. S2171, zondlar qurilmasida zondlar orasidagi masofa $0,75 \pm 0,008$ mm, har bir zondga qo‘yilgan o‘rtacha siqish kuchi $0,7 \pm 0,07Í$. Bu qurilmalar bilan sirt qarshiligini 0,1 dan $10^5 Î\ ì$ oraliqda ±4,5% xatolik bilan o‘lchash mumkin.

Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog‘liqligi bilan bog‘langan muntazam xatoliklarni yo‘qotish uchun o‘lchov vaqtida temperatura nazort qilib boriladi. $\grave{O}-$temperaturada solishtirma qarshilik $\rho(\grave{O})$ ni bilgan holda shartli belgilangan $\grave{O}_0-$temperaturaga mos keladigan qiymatga

$$\rho(T_0)=\rho(T)\left[1-C_1(T-T_0)\right] \qquad (2.44)$$

formula orqali keltiriladi. Bu yerda: $\tilde{N}_{\grave{O}}-$solishtirma qarshilikning temperatura (termik) koeffitsiyenti bo‘lib, u yarimo‘tkazgichlarning turiga, kirishmalarning tabiatiga va konsentratsiyalariga bog‘liq. $n-p-$tur kremniyning termik koeffitsiyentining solishtirma qarshilikka bog‘liqligi (291-288 temperatura oralig‘ida) 3-jadvalda keltirilgan.

2.4-jadval

$\rho,\hat{I}\ \grave{\imath}\ \cdot\tilde{n}\grave{\imath}$	0,006	0,01	0,1	1	10	100	1000
$\tilde{N}_{\grave{O}}(n-tip)$	0,002	-0,00022	0,0486	0,00736	0,00813	0,0083	0,0083
$\tilde{N}_{\grave{O}}(\eth-tip)$	0,0016	0,0031	0,372	0,00707	0,00825	0,00862	0,009

Epitaksial qatlamlarning solishtirma qarshiligini aniqlashda ularning xususiyati bilan bog‘liq bir qancha xatoliklar paydo bo‘lishi mumkin. Epitaksial qatlamda solishtirma qarshilik o‘lchanayotganda $p-n$ va $n-p$ strukturalarda $p-n$ o‘tishning hajmiy zaryad sohasi kengayadi. Epitaksial qatlamning solishtirma qarshiligi tagliknikidan katta bo‘lganda hajmiy zaryad sohasining kengayishi epitaksial qatlam tomonga bo‘ladi. Bu hodisani hisobga olmay va formulalar bilan solishtirma qarshilik hisoblanganda, uning qiymati orttirib o‘lchangan bo‘ladi. Yuqori Om li, yupqa epitaksial qatlamlarni o‘lchashda bu xatolik $10\div20\%$ ga yetishi mumkin.

Zondlardan o‘tayotgan tokning ko‘payishi $p-n$ o‘tishga qo‘yilgan teskari kuchlanishni orttiradi, natijada hajmiy zaryad sohasidagi elektr maydon kuchlanganligi o‘sadi. Bu sharoitda $p-n$ o‘tishini izolyatsiya qilish xossasi tokning ma’lum qiymatigacha saqlanadi. Tokning katta qiymatlarida hajmiy zaryad

sohasi orqali taglikdan tok o‘ta boshlaydi. Aniqlanishicha, solishtirma qarshiligi $0{,}1 \div 2 Oì \cdot ñì$, qalinligi $0{,}9 \div 4 ì êì$ $n-$tip epitaksial qatlam, solishtirma qarshilik $\rho = 10 Î ì \cdot ñì$ $ð-$tipli taglikka o‘tkazilgan bo‘lsa, unda epitaksial qatlamning qarshiligi o‘lchanayotganda $p-n$ o‘tish orqali shuntlanmasligi uchun sirt qarshiligining 5% o‘zgarish sohasida potensial zondlardagi kuchlanish 100 mV, sirt qarshiligining 2% o‘zgarish sohasida 50 mV bo‘lishi kerak.

Yupqa epitaksial qatlamlarning solishtirma qarshiligini o‘lchashda metall zond bilan epitaksial qatlamning teshilishi va taglikda shuntlanish kuchayishi mumkin. Bu hodisa sodir bo‘lmasligi uchun zondga qo‘yilgan kuchni kichik qilib tanlash kerak. Zondga qo‘yilgan o‘rtcha kuchlanish $0{,}3 \div 0{,}03 H$ bo‘lishi tavsiya etiladi. Zondga qo‘yilgan kuchni bundan kam bo‘lishi zond kontakt qarshiligini oshiradi, bu esa o‘lchov asboblarini kirish qarshiligini oshirishni talab qiladi. Epitaksial qatlamlarda yuqorida ko‘rilgan omillar uning sirt qarshiligini tokka bog‘liq bo‘lishiga olib keladi [15-16].

XULOSA

Kremniyda ionli legirlangan Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi Xoll effekti, Van-der-Pay va namunaning magnitoqarshigini o‘lchash bo‘yicha metodlari yordamida o‘rganilganda aytish mumkinki:

-turli katta hajmdagi namunalar, plastinkalar, yupqa qatlamlar, barcha turdagi yarimo‘tkazgichli strukturalar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasi яримўтказгичларнинг таъқиқланган соҳа кенглиги ўзгаришига олиб келар экан.

-nomuvozanat holatidagi zaryad tashuvchilar Fe atomlari miqdoriy taqsimot konsentratsiyasining optimal qiymatlariga bog‘liq ekan.

-kremniyga kiritilgan Fe atomlari energetik sathlar hosil qilib, kremniy kristali elektronlar uchun yurituvchi, kovaklar uchun itaruvchi markazni kremniy ta’qiqlangan zonasida hosil bo‘lishini ko‘rish mumkin.

-ionli legirlashda atomlarning bir nuqtasida birikmalari – nanoklasterni hosil qilib, ular kvant xususiyatga ega bo‘lar ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati

1. “Barkamol avlod orzusi” Toshkent: O‘zbekiston 1999 yil.

2. Davlat ta’lim standarti. Axborotnoma – T: 1999 yil.

3. «Нанотехнология в электронике». Нанотехнология в электронике: введиние в специальность Лозовский В.Н., Константинова Г.С., Лозовский С.В.327 стр,2008г.

4. Мейлихов Е.З., Лазеров С.Д., Электрофизические свойства полупроводников. (Справочник физических величин), М., 1987

5. Гусиев В.Г., Гусиев Ю.М.Электроника. –М.: Высшая школа, 1991. С.

6. И.П.Суздалев «Физико-химия нанокластеров, наноструктур а наноматериалов», М: Ком.Книга, 2006-592с

7. А.И.Гусиев «Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии» 2-е изд. Испр-М: Физмалит, 2007-416с.

8. M.K.Baxodirxonov, N.F.Zikrillayev, X.M.Iliyev, F.M.Isayev, D.A.Karimov «Elektronika fanidagi asosiy tushunchalarning izohi» Toshkent, TDTI, 2008,

9. Л.П. Павлов. Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М. «Высшая школа», 1975 г. 67-73 стр.

10. Л.П.Павлов. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. Высшая школа. 1987 г. 20-34 стр.

11. M.A Azizov. Yarim o‘tkazgichlar fizikasi. O‘qituvchi nashriyoti 1974 y. 57-61 betlar. Toshkent.

12. Ю.А.Концевой. Измериния параметров полупроводниковых материалов. Изд. «Металлургия» М. 1970 г. 3-5 стр.

13. Ю.В.Варобьев, В.Н.Добровальский, В.И.Стрика. Методы исследования полупроводников. Киев «Высшая школа» 1988 г. 34-41 стр.Н.Ф.Ковтанюк,

14. В.В.Батавин, Ю.А.Концевой, Ю.В.Федорович. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур. М. «Радио связь» 1985 г. 11-20 стр.

15. Тешабаев А. «Измерения полупроводниковых параметров». Тошкент. Ўқитувчи 2001 г.

16. Foydalanilgan internet saytlari

1. Internet www.energy.com,
2. “Ziyo NET” axborot – ta`lim tarmog`i
3. www. ziyonet.uz
4. http://www.aerocond.com/
5. http // www. Bankreferatov.ru.kasu.uz.
6. http // WWW.Ziyonet.uz.
7. http // WWW.frast.uz.