

**O`ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O`RTA MAXSUS TA'LIM
VAZIRLIGI**

Al-Xorazmiy nomidagi Urganch Davlat universiteti

“Fizika” kafedrası o`qituvchisi Asatova Umida

“Yarimo`tkazgichlar va dielektriklar fizikasi” fanidan

Ma`ruzalar matni

Bakalavriat yo`nalishlari: fizika ta'lim yo`nalishi uchun

URGANCH-2012

1-Ma'ruza.

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fanining predmeti, vazifasi va manbalari

Reja:

1. «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» fani. Fanning maqsadi. Fanning vazifasi, uslubiy ko'rsatmalar, baholash mezonlari.
2. Fizika bo'yicha mutaxassislar tayyorlashda fanning tutgan o'ri. Predmetlararo boglanishg.
3. Hozirgi zamon fan va texnikasida yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning o'ri

1. «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» fani. Fanning maqsadi. Fanning vazifasi, uslubiy ko'rsatmalar, baholash mezonlari.

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fani fizika sohasining o'ta dolzarb muammolariga tegishli bo'lib, yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi fizik hodisalarning asosiy qonuniyatlari bilan tanishtirishni nazarda tutiladi.

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fanining maqsadi yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi fizik hodisalarning asosiy qonuniyatlari bilan tanishtirishdir.

Ushbu fanning vazifasi talabalarda kelajakda mustaqil ilmiy tadqiqot va amaliy ishlab chiqarish jarayonlarida yarimo'tkazgich materiallarni fizikgimyoviy xossalari bo'yicha ajrata bilish, ish vazifasi talablarga mos keluvchi yarimo'tkazgich asboblarning xossa va parametrlarini nazariy xisoblay bilish va yarata olish o'quv va malakalarini hosil qilishdan iboratdir.

Fan bo'yicha talabalarining bilimiga, malaka va ko'nikmasiga quyidagi talablar qo'yiladi:

1. Talaba fizikaning zamonaviy holati haqida; yarimo'tkazgichlarning tuzilishi va strukturasi haqida; qattiq jismning energetik zonalar nazariyasi, qattiq jismdagi zaryad tashuvchilar statistikasi haqida; yarimo'tkazgich materiallar kristall panjarasining nuqsonlari turlari haqida; yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining fizik mexanizmlari haqida; yarimo'tkazgichlardagi qutblanish hodisalari haqida; yarimo'tkazgich materiallar parametrlariga tashki muhitning ta'siri haqida; dielektrikning tuzilishi va strukturasi haqida; dielektriklardagi kinetik, termik, optik va magnitik hodisalar haqida; dielektriklarning optik, fotoelektrik va diffuziyaviy xossalari haqida; dielektriklardagi diffuziyaviy, termik va fotoelektrik xossalarning umumiy qonuniyatlari haqida; dielektrik materiallardagi hajmiy va sirtiy diffuziyaviy nuqsonlar hosil bo'lish jarayonlari haqida; bo'linishning ochik va yashirin chegaralaridagi fizikaviy jarayonlar haqida tasavvurlarga ega o'lishi kerak.

Talaba ushbu kursni yaxshi o'zlashtirishi uchun elektr kursi, kvant mexanikasi va statistik fizikaning bo'limlari, shuningdek oliy matematikaning zaruriy bo'limlari bo'yicha yetarli bilim va ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak. Kursning katta qismini auditoriyadan tashqari ishlar tashkil etadi. Bundan tashqari ushbu dastur o'z ichiga qamrab olgan laboratoriya mashg'ulotlarini o'tkazish uchun talaba zamonaviy o'lchov apparaturalari bilan tanish bo'lishi va elektrik o'lchovlar o'tkaza olish ko'nikmasiga ega bo'lishi talab etiladi.

2. Talabalar uchun oddiy texnologik laboratoriya ishlarini yarata bilish, ishni sozlash, ishni amaliy bajarish tartibini aniklay olish, ishni bajarish va natijalarni tahlil qilish, eksperiment xatoliklarini, hisoblash va tajriba sifatini xulosalashni bilishlari kerak. Tajribalarda ishlatiladigan o'lchov asboblardan to'g'ri va aniq foydalanish.

Seminar mashg'ulotlari bo'yicha:

- O'qituvchi tomonidan tavsiya qilingan adabiyotlar bilan mustaqil ishlash.
- Seminar mavzusiga tegishli ma'ruza jarayonida fizik qonuniyatlar bo'yicha kengroq va chuqurroq muloxaza qilish.
- Fanga tegishli mavzularni amaliyotdagi o'ri to'g'risida ma'lumotlarga ega bo'lish.
- Seminar mavzulari bo'yicha yuqori saviyada va mantiqan ketmag'ketlikda ma'ruzalar qilish.
- Seminar mavzulari bo'yicha talab darajasida referatlar yozish.
- O'zaro savol-javob va muloqatlarda yuqori ko'rsatkichlarga ega bo'lish.

Maxsus fanlardan laboratoriya mashgulotlarining ustvor maqsadi nazariy bilimlarni amaliy masalalarga tadbqiq qilishga qaratilgan bo'lib, quyidagi talablarga javob berishi lozim:

- Xar bir laboratoriya ishiga tegishli nazariy bilimlarga ega bo'lish.
- Laboratoriya ishining maqsadidan kelib chiqib, uning metodikasi bilan tanishish
- Laboratoriya ishiga tegishli eksperimental qurilmalar bilan mustaqil ishlash
- To'g'ri, yuqori aniqlikda tajriba natijalarni olish va taxlil qilish
- Tajriba jarayonidagi xatoliklarni sabablarini o'rganish
- Bajirilgan laboratoriya ishlari bo'yicha belgilangan tartibda xisobot tayyorlash (kompyuterlarda xisoblash, grafiklar chizish va x.k.)

2. Fizika bo'yicha mutaxassislar tayyorlashda fanning tutgan o'rni. Predmetlararo boglanishg. Bo'lajak fizik bakalavrlari «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» fani chegarasida *ishlab chikarish soxasida*: zamonaviy elektron va yarimo'tkazgich texnikasi, elektron boshqaruvga ega bo'lgan maishiy texnik servis xizmati ko'rsatish korxonalarida xizmat ko'rsatishni, yuqori texnikgiqtisodiy va energetik ko'rsatkichlarni ta'minlovchi yarimo'tkazgich asbobli jixozlar, qurilmalari va texnologik majmualarni avtomatlashtirilgan tizimlarni samarali ishlatishni o'rganishlari zarur. Shu jixatdan «Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» o'quv fani ushbu yo'nalish bo'yicha malakali fiziklar tayyorlash tizimining ajralmas bo'gini xisoblanadi.

«Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi» o'quv fani ixtisoslik fani xisoblanib, 7g va 8gsementrlarda o'qitiladi. Mazkur fanni o'rganish uchun talaba umumiy fizika kursi, ximiya, kvant maxanikasi va oliy matematikaning zaruriy bo'limlari bo'yicha yetarli bilim va ko'nikmalarga ega bo'lishi kerak.

3. Hozirgi zamon fan va texnikasida yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning o'rni

YArimutkazgichlarni muxim elektrofizik xususiyatlari tufayli, ular turli xil asboblari yasashda keng kulaniladi. YArimutkazgichli asboblari tokni tugrilashda (diodlar), tebranihlarni generatsiyalash va kuchaytirishda (tranzistorlar), issiklik va nurlanish energiyasini elektr energiyasiga aylantirishda (termoelementlar va fotoelementlar), elektr energiyasini yoruglik energiyasiga aylantirishda (fosforlar, svetodiodlar, lazerlar), temperaturani ulchovchi datchiklar (termistorlar), yoruglik va korpuskulyar nurlanishlarni kayd kilishda (fotorezistorlar va dozimetrlar), bosimni (tenzodatchiklar) va magnit maydonlarni (Xoll datchiklari) ulchashda kulaniladi.

Xar bir asbobni ishi asosida ma'lum bir fizik xodisa yotadi. SHuning uchun yarimutkazgichlar fizikasi yarimutkazgichlar elektronikasini nazariy asosi xisoblanadi. YArimutkazgich moddalarni yaratish, ular asosida asboblarni yangi kurinishlarini yasash, yukori sifatli yarimutkazgich asboblari va integral sxemalar ishlab chikarishini yulga kuyishbularni xammasi yarimutkazgichlar fizikasi soxasida muxim bilimlarni urganishni talab kiladi.

2 – Ma'ruza.

Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar tugrisida umumiy tushunchalar

Reja:

1. Moddalarni elektrik xususiyatlari bo'yicha klassifikatsiyasi.
2. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari.
3. Qattiq jismlardagi kimyoviy boglanish turlari.
4. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning kristallik strukturasi. Brillyuen zonalari.
5. Ruhsat etilgan va taqiqlangan energetik zonalari, yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning zonaviy strukturasi.

1. Moddalarni elektrik xususiyatlari bo'yicha klassifikatsiyasi

Tabiatda xamma moddalar elektrofizik xususiyatlari buyicha uchta katta sinfga ajratiladi: metallar, yarimutkazgichlar va dielektriklar.

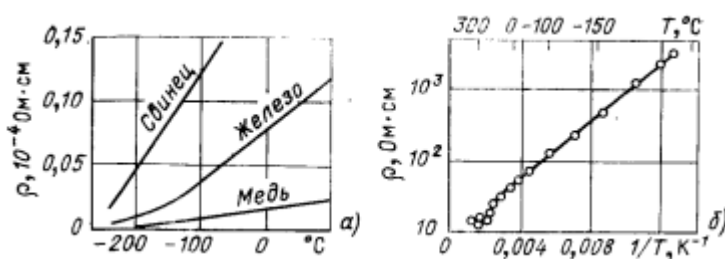
YArimutkazgichlar fizikasi XX-asrning birinchi yarmida, tugrirogi 40-yillarda paydo bulgan fandir. Moddalarni ularning elektr utkazuvchanligiga karab guruxlarga ajratishda, akademik A.F. Ioffe birinchi marta yarim utkazgich moddalar tushunchasini kiritdi.

YArimutkazgichlar boshka moddalardan quyidagi xususiyatlar bilan fark kiladi:

- 1)Elektrutkazuvchanlikni musbat temperaturaviy koeffitsienti;
- 2) YArimutkazgichlar solishtirma utkazuvchanlikini metallarga nisbatan kichikligi, izolatorlarga nisbatan kattaligi;
- 3)Toza yarimutkazgichlarda tok tashuvchilar kontsentratsiyasini metallarga nisbatan juda kichikligi va temperaturaga kuchli boglik bulishi;
- 4) Metallarga nisbatan termo E.YU.K ni kiymatini katta bulishi;
- 5) YOruglikka va ionlantiruvchi nurlanishga nisbatan yukori sezgirlik;
- 6) Kichik kontsentratsiyadagi aralashmalar ta'sirida xam uz xususiyatlarini keskin uzgartirish kobiliyatini mavjudligi;
- 7) tokni tugrilash effektini mavjudligi.

Metallarda solishtirma karshilikning kiymati 10^{-6} - 10^{-4} Om.sm, yarimutkazgichlarda 10^{-4} - 10^{10} Om.sm , dielektriklarda 10^{10} Om.sm dan katta kiymatlarni kabul kiladi.

Solishtirma karshilikning temperaturaga boglanishini urganishda metallar va yarimutkazgichlar orasidagi fark yakkol namoyon buldi. Ayrim metall va yarimutkazgichlarni solishtirma karshiliklarini tempraturaga boglanish grafiklari 2.1-rasmda keltirilgan.



2.1-rasm

YArimutkazgich moddalar uchun solishtirma karshilik va solishtirma utkazuvchanlikni temperaturaga boglanish xarakteri quyidagichadir:

$$\rho = \rho_0 e^{\beta/T} \quad (2.1)$$

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\beta/T} \quad (2.2)$$

YArimutkazgichlarda solishtirma utkazuvchanlik temperatura pasayishi bilan kamayadi, absolyut nol temperaturaga yakinlashgan sari yarimutkazgichlar xossalariga kura dielektriklarga yakinlashadilar. Utkazuvchanlikni temperaturaviy koeffitsienti yarimutkazgichlarda musbat buladi. Bundan kelib chikadiki, yarimutkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar unga issiklik energiyasi berilganda xosil buladi. Bu zaryad tashuvchilar **issiklik** yoki **muvozanatliy zaryad tashuvchilar** deyiladi. Tajribalar kursatadiki , yarimutkazgichlarda erkin zaryad tashuvchilar temperaturadan tashkari yoritganda, yadroviy zarrachalar bilan nurlantirganda, yarimutkazgichga elektr maydon berilganda, tashki bosimni uzgartirganda xam xosil buladi. Bunday xollarda xosil buladigan erkin zaryad tashuvchilar **nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar** deyiladi. Muvozanatliy va nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni xosil bulish jarayoni yarimutkazgich moddani strukturasi va undagi aralashmalar mavjudligiga kuchli boglikdir.

YArimutkazgichlardagi xamma termoelektrik xodisalar (Tomson effekti, Zeebek effekti, Pelte effekti), shuningdek galvanomagnit va termomagnit xodisalar metallarga nisbatan kuchli namoyon buladi. YArimutkazgichlarda elektrutkazuvchanlik yoruglik va nurlanish ta'sirida bir necha tartibga ortishi mumkin. Undan tashkari, elektron-kovak utishda sezilarli foto e.yu.k xosil buladi. YArimutkazgichlarni xususiyatlari aralashmalar mikdoriga va stexiometrik tarkibga kuchli boglik.

Metall bilan yarimutkazgich yoki yarimutkazgich bilan yarimutkazgich chegarasidagi kontakt xodisalar muxim axamiyatga ega. Metallardan farkli ravishda bu kontaktlar omik xisoblanmaydi. Kupgina yarimutkazgich asboblarni ishi elektronli va kovakli yarimutkazgich chegarasidagi kontakt xodisalardan foydalanishga asoslangan.

Demak, yarimutkazgichlar- bular shunday moddalarki, ularni solishtirma karshiligi modda strukturasiga, aralashmalar mikdori va turiga, tashki sharoitlar: temperatura, bosim, yoritilish, nurlanish, elektr maydon, magnit maydonga boglik buladi.

Metallarda esa utkazuvchanlik aralashmalar mavjudligiga, tashki sharoitga kuchsiz boglik bulib, istalgan temperaturada undagi erkin elektronlar kontsentratsiyasi uzgarmas va 10^{22} sm^{-3} ni tashkil kiladi. Metallar va yarimutkazgichlar orasidagi muxim farqlardan yana biri, ikki yarimutkazgichdan iborat zanjir orkali elektr toki utganda tok kuchi zanjirga kuyilgan potentsiallar farkiga nochizikli boglik buladi.

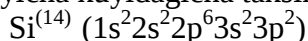
Yarimutkazgich moddalar xuddi utkazgichlarga uxshab, elektronli va ionli buladi. Elektronli yarimutkazgichlarga oddiy moddalar: bor V, uglerod S, kremniy Si, fosfor R, oltingugurt S, germaniy Ge, mishyak As, kalay Sn, surma Sb, selen Se, tellur Te, yod I va boshka InSb, GaAs, InP va boshka murakkab ximiyaviy birikmalar kiradi. Noorganik moddalardan tashkari yarimutkazgich xususiyatiga benzol, naftalin, antratsen, naftatsen, koronen kabi organik moddalar xam ega buladi.

Oddiy yarimutkazgich kremniy misolida elektrutkazuvchanlik mexanizmini kurib chikamiz. Yarimutkazgichlarni fizik xususiyatlari ular tashkil topgan atomlarni valent kobiklari strukturalari bilan boglikdir.

Atom fizikasidan ma'lumki, istalgan elementni atomi Ze zaryadli musbat yadrodan va chizikli ulchami uzluksiz ortib boruvchi kobiklarda joylashgan Z elektrondan iborat. Birinchi kobik K-kobik, ikkinchisi L-kobik, uchinchisi M-kobik va xakozo deb ataladi.

K-kobik s bilan belgilanadigan bitta kobikchadan, ikkinchi L kobik s va p kobikchalardan, M kobik s, p va d kobikchalardan iborat. Kobikchalar bir-biridan konfiguratsiyalari bilan fark kiladi. Xar bir kobikcha, ikkinchidan boshlab, bir-biridan fazodagi orientatsiyasi bilan fark kiladigan kator orbitalardan iborat; birinchi s kobikcha karama-karshi spinli ikkita elektron xarakatlanadigan bitta orbitadan iborat. Ikkinchi p kobikcha xar birida ikkitadan elektron joylashadigan uchta orbitadan iborat, d kobikcha 10 ta elektron joylashadigan beshta orbitadan iborat. Kobik nomeri bosh kvant soni deyiladi va n bilan belgilanadi. Bosh kvant soni elektronni ma'lum bir xolatdagi energiyasini aniklaydi. Kobikcha nomeri esa orbital kvant soni deyiladi va l bilan belgilanadi. Orbital kvant soni orbita ekstsentrisiteti va unda xarakatlanadigan elektronni orbital xarakat mikdori momentini aniklaydi. Xarakat mikdori momentini biror ukka proektsiyasi magnit kvant soni bilan aniklanadi. Bu kvant soni m bilan aniklanadi. Elektronni xususiy xarakat mikdori momenti spin deb ataluvchi kvant soni bilan aniklanadi. Pauli printsipi yordamida bitta kobikda $2n^2$ elektron, bitta kobikchada $2(2l+1)$ elektron joylashishi aniklangan

Kremniyda elektronlar xolatlar buyicha kuyidagicha taksimlangan:



Bu atomlarda tashki elektron kobik kisman tuldirilgan bulib, unda turtta elektron mavjud. Kristall xosil bulishida, xar bir atomni turtta valent elektroni $3s^2 3p^2$ xolatdan sp^3 gibrid xolatga juftlanmagan spinlar bilan utadi va turtta fazoviy boglanish xosil kiladi. Natijada xar bir atom turtta yakin kushni atomlar bilan boglanadi va tetraedr markazida joylashadi. Kristall panjarani almazsimon tipi xosil buladi. U kubik panjara xisoblanadi. Bu panjarada xar bir atomni turtta tashki elektroni kovalent boglar xosil kilishda ishtirok kiladi. Kristall panjara tugunida +4 zaryadli musbat Si ioni joylashadi.

Metallarda temperatura ortishi bilan solishtirma karshilik T temperaturaga mutanosib ravishda ortib boradi, solishtirma utkazuvchanlik esa kamayadi, ya'ni

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) = \frac{\rho_0}{T_0} T \quad (2.3)$$

Bu yerda, ρ_0 - 0°S da berilgan metallni solishtirma karshiligi, α - kiymati $1/273$ ga teng bulgan karshilikning temperaturaviy koefitsienti.

Metallar solishtirma utkazuvchanligini temperatura pasayishi bilan ortishi metallarda temperaturaga boglik bulmagan xolda erkin elektronlar mavjudligi bilan tushuntiriladi. Metallar solishtirma karshilikining temperaturaga boglanish xarakterining muxim xususiyatlaridan biri utkazuvchanlikni temperaturaviy koefitsienti ularda manfiy buladi,

ya'ni kichik T_1 temperaturadagi σ_1 solishtirma utkazuvchanlikni yukorirok T_2 temperaturadagi σ_2 solishtirma utkazuvchanlikdan katta bulishidir. Metallarni umumiy xususiyatlarini metall boglanish tabiatidan kelib chikkan xolda tushuntirish mumkin. Metallni kristall panjarasi tugunida atomlar joylashadi. Valent elektronlar butun kristallga tegishli buladi va ular bir vakti uzida utkazuvchanlik elektronlari xam xisoblanadi.

Yigirmanchi asr boshida Drude va Lorents metallarni utkazuvchanlik elektronlariga gazlarni kinetik nazariyasini kulladi va elektron gaz tugrisidagi tasavvurlarni kiritdi. Erkin elektronlarni bu nazariyasi Om konunini va elektrutkazuvchanlikni issiklikutkazuvchanlik bilan boglanishini, ya'ni Videman-Frants konunini yaxshi tushuntiradi. Lekin bu nazariya kattik jismlarda sodir buladigan kator xodisalarni asoslay olmaydi. Masalan , nima uchun kattik jismlar uzlarining elektr xususiyatlari buyicha metallarga, izolatorlarga, yarimutkazgichlarga bulinishini bu nazariya buyicha tushunish kiyin. Buning uchun elektronlarni kristall panjarada maydonidagi xolatini karab chikish zarur. Kattik jismlarni kvant nazariyasi elektronlarni kristall panjara bilan uzaro ta'sirini karash asosida moddalarni elektr xususiyatlaridagi farkni tushuntirishga imkon beradi.

2. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari. Xar kanday kattik jism juda kup sondagi atomlardan tashkil topadi. Ideal kristall panjara tugunlarida atom yadrolari davriy ravishda joylashadi. Demak kattik jism kup zarrali sistemadir. Ideal davriy kristall panjarani $V(r)$ potentsial maydonida elektronlar xolatini kvantomexanik nukta nazardan karab chikamiz. Buning uchun SHredenger tenglamasini echish kerak. Statsionar xolat uchun SHredenger tenglamasi kuyidagicha kurinishga ega:

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (2.4)$$

bu yerda $\hat{H}$ -sistema(kristall)ning tula energiya operatori yoki Gamilton operatori, E -kristallning xususiyy energiyasi, ψ -tulkun funktsiya.

$|\psi|^2 dV$ – fazoni dV xajm elementida elektronni topilish extimoligini, $e|\psi|^2$ - tegishli zaryad zichligini bildiradi.

Gamilton operatori 5 ta xadning yigindisidan iborat:

1) $\hat{K}$ -Elektronlarning kinetik energiya operatori.

$$\hat{K} = \sum_i \frac{\hat{p}_i^2}{2m_0} = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) \quad (2.5)$$

Bu yerda, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ -impuls operatori, $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$, $\hat{p}_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$, $\hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$ -impuls

operatori proektsiyalari, $\Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}$ -i elektron uchun Laplas operatori.

m_0 – elektron massasi

2) $\hat{T}$ -YAdrolarning kinetik energiya operatori.

$$\hat{T} = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) \quad (2.6)$$

Bu yerda $\Delta_\alpha = \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_\alpha^2}$ - α yadro uchun Laplas operatori. M_α – yadro massasi

3) $\hat{U}$ -Elektronlarning uzaro ta'sir potentsial energiya operatori.

$$\hat{U} = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} \quad , \quad i \neq j \quad (2.7)$$

4) $\hat{V}_0$ - YAdrolarning uzaro ta'sir potentsial energiya operatori.

$$\hat{V}_0(R_1, R_2, R_3, \dots, R_N) \quad (2.8)$$

5) $\hat{U}$ -Elektronlar va yadrolarning uzaro ta'sir potentsial energiya operatori.

$$U(r_1, r_2, r_3, \dots, r_n, R_1, R_2, R_3, \dots, R_N) \quad (2.9)$$

Gamilton operatori xadlarini xisobga olsak, (2.4) ifodadagi erkin uzgaruvchilar soni kristalldagi zarralarning tula soni bilan aniklanadi. Bunday masalani echish matematik jixatdan juda murakkab, masalani fakat ketma-ket yaqinlashishlar yordamida takriban echish mumkin. Tadkikotlar shuni kursatadiki, SHredinger tenglamasini anik echimini topmasdan xam, etarlicha asoslangan takribiy xisoblashlar bilan xam kattik jismning barcha muxim xossalarini tushuntirish mumkin.

3. Qattiq jismlardagi kimyoviy boglanish turlari. Ximik boglanishlar nazariyasi kattik jismlarni elektron tuzilishi muammolarini xal kilishda asosiy axamiyatga ega. Kristall atomlari orasidagi uzaro ta'sirning asosiy turlarini kurib chikamiz.

Atomlar orasidagi ximik boglanishlarni kuyidagi asosiy turlari mavjudligi aniklangan:

- a) ionli yoki geteroboglanish
- b) kovalent yoki gomeopolyar boglanish.
- v) Van-der-vaals boglanishi.
- g) metall boglanish.

Tipik yarimutkazgichlarda dastlabki ikkita boglanish maxim rol uynaydi.

Ion boglanish xolida tortishish kuchlari-kulon elektrostatik kuchlardir. SHu bilan birga karama-karshi ionlar bir-biriga tortilib etarli darajada yaqinlashganda ularning elektron kobiklari bir-biriga kirisha boshlaydi va shu kobiklar orasida itarishish kuchlari xam paydo buladi. Kristallda bunday tip boglanish ,masalan, NaCl molekulalarida uchraydi. Bu elementar yacheyka bir-biriga nisbatan siljigan, bittasi natriyni musbat ionlaridan va ikkinchisi xlorni manfiy ionlaridan tuzilgan, yoklari markazlashgan ikkita kubik panjaradan iboat.

Natriy metalli kuyidagi elektron strukturaga ega: $Na^{11} : (1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^1$

Xlorni elektron strukturasi: $Cl^{17} : (Ne)^{10} (3s)^2 (3p)^5$

Bunday molekula xosil bulishida natriyni yagona 3s valent elektroni 3p gruppasi tulishi uchun bitta elektron etishmayotgan xor atomiga utadi, natijada Na^+ va Cl^- ionlari xosil buladi va ular bir-biri bilan tortishadi. Elektronni bunday utishi energetik jixatdan xam kulay, chunki, Na^+ va Cl^- ionlaridan iborat sistemani umumiy energiyasi Na va Cl neytral atomlardan iborat sistemanikiga karaganda kichik.

Ion boglanishli kristallarda tugunda ion joylashgan buladi. Mazkur ion atrofidagi karama-karshi ishorali eng yaqin ionlar soni R koordinatsion son deyiladi. NaCl kristallida xar bir musbat ion atrofida manfiy ishorali 6 ta eng yaqin kushni ion joylashadi. Demak, mazkur xolda, koordinatsion son 6 ga teng.

Ion boglanishli kristallar xona temperaturasida izolator xisoblanadi. Ishkoriy metallar valent s -elektronlari galogen atomlariga utib, kristallda ular bilan mustaxkam boglanish xosil kiladi. Temperatura kutarilishi bilan bunday kristallarda sezilarli ionli utkazuvchanlik paydo buladi.

Gomeopolyar boglanish bir xil, zaryadlanmagan atomlar orasida amalga oshadi. Vodorod molekulasi xosil bulishi bunga misol bula oladi.

Vodorodni asosiy xolatdagi ikkita atomini kuraylik. Vodorod atomi xakidagi masalani echimidan ma'lumki, bu xolda xajmiy zaryad zichligi taksimoti xar bitta atomda sferik simmetriyaga ega.

Xar bir atom bu xolda kandaydir E_0 energiyaga ega, u xolda, sistemani tula energiyasi $2E_0$ ga teng.

Xaar bir atom tarkibiga kiruvchi elektronlar va yadrolar orasidagi uzaro ta'sir natijasida elektron zichlik taksimoti uzgaradi, va sistemani tulik energiyasi $E = 2E_0 + U(R)$ ga teng buladi. $U(R)$ -zaryadlarni kulon uzaro ta'sir energiyasi.

Agar elektronlar spinlari bir-biriga parallel bulsa, bu xolda atomlar orasida zaryad zichligi minimumga ega va manfiy zaryad xar bir yadroni yakinda lokallashgan buladi. Uzaro ta'sir energiyasi xar doim musbat, natijada vodorodni ikki atomi bunday xolda itarishadi.

Agar ikkala spin antiparallel bulsa, $U(R)$ minimumga ega buladi. Bu esa $R = R_0$ da H_2 turgun molekula xosil bulishi mumkinligini bildiradi. Bu xolda ikkala atomni elektron bulutlari ikkala yadroni xam kamrab oladigan xajmiy zaryadni bir butun bulutini xosil kiladi.

Gomeopolyarnoy boglanishni muxim xususiyatlaridan biri uning tuyinganligidir, ya'ni bunday boglanishda ikkitadan ortik elektron katnasha olmasligidir. SHuning uchun uchinchi H atomi H_2 molekuladan itarishadi.

Gomeopolyarnoy boglanishni boshka bir xususiyati fazoviy yunalganligidir. Buning sababi, valent elektronlar xosil kiladigan natijaviy elektron bulut sferik emas, balki ma'lum bir yunalishda chuzilgan. Boshka tomondan, gomeopolyar boglanish vujudga kelishi uchun uzarota'sirlashuvchi atomlarni elektron bulutlari uzaro ustma-ust tushishi kerak.

Gomeopolyarnoy boglanish yarimutkazgich kristallarda xam, masalan, davriy sistemani turtinchi gurux elementlari- almaz, kremniy, germaniyda uchraydi. Ular kubik kristall panjara tuzilishiga ega. Almazni elementar yacheykasi yoklari markazlashgan kub bulib, uni ichida yana turtta atom buladi. Bu ichki atomlarni kubni fazoviy diagonali yunalishida diagonal uzunligini $\frac{1}{4}$ kismiga teng masofaga yacheykani tashki atomlarini siljitganda xosil kilish mumkin. Boshkacha aytganda, almaz panjarasini bir-biriga nisbatan siljigan ikkita yoklari markazlashgan kubik panjara sifatida tasavvur kilish mumkin. Bir yoklari markazlashgan yacheykada atomlar soni 4, shuning uchun almaz strukturasini kubik elementar yacheykasida atomlar soni 8 ga teng.

Kremniy kristallida xar bir atom atrofida turtta kushni atom buladi. Bu kushnilar tetraedr uyalarida, mazkur atom esa tetraedr markazida joylashadi. Kristallni xar bir atomi uzining turtta kushnisi bilan turtta valent elektroni vositasida boglangan buladi, bunda xar ikki kushni atomning bittadan valent elektroni ular orasida umumiy ikki elektronli boglanishni, ya'ni kovalent boglanishni xosil kiladi.

Kupgina ximiyaviy birikmalarni kristallarida ion va gomeopolyar boglanishni oralik kurinishi bulgan aralash boglanish mavjuddir. Bunday boglanishli kristallarga uchinchi va beshinchi gurux elementlarini A^3B^5 birikmalari misol bula oladi: *InSb*, *GaAs*, *GaP*. Bunday kristallarda atomlarni joylashishi almaznikiday, ya'ni xar bir atom turtta yakin kushniga ega.

In atomi 3 ta valent elektronga, *Sb* atomi 5 ta valent elektronga ega, demak, xar bir juftlikda 8 ta elektron. Bu esa juft elektronli boglanish xosil kilish uchun etarli. Lekin, bu yerda ikkala komponentani atomlari turlicha bulgani uchun elektron bulut nosimmetrik. SHuning uchun *In* va *Sb* atomlari mos ravishda manfiy va musbat zaryadlarga ega va atomlar orasidagi ximiyaviy boglanish kisman ionli, kisman gomeapolyar.

Van-der-vaals boglanishli kristallar panjarasi tugunlarida molekular joylashadi. Ular uzaro Van-der-Vaals kuchlari vositasida ta'sirlashadi.

Agar moddaning molekulari kutbli bulsa, ya'ni dipollardan iborat bulsa, ular orasidagi uzaro ta'sir **orientatsion uzaro ta'sir** deyiladi. Orientatsion uzaro ta'sir temperatura ortishi bilan kamayadi.

Kristallar kutbsiz molekulalardan tashkil topgan bulsa, ular tashki elektr maydonining ta'sirida kutblanishi mumkin, bunda molekular induksion elektr momentlarga ega buladi va ular xam ta'sirlashadi. Bu uzaro ta'sir temperaturaga boglik emas.

Agar neytral molekular bir-biriga etarlicha yakin joylashsa ular orasida almashinuv uzaro ta'sir kuchlari paydo buladi. Bu uzaro ta'sir dispersion uzaro ta'sir deyiladi. Van-der-Vaals kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan juda kiska masofalarda uz ta'sirini kursatadi. Elektrostatik kuchlar zaryadlangan zarralar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proportsional bulsa, Van-der-Vaals kuchlari r^{-7} ga proportsional ravishda uzgaradi. YUkorida aytilganlardan kelib chikadiki, molekular uzaro ta'sir ancha past temperaturalarda mavjud buladi.

Molekular boglanishli kristallarga geliy, argon, kripton, ksenon misol buladi.

Metall boglanishli kristallarga natriy kristalini misol qilish mumkin. Uni bitta valent elektroni bulib, u kristall xosil bulishida uz atomidan ajralib, ularni musbat ionlarga aylantiradilar va uzlari panjara ichida erkin xarakat kiladi. Metall bolanishli kristallar tugunlarida elektronidan ajralgan musbat ionlar joylashadi. Bunday kristallar kata elektr utkazuvchanlik, yoruglikni yutish kobiliyati kabi kator xossalarga ega.

4. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning kristallik strukturasi. Brillyuen zonalari
Kattik jismlar ularni tashkil kilgan zarralarning joylashish tartibiga karab, kristall va amorf jismlarga bulinadi. Kristall jismlarni tashkil kilgan atomlar joylashishida muayyan, kat'iy tartib mavjud: ma'lum yunalishda har kandal ikki atom orasidagi masofa bir xil. Undan tashkari ularda anik erish, kotish temperaturasi mavjud. Amorf jismlarda atomlar joylashishida kat'iy tartib mavjud emas,

Ularning fazalarini uzgartirishida anik utish temperaturalarini mavjud emas.

Kristallni tashkil kilgan atomlarning markazlari bir-biri bilan tutashtirilsa fazoviy panjara xosil buladi. Unga **kristall panjara** deyiladi. Kristall simmetriyasi almashtirishlar yoki simmetriya amallari deyiladigan muayyan urin almashtirishlar natijasida jismning uz-uzi bilan ustma-ust tushishi. Simmetriya almashtirishlariga quyidagilar kiradi:

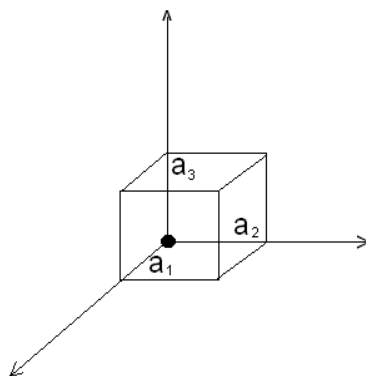
- 1) jismning barcha nuktalarini muayyan masofaga parallel kuchirish. (translyatsiya)
- 2) jismning biror uk atrofida muayyan burchakka burilishi.
- 3) tekislikda akslanish.
- 4) nuktada yoki inversiya akslanish.

Kristalllarda atomlarning joylashishi translyatsion simmetriya xossasiga ega.

Kristallda bir-biriga perpendikular bulgan uchta yunalish olamiz va undagi kushni atomlar orasidagi masofalarni a_1, a_2, a_3 vektorlar orkali belgilaymiz. Bu yerda a_i -vektorlar **asosiy vektorlar** yoki **translyatsion davrlar** deyiladi. SHu uchta a_i vektorlar ustiga kurilgan parallelepiped **elementar yacheyka** deyiladi. Butun kristallni uni elementar yacheykasini ketma-ket takrorlanishi deb tasavvur kilish mumkin. Ideal kristallning asosiy xossalaridan biri-agar cheksiz kristall

$$\vec{a}_n = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (2.10)$$

vektor kadam kuchirilsa, u uz-uziga ustma-ust tushadi. Bu operatsiya **translyatsion simmetriya** deyiladi.



2.2 rasm

Elementar yacheykaning xajmi:

$$V_0 = \vec{a}_1 \left[\vec{a}_2 \vec{a}_3 \right] \quad (2.11)$$

buladi. Bitta atomli elementar yacheyka bu sodda panjara, bir kancha atom mavjud elementar yacheyka murakkab panjara xisoblanadi. Kristall panjarada atomlarning markazlari joylashadigan nuktalar **tugunlar** deyiladi. Har kandal murakkab fazoviy panjara bir-biriga nisbatan siljigan sodda panjaralardan tuzilgan buladi.

Bu sodda panjaralar **Brave panjaralari** deyiladi. Ularning soni 14 ta.

Har xil strukturalar kristall panjarani asosiy vektorlari uzunliklari va ular orasidagi burchaklarga karab, 7 ta kristall singoniyaga bulinadi:

Kubik tizim. Bu singoniyaga uch xil panjara: sodda, xajmiy markazlashgan, yoklari markazlashgan panjaralar kiradi. Asosiy parametrlar-kub kirrasining a uzunligidir. $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Tetragonal tizim. Brave parallelipedi asosi kvadrat bulgan tugri prizmadir. Bu tizimga soda va xajmiy markazlashgan panjaralar kiradi.

Asosiy parametrlar ikkita-kvadrat asosi kirrasining a uzunligi, parallelipedning s balandligi. $a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Geksagonal tizim. Bu tizimning asosini muntazam olti kirrali prizma tashkil kiladi. Asosiy parametrlar-prizma asosi tomonining a uzunligi va prizmaning s balandligi. $a = b \neq c, \alpha = 120^\circ, \beta = \gamma = 90^\circ$

Romboedrik tizim. Brave parallelipedi romboedr shaklga ega. Bu tizimning yagona panjarasi yoklari bir xil romblardan iborat soda panjaralardir. Uning ikki parametri bor: romb kirrasining a uzunligi va kirralar orasidagi α burchak. $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$

Rombik va ortogonal tizim. Panjaraning asosiy parametrlari –tugri burchakli Brave parallelipedining kirralarining uzunliklari- a, b, c . Bu tizimda Brave panjarasining 4 xili: sodda, xajmiy markazlashgan, yoklama markazlashgan va asoslari markazlashgan panjaralar mavjud. $a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Monoklin tizim. Brave parallelipedi-tugri paralleliped. Uning asosi parallelogrammdan iborat. Monoklin panjaraning 4 ta parametri bor: Brave parallelipedi kirralarining a, b, c uzunliklari va ulardan ikkitasi orasidagi burchak. $a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$

Triklin tizim. Bu tizimning panjaralari fakat soda panjaralardir. Brave parallelipedi kirralarining a, b, c uzunliklari va ular orasidagi α, β, γ burchaklar. $a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$.

Kristall panjarada atomlarni vaziyatini aniklashda kristallografik koordinatalar sistemasidan foydalaniladi. Koordinatalar boshi sifatida panjaraning bir tuguni, koordinatalar uki sifatida elementar yacheyka kirralarining yunalishlari olinadi. Brave parallelipedining kirralari koordinata uqlari yunalishida uzunlik birliklari deb olinadi. SHuning uchun, xar xil yunalishda uzunlik birliklari xar xil buladi.

Kristall atomlarining markazlaridan utgan tekislik **kristall tekisligi** deyiladi. Bu tekislikning vaziyatini aniklash uchun **Miller indeksleri** deb ataladigan uchta rakamdan foydalaniladi. Ular kuyidagicha aniklanadi.

Sodda kub panjaraning elementar yacheykasini karaylik.

Uning kirralari a_1, a_2, a_3 bulsin. Kristalldagi biror tekislikni koordinata uqlarida

$s_1 a_1, s_2 a_2, s_3 a_3$ kesmalar kesgan bulsin, bu yerda, s_1, s_2, s_3 butun sonlar. $\frac{1}{s_1} : \frac{1}{s_2} : \frac{1}{s_3}$

nisbatni yozib, umumiy maxrajga keltiramiz va maxrajni tashlab yuboramiz, suratlardan tashkil topgan butun sonlarning umumiy buluvchisi bulsa, shunga bulib, uchta butun son nisbatini, ya'ni $h : k : l$ Miller indekslarini xosil kilamiz. Ular kristallda tekislikni vaziyatini aniklaydi.

Xar bir kristallni panjarasiga kuyidagi yul bilan xosil kilinadigan teskari panjara mos keladi. Teskari panjara vektorlari kuyidagicha yoziladi.

$$b_1 = \frac{2\pi[a_2 \times a_3]}{V_0} \quad b_2 = \frac{2\pi[a_3 \times a_1]}{V_0} \quad b_3 = \frac{2\pi[a_1 \times a_2]}{V_0} \quad (2.12)$$

$V_0 = |(a_1[a_2 \times a_3])|$ - a_1, a_2, a_3 vektorlar asosida yasalgan tugri panjarani elementar

yacheykasi xajmi. Oddiy kub panjara $a_1 = a_2 = a_3, b_1 = b_2 = b_3$ u xolda $b = \frac{2\pi}{a}$

$b_1 b_2 b_3$ asosida yasalgan parallelepiped teskari panjara deyiladi.

$$b_m = m_1 b_1 + m_2 b_2 + m_3 b_3 \quad (2.13)$$

vektor teskari panjarani tugunini aniklaydi.

$$|(b_1[b_2 \times b_3])| = \frac{(2\pi)^3}{V_0} \quad (2.14)$$

$(b_1[b_2 \times b_3])$ teskari panjarani xajmi.

Teskari panjarani elementar yacheykasi quyidagicha topiladi.

k tulkin vektorlar fazosida $2\pi b_1, 2\pi b_2, 2\pi b_3$ vektorlar asosida teskari panjara kuruladi va teskari panjarani qandaydir tuguni koorditatalar boshi sifatida tanlanib, uning yaqinidagi boshka tugunlar bilan to'g'ri chiziqlar vositasida birlashtiriladi. Bu chiziqlarni o'rtasida perpendikular tekisliklar o'tkaziladi. Teskari panjarani elementar yacheykasi sifatida tekisliklar bilan chegaralangan va ichida koordinatalar boshi joylashgan eng kichik, ko'p kirrali figurani tanlash mumkin. Bu figura **Vigner-Zeytts yacheykasi** deyiladi. Vigner-Zeytts yacheykasini xajmi $\frac{(2\pi)^3}{V_0}$ ga teng. (2.14)-ifodadan kelib chikadiki

$$a_1 b_1 = a_2 b_2 = a_3 b_3 = 2\pi$$

$$a_n b_m = n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 \quad a_n = a_1 n_1 + a_2 n_2 + a_3 n_3 \quad b_m = b_1 m_1 + b_2 m_2 + b_3 m_3$$

Kvaziimpulsni fizik jihatdan ekvivalent bo'lmagan kiymatlar to'plamidan iborat soxa **Brillyuen zonasi** deyiladi. Brillyuen zonasi sifatida

$$\begin{aligned} -\pi\hbar < Pa_1 &\leq \pi\hbar \\ -\pi\hbar < Pa_2 &\leq \pi\hbar \\ -\pi\hbar < Pa_3 &\leq \pi\hbar \end{aligned} \quad (2.15)$$

tengsizliklar bilan aniklanadigan soxani olish mumkin. Unga **birinchi Brillyuen zonasi** deyiladi. (2.14)-ifodadan quyidagi kelib chikadi.

$$\text{Birinchi Brillyuen zonasi xajmi quyidagicha} \quad \frac{(2\pi\hbar)^3}{V_0} = \frac{(2\pi\hbar)^3}{a^3}$$

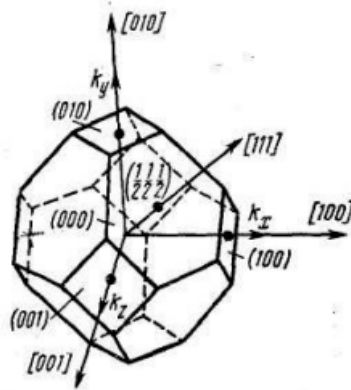
k -tulkin vektori fazosida birinchi Brillyuen zonasiga gorizont buylab $-\frac{\pi}{a}$ dan $\frac{\pi}{a}$ gacha

bulgan soxa tugri keladi. Abtsissa ukini bu soxasi uzunligi $\frac{2\pi}{a}$ ga tengdir.

Ikkinchi Brillyuen zonasi ikkita soxadan tuzilgan: $\frac{\pi}{a}$ dan $\frac{2\pi}{a}$ gacha va $-\frac{2\pi}{a}$ dan $-\frac{\pi}{a}$

gacha bulgan soxalar. SHunday kilib, Brillyuen zonasi k ukini kesmalari bilan tasvirlanadi va bu kesma buylab E energiya k ni uzluksiz funktsiyasi xisoblanadi.

Almaz tipidagi panjara uchun k - fazosida Birinchi Brillyuen zonasi 14 kirrali figura xisoblanadi. Uni 6 kirrasi kvadrat, 8 kirrasi oltiburchakdir. (2.3 rasm)



2.3 rasm

Kremniy, germaniy almaz tipidagi panjaraga ega.

5. Ruhsat etilgan va taqiqlangan energetik zonalar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning zonaviy strukturasi. Temperatura kutarilganda kristall panjara

tugunidagi ionlarning issiklik tebranishlari va natijada elektronlarning sochilishi kuchayadi, bu xarakatchanlikni kamaytiradi.

Kirishmalar kontsentratsiyasi yukori bulmaganda, ular elektronlarni xarakatchanligiga ta'sir kursatmaydi. Ammo yukorirok kontsentratsiyalarda temperatura past bulgan xolda xam zaryad tashuvchilar xarakatchanligi susayadi.

Teng mikdordagi erkin elektron va kovaklarga ega bulgan yarimutkazgich **xususiy yarimutkazgich** deyiladi.

Temperatura ortishi bilan valent bogdan elektronlar uzilishi kuchayadi, natijada yarimutkazgichda erkin elektronlar va erkin kovaklar kontsentratsiyasi ortadi. Erkin zaryad tashuvchilar issiklik energiyasi xisobiga yarimutkazgich kristalli buylab xaotik xarakatlanadi. Ular xarakatlanishi davomida kristall panjara nuksonlari bilan tuknashadilar, natijada xarakat yunalishlarini uzgartiradilar. Tartibsiz issiklik xarakat tufayli istalgan yunalishda xarakatlanuvchi elektronlar soni karama karshi yunalishda xarakatlanuvchi kovaklar soniga teng. SHuning uchun tashki elektr maydon kuyilmaganda erkin elektronlar va kovaklarni istalgan yunalish buylab olib utadigan yigindi zaryadi nolga teng va tok xosil bulmaydi.

Xususiy yarimutkazgichni elektr maydoniga joylashtiramiz. Maydon ta'sirida erkin elektronlar tezlashadi va maydon yunalishiga karama karshi xarakatlanadi. Natijada kristallda elektronni xarakati tartibsiz issiklik xarakat va tashki elektr maydon tufayli yuzaga keladigan tartibli xarakatdan tashkil topadi. Erkin zaryad tashuvchilarni elektr maydondagi yunalgan xarakati dreyf xarakat, bu xarakat tezligi dreyf tezligi deyiladi.

Xuddi elektronlarga uxshab, lekin ularga karama karshi yunalishda valent bogdagi vakant urinlar-kovaklar xam elektr maydon ta'sirida tartibli xarakatlanadi.

SHunday kilib, xech kanday aralashmasiz, toza yarimutkazgichda elektronli va kovakli utkazuvchanlik karor topadi. Natijada, xususiy yarimutkazgichda elektr toki ikkita tashkil etuvchidan- elektron va kovak toklardan iborat buladi. Xususiy yarimutkazgichdagi elektrutkazuvchanlikni energetik tasavvurlardan foydalanib tushuntirish mumkin. Kvant nazariya kursatadiki, izolatsiyalangan atom energiyani diskret kiymatlariga ega. Kattik jism xosil bulishida kushni atomlar tashki elektron kobiklar bir-birini berkitguncha, ya'ni atomlar taxminan 10^{-8} sm masofagacha yaqinlashadi. Natijada, bitta atomni kandaydir energetik satxida joylashgan elektronlar energiya sarflamasdan kushni atomni tegishli energetik satxiga utish imkoniyatiga ega buladilar va shunday kilib butun kattik jism buylab erkin kucha oladilar.

Kushni atomlarni maydoni ta'siri natijasida valent elektronlarni energetik satxlari zonaga parchalanadi. Bu zona **valent zona** deyiladi. Kristallarni elektrutkazuvchanligi asosan valent zonani tuldirilish darajasi va uni keyingi bush zonagacha bulgan masofasi bilan aniklanadi. Energiya zonasi elektronlar bilan tula tuldirilgan, chala tuldirilgan yoki butunlay tuldirilmagan bulishi mumkin. Agar energiya zonasi tula tuldirilgan bulsa, undagi elektronlar elektr toki xosil bulishida katnasha olmaydi, chunki bu elektronlar karama karshi yunalishlarda xarakatlanadilar va ularni yigindi toki nolga teng buladi. Elektr tokida katnashtirish uchun ularni bir kismini yukorigi bush satxlarga chikarish kerak. Ammo tula tuldirilgan zonada bush satxlar yuk. Agar energiya zonasi elektronlarga chala tuldirilgan bulsa, uni **utkazuvchanlik zonasi** deyiladi. Undagi elektronlar tokda katnasha oladi, ular erkin elektronlar deyiladi. CHala tuldirilgan zonani yukorigi kismida bush satxlar buladi, pastki satxdagi elektronlar elektr maydon ta'sirida tezlashib, yukorigi bush satxlarga kutariladi va ularni yunalgan xarakati elektr tokini xosil kiladi.

Odatdagi temperaturalarda xususiy yarimutkazgichni utkazuvchanlik zonasida xar doim valent zonadan bu zonaga termik uygotish usuli bilan utkazilgan ma'lum mikdordagi elektronlar, valent zonada esa teng mikdorda musbat zaryadli kovaklar buladi. Elektr maydon ta'sir kildirilganda erkin elektronlar va kovaklar yarimutkazgich buylab elektr zaryadi kuchirishni amalga oshiradilar. Umuman aytganda, yarimutkazgichlarda ikki turdagi erkin zaryad tashuvchilar –erkin elektronlar va kovaklar mavjud bulib, elektr utkazuvchanlik:

$$\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$$

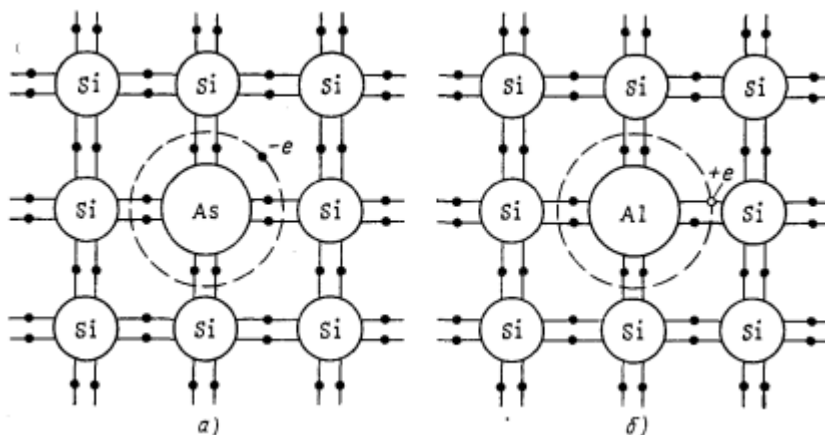
kurinishda ifodalanadi.

Bu yerda n va p –elektronlar va kovaklarning kontsentratsiyalari, μ_n , μ_p -ularning xarakatchanliklari.

Valent zona va utkazuvchanlik zonasi bir-biridan **takiklangan zona** bilan ajratiladi. Takiklangan zona kengligi E_g ximiyaviy boglanish turiga, kristall panjarani xosil kiluvchi atomlar tipiga boglik buladi. (2.4 rasm)



2.4rasm



2.5 rasm

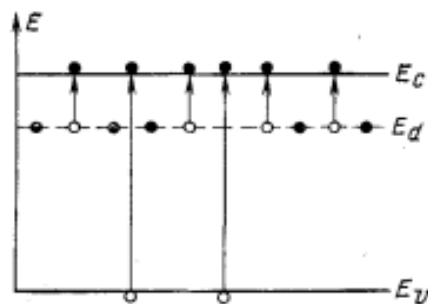
Rasmda xususiy yarimutkazgich uchun energetik diagramma keltirilgan.

Aralashmali yarimutkazgichlarda elektrutkazuvchanlik mexanizmini kurib utamiz. Almaz tipidagi panjarali yarimutkazgichda atomlardan biri V gurux elementi atomi bilan almashgan bulsin, masalan, kremniy panjarasi tugunida mishyak atomi joylashgan bulsin.

Mishyakda elektronlar xolatlar buyicha quyidagicha taksimlangan:

$\text{Si}^{(33)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^3)$

Mishyak atomida besh valent elektron 4s va 4p xolatlarda joylashgan. Kremniy kristall panjarasida mishyak atomini turtta valent elektroni yaqin kremniy atomlarini turtta valent elektronlari bilan birgalikda kovalent boglanish xosil kilishda katnashadi. (2.5 rasm). Mishyakni beshinchi elektroni boglanishda ishtirok kilolmaydi. U mishyak atomi bilan zaif boglangan, chunki unga atrofidagi kremniy atomlari xam ta'sir kiladi. YUkori temperaturalarda bu elektron mishyak atomidan ajralib chikib, kristall buylab erkin xarakatlanishi mumkin. Bu jarayon natijasida yarimutkazgichda erkin elektronlar kontsentratsiyasi ortadi va ular utkazuvchanlikda asosiy zaryad tashuvchilar bulib koladi, kovaklar esa noasosiy zaryad tashuvchilar bulib koladi. Bunday yarimutkazgich **elektronli** yoki **n tipli yarimutkazgich**, ortikcha elektronlar berayotgan aralashma **donor aralashma** deyiladi. Rasmdagi energetik diagrammada yarimutkazgichdagi aralashmalarni takiklangan zonada lokal satxlarni yuzaga kelishi tasvirlangan. Mishyak atomi ionlashganda erkin elektron xosil buladi va buning uchun zarur buladigan energiya kremniydagi valent boglarni uzish uchun kerak buladigan energiyadan kichik buladi, donor aralashmani energetik satxi E_d takiklangan zonada utkazuvchanlik zonasini tubidan uncha kata bulmagan masofada joylashadi (2.6- rasm).



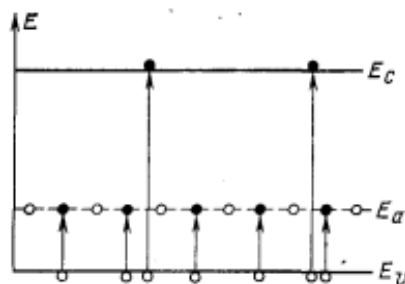
2.6- rasm

Yarimutkazgich kristall panjarasiga aralashma sifatida davriy sistemani uchinchi gruppasidan, masalan, aluminiy atomlari kiritilgan bulsin.

Aluminiyda elektronlar xolatlar buyicha quyidagicha taksimlangan:

$\text{Al}^{(13)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p)$

Aluminiy atomida uchta valent elektron 3s va 3p xolatlarda joylashgan. SHuning uchun kremniy atomida bitta boglanish tugallanmay koladi. Aluminiy atomi yakindagi tuldirilmagan boglanishga issiklik energiyasi xisobiga kremniy atomidan elektron utadi. Elektron ketgan joyda musbat zaryadlangan kovak xosil buladi. Yarimutkazgich kristall panjarasidan elektron oladigan aralashma aktseptor aralashma deyiladi. Asosiy moda atomidan aralashma atomiga elektron berilishi xisobiga erkin kovakni xosil bulishi uchun zarur buladigan energiya kremniyni valent boglarini uzish uchun sarf kilinadigan energiyaga nisbatan kichik buladi, SHuning uchun kovaklar mikdori elektronlar mikdoriga nisbatan sezilarli kata buladi va kristallni elektrutkazuvchanligi kovakli buladi. Bunday yarimutkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar, asosiy bulmagan zaryad tashuvchilar elektronlar xisoblanadi. Aktseptor aralashmali yarimutkazgich kovakli yoki r-tipli yarimutkazgich deyiladi. Energetik diagrammada aktseptor aralashma asosiy yarimutkazgichni takiklangan zonasida valent zonani shipidan uncha kata bulmagan masofada E_a energetik satx xosil kiladi. (2.7 rasm).



2.7- rasm

Aktseptor aralashma ionlashganda elektron valent zonadan E_a satxga utadi, valent zonada esa vakant urin-kovak xosil buladi. SHu tufayli kovaklar mikdori erkin elektronlarga nisbatan katta buladi va kristallda kovakli utkazuvchanlik paydo buladi. Bunday yarimutkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar, asosiy bulmagan zaryad tashuvchilar elektronlar xisoblanadi. Aktseptor aralashmali yarimutkazgich **kovakli yoki p - tip yarimutkazgich** deyiladi.

3 – Ma’ruza.

Qattik jismlar zonaviy strukturasini aniqlash uchun kuchli boglanish usuli. Bir elektronli va adabiatik yaqinlashish.

Reja:

1. Adabiatik va bir elektronli yaqinlashish
2. Qattik jismlar zonaviy strukturasini aniqlash uchun kuchli boglanish usuli.

1. Adabiatik va bir elektronli yaqinlashish.

Butun zarralar sistemasini engil (elektronlar) va ogir (atom yadrolari) zarralarga ajratiladi. Ma'lumki, yadro massasi elektron massasiga nisbatan juda katta, ya'ni

$M_\alpha \gg m_0$, natijada elektron tezligi yadro tezligidan katta buladi. Atom yadrolari xolatini xar bir uzgarishida asta-sekin yadrolarni yangi xolatiga tegishli elektronlarni fazoviy taksimoti urnatiladi. Bu esa birinchi yaqinlashishda elektronlar xarakatini fiksirlangan yadrolarni potentsial maydonida karashga imkon beradi. Bu xolda elektronlarni tulkin funktsiyasi va elektronlar energiyasi yadrolarni xolatini uzgarishi bilan adiabatik uzgaradigan kandaydir funktsiyalar xisoblanadi, bunda yadrolar koordinatalari bu funktsiyalarga parametrlar sifatida kiradi. YUkuri keltirilgan yaqinlashish adiabatik yaqinlashish, yoki Born-Oppengeymer yaqinlashishi deyiladi.

Faraz kilaylik, yadro tinch turibdi. Bunda yadrolarning koordinatalari $R_1, R_2, \dots, R_N$ uzgaruvchilar emas, balki kristall panjarani tugunlari xisoblanadigan $R_{10}, \dots, R_{N0}$ parametrlar xisoblanadi.

Tinch xolatdagi yadrolar uchun kinetik energiya nolga teng buladi. Ularni uzaro ta'sir potentsial energiyasi esa V_0 esa doimiy kiymatni oladi. Energiyani sanok boshini tanlab, uni nolga tenglash mumkin. Bu xolda tinch xolatdagi yadrolarni maydonida xarakatlanayotgan elektronlar uchun SHredinger tenglamasi kuyidagi kurinishda yoziladi:

$$\left\{ \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + U(r_1, \dots, r_n, R_{10}, \dots, R_{N0}) \right\} \psi_e = E_e \psi_e \quad (3.1)$$

(3.1) ifodadagi uzgaruvchilar sonini yana kiskartirish uchun valent approksimatsiya usulidan foydalaniladi. Bu usulda valent elektronlardan boshka barcha elektronlar yadro bilan birgalikda kuzgalmas atom koldigi (ion) ni xosil kiladi deb olinadi va (3.1) ifoda fiksirlangan ionlarni potentsial maydonida xarakatlanadigan valent elektronlar uchun yoziladi. (3.1) ifodani yanada soddalashtirish va masalani echish usullaridan biri **Xartri-Fok usuli**. Bu usul kup elektronli masalani bir elektronli masalaga olib keladi. Xartri-Fok usulini mazmuni shundan iboratki, elektronlarni uzaro ta'siri masalasi xar bir elektronni kolgan barcha elektronlarni urtachalashgan maydoni bilan uzaro ta'siri masalasiga olib kelinadi.

Faraz kilaylik, i -elektronni bu maydondagi potentsial energiyasi Ω_i bulsin. Bu energiya fakat kolgan xamma elektronlarni xarakatigagina boglik bulmasdan, balki bu elektronni xam xarakatiga boglikdir. Demak, maydon berilgan elektronni xarakatini aniklabgina kolmasdan, balki uzi xam uni xarakatiga boglik buladi, shuning uchun bu maydon uzaro kelishilgan maydon deb ataladi. Uzaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi (3.1) ifodada

$\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}}$ yigindini $\sum_i \Omega_i(r_i)$ yigindi bilan almashtirish imkonini beradi.

SHunga uxshash ravishda, elektronlarni yadrolar bilan uzaro ta'sir potentsial energiyasini kuyidagi yigindi kurinishda ifodalash mumkin:

$$U(r_1, r_2, \dots) = \sum_i U_i(r_i) \quad (3.2)$$

Bu yerda, $U_i(r_i)$ – i -elektronni barcha yadrolar maydonidagi potentsial energiyasi.

$\sum_i \Omega_i(r_i)$ va (3) ni e'tiborga olsak (3.1) ifoda kuyidagi kurinishga keladi:

$$\left\{ \sum_i -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(r_i) + U_i(r_i) \right\} \psi_e = E_e \psi_e \quad (3.3)$$

Bu tenglamani

$$\hat{H} \psi_e = \left(\sum_i \hat{H}_i \right) \psi_e = E_e \psi_e \quad (3.4)$$

kurinishda yozish mumkin, bu yerda, $\hat{H}_i$ – i -elektronni gamiltoniani bulib, kuyidagiga teng:

$$\hat{H}_i = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i + \Omega_i(r_i) + U_i(r_i) \quad (3.5)$$

Demak, kristallni gamiltoniani xar biri bitta zarrachani koordinatasiga boglik bulgan gamiltonianlar yigindisidan iborat. Zarralar sistemasini tulkin funktsiyasi aloxida zarrani xolatini ifodalovchi tulkin funktsiyalar kupaytmasidan iborat:

$$\psi_e(r_1, r_2, \dots) = \psi_1(r_1)\psi_2(r_2)\dots = \prod \psi_i(r_i) \quad (3.6)$$

Zarralar sistemasining tula energiyasi aloxida elektronlarning energiyalari yigindisiga teng.

$$E_e = E_1 + E_2 + \dots = \sum_i E_i \quad (3.7)$$

Uzaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi elektronlarni kristallda bir-biriga boglik bulmasdan xarakatlanuvchi, ya'ni uzaro ta'sirlashmaydigan zarralar sifatida karashga imkon beradi. Bu esa utkazuvchanlik elektronlarini ideal gaz zarralari sifatida karashga asos buladi.

$\prod \psi_{i(j)}$ orkali ψ_j dan tashkari barcha tulkin funktsiyalarni kupaytmasini belgilaymiz.

U xolda,

$$[\prod \psi_{i(j)}] \psi_1 = [\prod \psi_{i(2)}] \psi_2 = \dots \prod \psi_i \quad (3.8)$$

H_i operator fakat ψ_i tulkin funktsiyaga ta'sir kiladi deb xisoblab, (3.4), (3.6), (3.8) tenglamalar asosida kuyidagini olamiz:

$$[\prod \psi_{i(1)}] \hat{H}_1 \psi_1 + [\prod \psi_{i(2)}] \hat{H}_2 \psi_2 + \dots = E_e \prod \psi_i \quad (3.9)$$

(3.9) tenglamani xar ikkala tomonini $\prod \psi_i$ ga bulib, (3.7) ni xisobga olsak

$$\frac{1}{\psi_1} \hat{H}_1 \psi_1 + \frac{1}{\psi_2} \hat{H}_2 \psi_2 + \dots = E_1 + E_2 + \dots \quad (3.10)$$

(3.10) tenglamani chap tomonidagi xar bir xad fakat bitta elektronni koordinatasiga boglik, shuning uchun bu tenglama kuyidagi bir elektronli tenglamalar sistemasiga ekvivalent:

$$\left. \begin{aligned} \hat{H}_1 \cdot \psi_1 &= E_1 \cdot \psi_1 \\ \hat{H}_2 \cdot \psi_2 &= E_2 \cdot \psi_2 \\ \dots &\dots \dots \dots \\ \hat{H}_n \cdot \psi_n &= E_n \cdot \psi_n \end{aligned} \right\}$$

SHunday kilib, uzaro kelishilgan maydon tushunchasini kiritilishi kup zarralar masalasini bir elektronli masalaga olib keldi.

$$\hat{H} \psi = E \psi \quad (3.11)$$

Bu yerda, $\hat{H}, \psi(r), E$ -kristallda elektronni energiyasi va tulkin funktsiyasi.

Kristallda elektronni potentsial energiyasini $V(r)$ funktsiya orkali belgilaymiz:

$$V(r) = U(r) + \Omega(r) \quad (3.12)$$

Kristalldagi elektron uchun SHredinger tenglamasi kuyidagicha yoziladi:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + V(r) \right] \psi(r) = E \psi(r) \quad (3.13)$$

$V(r)$ funktsiyani oshkor kurinishi anik ma'lum emas, lekin bu funktsiyani kurinishini bilmasdan, uni umumiy xossalariidan foydalanib xam, kurilayotgan zarralar sistemasini muxim xususiyatlarini aniklashtirish mumkin. Ideal kristallda atomlar fazoda davriy joylashadi. Kristall tuzilishidagi davriylik potentsial maydonning xam kristall davriyligiga ega bulishligini takozo kiladi. Bundan shu narsa kelib chikadiki, fazoda r radius vektorli

nukta va $r + a_n$ radius vektorli nukta fizik jixatdan ekvivalent va kristall panjarada zaryadlar sistemasi yaratadigan maydon uchun quyidagi davriylik sharti urinli:

$$V(r + a_n) = V(r) \quad (3.14)$$

(3.14) ifoda $V(r)$ funktsiyani xossaligidan birini, ya'ni **potentsial maydonni davriylik shartini** ifodalaydi. Elektronni xolatini tavsiflovchi tulkin funktsiya xam bu shartga buysonadi.

$$\psi(r + a_n) = \psi(r) \quad (3.15)$$

(3.13) tenglamani anik echimini olish mumkin bulmasa xam, bu echimni xamma asosiy xossaligidan tadqiq kilish mumkin.

Blox teoremasiga kura, kristallni davriy maydonida xarakatlanayotgan elektronni tulkin funktsiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$\psi(r) = U_k(r)e^{ikr} \quad (3.16)$$

Bu yerda, $U_k(r)$ – panjara davri bilan davriylikka ega davriy funktsiya:

$$U_k(r + a_n) = U_k(r) \quad (3.17)$$

Ma'lumki, erkin elektronni xolati quyidagi yassi tulkin funktsiyasi bilan tavsiflanadi:

$$\psi = Ce^{ikr} \quad (3.18)$$

Bu yerda, amplituda koordinataga bog'liq emas. (3.16) ifodani (3.18) ifodadan farki, uning amplitudasi koordinataga bog'liq buladi. (3.16) Blox funktsiyasi modulyatsiyalangan yassi tulkinni ifodalaydigan funktsiyadir. k -vektor **kvazitulkin vektori** deyiladi. Uni ulchamligi $[cm^{-1}]$ va mikdor jixatdan $\frac{2\pi}{\lambda}$ ga teng.

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (3.19)$$

Bu yerda, p – impuls ulchamligiga ega vektor bulib, **kvaziimpuls** deyiladi.

k kvazivektor $-\frac{\pi}{d} \leq k \leq \frac{\pi}{d}$ intervalda uzgaradi. (d – panjara davri)

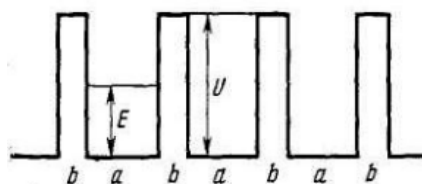
(3.13) tenglamadan aniklanadigan elektron energiyasi kvazitulkin vektori yoki kvaziimpuls funktsiyasi xisoblanadi: $E = E_n(k)$.

$E_n(k)$ funktsiya bir qiymatli emas, ya'ni k ni xar bir qiymatiga $E_n(k)$ qiymatlarini butun tuplami tegishlidir. k ni $-\frac{\pi}{d}$ dan $\frac{\pi}{d}$ gacha oralikda uzluksiz uzgarishida energetik polosalarni

butun bir katorini olamiz, bunda energiyani eng kichik qiymati $k = -\frac{\pi}{d}$ ga, eng katta

qiymati $k = \frac{\pi}{d}$ ga tugri keladi. Bu polosalar **energetik zonalar** deyiladi.

Elektronlar kristall panjarani musbat ionlarini davriy potentsial maydonida xarakatlanadi. Panjarani xar bir ioni potentsial chukurlik xosil kiladi va elektronlar bu chukurlikda ma'lum bir energetik satxlarda joylashadi. Musbat ionlarning chizikli zanjiri elektronlar uchun quyidagi kurinishdagi potentsial relef xosil kiladi:



3.1- rasm

Potentsial reliefni bunday modeli **Kronig-Penni modeli** deyiladi. Bunday modelga kura atomlar bir chizik buylab davriy joylashadi. Bunda elektron uchun bir xil navbatlashuvchi tugri burchakli potentsial tusiklar mavjud. Potentsial chukurlik kengligi a va potentsial tusik kalinligi b , tusik balandligi V_0 bulsin, bunda $a + b = d$ panjara doimiysiga teng buladi. Elektronning bunday davriy maydondagi energiyasi E tusik balandligidan kichik bulsa, kvant mexanikasi buyicha elektron bu tusikdan tunnel utish yuli bilan utib ketadi.

2. Qattik jismlar zonaviy strukturasini aniqlash uchun kuchli boglanish usuli.

$E_n(k)$ boglanishni, ya'ni kristallda elektronlar energiya spektrini aniklash muxim masala bulib, uni echish uchun bir necha takribiy usullar kullanilmokda. SHulardan biri kuchli boglanish usuli. Bu usulda elektronlarni kristalldagi xolati, ularni izolatsiyalangan atomdagi xolatidan kam fark kiladi deb xisoblaniladi. Lekin bunday karash, atomlarni chukurroq energetik satxlarida joylashgan elektronlar, ya'ni panjarani boshka tugunlarida joylashgan atomlar bilan kuchsiz uzaro ta'sirlashuvchi elektronlar uchun urinli. SHuning uchun kuchli boglanish usuli kristallda valent elektronlar xolatini mikdoriy tavsiflay olmaydi, ya'ni boshkacha aytganda bu takribiy yakinlashish usulini elektronlarni energetik spektrlarini mikdoriy xisoblash uchun kullab bulmaydi. Bu usulda nolinchiy yakinlashish sifatida elektronning izolatsiyalangan atomdagi xolati olinadi va kristallning davriy elektr maydoni esa galayon deb karaladi.

Kuchli boglanish usulini kullab, SHredinger tenglamasidan kristallda elektronlarni xususiy energiya kiymatlarini xisoblash mumkin. Kristallda elektronni energiyasi uni izolatsiyalangan atomdagi tegishli satxdagi energiyasi va tulkin vektori k ni davriy funktsiyasi bulgan kushimcha xaddan tashkil topadi. Endi bitta energetik satx urniga energetik zona xosil buladi. Sodda kubik panjarani davriy maydonidagi elektron uchun energiya ifodasi kuyidagicha buladi:

$$E = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (3.20)$$

Bu yerda, E_a – izolatsiyalangan atomdagi elektron energiyasi, S -doimiy kattalik,

Bu ifodani taxlil kilish kristalldagi elektronlarni energetik spektri xakidagi kator xulosalar kilishga imkon beradi:

1. Kristall panjara xosil bulishida atomlarni uzaro ta'siri natijasida E_a izolatsiyalangan atomni energetik satxi C kattalikka siljiydi. Satxni siljish yunalishi C ni ishorasiga boglik.

2. Kristall panjarada izolatsiyalangan atomdagi elektronning energiya satxi energetik zonaga parchalanadi, zona ichida elektron energiyasi davriy ravishda tulkin vektorini komponentalariga boglik buladi.

3. $\cos k_i a = \pm 1$ ($i = x, y, z$) bulganda (3.20) ifodani ekstremal kiymatlari kuyidagicha buladi:

$$E_{\max} = E_a + C + 6A$$

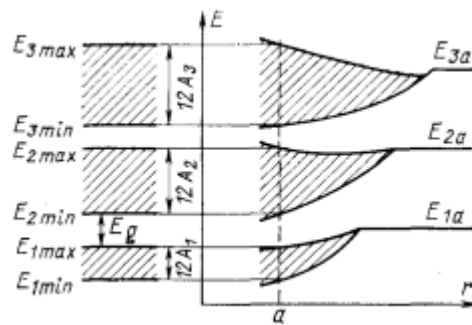
$$E_{\min} = E_a + C - 6A$$

Demak, sodda kubik panjara uchun, energetik zona kengligi

$$E_{\max} - E_{\min} = 12A \quad (3.21)$$

Bu yerda A – almashinuv integrali bulib, u atomlarni tulkin funktsiyalarini ustma-ust tushish darajasiga va galayonlanish energiyasi boglik.

4. Kristallda xar bir izolatsiyalangan atomni energetik satxi zonaga parchalanadi. Almashinuv integralini kattaligi kushni atomlarni elektron bulutlarini ustma-ust tushish darajasiga boglik, atomlarni tulkin funktsiyalari kancha kuchli ustma-ust tushsa, A va demak, energetik zona kengligi shuncha katta buladi. Natijada, yukorirok atom satxlari uchun tulkin funktsiyalarini kuchli ustma-ust tushishi sababli, kengroq energetik zonalar xosil buladi. (3.2- rasm)



3.2- rasm

5. Energetik zonalar takiklangan zonalar deb ataladigan, takiklangan energetik oraliklar E_g bilan ajratilgan buladi.

6. Energiya ortishi bilan energetik zonalar kengligi ortadi, takiklangan zonalar kengligi kichrayadi

7. Izolatsiyalangan atomda elektronlar energetik satxi aynishi mumkin. Kristall panjarada bu aynish yukolishi mumkin. Bunda atomdagi elektronlar energetik satxi bir necha zonaga parchalanadi, ularni soni aynish darajasini bildiradi.

Masalan, p xolat uchun aynish darajasi $g = 2l + 1 = 3$, bu yerda l azimutal kvant son bulib, p xolat uchun birga teng. Demak, kristalda p xolatdan uchta zona xosil buladi.

8. Kristalda elektron energiyasi tulkin vektori k ni komponentalariga boglik. U tulkin vektorining juft funktsiyasi xisoblanadi:

$$E(k) = E(-k)$$

9. Kristallga atomlar orasidagi masofani uzgarishiga olib keladigan temperatura, bosim ta'sir kursatsa tulkin funktsiyalarni ustma-ust tushish soxalari uzgaradi, natijada, almashinuv integrali kattaligi xam uzgaradi. Bu esa energetik zonalar kengligini uzgarishiga, natijada bu zonalar orasidagi takiklangan zonani kengligi uzgarishiga olib keladi.

10. Kuchli boglanish usuli kristall atomlarini tashki valent elektronlariga nisbatan kullanilmaydi.

4- Ma'ruza: Ruxsat etilgan zonadagi xolatlar soni.. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi. Fermi-Dirak taqsimot funktsiyasi, Fermi satxi tushunchasi. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi

Reja:

1. Ruxsat etilgan zonadagi xolatlar soni.
2. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi. Fermi-Dirak taqsimot funktsiyasi, Fermi satxi tushunchasi.
3. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi.

1. Ruxsat etilgan zonadagi xolatlar soni. Statistik fizikani muxim masalalaridan biri energiyasi ma'lum bir oralikda yotgan zarralar sonini topish. Bu masalani echish uchun kvant xolatlar sonini va ularda zarralarni topilish extimolligini bilish zarur. SHuningdek, yarimutkazgichda zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini aniklash uchun elektronlar va kovaklar bilan band bulgan xolatlar sonini xam topish kerak.

Faraz kilaylik, birlik xajmdagi kristalda, E dan $E + dE$ gacha bulgan energiya intervalida dZ kvant xolatlar mavjud bulsin. $N(E)$ orkali xolatlar zichligini, ya'ni kristallni birlik xajmi uchun, energiyani birlik intervalidagi xolatlar sonini belgilaylik. U quyidagiga teng:

$$N(E) = \frac{dZ}{dE} \quad (4.1)$$

Agar E energiyali xolatni tuldirilish extimolligi - $f(E, T)$, dZ xolatlardagi elektronlar soni :

$$dn = f(E, T)dZ = f(E, T)N(E)dE \quad (4.2)$$

ifodadan aniklanadi. U xolda, energiyasi E_1 dan E_2 gacha oralikda yotadigan elektronlarni tula soni quyidagiga teng:

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E, T) N(E) dE \quad (4.3)$$

Utkazuvchanlik va valent zonalarini teng energiyali sirtlari sferik kurinishda bulgan xol uchun, kvant xolatlar zichligi uchun ifodalarni topamiz.

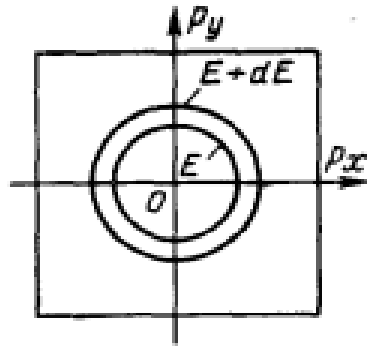
Utkazuvchanlik zonasining pastki chegarasi yaqinida xolatlar zichligini aniklaymiz.

Zona tubi yaqinida elektron energiyasi:

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m_n^*} \quad (4.4)$$

kurinishda yoziladi. Bu yerda, E_c -utkazuvchanlik zonasi tubida elektron energiyasi. m_n^* - elektronlarni effektiv massasi.

$E(p) = \text{const}$ va $E(p) + dE = \text{const}$ energiyalarga tegishli ikkita izoenergetik satxlar orasidagi shar katlamini ajratamiz (4.1-rasm).



4.1-rasm

Bu katlamni xajmi:

$$dV_p = 4\pi p^2 dp \quad (4.5)$$

p -fazoda birlik xajmdagi kristall uchun Brillyuen zonasining elementar yacheykasini xajmi $\hbar^3$ ga teng. Xar bir yacheykada karama-karshi spinli ikkita elektron joylashishi mumkin. Buni xisobga olsak dV_p xajmda xolatlar soni quyidagiga teng buladi:

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{\hbar^3} = \frac{8\pi}{\hbar^3} p^2 dp \quad (4.6)$$

(4.6) tenglikdan

$$p^2 = 2m_n^*(E - E_c) \text{ bundan } p = (2m_n^*)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.7)$$

$$dp = \frac{1}{2} (2m_n^*)^{1/2} (E - E_c)^{-1/2} dE \quad (4.8)$$

(4.6), (4.7) va (4.8) ifodalarni (4.1) ga kuysak sferik simmetriyali utkazuvchanlik zonasi tubi yaqinidagi kvant xolatlar zichligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.9)$$

Xuddi shu usul bilan valent zonasini yukori chegarasi yaqinidagi xolatlar zichligini aniklaymiz:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_g - E)^{1/2} \quad (4.10)$$

Bu yerda, E_g - valent zona shipida kovaklarni energiyasi, m_p^* -kovaklarni effektiv massasi.

Murakkab zonali, ya'ni teng energiyali sirtlari sferik kurinishda bulgan kristallar uchun kvant xolatlar zichligi quyidagi ifoda bilan aniklanadi:

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2}{\hbar^2}\right)^{3/2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.11)$$

$$m_1 m_2 m_3 = m_{dn}^{*3} \quad (4.12)$$

m_{dn}^{*3} -elektronlar uchun xolatlar zichligining effektiv massasi. U xolda

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_{dn}^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.13)$$

Demak, elektronlar uchun xolatlar zichligining effektiv massasini kiritib utkazuvchanlik zonasini teng energiyali ellipsoidal sirtini utkazuvchanlik zonasini teng energiyali sferik sirtiga aylantirish mumkin.

2. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi. Fermi-Dirak taqsimot funktsiyasi. Fermi satxi tushunchasi.

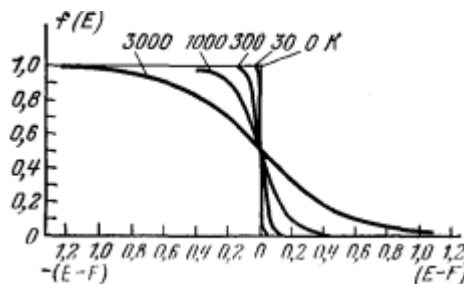
Yarimo'tkazgichda kvant xolatlar buyicha elektronlarni taksimotini kuramiz.

Issiklik muvozanati xolatida Fermi-Dirak statistikasiga asosan E energiyali xolatni Pauli printsipiga buysunadigan, yarimspinli zarralar bilan tuldirilish extimolligi

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \quad (4.14)$$

k – Boltsman doimiysi, T -absolyut temperatura, F – Fermi energiyasi yoki ximik potentsial, ya'ni sistemada zarralar sonini birga uzgartirish uchun sarf kilinadigan ish.

Turli temperaturalarda Fermi-Dirak taksimot funktsiyasini kurinishlarini kuramiz (4.2-rasm).



4.2-rasm

(4.14) ifodadan $T=0$ da $0 \leq E < F$ energiya intervalida $f_0 = 1$ va $E > F$ uchun $f_0 = 0$.

Bu shuni bildiradiki, Fermi energiyasidan kichik energiyali xamma kvant xolatlar elektronlar bilan tulg'an buladi, Fermi satxidan balandda yotgan satxlar esa tula bush. Demak, Fermi energiyasi absolyut nol temperaturada metall'dagi elektronlarni maksimal energiyasi.

$T > 0$ bulsin. (4.14) ifodadan Fermi energiyasiga teng kiymatli energiya uchun ($E = F$)

$f_0 = 1/2$. Demak, Fermi satxi absolyut nol temperaturadan farkli temperaturalarda elektron bilan tuldirilish extimolligi 0,5 ga teng bulgan energetik satx. $T > 0$ da issiklik xarakati natijasida elektronlarni bir kismi Fermi energiyasidan katta energiyali ($E > F$) xolatga utadi, Fermi satxidan past joylashgan xolatlarni bir kism bush buladi. Bu xolda yukorirok energetik satxga utuvchi zarralar soni $E < F$ soxada xosil bulgan bush xolatlar soniga teng buladi.

Issiklik muvozanati xolatida E energiyali xolatda elektron bilan tulmaslik, ya'ni kovak bilan band bulish extimolligi:

$$f_{op}(E) = 1 - f_o(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1} \quad (4.15)$$

Aynimagan yarimutkazgichda ruxsat etilgan energetik xolatlar soni elektronlar sonidan sezilarli darajada katta buladi. Agar $e^{\frac{E-F}{kT}} \gg 1$ shart bajarilsa yarimutkazgich aynimagan xisoblanadi. n tip aynimagan yarimutkazgichda F Fermi satxi takiklangan zona ichida va E_c utkazuvchanlik zonasi tubidan $(2 \div 3)kT$ ga pastda yotadi. p tip aynimagan yarimutkazgichda F Fermi satxi takiklangan zona ichida va E_g valent zona shipidan $(2 \div 3)kT$ ga balandda yotishi kerak.

$e^{\frac{E-F}{kT}} \ll 1$ shart bajarilsa yarimutkazgich aynigan xisoblanadi. Aynigan elektronli va aynigan kovakli yarimutkazgichda Fermi satxi utkazuvchanlik zonasi va valent zonasi ichida yotadi. Aynimagan yarimutkazgichda zaryad tashuvchilar Maksvell-Boltsman statistikasiga, aynigan yarimutkazgichda zaryad tashuvchilar Fermi-Dirak statistikasiga buysunadi.

Donor satxlari va aktseptor satxlari buyicha elektronlarni taksimot funktsiyasi kuyidagicha:

$$f_{nd} = \frac{1}{\frac{1}{2}e^{\frac{E_d-F}{kT}} + 1}, \quad f_{na} = \frac{1}{2e^{\frac{E_a-F}{kT}} + 1} \quad (4.16)$$

Donor satxlari va aktseptor satxlari buyicha kovaklarni taksimot funktsiyasi kuyidagicha:

$$f_{pd} = \frac{1}{2e^{\frac{F-E_d}{kT}} + 1}, \quad f_{pa} = \frac{1}{\frac{1}{2}e^{\frac{F-E_a}{kT}} + 1} \quad (4.17)$$

Aralashma markazlarida elektronlar va kovaklar kontsentratsiyalari:

$$n_d = N_d f_{nd} = \frac{N_d}{\frac{1}{2}e^{\frac{E_d-F}{kT}} + 1} \quad (4.18)$$

$$n_a = N_a f_{na} = \frac{N_a}{2e^{\frac{E_a-F}{kT}} + 1} \quad (4.19)$$

$$p_d = N_d f_{pd} = \frac{N_d}{2e^{\frac{F-E_d}{kT}} + 1} \quad (4.20)$$

$$p_a = N_a f_{pa} = \frac{N_a}{\frac{1}{2}e^{\frac{F-E_a}{kT}} + 1} \quad (4.21)$$

n_d, p_a – elektroneytral donorlar va aktseptorlar kontsentratsiyalari.

n_a, p_d – bir karrali ionlashgan donorlar va aktseptorlar kontsentratsiyalari.

Utkazuvchanlik zonasida elektronlar uchun xolatlar zichligi:

$$N_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.22)$$

Valent zonasida kovaklar uchun xolatlar zichligi:

$$N_p(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_g - E)^{1/2} \quad (4.23)$$

Energiyasi E dan $E + dE$ oralikda yotgan utkazuvchanlik elektronlarini muvozanatliy kontsentratsiyasi kuyidagicha:

$$dn_0 = N_n(E) 2 f_n dE \quad (4.24)$$

(4.24) ifodani integrallasak, n_0 ni xosil kilamiz. Integralni pastki chegarasi E_c ga, yukori chegarasi ∞ deb olamiz:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi(2m_n)^{3/2}(E - E_c)^{1/2}}{\hbar^3 (e^{\frac{E-F}{kT}} + 1)} dE \quad (4.25)$$

Belgilash kiritamiz:

$$x = \frac{E - E_c}{kT} \quad (4.26)$$

$$dx = dE / kT, (E - E_c)^{1/2} = x^{1/2} (kT)^{1/2}, \xi = \frac{F - E_c}{kT}$$

Natijada kuyidagiga ega bulamiz:

$$\frac{E - F}{kT} = \frac{E - E_c}{kT} - \frac{F - E_c}{kT} = x - \xi \quad (4.27)$$

Belgilashlardan foydalansak,

$$n_0 = \frac{4\pi(2m_n kT)^{3/2}}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi} + 1} dx \quad (4.28)$$

Belgilash kiritamiz:

$$N_c = \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{\hbar^3}, \quad \Phi_{1/2}(\xi) = \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\xi} + 1} dx \quad (4.29)$$

Bu yerda, N_c -utkazuvchanlik zonasida xolatlarni effektiv soni,

$\Phi_{1/2}(\xi)$ -Fermi integrali.

U xolda yarimutkazgichlarda utkazuvchanlik elektronlarini muvozanatliy kontsentratsiyasini ifodasi uchun kuyidagiga ega bulamiz:

$$n_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \Phi_{1/2}(\xi) \quad (4.30)$$

Xuddi shu yul bilan yarimutkazgichlarda utkazuvchanlik kovaklarini muvozanatliy kontsentratsiyasini ifodasini xosil kilamiz:

$$p_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_g \Phi_{1/2}(\eta) \quad (4.31)$$

Bu yerda, $\eta = \frac{E_g - F}{kT}$

Aynimagan elektron tipli yarimutkazgich uchun:

$$e^{\frac{E-F}{kT}} = e^{x-\xi} \gg 1 \quad \text{va} \quad n_0 = N_c e^{\xi} = N_c e^{\frac{E_c - F}{kT}} \quad (4.32)$$

Aynimagan kovak tipli yarimutkazgich uchun:

$$e^{\frac{F-E}{kT}} = e^{x-\eta} \gg 1 \quad \text{va} \quad p_0 = N_g e^{\eta} = N_g e^{\frac{F-E_g}{kT}} \quad (4.33)$$

Endi aynimagan xususiy yarimutkazgichda zaryad tashuvchilarni muvozanatliy kontsentratsiyasi ifodasini keltirib chikaramiz.

Agar yarimutkazgichda aralashmalar bulmasa, ya'ni $N_a = N_d = 0$ balsa, bunday yarimutkazgich **xususiy yarimutkazgich** deyiladi.

Xususiy yarimutkazgich uchun elektroneytrallik sharti:

$$n_i = p_i \quad (4.34)$$

(4.32) va (4.33) ifodalardan foydalansak,

$$N_c e^{\frac{E_c - F}{kT}} = N_g e^{\frac{F - E_g}{kT}}, \quad e^{\frac{2F}{kT}} = \frac{N_g}{N_c} e^{\frac{E_c + E_g}{kT}} \quad (4.35)$$

Natijada quyidagiga ega bulamiz:

$$F = \frac{E_c + E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{N_g}{N_c}\right)^{1/2} \quad \text{yoki} \quad F = \frac{E_c + E_g}{2} + kT \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{3/4} \quad (4.36)$$

Agar (4.36) ni (4.32) ifodaga kuysak,

$$n_i = \sqrt{N_c N_g} e^{\frac{E_c - E_g}{2kT}} = \sqrt{N_c N_g} e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (4.37)$$

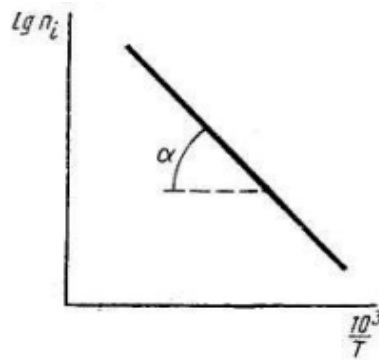
T=0 da (4.36) ifodadan

$$F = \frac{E_c + E_g}{2} = E_i \quad (4.38)$$

(4.37) ifodadan

$$\lg n_i = \lg A - \frac{0,43 \Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \quad (4.39)$$

$\lg n_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$ boglanish grafigi quyidagi rasmda tasvirlangan.



4.3-rasm

Rasmdagi tugri chizikning burchak koeffitsienti

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0,43 \cdot \Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \quad (4.40)$$

Agar ΔE_0 ni eV larda ifodalasak, bu ifoda quyidagicha buladi:

$$\Delta E_0 = 0,4 \operatorname{tg} \alpha \quad (4.41)$$

Natijada, agar eksperimental grafikdan $\operatorname{tg} \alpha$ topilsa, ΔE_0 ni, ya'ni takiklangan zona kengligini aniklasa buladi.

3. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi. Zaryad tashuvchilarni effektiv massasi tushunchasini kiritish orkali elektronlarni kristall panjarani potentsial maydonidagi xarakati masalasini erkin elektronlarni xarakati masalasiga olib kelish mumkin, ya'ni zonaviy elektronlarga erkin elektronlar uchun urinli bulgan asosiy konunlarni kullash imkoniyati tugiladi.

Dastlab erkin elektronlarga tuxtalarni. Agar elektron $\mathcal{G}$ tezlik bilan xaroakatlansa, impuls $p = m\mathcal{G}$. Elektron uchun de-Broyl tulkin uzunligi:

$$\lambda = \frac{h}{m\mathcal{G}} = \frac{h}{p} \quad (4.42)$$

Bu yerda, $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J.s -Plank doimiysi.

(4.42) asosida elektronni kinetik energiyasini yozamiz:

$$\frac{m\mathcal{G}^2}{2} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \quad (4.43)$$

Tulkin soni tushunchasidan foydalanamiz:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

(4.43) asosida kuyidagini olamiz:

$$E(k) = \frac{h^2 k^2}{8\pi^2 m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (4.44)$$

(4.44) ifoda erkin elektronni kinetik energiyasini tulkin soniga boglanishini ifodalaydi, ya'ni **dispersiya konunini** ifodalaydi. Bu ifodani differentsiallaymiz va k ni topamiz:

$$dE / dk = \hbar^2 k / m \quad (4.45)$$

k ni ifodasini $\mathcal{G} = \hbar k / m$ ifodaga kuyamiz:

$$\mathcal{G} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (4.46)$$

(4.46) ifoda fakat erkin elektronlar uchun emas, balki panjarani potentsial maydonida xarakatlanadigan elektronlar uchun xam urinli.

Zonaviy elektronni energiyasi tashki ta'sirlar tufayli uzgaradi. U xolda

$$dE = F \mathcal{G} dt \quad (4.47)$$

Bu yerda F – energiyani uzgarishiga olib keladigan tashki kuch.

(4.46) ifodani (4.47) ifodaga kuyamiz:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt \quad (4.48)$$

Bu yerdan,

$$\frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} F \quad (4.49)$$

(4.46) ifodadan foydalansak:

$$\frac{d\mathcal{G}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt} \quad (4.50)$$

(4.49) ni xisobga olamiz:

$$\frac{d\mathcal{G}}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} F \quad (4.51)$$

Belgilash kiritamiz:

$$m^* = \frac{1}{\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (4.52)$$

Bu ifoda elektronni **effektiv massasi** deyiladi.

(4.52) ifodani kuyidagi kurinishda xam yozish mumkin:

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m^*} \quad \text{yoki} \quad (m^*)^{-1} = \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{1}{\hbar^2} = \frac{d^2 E}{dp^2} \quad (4.53)$$

Effektiv massa ifodalaridan kurinyaptiki, m^* keng oralikda $d^2 E / dk^2$ ga boglik ravishda uzgaradi.

5-Ma'ruza: Amorf yarimo'tkazgichlar va dielektriklar

Reja:

1. Amorf moddalarning zonaviy strukturasining xususiyatlari
2. Xarakatchanlikning tirqishi va sirt xolatlarining dumlari

1. Amorf moddalarning zonaviy strukturasining xususiyatlari. YArimutkazgichlar fizikasi va texnikasining eng istikbolli soxalaridan biri amorf materiallar soxasidir. Amorf materiallar atomlar joylashishida yakin tartibni saklaydi, ularda atomlar joylashuvida uzok tartib mavjud emas. Ba'zan amorf strukturalarni ideal tartiblanmagan materiallar deb tasavvur kilinadi.

Tadkikotlar natijalari shuni kursatadiki, oksidlar katlamlari amorf xolatlarda buladi. Amorf xolatlarining xususiyyollaridan biri shishasimon materiallardir.

Amorf yarimutkazgichlarni kvantomexanik nazariyasi A. I. Gubanov, N. Mott va boshkalar ishlarida rivojlantirilgan. Ular tartiblanmagan sistemalarda xolatlar zichligini taksimot xarakterini urganganlar. Tartiblanmagan sistemalarda xam ruxsat etilgan zonalar, ya'ni utkazuvchanlik va valent zonalar tugrisida gapirish mumkin. Bu yerda aynigan kristall yarimutkazgichlarga uxshab, xolatlar zichligini dumlari mavjud. Takiklangan zonani kengligini kristall yarimutkazgichlardagiday aniklash mumkin. Tartiblanmagan sistemalarda tugri va notugri utish va dispertsiya konuni degan tushunchalar kullanilmaydi.

Amorf nometall strukturalar nazariyasiga kura utkazuvchanlik zonasi tubidan yukori va valent zona shipidan pastda elektronlar va kovaklarni lokallashmagan satxlari joylashadi. Lekin takiklangan zonada lokallashgan satxlarni kvaziuzluksiz spektri mavjud, bu tartiblanmagan sistemalarning zona tuzilishini fark kiluvchi xususiyatidir.

Masalan, xalkogen-elementlar (Si, Se, Te) bilan beshinchi gurux elementlari (P, As, Sb, Bi) va turtinchi gurux elementlari (Ge, Si, Sn) birgalikda xalkogenid shisha xosil kiladilar. Ularni yarimutkazuvchanlik xususiyatlari birinchi marta 1954 yilda N. A. Goryunov va B. T. Kolomiets tomonidan urganilgan va ular tomonidan bu materiallarni kuyidagi zona tuzilishi taklif kilindi. Takiklangan zonadagi lokallashgan xolatlar utkazuvchanlik va valent zonalarini dumlari tomonidan xosil kilinadi, bu dumlar uzaro bir-birini bekitadi (5.1, a-rasm). Fermi satxi bekitilish soxasida yotadi.

Maydon nazariyasi buyicha, F fermi satxi yakinida takiklangan zonada xolatlar zichligi $10^{19} - 10^{20} \text{ sm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Kritik kontsentratsiya N_c lokallashgan xolatlar soxasini lokallashmagan xolatlar soxasidan ajratadi. $N(E) < N_c$ tengsizlik bajariladigan energiya soxasida zaryadlar yunalgan kuchishi sakrashsimon mexanizm, ya'ni lokallashgan soxalar buyicha utkazuvchanlik kurinishida amalga oshadi. Bu yerda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi juda oz va $N(E)$ kattalik N_c ga yakin kiymatlardan kamayganda zaryad tashuvchilarni xarakatchaligi nolgacha keskin kamayadi (5.1, b-rasm). Bu esa differentsial utkazuvchanlikni mavjud emasligi bilan ekvivalentdir.

Elektronlar uchun differentsial utkazuvchanlik kuyidagi ifoda bilan aniklanadi:

$$\sigma_n(E) = eN(E)\mu(E)f_\phi(E) \quad (5.1)$$

Bu yerda, $f_\phi(E)$ Fermining taksimot funktsiyasi.

Kovaklar uchun differentsial utkazuvchanlik kuyidagi ifoda bilan aniklanadi:

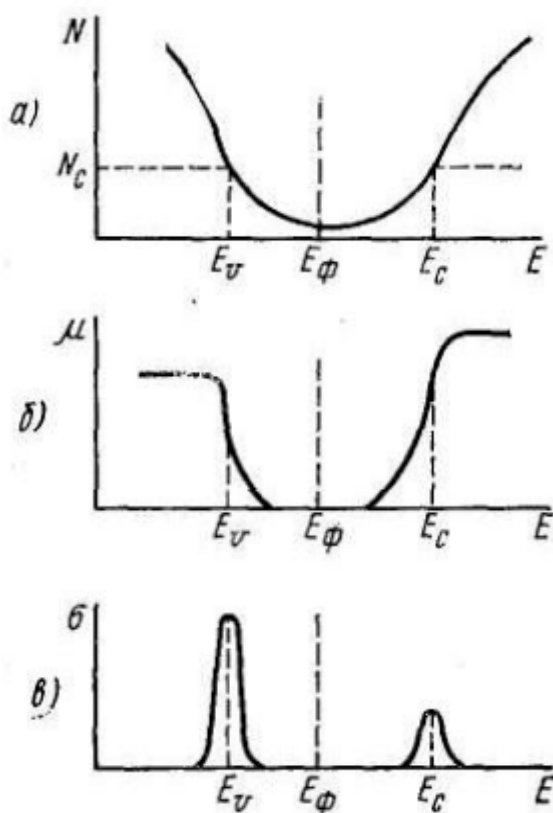
$$\sigma_n(E) = eN(E)\mu(E)(1 - f_\phi(E)) \quad (5.2)$$

5.1, v-rasmda $\sigma(E)$ boglanish keltirilgan bulib, unda E_g va E_c ga tugri keladigan ikkita ekstremumlar kursatilgan. Takiklangan zona ichida chiziklar tushib ketishi zaryad tashuvchilar xarakatchanligini keskin kamayishi bilan aniklanadi. Valent va utkazuvchanlik zonalarda $\sigma(E)$ ni kamayishi zonalarda erkin elektron va erkin kovak kontsentratsiyalarini kamayishi bilan boglik. E_g dan pastda va E_c dan yukorida zaryad tashuvchilarni zonalar buylab odatdagi kuchishi sodir buladi.

Agar, satxlar bir-biriga kT tartibida yakin bulsa, elektroutkazuvchanlik takiklangan zonada lokallashgan xolatlar buylab, termik aktivlanishsiz, yoki termik aktivlanish bilan sodir buladi. Bu xolda zaryad tashuvchilar xarakatchanligi :

$$\mu = \frac{e}{kT} R^2 \nu e^{\left(2\frac{R}{\lambda} - \frac{\Delta E}{kT}\right)} \quad (5.3)$$

Bu yerda, R - lokallashgan xolatlar orasidagi urtacha masofa, ν va λ - kvant utishlar natijasida nurlanadigan yoki yutiladigan fonon chastotasi va tulkin uzunligi. ΔE -aktivlanish energiyasi. YUkorida keltirilgan zona tuzilishi asosida amorf yarimutkazgichlar nima uchun aralashmalarga va radiatsiyaga sezgir emasligini tushunish kiyin emas. Bu amorf yarimutkazgichlar uchun keng istikbollarni ochib beradi.



5.1-rasm

Kristallarda atomlar joylashishidagi ideal tartib va tartiblanmagan strukturalardagi ideal uzak tartibsizlik fizik abstraktsiya xisoblanadi. Xakikatda kristallarda kup sonli defektlar (nuktaviy, chizikli, xajmiy) mavjud. Real amorf yarimutkazgichlar xamma vakt kushni soxalar bilan kandaydir ajralish chegarasiga ega lokal soxalarga ega. Bu chegaralarda mikrozaralar uchun potentsiallar barerlar xosil buladi. Masalan, bu SHotki bareri bulishi mumkin.

Amorf plyonkalar Sb_2S_3 yoki Sb_2Se_3 100 V/sm gacha fotokuchlanish generatsiyalaydi. Bu amorf fazada mikrogeteroutishlar lokallashadigan kristall kiritmalar mavjudligi bilan boglikdir.

Xalkogenid shishalarda amorf fazada zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi kichik (10^{-3} - 10^{-4} $sm^2/(V.s)$), kristall fazalarda esa u bir necha tartibga oshishi va zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyasini xam ortirishi mumkin. Natijada, kristall fazani solishtirma

utkazuvchanligi amorf fazaga nisbatan bir necha tartibga yukori buladi. Amorf xalkogenid shishalarda kristall kiritmalarni xosil bulishi juda oson. Masalan, ularni 300-400⁰S largacha kizdirib, sovutganda bu jarayon tez sodir buladi.

6-Ma'ruza: Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar elektro'tkazuvchanlik mexanizmlari

Reja:

1. Kristallardagi kirishmalar va nuqsonlar.
2. Elektron elektro'tkazuvchanligi.
3. Xarakatchanlik. Xarakatchanlikning temperatura va elektrik maydon kuchlanganligiga bogliqligi.

1. Kristallardagi kirishmalar va nuqsonlar. Real kristallar ideal kristallardan kristall panjarada atomlarning davriy joylashishidagi ko'p sonli buzilishlar yuzaga kelishi bilan farqlanadi. Bu strukturaviy buzilishlar xar xil sabablarga bo'flik bo'ladi. Masalan, materialni o'stirish sharoitiga, turli aralashmalarni mavjudligiga. Xamma strukturaviy nuqsonlarni yarim o'tkazgichlarda geometrik o'lchamlariga ko'ra to'rtta guruxga ajratiladi.

- 1) Nuktali nuqsonlar
- 2) CHizikli nuqsonlar
- 3) Sirti nuqsonlar
- 4) Xajmiy nuqsonlar

Nuktaviy nuqsonlarga vakansiyalar, kristall panjarani tugunlararo atomlari, panjara tugunida yoki tugunlararo joylashgan chet aralashma atomlari kiradi.

Nuktaviy nuqsonlardan biri vakansiya. Kristall panjarani tugunida joylashgan atom kristallni sirtiga o'tib olsa vakansiya va sirti atom juftligi xosil bo'ladi, bu juftlik **SHotki nuksoni** deyiladi. U quyidagicha belgilanadi. V^0, V^+, V^-

V^0 -neytral vakansiya

V^- -akseptor vakansiya

V^+ -donor vakansiya

Vakansiya xosil bo'lishi kristall panjarani lokal sikilishini yuzaga keltiradi. Natijada panjarani o'rtacha davri kamayadi. **Tugunlararo atom** deb kristall panjarani tugunlari orasida joylashgan atomga aytiladi. Tugunlararo atomni xosil bo'lishida atom sirti katlamdan kristall panjarani xajmiga o'tadi. Atom kristall panjarani tugunidan tugunlararo muxitga o'tsa uning o'rnida vakansiya xosil bo'ladi. Vakansiya tugunlararo atom juftligi **Frenkel nuksoni** deyiladi. Tugunlararo atomni xosil bo'lishi vakansiyadan farkli ravishda panjarani o'rtacha davrini orttirib yuboradi. Kristall panjarasidagi yot atomlar (kirishmalar) panjara nuksonlari jumlasiga kiradi, ammo kristall xossalar (xususan, elektr xossalari) ni aniklashda ularning axamiyati nixoyatda muxim.

Kirishmalar uzining tutgan urni va bajaradigan vazifalariga karab bir necha turlarga bulinadi.

Kirishma atomlar kristall panjarasida yoki tugunlardagi asosiy atomlar urniga utirib oladi (bunday kirishmalar jami **urinbosar kattik eirtma** deyiladi), yoki ular panjara tugunlari orasiga joylashib oladi (bunday kirishmalar **sukilish kattik eritma** deyiladi). Bu ikki xolni ikki omil-geometrik va elektrokimyoviy omillar aniklaydi. Urinbosar kirishmalar xosil bulishi uchun kirishma atom radiusining asosiy atom radiusidan farki 15% dan oshmasligi kerak. YAna bir shart shuki, asosiy va kirishma atomlar elektrokimyoviy jixatdan uxshash bulishi zarur, kirishma atomning sirtki (valent) kobigidagi elektronlar soni asosiy atomning sirtki kobigi elektronlari soniga teng yoki yakin (± 1) bulishi kerak.

Sukilish kirishmalari xosil bulishi uchun kirishma atom radiusining asosiy atom radiusiga nisbati 0,59 dan kichik bulishi kerak. Xar bir kirishma atom uzi turgan joy atrofida panjara

davriyligini buzadi va elektron (kovak) uchun maxalliy satxlar xosil qiladi, bu satxlar kirishmalar zichligi uncha katta bulmaganda, takiklangan zonada joylashgan buladi.

CHizikli nuksonlarga dislokatsiyalar kiradi. Dislokatsiyalar sezilarli darajada bir yo'nalish bo'ylab kristall panjarada atomlarning joylashuvidagi davriylikning buzilishidir. Dislokatsiya chizirini yo'nalishiga borlik ravishda ikki xil dislokatsiya bo'ladi: vintsimon va aylanaviy dislokatsiya. Agar dislokatsiya chiziri siljish chiziriga parallel bo'lsa bunday dislokatsiya **vintsimon dislokatsiya** deyiladi

Agar dislokatsiya chiziri siljish chiziriga perpendikular bo'lsa, bunday dislokatsiya **aylanaviy dislokatsiya** deyiladi.

Sirti nuksonlar turli muxitlararo chegaralarda vujudga keladi. Ular fazalararo chegara va fazalar ichidagi nuksonlardir. Fazalararo chegara turli fazaviy xolatlarda joylashgan kristallni soxalarini ajratadi. Bu chegara, masalan, kristallni sirti bo'lib, uni tashqi muxitdan ajratib turadi. O'sayotgan kristallni eritmadan ajratadi. Faza ichidagi chegaralar bir fazaning ichida turlicha orientatsiyalangan kristallarni qismlarini ajratadi.

Xajmiy nuksonlar yarim o'tkazgichning xajmidagi turli xil kirishmalar, boshqa bir fazani kirishmalari xisoblanadi. Xosil bo'lish usuliga ko'ra barcha strukturaviy nuksonlar bir qancha guruxlarga bo'linadi: aralashma nuksonlar, termik nuksonlar, radiatsion nuksonlar, barik nuksonlar.

Aralashma nuksonlari uni o'stirish va diffuziyaviy legirlash, ionli implantatsiyali va neytron traektoriyali legirlash jarayonida kiritiladi.

Termik nuksonlar yarim o'tkazgichni qizdirish natijasida va turli xil tezliklarda sovitish jarayonlarida kiritiladi.

Radiatsion nuksonlar kristallni turli elektronlar, gamma kvantlar, neytron bilan nurlantirganda xosil bo'ladi.

Barik nuksonlar kristallni deformatsiyalaganda xosil bo'ladi.

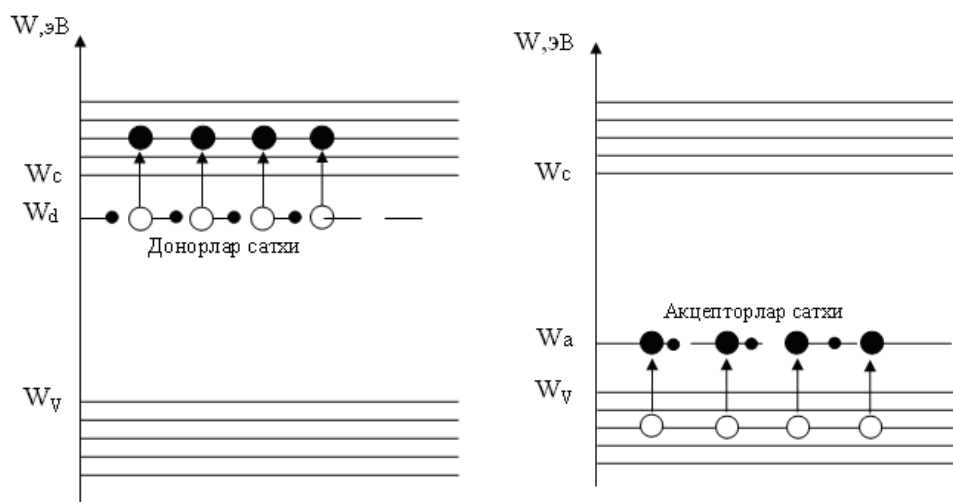
Kirishmalar maksimal eruvchanlik va maksimal kontsentratsiya bilan xarakterlanadi. Bir xil temperaturada tugunlararo atomni diffuziya koeffitsienti tugundagi atomni diffuziya koeffitsientiga qaraganda bir qancha tartibda kichik bo'ladi. III va V grupp elementlari IV grupp elementlarida o'rin olish kattik aralashmalarini xosil qiladi. III va V grupp elementlari IV grupp elementlarini ta'kiklangan zonada sayoz satxlarni vujudga keltiradi. Agar donor aralashmalarni energetik satxlari ta'kiklangan zonada o'tkazuvchanlik zonasini tubiga yaqin joylashsa va aktseptor aralashmalarni energetik satxlari valent zonaning shipiga yaqin joylashsa bunday satxlar **sayoz satxlar** deyiladi.

Kremniy atomiga D.I. Mendelev davriy elementlar tizimidagi V gurux elementlari (masalan, margumush As) kiritilsa uning 5ta valent elektronidan to'rttasi ko'shni kremniy atomining to'rtta valent elektronlari bilan bo'flanib - sakkiz elektrondan tashkil topgan mustaxkam ko'biq xosil qiladilar. Beshinchi elektron ortiqcha bo'lib, o'zining atomi bilan kuchsiz bo'rlangan bo'ladi. SHuning uchun kichik issiklik energiyasi ta'sirida u uziladi va erkin elektronga aylanadi, bu vakt da kovak xosil bo'lmaydi. Energetik diagrammada bu jarayon elektronning donor satxi W_d dan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishiga mos keladi. Kiritmali atom musbat zaryadlangan ko'z falmas ionga aylanadi. Bunday kiritma **donor** deb ataladi.

YArim o'tkazgich tarkibiga katta darajadagi donor kiritmaning kiritilishi erkin elektronlar kontsentratsiyasini oshiradi, kovaklar kontsentratsiyasi esa xususiy yarim o'tkazgichdagiga nisbatan sezilarli kamayadi. Erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasining ko'paytmasi $n \cdot p$ o'zgarmas temperaturada o'zgarmas koladi va faqat yarim o'tkazgich ta'kiklangan zona kengligi bilan aniklanadi. SHuni yodda tutish kerakki, $T=300$ K (xona temperaturasida) kremniyda $np \cong 0,64 \cdot 10^{20} \text{ sm}^{-3}$, germaniyda esa $np \cong 4 \cdot 10^{26} \text{ sm}^{-3}$. SHunday kilib, agar kremniy kristalliga kontsentratsiyasi 10^{16} sm^{-3} bo'lgan donor kiritma kiritilsa, $T=300$ K da elektronlar o'tkazuvchanligi $n=10^{16} \text{ sm}^{-3}$, kovaklarniki esa – atigi 10^4 sm^{-3} ga teng bo'ladi. Demak bunday kiritmali yarim o'tkazgichda elektr o'tkazuvchanlik asosan elektronlar xisobiga amalga oshiriladi, yarim o'tkazgich esa – **elektron** yoki **n- turdagi elektr o'tkazuvchanlik** deb ataladi. n –turdagi

yarim o'tkazgichda elektronlar - asosiy zaryad tashuvchilar, kovaklar esa - asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar deb ataladi.

Kremniy atomiga D.I. Mendelev davriy elementlar tizimidagi III guruh elementlari (masalan, bor V) kiritilsa uning valent elektronlari ko'shni kremniy atomlari valent elektronlari bilan uchta to'liq bo'liklik hosil qiladilar. To'rtinchi bo'lanish esa to'lmay qoladi. Uncha katta bo'lmagan issiqlik energiyasi ta'sirida ko'shni kremniy atomining valent elektronlari bu bo'lanishni to'ldiradi. Natijada borning tashqi qobirida ortiqcha elektron hosil bo'ladi, ya'ni u manfiy zaryadga ega bo'lgan ko'zgalmas ionga aylanadi. Kremniy atomining to'lmagan bo'lanishi – bu kovakdir. Energetik diagrammada bu jarayon elektronning valent zonadan akseptor satxi W_a ga o'tishiga va valent zonada kovak hosil bo'lishiga mos keladi. Bu vaqtda erkin elektron hosil bo'lmaydi. Bunday kiritma – akseptorli deb ataladi, akseptor atomlari kiritilgan yarim o'tkazgich esa – **kovak** yoki **r – turdagi elektr o'tkazuvchanlik** deb ataladi. R-turdagi yarim o'tkazgich uchun kovaklar – asosiy zaryad tashuvchilar, elektronlar esa - asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar hisoblanadi



6.1-rasm

Donorlarni ionlashish energiyasi $W_c - W_d$ ga, akseptor satxning ionlashish energiyasi $W_a - W_v$, aralashma atomlarini ionizatsiya energiyalari Xoll doimiysini temperaturaga bo'lanishidan yoki yorug'likning yutilish koeffitsientini spektral bo'lanishdan topilishi mumkin. III va V grupp elementlarini kremniy yoki germaniyga kiritilishi kristallda elektronlar va teshiklar konsentratsiyasini o'zgartirib yuboradi. Yarim o'tkazgichda katta konsentratsiyada zaryad tashuvchilarni hosil qiladigan va ta'kiklangan zonada ruxsat etilgan zonalar chegaralariga yaqin joylashgan sayoz satxlar **legirlovchi satxlar** deyiladi. Agar aralashma atomlari davriy sistemada asosiy kristallni guruxidan birdan ko'pga fark kilsa u xolda ta'kiklangan zonada hosil bo'ladigan lokal satxlar **chukur satxlar** deyiladi. Bu satxlar murakkab satxlar bo'lib, birinchidan bu xolda bitta atom uchun bitta yoki bir nechta satxlar yuzaga keladi. Ikkinchidan energiya satxlari ta'kiklangan zonada ruxsat etilgan zonalar chegaralaridan ancha uzoqda joylashgan bo'ladi. Masalan: mis germaniyda uchta akseptor satx hosil qiladi. W_v dan 0.04 va 0.33 eV da joylashgan ikkita satx va W_c dan 0.25 eV da joylashgan bitta satx hosil qiladi. Bular shuni ko'rsatadiki, mis atomi o'ziga uchta elektron biriktira olishi mumkin ekan.

Termik nuksonlarni ta'kiklangan zonada hosil qiladigan energetik satxlar spektrini ko'ramiz. Yarim o'tkazgichlarda yukori temperaturalarda hosil bo'ladigan termik nuksonlar sovutish tezligiga bo'liq. Termik nuksonlar yarim o'tkazgichni ta'kiklangan zonasiga donor va akseptor xarakteridagi lokal satxlarni kiritadi. Masalan, temir atomlari bilan bo'liq bo'lgan termo nuksonlar $W_v + 0.4 \text{ eV}$ bo'lgan chukur satxni hosil qiladi. $W_v + 0.41 \text{ eV}$ bo'lgan chukur satx ta'kiklangan zonaning pastgi kengligida energetik satxni vujudga keltiradi.

$w_v + 0,4 \text{ } \text{eB}$ energetik satx yarim o'tkazgichga termoislov bergandan so'ng, uni $10^4 \text{ } \text{e/c}$ tezlikda sovutganda xosil bo'ladi. $10^2 \text{ } \text{e/c}$ tezlikda sovutish natijasida nostabil termo nuksonlar yo'qotilishi mumkin ekan va ularning o'rniga boshqa bir $w_v + 0,32 \text{ } \text{eB}$ li termo donorlar xosil bo'ladi. Takiklangan zonani yukori yarmida quyidagi chukur satxlar kuzatigan, $w_c - 0,20 \text{ } \text{eB}$, $w_c - 0,32 \text{ } \text{eB}$, $w_c - 0,54 \text{ } \text{eB}$, ularni elektronlarni ushlash kesimlari $10^{-15} - 6 \cdot 10^{-15} \text{ } \text{cm}^2$, $6 \cdot 10^{-17} - 10^{-18} \text{ } \text{cm}^2$.

YArim utkazgichlarga kirishmalar kiritish yuli bilan ularning elektr utkazuvchanligini va boshqa xossalarini uzgartirish mumkin. Buning bir necha usullari ishlab chikilgan.

YArim utkazgich monokristallini suyulmalardan xosil kilish jarayonida suyulmagan istalgan kirishma moddalarni kiritiladi. Bunda monokristall xajmida kirishmalarning tekis taksimlanishini ta'minlaydigan choralar amalga oshiriladi.

Biz bu yerda elektronika sonoatida keng kulaniladigan kirishmalar kiritish usullari tugrisida kiskacha ma'lumot beramiz.

Diffuziya usuli bilan kirishmalar kiritish usuli. Bu usulda maxsus idishlarga yarim utkazgich kristalli, u bilan birga kiritiladigan moddaning ma'lum mikdori xam joylanadi. Sung diffuziya pechida yukori (kristall erish temperaturasidan past) temperaturagacha kizdiriladi, kirishma modda buglanadi va uning atomlari kristall ichiga diffuziyalanib kira boradi. Bu kirishma atomlar, yukorida aytilgan sharoitga karab, yo atomlardan bushab kolgan tugunlariga yoki tugunlar orasiga joylashib oladi. Masalan, kremniyga fosforni taxminan 1200°S temperaturada diffuziyalanadi, chunki kremniyning erish temperaturasi taxminan 1410°S bulganligi uchun u uzining kattik xolatini saklaydi, ammo issiklik xarakati kuchayishidan vakansiyalar kupayib ketadi, fosfor va kremniy atomlari radiuslar bir-biriga yakin bulganligi uchun fosfor atomlari kremniy kristali tugunlariga joylashib, urinbosar kirishma xosil kiladi.

Ionlar kiritish usuli. Dastlab kiritiladigan kirishma atomlari ionlashtiriladi, sungra bu ionlarni katta kuchlanishli (bir necha kilovolt chamasida) elektr maydonda tezlantiriladi, shunda ular kristall plastinasiga kirib oladigan buladi. Plastina esa xona tempeaturasida yoki undan bir oz yukorirok temperaturada tutib turiladi. Bu usul, ionlar tokini va nurlash vaktini nazorat kilish evaziga, kiritilayotgan kirishmani anik xamda takrorlanuvchi mikdorda kiritish, ionlarning kirish chukurligini tayinlash va boshka bir kancha afzalliklarga imkon beradi.

Kirishmaning ionlari yarim utkazgich kristall panjarasiga kira borib, uz energiyasini yukota boradi, bu yukotish ikki kurinishda amalga oshadi. Kiritilgan ion kristall panjarasi tugunidagi atomga urilib, uni uz joyidan tugunlar orasiga kuchirib, Frenkel nuksonini xosil kilishi, kuchirilgan atom, agar iondan katta energiya olsa, yana boshka atomlarni uz tugunidan urib chikarishi mumkin. Bunday xol yadroviiy (elastik) tuknashishlar xoli deyilib, ionning yulida tuzilishi buzilgan soxalar klasterlar (ulchami $(5-10) \cdot 10^{-7} \text{ } \text{sm}$) vujudga keladi. Ionlar okimi etarlicha katta bulganida klasterlar kushilishib, makroskopik amorf soxalar xosil kilishi xam mumkin.

Ikkinchi xolda ion kristall atomlarining elektronlari bilan uzaro ta'sirlashadi va uz energiyasini atomlarni ionlash yoki galayonlashga sarflaydi. Bu xol elektronlar bilan (noelastik) tuknashishlar deyiladi.

Epitaksiya usuli. «Epitaksiya» atamasi bundan yarim asrdan xam oldin ma'lum yunalishda ustirish jarayonini belgilash uchun kiritilgan (yunoncha: «epi»-ustiga, «taksis»-tartibli urnatish demakdir).

«Taglik-usayotgan kristall fazasi» tizimida uzaro ta'sir tabiati buyicha epitaksiya jarayonining avtoepitaksiya (gomoepitaksiya), generoepitaksiya, xemoepitaksiya, reotaksiya deb ataladigan turlari bor. Avtoepitaksiya taglik va ustiriladigan katlam aynan bir xil moddadan iborat xoldagi jarayondir. Generoepitaksiya taglik va ustiriladigan katlam turli moddalardan iborat xolni bildiradi. Bu ikki jarayonda moddalar tasirlashmaydi. Ammo, xemoepitaksiyada yangi kristall fazasi katlami taglikning unga kelib tushayotgan (dastlabki fazasidan) modda bilan kimyoviy uzaro ta'siri evaziga xosil buladi. Epitaksiya jarayonida taglikning tuzilishi usadigan kristall fazasi tuzilishidan fark kilishi mumkin.

Gaz-transport (bug fazali) epitaksiya xolida utkaziladigan modda dastlab gaz (bug) xolatida buladi va shu xolatda u taglikka etib boradi.

2. Elektron elektro'tkazuvchanligi. Elektrutkazuvchanlik kuchish xodisalarining biri xisoblanadi. Kuchish yoki kinetik xodisalar deb, elektr, magnit maydonlar yoki temperatura farki tufayli erkin zaryad tashuvchilarni xarakati bilan boglik bulgan xodisalarga aytiladi. Yarimutkazgichda bir xil turdagi erkin zaryad tashuvchilar mavjud bulgan xol uchun solishtirma utkazuvchanlik:

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (6.1)$$

e – elektron zaryadi, n – erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi, μ_n -zaryad tashuvchilarni dreyf xarakatchanligi.

Agar zaryad tashuvchilar elektronlar va kovaklar bulsa, yarimutkazgichni utkazuvchanligi quyidagicha buladi:

$$\sigma_n = en\mu_n + ep\mu_p$$

Xususiy elektrutkazuvchanlik soxasida elektronlar va kovaklarni elektrutkazuvchanligi uzaro teng va bu xolda:

$$\sigma = e(\mu_n + \mu_p)n_i = e(\mu_n + \mu_p)\sqrt{N_c N_g} e^{\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (6.2)$$

μ_n, μ_p, N_c, N_g lar temperaturaga kuchsiz boglangan va shuning uchun (6.2) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\lg \sigma_i = A - \frac{0,43\Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \quad (6.3)$$

$\lg \sigma_i = f(1/T)$ boglanish grafigida tugri chizikni burchak koeffitsienti $tg\alpha$ si aniklansa, yarimutkazgichni takiklangan zonasi kengligini aniklasa buladi.

$$tg\alpha = \frac{0,43\Delta E_0}{2k \cdot 10^3} \text{ yoki } \Delta E_0 = 0,4tg\alpha \text{ eV} \quad (6.4)$$

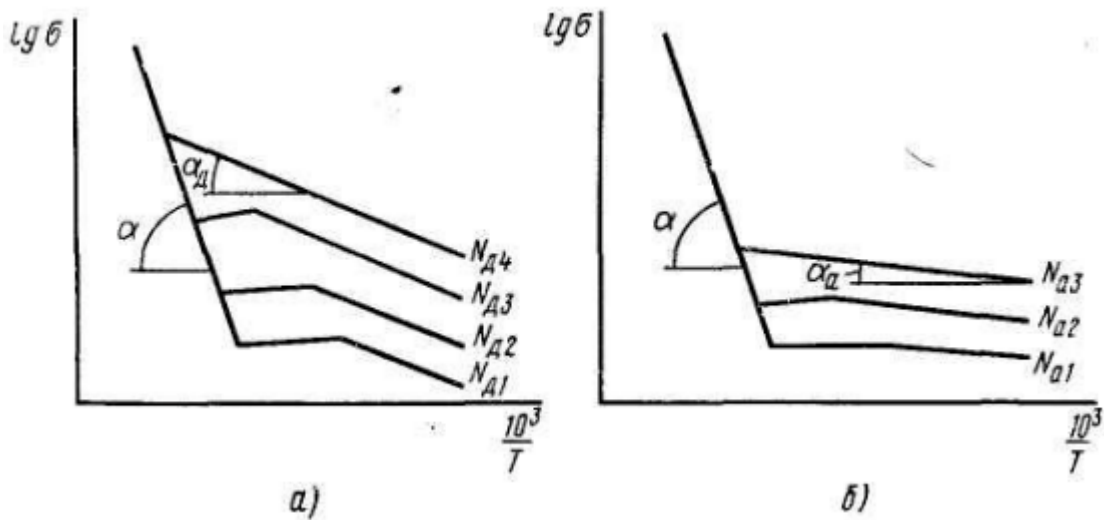
Elektronli yarimutkazgichda

$$\begin{aligned} \sigma_n &= e\mu_n \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{\frac{\Delta E_d}{2kT}} \\ \lg \sigma_n &= B - \frac{0,43\Delta E_d}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \\ tg\alpha_d &= \frac{0,43\Delta E_d}{2k \cdot 10^3} \text{ yoki } \Delta E_d = 0,4tg\alpha_d \text{ eV} \end{aligned}$$

Kovakli yarimutkazgichda

$$\begin{aligned} \sigma_p &= e\mu_p \sqrt{\frac{N_g N_a}{2}} e^{\frac{\Delta E_a}{2kT}} \\ \lg \sigma_p &= C - \frac{0,43\Delta E_a}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T} \\ tg\alpha_a &= \frac{0,43\Delta E_a}{2k \cdot 10^3} \text{ yoki } \Delta E_a = 0,4tg\alpha_a \text{ eV} \end{aligned}$$

6.2-rasmda donorlarni xar xil kontsentratsiyalari N_d da elektronli yarimutkazgich uchun va aktseptorni xar xil kontsentratsiyalari N_a da kovakli yarimutkazgich uchun $\lg \sigma_i = f(1/T)$ boglanish grafiklari keltirilgan.



6.2-rasm

3. Xarakatchanlik. Xarakatchanlikning temperatura va elektrik maydon kuchlanganligiga bogliqligi. Ideal yarimutkazgichda xamma elektronlar boglangan buladi. Agar bunday yarimutkazgichni elektr maydonga joylashtirsak, elektr toki xosil bulmaydi. CHunki, bunda erkin zaryad tashuvchilar yuk. Faraz kilaylik, kandaydir ta'sir, masalan, issiklik energiyasi ta'sirida valent boglar uzilib, elektron erkin bulib kolsin. Ideal yarimutkazgichda xamma elektronlar boglangan buladi. Agar bunday yarimutkazgichni elektr maydonga joylashtirsak, elektr toki xosil bulmaydi. CHunki, bunda erkin zaryad tashuvchilar yuk. Faraz kilaylik, kandaydir ta'sir, masalan, issiklik energiyasi ta'sirida valent boglar uzilib, elektron erkin bulib kolsin. Boglangan elektronni erkin elektronga aylanish jarayoni **generatsiya** deyiladi. Elektron ketgan joyda ortikcha musbat zaryad koladi. Bu vakant joy kovak deyiladi. Butun kristall neytralligicha koladi, chunki xosil bulgan xar bir erkin elektronga bitta kovak tugri keladi. Elektron kovak bilan birikishi xam mumkin. Erkin elektronni boglangan elektronga aylanish jarayoni **rekombinatsiya** deyiladi. Yarimutkazgichda muvozanat sharoitida vakt birligi ichida ma'lum mikdordagi elektron va kovak juftlari generatsiyalanib tursa, ikkinchi tomondan shuncha juft rekombinatsiyalanib turadi:

$$r_0 = g_0 \quad (6.2)$$

Bu yerda, r_0 va g_0 muvozanat xoldagi rekombinatsiya va generatsiya tezliklari.

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (6.3)$$

γ_r - **rekombinatsiya doimiysi** deyiladi.

$\gamma_r p_0$ -elektronning rekombinatsiyalanish extimolligi.

$\gamma_r n_0$ - kovakning rekombinatsiyalanish extimolligi.

Zarraning xosil bulishi va karama karshi zarra bilan uchrashib yukolishi orasidagi vakt uning **yashash vakti** deyiladi. Zaryad tashuvchilarni yashash vaqtlari quyidagi ifodalar bilan aniklanadi:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (6.4)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (6.5)$$

kovak uchun

(6.3) ifodadan foydalansak bu ifodalarni quyidagicha yozamiz:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0} \quad (6.6)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{p_0}{r_0} \quad (6.7)$$

kovak uchun

Agar yarimutkazgich tashki ta'sirga uchrasa muvozanat buziladi. U xolda nomuvozanat yaryad tashuvchilar uchun yashash vakti:

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} \quad (6.8)$$

Nomuvozanat yaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi vakt buyicha kuyidagi konuniyatga kura uzgaradi:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (6.9)$$

Bu yerda Δn_0 -zaryad tashuvchilarni tashki ta'sir yukligidagi kontsentratsiyasi.

Kristallda erkin zaryad tashuvchilar xarakat kilganda uz yulining kiska kismidagina erkin yura oladi, sung boshka atom yoki panjara nuksoni bilan tuknashib, uz tezligini va xarakat yunalishini uzgartiradi. Zaryad tashuvchini tuknashuv sodir kilmasdan bosib utadigan ana shu yuli **erkin yugurish yuli** ℓ_n deyiladi. Tajriba kursatadiki, ℓ_n juda kichik bulib, 10^{-5} sm atrofida bular ekan. YArimutkazgich elektr maydonga kuyilganda elektron maydon ta'sirida kushimcha $\Delta \mathcal{G}$ tezlik oladi. U xolda elektronning urtacha tezligi:

$$\bar{g} = \frac{\Delta \mathcal{G}}{2} = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{\ell_n}{\mathcal{G}_0} E = \mu_n E \quad (6.10)$$

$$\mu_n = \frac{e}{2m_n} \cdot \frac{\ell_n}{\mathcal{G}_0} = \frac{\bar{g}}{E} \quad (6.11)$$

elektronning xarakatchanligi . Elektr maydon kuchlanganligi $1B/cm$ bulganda elektronni olgan tezligi **elektronning xarakatchanligi** deyiladi. Xona temperaturasida elektronlar xarakatchanligi Si da $1350 \text{ sm}^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$, InSb da $9 \cdot 10^5 \text{ sm}^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. (6.11) da

$\frac{\ell_n}{\mathcal{G}_0} = \tau$ ekanligini xisobga olsak, $\mu_n = \frac{e\tau}{2m_n}$ xosil buladi. Elektronlarni tezliklar buyicha taksimotini xisobga olsak,

$$\mu_n = \frac{e\tau}{m_n} \quad (6.12)$$

xosil buladi. Bu formulani yarimutkazgichdagi bitta yunalish uchun foydalansak,

$$(\mu_n)_i = \frac{e}{m_i} \tau$$

$(\mu_n)_i$ -elektronni yunalishlardan biri buylab xarakatchanligi (masalan, ellipsoidal izoenergetik sirtini uklaridan biri buylab), m_i -effektiv massa tenzorini tegishli komponenti.

Erkin zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi kristall panjaraning xossalariga, unda kirishmalarning bor yoki yukligiga va temperaturaga boglikdir. Bunga sabab, zaryad tashuvchilarni sochilish jarayonidir. Utkazuvchanlik elektronlari va kovaklari kristalldagi aralashmaning neytral atomlari va ionlarida, strukturani nuktaviy nuksonlarida, dislokatsiyalarda, panjarani issiklik tebranishlarida (fononlarda) sochilishi mumkin.

Aralashma ionlarida sochilish zaryadlarni uzarota'siri natijasi sifatida yuzaga keladi. Sochuvchi ionlar uzining maydoni bilan elektronlar va kovaklarni ogdiradi, bunda zaryad tashuvchi kancha sekin xarakatlansa va aralashma ioni yakindan kancha yakin utsa ogish shuncha kuchli buladi.

Aynimagan yarimutkazgichlarda aralashma ionlarida sochilish sodir bulganda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi $T^{3/2}$ ga proporsional buladi:

$$\mu_{ap} = aT^{3/2} \quad (6.13)$$

Monokristallarda aralashma ionlarida sochilish past temperaturalar sohasida sochilishni asosiy mexanizmi.

Aynimagan yarimutkazgichlarda panjarani issiklik tebranishlarida sochilish sodir bulganda zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi $T^{-3/2}$ ga proporsional buladi:

$$\mu_{uc} = bT^{-3/2} \quad (6.14)$$

Demak, urtacha va nisbatan katta temperaturalarda zaryad tashuvchilar xarakatchanligi panjarani issiklik tebranishlaridagi sochilishlar tufayli kamayadi.

Dislokatsiyalarda sochilish bulganda

$$\mu_{uc} = cT^{-1/2} \quad (6.15)$$

Sochilishni turli mexanizmlari bir vaktida kuzatilsa, sochilishni tula extimolligi xar bir mexanizmdagi sochilish extimolliklarini yigindisiga teng. Demak

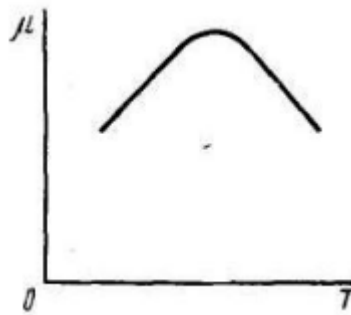
$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_i}$$

τ_i – partsial relaksatsiya vakti.

Xarakatchanlik esa kuyidagi ifodadan topiladi:

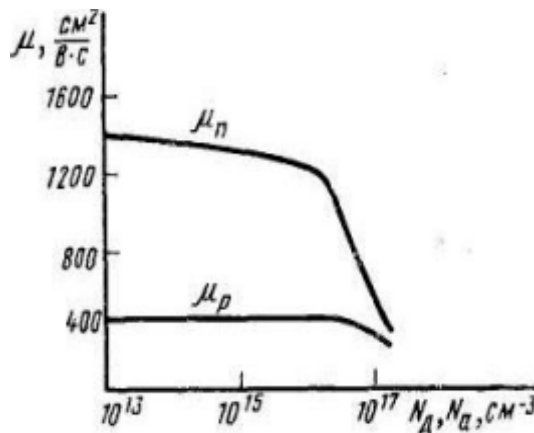
$$\frac{1}{\mu_n} = c_1 T^{-3/2} + c_2 T^{3/2} \quad (6.16)$$

$\mu = \mu(T)$ boglanish grafigi kuyidagi rasmda keltirilgan. (6.3-rasm)



6.3-rasm

Zaryad tashuvchilarni xarakatchanligi fakat temperaturaga emas, balki aralashmalar kontsentratsiyasiga xam boglik. Aralashmalar kontsentratsiyasi ortishi bilan zaryad tashuvchilarni sochilishi xam kuchayadi va xarakatchanlik pasayadi. 6.4-rasmda $T=300$ K da kremniyda aralashmalar kontsentratsiyasiga elektronlar va kovaklarni xarakatchanligini boglanishi keltirilgan.



6.4-rasm

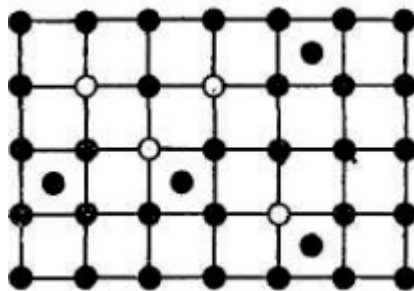
7-Ma'ruza: Amorf dielektriklar elektro'tkazuvchanligining xususiyatlari, sakrovchan o'tkazuvchanligi.

Reja:

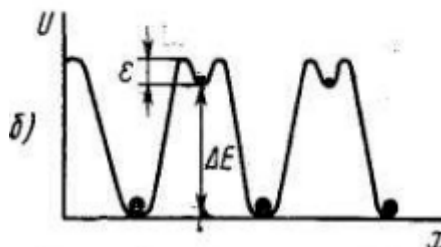
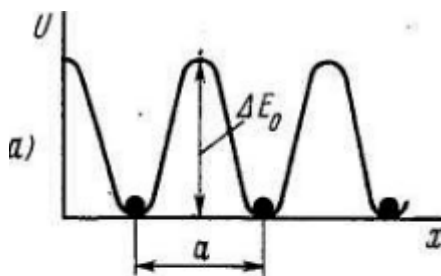
1. Nuqsonning xosil qilish energiyasini baholash.
2. Ion o'tkazuvchanlik. Ion o'tkazuvchanlikning aktivatsiya energiyasi.

1. Nuqsonning xosil qilish energiyasini baholash. Frenkel nuksoni kristall panjarani bush tuguni va tugunlararo atomdan tashkil topadi. Tugunlararo fazoda neytral atom emas, balki ion joylashadi. Demak, tugunda karama-karshi ishorali zaryadlangan vakansiya buladi. 7.1-rasmda Frenkel nuksoni mavjud yassi kristall panjara tasvirlangan. 7.2,a-rasmda kadaydir yunalish buylab atomlarni chizikli zanjiri uchun potentsial chizikni kurinishi tasvirlangan. CHizikning minimumlari panjarani tugunlarida joylashgan atomlar (ionlar) ga tegishli. 7.2,b-rasmda tugunlararo atomlar (ionlar)ga tegishli uncha chukur bulmagan minimumlar tasvirlangan. Ionlar tugundan tugunlararo fazoga utganda ularni energiyasi ΔE ga ortadi. Bu energiya dissotsiatsiya energiyasi yoki **Frenkel nuksonini xosil bulish energiyasi** deyiladi. Potentsial urani tula chukurlik rasmida ΔE_0 orkali belgilangan.

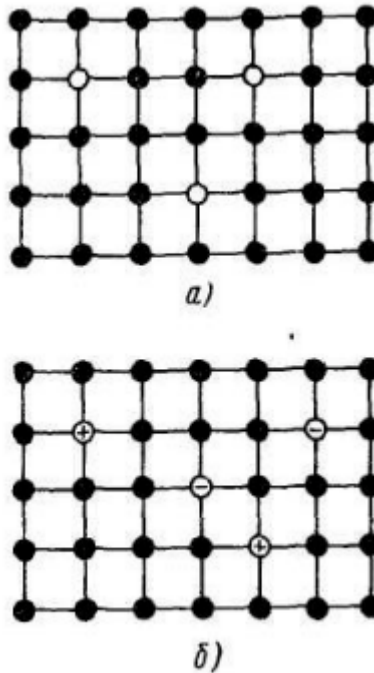
SHottki nuksoni atom (ion)ni dissotsiatsiyasi va jismni sirtiga utishi natijasida xosil buladigan bush tugun. Atom kristallarda SHottki nuksoni bir xil, ionli kristallarda kushalok buladi. Ion kristallarda kushalok SHottki nuksoni xosil bulishida, tugunda musbat va manfiy zaryadli ionlar joylashadi. SHottki nuksonlari 7.3, a va 7.3,b-rasmlarda tasvirlangan.



7.1-rasm



7.2-rasm



7.3 -rasm

Atom kristallardagi SHottki nuksonini xosil kilish uchun atomni kristalldan ajratib oladigan tula energiyani yarmiga teng energiya ΔE_u , SHottkini kushalok nuksonini xosil kilish uchun ΔE_p energiya talab kilinadi.

Dissotsiatsiyalanadigan ionlar (tugunlar) kontsentratsiyasini N bilan belgilaymiz. Xajm birligida n ta ion tugunlararo, boshkalari $N - n$ tugunlarda joylashsin. Frenkel nuksonlari tugunlararo ionlar soniga teng buladi.

Dissotsiatsiyalanish extimolligi ω_d , ya'ni ionni tugundan tugunlararo fazoga utish

extimolligi tugunda joylashgan ionlar soniga, $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ ga proporsional.

$$\omega_d = \alpha(N - n)e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (7.1)$$

α – proporsionallik koeffitsienti.

Teskari jarayon extimolligi ω_r , ya'ni ionni bush tugunga kaytish extimolligi tugunlararo ionlar va bush tugunlar soniga proporsional:

$$\omega_r = \beta n \frac{n}{N} \quad (7.2)$$

Muvozanat sharoitida $\omega_d = \omega_r$, $n \ll N$ ekanligini xisobga olsak,

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} N e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (7.3)$$

Lekin, bu ifodada α va β koeffitsientlar noma'lum. Statistik usulni kullab, n kattalikni ma'lum kattaliklar orkali ifodalaymiz.

N_1 - tugunlararo urinlar kontsentratsiyasi, ω_1 -tugunlararo urinda n ta ionni joylashtirishi mumkin bulgan usullar soni. $\omega - N$ ta tugunda n vakant tugunni joylashtirishi mumkin bulgan usullar soni.

$n \ll N$ va $n \ll N_1$ shart bajarilganda

$$n = \sqrt{NN_1} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (7.4)$$

Bu formula Frenkel nuksoni va tugunlararo ionlar kontsentratsiyalarini ifodalaydi.

Atom kristallarda xosil buladigan bir turli SHottki nuksoni kontsentratsiyasini xisoblaylik. n_1 – SHottki nuksoni kontsentratsiyasi, $\omega_u - n_1$ ta bir xil nuksonni (vakansiyalar) N ta tugun buylab joylashtirishi mumkin bulgan usullar soni.

$n_1 \ll N$ ta shart bajarilganda SHottkini bir xildagi nuksonlari kontsentratsiyasi kuyidagi ifoda bilan aniklanadi:

$$n_1 = Ne^{\frac{\Delta E_u}{kT}} \quad (7.5)$$

Kushalok SHottki nuksoni kontsentratsiyasini xisoblaylik. N -dissotsiatsiyalana oladigan, ma'lum bir ishorali ionlar (tugunlar) kontsentratsiyasini,

N' - dissotsiatsiyalana oladigan, boshka bir ishorali ionlar (tugunlar) yoki sirtga uta oladigan ionlar kontsentratsiyasini belgilaylik.

$n_1 \ll N, n_1 \ll N'$ shart bajarilganda

$$n_1 = \sqrt{NN'} e^{\frac{\Delta E_p}{2kT}} \quad (7.6)$$

Formulalardan kurinib turibdiki, kushalok SHottki nuksoni Frenkel nuksoni kontsentratsiyasiga uxshab xisoblanadi, fakat farki $\Delta E, \Delta E_p$ energiya kiymatlarida va

N, N' kattaliklarni kiymatlarida.

SHottki nuksonini xosil bulishi modda zichligini kamaytiradi, chunki u namuna massasini oshirmasdan xajmni ortishiga olib keladi. Frenkel nuksonini xosil bulishi esa modda zichligini sezilarli uzgarishiga olib kelmaydi.

Bir nuksonga tugri keladigan nuksonni xosil bulish energiyasini kattaligi 1eV tartibida. Masalan, $NaCl$ uchun $\Delta E_p = 2.02 \text{ eV}$. Aktivlanish energiyasining bu kiymatiga xona temperaturasida $n_1 \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ kontsentratsiyadagi nukson tugri keladi.

2. Ion o'tkazuvchanlik. Ion o'tkazuvchanlikning aktivatsiya energiyasi. Ionli utkazuvchanlik Frenkel va SHottki nuksonlarini mavjudligi bilan aniklanadi. Ionli utkazuvchanlik kuyidagi formula bilan aniklanadi:

$$\sigma = \sum_i q_i n_i \mu_i \quad (7.7)$$

q_i -zaryad, n_i – kontsentratsiya, μ_i - i -chi zaryad tashuvchini xarakatchanligi. Zaryad tashuvchilarni xarakatchanligini aniklaymiz. Doimiy tashki maydon kuyilganda potentsial chizikni xarakteri uzgaradi. Agar maydon bir jinsli bulsa, bu maydonda ionni potentsial energiyasi koordinataga chizikli boglik buladi. Bu xolda potentsial relef zonaviy sxemaga uxshab egiladi. (7.4-rasm) Potentsial chizikni rasmdagidek egilishi musbat ion (kation) ga mos keladi: maydon yunalishida potentsial barer $q\epsilon a/2$ ga teng mikdorga pasayadi, maydonga karshi yunalishda esa shu mikdorga ortadi. Natijada kationlarni maydon yunalishida kuchishi engillashadi, maydonga karshi yunalishida kiyinlashadi. Manfiy ionlarni potentsial energiyasini uzgarishi aksincha xaraktyerda buladi.

Xarakatchanlikni xisoblashda tugunlararo ionlar xarakatini urganish masalasini kuyamiz. Tugunlararo atom uchun potentsial relefni kuramiz. Potentsial relefda ura chukurligi ω bulsin. a masofada joylashgan tugunlararo ion elektr maydonda vertikal buylab $q\epsilon a$ kattalikka siljiydi. Natijada, $\epsilon = 0$ bulgandagi xolatga nisbatan birinchi minimum $q\epsilon a/2$ kattalikka kutariladi, ikkinchi esa shu kattalikka tushadi, ya'ni tugunlararo kationlar uchun potentsial barer maydon yunalishida $q\epsilon a/2$ ga pasayadi, maydonga karshi yunalishda esa shu kattalikka ortadi.

Agar tugunlararo urinlarda ionlarni issiklik tebranishlari chastotasini ν_0 deb olsak, tashki elektr maydon mavjud bulmaganda issiklik xarakati natijasida sodir buladigan kushni bush tugunlararo uringa sakrashlar soni kuyidagicha buladi:

$$\nu = \nu_0 e^{\frac{\omega}{kT}} \quad (7.8)$$

Bu ifodani berilgan ifoda uchun yozsak,

$$\nu' = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (7.9)$$

Mos ravishda kationlarni maydon buylab, sakrashlar chastotasi

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega - q\epsilon a/2}{kT}} \quad (7.10)$$

Maydonga karshi sakrashlar soni

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega + q\epsilon a/2}{kT}} \quad (7.11)$$

Bu ifodalarni quyidagi kurinishda yozish mumkin:

$$\nu_1 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega}{kT}} e^{\frac{q\epsilon a}{2kT}} \quad (7.12)$$

$$\nu_2 = \frac{\nu_0}{6} e^{-\frac{\omega}{kT}} e^{-\frac{q\epsilon a}{2kT}} \quad (7.13)$$

Maydon kuchlanganligi uncha katta emas, ya'ni $q\epsilon a \ll 2kT$ tengsizlik bajariladi deb xisoblab, eksponentani katonga yoyamiz va dastlabki ikkita xad bilan cheklanamiz:

$$e^{\pm \frac{q\epsilon a}{2kT}} = 1 \pm \frac{q\epsilon a}{2kT} \quad (7.14)$$

Elektr maydonda dreyf tezligi ν_1 va ν_2 kattaliklar farkini panjara doimiysiga kupaytmasiga teng:

$$\mathcal{G}_{dp} = (\mathcal{G}_1 - \mathcal{G}_2)a = \frac{qa^2\nu_0\epsilon}{6kT} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (7.15)$$

Bu yerda xarakatchanlik

$$\mu = \frac{qa^2\nu_0}{6kT} e^{-\frac{\omega}{kT}} \quad (7.16)$$

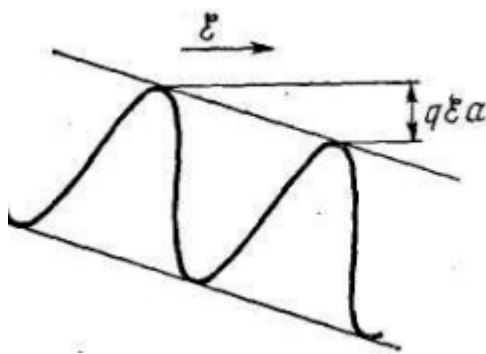
Agar elektroutkazuvchanlik Frenkel nuksonlari tufayli yuzaga kelsa, monokristallda utkazuvchanlik

$$\sigma = \frac{q^2 a^2 \nu_0}{6kT} \sqrt{NN_1} e^{-\frac{\Delta E + \omega}{2kT}} \quad (7.17)$$

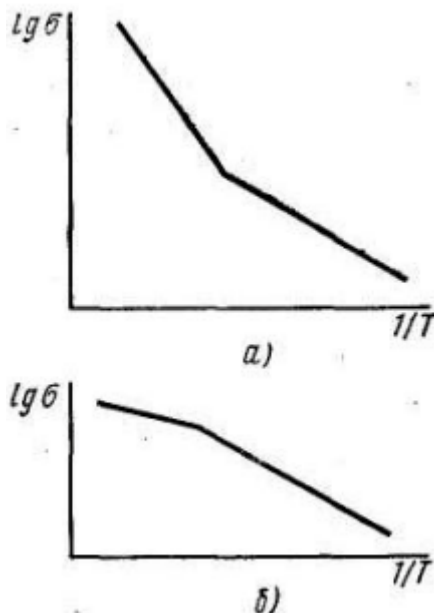
Nuksonlar soni katta bulgan polikristall uchun elektroutkazuvchanlik:

$$\sigma = \frac{q^2 a^2 \nu_0}{6kT} N e^{-\frac{\Delta E + \omega}{kT}} \quad (7.18)$$

$\lg \sigma = f(1/T)$ boglanish chizigi bir kancha sinik chiziklardan iborat, yukori temperaturalarda xususiy ionli elektrutkazuvchanlik kuzatiladi, bunda zaryadlar kuchishida panjara ionlari ishtirok etadi. Undan tashkari elektrutkazuvchanlik aralashma ionlari vositasida zaryad kuchirilishi natijasida xam xosil buladi. Panjara ionlari uchun potentsial ura aralashma ionlarinikiga nisbatan chukurrok buladi, shuning uchun xususiy ionli elektrutkazuvchanlik yukori temperaturalarda kuzatiladi. (7.5, a-rasm)



7.4-rasm



7.5 -rasm

Temperaturani kutarilishi natijasida potentsial barer balandligini pasayishi natijasida grafikda karama-karshi tomonga sinish kuzatiladi. (7.5, b-rasm)
Kristallarda utkazuvchanlikni ionli tashkil etuvchisidan tashkari, kupincha elektronli tashkil etuvchisi xam kuzatiladi.

8-Ma'ruza: Kuchli elektr maydonlardagi xodisalar.

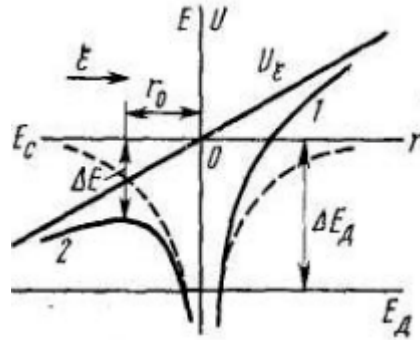
Reja:

1. Kuchli elektr maydonlardagi xodisalar
2. Dielektriklar teshilishi. Dielektriklar teshilish mexanizmlari.

Kuchli elektr maydonlardagi xodisalar. Kuchli elektr maydonda elektronlar ikki ketma-ket tuknashishlari orasida maydondan olgan energiyani tuknashish vaktida kristall panjarasiga tamomila berib ulgurmasligi mumkin. Bu energiyaning kolgan kismi elektronlar orasida uzaro taksimlanib, ularning tartibsiz xarakat energiyasini oshiradi, ya'ni elektronlarning temperaturasi panjara temperaturasidan yukori bulib koladi. Bu xolda elektronlarning energiya buyicha taksimoti funktsiyasi xam elektr maydoniga boglik ravishda uzgargan buladi.

Kuchli elektr maydonning ta'siri yarimutkazgichdan utayotgan tok va kuchlanish orasidagi chizigiy boglanishni buzadi, ya'ni $j = \sigma E$ tok zichligi ifodasidagi σ elektrutkazuvchanlik elektr maydoniga boglik bulib koladi. Aralashmali yarimutkazgich uchun $\sigma = en\mu_n$ utkazuvchanlik ifodasidagi σ ni uzgarishi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi n ni va xarakatchanlik μ_n ni uzgarishi natijasida sodir buladi. Zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini va xarakatchanligini kuchli elektr maydon ta'sirida uzgarishini kurib utamiz.

Kuchli elektr maydonda zaryad tashuvchilarni ortikcha kontsentratsiyasini vujudga kelishi natijasida dielektrikni yoki yarimutkazgich barer katlamini teshilishi sodir buladi. Utkazuvchan zonasiga erkin zaryad tashuvchilarni beruvchi donor-atomni energetik sxemasini kuramiz. Donor-atom kushnilar bilan ta'sirlashmaydi, ya'ni uni erkin deb xisoblab, bu atomni elektronlari uchun potentsial urani 8.1-rasmda kulon maydoniga simmetrik chizik sifatida punktir chizik bilan tasvirlash mumkin.



8.1-rasm

Atomda elektronlarni tula energiyasi E_D satxlar bilan aniklanadi, bu satxlarni eng yukorisi utkazuvchanlik zonasi tubidan ΔE_D masofada yotadi. Demak,

ΔE_D -donorlarni ionlanish energiyasi. Tashki maydon berilganda donor-atomlarni elektronlari kushimcha potentsial energiya oladi.

$$U_\varepsilon = e\varepsilon r \quad (8.1)$$

Tashki maydon va kulon maydoni mavjudligida yigindi potentsial urani kurinishi 1 va 2 chiziklar bilan tasvirlanadi. Tashki maydon yunalishida elektronlar uchun kulon barer kutariladi (1 chizik), karama-karshi yunalishda esa pasayadi (2 chizik). Ikkinchi xolda elektronlar uchun potentsial barer ΔE ga kamayadi, barerni r ga boglanish xarakteri uzgaradi, $|r| = r_0$ da ekstremum paydo buladi. Bu shuni bildiradiki, ΔE_D ionlanish energiyasi ΔE kattalikka kamayadi.

SHunday kilib, tashki maydon bulmaganda aralashmali, muvozanatliy kontsentratsiya kuyidagi ifodadan aniklanadi:

$$n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_D}{2}} e^{-\frac{\Delta E_D}{2kT}} = A e^{-\frac{\Delta E_D}{2kT}} \quad (8.2)$$

Maydon kuyilganda

$$n = A e^{-\frac{\Delta E_D - \Delta E}{2kT}} = n_0 e^{\frac{\Delta E}{2kT}} \quad (8.3)$$

Natijada kuyidagiga ega bulamiz: $n > n_0, \Delta E > 0$

ΔE kattalikni topamiz. 8.1-rasmda (2 chizik) tasvirlangan potentsial chizik analitik ravishda kuyidagicha ifodalanadi:

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0 r} - e\varepsilon r \quad (8.4)$$

ΔE kattalikni aniklash masalasi bu chizikni ekstremumini r ni funktsiyasi sifatida topishga olib keladi. Demak, $\partial U / \partial r$ xosilani topish va uni nolga tenglash zarur.

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0 r^2} - e\varepsilon = 0 \quad (8.5)$$

Bu yerdan (8.5) tenglamani kanoatlantiruvchi r_0 ni topamiz:

$$r_0 = \sqrt{\frac{e}{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0 \varepsilon}} \quad (8.6)$$

(8.4) da r ni urniga (8.6) dan topilgan r_0 ni kuysak, $|U| = \Delta E$ ni topamiz:

$$\Delta E = \frac{2e\sqrt{e\varepsilon}}{\sqrt{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0}} \quad (8.7)$$

(8.3) ifoda buyicha

$$n = n_0 e^{\frac{e\sqrt{e\varepsilon}}{\sqrt{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0}kT}} = n_0 e^{\alpha\sqrt{\varepsilon}} \quad (8.8)$$

Bu yerda, $\alpha = \frac{e}{kT} \sqrt{\frac{e}{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0}}$

(8.8) ifodadan kelib chikadiki, ε ortishi bilan n zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi keskin ortadi. Tajribalar shuni kursatadiki, bu boglanish maydonni kritik qiymati $\varepsilon_{kp} \approx 10^3 - 10^4 \text{ B/cm}$ dan boshlab kuzatiladi, kuchsiz maydonlarda esa kontsentratsiya deyarli maydonga boglik bulmaydi. YUkorida kurib chikilgan nazariya **Frenkel nazariyasidir.**

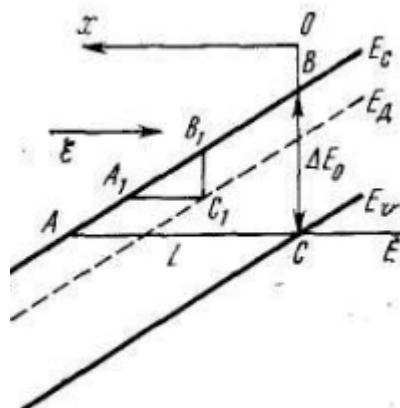
2. Dielektriklar teshilishi. Dielektriklar teshilish mexanizmlari. Elektr maydon elektron gazni kizdirishi natijasida, ma'lum bir sharoitda zarbiy ionlanish kuzatiladi. Elektronlarni erkin yugurish yul uzunliklari davrida tuplagan energiyalari moddani ionlashtirish uchun etarli bulsa, elektron-kovak juftlari xosil buladi va maydon ε_{meu} qiymatiga erishganda kontsentratsiya kuchkisimon ortadi. Bu teshilishga olib keladi.

Zarbiy ionlanish yuzaga keladigan maydon kuchlanganligi kuyidagi formuladan topiladi;

$$e \frac{M}{m} \varepsilon_{kp} l = \Delta E_0 \quad (8.9)$$

M, m -uzaro tuknashuvchi ion va elektron massalari; l -erkin yugurish yul uzunligi; ΔE - takiklangan zona kengligi. Kritik maydon qiymati $10^5 - 10^6 \text{ V/sm}$.

Zonalarni elektr maydonda egilishi zonalararo tunnellanish uchun, shuningdek aralashma satxlaridan yoki aralashma satxlariga tunnellanish uchun potentsial imkoniyat xosil kiladi. Agar maydon chapdan ungga yunalgan bulsa (8.2-rasm), zonalar shunday egiladiki, bunda chap kısmi ungdan past buladi(elektronni tula energiyasi AS, A_1S_1 gorizonta1 chiziklar bilan tasvirlanadi.



8.2-rasm

A nuqtadan, ya'ni utkazuvchanlik zonasi tubidan S nuqtaga, ya'ni valent zona shipiga utish, va teskari utish uchun elektron VS balandlikdagi va AS kenglikdagi uchburchak baryerdan tunnellanishi kerak. Bu xolda tula energiya E uzgarmay koladi. Kursatilgan baryerdan tunnellanish extimolligi barerni shaffoflik koeffitsienti bilan xarakterlanadi. Valent zonada elektronlar kontsentratsiyasi katta bulgani uchun valent zonadan utkazuvchanlik zonasiga tunnellanish imkoniyati kuprok. Buning natijasida utkazuvchanlik elektronlari va kovaklari kontsentratsiyasi ortadi. Elektr maydon ε_{meu} qiymatidan kichik bulgan davrlarda generatsiya rekombinatsiya bilan muvozanatda buladi. Bu xolda $L = AC$ barer kengligi

$$e\mathcal{E}L = \Delta E_0 \quad (8.10)$$

shartdan aniklanadi. Bu yerda, ΔE_0 -takiklangan zona kengligiga teng bulgan barer balandligi.

Barerni shaffofligi kuyidagi ifodadan aniklanadi:

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}\int_0^L\sqrt{U(x)-E}dx} \quad (8.11)$$

VS barer balandligi ΔE_0 ga teng, shuning uchun

$$U_0 - E = \Delta E_0 = e\mathcal{E}L \quad (8.12)$$

Bu yerdan,

$$L = \frac{U_0 - E}{e\mathcal{E}} \quad (8.13)$$

(8.11) ifodadagi $U(x)$ ni kuyidagi kurinishda tasavvur kilish mumkin:

$$U(x) = U_0 - e\mathcal{E}x \quad (8.14)$$

$$U(x) - E = U_0 - E - e\mathcal{E}x = e\mathcal{E}L - e\mathcal{E}x = e\mathcal{E}(L - x) \quad (8.15)$$

$$\int_0^L \sqrt{U(x) - E} dx = \sqrt{e\mathcal{E}} \int_0^L \sqrt{L - x} dx = \frac{2}{3} \sqrt{e\mathcal{E}} L^{3/2} = \frac{2}{3} \frac{(\Delta E_0)^{3/2}}{e\mathcal{E}} \quad (8.16)$$

Demak, barerni shaffoflik koefitsienti

$$D = e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3eh} \frac{(\Delta E_0)^{3/2}}{\mathcal{E}}} \quad (8.17)$$

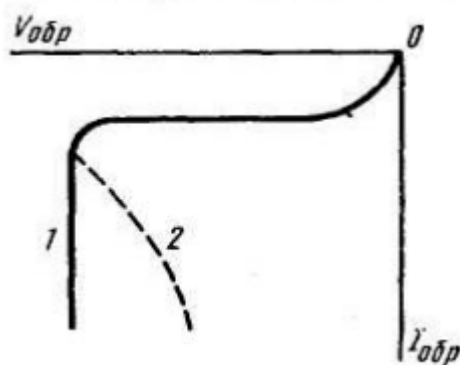
Formuladan kurinib turibdiki, shaffoflik koefitsienti ΔE_0 va $\mathcal{E}$ ga boglik ravishda uzgarar ekan. Xisoblashlar kursatadiki, germaniy, kremniy va boshka yarimutkazgichlarda $\mathcal{E} \approx 10^7 \text{ B/cm}$ maydon kiymatlardagina elektronni tunnellanishi sodir bular ekan. E_d

aralashma donor satxidan utkazuvchanlik zonasiga yoki valent zonadan E_a aralashma

aktseptor satxiga tunnellanish kuchsizrok maydonlarda, ya'ni $\mathcal{E} \approx 10^6 \text{ B/cm}$ maydon kiymatlarda xam amalga oshadi. YUkorida aytilganlar yukoriomli yarimutkazgichlar uchun urinli, chunki bunday kuchli maydonlarni pastomli yarimutkazgichlarda xosil kilish mumkin emas.

Demak, kuchli maydonlarda zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyasi ortib ketadi, elektr maydon kuchlanganligi kiymati $\mathcal{E}_{meu}$ ga etganda elektr teshilish sodir buladi, bunda zarbiy ionlanish yoki tunnellanish xisobiga zaryad tashuvchilarni kuchkisi va utkazuvchanlikni keskin ortishi sodir buladi. Bu kup mikdorda issiklik ajralib chikishiga va namunani buzilishiga olib keladi. YAxshi dielektriklarda elektronlar va kovaklarni muvozanatliy kontsentratsiyasi tipik yarimutkazgichlarnikidan kup tartibga kichik. Dielektriklarda solishtirma utkazuvchanlik ($\sigma \leq 10^{-14} \text{ OM}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$) juda kichik, solishtirma xajmiy karshilik juda yukori (masalan $\rho_v = 10^{14} - 10^{18} \text{ OM} \cdot \text{cm}$). Teshilish kuchlanishiga erishilganda $10^{-7} - 10^{-8} \text{ c}$ davom etadigan elektr teshilish kuzatiladi va dielektrik buziladi.

Istalgan tipdagi barer katlamga etarlicha yukori teskari kuchlanish kuyilganda zarbiy ionlanish va zaryad tashuvchilarni tunnellanishi natijasida elektr teshilish sodir buladi. Barer katlamdagi elektr teshilish natijasida kuchlanish uzgarmaganda tokni keskin ortishi sodir buladi (8.3-rasm)



8.3-rasm

Issiklik teshilishi xodisasini mazmuni shundayki, bunda elektr maydonda material shunday temperaturagacha kizadiki, natijada u eriydi. Issiklik teshilishida sistemadan issiklik berilishi unda ajralayotgan issiklikni kompensatsiyalay olmaydi, natijada zaryad tashuvchilarni termik ionlashishi tufayli tokni ortishi kuzatiladi va issiklik teshilishi sodir buladi. Barer katlamlarla issiklik teshilishi katta teskari toklar yuzaga keladigan sharoitda kuzatiladi. 8.3-rasm rasmda issiklik teshilishida $p-n$ utishni V.A.X sini teskari tarmogi kursatilgan.

Kuchli elektr maydonda zaryad tashuvchilar xarakatchanligini uzgarishini kurib chikamiz.

YArimutkazgichlarda elektronlar xarakatchanligi kuyidagi ifodadan aniklanadi:

$$\mu_n = \frac{e}{m_{on}} \langle \tau \rangle \quad (8.18)$$

Bu yerda $\langle \tau \rangle$ - taxminan urtacha erkin yugurish vaktiga teng bulgan urtacha relaksatsiya vakti, ya'ni $\langle \tau \rangle \approx \frac{l}{g}$, bu yerda l – urtacha erkin yugurish yul uzunligi; g -elektron tezligi bulib, kuchsiz maydonlarda tezlikni issiklik tashkil etuvchisi bilan ifodalanadi, ya'ni $g = g_{uc}$.

Kuchli elektr maydonlarda dreyf tezligi ortadi va $\langle \tau \rangle$ ni aniklashda uni xisobga olmaslik mumkin emas. Natijada, xarakatchanlik maydon kuchlanganligiga boglik bulib koladi.

Atom panjarani akustik tarmogini issiklik tebranishlarida zaryad tashuvchilarni sochilishi sodir bulganda xarakatchanlik maydon kuchlanganligidan olingan kvadrat ildizga teskari proporsional:

$$\mu \approx \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \quad (8.19)$$

Ionli panjarani optik tebranishlaridagi sochilish xolida xarakatchanlik kuyidagicha buladi:

$$\mu \approx \varepsilon^{\frac{1}{2}} \quad (8.20)$$

YUkoridagilardan kuyidagi xulosalarni chikarish mumkin:

1. Kuchli elektr maydoni ta'sirida yarim utkazgichlarda kizigan elektronlar xosil buladi.
1. Kuchli elektr maydonida kirishma atomlarining ionlanish energiyasi kamayadi.
2. Utkazuvchanlik elektronlari kuchli elektr maydon ta'sirida katta energiya jamgarib valent zonadagi yoki kirishma atomlarining boglangan elektronlarini zarb bilan utkazuvchanlik zonasiga utkazadi.

9- Ma'ruza: Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarda kinetik xodisalar

Reja:

1. Galvanomagnetik samaralar.
2. Termoelektrik samaralar
3. Termomagnetik samaralar

1. Gal'vonamagnit xodisalar. Elektr maydon, magnit maydon ta'sirida yoki temperaturalar farki natijasida yuzaga keladigan erkin zaryad tashuvchilarni xarakati bilan boglik bulgan xodisalar **kinetik xodisalar** deyiladi. Bu xodisalar ga elektrutkazuvchanlik, termoelektr, galvanomagnit va termomagnit xodisalar kiradi.

Galvanomagnit xodisalar dan biri **Xoll effektini** kuramiz. Galvanomagnit effekt elektr maydon va magnit maydon bir vakt da ta'sir kursatganda yuzaga keladigan kinetik xodisadir. Xoll effektida namunani kundalang magnit maydonga joylashtirganda tok ga perpendikular yunalishda e.yu.k xosil buladi.

Tugri parallelepiped shaklidagi yarimutkazgich namunasini kuramiz. Elektr toki chapdan unga oksin. Agar tok kovaklar tomonidan xosil kilinsa, dreyf tezligi $\mathcal{G}_{dp}$ xam tok yunalishida, agar tok elektronlar tomonidan xosil kilinsa dreyf tezligi $\mathcal{G}_{dp}$ tok ga karama-karshi buladi.

YArimutkazgichni induksiya B tok ga perpendikular buladigan kilib, tashki magnit maydonga joylashtiramiz. Tashki magnit maydon tomonidan ta'sir kiladigan Lorents kuchi kuyidagicha:

$$F_n = e[\mathcal{G}_{dp} B] \quad (9.1)$$

Kovaklar uchun formuladagi vektor kupaytma va lorents kuchi pastga, elektronlar uchun yukoriga yunalgan. Magnit maydon ta'sirida agar tok tashuvchi kovaklar bulganda yarimutkazgichni pastki tomoni kovaklarga boyiydi, yukori tomoni kambagallashadi, agar tok tashuvchilar elektronlar balsa yarimutkazgichni pastki tomoni elektronlarga boyiydi, yukori tomoni kambagallashadi. Demak, p tip yarimutkazgichni pastki tomoni musbat, yukori tomoni manfiy zaryadlanadi va pastdan yukoriga yunalgan xoll maydoni xosil buladi. n tip yarimutkazgichni pastki tomoni manfiy, yukori tomoni musbat zaryadlanadi va xoll maydoni yukoridan pastga yunaladi.

YArimutkazgichni chegaralangan namunasi uchun magnit maydon tomonidan ogdirilgan zaryad tashuvchilarni karama karshi tomonlarda xoll maydoni bilan Lorents kuchi muvozanatlashuncha davom kiladi.

$$F_n = e\mathcal{E}_x \quad (9.2)$$

$$\text{yoki} \quad e\mathcal{G}_{ypm} B = e\mathcal{E}_x$$

Tenglamani xar ikkala tomonini molekular kontsentratsiyasiga kupaytiramiz:

$$e\mathcal{G}_{ypm} Bn = e\mathcal{E}_x n \quad (9.3)$$

$$e\mathcal{G}_{ypm} n = \frac{I_n}{ab} = j_n \quad (9.4)$$

a, b -namunani chizikli ulchamlari.

$$\text{SHunday kilib,} \quad \mathcal{E}_{xn} = \frac{1}{en} \frac{I_n B}{ab} = \frac{1}{en} j_n B \quad (9.5)$$

$\mathcal{E}_{xn} b = V_{xn}$ potentsiallar ayirmasi kuyidagicha buladi:

$$V_{xn} = \frac{1}{en} \frac{I_n B}{a} = \frac{1}{en} j_n Bb \quad (9.6)$$

Agar aynimagan yarimutkazgichlarda zaryad tashuvchilarni tezliklar buyicha taksimotini xisobga olsak,

$$V_{xn} = \frac{A}{en} \frac{I_n B}{a} = \frac{1}{en} j_n Bb \quad (9.7)$$

Bu yerda belgilash kiritamiz:

$$R_{xn} = \frac{A}{en} \quad (9.8)$$

R_{xn} -Xoll koeffitsienti, A - Xoll faktori deyiladi.

Elektronlar panjarani akustik tebranishlarida sochilganda

$$A = \frac{3\pi}{8} = 1,18 \quad (9.9)$$

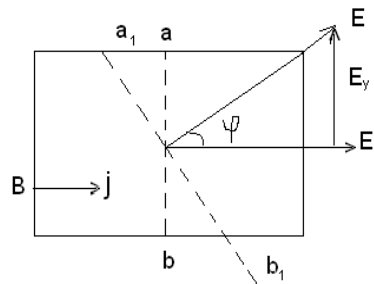
Elektronlar panjarani akustik tebranishlarida sochilganda

$$A = \frac{315\pi}{512} = 1,93 \quad (9.10)$$

(9.8) ni xisobga olsak, (9.7) ifoda kuyidagicha yoziladi:

$$n \text{ tip yarimutkazgich uchun } V_{xn} = R_{xn} \frac{I_n B}{a}, \quad R_{xn} < 0 \quad (9.11)$$

$$p \text{ tip yarimutkazgich uchun } V_{xp} = R_{xp} \frac{I_p B}{a}, \quad R_{xp} > 0 \quad (9.12)$$



9.1-rasm

Xoll effektidan foydalanib, magnit maydon kuchlanganligini (Xoll datchiklar), zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini, materialni tipini, zaryad tashuvchilarni xarakatchanligini aniqlash mumkin, shuningdek Xoll effekti yordamida elektr tebranishlar xosil qilish, modulyatsiyalash va demodulyatsiyalash mumkin.

2. Termo elektrik xodisalar. Issiklik o'tkazuvchanlik. Agar kristallda temperatura gradienti xosil qilinsa zaryad tashuvchilarni yo'nalgan xarakati vujudga keladi, bu xodisa **termoelektr xodisa** deyiladi. Termoelektr xodisaga Zeebek, Pelte, Tomson effektlari kiradi.

Zeebek effektida ikki xar xil kattik jismlardan tashkil topgan zanjirda payvandlarni temperaturalar farki tufayli termo e.yu.k xosil buladi. Termo e.yu.k temperaturalar farkiga va material turiga boglik bulib, α koeffitsient bilan xarakterlanadi:

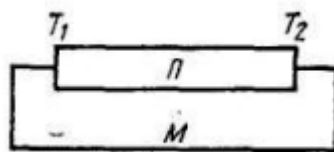
$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (9.13)$$

α – solishtirma termo e.yu.k bulib, temperaturalar farki birga teng bulgandagi termo e.yu.k ni bildiradi. dT – payvandlarni temperaturalar farki, $d\varepsilon$ -termo e.yu.k

CHekli temperaturalar farkida

$$\varepsilon = \int_{T_1}^{T_2} \alpha(T) dT \quad (9.14)$$

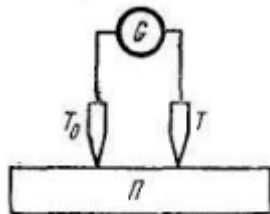
9.2 rasmda yarimutkazgich ikkala tomondan metall bilan payvandlangan. Kontaktlar T_1 va T_2 temperaturalariga ega. Zanjirdan kattaligi termo e.yu.k ni kiymati bilan aniklanadigan tok utadi.



9.2 rasm

$T_2 > T_1$ bulganda $n_{02} \gg n_{01}$ va $p_{02} \gg p_{01}$. Demak temperaturalar farki yaratilganda, yarimutkazgichni temperaturasi yukori uchidan temperaturasi past uchiga karab, zaryad tashuvchilarni diffuziyasi vujudga keladi. Natijada yarimutkazgichda xajmiy zaryad vujudga keladi va bu xajmiy zaryad diffuziya yunalishiga karama karshi yunalgan maydon xosil kiladi. Biroz vaktdan keyin dinamik muvozanat urnatiladi. Bu xolda zaryad tashuvchilarni diffuzion toki xajmiy zaryadlar xosil kiladigan ichki maydon vujudga keltiradigan dreyf tok bilan muvozanatlashadi.

Zaryad tashuvchilarni diffuziyasi tufayli sovuk kontakt kovakli utkazuvchanlikli yarimutkazgich uchun musbat, elektronli utkazuvchanlikli yarimutkazgich uchun manfiy zaryadlanadi. Bunga asoslanib, termozond yordamida yarimutkazgich tipini aniklash mumkin. (9.3-rasm)



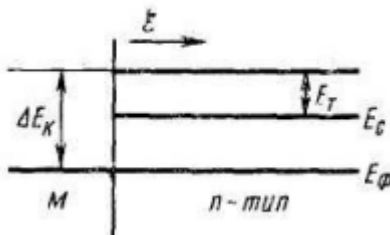
9.3-rasm

Zondlarni biri kizdiriladi, boshkasi esa xona temperaturasida. Agar kizdiriladigan zond musbat elektrod bulsa, yarimutkazgich n tip, agar manfiy bulsa yarimutkazgich p tip buladi.

Pelte effekti doimiy tok utayotgan ikki xil materialni payvandlarini kizdirganda yoki sovitganda sodir buladi.

Pelte issikligi zaryad tashuvchilarni bir materialdan boshkasiga utishi tufayli, ularni energiyasini bir qismi panjaraga berilishi natijasida ajralib chikadi.

n tip yarimutkazgich –metall kontakti uchun zona diagrammasi 9.3-rasmda tasvirlangan.



9.4-rasm

Rasmda kursatilgan yunalishda elektr maydon kuyilganda elektronlar utkazuvchanlik zonasidan metallga utadi. Bunda elektronlar energiyasi ΔE_k kattalikka kamayadi.

Bu kattalik e mikdordagi zaryad mikdori kuchirilganda ajralib chikadigan issiklikga teng bulib, u **Pelte issikligi** deb ataladi.

Pelte issikligi kuyidagi formula bilan topiladi:

$$\Delta E_k = Q_{II} = IIjt \quad (9.15)$$

II – Pelte koeffitsienti.

Agar karama-karshi yunalishda tok utkazilsa, ya'ni elektronlarni Fermi satxidan yarimutkazgichda utkazuvchanlik zonasidagi kandaydir satxga kuchirilsa elektronlarni ΔE_k kattalikka kizdirish kerak. Bunday kizdirish panjara tomonidan energiya berilishi, ya'ni payvandni sovishi xisobiga amalga oshadi.

Tomson effekti temperaturalar gradienti mavjud bulgan bir jinsli yarimutkazgich buylab doimiy tok utganda Joule-Lents issikligiga kushimcha issiklikni ajralishi yoki yutilishi. Bu issiklik yarimutkazgich buylab okib utayotgan zaryad mikdoriga va temperaturalar farkiga proporsional:

$$Q_T = It \int_T^{T'} \tau_T dT \quad (9.16)$$

τ_T -Tomson koeffitsienti.

Berilgan moddani termoelektr xususiyatlarini xarakterlovchi α, Π, τ_T koeffitsientlar uzaro termodinamik munosabatlar orkali boglangan.

$$\Pi = \alpha T \quad (9.17)$$

$$\tau_{T_1-T_2} = \tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} \quad (9.18)$$

Ma'lumki, xamma moddalar issiklik utkazadi. Bu xodisa **issiklik utkazuvchanlik** deyiladi. Agar moddada ∇T temperaturalar gradienti mavjud bulsa, ∇T ga karama-karshi yunalishda W energiya okimi vujudga keladi.

$$W = -\chi \nabla T \quad (9.19)$$

$\chi = \frac{|W|}{\nabla T}$ issiklik utkazuvchanlik koeffitsienti bulib, mikdor jixatdan vakt birligi ichida uchlarida 1 gradusga teng temperaturalar farki xosil kilingan namunani birlik kesimidan okib utuvchi energiya mikdoriga teng.

Kattik jismda issiklik energiyasi erkin zaryad tashuvchilar va fononlar tomonidan amalga oshiriladi. Zaryad tashuvchilar xarakati tufayli xosil kilinadigan issiklik utkazuvchanlik **elektronli** yoki **kovakli issiklik utkazuvchanlik** deyiladi.

Panjara tebranishlari tufayli xosil kilinadigan issiklik utkazuvchanlik panjaraviy (fonon) issiklik utkazuvchanlik deyiladi. Demak, kattik jismni tula issiklik utkazuvchanlik koeffitsienti χ_L panjaraviy (fonon) va χ_e elektronli issiklik utkazuvchanlik koeffitsientlari yigindisidan iborat buladi:

$$\chi = \chi_L + \chi_e \quad (9.20)$$

Dielektriklarda panjaraviy issiklik utkazuvchanlik asosiy: ularda $\chi_L \gg \chi_e$

Metallarda panjaraviy issiklik utkazuvchanlikni xissasi oz buladi: $\chi_L \ll \chi_e$

Panjaraviy (fonon) issiklik utkazuvchanlik koeffitsienti kuyidagi formuladan aniklanadi:

$$\chi_L = \frac{1}{3} C_{\text{moyuu}} l_L \quad (9.21)$$

Bu yerda, S-panjara issiklik utkazuvchanligi, $\mathcal{G}_{\text{moyuu}}$ - fonon tezligi (tovush tezligi)

$$\chi_e = \frac{2k^2 T}{e} n \mu_n = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \sigma T \quad (9.22)$$

Demak, erkin zaryad tashuvchilar xarakati tufayli xosil kilingan issiklik utkazuvchanlik moddani temperaturasi va solishtirma utkazuvchanlik bilan aniklanadi.

(9.22) ifodadan

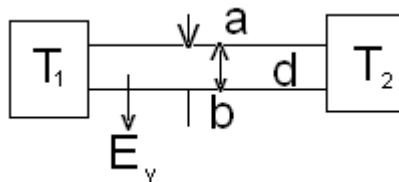
$$\frac{\chi_e}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T \quad (9.23)$$

Bu ifoda **Videman-Frants konunini** ifodalaydi.

Termoelektr xodisalar texnikada keng kullaniladi. Termo e.yu.k dan issiklik energiyasini elektr energiyaga aylantirib beruvchi termoelektr generatorlar kurilmalari uchun foydalaniladi. Pelte effektidan turli xil termoelektrik sovutuvchi kurilmalarda foydalaniladi.

3. Termomagnitik samaralar. Temperaturalar farkiga ega yarimutkazgich tashki magnit maydonga joylashtirilganda turli xil termomagnit effektlar sodir buladi.

Nernst-Ettingsgauzenni kundalang effektda B magnit maydon va ∇T temperaturalar gradientiga perpendikular yunalishda elektr maydon ε xosil buladi (9.4-rasm).



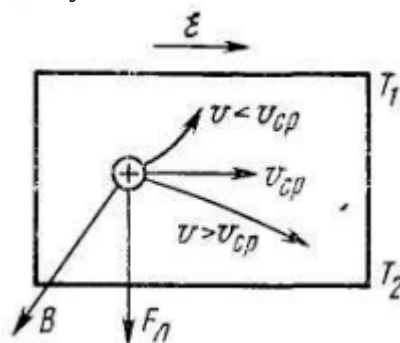
9.5-rasm

Agar temperatura gradienti X uki buylab, magnit induktsiya Z uki buylab yunalgan bulsa Y uki yunalishida elektr maydon, demak, kundalang a va b zondlar orasida u elektr potentsiallar farki vujudga keladi. ε_y kattalik quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon_y = \frac{u}{d} = q_{\perp} B_z \frac{dT}{dx} \quad (9.24)$$

Bu yerda, $q_{\perp}$ – Nernst-Ettingsgauzen doimiysi.

Nernst-Ettingsgauzen effektini sodir bulishiga, Lorents kuchi ta'sirida zaryad tashuvchi zarralarni uz xarakat yunalishidan ogishidir. Masalan, 9.6-rasmga kura issik zaryad tashuvchilar Lorents kuchi ta'sirida namunani pastki tomoniga, sovuk zaryad tashuvchilar yukori tomoniga tuplanadi. Panjara bilan tuknashishi natijasida zaryad tashuvchilar panjara atomlari bilan energiya almashadi: issik zaryad tashuvchilar energiyasini bir kismini panjaraga beradi va yarimutkazgichni kizdiradi, sovuk zaryad tashuvchilar panjaradan energiya olib, yarimutkazgichni sovutadi. SHunday kilib, yarimutkazgich namunasini bir tomoni kizadi, ikkinchi tomoni soviydi.



9.6-rasm

Temperatura gradienti bo'lgan yarim o'tkazgichni magnit maydoni joylashtirilsa, dastlabki issiklik okimiga kundalang temperaturalar farki vujudga keladi. Bu effekt **Rigi-Ledyuk effekti** deyiladi.

Kundalang temperatura gradienti quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = S B_z \frac{\partial T}{\partial x} \quad (9.25)$$

Bu yerda, S – Rigi-Ledyuk doimiysi bulib, modda xususiyatlarini xarakterlaydi.

Rigi-Ledyuk effektida diffuziyalanayotgan zaryad tashuvchilar uzlari bilan birga issiklik kuchiradi. Magnit maydon bulmaganda issiklik okimi namunani issik tomonidan sovuk tomoniga yunalgan buladi. Magnit maydonda diffuziya va issiklik okimi Lorents kuchi ta'sirida yunalishini uzgartiradi va $\nabla_y T$ temperatura gradientini xosil kiladi.

Biz kurgan kundalang effektlardan tashkari yarimutkazgichlarda buylama effektlar xam sodir buladi. Agar X uki yunalishida dastlabki issiklik okimi mavjud bulsa, kundalang magnit maydonni ulaganda kundalang potentsiallar farkigina emas, balki buylama potentsiallar farki xam vujudga keladi. Bu effekt **Nernst-Ettingsgauzenni buylama effekti** deyiladi. Undan tashkari magnit maydon ta'sirida kundalang temperaturalar farkidan tashkari buylama temperaturalar farki xam xosil buladi. Bu effekt **Rigi-Ledyukni buylama effekti** deyiladi.

Bu effektini kundalang magnit maydonda termo e.yu.k ni uzgarishi natijasida sodir buladi deb karash mumkin. Biz yukorida kurib chikkan kinetik xodisalarni urganish yarimutkazgichlardagi elektron jarayonlar xakida keng ma'lumot beradi.

10-Ma'ruza: Nomuvozanat va muvozanatli zaryad tashuvchilar..

Raja:

1. Nomuvozanat va muvozanatli zaryad tashuvchilar.
2. Generatsiya, rekombinatsiya xodisalari.
3. Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti va relaksatsiya vaqti xaqqlarida tushuncha

1. Nomuvozanat va muvozanatli zaryad tashuvchilar. Kattik jismlarda, shu jumladan kristalllarda elektronlar panjara bilan kuchli uzaro ta'sirda buladi va shuning uchun elektronlar gazi panjara orasida termodinamik muvozanat karor topadi. YArimutkazgichning temperaturasi kutarilganda atom yoki ionlarning tugunlar atrofidagi tebranma xarakati xam kuchayadi, elektronlarning energiyalar buyicha taksimoti uzgaradi, termik ionlashish kuchayadi, zonlarda elektronlar va kovaklar mikdori ortadi.

Biror temperaturada termodinamik muvozanat sharoitida yarimutkazgichda mavjud bulgan erkin zaryad tashuvchilar(elektronlar va kovaklar) **muvozanatliy zaryad tashuvchilar** deyiladi. YArimutkazgichda kontakt orkali injektsiyalanish xisobiga, kuchli elektr maydonlar ta'sirida, yukori energiyali zarralar ta'siri va boshka sabablar tufayli ortikcha zaryad tashuvchilar yuzaga keladi. Bunda elektronlarga takiklangan zonani engib utishi uchun zarur energiyani tashki manba beradi va uni asosan elektronlar jamgaradi, biroq kristall panjaraning issiklik energiyasi(temperaturasi) deyarli uzgarmay koladi. Tashki ta'sirlar tufayli shu shu tarika panjara va elektronlar orasidagi muvozanat buziladi. YArimutkazgichda tashki ta'sir tufayli vujudga keladigan zaryad tashuvchilar **nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar** deyiladi.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni jamgargan energiyasi kristall panjara atomlari issiklik tebranihlari energiyasiga nisbatan anchagina kichik buladi. Tashki ta'sir tuxtatilgandan keyin panjara va elektronlar orasida issiklik muvozanati karor topadi, bunda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar tashki manbadan olgan energiyani panjaraga berib, rekombinatsiyalashib ketadi. Panjara va butun kristallning temperaturasi, demak, muvozanatliy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi uzgarmay kolaveradi. Tashki ta'sirlar tufayli nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi uzgaradi, ammo muvozanatliy kontsentratsiya uzgarmaydi.

Elektronlar va kovaklarning tula kontsentratsiyalari (n, p) muvozanatliy (n_0, p_0) va ortikcha $(\Delta n, \Delta p)$ kontsentratsiyalar yigindisiga teng buladi:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (10.1)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (10.2)$$

Muvozanatliy va nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni energiyalar buyicha taksimotlarini kuraylik.

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning energiyasi dastlab muvozanatliy zaryad tashuvchilarning kT tartibidagi urtacha energiyasidan ancha katta bulishi mumkin. Keyin nomuvozanatliy xoldagi tashuvchilar fononlar va panjaraning turli nuksonlari bilan tuknashishlari natijasida ularga uz energiyasining bir kismini beradi va temperaturasi panjara temperaturasi bilan tenglashadi.

YArimutkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga keltirilishi erkin zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini uzgartiradi, biroq ularning zonlarda energiyalar buyicha taksimoti va kinetik energiyalarini uzgartirmaydi.

Ma'lumki, termodinamik muvozanatda elektronlarning E energiyali xolatni egallaganligi extimolliigi Fermi funktsiyasi yordamida aniklanadi.

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{\frac{(E-F)}{kT}} + 1} \quad (10.3)$$

Muvozanatiy elektronlar va kovaklar etarlicha kichik kontsentratsiyalarda bulsa (aynimagan yarimutkazgich), $-\frac{F}{kT} \gg 1$ buladi va Fermi taksimoti Maksvell-Boltsman taksimotiga utadi:

Utkazuvchanlik zonasi elektronlari uchun:

$$f = \exp \frac{F - E}{kT} \quad (10.4)$$

Valent zonasi kovaklari uchun:

$$f = \exp \frac{E - F}{kT} \quad (10.5)$$

Bu xolda muvozanatiy erkin elektronlar va kovaklarning tula kontsentratsiyalari

$$n_0 = N_c \exp(F / kT) \quad (10.6)$$

$$p_0 = N_g \exp[-(F + E_g) / kT] \quad (10.7)$$

Bu yerda N_c va N_g -utkazuvsanlik va valent zonadagi xolatlar zichligi, E_g -takiklangan zona kengligi.

Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar va muvozanatiy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyalari orasidagi fark Δn **ortikcha zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi** deyiladi.

Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin:

$$n = n_0 + \Delta n = N_c \exp\left(\frac{F_n}{kT}\right) \quad (10.8)$$

$$p = p_0 + \Delta p = N_v \exp\left(-\frac{F_p + E_g}{kT}\right) \quad (10.9)$$

Bu yerda F_n va F_p -elektronlar va kovaklar uchun mos ravishda Fermi kvazisatxlari deyiladi. (10.6) (10.7) (10.7) (10.7) ifodalardan

$$F_n - F = kT \ln(n / n_0) \quad (10.10)$$

$$F - F_p = kT \ln(p / p_0) \quad (10.11)$$

Bu ifodalardan xulosa kelib chikadiki, nomuvozanat xoldagi kontsentratsiyalar muvozanat xoldagi kontsentratsiyalardan kancha kup fark kilsa F_n, F_p lar F dan shuncha fark kiladi.

2. Generatsiya, rekombinatsiya xodisalari. Ideal yarimutkazgichda xamma elektronlar boglangan buladi. Agar bunday yarimutkazgichni elektr maydonga joylashtirsak, elektr toki xosil bulmaydi. Chunki, bunda erkin zaryad tashuvchilar yuk. Faraz kilaylik, kandaydir ta'sir , masalan, issiklik energiyasi ta'sirida valent boglar uzilib, elektron erkin bulib kolsin. Boglangan elektronni erkin elektronga aylanish jarayoni **generatsiya** deyiladi. Elektron ketgan joyda ortikcha musbat zaryad koladi. Bu vakant joy kovak deyiladi. Butun kristall neytralligicha koladi, chunki xosil bulgan xar bir erkin elektronga bitta kovak tugri keladi. Elektron kovak bilan birikishi xam mumkin. Erkin elektronni boglangan elektronga aylanish jarayoni **rekombinatsiya** deyiladi.

Yarimutkazgichda muvozanat sharoitida vakt birligi ichida ma'lum mikdordagi elektron va kovak juftlari generatsiyalanib tursa, ikkinchi tomondan shuncha juft rekombinatsiyalanib turadi:

$$r_0 = g_0 \quad (10.12)$$

Bu yerda, r_0 va g_0 muvozanat xoldagi rekombinatsiya va generatsiya tezliklari.

Generatsiya tezligi-kristallni birlik xajmida, vakt birligi ichida generatsiyalanayotgan elektron-kovak juftlar soni.

Generatsiya tezliklari quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$g_n = \eta_n q$$

$$g_p = \eta_p q$$

Bu yerda, η_n, η_p -elektronlar va kovaklar uchun kvant chikishlar bulib, ular yutilgan bita foton xosil qilgan erkin elektronlar va kovaklar sonini bildiradi.

q – birlik xajmda 1 s vaktida yutilgan fotonlar soni.

Rekombinatsiya tezligi-kristallni birlik xajmida, vakt birligi ichida rekombinatsiyalashayotgan elektron-kovak juftlar soni.

$$r_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (10.13)$$

γ_r - **rekombinatsiya koeffitsienti** deyiladi.

$\gamma_r p_0$ -elektronning rekombinatsiyalanish extimolligi.

$\gamma_r n_0$ - kovakning rekombinatsiyalanish extimolligi.

Generatsiya jarayonida erkin zaryad tashuvchilar juftini vujudga keltirish uchun muayyan ΔE energiya sarflanadi. Bu nuqtai nazardan xususiy va kirishmaviy generatsiyalash jarayonlarini farklash mumkin.

ΔE generatsiyalash energiyasi kristall panjaradagi kovalent boglanishlarni uzishga sarf buladigan va natijada erkin zaryad tashuvchilar jufti(utkazuvchanlik zonasida elektron va valent zonada kovak) yuzaga keladigan jarayon **xususiy generatsiya** deyiladi.

Bu jarayonda yarimutkazgichning takiklangan zonasi energiyasiga teng yoki undan kattarok energiya sarflash kerak. Agar generatsiyalash jarayonida tegishli zonada kirishmaviy markaz bilan boglangan bir ishorali zaryad tashuvchilar paydo bulsa, bu jarayon **kirishmaviy generatsiya** deyiladi.

Zaryad tashuvchilar generatsiyasi natijasida juftlar-elektron va kovaklar xosil bulsa, bunday generatsiya **bipolyar generatsiya** deyiladi. Bunday xolda yoruglik kvantini yutilishi valent boglanishni uzilishiga olib keladi va generatsiyalanadigan ortikcha elektronlar va kovaklar soni uzaro teng buladi:

$$\Delta n = \Delta p \quad (10.14)$$

Bipolyar generatsiya xususiy utkazuvchanlikli yarimutkazgichlarda sodir buladi.

Aralashmali yarimutkazgichlarda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni generatsiya jarayoni xususiy utkazuvchanlikli yarimutkazgichlardan sezilarli fark kiladi. Masalan, donor aralashmali yarimutkazgichlarni olaylik. Berilgan temperaturada xama aralashma atomlari tula ravishda ionlashgan bulmasin. Yarimutkazgichni nurlantirish(tashki ta'sir) natijasida elektronlar donor satxlardan utkazuvchanlik zonasiga tashlansin. Zaryad tashuvchilarni bunday uygotish jarayoni **monopolyar generatsiya** deyiladi. Bu generatsiya asosiy zaryad tashuvchilarni ortikcha kontsentratsiyasi xosil bulishi bilan xarakterlanadi. Bu xolda yarimutkazgichni elektrneytralligi buzilmaydi, chunki erkin elektronlarni ortikcha zaryadi donor aralashmani musbat ionlari zaryadi bilan kompensatsiyalashadi.

Rekombinatsiya jarayoni xam bir necha turlarga bulinadi:

a) Zonalararo rekombinatsiya. Bunday rekombinatsiya erkin elektronni utkazuvchanlik zonasidan valent zonasiga utishi natijasida sodir buladi va bunda erkin elektron va erkin kovakni yukolishi kuzatiladi. Bu jarayonda energiya va kvaziimpulsi saklanish konunlari bajariladi.

Agar utkazuvchanlik zonasida elektronni energiyasi va kvaziimpulsi E', p' , rekombinatsiyadan keyin E, p bulsa energiya va kvaziimpulsi saklanish konunlari quyidagicha yoziladi:

$$E' = E + \Delta E \quad (10.15)$$

$$p' = p + Q \quad (10.16)$$

Bu yerda Q -elektron tomonidan kristall panjaraga beriladigan kvaziimpuls,

ΔE – rekombinatsiya natijasida ajraladigan energiya.

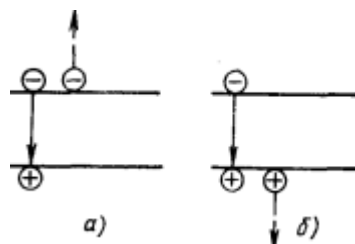
ΔE energiyani kanday usulda sarflanishiga karab zonalararo rekombinatsiya quyidagi turlarga bulinadi:

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya yoruglik kvanti kurinishida nurlansa, bunday rekombinatsiya **nurlanishli rekombinatsiya** (fotonli rekombinatsiya) deyiladi.

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya panjaraga berilsa, ya'ni fononlar xosil bulishiga sarflansa, bunday rekombinatsiya **nurlanishsiz rekombinatsiya** (fononli rekombinatsiya) deyiladi.

Agar rekombinatsiya jarayonida ajraladigan energiya uchinchi erkin elektronga berilsa, bunday rekombinatsiya **zarbiy** yoki **Oje rekombinatsiya** deyiladi. Bu rekombinatsiyada uchta zaryad tashuvchi katnashadi: rekombinatsiyalanadigan elektron-kovak jufti va bunda ajraladigan energiyani uziga oladigan elektron yoki kovak.

Agar bir vakti uzida ikki erkin elektron va bitta kovakni yoki ikkita kovak va bita erkin elektronni tuknashishi sodir balsa, ulardan ikkitasi rekombinatsiyalanadi va bunda ajraladigan energiya uchinchi zarrachaga beriladi, natijada bu zarracha uzini zonasida yukorirok energetik zonaga utadi. Uchinchi zarracha tuknashish natijasida uzini energiyasini fononlarga berib, panjara bilan muvozanat xolatga keladi. Bu rekombinatsiya jarayoni zarbiy ionlanishga teskari jarayon bulib, erkin zaryad tashuvchini zonada pastrok energetik satxga utishi natijasida ajraladigan energiya elektron-kovak juftini xosil bulishi kuzatiladi. (10.1-rasm)



10.1-rasm

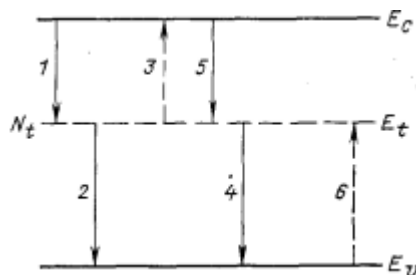
b) Maxalliy satxlararo rekombinatsiya. Yarimutkazgichli kristallda xar doim energetik satxlari takiklangan zonada joylashgan nuksonlar buladi. Utkazuvchanlik zonasidan elektronni va valent zonadan kovakni tutib olib, ularni rekombinatsiyasini amalga oshiradigan panjara nuksonlari **rekombinatsiya tutkichlari** deyiladi. 10.2-rasmda donor tipdagi yarimutkazgichni takiklangan zonasida rekombinatsiya tutkichi xosil kilgan E_t energetik satx kursatilgan. Bunda neytral tutkich utkazuvchanlik zonasidan elektronni ushlab olib, manfiy zaryadga ega buladi (1 utish), sungra elektron tutkich satxidan valent zonaga utadi, bu esa manfiy zaryadli tutkichni valent zonadan kovakni tutib olinishi kabitdir (2 utish). Erkin kovaklar kontsentratsiyasi ozayganda keyingi jarayonni sodir bulish extimolligi kamayadi va elektronni tutkichdan utkazuvchanlik zonasiga teskari utishi sodir buladi (3 utish).

Agar yarimutkazgichda katta mikdorda erkin kovaklar mavjud balsa, ular jadal ravishda tutkichlar tomonidan ushlanadi, ya'ni elektronlar tutkichdan valent zonaga utadilar (4 utish), sungra elektronni utkazuvchanlik zonasidan ushlab olish sodir buladi (5 utish).

Utkazuvchanlik elektronlari kontsentratsiyasi kichik bulganda kovakni ozod kilish, ya'ni, kovakni valent zonaga kaytish jarayoni sodir buladi.

Maxalliy satxlararo rekombinatsiyada xam elektronni pastrok energetik satxga utishida ajraladigan energiya ΔE ni sarf kilinish usuliga karab, rekombinatsiya **fotonli** va **fononli** turlarga ajratiladi.

s) Sirti rekombinatsiya. Bunday rekombinatsiya yarimutkazgichni sirtida va sirti rekombinatsiya tutkichlari orkali nurlanish yoki nurlanishsiz sodir buladi.



10.2-rasm

3. Zaryad tashuvchilarning yashash vaqti va relaksatsiya vaqti xaqqlarida tushuncha.

Zarraning xosil bulishi va karama karshi zarra bilan uchrashib yukolishi orasidagi vakt uning **yashash vakti** deyiladi. Zaryad tashuvchilarni yashash vaqtlari quyidagi ifodalar bilan aniklanadi:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (10.17)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (10.18)$$

kovak uchun

(2) ifodadan foydalansak bu ifodalarni quyidagicha yozamiz:

$$\tau_n = \frac{n_0}{r_0} \quad (10.19)$$

elektron uchun va

$$\tau_p = \frac{p_0}{r_0} \quad (10.20)$$

kovak uchun

Agar yarimutkazgich tashki ta'sirga uchrasa muvozanat buziladi. U xolda nomuvozanat yaryad tashuvchilar uchun yashash vakti:

$$\tau = \frac{1}{\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_p}} \quad (10.21)$$

Bipolyar generatsiya xolda tashki ta'sir tuxatilgandan sung, elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi rekombinatsiya tufayli kamayadi. Bu xolda erkin elektronlar va kovaklar sonini kamayish tezligi rekombinatsiya va issiklik generatsiya tezliklari farki bilan aniklanadi:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = \gamma_r np - g_0 \quad (10.22)$$

(10.12), (10.13), (10.14) ifodalarni xisobga olsak, (10.22) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r (np - n_0 p_0) = \gamma_r (n + p_0 + \Delta n) \Delta n \quad (10.23)$$

$\Delta n \ll n_0 + p_0$ deb xisoblab,

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0) \Delta n = -\gamma_r (n_0 + p_0) (n - n_0) \quad (10.24)$$

Belgilash kiritamiz:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} \quad (10.25)$$

U xolda (10.24) ifoda quyidagi kurinishni oladi:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\frac{n - n_0}{\tau} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (10.26)$$

Bu yerdan,

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (10.27)$$

Bu yerda, $\Delta n(0)$ -tashki ta'sir tuxatilganida momentdagi ortikcha kontsentratsiya.

Bipolyar generatsiyani kichik darajasida elektronlar va kovaklarni ortikcha kontsentratsiyasi tashki ta'sir tuxatilgandan sung eksponentsial ravishda kamayadi va τ vakt ichida reombinatsiya natijasida ularni soni e marta kamayadi. Demak, τ ortikcha elektronlar va kovaklar mavjud bulishini urtacha vakti bulib, nomuvozanat yaryad tashuvchilarni

yashash vakti xisoblanadi. Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni yashash vakti yarimutkazgich materialning tipiga va uni tozalik darajasiga boglik ravishda $10^{-2} - 10^{-8} c$ oralikda uzgaradi.

(10.25) ifodani taxlil kilamiz.

Xususiy yarimutkazgich uchun $n_0 = p_0 = n_i$. U xolda (10.25) ifoda kuyidagicha yoziladi:

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r(n_0 + p_0)} = \frac{1}{2\gamma_r n_i} = \frac{e^{E_g/2kT}}{2\gamma_r (N_c N_v)^{1/2}} \quad (10.28)$$

n tip material uchun ($n_0 \gg p_0$)

$$\tau_r^n = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r n_0} \quad (10.29)$$

p tip material uchun ($n_0 \ll p_0$)

$$\tau_r^p = 2 \frac{n_i}{p_0} \tau_{ir} = \frac{1}{\gamma_r p_0} \quad (10.30)$$

(10.28), (10.29), (10.30) ifodalar shuni kursatadiki, zonalararo nurlanishli rekombinatsiyada, xususiy yarimutkazgichda temperatura kanchalik yukori va takiklangan zona kengligi kancha kichik bulsa, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni yashash vakti shuncha kichik buladi, aralashmali yarimutkazgichda xususiy yarimutkazgichdagiga nisbatan nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarni yashash vakti kichik buladi, legirlash darajasi va temperatura ortishi bilan u kamayadi.

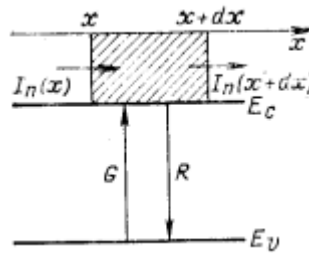
11-Ma'ruza: Diffuziyaviy va dreyf toklari.

Reja:

1. Tokning uzluksizlik tenglamasi.
2. Diffuziyaviy va dreyf toklari.
3. Zaryad tashuvchilarning xarakatchanlik va diffuziya koeffitsienti orasidagi boglanishi.

1. Tokning uzluksizlik tenglamasi. YArimutkazgichda tashki ta'sirlar tufayli nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar yuzaga kelsin. Bu xolda nomuvozanatliy elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi fazoviy koordinatalar va vakt funktsiyasi $n(x, y, z, t)$, $p(x, y, z, t)$ xisoblanadi va ularni uzgarish tezligi uzluksizlik tenglamasi bilan ifodalanadi.

Uzluksizlik tenglamasini bir ulchamli, bir jinsli namuna uchun chikaramiz, unda elektronlar kontsentratsiyasi fakat x uki yunalishida uzgarsin. (11.1-rasm)



11.1-rasm

YArimutkazgichda kesimi $1cm^2$, kalinligi dx bulgan katlam ajratib olamiz. Bu katlam kalinligi dx ga teng buladi. Faraz kilaylik, t vakt momentida elektronlar kontsentratsiyasi $n(x, t)$, u xolda bu xajmda elektronlar soni $n(x, t)dx$.

$t + dt$ vakt momentida ularni soni $n(x, t + dt)dx$ va dt vakt davomida dx xajmda elektronlar sonini uzgarishi:

$$n(x, t + dt)dx - n(x, t)dx = \frac{\partial n}{\partial t} dx dt \quad (11.1)$$

Bu elektronlar sonini uzgarishi generatsiya, rekombinatsiya, shuningdek, zaryad tashuvchilarni dreyfi va diffuziyasi tufayli sodir buladi. Bu jarayonlarni kuramiz:

1. Elektronlar generatsiyasi- yarimutkazgich tomonidan yoruglikni yutilishi natijasida sodir bulsin va 1 s da 1cm^3 xajmda xosil bulayotgan elektron-kovak jufti g ga teng bulsin. U xolda yoruglik generatsiyasi dx xajmda dt vakt davomida

$$gdxdt \quad (11.2)$$

mikdorda elektronlar xosil kiladi.

2. dx xajmda zaryad tashuvchilar sonini uzgarishi rekombinatsiya natijasida xam sodir bulishi mumkin. Rekombinatsiyani tula tezligi $R_0 + R$ bu yerda, R_0 – issiklik muvozanatida rekombinatsiya tezligi, R -tashki ta'sir mavjud bulganda rekombinatsiya tezligi.

Rekombinatsiya tufayli dx xajmda dt vakt davomida elektronlar sonini uzgarishi kuyidagiga teng buladi:

$$Rdxdt = -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r dxdt = \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt \quad (11.3)$$

3. dx xajmda zaryad tashuvchilar mikdorini uzgarishi diffuziya va dreyf jarayonlari tufayli xam sodir buladi. Agar $I_n(x, t)$ - 1cm^2 yuzadan, 1 s da utayotgan elektronlar soni,

dt vakt davomida kurulayotgan xajmga katlam chegarasi x dan kirayotgan elektronlar mikdori $I_n(x, t)dx$, $x + dx$ katlam chegarasidan kirayotgan elektronlar soni $I_n(x + dx, t)dx$ bulsin. Natijada, dx xajmda bu okimlar farki tufayli elektronlar sonini uzgarishi kuyidagicha buladi:

$$I_n(x, t)dt - I_n(x + dx, t)dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt \quad (11.4)$$

dx xajmda dt vakt davomida elektronlar sonini tula uzgarishi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = gdxdt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt - \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt \quad (11.5)$$

Bu yerdan,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (11.6)$$

(11.6) tenglama elektronlar uchun **uzluksizlik tenglamasi** deyiladi.

SHunga uxshash, kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasi kuyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (11.7)$$

Zaryad tashuvchilarni ishorasini xisobga olgan xolda, tok zichliklarini kuyidagicha yozib olamiz:

$$j_n = -eI_n, \quad j_p = eI_p \quad (11.8)$$

Zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyasi (x, y, z) koordinatalar funktsiyasi bulsa, uzluksizlik tenglamasi kuyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g + \frac{1}{e} \text{div} j_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (11.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - \frac{1}{e} \text{div} j_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (11.10)$$

bu yerda, $\text{div} j = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z}$

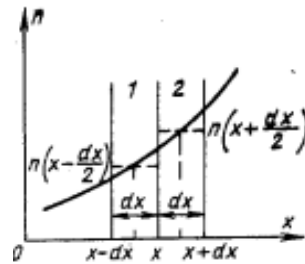
Statsionar xolatda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi vakt utishi bilan uzgarmaydi, ya'ni $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$.

Bir ulchamli xolda, statsionar sharoitda uzluksizlik tenglamasi quyidagicha buladi:

$$-\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} = g - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (11.11)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = g - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (11.12)$$

2. Diffuziyaviy va dreyf toklari . Faraz kilaylik, yarimutkazgichda x uki yunalishida zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi ortib borsin(11.2-rasm).



11.2-rasm

x nukta orkali x ukiga perpendikular tekislik utkazamiz va bu tekislikdan chap va ung tomonda joylashgan, dx kalinlikdagi 1 va 2 katamlarda zaryad tashuvchilarni xarakatini kuramiz. Xaotik xarakat natijasida zaryad tashuvchilarni bir kismi 1 katlamdan 2 chisi, boshka bir kismi 2 katlamdan 1 chiga keladi. 2 katlamda zaryad tashuvchilar soni 1 katlamdagidan katta, u xolda elektronlarni teskari okimi tugri yunalishdagi okimdan katta.

$n(x - \frac{dx}{2})$ - 1 katlamdagi elektronlarni urtacha kontsentratsiyasi

$n(x + \frac{dx}{2})$ - 2 katlamdagi elektronlarni urtacha kontsentratsiyasi.

Bu katamlarda elektronlar kontsentratsiyalari farki quyidagiga teng:

$$n(x - \frac{dx}{2}) - n(x + \frac{dx}{2}) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (11.13)$$

Diffuziya natijasida yuzaga keladigan x uki yunalishidagi elektronlar okimi:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (11.14)$$

Bu yerda, D_n -elektronlarni diffuziya koeffitsienti.

SHunga uxshash ravishda, kovaklar okimi:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (11.15)$$

D_p -kovaklarni diffuziya koeffitsienti.

Formulalardan kurinyaptiki, elektronlar va kovaklar okimi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi kichik bulgan tomonga karab yunalgan.

Zaryad tashuvchilarni diffuziyasi natijasida yuzaga keladigan diffuziya toklari quyidagilarga teng:

$$j_{n, \text{diff}} = e D_n \frac{dn}{dx} \quad (11.16)$$

$$j_{p\text{Диф}} = eD_p \frac{dp}{dx} \quad (11.17)$$

n va p - koordinatalar funktsiyalari xisoblansa, diffuzion toklar:

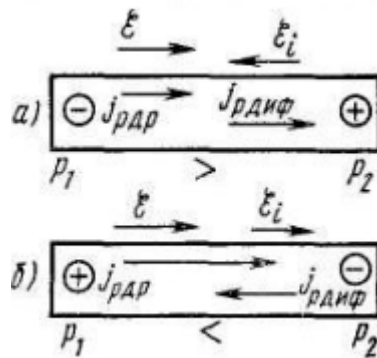
$$j_{n\text{Диф}} = eD_n \text{grad}n(r) \quad (11.18)$$

$$j_{p\text{Диф}} = eD_p \text{grad}p(r) \quad (11.19)$$

Zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi gradienti mavjudligi tufayli yuzaga keladigan diffuzion tok zaryadlarni fazoviy ajralishiga olib keladi. Natijada, 11.3-rasmda kursatilganidek, namunani chap kism manfiy, ung kismi musbat zaryadlanadi va ε_i ichki elektr maydon xosil buladi va bu maydon $\varepsilon_{\text{maui}}$ tashki maydon bilan birga elektronlar va kovaklarni dreyf toklarini xosil kiladi.

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_{\text{maui}} \quad (11.20)$$

Agar tashki maydon bulmasa, diffuzion tok va dreyf tok uzaro muvozanatlashadi va termodinamik muvozanat sharoitida yigindi tok nolga teng buladi.



11.3-rasm

Bir jinsli bulmagan yarimutkazgichni tashki doimiy $\varepsilon_{\text{maui}}$ maydonga joylashtiraylik.

Tashki maydon ta'sirida elektronlar va kovaklar yunalgan tezlikka ega buladi, natijada elektronlar va kovaklar toki yuzaga keladi. Zaryad tashuvchilarni dreyf tok zichliklari Om konuniga kura kuyidagi kurinishda yoziladi:

$$j_{\text{ndr}} = en\mu_n \varepsilon$$

$$j_{\text{pdr}} = ep\mu_p \varepsilon$$

Tula tok diffuzion va dreyf toklar yigindisidan iborat buladi. Elektronlar va kovaklar uchun tula tok ifodalarini yozamiz:

$$j_n = j_{\text{ndr}} + j_{n\text{Диф}} = en\mu_n \varepsilon + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (11.21)$$

$$j_p = j_{\text{pdr}} + j_{p\text{Диф}} = ep\mu_p \varepsilon - eD_p \frac{dp}{dx} \quad (11.22)$$

Bir jinsli bulmagan yarimutkazgichni istalgan nuqtasidagi umumiy tok kuyidagiga teng buladi:

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon + e(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) \quad (11.23)$$

Zaryad tashuvchilarning xarakatchanlik va diffuziya koeffitsienti orasidagi boglanish.

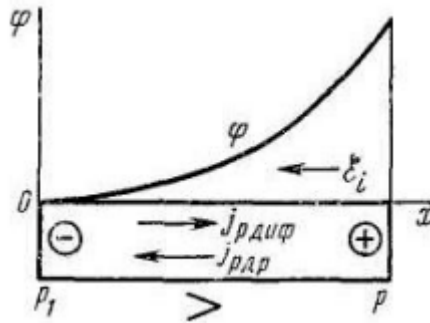
Bu boglanish Eynshteyn tenglamasi orkali ifodalanadi. p tip yarimutkazgich uchun Eynshteyn tenglamasini chikaramiz. Bu yarimutkazgich zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi ni buylama gradientiga ega bulsin. Agar p_1 kovaklar kontsentratsiyasi (chapda) p kovaklar kontsentratsiyasi (ungda)dan kata bulsa, diffuzion tok chapdan ungga yunalgan buladi. Diffuzion tokni xosil kilayotgan kovaklarni chapdan ungga okimi

diffuziyaviy tokni muvozanatlaydigan dreyf tokni yuzaga keltiradigan ichki maydon ε_i maydon xosil bulgunga kadar davom etadi. Natijada quyidagiga ega bulamiz:

$$j_p = -e p \mu_p \frac{\partial \varphi}{\partial x} - e D_p \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (11.24)$$

Bu yerda, φ – xajmiy zaryad yaratadigan elektrostatik potentsial.

YArmutkazgichni chap uchida φ ni sanok boshini tanlab olamiz (11.4-rasm).



11.4-rasm

Diffuzion tokda ishtirok etuvchi kovaklar $e\varphi$ potentsial barerga kutarilishi kerak. (11.24) ifodadan

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\mu_p}{D_p} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (11.25)$$

kelib chikadi. Bu ifodani integrallasak,

$$p = p_1 e^{\frac{\mu_p}{D_p} \varphi} \quad (11.26)$$

Boltsman konuniga kura, issiklik xarakati tufayli $e\varphi$ potentsial barerga kutarilayotgan zarralar uchun

$$p = p_1 e^{\frac{e\varphi}{kT}} \quad (11.27)$$

Bu kontsentratsiya termodinamik muvozanat xolatiga tegishli, chunki Boltsman konuni muvozanatli xolat uchun urinli.

(11.26) va (11.27) ifodalarni tenglab, kovaklar uchun Eynshteyn tenglamasini olamiz:

$$\mu_p / D_p = e / kT \quad (11.28)$$

SHunga uxshash yul bilan, elektronlar uchun xam Eynshteyn tenglamasini olamiz:

$$\mu_n / D_n = e / kT \quad (11.29)$$

Tashki elektr maydon mavjud bulmaganda $\varepsilon = 0$, (11.12) uzluksizlik tenglamasini echish natijasida Δp ortikcha kovaklar kontsentratsiyasini topamiz. Buning uchun (11.22) dagi j_p kovak toklar zichligini ifodasidan foydalanamiz. Natijada quyidagi formulaga ega bulamiz:

$$\Delta p = \Delta p(0) e^{-x/L_p} \quad (11.30)$$

Bu yerda, L_p - noasosiy zaryad tashuvchilarni, xususan, kovaklarni diffuzion yul uzunligi bulib, diffuziya jarayonida yashash vakti davomida kovaklar kuchadigan urtacha masofa. U quyidagi ifodadan aniklanadi:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (11.31)$$

Bu yerda, D_p -kovaklarni diffuziya koefitsienti, τ_p -kovaklarni yashash vakti.

Demak, elektr maydon bulmaganda kovaklarni ortikcha kontsentratsiyasi rekombinatsiya natijasida masofaga boglik ravishda eksponentsial konun buyicha uzgaradi.

(11.30), (11.31) ifoda nomuvozanatli elektronlar uchun xam urinli.

12-ma'ruza. Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektrlardagi potentsial to'siqlar.

Reja:

1. Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektrlardagi potentsial to'siqlar.
2. Yarimo'tkazgichlar va dielektrlarda kontakt xodisalar.
3. Injektivlovchi va to'g'rilovchi kontaktlar

1. Bir jinsli bo'lmagan yarimo'tkazgichlar va dielektrlardagi potentsial to'siqlar

Ikki xil yarimo'tkazgichni yoki yarimo'tkazgich bilan metallni kontaktida chegara katlamlarida potentsial barer xosil buladi, bu katlamlar ichida zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi xajmdagiga nisbatan kuchli uzgaradi. Kontaktoldi katlamini xususiyatlari kuyilgan tashki kuchlanishga boglik bulib, kontakti nohizikli volt-amper xarakteristikasini yuzaga keltiradi. Kontaktlarni nohizikli xususiyatlaridan elektr tokini tugrilashda, elektr tebranishlarni xosil kilish, kuchaytirish maksadlarida foydalaniladi.

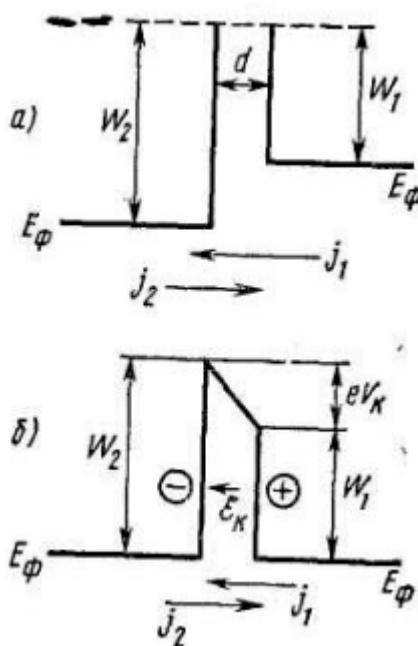
Kontakt katlamida yuz beradigan xodisalar ikki modda chegarasi orkali erkin zaryad tashuvchilar almashinishiga boglik.

Ma'lumki moddadan elektronni boshka muxitga, masalan vakuumga chikib ketishiga potentsial(energiyaviy) tusik karshilik kursatadi. Bu tusikning balandligini elektronning sirt orkali tashkariga chikib keta olishi uchun zarur bulgan energiya aniklaydi. Bu energiya elektronni moddadan **chikish ishi** deyiladi.

Termodinamik chikish ishi Fermi satxidan vakuum satxigacha bulgan energiyaviy masofa.

Elektron yakinlik utkazuvchanlik zonasi tubidan vakuum satxigacha bulgan energiyaviy masofa.

Metall-metall kontakti misolida potentsial tusikni ni xosil bulishini kursatamiz (12.1-rasm).



12.1-rasm

12.1, a-rasmda W_1 -ungdagi metall uchun elektronlarni chikish ishi, W_2 -chapdagi metall uchun elektronlarni chikish ishi. Kattik jismdan elektronlarni chikish iiii deganda, elektronni Fermi satxidan vakuumga chikarish uchun sarf kilinadigan energiya. Rasmda vakuumdagi energiya satxi punktir chizik bilan, F Fermi satxi uzluksiz gorizontalar bilan tasvirlangan. 12.1, a-rasmda metallarni uzaro elektronlar almashishi mumkin buladigan masofagacha yakinlashish momenti, 12.1, b-rasmda chapdan ungga va aksincha elektronlar okimini va kontakt potentsiallar farkini yuzaga kelishi kursatilgan.

Kontakt potentsiallar farkini kattaligini termoelektron emissiya toki zichligi ifodasidan foydalanib topish mumkin.

Agar $W_2 > W_1$ bulsa, $j_1 > j_2$ buladi va elektronlar ungdan chapga kuchiriladi. Natijada, birinchi metall sirti musbat, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi. Metallar oraligida elektr maydon va unga tegishli potentsiallar farki xosil buladi. Ximiyaviy potentsiallar (Fermi satxi) tenglashganda muvozanat urnatiladi. Bu xolda, toklar tenglashadi, ya'ni $j_1 = j_2$. Bu tenglik shuni bildiradiki, ungdan chapga xarakatlanayotgan elektronlar uchun potentsial barer, ya'ni $W_1 + eV_k$ chapdan ungga xarakatlanayotgan elektronlar uchun potentsial barer, ya'ni W_2 ga teng bulishi lozim:

$$W_1 + eV_k = W_2 \quad (12.1)$$

Muvozanat urnatilgandan keyin kontakt potentsiallar farki yuzaga keladi:

$$V_k = (W_2 - W_1) / e \quad (12.2)$$

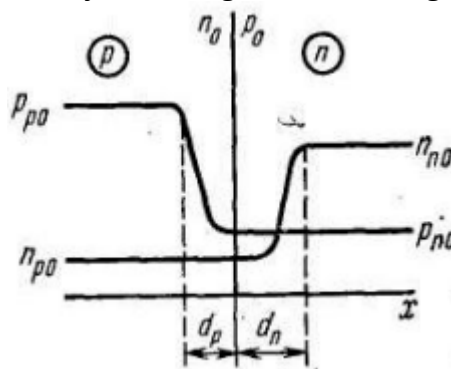
SHunday kilib, birinchi metallni sirtini elektronlarga kambagallashtirib, ikkinchi metall sirtini elektronlarga boyitib, etarlicha katta kontakt potentsiallar farkini yaratish mumkin ekan.

2.Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarda kontakt xodisalar. Elektronli va kovakli yarimutkazgich kontaktida sodir buladigan xodisalarni kuramiz. Germaniy, kremniy yoki boshka yarimutkazgich monokristalliga aralashmalarni kiritish orkali, ularni shunday taksimotini urnatish mumkinki, bunda kristallni bir qismi n -tip yarimutkazgich, ikkinchi qismi p -tip yarimutkazgich bulsin. Bunda turli tipdagi yarimutkazgichlarni bir-biriga tegib turgan yupka soxalarida n tipdan p -tipga utish kuzatiladi. Elektrutkazuvchanligi karama-karshi tipli materiallar orasidagi bunday utish $p-n$ utish deyiladi. Utish soxasi asosiy zaryad tashuvchilarga kambagallashtirish buladi va berkituvchi katlam xisoblanadi.

Aralashmalarni taksimlanish xarakteriga bogliq ravishda keskin va sillik $p-n$ utishlar fark kilinadi. Keskin $p-n$ utishda aktseptor va donorlar kontsentratsiyasi p va n soxalarni ajralish chegarasida sakrab uzgaradi, sillik $p-n$ utishda ularni kontsentratsiyasi masofani chizikli funktsiyasi xisoblanadi.

Keskin $p-n$ utish kristallga aralashmalarni eritib kiritish orkali, sillik $p-n$ utish diffuziya bilan kiritish orkali xosil kilinadi.

12.2-rasmda keskin $p-n$ utishni uzida va uni xar ikkala tomonida asosiy va noasosiy zaryad tashuvchilarni kontsentratsiyalarini uzgarishi tasvirlangan.



12.2-rasm

Keskin $p-n$ utishni kuraylik va yarimutkazgichni kovakli soxasi elektronli soxasiga nisbatan kuchli legirlangan bulsin. p_p -kovakli soxani asosiy zaryad tashuvchisi kovaklarning kontsentratsiyasi, n_p -kovakli soxani asosiy bulmagan zaryad tashuvchisi elektronlarning kontsentratsiyasi, n_n -elektronli soxani asosiy zaryad tashuvchisi elektronlarning kontsentratsiyasi, p_n -elektronli soxani asosiy bulmagan zaryad tashuvchisi kovaklar kontsentratsiyasi.

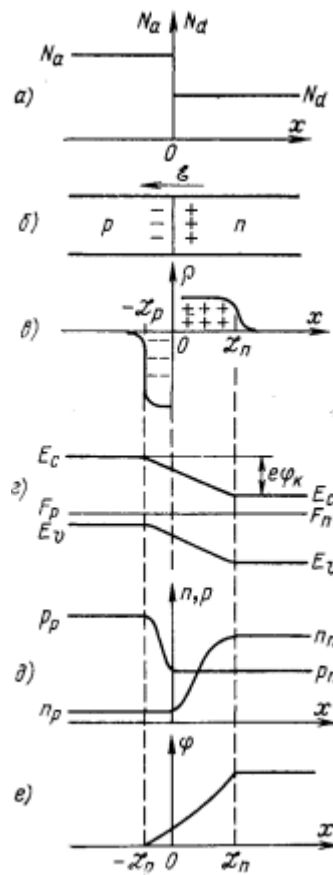
$p-n$ utish nazariyasida yarimutkazgichda $p-n$ utishdan tashkarida muvozanatli zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi aralashmalar kontsentratsiyasiga teng deb, ya'ni aralashma atomlari tula ionlashgan deb karaladi:

$$n_n = N_d, \quad p_p = N_a \quad (12.3)$$

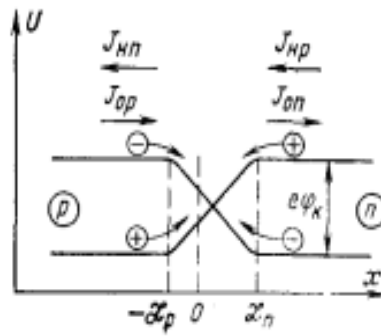
Termodinamik muvozanat xolida, aynish bulmaganda:

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2 \quad (12.4)$$

Turli tipdagi elektrutkazuvchanlikka ega yarimutkazgichlar orasida kontakt xosil kilinganda elektronlar va kovaklar kontsentratsiyalarini katta gradienti xosil kilinadi. Natijada n soxadan p soxaga elektronlarni va p soxadan n soxaga kovaklarni diffuziyasi boshlanadi. Diffuzion okimlarni yuzaga kelishi zaryadlarni ajralishiga, natijada, $p-n$ utishga tegib turgan n soxa tomonda musbat xajmiy zaryad, p soxa kismida manfiy xajmiy zaryad paydo buladi. (12.3,b,v-rasm) Bu xajmiy zaryadlar kontakt soxasida n soxadan p soxaga yunalgan va zaryad tashuvchilarni xarakatiga karshilik kiladigan kuchli elektr maydon xosil kiladi. Natijada butun yarimutkazgich uchun Fermi satxlari tenglashadigan xolat, ya'ni muvozanat xolat urnatiladi, elektr maydon bulgan utish soxasida esa energiya zonalari egiladi. Zonalarni egilishi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasini kayta taksimlanishini sodir kiladi(12.3,d-rasm) va $p-n$ utish soxasida elektrostatik potentsial uzgarishini vujudga keltiradi(12.3,e-rasm).



12.3-rasm



12.4-rasm

12.3-rasmda elektron va kovakli yarimutkazgich kontaktida aralashmalar taksimoti, zaryadlar ajralishi va elektr maydonni xosil bulishi, xajmiy zaryadni taksimlanishi, zonaviy tuzilishi, elektronlar va kovaklar taksimlanishi, elektrostatik potentsial uzgarishi keltirilgan. 12.4-rasmdan kurinyaptiki, asosiy zaryad tashuvchilar kontakt orkali utganda $e\varphi_k$ balandlikdagi potentsial barerni engishi kerak.

Noasosiy zaryad tashuvchilarni utishi $p-n$ utishni elektr maydoni ta'sirida amalga oshadi. Termodinamik muvozanat sharoitida asosiy zaryad tashuvchilarni j_{0p} va j_{0n} diffuziyaviy toklari noasosiy zaryad tashuvchilarni j_p va J_n dreyf toklari bilan tenglashadi va yigindi tok nolga teng buladi.

Faraz kilaylik, W_n elektronlarni elektronli yarimutkazgichdan chikish ishi, W_p -elektronlarni kovakli yarimutkazgichdan chikish ishi. U xolda termodinamik muvozanat sharoitida $p-n$ utishda potentsial tusik kattaligi kuyidagi ifodadan aniklanadi:

$$e\varphi_k = W_p - W_n = (\chi - E_c + F_p) - (\chi - E_c + F_n) = F_p - F_n \quad (12.5)$$

Donor va aktseptor aralashmalar tulik ionlashgan bulsa,

$$e\varphi_k = E_g - kT \ln \frac{N_g}{N_a} - kT \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (12.6)$$

$n_i^2 = N_c N_g e^{-E_g/kT}$ xisobga olamiz va

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \quad (12.7)$$

$$\text{yoki} \quad \frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-e\varphi_k/kT} \quad (12.8)$$

Demak, yarimutkazgichni p va n soxalari kanchalik kuchli legirlangan bulsa, $p-n$ utishda kontakt potentsiallar farki shuncha kata buladi.

p soxa n soxaga nisbatan kuchli legirlangan bulsa, $p_p \gg n_n$ va natijada past omli kovakli soxani xajmiy zaryad katlamini kalinligi L_p elektronli soxani xajmiy zaryad katlamini kalinligi L_n dan kichik buladi (12.3, v-rasm), butun xajmiy zaryad soxasi kuyidagiga teng buladi:

$$L_0 = L_n + L_p \quad (12.9)$$

$-L_p \leq x < 0$ intervalda xajmiy zaryad manfiy bulib, aktseptor aralashma ionlari kontsentratsiyasi bilan aniklanadi:

$$\rho = -eN_a^- = -ep_p \quad (12.10)$$

va bu soxa uchun Puassoni tenglamasi kuyidagi kurinishda buladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{ep_p}{\epsilon\epsilon_0} \quad (12.11)$$

Bu xolda chegaraviy shartlar:

$$\varphi(-L_p) = 0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=-L_p} = 0 \quad (12.12)$$

$$\varphi(L_n) = \varphi_k; \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L_n} = 0 \quad (12.13)$$

Bu shartlarga quyidagi kurinishdagi φ buysonadi

$-L_p \leq x < 0$ da

$$\varphi_p = \frac{ep_p}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x)^2 \quad (12.14)$$

$0 < x < L_n$ da

$$\varphi_n = \varphi_k - \frac{en_n}{2\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x)^2 \quad (12.15)$$

$x = 0$ da potentsial (12.3,e-rasm) va uni xosilasi uzluksiz, shuning uchun,

$$\varphi_p(0) = \varphi_n(0) \quad (12.16)$$

$$\left. \frac{d\varphi_p}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\varphi_n}{dx} \right|_{x=0} \quad (12.17)$$

(12.17) shartni (12.14) va (12.15) ifodalarga kullaymiz, natijada

$$n_n L_n = p_p L_p \quad (12.18)$$

ifodaga ega bulamiz.

Demak, yarimutkazgichni $p - n$ utishga tegib turgan xar ikala soxasida xajmiy zaryadlar teng. Bu elektroneytrallikni saklanish sharti xisoblanadi.

(12.18) tenglamadan quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\frac{L_n}{L_0} = \frac{p_p}{n_n + p_p}; \quad \frac{L_p}{L_0} = \frac{n_n}{n_n + p_p} \quad (12.19)$$

Bu munosabatlardan foydalanib, (12.16) ifoda asosida

$$\varphi_k = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0}(n_n L_n^2 + p_p L_p^2) = \frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} L_0 \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \quad (12.20)$$

Bundan, $p - n$ utishni xajmiy zaryad katlamini tula kalinligi uchun ifoda olamiz:

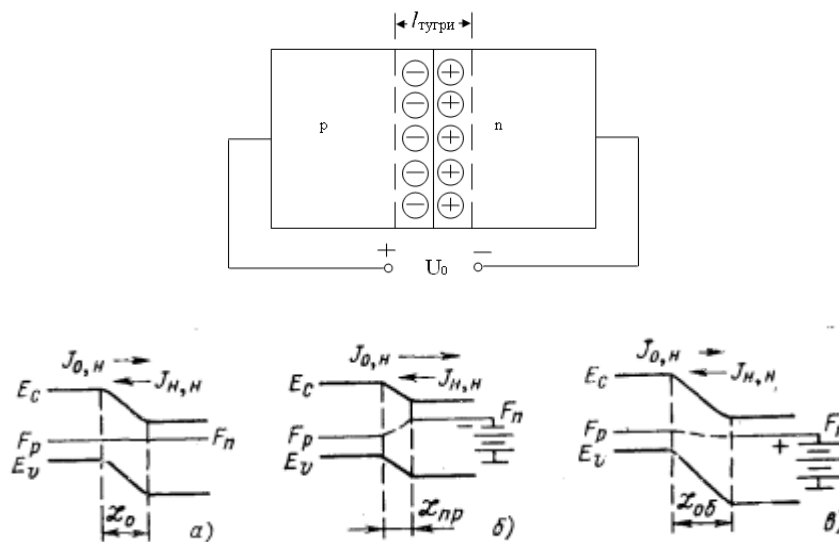
$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \varphi_k \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (12.21)$$

Bu formuladan kurinib turibdiki, yarimutkazgichni legirlanish darajasi kancha yukori balsa, xajmiy zaryad soxasini kalinligi shuncha kichik buladi. Agar soxalardan biri boshkasiga nisbatan kuchli legirlangan balsa, elektrostatik potentsial tushuvini katta kismi yukoriomli soxaga tugri keladi. (12.3,e-rasm)

Elektron-kovak utish yukori solishtirma utkazuvchanlikka ega soxalar orasida joylashgan, past solishtirma utkazuvchanlikka ega katlam xisoblanadi, shuning uchun bu tuzilmani kondensator sifatida tasavvur kilish mumkin va uni sigimi quyidagicha buladi:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon}{L_0} = \sqrt{\frac{e\varepsilon\varepsilon_0}{2\varphi_k} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}} \quad (12.22)$$

3. Injektirlovchi va to'grilovchi kontaktlar. Tugri yunalishda tashki V kuchlanish berilgan, ya'ni elektronli yarimutkazgichga manfiy, kovakli yarimutkazgichga musbat potentsial berilgan $p - n$ utishni kuraylik (12.5 -rasm).



12.5-rasm

Utishni xajmiy zaryad soxasini karshiligi katta bulgani uchun kuchlanish tushuvi asosan bu katlamda sodir buladi. Buning natijasida potentsial barer balandligi muvozanat xoldagiga nisbatan eV ga pasayadi, shu bilan birga berkituvchi katlam kalinligi xam uzgaradi(12.5,a-rasm).

Berkituvchi katlam kalinligi quyidagiga teng buladi:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_k - V)}{e} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (12.23)$$

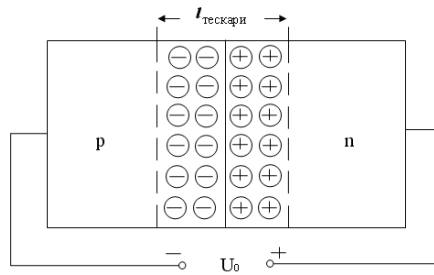
Potentsial barerni pasayishi asosiy zaryad tashuvchilar okimini ortishiga olib keladi, katta mikdorda n soxadan p soxaga elektronlar, p soxadan n soxaga kovaklar utadi, utish orkali noasosiy zaryad tashuvchilar okimi deyarli uzgarmaydi. Buning natijasida tashki zanjirda asosiy va noasosiy zaryad tashuvchilar toklarini farkiga teng, p soxadan n soxaga yunalgan tok okadi(12.5,b-rasm),ya'ni

$$j = j_{ac} - j_{noac} \quad (12.24)$$

n soxada xosil bulgan ortikcha noasosiy zaryad tashuvchilar - Δp kovaklar kontakt yakinida musbat xajmiy zaryad xosil kiladi. Lekin, relaksatsiya vakti bilan aniklanadigan juda kiska vaktan keyin bu zaryad n soxada asosiy zaryad tashuvchilar-elektronlarni xajmiy zaryadi bilan kompensatsiyalashadi, bu elektronlar esa Δn mikdoricha ortikcha Δp kovaklar xosil kilgan elektr maydon ta'sirida n soxa chukurligidan tortiladi, n soxaga elektronlar tashki zanjirdan kiradi.

SHunday kilib, elektronli yarimutkazgichni xama soxalarida elektroneytrallik kuzatiladi, lekin, kontaktoldi soxasida elektronlar va kovaklar kontsentratsiyasi muvozanat xoldagiga nisbatan $\Delta n = \Delta p$ mikdorga ortadi. $p-n$ utishga tugri kuchlanish berish natijasida yarimutkazgichga noasosiy zaryad tashuvchilarni kelishi **zaryad tashuvchilarni injeksiya** xodisasi deyiladi. $p-n$ utishga beriladigan tugri kuchlanishni ortishi bilan injeksiyalanadigan noasosiy zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi ortadi, bu esa kontakt orkali tugri yunalishda tokni kuchli usishiga olib keladi.

Agar tashki kuchlanish teskari yunalishda, ya'ni elektronli yarimutkazgichga musbat, kovakli yarimutkazgichga manfiy potentsial berilsa, potentsial tusik kutariladi va berkituvchi katlam kalinligi ortadi. (12.6-rasm)



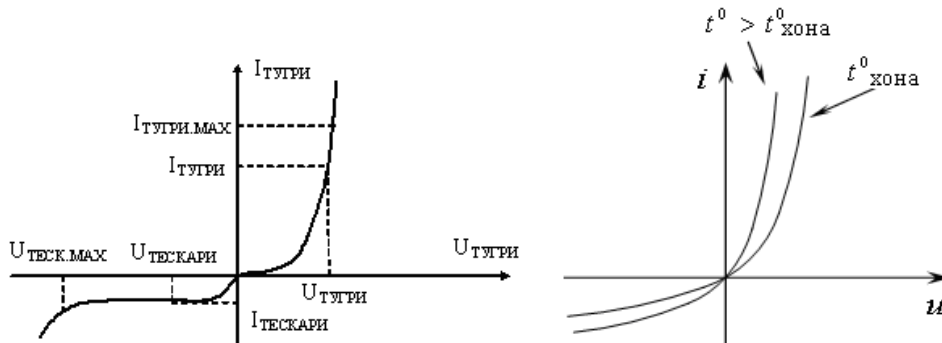
12.6-rasm

Tashki teskari kuchlanish kancha kuchli bulsa, shuncha oz mikdorda asosiy zaryad tashuvchi potentsial tusikni engib uta oladi.

Natijada, kontaktoldi soxasida asosiy zaryad tashuvchilar mikdori muvozanat xolatdagiga nisbatan kamayadi, shu bilan birga elektroneytrallik buzilmasligi uchun noasosiy zaryad tashuvchilar mikdori xam kamayadi. Bu xodisa **zaryad tashuvchilarni ekstraktsiyasi** deyiladi. Demak, $p-n$ utishga teskari kuchlanish berilganda asosiy zaryad tashuvchilar toki muvozanat xolatdagiga nisbatan kichik buladi, noasosiy zaryad tashuvchilar toki uzgarmaydi. SHuning uchun $p-n$ utish orkali yigindi tok n soxadan p soxaga yunalgan va teskari kuchlanish ortishi bilan uncha kata bulmagan mikdorga ortib, keyin tuyinish toki deb ataladigan tok kiyamatiga intiladi (12.7-rasm). $R-n$ o'tish tokining unga berilayotgan kuchlanishga bo'rligligi $I=f(U)$ volt-ampere xarakteristika (VAX) deyiladi.

$$I = I_0 \left(e^{\pm qU_0/kT} - 1 \right) \quad (12.25)$$

Agar $r-n$ o'tishga to'firi kuchlanish berilgan bo'lsa, U_0 kuchlanish ishorasi – musbat, teskari kuchlanish berilgan bo'lsa esa - manfiy bo'ladi.



12.7-rasm

Teskari tok to'firi tokka nisbatan bir necha darajaga kichik, ya'ni $r-n$ o'tish to'firi yo'nalishda tokni yaxshi o'tkazadi, teskari yo'nalishda esa yomon. Demak, $r-n$ o'tish to'firllovchi xarakat bilan xarakterlanadi va uni o'zgaruvchi tokni to'firlashda ko'llashga imkon beradi.

Eksponentsial tashkil etuvchi $e^{qU_0/kT}$ temperatura ortishi bilan kamayishiga karamay VAX to'firi shaxobchasidagi kiyalik ortadi (12.7-rasm). Bu xodisa I_0 ni temperaturaga kuchli to'firi bo'rligligi bilan tushuntiriladi. To'firi kuchlanish berilganda temperatura ortishi bilan tok ortishiga olib keladi. Amaliyotda $r-n$ o'tish VAXga temperaturaning bo'rligligi **kuchlanishning temperatura koeffitsienti (KTK)** deb ataladigan kattalik bilan baxolanadi. KTKni aniqlash uchun temperaturani o'zgartirib borib, o'zgaras tokdagi $r-n$ o'tish kuchlanishini o'zgarishi o'lchab boriladi. Odatda KTK manfiy ishoraga ega, ya'ni temperatura ortishi bilan o'tishdagi kuchlanish kamayadi. Kremniydan yasalgan $r-n$ o'tish uchun KTK 3 mV/grad darajani tashkil etadi.

(12.25) ifoda ideallashtirilgan r - n o'tish VAX sini ifodalaydi. Bunday o'tishda r va n -soxalarning xajmiy qarshiligi nolga teng va tok o'tish vaktida r - n o'tishda rekombinatsiya jarayoni sodir bo'lmaydi deb hisoblanadi.

13-Ma'ruza .Tashqi elektr maydonda dielektriklarning qutblanishi, qutblanish mexanizmlari.

Reja:

1. Tashqi elektr maydonda dielektriklarning qutblanishi, qutblanish mexanizmlari.
2. Moddaning tuzilishi va strukturasi xamda uning qutblanganligi orasidagi boglanish.
3. Qutblanishning elastik va noelastik mexanizmlari.

Elektron elastik kutblanish. Elektron elastik kutblanish kutblanishning umumiy kurinishlaridan hisoblanadi. Bunday kutblanish agregat xolati (gaz, suyuq kattik) va tuzilishi (kristal, amorf) dan kat'iy nazar xamma dielektriklarda kuzatiladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida dielektrikni tashkil qilgan atomlarning elektron kobiklari yadrolariga nisbatan siljib, ular elektr dipollari hosil qiladi. Yadro massasi elektronga nisbatan juda ko'p marta katta bulgani uchun fakatelektron siljishi xakida gapirish mumkin. Elektron elastik kutblanish uchun ketadigan vakt juda kichik: $10^{-16} - 10^{-17}$ s. SHuning uchun juda yuqori chastotali uzgaruvchan tashqi maydonlarda xam, to optik chastotalarga Elektron elastik kutblanish yuz beradi. YOrug'lik tebranishlari davri $10^{-16} - 10^{-17}$ s, shuning uchun spektrning chastotasi $10^{16} - 10^{17}$ Γ bulgan ultrabinafsha soxasidagina Elektron elastik kutblanish yuz bermaydi. Elektron elastik kutblanish mexanizmini vodorodsimon atom misolida tushinish kuly. Tashqi maydon $E=0$ bulsa, u xolda atomda musbat va manfiy zaryadlar markazlari ustma-ust tushadi. (rasm 1 a)).

Elektr maydon ta'sirida elektron kobik ma'lum bir masofaga siljiydi va manfiy zaryad markazi kuchvadi. Siljishni x bilan belgilaymiz (rasm 1b)

Agar

$$eE = kx \quad (13.1)$$

bulsa, atom muvozanatda buladi. Kaytaruvchi F_1 kuch elastiklik koefitsienti k bulgan elastik kuch deb karalyapti. Zaryadlar markazlarining siljishi $p = ex$ elektr dipol

momentini hosil kilamiz. Muvozanat xolatda $x = \frac{eE}{k}$ ekanligini e'tiborga olsak,

$$p = \frac{e^2}{k} E \quad (13.2)$$

ga ega bulamiz.

Indutsirlangan dipol momenti maydon kuchlanganliginiga proporsional. P va E orasidagi proporsionallik koefitsientini odatda α_e deb belgilanadi va bu elektron kutblanish deyiladi. (13.2)ga kura

$$\alpha_e = \frac{e^2}{k} \quad (13.3)$$

YUkorida aytganimizdek, kaytaruvchi kuch kvazielastik va $F_1 = kx$. Buni eichik x siljishlarda kurib utilgan vodorodsimon atom modelida kursatish kiyin emas. 1-rasmdan kurinadiki, kaytaruvchi F_1 kuch elektron va yadro orasidagi tortishish kuchining maydon kuchlanganligini yunalishidagi proektsiyasidir.

$$F_1 = F \sin \alpha$$

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(r^2 + x^2)}, \quad \sin \alpha = \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}}$$

bulsa, unda

$$F_1 = \frac{e^2 x}{4\pi\epsilon_0(r^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (13.4)$$

Tashki maydonlar odatda sezilarli darajada atomning ichki elektr maydonidan kichik. SHuning uchun x siljish juda katta emas. $x \ll r$ xolda (13.4)dan quyidagini olamiz.

$$F_1 = \frac{e^2 x}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (13.5)$$

va xakikatda kaytaruvchi kuch siljishga proporsional. (13.5) dan elastiklik koeffitsienti

$$k = \frac{F_1}{x} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (13.6)$$

bu ifodani (13.3) ga kuysak,

$$\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 r^3 \quad (13.7)$$

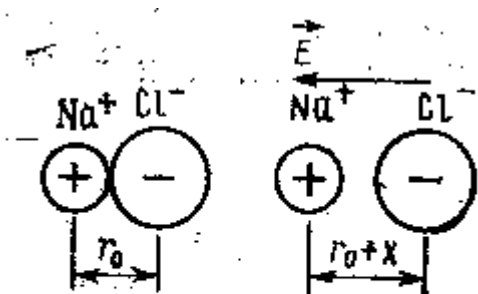
kurinadiki atomning elektron kutblanuvchanligi uning radiusi bilan aniklanar ekan.

(13.7)formula bilan aniklangan natijani tajribada aniklangan kiymati bilan solishtiramiz. Masalan, argon atomlarining kutblanuvchanligini karaymiz. α_e ning tajribaviy kiymatini bu gaz uchun $1,83 \cdot 10^{-40} \Phi \cdot \mathcal{M}^2$. Argon atomi radiusi $r = 1,91 \cdot 10^{-10} \mathcal{M}$. Buni (13.7)ga kuysak, $\alpha_e = 7 \cdot 10^{-40} \Phi \mathcal{M}^2$ ekanini topamiz. Xisoblangan kiymat albatta tajribadagidan katta, lekin bu ikkala kiymatning bir xil tartibda ekanligi karalayotgan konuniyat umumiy xolda elektron kutblanish uchun urinli ekanligini kursatadi. CHukur kvant mexanik xisob kitob (13.7) bilan bir xil tartibdagi natija beradi.

(13.7) formula murakkab atomlar uchun tugri kelmaydi. Birok bunday atomlarning xam elektron kobik radiuslari ortishi bilan kutblanuvchanligini keskin ortishi kerak, vaxolanki bunda yadro va elektron orasidagi bog zaiflashadi. Kuprok siljishni atomda yadro bilan zaif boglangan valent elektronlari ezaga keltiradi.

Kupchilik dielektriklar uchun (ion kristallar, amorf moddalar) ionlarning elektron kutblanuvchanligini bilish muxim. Ionlar kutblanuvchanligi xam atomlar kutblanuvchanligiga uxshash. Inert gazlar elektron kobigiga uxshash ionlar eng kam kutblanuvchanlikka ega. Ionlanish potentsiali bilan ionning kutblanuvchanligi tugridan tugri boglik. Ionlanish potentsiali elektron bilan yadro orasidagi boglanish energiyasiga bglik. Bu energiya kancha katta bulsa, elektron kobik shuncha kam buladi.

Ion elastik kutblanish. Ion boglanishli dielektriklarda elektr maydon ta'sirida manfiy zaryadlarga nisbatan musbat zaryadlarning siljishi kuzatiladi. SHu usulda yuzaga keladigan kutblanish ion elastik kutblanish nomini olgan. Ion kutblanish yuz berish vakti odatda $10^{-14} - 10^{-15} \text{ c}$. Bu degani uta yukori chastotali $10^{10} - 10^{11} \text{ Gts}$ maydonlarda xam bunday kutblanish yuz beradi. Spekrtning infrakizil soxasida bunday ion kutblanishning kechishi kuzatiladi. Misol tarikasida ikkita turli iondan tashkil topgan bir molekula, masalan, Na^+ va Cl^- . Zaryad ion markaziga tuplangan deb karaymiz.



1-расм. NaCl типидagi молекуланинг ион кутбланиши

Bizga ma'lumki ion boglanishli molekulalarda uzaro ta'sir energiyasining ular orasidagi masofaga boglanishi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$U(r) = -\frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{b}{r^n} \quad (13.8)$$

itarishish potentsialidagi Bornning daraja kursatgichi odatda turli moddalar uchun 7 dan 11 gacha, b koefitsientni energiya uchun minimum shartidan topamiz: $\left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0$. Bundan

$$b = -\frac{z_1 z_2 e^2 r_0^{n-1}}{4\pi\epsilon_0 n}. \quad (13.9)$$

buni xisobga olgan xolda bir xil zaryadlangan ionlar uchun quyidagini olamiz.

$$U(r) = -\frac{e^2 r_0^{n-1}}{4\pi\epsilon_0 n r^n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (13.11)$$

E elektr maydonida ionlarning siljishi kuzatiladi. Agar maydon juda katta bulmasa, u xolda x siljish xam kichik. Xuddi elektron kutblanishdagi kabi sistemada kaytaruvchi elastik kx kuzatiladi. Kuch yuzaga keladi. Quyidagi $eE = kx$, $ex = \alpha : E$ ifodalarga kura ion kutblanuvchanlik $\alpha := \frac{e^2}{k}$. «Elastik» k doimiyni topish uchun quyidagi munosabatdan foydalanamiz:

$$U(r_0 + x) - U(r_0) = \int kx dx = \frac{kx^2}{2} \quad (13.12)$$

(13.12) ni chap va ung tomonlarini x buyicha ikki marta differentsiallab,

$$k = \frac{\partial^2 U(r_0 + x)}{\partial x^2} \quad (13.13)$$

ga bulamiz. Ikkinchi xosilani topish uchun (13.13) ifodadan foydalanamiz va bunda r urniga $(r + x)$ ni kuyamiz. Differoentsiallashdan keyin quyidagiga ega bulamiz:

$$k = -\frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^3} (n-1) \quad (13.14)$$

(13.14) formulani chikarishda $x \ll r_0$ ekanligi xisobga olingan. Topilgan k ning kiymatini ion kutblanish ifoldasiga kuysak:

$$\alpha := \frac{4\pi\epsilon_0 r_0^3}{n-1} \quad (13.15)$$

agar ionlarni kattik sferalar deb karasak, u xolda $r_0 = r_a + r_k$, bunda r_a va r_k - mos ravishda anion va kation radiuslari. SHunday kilib,

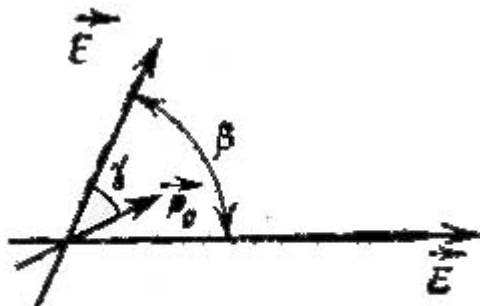
$$\alpha := \frac{4\pi\epsilon_0 (r_a + r_k)^3}{n-1} \quad (13.16)$$

Molekulaning ion kutblanuvchanligi ion radiusining (kubi) uchinchi darajasi bilan aniklanadi va u kattalik tartibi buyicha atom va ionlarning elektron kutblanuvchanligiga yaqin.

Dipol elastik kutblanish. Kupchilik dielektriklarda xatto tashki elektr maydon bulmaganda xam uzining xususiy r_0 elektr momentiga ega bulgan molekular bor bir kator xollarda tashki elektr maydonda dipol orientatsiyasi yunalishi uzgarishi bilan elastik kaytaruvchi kuchlar yuzaga keladi. Albatta bu kuprok yoki kamrok kattik boglangan dipollarda xamda dipol elastik kutblanish kattik dielektriklarda kutbli kristallarda kuzatiladi.

Gaz va suyuqliklarda xatto ayrim kristallik dielektriklarda kutbli molekular issiklik xarorati tufayli kayta orentirlanadi va natijaviy kutblanish nolga teng buladi. Tashki maydon ta'sirida ma'lum bir dipol orentatsiyalari maydon yunalishida joylashadi.

Bu xolatda dipol orentatsiyalari issiklik xarakatiga boglik, kutblanish mexanizmi issiklik dipol kutblanishi nolini olgan oddiy kutbli molekula HCl xisoblanadi. Bu nosmitrik molekular gaz va suyuq xolatlarda bulishi mumkin va fakat issiklik kutblanishida katnashishi mumkin. Ayni paytda $T < 98\text{ K}$ da tuz kislotasi kristal xolatda buladi va dipollar tartiblangan strukturani xosil kiladi. Buning natijasida dipolning tartiblanishi kutbli kristal elektr maydon yuzaga keltiradi. Tashki elektr maydonda dipol magnitlari munosabat orentatsiyalariga nisbatan elastik ogishi kuzatiladi. Dipol elastik kutblanishi uchun kutblanuvchanlikni aniklash mumkin. Oddiy modellarni kuramiz. P_0 momentli dipol E_u



1 – расм. P_0 диполнинг E ташки майдонда буралиши

ichki elektr maydonda orentirlangan bulsin. E_u ga nisbatan β burchak ostida yunalgan. Tashki E elektr maydon ta'sirida dipol uncha katta bulmagan γ buriladi. (1-rasm)

Dipolning muvozanat xolatida ogishi natijasida kaytaruvchi kvazi elastik F kuch yuzaga keladi. $E < E_u$ bulgan xolni kuramiz. Sistema elektr momenti uzgarishi tashki elektr maydonda maydon kuchlanganligiga proporsional deb xisoblab, kutblanuvchanlikni topamiz.

$P = \alpha_d E$ dipolning γ burchakka burilishi tufayli E maydon yunalishidagi proektsiyasi

uzgaradi. R ning proektsiyasi uzgarishini 1-rasmdan foydalanib xisoblash oson.

$$P = P_0 \cos(\beta - \gamma) - P_0 \cos \beta \quad (13.17)$$

bu ifodani quyidagicha kayta yozamiz.

$$P = P_0 (\sin \beta \sin \gamma - 2 \cos \beta \sin^2 \frac{\gamma}{2}) \quad (13.18)$$

$\sin^2 \frac{\gamma}{2}$ kattalikni $\sin \gamma$ bilan takkoslaganda olmasa xam buladi. Chunki $E < E_u$ va γ burchak juda kichik. Buni xisobga olgan xolda dipol momentining uzgarishi

$$P = P_0 \sin \beta \sin \gamma \quad (13.19)$$

muvozanat xolatida burovchi va kaytaruvchi momentlar teng.

$$P_0 E \sin(\beta - \gamma) = P_0 E_u \sin \gamma \quad (13.20)$$

bundan $\sin \gamma$ ni topamiz. Buning uchun (4) ni soddalashtiramiz. $E < E_u$ da $\sin(\beta - \gamma) \approx \sin \beta$ shunday kilib,

$$\sin \gamma = \frac{E}{E_u} \sin \beta \quad (13.21)$$

$$P = P_0 \frac{E}{E_u} \sin^2 \beta \quad (13.22)$$

bog tavsifi sifatida odatda E_u ichki maydon kuchlanganligini emas, balki E_u maydondagi dipol energiyasi ishlatiladi:

$$U_0 = -P_0 E_u \cos \gamma \approx -P_0 E_u \quad (13.23)$$

Bundan $E_u = \frac{|U_0|}{P_0} E_u$ ning bu qiymatini (13.22) ga kuysak,

$$P = \frac{P_0^2 \sin^2 \beta}{|U_0|} E \quad (13.24)$$

ga ega bulamiz. SHunday kilib dipol elastik kutblanishning kutblanuvchanligi

$$\alpha_d = \frac{P_0^2}{|U_0|} \sin^2 \beta \quad (13.25)$$

kurinib turibdiki, α_d elektr maydon yunalishiga boglik. U $\beta = \frac{\pi}{2}$ va $\frac{3\pi}{2}$, xamda

$E \perp E_u$ bulganda maksimal va $E // E_u$ bulganda nolga teng. shunday kilib bunday turdagi kutblanish ta'sirida dielektrik singdiruvchanlikni anizopropiligi ta'minlaydi. Elastik boglanishli kutbli mollekulalarning kutblanuvchanligiga xar bir molekula momenti va mollekulalararo bogning U_0 energiyasiga boglik.

14-Ma'ruza . Segneto va pezoelektriklar, elektretlar.

Reja:

1. Segneto va pezoelektriklar, elektretlar.
2. Klauzius-Mosotti tenglamasi va Born formulasi.
3. Dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaviy koeffitsienti.

1. Segneto va pezoelektriklar, elektretlar.

Cegnetoelektriklar dielektriklarni bir turi bulib, ularda kutblanganlik maydon kuchlanganligiga nochizikli boglik buladi, buning sababi, ularda elektr domenlarni mavjudligidir. Elektr domenlar- uz-uzidan (spontan) kutblanishli, kuchli elektr maydon soxalari($10^{-2} - 10^{-4} \text{ CM}$ tartibida).

Segnetoelektriklar segnet tuzi $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ nomidan olingan. Segnetoelektrik xossalar birinchi marta segnet tuzi kristallarida kuzatilgan. Segnet tuzi xususiyatlari akademik I.V. Kurchatov va P.P. Kobeko ishlarida batafsil urganilgan. BaTiO_3 bariy metatitanat eng kup tarkalgan segnetoelektrik xisoblanadi. Bu moddada segnetoelektrik xususiyat borligi 1944 yilda akademik B.M. Vul tomonidan aniklangan. YUkoridagi moddalardan tashkari 290 ta birikma va 1500 ga yaqin material-kattik kotishmada segnetov a antisegetoelektrik xususiyat borligi aniklangan.

Antisegetoelektriklarda spontan kutblanish ikkita yoki undan kup reshetkalarda yuzaga keladi, xar bir domen ichida elektr momentlarni uzaro kompensatsiyasi kuzatiladi, natijada natijaviy spontan kutblanish nolga teng buladi.

Segnetoelektrik xossalar paydo bulishi uchun kristall tuzilishida inertsia markazi bulmasligi va xech bulmaganda bitta noekvivalent yunalish bulishligi zarur. Segnetoelektriklarni ba'zan, ferroelektriklar deyiladi. Buning sababi shuki, ferromagnitlardagi domenlar kabi segnetoelektriklarda xam domenlarning katta spontan (uz-uzidan) kutblangan soxalarning (tashki elektr maydon bulmaganida xam elektr dipollarni tartiblangan katta elektr momentlari bulgan soxalarning) bulishligidir. Segnetoelektriklar uchun maxsus Kyuri nyktalari deb ataladigan T_k temperaturalar mavjud. Bu nuktadan yukori temperaturalarda

segnetoelektrik xolat (domenlar) buziladi, chunki bu xolda issiklik tebranishlari amplitudasi elektr dipollarni tartibli joylashishiga yul bermaydigan darajada ortib ketadi. Past temperaturada segnetoelektrik bulgan kattik jism Kyuri nyktasi T_k dan yukori temperaturada paraelektrik xolatga utadi.

VaTiO_3 ning spontan (uz - uzidan) kutblanishi kelib chikishini karaylik. Bu birikma ning kristall panjarasi $T_k = 393\text{K}$ dan yukorida kubsimon shaklda buladi, T_k dan past temperaturalarda elementar yacheykada uzgarishlar yuz beradi: u bir uk (s uk) yunalishi buylab 1 % kadar chuzladi, bu yunalishga tik ukular buylab taxminan 0.5% kadar kisiladi. Bariy va titanning barcha kationlari panjarasi kislorod anionlari panjarachasiga nisbatan s uk buylab yukoriga yoki pastga siljiydi, bu esa kristall energiyasini pasaytiradi. SHu ikki panjarachalarning uzaro siljishi taxminan $0.1 \text{ \AA}$ ga teng bulib, katta xajmiy kutblanish vujudga kelishligi uchun etarlidir.

Tetrronal segnetoelektrik VaTiO_3 krisgallda panjarachalar nisbiy siljishi yunalishga boglik ravishda, yo «yukoriga» yoki «pasgga» siljiydi. Titan (yoki bariy) xar bir ioni kristall panjarasida energiyasi eng kichik buladigan ikki vaziyatga ega, ularni energetik tusik bir-biridai ajratib turadi. T_k dan yukori temperaturalarda bu tusik yuk buladi, ammo kattik jism juda katta dielektrik doimiya ega buladi. Masalan, VaTiO_3 dan tayyorlangan keramikada ϵ to 6000 gacha etadi. T_k temperaturadan pastda segnetoelektriklar statik kutblanishi ilmiy maksadlarda ishlatiladi. Kutblangan segnetoelektrikli kondensator mikrofon talaqgorlari kup. VaTiO_3 va boshkalar lazer nurini optik (kyvyp) ichak ichida xam, tashkarisida xam modullash va ogdirish uchun kullaniladi.

Katta segnetoelektrik monokristall turli yunalishda kutblanishli domenlar (dipol momentlar bir xil yunalgan soxalar) tuplamidan iborat bulganligi sababli butun uzi spontan kutblangan bulishligi majburiy emas. Mazkur domen karama -karshi kutblanishli domenlar bilan upalran xol kup uchraydi. Bu xolda 180° li domen devorlari xakida ganiriladi. Tashki E elektr maydon kuyilganda domen devorlari kuchish imkoniga ega buladi. Bunda R_s kutblanish yunalishi E maydon bilan mos tushgan yoki deyarli mos tushgan domenlar usadi, R_s kutblanishi karama-karshi yunalgan domenlar kiskara boradi. Segnetoelektriklarning domenlardan tuzilishi muayyan darajada ferromagnetiklarnikiga uxshashib ketadi, ammo ular orasida muxim fark bor: magnit domenlar orasidagi devorlar kalinligi 750 A, segnetoelektrik domenlar orasidagi devorlar kalinligi bir yoki ikki atomlaro masofaga teng va energiyasi katta zichlikka ega.

Kupchilik segnetoelektrik materiallarda mikroskopik domenlar tuzilishi ancha murakkab buladi.

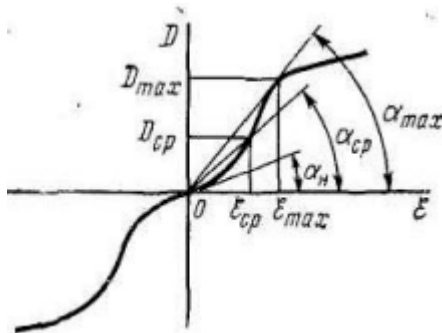
SHunday kilib, segnetoelektrik materiallarda T_k Kyuri nuktasidan past temperaturalarda induktsiyalangan dipollarning tartibli joylashishi vujudga keladi, bu esa kristall energiyasini kamaytiradi. Antisegnetoelektrik kattik jismlarda xam T_k dan pastda induktsiyalangan dipollar tartiblanadi, bu moddalar sinfi xajmiy spontan kutblanishga ega emas, chunki xar bir dipol kushni dipollarga antiparallel yunalgan.

Doimiy temperaturada elektrostatik induktsiya vektori D va tashki maydon kuchlanganligi E orasidagi boglanish segnetoelektriklar uchun noxizikli (14.1-rasm), ya'ni dielektrik singdiruvchanlik ϵ maydon kuchlanganligining funktsiyasi xisoblanadi:

$$D = \epsilon \epsilon_0 E \quad (14.1)$$

Lekin bu yerda ϵ doimiy kattalik emas. Xususan, ϵ_0 boshlangich, ϵ_{yp} urtacha va $\epsilon_{\max}$ maksimal dielektrik singdiruvchanlikni aniklash mumkin.

$$\epsilon_0 = \left(\frac{D}{\epsilon_0 E} \right)_{E \rightarrow 0}, \quad \epsilon_0 = \frac{D_{yp}}{\epsilon_0 E_{yp}}, \quad \epsilon_0 = \frac{D_{\max}}{\epsilon_0 E_{\max}} \quad (14.2)$$



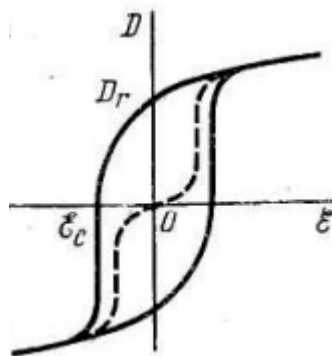
14.1-rasm

Segnetoelektrlarni asosiy xarakterli xususiyati kuchsiz maydonlarda dielektrik singdiruvchanlikni katta ekanligi.

Segnetoelektrlar uchun ε_0 , $\varepsilon_{\max}$ kiymatlardan tashkari, shuningdek, differentsial nisbiy dielektrik singdiruvchanlik xam aniklanadi:

$$\varepsilon_{\text{dub}} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial D}{\partial E} \quad (14.3)$$

14.2-rasmda $D = f(E)$ boglanish grafigi, ya'ni gisterezis sirtmogi keltirilgan. D_r -koldik induksiya, E_c -koertsitiv maydon deyiladi.



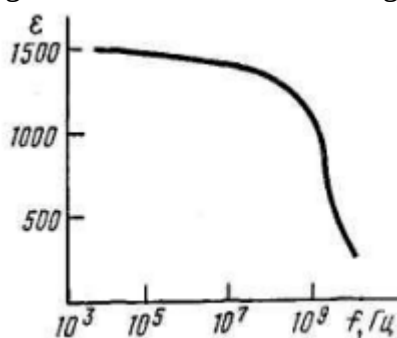
15.2-rasm

$\varepsilon = f(T)$ boglanish kutbsiz dielektrlarda Kyuriy-Veys konuni bilan ifodalanadi:

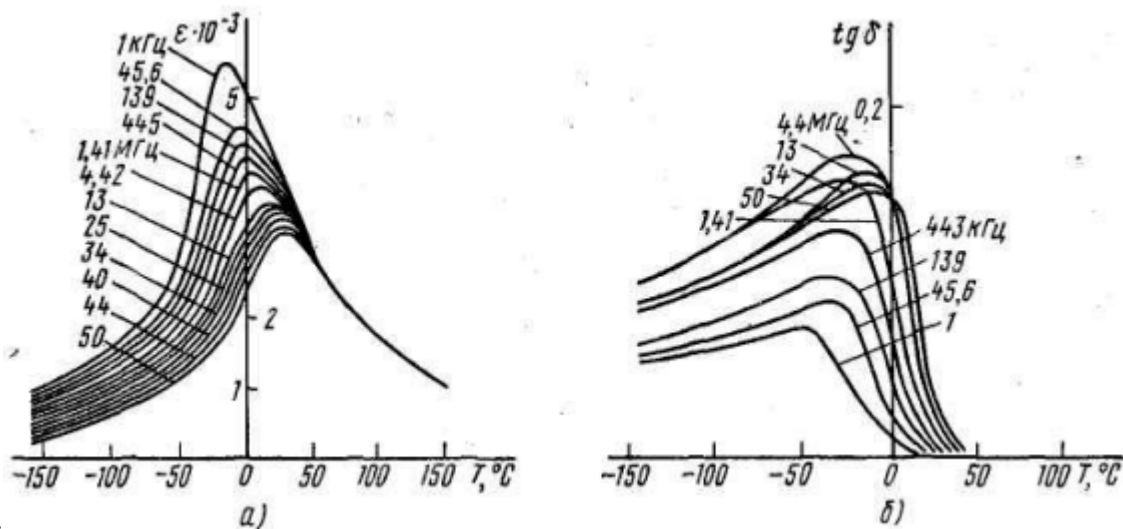
$$\varepsilon = \frac{C}{T - T_k} \quad (14.4)$$

Kupincha $C = 10^5$ grad. T_k -Kyuri temperaturasi.

Segnetoelektrlarda chastota ortishi bilan ε kamayadi. Uzgarmas temperaturada bariy metatitanat uchun $\varepsilon = f(\nu)$ boglanish 14.3-rasmda tasvirlangan.

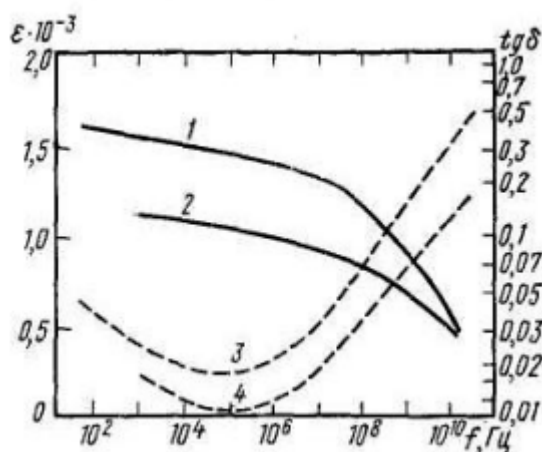


14.3-rasm



14.4-rasm

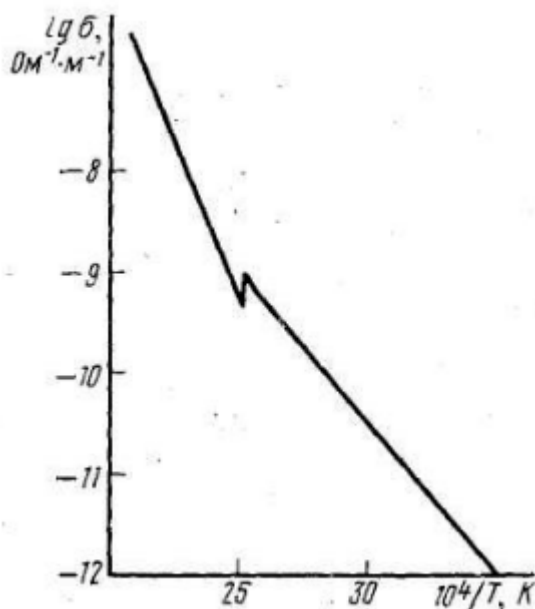
14.4,a-rasmda $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3}O_3)$ segnetoelektrik uchun xar xil chastotalarda $\varepsilon = f(T)$ boglanish keltirilgan. Bu boglanishdan kurinyaptiki, chastota ortishi bilan ε ni maksimumi yukori temperaturalar tomoniga siljiydi va uning qiymati kamayadi
14.4,b-rasmda $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3}O_3)$ segnetoelektrik uchun dielektrik yukotishni burchak tangensi tasvirlangan. Odatda, segnetoelektriklarda Kyuri nuktasidan past temperaturalarda $tg\delta$ ni maksimumi kuzatiladi.
 $\varepsilon = f(\nu)$ va $\varepsilon = f(T)$ boglanishlar birgalikda 14.5-rasmda tasvirlangan.



14.5-rasm

Rasmdan kurinadiki, ε ni sezilarli kamayishi va $tg\delta$ ni ortishi $10^8 - 10^{10}$ Gts chastotalar sohasida kuzatiladi. Bu domen chegaralari xarakatining inertsiasini bilan bogliq. Temperatura ortishi bilan segnetoelektrik elektrtkazuvchanligi xisobiga dielektrik yukotish ortadi.

Elektrtkazuvchanlik segnetoelektriklarni domenli tuzilishiga ta'sir kursatadi. Agar segnetoelektrikda chegaraviy dipollarni sirt zaryadi erkin zaryadlar bilan kompensatsiyalashsa, bu xolda bir domenli kristall xosil bulishi uchun zarur sharoit yaratiladi. Tashqi elektr maydon kuyilganda domenlar xarakatining dinamikasi zaryad tashuvchilar kontsentratsiyasi, ya'ni segnetoelektriklar utkazuvchanligi bilan boglangan.



14.6-rasm

Segnetoelektrik zanjirida okuvchi tula tok bir kancha tashkil etuvchilardan iborat:

1. dielektrik namunasini geometrik sigimini zaryadlanishidan xosil buladigan R zanjir karshiligidagi tok;
2. $j = At^{-n}$ Kyuri konuniga kura kamayadigan, dielektrik kutblanishni turli kurinishlari rivojlanishidan xosil buladigan tok;
3. vakt utishi bilan kamayadigan skvoznoy utkazuvchanlik toki;
4. vaktga boglik bulmagan skvoznoy utkazuvchanlik toki.

Segnetoelektrlarda utkazuvchanlikni ulchash uchun omik kontaktlar kullaniladi.

$\delta = f(1/T)$ boglanish 14.6-rasmda tasvirlangan.

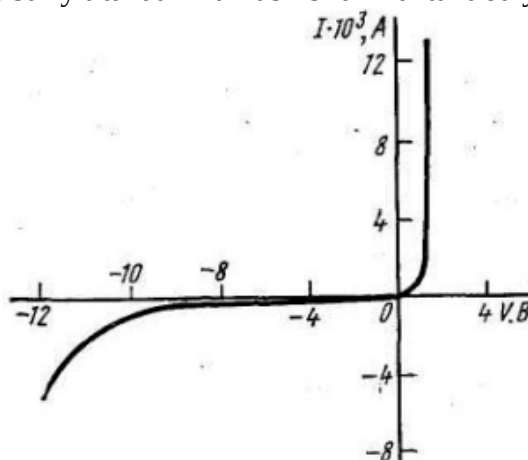
Ba'zan bu boglanishda buklangan joylar buladi, bu aktivlanish energiyasi uzgarishi bilan boglik. Vakt utishi bilan segnetoelektrik eskirishi va uni utkazuvchanligi ortishi mumkin. Keramik bariy titanat temperaturasi xona temperaturasidan 1500 K gacha uzgarganda elektrutkazuvchanlik 10^{-15} dan $10^{-1} \text{ Ohm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ gacha uzgaradi.

Bariy titanatda elektrutkazuvchanlik elektronli xarakterga ega.

Segnetoelektrlarda xam tugrilovchi kontakt xosil kilib, diod olish mumkin.

14.7-rasmda bariy titanatni keramika namunalaridan yasalgan diodni v.a.x. kursatilgan.

Bunda tugrilovchi effekt bariy titanatni kumush bilan kontaktida yuz beradi.



14.7-rasm

Keramik segnetoelektrlarda barer katlamlarni fakat metall bilan kontakt soxasidagina emas, balki keramika ichidagi donachalar chegaralarida xam kuzatish mumkin. Kup sondagi eksperimentlar kursatadiki, segnetoelektrik sirtlarida xususiyatlari monokristall

ichkarisidagi katlamlar xususiyatlaridan fark kiladigan bir necha katlamlar mavjudligini kursatadi. Kentsig taklifi buyicha, kursatilgan katlamlarni 10^{18} cm^{-3} ionlar kontsentratsiyasiga ega va $10^5 - 10^6 \text{ B/cm}$ maydon xosil kiluvchi SHotki katlamlari deb karash mumkin.

Kristallga mexanik kuchlanish berganda kutblanish xodisasi **pezelektrik effekt** deyiladi. Tegishli kristallar **pezelektriklar** deyiladi. Bu kristallarda **teskari**

pezelektrik effekt- elektr maydon ta'sirida kristall xajmini uzgarishi xam sodir bulishi mumkin. Pezelektrik effekt simmetriya markazi bulmagan kristallarda kuzatiladi. Kutblanish kattaligi mexanik kuchlanishga chizikli boglangan. Teskari pezelektrik effektda kristall ulchamining uzgarishi elektr maydon kuchlanganligiga tugri proporsional.

Sikilish yoki chuzilish kuchlanishlari tenzorlar bilan ifodalanadi va kutblanishni mexanik kuchlanishga boglanishi xam tenzorlar kurinishida tasvirlanadi:

$$P_i = d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (14.5)$$

Bu yerda, P_i - i uki buyicha kutblanish vektori komponentasi; σ_{jk} - mexanik kuchlanish tenzori; d_{ijk} - pezelektrik modullar tenzori. x_1 uk buyicha kuyidagiga ega bulamiz:

$$P_1 = d_{111} \sigma_{11} + d_{112} \sigma_{12} + d_{113} \sigma_{13} + d_{121} \sigma_{21} + d_{122} \sigma_{22} + d_{123} \sigma_{23} + d_{131} \sigma_{31} + d_{132} \sigma_{32} + d_{133} \sigma_{33} \quad (15.6)$$

SHunga uxshash ifodani $i = 2, i = 3$ lar uchun xam yozish mumkin.

SHunday kilib, P_1, P_2, P_3 larni mexanik kuchlanishga boglanishi uchinchi rangli tenzor xosil kiluvchi, 27ta d_{ijk} koeffitsientlardan tashkil topgan (14.5) tipdagi uchta tenglama bilan aniklanadi.

β kvarts kurinishdagi SiO_2 ni past temperaturali modifikatsiyasi birinchi pezelektriklardan xisoblanadi. β kvartsni pezelektrik xususiyatini P va J. Kyurilar 1880 yilda aniklaganlar. Pezokvarts rezonatorlar konturni xususiyl tebranish chastotasiga yakin chastotali signallarni utkazuvchi elektr filtri sifatida ishlatiladi. Pezelektrik effekt turmalin, litiy sulfat kristallarida xam kuzatiladi. Pezokeramik elementlarni kichik gabaritligi radioelektron apparaturani mikrominiaturizatsiyalash masalasini echishga imkon beradi, ular mikrofonlarda, tovushushlagichlarda, seysmokalbulkilgichlarda, boshkaruvchi relelarda, giroskoplarda kullaniladi.

Kupgina dielektriklarda u yoki bu usul bilan shunday kutblanganlik xolatini xosil kilish mumkinki, natijada bu dielektriklarni elektr maydon manbalari sifatida foydalanish mumkin. Bunday dielektriklar **elektretlar** deyiladi.

Agar yukori temperaturada dielektrikni tashki elektr maydonda kutblantirsak va elektr maydonni olmasdan namunani xona temperaturasigacha sovitsak, unda kutblanganlik xolatini «muzlatish» mumkin. «Muzlatilgan» kutblanish termoelektretlarda buladi.

Elektretirlash kutblovchi elektrodlar va kutblanuvchi namunalar joylashtirilgan termostatlarda amalga oshiriladi. Kuchlanganligi $5-10 \text{ kV/cm}$ bulgan kutblovchi elektr maydonni ma'lum vakt davomida $200-300^\circ \text{C}$ temperaturada ushlab turiladi.

2. Klauzius-Mosotti tenglamasi va Born formulasi. Klauzius-Mosotti tenglamasi dielektrikni dielektrik singdiruvchanligi va uni moleklasini kutblanganligi orasidagi boglanishni ifodalaydi.

Dielektrikni xajm birligini elektr momenti SI sistemasida kuyidagicha ifodalanadi:

$$P = \varepsilon_0 n \alpha E_n \quad (14.6)$$

Bu yerda, n - kutblanishda ishtirok etuvchi molekulalar kontsentratsiyasi, α - xar bir molekulani kutblanganligi, E_n bita maydonga ta'sir kiluvchi maydon kuchlanganligi.

$$E_n = \frac{\varepsilon + 2}{3} E \quad (14.7)$$

Bu yerda ε - dielektrik singdiruvchanlik, E - urtacha maydon.

SI sistemasida kutblanganlik m^3 , xajm birligining elektr momenti $\frac{K_n}{\text{m}^2}$ birliklarda

ifodalanadi.

Umumiy xolda kutblanganlik elektron kutblanganlik, dipol kutblanganlik va boshka kutblanganliklar yigindisiga teng:

$$\alpha = \alpha_{\text{э}} + \alpha_{\text{д}} + \dots \quad (14.8)$$

Utkazuvchanliksiz kutbsiz dielektriklar uchun $\alpha = \alpha_{\text{э}}$, kutbli dielektriklar uchun

$$\alpha = \alpha_{\text{э}} + \alpha_{\text{д}}.$$

(14.7) ifodani (14.6) ifodaga kuysak, quyidagiga ega bulamiz:

$$P = \varepsilon_0 n \alpha \frac{\varepsilon + 2}{3} E \quad (14.9)$$

Ikkinchi tomondan

$$P = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E \quad (14.10)$$

Bu tenglamalarni tenglab, Klauzius-Mosotti tenglamasini xosil kilamiz:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n \alpha}{3} \quad (14.11)$$

Turli xil molekulalar aralashmasi uchun bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \sum_i \frac{n_i \alpha_i}{3} \quad (14.12)$$

3. Dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaviy koeffitsienti. Klauzius-Mosotti tenglamasidan foydalanib, dielektrik singdiruvchanligani temperaturaviy koeffitsientini aniqlash mumkin:

$$TK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (14.13)$$

(14.11) ifoda buyicha

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) = \frac{\alpha}{3} \frac{dn}{dT} \quad (14.14)$$

Bu yerdan

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{\alpha}{3} \frac{dn}{dT} \quad (14.15)$$

Bu tenglikni ung tomonini n ga kupaytirib va bulib, xamda (14.11) ifodadan foydalanib, quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{3}{(\varepsilon + 2)^2} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (14.16)$$

Bu yerdan,

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (14.17)$$

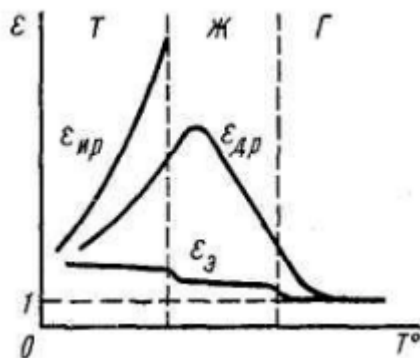
Xajmiy kengayish koeffitsienti kattaligini kiritib,

$$\beta = - \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad (14.18)$$

quyidagini olamiz:

$$TK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dT} = -\beta \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\varepsilon} \quad (14.19)$$

Bu kattalik gazlar uchun $10^{-6} \text{ grad}^{-1}$. Suyuk va kattik dielektriklar (benzol, benzin, kerosin, polietilen, ftoroplast va boshkalar) uchun dielektrik singdiruvchanlikni temperaturaviy koeffitsienti $10^{-3} \text{ grad}^{-1}$. (14.19) formuladagi manfiy ishora temperatura ortishi bilan dielektrik singdiruvchanlikni kamayishini kursatadi. 14.8-rasmda kutblanishni turli kurinishlarida $\varepsilon = f(T)$ boglanish kursatilgan.



14.8-rasm

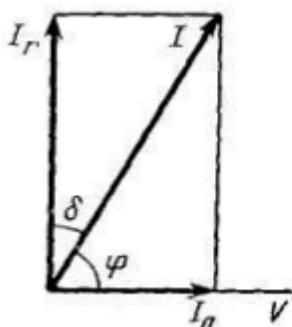
Ion-relaksatsion kutblanishda dielektrik singdiruvchanlik kattaligi ϵ_{up} temperatura ortishi bilan ortadi. Dipol relaksatsion kutblanishda ϵ_{dp} kattalikni maksimumi kuzatiladi. Fakat elektron kutblanishdagina ϵ_{dp} kattalik temperatura ortishi bilan monoton kamayadi.

15-Ma'ruza . Dielektrik yo'qotishlar burchagining tangensi.

Reja:

1. Dielektrik yo'qotishlar burchagining tangensi.
2. Dielektrik singdiruvchanligining kompleks ko'rinishi. Koul-Koul diagrammalari yordamida relaksatsiya vaqtini aniqlash.
3. Dielektriklarda elektromagnit to'lqinlarni tarqalishi.
4. Dielektriklarning optik xususiyatlari. Dielektriklarda yorug'likning yutilishi..

1. Dielektrik yo'qotishlar burchagining tangensi. Dielektrik yukotishlarni xarakterlovchi eng muxim parametrlardan biri dielektrik yukotishni tangens burchagidir. Kondensator uchun toklarni vektor diagrammasini kuramiz (15.1-rasm).



15.1-rasm

Ma'lumki, uzgaruvchan tok uchun aktiv kuvvat(ya'ni, dielektriklardagi dielektrik yukotishlar)

$$W = VI \cos \varphi = VI_a = VI_r \operatorname{tg} \delta \quad (15.1)$$

Bu yerda, V va I -kuchlanish va tokni ta'sir etuvchi kiymatlari. Tokni aktiv ta'sir etuvchi kiymatini reaktiv ta'sir etuvchi kiymatiga nisbati dielektrik yukotishlarni burchak tangensini ifodalaydi.

$$\operatorname{tg} \delta = I_a / I_r = I_{am} / I_{rm} = j_{am} / j_{rm} \quad (15.2)$$

Bu ifodaga aktiv va reaktiv toklarni amplitudaviy kiymatlarini kuysak,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{\omega^2 \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\epsilon_0 \epsilon_\infty \omega + \epsilon_0 (\epsilon_c - \epsilon_\infty) \frac{\omega}{1 + (\omega \tau)^2}} \quad (15.3)$$

$\omega \rightarrow 0$ da

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_c \omega} \rightarrow \infty, \quad (15.4)$$

Kichik elektrutkazuvchanlikda

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}}{\varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}}. \quad (15.5)$$

$\omega \tau \gg 1$, ya'ni etarlicha yukori chastotalarda $\operatorname{tg} \sigma$ uchun Debay formulasini xosil kilamiz:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2} \quad (15.6)$$

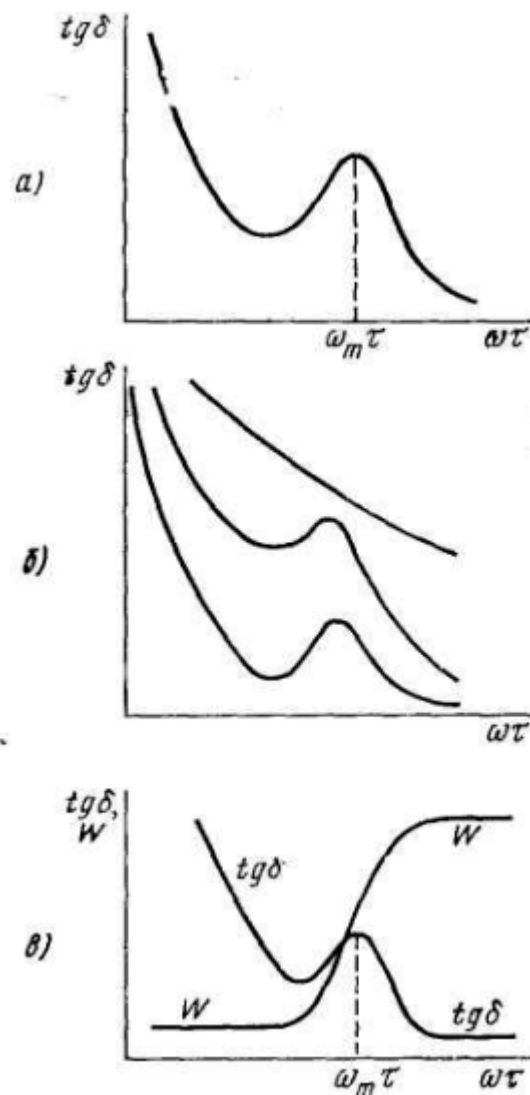
Bu kattalikni ekstremum kiymatlarini topamiz:

$$\frac{d \operatorname{tg} \delta}{d \omega \tau} = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) [\varepsilon_c + \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2] - 2 \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2 (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{[\varepsilon_c + \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2]^2} = 0. \quad (15.7)$$

$\operatorname{tg} \sigma$ kuyidagi shartda ekstremal kiymatga erishadi:

$$(\operatorname{tg} \delta)_m = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{2 \varepsilon_c} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}}. \quad (15.8)$$

$\operatorname{tg} \sigma = f(\omega \tau)$ funktsiya grafigi kuyidagi rasmlarda tasvirlangan.



15.2-rasm

Elektron kutblanuvchanlikka ega dielektrlarda (polietilen, polistral, ftoropast va bosh) dielektrik yukotishlar juda kam $\text{tg}\delta \sim (10^{-5} \div 10^{-4})$. Relaksatsion kutblanishli dielektrlarda $\text{tg}\delta$ T va ω uzgarishi bilan sezilarli uzgaradi

2. Dielektrik singdiruvchanligining kompleks ko'rinishi. Koul-Koul diagrammalari yordamida relaksatsiya vaqtini aniqlash.

Moddani dielektrik singdiruvchanligi odatda Kulon konuni buyicha aniklanadi:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (15.9)$$

Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik ϵ -ikkita nuktaviy zaryadni uzaro ta'sir kuchi vakuumni muxit bilan tuldirganda necha marta kamayishini kursatuvchi sonidir.

ϵ kattalikdan yassi kondensatorni tuldiruvchi dielektrikdagi elektrostatik induktsiyani aniklashda foydalaniladi:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (15.10)$$

Bu xolda ϵ vakuumli kondensatorni dielektrik bilan tuldirganda kondensator sigimi necha marta ortishini kursatadi.

$$\epsilon = C/C_0. \quad (15.11)$$

Dielektrik singdiruvchanlikni kompleks kattalik deb xisoblaymiz:

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon'', \quad (15.12)$$

Tula tok zichligini kompleks kurinishda yozamiz:

$$\dot{j} = j_a + i j_r. \quad (15.13)$$

Bu kattalikni kondensator koplamlarini birlik yuzasiga tugri keluvchi zaryad mikdori olingan xosila orkali xam ifodalash mumkin:

$$j = d\dot{Q}/dt. \quad (15.14)$$

Bu yerda,

$$Q = \epsilon C_0 \dot{V} = \epsilon C_0 V_m e^{i\omega t}; \quad (15.15)$$

$C_0 = \epsilon_0 / d$ - birlik yuzali koplamali vakuumli kondensatorni sigimi; $\dot{V} = V_m e^{i\omega t}$ - kompleks shakldagi kuchlanish. (15.14) formulaga Q ni ifodasini keltirib kuysak va (15.12) ni xisobga olsak quyidagiga ega bulamiz:

$$\dot{j} = \epsilon'' \omega C_0 \dot{V} + i \epsilon' \omega C_0 \dot{V}. \quad (15.16)$$

Bu ifodani (15.13) ifoda bilan solishtirsak,

$$\begin{aligned} j_a &= \epsilon'' \omega C_0 \dot{V} = \epsilon'' \omega C_0 V_m e^{i\omega t}; \\ j_r &= \epsilon' \omega C_0 \dot{V} = \epsilon' \omega C_0 V_m e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (15.17)$$

Dielektrik yukotishlarni burchak tangensi uchun quyidagiga ega bulamiz:

$$\operatorname{tg} \delta = j_{am} / j_{rm} = \epsilon'' / \epsilon'. \quad (15.18)$$

yoki

$$\epsilon'' = \epsilon' \operatorname{tg} \delta. \quad (15.19)$$

Bu yerda ϵ'' yukotishlar bilan aniklanadi, ϵ' esa odatdagi ϵ ni fizik ma'nosini beradi. (15.17) ifodalarni (15.6) ifodalar bilan solishtirsak, quyidagi Debay formulasini olamiz:

$$\begin{aligned} \epsilon'' &= \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} + \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2}; \\ \epsilon' &= \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_c - \epsilon_\infty}{1 + (\omega \tau)^2}. \end{aligned} \quad (15.20)$$

Kichik σ lar va $\omega \tau \gg 1$ da

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau}{\epsilon_c + \epsilon_\infty (\omega \tau)^2} \quad (15.21)$$

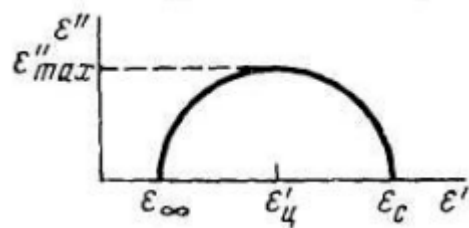
Past utkazuvchanlikda (ya'ni fakat relaksatsion kismni karasak)

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_c - \epsilon_\infty) \omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (15.22)$$

(15.20) va (15.22) ifodalar buyicha $\omega_m \tau = 1$ tenglik bajariladigan ϵ' va ϵ'' larni kiyamatlarini topish mumkin.

$$\begin{aligned} \epsilon_m'' &= \frac{\epsilon_c - \epsilon_\infty}{2}; \\ \epsilon_m' &= \frac{\epsilon_c + \epsilon_\infty}{2}. \end{aligned} \quad (15.23)$$

$\epsilon'' = f(\epsilon')$ boglanish Koul-Koul diagrammasi yordamida tasvirlanadi. (15.3-rasm)



15.3-rasm

$\omega_m \tau = 0$ da $\epsilon' = \epsilon_c$ va $\epsilon'' = 0$, $\omega_m \tau = \infty$ da esa $\epsilon' = \epsilon_\infty$ va $\epsilon'' = 0$ larga ega bulamiz

- алгебраик тенгламаларни аналитик ва рақамли ечиш;
- содда дифференциал тенгламаларни аналитик ва рақамли ечишни тадқиқ этиш;
- математик физика асосий тенгламаларини аналитик ва рақамли ечиш;
- ҳисоблаш техникаси имкониятларини дастурлаштириш ва ундан фойдаланиш ҳамда дастурий таъминот;
- компьютер графикаси воситаларидан фойдаланиш *қўникмаларига эга бўлиши керак.*

Табиий-илмий курс

Бакалавр:

- борлиқ бир бутун физикавий объект сифатида олам ва унинг эволюцияси ҳақида;
- табиий фанларнинг назарий жihatдан бирлиги, унинг тугалланмаганлиги ва янада ри-вожланиши мумкинлиги;
- кимёвий бирдайлаш (идентификация) ва моддаларни аниқлаш усуллари;
- асосий кимёвий тизимлар ва жараёнлар ҳақида, моддаларнинг реакциявий қобилияти;
- биосфера ва унинг йўналиши эволюцияси, тирик тизилар ягоналиги ва гомеостази ҳақида;
- организм ва муҳит ўзаро таъсири, эко тизимлар;
- атроф муҳит муҳофазасининг экологик принциплари ва табиатдан фойдаланишда ра-ционаллик, табиатни емирилишдан факлайдиган технологиялар яратиш *ҳақида тасаввур-га эга бўлиши;*
- кимёвий тизимлар, экологиянинг асосий тушунчалари, қонуниятлари ва моделларини;
- табиий билимлар назарий асослари;
- кимёвий идентификациялаш ва моддаларни аниқлаш усуллари;
- физикавий моделлаштиришни;
- техник қурилмалар ясаш учун табиий билимлардаги янги кашфиётларни;
- атроф-муҳит ва инсонни физик ҳодисаларнинг зарарли таъсиридан ҳимоялаш воситала-ри ва усуллари;
- табиат муҳофазаси ва табиатдан самарали фойдаланишнинг экологик тамойиллари, та-биатга зарар етказмайдиган технологиялар яратиш усуллари *билиши ва улардан фойдалана олиши;*
- билимини мустақил бойитиш;
- табиий фанлар турли қисмлари учун хос бўлган катталиклар сон тартибини ўлчаш ва баҳолаш;
- яратилган технологияларнинг экологик таъсирини баҳолай олиш ва атроф муҳит табиатга етказилиши мумкин бўлган зарарнинг олдини олишга интилиш *қўникмаларига эга бўлиши керак.*

2.3.3 Умумқасбий фанлар бўйича талаблар

Умумий физика

Бакалавр:

- физика олами билишни алоҳида усули бўлиши, унинг умумий тушунча ва ҳолатлари;
- импульс, импульс моменти, энергия, фазо ва вақт симметрияси қонунлари;
- модда хоссаларини динамик, статистик ва термодинамик усуллари;
- ноинерциал санок тизимлар;
- моддий нуқта, қаттиқ жисм, суюқлик ва газлар механикаси физикавий асослари;
- тебраниш ва тўлқин физикаси;
- молекулалараро таъсир кучлари, ион ва ковалент боғланиш, суюқликлар структура-си, Ван-дер-Ваальс кучлари, молекулалараро таъсир потенциалли;

Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта маълумот
вазирлиги
Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта маълумот
вазирлиги