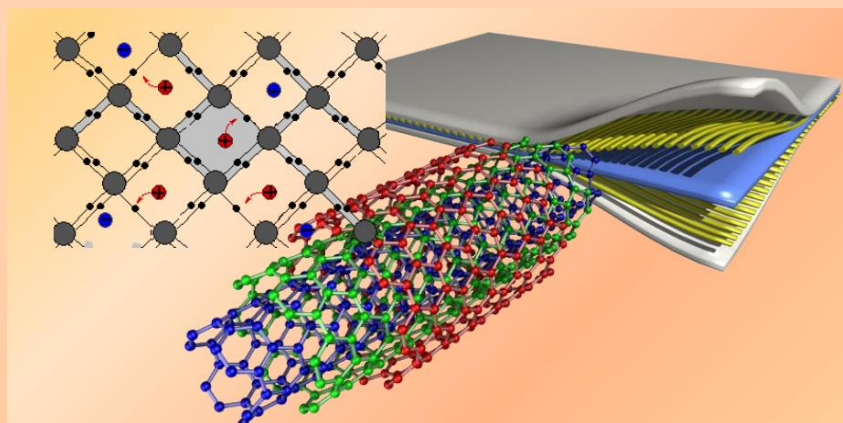


**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI**  
**OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**  
**NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI**

**R.M.JALALOV, O.T.ISMANOVA, U.V.TURDALIYEV**

**YARIMO'TKAZGICHLAR VA**  
**DIELEKTRIKLAR FIZIKASI**

**O'QUV QOLLANMA**



**NAMANGAN-2019**

Mazkur o'quv qo'llanma Namangan davlat universiteti Fizika kafedrası 5140200-fizika yo'nalishi talabalari uchun tanlov fani sifatida o'tiladigan yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi fani bo'yicha ma'ruzalar asosida yozilgan. O'quv qollanma fizikaning yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi, ularning tuzilishi, yarimo'tkazgichlar va dielektriklardagi fizik jarayonlarni, qonuniyatlarini o'rganishga bag'ishlangan. Qo'llanmada yarimo'tkazgichlar va dielektriklar to'g'risida umumiy tushunchalar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar elektr o'tkazuvchanlik mexanizmlari, yarimo'tkazgichlar va dielektriklarda kinetik xodisalar, tashqi elektr maydonda dielektriklarning qutblanishi va qutblanish mexanizmlari masalalari yoritilgan.

Mazkur o'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarining fizika yonalishi talabalariga yarimo'tkazgichlar va dielektriklar fizikasi tanlov fani uchun tavsiya etilgan bo'lib, undan shu yo'nalishda ilmiy izlanishlar olib borayotgan magistrLAR va tadqiqotchilar foydalanishi mumkin.

#### **TAQRIZCHILAR:**

**Ikramov Rustamjon Gulomjonovich** Namangan muxandislik texnologiya instituti Fizika kafedrası professori, fizika-matematika fanlari doktori.

**Xalmirzaev Akramjon Abduqodirovich** Namangan davlat universiteti fizika kafedrası katta o'qituvchisi, fizika-matematika fanlari nomzodi.

Qo'llanma Namangan davlat universiteti o'quv-uslubiy kengashi tomonidan ko'rib chiqilgan va nashr etishga ruxsat berilgan

Bayonnoma №

\_\_\_\_\_ 2019 y.

## **Kirish**

Bugungi kunda fan va texnika sohasida eng tez taraqqiyot qilayotgan fan-bu yarimo'tkazgichlari fizikasi fanidir. Bunga sabab, yarimo'tkazgichlari fizikasi fani asosida ishlab chiqariladigan yarimo'tkazgichli asboblarning inson faoliyatini barcha sohalarida-tibbiyotdan to kosmik tadqiqotlargacha keng qo'llanishidir. Bunday tez taraqqiyotga yarimo'tkazgichli materiallarning fizik xossalarini uzoq va chuqur tekshirishlar olib keldi.

Ma'lumki elektron asboblarning biror sohada samarali qo'llanilishi va ulardan foydalanish ushbu asboblarning ishlash tamoyillarini, asosiy ko'rsatkichlari va tavsifnomalarini, shuningdek tayyorlash usullarini bilmasdan mumkin emas. Shu yonalishda fizikaning mos fanlari mavjud: yarimo'tkazgichlar va yarimo'tkazgich materiallar fizikasi, yarimo'tkazgich asboblari fizikasi, integral mikrotuzilmalar, mikroelektronika, yarimo'tkazgich tuzilmalar texnikasi va boshqalar. Tayyorlanayotgan mutaxassisning yo'nalishiga bog'liq holda turli oliy o'quv yurtlari kafedralarining ishchi dasturlarida u yoki boshqa fanga turlicha soatlar ajratiladi. Ammo hamma zamonaviy qattiq jisimli elektron asboblarning asosi o'ziga xos xususiyatlarga ega yarimo'tkazgich materialdir. Shuning uchun ham ushbu fanni o'qitishga katta e'tibor qaratiladi.

Fanning asosiy maqsadi yarimo'tkazgichlar va dielektriklar haqidagi asosiy tushunchalarni va fizika effektlari yetarlicha sodda ko'rinishlarda bayon qilishdir. Materialni yoritishda matematik apparatdan foydalanish amalda juda cheklangan bo'lib, asosiy e'tibor u yoki boshqa xodisani fizikaviy tamoyillarini tushuntirishga qaratilgan.

Ammo hamma zamonaviy qattiq jisimli elektron asboblarning asosi o'ziga xos xususiyatlarga ega yarimo'tkazgich materialdir. Yarimo'tkazgichlar-moddaning ajoyib turi bo'lib, ular o'ziga xos xossalari bilan boshqalardan yaqqol ajralib turadi. Shu bilan birga yarimo'tkazgichlarning o'ziga xos muhim xususiyatlaridan biri elektrik o'tkazuvchanligining ulardagi kirishmalarning turi va kontsentratsiyasiga nihoyatda sezgirligidir.

Yarimo'tkazgichlarning yana bir muhim xususiyati - ular elektrik o'tkazuvchanligining temperaturaga o'ta sezgirligidir.

Bu yarimo'tkazgichlar o'zlarining xilma-xil xossalari bilan bir-birlaridan ancha farq qiladilar. Shuning uchun ham turli maqsadlar uchun turli yarimo'tkazgichlar qo'llaniladi. Biroq, hozirgi zamon texnikasida asosan bir necha xil yarimo'tkazgichlar keng ishlatilmoqda.

Yarimo'tkazgichli asboblari shunday katta tezlikda rivojlantirilmoqdaki, bugungi tasavvur va yutuqlar bir necha yildan so'ng eskirib qolmoqda. SHu sababli, yarimo'tkazgichli asboblarda ro'y beruvchi fizik jarayonlarni bilish ahamiyatga egadir. Bu esa mutaxassislarning yangi usul va tamoyillarni mustaqil o'rganishga imkon beradi.

Mualliflar

# I- BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR TO'G'RISIDA UMUMIY TUSHUNCHALAR

## 1.1. Moddalarni elektr xususiyatlari bo'yicha klassifikatsiyasi. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari.

1. Metallar, yarimo'tkazgichlar va dielektriklar.
2. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning texnikada qollanilishi
3. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari.

Moddalarning elektr xususiyati asosida ularning musbat va manfiy zaryadlangan zarrachalardan tashkil topganligi yotadi. Hamma atomlar va molekulalar ionlanish qobiliyatiga ega. Ionlanish potentsiali deb normal holatda turgan elektroneytral atomdan bitta (birinchi) elektronni uzib chiqib ketish uchun kerak bo'lgan va elektron-voltlar ( $eV$ ) da o'lchanadigan energiyaga aytiladi. Metallarning ionlanish potentsiali metallmaslarnikidan kichik bo'ladi. Shuning uchun ular kuchli qaytaruvchilar hisoblanadilar.

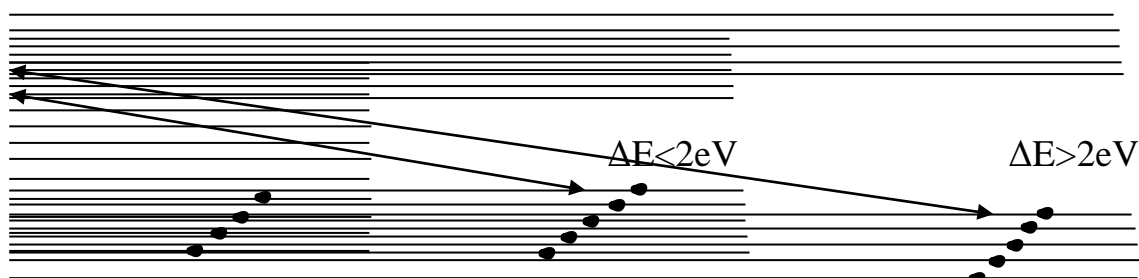
Atomlar manfiy zaryadlangan holga ham o'tishi mumkin. Buning uchun ular o'zlariga bitta ortiqcha elektronni qo'shib olishlari kerak. Shunday jarayon vaqtida ajralib chiqadigan energiyaga ushbu atomning elektronga moyilligi deyiladi. Biror elementning atomi uchun bu ikki kattalikning yig'indisi elektromanfiylik deyiladi va u  $\zeta$  (ksi) harfi orqali ifodalanadi.

Ionlanishni amalga oshirishning qator usullari ma'lum. Termik ionlanish, elektr maydon ta'sirida va elektron to'qnashishi tufayli ionlanish, fotoionlanish va boshqalar.

O'zlarining elektr o'tkazuvchanlik xossalari qarang qattiq jismlar metallarga (o'tkazgichlarga), yarim o'tkazgichlarga va dielektriklar (izolyatorlar)ga bo'linadi.

Metallar energetik zonalari elektron bilan to'la band qilinmagan bo'ladi (1.1a-rasm) va ularga tashqaridan kuchsiz elektr maydon ta'sir etsa, elektronlar yuqorida joylashgan uzluksiz bo'sh o'tkazuvchanlik zonalari o'tib olib, ma'lum yo'nalishda harakat qiladi va elektr toki hosil bo'ladi. Sababi metallarda valent va

oʻtkazuvchanlik energetik zonalar bir-birlari bilan “chaplashib” uzluksiz zona hosil qilgan boʻladi.



1.1-rasm. a) b) v)

Yarim oʻtkazgichlarga esa valent zona elektronlar bilan toʻlgan boʻlib, agar elektronlar oʻtkazuvchanlik zonasiga oʻtmasa, ular erkin boʻlmaydi (1.1b-rasm). Bu zona valent zonadan  $\Delta E \sim 0,1 \div 2eV$  energetik masofada joylashgan boʻladi, unda  $\Delta E$  – taqiqlangan zonaning eni. Agar elektronlar valent zonadan oʻtkazuvchanlik zonaga oʻtmasa, tashqi elektr maydon taʼsiri bilan tok hosil boʻlmaydi. Yarim oʻtkazgichda elektr toki hosil boʻlishi uchun, maʼlum tashqi faktor (temperatura, yorugʻlik va h.k.) yordamida elektronlar valent zonadan oʻtkazuvchanlik zonaga oʻtgan boʻlishi kerak.

Dielektrlarda esa oʻtkazuvchanlik zonasi bilan valent zonasi orasidagi energetik masofa eng kamida  $\Delta E = 2eV$  va undan koʻproq boʻlib, umuman erkin elektronlar boʻlmaydi (1.1 b-rasm).

Yarim oʻtkazgichlarga asosan kristall strukturaga ega boʻlgan juda koʻp qattiq jismlar kiradi. Yarim oʻtkazgichlar atomlar (germaniy, kremniy, tellur, selen va h.k.) shaklida va kimyoviy birlashmalar shaklida (sulfidlar, selenidlar va h.k.) uchraydi.

Elektr tokini yaxshi oʻtkazadigan, yaʼni yuqori elektr oʻtkazuvchanlik xususiyatiga ega boʻlgan moddalar oʻtkazgichlar deyiladi. Elektr oʻtkazuvchi moddalar solishtirma qarshiligining katta kichikligiga qarab elektr tokini yaxshi oʻtkazadigan elektr oʻtkazgichlar ( $\rho = 10^{-6} \div 10^{-4} \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ), izolyatorlar ( $\rho = 10^5 \div 10^{18} \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ) va yarim oʻtkazgichlar ( $\rho = 10^{-4} \div 10^5 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ )ga boʻlinadi. Metallar, elektrolitlar va plazmalar elektr oʻtkazuvchidir.

Elektr oʻtkazuvchanligi yuqori boʻlgan modda yoki jisim oʻtkazgich deb ataladi. Oʻtkazgichlar ikki xil boʻladi: birinchi tur oʻtkazgichlari va ikkinchi tur oʻtkazgichlari.

Erkin elektronlarini soni nihoyatda ko'p bo'lgan mis, alyuminiy kabi materiallar birinchi tur o'tkazgichlar deb aytiladi.

Amaliyotda keng qo'llaniladigan o'tkazgich elektr simi. Bitta yoki bir necha tomirli simlardan iborat bo'lgan metall o'tkazgich elektr simi deyiladi. Tovar sifatida ishlab chiqarilgan va servis sohasida keng foydalanadigan elektr simlar quyidagi turlarga bo'linadi: izolyatsiyalangan, izolyatsiyalanmagan elektr simi; cho'lg'ambop elektr simi; montaj simlari, elektr shnurlari, uzaytirgich (udlinitel) va boshqa turlarga bo'linadi.

Elektr simi elektr energiyasini uzatish va taqsimlash, elektr va radio signallarini uzatish hamda elektr mashinalar, transformatorlar, o'lchash asboblari va boshqa asbob-uskunalar cho'lg'amlarini tayyorlashda qo'llaniladi.

Hozirgi zamonda simli aloqa katta ahamiyatga ega. Axborotni sim orqali elektr signallar vositasida uzatish va qabul qilish simli aloqa deb aytiladi. Simli aloqa elektr aloqaning bir turi bo'lib, undan ko'pincha radioaloqa bilan birga foydalaniladi.

Qattiq jismlar kabi, suyuqliklarning ham dielektrigi, o'tkazgichi va yarim o'tkazgichi bo'ladi. Dielektriklar jumlasiga disterlangan suv, o'tkazgichlar jumlasiga elektrolitlarning, ya'ni kislota, ishqor va tuzlarning eritmaları kiradi. Suyuq yarim o'tkazgichlar jumlasiga, eritilgan selen, eritilgan sulfidlar kiradi.

Moddalarning qisman yoki to'liq ionlardan tashkil topgan eritmaları yoki suyultirilgan holatdagi moddalar elektrolitlar yoki ikkinchi tur o'tkazgichlari deyiladi. Elektrolit eritmalarining xossalarini o'rganish bilan tokning yangi kimyoviy manbalari yaratiladi.

Elektrolitlarning suvdagi eritmalarida yoki aralashmalarida zaryad tashuvchilar musbat va manfiy zaryadlangan ionlar bo'lgani uchun elektrolitlar ionli o'tkazuvchanlikka ega.

Suyuqliklar elektronli o'tkazuvchanlikka ham ega bo'lishi mumkin. Masalan, suyuq metallar ana Shunday o'tkazuvchanlikka ega.

Elektrolit orqali elektr toki o'tganda elektrolit tarkibiy qismlarining ajralib chiqish jarayoni elektroliz deyiladi.

Texnikada elektroliz turli maqsadlarda keng qo'llaniladi. Bir metallning sirti boshqa metallning yupqa qatlami bilan elektrolitik usulda qoplanadi (nikellash, xromlash, emallash, mis yalatish va h.k.). Bu mustahkam qoplama sirtini zanglashdan asraydi. Elektroliz yordamida turli buyumlar metall qatlami bilan qoplanadi (galvanostegiya), Shuningdek, kerakli buyumlarning reliefi metall nusxalari, masalan tipografiya klisherlari tayyorlanadi (galvanoplastika).

Elektroliz sof metallar, xususan mis olishda keng qo'llaniladi. Oksitlar aralashmasidan alyuminiy elektroliz yo'li bilan olinadi. Xuddi Shu usul tufayli alyuminiy arzon, texnika va turmushda temir bilan bir qatorda eng ko'p tarqalgan metall bo'lib qoldi.

Amaliyotda kimyoviy tok manbai, ya'ni galvanik elementlar, batareyalar va akkumulyatorlar katta ahamiyatga ega. Ular kimyoviy energiyani o'zgarmas tok elektr energiyasiga aylantirib beradilar. Kimyoviy tok manbalari transportda, radiotexnikada, avtomatik boshqarish sistemalarida keng ko'lamda qo'llaniladi.

Texnikada va amaliyotda eng ahamiyatli materiallardan biri ham elektr o'tkazmaydigan moddalar, dielektriklardir.

Texnikada ishlatiladigan dielektriklar har xil. Ular tabiiy va sun'iy bo'lishi mumkin. Ammo ular fizik tuzilishlari jihatidan uch turga ajratiladi:

1) gaz; 2) suyuq; 3) qattiq.

Texnikada ishlatiladigan barcha izolyatsiya materiallari elektr maydoni ta'sirida ma'lum energiya nobudligiga sabab bo'ladi. Tabiatda absolyut dielektrik yo'q. Dielektrikdan oz bo'lsada, tok o'tadi, natijada ma'lum energiya issiqlik energiyasiga aylanadi. Agar dielektriklar o'zgarmas kuchlanish ta'siri ostida bo'lsa, unda hosil bo'luvchi nobudliklar faqat Joul-Lens qonuniga bog'liq bo'ladi.

Dielektrikka o'zgaruvchan kuchlanish ta'sir etsa, unda qo'shimcha nobudliklar ham bo'ladi. Bunday energiya nobudligi dielektrik gisterezisidir. Bu nobudlik quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$A_{\text{d}} = k \cdot f \cdot E^2 \quad (1.1)$$

bu yerda  $k$  – material xususiyatiga bog‘liq bo‘lgan koeffitsiyent;  $f$  – o‘zgaruvchan tok chastotasi;  $E$  – elektr maydonining kuchlanganligi.

(1.1) formulasi bo‘yicha dielektrik gisterezis nobudligi chastota oshgan sari ko‘payadi. Yuqori chastotali o‘zgaruvchan kuchlanishlarda, dielektrik isitish texnikasi va boshqalarda uning hosil qiladigan nobudliklari juda katta ahamiyatga ega bo‘ladi.

Elektr energiyasi hosil qilish, yuborish va iste‘mol etishda elektr o‘tkazuvchi qismlar orqali o‘tgan tok tarqalib ketmasligi uchun o‘tkazgichlar bir-biridan maxsus materiallar vositasida ajratiladi. Bular elektr izolyatsion materiallar deb ataladi.

Elektr izolyatsion materiallar qanday kuchlanishlarga bardosh berishiga qarab yuqori kuchlanish texnikasi va past kuchlanish texnikasi materiallariga bo‘linadi.

Yuqori kuchlanish texnikasi materiallarining elektr pishiqligi yuqori, elektr nobudligi va elektr o‘tkazuvchanligi oz, namga chihamli bo‘lishi shart va ularda elektr nobudligi mumkin qadar kam bo‘lishi lozim.

Past kuchlanishli texnikasida ishlatiladigan materiallarga turlicha talablar qo‘yiladi. Eng asosiy talablaridan biri Shuki, vaqt o‘tishi bilan ularning xossalari o‘zgarmasligi lozim. Shuningdek, ular eskirmasligi lozim.

Amaliyotda tovar sifatida qo‘llaniladigan izolyatsion mayetriallar klassifikatsiyasini ko‘rib chiqamiz.

#### 1) Organik elektr izolyatsion materiallar.

Uglerod birikmalaridan tuzilgan moddalar izolyatsion material ravishida ko‘p ishlatiladi. Bunday organik dielektriklar suyuq, yopishqoq, mumsimon, qattiq bo‘lishi mumkin.

Suyuq izolyatsion materiallar uch xil bo‘ladi: neft moyi; sintetik suyuqliklar; o‘simlik moylari.

Neft moylaridan keng iste‘mol etiladigan – transformator moyidir. Kabel va kondensator sanoatida ishlatiladigan neft moylari kabel va kondensator moyi deb aytiladi.

Texnikada ishlatiladigan mumsimon dielektriklar oson eriydigan moddalardan iborat. Ular uncha pishiq bo‘lmasa ham namlikka yaxshi chidaydi. Asalari mumi,



o'simlik mumi, mumsimon moddalar Shular jumlasidandir. Ular turli materiallarga shimdirish va mumlash uchun ishlatiladi.

Tabiiy va sintetik smolalar ham dielektriklardir. Tabiiy smolalar ba'zi hayvon yoki o'simliklardan olinadi (shellak, kanifol, kopal). Polietilen, polistirol, organik shisha – sintetik smolalardir.

Organik materiallardan yog'och (tabiiy material), qog'oz, karton, fibra va turli gazmollar (tekstil materiallar) tovar sifatida ishlab chiqarib ko'p ishlatiladi.

Texnikada va xalq xo'jaligining turli tarmoqlarida plastik massalar (plastmassalar, plastiklar) keng ishlatiladi. Ular tashqi ta'sir ostida qolip shaklini olishi mumkin. Natijada juda ham murakkab shakldagi buyumlarni presslab tayyorlasa bo'ladi.

O'tkazgichlar, yarim o'tkazgichlar va dielektriklarning bir-biridan farqini faqat kvant mexanikasi tasavvurlari asosidagina ziddiyatsiz izohlash mumkin. Qattiq jismlar elektr o'tkazuvchanligining "zona nazariyasi" asoslari bilan tanishaylik.

Metallar xossalari dielektriklarning xossalari bilan taqqoslash va yarim o'tkazgichlar xossalarini aniqlash uchun kristallardagi elektronlar energetik sathlari bilan batafsilroq tanishib chiqish zarur.

Kristallning hosil bo'lishini energetik sathlari ma'lum bo'lgan atomlarning yaqinlashishini kurib chiqish bilan tushinish mumkin. Atomlar bir-biriga yaqinlashganda o'zaro ta'sir qila boshlaydi. Bu o'zaro ta'sir atomlardagi turli energetik sathlarda joylashgan elektronlar uchun turlicha bo'ladi. Eng ichkaridagi elektronlar o'z galayontiriladi va bu elektronlar atomlar xali yakka-yakka bo'lganlarida o'aysi atom tarkibiga kirgan bo'lsalar o'sha atomlar yaqinida kola beradilar. Eng tashqi (valent) elektronlarning harakati esa eng kuchli galayontiriladi. Nazariyaning kursatishicha, agar atomlar fazoda kristall panjara hosil qilgan holda tartibli joylashgan bo'lsalar, elektronlar har qanday muayyan atom bilan bog'lanishni to'la ravishda o'zib, kristall orasida erkin holda harakat qila oladilar. Elektronning kristalldagi harakatini kvant mexanikasi asosida analiz qilish ko'rsatadiki, agar kristall panjarani tashkil etuvchi atomlar soni  $N$  ga teng bo'lsa, u holda valent elektronning sathi  $N$  ta alohida, bir-biriga yaqin joylashgan sathlarga ajraladi. Real

kristallarda  $N$  atomlar sonijuda katta, Shu sababli kristallda bir-biriga juda yaqin joylashgan sathlardan tashkil topgan polosa yoki ruxsat etilgan holatlar *zonasi* vujudga keladi.  $N$  katta bo'lganda zonaning kengligi amalda  $N$  ga bog'liq bo'lmaydi.

Shunday qilib, kristall orasida elektronlar ruxsat etilgan zona chegarasida bo'lgan turli energiyalar bilan harakat qilishi mumkin.

Atomlarda valent elektronlarning ruxsat etilgan bir necha sathlari bo'ladi, Shu sababli kristallda umuman aytganda, elektronlar ruxsat etilgan holatlarning bir necha zonolari vujudga keladi. Bu zonalar bir-biridan  $d$  kengligi zonalarning kengligi tartibida bo'lgan oraliqlar bilan ajralgan bo'ladi.

Tashqi elektr maydon bo'lganda qanday hodisa bo'lishini aniqlash uchun elektronlarning zonalar bo'yicha turlicha taqsimlash hollarini ko'rish zarur. Aytaylik, kristallda etarlicha keng oraliq bilan ajratilgan ikkita zona bo'lib, bunda pastki zonadagi sathlar soni erkin elektronlar soning xuddi qoq yarmiga teng bo'lsin. U holda bo'tun pastki zona elektronlar bilan to'lgan bo'lib yo'qorigi zonada elektronlar bo'lmaydi. Tashqi elektr maydon elektronlarni pastki zonadan yo'qorisiga ko'chirolmaydi, chunki zonalar keng oraliq bilan ajralgandir. Shuning uchun tashqi elektr maydon elektronlarning harakat holatini xech bir o'zgartirolmaydi, ya'ni elektronlarga qo'shimcha tezlik berolmaydi. Tashqi maydon ta'sirida kristallda elektr toki vujudga kelmaydi- bunday kristall dielektrik (izolyator) bo'ladi. Pastki zona elektronlarga chala to'ldirilgan holda esa juda kuchsiz tashqi maydon ham elektronlarni yaqindagi bo'sh energetik sathlarga ko'chira oladi. Bunday kristall (metall) o'tkazgich bo'ladi.

Aytilganlardan ko'rinib turibdiki, dielektriklar va metallar orasidagi farqni kvant va klassik nazariya tamomila turlicha tushuntirar ekan. Klassik nuqtai nazarga ko'ra dielektrikda barcha elektronlar o'z atomlari yaqinida mustaxkam ushlanib turadi, metallarda esa erkin elektronlar bo'lib, bu elektronlarning tashqi maydon ta'siridagi ko'chma harakati elektr tok hosil qiladi. Kvant nuqtai nazarga ko'ra dielektriklarda ham, metallarda ham "erkin", ya'ni muayyan atomlar bilan bog'lanmagan elektronlar bo'ladi. Dielektriklar va metallar bir-biridan

elektronlarning ruxsat etilgan energetik holatlari zonalarining to'raligi va nisbiy joylashishi bilan farq qiladi.

## 1.2. Qattiq jismlardagi kimyoviy bog'lanish turlari.

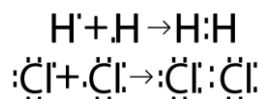
Zona nazariyasi metallarning elektr o'tkazuvchanligini izohlashda klassik nazariya duch kelgan qiyinchiliklarni bartaraf qilish bilan birga, yarim-o'tkazgichlarning xossalari ham tushuntirib beradi. Yarimo'tkazgich shu bilan karakterlanadiki, unda ham dielektrikdagi singari butun pastki zona elektronlar bilan to'lgan, biroq zonalar orasidagi  $d$  masofa kichik bo'ladi. Bu holda elektronlarning bir qismi issiqlik harakat ta'sirida yo'qorigi zona o'tishi va birmuncha elektr o'tkazuvchanlik vujudga keltirishi mumkin. Temperatura ortganda bunday elektronlarning soni tez orta boshlaydi.

Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining yana bir xususiyati bor. Elektronlarning pastki to'lgan zonadan yo'qori zonaga o'tishi pastki zonada bo'sh joylar- "teshik" larni vujudga keltiradi. Bu hol pastki zonadagi elektronlarning ham elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok etishiga imkon beradi. Elektronlarning tashqi maydon ta'sirida ko'chishi natijasida "teshik" ham elektronlarning harakat yunalishiga teskari yunalishda siljidi. Ravshanki, bunday "teshik"ning ko'chishi musbat zaryadning ko'chishiga ekvivalent bo'lali. Demak, yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi aralash-elektron va "teshik"li karakterda bo'ladi. Yarimo'tkazgichlarda aralashmalarining bo'lishi alohida rol o'ynaydi. Tarkibida aralashma bo'lgan yarim o'tkazgichlarda qo'shimcha energetik sathlar vujudga kelib, ular toza yarim o'tkazgichning pastki va yo'qorigi zonalar oraligida joylashadi. *CuO*, *PbS* va hokazo tipdagi yarim o'tkazgichlarda metall aralashmasi elektronlar bilan to'ldirilgan oraliq sathlarning hosil bo'lishiga sabab bo'ladi. Elektronlar bunday oraliq sathlaridan nisbatan osonlik bilan yuqori bo'sh xonaga o'tishi va elektron o'tkazuvchanlik vujudga keltirishi mumkin. Metalloid aralashmalar elektronlarga to'lmagan oraliq sathlar hosil qiladi. Elektronlar bunday "bo'sh" sathlarga pastki

to'ldirilgan zonadan osonlik bilan o'ta oladilar, bu "teshik"li o'tkazuvchanlikni vujudga keltiradi.

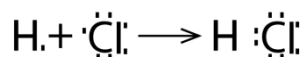
Kovalent bog'lanish. Kovalent bog'lanish, asosan, metalmas atomlari orasida vujudga keladi. Atomlarning o'zaro bir yoki bir necha elektron juftlik hosil qilishi natijasida vujudga keladigan bog'lanish *kovalent bog'lanish* deyiladi. Kovalent bog'lanish tabiatiga ko'ra 2 xil bo'ladi:

1. *Qutbsiz kovalent bog'lanish*. Elektromanfiylik qiymati jihatidan o'zaro teng bo'lgan element atomlari o'rtasida vujudga kelgan bog'lanish *qutbsiz kovalent bog'lanish* deyiladi.



Bunda atomlar o'rtasida hosil bo'lgan umumlashgan elektron juftlik har ikkala atom yadrolaridan bir xil uzoqlikda joylashadi. Qutbsiz kovalent bog'lanishli moddalarga, ko'pincha, oddiy moddalar  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{N}_2$  molekulalarini misol qilishi mumkin.

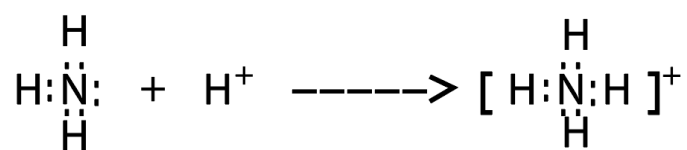
2. *Qutbli kovalent bog'lanish*. Elektromanfiylik qiymatlari jihatidan bir-biridan oz farq qiladigan element atomlari orasida vujudga kelgan bog'lanish *qutbli kovalent bog'lanish* deyiladi.



Bunda atomlar o'rtasida hosil bo'lgan umumlashgan elektron juftlik elektromanfiyligi kuchliroq element atomi tomon siljigan bo'ladi, natijada molekulaning bir tomonida musbat qutb, ikkinchi tomonida manfiy qutb (dipol) vujudga keladi. Molekula qutbli bo'ladi. Elementlarning kovalent bog'lanish hosil qilish xususiyati, ularning kovalentligi (valentligi) deyiladi. Metall bog'lanish. Ko'pchilik metallarning o'zlariga xos bir necha xususiyatlari mavjud bo'lib, bu bilan ular boshqa oddiy va murakkab moddalardan farq qiladi. Metallarning suyuqlanish va qaynash haroratlarining yuqori

bo'lishi, metall sirtidan yorug'lik va tovushning qaytishi, ulardan issiqlik va elektr tokining yaxshi o'tishi, zarba tasirida yassilanishi kabi xossalar metallarning eng muhim fizik xossalaridandir. Bu xossalar faqat metallarga mansub bo'lgan metall bog'lanish mavjudligi bilan tushuntiriladi. Ma'lumki, barcha metallar kristall moddalardir. Metall kristallaridagi panjara tugunlarining bir qismida ion joylashgan bo'ladi. Metallarning tashqi energetik pog'onalaridagi valent elektronlari atom yadrosi bilan kuchsiz bog'langani uchun oson uziladi. Uzilgan elektronlar atomlar va ionlar oralig'ida harakatlanib yuradi, agar erkin elektron bironta elektronini yo'qotgan atomga (ionga) yaqin kelib qolsa, unga birikib, ionni neytral atomga aylantiradi. Demak, erkin elektronlar goh bir ion, goh ikkinchi ion atrofida aylanib yuradi va metall kristallidagi barcha atomlar (ionlar) orasida bog'lanish hosil qiladi. Kimyoviy bog'lanishning bunday turi *metall bog'lanish* deyiladi.

Donor - akseptorli bog'lanish. Kovalent bog'lanishning boshqacha donor – akseptorli mexanizmliligi ham bo'lishi mumkin. Bunday kimyoviy bog'lanish bitta atomning ikki elektroni bilan boshqa atomning erkin orbitali hisobiga vujudga keladi. Misol uchun:  $HCl$  bilan  $NH_3$  ni birikishi donor-akseptorli bo'ladi:  $NH_3 + HCl = NH_4Cl$  yoki  $NH_3 + H^+ = NH_4^+$  Ammiak molekulasida azot atomining bo'linmagan elektron jufti bo'ladi. Vodorod ionida  $1s$  - orbital bo'sh uni  $H^+$  deb belgilaymiz.

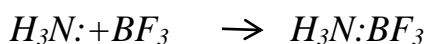


Ammoniy ioni hosil bo'lishida azotning elektron jufti azot va vodorod atomlari uchun umumiy bo'lib qoladi, ya'ni molekulyar elektron bulutga aylanadi. Vodorod ionining zaryadi umumiy bo'lib qoladi (u de-lokallashgan, ya'ni barcha atomlar orasida tarqalgan). Bo'linmagan elektron juftini beradigan atom *elektronodonor*, uni biriktirib oladigan (ya'ni bo'sh orbital beradigan) atom *elektronoakseptor* deyiladi. Bir atomning (elektronodorning) ikki elektron jufti va boshqa atomning (elektronoakseptorning) bo'sh orbitali hisobiga kovalent bog'lanish hosil bo'lish

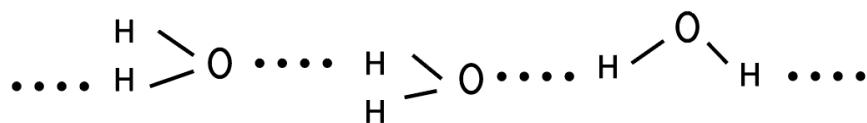
mexanizmi donor-akseptorli mexanizm deyiladi. Shu yo'l bilan hosil bo'lgan kovalent bog'lanish *donor-akseptorli kovalent bog'lanish* deyiladi.

**Molekulalararo va ichki molekulyar ta'sir. Vodorod bog'lanish.** Yuqorida ko'rib o'tilgan ion, kovalent, metall, donor–akseptor kabi bog'lanishlar kimyoviy bog'lanishning asosiy turi hisoblanadi. Atom va molekular orasida bu xil bog'lanishlardan tashqari yana ikkinchi darajali bog'lanish xili–vodorod bog'lanish hamda molekular aro tortishish kuchlari (Vander–Vals kuchlari) ham mavjud. Oriyentasion, dispersion va induksion kuchlar ham Shular jumlasiga kiradi. Vodorod bog'lanish–kimyoviy bog'lanishning o'ziga xos turidir. U molekulararo va ichki molekulyar bo'lishi mumkin. Molekulalararo vodorod bog'lanish tarkibiga vodorod hamda kuchli elektromanfiy element – ftor, kislorod, azot, xlor va oltingugurt atomlari kiradigan molekular orasida vujudga keladi. Bunday molekularada umumiy elektron juft vodorod atomidan elektromanfiy element atomi tomoniga siljigan bo'ladi. Bunda musbat vodorod ioni kichiq bo'lganligi uchun boshqa atom yoki ionning bo'linmagan elektron jufti bilan o'zaro ta'sirlanib kuchsizroq bog'ni hosil qiladi. Bubog'lanish *vodorod bog'lanish* deyiladi. Masalan: Donor-akseptor bog'lanish ikki xil molekula orasida xam yuzaga chiqishi mumkin.

Masalan,



Bu yerda  $NH_3$  elektron juftli donor bo'lib,  $BF_3$  bu elektron juft uchun akseptordir.  $CO$  molekulasida xam ichki donor-akseptor bog'lanish mavjuddir. Bunda uglerod akseptor, kislorod donor vazifasini o'taydi. Odatda vodorod bog'lanish nuqtalar bilan belgilanadi va bu bilan uning kovalent bog'lanishdan ancha kuchsizroqligi ko'rsatiladi. Shunga qaramay, molekulararning assosilanishi ana Shu bog'lanish tufayli vujudga keladi.



Lekin bu bog'lanishning energiyasi unchalik katta emas. Masalan: kimyoviy bog'lanishlarning asosiy turlarini bog'lanish mustahkamligi  $84-1042 \text{ kJ/mol}$  bo'lsa,

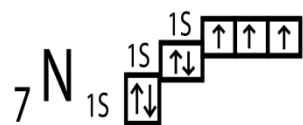
vodorod bog'lanishniki  $21-42 \text{ kJ/mol}$ . Kimyoviy elementlar valentligi. Birikmalardagi element atomlarining valentligi va oksidlanish darajasi. Atomning (elementning) valentligi ham kimyoning asosiy tushunchalari qatoriga kiradi. U elementlar atomlarining kimyoviy bog'lanishlar hosil qilish xususiyatini ko'rsatadi. Atom massa yo ekvivalentga teng bo'ladi yoki ekvivalentdan bir necha marta ortiq bo'ladi. Atom massaning ekvivalentdan necha marta ortiq ekanligini ko'rsatuvchi son *valentlikdir*, valentlik V harfi bilan belgilanadi.

$$V = \frac{A}{E} \quad (1.2)$$

Valentlik quyidagicha ta'riflanadi: *Elementning bir atomiga necha atom vodorod birikishi yoki almashinishini ko'rsatadigan son shu elementning valentligi deb ataladi.*

Bir atom kislorod ikki atom vodorod bilan birikadi, demak kislorod ikki valentlidir. Elementlarning valentliklarini faqat vodorod orqali emas, kislorod orqali ham aniqlash mumkin. Vodorod va ishqoriy metallar hamisha bir valentli, kislorod va ishqoriy yer metallar esa ikki valentli, alyuminiy hamisha uch valentli bo'ladi. Bu elementlar o'zgarmas valentli elementlar deyiladi. Ammo ba'zi elementlar borki, ularning valentliklari birikuvchi elementlarning tabiatiga va reaksiya sharoitiga qarab o'zgaradi. Masalan: Mis qizdirilganda, sharoitga qarab ba'zan bir valentli bo'lib  $\text{Cu}_2\text{O}$  hosil qiladi, ba'zan esa ikki valentli bo'lib  $\text{CuO}$  hosil qiladi. Demak, mis bir valentli ham, ikki valentli ham bo'lishi mumkin, yana *N*, *P*, *As* va galogenlar va boshqa ko'pgina metallar o'zgaruvchan valentli elementlardir. Azot o'z birikmalarida 1, 2, 3, 4, 5 valentli bo'la oladi. Davriy sistemaning VIII-guruhidagi inert gazlarning valentliklari nolga teng. Ya'ni ular bir-biri bilan va boshqa elementlar bilan birikmaydi. Atom hosil qila oladigan bog'lanishlar soni uning juftlashmagan elektronlari soniga teng. Eng oddiy hollarda element atomining valentligi ham unda umumiy elektronlar jufti hosil qilishga ketadigan juftlashmagan elektronlar soni bilan aniqlanadi. Bunda hosil bo'lgan bog'lanishlar qutbliligi e'tiborga olinmaydi, Shu sababli valentlikning ishorasi bo'lmaydi. Bog'lanishlar soni sifatida aniqlanadigan valentlik manfiy bo'lishi ham, nolga teng bo'lishi ham mumkin emas. Buni azot -  $\text{N}_2$ ,

gidrazin -  $N_2H_2$ , nitrat kislota -  $HNO_3$ , ammiak -  $NH_3$  misolida ko'rib chiqamiz. Azot atomi elektronlarning kvant katakchalarida joylashuvi quyidagicha:



Bundan azotning uchta juftlashmagan elektroni bo'lgani sababli u uchta kimyoviy bog'lanish hosil qilishi mumkin va uning valentligi 3 ga teng bo'ladi. Kovalent bog'lanishning har qaysi elektron juftini chiziqcha bilan belgilab, struktura formulalarni olamiz: Bu birikmalarning hammasida azot uch valentli. Lekin azotning oksidlanish darajasi 0, -2, -3 ga teng.  $NH_4^+$  da azot 4 valentli, lekin azotning oksidlanish darajasi -3 ga teng.  $HNO_3$  molekulasida azotning valentligi 4 ga teng. Oksidlanish darajasi +5 ga teng bo'ladi. Ayni birikma batamom ionli tuzilishga ega deb faraz qilinganda uning tarkibidagi biror elementning shartli zaryadi uning oksidlanish darajasi deb ataladi. Elementlarning oksidlanish darajasini aniqlashda doim kislorodning oksidlanish darajasining -2, vodorodnikini +1 deb qabul qilinadi. Metall ionlarining oksidlanish darajasi ularning zaryadiga teng deb olinadi. Masalan,  $H_2O$  da vodorodning oksidlanish darajasi +1, kislorodniki -2 dir.  $KI$  da kaliyniki +1, yodniki -1ga teng. Ko'pchilik hollarda element atomining oksidlanish darajasi u hosil qiladigan bog'lanishlar soniga to'g'ri kelmaydi, ya'ni Shu element valentligiga teng emas. Bu ayniqsa, organik birikmalar misolida yaqqol ko'rinadi. Ma'lumki, organik birikmalarda uglerodning valentligi 4 ga teng (4 ta bog'lanish hosil qiladi), lekin uglerodning oksidlanish darajasi metan  $CH_4$  da -4. metanol  $CH_3OH$  da -2, formaldegid  $CH_2O$  da -0, chumoli kislota  $HCOOH$  da +2, karbonat angidrid  $CO_2$  da +4 ga teng bo'ladi. Kovalent bog'lanish bo'lmaydigan birikmalarda atomlarning valentligi xaqida gap yuritib bo'lmaydi, bunda oksidlanish darajasi to'g'risida gapirish kerak. Shuning uchun anorganik kimyoda oksidlanish darajasi tushunchasini, organik kimyoda esa valentlik tushunchasini qo'llagan ma'qul. Bunga sabab Shuki, ko'pchilik anorganik birikmalar nomolekulyar tuzilgan, organik birikmalarning ko'pchiligi esa molekulyar tuzilgan.



### 1.3. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning kristallik strukturasi

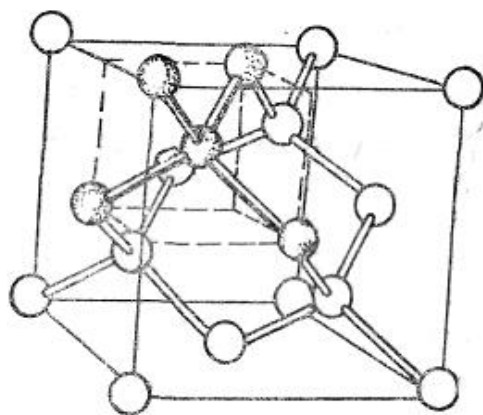
Monokristall va polikristall tuzilishga ega bo'lgan, kelib chiqishi noorganik va organik bo'lgan ko'p sonli yarim o'tkazgichli materiallardan elektrotexnika asosan germaniy, kremniy, selen, kremniy karbidi va galliy arsenidlaridan foydalaniladi. Ushbu materiallar yarim o'tkazgichli elektr jixozlar va integral sxemalar ishlab chiqarishda keng qo'llaniladi.

Kremniy va germaniy strukturaviy tuzilishi jixatidan olmossimon yarim o'tkazgichlar toifasiga kiradi. U kub shaklida bo'lib, uning yuqori va markaziy chegaralarida germaniy yoki kremniy atomlari joylashgan. Bundan tashqari atomlar shu bilan birgalikda katta kub bo'linadigan to'rtta kichik kublarning markazida ham bo'lishadi (1.2- rasm).

Yuqoridagi rasmlarda germaniy kubik tuzilishining yassi tasviri aks ettirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, olmos tipidagi tuzilishda har bir ko'rilayotgan atom (germaniy yoki kremniy) to'rtta shunga o'xshagan atom bilan o'ralgan. Ushbu atomlar orasidagi masofa bir xil bo'lib, har bir atom qo'shni atom bilan kovalent bog'lanish hosil qilinadi.

**Germaniyn (Ge)** — Mendeleev davriy sistemasining to'rtinchi guruhiga kiruvchi element hisoblanadi. Uni olishda xom ashyo vazifasini tarkibida germaniy bo'lgan rux va sulfid rudalari, Shu bilan birgalikda ko'mir tuzlari o'taydi.

Murakkab ximiyaviy jarayon hisobiga germaniy quymasi olinadi, lekin uning tarkibida aralashmalar va u monokristall material bo'lganligi bois, undan yarim o'tkazgichli priborlar tayyorlashda foydalanib bo'lmaydi. Dastlab ushbu quyma aralashmalardan zonaviy eritish usuli bilan tozalanadi. Tozаланган yarim o'tkazgichli materialda, ya'ni germaniyda aralashmalar  $10^{-9}$  % (massasi bo'yicha), kremniyda esa  $10^{-11}$  % (massasi bo'yicha) dan ortmasligi lozim.



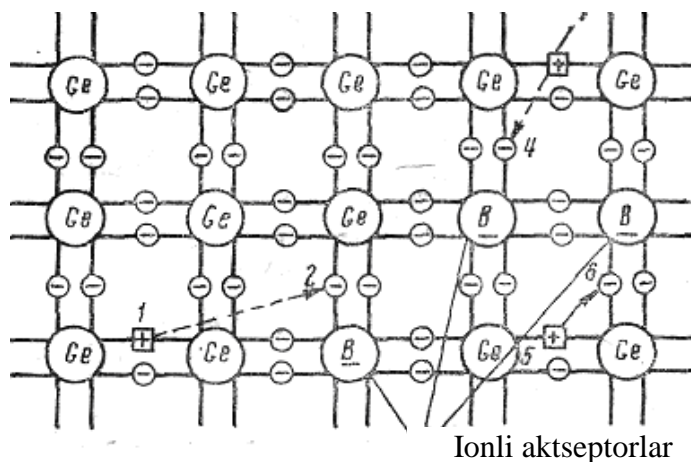
1.2-rasm. Olmos tipidagi kristall tuzilishi

Monokristalli germaniy olish uchun dastlab u vakuumda yoki inert gazli atmosfera sharoitida eritiladi. So'ngra  $p$ - va  $n$ -tipidagi elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan germaniy olish uchun tozalangan germaniy quymasiga donor yoki akseptorli aralashma qo'shiladi. Eritmadan ma'lum bir tezliklarda kerakli diametrlarda yaxlit silindr ko'rinishida monokristalli germaniy so'rib olinadi. Germaniy och kumushsimon rangda bo'lib, zichligi  $5320 \text{ kg/m}^3$  va erish harorati  $937,2^\circ\text{C}$  ga teng. Tozalangan legirlanmagan germaniy quyidagi elektr xarakteristikalariga ega ( $20^\circ\text{C}$  harorat sharoitida): solishtirma elektr qarshiligi  $\rho = 60 \div 68 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $\varepsilon = 16,3$ .  $p$ -tipidagi elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan legirlangan germaniy navlarida  $\rho = 0,003 \div 45 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $n$ -tipidagi elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan legirlangan germaniy navlarida esa  $\rho = 0,4 \div 7 \text{ Om}\cdot\text{sm}$  (legirlash darajasiga ko'ra) ni tashkil etadi. Germaniyning barcha navlari yuqori jihatdan qattiq va mo'rt xususiyatga ega. Germaniydan diod, fotoelement va boshqa yarim o'tkazgichli qurilmalar tayyorlashda foydalaniladi.

**Kremniy (Si)** – ham Mendeleev davriy sistemasining to'rtinchi guruhiga kiruvchi element hisoblanadi. Kremniy tabiatda kremnezem ( $\text{SiO}_2$ ) ko'rinishida keng tarqalgan bo'lib, kremnezem kremniyning texnik navlari olishda xom ashyo vazifasini o'taydi. Kremniy quymalari zonaviy eritish usuli yorhamida tozalangandan so'ng, legirlovchi aralashmalarning qancha miqdorda qo'shilganligiga bog'liq ravishda  $p$ - yoki  $n$ -tipidagi elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan monokristalli kremniy olinadi.

Polirovka qilingan (oynaday silliqlangan) kremniy po'lat rangi ko'rinishida bo'ladi. Kremniy ham xuddi germaniy kabi mo'rt material hisoblanadi. Tozalangan legirlanmagan kremniyning asosiy xarakteristikalari quyidagicha ( $20^\circ\text{C}$  harorat sharoitida): zichligi  $2328 \text{ kg/m}^3$ ; erish harorati  $1420^\circ\text{C}$ ;  $\rho = (2 \div 3) \cdot 10^5 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $\varepsilon = 11,7$ .  $p$ -tipidagi elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan legirilangan kremniy navida  $\rho = 0,01 \div 200 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $n$ -tipidagi kremniyda esa  $\rho = 0,014 \div 50 \text{ Om}\cdot\text{sm}$  ga teng. Kremniy germaniyga nisbatan ko'proq ishlatiladi, chunki undan tayyorlangan yarim o'tkazgichli priborlarning ishchi harorat chegarasi  $130\text{-}200^\circ\text{C}$  ga teng bo'lsa, germaniy asosida tayyorlanganlariniki esa bor yo'g'i  $80\text{-}100^\circ\text{C}$  ni tashkil etadi.

Yarim o'tkazgichli integral sxemalarning asosini tayyorlashda kremniy keng qo'llaniladi.



1.3-rasm. Akseptor aralashma sifatida bor elementi qo'shilgan yassi kristall panjarali germaniy: 1,3 va 5 – hosil bo'lgan teshiklar; 2,4 va 6 ozod bo'lgan elektronlar

**Selen (Se)** — Mendeleev davriy sistemasining oltinchi guruhiga kiruvchi element hisoblanadi. Seleni olishda xom-ashyo vazifasini misni elektrolitik yo'l bilan tozalash paytida qoladigan qoldiqlar bajaradi. Qattiq selen amorf yoki kristall tuzilishga ega bo'ladi. Qora amorf selen xona haroratigacha tezlik bilan sovutilgan tozalangan selen eritmasidan olinadi. U  $\rho=10^{13} \text{ Om}\cdot\text{sm}$  ga teng solishtirma qarshilikka ega bo'lgan dielektrik hisoblanadi.

Eritilgan amorf seleni erish harorati ( $220^{\circ}\text{C}$ ) dan xona xaroratigacha sekinlik bilan sovutish orqali kulrang kristall tuzilishli selen olinadi. Kristall selen  $n$ -tipidagi polikristal tuzilishdagi aralashmali yarim o'tkazgich hisoblanadi. Atom tuzilishi - olti burchakli prizmaning burchaklarida joylashgan atomlardan iborat bo'lib, bu prizmalar kristallning elementar katagi (yacheykasi) hisobladi.  $20^{\circ}\text{C}$  harorat sharoitida selenning asosiy xarakteristikalari quyidagiga teng: zichligi  $4800 \text{ kg}/\text{m}^3$ ;  $\rho=(0,8\div 5) \cdot 10^5 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $\varepsilon= 6,3$ . Selenli to'g'rilagich, fotoelement va fotorezistorlar tayyorlashda selendan foydalaniladi.

**Kremniy karbidi (SiC)** – tok kuchi va kuchlanish o'rtasida chiziqli bo'lmagan bog'liqlik yaqqol kuzatiladigan polikristall tuzilishli mo'rt material hisoblanadi. Kremniy karbidi kremniy va uglerodning ximiyaviy qo'shilishi hisobiga hosil bo'ladi.

Kremniy karbidini olishda xom ashyo vazifasini toza kvartslı qum va toshlı ko‘mir o‘taydi. U yoki bu tipdagi aralashmalı elektr o‘tkazuvchanlıkka ega bo‘lish uchun, asosiy tarkibga aralashmalar, jumladan — fosfor, surma, vismut yoki kalsiy, magniy, alyuminiy va boshqalar qo‘shiladi. Karbidni hosil qilish reaksiyasi  $\approx 2000^{\circ}\text{C}$  da amalga oshiriladi.

Fosfor, surma yoki vismut bilan legirlangan kremniy karbidi to‘q yashil rangda bo‘ladi va  $p$  – tipdagi elektr o‘tkazuvchanlıkka, kalsiy, alyuminiy yoki bor bilan legirlanganda esa to‘q binafsha rangda bo‘lib,  $n$ – tipdagi elektr o‘tkazuvchanlıkka ega bo‘ladi. Kremniy karbidining asosiy xarakteristikalari quyidagicha bo‘ladi. ( $20^{\circ}\text{C}$  havo sharoitida): zichligi  $3200 \text{ kg/m}^3$ ;  $\rho=10^4\div 10^7 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $\varepsilon=6,5\div 7,5$ . Uning solishtirma qarshiligi tarkibiga kuchli darajada bog‘liq. Kremniy karbidi aralashmalı yarim o‘tkazgich hisoblanadi, lekin  $1400^{\circ}\text{C}$  haroratda unda xususiy elektr o‘tkazuvchanlik namoyon bo‘ladi. Erish harorati  $2600^{\circ}\text{C}$  ga teng. Kremniy karbidning toza navlaridan  $-50$  dan to  $+ 80^{\circ}\text{C}$  harorat intervallarida ishlay oladigan, chiziqli bo‘lmagan simmetrik volt-amper xarakteristikasiga ega bo‘lgan varistorlar ishlab chiqarishda keng foydalaniladi. Varistorlar avtomatik tarzda to‘g‘rilaydigan (regulirovka qiladigan) qurilmalarda ishlatiladi.

Polikristall kremniy karbididan inert gazda haydash yo‘li bilan ximiyaviy jihatdan tozaligi bilan ajralib turuvchi monokristalli kremniy karbidi olinadi. Undan  $500^{\circ}\text{C}$  gacha bo‘lgan haroratlarda ham ishlay oladigan diod va tranzistorlar, Shu bilan birgalikda svetodiodlar ishlab chiqarishda keng foydalaniladi.

**Galliy arsenidi (GaAs)** – margimush va galliyni qo‘shilishidan hosil bo‘ladi va monokristalli yarim o‘tkazgich hisoblanadi. Yuqori darajada elektron va kovaklarning xarakatchan bo‘lishi galliy arsenidining xarakterli xususiyati hisoblanadi. Uning bu xususiyatidan katta chastota va yuqori haroratlarda ishlay oladigan galliy arsenidi asosida tayyorlangan priborlarni yaratish imkonini beradi.  $n$ - $p$ -o‘tish uchun ishchi harorat  $300\text{—}400^{\circ}\text{C}$  gacha ruxsat berilgan, ya‘ni bu germaniy va kremniy asosida tayyorlangan yarimo‘tkazgichlarnikidan yuqori qiymatlarda bo‘ladi. Shu bilan birgalikda galliy arsenididan yarim o‘tkazgichli mikroxejalarning asosini tayyorlash maqsadida ham foydalaniladi.

$20^{\circ}\text{C}$  haroratda galliy arsenidining asosiy xarakteristikalari quyidagiga teng: zichligi  $5400 \text{ kg/m}^3$ ;  $\rho=10^4 \div 10^9 \text{ Om}\cdot\text{sm}$ ;  $\varepsilon=11,2$ . Erish harorati  $1237^{\circ}\text{C}$ .

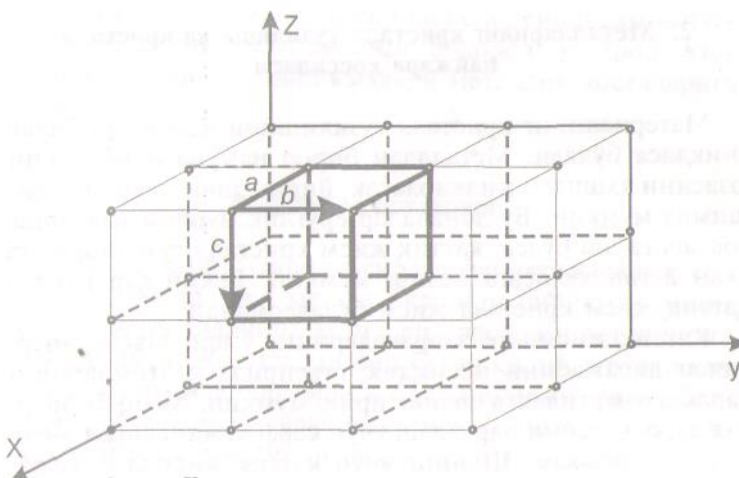
Namlik va radiatsion nurlanishlar ko‘rinishidagi tashqi ta‘sir kuchli darajada yarim o‘tkazgichli elementlarni xarakteristikalarini pasaytiradi, Shuning uchun tashqi ta‘sirdan himoyalanih maqsadida ularni germetik (metall, keramik yoki plastmassali) korpuslarga joylashtiriladi.

### **Metallar va dielektriklarning kristall tuzilishi va kristall panjara xossalari.**

Materialning kristall tuzilishini oddiy ko‘z bilan aniqlasa bo‘ladi. Metalldan biror namuna olib, uning yuzasini yaxshilab jilvirlasak, yirik donachalarni ko‘rishimiz mumkin. Bu donachalar yoruglik nurini qaytarish xossasiga ega bo‘lsa, qattiq jism kristall tuzilishga ega ekan degan xulosaga kelish mumkin. Lekin xar qanday qattiq jism kristall jism bo‘lavermaydi.

Qattiq jismdagi zarrachalarning o‘zaro ta‘sir energiyasi darajasini issiqlik ta‘siridagi atomlarning harakat energiyasiga solishtirish mumkin. Ammo bu energiya zarrachalarni parchalash uchun sarf qilinadigan energiyadan ancha kam. Shuning uchun qattiq jismdagi zarrachalarni bir-biriga kuchli ta‘sir etuvchi zarrachalar deb qaraladi. Qattiq jismning fizik va mexanik xossalari ana Shu zarrachalarning jismda o‘zaro fazoviy joylashishiga bog‘liq bo‘ladi.

Kristall jism deb zarrachalarning jismda fazoviy joylashishining ma‘lum bir geometrik tartibiga aytiladi. Odatda bunday joylashish aniq simmetriyaga ega bo‘lishi bilan bir qatorda ko‘p qirrali jismni eslatadi. Aslida ana Shu qirralarning kesilgan joyi (jismning uchi) atomlarning joylashish



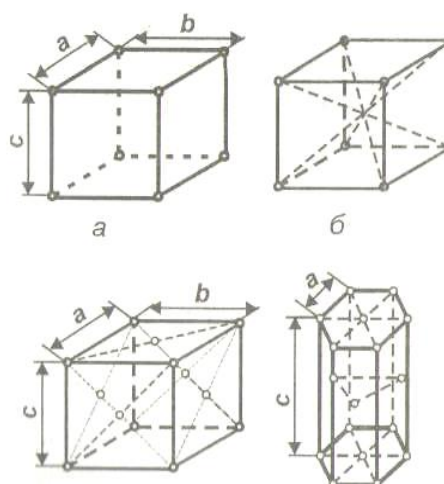
1.4-rasm. Kristall panjaraning eng kichik katakchasi (elementar vacheykasi).

o'rnini ko'rsatadi. Demak, kristallar uchta o'lchamda joylashgan atomlar tartibi bo'lib muvozanat sharoitida to'g'ri simmetriyaga ega bo'lgan ko'p qirrali jismdir. Kristall jismda zarrachalarning (atom, ion yoki molekula) uch o'lcham bo'yicha doimiy takrorlanishi (qaytarilishi) natijasida kristall panjara (yoki kristall to'r) hosil bo'ladi. Kristall panjarada zarrachalarning o'zaro tortishish va itarilish muvozanatni saqlanadi, bunda ichki potensial energiya ana shu muvozanatni saqlash uchun kerak bo'lgan eng kam qiymatga ega bo'ladi. Zarrachalarning kristall jismdagi bunday joylashish tartibi yuzlab, minglab kristall panjara davri sifatida qaytarilishi mumkin.

Materiallarning kristall tuzilishi haqidagi tushunchani elementar kristall katak (yacheyka) orqali ifodalash oson. Elementar katak deganda atom kristall tuzilishining eng kichik qismi tushunilib, ana shu katakni

Uch o'lcham bo'yicha ko'p martalab qaytarilishi natijasida jismning fazoviy kristall panjarasi hosil bo'ladi (1.4-rasm). Elementar kristall panjaralarning qirralari, odatda  $a$ ,  $b$ ,  $c$  bilan belgilanadi va bu ko'rsatkichlar kristall davrini belgilaydi yoki kaytarilish (uzatish) vektori deb xam ataladi. Ana shu elementar katakchani tavsiflash (xarakterlash) uchun yana koordinatsion son, atomlar joylashishining zichlik koeffitsienta degan tushunchalar xam kiritilgan. Kristall jismlarda kristall panjaraning to'rlari atomlarning o'zaro joylashishiga qarab har xil bo'ladi. Kristall katakchanning to'ri koordinatsion son tushunchasi bilan ifodalanadi.

Kristall panjarada eng yaqin bir xil masofada turgan atomlar soniga shu kristall panjaraning koordinatsion soni deb ataladi va u xarflar bilan belgilanadi. Masalan, oddiy kub katakning koordinatsion soni 6 ga teng bo'lib,  $K_6$ , markazlashgan kub katakchaniqi  $K_8$ , yoqlari



1.5-rasm Metallarda uchraydigan elementar katakcha turlari:  $a$ -oddiy kub katakcha;  $b$  — markazlashgan kub katakcha;  $c$ -yoqlari markazlashgan kub katakcha;  $g$  — geksagonal kub katakcha.

markazlashgan kub katakniki esa *K12*, atomlari zich joylashgan geksagonal katakniki *G12* va Shuningdek, oddiy tetragonal katakniki *T6* deb belgilanadi. Kub katakchanning o'lchamlari qiymati atom o'lchamlari qiymati bilan belgilanadi, bunday o'lchov birligi nonometr (nm) deb ataladi (1 jadval).

Kristall panjara to'rlari 14 ta bo'lsa ham, ko'pchilik metallar uchun 4 ta turdagi elementar katakcha, ya'ni oddiy, markazlashgan hamda yoqlari markazlashgan kub katakchalar va geksagonal katakcha (1.4-rasm) to'rlari ko'p uchraydi.

### 1-jadval

#### Ba'zi metallarning elementar katakcha o'lchamlari

Atom katakchanning to'ri	Metallar	Elementar panjara qirralari o'lchami, $nm$ ( $1 nm = 10^{-6} sm$ )
<i>Kb</i>	<i>Ee</i>	$a=b=c$ ; $a=28606$
<i>K8</i>	<i>Sg</i>	$a=b=c$ ; $a=0,28788$
<i>K12</i>	<i>Ni</i>	$a=b=c$ ; $a=0,35165$
<i>G12</i>	<i>Ti</i>	$a=b=0,2951$ ; $c=0,4679$

Metallarning kristall panjara to'ri aniq bo'lsa, atomlarining o'lchamlarini xisoblash bilan aniqlash mumkin. Masalan, *K8* kristall panjara uchun atomlar orasidagi eng kichik masofa  $d=a \cdot 3/2$  bo'lsa, *K12* kristall panjara uchun esa  $d = a \cdot \sqrt{2/3}$  bo'ladi.

Kristall panjara xususiyatini belgilaydigan yana bir muhim o'lcham bor. Xar bir elementar katakchaga to'g'ri keladigan atomlar soni. Masalan, *K8* kristall panjara tugunchalarida 8 ta atom bo'lib, bu atomlarning har biri 8 ta yana shunaqa elementar katakchaga tegishlidir (fazoda). Demak, xar bir elementar katakchaga bir atomgina to'g'ri keladi. Lekin *K8* yacheykaning o'rtasi (markazi)da turgan atom Shu elementar katakchanning uzigagina tegishli ekanligini xisobga olsak, har bir elementar kristall katakchaga to'g'ri keladigan atomlar soni 2 ga teng.

Yuqorida aytganimizdek, kristall panjaraning har xil to'rlarining mavjudligi jismning eng kam ichki potentsial energiyaga ega bo'lishi, shu sharoitda jismning ma'lum bir turg'unlikka ega ekanligini ifodalaydi. Ma'lum sharoitda ko'p

elementlar  $K8$  elementar katakcha shaklida bo'ladi, qolgan elementlar esa  $G6$  yoki  $K12$  ko'rinishda bo'ladi. Lekin kristall panjara turg'un bo'lgan sharoitda xarorat oralig'i yoki mavjud sharoit o'zgarsa, yangi turg'un sharoitga mos bo'lgan kristall panjara to'ri xam o'zgaradi. Masalan, birgina temir elementi sharoitga qarab,  $K8$  va  $K12$  yoki kobalt elementi  $K12$  va  $G6$  kristall panjaralarga ega bo'lishi mumkin. Shunga o'xshash marganets, qalay, titan kabi ko'plab metallarni keltirish mumkinki, ular bir necha tipdagi elementar katakcha to'riga ega. Birgina kimyoviy elementning sharoitga qarab bir necha elementar kristall panjara to'rlariga ega bo'lishi metallardagi polimorfizm yoki allotropik shakl o'zgarish deb ataladi. Kristall panjaraning bir to'rdan ikkinchi bir to'rga o'tishi jarayoni metallardagi polimorf o'zgarish deb ataladi. Metallardagi polimorf o'zgarish izotermik (xarorat o'zgarimasdan sodir bo'ladigan) jarayon bo'lib, u issiqlik chiqarish yoki yutish xususiyatiga ega. Boshqacha qilib aytganda polimorf o'zgarishda qayta kristallanish sodir bo'ladi.

#### **1.4 Brillyuen zonalari. Ruxsat etilgan va taqiqlangan energetik zonalar**

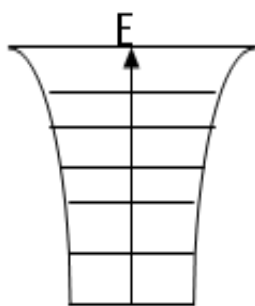
**Brillyuen zonasi.** Brillyuen zonalarini tushuntirish uchun ikki o'lchovli kristal panjarasini ko'rib chiqamiz. Kristall panjara tugunidagi  $A$  atomning atrofidagi atomlar bilan birlashtirib chiqamiz. Har bir qo'shni atom bilan birlashtiruvchi chiziqning o'rtasidan Shu chiziqqa tik kesma bilan teng ikkiga bo'lamiz. Hosil bo'lgan shtrixlangan shakl Vigner-Zeyts elementar katagi deb ataladi. Ushbu katakni tekislikda translyasiya vektorlari bo'yicha ko'chirsak, kristall panjara tuzilishini tiklash mumkin, ya'ni Vigner-Zeyts elementar katagi ham elementar katak tanlashning bir usulidir. Endi ushbu kristall panjaraga teskari panjarani tuhamiz va bu panjarada ham yuqoridagi tartibda elementar katak ajratib olamiz. Teskari panjaradagi ushbu katak birinchi Brillyuen zonasi deb ataladi. Brillyuen zonasining fizik mohiyati Shundan iboratki, Brillyuen zonasi ichida yotuvchi  $k$  to'lqin vektoriga ega bo'lgan barcha rentgen nurlari Bregg-Vulf shartiga asosan kristalldan qaytishi mumkin. Hozirgi kunda Brillyuen zonalari kristallografiyada ishlatilmasada,



kristallarning zonalar nazariyasida juda muhim ahamiyatga ega. Brilliyen zonasidagi elektronlar o'zining energiyasini va impulsini uzluksiz o'zgartira oladilar. Brilliyen zonasini tark etish uchun elektronlarning energiyasi sakrab o'zgarishi kerak.

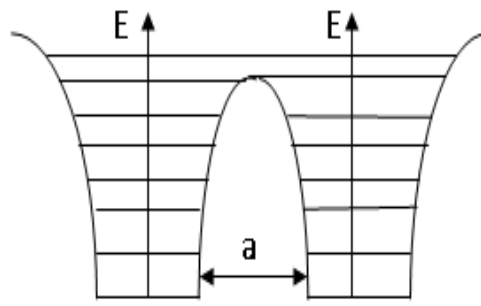
**Kristallardagi energetik zonalar.** Ma'lumki atomdagi elektronlar aniq diskret energetik qiymatlarga ega bo'ladi. Odatda, elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyalarning qiymatlarini (gorizontal chiziqlar) ruxsat etilgan energetik qiymatlar deyiladi.

Bu gorizontalar energetik sathlar deb ataladi. Ma'lumki atomni o'lchami  $a \sim 10^{-10}$  m. Bir-biridan  $a > 10^{-9}$  m masofada turgan atomning energetik sxemasi 1.6 -rasmدا keltirilgan.



1.6-rasm

Agar atomlar orasidagi masofa  $10^{-9}$  m dan kichik bo'lsa, ( $a < 10^{-9}$  m) u holda atomlar orasidagi o'zaro ta'sir natijasida atomlarni ajratib



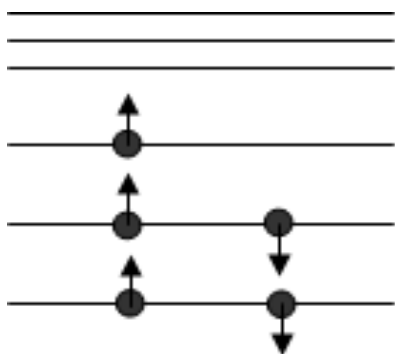
1.7-rasm

turuvchi potetsial o'ra balandligi kamayadi. Bu bir atom elektronlarni qo'shni atom yadrosi tomonidan, tortishishi bilan tushuntiriladi (1.7-rasm).

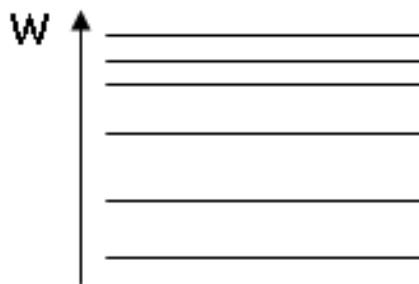
Kristallarda atomlar orasidagi masofa  $a < 10^{-9}$  m bo'lganligi uchun bu atomlar orasida kuchli o'zaro ta'sir mavjud. Bu esa atomlar orasidagi potetsial to'siqni kamayishiga olib keladi.

Kvant nazariyasiga asosan elektronlar energiyasi energetik sath deb ataluvchi faqat diskret (ya'ni chekli oraliqlar bilan ajratilgan) qiymatlarni qabul qila olishi mumkin.

Sathlarni elektronlar tomonidan ishg'ol etilishida Paulining taqiqlanish prinsipi bajarilishi kerak. 5 ta elektronli atomning asosiy holatida elektronlarning sathlar bo'yicha joylashishi 1.8-rasmدا keltirilgan.



1.8-rasm



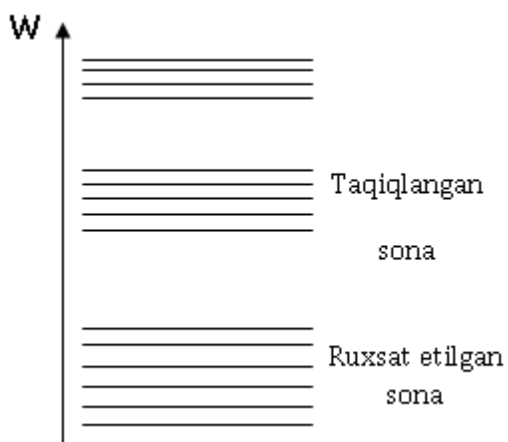
1.9-rasm

$N$  dona atomni ko'z oldimizga keltiraylik. Agar bu atomlar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan darajada uzoqlikda ( $a > 10^{-9}m$ ) joylashgan bo'lsa (ya'ni izolyatsiyalangan bo'lsa), barcha atomlardagi energetik sathlar va bu sathlarning elektronlar tomonidan ishg'ol etilishi bir xil bo'ladi 1.9-rasm.

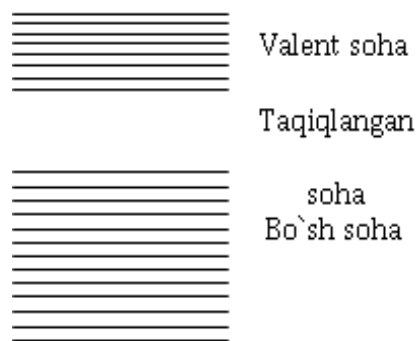
Bu  $N$  dona atom kristall bo'lagini tashkil etgan holni ko'raylik ( $a < 10^{-9}m$ ). Atom bir-biriga yaqinlashgan sari ular orasida kuchayib boruvchi o'zaro ta'sir paydo bo'ladi, bu esa sathlar holatining o'zgarishiga olib keladi.

Barcha  $N$  ta atom uchun bir xil bo'lgan bitta sath o'rniga,  $N$  ta bir-biriga juda yain bo'lgan, biroq ustma-ust tushmaydigan sathlar hosil bo'ladi.

Natijada izolyatsiyalangan atomdagi bitta energetik sath o'rniga qattiq jismda bir-biriga yaqin joylashgan  $N$  dona energetik sathlar gruppasi vujudga keladi. Bu sathlar gruppasi energetik zona deb ataladi. Bu ruxsat etilgan energetik zonalar taqiqangan zonalar bilan ajratilgan bo'ladi (1.10-rasm).



1.10-rasm



1.11-rasm

Odatda energetik zonaning kengligi bir necha elektron-volt bo'ladi. Agar kristall, masalan  $10^{23}$  atomdan iborat bo'lsa, zonadagi sathlar oralig'i  $10^{-23}$  eV bo'lar ekan. Absolyut nol haroratda kristall energiyasi minimal bo'lishi kerak. Shuning uchun valent elektronlar juft-juft holda ruxsat etilgan zonaning pastki sathini to'ldiradi. Bu sathlar atomning asosiy valent elektronlar egallagan sathdan xosil bo'ladi. Buni biz valent zona deb ataymiz. Bu zonaga eng yaqin turgan ruxsat etilgan zona, bo'sh zona yoki o'tkazuvchanlik zonasi deyiladi. Bu ikki zona taqiqlangan zona bilan ajratilgan bo'ladi (1.11-rasm).

**Metallar.** Yarimo'tkazgichlar, dielektriklar. Valent zonadagi energetik sathlar elektronlar tomonidan qanchalik ishg'ol etilganligi va taqiqlangan zonaning energetik kengligiga qarab barcha qattiq jismda uch sinfga bo'linadi.

**Metallar (o'tkazgichlar).** Metallarda valent zonadagi energetik sathlarning bir qismigina elektronlar tomonidan ishg'ol etilgan bo'ladi. Yuqori sathlarda turgan elektronlarga ularni yana ham yuqoriroq sathlarga o'tkazish uchun uncha katta bo'lmagan ( $10^{-23}$ - $10^{-22}$  eV) energiya berish yetarlidir. Metallarning solishtirma elektr qarshiligi  $\rho=10^{-6}\div 10^{-5} Om\cdot m$

**Yarimo'tkazgichlar.** Yarimo'tkazgichlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar egallagan bo'ladi. Taqiqlangan zonaning energetik kengligi  $\Delta W$  uncha katta bo'lmay ( $\Delta W < 3$  eV) kristall harorati yetarlicha yuqori bo'lganda (masalan uy haroratida) issiqlik harakati energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi bo'sh zonadagi energetik sathlarga ko'tarilishga qodir bo'ladi. Yarim o'tkazgichlarning solishtirma elektr qarshiligi  $\rho=10^{-6}\div 10^{-5} Om\cdot m \div$

**Dielektriklar (izolyatorlar).** Dielektriklarda ham valent zonadagi barcha sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'ladi. Shu bilan birga dielektriklarda  $\Delta W$  yetarlicha katta bo'lib ( $\Delta W > 3$  eV) elektr maydon ta'sirida yoki issiqlik harakat energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan bo'sh zonaga unga ko'p o'ta olmaydilar. Dielektriklarni solishtirma elektr qarshiligi  $\rho=10^8\div 10^{13} Om\cdot m$ .

Yarimo'tkazgichlarni xususiy elektr o'tkazuvchanligi. Barcha valent elektronlari kovalent bog'lanishda qatnashgan sof yarim o'tkazgich kristali izolyator bo'ladi, ya'ni elektr tokini o'tkazmaydi. Lekin biror ta'sir natijasida masalan qizdirganda kristallning ayrim qismlaridagi kovalent bog'lanish buzilishi mumkin. Bunda elektron o'z o'rnini tashlab kristall bo'ylab erkin harakat qila boshlaydi. Elektron bo'shagan joyini teshik deyiladi. Bu yerda manfiy zaryadli elektron yetishmaganligi uchun teshikning zaryadini musbat deb qabul qilingan.

Demak sof yarim o'tkazgichda elektron va teshiklar birgalikda, ya'ni juft bo'lib vujudga keladi yoki yo'qoladi.

Energetik sathlar sxemasida elektron teshik juftini vujudga kelishiga taqiqlangan zonaning energetik kengligi ( $\Delta W$ ) dan kattaroq qo'shimcha energiya olgan valent zonadagi biror elektronning o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishi mos keladi.

Elektr maydon ta'sirida butun kristall bo'ylab elektronlar maydon kuchlanganligiga teskari, teshiklar esa maydon kuchlanganligi yo'nalishida harakat qiladi. Elektronlarning ham, teshiklarning ham harakati kristall bo'ylab zaryadlarni tashishga olib keladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlik mexanizimi faqat sof yarim o'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi. Demak xususiy elektr o'tkazuvchanlikning yuzaga kelishiga ikki xil ishorali zaryad tashuvchilar: manfiy elektronlar ( $n$ ) va musbat teshiklar ( $p$ ) sabab bo'ladi. Xususiy o'tkazuvchanlik yetarlicha yuqori haroratda hamma yarim o'tkazgichlarda kuzatiladi.

Yarim o'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi. haroratga proporsional ravishda ortib boradi. Qarshilik esa, aksincha (chunki  $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ) kamayib

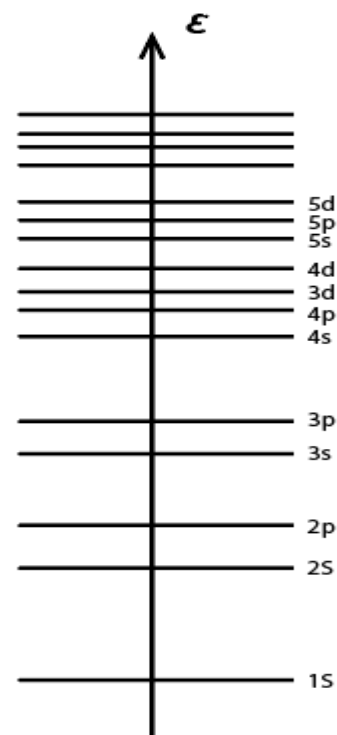
boradi. Solishtirma qarshilik esa  $\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta W}{2kT}} \frac{1}{\rho}$  qonun bo'yicha o'zgaradi, metallarda

esa  $\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$  bunda,  $\rho_0 - 0^\circ C$  dagi solishtirma qarshilik.

### **1.5. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklarning zonaviy strukturasi. Qattiq jismlar zonaviy strukturasi aniqlash uchun kuchli bog'lanish usuli**

Izolyasiyalangan atomni qarab chiqaylik. Atom yadrodan va uning atrofida ma'lum energetik holatlarda turuvchi elektronlardan iborat. Bu elektronlarning xolatlari 4 ta kvant soni bilan xarakterlanadi:  $n$  — bosh kvant soni,  $l$  - orbital kvant soni,  $m$  — magnit kvant soni va  $s$  - spin. Ular  $n = 1, 2, 3, \dots$   $l = 0, 1, 2, 3, \dots$   $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$   $s = \pm \frac{1}{2}$  qiymatlarni qabul qiladi. Spektral analizda  $l = 0$  da s xolat  $l = 1$  da p xolat  $l = 2$  da d xolat  $l = 3$  da d - xolat va x. k. deb yuritiladi. Masalan, kremniy (Si) elementida 14 elektron bo'lib, normal sharoitda ular  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$  xolatlarda bo'ladi. Xar bir xolat  $2(2l+1)$  elektronlarning xolatlaridan iborat, ya'ni  $2(2l+1)$  karrali „aynigan“ bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, s- holatdagi 2 ta elektron bir xil energiyaga, p- xolatdagi 6 ta elektron ham bir xil energiyaga ega bo'ladi va x. k.

Yuqorida aytilganlardan ko'rinadiki, atomlardagi elektronlar ixtiyoriy energiyaga ega bo'lmasdan diskret qiymatlarni qabul qilar ekan. Izolyatsiyalangan atomda xar bir xolat energetik sxemada bitta energetik sathni tashkil qiladi (1.12 - rasm).



1.12-rasm

Endi atomlarni bir-biriga yaqinlashtiraylik. Ular bir-biriga yaqinlashgan sari o'zaro ta'sirlari orta boradi. Atomlar orasi juda ham yaqin bo'lsa, har bir atom qo'shni atomlar hosil qilgan juda kuchli elektromagnit maydonda turgan bo'lib, u bilan o'z maydoni orqali ta'sirlashadi. Natijada elektronlarning energetik sathlari parchalanadi. Agar  $N$  ta atomini bir-biriga yaqinlashtirsak, elektronlarning energetik sathlari, elektronning holatlari „aynigan“ bo'masa,  $N$  ta energetik sathga parchalanadi. Bu  $N$  ta energetik sathlar to'plami energetik zonani tashkil qiladi. Atomdagi elektronlar  $2(2l + 1)$  karrali „aynigan“ xolatda bo'lsa, kristallning energetik sxemasida energetik zona  $2(2l + 1)$  energetik sathlardan tashkil toptan bo'lishi kerak. Lekin Paul prinsipiga ko'ra energetik zona  $2(2l + 1)$   $N$  energetik sathdan tashkil

topgan bo'ldi. Bulardan  $(2l + 1)$  tasi bir xil energiyani qabul qilsa, energetik zona  $(2l+1)$  karrali „aynigan“ xolatda bo'ldi. Demak, qattiq jismlarda izolyatsiyalangan atomlardagi alohida energetik sathlar o'rniga, energetik zonalar xosil bo'lar ekan. Bu energetik zonalar bir-birlari bilan man qilingan zonalar bilan ajralgandir. Energetik zonadagi energetik sathlar orasidagi energetik oraliq  $10^{-22}$  eV bo'ldi. Bundan ko'rinadiki, energetik sathlar amalda uzluksiz spektrni berar ekan. Bu esa, o'z navbatida, elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sathlarda harakat qila olishini ko'rsatadi. Boshqacha qilib aytganda, berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o'ta olib, hamma atomlar uchun umumiy bo'lib qoladi.

Energetik zonadagi hamma energetik sathlar elektronlar bilan to'lgan bo'lsa, bunday zonani to'ldirilgan zona deb yuritiladi. Zonalarning energetik sathlar bo'yicha elektronlarning taqsimlanishi kristallarning elektr xususiyatiga katta ta'sir ko'rsatadi.

Energetik zonalarni tashkil qilgan energetik sathlarda elektronlar turishi mumkin bo'lganligi uchun ularni ruxsat etilgan zonalar deb ham yuritiladi. Ikkita zona orasidagi energetik oraliqda elektronlarning turishi mumkin bo'lgan energetik sathlar bo'lmagani sababli bunday energetik oraliqni man qilingan zona deb yuritiladi. Boshqacha qilib aytganda, elektron man qilingan zonadagi energiya qiymatlarini qabul qila olmaydi.

### **1.6. Bir elektronli va adabiatik yaqinlashish. Ruxsat etilgan zonadagi xolatlar soni. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi**

Tajribalar metallardagi elektronlarning Maksvell — Boltsman taqsimotiga bo'ysunmasligini ko'rsatadi. Chunki, bu tajribalarda olingan natijalarni klassik fizika asosida tushuntirish mumkin emas edi. Metallardagi elektronlar gaz molekulalari qonunlariga bo'ysunmay, balki kvant mexanikasi qonunlari orqali xarakterlanishi ma'lum bo'ldi. Kvant mexanikasiga asosan elektronlar kristallarda ixtiyoriy energetik xolatlarda bo'la olmaydi, ular faqat diskret energetik xolatlarni qabul qila oladi. Biroq har bir energetik xolatda ixtiyoriy miqdorda elektronlar tura olmaydi. Bunda ular Pauli printsiptiga rioya qiladilar. Bu printsiptga asosan har bir energetik xolatda faqat bittagina elektron bo'lib, to'rtala kvant soni bir xil bo'lgan ikkita va undan ortiq

elektronlarning bo'lishi mumkin emas. Elektronlar o'z o'qi atrofida aylanma xarakat qilishi natijasida xarakat miqdori-momentiga ega bo'ladi. Kvant mexanikasida bu kattalikni spin deb yuritilib, u elektron uchun to'rtinchi kvant soni xisoblanadi. Elektronning spinini hisobga olsak, Pauli printsipini quyidagicha ham ta'riflash mumkin: har bir energetik xolatda uchta kvant soni bir xil, lekin spinlari har xil bo'lgan ikkita elektron turishi mumkin. Elektronning spini faqat  $\pm \frac{1}{2}$  ga teng bo'ladi. Demak, har bir energetik xolatda qarama-qarshi tomonga qarab aylanma xarakat qiluvchi ikkitagina elektron tura olar ekan. Shu sababli  $T = 0$  temperaturada eng past energetik xolatga ikkita elektron joylashib, qolgan elektronlar esa yuqori energetik xolatlarda turishga majburdir. Bu printsip klassik fizika printsiplaridan tubdan farq qiladi.

**Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi.** Erkin elektronning energiyasini  $E$ , impulsi  $p$  va massasi  $m$ , bir-biri bilan quyidagicha bog'langan.

$$E = \frac{P^2}{2m} \quad (1.3)$$

Bu ifoda klassik mexanikada  $m$  massali moddiy nuqtaning kinetik energiyasi bo'lib, uni erkin elektron uchun ham qo'llasa bo'ladi. Elektron korpuskulyar tabiatidan tashqari to'lqin tabiatiga ham ega. Shuning uchun, kvant mexanikasida elektronning impulsi to'lqin uzunligi bilan quyidagicha bog'langan:

$$P = \frac{h}{\lambda} hk \quad (1.4)$$

Bu yerda  $k$  to'lqin soni, bu ifodadan ko'rinadiki aniq qiymatli impulsga ega bo'lgan elektron lokalizatsiyalangan bo'lmas ekan, chunki biz hech qachon elektronning to'lqin uzunligi, berilgan nuqtada  $\lambda$  ga teng deb ayta olmaymiz. haqiqatdan, Shunday ekanligi aniqmaslik munosabatidan ham kelib chiqadi. Shunday ekan, aniq  $r$  impulsiga yoki  $k$  to'lqin soniga ega bo'lgan elektron fazoda chegaralanmagan yassi to'lqinga mos keladi.

Agar elektron kristall panjara ichida harakat kilsa, elektronning tezligi  $v$  to'lqin xarakatining grupp tezligiga tengdir, yani

$$v = \frac{1}{h} \frac{\partial \varepsilon}{\partial k} \quad (1.5)$$

Elektron tashki maydon tasirida tezlanish oladigan bo'lsa, uning tezlanishi

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{h} \frac{\partial \varepsilon}{\partial k} \right) = \frac{1}{h} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2} \cdot \frac{\partial k}{\partial t} \quad (1.6)$$

Xarakat miqdorining o'zgarishi kuch impulsiga teng bo'lganligi uchun (1.6) ni

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2} \cdot f \quad (1.7)$$

Ko'rinishda yozsak bo'ladi. Bu ifodadan ko'rinadiki,  $\frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2} \cdot f$  kattalik klassik mexanikadagi massaning teskari qiymatiga o'xshash bo'lgan kattalik ekan. Lekin biz bu kattalikni erkin elektron massasining teskari qiymatiga teng deb olishga hech qanday asosimiz yo'q. Shuning uchun,

$$\frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k^2} = \frac{1}{m^*} \quad (1.8)$$

deb belgilab olaylik. Bunday  $m^*$  o'zgarimas qiymatga ega bo'lishligi uchun  $E$ ,  $k$  ning kvadratik funktsiyasi bo'lishi kerak.  $m^*$  kattalikni odatda effektiv massa deb yuritiladi.  $m^*$  energetik zonaning pastki qismida musbat qiymatga ega bo'lib, yuqorigi qismida esa manfiy qiymatga ega bo'ladi. Teshik esa energetik zonaning yuqori qismida musbat effektiv massaga ega bo'lgan zarra kabi xarakat qiladi. Demak, (1.8) ifoda elektron uchun energetik zonaning pastki qismida, teshik uchun esa zonaning yuqori qismida kuchga ega bo'ladi. Effektiv massa haqiqiy massadan farq qilib, zarraning energetik zonasini, inertsion va gravitatsion xossalari aniqlashga yorham bermaydi.

### **1.7. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi, Fermi-Dirak taqsimot funktsiyasi. Fermi sathi tushunchasi.**

Qattik jismlarning elektr va issiqlik o'tkazuvchanligi, termoelektrik, fotoelektrik xossalari va ularning kontaktidagi boshqa hodisalarni o'rganish uchun, albatta, elektronlarning energiyalar bo'yicha taqsimot funktsiyasini bo'lish kerak bo'ladi. Agar elektronlarning taqsimot funktsiyasi ma'lum bo'lmasa, kristallardagi zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasiga yoki uning o'zgarishiga bog'liq bo'lgan



hodisalarni o'rganish, ularning kelib chiqish sabablarini bilish va tushuntirib berish mumkin bo'lmaydi.

Metallarda elektr o'tkazuvchanlikning boshqa jismlardagiga nisbatan juda katta ekanligi, elektr toki o'tayotganda hech qanday tarkibiy o'zgarishlarning (masalan, elektrolitlardagidek) yuz bermasligi ularda elektr tokida ishtirok etuvchi zaryad tashuvchilar asosan erkin elektronlardir, degan gipotezani maydonga keltirdi. Bu gipoteza kator tajribalarda (masalan, Tolmen tajribasida) isbotlandi. Hozirgi kunda metallarda elektr tokida ishtirok etuvchi zaryad tashuvchilar elektronlar (ba'zi metallarda teshiklar ham bo'la oladi) ekanligiga hech qanday shubha yoqdir yarim o'tkazgichlarda esa zaryad tashuvchilar bo'lib elektronlar va teshiklar xizmat qiladi. Teshiklar ham elektronlar kabi massaga, zaryadga va boshqa o'ziga xos parametrlarga ega bo'lib, qattik jismlarda zarra kabi harakatda bo'ladi bu nuqtai nazardan ular elektronga teng huquqlidir. Yuqorida aytilganlarga asoslanib, qattiq jismlardagi elektronlar xuddi gazlardagi molekulalar kabi erkin va tartibsiz issiqliqda harakatda bo'lib, ular Maksvellning tezliklar bo'yicha taqsimot funksiyasiga bo'ysunadi, desak bo'ladi. U holda tezliklar fazosida bir dona elektronning tezliklar intervalida bo'lish ehtimoli

$$f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \quad (1.9)$$

bundagi  $f(v_x, v_y, v_z)$  taqsimot funksiyasi bo'lib, tezlikning kvadratiga bog'liqdir. Bu elektronlar uchun turlicha yo'nalishlarning teng hukukliligi natijasidir. Ma'lum hisoblashlar amalga oshirilgach, taqsimot funksiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} \quad (1.10)$$

bunda  $m$  — elektron massasi,  $k$  — Boltsman doimiysi

$T$  — absolyut temperatura. (1.9) ga asosan.

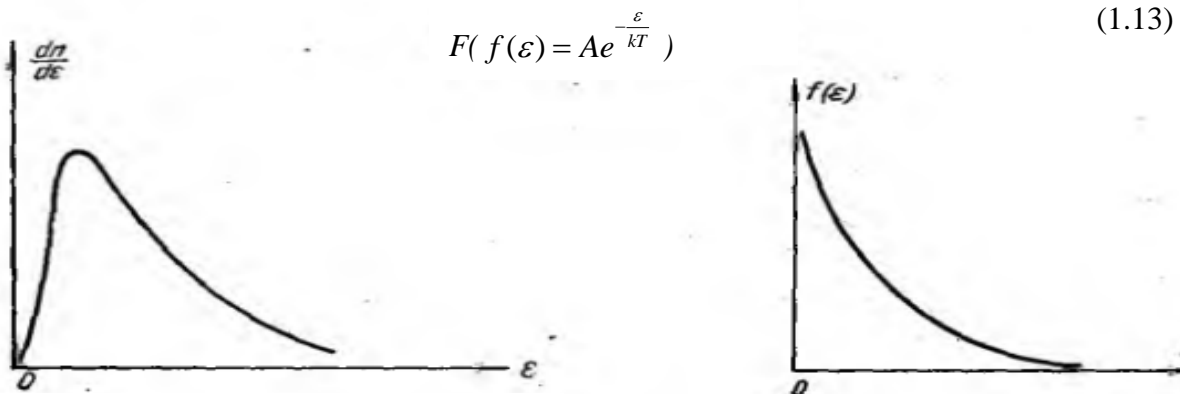
$$dn = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m g^2}{2kT}} \cdot g^2 dg \quad (1.11)$$

Tezlik va kinetik energiya orasidagi munosabatdan foydalanib

$$dn = \frac{2\pi\sqrt{\varepsilon k}}{\sqrt{\pi} \cdot (kT)^{\frac{3}{2}}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon k}{kT}} \cdot d\varepsilon_k \quad (1.12)$$

tenglikni olamiz. Bu ifoda elektronlarning energiyalar bo'yicha klassik Maksvell taqsimotini ko'rsatadi. Bu taqsimotning grafigi 1.13- rasmda ko'rsatilgan. Agar (1.12) ni  $dn = z(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$  ko'rinishda yozsak:

Bundagi A — o'zgarmas son. Bu funksiya Maksvell –Boltsman taqsimot funksiyasi



1.13. Maksvell-Bol'tsman statistikasiga asosan elektronlarning energiya bo'yicha taqsimlanishi

1.14-rasm. Maksvell-Bol'tsman taqsimot funksiyasining grafigi

deb yuritiladi. Buning grafigi 1.14- rasmda berilgan.  $f(\varepsilon)$  energiya o'zgarishi bilan sekin o'zgaradigan funksiya. Kvant mexanikasi shuni ko'rsatadiki, metallardagi elektr tokida ishtirok etuvchi elektronlar Maksvell-Boltsman taqsimoti funksiyasiga bo'ysunmas ekan. Ko'p sonli tajribalardan yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar — elektronlar va teshiklarning konsentratsiyasi  $10^{24} m^{-3}$  dan ortib ketmasa, ularga Maksvell Boltsman taqsimotini qo'llash mumkin ekanligi ma'lum bo'ldi. Biz keyingi paragraflardan birida metallarda elektronlarning taqsimot funksiyasini ko'rib chiqamiz. Bu Fermi — Dirak taqsimoti bo'lib, Maksvell — Boltsman taqsimoti uning xususiy xolidir.

**Fermi — Dirak taqsimoti.** Agar bir energetik sathda  $g_i$  energetik xolat bo'lsin.

Bulardan  $n_i$  tasi elektronlar bilan band qilingan bo'lsa, u xolda  $f(\varepsilon) = \frac{n_i}{g_i}$  energiyasi

$\varepsilon_i$  bo'lgan xolatda elektronning bo'lish ehtimolini beradi. Agar sistemadagi energetik sathlar soni  $m$  ga teng bo'lsa, sistemaning energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\mathcal{E} = \sum_{i=1}^m n_i \varepsilon_i \quad (1.14)$$

Sistemadagi to'liq elektronlar soni esa

$$N = \sum_{i=1}^m n_i \quad (1.15)$$

$i$ - energetik sathda  $n_i$  ta elektronning bo'lish extimolini  $W_i$  bilan belgilaylik:  $W_i$   $z$  navbatida  $g_i$  o'ringa  $n_i$  ta elektronni nechta usul bilan joylashtirishga bog'liq bo'ladi, ya'ni

$$W_i = \frac{g_i!}{n_i!(g_i - n_i)!} \quad (1.16)$$

Xamma energetik sathlar bo'yicha elektronlarning taqsimlanish extimoli

$$\prod_i W_i$$

ga teng bo'ladi.

Sistemaning erkin energiyasi

$$F = E - TS$$

muvozanat xolatda minimum bo'lish shartidan foydalanaylik. Ma'lumki, Bolsman formulasi  $S = k \ln W$  yoki

$$S = k \ln \frac{g_i!}{n_i!(g_i - n_i)!} \quad (1.17)$$

bunda  $k$  — Bol'sman doimiysi. Yuqoridagi formulalardan

$$F = \sum_{i=1}^m \left[ n_i \varepsilon_i - kT \ln \frac{g_i!}{n_i!(g_i - n_i)!} \right] \quad (1.18)$$

Sterling formulasi

$$\ln n! \approx n(\ln n - 1)$$

dan foydalansak,

$$F = \sum_{i=1}^m \left\{ n_i \varepsilon_i - kT g_i (\ln g_i - 1) + kT n_i (\ln n_i - 1) - kT (g_i - n_i) [\ln (g_i - n_i) - 1] \right\} \quad (1.19)$$

Bu ifodani  $n_i$  erkli o'zgaruvchi deb ko'rib, differensiallasak,

$$dF = \sum_{i=1}^m \left\{ \varepsilon_i + kT [\ln n_i - \ln (g_i - n_i)] \right\} dn_i$$

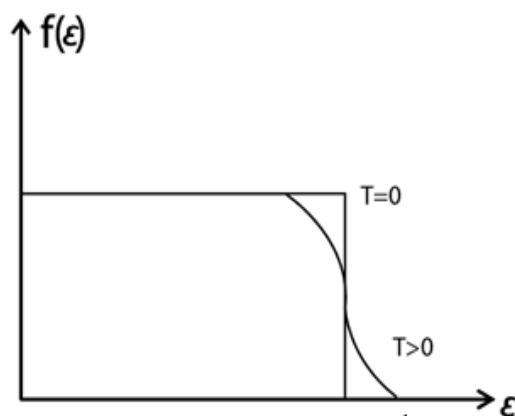
ga ega bo'lamiz. Endi (1.14) ni differensiallab ixtiyoriy ( $a$  songa ko'paytiramiz, so'ngra uni (1.19) ga qo'shib nolga tenglaymiz, ya'ni

$$\varepsilon_i + kT \ln \frac{n_i}{g_i - n_i} + \mu = 0 \quad (1.20)$$

Bundan  $\varepsilon_i$  ning indeksini tashlab yuborsak

$$f(\varepsilon) = \frac{n_i}{g_i} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1} \quad (1.21)$$

Bu  $f(\varepsilon)$  funksiya Fermi—Dirak taqsimot funksiyasi deb yuritiladi. Bu funksiyaning grafigi rasmda ko'rsatilgan. Fermi — Dirak taqsimoti. kattik jismlardagi elektronlarning energiyasi bo'yicha shunday taqsimlanishini ko'rsatadi. Boshqacha qilib aytganda, bu taqsimot funksiya berilgan elektronning energiyasi  $\varepsilon$  bo'lgan xolatda turish



**1.15-rasm Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi**

$$\frac{8\pi}{3h^3} (2m^* \mu)^{\frac{3}{2}} = n$$

$$\mu = \frac{h^2}{2m^*} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}}$$

extimoliny beradi. Endi Fermi—Dirak taqsimot funksiyasidagi noma'lum son  $\mu$  ni aniqlaylik. Fermi - Dirak taqsimoti funksiyasi  $f(\varepsilon)$  absolyut nol temperaturada nol yoki birssiymatlardan birini qabul ssiladi. Nol yoki birga teng bo'lishligi  $\varepsilon$  va  $\mu$  larga bog'lidir. Datsikatan xam  $\varepsilon > \mu$  bo'lsa ikkalasi ham musbat,  $f(\varepsilon) = 0$ ,  $\varepsilon < \mu$  da esa  $f(\varepsilon) = 1$  bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, absolyut nol temperaturada  $\mu$  energetik holatdan yusoridagi energetik xolatlarda elektronlar bo'lmay, past energetik xolatlar esa elektronlar bilan band bo'lar ekan. Demak,  $\mu$  kapik jismlardagi elektronlar uchun chegaraviy energiyani ifodalalar ekan. Kvant mexanikasida  $\mu$  ni Fermi energiyasi, unga mos kelgan energetik sathni esa Fermi energetik sathi deb yuritiladi. (1.20) ga asosan  $T=0$ ,  $\varepsilon = \mu$  da  $z(\varepsilon)=n$  ga teng bo'ladi, ya'ni bundan ko'rinadiki, Fermi energiyasi qattiq jismlardagi erkin elektronlarning konsentratsiyasiga bog'liq bo'lar ekan. Temperatura absolyut noldan farqli bo'lganda, elektronlar  $\mu$  dan khorigi energetik xolatlarda ham bula oladilar. Chunki ular issiqlik energiyasi xisobiga past energetik xolatdan yuqori

energetik xolatlardan biriga kutarila oladi. Bunday hollarda elektronning Fermi energetik sathida bo'lish ehtimoli  $1/2$  ga teng, undan yuqori energetik xolatlarda bo'lish ehtimoli esa noldan farqlidir.  $f(\varepsilon)$  berilgan energetik xolatda elektronning turish ehtimolini ifodalagani sababli.

$$f'(\varepsilon) = 1 - f(\varepsilon)$$

Shu energetik xolatning elektrondan xoli bo'lish ehtimolini beradi. (1.20) dan foydalansak,  $f'(\varepsilon)$  uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$f'(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu}{kT}} + 1}$$

Bu funksiya energiyasi  $\varepsilon$  bo'lgan energetik xolatda teshiklarning bo'lish ehtimolini ko'rsatadi. Yarimo'tkazgichlardagi harakatchan teshiklar ana Shu taqsimot funksiyasiga buysunadilar. Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va teshiklar kon-sentratsiyasi  $10^{24} m^{-3}$  dan kam bo'lsa, Maksvell — Bol'sman taqsimot funksiyasiga buysunadi. Bunda elektronlar aynimagan holatda bo'lib, ularning kon-sentratsiyasi temperaturaga kuchli bog'langan bo'ladi. Elektronlarning urtacha energiyasi temperatura ortishi bilan ortib boradi. Yarimo'tkazgichlardagi elektronlarning konsentra-ssiyasi  $10^{24} m^{-3}$  dan ortib ketsa, Fermi -Dirak taqsimotini qo'llash zarur. Kattik jismlardagi elektronlar aynigan xolatda bo'lsa, ularning konsentratsiyasi temperatura juda bo'sh bog'langan bo'lib, temperatura ta'sirini hisobga olmasa ham bo'ladi. Xakikatan xam, metallarda, elektronlar konsentratsiyasi temperatura- ga boshlik emas. Yuqori legirlangan yarimo'tkazgich- larda xam Shu xodisa kuzatiladi.

### **1.8. Amorf yarimo'tkazgichlar va dielektriklar, amorf moddalarning zonaviy strukturasi xususiyatlari, harakatchanlikning tirqishi va sirt holatlarining dumlari.**

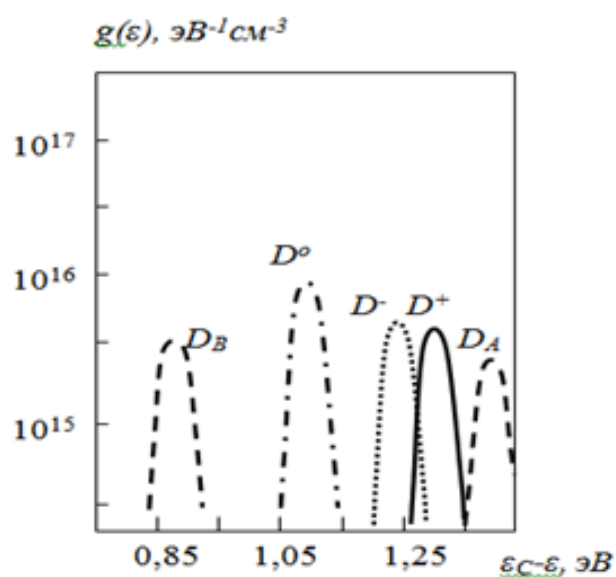
Amorf yarimo'tkazgichlarning ruxsat etilgan zonalarining dumlaridagi elektron holatlari zichligini energiyaga bog'lanishi eksponentsial ekanligini tushintiruvchi nazariy hisoblashlar va tajriba natijalari bo'lgani holda, bu qarashlarga qarshi fikrlar bildirilgan. Ularni paydo bo'lishini asosiy sabablaridan biri barcha kristall bo'lmagan

yarimo'tkazgichlarni ruxsat etilgan zonalari eksponentsial dumlari egriligi bilan aniqlanuvchi Urbax energiyasini tajribalardan aniqlangan qiymatlari bir-biriga yaqin ekanligi hisoblanadi. Bularni tushuntiruvchi formulalar esa keltirib chiqarilmagan.

Amorf yarimo'tkazgichlarda turli xil nuqsonlar mavjud va ularni energetik o'rni aniqlash bo'yicha turli tajribalar o'tkazilgan ammo bu tajribalardan aniqlangan natijalar bir-biridan farq qiladi. Shuning uchun optik yutilish koeffitsienti spektral xarakteristikasining nuqsonlarda yutilish sohasini tadqiq qilish muhim ahamiyatga ega.

Spektrlarni infraqizil yutilish sohasini o'rganish uchun olib borilgan tajriba natijalariga ko'ra hatto bir xil texnologiya bo'yicha tayyorlangan, bir xil amorf yarimo'tkazgich namunalarini spektrlari bir-biridan katta farq qiladi. Bu natijalarni fizik mohiyati ham aniqlangan emas.

Amorf yarimo'tkazgichlarda Fermi sathini  $D^-$  turdagi nuqsonlarni ortishi o'tkazuvchanlik zonasi tomonga,  $D^+$  tur nuqsonni ortishi valent zona tomonga,  $D^0$  tur nuqsonni ortishi harakatchanlik



**1.16-rasm**

tirqishi o'rtasiga siljitishi ma'lum. Bundan ko'rinadiki  $D^-$  va  $D^+$  turdagi nuqsonlardagi holatlar ishtirokidagi optik o'tishlar uchun olingan natijalarni, mos ravishda donor yoki aktseptor kirishma bilan legirlangan amorf yarimo'tkazgich namunalari uchun qo'llash mumkin bo'ladi. Hidrognizatsiyalangan amorf yarimo'tkazgichlar qatlamlaridagi  $D^+$ ,  $D^0$  va  $D^-$  zaryadli nuqsonlarni energetik o'rinlari uchun adabiyotlarda keltirilgan natijalar bir-biridan bir oz farq qiladi. Ushbu ishda ularni qiymatlarini o'rtachalashtirib  $\epsilon_S - \epsilon_{D^0} \approx (0,9-1,0) eV$ ,  $\epsilon_S - \epsilon_{D^-} \approx 0,6 eV$ ,  $\epsilon_S - \epsilon_{D^+} \approx (0,25-0,2) eV$ ,  $\epsilon_{D^-} - \epsilon_V \approx (0,4-0,35) eV$  va  $\epsilon_S - \epsilon_{D^+} \approx (0,35-0,3) eV$  hisoblashlar bajarildi. 1.16-rasmda nuqsonlarning elektron holatlarini harakatchanlik tirqishida joylashishlari keltirilgan.

Uzilgan bog'lanishlar hosil qiluvchi nuqsonlarni Hidrognizatsiyalangan amorf yarimo'tkazgichlar qatlamlarining harakatchanlik tirqishida joylashishi.

$D^+$  - nuqsonda elektronlar bo'lmaydi va u elektronlar uchun tuzoq bo'ladi.  $D^-$  - tur nuqson ikki elektronli nuqson bo'lib, u kovaklar uchun tuzoq bo'ladi. Bu nuqsonlardagi holatlarda fotonlar yutilganda ularni energetik o'rni o'zgaradi. 1.15-rasmda ikkita elektronga ega bo'lgan  $D^-$  nuqson, bitta elektronli  $D^0$  1.15- rasm nuqsondan yuqori energetik holatda turibdi. Buni quydagicha izohlanadi. Nuqsonlarni konsentratsiyasi gidrognizatsiyalangan amorf yarimo'tkazgichlar strukturasiidagi  $Si-Si$  va  $Si-$  bog'lanishlarnikiga nisbatan 5-6 tartib darajasida kichik bo'ladi. Shuning uchun ularni bir-biri bilan bog'lanish ehtimolligi ya'ni, ularni struktura to'ring yonma-yon tugunlarida joylashishi juda kichik ehtimolli bo'lganidan, ikki elektronli holat, bir elektronli holatdan yuqorida turishi mumkin.

Ma'lumki, fotonlarning nuqsonlar va ruxsat etilgan zonalardagi elektron holatlari ishtirok etuvchi yutilishlarida, elektronlarni valent zonadan nuqsonlarga va nuqsonlardan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tishlari yuz beradi. Bu optik o'tishlar bilan aniqlanadigan, yutilish koeffitsenti spektral xarakteristikalar ham, odatdagidek "Kubo-Grinvud formulasi"dan Devis-Mott yaqinlashish usuliga ko'ra hisoblandi.

## **II-BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR ELEKTRO'TKAZUVCHANLIK MEXANIZMLARI**

### **2.1. Kristaldagi kirishmalar va nuqsolar. Elektron o'tkazuvchanligi.**

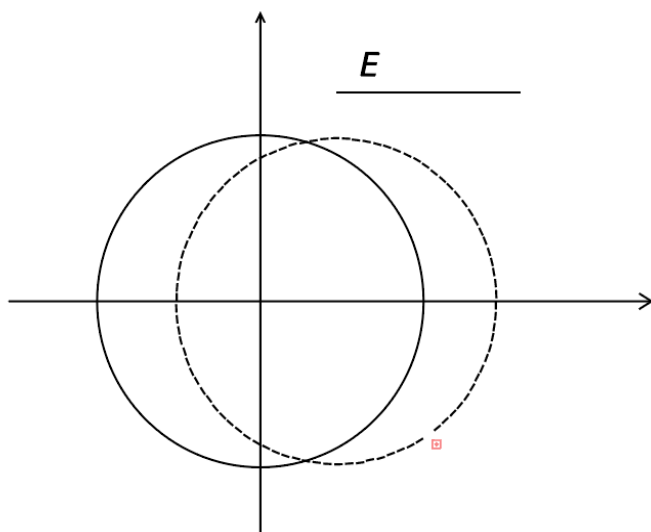
**Yarim o'tkazgichlarda elektr toki:** Hozirgi vaqtda fizikada yarimo'tkazgichlar katta ro'l o'ynay boshladi. Yarimo'tkazgichlar metallardan elektr o'tkazuvchanliklari kichik bo'lishi bilan farq qiladi, Shu bilan birga yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi metallar elektr o'tkazuvchanligidan farqli ravishda temperatura oshishi bilan oshib boradi. Juda past temperaturalarda yarimo'tkazgichlar izolyator bo'lib qoladi.

Temperatura ko'tarilganda o'tkazuvchanlikning ortishiga sabab shuki, issiqlik harakat yarimo'tkazgichlarda tok tashuvchilar vujudga keltiradi. Yoritish yoki energiya uzatish bilan bog'liq bo'lgan biror boshqa ta'sir vositasida ham yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligini oshirish mumkin. Yarimo'tkazgichlarning bir qator boshqa xususiyatlari ularning ahamiyatini yana ham oshiradi. Ikkita turli yarimo'tkazgichdan tuzilgan zanjirda ikkita o'tkazgichdan tuzilgan termoelementdagidan ancha katta termoelektr yurituvchi kuch hosil qilish mumkin. Ikkala kontakt temperaturasini mos ravishda  $T_1$  va  $T_2$  bilan belgilab, ikkita yarimo'tkazgichdan tuzilgan zanjirda kontaktlar temperaturalarining ayirmasiga proporsional bo'lgan EYUK hosil bo'lishini topamiz:

$$\varepsilon = \alpha(T_1 - T_2) \quad (2.1)$$

Shu bilan birga,  $\varepsilon$  ning kattaligi  $1,5 \cdot 10^{-3}$  V/grad tartibidagi qiymatlarga e'rishadi, metallarda bu kattalik  $10^{-5}$  V/grad tartibida bo'ladi.

Yarimo'tkazgichning metall bilan kontaktida alohida shart-sharoitlar vujudga keladi. Biz metall va yarimo'tkazgichni bir-biriga tegizdik, deylik, Shuning bilan birga, elektronning metaldan chiqish ishi yarimo'tkazgichdan chiqish ishidan kattadir. Bu holda kontakt joyida yarimo'tkazgich elektronlari kamayib qoladi natijada kontakt soxasida o'tkazuvchanlik juda kamayadi "berkituvchi qatlam" hosil bo'ladi. Ketma-ket ulangan o'tkazgich va yarimo'tkazgichga tashqi maydon ulanganda berkituvchi qatlam qarshiligi tashqi maydonning yo'nalishiga bog'liq



bo'lishi ba'zi metall yarimo'tkazgich juftlarda juda katta bo'ladi. Bu faktdan "qattiq to'g'rilagichlar"da foydalaniladi. Yuqorida aytilganidek, yoritish ta'sirida yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi ortadi; bunda elektr o'tkazuvchanlikning o'zgarishi yorituvchi yorug'lik



kuchiga qonuniy bog'lanishdadir. Bu bog'lanishdan yorug'lik oqimi kuchini o'lchashda foydalaniladi.

### **Yarimo'tkazgichlarniig elektr o'tkazuvchanlik tabiati**

Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar tartibsiz xarakatda bo'lganligi uchun, ixtiyoriy yo'nalishni olaylik, Shu yo'nalishdagi zaryad tashuvchilarning soni va o'rtacha tezligi boshqa yo'nalishdagilar bilan bir xilda bo'ladi. Yani elektr maydoni nolga teng bo'lgan vaqtda hamma yo'nalishdagi zaryad tashuvchilar tezliklar bo'yicha bir xil taqsimlangandir. Agar elektr maydoning noldan farqli bo'lsa, tezliklar bo'yicha bo'lgan simmetrik taqsimot buziladi (2.1-rasm), natijada elektr maydon kuchi ta'siri yo'nalishda zaryad tashuvchilarning o'rtacha tezligi boshqa yo'nalishlardagiga qaraganda katta bo'lib, Shu kuch yo'nalishida zaryad ko'cha boshlaydi, ya'ni yarimo'tkazgichda elektr toki xosil bo'ladi.

Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarni erkin zaryad tashuvchilar deb olish uchun ularning massasi urniga effektiv massasini olishimiz kerak, chunki yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valentlik zonasidagi teshiklar erkin xarakat qila olmaydi. Ular hamma vaqt kristal panjaraning davriy maydoni ta'sirida bo'ladilar. Shuning uchun ( zaryad tashuvchilarning massasi o'rniga effektiv massasini olsak kristal panjara davriy maydon ta'sirini ham xisobga olgan bo'lib, elektron va teshikni erkin zaryad tashuvchilar deb qarajak xato qilmaymiz.

Yarimo'tkazgich taxlili maydon ta'sirida bo'lsa, zaryad tashuvchiga ta'sir etayotgan kuch

$$F = Ee = ma \quad (2.2)$$

bo'ladi, bu erda  $a$  —zaryad tashuvchining maydon yo'nalishidagi olgan tezlanishi. U bu tezlanishni bir urilish bilan ikkinchi urilish orasida oladi. Shuning uchun Shu ikki urilish orasidagi tezlikning o'zgarishiga ketgan vaqtni  $\tau$  desak,

$$\Delta v = a\tau \quad (2.3)$$

U xolda

$$\Delta v = \frac{Ee}{m} \tau \quad (2.4)$$

Bu tezlik zaryad tashuvchilarning ikkinchi urilish vaqtida olgan kushimcha tezligi desak bo'ladi. Chunki, zaryad tashuvchilar bilan ionlarning o'zaro urilishi xotik xarakterga ega bo'lganligi uchun har bir urilishdan o'rtacha tezligi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun ko'p sonli zaryad tashuvchilarning bir urilish bilan ikkinchi urilish orasidagi maydon yunalishida olgan o'rtacha tezligini

$$\Delta v = \frac{1}{2} \Delta v = \frac{eE}{2m^*} \tau \quad (2.5)$$

orqali aniqlanadi. Tok zichligi esa

$$j = en\Delta v = \frac{e^2 nE}{2m^*} \tau = \sigma E \quad (2.6)$$

Bundan

$$\sigma = \frac{e^2 n}{2m^*} \tau \quad (2.7)$$

Agar  $\tau = \frac{l}{v}$  ( $l$  — erkin yugurish yo'li) ekanligini xisobga olsak,

$$\sigma = \frac{e^2 nl}{2m^* v} = env \quad (2.8)$$

Bundagi  $v = \frac{\Delta \bar{v}}{E} = \frac{el}{2m^* v}$  kattalik zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi deb yuritiladi.

(2.8) ifodadan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi zaryad tashuvchilar konsentrasiyasiga, erkin yugurish yo'liga, effektiv massasiga va issiqlik tezligiga bog'liq bo'lar ekan.

Yuqorida yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi uchun keltirib chiqarilgan (2.8) ifoda klassik elektrodinamika asosida olindi. Lekin kvant mexanikasi nuqtai nazaridan hisoblash ham (2.8) ning ko'rinishini o'zgartirmaydi.

Kvant mexanikasi kursatadiki, ideal kristallarda erkin yugurish yo'li cheksizga teng bo'lishi kerak. Afsuski, tabiatda ideal kristallar uchramaydi. Shuning uchun xar xil sabablarga ko'ra kristallarning ideallikdan og'ishi unda elektron erkin yugurish yo'lining chekli qiymatga ega bo'lishiga olib keladi. Boshqacha qilib aytganda, kristall panjara nuqsonlari zaryad tashuvchilarning sochilishiga, ya'ni zaryad tashuvchilarning tartibli harakatiga qarshilik ko'rsatishiga sabab bo'ladi (II bobga qarang).

Yarimo'tkazgichdagi nuqsonlar zaryad tashuvchilar xarakatchanligining kamayishiga olib kelsa ham, ular konsentratsiyaning ortishiga sabab bo'lishi mumkin. Biz oldingi paragraflarda kurdikki, aralashmalar yarimo'tkazgichlardagi elektron yoki teshiklarning konsentratsiyasini bir necha tartibga orttirib yubora oladi; Demak, nuqsonlar yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligini ham kamaytirishi, xam orttirishi mumkin.

## 2.2. Zaryad tashuvchilarning sochilishi. Harakatchanlik.

### Yarimo'tkazgichlarning aralashmali va xususiy elektr o'tkazuvchanligi

Yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlikka asosan , xarakatchan elektronlar va teshiklar ishtirok etadi. Shuning uchun (2.8) ifodani quydagicha yozishimiz mumkin.

$$\sigma = eu_n n + eu_p p \quad (2.9)$$

Ma'lumki, xususiy yarimo'tkazgichlarda

$$n = p = n_j \quad (2.10)$$

Shuning uchun, xususiy yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

$$\sigma_j = (u_n + u_p) en_j \quad (2.11)$$

yoki  $\mu_l = \frac{E_g + E_g}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)$  ifodaga asosan

$$\sigma = 2e(u_n + u_p) \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n^2 m_p kT}}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.12)$$

Xususiy yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi man qilingan zonaning energetik kengligiga xam bog'liq, chunki berilgan temperaturada xarakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi  $E_g$  ga bog'liq bo'ladi. Bir xil sharoitda  $E_g$  kichik bo'lgan yarimo'tkazgichlarda xarakatchan elektron va teshiklarning konsentratsiyasi katta, bo'ladi, demak, o'tkazuvchanligi xam  $E_g$  katta bo'lgan yarimo'tkazgichlarga qaraganda ortiq bo'ladi.

Aralashmali yarimo'tkazgichlarda aralashmalar bergan asosiy zaryad tashuvchilar bilan asosiy bulmagan zaryad tashuvchilar elektr o'tkazuvchanlikda qatnashadi. Elektronli yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

$$\sigma_n = eu_n n_n + eu_p p_n \quad (2.13)$$

teshikli yarimo'tkazgichlarda esa

$$\sigma_p = eu_n n_n + eu_p p_p \quad (2.14)$$

Agar aralashmalarda donorlar yoki akseptorlarning konsentratsiyasi etarli darajada ko'p bo'lsa, o'tkazuvchanlik aralashmalar xisobiga bo'ladi. Shuning uchun unga past va deyarli katta bo'lmagan temperaturalarda asosiy zaryad tashuvchilar xisobiga bo'ladigan o'tkazuvchanlikka nisbatan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar xisobiga bo'ladigan o'tkazuvchanlikni xisobga olmasak ham bo'ladi.

Past temperaturalarda

$$\Delta E_d = E_a - E_d > kT$$

$$\Delta E_a = E_a - E_\theta > kT$$

bo'lsa, aralashmalar ionlashgan bo'lmaydi, yuqori temperaturalarda esa, valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlar konsentratsiyasi elektronli yarimo'tkazgichlarda donorlardan o'tgan elektronlar konsentratsiya bilan bir xil tartibda bo'lib kiradi. Teshikli yarimo'tkazgichlarda xuddi Shunga o'xshash xol yuz

beradi. Natijada yarimo'tkazgichlarda xarakatchan teshiklar bilan elektronlar konsentratsiyasi bir xil tartibda bo'lib qoladi, o'tkazuvchanlik xususiy o'tkazuvchanlikka aylanadi.

Agar yarimo'tkazgich *p*- yarimo'tkazgich bo'lib, donorlar to'liq ionlashgan bo'lmasa va teshikli o'tkazuvchanlikni xisobga olmasak, aralashmalar xisobiga bo'ladigan elektr o'tkazuvchanlik (2.14) ga asosan quydagicha yoziladi:

$$\sigma = eu_n \sqrt{2N_d \left( \frac{\sqrt{2\pi m_n^* kT}}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}} \quad (2.15)$$

Donorlar to'liq ionlashgan bo'lsa

$$\sigma = eu_n N_d \quad (2.16)$$

Germaniy va kremniy elementlarida uy temperaturasida donorlar to'liq ionlashgan bo'ladi.

Teshikli yarimo'tkazgichlar uchun (2.15) va (2.16) ifoda o'rniga quydagilarni olamiz:

$$\sigma = eu_p \sqrt{2N_a \left( \frac{\sqrt{2\pi m_p^* kT}}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}}} \quad (2.17)$$

Akseptorlar to'liq ionlashgan xol uchun

$$\sigma = eu_p N_a \quad (2.18)$$

Bu ifodalar aralashmalarining konsentratsiyasi katta bo'lmagan, ya'ni aynigan xolatda bo'lmagan yarimo'tkazgichlar uchungina to'g'ridir. Zaryad tashuvchilar aynigan xolatda bo'lsa, Bolsman taqsimotiga buysunmay, Fermi—Dirak taqsimotiga buysunadi. Natijada temperaturaga juda ham bo'sh bog'langan bo'ladi. (2.17) va (2.18), formulalar temperaturaning kichik intervalidagi noto'g'ri bo'ladi. Shu kichik intervalda temperaturaga deyarli bog'liq bo'lmay qoladi.

### **2.3. Xarakatchanlikning temperatura va elektrik maydon kuchlanganligiga bog'liqligi.**

## Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi

Yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi (2.18) dan ko'rinadiki, elektron va teshiklarning xarakatchanligi va konsentratsiyasiga bog'liq bo'ladi. Temperatura o'zgarishi bilan, ayniqsa, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi bir necha tartibga o'zgarib ketishi mumkin. Bu esa  $p$ - yarimo'tkazgich va  $n$ - yarimo'tkazgichni xususiy yarimo'tkazgichga aylantirib yuborishi mumkin. Chunki temperatura ortishi bilan elektronlar bilan teshiklar konsentratsiyasi teng bo'lib qoladi. Elektron rezonans va boshqa tajribalarda aniqlanishicha, yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar — elektron va teshiklar bir necha xil bo'lib, ular bir-birlari bilan harakatchanlik va effektiv massalari bilan farqlanadi. Masalan, germaniy elementida ikki xil teshik mavjudligi, tellurda esa ikki xil xarakatchan teshik va ikki xil xarakatchan elektron mavjudligi aniqlangan. Ularning xarakatchanligi son qiymati bilan bir-birlaridan farq qiladi.

Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi bilan konsentratsiyasiga temperaturaning ta'siri orqali xarakterlanadi. Zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasi va xarakatchanligi temperaturaga bog'liq bo'lib, bu bog'lanish bir-birlaridan farqlidir. Shuning uchun, ularni alohida-alohida ko'rib chiqaylik. Biz oldin, temperaturani zaryad tashuvchilarning xarakatchanligiga qanday ta'sir ko'rsata olishligini aniqlaylik.

Ma'lumki, zaryad tashuvchilarning xarakatchanligi o'zlarining erkin yugurish yo'li, issiqlik xarakat tezligi va effektiv massasiga bog'liqdir. Bu kattaliklar o'z navbatida, temperatura o'zgarishi bilan o'zgaradigan kattaliklardir. Harakatchanlik shu kattaliklar orqali,

$$u = \frac{e}{2m^*} \frac{l}{\theta} \quad (2.19)$$

formula bilan beriladi. Ayrim tajribalar yarimo'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilarning effektiv massasi temperaturaga bog'liq bo'lsa kerak, degan xulosaga kelgan bo'lsada, xali biz temperaturaga qaysi – tarzda bog'langligini bilmaymiz. Shu

sababga ko'ra  $m^*$  ni o'zgarmas kattalik deb ko'rsak, xato qilgan bo'lmaymiz. Demak, „xarakatchanlikka“ temperaturaning ta'sirining temperatura o'zgarishi bilan bo'ladigan o'zgarishi orqali aniqlaniladi, Temperaturaning erkin yugurish yo'liga bo'lgan ta'siri zaryad tashuvchilarning kristalldagi sochilish mexanizmlariga bog'liqdir.

Deyarli ko'p yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarning sochilish markazlari asosan ion va atomlarning issiqlik tebranishi va aralashmalar bo'lib xisoblanadilar. Boshqa nuqsonlar tufayli sochilishni xisobga olmasak xam bo'ladi. Zaryad tashuvchilarning kristall panjaraning issiqlik tebranishidagi sochilishi tebranayotgan atom egallagan xajmining ko'ndalang kesimiga bog'liq. Kondalang kesimi tebranish amplitudasining kvadratiga, ya'ni atomning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Binobarin, zaryad tashuvchilarning tebranishlar soni tebranish energiyasiga to'g'ri proporsionaldir. Erkin yugurish yo'li esa to'qnashishlar soniga teskari proporsionaldir. Demak, erkin yugurish yo'li aytilgan xol uchun  $l \sim \frac{1}{T}$  bo'lib, temperaturaga teskari proporsional bo'lar ekan.

Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar tezligining temperaturaga bog'lanishi metallardagi elektronlar tezligining temperaturaga bog'lanishidan farq qiladi, Chunki yarimo'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar klassik statistikaga — Maksvell — Bolsman statistikasiga bo'ysunadi. Shuning uchun kristallardagi zaryad tashuvchilar gazi, ideal gazlar kabi xarakat qilib,  $\vartheta \sim \sqrt{T}$  qonuniyat bo'yicha xarakat qiladi, deb olsak xato qilmaymiz.

Demak,

$$u = \frac{e}{2m^*} \frac{L}{\vartheta} \quad (2.20)$$

ga asosan

$$u_T = \frac{a_0}{T^{n/2}} \quad (2.21)$$

bu yerda  $a_0$  — o'zgarmas son.

Temperatura pasayib borishi bilan kristall panjaraning issiqlik tebranishidagi sochilishi susayib boshqa sochilish mexanizmi, zaryad tashuvchilarning aralashma atomlaridagi sochilishi asosiy rol o'ynaydi. Zaryad tashuvchilarning aralashma atomlaridagi sochilishi Rezerford tajribasidagi  $\alpha$ - zarraning yadrodagi sochilishiga o'xshaydi. Shuning uchun, erkin yugurish yo'li  $\alpha$ - zarraning sochilishidagi kabi tezlikning to'rtinchi darajasiga proporsional bo'ladi. U xolda xarakatchanlik temperaturaga quydagicha bog'lanadi:

$$u_a = b_0 T^{3/2} \quad (2.22)$$

Bu ifodadagi  $b_0$  aralashmalarning konsentratsiyasiga teskari proporsional bo'lgan kattalikdir, demak, aralashmalar konsentratsiyasi ortishi bilan  $I$  ning kamayib borish xisobiga xarakatchanlik kamayar ekan.

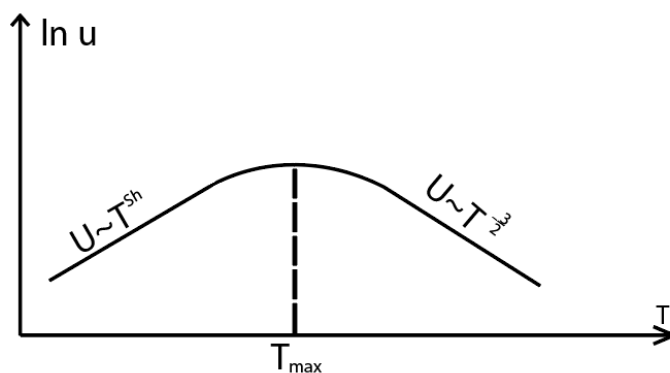
Agar yarimo'tkazgichda bir vaqtning o'zida ikkala sochilish mexanizmi kuchga ega bo'lsa, zaryad tashuvchilarning xarakatlanligi

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u_T} + \frac{1}{u_a} \quad (2.23)$$

formula orqali aniqlaniladi. (2.16) va (2.17) ga asosan (2.23) ni quydagicha yozish mumkin:

$$u = \frac{a_0 b_0 T^{3/2}}{a_0 + b_0 T^3} \quad (2.24)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki, past temperaturalarda  $a_0 > b_0 T^{3/2}$  bo'lib, xarakatchanlik  $T^{3/2}$  ga proporsional ravishda ortib boradi.



2.2-rasm

Temperatura ortishi bilan  $b_0 T^3 > a_0$  bo'lib qoladi va xarakatchanlik  $T^{-3/2}$  ga proporsional ravishda kamayib boradi. Demak,  $i$ , temperaturaning ma'lum bir qiymatida maksimal qiymatga erishadi. Funksiyaning ekstremum qiymatini topish shartiga asosan,



$$\frac{du}{dT} \Big|_{T = T_{max}} = 0 \quad (2.25)$$

dan

$$T_{max} = \sqrt[3]{\frac{a_0}{b_0}} \quad (2.26)$$

$$T > \sqrt[3]{\frac{a_0}{b_0}} \quad (2.27)$$

Xaqiqatan xam, da

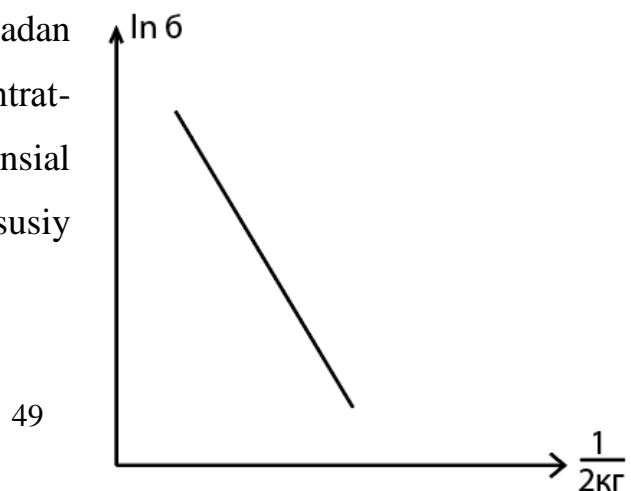
$$\frac{du}{dT} < 0 \quad , \quad T < \sqrt[3]{\frac{a_0}{b_0}} \quad da \quad \frac{du}{dT} > 0 \quad (2.28)$$

Xarakatchanlikning temperatura bo'yicha o'zgarishini ko'rsatuvchi grafik 2.2-rasmda ko'rsatilgan.

Endi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga qanday bog'langanligini ko'rib chiqaylik. Agar yarimo'tkazgich xususiy yarimo'tkazgich bo'lsa, elektronlar konsentratsiyasi bilan teshiklarning konsentratsiyasi bir-biriga miqdor jihatidan teng bo'ladi;

$$n_i = p_i = \frac{2}{h^3} (2\pi\sqrt{m_n^* m_p^*} kT)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.29)$$

Bu ifodadagi  $E_g$  — man qilingan zonaning kengligi,  $E$  xam temperaturaga bog'liq bo'lib, temperatura ortishi bilan miqdori kamayib boradi. Lekin bu bog'lanish juda xam bo'sh bo'lganligi uchun xisobga olmasak xam bo'ladi. (2.29) ifodadan ko'rinadiki, zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperaturaga eksponensial bog'langan. Bu ifodadan foydalanib xususiy



2.3-rasm

yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligini quydagicha yoza olamiz:

$$\sigma_i = \left( \frac{AT^3}{a_{0n} + b_{0n}T^3} + \frac{RT^3}{a_{0n} + b_{0n}T^3} \right) e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.30)$$

$e^{-\frac{E_g}{2kT}}$  temperatura o'zgarishi bilan juda xam tez o'zgaradi. Shuning uchun (2. 22) da kovakning ichidagi kattalikning temperaturaga bog'lanishini xisobga olmasak ham bo'ladi. U xolda

$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.31)$$

yoki

$$\ln\sigma_i = \ln\sigma_0 - \frac{E_g}{2kT} \quad (2.32)$$

Bu ifodaning grafigi 2.3- rasmda ko'rsatilgan.

Amalda ko'prik aralashmali yarimo'tkazgichlar ishlatiladi. Biz xususiy holda, elektronli yarimo'tkazgichni ko'raylik. Bunday yarimo'tkazgichlarda xususiy zaryad tashuvchilardan tashqari aralashmalarning o'tkazuvchanlik zonasiga bergan elektronlari ham o'tkazuvchanlikda ishtirok etadi. Donorlar energetik sathidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlarning konsentratsiyasi agar donorlar to'liq ionlashgan bo'lmasa,

$$n = \sqrt{2N_d \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}} e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \quad (2.33)$$

bo'lib elektr o'tkazuvchanlik

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}} + \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_d}{2kT}} \quad (2.34)$$

formula orqali aniqlaniladi. Bunda  $\Delta E_d$ — o'tkazuvchanlik zonasining eng pastki energetik sathi bilan donorlarning energetik sathi orasidagi energetik masofa! Bu yerda ham elektr o'tkazuvchanlikni temperaturaga eksponensial bog'lanishdan boshqaqini hisobga olmadik. Ma'lumki,  $E_g \gg E_a$ , Shuning uchun

$E_g \gg kT \sim \Delta E_d$  da o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar asosan donorlardan o'tgan elektronlar bo'lib, elektr o'tkazuvchanlik asosan aralashma donorlardan o'tgan elektronlar hisobiga bo'ladi (2.34) ning ung tomonidagi ikkinchi qo'shiluvchi birinчисiga qaraganda katta bo'lib, elektr o'tkazuvchanlikning temperaturaga bog'liqligi shu ikkinchi zadda orqali aniqlaniladi. Agar temperatura ortib borib, lekin

$$E_n \gg kT > \Delta E_a$$

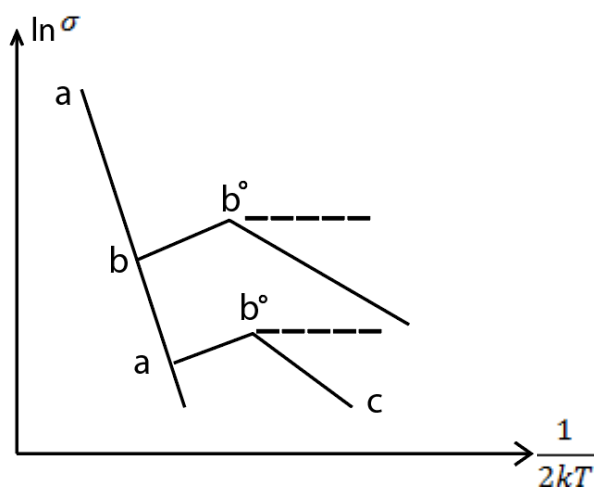
bo'lib qolsa, donorlar to'liq ionlashib, o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning konsentratsiyasi temperaturaga bog'liq bo'lmay qoladi. Bu oraliqda elektr o'tkazuvchanlikka temperaturaning ta'siri, zaryad tashuvchilarning xarakatchanligiga temperaturaning ta'siri orqali belgilanadi.

Temperatura ortib borib,  $kT \sim E_g$  bo'lib qolsa, elektr o'tkazuvchanlik xususiy yarimo'tkazgichlar kabi, ya'ni temperaturaga eksponensial holda o'sa boshlaydi. Elektr o'tkazuvchanlikning temperaturaga bog'liqligini 40- va 41-rasmlarda ko'rsatilgan. Chunki temperatura ortishi bilan valentlik zonasidan o'tkazuvchanlik zonasiga o'tgan elektronlarning soni donorlar energetik sathidan o'tgan elektronlar soniga qaraganda ko'payib ketishi mumkin. Bu holda elektr o'tkazuvchanlik formulasini yana

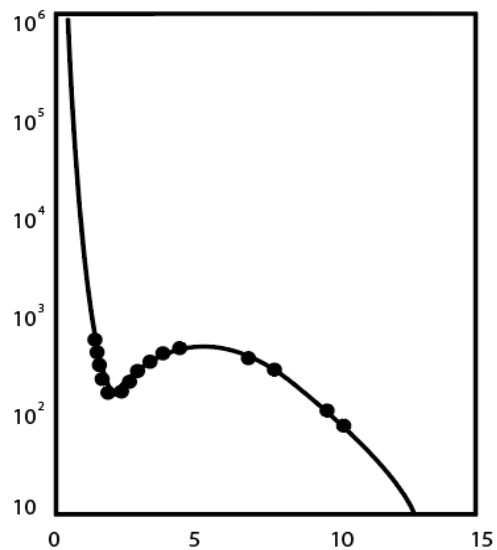
$$\sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2.35)$$

kabi yozsak bo'ladi. Aytilgan mulohazalar va formulalar tashviki yarimo'tkazgichlar uchun ham to'g'ridir. Faqat formulalardagi  $\Delta E_a$  bilan almashtirish kerak. Biz yuqorida aralashmalarning konsentratsiyasi uncha katta bo'lmagan yarimo'tkazgichlarni ko'rib chiqdik. Biz ko'rib chiqqan hollarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi Maksvell-Bolsman statistikasiga buysunadi. Agar aralashmalarning konsentratsiyasi ortib borsa, ular orasidagi masofa kamayib boradi. Natijada, aralashma atomlarining o'zaro ta'siri yuzaga kelib, aralashmalarning energetik sathida energetik zonani hosil qilishi mumkin. Aralashmalarning hosil qilingan energetik zonasi o'tkazuvchanlik zonasi yoki valentlik zonasiga yaqin joylashgan bo'lib,  $\Delta E_d = \Delta E_a < kT$  da o'tkazuvchanlik metallarning o'tkazuvchanligiga o'xshab

ketadi. Chunki bu holda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi aynigan holatda bo'lib,, Bolsman taqsimotiga bo'ysunmay, Fermi — Dirak taqsimotiga bo'ysunadi. Endi yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligining temperaturaga bog'liqligi zaryad tashuvchilarning harakatchanligiga temperaturaning ta'siri orqali xarakterlanadi. Aynigan holatda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperaturaga bog'liq emas deb karasak bo'ladi. Demak, bu hol uchun yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi temperatura ortishi bilan kamayib boradi.



2.4- rasm. Aralashmali yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligini temperaturaga bog'liqligi:  
*a* - xususiy o'tkazuvchanlik;  
*bb'* — aralashmalar to'liq ionlashgandagi elektr o'tkazuvchanlik;



2.5- rasm. Fosfor aralashmaga ega bo'lgan kremniy elementida elektr o'tkazuvchanlikni temperaturaga bog'liqligi (tajribada olingan).

### Elektr o'tkazuvchanlikka elektr maydonning ta'siri

Yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligini o'zgartiruvchi faktorlardan biri tashqi elektr maydonidir. Kuchli elektr maydoni ta'sirida zaryad tashuvchilarning qo'shimcha olgan tezligi issiqlik harakat tezligi bilan tenglashib qolishi va undan ortib ketishi natijasida harakatchanligi yoki konsentratsiyasi o'zgarishi mumkin. Natijada yarimo'tkazgichlarda qator effektlarni kuzatish mumkin. Elektr maydoni ta'sirida yuzaga keladigan bunday effektlarni kuchli maydon effektlari deb yuritiladi. Elektr maydoni kuchlanganligi ortib borishi bilan Zaryad tashuvchilarning harakatchanligi o'zgarganda ham ularning konsentratsiyasi o'zgarganda ham Om

qonunidan chetlanish kuzatiladi,  $\sigma = eun \neq \text{const}$ . Tashki elektr maydonning harakatchanlikka ta'sirini hisobga olsak, berilgan yarimo'tkazgich uchun berilgan temperaturaga xos kritik kuchlanganlik mavjud bo'lib,  $E < E_{kp}$  maydonlarda Om qonuni kuchga ega bo'lib,  $E > E_{kp}$  maydonlarda esa zaryad tashuvchilarning harakatchanligi o'zgarishi sababli Om qonunidan

$$J \sim \sqrt{E}$$

qonuniyat kuchga ega bo'lib qoladi.

Agar biz zaryad tashuvchilarning konsentratsiyasini maydon ta'sirida o'zgarishini hisobga olsak, kuchlimaydon effektda berilgan yarimo'tkazgich uchun berilgan temperaturada ma'lum  $E_0$  maydon kuchlanganligidan boshlab yuz beradi.  $E_0$  dan kichik maydonlarda tok kuchi bilan kuchlanganlik Om qonuni bilan bog'langan bo'lib,  $E_0$  dan katta bo'lgan maydonlarda elektr o'tkazuvchanlik elektr maydoniga bog'liq bo'lib koladi. Bu bog'lanish quydagicha yoziladi:

$$\sigma = \sigma'_0 e^{b\sqrt{E}} \quad (2.36)$$

bunda  $b$  — yarimo'tkazgichning tabiatiga va temperaturasiga bog'liq bo'lgan kattalik. Bu ifoda Frenkel tomonidan nazariy asoslangan qonun bo'lganligi uchun Frenkel qonuni deb yuritiladi. Bundan tashqari kuchli maydonda yarimo'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilarning maydonga bog'liq ravishda ko'payishining

mexanizmi ham kuzatiladi. Bunday mexanizm yuz berganda elektr o'tkazuvchanlik maydonga quydagicha bog'liq bo'ladi:

$$\sigma = \sigma'_0 e^{a(E-E'_0)} \quad (2.37)$$

bunda  $a$  — temperaturaga bog'liq bo'lgan koeffitsient,  $E_0$  — kritik maydon kuchlanganligi. Bu qonun tajribada aniqlangan bo'lib, yarimo'tkazgichlar fizikasida Pulning e m p i r i k q o n u n i deb yuritiladi. Maydon  $E < E'_0$  bo'lganda bu qonun kuchga ega emas,  $E > E'_0$  bo'lganda esa kuchga ega bo'ladi. Endi biz bu qonunlarni kelib chiqish sabablarini ko'rib chiqaylik. Buning uchun oldin elektr maydonning zaryad tashuvchilarning harakatchanligiga bo'lgan ta'sirining nazariyasi bilan tanishamiz. Ma'lumki,

$$u = \frac{el}{2m^*\vartheta} = \frac{e\tau}{2m^*} \quad (2.38)$$

Agar zaryad tashuvchilarning elektr maydonida olgan kushimcha tezligi  $\Delta\vartheta$  issiqlik harakat tezligi  $\vartheta$  bilan bir xil tartibga ega bo'lib qolsa,  $\tau = \frac{l}{\vartheta}$  maydonga bog'liq bo'lib qoladi, binobarin,  $i$  — maydonning funksiyasi bo'lib  $C^\circ$  larda- Bunday zollarda maydon kuchli maydon deb yuritiladi.  $\Delta v \ll \vartheta$  bo'lsa, qo'shimcha tezlik  $\Delta\vartheta$  ni hisobga olmasak ham bo'ladi, Shu sababli maydonga bog'liq bo'lmaydi, deb ko'rsak, xato qilgan bo'lmaymiz. Bunday hollarda esa maydonni kuchsiz maydon deb yuritiladi. Berilgan yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilarning ionlashgan aralashmalardagi sochilish mexanizmi boshqa sochilish mexanizmlaridan ustunroq tursa,  $l \sim \vartheta^4$  bo'lib,  $\tau \sim \vartheta^3$  bo'ladi. Binobarin, harakatchanlik maydon ortishi bilan ortadi. Bunday qonuniyat zakikatda xam past temperaturalarda kuzatiladi. Masalan, germaniyda  $20^\circ K$  va  $E \sim 10^4 V/m$  da harakatchanlikning ortishi kuzatiladi. Temperatura ortishi bilan harakatchanlik kamaya boradi. Agar zaryad tashuvchilarning kristall panjara tugunlaridagi atomlarda sochilish mexanizmi bo'yicha sochilish mexanizmlaridan ustunroq bo'lsa, erkin yugurish tezlikka bog'liq bo'lmaydi, binobarin  $\tau = \frac{l}{v}$  maydon ortishi bilan kamayadi, demak,  $i$  kamaya boradi, chunki  $\vartheta$  maydon ortishi bilan ortib boradi. Yuqorida aytilganlardan ko'rinadiki, kuchli maydonlarda  $n=\text{const}$  bo'lsa ham,  $u=i(E)$  bo'lganligi uchun yarimo'tkazgichlarda Om qonunidan chetga chiqish kuzatiladi. Zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va erkin yugurish yo'lini maydonga bog'liq emas deb ko'rib, harakatchanlikka maydonning ta'sirini qarab chiqaylik. Zaryad tashuvchilarning maydonda birlik vaqtda olgan energiyasi

$$\left(\frac{d\omega}{dt}\right)_E = F\Delta\vartheta = eE \frac{el}{2m^*\vartheta} = \frac{e^2 l}{2m^*\vartheta} E \quad (2.39)$$

urilish natijasida vaqt birligida yo'qotgan energiyasi

$$\frac{\Delta w}{\tau} = \frac{m^*\vartheta^2}{2} f\left(\frac{m^*}{M}\right) \quad (2.40)$$

Bu ifodadagi  $f\left(\frac{m^*}{M}\right)$  zaryad tashuvchilar bilan atomning massasiga bog'liq bo'lgan funksiya statsionar holatda zaryad tashuvchilarning urilishdagi yo'qotgan energiyasini maydonda olgan energiyasi to'liq kompensatsiyalaydi.

$$\left(\frac{dw}{dt}\right)_E = \frac{\Delta W}{\tau} \quad (2.41)$$

yoki

$$\frac{m^*\vartheta^2}{2} f\left(\frac{m^*}{M}\right) \frac{1}{\tau} = \frac{e^2 l}{2m^*\vartheta} E^2 \quad (2.42)$$

Bu ifodadan ko'rinadiki,  $\tau = \frac{l}{v}$  ekanligini disobga olsak, zaryad tashuvchilarning tezligi

$$\vartheta \sim \sqrt{E}$$

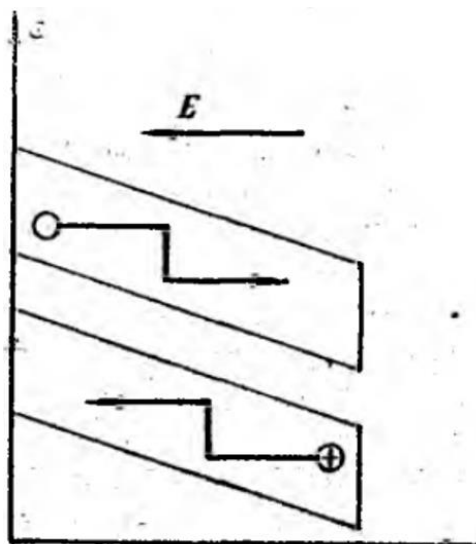
demak

$$u \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Bunday holda yarimo'tkazgichlarda tok kuchi kuchlanganlik bilan

$$J \sim \sqrt{E}$$

kabi bog'langan bo'ladi. Bunday natijani to'g'ri ekanligi tajribalarda ham isbot qilingan. Lekin juda ko'p hollarda yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi Frenkel yoki Pul qonuniga buysunishligi tajribada aniqlangan, Frenkel va Pul qonunlariga asosan tok kuchi maydon kuchlanganligiga juda ham kuchli bog'langan. Bunday bog'lanishni harakatchanlikni. Maydon kuchlanganligi bilan bo'lgan bog'lanish orqali tushuntirish mumkin emas, Faqat zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini maydon kuchlanganligi ortishi bilan



2.6-rasm. Zarba ionizatsiyasining sxematik ko'rnishi

ko'payishi orqali tushuntirish mumkin xolos. Elektr maydoni ortishi bilan

yarimo'tkazgich atomlarida birinchi bo'lib termoelektron ionizatsiya effekti boshlanadi. Ma'lumki, qattiq jismlardagi termoelektron emissiya elektronning chiqish ishiga bog'liqdir. Chiqish ishi tashqi elektr maydoniga bog'liq bo'lib, maydon kuchlanganligi ortishi bilan,  $\sqrt{E}$  ga proporsional ravishda kamayib boradi. Chunki maydon elektronga  $eE$  kuch bilan ta'sir qilib, uning energetik holatini o'zgartiradi. Natijada, yarimo'tkazgichda atomlararo potensial to'siq (barer)  $b\sqrt{E}$  ga proporsional ravishda pasayib, elektronlarning pastki energetik sathdan yuqoriga energetik sathga o'tish ehtimolligi  $e^{b\sqrt{E}}$  ga proporsional ravishda ortib boradi. Bu esa yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik zonasida elektronlar konsentratsiyasini  $e^{b\sqrt{E}}$  ga proporsional ortishiga olib keladi, Shunday qilib, elektr o'tkazuvchanlik maydonga quydagicha bog'langan bo'ladi:

$$\sigma = \sigma_0 e^{b\sqrt{E}} \quad (2.43)$$

Bu yuqorida aytilgan qonun F r e n k e l qonunidir, Tashqi maydon kuchlanganligi yetarlicha katta bo'lgan vaqtda elektronning erkin yugurish yo'lida olgan energiyasi  $u$  bilan to'qnashgan atomni ionlashga yetarli bo'lib qoladi. Elektron zarba ionizatsiya natijasida bitta elektronni qo'zg'otib, o'zi yana o'zgargan holda qolishligi uchun o'tkazuvchanlik zonasining kengligi etarlicha katta bo'lib, elektron . to'qnashishdan keyin

o'tkazuvchanlik zonasi yuqori energetik satdidan pastki energetik satdiga tushib qolishi kerak (2.6 - rasm). Buning uchun taqiqlangan zonaning kengligi o'z navbatida o'tkazuvchanlik zonasi bilan valentlik zonasining kengligidan kichik bo'lishi kerak. Elektron erkin yugurish yo'lida olgan energiyasini yangi elektronni qo'zg'atishga sarf qilib, yana qo'shimcha hosil bo'gan elektron bilan birga  $l$  masofada olgan energiyasi hisobiga yana ikkita elektronni qo'zg'otadi va h. k. Natijada elektronlarning konsentratsiyasi juda tez o'sib, teshilish hodisasiga olib kelishi kerak. Vaholanki, elektronlarning qo'zg'alish protsesiga qarama-qarshi protsesi -rekombinatsiya hodisasi mavjud bo'lganligi uchun teshilish hodisasi yuz bermaydi. Bizga ma'lumki, elektronlarning konsentratsiyasi ortishi bilan ularning rekombinatsiyalanish ehtimolligi ortib boradi. Zarba ionizatsiyasi bilan rekombinatsiya protsesi natijasida



Statsionar elektronlar konsentratsiyasi hosil bo'ladi. Maydon kuchlanganligi ortishi bilan statsionar holat elektronlarning konsentratsiyasi ko'proq bo'lgan yo'lda yuz beradi. Agar maydon kuchlanganligi yana orta borsa, ( $E > 10^7 \text{ V/m}$ ) zarba ionizatsiyasi kuchli protses tusini oladi va teshilish hodisasi yuz beradi. Yuqorida aytilganlarning hammasi teshiklar uchun ham o'rinalidir.

#### **2.4 Amorf yarimo'tkazgichlar elektron o'tkazuvchanligining xususiyatlari, sakrovchan o'tkazuvchanlik.**

Yunoncha amorphous so'zi shaklsiz degan ma'noni beradi. Kristallardan farqli ravishda amorf moddalarda atomlar joylashishida qa'tiy tartib bo'lmaydi. (Buni boshqacha qilib *uzoq tartib* yo'q deyiladi.) Ammo amorf holatdagi moddalarda qo'shni atomlar (ionlar, molekulalar) moslashib joylashgan bo'ladi. Buni *yaqin tartib* deyiladi. Masofa ortishi bilan mazkur moslashuv kamayib boradi va bir necha panjara doimiysi chamasidagi masofada yaqin tartib yo'qoladi.

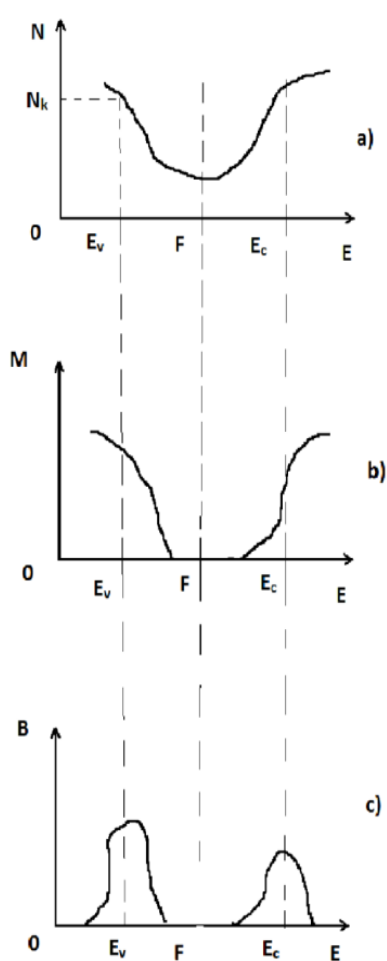
Yaqin tartib suyuqliklarda ham mavjud, lekin ularda qo'shni zarralar orasida almashinish yuz berib turadi, bu esa qovushoqlik oshishi bilan qiyinlashadi. Shuning uchun ham amorf holatni juda yuqori qovushoqlikka ega bo'lgan o'ta sovugan suyuqlik deb qarasa bo'ladi. Masalan kvartsnings kristalini eritib va so'ngra uni tez sovutib, amorf holatdagi kvarts shisha hosil qilish mumkin. yarim o'tkazgichlar fizikasi va texnikasida yarim o'tkazgichlik xossalariga ega bo'lgan amorf moddalar (amorf yarim o'tkazgichlar) sohasi rivojlanib borayotgan sohalardan hisoblanadi.

Amorf yarim o'tkazgichlar sinfiga kovalent bog'lanishli moddalar (amorf holatdagi kremniy, germaniy va hokazo) Xalkogenid shishalar (masalan  $\text{As}_{31}, \text{Ce}_{30}, \text{Be}_{21}, \text{Te}_{18}$ ) va oksid shishalar (masalan  $\text{B}_2\text{O}_5\text{-P}_2\text{O}_5$ ) kiradi.

Zonalar nazariyasining umumiy tassavvurlari (o'tkazuvchanlik zonasi, valent zonasi taqiqlangan zona va hokazo), amorf holat uchun, muayyan ma'noda tadbirlanishi mumkin. Ammo kuchli legirlangan yarim o'tkazgichlardagidek, taqiqlangan, zonaning "holatlar zichligining dumlari" mavjud bo'ladi.

To'liqin vektor va dispersiya bilan bog'liq bo'lga tushunchalarni amorf yarim o'tkazgichlarga qo'llab bo'lmaydi.

O'tkazuvchanlik zonasi tubidan yuqorida va valent zona shipi pastida elektronlar uchun lokallashmagan (kollektivlashgan) xolatlar mavjud bo'lib, taqiqlangan mahalliy zonada sathlarning kvaziuzliksiz spektri bor bo'ladi. Masalan, amorf yarim o'tkazgich-shisha uchun (S, Se, Te larning P, AS, Sb, Bi, Ge, Si, Sn lar bilan turli brikmalari-xalkogenidlar uchun) quyidagi sxema taklif etilgan. Taqiqlangan zonadagi maxalliy xolatlar o'tkazuvchanlik va valent zonalar "dumlari"



2.7-rasm

dan iborat, chegaraviy xolatlar konsentrasiyasi  $N_c$  maxalliy xolatlar soxasini nomaxalliy xolatlar soxalaridan ajratib turadi (bu chegaralar  $E_v$  va  $E_c$  tariqasida belgilangan).  $N < N_c$  bo'lgan soxada zaryadlarning ko'chishi maxalliy xolatlar bo'yicha sakrama ko'chish tariqasida amalga oshadi, bu soxada xarakatchanlik kichkina bo'lib, o'rtacha no'l atrofida bo'ladi. Uning ifodasi

$$\mu = \frac{e}{kT} R^2 v \exp\left(2\frac{R}{\lambda} - \frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2.44)$$

Bunda  $\lambda$ - sakrama o'tishda yutiladigan (yoki chiqariladigan) fononning to'liqin uzunligi.

Yetarlicha yuqori temperaturalarda nomaxalliy sathlarga ega bo'lgan (ruxsat etilgan) zonalardagi ( $N > N_c$ ) zaryad tashuvchilar ko'chishi elektr o'tkazuvchanlikni aniqlaydi.

$$\sigma \sim \exp[-E_i/2kT] \quad (2.45)$$

Ammo, temperature pasayib, qandaydir  $T=T_M$  dan kichik bo'lib qolganda elektronlar maxalliy sathlarga o'tib oladi va elektr o'tkazuvchanlikni, asosan sakrama o'tishlar aniqlaydi, uning temperaturag bog'lanishi

$$\sigma \sim \exp[(T/T_M)^{1/2}] \quad (2.46)$$

ko'rinishida bo'ladi, bundagi  $T_m$ - ni *Mott temperatuasi* deyiladi.  $T_m$ -faolashtirish o'tkazuvchanligidan sakrama o'tkazuvchanlik xoliga o'tish temperaturasidir.

Optik va fotoelektrik xossalarni tahlil qilishda amorf yarim o'tkazgichlarni ikki (A va B) turga ajratiladi.

A turga mansub bo'lgan amorf yarim o'tkazgichlarda yorug'lik yutilishining keskin chegarasi bor bunda  $hw \sim E_i$ , binobarin bu hol sof kristal yarim o'tkazgichlardagiga o'xshash B turga mansub amorf yarim o'tkazgichlarda esa, yorug'lik yutilishining dumi (yoyilib ketgan chegarasi) kuzatiladi, uni holatlar zichligining dumi bilan bog'lab tushuntiriladi, bunda  $hw < E_i$ , fotonlar ham yutiladi, elektronlar valent zona dumidan o'tkazuvchanlik zona dumiga o'tadi. Bu turdagi amorf yarimo'tkazgichlarning xuddi o'zida Mott o'tishi oshkor bo'ladi.

Shunisi qiziqki, amorf yarimo'tkazgichlarning har ikki turida ham kirishmalar uncha ahamiyatli emas, ammo ularni tayyorlash usuli amorf yarimo'tkazgichlar xossalariga muhim ta'sir ko'rsatadi. Binobarin Kristal tuzilishidagi nuqsonlar mazkur xossalarni shakllantirishda katta hissa qo'shadi.

Istisno tariqasida vodorod bilan to'yintirilgan amorf kremniyni ko'rsatish mumkin, bunda vodoroddan mazkur modda xossalarini aniqlashda foydalaniladi.

Xaqiqiy amorf yarim o'tkazgichlarda bir-biridan farqlanuvchi mahalliy sohalar mavjud bo'ladi, ular orasida ajralish chegaralari bor bo'lib, bu joylarda zaryad tashuvchilar uchun potentsiall energiya to'siqlari hosil bo'ladi. Bu to'siqlar metal-yarimo'tkazgich chegarasidek Shottki to'siqlari, umuman aytganda, elektron –kovak o'tishlari ko'rinishida namoyon bo'ladi. Ba'zi amorf pardalarda *anomal foto kuchlanish* hodisasi kuzatilgan:  $Sb_2S_3$  yoki  $Sb_2Se_3$  qatlamlarida 100V chamasida foto EYUK paydo bo'ladi.

Amorf yarim o'tkazgichlar kristallarda bo'lmagan xossalarga ega. Bunga qayta ulanish hodisasi misol bo'la oladi: Amorf yarim o'tkazgichda elektr maydoni hosil qilinganda uning elektr o'tkazuvchanligi bir necha tartib qadar kuchli o'zgarishi mumkin. Bu o'zgarish juda qaytuvchan va tez yuz beradi. Qayta ulanish – kam o'tkazuvchanlikdan kata o'tkazuvchanlikka va aksincha o'tish vaqti  $10^{-9}$  -  $10^{-10}$  s

chamasiad bo'ldi. Bu aytilganlar amorf yarim o'tkazgichlarning amalda muhim qo'llanishlari imkoniyatlari borligidan dalolat beradi.

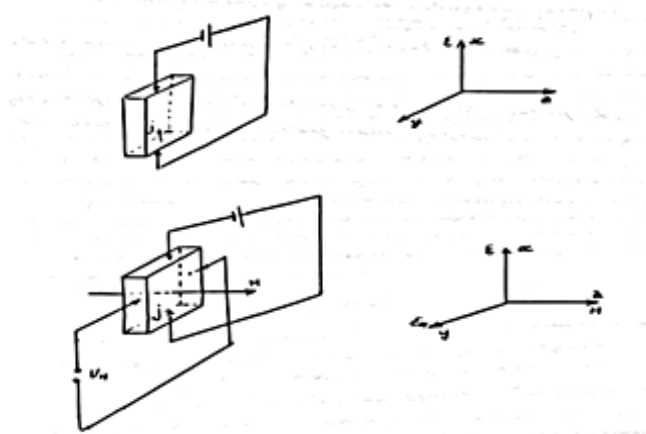
### **III- BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLARDA KINETIK XODISALAR**

#### **3.1 Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti. Tomson effekti**

**Tayanch so'zlar:** magnit maydon, ko'chish hodisasi, kompensatsiya, induksiya, Lorents kuchi, Xoll effekti.

#### **Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar**

Yarimo'tkazgich materialga turli tashqi kuchlar (elektr va magnit maydon) ta'sir qildirib ko'raylik. Bunda zaryad tashuvchilar muvozanatsiz holatda bo'ldi: tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi – ko'chish hodisasi paydo bo'ldi. 3.1- rasmda kristallga elektr, elektr va magnit maydon kuchlari ta'siri ko'rsatilgan.



3.1-rasm. Ba'zi bir kinetik hodisalarni hosil bo'lish sxemasi

Bir jinsli kristallga tashqi elektr maydon qo'yilganda elektr tokini keltirib chiqaradi. Bunga sabab kristallning ruxsat etilgan zonalarida erkin tashuvchilarning tashishi bo'lib, tok zichligi

$$J = \sigma E \quad (3.1)$$

aniqlanadi. Bunda  $\sigma$  – proportsionallik koeffitsienti, moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi;  $\varepsilon$  – elektr maydon kuchlanganligi. Kristallga bir vaqtning o'zida bir qancha tashqi kuchlar, masalan, elektr va magnit maydoni qo'yilgan bo'lsin va ular kuchlanganlik vektori o'zaro perpendikular (3.1-rasm, b). Bu holda  $\varepsilon$  maydon ta'siriga  $x$  o'q bo'ylab tashuvchilar harakat yo'nalishi, magnit maydon  $x$  ta'sirida  $u$  o'q bo'ylab ko'chishiga tashkil etuvchi hosil bo'ladi. Kristallni qarama-qarshi chekkalarida  $\varepsilon_n$  e.y.u.k, ya'ni holl e.y.u.k hosil bo'ladi. Bu effekt Xoll effekti deyiladi, proportsionallik koeffitsienti  $R$  ifodada

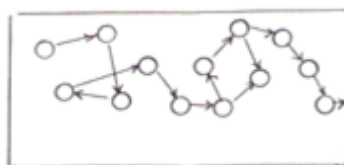
$$\varepsilon_n = RH_j \quad (3.2)$$

Xoll koeffitsienti deyiladi.

Barcha hamma hollarda yarimo'tkazgichga qandaydir  $F_i$  kuchlar ta'siri kiristallda zaryad tashuvchilarning ko'chishini hosil qiladi, bu ko'chishga kinetik hodisalar deb ham ataladi. Yuqoridagi (3.1) va (3.2) ifodalardagi  $\sigma$  va  $R$  kinetik koeffitsientlar deb ataladi.

Misol tariqasida solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni sifat tomonlarini ko'ramiz.

Kristallni davriy maydonida harakatlanuvchi elektronning tezligi  $v = \frac{nk}{m}$  ekanligi aniqlangan va u vaqtga bog'liq emas. Bundan Shu kelib chiqadiki, ideal kristallda tashqi elektr maydon bo'lmaganda so'nmas elektr toki bo'lishi, ya'ni ideal kristall nol qarshilikli bo'lishi yoki elektr o'tkazuvchanlik cheksiz bo'lishi kerak. Biroq real kristallar chegaralangan elektr o'tkazuvchanlik, kristall davriy maydonida buzilishi bilan bog'liq bo'ladi. Davriylikni buzilishlaridan biri panjara atomlarining issiqlik tebranishidir. Atomlarning bunday tebranishi ta'sir sferasiga uchragan elektronlar harakat traektoriyasi egirlanadi, ya'ni ular sochiladi. Undan tashqari, real kristallda kristall panjarani buzuvchi turli nuqsonlar: kirishma atomlar, vakantsiya, dislokatsiya va boshqalar bo'ladi. Bu nuqsonlar ham elektronlarni sochilishiga olib keladi. Panjarada kristallda elektron murakkab traektoriya bilan harakatlanadi, qaysiki har bir akt sochilishidan keyin o'zgaradi. Bunga zaryad tashuvchilarning yo'nalishli ko'chishi bo'ladi.(3.2-rasm).



3.2-rasm. Yarimo'tkazgichda tashqi kuchlar ta'sirida zaryad tashuvchilarning ko'chishi.

Sochilishni miqdoriy o'lchovi yoki erkin yugurish yo'li  $l$  (ikkita to'qnashish orasida tashuvchini o'tishining o'rtacha masofasi), yoki to'qnashishlar orasidagi o'rtacha vaqt  $\tau$  xizmat qiladi, ya'ni

$$\tau = l/v \quad (3.3)$$

Bu yerda  $v$  – elektron tezligi.

Vaqt  $\tau$  relaksatsiya vaqti deb ham atalib, u kristallga berilayotgan tashqi kuchlar uchirilganda tokni so'nishini harakterlaydi.

Shunday qilib, tashuvchilarga bir tomondan, tartibli harakatlantiruvchi tashqi kuch ta'siri, boshqa tomondan – tashuvchilarni tartibsiz xaotik harakatga keltiruvchi sochilish ta'sir qiladi.

Ikkita qarama-qarshi ta'sir qiluvchi kuchlar natijasida kristallda zaryad tashuvchilar harakati o'rtacha tezlik  $\vec{v}$  o'rnatiladi, u elektr maydoniga proporsional

$$\vec{v} = \mu \mathcal{E} \quad (3.4)$$

Kattalik,  $\mu$  kuchlanganlik 1 V/s maydonda tashuvchining o'rtacha tezligiga teng bo'lgan kattalik bo'lib, zaryad tashuvchilarning harakatchanligi deyiladi. Uning o'lchami  $\text{sm}^2/(\text{v}\cdot\text{s})$ . Shunday qilib, o'rtacha tezlik, harakatchanlikni bilgan holda solishtirma elektro'tkazuvchanli

$$\delta = ne\mu \quad (3.5)$$

ga teng. Demak, elektr o'tkazuvchanlik to'qnashishlar soni va xarakteriga, ya'ni sochilish aktlar soni va xarateriga bog'liq. Shu sababli umumiy mulohazalardan barcha kinetik koeffitsientlar erkin zaryad tashuvchilarning relaksatsiya vaqti bilan aniqlash mumkin ekan.

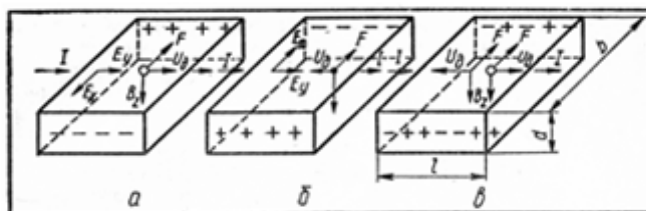
Zaryad tashuvchilarni ikki xil ekanligini e'tiborga olsak, unda

$$\delta = en\mu_n + ep\mu_p \quad (3.6)$$

bo'ladi.

### 3.2. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti

Endi yarimo'tkazgichlarda oqayotgan tokka magnit maydonini ta'sirini ko'ramiz, qaysiki bunda magnit maydon  $V$  zaryadlar harakat yo'nalishiga perpendikulyar qilib o'rnatilgan. Deylik, kesim yuzasi  $S = d \cdot b$  bo'lgan yarimo'tkazgich parallelepiped ko'rinishida bo'lsin. Elektr maydon u o'qi bo'ylab, magnit maydon  $z$  ( $B_z$ ) o'qi bo'ylab yo'nalgan (3.3-rasm). Elektr maydon ta'sirida zaryad tashuvchilar  $U$  harakat yo'nalishli tezlik oladi. Bu dreyf tezlik yo'nalishi kovaklar uchun maydon bo'ylab, elektronlar uchun esa qarama-qarshi yo'nalishida bo'ladi.



3.3-rasm. Yarimo'tkazgichlarda Xoll e.y.u.k. paydo bo'lish sxemasi o'tkazuvchanligi: a) kovakli; b) elektronli b) aralashmali

Agarda zaryad tashuvchilar kovaklar bo'lsa, unda magnit maydon (Lorents kuchi)  $B_z$  ta'sirida ular namuna qirg'oqlarini chap tomoniga og'adi va bu qirralarida musbat zaryad to'planadi, qarama- qarshi qirradi esa kompensatsiyalanmagan manfiy zaryadlar qoladi (3.3-rasm).

Agarda zaryad tashuvchilar elektronlar bo'lsa, magnit maydon  $B_z$  ta'sirida ular qirg'oqlarni chap tomonida manfiy zaryadlar hosil bo'lgan holda to'planadi va qarama-qarshi qirg'oqda kompensatsiyalanmagan musbat zaryadlar to'planadi.

Harakatlanayotgan elektron yoki kovakka ta'sir qiluvchi Lorents kuchi elektron yoki kovak harakat tezligi  $V_d$  va magnit maydon induktsiyasi  $B$  ga perpendikulyar:

$$F = qv\vec{B} \quad (3.7)$$

Biroq

$$V_d = \mu \quad (3.8)$$

Shu sababli

$$E = en\lambda E \quad (3.9)$$

ya'ni Lorents kuchi zaryad tashuvchini belgisiga bog'liq bo'lmay, u faqat maydonlar  $\hat{E}$  va  $B$  yoki tok zichligi  $J$  bilan aniqlanadi. 3.3- rasm a va b larda tasvirlangan holatlar uchun  $F_x$  o'qi bo'ylab yo'nalgan. Zaryad tashuvchilar – elektronlar va kovaklarni, agarda ularni tezligi elektr maydon  $E$  bilan aniqlansa ikkala zaryad bir tomonga og'adi.

Agarda elektr tokini oqishida kovaklar ham, elektronlar ham qatnashsa (aralash o'tkazuvchanlik, 3.3-rasm) unda ko'rinish murakkablashadi. Agarda elektronlar va kovaklar harakatchanligi bir xil bo'lsa, unda plastinka yon chekkalaridagi elektronlar va kovaklar o'zaro kompensatsiyalanishi hisobiga zaryad yig'indisi 0 bo'ladi. Agarda bu tenglik bajarilmasa, ya'ni konsentratsiya yoki bir zaryad tashuvchilar belgilari boshqasidan katta bo'lsa, unda namuna chekkalarida elektronlar va kovaklarni qisman o'zaro kompensatsiyalashadi va chekkalarda qarama-qarshi zaryadlar to'planadi, hamda 0 ga teng bo'lmaydi. Agarda yarimo'tkazgich namuna chekkalarida qarama-qarshi tomonlari zaryadlanadi (3.3-rasm,a,b,v), unda  $E_y$  va  $B_z$  ga nisbatan kundalang elektr maydoni  $E_x$ - mos keluvchi potentsial farq elektr yurituvchi kuch (e.y.u.k.)  $\hat{E}$  hosil bo'ladi. Yarimo'tkazgichda kundalang  $B_z$  induktsiyali magnit maydonda elektr tok zichligi  $J_y$  vujudga keltiruvchi elektronlar va kovaklar o'tkazuvchanligini og'ishi natijasida elektr maydon kuchlanganligi  $E_x$  hosil bo'lish hodisasiga Xoll effekti deyiladi. Maydon  $E_x$  Xoll maydoni deyilib, unga mos e. y.u.k. Xoll e.y.u.k. deyiladi. Xoll maydon  $E_x$  yo'nalishi zaryad tashuvchilarni ishorasiga bog'liq.

Xoll e. yu. k. sonli qiymati kirishmali o'tkazuvchanlik holat uchun quyidagi tasavvurlardan aniqlash mumkin. Yarimo'tkazgichni yon chekkalarida zaryadlarni to'planish jarayoni hosil buluvchi elektr maydon kuchi  $qE_x$  Lorents kuchi  $F$  ga teng bo'lmaguncha davom etadi, bundan Xoll elektr maydon kuchlanganligi uchun quyidagi ifodani olamiz:



$$E_x = [V_d \cdot b_z] \quad (3.10)$$

Bu yerda  $V_d = \mu_p E_y$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_x b$  bo'lib, bir jinsli magnit maydonda Xoll e. yu. k. uchun

$$\varepsilon = \mu_p E_y B b \quad (3.11)$$

ifodani olamiz.

Zaryad tashuvchilar (elektron va kovaklar) harakatchanligi ifodasini tok zichligi orqali ifodalab

$$\mu = \frac{J}{q_0 p E_y} \quad (3.12)$$

olamiz va

$$J = \frac{I}{d p} \quad (3.13)$$

hisobga olib, Xoll e.yu.k. uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz.

$$\varepsilon = \frac{1}{q_0 p} \frac{I B}{d} \quad (3.14)$$

bu yerda  $d$  magnit maydon yo'nalishidan namuna qalinligi,  $r$  - zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (kovaklar). Quyidagini belgilab, Xoll e. yu. k. uchun

$$\varepsilon = R \frac{I B}{d} \quad (3.15)$$

ifodani olamiz. Proportsionallik koeffitsienti  $R$  Xoll doimiysi yoki Xoll koeffitsienti deyiladi.

Yarim o'tkazgichda haqiqatda esa, zaryad tashuvchilar tezliklar bo'yicha taqsimlangan. Bu taqsimot ma'lum konkret yarimo'tkazgichda tashuvchilarni sochilish mexanizmlarga bog'lik bo'ladi, Shu sababli Xoll koeffitsientining aniq qiymati (9) ifodada farq qiladi. Bu farq  $A$  ko'paytma bilan ifodalanadi.

Ko'paytma  $A$  ning qiymati 1 dan to 2 gacha oraliqda bo'lib, zaryad tashuvchilarni sochilish mexanizmiga bog'liq. masalan, to'yingan yarimo'tkazgich uchun  $A=1$ , kristall panjaradan issiqlik tebranishlardan tashuvchilar sochilishi

egallagan yarimo'tkazgichlarda  $A = 1,18$ , ion kirishmali yarimo'tkazgichlar uchun  $A = 1,93$ .

Elektr o'tkazuvchanligi  $n$ -turdagi yarimo'tkazgichlar uchun Xoll elektr  $e$ . yu. k. qarama-qarshi qutbli. Shu sababli bunday yarimo'tkazgich uchun Xoll koeffitsienti boshqa ishorali bo'ladi.

Elektronlari va kovaklari deyarli bir- biriga teng bo'lgan yarimo'tkazgichlarda (masalan, xususiy yarimo'tkazgichlarda) Xoll koeffitsientining ko'rinishi ancha murakkab.

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, Xoll koeffitsienti ishorasidan yarimo'tkazgichni o'tkazuvchanligini turini va zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini hisoblash mumkin.

### ***Tomson effekti***

Doimiy temperatura farqi hosil qilingan metall sterjenni ko'rib chiqamiz. Uning issiq uchi temperaturasi  $T_1$ , sovuq uchi temperaturasi  $T_2$  bo'lsin. o'tkazgichni doimiy tok manbaiga ulaymiz.

Undan elektr toki o'ta boshlaydi va Joul-Lents qonuniga ko'ra

$$Q_j = I^2 R t \quad (3.16)$$

miqtsorda Joul issiqligi ajralib chiqadi. Bunda  $I$  — sterjendagi tok kuchi,  $R$  — uning elektr qarshiligi va  $t$  — tok o'tish vaqti. 1856 yili ingliz fizigi U. Tomson (Lord Kelvin) yuqorida keltirilgan doimiy temperatura gradientiga ega bo'lgan (bir uchi  $T_1$  va ikkinchi uchi  $T_2$  temperaturali) tokli o'tkazgichda Joul issikligi  $Q_j$  dan tashqari yana qo'shimcha issikdik miqdori —  $Q_s$  ajralib chiqishi, yoki yutilishi mumkin ekanligini oldindan aytib beradi. Bu fikr keyinchalik frantsuz fizigi Leru tajribalarida tasdiqlandi va Tomson effekta deb nomlandi. O'tkazgichda ajralib chiqayotgan to'liq issikdik miqdori

$$Q = Q_j \pm Q_s \quad (3.17)$$

ko'rinishda yoziladi.  $Q_j$  ning ishorasi tokning va temperatura gradientining o'zaro yo'nalishiga bog'liq. Agar tok o'tkazgichning sovuq uchidan issiq uchi tomon yo'nalsa,  $Q_s$  musbat bo'lib o'tkazgichda qo'shimcha issikdik miqdori ajralib chiqadi.

Bunda metallidagi elektronlar issiq uchidan sovuq uchi tomon yo'naladi. Tok yo'nalishini teskariga o'zgartirsak,  $Q_s$  manfiy va issikdik yutiladi. Metallarning erkin elektronlar nazariyasi doirasida ushbu hodisa quyidagicha izohlanadi.

O'tkazgichning issiq qismidagi elektronlarning o'rtacha kinetik energiyasi sovuq qismidagidan katta bo'ladi. Tashqi elektr yurituvchi kuch ta'sirida elektronlar metallning sovuq qismiga qarab dreyf harakat qilganda, sovuq qismga yetib kelgach, kristall panjarasi ionlari bilan to'qnashib, bir qism energiyalarini ularga beradi va «soviydi».

Natijada ularning o'rtacha kinetik energiyasi o'tkazgichning sovuq qismidagi elektronlarniki bilan tenglashadi. Bunda o'tkazgichda qo'shimcha  $Q_j$  miqdorda issikdik ajralib chiqadi.

Agar tok yo'nalishini o'zgartirsak, sovuq elektronlar o'tkazgichning issiq qismiga qarab harakat qiladi va termo dinamik muvozanatga kelish uchun panjara ionlarining bir qism energiyasini yutadi. Tomson issikdigi  $Q_j$  o'tkazgichdan oqib o'tgan zaryad miqdori va uning uchlaridagi temperaturalar farqiga proporsional:

$$Q_s = \tau_T(T_1 - T_2)It \quad (3.18)$$

Bunda  $T_\tau$  Tomson koeffitsenti deb ataladi.

Ushbu ifoda xona temperaturasiga yaqin va uncha katta bo'lmagan temperaturalar oralig'ida bajariladi. Tomson nazariyasiga asoson, ikki o'tkazgichdan yasalgan termojuftliklarning A.Zeebek koeffitsienti Tomson koeffitsientiga bog'liq ekan.

$$\tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} \quad (3.19)$$

Oxirgi ifoda Tomson va Zeebek hodisalarini o'zaro bog'lovchi munosabatdir.

### **3.3. Muvozanatli, nomuvozanatli zaryad tashuvchilar. Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksatsiyasi. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti**

**Tayanch so'zlar:**ko'chish hodisa,energiyalar srektri, termodinamik muvozanat, termik ionlanish

### **Muvozanat va nomuvozanat holatlardagi zaryad tashuvchilar**

Qattiq jismlarda, xususan yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar energiyalari srektri zonaviy tuzilishga egadir. Ko'chish hodisalarida (masalan, tokda) qatnasha oladigan erkin zaryad tashuvchilarni hosil qilish jarayoni ta'qiqlangan zonani yoki mahalliy (lokal) satxlar va ruxsatlangan zonalar orasidagi to'siqlarni yengib o'tish uchun energiya sarflashni talab qiladi.

Termodinamik muvozanat sharoitida bu energiya kristallning issiqlik energiyasi jamg'armasidan olinadi. Shu bilan bir vaqtda kristalldagi elektronlar kristall panjarasi bilan kuchli o'zaro ta'sirlashadi va Shuning uchun odatda panjara bilan elektronlar gazi temraturasi bir xil bo'ladi. Yarimo'tkazgichning temraturasi ko'tarilganda bir vaqtda ham zaryadlarining (atomlarining yoki ionlarning) panjara tugunlari atrofida tebranishlari amrlitudasi ortadi, ham elektronlarning energiyalari bo'yicha taqsimoti o'zgaradi, termik ionlanish kuchayadi, ya'ni zonalarda erkin elektronlar va kovaklar soni ortadi.

Biror temraturada termodinamik muvozanat sharoitida Yarimo'tkazgichda mavjud bo'lgan erkin zaryad tashuvchilar (elektronlar va kovaklar) muvozanatliy zaryad tashuvchilar deyiladi. Zonalarda erkin zaryad tashuvchilar termik ionlanishdan tashqari tashqi ta'sirlar oqibatida (masalan, yorug'lik ta'sirida) ham raydo bo'lishi mumkin. yorug'lik ta'siri oqibatida zonalarda erkin zaryad tashuvchilar raydo bo'lishi hodisasi ichki fotoeffekt deb ataladi.

### **2 . Muvozanatliy, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar. Ularning energiya bo'yicha taqsimoti.**

Yarimo'tkazgichda ortiqcha (muvozanatdagi miqdorga nisbatan) zaryad tashuvchilar kontakt (yoki  $n-p$  —  $o'tish$  ) orqali injeksiyalanish hisobiga, kuchli elektr maydonlar ta'sirida, yuqori energiyali zarralar nurlari ta'siri oqibatida va boshqa sabablar tufayli yuzaga kelishi mumkin. Bunda elektronlarga energetik to'siqlarni yengish uchun zarur bo'lgan energiyani tashqi manba beradi, biroq kristall panjaraning issiqlik energiyasi (temraturasi) deyarli o'zgarmay qoladi. Tashqi ta'sir

mavjud bo'lganida Shu tarzda kristall panjara va elektronlar orasidagi muvozanat buziladi. Shu sababdan yarimo'tkazgichda tashqi ta'sir tufayli vujudga keladigan zaryad tashuvchilarni nomuvozatiy zaryad tashuvchilar deyiladi.

Tashqi ta'sirning mavjud bo'lishi va bo'lmasligi (masalan, yarimo'tkazgichni yoritish va yoritmay qo'yish) nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasini o'zgartiradi, ammo muvozanatiy konsentrasiyaga ta'sir qilmaydi. Shuning uchun elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyalari ( $n$ ,  $p$ ) muvozanatiy ( $p_0, n_0$ ) va ortiqcha ( $\Delta n$ ,  $\Delta p$ ) konsentrasiyalar yig'indisiga teng bo'ladi:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (3.20)$$

$$p = p_0 + \Delta p. \quad (3.21)$$

Endi muvozanat holatdagi elektronlar va kovaklarning energiyalar bo'yicha taqsimoti masalasini ko'rib chiqaylik.

Katta  $h\nu$  energiyali fotonlar vujudga keltirgan nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar energiyasi dastlab muvozanatdagi tashuvchilarning  $k_0T$  tartibidagi o'rtacha energiyasidan ancha katta bo'lishi mumkin. Keyin nomuvozanat holatdagi tashuvchilar fononlar bilan va panjaraning turli nuqsonlari bilan to'qnashganda ularga o'z energiyasining bir qismini uzatib, temperaturasi panjara temperaturasi bilan tenglashadi.

Ma'lumki, termodinamik muvozanat sharoitida elektronning  $E$  energiyali holatni egallaganligi ehtimolligini Fermi funksiyasi

$$f = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0T}\right) \right]^{-1} \quad (3.22)$$

ifodalaydi; bu yerda  $F$  — Fermi satxi.

Muvozanatiy o'tkazuvchanlik elektronlari va kovaklari yetarlicha kichik konsentrasiyali bo'lsa (siyrak (aynimagan) elektronlar yoki kovaklar gazi),  $k_0T \gg 1$  bo'ladi va (3.22) Fermi taqsimoti Maksvell-Bolsman taqsimotiga aylanadi:

a) o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun

$$f = 1 + \exp\left(\frac{F - E}{k_0T}\right) \quad (3.23)$$

b) valent zonadagi kovaklar uchun

$$f^1 = 1 + \exp\left(\frac{E - F}{k_0 T}\right) \quad (3.24)$$

Bu holda muvozanatliy erkin elektronlar va kovaklarning to'la konsentrasiyasi mos ravishda

$$n_0 = N_s \exp(F/k_0 T) \quad (3.25)$$

$$p_0 = N_v \exp[-(F + E_g)/k_0 T] \quad (3.26)$$

ko'rinishda bo'ladi; bu yerda  $N_s = 2(2\pi m_n k_0 T/h^2)^{3/2}$ ,  $N_v = 2(2\pi m_p k_0 T/h^2)^{3/2}$ ,  $E_g$  — ta'qiqlangan zona kengligi.

(3.25) va (3.26) ifodalarga asosan, muvozanatliy zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasi temperaturaga va Fermi satxi vaziyatiga bog'liq. Fermi satxi mazkur yarimo'tkazgich uchun tuzilgan elektroneytrallik tenglamasidan aniqlanadi. Nomuvozanatliy tashqi ta'sir mavjud bo'lgan holda (3.20) va (3.21) ifodalarni (3.25) va (3.26) ifodalarga o'xshash ko'rinishda tasvirlash mumkin:

$$n = n_0 + \Delta n = N_s \exp(F_n/k_0 T) \quad (3.27)$$

$$p = p_0 + \Delta p = N_v \exp[-(F_p + E_g)/k_0 T] \quad (3.28)$$

$F_n$  va  $F_p$  energetik satxlapni, mos ravishda elektronlar va kovaklar uchun Fermi kvazisatxlari deyiladi. Ravshanki, ular rasman kiritiladi, aslida  $F_n$  va  $F_p$  turlicha bo'ladi, vaholanki, muvozanat sharoitida butun Yarimo'tkazgich uchun Fermi satxi bitta bo'ladi  $p = p_0$ ,  $r = r_0$  bo'lganda  $G'_p = G'_r = G'$  (3.25) va (3.27) hamda (3.26) va (3.28) ifodalardan:

$$G'_n - G' = k_0 T \ln(p/p_0), \quad (3.29)$$

$$G' - G'_r = k_0 T \ln(r/r_0). \quad (3.30)$$

Bundan chiqadigan xulosa: nomuvozanat holatdagi  $n$ ,  $p$  konsentrasiyalar muvozanatdagi  $n_0$ ,  $p_0$  konsentrasiyalardan qancha ko'p farq qilsa,  $F_n$  va  $F_p$  lar  $F$  dan Shuncha ko'proq uzoqda bo'ladi.

### **Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksasiyasi**

Biror tashqi ta'sir oqibatida yarimo'tkazgichda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga kelishi uning o'tkazuvchanligini o'zgartiradi. Umumiy holda to'la solishtirma elektr o'tkazuvchanlik quyidagiga tengligi ma'lum:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n + \mu_p p). \quad (3.31)$$

Bu o'rinda nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning vujudga keltirish sharoiti va darajasi tok tashuvchilarning harakatchanligini aniqlaydigan omillarga ta'sir qilmaydi va Shu sababli harakatchanliklar ( $\mu_n$  va  $\mu_p$ ) o'zining muvozanat sharoitidagi qiymatini saqlaydi, deb hisoblaymiz. U holda (3.31) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p). \quad (3.32)$$

bundan nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning

$$\Delta \sigma = ye(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (3.33)$$

ifodasi kelib chiqadi.

Yorug'lik intensivligini (1 sm<sup>2</sup> yuzaga 1s da tushayotgan yorug'lik energiyasi miqdorini) I orqali ifodalaymiz. U holda 1 sm yuzli va dx qalinlikli Yarimo'tkazgich qatlamida yutilayotgan energiya miqdori I va dx larga prororsional bo'ladi:

$$-dI = \alpha I dx, \quad (3.34)$$

bundagi  $\alpha$  — yorug'lik yutilish koeffisienti.

Birlik vaqtda birlik hajmda yutilayotgan yorug'lik energiyasi:

$$-(dI/dx) = \alpha I. \quad (3.35)$$

Demak,

$$\Delta n' = \Delta p' = \alpha \beta I, \quad (3.36)$$

bunda  $\beta$  — bir yorug'lik kvanti (foton) vujudga keltirgan elektronkovak juftlari sonini aniqlaydigan kvantiy chiqish.

$$\alpha \beta I = g \quad (3.37)$$

kattalik zaryad tashuvchilarni (bu holda yorug'lik ta'sirida) vujudga keltirish (generasiyalash) tezligidir.

Agar zaryad tashuvchilarni generasiyalashdan boshqa jarayonlar yuz bermaganida edi, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi

$$\Delta n = \Delta p = \beta \alpha I t \quad (3.38)$$

Qonun bo'yicha vaqt o'tishi bilan tobora ortib borgan bo'lar edi.

Demak, nomuvozanatliy zaryad tashuvchilarning stasionar konsentrasiyalarini  $\Delta p'$  va  $\Delta n'$  larning erkin holatda o'rtacha yashash vaqtlari  $\tau_n$  va  $\tau_p$  lar ko'raytmasi ko'rinishida ifodalash mumkin:

$$\Delta n_{st} = \Delta n \cdot \tau_n = \beta \alpha I \tau_n \quad (3.39)$$

$$\Delta p_{st} = \Delta p \cdot \tau_p = \beta \alpha I \tau_p \quad (3.40)$$

Bu holda stasionar nomuvozanatliy o'tkazuvchanlik (bizning holda fotoo'tkazuvchanlik) quyidagicha tasvirlanadi:

$$\Delta \sigma_{st} = \Delta \sigma + \Delta \sigma_n + \Delta \sigma_p = e (\mu_n \Delta n_{st} + \mu_p \Delta p_{st}) = ye \beta \alpha I (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (3.41)$$

#### 4. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti

Molekulaning o'rtacha erkin yugurish vaqtini ta'riflaganda

$$\tau = l / S_M \bar{v}_T N_0 \quad (3.42)$$

ifodadan foydalaniladi, bunda  $\bar{v}_T$  — molekula issiqlik harakatining o'rtacha tezligi,  $S_M = \pi R_m^2$  — uning ko'ndalang kesimi,  $R_M$  — radiusi,  $N_0$  — molekular konsentrasiyasi (Loshmidt soni).

Shunga o'xshash, sochilish nazariyasida va rekombinasiya nazariyasida bu jarayonlarning xarakterli vaqtini aniqlashda sochilish (to'qnashish) hamda tutilish ko'ndalang kesimi tushunchalari kiritiladi.

Endi rekombinasiya jarayonida foydalaniladigan «tutish kesimi» tushunchasi bilan tanishamiz. Nomuvozanatliy zaryad tashuvchi, masalan, elektron kristall panjarada harakatlanayotib muayyan ehtimollik bilan kovakka duch kelib qolishi va unda tutilishi mumkin.

Elektronning kovak bilan har bir uchraShuvi ushlanish bilan yakunlanadi deb hisoblaymiz. Elektronning mazkur (k) tipdagi kovaklar bilan birlik vaqtda uchrashishlar soni  $N_{rk}$  Shu kovaklar konsentrasiyasi  $R_k$  ga va elektronning o'rtacha nisbiy tezligi  $v_{nk}$  ga prororsionaldir:

$$N_{pk} = S_{nk} r_k v_{nk} \quad (3.43)$$

bu yerda  $S_{nk}$  — elektronni k tipdagi kovak tutib olishi effektiv kesimi. Elektronning kovaklar bilan ikki ketma-ket duch kelishi orasida o'tgan o'rtacha vaqt

$$\tau_{nk} = \frac{1}{N_{nk}} = 1 / S_{nk} v_{nk} p_k \quad (3.44)$$



bo'ladi, uni mazkur holda nomuvozanatliq elektronning o'rtacha yashash vaqti deyiladi.

(3.42) va (3.44) ifodalarni taqqoslab, ular shaklan o'xshash ekanligini ko'ramiz ( $v_{nk} \rightarrow \bar{v}_T, r_k \rightarrow N_0, S_{pk} \rightarrow S_M$ ).

(3.44) ifodani kovaklarning ko'p turlari mavjud bo'lgan hol uchun umumlashtirish mumkin. Bu holda elektronning barcha turlardagi kovaklar bilan birlik vaqtda uchrashishlari soni:

$$N_n = \sum_k S_{nk} p_k V_{nk} \quad (3.45)$$

yashash vaqti: 
$$\tau_n = I / \sum_k S_{nk} p_k V_{nk} \quad (3.46)$$

(3.46) ni quyidagicha ifodalasa ham bo'ladi:

$$\frac{I}{\tau_n} = \sum_k \frac{I}{\tau_{nk}} \quad (3.47)$$

Yuqoridagi mulohazalarni valent zonadagi erkin kovakning elektron to'ldirgan markaz tomonidan tutilishi holi uchun ham takrorlash mumkin. Bunday markazlarning bir necha turlari mavjud.

(3.44) va (3.46) ifodalarga o'xshash, kovakning bir turdagi markazda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_{pk} = I / S_{pk} V_{pk} n_k \quad (3.48)$$

bir necha turdagi markazlarda tutilishigacha bo'lgan o'rtacha yashash vaqti:

$$\tau_p = I / S_{pk} V_{pk} n_k \quad (3.49)$$

$$\frac{I}{\tau_p} = \sum_k \frac{I}{\tau_{pk}} \quad (3.50)$$

bundagi  $S_{pk}$  — kovakni k- markaz tutib olishi effektiv kesimi,  $v_{pk}$  — kovakning o'rtacha nisbiy tezligi,  $n_k$  esa k-markaz konsentrasiyasi.

$$\gamma_{nk} = S_{nk} \cdot v_{nk} \quad (3.51)$$

$$\gamma_{pk} = S_{pk} \cdot v_{pk} \quad (3.52)$$

kattaliklar tutib olish (rekombinasiya) koeffisientlari deyiladi. (3.53) va (3.54) larni nazarga olsak:

$$\tau_{nk} = 1 / \gamma_{nk} \cdot p_k \quad (3.53)$$

$$\tau_{rk}=1/\gamma_{pk} \cdot n_k \quad (3.54)$$

Tutilish kesimlarining effektiv kattaliklari (ularni bundan so'ng, soddalik uchun tutilish kesimi deb ataymiz), albatta, tutuvchi markazlar tabiatiga hamda tutilish jarayoni qanday sharoitda yuz berayotganiga bog'liq bo'ladi. Shu sababli har bir holda bu masala sinchiklab o'rganiladi.

Nomuvozanat yaryad tashuvchilarning yashash vaqti ma'nosini quyidagicha tushunish mumkin: yuqorida ko'rganimizdek, generasialash tezligi (ya'ni birlik hajmda birlik vaqtda yorug'lik hosil qiladigan elektron-kovak juftlari soni) ifodasi (3.48) formuladir. Rekombinasiyalash tezligi ( $p_n$ ,  $p_p$ ), aftidan, nomuvozanat yaryad tashuvchilar konsentrasiyasiga prororsional:

$$p_n = \Delta n / \tau_n, \quad p_p = \Delta p / \tau_p \quad (3.55)$$

Nostasionar sharoitda, xususan, doimiy tashqi kuchlar ta'siri ostida stasionar holat o'rnashishigacha nomuvozanat yaryad tashuvchilar konsentrasiyasining o'zgarishini generasiya va rekombinasiya tezliklari farqi aniqlaydi:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = g_n - r_n = \alpha\beta I - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (3.56)$$

$$\frac{d\Delta p}{dt} = g_p - r_p = \alpha\beta I - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (3.57)$$

bu yerdagi  $n$ , pindekslar mos kattaliklarning elektronlar na kovaklarga tegishli ekanini ko'rsatadi.

$t = 0$  vaqt momentida yoritish (generasiya) to'xtatiladi deb faraz qilamiz. Bunda muvozanat holatning o'rnashish jarayoni boshlanadi, u holda

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \quad (3.58)$$

$$d\Delta p/dt = -\Delta p/\tau_p \quad (3.59)$$

tenglamalarni integrallasak,

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp(-t/\tau_n) \quad (3.60)$$

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \exp(-t/\tau_p) \quad (3.61)$$

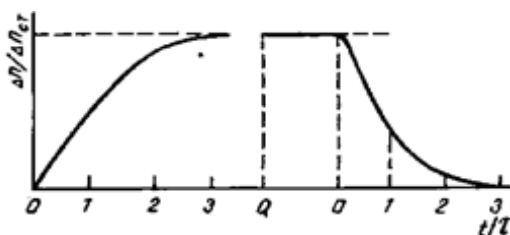
Demak, elektronlar va kovaklarning  $\tau_n$  va  $\tau_p$  yashash vaqtlari muvozanat holat o'rnashishi va unga teskari jarayon — nomuvozanat (xususan stasionar) holat o'rnashish jarayoni vaqtini belgilaydi.

Stasionar holatda  $g_n=p_n$ ,  $g_r=p_r$ , binobarin, stasionar yashash vaqtlari quyidagi ko'rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\tau_n^{cm} = \Delta n / g_n, \quad \tau_p^{cm} = \Delta p / g_p \quad (3.62)$$

Nomuvozanatiy o'tkazuvchanlikning stasionar qiymatiga yoritish boshlanganidan muayyan vaqt o'tgandan keyin erishiladi. yoritish to'xtatilganidan keyin muayyan vaqt o'tgach esa nomuvozanatiy o'tkazuvchanlik yo'qoladi. Bu xulosa faqat yarimo'tkazgichni yoritish holi uchungina emas, balki boshqa tashqi kuchlar ta'sir qilayotgan hollar uchun ham o'rinalidir.

3.4-rasmda nomuvozanatiy o'tkazuvchanlikning (bizning holda fotoo'tkazuvchanlikning) o'sishi va pasayishi tasvirlangan; bu chiziqlarni nomuvozanatiy o'tkazuvchanlik relaksasiyasi chiziqlari deyiladi. Bu chiziqlarning shakli yorug'lik intensivligiga, ya'ni generasiyalash tezligiga, Shuningdek rekombinasiya mexanizmlari va tezligiga bog'liqdir.



3.rasm. Nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar relaksasiyasi:  
I-o'sish sohasi; II-pasayish sohasi.

Quyida ikki muhim holni qarab chiqamiz.

a) Chiziqliy rekombinasiya. Bu holda yorug'lik intensivligi kichik, ya'ni generasiyalash tezligi yetarlicha kichik, rekombinasiyalanish tezligi esa nomuvozanatiy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasining birinchi darajasiga prororsional bo'ladi deb faraz qilinadi. Keyingi faraz, (3.55) ga muvofiq, yashash vaqti nomuvozanatiy tashuvchilar konsentrasiyasiga bog'liq bo'lmaydi demakdir. Bu holni amalga oshish shartlari: bir turdagi rekombinasiyalanish markazlari (ushlagichlari) mavjud, ularning  $p_n$ , yoki  $n_k$  konsentrasiyasi yetarlicha katta va yoritish darajasiga bog'liq emas ((3.53) va (3.54) formulalarga qarang).

Nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar (aniqlik uchun elektronlar) konsentrasiyasining birlik vaqt ichida o'zgarishini (3.56) tenglama tavsiflaydi. Qaralayotgan holda  $\tau_n = \text{sonst}$ ;  $t = 0$  raytda Yarimo'tkazgich namunasi doimiy intensivlikli yorug'lik bilan yoritilayotgan bo'lsin. U holda (3.56) tenglamaning boshlangich  $\Delta n(t = 0) = 0$  shart o'rinni bo'lgan holdagi yechimi:

$$\Delta n = \alpha \beta \tau_n / [1 - \exp(-t/\tau_n)] \quad (3.63)$$

$t \rightarrow \infty$  bo'lganda:

$$\Delta n(t \rightarrow \infty) = \alpha \beta \tau_n / \Delta n_{st} \quad (3.64)$$

(3.63) ifoda nomuvozanat holatdagi elektronlar konsentrasiyasining, binobarin, nomuvozanatliy o'tkazuvchanlik mos tashkil etuvchisining o'sish chizig'ini tavsiflaydi. Yoritish boshlanganidan biror  $\tau_n$  tartibdagi vaqt o'tgach konsentrasiyaning  $\Delta n_{st}$  qiymatiga erishiladi.

Endi  $t = 0$  vaqtda namunaning yoritilishi to'xtatiladi, deb faraz qilaylik. Bu holda (3.56) tenglama

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau_n \quad (3.65)$$

ko'rinishni oladi va  $\Delta n(0) = \Delta p_{sg} = \alpha \beta \tau_n I$  boshlang'ich shartni e'tiborga olganda

$$\Delta n(t) = \alpha \beta \tau_n / \exp(-t/\tau_n) \quad (3.66)$$

yechimga kelamiz. Bu ifoda nomuvozanatliy elektronlar konsentrasiyasining pasayish chizig'ini tasvirlaydi. Yoritish to'xtatilgan paytdan biror ( $\tau_n$  tartibdagi) vaqt o'tgach nomuvozanatliy elektronlar amalda yo'q bo'ladi. Ana Shunday mulohazalar nomuvozanatliy kovaklar uchun ham takrorlash mumkin.

Nomuvozanatliy o'tkazuvchanlikning o'sish va pasayish chiziqlari yordamida  $\tau_n$  va  $\tau_r$  yashash vaqtlarini aniqlash mumkin.

b) Kvadratik (zonalararo) rekombinasiya. Bu holda rekombinasiya tezligi Yarimo'tkazgichdagi nomuvozanatliy zaryad tashuvchilar konsentrasiyasi kvadratiga prororsional bo'ladi. Bu holning amalga oshish sharti: o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonadagi kovaklar konsentrasiyalari bir xil, rekombinasiya elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasidan bevosita valent zonaga o'tishi ko'rinishida yuz beradi. Bu holda rekombinasiya tezligi

$$p_n = \gamma(\Delta n)^2 \quad (3.67)$$

bo'lib, (3.66) tenglama

$$d\Delta n/dt = \beta\alpha I - \gamma(\Delta n)^2 \quad (3.68)$$

ko'rinishni oladi. Bu tenglamani doimiy intensivlikli yoritishning boshlanish va to'xtatilish hollari uchun yechsak, nomuvozanatli konsentratsiyaning o'sish va rasayish jarayonlarini tavsiflovchi quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I / \gamma} \operatorname{th}(t\sqrt{\gamma\alpha\beta I}) \quad (\text{o'sish}), \quad (3.69)$$

$$\Delta n(t) = \sqrt{\alpha\beta I / \gamma} [1 - \operatorname{th}(t\sqrt{\gamma\alpha\beta I})] \quad (\text{pasayish}). \quad (3.70)$$

Bu holda relaksasiya jarayonining vaqt doimiysi sifatida yashash vaqti tushunchasini kiritish mumkin emas, chunki u jarayon davomida uzluksiz o'zgarib boradi. Bu yerda oniy yashash vaqti to'g'risida gapirsa bo'ladi, u har bir onda muayyan qiymatga va muayyan ma'noga ega bo'ladi.

### 3.4. Diffuziyaviy va dreyf toklar uzliksizlik tenglamasi.

Agar yarim o'tkazgichda aralashma konsentratsiyasi fazoviy koordinatalarning funksiyasi bo'lsa, elektron va teshiklarning zichligi  $x$ ,  $y$  va  $z$  ning funksiyasi bo'ladi. Shuning uchun bunday yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiya gradienta mavjud bo'lib, yarimo'tkazgichda diffuziya oqimi vujudga keladi. Bunday holni yarimo'tkazgichlarda kontakt orqali zaryad tashuvchilar injeksiyalanganda yoki boshqa energetik ta'sir orqali yarimo'tkazgichning bir qismida zaryad tashuvchilar gneratsiyalanganda ham kuzatiladi. Termodinamik muvozanat yuz berganga qadar zaryad tashuvchilar zichligi katta bo'lgan joydan zichligi kichik bo'lgan tomonga oqadi. Xosil bo'lgan diffuzion oqim zichligi, ya'ni bir sekunda birlik yuzdan o'tayotgan elektron va teshiklar soni, elektron va teshiklar konsentratsiyasi gradientiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Xususiyl holda  $x$  o'qi bo'yicha bu oqimning tashkil etuvchisi, elektronlar uchun

$$i_{nx} = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (3.71)$$

teshiklar uchun

$$i_{px} = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.72)$$

bo'ladi. Bunda  $D_n$  va  $D_p$  lar tegishlicha elektron va teshiklarning diffuzion koefitsienta (3.71) va (3.72) lardagi (—) ishora diffuzion oqim yo'nalishi zaryad tashuvchilarining konsentratsiyasi gradienta yo'nalishiga qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, (3.71) va (3.72) larda  $x$  o'qi bo'ylab yo'nalgan diffuzion tok zichligi uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

elektron toki zichligi uchun

$$j_{nx} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.73)$$

teshik toki zichligi uchun

$$j_{px} = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (3.74)$$

Bu ifodalarni uch o'lchovli fazoda diffuzion tokning konsentratsiya gradientiga bog'liqligi, vektor shaklida quyidagicha yozish mumkin:

$$j_n = eD_n \nabla n \quad (3.75)$$

$$j_p = eD_p \nabla p \quad (3.76)$$

Muvozanat vaqtida elektronlar va teshiklarning to'liq oqimi nolga teng bo'ladi, binobarin, elektron va teshik toki nolga teng bo'ladi, chunki elektronlar va teshiklarning diffuziyalanishi natijasida bir jinsli bo'lmagan yarim o'tkazgichlarda elektrostatik maydon hosil bo'ladi. Elektrostatik maydon ta'sirida Xosil bo'lgan zaryad tashuvchilar oqimi bilan diffuzion oqim qarama-qarshi yo'nalgan bo'lganligi uchun, muvozanat vaqtida bu oqimlar miqdor jixatidan bir-bir lariga tengdir To'lik elektron va teshik toki zichligini topish uchun diffuzion tok bilan dreyf toklari yigindisini olishimiz kerak. Natijada (3.63), (3.64), (3.74) va (3.75) larga asosan to'liq elektron toki uchun

$$j_n = enu_n E + eD_n \nabla n \quad (3.77)$$

To'liq teshik toki uchun

$$j_p = epu_p E + eD_p \nabla p \quad (3.78)$$

tenglamalarni olamiz. Ularning biror ondagi xususiy xolda  $x$  o'qidagi proeksiyalari esa

$$j_n = enu_n E_x + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.79)$$

$$j_p = epu_p E_x + eD_p \frac{dp}{dx} \quad (3.80)$$

formulalar orqali ifodalanadi.

Muvozanat xolatda to'liq elektron toki va teshik toki nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$e n u_n E_x + e D_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (3.81)$$

$$e p u_p E_x + e D_p \frac{dp}{dx} = 0 \quad (3.82)$$

Yuqorida aytilganlardan ko'rinadiki, yarimo'tkazgichlarda ikkala tok elektron teshik toki, ikki xil tokning yig'indisidan iborat bo'lib, biri maydon potensialining gradientiga proporsional bo'lsa, ikkinchisi esa zaryad tashuvchilar zichligining gradientiga proporsional bo'lar ekan. Xar xil sabablarga ko'ra, yarimo'tkazgichlarda bu toklardan biri katta bo'lib, uning oldida ikkinchisini hisobga olmasa ham bo'ladi, lekin ba'zi hollarda albatta ikkala qismini, ya'ni ham dreyf, ham diffuzion tashkil etuvchisini hisobga olish zarurdir.

Shuni ham aytib o'tish kerakki, (3.74) va (3.75) formulalar uncha katta bo'lmagan maydonlardagina kuchga egadir. Agar biz elektronlarning erkin yugurish yo'lini  $l$  deb belgilasak, u holda elektronning Shu oraliqda olgan energiyasi  $E_1$  bo'ladi. (3.74) va (3.75) formulalar kuchga ega bo'lishi uchun elektronning maydonda olgan energiyasi o'rtacha issiqlik energiyasi  $kT$  dan kichik bo'lishi kerak, ya'ni

$$kT \gg eE l \quad (3.83)$$

Aks holda elektronlarning xarakatchanligi  $U_n$  ham  $E$  ga bog'liq bo'lib qoladi, ya'ni Om qonuni buziladi. (3.74) va (3.75) tenglamalar yarim o'tkazgichlardagi zaryad tashuvchilar Maksvell — Bolsman taqsimotiga bo'ysungan hol uchungina to'g'ri, aks holda, Fermi Dirak taksimoti kuchga ega bo'lgan hollar uchun bu tenglamalar kuchga ega emasdir.

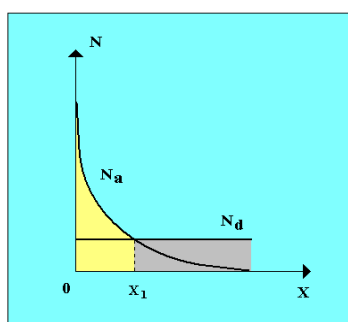
### 3.5 Yarimo'tkazgichlarda $p$ - $n$ (elektron-kovak) o'tish

1. Elektron-kovak ( $p$ - $n$ ) o'tishning hosil bo'lishi
2.  $p$ - $n$  o'tishda potentsial va maydon taqsimoti
3.  $p$ - $n$  o'tishning VAX. To'g'rilagich diodlar



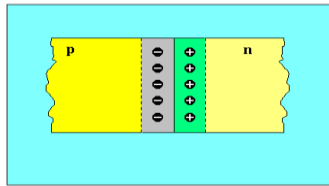
## 1. Elektron-kovak (p–n) o'tishning hosil bo'lishi

p-n o'tish hosil bo'lishining fizik manzarasini qarab chiqamiz.  $N_d$  konsentratsiyali donor kirishma butun hajm bo'yicha tekis taqsimlangan, elektron turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgichli kristall mavjud bo'lsin. Kristallning biror qirrasida bo'yicha  $N_a$  konsentratsiyali akseptor kirishma diffuziyasi o'tkazilsin, bu holda  $N_a \gg N_d$  (3.5-rasm). Bunday diffuziyadan so'ng, yarimo'tkazgich hajmi turli turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki qismga ajraladi. Haqiqatan ham, butun  $0 < x < x_1$  sohada «kovaklar» konsentratsiyasi  $N_a - N_d$ , elektronlar konsentratsiyasi esa  $N_d$  ga teng.  $N_a \gg N_d$  bo'lganligi sababli, asosiy zaryad tashuvchilar kovaklar hisoblanadi.  $x > x_1$  sohada «kovaklar» konsentratsiyasi kam ( $N_a \ll N_d$ ), elektronlar konsentratsiyasi esa  $n = N_d$ , demak bu soha n turdagi o'tkazuvchanlikka ega, ya'ni asosiy zaryad tashuvchilar bu sohada elektronlar hisoblanadi. Boshqacha qilib aytganda  $x$  q  $x_1$  tekislik yaqinida p sohadan n sohaga o'tish shakllanadi, ya'ni p-n o'tish hosil bo'ladi. Sohaning har ikki tarafida ( $x = x_1$  tekislikning) elektronlar va «kovaklar» konsentratsiyalari turlicha. O'tishning paydo bo'lishida elektronlar yuqori konsentratsiyali sohadan kam konsentratsiyali sohaga diffuziya orqali o'tadi. Bu holda n sohada,  $x = x_1$  tekislik yaqinida erkin elektronlar soni ionlashgan donorlar sonidan kichik bo'ladi. Bu esa elektroneytrallik shartining buzilishiga va ionlashgan donor aralashmalar tufayli paydo bo'ladigan kompensatsiyalanmaydigan musbat zaryadning hosil bo'lishiga olib keladi.



3.5-rasm. p-n o'tishning hosil bo'lishi

O'z navbatida  $x = x_1$  tekislikka tegib turgan soxadan,  $p$  sohadan kovaklar  $n$  sohaga diffuziyalanadi. Bu esa  $p$  sohada ionlashgan aktseptorlarning kompensatsiya - lanmaydigan manfiy zaryadlari hosil bo'lishiga olib keladi. Shunday qilib,  $p$  va  $n$  sohalar ajralishi chegarasida aralashmalarning ionlashgan zaryadlari bilan xarakterlanadigan ikkilamchi elektr qatlami hosil bo'ladi (3.6-rasm). Bu qatlam tufayli hosil bo'lgan elektr maydoni, harakatchan zaryad tashuvchilarning keyingi diffuziyasiga to'sqinlik qiladi. Lekin bu maydon diffuzion tokka teskari yo'nalgan



3.6-rasm. P va n sohalar ajralish chegarasida ikkilamchi elektr qatlamining hosil bo'lishi

asosiy bo'lmagan elektr tashuvchilarning dreyf tokini yuzaga keltiradi. Tashqi kuchlanish bo'lmagan holda, muvozanat holatida, o'tish orqali natijaviy tok nolga teng bo'ladi.

Bu degan so'z, elektr maydoni kuchlari va zaryad tashuvchilar diffuziyasini aniqlovchi kuchlar, yarimo'tkazgichning ixtiyoriy kesimida bir-birini muvozanatlaydi demakdir. Zaryad tashuvchilarning diffuziya jarayoni to'xtatilgandan so'ng  $p-n$  o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'ladi. Muvozanat holatida  $r$  va  $n$  sohalar qalinligi bo'yicha erkin elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti va  $p-n$  o'tishning energetik zonalar diagrammasi 3.7-rasmda ko'rsatilgan. Bundan tashqari bu rasmda  $p$  va  $n$  sohalar ajralishi chegarasida hosil bo'lgan  $\varphi_0$  balandlikka ega bo'lgan potentsial to'siq ham ko'rsatilgan. Potentsial to'siq kattaligini batafsil qarab chiqamiz. Termodinamik muvozanat holatida ixtiyoriy sistema uchun Fermi sathi doimiy kattalikdir. Agarda  $p-n$  o'tish termodinamik muvozanat holatida bo'lsa,  $r$  va  $n$  sohalarda Fermi sathi bir xil balandlikda bo'ladi (3.7-rasm).  $n$  sohadagi elektronlar konsentratsiyasi

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (3.84)$$

ga teng.

Energiyaning nol qiymatini  $n$  soha o'tkazuvchanlik zonasi tubiga mos keluvchi energiya deb hisoblaymiz, ya'ni  $E_c = 0$ , u holda

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (3.85)$$

Bu yerdan  $n$  turdagi o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan yarimo'tkazgich temperaturasi, o'tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar konsentratsiyasi va holatlarning effektiv zichligi kabi kattaliklarni o'zaro bog'lovchi  $n$ -sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

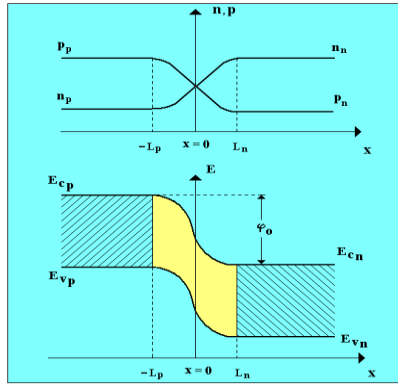
yoki

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (3.86)$$

$p$  sohada kovaklar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (3.87)$$

Bu yerdan  $p$  sohadagi Fermi sathi energiyasi uchun ifodani olamiz:



3.7-rasm. p-n o'tish qalinligi bo'yicha zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimoti va potensial to'siqning paydo bo'lishi

$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (3.88)$$

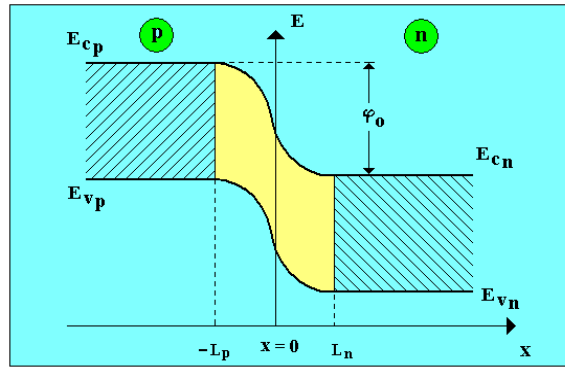
Nolinchi energiya sifatida o'tkazuvchanlik zonasi tubi olinganligini e'tiborga olib, p va n sohalar ajralish chegarasida hosil bo'ladigan potensial to'siq balandligini olamiz:

$$\varphi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

So'ngra (3.85) va (3.87) ifodalardan foydalanib  $\varphi_0$  ning qiymatini olamiz:

$$\varphi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (3.89)$$

Olingan (3.89) ifodada ko'rinadiki p-n o'tish potensial to'siq balandligi (3.8-rasmga qarang) material turi hamda p va n sohalaridagi erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyalarini sbatibil aniqlanar ekan.



3.8-rasm. Muvozanat holatida p-n o'tishning energetik diagrammasi

## 2. p-n o'tishda potentsial va maydon taqsimoti

Elektron va kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikki yarimo'tkazgich kontaktida hosil bo'lgan p-n o'tishni qarab chiqamiz. n sohada donor aralashma konsentratsiyasi- $N_d$ , p sohadagi aktseptor aralashma konsentratsiyasi- $N_a$ . bo'lsin. Bunda n sohadagi erkin elektronlar konsentratsiyasi  $n_n$ , p sohadagi erkin kovaklar konsentratsiyasi  $p_p$ . O'tish yetarlicha yuqori temperaturada mavjud, demak, har ikkala sohada aralashma to'la ionlashgan va  $N_d=n_n$  va  $N_a=p_p$ . deb hisoblaymiz. Bunday o'tishning energetik zona diagrammasi 3.8-rasmda keltirilgan. Bu yerda  $E_{c_p}$  va  $E_{c_n}$  -r va n o'tish sohalaridagi o'tkazuvchanlik zonasining tubi;  $E_{v_p}$  va  $E_{v_n}$  -  $E_{c_n}$  -r va n o'tish sohalaridagi valent zonalarning eng yuqori energetik sathi.

Diffuzion potentsial bilan xarakterlanadigan p van sohalar orasidagi potentsial to'siq  $\varphi_0$  p sohada  $L_p$  qalinlikdagi  $qN_a$  hajmiy zaryadni va o'tishning n sohasida  $L_n$  qalinlikdagi  $qN_d$  hajmiy zaryadni hosil qiladi. Bunda agarda p-n o'tishning ikkala sohasida ham elektronlar va kovaklar konsentratsiyasi bir xil bo'lsa, ya'ni  $p_p=n_n$ , u holda  $L_p=L_n$ . n-sohadagi hajmiy zaryad zichligi (birlik hajmga mos keluvchi zaryad) quyidagicha ifodalanishi mumkin:

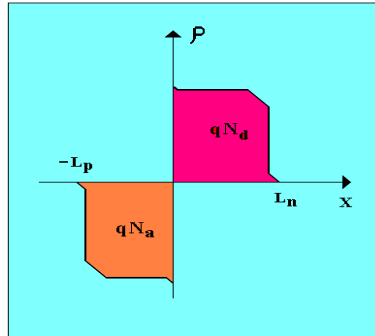
$$\rho = qN_d = qn_n, \quad 0 < x < L_n \quad \text{da} \quad (3.90)$$

p sohadagi hajmiy zaryad zichligi

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_n \quad -L_p < x < 0 \quad \text{da} \quad (3.91)$$

ga teng bo'ladi.

O'tishning har ikkala sohasi uchun potentsial va hajmiy zaryad o'rtasidagi bog'lanish Puasson tenglamasi yordamida aniqlanadi:



3.9-rasm. p-n o'tishning p va n sohalaridagi hajmiy zaryad zichligi

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n \quad (3.92)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0. \quad (3.93)$$

Bunda n sohada  $x=L_n$  bo'lganda, ya'ni hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = 0 \quad \text{va} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (3.94)$$

$x=-L_p$  bo'lganda, ya'ni p sohadagi hajmiy zaryad qatlami chegarasida quyidagi shart bajariladi:

$$\varphi = \varphi_0 \quad \text{va} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (3.95)$$

Har bir o'tish sohasi uchun (3.92) va (3.93) tenglamalarni yechib quyidagilarni olamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_n - x), \quad \text{agar} \quad 0 < x < L_n, \quad (9.96)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}(L_p + x), \quad \text{agar} \quad -L_p < x < 0 \quad (9.97)$$

Elektr maydon kuchlanganligi:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}$$

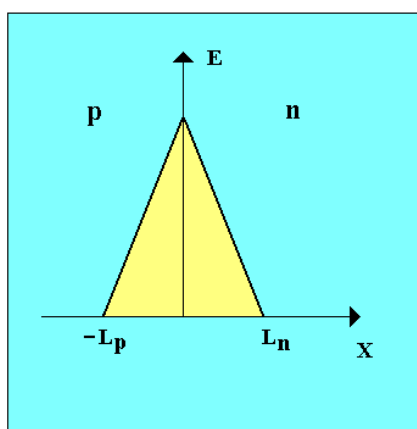
ekanligini e'tiborga olib, (3.96) va (3.97) ifodalardan  $p$ - $n$  o'tishning har ikkala sohasida (3.10-rasm) o'tishning qalinligi bo'yicha elektr maydon kuchlanganligi taqsimotini ifodalovchi munosabatni olamiz:

$$E = \frac{n_n}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x) \text{ yoki } E = \frac{p_p}{\epsilon\epsilon_0}(L_p + x) \quad (3.98)$$

So'ngra (3.96) va (3.97) ifodalarni koordinatalar bo'yicha differentsiallab

$$\phi = \frac{qn_n}{2\epsilon\epsilon_0}(L_n - x)^2, \text{ agar } 0 < x < L_n \quad (3.99)$$

$$\phi = \phi_0 - \frac{qp_p}{2\epsilon\epsilon_0}(L_p + x)^2, \text{ agar } -L_p < x < 0. \quad (3.100)$$



3.10-rasm.  $p$ - $n$  o'tishda elektr maydon taqsimoti

$x=0$  da, ikki sohaning ajralish chegarasida  $\frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{d\phi}{dx}$  shart bajariladi. Bu shartni e'tiborga olib quyidagi munosabatlarni olamiz:

$$\frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0} L_n = \frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0} L_p \quad (3.101)$$

yoki

$$n_n L_n = p_p L_p \quad \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (3.102)$$

$x=0$  nuqtada (3.99) va (3.100) ifodalarni tenglashtirib

$$\varphi_0 - \frac{q p_p}{2 \varepsilon \varepsilon_0} L_p^2 = \frac{q n_n}{2 \varepsilon \varepsilon_0} L_n^2 \quad (3.103)$$

ifodani olamiz yoki

$$\varphi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) \quad (3.104)$$

O'tish hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligi (3.8-rasm)  $L=L_n+L_p$  ko'rinishida yoziladi. (3.102) ifodani hisobga olib quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p + n_n}{p_p} \quad (3.105)$$

va

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n + L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p + n_n}{n_n} \quad (3.106)$$

Bu yerdan

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p + n_n} \quad \text{va} \quad L_p = L \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad (3.107)$$

ifodalarni olamiz. (3.107) ni (3.104) ga qo'yib, p-n o'tish potentsial to'sig'i balandligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \left[ n_n \frac{p_p^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 \right] \quad (3.108)$$

yoki quyidagi ko'rinishda:

$$\varphi_0 = \frac{q L^2}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \frac{1}{(n_n + p_p)^2} (n_n p_p^2 + p_p n_n^2) \quad (3.109)$$

(3.109) ifodani yanada soddaroq ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2 \varepsilon \varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} L^2 \quad (3.110)$$

(3.110) ifodadan p-n o'tishning hajmiy zaryadi qatlamining to'la qalinligini topamiz:

$$L = \left( \frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.111)$$

Keltirilgan ifodadan ko'rinadiki, p-n o'tishning hajmiy zaryad qatlami qalinligi yarimo'tkazgich materiali,  $\varphi_0$  kattalik va r va n sohalardagi harakatchan zaryad



tashuvchilar konsentratsiyalari nisbatiga bog'liq bo'lar ekan. Agar p-n o'tishning birop sohasida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi boshqasidan yetarlicha katta bo'lsa, u holda hajmiy zaryad qalinligi kam konsentratsiyali sohaga tarqaladi.

$$L_n = \left( \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} p_p \gg n_n \text{ da} \quad (3.112)$$

$$L_p = \left( \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} n_n \gg p_p \text{ da} \quad (3.113)$$

### 3. p-n o'tishning VAX.

Rekombinatsiya sodir bo'lmaydigan p-n o'tish orqali tok o'tishini qarab chiqamiz. p va n sohalar qalinligi katta emas,  $p_p$  va  $n_n$  asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi  $n_i$  dan yetarlicha katta. Bu holda p va n sohalarning omik qarshiligi yetarlicha kichik va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Issiqlik muvozanati holatida p-n o'tishning har ikkala tomonida elektronlar va kovaklar oqimi bir xil. Tashqi maydon qo'yilganda bu muvozanat buziladi. Agar p-n o'tish qalinligi L erkin yugurish yo'li l dan kichik bo'lsa, u holda p-n o'tishda zaryad tashuvchilar sochilishi kam va uni e'tiborga olmaslik mumkin. Bunday yaqinlashishlarda p-n o'tish orqali o'tayotgan tok potentsial to'siqni yengish uchun yetarli energiyaga ega bo'lgan tashuvchilar soni bilan aniqlanadi. To'g'ri yo'nalishdagi kuchlanish qo'yilganda p va n sohalar o'rtasidagi potentsial to'siq balandligi kamayadi va n sohadan elektronlar p sohaga o'tadi, kovaklar esa p sohadan n sohaga o'tadi. Mos sohalardagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi ortadi. Ortiqcha tashuvchilar p-n o'tish chuqurligi bo'ylab so'riladi va rekombinatsiyaga uchraydi. Asosiy bo'lmagan ortiqcha zaryad tashuvchilar hosil qiladigan zaryad asosiy tashuvchilar oqimi bilan kompensatsiyalanadi. Qo'yilgan kuchlanish qanchalik katta bo'lsa, shuncha ko'p asosiy bo'lmagan tashuvchilar mos sohalarga o'tadi va p-n o'tish toki shuncha katta bo'ladi. Diffuzion va dreyf toklar tushunchasidan foydalanib, n sohadagi kovaklarning to'la toki quyidagicha yozilishi mumkin:

$$j_{p(n)} = ep_n\mu_p E - eD_p \frac{dn}{dx} \quad (3.114)$$

p sohadagi kovaklarning to'la toki (diffuzion va dreyf) esa

$$j_{p(p)} = e p_p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.115)$$

ga teng bo'ladi. p sohada, ya'ni kovaklar konsentratsiyasi katta bo'lgan sohada tok asosan uning dreyf tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

$$j_{p(p)} = e p_p \mu_p E \quad (3.116)$$

n sohada esa kovaklar konsentratsiyasi kam, lekin katta konsentratsiya gradiyenti mavjud, shu sababli bu sohada to'la tok asosan uning diffuzion tashkil etuvchisi hisobiga paydo bo'ladi:

$$j_{p(p)} = -q e D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.117)$$

Qaralayotgan p-n o'tish yuqqa bo'lganligi sababli, zaryad tashuvchilar undan rekombinatsiyaga uchramay o'tadi, shu sababli p-n o'tishning ( $x=L_n, x=L_p$  tekisligida)

ikkala tomonida kovaklar va elektronlar toki ( $j_{p(p)} = j_{n(n)}$ ).

$$j_{p(n)} = -e D_p \frac{dp}{dx} \quad (3.118)$$

p-n o'tish orqali o'tayotgan tokni hisoblash uchun quyidagi n sohada mavjud bo'lgan kovaklar zaryadi uzluksizligi tenglamasini qarab chiqamiz:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_0}{Z_p^2} \quad (3.119)$$

bu yerda  $Z_p^2 = D_p \tau_p$  - n sohada kovaklarning diffuzion uzunligi;  $D_p$  - kovaklarning diffuziya koeffitsiyenti;  $\tau_p$  - n sohada kovaklarning yashash vaqti;  $p_0$  - kovaklarning n soha x tekisligidagi konsentratsiyasi;  $p_0$  - n sohada kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi. Tahlil uchun (3.119) ni quyidagi

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p - p_0) = 0 \quad (3.120)$$

ko'rinishda yozamiz. (3.120) tenglama doimiy koeffitsiyentli ikkinchi tartibli bir jinsli tenglamadir. Bu tenglamaning umumiy ko'rinishdagi yechimi quyidagi ko'rinishga ega:

$$p - p_0 = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left( - \frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.121)$$

$p_0$ -n sohadagi kovaklarning muvozanatli konsentratsiyasi-bu n sohadagi asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga teng,  $p_0=p_n$ , u holda (3.121) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$p = p_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left( - \frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.122)$$

$C_1$  va  $C_2$  doimiylarni topish uchun p-n o'tishning turli sohalaridagi konsentratsiyalarni qarab chiqamiz. n sohadagi kovaklar konsentratsiyasi  $x=\infty$  da kovaklarning bu sohadagi  $p_n$  konsentratsiyasiga teng, ya'ni  $p(x)_{x=\infty} = p_n$ , u holda  $C_1=0$  va (3.122) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$p = p_n + C_2 \exp \left( - \frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.123)$$

$C_2$  doimiykni r va n sohalar chegarasidagi  $x=L_n$ , tekislikda p-n o'tishga qo'yilgan U kuchlanishga bog'liqligi shartida foydalanib aniqlash mumkin:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (3.124)$$

(3.124) ifodadan ko'rinadiki,  $U=0$  shartda  $L_n$  tekislikda kovaklar konsentratsiyasi muvozanat xolatidagi konsentratsiyaga teng, ya'ni  $p(L_n) = p_0$  bo'lib, bu holda (3.123) tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$p_n \exp \frac{qU}{kT} = p_n + C_2 \exp \left( - \frac{L_n}{Z_p} \right) \quad (3.125)$$

bu yerdan  $S_2$ :

$$C_2 = p_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (3.126)$$

(3.125) tenglama va  $C_1, C_2$  larning topilgan qiymatlaridan foydalanib n soha qalinligi, ya'ni elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan soha qalinligi bo'yicha kovaklar taqsimotini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$p(x) = p_n + p_n \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp \left( -\frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.127)$$

Shuni eslatib o'tamizki, biz quyidagi

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (3.128)$$

tenglama orqali aniqlanuvchi p-n o'tishning  $L_n$  tekisligi orqali o'tuvchi kovak tokining diffuzion tashkil etuvchisini qarab chiqamiz. (3.127) tenglamani x koordinata bo'yicha  $x=L_n$  shart bajarilgan xol uchun differentsiallab, diffuzion tokning kovakli tashkil etuvchisini aniqlovchi ifodani olamiz:

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (3.129)$$

Mos ravishda diffuzion tokning elektron tashkil etuvchisini hisoblashimiz mumkin:

$$j_n(-L_p) = \frac{qn_p D_n}{Z_n} \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (3.130)$$

Diod orqali o'tuvchi to'la tok, tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilari yig'indisidan iborat:  $j=j_n(-L_p) = j_p(L_n)$ , shu sababli

$$j = q \left( \frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (3.131)$$

3.11-rasmda p va n sohalarning yupqa p-n o'tish bo'yicha elektronlar va kovaklarning konsentratsiyalari taqsimoti (a) hamda elektron-kovak toklari zichliklari (b) keltirilgan. Shtrix orqali esa elektr tashuvchilar rekombinatsiyalashmay o'tadigan hajmiy zaryad sohasi ko'rsatilgan. (3.131) tenglama p-n o'tish orqali o'tayotgan tok zichligining unga qo'yilgan tashqi kuchlanishga bog'liqligini ifodalaydi.

$$j_s = \left( \frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \quad (3.132)$$

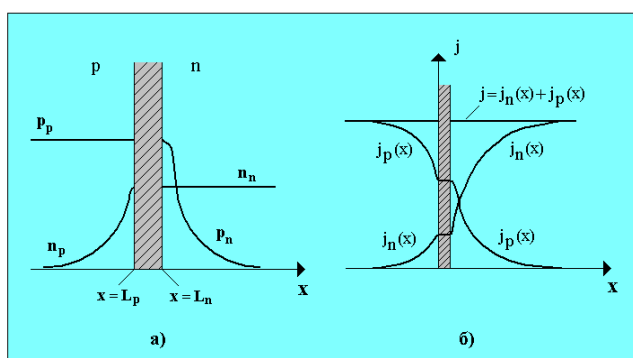
kattalikka to'yinish toki zichligi yoki teskari issiqlik toki zichligi deyiladi. Bu tushunchadan foydalanib (3.131) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$j = j_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (3.133)$$

(3.133) tenglamani keltirib chiqarishda p-n o'tish yuzasi birga teng deb olindi. Agarda p-n o'tish yuzasi S ga teng bo'lsa, u holda to'la tok  $I = jS$  ga teng bo'ladi, bu yerda I–tok kuchi. Bu holda diodning VAX uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$I = I_s \left( \exp \frac{qU}{kT} - 1 \right), \quad (3.134)$$

bu yerda  $I_s$ –to'yinish toki. (3.134) ifodadan ko'rinadiki, qo'yilgan kuchlanishning musbat qiymatlarida p-n o'tish orqali o'tayotgan tok yetarlicha katta va kuchlanish kattaligiga eksponentsial bog'liq. Kuchlanishning musbat qiymatlari o'tish orqali o'tayotgan to'g'ri tokka mos keladi, manfiy qiymatlari esa teskari tokka, ya'ni asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar hosil qilayotgan tokka mos keladi. 3.13-rasmda (3.134) munosabatlar yordamida hisoblangan yupqa, p-n o'tishning to'yinish toki asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi oshishi bilan ortadi. Shu sababli, to'yinish tokini kamaytirish uchun o'tishning p va n sohalaridagi asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini oshirish kerak.



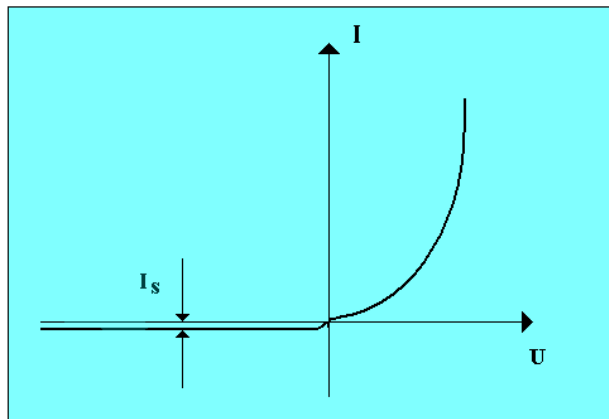
3.12-rasm. Yupqa p-n o'tishda harakatchan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi (a) va elektron-kovakli toklar zichliklari (b)

Bu holda (3.112) ifodadan ko'rinadiki, o'tishning p-n sohaları orasidagi potensial to'siq balandligi ham ortadi. p-n o'tish orqali oqi bo'tadigan tok ikkita

tashkil etuvchidan tashkil topgan. Ular tokning elektron va kovakli tashkil etuvchilaridir va ularning nisbati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n L_n}{p_n D_p L_p} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (3.135)$$

Agar n sohadagi elektronlar harakatchanligi ularning p sohadagi harakatchanligiga yaqin, p sohadagi kovaklar harakatchanligi ularning n sohadagi harakatchanligidan farq qilmasa va elektron hamda kovaklarning diffuzion uzunliklari keskin farq qilmasa, u holda (3.135) munosabatga ko'ra elektron tokining kovak tokiga nisbati o'tkazuvchanliklar nisbatiga teng va bu sohalardagi asosiy zaryad tashuvchilarni porametrlariga bog'liq nisbat orqali aniqlanadi.



3.13-rasm. Ideal p-n o'tish VAX

Agarda  $n$  sohada elektronlar konsentratsiyasi  $p$  sohadagi kovaklar konsentratsiyasidan yetarlicha ko'p bo'lsa, u holda p-n o'tish orqali o'tayotgan tok asosan kovaklar oqimi hisobiga bo'ladi.

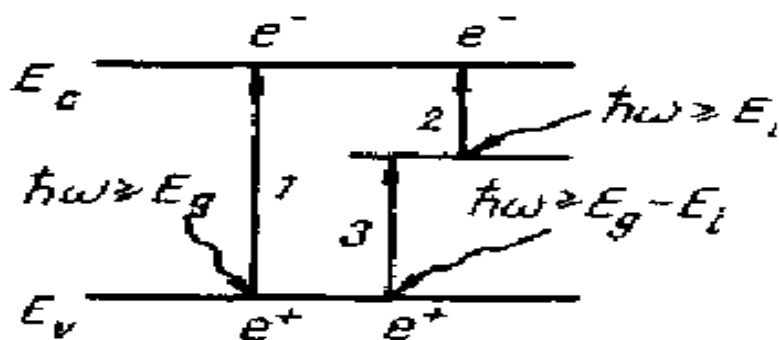
### 3.6. Yarimo'tkazgichlarda fotoeffekt hodisasi.

1. Fotoo'tkazuvchanlik
2. Xususiy fotoo'tkazuvchanlik
3. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash

**Tayanch so'zlar:** fotorezistiv effekt, yorug'lik kvanti, kirishmaviy yutilish, dreyf tezliklari

#### 1. Fotoo'tkazuvchanlik

Yarimo'tkazgich elektr qarshiligining elektromagnit nurlar ta'sirida o'zgarishi hodisasi fotorezistiv effekt yoki fotoo'tkazuvchanlik hodisasideyiladi. Elektromagnit nurlar yarimo'tkazgichda yutilib, qo'shimcha zaryad tashuvchilarni yuzaga keltiradi. Yorug'likning xususiy yutilishi bunda yorug'lik kvanti energiyasi va kirishmaviy yutilishi zaryad tashuvchilar juftlarini yoki bir ishorali zaryad tashuvchilarni yuzaga keltiradi.



3.14-rasm. Yorug'likning yarimo'tkazgichda xususiy va kirishmaviy yutilish.

Shu tufayli fotoo'tkazuvchanlikning kirishmaviy va xususiy turlari mavjud. Yorug'lik yutilishining erkin zaryad tashuvchilarni yuzaga keltirmaydigan bir necha mexanizmlari ham bor.

Yorug'lik yutilishi hisobiga paydo bo'lgan ortiqcha elektronlar va kovaklar kristall panjara tebranishlari va nuqsonlari bilan o'zaro ta'sirlashishi oqibatida  $10^{-10}$ — $10^{-12}$  s vaqt chamasida energiya va kvaziimpulslar bo'yicha muvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarniki kabi taqsimotga ega bo'lib qoladilar. Shuning uchun ham nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar harakatchanligi muvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar harakatchanligidan farq qilmaydi va yoritilayotgan yarimo'tkazgich elektr o'tkazuvchanligining o'zgarishiga erkin zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining ortishi sabab bo'ladi. Binobarin, qorong'ilikdagi elektr o'tkazuvchanlik

$$\Delta\sigma = \sigma_y - \sigma_0 = e\mu_n\Delta n + e\mu_p\Delta p \quad (3.136)$$

kattalik qadar ortadi. Mana shu kattalik yorug'likdagi o'tkazuvchanlikni ifodalaydi.

Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha konsentratsiyalari uzluksizlik tenglamalaridan topiladi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Delta n}{\partial t} &= g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n \\ \frac{\partial\Delta p}{\partial t} &= g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p \end{aligned} \quad (3.137)$$

Yorug'likning xususiy yutilishi holida elektronlar va kovaklar generatsiyasi tezliklari o'zaro teng, ya'ni  $g_p = g_n = g$ . Doimiy yoritilganlik sharoitida (statsionar holatda)  $\frac{\partial\Delta n}{\partial t} = \frac{\partial\Delta p}{\partial t} = 0$  va  $\vec{\mathcal{E}} = 0$  da tekis generatsiyalash sharoitida  $\operatorname{div} \vec{j}_n = \operatorname{div} \vec{j}_p = 0$  bo'lgani sababli

$$\Delta n_{ct} = g_n \tau_n, \quad (3.138)$$

$$\Delta p_{ct} = g_p \tau_p \quad (3.139)$$

(3.138) va (3.139) ifodalarni fotorezistiv effekt uchun birinchi xarakteristik munosabatlar deyiladi. Ularni e'tiborga olib, statsionar fotoo'tkazuvchanlikni

$$\Delta\sigma_{ct} = e\mu_p (bg_n \tau_n + g_p \tau_p) \quad (3.140)$$



ko'rinishda yoziladi, bunda  $b = \mu_n / \mu_p$

Optik generatsiya sur'atining ifodasini (3.140) tenglamaga qo'ysak stasionar fotoo'tkazuvchanlikning

$$\Delta\sigma_{ct} = e\alpha I_V (1 - R_V) (\tau_n \mu_n \beta_n + \tau_p \mu_p \beta_p) \quad (3.141)$$

ko'rinishdagi ifodasini olamiz. Nurlanishning yutilish koeffitsienti  $a$  va elektronlar hamda kovaklar uchun kvant chiqishlar to'g'risida oldingi boblarda batafsil gapirilgan.

Tutuvchi markazlar yo'q va xususiy generatsiya mavjud bo'lgan holda:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \Delta p; \tau_n = \tau_p; \beta_n = \beta_p = \beta \\ \Delta\sigma_{ct} &= e\alpha\beta (1 - R_V) / \mu_p (1 + b) \end{aligned} \quad (3.142)$$

Kirishmaviy yutilish holida yoki  $\tau_n \gg \tau_p; \mu_n \gg \mu_p$  bo'lganda (3.141) ifodadagi hadlardan biri tashlab yuboriladi:

$$\Delta\sigma_{ct} = e\alpha\beta (1 - R_V) I_{V0} \mu_n \tau_n \quad (3.143)$$

Fotoo'tkazuvchanlik  $\sigma_{st}$  ning yorug'lik intensivligi  $I_{V0}$  ga nisbatini yarimo'tkazgichning solishtirma fotosezgirliigi deyiladi:

$$S_{\Phi} = \frac{\Delta\sigma}{I_{V0}} \quad (3.144)$$

Fototok zichligining stasionar qiymati ifodasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\vec{J}_{\Phi} = \vec{J}_y - \vec{J}_k = \Delta\sigma_{\Phi ct} \cdot \vec{\beta} = e\mu_p (g_p \tau_p + g_n \tau_n b) \vec{\beta} \quad (3.145)$$

Agar yarimo'tkazgichning maydon yo'nalishidagi uzunligini  $l$  orqali, undagi kuchlanishni  $V$  orqali ifodalasak, u holda maydon kuchlanganligi  $\xi = \frac{V}{l}$ , elektron va kovakning dreyf tezliklari mos ravishda

$$v_{dn} = \mu_n \vec{\beta} = \mu_n \frac{V}{l}, \quad v_{dp} = \mu_p \frac{V}{l} \quad (3.146)$$

dreyf vaqtlari esa  $t_n = \frac{l}{v_{dn}}, t_p = l/V_{dp}$  bo'ladi.

Xususiyl yutilish statsionar holda

$$I_{\Phi} = \alpha\beta eI_v(1 - R_v)\left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}\right)l \quad (3.147)$$

yoki

$$I_{\Phi} = \alpha\beta eI_v(1 - R_v)\left(\frac{\tau_n}{\mu_n} + \frac{\mu_p}{\tau_p}\right)\frac{V}{l} \quad (3.148)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Agar yarimo'tkazgichning ko'ndalang kesimi yuzi  $S$  bo'lsa, u holda fototok

$$I_{\Phi} = i_{\Phi} \cdot S = eG_{to'l}K \quad (3.149)$$

Bunda

$$G_{to'l} = \alpha\beta I_{vo}IS(1 - R_v) \quad (3.150)$$

$$K = \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}\right) = \frac{V}{t^2}(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \quad (3.151)$$

$G_{to'l}$  kattalik zaryad tashuvchilarning birlik vaqtdagi generatsiyasini ifodalaydi.

Elektronlar va kovaklarning dreyf vaqtlari  $t_n$ ,  $t_p$  ularning mazkur yarimo'tkazgich namunasi orqali uchib o'tish vaqtlaridir. Kuchaytirish koeffitsienti deb atalgan  $K$  kattalikning fizikaviy ma'nosi ushbu: yorug'lik yarimo'tkazgichda vujudga keltirgan nomuvozanat holatdagi o'tkazuvchanlik ortiqcha zaryad tashuvchilar yarimo'tkazgichda rekombinatsiyalanib ketguncha yoki ular kontaktlar orqali tashqi zanjirga chiqib ketguncha saqlanadi.

Odatda  $\mu_n > \mu_p$  bo'ladi,  $V$  kuchlanish yetarlicha katta bo'lganda esa  $\tau_n > \tau_p$  bo'lib qolishi mumkin. Fototokning kuchlanishga bog'lanishi quyidagicha o'zgarib boradi: yetarlicha kichik kuchlanishlar sohasida  $\tau$  va  $\mu$  lar maydon kuchlanganligiga bog'liq emas, binobarin, bu sohada fototok bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish to'g'ri chizik kesmasi bilan tasvirlanadi. Kuchlanish ortishi bilan elektron-kovak juftining effektiv yashash vaqti  $\tau$  kamaya boshlaydi, bu o'z navbatida fototokning sust o'zgarishiga yoki hatto o'zgarmay qolishiga olib kelishi mumkin.

Ko'p haqiqiy kristallarda rekombinatsion tutuvchilardan tashqari yana ushlab qoluvchi markazlar ham mavjud bo'lishi mumkin. Ular yorug'lik paydo qilgan zaryad tashuvchilarning bir qismini ushlab qoladi. U holda elektrneytrallik sharti quyidagi ko'rinishda bo'ladi:  $\Delta p = \Delta n + \Delta n_y$ .

Rekombinatsiya tezliklari tengligi dan:

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{\Delta p}{n} = 1 + \frac{\Delta n_y}{\Delta n} \quad (3.152)$$

Demak bu holda  $\tau_n \neq \tau_p$  bo'ladi va statsionar fotoo'tkazuvchanlik ifodasi boshqacha bo'lib, fototokning o'sish va pasayish jarayonlari xarakteriga ta'sir qiladi. Bu holda yangi xarakteristik kattalik — fotoo'tkazuvchanlik bo'yicha zaryad tashuvchilarning effektiv statsionar yashash vaqti kiritiladi.

Kichik kuchlanishlar va elektron-kovak juftlari tekis generatsiya-lanadigan xususiy yutilish uchun nomuvozanat holatdagi fotoo'tkazuvchanlikning o'zgarishini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\frac{d\Delta\sigma}{dt} = e(\mu_n + \mu_p)g_0 - \frac{\Delta\sigma}{\tau_\phi} \quad (3.153)$$

(3.153) bundagi

$$\tau_\phi = \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta n / e(\mu_n \frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu_p \frac{\Delta p}{\tau_p})g_0 - \frac{\Delta\sigma}{\tau_\phi} \quad (3.154)$$

(3.152)ni e'tiborga olsak,

$$\tau_\phi = (\tau_p + \tau_n b) \frac{1}{(1+b)} \quad (3.155)$$

$\tau_f$  vaqt nomuvozanat holatdagi fotoo'tkazuvchanlikning relaksatsiya vaqti bo'lib, u  $\Delta\sigma$  ning so'nish sur'atini aniqlaydi. Statsionar holatda

$$\Delta\sigma_{ct} = e(\mu_n + \mu_p)g_0 \tau_\phi \quad (3.156)$$

Agar  $\tau_n = \tau_p$  bo'lsa, u holda  $\tau_f = \tau_n = \tau_p = \tau$  (3.156) ifodadan ko'rinishicha,  $\tau_f$  qancha katta bo'lsa,  $\tau_p$  shuncha katta va lekin, fotoqabul qiluvchi qurilma inertsiyasi shuncha katta, o'tkazish sohasi shuncha kichik bo'ladi.

$$\Delta f = \frac{2\pi}{\tau_\phi}$$

Fotoqabulqilgichning sifatini uning asilligini baholaydi:

$$Q = k \cdot \Delta f \quad (3.157)$$

Fototokning ko'payishi chiziqli mexanizm bo'yicha sodir bo'ladigan har bir fotoqabul qilgich tipi uchun asllik o'zgarmas kattalikdir, chunki bu holda  $K$  kuchaytirish koeffitsientining ortishi o'tkazish sohasini kichraytiradi yoki aksincha, Fotoqabulqilgichlar parametrlarini optimallashtirish ularning aslligini maksimal qilish demakdir.

## 2. Xususiy fotoo'tkazuvchanlik

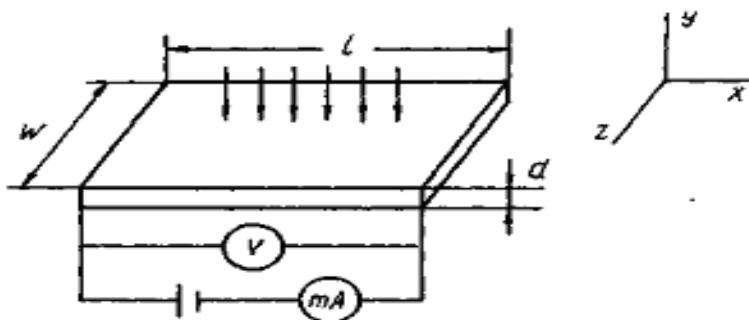
Tushayotgan nurlanish yarimo'tkazgich namunasi qalinligi bo'ylab notekis yutilayotgan va sirt rekombinatsiyasi mavjud bo'lgan holni qarab chiqaylik.

Kengligi, qalinligi va uzunligi bo'lgan to'g'ri to'rtburchakli plastinadan iborat yarimo'tkazgichning sirti energiyali fotonlar oqimidan iborat yorug'lik bilan  $u$  o'qi qalinlik koordinatasi bo'ylab yoritilayotgan bo'lsin. Yarimo'tkazgich namunasi yetarlicha uzun bo'lsin, bu holda yon sirlardagi rekombinatsiyani nazarga olmaslik mumkin. Binobarin, optik generatsiya sur'ati (tezligi) qalinlik koordinatasi  $u$  ga bog'liq, ya'ni

$$g(y) = g_0 e^{-\alpha y} = \alpha \beta I_{v0} (1 - R_v) e^{-\alpha y} \quad (3.158)$$

bunda nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar taqsimotini aniqlash masalasi bir o'lchovli masaladir.

Namunadagi tashqi va ichki maydonlar shunchalik kichikki, ular nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi taqsimotiga ta'sir



3.15-rasm. Xususiy fotoo'tkazuvchanlikni hisoblashga oid chizma.

ko'rsatmaydi, deb faraz qilaylik hamda,  $x$  o'qi yo'nalishida tashqi elektr maydon hosil qilaylik. Statsionar holatda tok zichligining  $x$  o'qi bo'ylab tashkil etuvchisi:

$$\vec{j}(y) = \sigma(y)\vec{\beta} = \sigma_0\vec{\beta} + e(\mu_n\Delta n(y) + \mu_p\Delta p(y))\vec{\beta} = \sigma_0\vec{\beta} + \Delta\sigma(y)\vec{\beta} \quad (3.159)$$

namunadan o'tayotgan to'la tok esa

$$I = W \int_0^A i_x(y)dy = W \int_0^d \sigma(y)\vec{\beta}dy = (G_0 + \Delta G)V \quad (3.160)$$

bund  $V = \vec{\beta}l$  tashqi kuchlanish,  $G_0 = \sigma_0 \frac{wd}{t} = \sigma_0 \frac{wd}{t} = \sigma_0 \frac{S}{l} = R_0^{-1}$  namunaning qorong'ulikdagi o'tkazuvchanligi,  $\Delta S$ —o'tkazuvchanlikning yoritilish tufayli o'zgarishi  $\frac{\Delta n(y)}{\Delta p(y)}$  nisbat  $u$  ga

$$\Delta G = e\mu_p \left(1 + b \frac{\Delta n}{\Delta p}\right) \frac{W}{l} \int_0^a \Delta p(y)dy = e\mu_p \left(1 + b \frac{\Delta n}{\Delta p}\right) \frac{W}{l} \Delta p \quad (3.161)$$

bog'liq emas deb hisoblasak, bundagi  $\Delta r$  — birlik sirtga to'g'ri kelgan nomuvozanat holatdagi kovaklarning to'la soni.

Demak, statsionar fotoo'tkazuvchanlikni aniqlash uchun nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar taqsimotini topish zarur. Diffuziya va dreyf jarayonlarini asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar belgilaydi. SHuning uchun biz quyida, masalan,  $p$ - tipli yarimo'tkazgichdagi nomuvozanat holatdagi kovaklar uchun uzluksizlik tenglamasini yechib, ularning kontsentratsiyasi taksimotini topamiz. Bu tenglama statsionar holat  $\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial t}\right) = 0$  da

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dy^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} + g_0 e^{-\alpha y} = 0 \quad (3.162)$$

ko'rinishni oladi. (3.162) tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha:

$$\Delta p(y) = A \exp\left(-\frac{y}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{y}{L_p}\right) + \frac{g_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha y} \quad (3.163)$$

Yoki

$$\Delta p(y) = A \operatorname{sh}\left(\frac{y}{L_p}\right) + B \operatorname{ch}\left(\frac{y}{L_p}\right) + \frac{g_0 \tau_p}{1 - \alpha^2 L_p^2} e^{-\alpha y} \quad (3.164)$$

va  $V$  o'zgarimas koeffitsientlar chegaraviy shartlar asosida topiladi. Agar namuna yetarlicha qalin ( $d \gg L_p$  va  $d \gg \frac{1}{\alpha}$ ) bo'lsa, u holda yoritilayotgan sirt yaqinidagi qatlamda yorug'lik deyarli to'la yutiladi, namunaning yoritilmayotgan sirtiga

yorug'lik yetib bormaydi. Bundan u=dsirdagi kovaklar konsentratsiyasi muvozanat holatdagi kon konsentratsiyaga teng bo'ladi:

$$\Delta p(y)_{\mu=d} = 0 \text{ yoki } \Delta p(y)_{y \rightarrow \infty} = 0 \quad (3.165)$$

Bu shart bajarilishi uchun (3.164) ifodada  $V = 0$  deb olinishi kerak!

Endi  $A$  ni aniklaymiz. Ma'lumki, nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilar sirtida sirt holatlari orqali rekombinatsiyalanishi mumkin. Ko'rib o'tilgan formuladan sirtiy rekombinatsiya sur'ati

$$r_s = s \cdot \Delta p(y)_{y=0} \quad (3.166)$$

bo'ladi, bunda  $S$  — sirtiy rekombinatsiya tezligi. Boshqa tomondan, sirtida rekombinatsiyalanayotgan kovaklar soni yarimo'tkazgich sirtiga diffuziyalanib kelayotgan kovaklar soniga teng:

$$r_s = s \cdot \Delta p(y)_{y=0} \quad (3.167)$$

Bu ikkinchi chegaraviy shart asosida  $A$  ni topamiz:

$$A = -\alpha \beta \Gamma_{vo} (1 - K_v) L_p \tau_p \cdot \frac{\alpha L_p + 1}{(J - \alpha^2 L_p^2)(L_s + L_p)} \quad (3.168)$$

bu yerda  $L_s = \frac{D_p}{s} = \frac{L_p^2}{\tau_p s}$

Ava  $V$  larning topilgan qiymatlarini (3.164) ga qo'ysak,

$$\Delta p(y) = \frac{\xi_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[ \frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} \cdot e^{-\frac{d}{L_p}} - e^{-xy} \right] \quad (3.169)$$

Bu ifoda asosida kovaklarning birlik sirdagi to'la sonini aniqlaymiz:

$$\Delta P = \frac{\xi_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[ \frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} \cdot L_p (1 - e^{-\frac{d}{L_p}}) - \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha d}) \right] \quad (3.170)$$

Yuqorida ko'rganimizdek fotoo'tkazuvchanlikga proporsional, demak ifoda sirtiy rekombinatsiya tezligining fotoo'tkazuvchanlikka ta'sirini, shuningdek uning spektral xarakteristikasi tufayli ba'zi bir xususiyatlarini aniqlash imkonini beradi.

Xususiy yutilish chizig'ini quyidagi ikki qismga ajratamiz:

1. Kuchsiz yutilish sohasi:  $\alpha d < 1$ ;  $\alpha L_p \ll 1$  va qalin namunaga  $d \gg L_p$

Bu holda binobarin  $1 - e^{-\alpha d} \approx \alpha d$ ,  $e^{-\frac{d}{L_p}} = 0$

$$\Delta P = g_0 \tau_p \left[ d - \frac{(\alpha L_p^2 + s \tau_p)}{L_p + s \tau_p} \cdot L_p \right] \sim \alpha \quad (3.171)$$

Bu ifodadan ko'rinishicha, kuchsiz yutilish sohasida  $\Delta G$  fotoo'tkazuvchanlik  $\alpha$  ga proportsional ravishda ortadi, bo'lganda esa sirtiy rekombinatsiya fotoo'tkazuvchanlikka kam ta'sir qiladi. Demak, xususiy yutilish chegarasidan uzun to'liqinli sohada yutilish koeffitsienti kamayishi tufayli fotoo'tkazuvchanlik keskin pasayadi.

Yutilish koeffitsientining o'rtacha qiymatlari sohasi:  $\alpha d > 1$ , ammo  $\alpha L_p < 1$  da

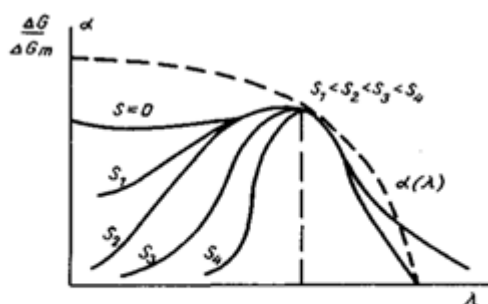
$$\Delta P = \beta(1 - R_c) I_{V0} \tau_p \left[ 1 - \frac{\alpha s \tau_p}{L_p + s \tau_p} \cdot L_p \right] \quad (3.172)$$

Ravshanki,  $a$  o'sa borishi bilan fotoo'tkazuvchanlik kamaya boradi. Sirtida rekombinatsiya bo'lmaganda fotoo'tkazuvchanlik to'yinishga, ya'ni o'zgarmas qiymatga intiladi.  $a$  ning yetarlicha katta qiymatlari  $\alpha L_p \gg 1$ ,  $\alpha L_s \gg 1$  da:

$$\Delta P_{\alpha \rightarrow \infty} = \frac{\beta I_{0v}(1 - R_v)}{1 + \frac{s L_p}{D}} = \frac{\beta I_{0v}(1 - R_v)}{L_s + L_p} \cdot L_s \quad (3.173)$$

SHunday qilib, fotoo'tkazuvchanlik  $\Delta R$  yutilish koeffitsienti  $a$  ga bog'liq bo'lmagan, ammo fotoo'tkazuvchanlik  $S$  ga bog'liq bo'lgan o'zgarmas qiymatga asimptotik ravishda intiladi.

Demak, nisbat sirtidagi va hajmdagi rekombinatsiyalar nisbiy salmog'ini aniqlaydi. Bu nisbat qancha kichik bo'lsa, xususiy yutilish sohasida fotoo'tkazuvchanlik pasayishi shuncha kuchli bo'ladi. Binobarin, sirtiy rekombinatsiyaning mavjud bo'lishi fotoo'tkazuvchanlikning spektrga bog'liqlik chizig'ida maksimum paydo bo'lishiga olib keladi.



3.16-rasm Xususiy fotoo'tkazuvchanlikni yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liqligi

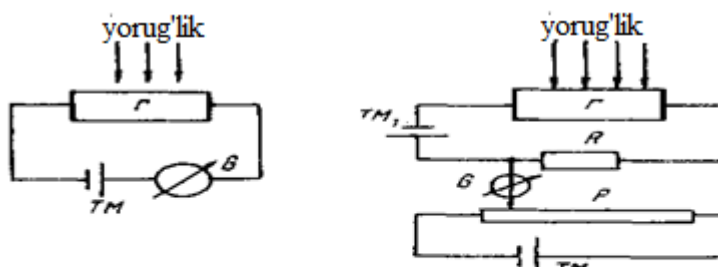
### 3. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash

O'ta fotosezgir yarimo'tkazgichlarda, odatda, yorug'lik ta'sirida o'tkazuvchanlikning o'zgarishi  $\Delta G$  qorong'ulikdagi o'tkazuvchanlik  $G_0$  dan ko'p marta katta bo'lishi mumkin. SHuning uchun yoritilganda namunadan o'tayotgan tokning o'zgarishi quyidagicha tasvirlanadi:

$$I_f = I_{yor} - I_0 = \Delta G V \quad (3.174)$$

bu yerda  $V$  — namunaga berilgan kuchlanish,  $I_{yor}$ ,  $I_0$  — mos ravishda namuna yoritilganda va yoritilmaganda undan o'tayotgan toklar.

Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash sxemasi rasmda ko'rsatilgan, bunda yoritilgandagi tokning o'ttirmasi kichik qorong'ulikdagi tok sohasida o'rganiladi.



3.17-rasm . Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni oddiy (a) va kompensatsiya usuli bilan (b) o'lchash sxemalari:  $r$  — namunaning qorong'ulikdagi qarshiligi, TM — tok manbai, G — galvanometr.

O'lchanayotgan namuna yoritilganda o'tadigan tok va o'tkazuvchanlik orasidagi bog'lanish chiziqli bo'ladi:

$$I_f \cong I_{yor} \Delta G V \quad (3.175)$$

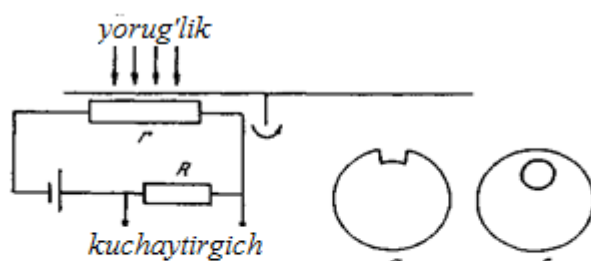
Amalda ko'pincha statsionar fotoo'tkazuvchanlikni fotosezgirliги kam bo'lgan (katta o'tkazuvchanlikli) yarimo'tkazgichlarda yoki yoritilganlik darajasi past bo'lgan hollarda o'lchash zarur bo'ladi. Bu hollarda rasmdagi sxema yordamida statsionar



fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash qiyin, ba'zan esa umuman mumkin bo'lmaydi. SHu sababdan boshqa bir qator usullar ishlab chiqilgan. Eng ko'p qo'llaniladigan usullar quyidagilardir:

1. Qorong'ulikdagi tokni kompensatsiyalash usuli .
2. Yorug'lik oqimini modulyatsiyalash usuli .

Bu usullar bilan fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashda namunaga ketma-ket ravishda  $V$  kuchlanishli tok manbai,  $R_{yu}$  yuklama qarshilik ulanadi. Fotosignalni  $R_{yu}$  yuklama qarshilik orqali yoki ham o'zgarmas, ham modulyatsiyalangan yoritishda namuna orqali olinadi.



3.18-rasm. Fotoo'tkazuvchanlikni yorug'lik oqimini modulyatsiyalash usuli bilan o'lchash: a — sektor ko'rinishli shakl qirqilgan disk; b- dumaloq teshikli disk.

Fotoo'tkazuvchanlikni kompensatsiya usulida o'lchashda rasmda tasvirlangan oddiy kompensatsion sxemadan foydalaniladi. Bu sxemada  $R$  potentsiometr yordamida dastavval qorong'ulikda  $R_{yu}$  qarshilikdagi kuchlanish kompensatsiyalanadi, so'ngra esa yoritish sharoitidagi kuchlanish o'lchanadi.

Modulyatsiyalangan yorug'lik bilan yoritib fotoo'tkazuvchanlikni o'lchash usulida namunaga tushayotgan yorug'lik oqimini modulyatsiyalovchi uzib turadi. Yorug'lik modulyatsiyalanishi chastotasi bilan o'zgarib turuvchi fototok qarshilik  $R_{yu}$  bo'lganda o'zgaruvchan kuchlanishni vujudga keltiradi. Bu kuchlanishni kuchaytirgich kuchaytiradi va o'zgaruvchan tok voltmetri yordamida o'lchanadi. O'lchash qurilmasining muhim qismi- yorug'likni modulyatsiyalovchidir. Statsionar fotoo'tkazuvchanlikni o'lchashda modulyatsiya-lovchilar quyidagi talablarni qanoatlantirmoqlari lozim:

a) yorug'likning to'g'ri to'rtburchakli modulyatsiyalanishi holda yorug'lik impulsi davomiyligiga teng vaqt mobaynida fotoelektrik jarayon statsionar holatga erishishi kerak;

b) ikki yorug'lik impulslari orasidagi vaqt oralig'ida namuna yana o'zining termodinamik muvozanat holatiga qaytishga ulgurishi kerak. Faqat shunday holda o'lchangan signal fotoo'tkazuvchanlik yoki boshqa fotoeffektning statsionar qiymatiga mos keladi.

Bu talablarning bajarilishi uchun yorug'lik impulsi davomiyligi fotoelektrik relaksatsiya vaqtdan ancha katta bo'lishi kerak. Yorug'likni sinusoidal modulyatsiyalashda modulyatsiyalash davri jarayonni kvazistatsionar jarayon deb hisoblasa bo'ladigan darajada katta ( $\tau > \tau_f$ ) bo'lishi kerak.

Etarlicha katta davomiylilikda to'g'ri burchakli yorug'lik impulslari hosil qilish uchun turli modulyatsiyalovchilar qo'llaniladi. Sektorli yoriqlari bo'lgan disk ko'rinishida ishlangan modulyatsiyalovchi aylanganda yorug'lik oqimini diskning sektorlari davriy ravishda yopib turadi, u yorug'likni to'g'ri burchakli modulyatsiyalaydi. Ko'zgusimon modulyatsiyalovchida aylanuvchi ko'zgudan qaytgan yorug'lik nuri optik sistemaning kirish tirqishini kesib o'tib, to'g'ri burchakli yorug'lik impulsini shakllantiradi. Elektrodinamikzatvorli modulyatsiyalovchi elektr tokio'tib turgan g'altakning magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashishiga asoslangan.

Agar g'altakdan tok impulsi o'tkazilsa, g'altak yorug'lik oqimini to'sib turgan pardani harakatga keltiradi. Yorug'lik impulslarining o'sish va pasayish vaqtlari nisbatan katta bo'lishi tufayli ko'rsatib o'tilgan usullar kam inertsiyali fotoelektrik jarayonlar kinetikasini tahlil qilish uchun yaroqsizdir. Bunday maqsadlar uchun impuls rejimida ortishi va pasayishi qisqa vaqtli bo'ladigan yorug'lik impulslarini paydo qiladigan va modulyatsiyalaydigan boshqa usullar qo'llanadi.

Manba nurlanishining kerakli spektral oralig'ini ajratib olish uchun monoxromatorlar ishlatiladi. Zaryad tashuvchilarni namunaning butun hajmida bir tekis paydo qilib turish uchun optik filtrlardan foydalaniladi, ular yordamida yutish koeffitsienti kichik bo'ladigan xususiy yutilish chegarasiga to'g'ri kelgan uzun to'lqinlarning tor oralig'i ajratib olinadi. Amalda ko'pincha bu maqsad uchun

tekshirilayotgan namuna yasalgan yarimo'tkazgich moddaning o'zidan qilingan filtrlardan foydalaniladi.

Qorong'ulikdagi tokni kompensatsiyalash yoki yorug'lik oqimini modulyatsiyalash sxemasi yordamida o'tkazilgan tajriba natijalari asosida statsionar fotoo'tkazuvchanlikni hisoblaylik. Kuchaytirgich kirishiga berilgan o'zgaruvchan kuchlanish va kuchsiz yorug'lik ta'sirida o'tkazuvchanlik o'zgarishi orasidagi bog'lanish

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{yo}(R_{yo} + R_0)}{R_0 \cdot V \cdot R_{yo} - \Delta V_{yo} \cdot R_{yo}(R_0 + R_{yo})} \quad (3.176)$$

ko'rinishga ega bo'ladi, bunda  $R_0$  - qorong'ulikdagi namuna qarshiligi,  $\Delta V_{yu}$  - yuklama,  $R_{yu}$  - qarshilikdagi kuchlanish tushishining o'zgaruvchan tashkil etuvchisi, ya'ni yoritganda  $R_{yu}$  dagi kuchlanishning o'zgarishi,  $V$  — ta'minot kuchlanishi.

Ifodadan ko'rinishicha,  $\Delta V_{yu}$  signal va fotoo'tkazuvchanlik orasidagi bog'lanishni  $\Delta R_{yu}$  ni tanlash yo'li bilan chiziqli bog'lanishini ifodalaydigan ko'rinishga keltirish mumkin. Agar yuklama qarshilik kichik, ya'ni  $R_{yu} \ll R_0$  -  $\Delta R = R_{yor}$  bo'lsa, u xolda ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{yo}}{V \cdot R_{yo}} \sim \Delta V_{yu} \quad (3.177)$$

Yuklama qarshilik muvofiqlashishida fotosezgirlik maksimumga erishadi, bunda

$$\Delta V_{yo} = \frac{1\Delta G}{4G_0} V = \frac{1}{4} V R_0 \Delta G \sim \Delta G \quad (3.178)$$

Ifodadan ko'rinishicha,  $R_{yu}$  kichik bo'lgan rejimda  $\Delta G$  va  $\Delta V_{yu}$  orasida chiziqli bog'lanish bo'ladi. Bu rejimda namunani yoritish namuna va yuklama qarshilik orasida kuchlanishning muhim darajada qaytataqsimlanishiga olib kelmaydi. Binobarin, fotoo'tkazgich namunasida elektr maydon o'zgarmas bo'lib qolaveradi.

Yuklama qarshilik katta bo'lganda zanjirdagi tokyoritish sharoitidaham o'zgarmas qolaveradi. Fotoo'tkazuvchanlik va signal orasidagi bog'lanish:

$$\Delta G = \frac{\Delta V_{yo} R_{yo}}{R_0 (V \cdot R_0 - \Delta V_{yo} \Delta R)} \quad (3.179)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, o'zgarmas tok rejimi proportsionallikni ta'minlay olmaydi. Ammo, namunalarda fotosignalni o'lchaganda  $\Delta G$  va  $\Delta V_{yu}$  - orasida proportsionallik ta'minlanadi:

$$\Delta G = \frac{\Delta R \cdot \Delta V_s \cdot G_0^2 R_{jo}}{V} = \frac{\Delta V_s \cdot R_{jo}}{R_0^2 \cdot V} \quad (3.180)$$

## **IV- BOB TASHQI ELEKTR MAYDONDA DIELEKTRIKLARNING QUTBLANISHI, QUTBLANISH MEXANIZMLARI**

### **4.1 Dielektriklar va o'tkazgichlar. Dielektrikni qutblanishi. Bog'langan zaryadlar. Dielektrikdagi maydon kuchlanganligi.**

1. Ba'zi jismlarda bo'lgan zaryadlar orasidagi masofa atom yoki molekula o'lchami tartibida  $10^{-10}m$  yoki yana ham kichik bo'lsa; ular orasidagi elektr maydon kuchlanganligi katta bo'ladi. Shunday tuzilishdagi qattiq jismlarning ba'zilarida kristall tuginiga bog'lanmagan erkim elektronlar uchraydi, bular metall ichida ixtiyoriy hamma tomonga erkin harakat qila oladilar, bunday materiallarga o'tkazgichlar deyiladi.

Bulardan tashqari shunday qattiq materiallar borki, ularda erkin elektronlar yo'q. Ulardan o'tgan toklarning mavjud o'lchov asboblari orqali kuzata olmaymiz. Bunday o'zidan elektronni o'tkazmaydigan yoki yomon o'tkazadigan materiallar dielektrik (izolyator) lar deyiladi. Bularga tashqi elektr maydon bilan ta'sir etsak ham undagi elektronlar o'z o'rinlarida tebranib, elektr o'tkazuvchanlik ro'y beradi. Metallarga nisbatan dielektriklardagi elektr o'tkazuvchanlik  $10^{20}$  marta kam bo'ladi, absalyut dielektrik yo'q. Havo, sof suv, suyiltirilgan ko'pchilik gazlar, suyuq havo, olmos, kvarts, oltingugurt, shisha, rezina, ipak va h. k. dielektriklar hisoblanadi.

Temperatura ko'tarilishi bilan materiallarning elektr o'tkazuvchanligi kamaysa, dielektriklarda aksincha, elektr o'tkazuvchanlik ortadi. Demak normal sharoitdagi dielektriklarning elektron va yadrolari o'zaro juda katta kuchlanganlik bilan Shunday qattiq bog'langanlik, biz qo'ygan kuchlanishga mos kuchlanganlik ta'sirida elektronlar o'z atom yoki molekula sidan ajralmaydi.

2. Ikkita bir-biridan  $d$  –masofada o'zaro parallel o'rnatilgan metall plastinkalar musbat va manfiy zaryadlangan bo'lib, plastinkalarda zaryadning sirt zichligi  $\delta_+$  va  $\delta_-$  bo'lsin. Ular orasidagi muhit vakuum bo'lsa, musbat zaryadlangan plastinadan elektr maydon kuch chiziqlarining hammasi manfiy zaryadlangan plastinaga yetib boradi.

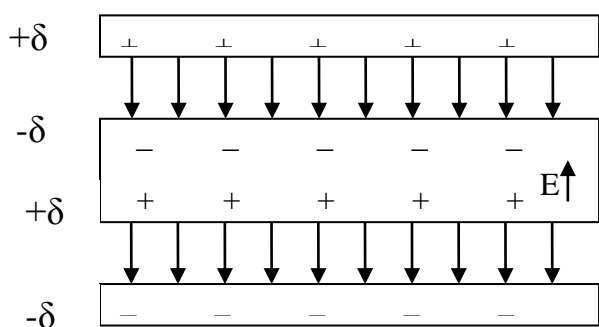
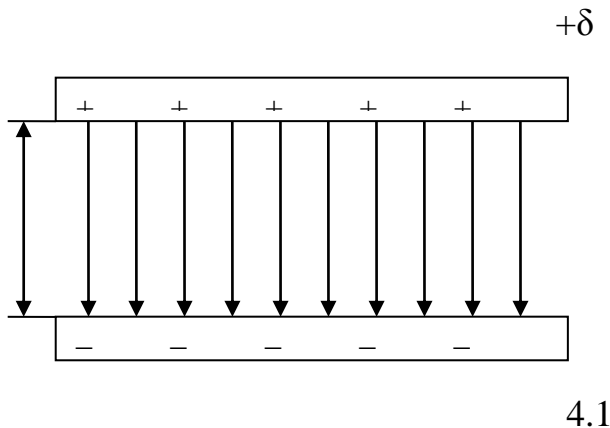
Bu holda vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligi  $E_0 = \frac{\delta}{\epsilon_0}$  bo'ladi. Agar vakum

o'rnida izolyatsiyalangan metal o'tkazgich kiritilsa, uning erkin elektrolari  $\delta_+$  dan

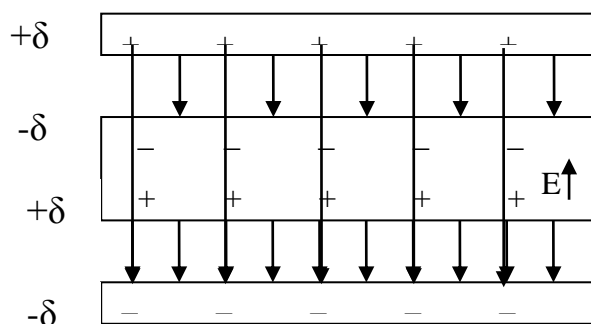
chiqqan kuch chiziqlari bilan bog'lanib, o'tkazgichning  $\delta_-$  tomondagi sirti musbat

zaryadlanadi va Shu zaryadlar orqali  $\delta_+$  dan chiqqan kuch chiziqlariga teng kuch chiziqlari  $\delta_-$  plastinaga borib yetadi, metall ichida maydon bo'lmay,  $\delta_-$  ga

etgan kuchlanganlik  $E = E_0 = \frac{\delta}{\epsilon}$  bo'ladi (4.2-rasm)

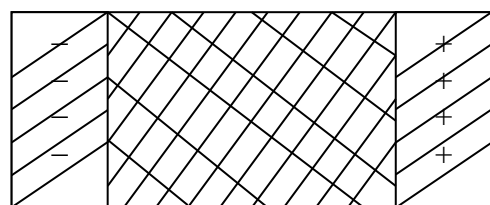


4.2-rasm



4.3-rasm

Agar o'rtadagi vakuum o'rniga dielektrik bo'lsa (4.3-rasm) tashqi elektr maydon ta'sirida dielektriklarni tashkil etuvchi atom yoki molekulyar maydon bo'yicha siljib tartibli joylashadi va uning ikki tomoni va manfiy zaryadlanadi



(4.4-rasm). Bu hodisaning qutblanishi deyiladi.

borib

-

etmaydi, bog'lanmay qolgan kuch chiziqlarigina manfiy zaryadlangan plastinaga borib etadi. Dielektrikka bog'langan kuch chiziqlar  $E_0$  ga

teskari yo'nalishda  $E = \frac{\delta'}{\varepsilon\varepsilon_0}$  kuchlanganlikning hosil qiladi.

Dielektrikdagi natijaviy kuchlanganlik  $\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{E}_k$  bo'ladi. Ikkinchi tamondan  $\delta_+$  dan chiqqan hamma  $E_0$  kuchlanganlik elektrostatik induksiyaga teng,  $\varepsilon_0 E_0 = D$ , Shuning uchun  $E = E_0 - E_k$   $D = (E + E_k)\varepsilon_0$

Agar dielektr kondensator qoplamalariga tegib tursa  $\delta_+$  va  $\delta_k$ ,  $\delta_-$  va  $\delta_k$  zaryad zichliklari bilan birga juda yaqin bo'ladiki, ularning birgalikdagi ta'siri o'tkazgich-dielektrik bir-biridan  $\delta' = \delta - \delta_k$  sirt zaryad zichligi bilan ajralib turgan bo'ladi. Bu zichliklarga mahsus nomlar berilgan:  $\delta'$  - effektiv yoki umumiy,  $\delta_k$  - bog'langan yoki qutblangan,  $\delta$  - haqiqiy (aslida ozod) zaryad sirt zichligi.

Bu erda  $\delta'$  yig'indi elektr maydonni aniqlaydi, haqiqatdan dielektriklardagi hosil bo'ladigan maydon kuchlanganligi.

$$\varepsilon_0 E = D - \varepsilon_0 E_k = \delta - \delta_k = \delta'; \text{ dema}$$

Ko'pchilik dielektriklar uchun qutblash vektori kuchlanganlikka proportsional  $P = XE\delta_0$ ; bunda  $X$  - elektrlashish koefisienti bo'lib, uning qiymati dielektrikning tabiatiga bog'liq.

Qutblanish vektorining qiymatini elektr siljish  $D$ -ifodasiga kiritsak:

$$D = E\varepsilon_0 + \varepsilon_0 XE = \varepsilon_0(1 + X)E \quad 1 + X = \varepsilon \quad \text{va} \quad D = \varepsilon\varepsilon_0 E \quad \text{bo'ladi.}$$

$$\text{Ma'lumki, } \varepsilon = \frac{D}{\varepsilon_0 E} \text{ hisobiga olinsa, } \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0 E}{D} = \frac{\delta'}{\delta};$$

bu muhitning effektiv zaryadi  $\delta'$  erkin  $\delta$  zaryadlardan necha marta kam ekanligini ko'rsatadi.

3. Elektr maydon kuchlanganlik vektorini Shu muhit dielektrik singdiruvchanligiga bo'lgan ko'paytmasi elektr induksiya vektori deyiladi.  $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$

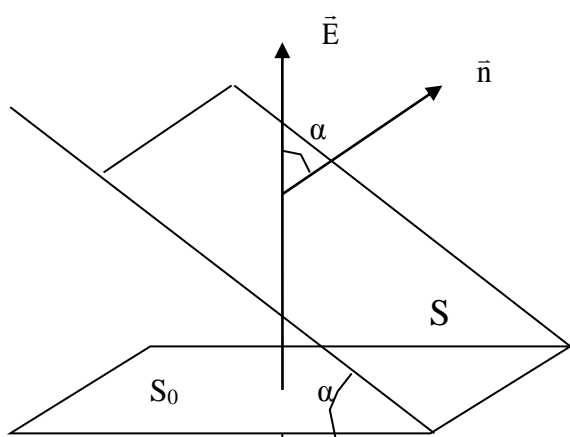
Nuqtaviy zaryad uchun  $D = \frac{q}{4\pi r^2}$  Ikki turli muhitda zaryad va masofa bir hil

$$\text{bo'lganda } D_1 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E = \frac{q}{4\pi r^2} \quad \text{va} \quad D_2 = \varepsilon_2 E \varepsilon_0 = \frac{q}{4\pi r^2}$$

Demak  $D_1 = D_2$  bo'ladi. Ya'ni elektrostatik induksiya dielektrikning tabiatiga bog'liq emas ekan. Induksiya vektori  $\vec{D}$  ni tasvirlovchi chiziqlarni induksiya chiziqlari

deyiladi. istalgan yuza  $S$  orqali o'tuvchi induksiya chiziqlarining soni induksiya oqimi deyiladi. Kuch chiziqlari maydonning har bir nuqtasida kuchlanganlik induksiya vektorining yo'nalishini ko'rsatadi. Induksiya chiziqlariga tik bo'lgan  $dS$  yuza orqali o'tuvchi induksiya oqimi elementi  $dN=DdS$  bo'ladi.

Agar yuza tushirilgan normal  $\vec{n}$  induksiya chiziqlariga nisbatan qiya o'rnatilgan bo'lsa, bu vaqtda Shu yuza orqali o'tuvchi induksiya oqimi kamroq bo'ladi.



4.5-rasm

$$dN = Dd \cos \alpha = D_n dS; \quad \text{bu erda}$$

$$D_n = D \cos \alpha$$

ya'ni induksiya oqimi elementi  $dN$  induksiya vektori  $\vec{D}$  ning  $S$  yuzaga tushirilgan normal yo'nalishdagi proeksiysi bilan yuzaning ko'paytmasiga teng. Agar sirt elementlari cheksiz ko'p bo'lsa va uning har biri cheksiz kichik deyilsa, yig'idi oqim quyidagicha bo'ladi.

$$N = \int D_n dS$$

Yopiq sirt orqali o'tuvchi induksiya oqimi esa  $N = \oint D_n dS = \sum_{k=1}^n q_k$  bo'ladi.

Demak induksiya oqimi yopiq sirt bo'yicha o'tuvchi dielektrikdagi erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.

Dielektrikdagi maydon kuchlanganligi deganda  $E$  ning haqiqiy maydoni fizikaviy cheksiz kichik hajm bo'yicha olingan o'rtacha qiymati tushiniladi. Dielektrikdagi haqiqiy maydon molekulari maydon orasidagi masofalarda kuchli o'zgaradi. Lekin maydonning mikroko'pik jismlarga ta'siri ko'rilganda bu o'zgarishlar sezilmaydi va maydonning ta'siri  $E$  ning o'rtacha qiymati bilan aniqlanadi.



Makroskopik maydon ikkita maydonning ustma-ust qurilishi natijasida paydo bo'ladi. Bu maydonlardan birinchi  $E_0$  ni erkin, ya'ni jismlarni bir-biriga tekkizganda bir jismni ikkinchisiga o'ta oladigan zaryadlar paydo qilsa, ikkinchi  $E_1$  ni bog'langan zaryadlar paydo qiladi. Superpozitsiya prinsiplariga asosan

$$E = E_0 + E_1 \quad (4.1)$$

Bog'langan zaryadlar deganda ular tartibiga kirgan molekullarning tashqarisiga chiqq olmaydigan zaryad tushiniladi. (4.1) ifoda orqali belgilanadigan  $E$  vektor uchun Gauss teoremasini quyidagicha yozish mumkin.

$$\oint_E E_n ds = \frac{1}{\epsilon_0} (\sum q + \sum q') \quad (4.2)$$

Ya'ni  $E$  vektorning yopiq sirt orqali hisoblanganda faqat erkim zaryadlarning yig'indisigina emas balki shu sirt ichidagi bog'langan zaryadlarning yig'indisini ham e'tiborga olish kerak. Shuning uchun (4.2) formula  $E$  vektorning dielektridagi kattaligini topish uchun yaramaydi, chunki bu formula kattalikni bog'langan zaryadlar  $q'$  orqali ifodalaydi, bu zaryadlar esa o'z navbatida  $E$  orqali topiladi.

(4.2) ifodadan  $q'$  ni chiqarib yuborish va  $P$  vektorning oqimi bilan almashtirish uchun (4.2) ifodani quydagi formula birlashtirib, quydagi ifodaga ega bo'lamiz,

$$\epsilon_0 \oint (E + P)_n ds = \oint q \quad (4.3)$$

Integral ostidagi qavs ichidagi ifoda biz izlayotgan yordamchi kattalikdir. Uni  $D$  bilan belgilaymiz va elektr siljish (elektr induksiya) deb ataymiz.

$$D = \epsilon_0 E + P \quad \text{bundan} \quad \oint D_n ds = \sum q.$$

### **Dielektriklar teshilishi (buzilishi)**

Dielektriklardan o'tayotgan tok zichligi (uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlar holida) Om qonuni  $j = \sigma E$  asosida maydon kuchlanganligiga proporsional bo'ladi. Ammo, yetarlicha kuchli elektr maydonlarda Om qonunidan chetlanish, ya'ni tokning  $E$  ga bog'liq ravishda juda tez o'sishi yuz beradi. Muayyan  $E = E_\delta$  maydonda dielektrikning elektr teshilishi sodir bo'ladi, ya'ni bunda dielektrik o'tkazuvchanligi ko'p darajada ortib ketadi, chunki unda yuqori o'tkazuvchanlikli

kanal (kanallar) paydo bo'ladi.  $E_{\delta}$  ni dielektrikning elektr mahkamligi deyiladi. Kvars shisha misolida  $r=10^{16}-10^{18} \text{ Om sm}$ ,  $E_{\delta}=(4,2-4,3)\cdot 10^5 \text{ V/sm}$ .

Qattiq dielektrlarda elektr teshilishdan tashqari yana issiqtikdan teshilish ham mavjud. Bu holda tok ortishi bilan temperatura (Joul issiqligi ortadi, bu esa xarakatchan zaryad tashuvchilar soni ortishiga va solishtirma qarshilik kamayishiga olib keladi. Elektr teshilishdan maydon kuchayishi bilan uning ta'sirida zaryad tashuvchilar xosil bo'lishi tez ko'payadi. Dielektrikda teshilish muqarrar nobirjinsliklar yorhamlashadi. Chunki u joylarda  $E$  boshqa joylardan katta bo'ladi.

Dielektrik teshilganda xosil bo'lgan o'tkazuvchan ingichka kanallarni shnurlar (naychalar) deyiladi, tok Shu kanallardan katta zichlikda oqadi, kanal hatto erib ketishi mumkin.

Dielektrikning teshilishi qaytar va qaytmas bo'lishi mumkin: teshilish jarayonida dielektrik tuzilishi o'zgarmasa, bu teshilish qaytar bo'ladi va aksincha.

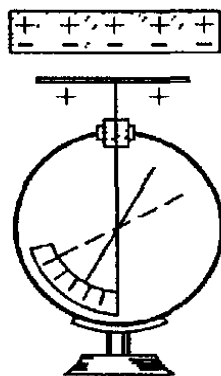
**Dielektrlarni qo'llanilishi.** Ko'pchilik dielektrlar keyingi davrgacha asosan elektroizolyasion materiallar sifatida ishlatib kelinardi. Ammo, dielektrlar qo'llanadigan soxalar kengayib bordi, ular xilma-xil vazifalarni o'taydigan bo'ldi. Dielektrlarning kondensatorlarda ishlatilishi ma'lum, elektr toki o'tkazgichlarini elektr energiyaning bexuda isrof bo'lishiga yo'l qo'ymaydigan dielektrik (izolyasion) qatlamlar bilan o'ralishini ham bilamiz. P'ezo-elektrlar tovush tebranishlarini elektr tebranishlarga va aksincha aylantirish vazifasini bajaradi, P'ezo-elektrlar IQ nurlashni oshkorlash va intensivligini (energiyasi zichligini) o'lchashda qo'llaniladi, segnetoelektrlar radio-texnikada noxiziqli elementlar sifatida ishlatiladi. Dielektrlarga kirishmalar kiritib, ularni rangli qilish, ya'ni optik filtrlar tayorlash mumkin. Ko'pgina dielektrik kristallar (AlGaAs, SdS, rubnin va b.) kvant elektronikasida lazerlar va kuchaytirgichlar asosi bo'lib xizmat qiladi.

Dielektrlar yarimo'tkazgichlar elektronikasida muhim o'rin egallaydi. Ular integral mikrosxemalar elementlari sifatida, Yarimo'ykazgich asboblarning saqlagich sirtiy qoplamalari ko'rinishida ishlatiladi. Metall-dielektrik-yarim o'tkazgich tranzistorlar tarkibiga kiradi.

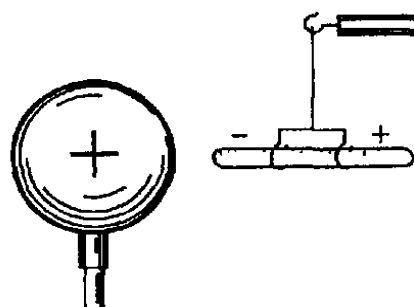
#### **4.2 O'zgaruvchan elektr maydonda dielektrlar qutblanishi**

Elektr maydonga biror dielektrik kiritilganda elektr maydon o'zgaradi. Ushbu bobda dielektrik bo'lganda elektr maydon qanday o'zgarishini va o'zgarish sababi nimadan iboratligini ko'rib chiqamiz.

Bu savolni hal qilish uchun tajribaga murojaat qilamiz. Elektrometrغا zaryadlanmagan biror dielektrikni, masalan, yo'g'on shisha plastinkani yaqinlashtiramiz (4.6-rasm).



4.6-rasm. Elektrometrغا zaryadlanmagan dielektrik yaqinlashtirilganda uning ko'rsatishi kamayadi.



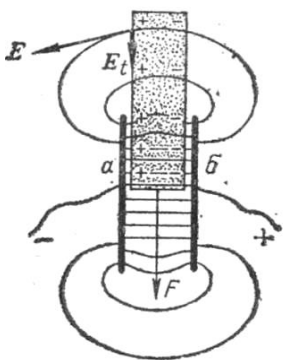
4.7-rasm. Elektr maydonda dielektrik tayoqcha buriladi va maydonning kuch chiziqlari bo'yicha joylashadi.

Plastinka elektrometr yaqinida turganda elektrometr ko'rsatishining kamayishini, plastinka uzoqlashtirilganda yana tiklanishini ko'ramiz. Agar elektrometrغا dielektrik o'rniga o'tkazgich yaqinlashtirsak, unda ham Shunga o'xshash hodisani kuzatar edik. Ammo biz o'tkazgichda induksion zaryadlar hosil bo'lishini, ular elektr maydonni o'zgartirishini bilamiz. Bundan elektr maydondagi dielektrikda ham zaryadlar hosil bo'ladi; dielektrikning jismga yaqin qismida ta'sir qiluvchi jismning zaryadiga teskari ishorali bo'lgan zaryadlar, dielektrikning uzoqdagi qismida (boshqa uchida) bir xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi, degan xulosa chiqarish mumkin (4.6-rasm)

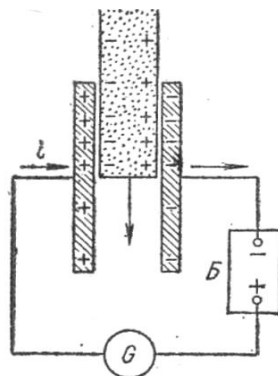
Agar dielektriklar hatto dastlab zaryadlangan bo'lmasa ham, ularda zaryadlarning hosil bo'lishi dielektriklarga ta'sir qiluvchi kuchning paydo bo'lishiga olib keladi. Ingichka tolaga shisha yoki parafin tayoqcha osib (4.7-rasm), unga zaryadlangan shar yaqinlashtiramiz. Tayoqcha burila boshlaydi va o'z o'qi bilan maydonning kuch chiziqlari bo'yicha joylashadi, ya'ni Shunday joylashadiki, uning o'qi shar

markaziga yo'nalgan bo'lib qoladi. Bu yana tayoqchaning sharga yaqin qismida shar zaryadiga teskari ishorali zaryadlar, uzoqdagi qismida bir xil ishorali zaryadlar paydo bo'lishiga guvohlik beradi.

Bunday kuchlarni quyidagi tajribada ham kuzatish mumkin. Yassi kondensatorning izolyatsiyalangan ikkita metall plastinkasini qo'zg'almaydigan qilib mahkamlaymiz. Tarozi shayinining bir uchiga shisha plastinka osib, uni kondensator qoplamalariga tegmaydigan qilib orasiga shunday joylashtiramizki, u kondensator orasidagi fazoning faqat bir qisminigina to'ldirsin va uni muvozanatlaymiz. Endi kondensator qoplamalari orasida elektr maydon hosil qilamiz. Buning uchun ularni bir necha ming voltli manbaga ulaymiz. Shisha plastinka elektr maydonga tortilishini va muvozanat buzilishini ko'ramiz. Shisha plastinkaga ta'sir qiluvchi kuchning paydo bo'lish sababini 4,8-rasm tushuntiradi. Elektr maydondagi shisha plastinkada zaryadlar paydo bo'ladi. Bir jinsli bo'lmagan maydon sohasida



4.8- rasm. Dielektrik plastinka elektr maydonga



4.9- rasm. Kondensatorga dielektrik plastinka kiritilayotganda zanjirda elektr tok paydo bo'ladi.

(qoplamalar chetiga yaqin joyda) kondensatorning maydon kuchlanganligi  $E$  qoplamalar  $a$  va  $b$  ga parallel bo'lgan tashkil etuvchi  $E_t$  ga ega. Shuning uchun shisha plastinkaga uni kondensator ichiga tortuvchi kuchlar ta'sir qiladi.

Oxirida yana bir ibratli tajribani ko'rib chiqamiz. Ketma-ket qilib yassi kondensator, kuchlanish manbai  $B$  va sezgir galvanometr  $G$  ni ulaymiz (4,9-rasm). Agar kondensator izolyatsiyasi yetarlicha yaxshi bo'lsa, unda galvanometr hech qanday tokni ko'rsatmaydi. Endi kondensatorga shisha plastinkani tez kiritamiz. Dielektrikni kiritishda galvanometr qisqa muddatli tokni ko'rsatadi. Plastinkaning harakatlanishi to'xtagach, bu tok ham yo'qoladi. Plastinkani chiqarib olishda zanjirda teskari yo'nalishli tok paydo bo'ladi. Bu tajribada tokning paydo bo'lishi dielektrikda zaryadlarning hosil bo'lishiga yana guvohlik beradi. Bu zaryadlar qoplamalardagi zaryadlarning ta'sirini qisman

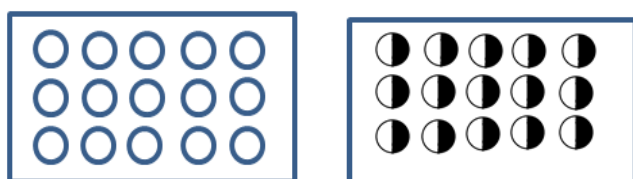
kompensatsiyalaydi. Qoplamalar orasidagi kuchlanish o'zgarishsiz qolishi uchun (kondensator manbaga ulangan) manbadan plastinkalarga qo'shimcha zaryadlar o'tishi, bu zaryadlar dielektrikdagi zaryadlarga teng bo'lishi lozim, shuning uchun zanjirda tok hosil bo'ladi. Dielektrikni chiqarib olayotganda bu qo'shimcha zaryadlar qaytadan manbaga o'tadi va zanjirda teskari yo'nalishdagi tok paydo bo'ladi.

Keltirilgan tajribalar elektr maydonga kiritilgan dastlab zaryadlanmagan dielektrlarda elektr zaryadlar paydo bo'lishini ko'rsatadi. Dielektrikda elektr qutblar paydo bo'ladi. Shu sababli bu hodisani dielektrlarning qutblanishi deb ataladi. Elektr maydondagi dielektrlarda paydo bo'lgan zaryadlarni qutblovchi zaryadlar deb ataymiz.

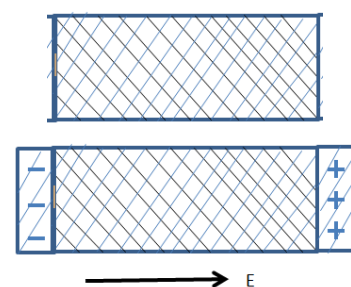
Dielektrlarning qutblanish hodisasi o'tkazgichlardagi induksiya hodisasi bilan o'xshashlikka ega. Ammo bu ikki hodisa o'rtasida muhim farq ham bor. Elektr maydonda o'tkazgichlarni qismlarga ajratib, induksion zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin va shuning uchun maydon yo'qolganidan keyin o'tkazgichning ajratilgan qismlari zaryadlanganligicha qoladi. Elektr maydonda dielektrlarni ajratganda esa maydon yo'qotilganidan keyin dielektrikning har qaysi qismi avvalgidek zaryadlanmagan bo'lib qoladi. Qutblovchi zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin emas.

Bu farq quyidagicha tushuntiriladi. Metallarda manfiy zaryad o'tkazuvchanlik elektronlari ko'rinishida faqat harakatchan holatda mavjud bo'ladi. Ular ancha masofaga ko'chishi mumkin. Shuning uchun metallarda induksion zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin. Dielektrlarda esa ikkala ishorali zaryadlar bir-biri bilan bog'langan bo'lib, bitta molekula chegarasidagi masofaga siljishi mumkin.

Qutblanmagan dielektrikni (elektr maydon bo'lmaganida) sxematik tarzda molekulalarning to'plami ko'rinishida tasvirlash mumkin. Ularning har birida teng



4,10-rasm. Qutblanmagan (a) va qutblangan (b) dielektrik modeli



4,11-rasm. Zaryadlarning ko'chishi. dielektrikning qutblanishidir: a-qutblanmagan dielektrik b-qutblangan dielektrik

musbat va manfiy zaryadlar molekulaning butun hajmi bo'yicha tekis taqsimlangan (4,10-a rasm). Dielektrikning qutblanishida har qaysi molekuladagi zaryadlar qarama-qarshi tomonga siljiydi va molekulaning bir uchida musbat zaryad, boshqa uchida esa manfiy zaryad hosil bo'ladi (4,10-b rasm). Bunda har bir molekula elektr dipolga aylanadi.

Molekulalar ichida zaryadlarning siljishi dielektrikda ba'zi zaryadlarning paydo bo'lishi kabi namoyon bo'ladi. Haqiqatan ham, qutblanmagan dielektrikni bir-biri bilan mos keladigan, har biri musbat yoki manfiy zaryad bilan tekis (bir xil) to'ldirilgan ikkita bir xil (bir-biriga aynan o'xshash) hajmlar deb tasavvur qilish mumkin (4,11-a rasm). Dielektrikning qutblanishini bu hajmlarning qarama-qarshi tomonga qisqa masofaga siljishi kabi qarash mumkin (4,11-b rasm). Bunda dielektrik ichida hali ham musbat zaryadlar miqdori manfiy zaryadlar miqdoriga teng bo'ladiyu, lekin dielektrikning uchlaridan birida kompensatsiyalanmagan musbat zaryadli yupqa qatlam, ikkinchi uchida esa kompensatsiyalanmagan manfiy zaryadli yupqa qatlam paydo bo'ladi, ya'nn qutbllovchi zaryadlar paydo bo'ladi.

### 4.3 Qutblanish vektori

Dielektrikning qutblanishida uning har bir molekulasini elektr dipolga aylantirish va binobarin, ma'lum elektr moment oladi, u quyidagiga teng:

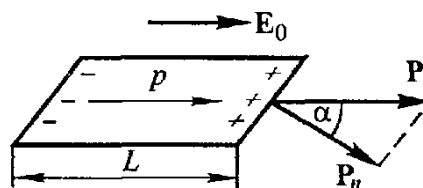
$$p = ql.$$

Avvalgidek, bunda ham siljish vektori  $l$  manfiy zaryaddan musbat zaryad tomon yo'nalgan deb hisoblanadi. Dielektrikning qutblanishini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun qutblanish vektori deb ataladigan maxsus fizikaviy kattalik xizmat qiladi. Dielektrikning qutblanish vektori deb hajm birligidagi dielektrikning elektr momentiga aytiladi. U birlik hajm ichidagi barcha molekularning elektr momentlarining yig'indisiga teng:

$$P = \frac{1}{\tau} \sum p_i \quad (4.4)$$

Agar dielektrik bir jinsli va zaryadlarning siljishi  $l$  hamma nuqtalarda bir xil bo'lsa, unda  $P$  vector ham butun dielektrik bo'yicha bir xil bo'ladi. Bunday qutblanishni bir jinsli qutblanish deyiladi.

Qutblanish vektori  $P$  ni bilgan holda qutblovchi zaryadlarni aniqlash mumkin va aksincha. Qutblanishni bir jinsli deb hisoblab,



4.12-rasm. Qutblanish vektori  $P$  ni aniqlashga doir.

elektr maydonda asosi  $S$  va qirradi  $L$  bo'lib,  $P$  vektorga parallel bo'lgan og'ma prizma ko'rinishidagi bir bo'lak dielektrikni qarab chiqamiz (4.12-rasm). Prizmaning asoslaridan birida sirtiy zichligi  $-\sigma'$  bo'lgan manfiy qutblovchi zaryadlar, boshqasida esa zichligi  $+\sigma'$  bo'lgan musbat zaryadlar paydo bo'ladi va prizma

$$p = \sigma' SL \quad (4.5)$$

elektr momentga ega bo'ladi. Agar  $\alpha$  prizma asosiga yo'nalgan normal bilan  $P$  vektor orasidagi burchak bo'lsa, unda prizmaning hajmi  $\tau$  quyidagiga teng:

$$\tau = SL \cos \alpha,$$

Shuning uchun

$$p = \frac{\sigma' \tau}{\cos \alpha}$$

Ammo, ikkinchi tomondan, mana Shu kattalikning o'zini hajmi birligidagi elektr moment orqali ham ifodalash mumkin:

$$p = P\tau$$

Oxirgi ikkita tenglikni tenglashtirib, biz quyidagi ifodani olamiz:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n. \quad (4,6)$$

Bu formulada  $P_n$  tashqi normal yo'nalishiga  $P$  vektorning proeksiyasini bildiradi.

4.12-rasmda prizmaning o'ng yog'i uchun  $\alpha$  o'tkir burchak ( $\cos \alpha > 0$ ) va  $\sigma'$  musbat.

CHap yog'i uchun  $\alpha$  o'tmas burchak ( $\cos \alpha < 0$ ) va  $\sigma'$  manfiy bo'ladi.

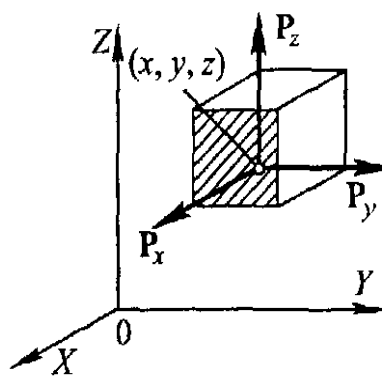
Olingan natija qutblovchi zaryadlarning sirtiy zichligi sirtning muayyan nuqtasida qutblanish vektorining normal tashkil etuvchisiga teng ekanligini ko'rsatadi. Shuningdek, u zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan sirt birligi orqali o'tgan zaryad miqdori qutblanish vektori kattaligiga tengligini belgilaydi.

Agar  $P$  vektor turli nuqtalarda turlicha bo'lsa (bir jinsli bo'lmagan qutblanish), unda dielektrikda hajmiy zaryadlar ham paydo bo'lishi mumkin.

Qutblovchi zaryadlarning hajmiy kattaligini quyidagi tarzda topish mumkin.

Qutblangan dielektrik ichida qirralari  $dX$ ,  $dY$ ,  $dZ$  bo'lgan cheksiz kichik parallelepipedni qarab chiqamiz. Bu parallelepipedning qirralari  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  to'g'ri burchakli koordinatalar o'qiga parallel.

Parallelepipedning uchlaridan biri turgan  $(x, y, z)$  nuqtada qutblanish vektori o'qlar bo'yicha  $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$  tashkil etuvchilarga ega bo'lsin (4.13-rasm). Undan (4.6) ga ko'ra parallelepipedning shtrixlangan qirradi orqali chiquvchi musbat zaryadlar miqdori quyidagiga teng:



4,13-rasm. Hajmiy qutblovchi zaryadlarni aniqlashga doir.

$$\left( P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dydz. \quad (4.7)$$



Boshqa parallel qirradi orqali parallelepipedga kiruvchi musbag aaryadlar miqdori esa

$$P_x dydz \quad (4.8)$$

bo'ladi. Shuning uchun

$$P_x dydz - \left( P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dydz = -\frac{\partial P_x}{\partial x} d\tau, \quad \text{musbat zaryad orttirmasi}$$

quyidagiga teng: (4.9)

Bunda  $d\tau = dx dy dz$  – parallelepiped hajmi. Xuddi Shu tarzda  $Y$  va  $Z$  o'qlarga perpendikulyar bo'lgan boshqa bir juft qirralarini qarab, qutblanish vaqtida parallelepiped ichiga o'tgan musbat zaryadlarning to'la miqdori quyidagi ifoda bilan beriladi:

$$-\left( \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right) d\tau. \quad (4.10)$$

Ikkinchi tomondan, bu zaryad  $\rho' d\tau$  ga teng, bunda  $\rho'$  – izlanayotgan qutblovchi zaryadlarning hajmiy zichligi. Shuning uchun

$$-\rho' = \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}. \quad (4.11)$$

Agar qutblanish bir jinsli bo'lsa, unda  $\mathbf{P} = \text{const}$  va (4.11) dan  $\rho' = 0$ . Shuni qayd qilib o'tamizki, ba'zi hollarda va bir jinsli bo'lmagan qutblanishda (4.11) ifoda nolga aylanishi mumkin.

#### 4.4 Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi

Biz II bobda vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligini birlik musbat sinash zaryadiga ta'sir qiluvchi kuch kabi aniqlagan edik. Dielektriklarga o'tishda bu ta'rifga qo'shimcha aniqliklar kiritish talab qilinadi.

Sinash zaryadining o'lchamlari dielektrikning molekulari orasidagi masofalarga qaraganda kichik deb faraz qilamiz, unda dielektrik ichidagi elektr maydon turli nuqtalarda turlicha bo'lib, molekularning zaryadlangan uchlarida — dipollarda, ayniqsa, katta qiymatlarga erishadi. Maydonning bu o'zgarishlari mikro-

skopik masshtablardagina ro'y beradi, Shuning uchun uni bevosita kuzatish qiyin. Shu tarzda aniqlangan maydonni mikroskopik maydon ( $E_m$ ) deb yuritiladi.

Ammo barcha real tajribalarda o'lchamlari atomlararo masofalarga qaraganda ancha katta bo'lgan o'lchamli jismlar (yoki bu jismlarning qismlari) bilan ish ko'ramiz. Bunday hollarda bizni mikroskopik maydon  $E_m$  ning hajm bo'yicha o'rtachalangan qiymati, ya'ni makroskopik maydon qiziqtiradi. Elektr maydon kuchlanganligining bu o'rtacha qiymatini dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi deb ataladi. Shunday qilib, ta'rifga ko'ra

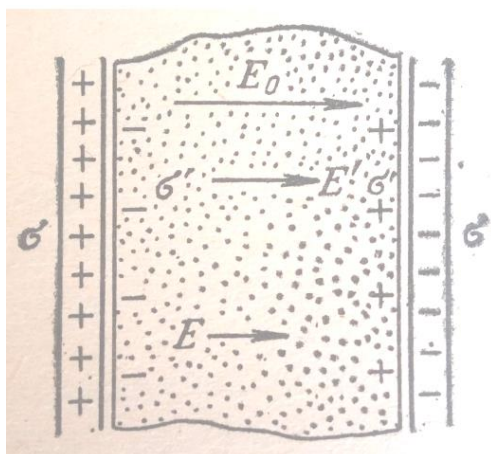
$$E = \overline{E_i} = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} E_i d\tau \quad (4.12)$$

Shuni qayd qilib o'tamizki, bu formuladagi  $\tau$  mikroskopik katta bo'lishi, ya'ni undagi molekular soni ko'p bo'lishi lozim. Ammo u makroskopik jihatdan juda kichik bo'lishi, ya'ni uning butun o'lchamlari davomida maydonning makroskopik qiymati amalda o'zgarmasligi lozim. Bu ikkala talabni qanoatlantiradigan shunga o'xshash kichik hajmlarni fizikaviy cheksiz kichik hajmlar deyiladi (matematik cheksiz kichik hajmlardan farq qiladi).

Xuddi shunga o'xshash dielektrik ichidagi potensial deb makroskopik potensialni, ya'ni biror fizikaviy kichik hajm bo'yicha uning o'rtacha qiymatini aytiladi.  $E$  maydon va  $U$  potensialning makroskopik qiymatlari ham vakuumdagi ifodalar bilan bog'langan. Yassi kondensator holida biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = U / a, \quad (4.13)$$

bunda  $U$  — qoplamalar orasidagi potensial,  $a$  — ular orasidagi masofa.



Butunlay bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilgan yassi kondensatorni (bir jinsli maydonni) qarab chiqamiz. Dielektrik ichidagi maydonning kuchlanganligi  $E$  ikki maydonning yig'indisidan iborat: metall qoplamalardagi zaryadlar hosil qilgan maydon  $E_0$  va qutblangan dielektrik hosil qilgan maydon  $E'$  (4.14-rasm).

4.14-rasm. Dielektrik ichidagi elektr maydonning kuchlanganligini qoplama zaryadlari maydoni  $E$  va qutublovchi zaryadlar maydoni  $E_0$  orasidagi farqdan iborat.

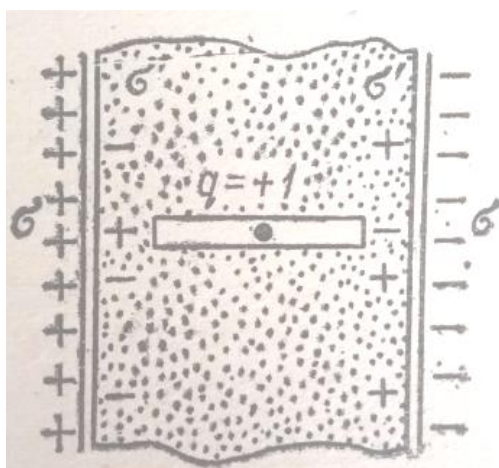
$E_0$  maydon  $\sigma/\epsilon_0$  ga teng, bunda  $\sigma$  – metall qoplamalardagi zaryadning sirtiy zichligi. Qutblangan dielektrikning ta'sirini esa uning sirtida paydo bo'layotgan qutblovchi zaryadlar orqali ifodalash mumkin. Shuning uchun  $E' = -\sigma'/\epsilon_0$ , bunda  $\sigma'$  – qutblovchi zaryadlarning sirtiy zichligi. Binobarin,

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0}.$$

Kondensator qoplamalarida zaryadning sirtiy zichligi  $(\sigma - \sigma')$  ga teng bo'lganda dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi vakuumdagi maydon kuchlanganligiga mos keladi. Qoplamalar zaryadi va qutblovchi zaryad orasidagi  $(\sigma - \sigma')$  farqni ko'pincha erkin zaryad deb ataladi.

Yuqorida aytilganlarga asosan Shuni qayd qilib o'tamizki, dielektrikka botirilgan  $q$  zaryadli makroskopik jismga ta'sir qiluvchi kuch umumiy holda endi  $qE$  ga teng bo'lmaydi. Vakuumda ham Shunday bo'lgan edi.

Haqiqatan ham avval qattiq jismni qarab chiqamiz. Unga zaryadlangan jism kiritish uchun unda bo'shliq qilishimiz lozim. Ammo uning sirtida qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi va Shuning uchun jismga ta'sir qiluvchi kuch bo'shliqning shakliga bog'liq bo'ladi.



4.15-rasm. Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligini aniqlashga doir.

Suyuq va gazsimon dielektriklar holida ham bu o'rinli bo'ladi, chunki zaryadlangan jismni kiritayotib, Shu jism bilan muhitning bir qismini siqib chiqaramiz va unda ham «bo'shliq» hosil qilamiz. Bu «bo'shliq» shakliga ko'ra zaryadlangan jismga mos keladi. Biroq suyuqlik va gazlar holida jismga qo'shimcha yana mexanikaviy kuch ta'sir qiladi. Bu kuch elektr maydonda dielektrikning deformatsiyalanishidan hosil bo'ladi (elektrostriksiya).

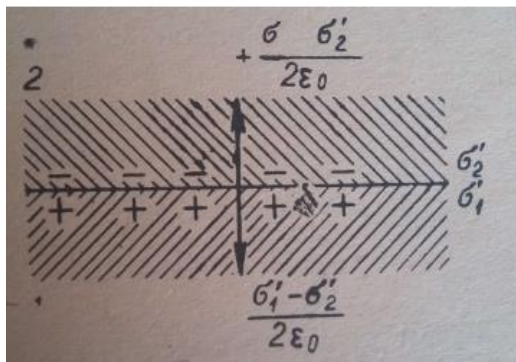
Shu bilan birga dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligini sinash zaryadiga ta'sir qilayotgan kuch yorhamida ham aniqlash mumkin. Buning uchun zaryadlarning siljish yo'nalishiga parallel qilib dielektrik ichida kesilgan tor uzun tirqishni ko'z oldimizga keltiraylik (4.15-rasm) va sinash zaryadi bo'shliq devorlariga tegmaydi, deb hisoblaylik.

Qutblovchi zaryadlar faqat bo'shliqning chetlaridagina paydo bo'ladi, agar uning diametri uzunligiga qaraganda kichik bo'lsa, unda bu zaryadlar hosil qiladigan maydon ham hisobga olmaydigan darajada kichik bo'ladi. Shuning uchun bo'shliq ichida dielektrikning tashqi sirtida faqat erkin zaryadlar ( $\sigma - \sigma'$ ) hosil qilayotgan maydon kuchlanganligi bo'ladi, bu esa dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligining xuddi o'zginasi ekanligi biz ko'rgan edik. Dielektrik ichida maydon kuchlanganligi dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga parallel qilib qirqilgan tor bo'shliq ichidagi maydon kuchlanganligiga teng. U Shu bo'shliq ichidagi +1 zaryadga ta'sir qiluvchi kuchga teng.

Amalda dielektrik ichidagi maydong kuchlanganligini aniqlash uchun kondensator qoplamalaridagi kuchlanishni o'lchash yetarli bo'ladi. Unda yassi kondensator uchun maydon kuchlanganligini (40.2) formuladan, boshqa shakldagi kondensatorlar uchun esa vakuum uchun oldin olingan tegishli formulalar bo'yicha topish mumkin.

#### 4.5 Elektr siljish vektori

Endi ikkita bir jinsli va bir jinsli qutblangan 1 va 2 dielektriklar chegarasini qarab chiqamiz (4.16-rasm). Har qaysi dielektrikning ajralish chegarasi yaqinida zichliklari  $\sigma'_1$  va  $\sigma'_2$  bo'lgan qutblovchi zaryadlar paydo bo'lib, bu zaryadlar qarama-qarshi ishoraga ega bo'ladi. Ajralish chegarasi sirtiy zichligi ( $\sigma - \sigma'$ ) bo'lgan zaryad bilan zaryadlanib krladi, shundan qo'shimcha elektr maydon ( $\sigma - \sigma'$ ) paydo bo'ladi. Bu maydon ajralish chegarasiga perpendikulyar bo'lib, har qaysi dielektrikda qarama-qarshi tomonga yo'nalgan (4.16- rasm).



4.16-rasm. Ikki dielektrik chegarasidagi qutublovchi zaryadlar va ular hosil qilayotgan elektr maydon.

Har qaysi dielektrikdagi to'liq maydon kuchlanganligini  $E_1$  va  $E_2$  orqali belgilaymiz va har qaysi maydonni ikki tashkil etuvchiga ajratamiz: ( $E_{t1}$  va  $E_{t2}$ ) ajralish chegarasiga urinma va ( $E_{n1}$  va  $E_{n2}$ ) chegaraga normal. 1 dielektrikdan 2 dielektrikka yo'nalishni normal deb hisoblaymiz. Ajralish sirtidagi zaryadlarning elektr maydoni shu sirtga perpendikulyar bo'lgani uchun maydonni tashkil

qiluvchi urinma o'zgarmaydi va ikkala dielektrikda ularning qiymati bir xil bo'ladi:

$$E_{t1} = E_{t2} \quad (4.14)$$

Aksincha, maydonning normal tashkil etuvchilari turlicha bo'ladi; ularning farqi quyidagiga teng:

$$E_{n1} - E_{n2} = (\sigma'_1 - \sigma'_2) / \epsilon_0 = (P_{n1} - P_{n2}) / \epsilon_0,$$

bunda ( $E_{n1}$  va  $E_{n2}$ ) har qaysi dielektrikdagi qutblanish vektorining normal tashkil etuvchilari. Ammo maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi sirt birligi orqali o'tgan kuch chiziqlar oqimidan iborat. SHuning uchun 1 va 2 dielektriklarda ajralish sirti birligi orqali o'tuvchi kuch chiziqlar miqdori bir-biriga teng emas, demak, kuch chiziqlarining bir qismi ajralish chegarasida uziladi. Biz vakuumda elektr siljish tushunchasi  $\epsilon_0 \mathbf{E}$  ni kiritdik. Endi bu tushunchani ixtiyoriy dielektrik uchun umumlashtiramiz va dielektrikda elektr siljishni quyidagicha aniqlaymiz:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}. \quad (4.15)$$

Unda yuqorida aytilganlardan, ajralish chegarasiga o'tkazilgan elektr siljish vektorining normal tashkil etuvchilari uzluksiz bo'ladi:

$$D_{n1} = D_{n2} \quad (4.16)$$

$D_{n1}$  kattalik dielektrik 1 da ajralish sirti birligini kesib o'tuvchi siljish chiziqlari soniga,  $D_{n2}$  esa dielektrik 2 da shu maydonning o'zi uchun siljish chiziqlari soniga teng bo'lgani tufayli (4.16) dan quyidagi kelib chiqadi: dielektriklarning ajralish

chegarasida elektr siljish chiziqlari uzilmaydi. SHuning uchun bir jinsli bo'lmagan dielektrlarda elektr maydonni tavsiflash uchun maydon kuchlanganligi  $E$  o'rniga elektr siljish  $D$  dan foydalanish ancha qulaydir. Elektr siljishni kiritishning ham asosiy ma'nosi shunda.

Dielektrikda hajmiy qutblovchi elektr siljish chiziqlarining uzluksiz qolishini ko'rsatish oson. Haqiqatan ham, (4.6) ga ko'ra dielektrikda zaryadlarning hajmiy zichligi quyidagiga teng:

$$\rho' = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right).$$

SHuning uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga ko'ra

$$\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right) = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right)$$

yoki

$$\frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_0 E_x + P_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_0 E_y + P_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_0 E_z + P_z) = 0.$$

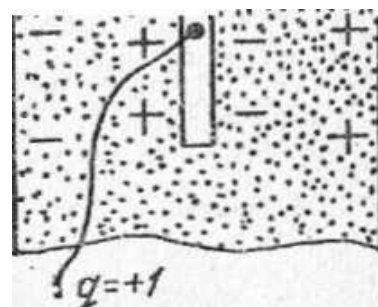
Ammo olingan natija yopiq sirt orqali  $D = \varepsilon_0 E + P$  oqim vektori nolga tengligini ko'rsatadi, demak, siljish chiziqlari hech qaerda paydo bo'lmaydi va dielektrik ichida uzilmaydi. Yana bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilgan yassi kondensatorni qarab chiqamiz (53-rasm). Unda dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\varepsilon_0} = E_0 - \frac{P}{\varepsilon_0}.$$

Binobarin,

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E_0, \quad (4.17)$$

ya'ni bir jinsli dielektrik holida dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi kondensator qoplamalarining o'zi hosil qilayotgan vakuumdagi elektr siljish bilan mos keladi. Agar



4,17- rasm. Dielektrik ichida elektr siljishni ashqlashga doir.

$q$  – kondensator qoplamalarining zaryadi,  $S$  – har qaysi qoplamaning yuzi bo'lsa, unda

$$D = \sigma = q/S \quad (4.18)$$

bo'ladi. Bu formuladan  $D$  ni amalda o'lchash usuli kelib chiqadi. Dielektrik ichidagi elektr siljishni o'lchash uchun dielektrikni chegaralab turgan qoplamalardagi zaryad kattaligini o'lchash yetarli.

Elektr siljish vektori ta'rifini boshqa shaklda ham berish mumkin. Bir jinsli dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan tor tirqishni qarab chiqamiz (4.17-rasm). Unda (4.16) formulaga ko'ra dielektrik ichida elektr siljish qanday bo'lsa, tirqish ichida ham xuddi shunday bo'ladi. Shuning uchun dielektrik ichidagi elektr siljish dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan uzun tor bo'shliq ichidagi elektr siljishga teng. Bu bo'shliq +1 zaryadga ta'sir qiluvchi kuch  $D/\epsilon_0$  ga teng.

#### 4.6 Izotrop va anizotrop dielektriklar

Katta (massiv) shisha bo'lagidan turli shaklda kesib olingan plastinkalardagi elektr siljishni o'lchasa, unda maydonning qiymati  $E$  bir xil bo'lganda hamma plastinkalardagi elektr siljish bir xil bo'ladi. (4.15) ga ko'ra qutblanish vektori  $P$  ham hamma plastinkada bir xil, binobarin, qutblanish maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Bunday dielektriklarni izotrop dielektriklar deyiladi. Izotrop dielektriklarda zaryadlar elektr maydon yo'nalishida siljiydi va shuning uchun  $E$  va  $P$  vektorlar parallel. Biroq boshqa ko'pgina moddalar uchun bu shunday emas. Agar kristalldan turli tarzda kesib olingan kvarts kristali plastinkasidagi elektr siljishni tekshirsak, maydon Yebir xil bo'lishiga qaramay  $D$  turlicha bo'ladi. Bu kvartsning dielektrik xossalari maydonning kristall o'qlariga nisbatan yo'nalishiga bog'liq bo'lishini ko'rsatadi. Bunday dielektriklarni anizotrop dielektriklar deyiladi. Anizotrop dielektriklarda, umuman olganda,  $E$  va  $P$  yo'nalishlar mos tushmaydi, shuning uchun  $E$  va  $D$  ning yo'nalishlari ham turlicha. Tajriba ko'rsatadiki, elektr maydon keng intervalda o'zgarganda qutblanishni muayyan nuqtada maydon



kuchlanganligi Yega proporsional deb hisoblash mumkin. SHuning uchun izotrop dielektrik uchun

$$P = \alpha \varepsilon_0 E \quad (4.19)$$

deb yozish mumkin,  $\alpha$ - skalyar kattalik. U muayyan moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi deb ataladi.  $\alpha$  o'lchamsiz bo'lishi uchun bu formulaga  $\varepsilon_0$  ni kiritamiz. (4.19) ni (4,15) ga qo'yib

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (4.20)$$

ni olamiz, bunda  $\varepsilon_0$  orqali quyidagi belgilangan:

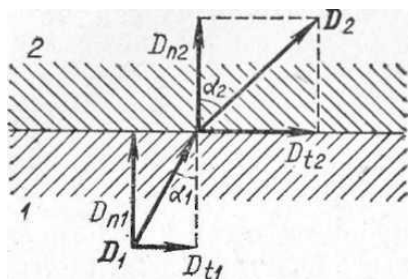
$$\varepsilon = 1 + \alpha \quad (4.21)$$

Bunday tarzda aniqlanayotgan  $\varepsilon$  kattalik moddaning dielektrik singdiruvchanligidir (nisbiy). Uni biz kondensatorning sig'imi dielektrikning xossalariga bog'liqligini qarayotganda o'rganganmiz. Haqiqatan ham, aniqlik uchun kondensatorni dielektrik bilan to'ldirishda kondensator kuchlanish manbaiga ulanganligicha qoladi deymiz. Bu qoplamalar orasidagi kuchlanish, binobarin, kondensatordagi maydon kuchlanishi o'zgarmaydi. degan so'zdir. Unda (4.20) formuladan, kondensator ichida elektr siljish  $\varepsilon$  marta o'zgarishi kelib chiqadi. Ammo bu (4.18) formulaga ko'ra, qoplamalarning zaryadi ham, binobarin, kondensatorning sig'imi ham shuncha marta o'zgaradi, demakdir.

#### **4.7 Kuch chiziqlari va siljish chiziqlarining sinishi**



(4.15) va (4.17) munosabatlar doim ikki muhitning ajralish chegarasida bajariladi va ular elektr maydon uchun chegaraviy shartlardan iborat. Bu munosabatlardan siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining yo'nalishi ajralish chegarasidan o'tishida o'zgarishi kelib chiqadi.  $D_1$  va  $D_2$  dielektrik 1 da ko'chish vektori.  $D_1$ ning ajralish sirtiga normal bo'yicha tashkil etuvchisi va ajralish sirti



4.18- rasm. Ikki dielektrik chegarasida siljish belgilaymiz. 4.18-rasmdan, chiziqlarining sinishi.

bo'yicha tashkil etuvchisi (4.18-rasm),  $D_{n2}$  va  $D_{t2}$  dielektrik 2 dagi tashkil etuvchilari bo'lsin. Dielektrik 2 dagi vektor  $D_2$  va ajratish chegarasiga o'tkazilgan normal orasidagi burchakni  $\alpha_2$  orqali, dielektrik 1 dagi vektor  $D_1$  uchun tegishli burchakni  $\alpha_1$  orqali

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{D_{t1}}{D_{n1}}, \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{D_{t2}}{D_{n2}}.$$

Lekin  $D_{n1} = D_{n2}$ , shuning uchun

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{D_{t2}}{D_{t1}}.$$

Keyin (42.2) va chegaraviy shart (41.1) dan quyidagiga ega bo'lamiz:

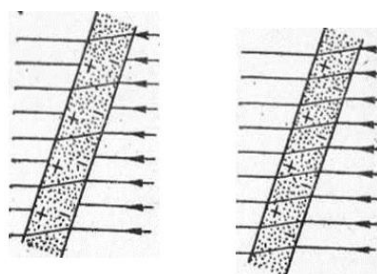
$$D_{t2} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{t2}, \quad D_{t1} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{t1}, \quad E_{t1} = E_{t2}.$$

Bundan uzil-kesil quyidagini olamiz:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (4.22)$$

Bu formula siljish chiziqlarining siljish qonunini ifodalaydi. Bu formula  $\varepsilon$  ni katta bo'lgan dielektrikga kirgan siljish chiziqlari normaldan uzoqlashishini ko'rsatadi.

Izotrop dielektrlarda kuch chiziqlarining siljish qonuni qanday bo'lsa, siljish chiziqlarining siljish qonuni ham xuddi shunday, chunki har qaysi dielektrikda  $D$  va  $E$  vektorlarning yo'nalishi mos tushadi. Biroq siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining manzarasi farq qiladi. Bu farq shundan iboratki, ajralish chegarasida siljish chiziqlari uzluksiz bo'ladi, kuch chiziqlarining bir qismi esa bu chegarada



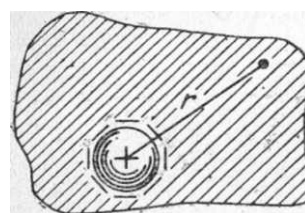
129 4.19- rasm. Dielektrik plastinkasidagi siljish chiziqlari (chapda) va kuch chiziqlari (o'ngda)

uziladi. 4.19-rasmda dielektrik plastinkadagi siljish chiziqlari va kuch chiziqlari misol tariqasida ko'rsatilgan. Bunda plastinkaning uzunligi va kengligi juda katta deb faraz qilinadi. SHunday ekan, plastinka chetlarida maydonning buzilishi plastinkaning qaralayotgan qismiga ta'sir qilmaydi. (4.20) ga ko'ra, kuch chiziqlarining quyuqligi plastinka tashqarisidagiga qaraganda plastinka ichida kamroq. Yana shuni qayd qilamizki, plastinka ichida siljish chiziqlari sinishi tufayli quyuqlashadi, bu esa plastinkada  $D$  siljish ortishini ko'rsatadi.

#### 4.8 Dielektrlarda elektr maydon qonunlari

Elektrostatikada Kulon qonuni asosiy qonun hisoblanadi. SHuning uchun dastavval bu qonun qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

Dielektrik singdiruvchanligi  $\varepsilon$  bo'lgan bir jinsli izotrop dielektrikda  $+q$  nuqtaviy zaryad turgan bo'lsin. Uni biz tekis zaryadlangan shar ko'rinishida tasavvur qilaylik (4.20-rasm).



4.20-rasm. Dielektrikda nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligini aniqlashga doir

SHar markazidan  $r$  masofada maydon kuchlanganligini hisoblaymiz. SHarga yondosh

dielektrik chegarasida zichligi —  $\sigma'$  bo'lgan manfiy qutblovchi zaryad paydo bo'lsin. Yuqorida aytilganlarga ko'ra u quyidagiga teng:

$$\sigma' = \alpha \varepsilon_0 E(a) = (\varepsilon - 1) \varepsilon_0 E(a).$$

Bu yerda  $E_a$  shar markazidan  $a$  masofada dielektrikdagi maydon kuchlanganligi,  $a$  - shar radiusi. SHuning uchun to'liq qutblovchi zaryad quyidagiga teng:

$$q' = 4\pi a^2 \sigma' = 4\pi a^2 (\varepsilon - 1) \varepsilon_0 E(a).$$

Masalaning simmetriya shartidan, kuch chiziqlar faqat radial to'g'ri chiziqlar bo'lishi mumkin, ularning quyuqligi esa zaryaddan hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional, demak,

$$\frac{E(a)}{E(r)} = \frac{r^2}{a^2}.$$

SHuning uchun

$$q' = 4\pi r^2 \varepsilon (\varepsilon - 1) E(r).$$

$r$  nuqtada maydon kuchlanganligi vakuumda  $(q - q')$  erkin zaryad hosil qilayotgan maydon kuchlanganligiga teng. Binobarin,

$$E(r) = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \frac{q - q'}{r^2} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \frac{q}{r^2} - (\varepsilon - 1) E(r).$$

Bu yerdan  $E(r)$  ni topamiz:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{q}{r^2} = \frac{E_0(r)}{\varepsilon}, \quad (4.23)$$

bunda  $E_0(r)$  orqali vakuumda nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan, maydon kuchlanganligi belgilangan.

Olingan formula dielektriklar uchun Kulon qonunini ifodalaydi. U, bir jinsli dielektrikda nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi uning vakuumdagi qiymatiga qaraganda  $\varepsilon$  marta kamayishini ko'rsatadi. Buning fizikaviy sababi dielektrikda elektr maydonni kamaytiruvchi qutblovchi zaryadlarning paydo bo'lishidir. Ammo, agar biz ikki nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchini topmoqchi bo'lib (4.11) ifodani  $\varepsilon$  ga bo'lsak, unda biz umumiy holda noto'g'ri natija olgan bo'lardik, chunki kuch sinash zaryadi turgan bo'shliqning shakliga bog'liq bo'lishi mumkin.

Biz (4.23) formulani keltirib chiqarishda hajmiy qutblovchi zaryadlar yo'q deb hisoblagan edik. Buning haqiqatan ham shunday ekanligiga radial maydon holda osongina ishonishmumkin. Biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathbf{P} = \alpha \varepsilon_0 \mathbf{E} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \mathbf{D}.$$

Siljish chiziqlari doim uzluksiz bo'lgani tufayli, unda masalaning sferik simmetriyaliligi kuchga kirib

$$D(r) = D(a) a^2 / r^2, \quad \mathbf{D} = D(a) a^2 \mathbf{r} / r^3$$

bo'ladi. SHuning uchun (4.17) formula bo'yicha qutblovchi zaryadlarning hajmiy zichligini hisoblab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} D(a) a^2 \frac{\partial}{\partial x} \frac{x}{r^3} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3r x^2}{r^6},$$

$$\frac{\partial P_y}{\partial x} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3r y^2}{r^6},$$

$$\frac{\partial P_z}{\partial x} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} D(a) a^2 \frac{r^3 - 3r z^2}{r^6},$$

$$\rho' = -\frac{\partial P_x}{\partial x} - \frac{\partial P_y}{\partial y} - \frac{\partial P_z}{\partial z} = 0.$$

(4.23) dan dielektrikda nuqtaviy zaryad hosil qiladigan potensial (cheksizlikka nisbatan) qo'yidagicha:

$$U = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{q}{r}. \quad (4.24)$$

Endi Ostrogradskiy-Gauss teoremasiga murojaat qilamiz. (4.20) va (4.23) dan dielektrikda nuqtaviy zaryad hosil qiladigan elektr siljish

$$D = q / 4\pi r^2$$

Ekanligi kelib chiqadi. U vakuumda dielektrik bo'lmagandagi kabi bo'lib chiqdi. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasi qanday ko'rinishga ega bo'lsa, vakuum uchun ham xuddi shunday ko'rinishga ega, bunda  $q$  orqali dielektrikning qutblovchi zaryadlarini hisobga olmay, jismlardagi haqiqiy bor zaryadlar belgilangan.

Bundan, jumladan quyidagi kelib chiqadi: har qanday kondensator (manbadan uzib qo'yilgan) bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilganda elektr siljish  $D$  o'zgarmaydi. Maydon kuchlanganligi  $E = D / \varepsilon_0 \varepsilon$  esa maydonning har qanday nuqtasida  $\varepsilon$  marta kamayadi. Ammo shuni nazarda tutish kerakki, Dielektrik butun elektrli bo'lmagan maydonni to'ldirgan holdagina maydon  $\varepsilon$  marta kamayadi. Agar bu shart bajarilmasa, u holda kuchlanganlik uning vakuumdagi  $E_0$  qiymatidan katta ham, kichik ham bo'lishi mumkin.

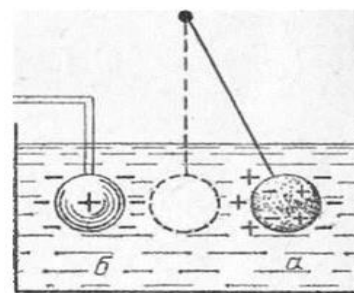
#### 4.9 Dielektriklar bo'lganidagi mexanikaviy kuchlar

Yuqorida tasvirlangan tajribalar elektr maydondagi dielektriklarga mexanikaviy kuchlar ta'sir qilishini ko'rsatadi. Agar dielektrik butunlay zaryadlanmagan bo'lsa ham bu kuchlar paydo bo'ladi.

Biz bu kuchlarning paydo bo'lishini yuqorida tushuntirgan edik. Elektr maydondagi dielektrlarda qutblovchi zaryadlar paydo bo'lishi tufayli (sirtiy zaryadlar ham, hajmiy zaryadlar ham) bu kuchlar hosil bo'ladi va shuning uchun dielektrikning har qaysi sirt va hajmi elementiga muayyan kuch ta'sir qiladi.

Agar jism vakuumda emas, balki biror boshqa muhitda turgan bo'lsa, unda qutblanish atrofdagi muhitda ham sodir bo'ladi va shuning uchun jismga ta'sir qiluvchi kuchlar jismning qutblovchi zaryadlariga qanday bog'liq bo'lsa, atrof muhitning qutblovchi zaryadlariga ham shunday bog'liq bo'ladi.

4.21-rasmda tasvirlangan tajriba bu aytilganlarga yaxshi misol bo'ladi. Ipga parafin sharchani osib, uni izolyatsiyalangan metall sharcha *b* yaqiniga joylashtiramiz. SHarchalarning ikkalasi ham havoda turganida metall sharchani zaryadlasak, parafin sharcha unga tortiladi. Agar ikkala sharchani ham atsetonga botirsak (atsetonning dielektrik singdiruvchanligi parafinnikiga qaraganda katta), unda parafin sharcha metall sharchadan itariladi.



4.21- rasm. Parafin sharcha *a* zaryadlangan metall *b* sharchaga havoda tortiladi, ammo atsetonda undan itariladi.

Bu tajriba quyidagicha tushuntiriladi. SHarcha sirtida sirtiy zichligi  $\sigma_1'$  bo'lgan qutblovchi zaryadlar, sharchaga yondosh muhit chegarasida sirtiy zichligi  $\sigma_2'$  bo'lgan qarama-qarshi ishorali qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi; shuning uchun sharcha sirtiga ta'sir qiluvchi kuch natijaviy zaryad  $\sigma_1' - \sigma_2'$  ga bog'liq. Agar muhitning dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon_2 < \epsilon_1$  bo'lsa, unda  $\sigma_2' < \sigma_1'$  bo'ladi. Agar  $\epsilon_2 > \epsilon_1$  bo'lsa, unda  $\sigma_2' > \sigma_1'$  natijaviy zaryad ishorasini o'zgartiradi va shuning uchun tortishish kuchi itarishish kuchiga o'tadi. Dielektrikdagi jismga ta'sir qiluvchi kuchning kattaligi jismdagi faqat erkin zaryadlargagina bog'liq emas. Qutblanish tufayli dielektrikning har bir hajm elementiga kuchlar ta'sir qiladi va shuning uchun elektr maydonida dielektriklar deformatsiyalanadi. Bu hodisa elektrostriksiya hodisasi deyiladi.

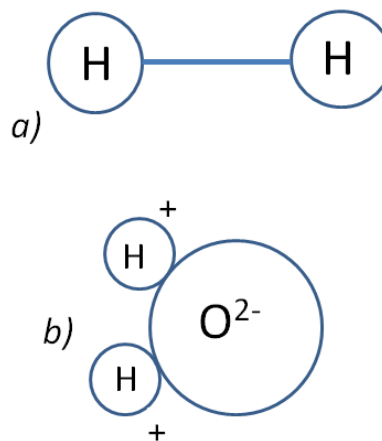
Elektrostriksiya tufayli dielektrik ichida mexanikaviy kuchlar paydo bo'ladi. SHuning uchun dielektrikdagi biror jismga ta'sir qiluvchi mexanikaviy kuchni bevosita to'la hisoblash, odatda, juda murakkab ish. Ammo ko'pgina hollarda mexanikaviy kuchlarni ularning paydo bo'lishini sinchiklab qarab o'tirmay, energiyaning saqlanish qonuni yordamida hisoblash mumkin.

### Dielektriklar qutblanishining elektron nazariyasi

Dielektriklar qutblanishining sababi hamma jismlarning atomlari va molekulari zaryadlangan elementar zarralardan tashkil topganligidadir. Biz bu haqda gapirgan edik. Elektr maydonda bu zaryadlar siljiydi va shuning uchun elektr moment paydo bo'ladi. Ammo bu siljishlar turli dielektriklarda turlicha xarakterga ega.

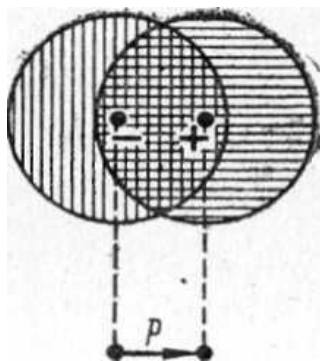
Ko'pgina moddalarning molekulari zaryadlanmagan atomlardan tuzilgan. Bunga vodorod molekulasini misol bo'la oladi (4.22-a rasm).

Bunday molekularni qutbsiz molekular deb atalgan. Boshqa ko'pgina moddalarning molekulari, aksincha, zaryadlangan holatdagi atomlarga, ya'ni ionlarga (qutbli molekularga) ega. Suv molekulasini qutbli molekula, unda



4.22-rasm. Vodorodning qutbsiz molekulasini (a) va suvning qutbli molekulasini (b) ning modellari

kislorodning manfiy ioni va vodorodning ikkita musbat ioni bor (4.22-b rasm).



4.23-rasm elektronni qutblanish sxemasi

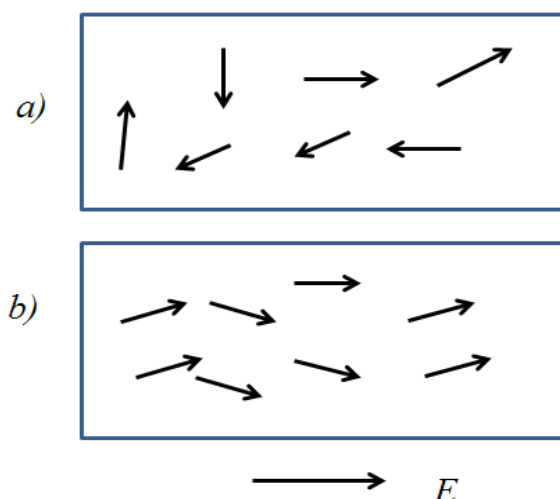
Qutbsiz molekularni elektr maydon yo'qligida qo'pol qilib (lekin maqsadimiz uchun yetarli qilib) markazlari mos tushadigan tekis zaryadlangan ikki sfera ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Tekis zaryadlangan sferaning tashqi fazodagi maydoni sfera markaziga joylashgan shunday kattalikdagi nuqtaviy zaryad maydoniga teng

bo'lgani uchun bunday molekulaning elektr momenti nolga teng bo'lishi ravshan. Elektr maydonda ikkala zaryad ham qarama-qarshi tomonga siljiydi, shuning uchun molekula shunday elektr maydon hosil qiladiki, u dipol maydoni bilan mos tushadi. Dipolning har qaysi nuqtaviy zaryadlari tegishli sferaning zaryadiga teng bo'lib, zaryadlar orasidagi masofa esa sferalar markazning siljishiga teng (4.23-rasm). Uncha kuchli bo'lmagan maydonlarda molekuladagi zaryadlar siljishini elektr maydon kuchlangailigiga proporsional deyish mumkin. SHuning uchun molekulaning dipol momenti  $p$  ni maydonga proporsional deyish mumkin:

$$p = \beta \varepsilon E' \quad (4.25)$$

bunda  $E'$  - molekulaga ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi. Bu maydon dielektrik ichidagi o'rtacha maydon  $E$  dan farq qiladi, shuning uchun biz maxsus belgilash kiritdik. Molekulaning qutblanuvchanligi deb ataladigan  $\beta$  proporsionallik koeffitsienti molekulaning tuzilishiga bog'liq. Qutblanishning bu tavsiflangan tipi siljish elektron qutblanishi deb ataladi.

Endi qutbli molekulali dielektriklarni qarab chiqamiz. Bu holda har bir molekula maydon yo'qligida ham ma'lum dipol momenti  $p_0$  ga ega. Biroq maydon yo'qligida issiqlik harakati tufayli molekulalar butunlay xaotik (tartibsiz) joylashadi (4.24-a rasm) va shuning uchun dipollarning butun momentlarining vektor yig'indisi o'rtacha nolga yaqin. Tashqi elektr maydon qo'yilganda har qaysi dipolga kuchlar ta'sir qiladi, bu kuchlar dipolni elektr maydonga parallel joylashtirishga intiladi. SHuning uchun dipollar joylashishida qisman tartiblashadi (4.24-b rasm), tashqi maydon qanchalik kuchli bo'lsa va temperatura qanchalik past bo'lsa, tartiblashish shuncha yuqori bo'ladi. Bu holda hamma molekulalarning dipol momentlarining yig'indisi endi nolga teng bo'lmaydi va dielektrik elektr momentga ega bo'ladi. Qutblanishning bunday tipini orientatsion yoki dipol qutblanish deb ataladi.

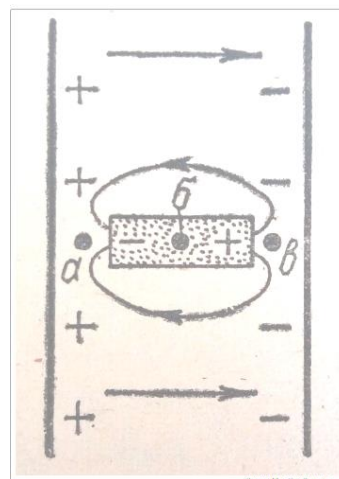


4.24- rasm. Dipol qutblanish



Qattiq dielektrlarda zaryadlar siljishining qutblanishga olib keladigan yana bir tipini topamiz. Ko'pgina moddalarning kristall panjaralari musbat va manfiy ionlardan tuzilgan. Seziy xlorid kristali bunga misol bo'la oladi. Uning panjarasining elementar yacheykasi markazlangan kubdan iborat bo'lib (4.25-rasm), uchlarida,  $Cs^+$  musbat ionlar, markazida esa  $Cl^-$  manfiy ionlar joylashgan. Barcha  $Cs^+$  ionlari va barcha  $Cl^-$  ionlarini alohida-alohida qarab chiqib, ular bir-biriga nisbatan kubning diagonali yo'nalishida yarim diagonal masofaga surilgan ikkita oddiy kub panjara hosil qilishini topamiz.

Ionli kristallar tashqi maydon yo'qligida ham elektr momentga ega bo'lishi mumkin. Biroq ularning elektr momenti namoyon bo'lmaydi. Har doim unchalik ko'p bo'lmagan miqdordagi ionlar havodan kristall sirtiga o'tiradi va unda kristallning qutblovchi zaryadini kompensatsiyalovchi sirtiy zaryad hosil qiladi.



4.25-rasm. Bir jinsli bo'lmagan dielektrikli kondensator

Kompensatsiyalovchi zaryadlar kristallning elektr o'tkazuvchanligi tufayli ham paydo bo'lishi mumkin. Tashqi maydon qo'yilganda har qaysi oddiy panjaralarga qarama-qarshi yo'nalgan kuchlar ta'sir qila boshlandi. Buning oqibatida panjaralar siljiydi va kristall kompensatsiyalanmagan qo'shimcha elektr momentiga ega bo'ladi, ya'ni kristall qutblanadi. Qutblanishning bu tipini siljish ion qutblanishi yoki to'g'ridan-to'g'ri ionli qutblanish deyiladi. Qarab chiqilgan qutblanish tiplari birgalikda kelishi mumkin. Masalan, suyuq va gazsimon qutbli dielektrlarda molekulalar maydon ta'sirida faqat orientirlanibgina qolmay, balki deformatsiyalanishi ham mumkin va shuning uchun ularda bir vaqtda ham elektron, ham dipol qutblanish ro'y berishi mumkin. Qattiq dielektrlarda qutblanishning uchala tipi mavjud bo'lishi mumkin.

#### 4.10 Qutbsiz dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi

Yuqoridagi paragrafda bayon qilingan tasavvurlardan dielektrik singdiruvchanlikni hisoblash va uni dielektrikning atomar doimiysi bilan bog'lash



mumkin. Dastavval qutbsiz dielektriklarni ko'rib chiqamiz. Dielektrik elektr maydonda turgan bo'lsin va dastlab molekulaga ta'sir qilayotgan  $E'$  maydon dielektrik ichidagi o'rtacha maydon  $E$  bilan mos tushadi deb hisoblaymiz. Unda dielektrikning har bir molekulasini  $p$  dipol momentiga ega bo'ladi, u (4.25) formula bilan ifodalanadi, bunda  $E' = E$ . Agar  $n$  — dielektrikning hajm birligidagi molekular soni bo'lsa, unda hajm birligidagi elektr moment (qutblanish) quyidagiga teng:

$$P = n \beta \varepsilon_0 E,$$

$D$  siljish uchun esa, (4.1.2) ga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

$$D = \varepsilon_0 E + P.$$

Ikkinchi tomondan,  $D = \varepsilon \varepsilon_0 E$  bo'lgani uchun

$$\varepsilon = 1 + n\beta \quad (4.26)$$

bo'ladi. Olingan bu ifoda  $\varepsilon$  dielektrik singdiruvchanlikni dielektrik ichidagi molekular konsentratsiyasi  $n$  va molekularning qutblanuvchanligi  $\beta$  bilan bog'laydi.

(4.26) formula juda taqribiydir. Uni keltirib chiqarishda, molekulada zaryadlarni siljitivchi elektr maydon  $E'$  elektr maydonning o'rtacha qiymati  $E$  ga teng deb hisoblangan edi. Ammo bu to'g'ri emas. Molekulaning qutblanishini hisoblashda bizni o'rtacha maydon emas, balki barcha molekula turgan nuqtadagi maydon qiziqtiradi. O'rtacha maydon  $E$  barcha zaryadlarning ta'sirini hisobga oladi, ya'ni kondensator qoplamalaridagi zaryadlar va qaralayotgan molekula bilan birgalikda barcha molekularning zaryadlari ta'sirini hisobga oladi.  $E'$  maydon esa qaralayotgan molekuladan tashqari barcha zaryadlarning ta'sirini ifodalaydi. Bitta molekulaning zaryadlari dielektrikning boshqa molekularining zaryadlariga qaraganda kam bo'lsa-da, bu zaryadlar qaralayotgan zaryadga bevosita yaqinda bo'ladi va shuning uchun qaralayotgan zaryadning bo'lmasligi oxirgi kattalikka tuzatma kiritilishini taqozo qiladi.  $E$  va  $E'$  maydonlarning farqli bo'lishi faqat gazlar uchun ahamiyatsizdir (gazlar uchun  $\varepsilon$  birga yaqin).

Zich dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi uchun ifoda olishda molekulaga ta'sir qiluvchi  $E'$  maydon kattaligini (ichki maydon) aniqlash lozim. Umuman aytganda, bu murakkab masala, chunki ichki maydon dielektrikning strukturasi juda ham bog'liq. Ichki maydonni faqat kub panjarali kristallar uchun oddiygina hisoblash mumkin. Ular uchun

$$E' = E + \frac{1}{3\varepsilon_0} P, \quad (4.27)$$

bunda  $P$  - qutblanish vektori. Bu formulani molekulari xaotik bo'lgani qutbsiz suyuqliklar va gazlarga ham taqriban tatbiq qilish mumkin.

(4.27) formuladan foydalanib, zich dielektriklarning elektron qutblanishini hisoblash mumkin. Bu holda hajm birligidagi elektr momenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = n p = n \beta \varepsilon_0 \left( E + \frac{1}{3\varepsilon_0} P \right).$$

SHuning uchun  $D$  siljish uchun quyidagini olamiz:

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + n \beta \left[ \varepsilon_0 E + \frac{1}{3} (D - \varepsilon_0 E) \right] = \varepsilon_0 E + \frac{1}{3} n \beta (D + 2\varepsilon_0 E).$$

$D = \varepsilon \varepsilon_0 E$  bo'lgani uchun bundan

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n \beta}{3} \quad (4.28)$$

kelib chiqadi (bu Klauzius—Mosotti formulasi).

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$$

munosabat qutbsiz dielektriklar uchun kattalik molekular konsentratsiyasiga, binobarin, mazkur dielektrikning zichligiga to'g'ri proporsionalligini ko'rsatadi. Bu natija tajribada, masalan, bosimlari keng intervalda o'zgaradigan gazlar uchun yaxshi tasdiqlanadi. Bundan tashqari, (4.28) dan, molekularning konsentratsiyasi (zichligi) o'zgarmaganda dielektrik singdiruvchanlik temperaturaga bog'liq bo'lmaydi, chunki molekularning qutblanuvchanligi  $\beta$  temperaturaga bog'liq bo'lmay, faqat ularning tuzilishigagina bog'liqlidir. Bu natija ham tajribada yaxshi tasdiqlanadi, qutbsiz dielektriklar o'zgarmas hajmda qizdirilganda yoki sovutilganda ularning dielektrik singdiruvchanligi o'zgarmaydi. (4.28) formula ko'pincha boshqacharoq ko'rinishda

yoziyadi. Molekulalar konsentratsiyasi  $n$  ni moddaning molekulyar og'irligi uning zichligi  $d$  va Avogadro soni  $N$  orqali

ifodalash mumkin:  $n = N d / \mu$ . Buni (4.28) ga qo'yib

$$\frac{1}{3} N \beta = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{\mu}{d} = \text{const} \quad (4.29)$$

ga ega bo'lamiz. CHap tomondagi kattalikni mazkur moddaning molekulyar kutblanishi deyiladi. U faqat molekulaning qutblanuvchanligi  $\beta$  ga, ya'ni moddaning turiga bog'liq bo'lib, lekin temperatura va bosimga bog'liq bo'lmaydi, binobarin, uning holati o'zgarganda ham mazkur modda uchun u doimiyligicha qoladi. Berilgan  $d$  da  $\varepsilon$  ni tajribada o'lchab, molekulyar qutblanishni aniqlash va (4.29) formula bo'yicha molekulalarning qutblanuvchanligini topish mumkin.

(4.28) va (4.29) formulalar qattiq dielektrlardagi ionli qutblanish uchun ham o'rinli ekanligini qayd qilib o'tamiz. Bunda molekulaning qutblanuvchanligi  $\beta$  ning o'rniga boshqa kattalik — ionli qutblanuvchanlik  $\beta_e$  kiradi. Bu kattalik kristallda ionlar siljishining yengilligini xarakterlaydi.

#### 4.11 Qutbli dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi

Endi gazsimon qutbli dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi nimalarga bog'liq va qanday bog'liqligini qarab chiqamiz. Dastlab molekulalar deformatsiyalanmaydi deb faraz qilamiz, ya'ni elektron qutblanishni hisobga olamiz. Bunday dielektrikning hajm birligidagi elektr momenti

$$P = \left( \sum_i p_{Ei} \right) / \tau,$$

bunda  $p_{Ei}$  — biror  $i$ - molekula elektr momentining tashqi maydon yo'nalishiga proektsiyasi,  $\tau$  — dielektrikning hajmi. Ammo o'rtacha qiymatning ta'rifiga ko'ra

$$\left( \sum_i p_{Ei} \right) / \tau = n \bar{p}_E,$$

bunda  $n$  — hajm birligidagi molekulalar soni,  $\bar{p}_E$  — maydon yo'nalishiga molekulaning dipol momenti proektsiyasining o'rtacha qiymati. SHuning uchun

qutblanishni hisoblash  $\overline{P_E}$  ni aniqlashga keltiriladi. Statistik fizika qonunlariga ko'ra hisoblash quyidagini beradi:

$$\overline{P_E} = \frac{P_0^2}{2kT} E'. \quad (4.30)$$

Bu yerda  $P_0$  . bitta molekulaning dipol momenti kattaligi (doimiysi),  $k=1,38 \cdot 10^{-23} J/K$  — Boltsman doimiysi,  $T$ - dielektrikning absolyut temperaturasi,  $E'$  — dipolga ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi. (4.30) ni keltirib chiqarayotganda,  $E$  maydon uncha katta emas va dipollarning joylashishida bir oz tartiblashtiradi xolos, deb faraz qilingan. (4.30) formula bilan ifodalangan natija hisoblab chiqarmasdan oq sifat jihatidan shunday ham tushunarli:  $E'$  maydon qanchalik katta bo'lsa, dipollar orientatsiyasi ham shunchalik kuchli, maydon yo'nalishiga dipol momentining proektsiyasi ham shunchalik katta bo'ladi; aksincha, temperatura qanchalik yuqori bo'lsa, issiqlik harakatining dezorientatsiya ta'siri shunchalik kuchli, dipol momentining proektsiyasi ham shunchalik kichik bo'ladi. (4.30) ni (4.25) ga taqqoslab, qutbsiz dielektrlarda molekulaning qutblanuvchanligi  $\beta$  qanday rol o'ynasa, dipol qutblanishda  $p_0^2 / 3\epsilon_0 kT$  ham xuddi shunday rol o'ynaydi. Bu kattalikni (4.28) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{9\epsilon_0} \frac{p_0^2 n}{kT}. \quad (4.31)$$

Yana bir marta qayd qilib o'tamizki, ichki maydon kattaligini (4.27) formula bilan tasavvur qilish mumkin bo'lgandagina (4.28) formula singari oxirgi formula ham o'rinli bo'ladi.

(4.31) formula qutbli dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi temperaturaga bog'liq bo'lib, dielektrlarni qizdirganda u kamayishini ko'rsatadi.

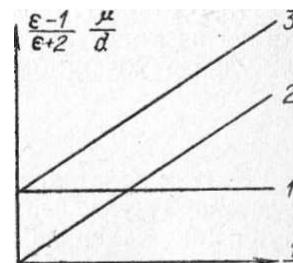
Dielektrikda qarab chiqilgan qutblanish tiplarining hammasi mavjud bo'lsa, unda dielektrik siigdiruvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n}{3} \left[ \beta + \beta_e + \frac{p_0^2}{3\epsilon_0 kT} \right], \quad (4.32)$$

bunda birinchi had—elektron qutblanish, ikkinchi had — ionli qutblanish, uchinchi had esa dipol qutblanishdir.

#### 4.12 Molekulalarning dipol momentlarini aniqlash

Debay va Lanjevenga tegishli bo'lgan yuqorida qarab chiqilgan dielektriklarning qutblanish nazariyasi dielektrik singdiruvchanliqning temperaturaga bog'liq ekanligiga olib keladi. U 4.26-rasmda ko'rsatilgan. Ordinata o'qiga molekulyar qutblanish qiymati, abstsissa o'qiga absolyut temperaturaga teskari kattalik qo'yilgan. Sof qutbsiz dielektriklar uchun ( $p = 0$ ) molekulyar qutblanish temperaturaga bog'liq bo'lmaydi va  $1/T$



4.26-rasm. Molekulyar qutblanishning temperaturaga nazariy bog'lanishi.

o'qqa parallel to'g'ri chiziq 1 bilan tasvirlanadi. Sof qutbli dielektriklar uchun ( $\beta = 0$ ), bu bog'lanish (4.31) ga ko'ra koordinata boshidan o'tuvchi to'g'ri chiziq 2 bilan tasvirlanadi. Agar molekulalar ham doimiy dipol momenti  $P_0$  ga ega bo'lib, ham sezilarli deformatsiyalansa ( $\beta \neq 0$ ), unda qutblanishning ikkala tipi kuzatiladi va qaralayotgan bog'lanish 1 va 2 to'g'ri chiziqlarning qo'shilishidan olinadigan 3 to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi.

Modda	kimyoviy formulasi	Dipol momenti $P_0$ , $10^{-30}$ Kl·m
Vodorod, azot, kislorod	$H_2, N_2, O_2$	0
Uglerod tetraxlorid	$CCl_4$	0
Vodorod xlorid	HCl	3,4
Vodorod bromid	HBr	2,6
Uglerod (IV)- oksid	CO	0,40
Etil efir	$(S_2N_5)_2O$	3,8
Suv	$H_2O$	6,2

Dielektrik singdiruvchanlik  $\varepsilon$  ning temperaturaga bog'liqligini tajribada tekshirib, muayyan dielektrikda qutblanishning qaysi tipi o'rinli ekanligini aniqlash va siljishning elektron qutblanishini va orientatsion (dipol) qutblanishni ko'rsatish

mumkin. (4.28) va (4.31) formulalardan, molekulaning qutblanuvchanligi  $\beta$  ni yoki mos ravishda uning dipol momenti  $P_0$  ni topish mumkin. Ba'zi moddalar molekulalarining dipol momentlari qiymati quyidagi jadvalda keltirilgan.

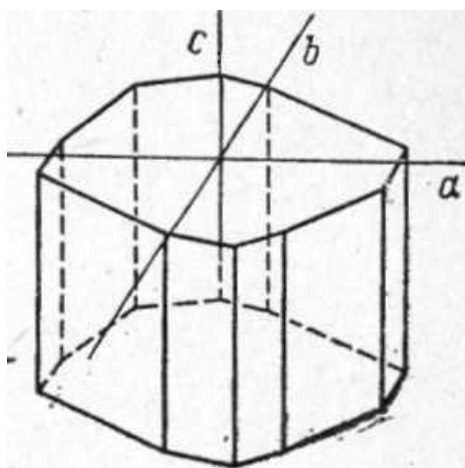
Dipol momentini bilgan holda molekulalarning o'lchamlarini baholash (aniqlash) mumkin. Eng oddiy hol ikki ionli molekuladir, uning uchun  $P_0=ql$  ( $q$ -ionlar zaryadi,  $l$ -ularning markazlari orasidagi masofa). Masalan,  $NSI$  ning molekulasi uchun  $q$  elektronning zaryadiga teng, ya'ni  $e=1,6 \cdot 10^{-19}$  Kl,  $l=(3,4 \cdot 10^{-30}) : (1,60 \cdot 10^{-19}) \approx 2 \cdot 10^{-11}$  ma'lumki, vodorodda faqat bitta elektron bor. SHuning uchun ionlarning markazlari orasidagi masofa uchun quyidagini topamiz: m .

Bu esa ximiya va molekulyar fizika ma'lumotlaridan aniqlanadigan molekulalar o'lchami bilan mos keladi.

#### 4.13 Segneto elektriklar

Qattiq holatdagi ba'zi ximiyaviy birikmalarning dielektrik xossalari juda g'alati va qiziq bo'ladi. Dastlab bu xossalar segnet tuzi kristallarida topilgan edi va shuning uchun shunga o'xshash barcha dielektriklar segnetoelektriklar (yoki ferroelektriklar) deb ataldi. Segnet tuzining dielektrik xossalarini birinchi bo'lib 1930—1934 yillarda I. V. Kurchatov va P. P. Kobeko sinchiklab o'rgangan edilar.

Ular segnetoelektriklarning barcha asosiy xossalarini aniqladilar. Segnet tuzi  $NaKS4N4O6 \cdot 4N2O$  vino kislotasining ikkilangan natriy-kaliyli tuzidan iborat. Uning kristali rombik sistemadan iborat bo'lib, odatda rasmda ko'rsatilgan ko'rinishga ega. Segnet tuzi kristallari keskin anizotrop xossalarni qayd qiladi. Quyida tavsiflanadigan segnetoelektrik xossalar kondensatorlarning elektr maydoni kristallografik o'q  $a$  bo'yicha yo'nalganda kuzatiladi (4.27-rasm).



67-

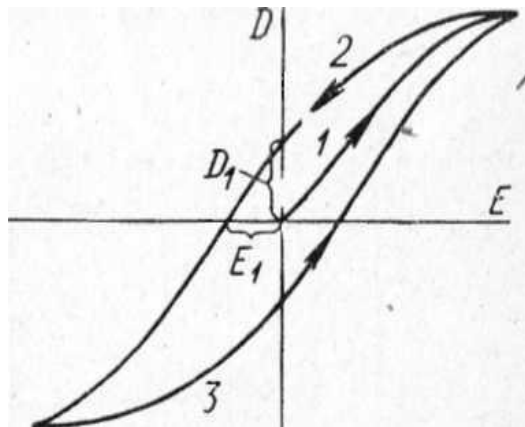
4.27- расм. Сегнет тужи кристали:  
a, b, c — кристаллографик ўқлар.

Segnet tuzining birinchi xossasi shundaki biror temperatura intervalida uning dielektrik singdiruvchanligi juda katta bo'lib, qiymati 10000 ga yaqin bo'ladi.

Segnet tuzining ikkinchi muhim xossasi elektr siljishning maydon kuchlanganligiga bog'liqligini tadqiq qilishda qayd qilinadi. Siljish maydonga proporsional bo'lmay qoladi, demak, dielektrik singdiruvchanligi maydon kuchlanganligiga bog'liq. Bu bog'liqlik turli segneto elektrklar uchun turlicha.

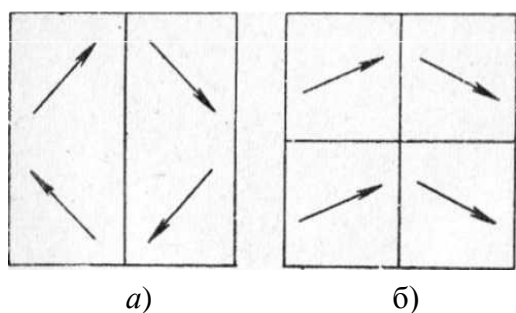
Uchinchi xossasi shundan iboratki, segnet tuzida elektr siljishning qiymati faqat maydon kuchlanganligining qiymati bilan emas, balki qutblanishning oldingi holatlariga ham bog'liq.

Bu hodisa dielektrik gisterizis deyiladi. Siljish  $D$  ning maydon kuchlanganligi  $E$  ga bog'liqligi



4.28- расм. Сегнетоэлектриклардаги диэлектрик гистерезис.

4.28-asmda tasvirlangan ko'rinishga ega bo'ladi. Maydonni dastlabki orttirishda siljishning o'sishi egri chiziq tarmog'i 1 bilan tasvirlanadi. Agar so'ngra elektr maydon (kondensatordagi kuchlanish) kamaytirilsa, unda siljishning kamayishi egri chiziq tarmog'i 2 bo'yicha bo'ladi. Maydon nolga tenglashganda, siljish nolga teng bo'lmaydi va kesma bilan tasvirlanadi. Bu segnet tuzida qoldiq qutblanish borligini



4.29-расм. Сегнетоэлектрикларда ўз-ўзидан қутublаниш векторининг йўналиши (схематик кўриниши): а- сегнетоэлектрик қутublанмаган, б- сегнетоэлектрик қутublанган.

bildiradi va hatto tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham segnet tuzi qutblangan bo'lib qoladi. Qoldiq qutblanishni yo'qotish uchun teskari yo'nalishdagi  $E_1$  elektr maydon hosil qilish lozim. Elektr maydonni bundan keyingi tsiklik o'zgarishidagi siljish o'zgarishi halqasimon egri chiziq - gisterizis halqasi orqali tasvirlanadi.

Bu xossalar faqat segnet tuzi uchun emas,

balki hamma segneto elektrklar uchun ham taalluqlidir.

Segneto elektrik xossalar temperaturaga kuchli bog'liq. Temperatura biror  $T_k$  qiymatidan ortganda (bu temperatura turli moddalar uchun turlicha bo'ladi)

segnetoelektrik xossalari yo'qoladi va segnetoelektriklar oddiy dielektriklarga aylanadi. Bu temperaturani Kyuri sharafiga Kyuri temperaturasi yoki Kyuri nuqtasi deyiladi. U birinchi bo'lib temir va unga o'xshash moddalar (ferromagnetiklar) ning magnit xossalarini o'rganishda bunday kritik temperatura mavjudligini topgan edi. Ba'zi hollarda, masalan, segnet tuzi uchun ikkita Kyuri temperaturasi mavjud bo'lib ( $+22,5^{\circ}\text{C}$  va  $-15^{\circ}\text{C}$ ), mana shu ikkala nuqta orasida yotgan temperaturalardagina segnetoelektrik xossalari kuzatiladi. Kyuri nuqtalari bitta yoki bir necha bo'lishi barcha segnetoelektriklarning to'rtinchi xossasidir.

Segnet tuzidan tashqari boshqa birikmalar, masalan,  $\text{KN}_2\text{RO}_4$  (kaliy fosfat) va  $\text{KN}_2\text{AsO}_4$  ham segnetoelektrik xossalarga ega. Amalda bariy metatitanati  $\text{BaTiO}_3$  muhim segnetoelektrikdir. Uning Kyuri nuqtasi  $80^{\circ}\text{S}$  ga yaqin, dielektrik singdiruvchanligi maksimumda 6000—7000 ga yetadi.

Segnetoelektriklar muhim amaliy ahamiyatga ega. Segnetoelektriklar asosida murakkab dielektriklar tayyorlanib va ularga turli aralashmalar qo'shib, sig'imi katta, o'lchamlari kichik bo'lgan kondensatorlar olish va ularga yuqori sifat berish mumkin.

Segnetoelektrik xossalarning vujudga kelishigacabab, segnetoelektriklarda zarralar orasida kuchli o'zaro ta'sir ostida sodir bo'ladigan o'z-o'zidan qutblanishdir. Bu o'zaro ta'sir natijasida segnetoelektriklar alohida sohalarga - o'z-o'zidan qutblanish sohaslariga taqsimlanadi. O'z-o'zidan qutblanish sohaslarida hatto tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham katta elektr moment paydo bo'ladi.

Oddiy sharoitlarda o'z-o'zidan qutblanish namoyon bo'lmaydi. Agar ko'rsatilgan sohaslar kichik bo'lsa, unda qutblanish vektori turli sohalarda turlicha yo'nalgan va butun segnetoelektrik elektr momentining natijaviy qiymati nolga yaqin (4.29-a rasm). Bunday joylashish minimum energiyaga to'g'ri keladi. aks holda segnetoelektrik atrofida qo'shimcha energiyaga ega bo'lgan elektr maydon paydo bo'lar edi. Agar o'z-o'zidan qutblanish sohasi katta bo'lsa yoki agar kristallniig hammasi bitta shunday sohadan iborat bo'lsa, unda odatda sirtida kristalning qutblovchi zaryadlarini kompensatsiyalaydigan sirtiy zaryadlar hosil bo'ladi (havodan ionlarning o'tirishi tufayli yoki kristallning elektr o'tkazuvchanligi hisobiga shunday



bo'radi). SHuning uchun ikkala holda ham segnetoelektrikning biror sabablarga ko'ra paydo bo'ladigan elektr moment o'zgarishini kuzatish mumkin.

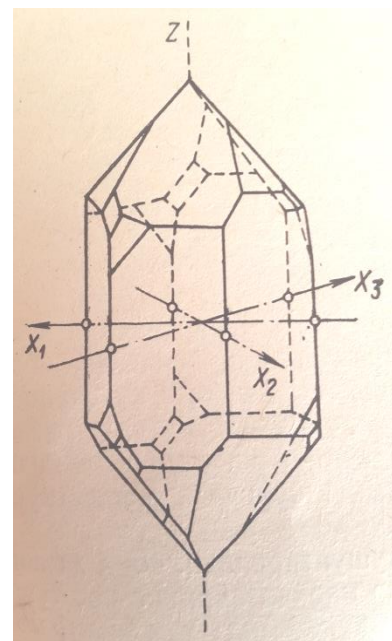
Tashqi elektr maydonda ayrim sohalarda qutblanish yo'nalishining o'zgarishi ro'y beradi. Bu o'zgarish shundayki, qutblanish vektorlari maydon yunalishiga parallel bo'lgan vaziyatga yaqinlashadi va maydon qanchalik kuchli bo'lsa, u shu vaziyatga shunchalik kuchli yaqinlasha boradi (4.29-b rasm). SHuning uchun butun segnetoelektrikning elektr momenti o'zgaradi va bu o'zgarish uning kutblanishi kabi qabul qilinadi. O'z-o'zidan qutblanish sohalarining bo'lishi segnetoelektriklarning eng umumiy va aniq belgisidir.

#### 4.14 Pezoelektrik effekt

Biz shu paytgacha dielektriklarning tashqi elektr maydon ta'siridagi qutblanishini qarab chiqqan edik. Ba'zi kristallarda tashqi maydon bo'lmasa ham qutblanish sodir bo'lishi mumkin. Agar kristallarni mexanikaviy deformatsiyalasak, shunday bo'ladi. 1880 yilda Per va Jak Kyuri tomonidan kashf qilingan bu hodisa p'ezoelektrik effekt deb ataldi.

P'ezoelektrik zaryadlarni payqash uchun kristall plastinka yoqlariga metall qoplamalar qo'yiladi. Qoplamalar tutashtirilmagan paytda deformatsiyalanish natijasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Qoplamalar tutashtirilganda ularda induktsiyalangan zaryadlar hosil bo'ladi. Bu zaryadlar kattaligi jihatidan qutblovchi zaryadlarga teng bo'lib, ishorasi ularga qarama-qarshi bo'ladi. Deformatsiya jarayonida qoplamalarni tutashtiruvchi zanjirda tok paydo bo'ladi.

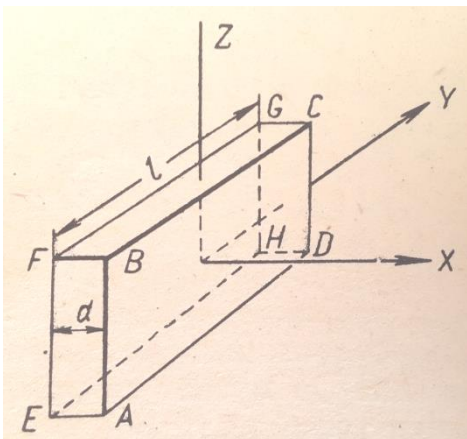
Pezoelektrik effektning asosiy xossalarini kvarts misolida ko'rib chiqamiz.  $\text{SiO}_2$  kvartsning kristallari turlik kristallografik modifikatsiyalarda uchraydi. qiziqtirayotgan kristallar ( $\alpha$ -kvarts) trigonal kristallografik sistema deb ataladigan sistemaga taalluqli bo'lib, odatda 4.30-rasmda ko'rsatilgan



4.30-rasm. Kvarts krisali

shaklga ega. Ular ikkita piramida bilan chegaralangan bo'lib, olti yoqli prizmani eslatadi. Ammo yana qator qo'shimcha yoqlarga ega. Bunday kristallar to'rtta kristall o'qi bilan xarakterlanib, ular kristall ichida muhim yo'nalishni aniqlaydi. Bu o'qlardan biri, ya'ni  $z$  o'qi piramidalar uchini birlashtiradi.  $z$  o'qiga perpendikulyar bo'lgan  $X_1, X_2, X_3$  o'qlar oltiyoqli prizmaning qarama-qarshi qirralarini birlashtiradi.  $Z$ -o'qi bilan aniqlanadigan yo'nalish p'ezoelektrik jihatdan aktivmas bu yo'nalish bo'yicha siqilganda yoki cho'zilganda hech qanday qutblanish ro'y bermaydi. Aksincha, o'qiga perpendikulyar bo'lgan istalgan yunalishda siqqanda yoki cho'zganda elektr qutblanish paydo bo'padi.  $z$  o'qini kristallning optikaviy o'qi deyiladi,  $X_1, X_2, X_3$  o'qlarni esa elektrik yoki pezoelektrik o'qlar deyiladi.

$X$  pezoelektrik o'qlardan biriga perpendikulyar qilib qirrilgan kvarts plastinkani qarab chiqamiz.  $z$  va  $x$  o'qlarga perpendikulyar bo'lgan o'qni  $y$  orqali belgilaymiz (4.31-rasm). Plastinka  $x$  o'qi bo'yicha cho'zilganidan unga perpendikulyar bo'lgan  $ABCD$  va  $EFGH$  yoqlarida turli ishorali qutblovchi zaryadlar paydo bo'lar ekan. Bunday p'ezoelektrik effektini bo'ylama effekt deyiladi. Agar deformatsiya ishorasi o'zgartirilsa, ya'ni cho'zish o'rniga siqilsa, unda qutblovchi zaryadlarning ishorasi ham teskarisiga o'zgaradi.



4.31-rasm. Pezoelektrik o'qiga perpendikulyar qirrilgan kvarts plastinkasi.

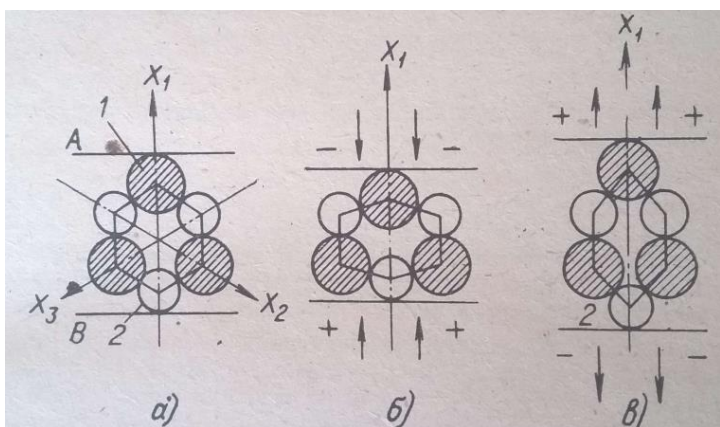
Deformatsiyaning mazkur tipida (cho'zishda yoki mos ravishda siqishda) muayyan ishorali qutblovchi zaryadlarning paydo bo'lishi  $x$  o'qlarning uchlari teng huquqli emasligini va  $x$  o'qlar muayyan yo'nalishlarga ega bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi (bu 4.30-rasmda strelkalar bilan ko'rsatilgan). Bu degan so'z, bunday muayyan deformatsiyada zaryadning ishorasi  $x$  o'qi yoqning tashqi normali bo'yicha yo'nalganmi yoki ichki normali bo'yicha yo'nalganmi, shunga bog'liq. Uchlari teng huquqli bo'lmagan bunday o'qlar qutb o'qlari (qutblanish o'qlari) deb ataladi.  $X_1, X_2, X_3$  qutb o'qlaridan farqli o'laroq  $Z$ -o'qning uchlari butunlay teng huquqli bo'lib, u qutbsiz o'qdan (qutblanmaydigan o'qlar) iborat.

Qutb o'qi uchlarining teng huquqlimasligi faqat pezoelektrik effektdagina namoyon bo'lmay, boshqa hodisalarda ham namoyon bo'ladi. Masalan, qutb o'qining turli uchlarida joylashgan yoqlarni ximiyaviy yedirish tezligi turlicha bo'lib, bunda yedirishdan hosil bo'lgan figuralar bir-biridan farq qiladi.

Bo'ylama pezoelektrik effekt bilan bir qatorda, shuningdek, ko'ndalang p'ezoelektrik effekt ham mavjud. U quyidagidan iborat.  $Y$ -o'q bo'yicha siqqanda yoki cho'zganda  $x$  o'q bo'yicha qutblanish bo'ladi va o'sha  $ABCD$  va  $EFGH$  yoqlarida qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi. Bunda har qaysi yoqdagi zaryadlarning ishorasi  $x$  bo'yicha cho'zganda (bo'ylama effekt) qanday bo'lsa,  $y$  bo'yicha siqqanda (ko'ndalang effektda) ham shunday bo'ladi.

Pezoelektrik effekt quyidagicha tushuntiriladi. Yuqorida ion kristallarda musbat va manfiy ionlar markazlarining mos tushmasligi tufayli tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham elektr moment bo'lishi to'g'risida gapirgan edik. Biroq bu qutblanish odatda namoyon bo'lmaydi, chunki u sirdagi zaryadlar bilan kompensatsiyalanadi. Kristall deformatsiyalanganda panjaraning musbat va manfiy ionlari bir-biriga nisbatan siljiydi va shuning uchun, umuman gapirganda, kristallning elektr momenti o'zgaradi. Elektr momentning bu o'zgarishi pezoelektrik effektda ko'rinadi.

Kvarts pezoelektrik effektning paydo bo'lishini 4.32-rasm sifat jihatdan tushuntiradi. Bu yerda optikaviy o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislikda Si musbat ionlar (shtrixlangan doirachalar) va O manfiy ionlar (shtrixlanmagan doirachalar)



ning proeksiyalari sxematik tarzda ko'rsatilgan. Bu rasm kvartsning elementar yacheykadagi ionlarning haqiqiy konfiguratsiyasiga mos kelmaydi. Elementar yacheykada ionlar bitta tekislikda yotmaydi, ularning soni rasmda

4.32-rasm. Pezoelektrik effektni tushuntirishga doir ko'rsatilgandan ko'proq. Bu rasm ionlarning o'zaro joylashish simmetriyasini to'g'ri tushuntirib beradi, bu esa sifat

jihatidan tushuntirish uchun yetarlidir. 4.32-a rasm deformatsiyalanmagan kristallga mos keladi.  $X$  o'qqa perpedikulyar bo'lgan yoqda turtib chiqib turgan musbat zaryadlar, unga parallel  $B$  yoqda turtib chiqib turgan manfiy zaryadlar bor.  $X_1$  o'qi bo'yicha siqilganda (4.32-b rasm) elementar yacheyka deformatsiyalanadi. Bunda musbat ion 1 va manfiy ion 2 yacheyka ichiga «botadi», bundan turtib chiqib turgan zaryadlar ( $A$  tekislikdagi musbat va  $B$  tekislikdagi manfiy zaryadlar) kamayadi, bu  $A$  tekislikdagi manfiy zaryad va  $B$  tekislikda musbat zaryad paydo bo'lishiga ekvivalentdir.  $X_1$ -o'qi bo'yicha cho'zilganda buning teskarisi bo'ladi (4.32-ε rasm): 1 va 2 ionlar yacheykadan «itariladi». SHuning uchun  $A$  yoqda qo'shimcha musbat zaryad,  $B$  yoqda esa manfiy zaryad hosil bo'ladi.

Qattiq jism nazariyasidagi hisoblarning tajriba bilan to'g'ri kelishi pezoelektrik effekt elementar yacheykasi simmetriya markaziga ega bo'lmagan kristallardagina mavjud bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Masalan,  $SgSI$  kristallarining elementar yacheykasi (4.25-rasm) simmetriya markaziga ega bo'lib, bu kristallarda pezoelektrik effekt qayd qilinmaydi. Kvarts yacheykasida ionlarning joylashishi shundayki, unda simmetriya markazi yo'q va shuning uchun p'ezoelektrik effekt bo'lishi mumkin. Qutblanish vektori kattaligi  $P$  ning (va unga proporsional bo'lgan pezoelektrik zaryadlarning sirtiy zichligi  $\sigma'$  niig) muayyan intervaldagi o'zgarishlari mexanikaviy deformatsiyalar kattaligiga proporsional o'qi bo'yicha bir tomonga cho'zilish deformatsiyasini  $u$  orqali belgilaymiz:

$$u = \Delta d / d,$$

bunda  $d$ - plastinkaning qalinligi,  $\Delta d$ - esa deformatsiyada uning o'zgarishi. Unda, masalan, bo'ylama effekt uchun

$$P = P_x = \beta u \quad (4.33)$$

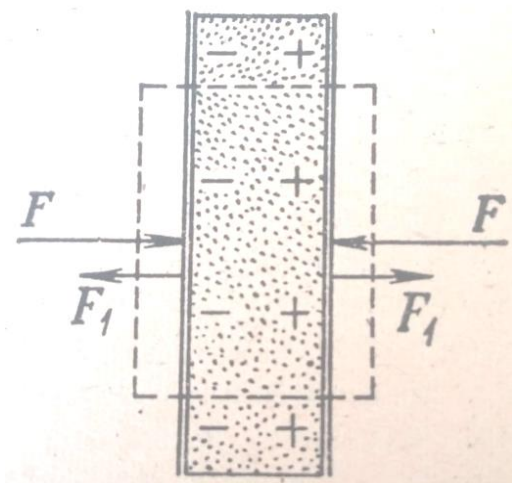
ga ega bo'lamiz.  $\beta$  kattalik pezoelektrik modul deyiladi.  $\beta$  ning ishorasi musbat bo'lishi ham, manfiy bo'lishi ham mumkin.  $u$  o'lchamsiz kattalik bo'lgani uchun unda  $P$  qanday birliklarda o'lchansa,  $\beta$  ham xuddi shunday birliklarda o'lchanadi, ya'ni  $Kl/m^2$  hisobida.  $X$  o'qqa perpendikulyar bo'lgan yoqlardagi pezoelektrik zaryadlarning sirtiy zichligi kattaligi  $\sigma'$  ga teng. Deformatsiyada pezoelektrik qutblanishning ro'y berishi tufayli kristall ichida

elektr siljish ham o'zgaradi. Bu holda siljishning umumiy ta'rifida (4.25)  $P$  deb  $P_E + P_U$  yig'indini tushunish lozim, bunda  $P_E$  -elektr maydon bilan,  $P_U$  - esa deformatsiya bilan bog'liq bo'ladi. Umumiy holda  $E$ ,  $P_E$  va  $P_U$  yo'nalishlar mos tushmaydi va  $D$  uchun juda murakkab ifoda olinadi. Biroq yuqori simmetriya o'qlari bilan mos keladigan ba'zi yo'nalishlar uchun ko'rsatilgan vektorlarning yo'nalishi birday bo'ladi. Unda siljish kattaligi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$D = \epsilon_0 E + \beta u \quad (4.34)$$

bunda  $E$ - kristall ichidagi elektr maydon kuchlanganligi,  $\epsilon$ - deformatsiya doimiy bo'lgandagi dielektrik singdiruvchanlik.  $X$ - elektr o'qlardan birortasi bo'yicha bir tomonlama cho'zilish (siqilish) deformatsiyasida (4.25) munosabat o'rinli bo'ladi. Bu ifoda pezoelektriklar nazariyasidagi ikkita asosiy ifodaning biridir. Pezoelektrik effekt faqat bir tomonlama cho'zilishdagina sodir bo'lmay, balki siljish deformatsiyalarida ham sodir bo'ladi.

Pezoelektrik xossalar kvartsdan tashqari boshqa ko'pgina kristallarda ham kuzatiladi. Kvartsga qaraganda segnet tuzida bu xossalar ancha kuchliroq namoyon bo'ladi. Davriy sistemaning 2- va 6- gruppalaridagi elementlarning



4.33-rasm. To'g'ri va teskari pezoelektrik effektlar orasidagi bog'lanish.

birikmalari ( $SdS$ ,  $ZnS$ ), shuningdek, ko'pgina boshqa ximiyaviy birikmalar ham kuchli pezoelektriklardir.

### **Teskari pezoelektrik effekt**

Pezoelektrik effekt bilan birga teskari hodisa ham mavjud: pezoelektrik kristallarda qutblanish mexanikaviy deformatsiya bilan bo'ladi.

SHuning uchun, agar kristallga mahkamlangan metall qoplamalarga elektr kuchlanish berilsa, unda maydon ta'siri ostida kristall qutblanadi va deformatsiyalanadi. Teskari pezoэффекtning

mavjud bo'lishi energiyaning saqlanish qonunidan va to'g'ri effektning mavjudlik faktidan kelib chiqishini ko'rish oson. Pezoelektrik plastinkani qarab chiqamiz (4.33-rasm) va biz uni tashqi kuchlar bilan siqayapmiz deb faraz



qilaylik. Agar pezoэффект bo'lmaganda edi, unda tashqi kuchlarning ishi elastik deformatsiyalangan plastinkaning potentsial energiyasiga teng bo'lardi. Pezoэффект mavjudligida plastinkada zaryadlar paydo bo'ladi va qo'shimcha energiyani o'z ichiga olgan elektr maydon hosil bo'ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra bundan pezoelektrik plastinka siqilganda katta ish bajarilishi, demak, unda siqishga qarshilik ko'rsatuvchi  $F_1$  qo'shimcha kuchlar paydo bo'lishi kelib chiqadi. SHuning o'zi teskari pezoэффект kuchlaridir.

Bu mulohazalardan ikkala effektning ishoralari orasidagi bog'lanish kelib chiqadi. Agar ikkala holda ham yoqlardagi zaryadlarning ishoralari bir xil bo'lsa, unda deformatsiyalar ishorasi turlicha bo'ladi. Agar plastinka siqilganda yoqlarida 4.33-rasmda ko'rsatilgan zaryadlar paydo bo'lsa, unda tashqi maydon bilan shunday qutblanish hosil qilinganda plastinka cho'ziladi.

Teskari pezoelektrik effekt tashqi ko'rinishi jihatidan elektrostriksiya o'xshashdir. Ammo bu ikkala hodisa turlicha. Pezoэффект maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, maydon o'zgarganida ishorasini qarama-qarshi ishoraga o'zgartiradi. Simmetriya markaziga ega bo'lmagan ba'zi kristallardagina pezoэффект kuzatiladi. Elektrostriksiya hodisasi qattiq dielektrlarda ham, quyuq dielektrlarda ham bo'ladi. Agar plastinka mahkamlangan bo'lib, deformatsiyalana olmasa, unda elektr maydon hosil qilinganda plastinkada qo'shimcha mexanikaviy kuchlanish paydo bo'ladi. Uning kattaligi  $S$  kristall ichidagi elektr maydon kuchlanganligiga proporsional:

$$S = -\beta E, \quad (4.35)$$

bunda  $\beta$ - to'g'ri pezoэффект holdagi pezoelektrik modulning o'zginasi. Bu formuladagi minus ishora yuqorida ko'rsatilgan to'g'ri va teskari pezoэффекtlardagi ishoralar munosabatini ifodalaydi. Kristallar ichidagi to'liq mexanikaviy kuchlanish deformatsiyalar yuzaga keltirgan kuchlanish va elektr maydon ta'sirida paydo bo'lgan kuchlanishning yig'indisidan iborat. U quyidagiga teng:

$$S = CU - \beta E \quad (4.36)$$

Bu yerda  $C$ - o'zgarmas elektr maydonda bir tomonlama cho'zilish deformatsiyasidagi elastiklik moduli (Yung moduli), (4.34) va (4.36) formulalar pezoelektrlar nazariyasidagi asosiy munosabatlardandir.

(4.34) va (4.36) formulalarni yozganimizda  $u$  va  $E$  ni mustaqil o'zgaruvchilar sifatida olib,  $D$  va  $S$  ni ularning funksiyalari deb hisoblagan edik. Bu shart emas albatta, boshqa bir juft kattalik: ulardan biri mexanikaviy kattalik, boshqasi elektr kattalikni, mustaqil o'zgaruvchilar deb hisoblashimiz mumkin edi. Unda biz  $U$ ,  $S$ ,  $E$  va  $D$  orasida ikkita chiziqli munosabatni olgan bo'lardik, ularning koeffitsientlari boshqa bo'lardi. Qaralayotgan masalalarning tipiga qarab asosiy p'ezoelektrik munosabatlarni turlicha shaklda yozish qulayroq.

Hamma kristallar anizotrop bo'lgani tufayli,  $S$  va  $\beta$  doimiylar plastinka yoqlarining kristall o'qlariga nisbatan orientatsiyasiga bog'liq. Bundan tashqari, bu doimiylar plastinkaning yon yoqlari qay darajada mahkamlanganligiga yoki erkinligiga bog'liq (deformatsiyalanishda chegaraviy shartlarga bog'liq). Bu doimiy kattaliklarning tartibi to'g'risida tasavvur hosil qilish uchun bu kattaliklarning qiymatlarini quyidagi holda kvarts uchun keltiramiz: plastinka  $X$  o'qi bo'yicha kesilgan va unning yon yoqlari erkin;  $\varepsilon = 4,5$ ;  $C = 7,8 \cdot 10^{10} \text{-N/m}^2$ ;  $\beta = 0,18 \text{ Kl/m}^2$ .

Endi asosiy munosabatlar (4.34) va (4.36) ning qo'llanilishiga misol ko'rib chiqamiz. Yuqorida ko'rsatilgani kabi kesilgan kvarts plastinka  $X$  o'qi bo'yicha cho'ziladi, shu bilan birga yoqlariga tegadigan qoplamalar tutashtirilmagan deb faraz qilamiz. Deformatsiyaga qadar qoplamalarning zaryadi nolga tengligi, kvarts dielektrik bo'lganligi tufayli deformatsiyadan keyin ham qoplamalar zaryadlanmagan bo'ladi. Elektr siljish (qoidasiga ko'ra bu  $D=0$  ekanligini anglatadi. Unda (4.34) munosabatdan, deformatsiyalanishda plastinka ichida kuchlanganligi

$$E = -\frac{\beta}{\varepsilon\varepsilon_0}u \quad (4.37)$$

bo'lgan elektr maydon hosil bo'ladi.

Bu ifodani (4.36) formulaga qo'yib, plastinkadagi mexanikaviy kuchlanish uchun

$$S = Cu - \beta \left( -\frac{\beta}{\varepsilon\varepsilon_0}u \right) = C \left( 1 + \frac{\beta^2}{\varepsilon\varepsilon_0 C} \right) u \quad (4.38)$$

ni topamiz. Kuchlanish, pezoelektrik effekt yo'qligidagi kabi, deformatsiyaga proporsional. Ammo plastinkaning elastiklik xossalari endi elastiklikning effektiv moduli bilan xarakterlanadi:

$$C' = C(1 + \beta^2 / \epsilon_0 \epsilon C), \quad (4.39)$$

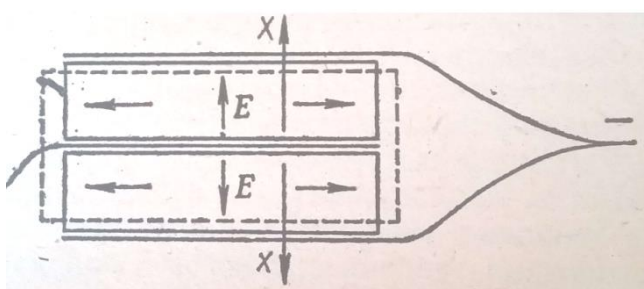
u  $C$  dan katta. Elastik bikrlilikning ortishi deformatsiyaga qarshilik qiladigan teskari pezoefektda qo'shimcha kuchlanishning paydo bo'lishidan kelib chiqqan. Kristallning mexanikaviy xossalari uning pezoelektrik xossalarining ta'siri quyidagi kattalik bilan xarakterlanadi:

$$K^2 = \beta^2 / \epsilon_0 \epsilon C \quad (4.40)$$

Bu kattalik ( $K$ ) dan olingan kvadrat ildiz elektromexanikaviy bog'lanish konstantasi deyiladi.  $\epsilon$ ,  $C$  va  $\beta$ -ning yuqorida keltirilgan qiymatlaridan foydalanib kvarts uchun  $K^2 \approx 0,01$  ekanligini topamiz. Boshqa barcha ma'lum bo'lgan pezoelektrik kristallar uchun  $K^2$  birdan kichik bo'lib, 0,1 dan ortmas ekan.

Endi pezoelektrik maydon kattaligini baholaymiz.  $X$  o'qiga perpendikulyar bo'lgan kvarts plastinkaning yoqlariga  $1 \cdot 10^{15} \text{ N/m}^2$  mexanikaviy kuchlanish qo'yilgan deylik. Unda (4.38) ga ko'ra deformatsiya  $u = 1,3 \cdot 10^{-6}$  ga teng bo'ladi. Bu qiymatni (4.37) formulaga qo'yib,  $|E| = 5900 \text{ V/m} = 59 \text{ V/sm}$  ni olamiz. Plastinkaning qalinligi  $d=0,5 \text{ sm}$  bo'lganda qoplamalar orasidagi kuchlanish  $u=Ed \approx 30 \text{ V}$  ga teng bo'ladi. P'ezoelektrik maydonlar va kuchlanishlar nihoyatda katta bo'lishi mumkinliginn ko'ramiz. Kvarts o'rniga kuchliroq p'ezoelektriklar olib va deformatsiyaning tanlangan tiplaridan tegishli tarzda foydalanib, ko'p ming voltlab p'ezoelektrik kuchlanishlarni olish mumkin.

Pezoelektrik effekt (to'g'ri va teskari) turli xil elektromexanikaviy o'zgartgichlarning tuzilishida keng ishlatiladi. Buning uchun ba'zan turli tipdagi deformatsiyalarni amalga oshirishga mo'ljallangan tarkibiy pezoelementlardan foydalaniladi.



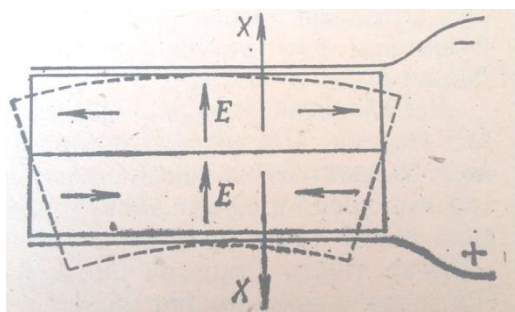
4.34-rasmda siqilishda ishlaydigan qo'sh pezoelement (ikkita plastinkadan tuzilgan) ko'rsatilgan. Kristalldan

4.34-rasm. Siqilishda ishlaydigan qo'sh pezoelement



plastinkalar shunday tarzda qirqib olinganki, ular bir vaqtda yo siqiladi, yoki cho'ziladi. Agar, aksincha, bunday pezelement tashqi kuchlar bilan siqilsa yoki cho'zilsa, unda ularning qoplamalari orasida kuchlanish paydo bo'ladi. Bu pezelementda plastinkalarning ulanishi kondensatorlarning parallel ulanishiga mos keladi.

4.35-rasmda egilishda ishlaydigan p'ezoelement ko'rsatilgan. Qoplamalar orasida kuchlanish paydo bo'lganda plastinkalardan biri ko'ndalang yo'nalishda siqiladi va bo'ylama yo'nalishda cho'ziladi, boshqa plastinka esa cho'ziladi va qisqaradi, shundan egilish deformatsiyasi paydo bo'ladi. Agar bunday pezelement tashqi kuchlar bilan egilsa, unda uning qoplamalari orasida elektr kuchlanish paydo bo'ladi. Plastinkalarning bu holdagi ulanishi kondensatorlarning ketma-ket ulanishiga to'g'ri keladi. Ravshanki, bunday pezelement siqilish va cho'zilishga javob bermaydi: bu holda plastinkalarning har birida elektr maydon hosil bo'ladi, ammo bu maydonlar qarama-qarshi yo'nalgan va shuning uchun qoplamalar orasidagi kuchlanish nolga teng.



4.35-rasm. Egilishda ishlaydigan qo'sh pezelement

Elektromexanikaviy o'zgartgichlar turli tarzdagi elektroakustik va o'lchash apparaturasida ko'p qo'llaniladi. Masalan, pezelektrik mikrofon va telefon, pezelektrik adapter (patefon plastinkalarining elektr proigrivatellarida), manometrlar, vibratsiyalar o'lchagichlari va boshqalar shular jumlasidandir.

Kvartsning pezelektrik tebranishlari eng muhim qo'llanilishga ega. Agar kvarts plastinkani kondensator plastinkalari orasiga joylashtirsak va plastinkalar orasida o'zgaruvchan kuchlanish hosil qilsak, unda plastinkalardan birining xususiy mexanikatsiy chastotasi bilan mos keladigan elektr tebranishlar chastotasida mexanikaviy rezonans boshlanadi va plastinkada juda kuchli mexanikaviy tebranishlar paydo bo'ladi. Bunday kvarts plastinka texnikada, biologiyada va meditsinada, shuningdek, ko'pgina fizikaviy va fizika-ximiyaviy

tadqiqotlarda qo'llaniladigan tovush chastotalaridan juda yuqori chastotali kuchli to'lqin nurlangichi (kvarts nurlangich) bo'ladi. Radiotexnikada va boshqa texnikaviy qurilmalarda elektr tebranish generatorlarining chastotalarini stabillashda pezoelektrik tebranishlardan foydalaniladi.

## MUNDARIJA

	KIRISH	4
<b>I</b>	<b>YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR</b>	
<b>BOB</b>	<b>TO'G'RISIDA UMUMIY TUSHUNCHALA.....</b>	<b>5</b>
<b>1.1.</b>	Moddalarni elektr xususiyatlari bo'yicha klassifikatsiyasi. Qattiq jismlar zonaviy nazariyasi asoslari.....	5
<b>1.2.</b>	Qattiq jismlardagi kimyoviy bog'lanish turlari.....	12
<b>1.3.</b>	Yarimo'tkazgichlar va dielektrlarning kristallik strukturasi.....	18
<b>1.4.</b>	Brillyuen zonalari. Ruxsat etilgan va taqiqlangan energetik zonalar	26
<b>1.5.</b>	Yarimo'tkazgichlar va dielektrlarning zonaviy strukturasi. Qattiq jismlar zonaviy strukturasi aniqlash uchun kuchli bog'lanish usuli	31
<b>1.6.</b>	Bir elektronli va adabiatik yaqinlashish. Ruxsat etilgan zonadagi xolatlar soni. Zaryad tashuvchilarning samaraviy massasi.....	32
<b>1.7.</b>	Yarimo'tkazgichlarda elektronlar va kovaklar statistikasi, Fermi-Dirak taqsimot funksiyasi. Fermi sathi tushunchasi.....	34
<b>1.8.</b>	Amorf yarimo'tkazgichlar va dielektrlar, amorf moddalarning zonaviy strukturasi xususiyatlari, harakatchanlikning tirqishi va sirt holatlarining dumlari.....	40
<b>II</b>	<b>YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR</b>	
<b>BOB</b>	<b>ELEKTRO'TKAZUVCHANLIK MEXANIZMLARI</b>	<b>42</b>
<b>2.1.</b>	Kristaldagi kirishmalar va nuqsolar. Elektron o'tkazuvchanligi	42
<b>2.2.</b>	Zaryad tashuvchilarning sochilishi. Harakatchanlik. Yarimo'tkazgichlarning aralashmali va xususiy elektr o'tkazuvchanligi .....	46
<b>2.3.</b>	Xarakatchanlikning temperatura va elektrik maydon kuchlanganligiga bog'liqligi .....	48
<b>2.4.</b>	Amorf yarimo'tkazgichlar elektron o'tkazuvchanligining xususiyatlari, sakrovchan o'tkazuvchanlik.....	60
<b>III</b>	<b>YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLARDA KINETIK</b>	<b>63</b>
<b>BOB</b>	<b>XODISALAR</b>	
<b>3.1.</b>	Yarimo'tkazgich materialga tashqi ta'sirlar. Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti. Tomson effekti.....	63
<b>3.2.</b>	Yarimo'tkazgichlarda Xoll effekti.....	66
<b>3.3.</b>	Muvozanat, nomuvozanat zaryad tashuvchilar. Nomuvozanat o'tkazuvchanlik va uning relaksasiyasi. Nomuvozanat holatdagi zaryad tashuvchilarning yashash vaqti.....	71
<b>3.4.</b>	Diffuziyaviy va dreyf toklar uzliksizlik tenglamasi.....	81
<b>3.5.</b>	Yarimo'tkazgichlarda P-N (ELEKTRON-KOVAK) O'TISH.....	83

3.6.	Yarimo'tkazgichlarda fotoeffekt hodisasi.....	97
<b>IV</b>	<b>TASHQI ELEKTR MAYDONDA DIELEKTRIKLARNING</b>	
<b>BOB</b>	<b>QUTBLANISHI, QUTBLANISH MEXANIZMLARI.....</b>	<b>111</b>
4.1.	Dielektriklar va o'tkazgichlar. Dielektrikni qutblanishi. Bog'langan zaryadlar. Dielektrikdagi maydon kuchlanganligi.....	111
4.2.	O'zgaruvchan elektr maydonda dielektriklar qutblanishi.....	118
4.3	Qutblanish vektori.....	121
4.4.	Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi.....	123
4.5.	Elektr siljish vektori.....	126
4.6	Izotrop va anizotrop dielektriklar.....	129
4.7	Kuch chiziqlari va siljish chiziqlarining sinishi.....	130
4.8	Dielektriklarda elektr maydon qonunlari.....	132
4.9	Dielektriklar bo'lganidagi mexanikaviy kuchlar.....	134
4.10	Qutbsiz dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi.....	138
4.11	Qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi .....	141
4.12	Molekulalarning dipol momentlarini aniqlash.....	143
4.13	Segneto elektriklar.....	144
4.14	Pezoelektrik effekt.....	147

**Ismanova Odinahon To'lqinbaevna  
Jalalov Ravshanbek Maxmuthanovich  
Turdaliev Ulug'bek Valijon o'g'li**

# **YARIMO'TKAZGICHLAR VA DIELEKTRIKLAR FIZIKASI**

## **O'quv qo'llanma**

Мухаррир:	A.Nabiev
Мусаввир:	A.Mahmudov
Компьютерда саҳифаловчи:	M.Usmanov.

Чоп этишга рухсат берилди \_\_\_\_ 2019 у.  
Тиражи 100 та. Нашр босма табоғи 8.  
Наманган давлат университети  
Тірографида кўпайтирилди \_\_\_\_ 2019 у