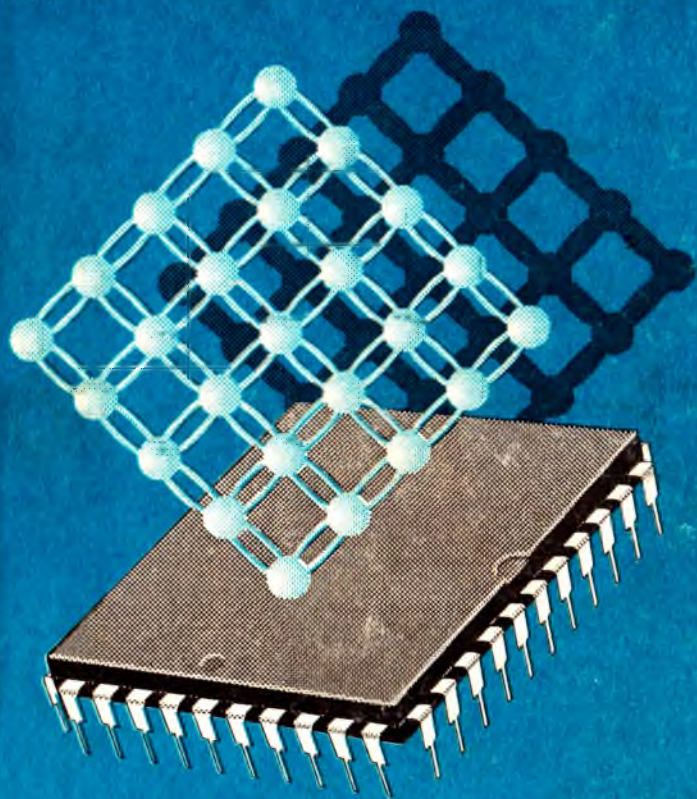


20 50 50 40  
3-22  
С.ЗАЙНОБИДДИНОВ, А.ТЕШАБОЕВ

# ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР

## ҚРИЗУКАСИ



«O'QITUVCHI»

С. ЗАЙНОВИДДИНОВ, А. ТЕШАБОВ

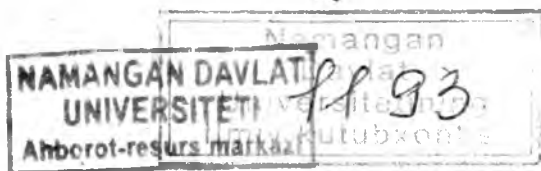
# ЯРИМ ЎТҚАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИ

*Ўзбекистон Республикаси Халқ таълими  
вазирлиги олий ўқув юртлари талабалари  
учун қўлланма сифатида тавсия этган*

Тақризчилар: Физика-математика фанлари  
доктори, профессор  
М. К. Баҳодирхонов,  
доцент О. С. Саидхонов

Ушбу қўлланмада қаттиқ жисмлар физикасининг ярим ўтказгичлар қисмига тегишли зарурий тушунчалар ҳақида қисқача маълумот келтирилган. Ярим ўтказгич моддалар, уларнинг тузилиши ва турлари, мазкур моддаларда электронлар ҳамда коваклар статистикаси ва кинетик ҳодисалар назарияси асослари баён қилинган. Ярим ўтказгичларнинг электр, магнит, фотоэлектр хоссалари узвий боғланишда тавсифланган, ниҳоят, ярим ўтказгичли асбобларнинг тузилиши ва ишлаши ҳақида дастлабки тушунчалар берилган.

Қўлланма ярим ўтказгичлар ва ярим ўтказгичли асбоблар ихтисослиги бўйича таҳсил олаётган талабалар, аспирантлар ва шу соҳада ишлаётган ўқитувчилар ҳамда илмий ходимлар учун мўлжалланган.



22.379  
3 — 22

Зайнобиддинов С., Тешабоев А.

Ярим ўтказгичлар физикаси: Олий ўқув юртлари талабалари учун қўлланма //Махсус муҳаррир: М. Исамухамедова/. — Т.: «Ўқитувчи», 1999. — 224б.

1. Автордош.

ББК 22.379я7

1604010000 — 34  
3 — 159—98  
353(04) — 99

© «Ўқитувчи» нашриёти, Т.,  
1999 й.

ISBN 5—645—02954—2

## СЎЗ БОШИ

Ярим ўтказгич моддалар ва улар асосида тайёрланаётган асбоблар ва қурилмалар тобора кенг қўламда қўлланилмоқда. Бунинг асосий сабаблари ярим ўтказгич моддаларнинг ажойиб хоссаларидир: ярим ўтказгичлар турли ташқи таъсирларга жуда сезгир, улар заминида ишлаб чиқарилаётган асбобларнинг ўлчамлари, ҳажми кичик, ишлаш муддати катта ва бажарадиган хизматлари доираси жуда кенг. Шу билан бир вақтда улар турли зарбларга чидам-лидир.

Ярим ўтказгичлар қўлланмаётган соҳа ҳозир топилмайди. Бинобарин, ярим ўтказгич моддалар ва асбобларни тадқиқ этиш, уларнинг имкониятларини кенгайтириш ҳамда янги хоссаларини кашф қилиш масалалари ҳозирги замон фанида муҳим ўрин тутди.

Ўзбекистонда ярим ўтказгичлар физикаси соҳасида илмий-амалий тадқиқот ишлари Фанлар академияси институтларида, шунингдек, олий ўқув юртлари лабораторияларида юқори савияда, унумли ва жадал олиб борилмоқда. Республикамизда электроника саноати анча ривожланган ва келажакда яна ҳам ривожланади, деб умид қиламиз. Бу саноат учун юқори малакали мутахассисларни университетлар ва Техника олий ўқув юртлари етиштириб беради. Талабалар, аспирантлар ва ёш мутахассислар ихтиёрида ярим ўтказгичлар физикаси бўйича ўзбек тилида ёзилган замонавий оригинал қўлланма етишмайди. Шу камчиликни тўлдириш мақсадида биз ўзимизнинг Тошкент Давлат университети ярим ўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси кафедрасидаги ҳамда Андижон Давлат университетидаги кўп йиллик тажрибага асосланиб тузилган ушбу қўлланмани тақдим қилмоқдамиз.

Албатта, нисбатан кичик ҳажмли китобда ярим ўтказгичлар физикасидек катта соҳанинг барча йўналишларини батафсил баён қилиш мумкин эмас. Боз устига, бу соҳанинг айрим бўлимлари бўйича қўлланмалар чоп этиш иши бош-

ланди ва шубҳасиз давом этиши керак. Шу ҳолатни эътиборга олиб, қўлланмани ёзишда талабаларда ярим ўтказгичлар физикасининг асосий тушунчалари, ярим ўтказгичларда ўз берадиган муҳим ҳодисалар ҳақида тасаввур ҳосил этилиш назарда тутилди.

Қўлланманинг I, II, III, V, VII бобларини А. Тешабоев; V, VI, VIII, IX, X бобларини С. З. Зайнобиддинов ёзган.

**ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ ТУЗИЛИШИ ВА БАЪЗИ  
МУҲИМ ХОССАЛАРИ**

Қаттиқ жисмлар тузилиши, таркиби, уларни ташкил этган зарралари орасидаги ўзаро таъсир кучлари, механик, электр, магнит, оптик ва бошқа хоссалари жиҳатидан турли гуруҳларга бўлинади. Масалан, электр хоссалари бўйича қаттиқ жисмлар яхши ўтказгичлар (металлар), ярим ўтказгичлар (бу атамани қўшиб ёзса ҳам бўлади (*муалл.*) диэлектриклар гуруҳларини ташкил қилади. Магнит хоссалари жиҳатидан эса диамагнит, парамагнит, ферромагнит, антиферромагнит ва ферритлар деб аталадиган қаттиқ жисмлар турлари мавжуд.

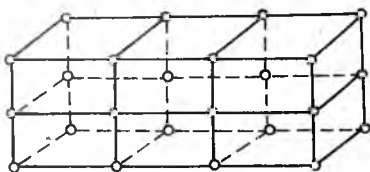
Бу бобда қаттиқ жисмларнинг ярим ўтказгичлар физикасини баён қилишда зарур бўладиган умумий ва айрим муҳим хоссалари ҳамда уларни тавсифлайдиган асосий тушунчалар тўғрисида маълумот берилади.

Қаттиқ жисмлар уларни ташкил қилган зарраларнинг жойлашиш тартибига асосланиб кристалл ва аморф жисмлар гуруҳларига ажралади. Аморф жисмларни (масалан, шишани) ташкил қилган атомлар (ионлар, молекулалар)нинг жойлашишида қатъий бир тартиб йўқ. Бундан уларнинг фазаларини ўзгартиришда, (масалан, суюқланишда) қатъий ўтиш нуқталари (суюқланиш температуралари) мавжуд бўлмаслиги келиб чиқади: аморф жисмлар бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга узлуксиз ўтиб туради. Аммо кристалл жисмларни ташкил қилган атом (ион, молекула)лар жойлашишида муайян тартиб мавжуд: маълум йўналишларда ҳар қандай икки қўшни атом оралиғи бир хил. Шунинг учун ҳам кристалл ҳолатдаги қаттиқ жисмларнинг фазалари ўзгариши (суюқланиш, қотиш ва ҳоказо) қатъий муайян температура ва босимларда содир бўлади.

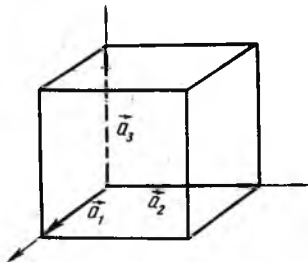
Куйида кристалллар тўғрисида бирмунча батафсилроқ танишиб ўтилади.

**1- §. Кристалл панжараси**

Мутлақ ноль температурада кристалл атомларининг (масалан, уни ташкил қилувчи ҳар қандай зарралар)нинг марказлари бир-бири билан туташтирилса, фазовий пан-



1- расм.



2- расм.

жара ҳосил бўлади, уни *кристалл панжараси* дейлади (1- расм). Демак, кристалларда атомларнинг жойлашиши фазовий даврийлик (ёки трансляцион симметрия) хоссасига эга.

Ҳар қандай кристаллда бир текисликда ётмаган учта асосий йўналиш (бош йўналишлар) бўлади: бу йўналишларда бир хил ўриндаги (эквивалент вазиятдаги) қўшни атомлар (ионлар, молекулалар) орасидаги масофалар  $\vec{a}_1$ ,  $\vec{a}_2$ ,  $\vec{a}_3$  векторлар орқали белгиланади. Чексиз кристалл панжарасини ҳар бир  $a_i$  вектор йўналишида уларга қаррали масофага силжитиш кристалл панжараси вазиятини ўзгартирмайди. Шунинг учун  $\vec{a}_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) векторлар *асосий ёки масштаб векторлар* ёки *трансляцион даврлар* дейилади.

Шу учта  $\vec{a}_i$  векторлар устига қурилган параллелепипед энг кичик катак (элементар ячейка) дейилади (2- расм). Равшанки, бундай энг кичик катакнинг ҳажми  $V_0 = = |\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \cdot \vec{a}_3|$  бўлади. Кристалл панжарасида атомларнинг марказлари жойлашган нуқталар—*тугунлар*, улар орасидаги соҳа—*тугунлараро соҳа* деб аталади.

Ҳар қандай мураккаб фазовий панжара содда панжаралардан (Браве панжараларидан) тузилган бўлади. Браве панжаралари геометрик жиҳатдан мумкин бўлган содда панжаралар бўлиб, уларнинг сони 14 та.

Идеал кристаллнинг асосий хоссаси—фазода атомларнинг даврий жойлашишидан қуйидаги муносабат келиб чиқади: агар чексиз кристалл

$$\vec{a}_n = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (1.1)$$

вектор қадар кўчирилса, у ўз-ўзига мос тушади, бунда  $n_i$ —бутун сонлар.

Равшанки, координаталар функцияси бўлган барча физик катталиклар кристалл ичида уч ўлчовли даврий функция бўлади. Бунда  $\vec{r}$  ва  $\vec{r} + \vec{a}_n$  векторлар билан белгиланадиган кристаллдаги нуқталарда мазкур катталиклар бир хил қийматга эга бўлади. Шунинг учун, масалан,  $V(\vec{r})$  электростатик потенциалнинг даврийлик шарти бундай бўлади:

$$V(\vec{r}) = V(\vec{r} + \vec{a}_n). \quad (1.2)$$

Бу уч ўлчовли даврий функцияни Фурье қаторига ёйиб, баъзи бир алмаштиришлар бажарилгандан кейин, уни

$$V(\vec{r}) = \sum_b V_b e^{i(\vec{b} \cdot \vec{r})} \quad (1.3)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. (1.2) шартни (1.3) ифодага татбиқ этиб, векторни аниқлаш шартини топамиз:

$$\vec{b} \cdot \vec{a}_1 = 2\pi g_1, \quad \vec{b} \cdot \vec{a}_2 = 2\pi g_2, \quad \vec{b} \cdot \vec{a}_3 = 2\pi g_3, \quad (1.4)$$

бунда  $g_1, g_2, g_3$  — бутун сонлар. Бу (1.4) шартлар асосида  $\vec{b}$  вектор қуйидаги

$$\vec{b} = \vec{b}_g = g_1 \vec{b}_1 + g_2 \vec{b}_2 + g_3 \vec{b}_3 \quad (1.5)$$

кўринишда ифодаланади. Бу ерда  $\vec{b}_1, \vec{b}_2$  ва  $\vec{b}_3$  ларни

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{[\vec{a}_2 \vec{a}_3]}{V_0}, \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{[\vec{a}_3 \vec{a}_1]}{V_0}, \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{[\vec{a}_1 \vec{a}_2]}{V_0} \quad (1.6)$$

кўринишда танлаб олиш керак.

Ҳақиқатан,

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_i = \begin{cases} \text{агар } i \neq k \text{ бўлса, } 0 \\ \text{агар } i = k \text{ бўлса, } 2 \end{cases} \quad (1.7)$$

Агар панжара  $\vec{a}_i$  векторлар асосида тузилган бўлса, бундай панжара *туғри панжара* дейилади ва  $\vec{a}_i$  вектор *туғри панжара вектори* деб юритилади. Аксинча,  $\vec{b}_g$  векторлар асосида тузилган панжара *тесқари панжара* дейилади ва  $\vec{b}_g$  вектор *тесқари панжара вектори* деб юритилади. Учта вектордан ясалган параллелепипед тесқари панжаранинг энг кичик



катаги (элементар ячайкаси) дейилади, унинг ҳажми куйидаги ифодадан аниқланади:

$$V_{\text{тес}} = (b_1 \vec{b}_2 \vec{b}_3) = \frac{(2\pi)^3}{V_0}$$

Тескари панжара тушунчасининг татбиқига мисол сифатида Брегг-Лауэ қонунининг тегишли ифодасини келтирамиз. Маълумки, кристалл панжара рентген нурлари учун дифракцион панжара вазифасини бажаради (рентген нурлари  $\lambda$  тўлқин узунлиги кристалл панжарасининг  $a$  доимийси тартибида бўлади).

Кристаллга  $\vec{k}$  тўлқин вектори билан аниқланадиган рентген нурлари тушаётган бўлсин. Бу ҳолда интерференцион максимумлар шarti куйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{1}{2} b_g^2 + (b_g \vec{k}) = 0. \quad (1.8)$$

## 2-§. Кристаллар симметрияси ва тизимлари

Жисмнинг симметрияси алмаштиришлар ёки симметрия амаллари дейиладиган муайян ўрин алмаштиришлар натижасида жисмнинг ўз-ўзи билан устма-уст тушиши, яъни олдинги вазиятини олиш хоссаларини ифодалайди. Бунда деформациялар бўлмаслиги керак. Симметрия алмаштиришларига куйидагилар киради:

- 1) жисмнинг барча нуқталарини муайян масофага параллел кўчириш (трансляция);
- 2) жисмнинг бирор ўқ атрофида муайян бурчакка бурилиши;
- 3) текисликда аксланиш;
- 4) инверсия ёки нуқтада аксланиш;
- 5) бундай алмаштиришларнинг турли қўшмалари.

Ҳар қандай жисмнинг симметриясини фақат аксланиш амаллари ёрдамидагина тавсифлаш мумкин.

Жисмга нисбатан симметрик жойлашган муайян геометрик нуқталар, тўғри чизиклар ва текисликлар жисмнинг симметрия элементлари (симметрия маркази, симметрия текислиги ва ҳоказо) дейилади. Жисмнинг барча симметрия элементлари тўплами симметрия гуруҳини ташкил қилади.

Мураккаб кристалл панжарасини ташкил этган энг содда панжаралар ўзининг симметрияси билан бошқаларидан фарқ қилиши мумкин. Мураккаб панжарада

симметриянинг янги турлари — винтсимон ўқ ва кўзгусимон сирпаниш текислиги бўлиши мумкин.

Кристалл панжаранинг тузилиши унинг изотропик ва анизотропик хоссаларини тақозо қилади: изотропия кристаллнинг ҳар бир нуктасида барча йўналишларда физик хоссалари бир хил бўлишлигини, анизотропия эса турли йўналишларда кристаллнинг хоссалари турлича бўлишлигини билдиради.

Содда панжаралар симметрияси 7 та кристалл тизимга (сингонияга) бўлинади. Аслида, кристалл тизимларга ажратиш Браве панжараси (геометрик мумкин бўлган содда панжаралар 14 та) эга бўлган турли тартибли бурилиш симметрия ўқларининг сони бўйича бажарилади. Фазовий панжара симметрияси панжара асосий параллелепипедининг симметрияси билан ҳамма вақт ҳам мос тушавермайди. Аммо, гексагонал панжарадан бошқа ҳар қандай содда панжарадан барча симметрия элементларига эга бўлган параллелепипедни ажратиб олиш мумкин. Бундай параллелепипедларнинг энг кичиги *Браве параллелепипеди* дейилади, улар 6 хил кўринишга эга. Буларга гексагонал панжара қўшилса, юқорида айтилган 7 та асосий кристалл тизимлари ҳосил бўлади.

Қуйида бу кристалл тизимларини қисқача тавсифлаймиз.

**Кубик тизим.** Бу тизимга уч хил панжара: содда ( $P$ ), ҳажмий марказлашган ( $I$ ), ёқлама марказлашган ( $F$ ) кубик панжаралар киради, Ягона фазовий параметр — Браве кубининг  $a$  узунлигидир.

**Тетрагонал ёки квадратик тизим.** Браве параллелепипеди асоси квадрат бўлган тўғри призмадир. Бу тизимга содда ( $P$ ) ва ҳажмий марказлашган ( $I$ ) панжаралар киради. Тетрагонал панжаранинг иккита параметри бор: квадрат асоси қиррасининг  $a$  узунлиги, параллелепипеднинг  $c$  баландлиги.

**Гексагонал тизим.** Бу тизимнинг асосини мунтазам олти қиррали призма ташкил қилади. Унинг асосий параметрлари — призма асоси томонининг  $a$  узунлиги ва призманинг  $c$  баландлигидан иборат.

**Ромбоэдрик тизим.** Браве параллелепипеди ромбоэдр шаклга эга. Бу тизимнинг ягона панжараси ёқлари бир хил ромблардан иборат содда панжарадир. Унинг икки параметри бор: ромб қиррасининг  $a$  узунлиги ва қирралар орасидаги  $\alpha$  бурчак.

**Ромбик ва ортогонал тизим.** Браве параллелепипеди тўғри бурчакли бўлиб, унинг учта қиймати— $a$ ,  $b$ ,  $c$  қирралари-

нинг узунликлари панжаранинг параметрлари бўлиб хизмат қилади. Бу тизимда Браве панжарасининг 4 хили: содда ( $P$ ), ҳажмий марказлашган ( $I$ ), ёқлама марказлашган ( $F$ ) ва асослари марказлашган ( $C$ ) панжаралар мавжуд.

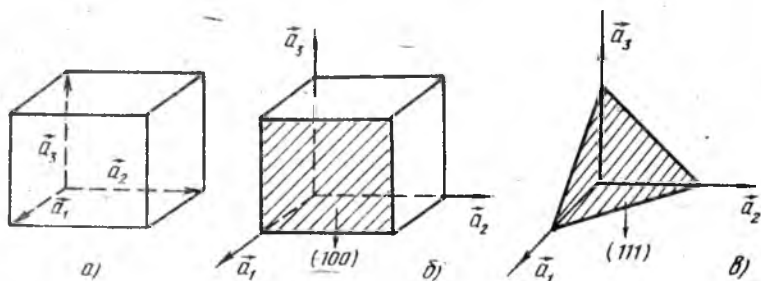
**Моноклин тизим.** Браве параллелепипеди—тўғри параллелепипед. Унинг асоси параллелограммдан иборат бўлади. Моноклин панжаранинг 4 та параметри бор: Браве параллелепипеди қирраларининг  $a, b, c$  узунликлари ва улардан икkitаси орасидаги бурчак.

**Триклин тизим.** Бу тизимнинг панжаралари фақат содда ( $P$ ) панжаралардир. Браве параллелепипеди ихтиёрий шаклда бўлиши мумкин. Панжаранинг параметрлари: Браве параллелепипеди қирраларининг  $a, b, c$  узунликлари ва улар орасидаги  $\alpha, \beta, \gamma$  бурчаклар.

### Миллер индекслари

Атомларнинг кристалл панжарадаги вазиятини аниқлаш учун кристаллографик координаталар тизимидан фойдаланилади. Координаталар боши сифатида панжаранинг бир тугуни, координаталар ўқлари сифатида эса тегишли Браве параллелепипеди (энг кичик катак) қирраларининг йўналишлари олинади. Браве параллелепипедининг қирралари координата ўқлари йўналишида узунлик бирликлари деб қабул қилинади. Шундай қилиб, ҳар хил координата ўқлари йўналишларида узунлик бирликлари турлича бўлади. Кристалл атомларининг марказларидан ўтган текислик кристалл текислиги дейилади. Тугунлардаги атомлар марказларидан ўтган чизик тугунлар чизиги дейилади.

Кристаллдаги текисликнинг вазиятини Миллер индекслари ( $hkl$ ) деб аталадиган учта рақам белгилайди. Улар



3-расм.

қуйидагича аниқланади. Содда куб панжаранинг элементар ячейкасини (энг кичик катагини) қарайлик (3-расм).

Унинг қирралари (асосий векторлар)  $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$  бўлсин. Кристаллдаги бирор текисликни координата ўқларида  $s_1a_1, s_2a_2, s_3a_3$  кесмалар кесган бўлсин, бунда,  $s_1, s_2, s_3$  —

бутун сонлар,  $\frac{1}{s_1} : \frac{1}{s_2} : \frac{1}{s_3}$  нисбатни ёзиб, умумий махражга

келтирамиз ва махражни ташлаб юборамиз, суратлардан ташкил бўлган бутун сонларнинг умумий бўлувчиси бўлса, шунга бўлиб, учта бутун сон нисбатини, яъни  $h : k : l$  ни ҳосил қиламиз. Шу сонлар кристаллдаги текисликнинг Миллер индекслари дейилади ва унинг вазиятини аниқлайди ( $hkl$ ). Масалан, кубнинг ёқларидан ўтган текисликлар (100), (010), (001), (100), (010), (001) кўринишларда белгиланади. 1 белги мазкур текислик тегишли ўқнинг манфий томонидан кесиб ўтганлигини кўрсатади. 3-б расмдаги текислик (100), 3-в расмдаги эса (111) кўринишида белгиланади.

Тугунлар чизигининг йўналишини умумий бўлувчиси бўлмаган учта энг кичик  $u, v, w$  сонлар орқали белгиланади. Қуйидаги  $u : v : w$  нисбат мазкур йўналиш бўйича йўналган векторнинг  $a_1, a_2, a_3$  ўқлар бўйича ташкил этувчилари нисбатига тенг бўлади. Масалан, 3-расмда  $a_1$  ўқнинг йўналиши (100) кўринишда белгиланади.

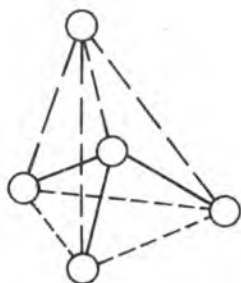
### 3-§. Кристалларда атомлар, ионлар ва молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари

Кристаллда атомлар, ионлар ва молекулаларни бир-бирига мустаҳкам боғлаб турувчи кучлар табиатига қараб кристалл қаттиқ жисмлар қуйидаги турларга бўлинади:

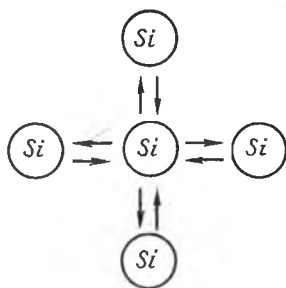
- 1) атом (гомеоқутбий) боғланишли кристаллар;
- 2) ион (гетероқутбий) боғланишли кристаллар;
- 3) металл боғланишли кристаллар;
- 4) молекуляр боғланишли кристаллар;
- 5) водород боғланишли кристаллар.

**3.1. Атом (гомеоқутбий) боғланишли кристаллар.** Атом боғланишли кристаллар панжарасининг тугунларида бирор модданинг атомлари жойлашган бўлади. Бундай кристалларда икки қўшни атом орасида бир жуфт умумлашган валент электронлар мавжуд бўлиши оқибатида гомеоқутбий (ёки ковалент) кимёвий боғланиш ҳосил бўлади.

Бундай кристалларга электроника саноатида энг кўп



a)



b)

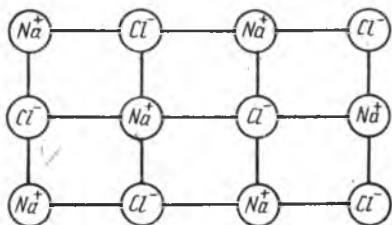
4- расм.

қўлланилаётган ярим ўтказгич — кремний кристалли мисол бўла олади. Кремний атомида тўртта валент электрон бор. Кристаллда ҳар бир кремний атомининг тўртта энг яқин қўшниси бўлади. Улар тетраэдр уяларида, мазкур атом эса тетраэдрнинг марказида жойлашган бўлади. Бу панжара олмос панжараси билан айнан бир хил бўлади (4-а, б расм). Кремний кристаллида ҳар бир атом ўзининг тўртта қўшниси билан тўртта валент электрони воситасида боғланган бўлади, бунда ҳар икки қўшни атомнинг биттадан валент электрони улар орасида умумий икки электронли (ковалент) боғланишнинг асосида квант механикасидаги алмашилиш ўзаро таъсири ёки алмашилиш эффекти ётади. Атом боғланишли кристалларда атомлараро ковалент боғланишнинг муҳим хусусиятлари: унинг йўналган (анизотроп) бўлишлиги ва тўйинган бўлишлиги, яъни бу боғланишда иккитадан ортиқ электрон қатнаша олмаслиги хоссаларидир. Бу боғланиш сабабли қаттиқ жисмларда катта мустаҳкамлик ҳосил бўлади.

**3.2. Ион боғланишли кристаллар.** Бундай кристаллар панжараси тугунларида ионлар жойлашган бўлади, бунда қарама-қарши ишорали ионлар орасидаги электростатик ўзаро тортишиш кучи бир хил ишорали ионлар орасидаги итаришиш кучидан кучлироқ бўлади.

Мазкур кристалларга ош тузи NaCl кристалли мисол бўла олади. Унинг ҳосил бўлишида ҳар бир Na атоми ўзининг биргина валент электронини Cl атомга беради: Na атоми мусбат ( $\text{Na}^+$ ) ионга, Cl атоми эса манфий ( $\text{Cl}^-$ ) ионга айланади. Бу ( $\text{Na}^+$  ва  $\text{Cl}^-$ ) ионлар пажарада навбатма-навбат жойлашган (5- расм). Улар орасида

электростатик тортишиш кучлари мавжуд бўлишлиги равшандир. Аммо бу кучлар ягона кучлар эмас. Чунки, қарама-қарши ишорали ионлар бир-бирига тортилиб, етарли даражада яқинлашганида уларнинг электрон қобиклари бир-бирига кириша бошлайди, бу эса шу қобиклар орасида квант табиатли итаришиш кучлари пайдо қилади. Демак, шу тортишиш ва итаришиш кучлари биргаликда ион боғланишли кристалл ионларини бир-бири яқинида маҳкам тутиб туради.



5- расм.

Кристаллда мазкур ион атрофидаги қарама-қарши ишорали энг яқин ионлар сони  $k$  координацион сон дейилади. Унинг қиймати қарама-қарши ишорали ионлар радиуслари нисбатига боғлиқдир. NaCl кристали ҳолида бу

радиуслар  $r_{Na^+} = 0,98 \text{ \AA}$ ,  $r_{Cl^-} = 1,81 \text{ \AA}$ ,  $\frac{r_{Na^+}}{r_{Cl^-}} = 0,54$ . Бундан

координацион сон  $k=6$  бўлишлиги келиб чиқади. Бинобарин, NaCl кристалида ҳар бир ион атрофида қарама-қарши ишорали 6 та энг яқин қўшни ион жойлашган. CsCl кристали учун  $k=8$  бўлар экан. Ионлар радиуслари нисбати (координацион сонининг қиймати) ион кристаллар панжараси қайси турга мансуб бўлишлигини тақозо қилади. Шундай қилиб, NaCl кристали содда куб панжарага эга, CsCl эса ҳажмий марказлашган куб панжарага эгадир.

**3.3. Металл боғланишли кристаллар.** Li, Na, K, Cu, Ag, Fe, Ni ва бошқалар сингари металллар бир қатор махсус хоссаларга эга. Уларнинг ҳаммасида нисбатан катта электр ўтказувчанлик, ёруғликни ютиш қобилияти, юқори даражадаги пластиклик ва ҳоказо хоссалари мавжуд.

Биринчи марта Друде таклиф қилган металлнинг содда тасавури (кейинроқ Лоренц яратган классик электрон назария) металлларнинг бирмунча махсус хоссаларини яхши тушунтириб бера олади. Бу тасаввурга асосан, биттадан электронида ажралган атомлар—мусбат ионлар—кристалл панжара тугунларида жойлашган, улардан ажралган («эркин») электронлар ионлар панжарасининг ичида ҳаракат қилиб юради. Бундай кристалларга натрий кристаллини мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Натрий (Na) атомининг битта валент электрони бўлиб, бундай атом-

лардан кристалл ҳосил бўлишида бу валент электронлар ўз атомларидан ажралиб, уларни мусбат ионларга айлантиради ва ўзлари панжара ичида «эркин» ҳаракат қилади (термодинамик мувозанат шароитида бу ҳаракат тартибсиз иссиқлик ҳаракати бўлади). Металлда «эркин» электронлар сони унинг ҳажмидаги атомлар сонига тенг. Металлдаги «эркин» электронлар сони бошқа турдаги кристаллардагидан жуда кўп марта катта. «Эркин» электронлар электр майдон таъсирида электр токида иштирок эта олади, бинобарин, металлларнинг энг яхши ўтказгичлар бўлишлигини тақозо қилади. Мусбат ионлар панжараси ҳажмида текис тақсимланган «эркин» электронлар мустаҳкам боғланишни таъминлайди.

Шуни таъкидлаш керакки, металлларнинг классик назарияси уларнинг айрим нозик хоссаларини тушунтира олмайди. Умуман, каттик жисмларнинг, хусусан, металлларнинг квант назариясигина уларда кузатиладиган ҳодисаларни қониқарли даражада равшан тушунтириб берди ва бир қанча янги ҳодисаларнинг кашф қилинишига олиб келди.

**3.4. Молекуляр боғланишли кристаллар.** Бундай кристаллар панжараси тугунларида молекулалар жойлашган бўлади. Маълум сабабларга кўра ковалент ионлараро тортишиш кучлари ҳамда металлларга хос боғланиш мавжуд бўла олмайдиган ҳолларда кристаллни ташкил қилган молекулалар орасида бўладиган нисбатан унча кучли бўлмаган ўзаро таъсир уларни панжара тугунларида ушлаб туради.

Молекулалараро уч хил ўзаро таъсир — Ван-дер-Ваальс кучлари мавжуд бўлиши мумкин.

1. Агар мазкур модданинг молекулалари қутбли бўлса (электрик диполлар бўлса), диполлар орасидаги электростатик ўзаро таъсир молекулаларни муайян тартибда жойлаштиришга интилади. Бундай ўзаро таъсир *ориентация* *ўзаро таъсир* дейилади. Аммо молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати уларнинг тартибли жойлашишига таъсир қилади. Оқибатда молекуляр диполлар термодинамик мувозанат шароитида кристалл ҳажмида турлича йўналган бўлади. Температура ортиши билан ориентация ўзаро таъсир камаяди.

2. Баъзи моддаларнинг қутбсиз молекулалари ташқи электр майдонининг таъсирида қутбланиши мумкин, бунда молекулалар индукцион (таъсир оқибатида) электр моментга эга бўлади. Бундай молекулалар — диполлар ҳам ўзаро

таъсирлашади. Индукцион ўзаро таъсир энергияси температурага боғлиқ эмас.

3. Нейтрал молекулалар бир-бирига етарлича яқин жойлашганида (аммо электронлар қобиклари бир-бирига киришмагани шароитида), улар орасида сезиларли даражадаги алмашинув ўзаро таъсир кучлари пайдо бўлиши мумкин (дисперсион ўзаро таъсир).

Ҳақиқатан ҳам, молекуляр кристалларда бир вақтда ҳар учала ўзаро таъсир намоён бўлиши мумкин. Ван-дер-Ваальс кучлари электростатик кучларга нисбатан жуда қисқа масофаларда ўз таъсирини кўрсатади. Электростатик кучлар зарядлар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал ( $f \sim r^{-2}$ ). Ван-дер-Ваальс кучлари эса  $r^{-7}$ га пропорционал равишда ўзгаради.

Юқорида айтилганлардан молекуляр ўзаро таъсир етарлича паст температураларда мавжуд бўлиши мумкин, деган хулоса келиб чиқади. Молекуляр кристалларга гелий, аргон, криптон, ксенон кристаллари мисол бўлади. Кўп органик моддалар (парафин занжирлари, ёғ кислоталари) молекуляр кристаллар ҳосил қилади.

**3.5. Водород боғланишли кристаллар.** Бундай кристалларга муз ва шакар кристаллари мисол бўла олади.

Икки молекула орасида боғланиш водород атоми ёрдамида ҳосил бўлиши мумкин, бунда водород атоми бир молекула билан (масалан, гидроксид орқали) кимёвий боғлангани ҳолда бир вақтда бошқа молекуланинг кислотород атоми билан ўзаро таъсирлашади. Водороднинг бу алоҳида аҳамияти унинг тузилишидан келиб чиқади. Ўзининг ягона электронини бирор боғланишга берган водород атоми протоннинг ўзидан иборат бўлиб қолади. Протон эса бошқа молекулани қутблаб, у билан ион—диполь боғланиши ҳосил қила олади. Бу боғланиш кучлари анча катта бўлиши мумкин, чунки кичик протон манфий ионга (молекуланинг манфий қутбига) жуда яқин келиши мумкин. Шундай қилиб, протон икки атом (молекула) орасида турганида у иккала молекулани қутблайти, уларни бир-бири билан боғлайди.

Водород орқали боғланиш органик моддалар кристалларида кўп учрайди, чунки водород боғланишли бирикмалар полимерлашишга интилиш хоссасига эга.

Водород орқали боғланиш сув молекулалари орасидаги ўзаро таъсирнинг муҳим шаклидир, у сув ва музнинг ажойиб физик хоссаларининг сабабидир.

Шуни айтиб ўтиш керакки, у ё бу тур боғланиш



хеч қандай кристаллда мутлақ якка ҳолда мавжуд бўла олмайди. Аммо, кристалл зарралари орасида у ё бу боғланиш асосий бўлишлиги мумкин. Юқорида келтирилган боғланиш турлари бўйича кристалларнинг гуруҳланишини худди шу маънода тушуниш лозим.

#### 4-§. Кристалларни ўстириш. Полиморфизм

Модданинг кристалл бўлмаган ҳолатдан (газ, суюқлик) кристалл ҳолатга ўтиш жараёни *кристалланиш* дейилади. Агар бу ўтиш биринчи тур фазавий ўтиш бўлса, у ҳолда иссиқлик ажралади. Бундай иссиқлик *кристалланиш яширин иссиқлиги* дейилади.

Ярим ўтказгич ва металл кристалларни олишда бир неча технологик усуллар қўлланилади:

Ярим ўтказгичнинг кремний кристалларини ўстиришда фойдаланиладиган баъзи бир муҳим усуллари устида қисқача тўхтаб ўтамиз. Дастлаб тоза кремнийни унинг бирикмаларидан ажратиб олиш керак. Бунинг бир неча усуллари мавжуд.

Кремний тетраҳлориди  $\text{SiCl}_4$  ни юқори температурада рух ёрдамида тиклаш йўли билан ундан анча тоза кремний ажратиб олиш мумкин:



Кремний тетраҳлориди  $\text{SiCl}_4$  ни водород ёрдамида тиклаш олдинги усулга нисбатан яна ҳам тоза кремний олиш имконини беради.

Бу реакция  $1050^\circ - 1100^\circ\text{C}$  да амалга оширилади:



Трихлорсилан  $\text{SiHCl}_3$  ни водород ёрдамида тиклаш усули ҳам юқори температурада ( $1000 - 1100^\circ\text{C}$ ) кечади:



Тоза кремний олишнинг яна бир усули — уни силан  $\text{SiH}_4$  дан олишдир:



Бу парчаланиш жараёни  $600 - 700^\circ\text{C}$  да етарли даражада тезроқ ва тўлароқ содир бўлади.

Кремний олишнинг йодид усули ҳам мавжуд бўлиб, бунда қуйидаги бирикиш ва парчаланиш реакциялари юз беради:



1100 — 1200°С температурада реакция мувозанати тоза кремний ажралиши гомонига оғади.

Юқорида тавсифланган кремнийни ажратиб олиш усуллари етарли даражадаги тозаликни бера олмайди, унда кўпдан-кўп ва хилма-хил киришмалар қолади.

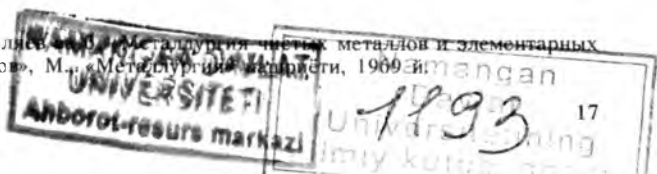
Етарли даражадаги тозаликка эришиш учун кремний кристаллизациялаш усуллари ёрдамида тозаланади. Улардан энг кўп қўлланадиганлари горизонтал ва вертикал зонавий суюлтириш ҳамда суюкликдан тортиб олиш усуллари-дир. Кремнийни асосан кварцдан ясалган идишларда (тигель ёки қайиқчаларда) суюлтирилади, тигелсиз вертикал зонавий суюлтириш усули айниқса яхши натижа беради. Бу усул асосида бир модданинг суюк ва қаттиқ ҳолағларида ёт моддалар (киришмалар)нинг эрувчанлиги ҳар хил бўлишлиги ётади.

Етарлича тозаланган кремнийнинг монокристалларини олишда энг кўп қўлланиладиган усуллар — суюкликдан тортиб олиш, Чохральский ва тигелсиз зонавий суюлтириш усуллари-дир. Биринчи усулда идишдаги кремний суюқлигига қармоқ вазифасини бажарадиган кремний кристаллчаси теккизилади, сўнг уни айлантириб, юқорига муайян тезликда кўтарилади. Суюлманинг қармоқ кристаллчага илашган қисми қармоқ билан бир вақтда кўтарила боради, суюлмадан юқорида совиб, кристалланиб ўса боради.\*

Кристалларни ўстиришнинг эпитаксиал усуллари ҳам мавжуд. Бу усуллар газ ёки суюк ҳолатдаги моддани таглик жисмлар устига монокристалл ёки поликристалл қатлам кўринишида ўтказишдан иборат.

**Полиморфизм ҳодисаси.** Қаттиқ жисмларнинг кўпчилиги ҳар хил температура ва босимда турғун бўла оладиган икки ҳамда ундан ортиқ кристалл тузилишга эга бўлиши мумкин. Бундай ҳодиса *полиморфизм* дейилади. У кенг тарқалган ҳодиса-дир: кимё моддаларнинг ярмисидан ортиқроғида полиморфизм нисбатан кичик температура ораликларида намоён бўлиши маълум. Етарлича катта температура ва босим ораликларида ҳар қандай моддада полиморфизм мавжуд бўлиши керак, деган хулосага келинди. Полиморфизмга ёрқин мисол бўладиган модда қалайдир. У икки хил кристалл тузилишда мавжуд бўла

\* А. И. Беллусов «Кристаллизация чистых металлов и элементарных полупроводников», М., «Металлургия» нashи, 1969 й.



олади: оддий металл—оқ қалайи  $13,3 + C$  дан юқорида турғун бўлади ( $\beta$  — қалайи), мазкур температурадан пастда кул ранг (туссиз) қалайи ( $\alpha$  — қалайи) турғун бўлади. Оқ қалайи кристалининг панжараси ҳажмий марказлашган тетрагонал панжарадир, кул ранг (туссиз) қалайи панжараси эса олмосниқига ўхшаш, бунда ковалент боғланиш мавжуд, у ярим ўтказгичлик хоссасига эга. Мос равишда  $\beta$  ва  $\alpha$  — қалайининг зичликлари  $7,3\text{г/см}^3$  ва  $5,8\text{ г/см}^3$ . Қалайининг ҳажми  $\beta$  фазадан  $\alpha$  фазага ўтишда (полиморфизм ўтишда) 25% га ортади ва  $\alpha$  — қалайдан ясалган буюм емирилиб кетади. Бу ҳодиса совуқ тушганда юз беради. Бундай ҳодисага «қалайи вабоси» номи берилган.

Яхлит бир кристалл тузилишга эга бўлган кристаллар *монокристаллар* дейилади. Бошқача айтганда, улар бир кристалл донадир. Алоҳида шарбитда уларни ўстириш мумкинлиги тўғрисида юқорида айтилди. Аммо, амалда учрайдиган кристалл жисмлар, масалан, металллар, бир-бирига ёпишган жуда кўп сондаги майда кристалл доначалардан иборат поликристаллар бўлади.

## 5- §. Суюқ кристаллар. Аморф жисмлар

Суюқ кристаллар оралик (мезаморф) фазалар бўлиб, анизотропия (кристалларга хос) ва окувчанлик (суюкликларга хос) хоссасига эга. Суюқ кристаллар муайян температуралар оралиғида мавжуд бўлади, ундан паст температураларда тўла тартибланган қаттиқ кристаллга айланади, юқорида эса изотроп суюклик бўлади. Суюқ кристалларнинг молекулалари чўзиқ шаклга эга бўлиб, улар орасида мавжуд бўладиган ёнлама боғланишлар молекулаларни параллел йўналтиради, чеккалама боғланишлар эса уларни занжирсимон жойлаштиради.

Суюқ кристалларнинг нематик, смектик ва холестерик турлари мавжуд.

**1. Нематик** (юнонча: «нема» — ип) суюқ кристалларда молекулалар ўқлари бир-бирига параллел йўналган, лекин молекулаларнинг ўзи бир-бирига нисбатан ихтиёрий равишда силжиган бўлади, моддада молекулалар чизиклар бўйлаб жойлашган, оптик ўқлари битта ва мусбат. Нематикларга электр ва магнит майдонлар таъсир кўрсата олади. Масалан, оқиш йўналишига тик бўлган кучсиз магнит майдон таъсирида нематик суюқ кристалл пара-азоксианизолнинг қовушоқлиги кучли даражада ўзгаради.

2. Сметтик (юнонча «сметма» — совун) суюк кристалларда молекулалар фақат ўзаро параллел йўналган бўлибгина қолмай, балки бир молекула қалинлигида ясси қатламлар ҳосил қилади. Масалан, совун пуфагининг ташқи ва ички сиртлари сметтик қатламлардан иборат. Сирт қатламларидаги совун молекулаларининг ўзаро тортишиши пуфакнинг барқарорлиги учун зарур бўлган сиртӣй тарангликни ҳосил қилади.

3. Холестерик суюк кристаллар номининг келиб чиқишига сабаб, таркибида холестерин бўлган бирикмаларнинг суюк кристалл фазаларини ҳосил қилишидир. Холестериклар аралаш — сметтик, нематик турдаги тузилишга эга. Бундай кристалларда молекулалар сметтиклардагидек параллел қатламлар ташкил қилади, аммо ҳар бир қатламда молекулалар ўқлари, қатламга нематик ҳолидагидек параллелдир. Холестериклар оптик жиҳатдан бир ўқли ва манфий, чунки молекулалар ўқлари оптик ўққа тик бўлади. Бундай кристаллар ёруғликнинг қутбланиш текислигини бура олади. Умуман, холестериклар барча маълум моддалар орасида энг юқори оптик фаолликка эгадир\*.

Аморф жисмлар атомларининг жойлашишида қатъий (узоқ) тартиб бўлмаслиги ҳақида бобнинг бошланишида айтиб ўтилган эди. Улар ўз тузилиши бўйича суюқликларга яқин ҳамда жуда катта қовушоқликка эга бўлган ўта совиган суюқликлар деб қараса ҳам бўлади. Аморф жисмларнинг тузилиши юқори даражада гомоген ва бир жинсли бўлади, ваҳоланки, ҳақиқий кристалларнинг физик хоссалари ундаги нуқсон турлари ва концентрациясига боглиқ равишда кўп марта ўзгариб кетиши мумкин. Аморф моддаларнинг айрим хоссалари (қаттиқлик, мустаҳкамлик, кимёвий бардошлик) кристалл моддаларникидан юқори бўлиши мумкин. Кейинги даврда ярим ўтказгич хоссаларига эга бўлган аморф моддаларга қизиқиш кучайди, уларни тадқиқ қилиш ва улардан амалда фойдаланиш борасида кенг кўламда ишлар олиб борилмоқда\*\*.

\* Г. С. Жданов, А. Г. Хунджуа. Лекции по физике твердого тела «Москва университети» наш-ти, 1988, 102—106- бет.

\*\* Ўша китоб, 101—102- бет.

**КРИСТАЛЛ ПАНЖАРАСИ АТОМЛАРИ (ИОНЛАРИ)  
ТЕБРАНИШЛАРИ**

Бу бобда кристалл панжараси атомларининг тебранишлари тўғрисида фикр юритиб, олинган натижаларни ионлар ва молекулалар тебранишларига ҳам татбиқ қиламиз.

**6- §. Бир ўлчовли (чизигий) панжарада атомларнинг тебранишлари ва тўлқинлари**

Кристалл панжарасининг атомлари мутлақ ноль температурадан юқори температураларда ўз мувозанат вазиятлари атрофида узлуксиз тебраниб туради. Бу тебранишларни ўрганишни энг содда ҳолдан, яъни чизигий панжара ҳолни ўрганишдан бошлаган маъқул. Бу ҳолда барча атомларнинг марказлари мувозанат вазиятида бир-биридан бир хил узоқликда бир чизик устида жойлашган, деб фараз қилинади (бир симли торни кўз олдида келтиринг).

**6.1. Бир хил атомлардан тузилган чексиз чизигий панжара.** 6- расмда бир хил атомлардан тузилган чексиз чизигий панжаранинг уч атоми тасвирланган. Бу ҳолда биз фақат кўшни атомлар орасидаги ўзаро таъсирни ҳисобга оламиз ва квазиэластик таъсир, деб фараз қиламиз (бу гармоник тақрибни билдиради). Квазиэластик куч коэффициентини  $\beta$  билан белгилаймиз. Бу фаразларга асосан,  $n$  — атомга ( $n-1$ ) — атомнинг таъсир кучини

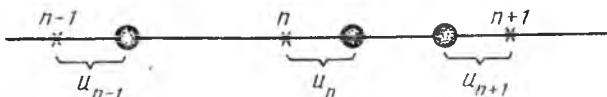
$$f_{n, n-1} = -\beta(u_n - u_{n-1}), \quad (6.1)$$

$n$  — атомга ( $n+1$ ) — атомининг таъсир кучини

$$f_{n, n+1} = -\beta(u_n - u_{n+1}) \quad (6.2)$$

кўринишда ифодаласак,  $n$  — атомга икки кўшни атомлар томонидан таъсир этаётган натижавий куч қуйидагига тенг бўлади:

$$f_n = -\beta(2u_n - u_{n-1} - u_{n+1}). \quad (6.3)$$



6- расм.

Атомларнинг массаси  $m$  бўлса, у ҳолда  $n$  — атомнинг ҳаракат тенгламаси

$$m\ddot{u}_n = -\beta(2u_n - u_{n-1} - u_{n+1}) \quad (6.4)$$

кўринишга эга бўлади. Квазиэластик куч таъсирида вужудга келадиган ҳаракат гармоник ҳаракат бўлишлиги маълум (масалан, математик маятик ҳаракатини эсга олинг!). Демак, мазкур панжарада атомлар гармоник тебранма ҳаракат қилади, бу тебранишлар эса панжара бўйича (торни эсланг!) гармоник тўлқинлар кўринишида тарқалади. Шунинг учун (6.4) тенглама ечимини, яъни ихтиёрий  $n$  — атомнинг силжишини

$$u_n = A e^{i(qan - \omega t)} \quad (6.5)$$

гармоник тўлқин кўринишида ифодалаш мумкин, бунда  $A$  — амплитуда,  $q = 2\pi/\lambda$  — тўлқин сон,  $\lambda$  — тўлқин узунлиги,  $a$  — панжара доимийси (икки қўшни атомнинг мувоzanатдаги оралиги),  $\omega$  — тебраниш такрорийлиги.

Агар (6.5) ни (6.4) га қўйилса, унда  $\omega$  ва  $q$  катталиклар орасидаги боғланишни ифодалайдиган характеристик тенглама келиб чиқади. Унинг ечими

$$\omega = \omega_m \left| \sin \frac{qa}{2} \right| = \omega_m \left| \sin \frac{\pi a n}{\lambda} \right| \quad (6.6)$$

бўлади, бунда  $\omega_m = 2\sqrt{\beta/m}$ .

Агар (6.5) муносабатда  $q$  ни  $q' = q + (2\pi/a)g$  (бунда  $g$  — бутун сон) билан алмаштирилса, у ҳолда бу муносабат ўз кўринишида қолади, яъни

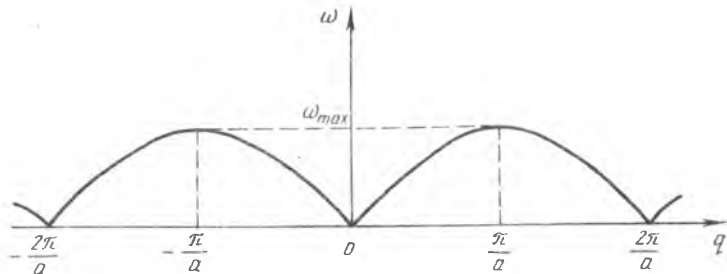
$$u_n(q + (2\pi/a)g) = A e^{i(qan - \omega t)} e^{i(2\pi gn)} = A e^{i(qan - \omega t)} = u_n(q).$$

Шунингдек,

$$\omega(q^2 + (2\pi/a)g) = \omega_m \left| \sin \left( \frac{qa}{2} + \pi g \right) \right| = \omega_m \left| \sin(qa/2) \right| = \omega(q).$$

Демак,  $u_n$  ҳамда  $\omega(q)$  нинг қийматлари  $q$  нинг қийматларига қараб даврий равишда ўзгариб боради. Шунинг учун ҳам  $\omega(q)$  боғланишни  $2\pi/a$  кенгликдаги  $q$  нинг қийматлари ихтиёрий оралиғида кўриб чиқиш кифоя. Бу асосий оралиқ сифатида

$$-\pi/a \leq q \leq \pi/a \quad (6.7)$$



7- расм.

оралиқни танлаш мумкин. Кўпчилик ҳолларда бу оралиқнинг ярми ( $0 \leq q \leq \pi/a$ ) билан чекланиш мумкин, чунки  $\omega(q)$  функция симметрик ўзгаради (7- расм).

(6.6) дан  $\omega$  ning энг катта ва энг кичик қийматларини аниқлаб олиш осон:

$$\omega_{\min} = \omega(0) = 0, \quad \omega_{\max} = \omega(\pi/a) = \omega_m. \quad (6.8)$$

Равшанки,  $q=0$  га  $\lambda_{\max} = \infty$ ,  $q=\pi/a$  га  $\lambda_{\min} = 2a$  мос келади.

Макроскопик кристаллар жуда кўп, аммо улар чекли сонли атомлардан иборат. Кристаллнинг чегаралари мавжудлигини ҳисобга олмаслик мақсадида Борн — Карман цикликлик (даврийлик) шarti киритилади. Бунинг учун катта  $G$  сондаги атомлар жуда катта радиусли айлана бўйича бир-биридан  $a$  масофада жойлашган деб фараз қилинади. У ҳолда

$$u_{n+a} = u_n \quad (6.9)$$

бўлишлигини пайқаш қийин эмас. (6.9) цикликлик шarti ва (6.5) ифодадан  $\exp(\pm iqaG) = 1$  бўлиши зарурлиги келиб чиқади. Бундан  $q = (2\pi/a)(g/G)$ , бунда  $g$  — бутун сон. Энди (6.7) ифода ўрнига қуйидаги ёзилади:

$$-G/2 \leq q \leq +G/2. \quad (6.10)$$

Демак,  $G$  эркинлик даражасига эга бўлган атомлар чекли занжири учун  $q$  тўлқин сон (6.7) оралиқда ўзгариб,  $G$  та қиймат қабул қилади. Шунини таъкидлаш керакки, натижавий ифодаларда  $G$  сон иштирок этмайди.

Тебранишларнинг  $\omega$  такрорийликлар бўйича зичлигини топайлик.  $q$  дан  $q+dq$  гача оралиққа  $\omega$  дан  $\omega+d\omega$  оралиқ мос келади. Юқоридаги (6.6) ифодадан

$$d\omega = a\sqrt{\beta/m} \left| \cos \frac{aq}{2} \right| dq. \quad (6.11)$$

Аммо,  $dq = (2\pi/aG) dg$ , бундаги  $dg$  мазкур такрорийлик оралигида тебраниш сони бўлади.  $\omega(q)$  нинг ҳар иккала  $(-\pi/a)$ ,  $0$  ва  $0$ ,  $(\pi/a)$  тармоғи ҳисобга олинса, қаралаётган ораликдаги тебранишлар сони қуйидагича бўлади:

$$dz = 2dg = \frac{G}{\pi} \sqrt{\frac{m}{\beta}} \cdot \frac{d\omega}{|\cos(aq/2)|}. \quad (6.12)$$

Бундан такрорийлик бирлик оралиғи учун қуйидагини оламиз:

$$dz/d\omega = 2G/\pi \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}. \quad (6.13)$$

Яна бир муҳим муносабатни қараб чиқайлик. Эластиклик назариясидан маълумки, қаттиқ стерженда товуш тарқалиш тезлиги Юнг модули  $E_{\text{ю}}$  ва модда зичлиги  $d$  орқали ифодаланади:  $v_0 = \sqrt{E_{\text{ю}}/d}$ . Атомларнинг чизигий панжара ҳоли учун  $d = m/a$ .

$$E_{\text{ю}} = |f_{n, n-1}| / |u_n - u_{n-1}/a| = \beta a$$

бўлади. Демак,

$$v_0 = \sqrt{E_{\text{ю}}/d} = a\sqrt{\beta/m} \quad (6.14)$$

келиб чиқади.

Кичик  $q$  лар ёки узун тўлқинлар соҳаси учун  $[(aq/2) = (a\pi/\lambda) \ll 1]$  юқоридаги (6.6) ифодадан қуйидаги натижа келиб чиқади:

$$\omega = 2\sqrt{\beta/m} \cdot qa/2 = v_0 q. \quad (6.15)$$

Бинобарин, мазкур соҳада  $\omega$  ва  $q$  орасида тўғри пропорционаллик (содда) муносабат бор.

**Фазавий тезлик. Гуруҳий тезлик.** Тебранишнинг  $\omega$  такрорийлиги тўлқин сонга боғлиқ бўлганда, яъни тўлқинлар дисперсияси мавжуд бўлганда, монохроматик тўлқиннинг фазаси тарқалиши тезлигини ( $v_{\text{ф}}$  фазавий тезликни) ва тўлқин гуруҳи тарқалиши тезлигини ( $v_{\text{г}}$  гуруҳий тезликни) бир-биридан фарқ қилиш лозим. Маълумки, улар

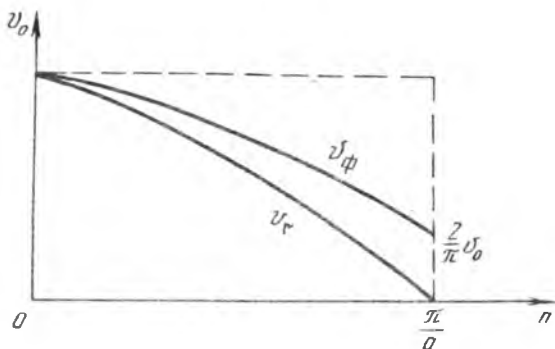
$v_{\text{ф}} = \omega/|q|$  ва  $v_{\text{г}} = \left| \frac{d\omega}{dq} \right|$  ифодалардан топилади. Юқоридаги (6.6) муносабатга асосан:

$$v_{\text{ф}} = v_0 \left| \sin\left(\frac{aq}{2}\right) / \left(\frac{aq}{2}\right) \right|, \quad (6.16)$$

$$v_{\text{г}} = v_0 \left| \cos\left(\frac{aq}{2}\right) \right| \quad (6.17)$$

келиб чиқади.





8- расм.

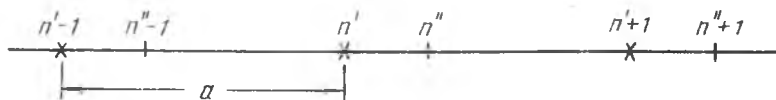
Узун тўлқинлар соҳасида, (6.15) га мувофиқ,

$$v_{\phi} = v_r = v_0. \quad (6.18)$$

(6.16) ва (6.17) боғланишлар 8- расмда тасвирланган.

**6.2. Икки хил атомдан тузилган чексиз чизиғий панжара.** Энди элементар ячейкаси икки атомдан тузилган мураккаброк панжарада вужудга келадиган тебранишларни қарайлик. 9- расмда мураккаб чизиғий панжара тугунлари тасвирланган. «X» белгилар  $m'$  массали биринчи хил  $n'-1, n', n'+1$  атомларнинг мувозанатдаги вазиятларини, «I» белгилар эса  $m''$  массали иккинчи хил атомларнинг мувозанатдаги вазиятларини кўрсатади. Бу ҳолда ҳам ҳар бир атом ўзининг энг яқин икки қўшниси билангина квазиэластик ўзаро таъсирлашади, деб фараз қилинади. Мазкур ( $n'$ ) атомнинг ўнгдаги ( $n''$ ) қўшниси билан ўзаро таъсир кучи доимийси  $\beta_1$  билан, унинг ( $n'$ ) чапдаги ( $n'-1$ ) қўшниси билан ўзаро таъсир кучи доимийсини  $\beta_2$  билан белгилайлик. (Бундай панжарани фақат икки хил атомларгина эмас, балки оралиқ масофаси ҳар хил бўлган бир хил атомлар ҳам ташкил қилиши мумкин.) Бу панжаранинг доимийси ( $a$ ) икки энг яқин жойлашган бир хил атомлар (бир хил вазиятдаги атомлар) орасидаги масофага тенг.

$n'$  ва  $n''$  атомлар силжишини, мос равишда  $u'_n$  ва  $u''_n$  билан белгилаб, юқорида айтилганлар асосида,  $m'$  ва  $m''$



9- расм.

массали атомлар учун ҳаракат тенгламаларини тузамиз:

$$m' \ddot{u}'_n = \beta_1 (u'_n - u''_n) - \beta_2 (u'_n - u''_{n-1}) \quad (6.19)$$

$$m'' \ddot{u}''_n = -\beta_1 (u''_n - u'_n) - \beta_2 (u''_n - u'_{n+1}) \quad (6.20)$$

Бу тенгламаларнинг ечимлари гармоник тўлқинлар кўри-нишида бўлади:

$$u'_n = A' \exp [i(qan - \omega t)] \quad (6.21)$$

$$u''_n = A'' \exp [i(qan - \omega t)]. \quad (6.22)$$

Бу (6.21) ва (6.22) ечимларни (6.19) ва (6.20) тенгламаларга мос равишда қўйиб,  $A'$  ва  $A''$  комплекс амплитудалар учун бир жинсли чизиғий тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

$$\left[ \omega^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{m'} \right] A' + \left[ \frac{\beta_1 + \beta_2 e^{-iaq}}{m'} \right] A'' = 0 \quad (6.23)$$

$$\left[ \frac{\beta_1 + \beta_2 e^{iaq}}{m''} \right] A' + \left[ \omega^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{m''} \right] A'' = 0 \quad (6.24)$$

Бу тенгламалар системаси ечимга эга бўлиши учун  $A'$  ва  $A''$  олдидаги кўпайтирувчилардан тузилган аниқловчи нолга тенг бўлиши керак:

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{m'}, & \frac{\beta_1 + \beta_2 \exp(-iaq)}{m'} \\ \frac{\beta_1 + \beta_2 \exp(iaq)}{m''}, & \omega^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{m''} \end{vmatrix} = 0 \quad (6.25)$$

Бу аниқловчи очиб чиқилса,  $\omega^2$  га нисбатан квадрат тенглама келиб чиқади. Унинг ечимлари

$$\omega_1^2 = (1/2) \omega_0^2 \{ 1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2(aq/2)} \}, \quad (6.26)$$

$$\omega_2^2 = (1/2) \omega_0^2 \{ 1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2(aq/2)} \}, \quad (6.27)$$

бунда

$$\omega_0^2 = \frac{(\beta_1 + \beta_2)(m' + m'')}{m'm''}; \quad \gamma^2 = 16 \frac{\beta_1 \beta_2 m' m''}{[(\beta_1 + \beta_2)(m' + m'')]^2} \quad (6.28)$$

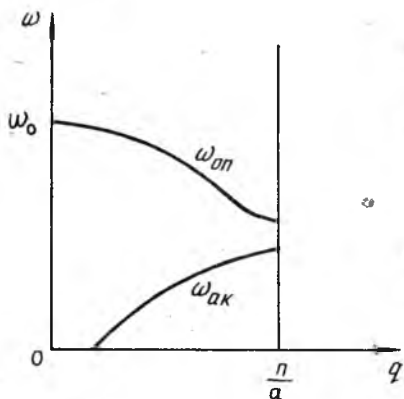
Демак,  $\omega$  ва  $q$  катталиклари (6.26) ва (6.27) дисперсия қонунлари билан ўзаро боғланган ҳолда (6.21) ва (6.22) ечимлар (6.19) ва (6.20) тенгламаларни қаноатлантиради.

Булардан (6.26) муносабат билан тавсифланадиган тебранишлар тармоғини акустик тебранишлар тармоғи, (6.27) муносабат билан тавсифланадиганини эса оптик тебранишлар тармоғи дейилади.

Акустик тармоқ  $\omega_1 = \omega_{AK}(q=0) = 0$  дан бошланиб  $q = \pi/a$  да такрорийлик ўзининг энг катта  $\omega_{AK}(\pi/a) = (\omega_0/2)\sqrt{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}}$  қийматига эришади. Оптикавий тармоқ эса  $q=0$  да ўзининг энг катта такрорийлиги  $\omega_{оп}(0) = \omega_0$  дан бошланиб,  $q = \pi/a$  да ўзининг кичик такрорийлигига, яъни  $\omega_{оп}(\pi/a) = (\omega_0/2)\sqrt{1 + \sqrt{1 - \gamma^2}}$  га эришади. Демак,

$$\omega_{оп}(0) = \omega_0 > \omega_{оп}(\pi/a) > \omega_{AK}(\pi/a) > \omega_{AK}(0) = 0. \quad (6.29)$$

Уzun тўлқинлар ( $\lambda \gg a$ ) соҳасида

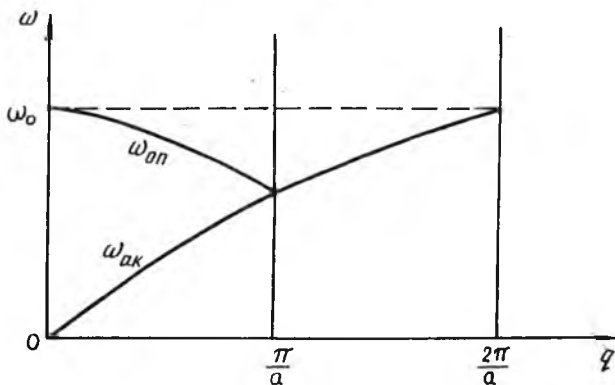


$$\omega_{AK} \approx \frac{1}{4} \omega_0 \gamma a q \sim q; \quad (6.30)$$

$$\omega_{оп} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{\gamma^2 a^2}{32} q^2\right).$$

Яна бир қизик натижа шуки,  $\gamma^2 \neq 1$  бўлганда

$$\begin{aligned} (d\omega_{AK}/dq)\pi/a &= \\ &= (d\omega_{оп}/dq)\pi/a = 0 \end{aligned} \quad (6.31)$$



10- расм.

Агар  $\gamma^2 < 1$  (яъни  $m' \neq m''$  ёки  $\beta_1 \neq \beta_2$ ) бўлса, тебраниш тармоқлари 10 - а расмдагидек тасвирланади.

Агар  $m' = m'' = m$  ва  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , яъни  $\gamma^2 = 1$  бўлса, олдинги бир хил атомлардан тузилган содда чизигий панжара ҳолига қайтамыз (10- б расм).

Акустик ва оптик тармоқдаги тебранишларни таҳлил қилиб, баъзи муҳим хулосалар чиқарамиз.

(6.21), (6.22) ва (6.23) ифодалардан икки қўшни атом силжишлари нисбатини ҳосил қиламыз:

$$\frac{u'_n}{u''_n} = \frac{A'}{A''} = \frac{\beta_1 + \beta_2 \exp(-iqa)}{(\beta_1 + \beta_2) - m' \omega^2} \quad (6.32)$$

а) дастлаб узун тўлқинлар ( $\lambda = \infty$ ,  $q = 2\pi/\lambda = 0$ ) ҳолини қараб чиқайлик. Бу ҳолда  $\exp(-iqa) = 1$ ,  $\omega_{\text{АК}}(0) = 0$ ,  $\omega_{\text{ОП}}(0) = \omega_0$  эканлигини эътиборга олиб,

$$(u'_n/u''_n)_{\text{АК}} = 1; (u'_n/u''_n)_{\text{ОП}} = m''/m'. \quad (6.33)$$

Ушбу ифодалардан кўринишича, тебранишлар акустикавий тармоғининг чексиз узун тўлқинида атомлар синхрон (бир хил фазада) ҳаракат қилади ва ҳар бир пайтда  $u'_n = u''_n$  бўлади. Аммо тебранишлар оптик тармоғининг чексиз узун тўлқинида қўшни атомлар қарама-қарши фазада тебранади, уларнинг масса маркази ҳаракатсиз қолади ( $m'u'_n + m''u''_n = 0$ ). Биринчи ҳол эластик акустик тўлқинлар тарқалиши ҳолига мос келади. Иккинчи натижани бундай тушунтириш мумкин: агар кристалл ҳар хил ишорали ионлардан ташкил топган бўлса, элементар ячейканинг қарама-қарши ишорали иони электр диполнинг ўзи бўлади, ионлар яқинлашганда ёки бир-биридан узоқлашганда дипол электр момент ўзгариб туради. Ўзгарувчан моментли дипол бу ҳолда инфрақизил нурланишни ютади ва чиқаради. Демак, иккинчи тармоқ оптик жиҳатдан фаолдир ва мана шу сабабдан унга оптик тармоқ деб ном берилган.

б) қисқа тўлқинлар ҳолини қараб чиқайлик:

$$\lambda = 2a, q = 2\pi/\lambda = \pi/a.$$

Бу ҳолда  $\exp(-iaq) = \exp(-i\pi) = -1$ ,

$$\omega_{\text{АК}}\left(\frac{\pi}{a}\right) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \sqrt{1 - \gamma^2}},$$

$$\omega_{\text{ОП}}\left(\frac{\pi}{a}\right) = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \sqrt{1 - \gamma^2}} \quad \text{бўлади.}$$

Бу ифодаларда  $\omega_0$  нинг қийматидан фойдаланиб, сўнгра уларни навбатма-навбат (6.33) нисбатга қўйсақ, қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$\frac{u'_n}{u''_n} = \frac{(\beta_1 - \beta_2) / (\beta_1 + \beta_2)}{1 - \frac{m' + m''}{2m''} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\beta_1 \beta_2}{(\beta_1 + \beta_2)} \frac{m' m''}{(m' + m'')^2}} \right]} \quad (6.34)$$

Бунда юқоридаги ишора акустик тармоққа, пастки ишора эса оптик тармоққа мос келади.

Агар  $\beta_1 = \beta_2$ , аммо  $m' \neq m''$  бўлса,  $m' < m''$  ҳолда акустик тармоқ учун  $u'_n = 0$ ,  $u''_n \neq 0$ ,  $m' > m''$  ҳолда оптик тармоқ учун  $u'_n \neq 0$ ,  $u''_n = 0$ .

Демак, энг қисқа  $\lambda = 2a$  тўлқинда акустик тармоқда энгил  $m'$  атомлар қўзғалмас, оғир  $m''$  атомлар эса тебраниб туради. Оптик тармоқда бунинг тескараси бўлади.

Агар  $\beta_1 > \beta_2$ , аммо  $m' = m''$  бўлса, қуйидаги натижа келиб чиқади:

$$\left(\frac{u'_n}{u''_n}\right)_{\text{ак}} = 1, \quad \left(\frac{u'_n}{u''_n}\right)_{\text{оп}} = -1. \quad (6.35)$$

Бинобарин, бунда энг қисқа тўлқин соҳасида атомларнинг акустик тебранишлари бирдай фазали синхрон, уларнинг оптик тебранишлари фазалари эса қарама-қарши бўлади.

Биз бу жойда содда чизиғий панжара учун нормал координаталар киритилиши тўғрисида қискача тўхтаб ўтамиз.

Кристаллнинг тўла тебранишлар энергияси барча  $\omega$  такрорийликлар (ёки  $q$  лар) бўйича жамланган потенциал ва кинетик энергиялар йиғиндисидан иборат.

Умуман айтганда, ҳар бир атомнинг тебранишлари айрим гармоник тебранишлар йиғиндисидан иборат бўлади. Демак, унинг силжиши умумий ҳолда

$$u_n = \sum_q A q e^{i(qan - \omega t)} + A q^* e^{-i(qan - \omega t)} = 1 / \sqrt{G} \sum_q \{ a_q e^{i q a n} + a_q^* e^{-i q a n} \} \quad (6.36)$$

кўринишда ифодаланади, бунда  $a_q = \sqrt{G} A q e^{-i \omega t}$ ;  $a_q^*$  эса  $a_q$  га қўшма комплекс катталиқ\*.

$G$  атомдан иборат атомлар занжирининг кинетик энер-

\* А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М. «Наука» наш-ти, 1978 й. 130—133, 584—586-бетлар.

гияси  $E_k = \frac{m}{2} \sum_{n=1}^G u_n^2$ , потенциал энергияси  $E_n = \frac{\beta}{2} \times \sum_{n=1}^G (u_n - u_{n-1})^2$ , тўла энергияси эса  $E = E_k + E_n$  бўлади.

Батафсил ҳисобларга тўхталмасдан, тўла энергиянинг охириги ифодасини келтирамиз:

$$E = \sum_q \left\{ \frac{1}{2m} P_q^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 x_q^2 \right\}. \quad (6.37)$$

Бу ифодадаги  $P_q$  ва  $X_q$  катталиклар  $a_q$  ва  $a_q^*$  лар билан қуйидагича боғланган:

$$X_q = a_q + a_q^*, \quad P_q = \frac{m\omega_q}{i} (a_q - a_q^*). \quad (6.38)$$

$X_q$  нормал координаталар ва  $P_q$  ни  $X_q$  га қўшма импульслар дейилади.

Демак, бир ўлчовли (чизиғий) кристалл атомлари энг умумий бўлган ҳаракатларининг тўла  $E$  энергияси нормал тебранишлар энергиялари йиғиндиси тарзида тасвирланиши мумкин.

### 7-§. Уч ўлчовли мураккаб кристалл панжараси атомларининг тебранишлари

Ҳар бир элементар ячейкасида (энг кичик катагида)  $m_k$  массали  $s$  та турли атом бўлган уч ўлчовли мураккаб панжарани қараб чиқайлик. Бундай панжарада асосий соҳа сифатида  $G\vec{a}_1$  вектор (қирра) лар асосида тузилган  $V$  ҳажмли параллелепипедни фикран ажратиб олайлик. Бунда

$$V = (G\vec{a}_1 [G\vec{a}_2, G\vec{a}_3]) = G^3 (\vec{a}_1 [\vec{a}_2, \vec{a}_3]) = G^3 V_0 = N V_0. \quad (7.0)$$

$N$  — асосий соҳадаги элементар ячейкалар сони,  $G$  — катта сон,  $V_0$  — элементар ячейка ҳажми. Асосий соҳани ажратиш олишдан мақсад, атомларнинг даврий жойлашишини сақлаш эканлигини 6-§ да айtilган эди.

$k$  - хил атомнинг  $n$  — элементар ячейкадаги мувозанат вазиятини

$$\vec{r}_n^k = \vec{a}_n + \vec{r}^k \quad (7.1)$$

вектор аниқлайди, деб ҳисоблаймиз. Ўша атомнинг мувозанат вазиятидан силжишини  $U_n^k$  орқали белгиласак, унинг учта  $U_{na}^k$  ташкил этувчилари бўлади.

Кристаллнинг ажратиб олинган асосий соҳасининг  $E_n$  потенциал энергияси  $3SN$  та  $u_{n\alpha}^k$  силжишлар функцияси бўлади, у силжишлар бўлмаганда (барча  $u_{n\alpha}^k = 0$  бўлганда)  $E_n$  энг кичик (минимал)  $E_n(0)$  қийматга эга.  $E_n$  функцияни энг кичик қиймати (минимуми) яқинида  $u_{n\alpha}^k$  бўйича қаторга ёйилади:

$$E_n = E_n(0) + \sum_{nk\alpha} \left( \frac{\partial E_n}{\partial u_{n\alpha}^k} \right)_0 u_{n\alpha}^k + \frac{1}{2} \sum_{nn'kk'\alpha\beta} \left( \frac{\partial^2 E_n}{\partial u_{n\alpha}^k \partial u_{n'\beta}^{k'}} \right)_{00} u_{n\alpha}^k u_{n'\beta}^{k'} + \frac{1}{6} \times \\ \times \sum_{nn'n''kk'k''\alpha\beta\gamma} \left( \frac{\partial^3 E_n}{\partial u_{n\alpha}^k \partial u_{n'\beta}^{k'} \partial u_{n''\gamma}^{k''}} \right)_{000} u_{n\alpha}^k u_{n'\beta}^{k'} u_{n''\gamma}^{k''} + \dots$$

Энг кичик  $E_n(0)$  потенциал энергияни нолга тенг деб олса ҳам бўлади:  $E_n(0) = 0$ . Минимумда барча ҳосилалар ҳам нолга тенг:  $\left( \frac{\partial E_n}{\partial u_{n\alpha}^k} \right) = 0$ .

Қуйидагича белгилашлар киритамиз:

$$\left( \frac{d^2 E_n}{dU_{n\alpha}^k dU_{n'\beta}^{k'}} \right) = T_{\alpha\beta}, \quad \left( \frac{d^3 E_n}{dU_{n\alpha}^k dU_{n'\beta}^{k'} dU_{n''\gamma}^{k''}} \right)_{000} = T_{\alpha\beta\gamma}.$$

Демак,

$$E_n = \frac{1}{2} \sum_{nn'kk'\alpha\beta} T_{\alpha\beta} U_{n\alpha}^k U_{n'\beta}^{k'} + \sum_{nn'n''kk'k''\alpha\beta\gamma} T_{\alpha\beta\gamma} U_{n\alpha}^k U_{n'\beta}^{k'} U_{n''\gamma}^{k''} + \dots \quad (7.2a)$$

$E_n$  ёйилмасида  $u_{n\alpha}^k u_{n'\beta}^{k'}$  квадратик ҳадлар ва мос йиғиндилар гармоник ҳаракатга тегишли, кейинги йиғиндилар гармоник бўлмаган ҳаракатга оид.

Мазкур уч ўлчовли гармоник тебранишларнигина ўрганиладиган бўлса, (7.2a) да фақат квадратик ҳадларни ўз ичига олган йиғиндилар қолдирилади, бошқалари эса ташлаб юборилади:

$$E_n = \frac{1}{2} \sum_{nn'kk'\alpha\beta} T_{\alpha\beta} u_{n\alpha}^k u_{n'\beta}^{k'} \quad (7.2б)$$

Бу ҳолда атомларнинг ҳаракат тенгламалари

$$m_k u_{n\alpha}^k = -\frac{\partial E_n}{\partial u_{n\alpha}^k} = -\frac{1}{2} \sum_{n'k'\beta} T_{\alpha\beta} u_{n'\beta}^{k'} \quad (7.3)$$

кўринишда бўлади, бунда  $n=1, 2, \dots$ ;  $k=1, 2, \dots$ ;  $\alpha=x, y, z$ . Бу дифференциал тенгламалар системасида  $3SN$  тенглама бўлади, аммо улардан  $3S$  тасигина (бир элементар ячейкадаги атомлар ҳаракатига тегишлисигина) ҳар хил бўлади, чунки барча элементар ячейкалар бир-бирига ўхшаш. (7.3) тенгламанинг ечими гармоник тўлқин ифодасидан иборат:

$$u_{n\alpha}^k = A_{\alpha}^k(\vec{q}) \exp[i(\vec{q}\vec{a}_n - \omega t)]. \quad (7.4)$$

Бу ифодада  $\vec{q}$  ни  $\vec{q}' = \vec{q} + \vec{b}_g$  га алмаштирилса, яна (7.4) га ўхшаш ифода келиб чиқади:

$$u_{n\alpha}^k(\vec{q} + \vec{b}_g) = A_{\alpha}^k e^{i(\vec{q}\vec{a}_n - \omega t)} e^{i\vec{a}_n \vec{b}_g} = A_{\alpha}^k e^{i(\vec{q}\vec{a}_n - \omega t)} = u_{n\alpha}^k(\vec{q}),$$

чунки  $\exp(i\vec{a}_n \vec{b}_g) = 1$  (1-§ га қаранг). Бундан  $\vec{q}$  ва  $\vec{q} = \vec{q} + \vec{b}_g$  векторларига мос келадиган ҳолатлар бир хил бўлади, деган хулосага келамиз. Худди бир ўлчовли панжара ҳолида қилинганидек, бу ҳолда ҳам  $\vec{a}_n = \vec{a}_i$  ва  $\vec{b}_g = \vec{b}_i$  энг кичик қийматларга мос келган  $\vec{q}$  нинг ўзгариш оралиғи билан чекланиш мумкин:  $\vec{q}'\vec{a}_i = (\vec{q} + \vec{b}_i)\vec{a}_i = \vec{q}\vec{a}_i \pm 2\pi$ .

Демак, бир хил ҳолатлар такрорланадиган  $\vec{q}\vec{a}_i$  кўпайтманинг ўзгариш оралиғининг кенглиги  $2\pi$  га тенг. Бу оралиқни

$$-\pi \leq \vec{q}\vec{a}_i \leq \pi \quad (i=1,2,3) \quad (7.5)$$

кўринишда ёзса бўлади. (7.5) оралиқлар учта, улар  $\vec{q}$  тўлқин вектор фазосида қандайдир ҳажмни аниқлайди. (7.5) ни биринчи келтирилма Бриллюэн зонаси дейилади. Содда кубик панжара учун биринчи Бриллюэн зонаси  $(2\pi/a)$  қиррали куб бўлади, унинг ҳажми  $V_6 = (2\pi/a)^3$ . Бошқа ҳар қандай кристалл панжараси учун ҳам  $V_6 = (2\pi)^3/V_0$ , бунда  $V_0$  — мазкур панжара элементар ячейкаси ҳажми. Олмос панжарасига эга бўлган кремний (Si) учун биринчи Бриллюэн зонаси 14 ёкли шакл бўлади.

Агар (7.4) ечимларни (7.3) тенгламаларга қўйилса, улардан амплитудалар учун  $3S$  та бир жинсли тенгламалар системаси ҳосил бўлади. Бу система маъноли ечимларга эга бўлишининг шарти, амплитудалар олдидаги кўпайтувчи-



лардан тузилган аниқловчи (детерминант) нолга тенг бўлишлигидир\*:

$$\sum_{k'a} \{ D_{\alpha\beta}^{kk'} - \omega^2 \delta_{kk'} \delta_{\alpha\beta} \} A_{\beta}^{k'} = 0, \quad (7.6)$$

$$| D_{\alpha\beta}^{kk'} - \omega^2 \delta_{kk'} \delta_{\alpha\beta} | = 0, \quad (7.7)$$

бунда

$$D_{\alpha\beta}^{kk'}(q) = \sum_{n'} \frac{1}{\sqrt{m_k m_k'}} T_{\alpha\beta} ({}_{nn'}^{kk'}) \exp [i\vec{q}(\vec{a}_n - \vec{a}_{n'})], \quad (7.8)$$

Бу ерда (7.7) аниқловчи  $3S$  қаторлидир. Бинобарин, уни очиб чиққанда  $\omega^2$  га нисбатан  $3S$  даражали характеристик тенглама ҳосил бўлади. Умумий ҳолда, бу тенглама  $\omega^2$  учун  $3S$  та ҳар хил ечимлар беради ( $j=1, 2, \dots, 3S$ ), улар тебранишларнинг  $3S$  та тармоғини аниқлайди. Агар  $\omega_j(q)$  нинг  $3S$  та илдизини бир жинсли тенгламалар системаси (7.6) га қўйсақ,  $A_{j\alpha}^k$  амплитудалар учун  $3S$  та ечим олинади.

Бу масалани батафсил таҳлил қилишга тўхталмасдан, биз бу ерда қаралаётган уч ўлчовли панжара тебранишлари спектрининг муҳим ҳоссалари ва хусусиятларини баён қиламиз.

1. Характеристик тенгламанинг  $3S$  ечимига  $3S$  та  $\omega_j(j=1, 2, \dots, 3S)$  тебранишлар тармоғи тўғри келади. Масалан, элементар ячейкада 1 атом бўлса ( $S=1$ ), учта акустикавий тармоқ мавжуд бўлади. Агар элементар ячейкада 2 атом бўлса ( $S=2$ ), бу ҳолда ҳаммаси бўлиб 6 та тармоқ, улардан 3 таси акустикавий тармоқ, яна 3 таси эса оптикавий тармоқ бўлади ва ҳоказо.

2.  $\omega$  такрорийлик ҳар қандай тармоқда  $\vec{q}$  тўлқин векторининг жуфт функциясидир:

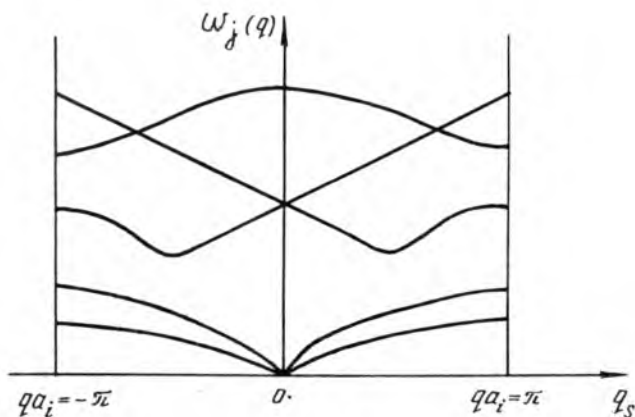
$$\omega_j(-\vec{q}) = \omega_j(\vec{q}). \quad (7.8a)$$

3. Ҳар бир тебранишлар тармоғи учун Бриллюэн зонасида  $\omega_j(q) = \text{const}$  сиртлар ўтказиш мумкин. Улар бир такрорийликли ёки бир энергияли сиртлар (бир такрорийлик ёки изоэнергетик сиртлар) дейилади.

4.  $\omega_j(\vec{q})$  функциялар даврий функциялардир:

$$\omega_j(\vec{q} + \vec{b}_g) = \omega_j(\vec{q}). \quad (7.9)$$

\* А. И. Ансельмнинг олдин эсланган китоби, 133—145.



11- расм.

5. Юқоридаги (7.8) шарт бир такрорийликли сиртларнинг  $q$  - фазодаги инверсия маркази ёки симметрия маркази бўлади (11- расм).

6. Уч ўлчовли (фазовий) кристалл ҳолида ҳам Борн-Карман даврийлик шартини

$$\vec{q} = \frac{1}{G} \vec{b} g = \frac{1}{G} (g_1 \vec{b}_1 + g_2 \vec{b}_2 + g_3 \vec{b}_3) \quad (7.10)$$

кўринишда ифодаланади. Бу ҳолда  $q_i$  нинг қиймати  $N=Q^3$  та бўлиб, улар

$$-\frac{G}{2} \leq g_i \leq \frac{G}{2} \quad (7.11)$$

оралиқда жойлашган.

7. Тўлқин вектори фазосининг  $dV_q = dq_x dq_y dq_z$  кичик ҳажмида бор бўлиши мумкин бўлган тебранишлар сони

$$dz = dg_1 dg_2 dg_3 = \left(\frac{G}{2\pi}\right)^3 V_0 dq_x dq_y dq_z = \frac{V}{(2\pi)^3} dV_q. \quad (7.12)$$

Бу ифодани барча  $\vec{q}$  бўйича интеграллаб, ҳар бир тармоқ учун тўла тебранишлар сони ( $z_i = N$ ) ни ҳосил қилиш мумкин.

8. Олдин бир ўлчовли панжара учун ёзилганидек, уч ўлчовли кристаллнинг тебранишлар энергиясини

$$\Sigma = \sum_{q,j} \left\{ \frac{1}{2m} P_j^2 + \frac{1}{2} M \omega_j^2(q) Q^2(q) \right\} \quad (7.13)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Бунда  $3SN$  муस्ताқил қизи-

ғий гармоник тебрангич (осциллятор)нинг  $Q_j$  умумлашган нормал координаталари,  $P_j(q) = \frac{\partial E}{\partial Q_j} + G_j(q)$  эса уларга қўшма импульсларидир. (7.13) ифода кристаллнинг иссиқлик ҳаракати энергиясини ифодалайди.

### 8-§. Фононлар. Кристалл қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифими

Квант механиканинг асосий қондасига мувофиқ, кристалл панжараси атомларининг тебранишлари энергияси ҳам квантланган бўлади ( $q$  нинг, бинобарин,  $\omega_q$  нинг ҳам қийматлари дискрет (узук) спектрни ташкил этади: масалан,  $\omega$  такрорийликка эга нормал тебранишлар энергияси  $\hbar\omega_q$ ,  $2\hbar\omega_q$ ,  $3\hbar\omega_q$ ,  $\dots$ ,  $n\hbar\omega_q$  қийматларга эга бўлиши мумкин. Ёруғликни фотонлар деб аталадиган,  $\hbar\omega$  энергия ва  $\hbar\omega/c$  импульсга эга бўлган зарралар тўдаси (оқими) деб қараш мумкин бўлгани каби, кристалл панжарасининг нормал тебранишлари тўпламини ҳам энг кичик  $\hbar\omega_q$  энергия ва мос  $\hbar q$  квазиимпульсга эга бўлган квазизарралар — фононлар (юнонча фонон — товуш зарраси демакдир) гази сифатида қараш мумкин. Бу фикрни ойдинлаштириш мақсадида куйидагича мулоҳаза юритайлик. Бирор тармоқдаги турли  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\dots$ ,  $\omega_n$  такрорийликли тебранишларнинг энг кичик энергиялари  $\hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_2$ ,  $\dots$ ,  $\hbar\omega_n$  бўлади. Мазкур такрорийликли тебранишлар энергиялари шу энг кичик миқдорларга қаррали бўлиши лозим:

$$n_1\hbar\omega_1, n_2\hbar\omega_2, \dots, n_N\hbar\omega_N.$$

Бу энергияларнинг тармоқдаги барча такрорийликлар бўйича йиғиндиси тармоқ тебранишларининг умумий энергиясини беради:

$$E_j = n_1\hbar\omega_1 + n_2\hbar\omega_2 + \dots + n_N\hbar\omega_N, \quad (8.1)$$

бу ифодадаги  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $\dots$ ,  $n_N$  сонлар — мос равишда  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\dots$ ,  $\omega_N$  та такрорийликли фононларнинг сонидир.

Бутун кристаллнинг тебранишлари тўла энергияси

$$E = \sum_{j=1}^{3S} E_j. \quad (8.2)$$

Бу (8.1) ифодадаги  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $\dots$ ,  $n_N$  фононлар сони қандай аниқланади? Фононлар спинга эга бўлмаган квазизарралардир. Шунинг учун улар (фотонлар сингари)

Бозе-Эйнштейн квант статистикасига бўйсунди. Ундан, термодинамик мувозанат шароитида, муайян такрорийликли фононлари ўртача сони қуйидаги Планк тақсимот функциясидан аниқланиши келиб чиқади:

$$n = 1 / [e^{\frac{\hbar\omega_q}{kT}} - 1]. \quad (8.3)$$

Шуни айтиш керакки, нисбатан паст температураларда ( $\hbar\omega_q \gg kT$ ) фононлар сони бирдан кичик, яъни мазкур  $\omega_q$  тебранишларнинг мавжуд бўлиш эҳтимоли кичик. Аммо, нисбатан юқори температураларда ( $\hbar\omega_q \ll kT$ ) фононлар сони бирдан анча катта, яъни мазкур  $\omega_q$  тебранишларнинг бўлиш эҳтимоли ва энергияси катта бўлади. Табиийки, барча температураларда муайян такрорийлик оралиғида акустикавий тебранишлар (акустикавий фононлар) мавжуд бўлади, чунки бу тармоқлар  $\omega_q = 0$  дан бошланади. Аммо, оптикавий тебраниш (оптикавий фонон)лар фақат бирор муайян температурадан юқорида ( $kT > \hbar\omega_q^{\text{оп}}$  бўлганида) мавжуд бўлади, чунки бу тармоқлар ( $\omega_q^{\text{оп}}$ )  $\neq 0$  дан юқори такрорийликларга эга.

Фотонлар энергия билан бирга мос ҳақиқий импульсга ҳам эга (ёруғликнинг ютилиши ва босими ҳодисаларини эсланг!), улар ўзини пайдо қилган манбалардан ажралиб, улардан ташқарида мустақил равишда мавжуд бўла олади ва жуда кўп ҳодисаларнинг сабабчиси бўлади. Фононларни эса квазизарра деб аталишининг муҳим боиси шуки, бу тушунча кристалл панжарасининг атрофга тарқалмайдиган тебранишларини тавсифлаш учун киритилади, бинобарин, фононлар кристалл панжараси ташқарисида бўла олмайди, фононлар импульсининг квазиимпульс дейилиши, бу квазиимпульслар йигиндисининг нолга тенг бўлишлигидир (фононларнинг босим бера олмаслигидир).

Фононлар тўғрисидаги тасаввур кристалл панжараси тебранишларини тадқиқлашда, уларнинг содда зарралар (масалан, кристалл ичида ҳаракатланаётган электронлар, фотонлар) билан ўзаро таъсирини ўрганишда физик ва математик жиҳатдан қулайлик беради, мураккаб ҳодисаларни яққол идрок қилиш ва тасвирлаш имконини беради. Шундай қилиб, кристалл панжараси билан электрон бирор  $\hbar\omega_q$  энергияни панжарага бериши ёки ундан олиши мумкин. Бунда электрон бир фононни ( $\hbar\omega_q$  энергияли) чиқарди ёки ютди деб айтилади. Албатта, электрон икки ва ундан кўп фононни ютиши ёки чиқариши мумкин (кўп фононли

жараёнлар), ammo бу воқеалар бир фонон ютиш ёки чиқаришга нисбатан анча кам эҳтимолли бўлади.

Энди кристалл панжараси атомларининг тебранишлари (иссиқлик ҳаракати) тақозосида кристалл қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғими устида тўхталамиз.

Температура ўзгарганида қаттиқ жисмларнинг ҳажмий кенгайиши кичик, шунинг учун ўзгармас босим шароитидаги иссиқлик сиғими  $c_p$  билан ўзгармас ҳажм шароитидаги иссиқлик сиғими  $c_v$  орасидаги фарқ ҳам кичик бўлади (хона температурасида  $c_p$  билан  $c_v$  орасидаги фарқ 3—5% атрофида).

Бир грамммолекула миқдордаги кристаллнинг иссиқлик сиғимини ҳисоблайлик.

Кристалл панжарасининг атомлари ҳаракатини классик механика қонунларига бўйсунди, деб фараз қилсак, бу ҳолда энергиянинг эркинлик даражалари бўйича текис тақсимланиши қондасига асосан тебранма ҳаракатнинг бир эркинлик даражасига ўртача

$$\bar{E}_1 = E_{1,\text{кин}} + \bar{E}_{1,\text{пот}} = \frac{1}{2} K_0 T + \frac{1}{2} K_0 T = K_0 T$$

энергия тўғри келади. Грамммолекуладаги атомлар сони Авагадро сони  $N_A$  га тенг. Ҳар бир атом учта тебранма ҳаракат эркинлик даражасига эга, бинобарин, жами эркинлик даражалари сони  $3N_A$  га тенг.

Грамммолекула миқдордаги кристаллнинг бутун тебранма ҳаракати энергияси:

$$E = 3N_A \bar{E}_1 = 3N_A K_0 T = 3RT, \quad (8.4)$$

бунда  $R = K_0 N_A$  — универсал газ доимийси.

Шу энергиянинг  $T$  температура бўйича ҳосиласи кристаллнинг грамммолекуляр иссиқлик сиғими  $C_v$  ни аниқлайди:

$$C_v = dE/dT = 3R \simeq 6 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}. \quad (8.5)$$

Бу ифодадан қуйидаги хулоса келиб чиқади.

Ҳар қандай кристалл қаттиқ жисмнинг грамммолекуляр иссиқлик сиғими температурага боғлиқ эмас ва тақрибан 6 кал/град·моль га тенг (Дюлонг—Пти қонуни).

Қаттиқ жисмлар иссиқлик сиғимини паст температура-лар соҳасида тадқиқ қилинганда, Дюлонг—Пти қонунидан четланишлар содир бўлиш-лиги — температура пасайган сари  $C_v$  нинг камайиб бориш-лиги ва жуда паст температура-ларда унинг нолга интилиб бориш-лиги аниқланган.

Энди квант механика заминда ўша иссиқлик сифимини ҳисоблаб топайлик. Ишни кристалл энергияси ифодасини аниқлашдан бошлаймиз.

Кристаллдаги  $\hbar\omega_q$  энергияли фононлар сони (8.3) Планк ифодасидан аниқланади, бинобарин, уларнинг энергияси ( $\omega_q$  такрорийлиқи тебранишлар энергияси)

$$\bar{E}_\omega = \frac{\hbar\omega_q}{2} + \frac{\hbar\omega_q}{e^{\hbar\omega_q/kT_{-1}}} \quad (8.6)$$

бўлади, бундаги  $\frac{\hbar\omega_q}{2}$  кўшилиувчи  $T=0$  бўлганда ҳам мавжуд бўладиган тебрангичнинг қолдиқ энергияси.

Барча тебраниш тармоқлари бўйича (8.6) энергиялар интилса, кристаллнинг тўла энергияси ҳосил бўлади:

$$E = E_0 + \sum_{j=1}^3 \sum_q \frac{\hbar\omega_{qj}}{e^{\hbar\omega_{qj}/k_0T_{-1}}} + \sum \sum \frac{\hbar\omega_{qj}}{e^{\hbar\omega_{qj}/k_0T_{-1}}}, \quad (8.7)$$

бунда  $E_0 = \sum_{qj} \hbar\omega_{qj}/2$ , биринчи йиғинди 3 та акустик тармоқлар тебранишларининг энергияси бўлиб, иккинчи йиғинди эса,  $3S - 3$  та оптик тармоқлар тебранишлари энергиясидир.

Оптик тармоқлар  $\omega_j$  такрорийлиги  $q$  га суи бoғланган, шунинг учун ҳар бир тармоқ учун битта такрорийлик мавжуд деб ҳисобланади:

$$\sum_q \frac{\hbar\omega_{qj}}{e^{\hbar\omega_{qj}/k_0T_{-1}}} \simeq N \frac{\hbar\omega_{qj}}{e^{\hbar\omega_{qj}/k_0T_{-1}}} \quad (8.8)$$

бунда  $N$  — тебранишлар сони.

Акустик тармоқлар бўйича олинадиган йиғиндини интеграл билан алмаштириш мумкин. Бу мақсадда  $\omega$ ,  $\omega + d\omega$  оралиқдаги тебранишлар сонини  $g(\omega)d\omega$  орқали белгилаймиз. У ҳолда акустик тармоқлардаги (уларнинг биттаси бўйлама тебранишларга, қолган иккитаси кўндаланг тебранишларга тегишлидир!) тебранишлар энергияси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E_{\text{ак}} = \int_0^{\omega_m} (E_\omega - E_0) g(\omega) d\omega = \int_0^{\omega_m} \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/k_0T_{-1}} - 1} g(\omega) d\omega \quad (8.9)$$

Ҳисоблашлар  $g(\omega)$  учун қуйидаги ифодага олиб келади

$$g(\omega) = 3V\omega^2/2\pi^2v_0^3, \quad (8.10)$$

бунда  $V$  — кристалл асосий соҳасининг ҳажми,  $v_0$  — акустик тўлқинларнинг келтирилган тезлиги. Акустик тармоқнинг энг катта такрорийлиги  $\omega_m$  ни барча акустик тебранишлар сонининг  $3N$  га тенг бўлишлиги шартидан аниқланади:

$$\int_0^{\omega_m} g(\omega) d\omega = \frac{3V}{2\pi^2 v_0^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 d\omega = \frac{V\omega_m^3}{2\pi^2 v_0^3} = 3N, \quad (8.11)$$

бундан

$$\omega_m = v_0 \left( \frac{6\pi^2}{V_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{ва} \quad q_m = \frac{\omega_m}{v_0} = \left( \frac{6\pi^2}{V_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (8.12)$$

$V_0 = \frac{V}{N}$  — элементар ячейка ҳажми,  $q_m$  — тўлқин сонининг энг катта қиймати.

Акустик тебранишларнинг энг катта такрорийлиги  $\omega_m$  орқали қаттиқ жисмнинг характеристик температураси (Дебай температураси) аниқланади:

$$\Theta = \frac{\hbar\omega_m}{K_0} = \left( \frac{6\pi^2}{V_0} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\hbar}{K_0} v_0. \quad (8.13)$$

Оптик тармоқнинг Дебай температураси

$$\Theta_{\text{оп}} = \hbar\omega_l^0 / K_0$$

бўлади. Энди (8.7) ифодадаги биринчи йиғиндини (8.9) интеграл билан алмаштириб ва (8.8), (8.10) ифодаларни эътиборга олиб, кристаллнинг тебранишлари тўла энергиясини қуйидагича ёзиб оламиз:

$$E = E_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v_0^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/K_0 T} - 1} + N \sum_{i=4}^{3S} \frac{\hbar\omega_i}{e^{\hbar\omega_i/K_0 T} - 1} \quad (8.7a)$$

$$E = E_0 + NK_0 T \left\{ \frac{3V_0 K_0^3 T^3}{2\pi^2 \hbar^3 v_0^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} + \sum_{i=4}^{3S} \frac{\Theta_{c_i}/T}{e^{\Theta_{c_i}/T} - 1} \right\} \quad (8.7б)$$

Икки чегаравий ҳолда — юқори температуралар ва паст температуралар соҳаларида (8.7б) ифодани таҳлил қиламиз.

Юқори температуралар соҳасида ( $K_0 T > \hbar\omega_c$ ,  $\hbar\omega_{c_j}$ ) (8.7б) да  $x \ll 1$ ,  $\Theta_{c_j}/T \ll 1$ , шунинг учун  $e^x - 1 \approx \approx 1 + x - 1 = x$ .

Юқоридагиларга кўра,  $\exp(\Theta_{cj}/T) - 1 \approx \Theta_{cj}/T$ .

$$E = E_0 + NK_0T\{3 + 3S - 3\} = E_0 + 3SNK_0T \quad (8.7в)$$

Агар элементар ячейкадаги  $SN$  та атомлар сонини Авагadro сони билан белгиласак, яъни бир граммоль моддани қарасак, унинг тўла энергияси қуйидагича бўлади:

$$E = E_0 + 3N_1 K_0T = E_0 + 3RT. \quad (8.7г)$$

Демак, юқори температуралар (Дебай температурадан юқори) соҳасида моляр иссиқлик сифими

$$C_v = dE/dT = 3R \quad (8.14)$$

Дюлонг—Пти қонунига бўйсунар экан.

Энди паст температуралар соҳасини, яъни Дебай температурасидан пастдаги соҳада иссиқлик сифимини кўрайлик: бу соҳада ( $K_0T < \hbar\Theta_c$ ,  $\hbar\Theta_{cj}$ ) оптик тебранишлар уйғотилмаган бўлади, улар кристаллнинг тебранишлар энергиясига ҳисса қўшмайди, бу энергия фақат акустик тармоқлар энергиясидан ташкил топади:

$$E = E_0 + \frac{3Vh}{2\pi^2\hbar^3v_0^3} (K_0T)^4 \int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (8.7д)$$

Бу ҳолда  $x > 1$  ва (8.7д) даги интеграл тақрибан ҳисобланади:

$$\int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \approx \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}. \quad (8.15)$$

Демак, етарлича паст температуралар соҳасида:

$$E = E_0 + \frac{3\pi^4 NK_0T^4}{5\Theta_c^3} = E_0 + \frac{\pi^2 V (K_0T)^4}{10\hbar^3 v_0^3}, \quad (8.16)$$

бундан

$$C_v = \frac{dE}{dT} = \frac{12\pi^4 K_0}{5} \left(\frac{T}{\Theta_c}\right)^3 \sim T^3! \quad (8.17)$$

Дебай температурасидан паст температураларда кристалл қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сифими  $T^3$  га пропорционал, бинобарин, температура пасайган сари шу қонун бўйича камайиб боради ва  $T \rightarrow 0$  да  $C_v \rightarrow 0$ .

Турли кристаллар учун Дебай температураси турлича бўлади.



9-§. Масаланинг умумий қўйилиши.

Адиабатик бир электронли тақрибий назария

Ҳар қандай қаттиқ жисм жуда кўп атомлардан ташкил топган бўлади. Атомларнинг ядролари идеал кристаллда мунтазам панжара ташкил қилади. Бу мувозанат вазиятлари атрофида атомлар тебраниб туради. Демак, қаттиқ жисм кўп заррали системадир. Унинг стационар ҳолатлари Шредингер тенгламасини ечиб топилади:

$$\hat{H}\Psi = W\Psi, \quad (9.1)$$

бундаги

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \nabla_i^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\lambda} \frac{1}{M_j} \nabla_{R_j}^2 + V(r, R) \quad (9.2)$$

операторни мазкур система (кристалл)нинг тўла энергия оператори ёки хамилтониан дейилади. У мос равишда, электронлар ва ядроларнинг кинетик энергияси операторларидан ва улар орасидаги ўзаро таъсир  $V(r, R)$  потенциал энергиясидан жамланган бўлади. Потенциал энергияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$V(r, R) = \sum_{J < K} \frac{z_J z_K}{R_{JK}} e^2 - \sum_{i < K} \frac{e^2}{r_{iK}} - \sum_{iJ} \frac{z_i e^2}{r_{iJ}} \quad (9.3)$$

Ушбу ифодаларда  $m$  — электрон массаси;  $M_j$  эса  $J$ -ядронинг массаси;  $r_i$  ва  $R_j$  лар электроннинг ва  $J$  ядронинг радиус-векторлари;  $R_{JK}$ ,  $r_{iK}$ ,  $r_{iJ}$  — ядролар ва электронлар орасидаги тегишли масофалар,  $z_j$  —  $J$ -ядронинг атом номери;  $W$  — кристаллнинг тўла хусусий энергияси,

$$\Psi = \Psi(r_1, r_2, \dots; R_1, R_2, \dots) \quad (9.4)$$

зарраларнинг тўлқин функциясидир.

Аслида (9.1) тенгламанинг ечими қаттиқ жисм хоссаларига тегишли барча саволларга қатъий жавоб бериши мумкин эди. Аммо, қаттиқ жисмнинг  $1 \text{ см}^3$  ҳажмида  $10^{22}$  дан ортиқ атом (зарраларнинг умумий сони ундан ҳам кўп) бўлади. Бу эса,  $\Psi$  тўлқин функция ўшанча сон чамасидаги ўзгарувчиларга боғлиқ бўлади, демакдир. Бундай

тенгламани ва унинг ечимини ҳатто ёзиб чиқиш амалда мумкин эмас. Синчиклаб олиб борилган тадқиқотлар натижасида Шредингер тенгламасининг умумий аниқ ечимини топишга уринишнинг зарурати йўқлигини, етарлича асосланган тақрибий ҳисоблаш қаттиқ жисмнинг барча муҳим хоссаларини тушунтириши мумкинлигини кўрсатди. Шредингер тенгламасини ечишнинг тақрибий усулини адиабатик ёки бир электронли яқинлашиш деб номланган. У қаттиқ жисмларда электронларнинг энергия зоналари назариясига асос бўлган.

**Адиабатик яқинлашиш.** Ядролар массаси электрон массасидан кўп марта катта бўлганлиги учун ядроларни (панжара тугунларида) кўзгалмас деб ҳисобланса, (9.2) хамилтон операторида  $(-\hbar^2/2) \sum_i \nabla_{Ri}^2 / M_i$  кўшилиувчи (ядролар кинетик энергияси оператори)ни ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда кўзгалмас ядролар майдонида ҳаракатланаётган электронлар системаси  $\varphi(r, R)$  тўлқин функцияси қуйидаги Шредингер тенгламасига бўйсунди:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \nabla_{ri}^2 + V(r, R) \right\} \varphi = E \varphi, \quad (9.5)$$

бунда  $E$  — электронлар системасининг хусусий энергияси. Энди ядролар ҳаракатини ҳисобга олиш мақсадида бутун кристаллнинг тўлқин функциясини

$$\Psi(r, R) = \Phi(R) \cdot \varphi(r, R) \quad (9.6)$$

кўринишда ифодалаймиз ( $\Phi(R)$  — ядролар системаси тўлқин функцияси). Агар (9.6) ни (9.1) га қўйилса ва (9.5) ифода эътиборга олинса, қуйидаги тенглама ҳосил бўлади:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \sum_j \nabla_{Rj}^2 / M_j + E(R) \right] \Phi = W \Phi \quad (9.7)$$

Бу тенглама ядролар тизимининг  $E(R)$  потенциал энергияли электронлар тизими майдонида ҳаракатлангани ҳолида стационар ҳолатларни аниқлаб берадиган Шредингер тенгламасидир. Юқорида баён қилинган тақрибий усул *адиабатик яқинлашиш дейилади*.

**Бир электронли яқинлашиш.** Юқоридаги (9.5) тенглама электронлар тизими, яъни кўп заррали тизим ҳолатларини аниқлаш тўғрисидаги масалани ифода қилади. Бундай тенгламани ечиш қийинлигини юқорида айтилган эди. Кўп электрон (кўп зарра)лар масаласини бир электроннинг

ҳолатларини аниқлаш масаласига айлантиришнинг тақрибий усули ишлаб чиқилган. Бу усул *Хартри—Фок усули* дейилади.

(9.5) тенгламада айрим электронларнинг кинетик энергия операторларини бир-биридан ажратиш мумкин, ammo  $V(r, R)$  потенциал энергия умумийдир. Хартри—Фок усули қуйидагидан иборат. Электронларнинг ўзаро таъсири потенциал энергиясини ҳар бир электроннинг қолган барча электронларнинг қандайдир ўртачалаштирилган майдонидаги  $V_{\text{эфф}}(r)$  потенциал энергия билан алмаштирилади. Бундай қилганда электронлар тизими хамилтониани

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \hat{H}_i \text{ кўринишда, бир электрон тизими эса} \quad (9.8)$$

$$\hat{H}_{i\varphi_i} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(\vec{r}_i) + V_{\text{эфф}}(\vec{r}_i)$$

кўринишда ёзилади, бунда  $V(\vec{r}_i)$  мазкур электроннинг ядролар майдонидаги,  $V_{\text{эфф}}(\vec{r}_i)$  эса қолган барча электронлар майдонидаги потенциал энергиясидир. Шу йўсинда (9.5) тенглама айрим электронлар учун ёзилган тенгламаларга ажралиб кетади:

$$\hat{H}_{i\varphi_i} = E_i \varphi_i \quad (9.9)$$

Бу тенгламада  $\varphi_i$  — бир электроннинг тўлқин функцияси,  $E_i$  — унинг хусусий энергияси. Ушбу Шредингер тенгламасини ечиб, электрон энергиялари спектрини аниқлаш мумкин. Ҳамма гап энди  $V_{\text{эфф}}(\vec{r}_i)$  ни аниқлашда бўлади. Бунинг энг яхши бажариш усулини аввал Хартри ишлаб чиққан, кейин В. А. Фок бу усулни муҳим даражада такомиллаштирган. Бу усул ҳақида батафсил маълумотни (4,196—206 б) дан олишни тавсия қиламиз.

## 10- §. Даврий электр майдонда электрон ҳаракати

Кристаллар симметрияси  $V_{\text{эфф}}(\vec{r})$  потенциал майдоннинг ҳам кристалл даврийлигига эга бўлишлигини тақозо қилади. Электроннинг тўлқин функцияси сифатида қуйидаги Блох функцияси олиниши мумкин:

$$\Psi_{\kappa}(\vec{r}) = U_{\kappa}(\vec{r}) \exp(i\vec{K}\vec{r}), \quad (10.1)$$

бундаги  $\vec{\kappa}$  — электроннинг тўлқин вектори, амплитуда  $U_{\kappa}(\vec{r})$  эса координатанинг даврий функциясидир:

$$U_{\kappa}(\vec{r} + a_n) = U_{\kappa}(\vec{r}) \quad (10.2)$$

II бобдаги (7.10) ифодага ўхшаш, электрон тўлқин векторини

$$\vec{\kappa} = \frac{g_1}{G} \vec{b}_1 + \frac{g_2}{G} \vec{b}_2 + \frac{g_3}{G} \vec{b}_3 \quad (10.3)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Демак,  $\vec{\kappa}$  вектор  $G^3$  та квазидискрет қийматлар қабул қилади. Бу (10.3) ифода Борн—Карман даврийлик шартидан келтириб чиқарилади, кристаллнинг асосий соҳаси сифатида унинг ҳажмида  $G\vec{a}_1$ ,  $G\vec{a}_2$ ,  $G\vec{a}_3$  қиррали параллелепипед ажратиб олинади,  $G\vec{a}_i$  вектор қадар силжиш тўлқин функция қийматини ўзгартирмайди, у ҳолда  $\kappa$  нинг физик жиҳатдан турли қийматлари

$$-\pi \leq \kappa a_i \leq \pi \quad (i=1, 2, 3) \quad (10.4)$$

соҳада ётади. Агар (10.3) ни (10.4) га қўйсақ,

$$-G/2 \leq g_i \leq G/2 \quad (10.5)$$

тенгсизликлар олинади. Юқоридаги (10.4) кўринишида тасвирланган учта тенгсизлик  $\kappa$  — фазода қандайдир ҳажми аниқлайди. Уни *биринчи* (келтирилма) *Бриллюэн зонаси* дейилади. Ҳар қандай турдаги кристалл учун Бриллюэн зонасининг ҳажми  $(2\pi)^3/V_0$  бўлади (7- § га қаранг).

Блох функциясини электрон учун тузилган Шредингер тенгламасига, яъни (9.9) қўйсақ,

$$\frac{\hbar}{2} \nabla_{\vec{\kappa}}^2 \Psi_{\vec{\kappa}} + V(\vec{r}) \Psi_{\vec{\kappa}} = E_{\vec{\kappa}} \Psi_{\vec{\kappa}} \quad (10.6)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу ерда  $V(\vec{r}) = V(\vec{r}_i) + V_{\text{эфф}}(\vec{r}_i)$ , яъни барча атом ядролари ва қолган электронларнинг даврий майдонида электроннинг потенциал энергияси эканлигини эслатамиз. Агар (10.6) ни  $\exp(i\vec{\kappa}\vec{r})$  га қисқартирсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\vec{\kappa}}^2 U_{\vec{\kappa}} + V(\vec{r}) U_{\vec{\kappa}} - \frac{i\hbar^2}{m} (\vec{\kappa} \cdot \nabla_{\vec{\kappa}} U_{\vec{\kappa}}) = (E_{\vec{\kappa}} - \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m}) U_{\vec{\kappa}} \quad (10.7)$$

Эркин электрон учун  $V(\vec{r}) = 0$  ва  $U_{\vec{\kappa}}$  — ўзгармас, шунинг учун ( $m$  — эркин электрон массаси):

$$E_{\vec{\kappa}} = \hbar^2 \kappa^2 / 2m \quad (10.8)$$

бўлади. Энди (10.7) тенгламани ечиш учун электроннинг даврий электр майдондаги  $V(\vec{r})$  потенциал энергияси қандай аниқ кўринишда бўлишлигини билиш керак. Дар-

воке, (10.7) тенглама даврий электр майдоннинг  $V(r)$  турли хусусий ҳоллари (бир ўлчовли майдонлар, кучсиз ва кучли боғланиш ҳоллари) учун ечилган.

### 11- §. Бир ўлчовли даврий потенциал ҳоли.

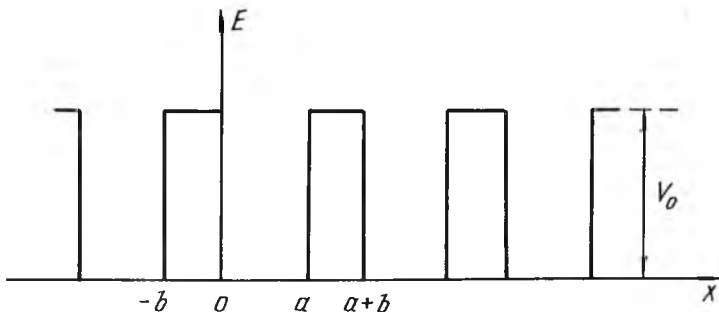
#### Крониг — Пенни модели

Крониг—Пенни моделига мувофиқ, атомлар бир чизиқ бўйлаб даврий жойлашган. Бунда электрон учун бир хил, навбатлашувчи тўғри бурчакли потенциал тўсиқлар мавжуд. Тўсиқнинг кенглиги  $a$ , атом электрон учун ҳосил қилган потенциал чуқурликнинг кенглиги  $b$  ва тўсиқнинг баландлиги  $V_0$  бўлсин (12- расм). Бу ҳолда кристалл панжарасининг доимийси  $C=a+b$  бўлади. Электроннинг бундай даврий майдондаги энергияси  $E$  тўсиқ баландлигидан кичик, яъни  $E < V_0$  бўлади. Шунини таъкидлаб ўтиш керакки, квант механикаси бўйича электрон бу тўсиқлардан туннел ўтиш (сирқиш) йўли билан ўтиб кетади ва шу йўсинда бу бир ўлчовли кристалл бўйлаб ҳаракатлана олади. Бу ҳолда электрон учун Шредингер тенгламаси қуйидагича бўлади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + (E - V)\psi = 0. \quad (11.1)$$

(11.1) тенглама потенциалнинг чуқур соҳаси ва потенциалнинг тўсиқ соҳаси учун, мос равишда, қуйидаги кўри-нишларда ёзилади:

$$\frac{d^2\psi_1}{dx^2} + \kappa^2\psi_1 = 0, \quad (11.1a)$$



12- расм.

$$d^2\psi_2/dx^2 = \theta^2\psi_2, \quad (11.16)$$

булардаги

$$\kappa^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} E, \quad \theta^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2} (V_0 - E). \quad (11.2)$$

Потенциал чуқур соҳаси  $0 < x < a$  учун (11.1a) нинг ечими

$$\psi_1(x) = Ae^{i\kappa x} + Be^{-i\kappa x}, \quad (11.3)$$

потенциал тўсиқ соҳаси  $-b < x < 0$  учун (11.1б) нинг ечими

$$\psi_2(x) = Ce^{0x} + De^{0x} \quad (11.4)$$

кўринишда бўлади.

Кристалл панжарасининг даврийлиги туфайли:

$$\psi(x+C) = e^{i\varphi}\psi(x), \quad (11.5)$$

бунда  $\varphi = \kappa C$ . Юқоридаги (11.4) ва (11.5) ифодалардан (11.5) ифодани  $a < x < c$  соҳа учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\psi(x) = e^{i\varphi} [Ce^{i\kappa(x-c)} + De^{-i\kappa(x-c)}]. \quad (11.6)$$

$A, B, C, D$  доимийларни топиш учун зарур бўлган шартлар (11.1), (11.4) ва (11.5) ечимлар ва уларнинг ҳосилалари умумий чегараларда узлуксиз бўлишлиги шартларидир.

$X=0$  чегарадаги шартлардан:

$$A + B = C + D \quad (11.7)$$

$$i\kappa(A - B) = \theta(C - D) \quad (11.8)$$

тенгламалар,  $x=a$  чегарадаги шартлардан эса:

$$Ae^{i\kappa a} + Be^{-i\kappa a} = e^{i\varphi}(Ce^{-\theta b} + De^{\theta b}) \quad (11.9)$$

$$i\kappa(Ae^{i\kappa a} - Be^{-i\kappa a}) = \theta e^{i\varphi}(Ce^{-\theta b} - De^{\theta b}) \quad (11.10)$$

тенгламалар келиб чиқади. Ушбу (11.7) — (11.10) тенгламалар системаси бир жинсли системадир. Демак,  $A, B, C, D$  доимийлар олдидаги кўпайтувчилардан тузилган аниқловчи (детерминант) нолга тенг бўлгандагина бу система маъноли ечимга эга бўлади. Бу аниқловчини очиб чиқилганда ушбу тенглама келиб чиқади:

$$\cos \kappa a \operatorname{ch} \theta b + \frac{\theta^2 - \kappa^2}{2\theta\kappa} \sin \kappa a \operatorname{sh} \theta b = \cos \varphi. \quad (11.11)$$

Бу ерда  $K$  ва  $\Theta$  катталиклар (11.2) формулага биноан электроннинг  $E$  энергияси орқали ифодаланганлиги туфайли  $\varphi$  га турли қийматлар бериб,  $E(\varphi)$  функцияни, яъни электрон энергиялари спектрини топиш мумкин. Аммо, (11.11) ни ечиш мураккаб, у тақрибий ҳисоблашларни талаб қилади. Лекин, айрим чегаравий ҳолда жуда яққол натижалар олиш мумкин. Бу ҳолда потенциал тўсиқ қалинлиги  $b$  ни нолга ( $b \rightarrow 0$ ) ва унинг баландлиги  $V_0$  ни чексиз ( $V_0 \rightarrow \infty$ ) га интилтирамиз, аммо  $bV_0$  кўпайтма чекли доимий катталик бўлиб қолади, деб ҳисоблаймиз, яъни

$$4\pi^2 mabV_0/h^2 = P = \text{const} \quad (11.12)$$

$b \rightarrow 0$  ва  $V_0 \rightarrow \infty$  чегаравий ҳолда

$$\text{ch}\theta b \rightarrow 1, \text{sh}\theta b \rightarrow 0 \quad (11.13)$$

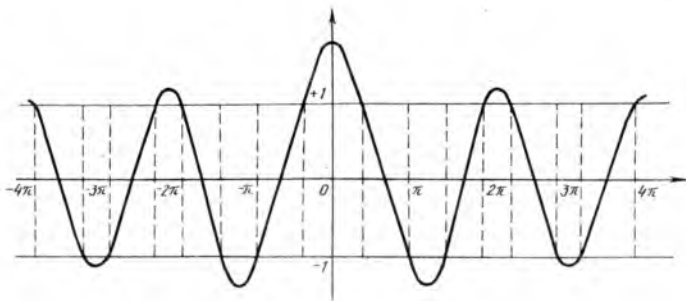
бўлади. Аммо, (11.11) даги  $\sin ka$  олдидаги кўпайтувчи нолга интилмайди. Ҳақиқатан,

$$\lim_{\substack{b \rightarrow 0 \\ V \rightarrow 0}} \frac{\theta^2 - \kappa^2}{2\theta\kappa} \text{sh}\theta b = \lim_{\substack{b \rightarrow 0 \\ V \rightarrow \infty}} \frac{\theta^2 - \kappa^2}{2\theta\kappa} \theta b \frac{\text{sh}\theta b}{\theta b} = \lim_{\substack{b \rightarrow 0 \\ V \rightarrow \infty}} \frac{b\theta^2}{2\kappa} = \frac{P}{\kappa a} \quad (11.14)$$

Энди (11.11) тенглама содда кўринишга келади:

$$\cos ka + \frac{P}{\kappa a} \sin ka = \cos \varphi \quad (11.15)$$

13-расмда (11.15) нинг ечими график усулда тасвирланган. Расмдан кўриниб турганидек,  $\cos \varphi$  нинг  $+1$  дан  $-1$  гача ораликдаги қийматларнигина олишлиги туфайли,



13- расм.

фақат шу ораликда жойлашган соҳалар (11.15) ечимларни ўз ичига олади (чизиқланган соҳалар), мазкур ораликдан ташқаридаги соҳаларда (11.15) нинг ечимлари бўлмайди.

Шундай қилиб,  $k$  нинг, бинобарин,  $E$  нинг қийматларининг муайян оралиқлари рухсат этилган бўлиб, улар орасидаги соҳалар тақиқланган бўлар экан. Демак, Крониг-Пенни моделига асосланган бир ўлчовли даврий потенциал майдонида ҳаракатланаётган электроннинг энергиялари спектри рухсат этилган ва тақиқланган соҳалар (зоналар) дан иборат бўлади.

Баъзи чегаравий ҳолларда (11.11) тенглама қандай натижалар беришлигини кўрайлик.

1)  $P \rightarrow \infty$ . Бу ҳол электронларнинг ўз атомлари билан кучли боғлангани ҳолига тўғри келади. Бу ҳолда  $k=0$  да:

$$\begin{aligned} \cos ka = 1, \quad \frac{\sin ka}{ka} = 1 \quad \text{ва} \quad F(ka) \Big|_{k=0} &= (\cos ka + \frac{P}{ka} \sin ka) \Big|_{k=0} = \\ &= P + 1 \rightarrow \infty \end{aligned}$$

Бинобарин, (11.11) даги  $F(ka)$  функция  $k$  ўққа жуда тик тушади. Шундай қилиб, рухсат этилган электронлар энергиялари соҳа (зона)лари тор, тақиқланган зоналар эса кенг бўлади. Бу ҳол яқка атом ҳолига яқиндир (унда дискрет сатҳлар бўлади);

2)  $P \rightarrow 0$ . Бу ҳол электронларнинг ўз атомлари кучсиз боғлангани ҳолига тўғри келади. Агар  $P \rightarrow 0$ ,

$$\cos ka = \cos \varphi \tag{11.16}$$

бўлади ва ҳеч қандай тақиқланган соҳалар бўлмайди; бу ҳол металлдаги эркин электронлар гази ҳолига яқин келади;

3)  $P \gg 1$ . Бунда  $P$  катта, аммо чексиз эмас. Бу оралик ҳолдир. 13-расмдан кўринишича,  $k$  нинг рухсат этилган қийматлари  $n\pi$  га чапдан ёндашади. Уларни

$$ka = n\pi + \delta \tag{11.17}$$

кўринишда ёзиш мумкин, бунда  $n$  — соҳа (зона) тартибини белгиловчи бутун сон ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ),  $\delta$  — бирдан кичик сон.

Энди электроннинг  $n$  соҳадаги (зонадаги)  $E_n$  энергияси

$$E_n = A_n + (-1)^n B_n \cos \varphi \tag{11.18}$$

кўринишда ифодаланади, бунда

$$A_n = \frac{\hbar^2 n^2}{8ma^2} \left(1 - \frac{2}{P}\right), \quad B_n = \frac{\hbar^2 n^2}{8ma^2} \frac{2}{P}. \tag{11.19}$$



## 12- §. Кристаллда электронлар энергия спектрини аниқлашда икки муҳим тақрибий яқинлашиш

**12.1. Кучсиз боғланиш квазиэркин электрон назарияси.**  $E(\kappa)$  боғланишни умумий ҳолда топиш муҳим масала бўлиб, у шу кунгача ечилмаган. У ёки бу турдаги қаттиқ жисмларнинг турли физик хоссаларини ўрганишда бир неча тақрибий усуллар қўлланилади. Шулардан иккита энг муҳим усулни кўрсатиб ўтамыз. Булардан бири — кучсиз боғланиш тақрибининг нолинчи яқинлашиши сифатида эркин электрон ҳолати олинади, кристаллнинг даврий электр майдони эркин электроннинг кинетик энергиясига нисбатан кичик бўлган потенциал энергия ҳосил қиладиган ғалаён деб ҳисобланади. Шредингер тенгламаси асосида кетма-кет бажариладиган биринчи, иккинчи, ... тақрибий ҳисоблар оқибатида электроннинг кристалл қаттиқ жисмдаги энергиялари спектри ифодасига келинади. Эркин электроннинг энергияси  $E(\kappa) = \hbar^2 \kappa^2 / 2m$ . Агар кичик даврий потенциал  $V(r)$  нинг Фурье қатори

$$V(r) = \sum_{g \neq 0} V_g \exp[i(\vec{b}_g \vec{r})] \quad (12.1)$$

бўлса ((1.3) ифодага қаранг), у ҳолда мазкур тақрибий ҳисоб усули электрон энергиялари учун

$$E(\vec{\kappa}) = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m} \pm |V_g| \quad (12.2)$$

ифодани беради. Демак, электрон энергияси  $2|V_g|$  га тенг бўлган узилишга эга бўлади (рухсат этилган энергиялар зоналари бир-биридан тақиқланган  $2|V_g|$  оралиқлар билан ажралган!). Бу ҳолда, (12.2) дан кўриниб турганидек, энергиялар спектри деярли парабола кўринишига эгадир. Бу усул металлларнинг хоссаларини текширишда ва катта энергияли зарядли зарраларнинг қаттиқ жисм орқали ўтишини тадқиқлашда анча фойдали натижалар беради.

**12.2. Кучли боғланиш (квази боғлиқ электрон назария).** Агар электроннинг энергиялари спектрини ҳисоблашда нолинчи яқинлашиш сифатида электроннинг якка атомдаги ҳолати олинса ва кристаллнинг даврий электр майдони эса ғалаён деб қаралса, у ҳолда квази боғлиқ электрон назариясини ярата оламиз. Айрим атомлар бир-бирига яқинлашиб, кристалл панжараси ҳосил қила бошлаганида улардаги электронларнинг дискрет (ажрим) энергияла-

рининг сатҳлари парчаланиб, энергиялар зоналарга айлана боради. Содда кубик панжара учун Шредингер тенгламаси бу усулда ечилса, электронлар хусусий энергиялари

$$E(\kappa) = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) \quad (12.3)$$

ифодага келади. Бунда  $E_a$  — якка атомдаги электрон энергияси,  $C$  — ўзаро таъсир доимийси,  $A$  — қўшни тугунлардаги атомлар электронларининг алмашинув ўзаро таъсирини ҳисобга оладиган кўпайтувчи. Бу ифодадан қуйидаги хулосалар келиб чиқади:

1. Кристалл панжараси ҳосил бўлганида, атомларнинг ўзаро таъсири оқибатида якка атомдаги электроннинг  $E_a$  сатҳи  $C$  катталиқ қадар силжийди. Силжиш йўналиши  $C$  нинг ишорасига боғлиқ.

2. Якка атомдаги электроннинг энергия сатҳи ўрнига кристалл панжарада электрон энергиялари зонаси мавжуд бўлади. Электроннинг  $E$  энергияси  $k$  тўлқин вектори ташкил этувчиларига даврий боғлиқ бўлади.

3.  $\cos k_i a = \pm 1$  бўлганда, (12.3) ифоданинг катта ва кичик қийматлари қуйидагича бўлади:

$$E_{\text{макс}} = E_a + C + 6A, \quad (12.4)$$

$$E_{\text{мин}} = E_a + C - 6A. \quad (12.5)$$

Демак, содда кубик панжара учун электрон энергиялари зонаси кенглиги

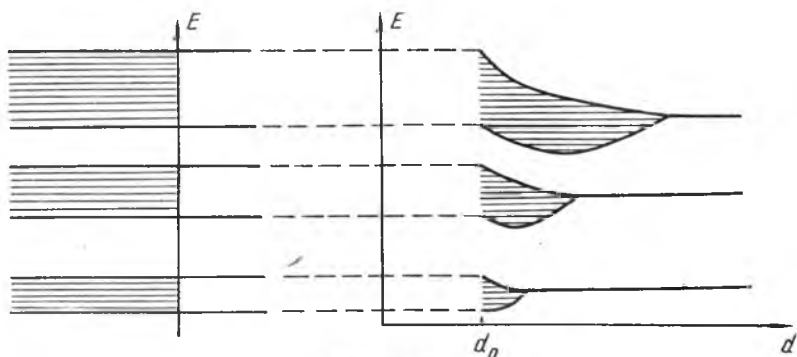
$$E_{\text{макс.}} - E_{\text{мин}} = 12A \quad (12.6)$$

бўлади.

### 13- §. Идеал кристаллда электронлар энергиялари спектри тўғрисида умумий хулосалар

Турли кўринишдаги даврий электр майдонлар ҳоллари (бир ўлчовли кучли, кучсиз боғланиш ҳоллари ва ҳоказо) учун (10.7) Шредингер тенгламасини адиабатик бир электронли тақрибда (яқинлашишда) ечиш ва квант механика қонунлари асосида юритиладиган умумий мулоҳазалар электрон энергиясининг ҳамма қийматлари ҳам рухсат этилган қийматлар бўлавермаслигини кўрсатади. Бу ечимлар бирмунча хусусиятларга эга. Қуйида шу ҳақдаги хулосаларни баён қиламиз.

1. Даврий майдонда электроннинг энергиялари спектри рухсат этилган ва тақиқланган энергия зоналарида ажралган бўлади. 14- расмда атомлар бир-бирига яқинлашиб



14- расм.

кристалл ҳосил қилганида айрим-айрим энергия сатҳлардан энергия зоналари пайдо бўлиши кўрсатилган.

Рухсат этилган зона ичида электроннинг энергияси узлуксиз ўзгаради, деб ҳисоблаш мумкин, чунки ҳар бир зона ичида энергия сатҳлари жуда зич жойлашган (зонадаги сатҳлар сони кристаллдаги атомлар сонига яқин бўлади). Зонанинг тартиби ортган сари рухсат этилган энергия зоналари кенгайиб, тақиқланган зоналар торайиб боради.

Баъзи ҳолларда рухсат этилган зоналардан икkitаси бир-бири устига қисман тушиши ҳам мумкин.

2. Тўлқин векторлар, яъни  $\vec{k}$  ва  $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{b}_g$  лар тасвирлайдиган ҳолатлар бир-бирига ўхшашдир. Бундан электроннинг ихтиёрий  $n$ -зонадаги энергияси даврий ўзгаришлиги келиб чиқади:

$$E_n(\vec{k} + \vec{b}_g) = E_n(\vec{k}). \quad (13.1)$$

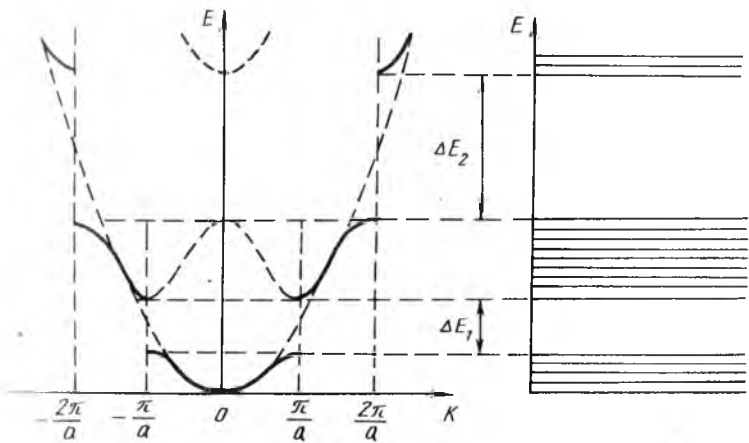
3. Электрон энергияси  $E$  тўлқин вектор  $\vec{k}$  нинг жуфт функцияси бўлади:

$$E_n(\vec{k}) = E_n(-\vec{k}), \quad (13.2)$$

яъни  $E_n$  энергия ифодасига  $k$  нинг жуфт даражаларигина киради.

4. Тўлқин вектор ( $\vec{k}$ ) фазасида электроннинг энергияси  $E_n(\vec{k})$  экстремал қийматларга эга.  $E_n(\vec{k})$  нинг мутлақ катта (максимум) қиймати мазкур энергия зонасининг юқориги чегарасини (шипини), мутлақ кичик қиймати эса зонанинг пастки чегарасини (тубини) аниқлайди.

Шуни таъкидлаш керакки, мазкур зонада бир неча максимум ва минимумлар бўлишлиги, айрим кристаллар-



15- расм.

нинг энергия зоналарида экстремумлар бир неча карра айниган бўлиши мумкин. Масалан, галлий арсениди ( $\text{GaAs}$ ) кристалининг юқориги (ўтказувчанлик) зонасида иккита минимум бор. Кремний кристалининг муайян (валент) зонасида уч карра айниган максимум мавжуд.

5. Тўлқин вектор қийматларининг шундай соҳалари мавжудки, бу соҳаларда электронлар энергияси узлуксиз ўзгаради, уларнинг чегарасида эса узилади: бу соҳалар *Бриллюэн зоналари* дейилади. Биринчи Бриллюэн зонаси (10.4) ифода билан аниқланади,  $-2\pi < \vec{k} \cdot \vec{a}_i < -\pi$  ва  $|\pi < \vec{k} \cdot \vec{a}_i < +2\pi$  тенгсизликлар эса иккинчи Бриллюэн зонасини аниқлайди ва ҳоказо (15- расм).

6. Кристалл ҳосил бўлишида атомдаги электрон энергияси сатҳларидан ҳосил бўлган икки энергия зонаси бири-бирига тушиши ҳоллари ҳам маълум. Бунга бериллий кристалли мисол бўла олади.

#### 14- §. Эффектив масса. Коваклар

Электронларнинг рухсат этилган энергиялари зоналарида  $E(\vec{k})$  функциянинг экстремумлари яқинларида қаторга кириш мумкин. Масалан,  $n$  зона учун:

$$E_n(\vec{k}) = E_n(\vec{k}_0) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \left( \frac{\partial^2 E_n}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \right)_{\vec{k}_0} (k_\alpha - k_{\alpha 0}) (k_\beta - k_{\beta 0}) + \dots \quad (14.1)$$

бўлади, бунда  $\alpha=1,2,3$  ва  $\beta=1,2,3$ .

Бу ёйилмада биринчи ҳосилали ҳадлар бўлмаслиги табиий, чунки экстремумда улар нолга тенг. Иккинчи ҳосилали ҳадлар 2- даражали тензорни ташкил қилади,  $E_n(k_0)$  — экстремумдаги энергия, бошқа юқори тартибли ҳосилали ҳадлар жуда кичиклиги туфайли ҳисобга олинмайди.

Агар тескари эффектив масса тензори

$$\frac{1}{m_{\alpha\beta}} + \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 E_n}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \right)_{\vec{k}_0} \quad (14.2)$$

тушунчаси киритилса, (14.1) ифода соддароқ кўринишга келади:

$$E_n(\vec{k}) = E_n(\vec{k}_0) + \frac{\hbar}{2} \sum_{\alpha\beta} \frac{(k_\alpha - k_{\alpha 0})(k_\beta - k_{\beta 0})}{m_{\alpha\beta}}. \quad (14.1a)$$

Тензорни учта бош ўққа келтириш амали (14.1a) ифодани яна ҳам соддалаштиради:

$$E_n(\vec{k}) = E_n(\vec{k}_0) + \sum_{\alpha} \frac{\hbar^2 (k_\alpha - k_{\alpha 0})^2}{2m_\alpha}. \quad (14.1b)$$

Агар (14.1b) ни эркин электрон кинетик энергияси учун (10.8) ифода билан таққосласак,  $m_\alpha$  нинг масса маъносига эга эканлигини пайқаймиз, аммо, умумий ҳолда, кристаллнинг ҳар бир бош ўқида ўзининг  $m_\alpha$  массаси тўғри келади:

$$m_\alpha = \left( \frac{1}{\hbar^2} \right) \left( \partial^2 E / \partial k_\alpha^2 \right)_{\vec{k}_0}.$$

Энг содда ҳолда (изотроп кристалл) учала массалар бирдай бўлиши мумкин:

$$m_1 = m_2 = m_3 = m^* = \frac{1}{\hbar^2} \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)_{\vec{k}_0}. \quad (14.3)$$

Бу ердаги  $m^*$  — скаляр эффектив масса дейилади. Бу ҳолда электроннинг энергияси, квазиимпульси ва Ньютоннинг иккинчи қонуни кўриниши қуйидагича бўлади:

$$E_n(\vec{k}) = [\hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}_0)^2 / 2m^*] + E_{n,x}(\vec{k}_0), \quad (14.4)$$

$$\vec{p} = \hbar (\vec{k} - \vec{k}_0) = m^* \vec{v}, \quad (14.5)$$

$$\vec{F} = m^*(d\vec{v}/dt) = d\vec{P}/dt. \quad (14.6)$$

Энергия зонасининг пастки чегарасида (мутлақ минимумда)  $E(\vec{k})$  нинг иккинчи ҳосиласи мусбат, яъни  $m^* = -(\hbar^2)(\partial^2 E / \partial k^2)_{\vec{k}_0} > 0$ . Бу тушунарли натижадир. Зонанинг юқориги чегарасида эса,  $(\frac{\partial^2 E}{\partial k^2})_{\vec{k}_0} < 0$ , яъни  $m^* < 0$  бўлади. Аммо бу ғалати хулосани тушуниш қийин эмас. Электрон кристалл ичидаги кучли майдон таъсирида ташқи майдон таъсири йўналишига қарши йўналган тезланишга эга бўла олади. Қуйроқда зона шипида массаси  $m_p = -m^*$  ва заряди  $+e$  бўлган квазизарра (ковак) тушунчаси киритилса, мазкур ғалатилик бартараф бўлишлигини кўрамиз. Таҳлилни соддалаштириш мақсадида баъзан  $E(\vec{k}_0) = 0$  ва  $\vec{k}_0 = 0$ , деб фараз қилинади.

Эффектив масса тушунчаси  $E(\vec{k})$  функция экстремумлари яқинида қаторга ёйишдан келиб чиққанлиги ва бинобарин, бу тушунча фақат зоналар чегаралари яқинидагина қўлланиши мумкинлигини таъкидлаймиз.

## 15- §. Металлар. Ярим ўтказгичлар. Диэлектриклар

Бундан олдинги параграфларда кристалл каттик жисмларда электронларнинг энергия зоналари ҳосил бўлишлигини кўрдик. Энди энергия зоналарининг электронлар билан тўлдирилганлиги масалалари билан танишамиз, чунки юқориги энергия зоналарининг (валент сатҳлардан пайдо бўлган зоналарнинг) қай даражада тўлдирилган ёки тўлдирилмаганлиги кристаллнинг электр хоссалари бўйича қайси гуруҳга — металларга (яхши ўтказгичларга), ярим ўтказгичларга ёки диэлектрикларга мансуб бўлишлигини аниқлаб беради. Умуман, энергия зонаси электронлар билан тўла тўлдирилган, чала тўлдирилган ёки бутунлай тўлдирилмаган бўлиши мумкин.

Агар энергия зонаси тўла тўлдирилган (боғланган электронлар зонаси) бўлса, бу ҳолда ундаги электронлар электр токида қатнаша олмайди. Сабаби шуки, бу зонанинг ҳар бир сатҳида бир хил қийматли тезликка эга бўлган икки электрон қарама-қарши йўналишда ҳаракат қилади. Ҳокда қатнаштириш учун бундай жуфтларни ажратиш — уларнинг бир қисмини юқориги бўш сатҳларга кўтариш (энергиясини ошириш) ва, энг муҳими, электронларнинг

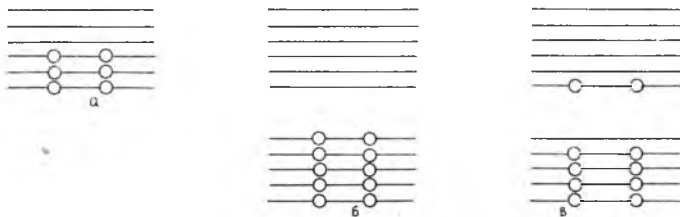
тезлик йўналишини электр майдонга мос равишда буриш, яъни уларнинг йўналган ҳаракатини вужудга келтириш керак. Аммо, тўла тўлдирилган зонада бўш сатҳлар йўқ, электронлар иккитадан ўз сатҳларида қарама-қарши ҳаракат қилишда давом этади. Шунинг учун улар токда қатнаша олмайди.

Агар энергия зонаси чала тўлдирилган бўлса, уни ўтказувчанлик зонаси дейилади. Бу ҳолда ундаги электронлар токда қатнаша олади, улар эркин электронлар дейилади. Сабаби шуки, бундай зонанинг юқориги қисмида бўш сатҳлар бор, пастки сатҳларда жуфт-жуфт жойлашган электронлар электр майдон таъсирида тезлашиб, юқориги бўш сатҳларга кўтарилади, тезликлари йўналиши электр майдонга мос бурилади. Натижада зонадаги электронларнинг йўналган ҳаракати, яъни электр токи вужудга келади.

Тўлдирилган зона юқорисида бўш зона бўлади. Агар қандайдир ташқи таъсир оқибатида бу зонага тўлдирилган зонадан электронлар ўтса, бу икки зона ҳам чала тўлдирилган бўлиб қолади ва электр майдони ҳосил қилинганда токка ўз ҳиссаларини қўшади.

Икки муҳим ҳолни кўриб чиқайлик.

**1. Чала тўлдирилган валент зона ҳоли.** Натрий (Na) кристаллини олайлик. Натрий Менделеев жадвалида 11- ўринда туради, унинг атомида 11 электрон бор. Уларнинг 10 таси (Паули қонунига асосан) иккитадан 5 та сатҳни тўла эгаллаган, 11- валент электрон жойлашган валент сатҳ чала тўлдирилган. Натрий 1 валентли элемент. Тўла тўлдирилган бешта ички сатҳлардан натрий кристаллида ҳосил бўлган энергия зоналари ҳам тўла тўлдирилган, аммо валент сатҳдан пайдо бўлган зонанинг ярми тўлдирилган бўлади (16- расм). Ҳар қандай температурада тўла тўлдирилган зоналардаги электронлар электр токи ўтказишда қатнаша олмайди, аммо ярми тўлдирилган зонанинг (ўтказувчанлик



16- расм.

зонасининг) электронлари токда қатнаша олади, чунки уларни электр майдон тезлаштириши ва юқори бўш сатҳларга (тезлик йўналишини ҳам ўзгартирган ҳолда) ўтказиши мумкин. Бу зонада электронларнинг тартибли ҳаракати вужудга кела олади. Натрий кристали металл бўлиб, токни яхши ўтказадиган модда. Демак, юқориги зонаси электронлар билан ярмисигача (чала) тўлдирилган моддалар металл хоссаларга эга бўлади. Бу зонадаги электронлар эркин электронлар ҳам дейилади, уларнинг сони кристаллни ташкил қилган атомлар сонига тенг ( $1 \text{ см}^3$  да тахминан  $10^{22}$  та атофида). Бу сон температурага боғлиқ эмас. Металлар — яхши ўтказгичлар ҳисобланади.

**2. Тўла тўлдирилган валент зона ҳоли.** Кремний кристалли олайлик. Кремний (Si) Менделеев жадвалида 14-ўринда туради. Бинобарин, унинг якка атомида 14 та электрон бўлиб, 10 таси мустаҳкам ички қобикда 5 та сатҳни тўлдирган, қолган 4 таси иккита валент сатҳни тўла тўлдирган. Бу сатҳлардан кремний кристаллида пайдо бўлган валент зоналар мутлақ ноль температурада тўлдирилган бўлади (16-а расм). Демак, ( $T=0 \text{ К}$  да) бу зоналардаги электронлар электр токи ўтказишда қатнаша олмайди, яъни кремний бу ҳолда ўзини диэлектрик (изолятор) каби тутади. Валент зонадан юқоридаги зона (ўтказувчанлик зонаси) бўм-бўш бўлади (16-б расм).

Биз бундан кейин икки валент зонасидан пастки валент зона одатда кремний кристаллида содир бўладиган ҳодисаларга ҳеч қандай таъсир қилмайди, деб фараз қиламиз.

Аммо, мутлақ ноль температурадан юқори ҳар қандай температурада валент зона электронларидан бир қисми, иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига, тақиқланган зона кенглиги деб аталган  $E_g$  энергияли тўсиқни енгиб, юқори зонага, яъни (ўтказувчанлик) зонасига ўтиб олган бўлади (16-в расм). Бу ҳодисани яққол тасаввур қилиш учун уни суюқлик молекулаларининг буғланишига ўхшатиш мумкин. Энди валент зона ҳам, ўтказувчанлик зонаси ҳам чала тўлдирилган зоналар бўлади. Улардаги электронлар электр майдони таъсирида банд бўлмаган юқори сатҳларга ўтиши (энергиясини ва тезлик йўналишини ўзгартириши), яъни ток ўтказишда қатнашиши мумкин. Қисман тўлдирилган ўтказувчанлик зонасидаги электронларни эркин электронлар ёки ўтказувчанлик электронлари дейилади.



**Валент зонадаги коваклар.** Ўтказувчанлик зонасига ўтиб кетган электронлар валент зонанинг юқориги чегараси яқинидаги сатҳларни бўш қолдиради. Албатта, электр майдон таъсирида пастроқ сатҳлардаги электронлар бу бўш сатҳларга ўтиб олиши мумкин. Агар валент зонадаги электрон эгалламаган (бўш) ҳолатни  $+e$  зарядли квази-зарра (ковак) деб қаралса, валент зонада электронлар ҳаракати ўрнига унга қарама-қарши бўлган коваклар ҳаракатини текшириш маъкул.

Демак,  $T > 0K$  да кремний кристали электр ўтказувчанликка эга бўлади, уни ўтказувчанлик зонасидаги (эркин) электронлар ва валент зонадаги (эркин) коваклар амалга оширади. Эркин электронлар ва эркин ковакларнинг миқдори, бинобарин, электр ўтказувчанлик тақиқланган зонанинг  $E_g$  кенглигига боғлиқ бўлади. Ҳар хил кристалларда  $E_g$  нинг қиймати турлича бўлади. Ярим ўтказгичларда  $E < 2$  эВ, диэлектрикларда эса у 2 эВ дан катта бўлади, деб чамаланади. Шунинг учун ярим ўтказгичларда валент зонадан ўтказувчанлик зонасига сезиларли миқдорда электронлар ўтиб олади. Температура кўтарила борган сари бу ўтишлар кўпаяди, эркин электронлар ва коваклар концентрацияси (зичлиги) жуда тез ошиб боради, бинобарин, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги температура ортиши билан жуда тез ортади (солиштирма қаршилиги камаяди).

Диэлектрикларда тақиқланган зона анча кенг ( $E_g$  анча катта) бўлганлиги сабабли эркин электронлар ва коваклар деярли бўлмайди. Диэлектрик ток ўтказмайди.

Ярим ўтказгичларда эркин электронлар ва коваклар одатда металллардагидан кўп даражада оз, уларнинг электр ўтказувчанлиги ҳам шу даражада кам. Аммо, ярим ўтказгичлардагига қарши равишда, температура ортиб борганда металлларнинг ўтказувчанлиги камаяди (қаршилиги ортади), чунки металллардаги эркин электронлар зичлиги катта ва температурага боғлиқ эмас, лекин температура ошган сари уларнинг ҳаракатчанлиги камайиб боради.

Қаттиқ жисмларнинг квант физикаси электронлар энергия зоналари назарияси заминида металл, ярим ўтказгич ва диэлектрикларнинг электр (ва бошқа) хоссаларини равшан тушунтириб беради.

## 16- §. Баъзи бир ярим ўтказгичларнинг энергия зоналари тузилиши

Германий (Ge) ва кремний (Si) ярим ўтказгич кристаллари олмосникига ўхшаш панжарага эга: ҳар бир атом атрофида 4 та худди шундай атом энг яқин жойлашган бўлиб, мазкур атом тетраэдрнинг маркази, тўртта кўшнилари эса тетраэдр учларида жойлашган.

Кремний кристалининг ўтказувчанлик зонасида [100] йўналишларда 6 та симметрик жойлашган  $E(\vec{k})$  энергия минимумлари бор. Германий кристалининг ўтказувчанлик зонасида [111] йўналишларда Бриллюэн зонаси чегарасида 8 та симметрик минимумлар жойлашган. Бу минимумлар кўрсатилган ўқларнинг  $\vec{k} \neq 0$  нукталарида туради.  $\vec{P}$  импульс билан  $\vec{k}$  тўлқин вектори орасидаги  $\vec{P} = \hbar \vec{k}$  муносабатдан фойдаланиб,  $k_0=0$  деб ҳисоблаб (санок бошини минимум нуктасига кўчириб), (14.16) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E(\vec{P}) = P_1^2/2m_1 + P_2^2/2m_2 + P_3^2/2m_3. \quad (16.1)$$

Аммо, кремний ва германийда бир хил энергияли ( $E(\vec{p}) = \text{const}$ ) сиртлар айланиш эллипсоидидан иборат, бунда кремнийда [100] йўналиш эллипсоиднинг симметрия ўқи бўлади, уни *бўйлама йўналиш* дейилади, унга тик бўлган икки йўналиш *кўндаланг йўналиш* дейилади. Кўндаланг йўналишларга мос  $m_1$  ва  $m_2$  массалар бир-бирига тенг:  $m_1 = m_2 = m_{\perp}$  (кўндаланг масса), бўйлама йўналишдаги  $m_{11}$  масса *бўйлама масса* дейилади.

Германийда бир хил энергияли айланиш эллипсоидининг симметрия ўқи [111] йўналиш бўлади.

Демак, Si ва Ge учун (16.1) қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$E(\vec{p}) = \frac{p_{\perp}^2 + p_{\parallel}^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{11}} \quad (16.2)$$

Кремний ва германийнинг валент зонасида  $E(\vec{k})$  энергиянинг уч қарра айниган максимуми ( $\vec{k} = 0$  да) мавжуд.  $E(\vec{k})$  функциянинг икки тармогида энергия ва тўлқин вектор орасидаги боғланиш

$$E_{1,2}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} [A \pm \sqrt{B^2 + C^2/5}] \quad (16.3)$$

кўринишда бўлади, бунда  $m_0$  — эркин электрон массаси,  $A, B, C$  — ўлчамсиз доимийлар. Бу ҳолда валент зонадаги ковакнинг массаси икки қийматга эга бўлади:

$$m_{p1} = \frac{m_0}{A - \sqrt{B^2 + C^2/5}}, \quad m_{p2} = \frac{m_0}{A + \sqrt{B^2 + C^2/5}}. \quad (16.4)$$

Ушбу ифодалардан кўришиб турганидек,  $m_{p1} > m_{p2}$  бўлади. Шунинг учун 1- тармоқнинг  $m_{p1}$  массали коваклари оғир коваклар, 2- тармоқники эса енгил коваклар дейилади.

Учинчи тармоқни

$$E(\vec{k}) = -E_{so} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} A. \quad (16.5)$$

қонуният тавсифлайди, бундаги  $E_{so}$  — спин—орбитал ўзаро таъсир оқибатида учинчи тармоқ бошланишининг паст силжиши. Бу тармоқда эффектив масса  $m_p = m_0/A$  бўлади.

Циклотрон резонанс ҳодисаси тажрибалардан  $A, B, C$  ларнинг қийматлари аниқланган.

Ge ва Si да электрон ҳамда ковакларнинг эффектив массалари.

1 - ж а д в а л

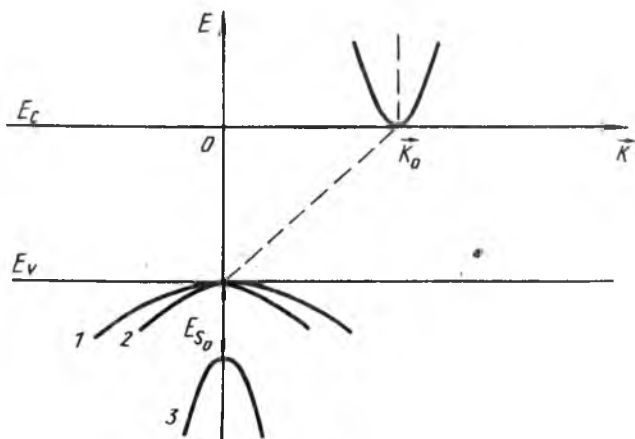
Ярим ўтказгич	A	B	C	$m_{II}/m_0$	$m_1/m_0$	$m_{p1}/m_0$	$m_{p2}/m_0$	$m_{p3}/m_0$
Германий	13	8.9	10.3	1.58	0.082	0.34	0.04	0.077
Кремний	4	1.6	3.3	0.98	0.19	0.52	0.16	0.24

$A_{III}B_{IV}$  тур бинар ярим ўтказгичларда ўтказувчанлик ва валент зоналарининг бир хил энергияли сиртларини сферасимон сиртлар деб ҳисоблаш мумкин, яъни бу ҳолда улар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$E(k) = E(0) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}. \quad (16.6)$$

Бу ерда  $m_n^*$  нинг энергияга маълум даражада боғлиқ бўлишлигини айтиб ўтиш зарур.

$A_{III}B_{IV}$  тур ярим ўтказгич бирикмаларда электронлар ва ковакларнинг эффектив массалари (300K)



17- расм.

2 - ж а д в а л

Ярим ўтказгич	InSb	InAs	InP	CaSb	CaAs	CaP	AlSb
$m_n^*/m_0$	0.012	0.025	0.077	0.047	0.07	0.34	0.39
$m_p^*/m_0$	0.5	0.3	0.2	0.39	0.5	0.5	0.4

Кўп ярим ўтказгич кристалларда  $E(k)$  функциянинг ўтказувчанлик зонасидаги минимумлари ва валент зонасидаги максимумлари  $k$  нинг ҳар хил қийматларига мос келади. Шундай бўлишлигини кремний ва германий мисолида кўрдик. Бундай мослик кристалларнинг оптик хоссаларини аниқлашда муҳим ўрин тутаети (17- расм).

#### IV БОБ

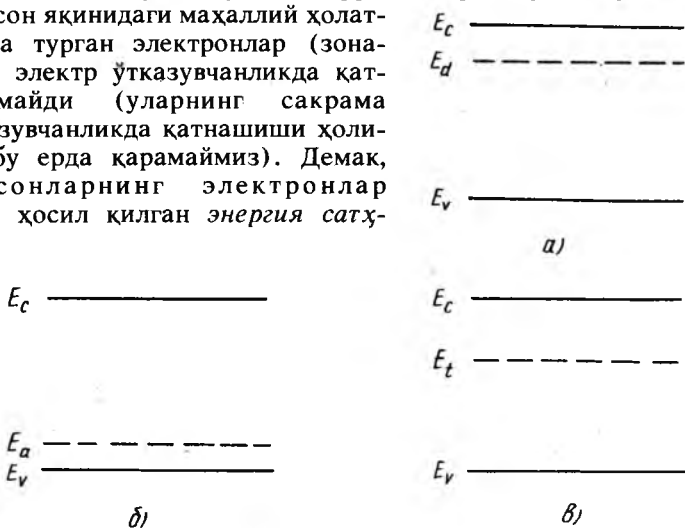
#### ҲАҚИҚИЙ КРИСТАЛЛАРДАГИ НУҚСОНЛАР

Олдинги бобда қараб чиқилган энергия зоналари тузилишига эга бўлган ва уларда электронлар ўтказувчанлик зонасига валент зонасидан ўтадиган ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар дейилади. Бундай ярим ўтказгичларда ўтказувчанлик зонасидаги электронларнинг ва валент зонадаги ковакларнинг электр майдон таъсирида

бир вақтдаги ҳаракатидан ҳосил бўладиган электр ўтказувчанлик хусусий электр ўтказувчанлик дейилади.

III бобда кўрилган кристалл идеал кристалл эди, яъни унда атомлар (ионлар, молекулалар) қатъий тартибда жойлашган, деб фараз қилинган. Аммо ҳақиқий кристалл панжарасида бирмунча нуқсонлар (дефектлар) мавжуд бўлади. Улар атомлар жойлашишидаги қатъий тартибнинг бузилишига ва, бинобарин, электронлар энергия спектрининг зонавий тузилишида ўзгаришлар пайдо бўлишига сабабчи бўлади.

Агар кристаллдаги нуқсонлар миқдори кичик бўлса, бу ҳолда улар бир-биридан анча узоқда жойлашган ва бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган бўлади. Бундай нуқсонлар *маҳаллий* (локалланган) *нуқсонлар* дейилади. Кристаллдаги ички майдон  $V = V_0 + V'$  кўринишида тасвирланиши мумкин, бундаги  $V_0$  — идеал кристалл потенциал функцияси,  $V'$  эса фақат нуқсон яқинида нолдан фарқ қиладиган қўшилувчи. Шунинг учун фақат шу соҳадаги электронларнинг энергия ҳолатлари ўзгаради. Бу эса, идеал зоналар тузилишига қўшимча равишда *маҳаллий энергия ҳолатлари* пайдо бўлишига олиб келади. Маҳаллий ҳолатлар сони нуқсонлар сонига тенг ёки (агар нуқсон билан бир неча ҳолат боғлиқ бўлса) ундан каррали марта ортиқ бўлади. Нуқсон яқинидаги маҳаллий ҳолатларда турган электронлар (зонавий) электр ўтказувчанликда қатнашмайди (уларнинг сакрама ўтказувчанликда қатнашиши ҳолини бу ерда қарамаймиз). Демак, нуқсонларнинг электронлар учун ҳосил қилган *энергия сатҳ-*



18- расм.

лари ярим ўтказгич кристаллининг тақиқланган зонасида жойлашган бўлиши керак.

Агар улар ўтказувчанлик зонаси тубига яқин жойлашган бўлса (18-расм), бундай сатҳдаги электрон муайян  $E_a$  энергияни иссиқлик ҳаракатидан (ёки бошқа манбадан) олса, ўтказувчанлик зонасига ўтиб олади. Ўтказувчанлик зонасига электронлар бера оладиган нуқсонлар *донорлар* дейилади.

Агар нуқсонлар ҳосил қилган сатҳлар валент зона шипи яқинида жойлашган бўлса (18-б расм), бу ҳолда валент зонадаги электрон муайян  $E_a$  энергия олса, мазкур сатҳга ўтиб олиши, натижада валент зонада эса ковак ҳосил бўлиши мумкин. Валент зонадан электронларни қабул қила оладиган нуқсонлар *акцепторлар* дейилади.

Биз кўриб ўтган ўтказувчанлик зонаси ва валент зона яқинидаги сатҳлар *саёз сатҳлар* дейилади, аммо тақиқланган зонанинг ўрта қисмида сатҳлар ҳосил қилувчи нуқсонлар ҳам жуда кўп учрайди. Тақиқланган зонанинг ўрта қисмида жойлашган ва зонага ёки зонадан электрон ўтиб олиши катта энергия талаб қилувчи сатҳлар *чуқур сатҳлар* дейилади.

Ҳам донорлик, ҳам акцепторлик вазифасини ўтай оладиган сатҳлар ҳам мавжудки, улар *амфотер сатҳлар* дейилади (18-расм).

Агар кристаллдаги нуқсонлар миқдори катта бўлса, қўшни нуқсонлар анча яқин жойлашган ва улар орасида ўзаро таъсир мавжуд бўлади, бу эса нуқсонлар ҳосил қилган сатҳларнинг парчаланиши ва киришма сатҳлар зонаси ҳосил бўлишига олиб келиши мумкин. Бу зонадаги ҳолатлар энди айрим (маҳаллий) нуқсонларга тегишли эмас, балки кристаллдаги нуқсонларнинг барчасига тегишли бўлиб қолади.

Бу умумий мулоҳазалардан кейин куйида нуқсонларнинг айрим турлари, уларнинг табиати ва хоссалари билан танишамиз.

## 17- §. Кристаллардаги нуқсонларнинг турлари

Геометрик нуқтаи назардан нуқсонлар нуқтавий, чизигий, ясси ҳажмий ва сиртий нуқсонлар гуруҳларига ажратилади.

Нуқтавий нуқсонларга геометрик ўлчамлари атом ўлчамлари тартибида бўлган кристалл панжарасининг нуқсонлари, жумладан, атомлар ташлаб кетган тугунлари —

вакансиялар (буш ўринлар) ва тугунлар орасига жойлашиб олган атомлар, кристалл сиртига ёпишиб қолган (адсорбцияланган) атомлар, алоҳида жойлашган ва 2—3 атомлардан ташкил топган бирикмалар мисол бўлади. Киришма атомлари ҳам шу турга киради.

Вакансиянинг ҳосил бўлиш энергияси 1 эВ чамасида, кристаллда термодинамик мувозанат шароитида ҳамма вақт вакансиялар мавжуд бўлади. Атом ўз тугунидан кетиб тугунлар орасига жойлашиб олган ҳолда вакансия билан тугунлараро атом жуфти вужудга келади. Уни *Френкель нуқсони* ёки *Френкель жуфти* дейилади. Атомлар панжара тугунларини ташлаб кетгач, кристалл сиртига чиқиб янги қатлам ташкил қилиши мумкин. Панжаранинг буш қолган тугуни ҳосил қилган нуқсон *Шоттки нуқсони* дейилади. Ионлардан ташкил топган кристалларда анион ва катион вакансиялари тенг миқдорда ҳосил бўлади. Уларни ҳам *Шоттки нуқсонлари* дейилади.

Агар бир вакансиянинг ҳосил қилиш энергияси  $E_v$  бўлса,  $N$  тугунлардан ҳосил бўлган  $n_v$  вакансиянинг термодинамик мувозанат шароитидаги сони қуйидагича аниқланади:

$$n_v = N \exp(-E_v/kT). \quad (17.1)$$

Ҳар қандай температурада ва кристаллда вакансиялар мавжуд бўлади ҳамда доим бетартиб кўчиб туради. Иккита вакансия бирлашиб *бивакансия* дейиладиган нуқсон ҳосил қилиши мумкин. Учта ва ундан ортиқ вакансиялар уюшмалари (кластерлар) ҳосил бўлиши мумкин. Вакансия ҳосил бўлиши энергияси кўп кристалларда 1 эВ атрофида бўлади.

Юқори температураларда бажариладиган қиздириш ва кейинги босқичда чиниқтириш оқибатида умуман *термонуқсонлар* деб аталадиган нуқсонлар пайдо бўлиши ёки борлари йўқ қилиниши (камайтирилиши) мумкин. Хусусан, бундай чиниқтириш қўшимча вакансиялар пайдо қилиши ҳам мумкин (19-расм).

Тугунлараро жойлашган атомларни ҳосил қилиш энергияси вакансияникидан анча катта, шунинг учун



19- расм.

уларнинг концентрацияси кичик бўлади. Тугунлар орасидаги атомлар ҳам барқарор жуфтлар ва йирикрок уюмлар ҳосил қилиши мумкин. Тугунлар орасидаги атом ва вакансия ўқситон жуфти ташкил қила олади.

Вакансиялар кристалл ичида кўчиб юриши мумкин, вакансиянинг кўчиши қарши йўналишда атомнинг бир тугундан қўшни тугунга ўтишидир, яъни диффузия ҳодисасидир. Бу кўчиш амалга ошиши учун бирор потенциал тўсиқни енгиш зарур, ана шу потенциал тўсиқ энергияси *вакансиянинг кўчиши* (миграция) энергияси дейилади.

Тугунлараро атомлар ҳосил қилиш энергияси ва уларнинг кўчиш энергияси тушунчалари ҳам мавжуд.

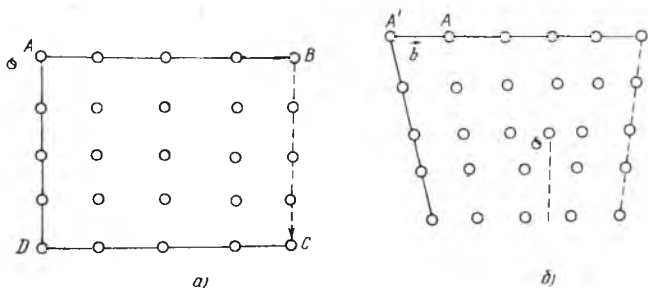
Биз юқорида муайян термодинамик мувозанат шароитида мавжуд бўладиган (муъозанат) нуқтавий нуқсонлар тўғрисида гапирдик.

Энди ташқи таъсирлар натижасида вужудга келадиган номувозанатий нуқтавий нуқсонлар ҳақида тўхталиб ўтамиз.

Кристалларнинг чиниқтириш жараёнида ортиқча нуқсонлар ҳосил бўлиши мумкин. Масалан, юқори температурада турган кристаллни тез совитганда, ўша температурадаги мувозанатий нуқсонлар қолиб кетади («яхлатилади»), уларнинг бир қисми пасайтирилган температурада ортиқча (номувозанатий) нуқсонлар бўлади. Одатда, тугунлар орасидаги атомларнинг концентрацияси кичик, миграция (кўчиш) энергияси ҳам вакансияниқидан кичик бўлгани сабабли чиниқтириш усули билан ортиқча тугунлараро атомлар ҳосил қилиш деярли мумкин эмас. Аммо, бундан кремний кристали истиснодир, унда вакансия ҳосил бўлиш энергияси тугунлар орасидаги атомниқидан катта, шунинг учун кремний кристалларини оддий ўстириш суръатида тугунлараро атомлар «яхлатилади».

Кристалларни етарлича катта энергияли электронлар, протонлар ва бошқа зарралар билан бомбардимон қилинганда бу зарралар тугунлардаги атомларни уриб чиқариб, уларни ҳосил бўладиган вакансиялардан анча узоклаштириб (бир неча атомлараро масофага) юбориши мумкин. Натижада барқарор Френкель нуқсонлари вужудга келади. Бундай нуқсонларни ҳосил қилиш (бўсағавий) энергияси одатда 20—40 эВ чамасида бўлади. Протонлар, нейтронлар,  $\alpha$ - зарралар ва бошқа оғир зарралар билан бомбардимон қилганда, улар панжара атомларига берадиган энергия бўсағавий энергиядан одатда анча каттадир. Бу ҳолларда тугундан уриб чиқарилган биринчи атом яна бошқа атом-





20- расм.

ларни ўз тугунларидан уриб чиқаради (токи унинг олган энергияси бўсағавий энергия қадар камайгунча).

Кристаллардаги муҳим нуқсонларнинг бир хили— бу чизигий нуқсон бўлмиш чегаравий дислокациялардир. Улар кристалларни ўстириш ва ишлов беришда пайдо бўлади. Унга таъриф беришдан олдин қуйидаги мулоҳазалар билан танишамиз. Умуман айтганда, чегаравий (чизигий) дислокацияни кристалл панжарасига ортиқча кириб қолган (ёки етишмай қолган) атомлар текислиги деб, кўз олдига келтириш мумкин (20- б расмга қаранг). Содда куб панжараси атомлар текислиги қисмини қараймиз. Унда панжара тугунларидан ўтган берк контур ясаймиз. 20- а расмда контур нуқсонсиз кристалл учун, 20- б расмда контур нуқсонли кристалл учун ясалган. Кейинги ҳолда Бюргерс контури  $A'A$  ажралишга эга. Деформация туфайли  $A'A$  ажралиш энди деформацияланмаган кристаллдаги  $a_0$  атомлараро масофага тенг эмас. Шу  $A'A$  кесма бўйича йўналган  $b$  вектор Бюргерс вектори дейилади. Бюргерс контури нолдан фарқ қиладиган ажралишга эга бўлган панжара чизигий нуқсони дислокация дейилади. Дислокация чизигига тик бўлган (расмда чизма текислигига тик йўналган ва  $\oplus$  тарзда белгиланган)  $l$  бирлик вектор билан  $b$  Бюргерс вектори бир-бирига боғлиқ, улар орқали ўтган текислик дислокациянинг сирпаниш текислиги дейилади. Мазкур атомнинг энг яқин қўшнилар сони бир қийматли аниқланмайдиган ва 2—3 атомлараро масофача диаметрли соҳа дислокация ядроси дейилади.

Кристаллда ташқи кучлар таъсирида дислокация ҳосил қилиш учун сарфланиши зарур бўлган энергия дислокация энергияси дейилади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бу энергия  $b^2$  га пропорционал ( $b$  — Бюргерс вектори қиймати).

Яна шуниси муҳимки, дислокациялар термодинамик мувозанатдаги кристаллда бўлмайди, бошқача айтганда, улар номувозанатий нуқсонлардир. Аммо, уларни бартараф қилиш учун (ҳатто юқори температураларда) катта вақт талаб этилади, шунинг учун бу нуқсонлар дислокация кучланишлари майдонида мувозанатий тақсимланган, деб ҳисоблаш мумкин.

Дислокациялар бир-бири билан ва бошқа нуқсонлар билан ўзаро таъсирлашиши мумкин.

Тортилиш оқибатида дислокациялар атрофида киришма атомлардан булут ҳосил бўлиши, хусусий нуқтавий нуқсонлар дислокацияларда ютилиши мумкин. Киришма атомлар дислокация ядроларига тушиб қолганда кимёвий ўзаро таъсир кучлари намоён бўлади.

Ярим ўтказгичларда дислокациядаги акцептор сатҳларини электронлар тўлдириши дислокацияда унинг узунлиги бўйича икки атом оралиғида бир электрон зарядигача заряд пайдо қилиши мумкин.

Дислокациялар кристалл ичида кўчиши мумкин. Унинг тезлиги деформацияловчи кучланишга боғлиқ бўлади. Нуқтавий нуқсонлар ва дислокациялар пластик деформация ҳодисаларини юзага келтиради. Уларнинг уюмлари эса, яхлитликни бузиш марказларига айланади, булар муайян шароитда ўсувчи дарзларга айланади, кристалл намунасини бузишга олиб келади.

Кристалларда дислокациянинг икки хил тури мавжуд бўлиши мумкин. Агар Бюргерс вектори  $b$  ва  $i$  вектор ўзаро перпендикуляр бўлса, бундай дислокация *чегаравий* дислокация дейилади. Лекин  $b$  ва  $i$  векторларнинг ўзаро жойлашиши ҳар хил йўналишда бўлиши мумкин. Жумладан,  $b$  ва  $i$  ўзаро параллел йўналишда жойлашган бўлса, бундай нуқсон *пармасимон* (винтсимон) *дислокация* дейилади.

Ясси нуқсонлар, яъни текислик бўйича жойлашган нуқсонлар жумласига поликристалл моддаларда кристаллчалар орасидаги чегаралар, кристаллнинг сирти ва бошқалар киради.

Масалан, кристаллнинг сиртида атом (ион)лар мунтазам жойлашган ҳолда ҳам бу сиртда атомларнинг мунтазам жойлашиши узилганлиги оқибатида уни нуқсон деб ҳисоблаш керак, унда электронлар учун Тамм сатҳлари деб аталадиган энергия ҳолатлари мавжуд бўлади. Ҳақиқий ҳолда эса сиртга ёпишган, сўрилган ёт зарралар ва сиртнинг тузилиши номунтазам бўлганлиги оқибатида унда

электронлар учун хилма-хил ҳолатлар вужудга келади.

Ҳажмий нуқсонлар кристалл ҳажмида жойлашган ва геометрик ўлчамларга эга бўлган йирик нуқсонлар — булар жумласига ёпиқ ва очик ғоваклар, дарзлар ва ёт фазалар ҳосил қилган соҳалар киради. Ғоваклар ва дарзлар қандай бўлишлигини кўз олдига келтириш унча қийин эмас. Ёт фазалар деганда кристаллнинг асосий моддаси ташкил қилган панжарада бошқа модда суқилмаси (фазаси) тушунилади. Масалан, кремний кристали панжарасида кремнийнинг бошқа элементлар билан бирикишидан ҳосил бўлган бирикма фазалари, хусусан, силицидлар, ана шундай нуқсонлардир.

### 18- §. Номувозанатий нуқсонлар ва рангдорлик марказлари

Термодинамик мувозанат шароитида кристаллда мавжуд бўладиган нуқсонлар *мувозанатий нуқсонлар* дейилади. Ташқи таъсирлар оқибатида турли хилдаги *номувозанатий нуқсонлар* ҳосил бўлади.

Номувозанатий нуқсонлар босим остида вужудга келиши мумкин. Босим таъсирида кристаллнинг ички энергияси, энтропияси ва ҳажми ўзгаради, янги нуқсонлар ҳосил бўлади ҳамда кристалл янги ҳолатга ўтади.

Босимга фақат йирик нуқсонлар, яъни преципитатлар сезгир бўлиши аниқланган. Масалан, кремнийда 1—10 кбар оралиғидаги ташқи босимда  $r = 10^{-6} - 1,5 \times 10^{-5}$  см ўлчамли нуқсонлар бор бўлиб, улар кремний монокристали хоссаларига муҳим таъсир кўрсатишини тажриба тасдиқлаган.

Ярим ўтказгич моддалар ва асбоблар хоссалари барқарорлигини ошириш мақсадида уларга юқори энергияли зарралар ва нурланишлар таъсирини ўрганиш зарурати пайдо бўлди. Бу соҳадаги тадқиқотлар оқибатида ярим ўтказгичлар физикасининг махсус бўлими, яъни ярим ўтказгичларнинг радиацион физикаси бўлими шаклланди ва бу йўналишдаги илмий ишлар кенг кўламда давом эттирилмоқда.

Юқорида номувозанатий нуқтавий нуқсонлар ҳосил бўлиши тўғрисида гапирганда катта энергияли зарралар билан бомбардимон қилганда кристалл панжараси тугунларидаги атомлар жойидан жилдириб юборилади, бу ҳодиса атомга «бўсағавий энергия» деб аталадиган энергиядан кам бўлмаган энергия берилгандагина юз бериши

мумкинлиги айтилган эди. Бу фикр квантлари юқори энергияли бўладиган  $\gamma$ -нурлар билан нурлантириш ҳолига ҳам дахлдордир. Кристаллда «Бўсағавий энергия» қийматини атомнинг боғланиш энергияси аниқлайди.

Ярим ўтказгичларда радиацион нуқсонларнинг таъсирчан хоссалари уларнинг электр ўтказувчанлиги ва заряд ташувчилар рекомбинацияси суръати билан боғлиқ. Биз бу ерда  $\gamma$ -нурланишнинг кремний хоссаларига таъсирига оид баъзи бир маълумотни келтирамыз. Кремнийнинг дастлаб солиштирма қаршилиги 20 дан  $10^4$  Ом·см гача бўлиб, у никель, кобальт ёки манган билан легирланган,  $n$ -ёки  $p$ -тур ўтказувчанликка эга бўлган. Тажрибадорнинг кўрсатишича, никель киритилган кремний кристалли намуналари электр хоссалари анча юқори нурланиш дозасигача барқарор сақланади. Бошқа киришмалардан фарқли равишда никель атомларининг анча қисми электр жиҳатдан нофаол ҳолатларда бўлади, аммо уларнинг уюмлари радиацион нуқсонлар тўпланадиган марказлар (пайновлар) вазифасини бажаради ва нурланиш таъсирини юқори дозаларгача мувозанатлаб туради, деб тушунтирилади.

Металл, диэлектрик ва ярим ўтказгич қатламларидан иборат уч қатламли МДЯ тузим транзистор вазифаларини бажаради. Ана шу тузимни нейтронлар оқими билан нурлантирганда диэлектрик қатламида статик заряд тўпланиб, қатламлар орасидаги чегарадаги тез ҳолатлар зичлиги ортади, оқибатда шу чегарадаги жараёнлар тезлиги ошар экан. Натижада МДЯ тузим хоссалари ўзгаради. Бундай тузимни  $\gamma$ -квантлар билан нурлаганда кремний қатламида электронлар учун янги ҳолатлар ҳосил бўлиши аниқланган.

**Рангдорлик марказлари.** Баъзи тур кристалларда, масалан, ионлардан тузилган кристалларда электрон ёки ковакларни ўзига бирлаштириб олган нуқсонлар муайян энергия спектрига эга бўлади ва заряд ташувчининг ундаги ҳолатлар орасида ўтишларига боғлиқ равишда нурланишни ютиши ва нурланиш чиқариши мумкин. Бундай бирикувлар *рангдорлик марказлари* деб аталган. Масалан, ионлардан тузилган кристаллда анион ўз тугунини ташлаб кетган бўлса, ҳосил бўлган вакансия мусбат зарядли бўлади, бу эса электронни ушлаб олишга мойил бўлади. Анион вакансия билан электрон  $F$  марказ деб аталувчи рангдорлик марказини ташкил этади. Катион вакансияси манфий зарядли бўлиб, ковакни ушлаб олишга мойил. Бу жуфт  $V_1$  марказ деб аталувчи рангдорлик маркази

бўлади.  $F$  марказ водород атомига ўхшаш квант тизим ҳосил қилади, бинобарин, водород атоминикига ўхшаш энергиялар спектрига эга бўлади. Биз бу ерда мисол тариқасида айтиб ўтган марказлар энг содда рангдорлик марказларидир. Мураккаб таркибли ва мураккаб спектрли марказларнинг бир қанчаси мавжуд.

Ярим ўтказгичларни тозалашдан кейин қолган ёт модда атомлари, унга маълум мақсадда киритилган бошқа модда атомлари, технология жараёнида беихтиёр кириб қолган атомлар ҳам кристалл панжара нуқсонлари бўлади, чунки улар асосий атомлар ўрнига ёки тугунлар орасида жойлашиб олиб, уюшмалар ташкил қилиб, панжара даврийлигини бузади.

## У Б О Б

### ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА КИРИШМАЛАР

Кристалл панжарасидаги ёт атомлар (киришмалар) панжара нуқсонлари жумласига киради, аммо кристалл хоссалар (хусусан, электр хоссалари)ни аниқлашда уларнинг аҳамияти ниҳоятда муҳим бўлганлиги сабабидан киришмалар тўғрисидаги энг зарурий маълумотларни алоҳида бобда баён қилиш маъқулдир.

Киришмалар ўзининг тутган ўрни ва бажарадиган вазифаларига қараб бир неча турларга бўлинади.

Киришма атомлар кристалл панжарасида ёки тугунлардаги асосий атомлар ўрнига ўтириб олади (бундай киришмалар жами *ўринбосар қаттиқ эритма* дейилади), ёки улар панжара тугунлари орасига жойлашиб олади (бундай киришмалар жами *суқилиш қаттиқ эритма* дейилади). Бу икки ҳолни икки омил—геометрик ва электрокимёвий омиллар аниқлайди. Ўринбосар киришмалар ҳосил бўлиши учун киришма атом радиусининг асосий атом радиусидан фарқи 15% дан ошмаслиги керак. Яна бир шарт шуки, асосий ва киришма атомлар электрокимёвий жиҳатдан ўхшаш бўлиши зарур, атомнинг сиртки (валент) қобиғидаги электронлар сони асосий сиртки қобиғи электронлари сонига тенг ёки яқин ( $\pm 1$ ) бўлиши керак.

Суқилиш киришмалари ҳосил бўлиши учун киришма атом радиусининг асосий атом радиусига нисбати 0,59 дан кичик бўлиши керак. Миқдорий шартлар тажриба йўли билан топилган шартлардир.

Ҳар бир киришма атом ўзи турган жой атрофида наижара даврийлигини бузади ва электрон (ковак) учун маҳаллий сатҳлар ҳосил қилади, бу сатҳлар киришмалар тичлиги унча катта бўлмаганда, тақиқланган зонада жойланган бўлади.

Албатта, ярим ўтказгич моддада кўп босқичли тозаланидан кейин киришмалар (қолдиқ киришмалар)ни аниқлаб олиш муҳим ишдир, аммо энг муҳими — муайян мақсадни назарда тутиб тегишлича танланган бошқа элемент атомларини исталган миқдорда (имкониёт чегарасида) мазкур ярим ўтказгичга киритишдир. Ана шу масала ўзлаштириб олингандан сўнггина ярим ўтказгичлар электрономикаси тез ривожлана бошлаганлигини таъкидлаб ўтиш лозим.

### 19- §. Ярим ўтказгичларга киришмалар киритиш усуллари

Ярим ўтказгичларга киришмалар киритиш йўли билан уларнинг электр ўтказувчанлигини ва бошқа хоссаларини ўзгартириш мумкин. Бунинг бир неча усуллари ишлаб чиқилган.

Ярим ўтказгич монокристалини суюлмалардан ҳосил қилиш жараёнида суюлмага исталган киришма моддаларни киритилади. Бунда монокристалл ҳажмида киришмаларнинг текис тақсимланишини таъминлайдиган чоралар амалга оширилади.

Биз бу ерда электроника саноатида кенг қўлланиладиган киришмалар киритиш усуллари тўғрисида қисқача маълумот берамиз.

**Диффузия усули билан киришмалар киритиш усули.** Бу усулда махсус идишларга ярим ўтказгич кристалли, у билан бирга киритиладиган модданинг маълум миқдори ҳам жойланади. Сўнг диффузия печида юқори (кристалл эриш температурасидан паст) температурагача қиздирилади, киришма модда буғланади ва унинг атомлари кристалл ичига диффузияланиб қира боради. Бу киришма атомлар, юқорида айтилган шароитга қараб, ё атомлардан бўшаб қолган тугунларга ёки тугунлар орасига жойлашиб олади. Масалан, кремнийга фосфорни тахминан  $1200^{\circ}\text{C}$  температурада диффузияланади, чунки кремнийнинг эриш температураси тахминан  $1410^{\circ}\text{C}$  бўлганлиги учун у ўзининг қаттиқ ҳолатини сақлайди, аммо иссиқлик ҳаракати кучайишидан вакансиялар кўпайиб кетади, фосфор ва

кремний атомлари радиуслари бир-бирига яқин бўлганлиги учун фосфор атомлари кремний кристалли тугунларига жойлашиб, ўринбосар киришма ҳосил қилади.

Диффузия жараёнида кристалл ичида киришма атомлар тақсимооти Фик қонунларидан келиб чиқадиган диффузия тенгламасини ечиш орқали аниқланади. Агар  $N(x,t)$  диффузияланувчи модда атомлари зичлиги,  $D$  уларнинг диффузия коэффициенти бўлса, диффузияланаётган (бир йўналишда) модда оқими

$$I = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (19.1)$$

бўлади.

Иккинчи томондан, модданинг муайян ҳажмдаги зичлиги ўзгариши унинг шу ҳажмга кираётган (ёки чиқётган) оқимига тенг бўлиши зарур:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial x} \quad (19.2)$$

Шу икки ифода Фик қонунидир. Агар диффузия коэффициенти  $D$  ни доимий деб ҳисобланса, у ҳолда (19.2) га (19.1) ни қўйиб, диффузия тенгламасини ҳосил қиламиз:

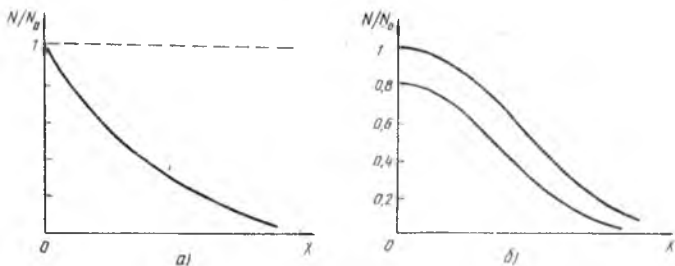
$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2} \quad (19.3)$$

Агар киришма атомлари манбаини чексиз (доимий) десак, яъни кристалл сиртида киришма зичлиги  $N_0$  ни ўзгармас ( $N_0 = \text{const}$ ) деб ҳисобласак, (19.3) тенгламанинг ечими

$$N = N_0 \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \quad (19.4)$$

кўринишда бўлади. Бу ҳолда кристалл сирти яқинида киришма билан тўйинган юпка қатлам ҳосил бўлади. Юпка қатламдаги зичликни имкони борича энг катта қилиб олинади. Бу диффузия жараёнининг босқичи *киришма киритиш* дейилади. Диффузион соҳани узил-кесил шакллантириш учун ташқаридан киришма киритиш бартараф қилиниб, кристаллга кириб бўлган киришма (юқори температурада) қайта тақсимланишга дучор қилинади (бу босқич *киришмани ҳайдаш* дейилади). Бу босқич чекли киришма манбаидан диффузия ҳолига мос келади. Бу ҳолда диффузия тенгламасининг ечими қуйидагича бўлади:

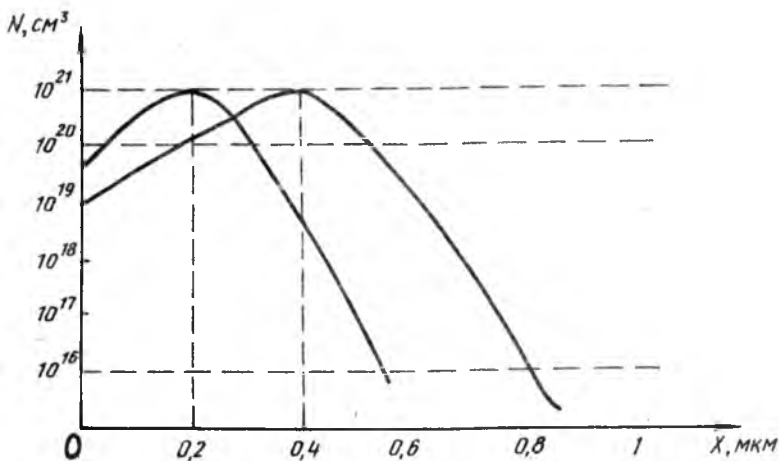
$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left[ - \frac{x^2}{4Dt} \right] \quad (19.5)$$



21- расм.

бунда  $Q$  — легирлаш дозаси, яъни биринчи диффузия босқичида киритилган киришма миқдори. Бу икки босқичдаги киришма зичлигининг тақсимоти 21- а, б, расмда кўрсатилган. Иккинчи босқичда киришма тақсимоти анча текисланади. Ярим ўтказгич асбоблар саноатида текис (планар) технологияда худди шу икки босқичли диффузия усули қўлланилади.

**Ионлар киритиш усули.** Дастлаб киритиладиган киришма атомлари ионлаштирилади, сўнгра бу ионларни катта қучланишли (бир неча киловольт чамасида) электр майдонда тезлантирилади, шунда улар кристалл пластинасига кириб оладиган бўлади (кристаллга кирган ионлар зичлиги тақсимоти 22- расмда тасвирланган). Пластина эса хона



22- расм.



температурасида ёки ундан бир оз юқорироқ температурада тутиб турилади. Бу усул, ионлар токини ва нурлаш вақтини назорат қилиш эвазига, киритилаётган киришмани аниқ ҳамда такрорланувчи миқдорда киритиш, ионларнинг кириш чуқурлигини тайинлаш ва бошқа бир қанча афзалликларга имкон беради.

Киришманинг ионлари ярим ўтказгич кристали панжарасига кира бориб, ўз энергиясини йўқота боради, бу йўқотиш икки кўринишда амалга ошади. Киритилган ион кристалл панжараси тугунидаги атомга урилиб, уни ўз жойидан тугунлар орасига кўчириб, Френкель нуқсонини ҳосил қилиши, кўчирилган атом, агар иондан катта энергия олса, яна бошқа атомларни ўз тугунидан уриб чиқариши мумкин. Бундай ҳол *ядровий (эластик) тўқнашишлар ҳоли* дейилиб, ионнинг йўлида тузилиши бузилган соҳалар — кластерлар (ўлчами  $(5-10) \cdot 10^{-7}$  см) вужудга келади. Ионлар оқими етарлича катта бўлганида кластерлар кўшилишиб, макроскопик аморф соҳалар ҳосил қилиши ҳам мумкин.

Иккинчи ҳолда ион кристалл атомларининг электронлари билан ўзаро таъсирлашади ва ўз энергиясини атомларни ионлаш ёки ғалаёнлашга сарфлайди. Бу ҳол *электронлар билан (ноэластик) тўқнашишлар* дейилади.

Ионларни киритиш жараёнини тавсифлайдиган асосий катталиклар қуйидагилардан иборат:

1) агар ионнинг заряди  $q$  бўлса, унинг  $V$  кучланиш таъсирида олган энергияси  $E=qU$ ;

2) ионларнинг ионланиш карраси:  $n=1, 2, 3, \dots$ , буни ва ионнинг атом массасини, масалан,  ${}^4\text{He}^{2+}$  кўринишда ифодаланади, яъни бу белги 2 карра ионланган гелий атоми демакдир;

3) агар ионлар токи зичлиги  $I$  бўлса, у ҳолда  $t$  вақтда намунанинг  $1 \text{ см}^2$  юзи орқали 1 с да  $Q=I \cdot t$  миқдор ион киритилади, ана шу  $Q$  катталик *нурлаш дозаси* дейилади.

Ионларнинг қандай тўқнашишлари устун бўлишлиги ионнинг  $E$  энергияси ва  $Z_1$  атом номерига боғлиқ. Нисбатан кичикроқ  $E$  энергияли ва каттароқ  $Z_1$  атом номерли ионлар асосан ядровий тўқнашишларга дуч келади,  $E$  энергияси каттароқ ва  $Z_1$  атом номери кичикроқ бўлган ионлар эса асосан электронлар билан тўқнашади.

Тезлантирилган ионларни кристалларга киритиш турли нуқсонларни (тугунлар орасидаги атомлар, вакансиялар ва уларнинг уюшмалари, вакансия — киришма атоми бирлашмаси, дислокациялар ва бошқаларни) вужудга кел-

тириши мумкин. Бунинг устига мазкур нуқсонларнинг зичлиги катта бўлиб кетганда сиртий қатламда кристалл тузилишининг бузилиши (аморфланиш) содир бўлиши мумкин.

Тузилиши бузилган сиртий қатламларда яна қайта кристалл тузилишини тиклаш учун муайян температураларда муайян вақт давомида қиздириб турилади (бу жараён нуқсонларни куйдириш — йўқ қилиш дейилади). Германияда 400—500°С да, кремнийда 600—700°С да аморфланган (бузилган) сиртий қатлам қайта кристалланади. Киритилган киришма атомлари тегишли жойларни эгаллаб олади, электр жиҳатдан активлашади ва улар текис тақсимланади.

**Эпитаксия усули.** «Эпитаксия» атамаси бундан ярим асрдан ҳам олдин монокристалл таглик устида монокристалл моддани маълум йўналишда ўстириш жараёнини белгилаш учун киритилган (юнонча: «эпи» — устига, «таксис» — тартибли ўрнатиш демакдир).

«Таглик — ўсаётган кристалл фазаси» тизимида ўзаро таъсир табиати бўйича эпитаксия жараёнининг *автоэпитаксия* (гомозэпитаксия), *гетерозэпитаксия*, *хемозэпитаксия*, *реотаксия* деб аталадиган турлари бор. Автоэпитаксия таглик ва ўстириладиган қатлам айнан бир хил моддадан иборат ҳолдаги жараёндир. Гетерозэпитаксия таглик ва ўстириладиган қатлам турли моддалардан иборат ҳолни билдиради. Бу икки жараёнда таглик ва ўстириладиган қатлам моддалари ўзаро кимёвий таъсирлашмайди. Аммо, хемозэпитаксияда янги кристалл фазаси қатлами тагликнинг унга келиб тушаётган (дастлабки фазасидан) модда билан кимёвий ўзаро таъсири эвазига ҳосил бўлади. Реотаксия жараёнида тагликнинг тузилиши ўсадиган кристалл фазаси тузилишидан фарқ қилиши мумкин.

Ташқи манбадан тагликка ўтказиладиган модданинг дастлабки кимёвий таркибига қараб тўғри ва нотўғри жараёнлар мавжуд.

Тўғри жараёнлар вақтида модда тагликка оралик реакцияларсиз етиб боради. Нотўғри жараёнлар вақтида модда манбадан тагликка етиб келгунча кимёвий ўзгаришга дуч келади.

Ўтказиладиган модданинг дастлабки агрегат ҳолати бўйича эпитаксиал жараёнлар 4 турга ажратилади:

**Газ — транспорт** (буғ фазали) *эпитаксия* ҳолида ўтказиладиган модда дастлаб газ (буғ) ҳолатида бўлади ва шу ҳолатда у тагликка етиб боради. Масалан, кремнийни эпитаксиялаш жараёнида таглик жойлашган соҳага силан

$\text{SiCl}_4$  буғ ҳолида водород гази оқими олиб келади. Шу соҳада силан парчаланеди ва ундан кремний Si ажралиб, тагликка ўтиради.

*Суюқ фазадан эпитаксия* қилиш (ўтказиш) ҳолида ўтказиладиган модда дастлаб суюқ (суюлма) ҳолатда бўлади.

*Буғ — суюқлик — кристалл* (таглик) тизимида эпитаксия қилиш ҳолида ўтказиладиган модда ўзининг дастлабки буғ (газ) ҳолатидан ораликдаги суюқ ҳолатнинг юпқа пардаси орқали ўтиб, тагликка ўтиради.

Айтиб ўтилганлардан ташқари яна *қаттиқ фазадан эпитаксия* усули ҳам мавжуд. Бунинг мисоли монокристалл сиртида, II тур фазавий ўтиш ҳисобига шишасимон модданинг кристалланишидир. Эпитаксия жараёнида исталган киришмани ўстирилайётган қатламга киргизиб борилади.

Ярим ўтказгичда ионлар билан легирлаш (киришмани ионлар кўринишида киритиш) усули билан киришманинг диффузия усулини биргаликда қўллаш ҳам мумкин. Бу *радиацион — рағбатлантирилган диффузия* ҳодисаси келиб чиқишига олиб келади. Масалан, ярим ўтказгични енгил зарралар (протонлар, нейтронлар) ёки электр жиҳатдан фаолмас элементлар ионлари ( $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{N}^-$  ва ҳоказо) билан бомбардимон қилганда ҳосил бўладиган нуқсонлар киришма атомлари ионлари диффузиясини анча кучайтиради.

Баён қилинган киришма киритиш усуллариининг ҳар бири ўзининг афзалликлари ва камчиликларига эга. Амалий масалаларни ҳал қилишда бу жиҳатни албатта эътиборга олишга тўғри келади.

## 20-§. Саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар

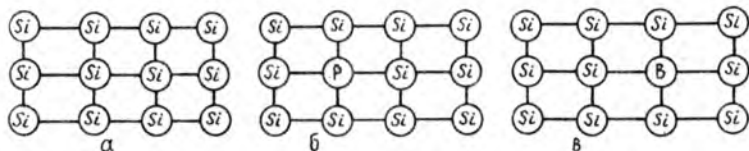
Олдинги бобда ҳақиқий кристаллдаги нуқсонлар идеал кристаллдаги электронлар энергияларининг зонавий спектрига қўшимча энергия ҳолатлари ҳосил қилишлиги тўғрисида гапирилган эди. Кристалл панжарасига кириб олган киришмалар ҳам идеал кристалл панжараси қатъий даврийлигини бузувчи нуқсонлардир ва улар ҳам электронлар учун ўзига хос энергиявий ҳолатлар ҳосил қилади. Бу ҳолатлар, киришмалар зичлиги жуда катта бўлмаган ҳолда, *маҳаллий ҳолатлар* бўлади, яъни улар киришма атом (ион) лар яқинидаги маҳаллий жойларда ўринлашган бўлади, электронлар энергиялари зоналари тасвирида маҳаллий ҳолатлар сатҳлари тақиқланган зона ичида жойлаштирилади. Бунинг сабаби оддий: маҳаллий сатҳдаги электрон

боғланган электрон бўлиб, уни эркин электронга айлантириш (ўтказувчанлик зонасига ўтказиш) учун ёки валент зонадаги электронни маҳаллий сатҳга ўтказиш учун муайян энергия керак бўлади. Агар киришма ҳосил қилган маҳаллий сатҳ ўтказувчанлик ёки валент зонасига яқин жойлашган бўлса, бундай сатҳ *саёз сатҳ* дейилади (кўп ҳолларда саёз сатҳдан рухсат этилган зона чегарасигача бўлган масофа тақиқланган зона кенглигидан анча марта кичик бўлади). Тақиқланган зонанинг ўрта қисмидаги маҳаллий сатҳлар *чуқур сатҳлар* деб аталади. Баъзи киришмалар саёз сатҳлар ҳосил қилса, бошқалари эса, чуқур сатҳлар пайдо қилиши мумкин.

Саёз сатҳлар ҳосил қиладиган киришмалар эркин заряд ташувчилар (эркин электронлар ва эркин коваклар) миқдорини ошириш имконини яратиб, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлигини бевосита ўзгартириши мумкин. Чуқур сатҳлар пайдо қиладиган киришмалар эса ярим ўтказгичнинг бирмунча бошқа хоссаларига бевосита ёки билвосита таъсир этади ва кўп ажойиб ҳодисаларни келтириб чиқаради.

Энди электронларнинг идеал кристаллдаги энергиялари спектрига киришма атомлар қандай ўзгаришлар пайдо қилишини мисолларда кўриб чиқайлик.

Энг кўп қўлланиладиган кремний кристаллини олайлик. Маълумки, кремний панжарасида ҳар бир атомнинг 4 та энг яқин қўшниси бўлиб, улар билан 4 валент электрони воситасида ковалент боғланган. Кремний панжарасининг текисликдаги шартли равишда кўриниши 23- а расмда тасвирланган. Агар шу панжарага 5 валентли элемент атоми (масалан, фосфор) киритилса, у ҳолда киришма атом панжара тугунида кремний атоми ўрнига жойлашади (23- б расм). Унинг 4 валент электрони 4 қўшни кремний атомлари билан ковалент боғланишни таъминлайди, 5- электрон эса, ўз атоми билан кучсиз боғланишда бўлади. Бунинг сабаби киришма (фосфор) атом кристалл ичида  $\epsilon$  диэлектрик доимийли диэлектрик муҳитда турганлиги оқибатида 5- валент электрон билан фосфор атоми ядроси



23- расм.

орасидаги ўзаро таъсир кучининг (эркин атомдагига нисбатан)  $\varepsilon$  марта камайиб кетишидир. Бу эса 5- валент электроннинг ўз атомидан ажралиб кетиши (ўтказувчанлик зонасига ўтиб олиши) учун зарур  $E_d$  энергиянинг (эркин атомдагига нисбатан) анча кам бўлишини тақозо қилади. Бу энергия киришманинг ионлаш энергияси деб ҳам аталади. Уни баҳолаш учун киришма атом водородсимон атом деб қаралади. Шу фаразга асосан,  $Ze$  зарядли ядрога 5- валент электроннинг боғланиш энергияси эркин атомда

$$E_i = - \frac{m_0 e^4 Z^2}{2\hbar^2} \quad (20.1)$$

бўлар эди. Аммо,  $\varepsilon$  диэлектрик муҳитда бу ионизация энергияси

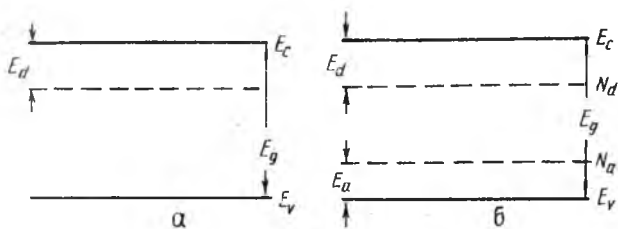
$$E_d = - \frac{m^* e^4 Z^2}{2\hbar \varepsilon^2} \quad (20.2)$$

бўлади. Бу ифодаларда  $m_0$  — эркин электрон массаси,  $m^*$  — кристаллдаги электроннинг эффектив массаси. (20.1) ва (20.2) ифодалардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E_d = E_i \cdot \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{m^*}{m_0}. \quad (20.3)$$

Кремний учун  $\varepsilon \approx 11$ ;  $m^*/m_0$  — бирдан кичик. Боғланиш энергияси  $E_i$  одатда 10—15 эВ чамасида, демак,  $E_d$  ундан юзларча марта кичик ва эВ нинг улушлари тартибида бўлади. Ҳақиқатан ҳам, фосфор атоми 5- валент электрони ўз атомидан эркин бўлиб кетиши учун хона температура-сидаги ўртача иссиқлик энергияси етарлидир. Бинобарин,  $E_d$  тақиқланган зонада ўтказувчанлик зонасига яқин жойдаги саёз сатҳ энергиясидир. Бу саёз сатҳдаги электрон  $E_d$  энергия олиб ўтказувчанлик зонасига ўтиб кетса (эркин электрон бўлиб олса), фосфор атоми мусбат ионга айланади. Ўтказувчанлик зонасига электрон бера оладиган киришма атоми *донор*, у ҳосил қилган  $E_d$  энергияли сатҳ *донор сатҳ* дейилади. Етарлича миқдорда донор киришма киритилган (ва ўтказувчанлик электронлари тоза кристаллдагидан кўп бўлган) ярим ўтказгич электрон ўтказувчанликли ёки қисқача, *n- тур ярим ўтказгич* дейилади (24- а расм). Фосфор киришмали кремний ана шундай ярим ўтказгичдир.

Агар кремний кристаллига бор ( $B$ ) атомлари киритилса, улар кремний атомлари ўрнига тугунларга жойлашиб олади (23- б расм). Бор ( $B$ ) атоми уч валентли бўлганлиги сабабидан унинг 4 қўшни кремний атоми билан турғун

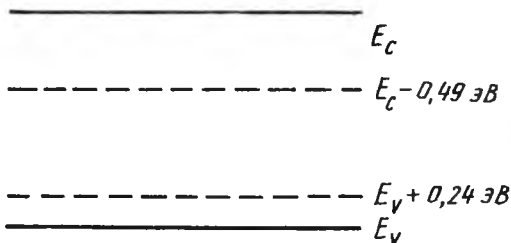


24- расм.

ковалент боғланиш ҳосил қилиши учун бир электрон етишмайди. Бу электронни бор ( $B$ ) атоми кремний атомлари орасидаги боғланишдан (валент зонадан) тортиб олиши мумкин. Бунинг учун унча катта бўлмаган  $E_a$  энергия керак бўлади. Олдинги ҳолдаги мулоҳазалар  $E_a$  учун ҳам (20.3) га ўхшаш ифодани беради.  $E_a$  энергия ҳам хона температурасидаги ўртача иссиқлик энергияси  $kT$  тартибидадир, бу сатҳ валент зона яқинида жойлашган. Валент зонадаги электронни ўзига бириктириб оладиган, бинобарин, бу зонада ковак ҳосил қиладиган киришма *акцептор*, у ҳосил қилган  $E_a$  энергияли сатҳ *акцептор сатҳ* дейилади. Етарли миқдорда акцептор киришма киритилган ва валент зонада тоза кристаллдагидан кўп коваклари бўлган ярим ўтказгич *ковак ўтказувчанлик* ёки қисқача, *p- тур ярим ўтказгич* дейилади (24- в расм). Бор ( $B$ ) киришмали кремний ана шундай ярим ўтказгичдир.

Агар ярим ўтказгичга ҳам донор киришма, ҳам акцептор киришма киритилган бўлса, донор сатҳлардаги электронлар акцептор сатҳларга ўтади. Донорларнинг зичлиги  $N_d$ , акцепторларники  $N_a$  бўлсин. Агар  $N_d > N_a$  бўлса (паст температураларда), барча акцептор ҳолатларини электронлар тўлдиради ва донор сатҳларда улар шу миқдорда камаяди, ярим ўтказгичнинг электрон ўтказувчанлиги камайиб кетади. Агар  $N_d < N_a$  бўлса, акцептор сатҳлар қисман тўлдирилиб, уларнинг валент зонадан электронларни тортиб олиш имконияти камайди. Бундай ярим ўтказгичлар *компенсирланган ярим ўтказгичлар* дейилади (24- б расм). Компенсирланиш саёз ва чуқур сатҳлар мавжуд бўлганида ҳам содир бўлади.

Агар электронлар манбаи бўлган донор киришмалар



25- расм.

билан бир вақтда мавжуд бўлган акцептор киришмалар зичликлари бир-бирига жуда яқин бўлса, у ҳолда *кучли компенсирлаш* юз беради ва ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги бир неча тартибга камайиб кетиши мумкин (25- расм).

Юқорида айтилган мулоҳазалар киришма атомларининг зичлиги унча катта бўлмаган ва бунда қўшни киришма атомлар бир-биридан етарлича узоқда бўлган (уларнинг электронлари тўлқин функциялари бир-бири устига тушмайдиган) ҳолларга тегишлидир. Аммо, киришма атомлар зичлиги етарлича катта бўлса, юқоридаги шартлар бажарилмаслиги, қўшни киришма атомлар электронлари қобиклари бир-бирига туташishi, яъни улар ўзаро таъсирлашишлиги мумкин, бу эса оқибатда киришма ҳосил қилган сатҳларнинг парчаланиб, электронлар учун энергия *киришмавий зонасини* вужудга келтиради. Ҳисобларнинг кўрсатишича, киришманиннг зичлиги

$$N_k \approx 2,2 \cdot 10^{24} \left( \frac{m^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon} \right)^3 \quad (20.4)$$

бўлгандан бошлаб киришмавий зона пайдо бўла бошлайди. Масалан,  $n$  — кремний учун  $N_k \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Киришмалар зичлиги етарлича катта бўлганда киришмавий зона кенгайиб, ўтказувчанлик ёки валент зона билан тутшиб кетади.

Киришмавий энергиялар зонаси ҳосил қиладиган миқдорда киришма киритилган ярим ўтказгич *кучли легирланган ярим ўтказгич* дейилади. У ё  $n$ - тур, ёки  $p$ - тур электр ўтказувчанликка эга бўлади.

## 21- §. Чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар

Ярим ўтказгичга киритиладиган киришмаларнинг кўпчилиги тақиқланган зонаниннг ўрта қисмида, ўтказувчанлик зонаси ва валент зонадан узоқда электронлар учун энергия сатҳлари ҳосил қилади. Бу сатҳлар *чуқур сатҳлар* дейилади.

Чукур сатхлар ё донорлик, ё акцепторлик хоссаларига эга бўлади. Баъзи киришмалар бир неча сатхлар ҳосил қилиши, уларнинг бирлари донор бўлса, бошқалари акцептор бўлиши мумкин. Бундай киришмалар *амфотер киришмалар* дейилади. Чукур сатхнинг қандай хоссага эга бўлишлиги, унинг вазияти киришма атомининг зарядий ҳолатига ва унинг электр манфийлигининг асосий атомниқидан катта ё кичик бўлишлигига боғлиқдир. Мазкур киришмаларнинг атомлари фақат тугунларда эмас, балки тугунлар орасида ҳам жойлашиб олиши мумкин. Уларнинг муайян бир қисми электр жиҳатдан фаол бўлса, бошқа қисми эса электр жиҳатдан нофаол бўлади.

Чукур сатхлар ярим ўтказгичларда электронлар ўтишлари билан боғлиқ жуда кўп ва хилма-хил жараёнларда муҳим ўрин тутуди, улар ярим ўтказгичлар асосида тайёрланган асбобларнинг иш имкониятларини аниқлайди. Чукур ва саёз сатхлар ҳосил қиладиган киришмаларнинг ўзаро муносабати масалалари, киришмаларнинг нуқсонлар билан ўзаро таъсири муаммолари фан ҳамда техникада энг долзарб муаммолар ҳисобланади.

Энди чукур сатхларнинг келиб чиқиши ва аҳамияти тўғрисида баъзи маълумотларни айтиб ўтамиз.

Ярим ўтказгичларнинг тақиқланган зонасида электронлар учун энергия чукур сатхлари ҳосил қилувчи манбалар бўлиб, муайян хоссали киришмалар, киришма атомларнинг панжаранинг бошқа нуқсонлари билан бирлашмалари, айниқса кристаллдаги кислород ва углерод карбон билан нуқсонларнинг қўшмалари, радиацион нуқсонлар, термо-нуқсонлар ва уларнинг бирлашмалари ҳисобланади.

Ярим ўтказгичлар электроникаси саноатининг асосий хомашёси бўлмиш кремнийда, чукур сатхлар ҳосил қиладиган ўнлаб киришмалар яхши ўрганилган. Уларнинг баъзилари тўғрисидаги маълумотлар 3-жадвалда келтирилган.

3- ж а д в а л

Кремнийда киришмалар ҳосил қилган энергия сатхлари

Киришма	Менделеев жадвалида гуруҳи	Энергия сатхлари, эВ		Тутиб олиш кесими	
		донор	акцептор	электрон учун	ковак учун
Р	V	<i>Саёз сатхлар</i>		—	—
В	III	$E_c - 0,045$	—	—	—
		—	$E_v + 0,045$	—	—



Киришма	Менделеев жадвалида гурухи	Энергия сатҳлари, эВ		Тутиб олиш кесими	
		донор	акцептор	электрон учун	ковак учун
As	V	$E_c - 0,049$	—	—	—
Sb	V	$E_c - 0,039$	—	—	—
Al	III	—	$E_v + 0,057$	—	—
In	III	—	$E_v + 0,16$	—	—
Li	I	$E_c - 0,033$	—	—	—
Чуқур сатҳлар					
Cu	II	$E_v + 0,24$	—	—	—
—" —	—" —	—	$E_v + 0,49$	—	—
Au	I	$E_v + 0,35$	—	—	—
—" —	—	—	$E_c - 0,54$	—	—
Zn	II	—	$E_v + 0,31$	—	—
—" —	—	—	$E_c - 0,55$	—	—
Mn	VII	$E_c - 0,53$	—	—	—
Ni	VII	$E_c - 0,3$	—	—	—
		—	$E_v + 0,25$	—	—
		—	$E_c - 0,40$	—	—
Fe	VIII	$E_v + 0,40$	—	—	—
		—	$E_v + 0,53$	—	—
Pd	VIII	—	$E_v + 0,34$	—	—
		—	$E_c - 0,18$	—	—
—" —	—	$E_c - 0,28$	—	—	—

Масалан, кремнийга киритилган олтингугурт (S) атоми вакансия (V) билан бирлашиб,  $S+V$  комплекс пайдо қилади, у эса  $E_c - 0,5$  эВ энергияли чуқур сатҳ ҳосил қилади.

Кислороднинг вакансия билан бирлашуви  $O+V$  (A-марказ) кремнийда  $E_c - 0,16$  эВ энергияли сатҳ ҳосил қилади.

Термоишловдан кейин кремнийда бир неча чуқур сатҳлар пайдо бўлиши ва баъзиларининг ғойиб бўлиши кузатилади.

Чуқур сатҳларнинг энергиясини билишдан ташқари, уларнинг электрон ва ковак учун ушлаб олиш кесимларини ҳам билиш керак.

Ярим ўтказгичлардаги чуқур сатҳлар қандай вазифаларни бажаради?

Улар рекомбинация марказлари ва ёпишиш сатҳлари бўлиб хизмат қилиши мумкин. Шоқли-Рид-Саа рекомбинация назариясида ярим ўтказгичнинг тақикланган зонасида чуқур сатҳли рекомбинация марказлари (тузоқлар) мавжуд, деб фараз қилинади.

Чуқур сатҳлар оптик ва фотоэлектрик ҳодисаларда муҳим вазифаларни бажаради. Масалан, улар ёруғликни

киришмавий ютиш, яъни фотоўтказувчанлик ҳодисасида масъул ўрин тутади ҳамда ярим ўтказгич асбобларнинг ишлаши мумкин бўлган соҳаларни аниқлашда кўп жиҳатдан ҳал қилувчи омил бўлади. Яна бир қанча ажойиб ҳодисаларнинг содир бўлиши ҳам, асосан, ярим ўтказгичдаги чуқур сатҳларга боғлиқдир.

Чуқур сатҳларни аниқлашнинг бир неча усуллари мавжуд. Масалан, ёруғликни ютиш спектрини ўрганиш усули, туннел спектроскопияси, сиғим спектроскопияси, электрон-парамагнит резонанс усуллари ва бошқалар.

Ярим ўтказгичдаги саёз сатҳлар ва чуқур сатҳлар орасидаги ўзаро муносабатлар, улар билан турли нуқсонларнинг ўзаро таъсири масалалари ярим ўтказгичларнинг фан ва техникада тадқиқ қилиниши ва қўлланишида муҳим бўлгани учун бу масалаларни изчиллик билан ўрганиш кенг кўламда олиб борилмоқда.

## VI Б О Б

### ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА ЭЛЕКТРОНЛАР ВА КОВАКЛАР СТАТИСТИКАСИ

Бу бобда ўтказувчанлик зонадаги (эркин) электронлар ва валент зонадаги эркин ковакларнинг зичлиги аниқланади ҳамда уларнинг бир қанча катталикларга боғланиши таҳлил қилинади.

#### 22- §. Рухсат этилган энергия зоналарида квант ҳолатлар тақсимооти

**Квант фазовий ячейка.** Бу — бир квант ҳолатга тўғри келган фазо (ҳолат)лар ҳажмидир. Уни қуйидаги мулоҳазалар асосида аниқлаймиз. Кристалл панжараси унинг  $a$  доимийсига каррали бўлган  $L$  қиррали кубдан иборат бўлсин. Бу ҳолда электроннинг тўлқин функцияси

$$\Psi_{\vec{k}}^{\rightarrow}(\vec{r}) = U_{\vec{k}}^{\rightarrow}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = U_{\vec{k}}^{\rightarrow}(x, y, z) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (22.1)$$

қўринишда ифодаланиб, унинг даврийлик шarti

$$U_{\vec{k}}^{\rightarrow}(x, y, z) \exp [i(k_x x + k_y y + k_z z)] = U_{\vec{k}}^{\rightarrow}(x + L; y + L, z + L) \exp [ik_x(x + L) + ik_y(y + L) + ik_z(z + L)] \quad (22.2)$$

бўлади. Бу шартнинг қаноатланиши учун

$$K_x = \frac{2\pi g_x}{L}, \quad K_y = \frac{2\pi g_y}{L}, \quad K_z = \frac{2\pi g_z}{L} \quad (22.3)$$

муносабатлар ўринли бўлиши керак. Бунда  $g_x, g_y, g_z$  — бутун сонлар. Бу сонларнинг битта учлик  $g_x, g_y, g_z$  қийматига битта квант ҳолат ( $K_x, K_y, K_z$  ларнинг битта учлик қиймати, яъни  $\vec{k}$  векторнинг битта қиймати) тўғри келади. Ҳақиқатан,  $\Delta g_x=1, \Delta g_y=1, \Delta g_z=1$  бўлганда, бу учлик қийматга мос бўлган

$$(\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z) = (2\pi/L)^3 \quad (22.4)$$

катталик бир квант ҳолатга тўғри келган тўлқин вектор фазоси ҳажмини билдиради.

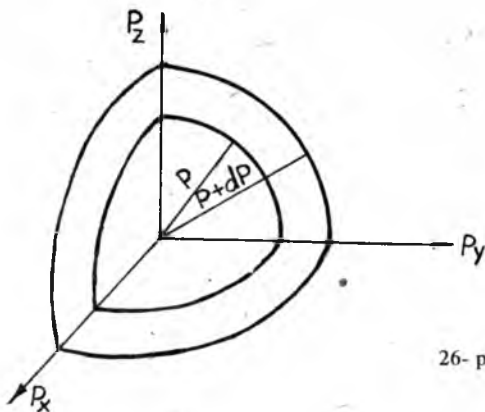
Аммо,  $p_x = \hbar k_x, p_y = \hbar k_y, p_z = \hbar k_z$  эканлигини эътиборга олсак, у ҳолда

$$(\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z) \cdot L^3 = (2\pi\hbar)^3 = \hbar^3 \quad (22.5)$$

катталик  $p$  импульснинг битта қийматига тўғри келган ҳолатлар фазоси ҳажми бўлади. Мана шу  $\hbar^3$  катталик квант фазовий ячейка дейилади. Агар ҳолатлар фазосининг ихтиёрий ҳажмини олиб, уни  $\hbar^3$  га бўлинса, шу ҳажмдаги квант ҳолатлар сони ҳосил бўлади. Бундан кейин  $L^3 = 1 \text{ см}^3$  деб оламиз.

Зонада квант ҳолатлар зичлиги. Электрон энергияси билан унинг импульси орасидаги боғланиш  $E = p^2/2m^*$  кўринишда бўлсин. Бу ҳол изотроп кристалл учун бўлиб, бир хил энергияли сирт  $p_x, p_y, p_z$  координаталар фазосида сфера (шар сирт),  $E$  ва  $p$  координаталар текислигида эса, парабола бўлади. Шу ҳолда импульслар фазосида  $p$  ва  $p+dp$  радиусли сфералар чизамиз (26- расм). Улар орасидаги сферик қатламнинг ҳажми

$$dp_x dp_y dp_z = 4\pi p^2 dp \quad (22.6)$$



26- расм.

бўлади. Электроннинг спини икки хил йўналишга эга бўлишлигини эътиборга олиб, (22.6) ифодани  $h^3$  га бўлсак, шу қатламдаги ҳолатлар сони келиб чиқади:

$$2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} = g(p) dp. \quad (22.7)$$

Энергия ва импульс орасидаги  $E = p^2/2m^*$  боғланишдан фойдаланиб, (22.7) ифода ўрнига қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} dE = g(E) dE, \quad (22.8)$$

бундаги

$$g(E) = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E}. \quad (22.9)$$

Бу ифодани келтириб чиқаришда электрон энергияси ҳисоби ўтказувчанлик зонаси тубидан бошланади ( $E_c = 0$ ) деб қабул қилинган. Агар  $E_c \neq 0$  бўлса, у ҳолда

$$g_n(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \quad (22.9)$$

бўлиб, уни ўтказувчанлик зонасида электронларнинг квант ҳолатлари зичлиги дейилади.

Худди шу йўсинда валент зонасида ковакларнинг квант ҳолатлари зичлиги  $g_p(E')$  учун

$$g_p(E') = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E'} dE' \quad (22.10)$$

ифодани оламиз. Бунда ковакнинг энергияси  $E'$  валент зона шипидан пастга томон ҳисоб қилинган.

**Электронлар ва ковакларнинг энергиялар бўйича тақсимоти.** Электронлар ярим спинли зарралар бўлганлиги учун улар Ферми — Дирак статистикасига бўйсунди, яъни электроннинг  $T$  температурада  $E$  энергияли ҳолатда бўлиши эҳтимоллигини ушбу

$$f_0(E, T) = \left[ 1 + \exp \frac{E - F}{kT} \right]^{-1} \quad (22.11)$$

Ферми тақсимоти функцияси ифодалайди, бундаги  $F$  — солиштирма термодинамик потенциал, электрокимёвий потенциал ёки Ферми сатҳи каби номлар билан аталган статистика параметри. Уни текширилаётган намунанинг электронейтраллик шарти асосида топилади. Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлиги ( $1 \text{ см}^3$  даги сони) етарлича

кам бўлганда электронлар газини сийрак (айнимаган) газ деб қараш мумкин. Бу ҳолда  $\exp(-F/kT) \gg 1$  деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун Ферми тақсимоти, яъни (22.11) ифода

$$f_0(E, T) = \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right) = C(F) \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \quad (22.11a)$$

қўринишга келади. Бу эса классик физиканинг Максвелл-Больцман тақсимоти функциясидир.

### 23- §. Зоналарда эркин электронлар ва эркин коваклар зичлиги (концентрацияси)

Ўтказувчанлик зонасида  $E$  энергия сатҳи яқинида кичкина  $dE$  энергия оралиғидаги эркин электронларнинг ҳолатлар сони  $g(E) dE$  бўлади. Шу энергия ҳолатларининг ҳар бирида электроннинг бўлиш эҳтимоллиги  $f_0(E, T)$  бўлиши маълум. Демак,  $dE$  энергия оралиғида электронлар сони  $f_0(E, T) g_n(E) dE$ . Бу ифодадан бутун ўтказувчанлик зонаси бўйича олинган интеграл ушбу зонадаги электронларнинг мувозанатий зичлигини беради:

$$n_0 = \int f_0(E, T) g_n(E) dE. \quad (23.1)$$

Уни ҳисоблашда интегралнинг пастки чегаравий энергияси учун ўтказувчанлик зонасининг тубини санок боши ( $E_c=0$ ) деб оламиз. Энергия қиймати ошган сари  $f_0(E)$  функция тез камайиб боришлиги (23.11) дан кўришиб турибди. Бинобарин,  $E$  нинг катта қийматларининг (22.1) га қўшади-ган ҳиссаси жуда кичик бўлади. Шунинг учун мазкур интегралнинг юқориги чегарасини чексиз ( $\infty$ ) деб олсак бўлади.

Демак, (22.9) ва (22.11) ларни (23.1) га қўйсақ

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m^*}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{E}}{\exp\left(\frac{E-F}{kT}\right) + 1} dE \quad (23.2)$$

келиб чиқади. Унга  $x = E/kT$  ва  $F^* = F/kT$  ўлчамсиз катталикларни киритиб, (23.2) ифодани қуйидагича ёзиб оламиз:

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{1 + \exp(x - F^*)}. \quad (23.2a)$$

Яна

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(F^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{1 + \exp(x - F^*)} \quad (23.3)$$

белгилашлар киритсак, у ҳолда

$$n_0 = N_s \Phi_{1/2}(F^*) \quad (23.2б)$$

деб ёзиш мумкин. Бу ерда  $N_c$  ни ҳолатларнинг эффектив зичлиги,  $\Phi_{1/2}(F^*)$  ни эса *Ферми интеграл*и деб аталади.

Худди шундай йўл билан валент зонадаги ковакларнинг  $\rho_0$  мувозанатий зичлигининг ифодасини ҳосил қилиш мумкин. Мазкур энергия сатҳида электроннинг бўлмаслик эҳтимоллиги, яъни ковакнинг бўлиш эҳтимоллиги қуйидагича бўлади:

$$f_{op}(E, T) = 1 - f_0(E, T) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (23.4)$$

Бу ифодада  $E$  энергия ўтказувчанлик зонаси туби ( $E_c = 0$ ) дан бошлаб ҳисоб қилинади. Таққиланган зона кенглиги  $E_g$  деб белгиланади. Валент зонада ҳам электроннинг энергияси юқорига томон ўсиб боради. Бунинг тескарисича, ковакнинг энергияси зона шипидан пастга томон ўсиб боради, шунинг учун ковак энергияси саноғини валент зона шипидан бошлаб пастга томон давом эттирамыз. Юқоридаги 27-расмдан кўринишича,  $E = -E_g - E'$  бўлиб, бунда  $E'$  — ковакнинг валент зона шипидан ҳисобланган энергиясидир. Демак,

$$f_{op}(E, T) = f_{op}(E', T) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{F + E_g - E'}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (23.5)$$

Энди валент зонадаги коваклар энергия ҳолатлари зичлиги

$$g_p(E') dE' = 4\pi \left(\frac{2m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \sqrt{E'} dE' \quad (23.6)$$

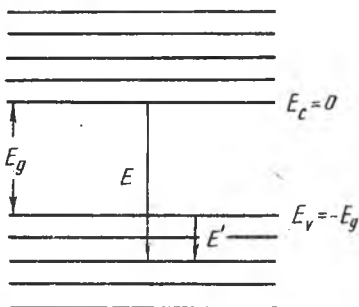
кўринишида ёзилиши мумкин.

Валент зонадаги ковакларнинг мувозанатий зичлигини (23.1) ифода сингари, қуйидаги интеграл орқали ифодаланади:

$$P_0 = \int_0^{\infty} f_{op}(E') g_p(E') dE'. \quad (23.7)$$

(23.5) ва (23.6) ифодаларни (23.7) интегралга қўйсак,

$$P_0 = N_v \Phi_{1/2}(-E_g^* - F^*) \quad (23.8)$$



27- расм.

ҳосил бўлади, бу ерда  $E_g^* = E_g/kT$ ,  $F^* = F/kT$ ,

$$N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(-E_g^* - F^*) = \\ = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x' dx'}{1 + \exp(x' + E_g^* + F^*)}; \quad x' = E'/kT. \quad (23.9)$$

Ферми интеграллари  $\Phi_{1/2}$  нинг тақрибий қийматларининг жадвали мавжуд. Қуйида биз муҳим икки ҳолни кўриб чиқамиз.

**Айнимаган ярим ўтказгич.** Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлиги ва валент зонадаги коваклар зичлиги етарлича кичик бўлса (сийрак электронлар ва коваклар гази), бундай ярим ўтказгични, қисқача, *айнимаган ярим ўтказгич* дейилади. У классик статистикага бўйсунди, яъни электронлар ва ковакларнинг энергия ҳолатлари бўйича тақсимотини Максвелл — Больцман тақсимот қонуни тавсифлайди. Айнимаганлик шарти

$$\exp(-F/kT) \gg 1 \quad (23.10)$$

кўринишда бўлиб, бу ҳолда  $F$  Ферми сатҳи тақиқланган зона ичида бўлади. Бундай ҳолда Ферми интеграллари соддалашади, чунки уларнинг махражидаги 1 сонини ташлаб юборилади. У ҳолда қуйидаги натижага келамиз:

$$\Phi_{1/2}(F^*) = \exp(F^*) = \exp(F/kT), \quad \Phi_{1/2}(-E_g^* - F^*) = \\ = \exp[-(E_g + F)/kT]. \quad (23.11)$$

Демак,

$$n_0 = N_c \exp(F/kT), \quad (23.12)$$

$$p_0 = N_v \exp[-(E_g + F)/kT] \quad (23.13)$$

бўлади.

Шуниси қизиқки, айнимаган ярим ўтказгичда мувозанатий зичликлар қупайтмаси хусусий ярим ўтказгичдаги заряд ташувчилар зичлигининг квадратиغا тенг:

$$n_0 p_0 = n_i^2. \quad (23.14)$$

**Айниган ярим ўтказгич.** Электронлар ёки коваклар зичлиги етарлича катта бўлган ярим ўтказгич *айниган ярим ўтказгич* дейилади. Асосий заряд ташувчилар электронлар бўлган ( $n$ -тур) ярим ўтказгичда эркин электронлар газининг айниганлик шарти  $F$  Ферми сатҳининг ўтказувчанлик зонасида бўлишлигидир, яъни

$$\exp(-F/kT) < 1 \quad \text{ёки} \quad F > 0. \quad (23.15)$$

Бундай ярим ўтказгичда эркин электронлар зичлиги катта, аммо валент зонадаги коваклар зичлиги нисбатан анча кам бўлади. Уни *айниган n-тур ярим ўтказгич* дейилади.

Асосий заряд ташувчилар коваклар бўлган (*p-тур*) ярим ўтказгичда эркин коваклар газининг айнанганлик шarti  $F$  Ферми сатҳининг валент зонасида бўлишлигидир, яъни

$$\exp[(E_g + F)/kT] < 1 \text{ ва } F < -E_g. \quad (23.16)$$

Бундай ярим ўтказгичда эркин коваклар зичлиги катта, аммо ўтказувчанлик зонасида электронлар зичлиги нисбатан анча кам бўлади. Уни *айниган p-тур ярим ўтказгич* дейилади.

Тоза ярим ўтказгичларда мувозанат шароитида ҳар қандай температурада ҳам электронлар газининг, ҳам коваклар газининг бир вақтда айнанган бўлишлиги мумкин эмас.

Аммо, номувозанатий шароитда (катта ток ўтказиб турилганда, кучли ёритилишда) эркин электронларнинг ва эркин ковакларнинг катта зичликлари ҳосил бўлиши мумкин.

Яна шуни айтиш керакки, айнаш даражасининг ортиб бориши билан киришмаларнинг айрим сатҳлари парчаланиб, электронлар учун киришмавий ҳолатлар зонаси пайдо бўлиши ва унинг рухсат этилган энергия зоналари билан туташиб, сўнгра улар устига қопланиши ҳам мумкин.

Электрон турли айнанган ярим ўтказгич учун Ферми интегрални  $\Phi_{1/2}$  ни тақрибий ҳисоблаш қуйидаги ифодани беради:

$$n_0 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (F/kT)^{3/4}. \quad (23.17)$$

Бундан Ферми сатҳи  $F$  ни  $n_0$  орқали ифодалаш ҳам мумкин. Юқорида келтирилган мулоҳазалар ва бажарилган ҳисоблашларда сферик энергия зоналарига эга бўлган изотроп ярим ўтказгичлар назарда тутилган эди. Аммо, энергия зоналари сферик бўлмаган баъзи ҳолларда юқорида олинган ифодалар ўз шаклини сақлайди. Масалан, эллипсоидал зоналар, яъни

$$E(p) = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3}. \quad (23.18)$$



ҳоли учун  $m_n^*$  эффе́ктив масса ўрнига (23.2а), (23.3) ифодаларда

$$m_{nd}^* = v^{1/3} (m_1 m_2 m_3)^{1/3} \quad (23.19)$$

кўринишдаги эффе́ктив массани ёзиш керак, холос. Бундаги  $v$  — эквивалент минимумлар сони,  $m_{nd}^*$  масса ҳолатлар зичлигининг эффе́ктив массаси дейилади.

## 24- §. Хусусий ярим ўтказгичларда электрон ва коваклар зичлиги

Мувозанат шароитида ҳар қандай ярим ўтказгич электр жиҳатдан нейтрал бўлиши керак, яъни барча мусбат зарядлар йиғиндиси барча манфий зарядлар йиғиндисига тенг бўлиши лозим. Буни *электр нейтраллик шarti* дейилади ва унинг асосида тузилган тенгламадан Ферми сатҳи аниқланади.  $F$  нинг ошкор ифодасини (23.2б) ва (23.8) муносабатларга кўйиб, электронлар ва коваклар зичлиги учун узил-кесил ифодалар ҳосил қилинади.

Хусусий ярим ўтказгич ҳоли учун  $F$  Ферми сатҳини аниқлайлик. *Хусусий ярим ўтказгич*, бу атаманинг асл маъносида, ҳеч қандай ёт киришма атомлар бўлмаган, яъни тоза ярим ўтказгичдир. Аммо, хусусий ўтказувчанлик тушунчаси янада кенгроқ маънога эгадир. Буни куйида кўрамиз.

Хусусий ярим ўтказгичда муайян температурада валент зонадан ўтказувчанлик зонасига қанча электрон ўтиб олган бўлса, валент зонада ўшанча ковак ҳосил бўлади. Демак, бу ҳолда электр нейтраллик шarti

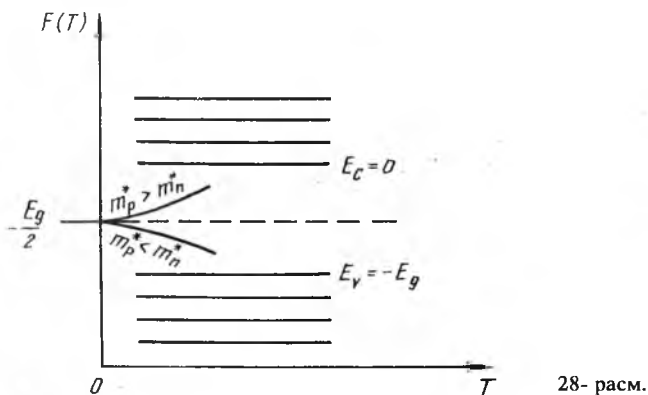
$$-en_0 + ep_0 = 0 \quad n_0 = p_0 = n_i \quad (24.1)$$

кўринишда бўлади. Бу шартга кўра,

$$N_c \Phi_{\gamma_2}(F^*) = N_v \Phi_{1/2} [(-E_g - F)/kT]. \quad (24.2)$$

Бу тенгламадан  $F$  Ферми сатҳи аниқланади. Умумий ҳолда  $F$  нинг функцияси бўлган температура  $T$  нинг қийматлари тақрибан топилади. Аммо, амалда юқори температуралар соҳасида ҳам хусусий ярим ўтказгичлар айнамаган бўлади, яъни Ферми функциясини Максвелл-Больцман тақсимотига алмаштириб, яъни  $\exp(-F/kT) \gg 1$  деб ҳисоблаб,  $n_0$  ва  $p_0$  лар учун (23.12) ва (23.13) ифодалар олинади. Бу ҳолда электр нейтраллик шarti

$$N_c \exp(-F/kT) = N_v \exp[(-E_g - F)/kT] \quad (24.3)$$



28- расм.

бўлади, бундан

$$\exp(F/kT) = \sqrt{N_v / N_c} \exp(-E_g/2kT) \quad (24.4)$$

ёки

$$F = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln(m_p^*/m_n^*) \quad (24.5)$$

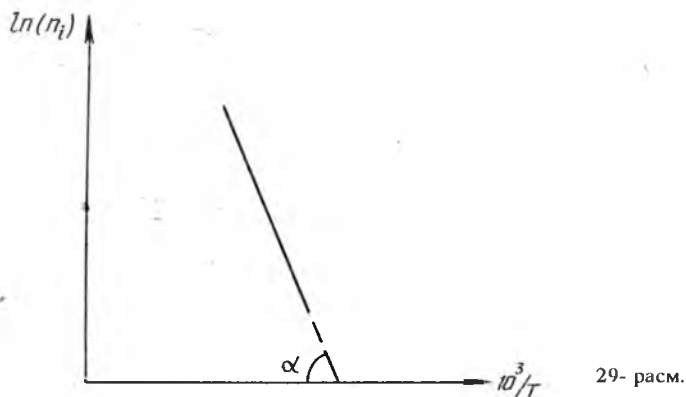
келиб чиқади. Бу ифодани (23.12) ва (23.13) ифодаларга қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/2kT) = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_n^* m_p^*} kT}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp(-E_g/2kT). \quad (24.6)$$

Шундай қилиб, (24.5) ва (24.6) ифодалардан муҳим хулосалар келиб чиқади.

1) Хусусий ярим ўтказгичда  $F(T)$  Ферми сатҳи мутлақ ноль ( $T=0\text{K}$ ) температурада тақиқланган зонанинг қок ўртасида ётади ( $F(0) = -E_g/2$ ). Температура  $T=0\text{K}$  дан кўтарилган сари  $F(T)$  ё юқорига кўтарилади (агар  $[m_p^*/m_n^*] > 1$  бўлса) ёки пасая боради (агар  $[m_p^*/m_n^*] < 1$  бўлса). Бу айтилганлар 28- расмда тасвирланган.

2) Хусусий ярим ўтказгичда эркин электронлар ва коваклар зичлиги  $n_i$  тақиқланган зона кенглиги  $E_g$  га ва  $T$  температурага кучли боғланган. Бир хил температурадаги икки ярим ўтказгичдан қайси бири учун  $E_g$  кичик бўлса, ўша ярим ўтказгич учун  $n_i$  катта бўлади. Температура ортиб борган сари  $n_i$  зичлик экспоненциал ортиб боради, яъни хусусий ярим ўтказгичда заряд ташувчилар зичлиги температурага жуда сезгир. Унинг  $n_i(T)$  боғланиш чизиги



(29- расм) оғмалигидан  $E_g$  ни аниқлаш мумкин. Уни тақиқланган зонанинг термик кенглиги дейилади. Ҳақиқатан

ҳам, (24.6) ифодадан  $\ln(n_i) = -E_g/2kT + \frac{1}{2} \ln(N_c N_v)$

келиб чиқади. Бу ерда  $\ln(N_v N_c) \sim \ln T^3$  нинг температура  $T$  га боғланиши нисбатан суст, уни эътиборга олмасан  $\ln(n_i) = f(T)$  боғланиши, расмда кўрсатилгандек, тўғри чизик кўринишида бўлади. Ундан  $E_g = 2ktg\alpha$  ни аниқла олиш мумкин.

Шуни айтиш керакки, температура ортган сари тақиқланган зона  $E_g$  кенглиги ҳам ўзгаради. Масалан, германий (Ge) кристаллида  $E_g(T) = E_g(0) - 4 \cdot 10^{-4} T$  муносабат ўринли бўлади. Бошқа кристаллар учун  $T$  олдидаги кўпайтувчининг қиймати ҳар хил бўлади.

3) Олдинги (23.14) муносабат ҳар қандай айнамага ярим ўтказгич учун тўғридир.

## 25- §. Маҳаллий сатҳлардаги заряд ташувчилар зичлиги

### Киришмали айнамаган ярим ўтказгичда электронлар ва қоваклар зичлиги

Энди ярим ўтказгичга  $N_d$  зичликли донор атомлар ва  $N_a$  зичликли акцептор атомлар киритилган ҳолни қара чикайлик. Бу ҳолда ярим ўтказгичнинг ҳажм бирлигидан мос равишда,  $N_d$  ва  $N_a$  зичликли донор  $E_d$  энергияли ва акцептор  $E_a$  энергияли сатҳлар мавжуд бўлади. Улар нейтрал ҳолатда ёки бир ( $\pm e$ ) зарядли ҳолатда бўлади деб ҳисоблаймиз. Мазкур ҳолларда Ферми функцияси куйидаги кўринишларни олади.

Донор сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги

$$f_{nd} = [1 + (1/2) \exp\{(-E_d - F)/kT\}]^{-1}, \quad (25.1)$$

ковакнинг бўлиш (электроннинг бўлмаслик) эҳтимоллиги

$$f_{pd} = [1 + 2 \exp(F + E_d)/kT]^{-1} \quad (25.2)$$

кўринишда бўлади.

Акцептор сатҳда эса электроннинг бўлиш эҳтимоллиги

$$f_{na} = [1 + 2 \exp(E_a - E_g - F)/kT]^{-1}, \quad (25.3)$$

ковакнинг бўлиш эҳтимоллиги

$$f_{pa} = [1 + (1/2) \exp(E_g + F - E_a)/kT]^{-1}. \quad (25.4)$$

бўлади. Бу ифодалардаги  $E_d$  ва  $E_a$  — мос равишда донор ва акцептор атомларнинг ионланиш энергияси.

Донор ва акцептор сатҳлардаги электронлар ва коваклар зичлиги учун қуйидаги ифодалар ҳосил қилинади:

$$n_d = f_{nd} N_d, \quad P_d = f_{pd} N_d, \quad n_a = f_{na} N_a, \quad P_a = f_{pa} N_a. \quad (25.5)$$

Бу тайёргарликлардан сўнг киришмали ярим ўтказгичда эркин заряд ташувчилар зичлигини аниқлаш масаласини ечишга киришамиз.

Ҳам акцепторлар, ҳам донорлар мавжуд бўлган ярим ўтказгич учун электр нейтраллик шarti қуйидагича бўлади:

$$n_0 + n_a = p_0 + n_d. \quad (25.6)$$

Дастлаб биз бир тур киришмали, масалан, донор киришмали ( $N_d \neq 0$ ,  $N_a = 0$ ) ярим ўтказгич ҳолини қараб чикайлик. Бундай ярим ўтказгичда ўтказувчанлик зонасидаги  $n_0$  электронлар манфий зарядни, валент зонадаги  $p_0$  коваклар ҳамда электронидан ажралган  $P_d$  донор ионлари мусбат зарядни ташкил этади, яъни электр нейтраллик шarti

$$n_0 = p_0 + P_d \quad (25.7)$$

ёки

$$n_0 = n_i^2/n_0 + P_d \quad (25.7a)$$

кўринишда бўлади. Бу тенглама ( $F/kT$ ) га нисбатан куб тенглама бўлиб, унинг умумий ечими йўқ. Шунинг учун (25.7) ифоданинг чегаравий ҳоллардаги ечимларини олиш ва таҳлил қилиш мақсадга мувофиқдир.

1. Паст температуралар соҳасида (25.7) тенгламанинг ечими. Етарлича паст температурада  $E_d \ll E_g$  бўлганлиги сабабидан ўтказувчанлик зонасига донор атомлардан ўтган электронлар сони унга валент зонадан ўтган электронлар

сонидан (валент зонадаги коваклар сонидан) кўп марта ортиқ бўлади, бинобарин,  $p_0 \ll n_0$ ,  $P_d$  ва (25.7) ифода ўрнига

$$n_0 = P_d \quad (25.8)$$

деб ёзиш мумкин. Агар  $n_0$  ва  $P_d$  зичликларнинг юқорида аниқланган ифодаларини (25.8) га қўйиб, уни ечсак, қуйидагини топамиз:

$$\exp(F/kT) = \frac{1}{4} \left( \sqrt{1 + 8 \left( \frac{N_d}{N_c} \right) \exp\left(\frac{E_d}{kT}\right)} - 1 \right) \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right). \quad (25.9)$$

Бу ифодани логарифмлаб, Ферми сатҳи  $F$  нинг ифодаси олинади.

Валент зонадаги коваклар ҳисобга олинмаган бу паст температуралар соҳасини икки қисмга ажратиб текшираимиз.

а)  $8(N_d/N_c)\exp(E_d/kT) \gg 1$  тенгсизлик бажариладиган оралиқ  $T=0$  дан бошланади, бунда  $N_d/N_c$  ва  $\exp(E_d/kT)$  кўпайтувчилар катта қийматларга эга бўлишлигини пайқаш осон. Бу оралиқ учун (25.9) ифода қуйидаги кўринишни олади:

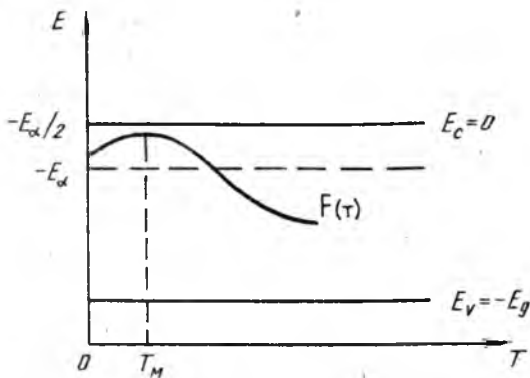
$$\exp(F/kT) \simeq \sqrt{N_d/2N_c} \exp(-E_d/2kT) \quad (25.10)$$

Бундан Ферми сатҳи учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

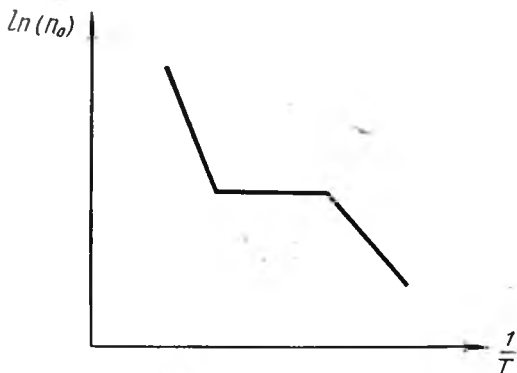
$$F = (kT/2) \ln(N_d/2N_c) - E_d/2 \quad (25.11)$$

Бу ифода (30-расм)нинг асосида ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлигини аниқлаш мумкин (31-расм):

$$n_0 = \sqrt{N_d N_c / 2} \exp(-E_d/2kT) \quad (25.12)$$



30- расм.



31- расм.

Юқоридаги (25.11) ифодага асосан,  $T=0$  К да Ферми сатҳи  $F(0) = -E_d/2$  вазиятда бўлади, температура орта борган сари, дастлаб  $N_d/2N_c \gg 1$ , яъни  $\ln(N_d/2N_c) > 0$  бўлганда Ферми сатҳи юқорига кўтарила боради, сўнгра  $N_c$  нинг  $T^{3/2}$  каби ортиб бориши оқибатида логарифмнинг қиймати камая боради, натижада  $F$  Ферми сатҳи бирор  $T=T_M$  температурада энг катта қийматга эришиб, сўнг пасая бошлайди;  $N_d=2N_c$  бўлганда, яна  $F = -E_d/2$  бўлади, кейин  $N_d < 2N_c$  бўлгунича  $F$  нинг пасайиб тақиқланган зона ўртасига яқинлашиши давом этади.

Агар (25.12) ифодани таҳлил қилсак, ўтказувчанлик электронларининг  $n_0$  зичлиги температуранинг кўрсаткичли функцияси бўлишлиги кўриниб турибди. Демак,  $n_0$  зичлик  $T$  ортиши билан жуда тез ортиб боради.

б)  $8(N_d/N_c) \exp(E_d/kT) \ll 1$  тенгсизлик бажариладиган температуралар оралиғида (25.9) ифода содда кўринишга келади:

$$\exp(F/kT) = N_d/N_c. \quad (25.13)$$

Буни  $n_0 = N_c \exp(F/kT)$  ифодага қўйсак,

$$n_0 = N_d = \text{const} \quad (25.14)$$

натижа ҳосил бўлади.

Охириги (25.13) ва (25.14) ифодалардан қуйидаги муҳим хулоса келиб чиқади. Мазкур температуралар соҳасида  $kT > E_d$ , барча донор атомлар биттадан электронини ўтказувчанлик зонасига бериб, ўзлари ионлар бўлиб қолади (киришмалар тўла ионлашган), аммо валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтган электронларнинг нисбий сони анча кам бўлади. Демак, бу ҳолда ўтказувчанлик электронлари

$n_0$  зичлиги донорлар зичлигига тенг ( $n_0 = N_d$ ) ўзгармас қийматга эга бўлади.

Ферми сатҳи  $F$  бу соҳада  $T$  ортган сари пасайишда давом этади.

2. Юқори температуралар соҳасида (25.7а) тенгламанинг ечими. Киришма донорларнинг тўла ионланиш температурасини  $E_d = kT_u$  шартдан аниқлаш мумкин. Шунинг учун  $T > T_u$  (юқори) температуралар соҳасини таҳлил қиламиз. Бу ҳолда  $P_d = N_d$  бўлади ва (25.7) тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишда бўлади:

$$n_0 = \frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 + (2n_i/N_d)^2}] N_d. \quad (25.15)$$

Бу ҳолда

$$\exp(F/kT) = \frac{N_d}{2N_c} [1 + \sqrt{1 + (2n_i/N_d)^2}]. \quad (25.16)$$

Икки чегаравий ҳолда (25.15) ва (25.16) ифодаларни таҳлил қиламиз.

а)  $(2n_i/N_d)^2 \ll 1$ , яъни электронларнинг  $n_i$  хусусий зичлиги  $N_d$  киришмалар зичлигидан анча кичик бўлсин. Бинобарин,

$$n_0 = N_d; \exp(F/kT) = N_d/N_c. \quad (25.17)$$

Бу олдин кўрилган ҳолга тўғри келади.

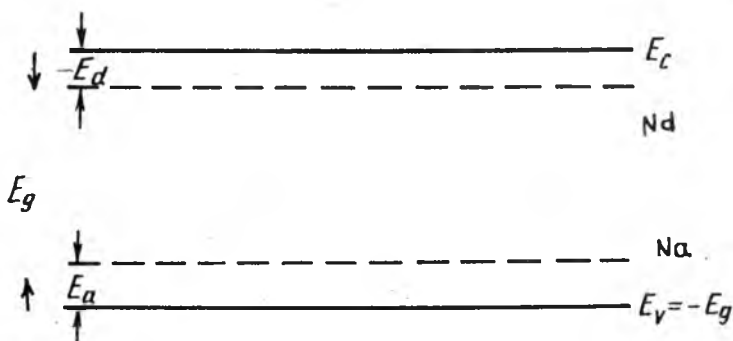
б)  $(2n_i/N_d)^2 \gg 1$ , яъни электронларнинг  $n_i$  хусусий зичлиги  $N_d$  киришмалар зичлигидан катта бўлсин. Албатта, бундай ҳолат етарлича юқори температуралар соҳасида мавжуд бўлади. Бу ҳолда, (25.15) ва (25.16) ифодаларни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n_0 = n_i \quad (25.18)$$

$$\exp(F/kT) = n_i/N_c \quad (25.19)$$

Шу кейинги юқори температуралар соҳасининг бошланишини  $n_i = N_d$  шартдан баҳоласа ҳам бўлади.

Демак,  $(2n_i/N_d)^2 \ll 1$  тенгсизлик бажариладиган ҳолларда  $n$ -тур ярим ўтказгич ўзгармас  $n_0 = N_d$  электронлар зичлиги мавжуд бўлган ўтказувчанликка эга,  $(2n_i/N_d)^2 \gg 1$  бўлган ҳолда эса,  $n_0 = P_0 = n_i$  бўлади, яъни ўтказгичда электронлар ва коваклар зичлиги худди киришмалар бўлмаган тоза ярим ўтказгичдагидек бўлади. Бу ҳолда киришмалар энди  $n_0$  ва  $P_0$  зичликлар қийматиغا сезиларли ҳисса қўшмайди, аммо уларнинг ионлари ҳаракатчанлик-



32- расм.

нинг қийматига таъсир кўрсатиши мумкин. Шунинг таъкидлаш лозимки, юқоридагидек ҳисоблашларни  $\rho$ - тур ярим ўтказгич учун ҳам такрорлаш мумкин.

Энди иккала турдаги киришмалар мавжуд бўлган ярим ўтказгични қараб чиқайлик, яъни  $N_d \neq 0$ ,  $N_a \neq 0$  (32- расм) бўлсин ва  $N_d > N_a$  деб ҳисоблайлик. Бу ҳолда  $T = 0\text{K}$  да барча акцептор сатҳлар, донорлар ҳисобига, электронлар билан тўлган (акцептор атомлар манфий ионларга айланган), донор сатҳларнинг  $N_d - N_a$  қисмида электронлар бор ва  $P_d = N_d - N_a$  қисми эса мусбат зарядланган бўлади. Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ярмисидан юқорида жойлашади.

Агар  $T > 0\text{K}$  бўлса, донор сатҳлардаги электронларнинг бир қисми ўтказувчанлик зонасига ўтиб олган, шунингдек акцептор сатҳларнинг тўлдирилганлиги ўзгарган ва валент зонада коваклар пайдо бўлган бўлади. Бу ҳол учун электронейтраллик шarti (25.6) ифода кўринишида бўлиши керак.

Мутлақ ноль температура ( $T = 0\text{K}$ ) га ёндашган паст температуралар соҳасида  $n_0 \rightarrow 0$ ,  $p_0 \rightarrow 0$  деб ҳисобласак,  $N_d - N_a = n_d = N_d [1 + (1/2) \exp \{ (-E_d - F) / kT \}]^{-1}$  (25.20) бўлади. Бундан Ферми сатҳи аниқланади:

$$F = -E_d + kT \ln \frac{N_d - N_a}{2N_a} . \quad (25.21)$$

Бу ифодадан фойдаланиб, ўтказувчанлик электронларининг зичлигини аниқлаш мумкин:

$$n_0 = \frac{(N_d - N_a) N_c}{2N_a} \exp(-E_d / kT) \quad (25.22)$$



Шундай қилиб, қуйидаги хулосаларга келамиз. Агар  $T=0\text{K}$  бўлса,  $F=-E_d$  бўлади, ионлаш энергияси эса  $E_d$  га тенг бўлиб қолади. Ваҳоланки, фақат донор киришмалари бўлган ярим ўтказгичда Ферми сатҳи  $-E_d/2$  бўлар эди.

Нисбатан паст ва ўрта температуралар соҳасида валент зонадаги ковакларни эътиборга олмасак,  $P_0=0$  деб фараз қилсак, бу ҳолда электр нейтраллик шартини

$$n_0 + N_a = N_d - n_d$$

ёки

$$n_0 + N_a = N_d / [1 + 2 \exp[(E_d + F)/kT]] \quad (25.23)$$

кўринишда тасвирлаймиз. Агар  $n_0 = N_c \exp(F/kT)$  эканлигини эътиборга олсак, мазкур тенгламанинг қуйидаги ечимини топамиз:

$$\begin{aligned} \exp\left(\frac{F}{kT}\right) = & [2(N_d - N_a)/N_c] / \{ [1 + 2\frac{N_a}{N_c} \exp\left(\frac{E_d}{kT}\right)] + \\ & + \{ [1 + 2\frac{N_a}{N_c} \exp(E_d/kT)]^2 + 8(N_d - N_a)N_c^{-1} \exp(E_d/kT) \}^{1/2} \} \end{aligned} \quad (25.24)$$

Энди  $8(N_d - N_a)N_c^{-1} \exp(E_d/kT) \gg 1$  бўлган чегаравий ҳолни қарайлик. Бунда

$$\exp(F/kT) = \sqrt{(N_d - N_a)/2N_c} \exp(-E_d/2kT) \quad (25.25)$$

$$n_0 = \sqrt{(N_d - N_a)N_c/2} \exp(-E_d/2kT) \quad (25.26)$$

Бу ифодаларда  $N_a=0$  деб ҳисобланса, улар (25.10) ва (25.12) ифодалар билан бир кўринишда бўлади.  $N_d > N_a$  бўлганда,  $N_a$  акцепторларнинг бор бўлиши етарлича паст температурада  $F$  Ферми сатҳи вазияти ва ионлаш энергиясига таъсир кўрсатади, деган хулосага келамиз. Ўрта ва юқори температуралар соҳасида эса (юқори даражада компенсирланиш ҳоли бундан мустасно),  $F_0$  ва  $n_0$  катталикларнинг температурага боғлиқ қийматлари худди  $n$ -тур ярим ўтказгичдагидек бўлади.

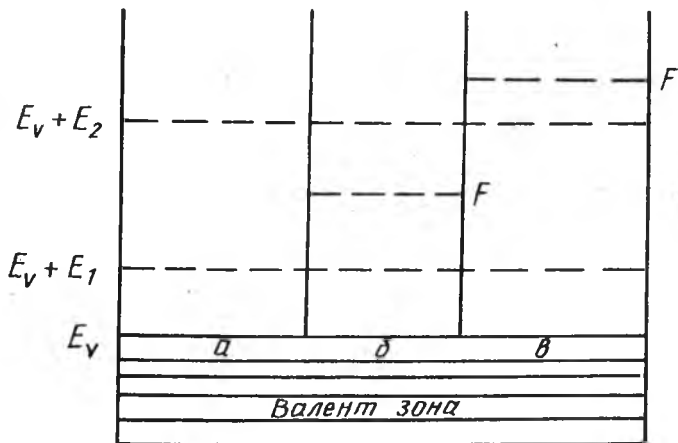
Бундай ҳисоблашларни  $N_d < N_a$  ҳол учун ҳам тавсифланган тартибда такрорлаш мумкин.

## 26- §. Кўп зарядли киришмалар мавжуд бўлган ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар статистикаси

Бир қатор ҳолларда ярим ўтказгичда ҳар хил зарядли ҳолатда бўла оладиган киришма атомлар мавжуд бўлиши мумкин. Улар электронлар учун тақиқланган зонада бир неча энергия сатҳлари пайдо қилади. Бундай киришмалар *кўп зарядли киришмалар* дейилади.

Аксарият ҳолларда кўп зарядли киришмалар акцепторлар бўлади. Уларга германийда олтин ( $\text{Au}$ ) ва кумуш ( $\text{Ag}$ ), кремнийда рух ( $\text{Zn}$ ), галлий арсенидида мис ( $\text{Cu}$ ) киришмалари мисол бўлади.

Икки валентли акцептор ва саёз донор киришмаларга эга бўлган  $p$ - тур ярим ўтказгични қараймиз. 33- а расмда мазкур акцептор энергия сатҳлари тасвирланган. Агар иккала  $E_v + E_1$  ва  $E_v + E_2$  энергия сатҳларни ҳам электронлар банд қилмаган бўлса, бу акцептор нейтрал ҳолатда (Ферми сатҳи  $E_v + E_1$  энергия сатҳ билан валент зона шипи орасида жойлашган) бўлади. Акцептор бир карра ионлашган бўлиши учун Ферми сатҳи унинг икки сатҳи орасида (33- б расм), икки карра ионлашган бўлиши учун эса,  $E_v + E_2$  энергия сатҳнинг юқорисида бўлиши зарур (33- в расм). Биз юқорида температурани ва саёз сатҳли киришмалар зичлигини ўзгартириш йўли билан  $F$  Ферми сатҳини кенг ораликда ўзгартириш мумкинлигини кўрган эдик.



33- расм.

Акцепторнинг нейтрал атомлари зичлигини  $N^0$  деб, бир зарядли ионлари зичлигини  $N^-$  деб ва икки карра зарядли ионлари зичлигини  $N^{=}$  деб белгиласак, у ҳолда акцепторларнинг умумий зичлиги

$$N = N^0 + N^- + N^{=} \quad (26.1)$$

бўлади. Агар тўла ионланган саёз донор киришма зичлигини  $N_d = N_d^+$  деб олсак, у ҳолда мазкур  $p$ -тур ўтказгич учун электр нейтраллик шarti

$$P_0 + N_d = N^+ + N^{=} \quad (26.2)$$

кўринишда ёзилади. Бундан кейин  $E_v = 0$  деб оламиз, яъни энергия саноғини валент зона шипидан бошлаймиз.

Статистик физикадан икки ҳолатга мос келган зичликлар нисбати

$$(N^-/N^0) = (g_1/g_0) \exp\left(\frac{F-E_1}{kT}\right), \quad (26.3)$$

$$(N^{=}/N^-) = (g_2/g_1) \exp\left(\frac{F-E_2}{kT}\right)$$

бўлишлиги маълум. Бунда  $g_0 = 1$ ;  $g_1$  ва  $g_2$  лар мос равишда статистик вазнлар;  $E_1$  — акцепторга бир электронни,  $E_2$  — икки электронни бириктириш учун керак бўлган энергия. Энди (26.2) ни қуйидагича ёзамиз:

$$P_0 + N_d = N^0 g_1 \exp\left(\frac{F-E_1}{kT}\right) + 2N^- (g_2/g_1) \exp\left(\frac{F-E_2}{kT}\right). \quad (26.2a)$$

Қуйидаги белгилашлар киритамиз:

$$P_1 = g_1 N_v \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad P_2 = g_2 N_v \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right), \quad (26.4)$$

$$P_0 = N_v \exp\left(-\frac{F}{kT}\right) \quad (26.5)$$

Бу ҳолда электр нейтраллик шarti қуйидагича бўлади:

$$P_0 + N_d = N^0 (P_1/P_0) + 2N^- (P_2/P_0). \quad (26.2б)$$

Агар (26.1) ва (26.3) ифодалардан фойдалансак, (26.2б) ифода ўрнига қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$P_0^3 + P_0^2 (P_1 + N_d) + P_0 (P_1 P_2 + N_d P_1 - N P_1) + N_d P_1 P_2 - N P_1 P_2 = 0. \quad (26.2в)$$

Ўлчамсиз катталиқлар

$$P_0/N_d = x, P_1/N_d = x, P_2/N_d = x_2, N/N_d = a \quad (26.6)$$

орқали (26.2в) тенгламани қайтадан қуйидагича ёзамиз:

$$x^3 + x^2(1+x_1) + x(x_1 + x_1x_2 - ax_1) + x_1x_2 - 2ax_1x_2 = 0 \quad (26.2д)$$

Бу куб тенгламанинг умумий ечими йўқ. Шунинг учун уни муҳим чегаравий ҳолларда таҳлил қиламиз:  $x = P_0/N_d < 1$ ,  $x_1 \ll 1$ ,  $x_2 \ll 1$  бўлган ҳолни қараб чиқайлик. Бу ҳолда (26.2д) тенглама

$$x^2 - x_1(a-1)x - (2a-1)x_1x_2 = 0 \quad (26.7)$$

квадрат тенглама сифатида ечилади:

$$x = \frac{x_1(a-1)}{2} [1 + \sqrt{1 + 4\delta\gamma}], \quad (26.8)$$

$$\text{бундаги } \delta = x_2/x_1; \quad \gamma = (2a-1)/(a-1)^2. \quad (26.9)$$

Ҳамма вақт  $\delta < 1$ , лекин  $a \gg 1$  бўлганда  $\gamma \ll 1$ , лекин  $(a-1) \ll 1$  бўлганда эса  $\gamma \gg 1$  бўлади.

Агар  $\gamma \ll 1$ , яъни  $N \gg N_d$  бўлса, (26.8) ифодали ечим

$$x = (a-1)x_1$$

ёки

$$P_0 = [(N/N_d) - 1] g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right) \quad (26.10)$$

кўринишни олади.

Агар  $\gamma \gg 1$ , яъни  $(N - N_d) \ll N_d$  бўлган ҳолда (бу яхши компенсирланган ярим ўтказгич ҳолидир)  $\delta_\gamma$  кўпайтмасининг қийматига қараб, ечим икки тармоққа ажралади:

$$1) \delta_\gamma \gg 1 \text{ бўлса, } x = \sqrt{(2a-1)x_1x_2} \quad (26.11)$$

ёки

$$P_0 = \sqrt{\frac{2N - N_d}{N_d g_1 g_2}} N_v \exp\left(-\frac{E_1 + E_2}{2kT}\right).$$

2)  $\delta_\gamma \ll 1$  бўлса,

$$x = (a-1)x_1 \quad \text{ёки} \quad P_0 = \frac{N - N_d}{N_d} N_c g_1 \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right). \quad (26.12)$$

Бу ерда (26.11) ечим юқори температуралар соҳасига, (26.12) ечим (26.10) ечимга айнан ўхшаш ва паст температуралар соҳасига тўғри келади. Ферми сатҳи биринчи ҳолда

$$F = \frac{E_1 + E_2}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{g_1 g_2 N_d}{2N - N_d} \right), \quad (26.13)$$

иккинчи ҳолда эса

$$F = E_1 + kT \ln \frac{N_d}{(N - N_d) g_1} \quad (26.14)$$

бўлади. Демак, кейинги ҳолда  $F$  Ферми сатҳи  $E_1$  энергия сатҳдан юқорида ва акцептор бир зарядли ҳолатда ( $N_d > (N - N_d) g_1$ ) бўлади. Олдинги ҳолда эса, Ферми сатҳи  $E_2$  энергия сатҳ атрофида бўлади.

Етарлича юқори температураларда, аммо ҳали хусусий ўтказувчанликка эришилмаган ҳолда Ферми сатҳи  $E_2$  энергия сатҳдан юқорида ва барча акцепторлар икки карра зарядли бўлиб қолган бўлади. Бу ҳолда ушбу ифода келиб чиқади:

$$P_0 = N - N_d. \quad (26.15)$$

Юқорида бажарилган ҳисоблашларни икки карра зарядлана оладиган донорлар ва саёз сатҳли акцепторлар мавжуд бўлган ярим ўтказгич ҳоли учун такроран бажариш қийин эмас.

## 27- §. Яна бошқа баъзи ҳолларда заряд ташувчилар статистикаси

1. Амфотер киришмалар бўлган ярим ўтказгичда заряд ташувчилар зичлиги. Айрим киришмалар ярим ўтказгичда ҳам донор ( $E_d$ ), ҳам акцептор ( $E_a$ ) сатҳлар ҳосил қилиши мумкин. Бу ҳолда электр нейтраллик шarti

$$n_0 - P_0 = N_d^+ - N_a^- \quad (27.1)$$

қўринишда ва амфотер киришманинг тўла зичлиги ўзгармас бўлади:

$$N_a^- + N_d^+ = N = \text{const.} \quad (27.2)$$

Амфотер киришма донор ҳолатдан акцептор ҳолатга ва аксинча ўтиши мумкин. Термодинамик мувозанат шароитида бу реакция (ўтишлар) доимийси

$$K_i = \left( \frac{N_v}{N_c} \right) \exp \left( -\frac{\Phi_a - \Phi_d^0}{kT} \right) \exp \left( -\frac{E_a + E_d}{kT} \right) \quad (27.3)$$

тарзда ифодаланеди. Бу ҳолда акцептор ва донор ҳолат-

лардаги киришмалар зичликларининг нисбати қуйидагича бўлади:

$$(N_a^-/N_d^+) = K_i (n_0/n_i)^2. \quad (27.4)$$

Бунда  $\Phi_a^0$  ва  $\Phi_d^0$  мос равишда, акцептор ва донорнинг эркин энергияси. Юқоридаги (27.2) — (27.4) ифодалардан фойдаланиб, (27.1) тенглама ечимини ҳосил қиламиз:

$$N = (n_0 - P_0) \frac{1 + \kappa_i (n_0/n_i)^2}{1 - \kappa_i (n_0/n_i)^2}. \quad (27.5)$$

Умуман, (27.5) ечимнинг таҳлили мураккаб. Аммо «чиниқ-тириш» (намунани юқори температурадан хона температурасигача тез совитиш) ҳодисаси деб аталадиган жараён ёрдамида донорлар ва акцепторлар зичлиги фарқини доимий тутиб туриш мумкин:

$$n_0 - P_0 = n_T. \quad (27.6)$$

У ҳолда (27.1) қуйидаги кўринишни олади:

$$N_d^+ = N_a^- + n_T. \quad (27.7)$$

Маълумки,  $n_0 P_0 = n_i^2$  эди. Шунинг учун  $n_0 - P_0 = n_T$

$$n_0 = \frac{1}{2} (n_T + \sqrt{n_T^2 + 4n_i^2}) \quad (27.8)$$

келиб чиқади. Энди (27.8) ни (27.5) га қўйсақ, қуйидаги натижани ҳосил қиламиз:

$$N = n_T \frac{1 + (\kappa_i/4) [(n_T/n_i) + \sqrt{4 + (n_T/n_i)^2}]^2}{1 - (\kappa_i/4) [(n_T/n_i) + \sqrt{4 + (n_T/n_i)^2}]^2}. \quad (27.9)$$

Амфотер киришма зичлиги кичик, яъни  $(n_T/n_i) \ll 1$  деб фараз қилайлик. Бу хусусий ҳолда

$$N = n_T \frac{1 + \kappa_i}{1 - \kappa_i} \quad (27.10)$$

келиб чиқади. Агар  $\kappa_i \ll 1$  деб фараз қилсақ (паст  $T$  ларда)  $N = n_T$  бўлади.

Амфотер киришма зичлиги катта бўлса,  $N$  ортиши билан  $n_T$  ниҳоят ўзининг энг катта  $(n_T)_{\text{макс}}$  қийматига эришади. Бу ҳол (27.9) ифода махражи нолга айланганда рўй беради. Бу шартдан қуйидаги натижага келамиз:

$$(n_T)_{\text{макс}} = n_i (1/\sqrt{\kappa_i} - \sqrt{\kappa_i}). \quad (27.11)$$

Паст температураларда, яъни  $\kappa_i \ll 1$  бўлганда

$$(n_T)_{\max} = n_i / \sqrt{\kappa_i} \quad (27.12)$$

содда муносабат келиб чиқади.

Юқорида аниқланган  $n_T$  нинг тегишли қийматларини (27.8) га қўйилса, эркин заряд ташувчилар зичлигининг ифодалари ҳосил бўлади.

2. Вакансиялари бўлган ярим ўтказгичда заряд ташувчилар статистикаси тўғрисида қисқача тўхталиб ўтамиз. Агар ярим ўтказгичда  $N_d$  зичликка эга бўлган  $E_d$  энергия сатҳли бир валентли донорлар ва  $N_a$  зичликкли  $E_a$  энергия сатҳли бир валентли акцептор вакансиялар бўлса, у ҳолда электр нейтраллик шarti куйидагича бўлади:

$$n_0 - P_0 = N_d^+ - N_a^- \quad (27.13)$$

Бу тенгламанинг ечими ҳам донорлар, ҳам акцепторлар мавжуд бўлган ярим ўтказгич учун олинган ечим каби бўлади. Агар акцептор вакансия икки электронни бирлаштириб оладиган бўлса, яна юқорида қараб чиқилган ҳолга келамиз.

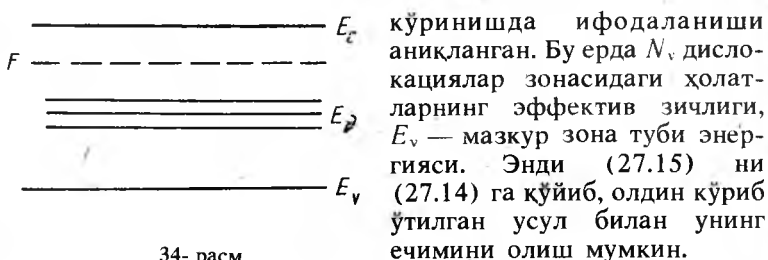
3. Ярим ўтказгичда акцептор сифатидаги дислокациялардан ташқари, яна саёз донорлар ва акцепторлар ҳам бор деб фараз қилайлик. Уларнинг зичлиги, мос равишда,  $N_D$ ,  $N_d$  ва  $N_a$  бўлсин. Бу ҳолда электр нейтраллик шarti куйидагича бўлади:

$$n + N_a^- + n_D N_D = P + N_D^+ \quad (27.14)$$

Бунда  $n_D$  — дислокациянинг бирлик узунлигида ушлаб олинган электронлар сони.

Бундан кейин  $P=0$  деб оламиз, яъни  $n$  - тур ярим ўтказгични қараймиз. Дислокациялар электронлар учун тақиқланган зонада муайян ораликда сатҳлар ҳосил қилади (дислокацион зона; 34- расм). Аввало  $n_D$  ни топиб олинади, унинг

$$n_D = n_D(0) - N_v \exp\left(-\frac{F + E_v}{kT}\right) \quad (27.15)$$



34- расм.

Кристаллда мураккаб нуқсонлар, нуқтавий нуқсонлар бирикмалари, сиртий ва ҳажмий нуқсонлар ва ҳоказо мавжуд бўлган ҳолларда электр нейтраллик тенгламасини ечиш анча қийин, аммо айрим ҳоллар адабиётда таҳлил қилинган [9].

Кучли легирланган (айниган) кристалларда Ферми — Дирак статистикасидан фойдаланиш зарур ва шунинг учун ҳам электр нейтраллик тенгламасини ечиш анча мураккаб бўлади.

Яна шуни айтиш мумкинки, кристалларни ядровий зарралар ёки лазер нурлари билан бомбардимон қилганда янги кимёвий элементлар ҳосил бўлади ҳамда турли нуқсонлар ва уларнинг бирикмалари пайдо бўлади. Кристаллни деформациялаш тақиқланган зона кенглигини ва зоналардаги электронларнинг тақсимотини ўзгартиради. Мазкур сабаблар, албатта ярим ўтказгичда заряд ташувчилар зичлиги ва бошқа муҳим катталикларнинг қийматига таъсир кўрсатади.

## Ҳ I I Б О Б

### ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА КЎЧИШ ҲОДИСАЛАРИ

#### 28- §. Больцманнинг кинетик тенгламаси

Термодинамик мувозанат ҳолатида турган эркин электронлар ва коваклар газлари зичликларини аниқлаш,  $F$  Ферми сатҳини топиш масалаларини олдинги бобда кўриб ўтдик. Мазкур ҳолатда электронларнинг энергиялар бўйича тақсимоти Ферми функцияси орқали ифодаланadi:

$$f_0(E, T) = \left[ 1 + e^{\frac{F-E}{kT}} \right]^{-1} \quad (28.1)$$

(28.1) эҳтимолий функция бўлиб, у  $T$  тепературада  $E$  энергияли ҳолатда электроннинг бўлиш эҳтимоллигидир. Етарли даражада сийрак айнамаган электронлар гази ҳолида (28.1) куйидаги Максвелл—Больцман тақсимоти кўринишини олади:

$$f_0(E, T) = \exp\left(\frac{F-E}{kT}\right). \quad (28.2)$$

Термодинамик мувозанат ҳолатидаги электронлар гўплами (гази) нинг хоссалари ундаги ўзаро таъсир механизмига боғлиқ бўлмайди.



Кристаллдаги электронларга электр майдон, магнит майдон, температуралар фарқи градиенти ва бошқа ташқи кучлар таъсир қилганида мувозанатсиз ҳолат барқарорланади, эркин электронларнинг йўналган ҳаракати вужудга келади. Ташқи кучлар таъсирида электронлар, коваклар ҳаракати билан боғлиқ бўлган ҳодисалар *кўчиш ҳодисалари* (ё кинетик ҳодисалар, ёки кинетик эффектлар) дейилади. Ташқи кучлар доимий бўлганида вужудга келадиган ва, бинобарин, вақтга боғлиқ бўлмаган *кўчиш ҳодисалари стационар ҳодисалар* дейилади (масалан, ўзгармас ток, уларни ифодалайдиган физик катталиклар ҳам, табиий, вақтга боғлиқ бўлмайди). Номувозанатий жараёнлар бўлмиш *кўчиш ҳодисалари* улар содир бўлаётган моддадаги ўзаро таъсир турларига, бизнинг ҳолда, ўтказувчанлик эркин электронларнинг кристалл панжараси тебранишлари ёки турли нуқсонлари билан ўзаро таъсирлашишига муҳим даражада боғлиқ бўлади.

Номувозанатий ҳолатдаги электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимотининг функцияси мувозанатий ҳолатдаги тақсимот  $f_0(E, I)$  функциясидан фарқ қилади. *Номувозанатий тақсимот функциясини аниқлаш — кўчиш ҳодисалари назариясининг асосий масаласидир.* У, умумий ҳолда, электроннинг  $r$  координатасига,  $k$  тўлқин векторига ва  $t$  вақтга боғлиқ бўлган  $f(r, k, t)$  функция бўлиши керак. Электронларнинг мазкур ҳолатлар бўйича тақсимоти функциясининг тўла ҳосиласи қуйидагича бўлади:

$$\frac{d}{dt} f(r, k, t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{dr}{dt} + \frac{\partial f}{\partial k} \frac{dk}{dt} \quad (28.3)$$

Бунда  $\frac{dr}{dt} = \bar{v}$  — электроннинг тезлиги,  $F_{\text{ym.}} = \hbar (dk/dt)$  умумлашган куч (у ташқи ва ички кучларни ҳисобга олади) бўлади. Статистик физикадаги маълум Лиувилл теоремасига мувофиқ, бу тўла ҳосила нолга тенг:  $df/dt = 0$ .

Агар  $\frac{\partial f}{\partial r} = \nabla_r f$  ва  $\frac{\partial f}{\partial k} = \nabla_k f$  эканлигини эътиборга олсак,

(28.3) ифода

$$-\frac{\partial f}{\partial t} = (\bar{v} \nabla_r f) + \frac{1}{\hbar} (F_{\text{ym.}} \nabla_k f) \quad (28.4)$$

кўринишга келади.

Бундаги

$$\vec{F}_{\text{ум.}} = \vec{F} + \vec{F}_{\text{ич}}$$

бўлиб,  $F$  — ташқи кучни,  $F_{\text{ич}}$  — ички кучни белгилайди. Ички куч электроннинг ўз ҳаракати йўлида кристалл панжараси тебранишлари ва нуқсонлари билан тўқнашишларини ифодалайди.

Юкоридаги (28.4) тенгламада

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_i = \frac{1}{\hbar} (\vec{F}_{\text{ич}} \nabla_k f) \quad (28.5)$$

қўшилувчи тўқнашишлар оқибатида  $f$  тақсимот функциясининг ўзгаришини тавсифлайди:

$$-\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_M = (\vec{v} \nabla_r f) + \frac{1}{\hbar} (\vec{F} \nabla_k f) \quad (28.6)$$

қўшилувчи эса, ташқи кучлар (температура ва зичликлар фарқлари) таъсири натижасида  $f$  тақсимот функциясининг ўзгаришини тавсифлайди.

Демак,  $f$  тақсимот функциясининг тўла ўзгариши

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_M + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T. \quad (28.4 \text{ а})$$

бўлиб, ташқи кучлар ва тўқнашишлар таъсирида юз берадиган ўзгаришлар йиғиндисидан иборат.

Стационар ҳолатда  $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$  ва

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_M + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = 0. \quad (28.7)$$

Бинобарин, ташқи кучлар ва тўқнашишлар таъсири бир-бирини мувозанатлайди (стационар ҳолат қарор топгандан кейин).

Ташқи куч сифатида электр ва магнит майдонлари бўлиши мумкин; бу ҳолда электронга таъсир қилувчи куч

$$\vec{F} = -e\{\vec{\mathcal{E}} + [\vec{v}B]\} \quad (28.8)$$

кўринишда бўлади, бунда  $\mathcal{E}$  — электр майдон кучланганлиги,  $B$  — магнит майдон индукцияси.

## 29- §. Заряд ташувчиларнинг кристалл панжарасидаги тўқнашишлари. Больцман кинетик тенгламасининг қўлланиш соҳаси

Энди электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимоти  $f$  функциясига таъсирини қараб чиқамиз.

Биз қуйида мазкур тўқнашишларни эластик деб ҳисоблаймиз, бунда электроннинг тезлиги (тўлқин вектори) фақат ўз йўналишини ўзгартиради, аммо қийматини сақлаб қолади.

Бирор  $\vec{k}$  тўлқин векторга (сферик зонали ярим ўтказгичда  $v = \hbar k / m^*$  бўлади) эга бўлган электронларнинг  $\vec{k}$  векторнинг кичик  $dk_x, dk_y, dk_z = d^3k$  ҳажмидаги сони  $f(\vec{k}, \vec{r}, t) d^3k / 4\pi^3$  бўлади. Бундаги  $d^3k / 4\pi^3$  кичик  $d^3k$  ҳажмдаги электронлар энергия ҳолатларининг сони,  $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$  эса, маълумки, шу ҳолатларнинг ҳар бирида электроннинг бўлиши эҳтимоллигидир. Бу сон  $k$  — электронлар кристалл панжарасининг тебранишлари ёки нуқсонлари билан тўқнашишидан кейин уларнинг  $k$  тўлқин векторининг  $k'$  га ўзгариши (тезлик йўналишининг ўзгариши) оқибатида камаяди, аммо у қандайдир  $k'$  тўлқин векторли электронларнинг тўқнашишлари оқибатида  $k$  тўлқин векторли бўлиб қолиши туфайли ортади. Шу икки тур ўзгариш фарқи натижавий ўзгаришни беради.

Одатда,  $W(k, k')$  орқали тўқнашишгача  $\vec{k}$  бўлган электрон тўлқин векторининг тўқнашишдан сўнг  $k'$  бўлиб қолиш эҳтимоллиги,  $W(k', k)$  орқали эса, аксинча ходисанинг ( $k' \rightarrow k$ ) йўналишда ўзгариш эҳтимоллиги белгиланади. Бу ҳолда  $dt$  вақт оралиғи электронлар сонининг тўқнашишлар оқибатида камайишини

$$\int [f(\vec{k}, \vec{r}, t) \frac{d^3k}{4\pi^3} W(\vec{k}, \vec{k}') dt] d^3k', \quad (29.1)$$

шу вақт оралиғида электронлар сонининг ортишини

$$\int [f(\vec{k}', \vec{r}, t) \frac{d^3k'}{4\pi^3} W(\vec{k}', \vec{k}) dt] d^3k' \quad (29.2)$$

интеграллар ифодалайди.

Бу интеграллар айирмаси  $\vec{k}$  тўлқин векторли электронлар сонининг натижавий ўзгаришини беради:

$$d^3k dt \int \{f(\vec{k}', \vec{r}, t) W(\vec{k}', \vec{k}) - f(\vec{k}, \vec{r}, t) W(\vec{k}, \vec{k}')\} \frac{d^3k'}{4\pi^3}. \quad (29.3)$$

Тўлқин векторининг  $\vec{k}$  — фазо бирлик ҳажмида бирлик вақтда юз берадиган ўзгариши тақсимот функциясининг тўқнашишлар оқибатида ўзгариш тезлиги бўлади:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = \int \{f(\vec{k}, \vec{r}, t) W(\vec{k}', \vec{k}) - f(\vec{k}, \vec{r}, t) W(\vec{k}, \vec{k}')\} \frac{d^3 k}{4\pi^3}. \quad (29.4)$$

Демак, Больцман кинетик тенгламаси интегродифференциал тенгламадир. Аммо, биз қуйида (29.4) интегрални интегралсиз ифода билан алмаштириш имкониятини, бинобарин, Больцман кинетик тенгламасининг дифференциал тенгламага айлантириб олиш мумкинлигини кўрамиз.

Мувозанат шароитида (29.4) интеграл нолга тенг бўлиши равшан, бунда  $f(\vec{k}', \vec{r}, t) = f(\vec{k}, \vec{r}, t) = f_0(E(\vec{k}))$  ва мазкур интеграл остидаги ифода нолга тенг бўлишлигидан

$$W(\vec{k}', \vec{k}) = W(\vec{k}, \vec{k}') \quad (29.5)$$

тенглик келиб чиқади. Буни тафсилий мувозанат шарти дейилади. Стационар ҳолатда ва (29.5) тенгликни эътиборга олиб, қуйидагини ёзамиз:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = \int W(\vec{k}, \vec{k}') \{f(\vec{k}', \vec{r}) - f(\vec{k}, \vec{r})\} \frac{d^3 k'}{4\pi^3}. \quad (29.6)$$

Агар кучлар таъсири электронлар гази ҳолатини мувозанат ҳолатидан озгина ўзгартиради деб ҳисобласак (баҳолашлар бу тахмин анча кенг соҳада тўғри бўлишлигини тасдиқлайди), номувозанатий тақсимот функциясини

$$\begin{aligned} f(\vec{k}, \vec{r}) &= f_0(E) + f_1(\vec{k}, \vec{r}) = \\ &= f_0(E) - (\vec{\chi}(E) \vec{k}) \frac{\partial f_0}{\partial E} \end{aligned} \quad (29.7)$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Энди масала  $f_1$  ни ёки  $\vec{\chi}(E)$  ни топишдан иборат бўлади. Агар (29.7) ни (29.6) га қўйсак,

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = \int W(\vec{k}, \vec{k}') \{f_1(\vec{k}', \vec{r}) - f_1(\vec{k}, \vec{r})\} \frac{d^3 k'}{4\pi^3} \quad (29.8)$$

ёки

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T &= -f_1(\vec{k}, \vec{r}) \int W(\vec{k}, \vec{k}') \\ &\quad \left(1 - \frac{\vec{\chi}(\vec{k}') \cdot \vec{k}'}{\vec{\chi}(\vec{k}) \cdot \vec{k}}\right) \frac{d^3 k'}{4\pi^3} \end{aligned} \quad (29.9)$$

келиб чиқади. Бу ерда  $\vec{\chi}$  вектор  $\vec{k}$  вектор билан бир хил йўналган ва электрон тўқнашиш оқибатида  $0 = (\vec{k}', \vec{k})$  бурчакка оған деб фараз қилинган. У ҳолда

$$\frac{\vec{\chi}(E)\vec{k}'}{\chi(E)\vec{k}} = \frac{\vec{\chi} k_x}{\chi k} = \frac{k \cos \theta}{k} = \cos \theta.$$

Энди тўқнашиш оқибатида  $\vec{k}$  нинг  $\vec{k}'$  га (ёки  $\vec{k}'$  нинг  $\vec{k}$  га) айланиш эҳтимоллигини  $\theta$  бурчакка оғиш (сочилиш) эҳтимоллиги билан алмаштирамиз:

$$W(\vec{k}, \vec{k}') \frac{d^3 k'}{4\pi^3} = W(\theta) d\Omega. \quad (29.10)$$

Бунда  $W(\theta) d\Omega$  — электроннинг тўқнашиш оқибатида  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида  $\theta$  бурчакка оғиш эҳтимоллигини ифодалайди. Демак, юқоридаги мулоҳазалардан (29.9) ифода

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = -f_1 \int_{(\Omega)} W(\theta) (1 - \cos \theta) d\Omega \quad (29.9a)$$

кўринишга келади. Қуйидаги белгилашни киритамиз:

$$\int_{(\Omega)} W(\theta) (1 - \cos \theta) d\theta = 1/\tau. \quad (29.11)$$

У ҳолда (29.9a) ифода яна ҳам соддалашади:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_T = -\frac{f_1}{\tau} = -\frac{f - f_0}{\tau}. \quad (29.9б)$$

Шундай қилиб, тўқнашишлар интегралини интегралсиз ифодага алмаштириб, Больцман кинетик тенгламасини дифференциал тенгламага айлантириб олинади.

Энди  $\tau$  нинг маъносини аниқлайлик. Вақтнинг  $t=0$  пайтида ташқи кучлар бартараф қилинган бўлсин, яъни  $(\partial f / \partial t)_M = 0$  бўлиб қолсин. Бу ҳолда (29.4a) қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f - f_0}{\tau}. \quad (29.12)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидагича бўлади:

$$f - f_0 = (f - f_0)_{t=0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (29.13)$$

Бу ифодадан ташқи кучлар бартараф бўлгандан кейин  $t=\tau$  вақт ўтгач,  $f - f_0$  айирма  $e=2,738\dots$  марта камайиши кўринади. Бундай вақт  $\tau$  ни релаксация (нумувозанатий

ҳолатдан мувозанатий ҳолатга ва аксинча ўтиш) вақти дейилади ва унинг қиймати электроннинг икки тўқнашиш орасида эркин югуриш вақти тартибидадир, чунки юқорида айtilган ўтиш жараёни тўқнашишлар орқали амалга ошади. Эркин югуриш йўлини  $l=vt$  кўринишда ифодаласа ҳам бўлади. Умуман айтганда,  $\tau=\tau(k)$ , аммо кўп ҳолларда  $\tau$  релаксация вақти  $E$  энергиянинг изотроп  $\tau(E)$  функцияси бўлади деб қараш мумкин.

Юқоридаги (29.7) тенгламага (29.6), (29.8), (29.96) ифодаларни қўйсақ, стационар ҳол учун Больцман кинетик тенгламасининг ошкор кўриниши ҳосил бўлади:

$$(\vec{v} \nabla_r f) \pm \frac{e}{\hbar} \{ \vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \} \nabla_k f = - \frac{l-f_0}{\tau} \quad (29.14)$$

Кристалл учун тўқнашишлар интегралли ўрнига

$$\sum_{\vec{k}} W(\vec{k}, \vec{k}') \{ f(\vec{k}') - f(\vec{k}) \} = - \frac{l_1(k)}{\tau} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_T \quad (29.15)$$

йиғинди ёзилади, аммо бу йиғинди, айрим ҳолларда, яна интегралга алмаштириб олинishi мумкин.

Больцман кинетик тенгламаси узлуксиз ўзгарувчан катталикларни ўз ичига олган дифференциал тенглама бўлганлиги сабабидан квант механика қонуниятлари муҳим бўлган ҳолларда қўлланила олмайди. Демак, унинг қўлланиш соҳаси муайян шартлар билан чегараланган.

Квант механиканинг ноаниқликлар қонунидан Больцман кинетик тенгламаси қўллана олишининг бир шarti келиб чиқади. Унга кўра, электроннинг эркин югуриш йўли  $l=vt$  унинг де-Бройль тўлқин узунлиги  $\lambda=\hbar/p$  (бунда  $p$  — электрон импульси) дан катта бўлганда, яъни

$$l > \lambda \quad (29.16)$$

бўлганида Больцман кинетик тенгламасидан фойдаланиш мумкин.

Иккинчи шарт шундан иборатки, магнит майдоннинг заряд ташувчилар энергияси спектрига квантлаш таъсири кичик бўлганда Больцман кинетик тенгламасидан фойдаланиш мумкин. Бу шартнинг ифодаси

$$(e\hbar B/m^*) < kT \quad (29.17)$$

кўринишда бўлади.

### 30- §. Заряд ташувчиларнинг кристалл панжараси тебранишлари билан тўқнашишлари

Агар кристалл панжараси мутлақ даврий бўлганида эди, унинг ичидаги электр майдон ҳам мутлақ даврий бўлар эди. Бундай майдонда электрон тўқнашишсиз (сочилишсиз) ҳаракат қилган бўлар эди. Аммо, ҳақиқий кристаллда электр майдон даврийлиги турли сабабларга кўра бир-мунча бузилади. Масалан, тебранаётган атомлар ўз мувозанат вазиятидан силжийди, бинобарин, уларнинг қатъий тартибда жойлашиши бузилади. Турли ёт моддалар атомлари ва бошқа нуқсонлар ҳам кристаллда даврий электр майдон бузилишига сабабчи бўлади. Кристалл даврий майдони бузилган жойларда электрон тўқнашишга дучор бўлади. Кристалл даврийлигини бузувчи турли сабаблар электронлар ҳаракатига (релаксация вақтига ва ҳаракатчанлигига) турлича таъсир кўрсатади.

Биз қуйида электронларнинг бир неча тур нуқсонлар билан тўқнашишини қараб чиқамиз. Дастлаб, заряд ташувчиларнинг кристалл панжараси атомлари тебранишлари билан тўқнашишларини қарашдан бошлаймиз.

Кристалл панжара атомлари гармоник тебранишларининг амплитудаси кўшни атомлар оралиғидан (панжара доимийсидан) анча кичик бўлади. Шунинг учун заряд ташувчининг панжара тебранишларидан сочилиши масаласини квант механиканинг галаёнлар назарияси асосида ечиш мумкин. Бунда заряд ташувчи потенциал энергиясининг панжара тебранишлари оқибатида ўзгариши (ғалаён потенциали) кўринишини аниқлаш мумкин. Масалан, атом боғланишли кристаллар учун бу потенциал сифатида

$$\nabla V = V(\vec{r}) - V(\vec{r} + \vec{u}) = -\nabla(v\vec{u}) \quad (30.1)$$

катталиқ олинади, бунда  $\vec{u}$  — панжара атомининг силжиши.

Ўтказувчанлик электрони кристалл панжараси билан ўзаро таъсирлашганда, у билан энергия ва импульс алмашинади. Электрон панжарадан бир фононнинг энергияси  $\hbar\omega(q)$  ни ва импульси  $\hbar q$  ни олиши (фонон ютиши) ёки панжарага ўшанча энергия ва импульс бериши (фонон чиқариши) мумкин. Бунда  $q$  — фононнинг тўлқин вектори.

Электроннинг тўқнашишгача энергиясини  $E(k)$  ва импульсини  $\hbar k$  орқали, тўқнашишдан кейингиларини эса  $E(k')$   $\hbar k'$  орқали белгиласак, бу жараён учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари қуйидагича ифодаланади.

Фонон ютилиши юз берган тўқнашиш ҳолида

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}, E(\vec{k}') = E(\vec{k}) + \hbar\omega(q), \quad (30.2)$$

фонон чиқарилган тўқнашиш ҳолида эса

$$\vec{k}' = \vec{k} - \vec{q}, E(\vec{k}') = E(\vec{k}) - \hbar\omega(q) \quad (30.3)$$

бўлади. Бу ҳолларда  $\vec{q}$  векторли фононлар сони, мос равишда, қуйидагича ўзгаради:

$$N'_q = N_q - 1, \quad N'_q = N_q + 1 \quad (30.4)$$

Потенциалнинг ифодаси (30.1) дан фойдаланиб, квант ўтишлар назарияси заминида электроннинг кристалл панжараси тебранишларида сочилиб,  $k$  тўлқин векторининг ўзгариши эҳтимоллиги  $W(k', k)$  топилади. У фонон ютилиши ҳолида

$$W^+(\vec{k}, \vec{q}) = \omega(q) N_q \delta [E(\vec{k} + \vec{q}) - E(\vec{k}) - \hbar\omega(q)]. \quad (30.5)$$

Фонон чиқарилиши ҳолида

$$\begin{aligned} W^-(\vec{k}, \vec{q}) &= \\ &= \omega(q) (N_q + 1) \delta [E(\vec{k} - \vec{q}) - E(\vec{k}) + \hbar\omega(q)] \end{aligned} \quad (30.6)$$

кўринишларда бўлади. Бунда  $\omega(q) = (4\pi/9N) (c^2 q^2 / M\omega(q))$ ;  $N_q$  — Планк формуласидан аниқланувчи фононлар сони,  $N$  — асосий соҳадаги атомлар сони,  $\delta$  функция — сақланиш қонунларини ифодалайди. Электрон билан панжара тебранишларининг ўзаро таъсир интегрални қуйидагича бўлади:

$$C = \frac{\hbar^2}{2M} \int_{(V_0)} |\nabla u_k|^2 d^3V_0 \approx \frac{\hbar^2}{2ma^2}. \quad (30.7)$$

Бунда  $a$  — панжара доимийси,  $V_0$  — элементар ячейка ҳажми,  $M$  — ундаги ҳамма атомларнинг массаси,  $u_k$  — Блох функцияси кўпайтувчиси. Агар  $a \approx 10^{-8}$  см, электрон массаси  $m \approx 10^{-27}$  г бўлса,  $C \approx 5$  эВ бўлади.

1. Акустик тебранишлар билан заряд ташувчиларнинг тўқнашишлари. Электроннинг энергиясини  $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  кўринишда ва узун тўлқинли акустик фононлар (шундай фононлар орқали электронлар кристалл панжараси билан ўзаро таъсирлашади) энергиясини  $E(q) = \hbar\omega(q) = \hbar v_0 q$  кўринишда ифодалаймиз ( $v_0$  — товуш тезлиги). Мазкур ҳолда сақланиш қонунлари қуйидаги кўринишда бўлади:



$$\frac{\hbar(\vec{k} \pm \vec{q})}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar v_0 q, \quad (30.8)$$

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}. \quad (30.9)$$

Бу ифодадаги «+» ишора фонон ютилиши, «-» ишора фонон чиқарилиши ҳолларига тегишлидир. Баҳолаш шуни кўрсатадики, эластик тўқнашишда электрон оладиган (ёки берадиган) энергия, яъни фонон энергияси электроннинг дастлабки энергиясидан кичик бўлади ( $\hbar v_0 q \ll kT$ ). Шунинг учун (30.8) ифодадаги  $\hbar v_0 q$  ни ташлаб юбориб қуйидаги муносабатни оламиз:

$$q = \pm 2k \cos \Theta. \quad (30.10)$$

Бундан электрон  $k \approx q$  бўлган фононларни ютади ёки чиқаради деган хулосага келамиз. Бундай фононлар эса тебраниш тармоғининг узун тўлқинли (кичик  $q$  ли) бошланғич қисмига тааллуқли бўлади.

Электрон энергиясига нисбатан фонон энергиясини эътиборга олмасак,

$$\delta [E(\vec{k} \pm \vec{q}) - E(\vec{k})] = \frac{m^*}{\hbar^2 k q} \delta \left( \frac{q}{2k} \pm \cos \Theta \right) \quad (30.11)$$

бўлади.

Олдинги 29- § даги (29.15) ифодани қуйидагича ёзиб олиш мумкин:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') \left( 1 - \frac{k'_x}{k_x} \right) = - \sum_q W^+(\vec{k}, q) \frac{q_x}{k_x} + \\ + \sum_q W^-(\vec{k}, q) \frac{q_x}{k_x} \end{aligned} \quad (30.12)$$

Биринчи йиғинди, равшанки, фонон ютилиши, иккинчи йиғинди эса, фонон чиқарилиши жараёнларини ифодалайди. Фононнинг  $q$  вектори бўйича олинадиган йиғинди  $q$  — фазо бўйича сферик координаталар бўйича интеграллаш билан алмаштирилади:

$$\sum_q \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_{q_{min}}^{q_{max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin \Theta d\Theta \int_0^{2\pi} d\varphi.$$

35- расмдан кўринадики,

$$\cos \alpha = \cos \Theta \cos \beta + \sin \Theta \sin \beta \cos \varphi. \quad (30.13)$$

Лекин,  $q_x = q \cos \alpha$ ,  $k_x = k \cos \beta$ .

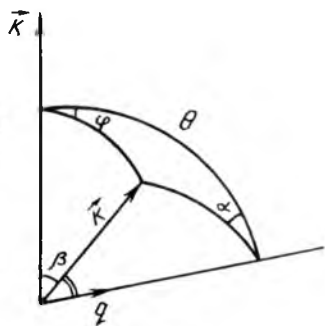
Энди (30.12) ифода

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{V}{(2\pi)^3} \frac{m^*}{\hbar^2 k^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} q^2 dq \int_0^\pi \sin \theta d\theta \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \omega(q) N_q \delta\left(\frac{q}{2k} + \cos \theta\right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} - \right.$$

$$\left. - \omega(q) (N_q + 1) \delta\left(\frac{q}{2k} - \cos \theta\right) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \right\}$$

(30.14)



35- расм.

кўриниш олади. Айрим ҳисоблашлар натижаси қуйидагича бўлади:

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} d\varphi = 2\pi \cos \theta \quad (30.15)$$

$$-\int_0^\pi 2\pi \cos \theta \delta\left(\frac{q}{2k} \pm \cos \theta\right) \sin \theta d\theta = \pm \frac{\pi q}{k} \quad (30.16)$$

Агар (30.16) ни (30.14) га қўйилса

$$\frac{1}{\tau} = \frac{V}{8\pi^2} \frac{m^*}{\hbar^2 k^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \omega(q) (2N_q + 1) q^3 dq \quad (30.17)$$

келиб чиқади.  $\hbar \omega(q) = \hbar v_0 q \ll kT$  бўлгани учун

$$N_q = \left[ e^{\frac{\hbar v_0 q}{kT}} - 1 \right]^{-1} \simeq \frac{kT}{\hbar v_0 q} \simeq N_q + 1 \gg 1 \quad (30.18)$$

бўлади. Энди (30.18) ни (30.17) га қўйиб,  $0 \leq q \leq 2k$  ораликда интеграллашни бажарсак, релаксация вақти учун

$$\tau = \frac{\tau_{\text{ок}}}{k} = \frac{\tau_0}{\sqrt{E}} \quad (30.19)$$

ифодани топамиз, бунда

$$\tau_{\text{ок}} = \frac{9\pi}{4} \frac{M v_0^3 \hbar^3}{V_0 c^2 m^* kT} \quad \text{ва} \quad \tau_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{2m^*}} \tau_{\text{ок}} \quad (30.20)$$

Бу ҳолда электроннинг эркин югуриш йўли

$$l = v\tau = \tau_{ок} \hbar / m \quad (30.21)$$

Демак, акустик тебранишда электронлар сочилиши муҳим бўлган ҳолда релаксация вақти энергияга боғлиқ, яъни  $\tau \sim E^{-1/2}$ , аммо эркин югуриш йўли энергияга боғлиқ эмас.

**2. Оптик тебранишларда заряд ташувчиларнинг сочилиши.** Ўтказувчанлик электрони (коваги) ионлардан тузилган кристалларда акустик тебранишларга нисбатан оптик тебранишлар билан анча кучли таъсирлашади. Бундай кристалларда оптик тебранишлар вақтида ҳар бир элементар ячейкада ўзгарувчан электр диполлар пайдо бўлади, улар билан электрон (ковак) кучли таъсирлашади, бунда оптик фононлар ютилади ёки чиқарилади. Бу жараёнлар билан боғлиқ равишда юз берадиган  $\vec{k} \leftrightarrow \vec{k}'$  ўтишлар (заряд ташувчилар сочилиши) нинг эҳтимоллиги қуйидагича бўлади:

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \omega_0(q) \left\{ \frac{N_q}{N_{q+1}} \right\} \delta[E(\vec{k} \pm \vec{q}) - E(\vec{k}) \pm \hbar\omega(q)] \quad (30.22)$$

бундаги

$$\omega_0(q) = 4\pi^2 e^2 \omega_c / q^2 \epsilon^* \quad (30.23)$$

$\epsilon^*$  — диэлектрик сингдирувчанлик нисбий коэффициенти. Оптик фононларнинг  $\omega_c$  такрорийлиги  $q$  тўлқин сон ўзгариши билан кам ўзгаради, шунинг учун уни ўзгармас деб олиш мумкин.

Энергиянинг сақланишини ифодалайдиган

$$\frac{\hbar^2(\vec{k} \pm \vec{q})^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \hbar\omega_c \quad (30.24)$$

тенгламадан икки ечим топилади:

$$\begin{aligned} q_1 &= -k \cos \Theta \pm \sqrt{k^2 \cos^2 \Theta + q_0^2}, \\ q_2 &= k \cos \Theta \pm \sqrt{k^2 \cos^2 \Theta - q_0^2}. \end{aligned} \quad (30.25)$$

Бунда

$$\Theta = \angle(\vec{k}, \vec{q}), \quad q_0^2 = 2m^* \omega_c / \hbar.$$

Биринчи ечим фонон ютилишига, иккинчиси эса, фонон чиқарилишига мос келади.

а) Юқори температуралар ( $kT \gg \hbar\omega_c$  ёки  $k \gg q_0$ ) соҳасини қараб чиқайлик. Бу ҳолда фонон ютиш ва чиқаришда ҳам  $q_{min}=0$ ,  $q_{max}=2k$ , бундан ташқари  $N_q = kT/\hbar\omega^2 \gg 1$ .

Юқоридаги (30.17) интеграл остидаги  $\omega(q)$  ўрнига (30.23) ифода бўйича  $\omega_0(q)$  ни қўямиз, интегрални ҳисоблаб, ушбу натижани оламиз:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2m^*}} \frac{\hbar^2 \epsilon^*}{ekT} \sqrt{E} \quad (30.26)$$

Бу ифодадан  $\tau \sim E^2 T^{-1}$  бўлади деган хулоса келиб чиқади. Эркин югуриш йўли

$$l = v\tau = \frac{\hbar^2 \epsilon^*}{m^* e^2 k} \frac{E}{T} \quad (30.27)$$

Агар электроннинг ўртача энергияси  $\bar{e} = \frac{3}{2} k_0 T$  эканлигини эътиборга олсак,

$\bar{l} = 3\hbar^2 \epsilon^* / m^* e^2$  бўлади, яъни ўртача эркин югуриш йўли температурага боғлиқ эмас.

б) Энди паст температуралар соҳасида оптик тебранишлар билан электрон (ковак)нинг қандай ўзаро таъсирлашиши масаласига тўхталамиз. Бу ҳолда фононлар энергияси электронларнинг ўртача энергиясидан катта, яъни  $kT \ll \hbar\omega_c$ . Равшанки, электрон энергияси фонон чиқаришга етарли эмас, электрон фонон ютиши мумкин, бинобарин, электроннинг тўкнашиши эластик бўлмайди. Аммо бу ҳолда ҳам муайян ҳисоблаш усули ёрдамида  $\tau$  релаксация вақтини киритиш мумкин: паст температураларда электрон фонон ютиши мумкин, бунда у  $kT$  га нисбатан катта  $\hbar\omega_c$  энергияга эга бўлади ва деярли ана ўшандай энергияли фононни чиқаради, лекин унинг ҳаракат йўналиши ўзгаради.

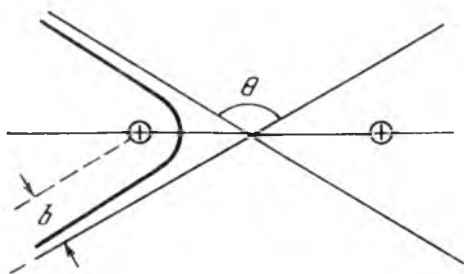
Тегишли ҳисоблашлар орқали бу ҳолдаги релаксация вақти учун қуйидаги ифода келтириб чиқарилган

$$\tau = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\hbar \epsilon^* \exp(\hbar\omega_c/kT)}{e^2 \sqrt{m^* \hbar\omega_c}} \quad (30.28)$$

### 31- §. Заряд ташувчиларнинг киришмалар ионларида, нейтрал атомларда ва бошқа нуқсонларда сочилиши

Кристаллда киришмалар ионлар ва нейтрал атомлар кўринишида бўлиши мумкин.

1. Киришма ионларида электрон сочилишини классик механика нуқтаи назаридан текшираемиз. Бунда ионлар



36- расм.

кристалл ҳажми бўйича текис тақсимланган ва ҳар бир ионни  $+e$  нуқтавий заряд деб фараз қиламиз. Киришма ионнинг тортиши оқибатида  $v$  тезликли электрон ўзининг тўғри чизикли йўлидан оғади ва у гипербола бўйича ҳаракатланади (36- расм). Электроннинг ионга нисбатан сочилишгача бўлган ҳаракат йўналишини «мўлжал масофа» деб аталадиган  $b$  катталиқ аниқлайди. «Мўлжал масофа» нинг катталиги  $v$  тезликли электроннинг ион майдонида оғиш (сочилиш) бурчаги  $\Theta$  га боғлиқ,

$$b = \frac{e^2}{\epsilon^* m v^2} \operatorname{ctg} \frac{\Theta}{2}. \quad (31.1)$$

Электронлар  $nv$  оқимининг  $d\Omega$  фазовий бурчак ичида  $\Theta$  бурчакка оғишган қисми  $\sigma(\Theta) d\Omega$  катталиқ билан аниқланиб, дифференциал сочилиш кесими дейилади. «Мўлжал масофа»нинг  $db$  кенгликдаги  $2\pi b |db|$  конус тасмаси бўйича ионга тушаётган электронлар  $d\Theta$  бурчакка оғишади. Бу катталиқлар, яъни  $db$  ва  $d\Theta$  орасидаги муносабат

$$\sigma(\Theta) d\Omega = \sigma(\Theta) 2\pi \sin\Theta d\Theta = 2\pi b |db| \quad (31.2)$$

кўринишда бўлади. Юқоридаги (31.1) ифодадан  $|db|$  топилади:

$$|db| = \frac{e^2}{2\epsilon^* m v^2} \frac{d\Theta}{\sin^2(\Theta/2)} \quad (31.3)$$

Охирги (31.2) ва (31.3) ифодалардан дифференциал сочилиш кесими топилади:

$$\sigma(\Theta) = \left( \frac{e^2}{2\epsilon^* m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\Theta/2)} \quad (31.4)$$

Электроннинг ион таъсирида  $\Theta$  бурчакка оғиш эҳтимоллиги

$$W(\Theta) = \frac{N_i}{V} v \sigma(\Theta) = n_i v \sigma(\Theta) = \left( \frac{e^2}{2m v^2 \epsilon^*} \right)^2 \frac{n_i v}{\sin^4(\Theta/2)} \quad (31.5)$$

бўлади. Бунда  $n_i$  — сочувчи ионлар зичлиги, (31.5) ни  $1/\tau$  нинг ифодасига қўйсақ, қуйидаги натижа ҳосил бўлади:

$$\frac{1}{\tau} = \int W(\Theta) (1 - \cos\Theta) d\Omega = 2\pi n_i v \left( \frac{e^2}{2m v^2 \epsilon^*} \right)^2 \times \int \frac{(1 - \cos\Theta) \sin\Theta d\Theta}{\sin^4(\Theta/2)} \quad (31.6)$$

Интегралнинг юқори чегараси  $\Theta_{\max} = \pi$  бўлишлиги равшан; у электроннинг ионга урилиб оркага қайтиши ( $b=0$ ) га мос келади. Пастки чегара  $\Theta_{\min}$  ни аниқлашда қуйидаги мулоҳазадан фойдаланамиз. Икки қўшни ион орасидаги масофа  $d_i = 1/\sqrt[3]{n_i}$  (ионлар куб панжара ташкил қилган). Электрон мазкур иондан  $d_i$  масофанинг ярмисигача бўлган «мўлжал масофа» сигача, яъни  $b_{\max} = d_i/2$  гача ушбу ион таъсирида бўлади ва сочилиш бурчаги эса энг кичик ( $\Theta_{\min}$ ) бўлади. Агар  $b > d_i/2$  бўлса, электрон мазкур ион таъсиридан чиқиб, қўшни ион таъсирида бўлади. Демак,  $b_{\max}$  га мос  $\Theta = \Theta_{\min}$  бурчак (31.6) ифодадаги интегралнинг пастки чегараси деб қабул қилинади. Унинг қиймати қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$\text{ctg}\left(\frac{\Theta_{\min}}{2}\right) = \frac{\epsilon^* m v^2}{2 e^3 \sqrt{n_i}} \quad (31.7)$$

Энди (31.6) даги интегрални  $\Theta = \Theta_{\min}$  ва  $\Theta = \Theta_{\max} = \pi$  чегараларда ҳисобласак,  $\tau$  учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\tau = \frac{\epsilon^{*2} m^2 v^3}{2\pi n_i e^4} \left\{ \ln \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon^* m v^2}{2 e^3 \sqrt{n_i}} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (31.8)$$

Бу ифодада секин ўзгарадиган логарифмик кўпайтмани ҳисобга олинмаса,

$$\tau \sim \frac{v^3}{n_i} \sim \frac{E^{3/2}}{n_i} \quad (31.9)$$

келиб чиқади.

Равшанки, электронлар (ва коваклар) нинг киришма ионларидан сочилиши етарлича паст температураларда (уларнинг ўртача тезликлари кичик бўлганида) ва ионлар

зичлиги  $n_i$  катта бўлганида муҳим бўлишлигини кутиш мумкин.

2. Киришма нейтрал атомларида электронлар сочилишини секин ҳаракатланувчи электронларнинг  $\epsilon^*$  диэлектрик сингдирувчанликли муҳитга жойлашган водород атомида сочилиши деб қараш мумкин. Ҳисоблашлар бу сочилиш тури учун қуйидаги релаксация вақтини беради:

$$\tau_N = \left(\frac{m^*e^2}{h}\right)^2 \frac{1}{20\epsilon^*N_0}, \quad (31.10)$$

бунда  $N_0$  — нейтрал атомлар зичлиги.

3. Заряд ташувчиларнинг дислокацияларда сочилишининг икки тури мавжуд. Биринчи ҳолда дислокация яқинида ҳосил бўладиган эластик кучланишлар деформация вужудга келтиради. Шу жойларда электронлар тўқнашишга дуч келади — сочилади. Иккинчи ҳолда германий ва кремний каби ярим ўтказгичларда дислокацияларнинг акцепторлик хоссаси муҳим бўлади.  $n$ - тур кристалларда дислокация манфий зарядли бўлади ва дислокация чизиғи электронларни кучли даражада сочади. Агар дислокацияни  $R$  радиусли чизиғий манфий заряд деб ва уни мусбат ҳажмий заряд ўраб олган деб ҳисобласак, электрон сочилишининг дифференциал кесими

$$\sigma(\Theta) = R \sin(\Theta/2), \quad (31.11)$$

релаксация вақти

$$\tau_D = \frac{3}{8Rv} \frac{1}{N_D} \quad (31.12)$$

бўлади. Бунда  $v$  — электроннинг тезлиги,  $N_D$  — дислокациялар зичлиги. Бу сочилиш тури ҳам паст температура-лар соҳасида ва  $N_D$  катта бўлганида муҳим бўлади.

4. Заряд ташувчиларнинг вакансияларда сочилишини текширганда вакансияни ионлашган киришма деб қараш мумкин. Бу ҳол киришма ионларида сочилиш ҳолига ўхшаш бўлади.

Агар вакансия зарядсиз бўлса, бу ҳолда у  $V=A\delta(r)$  сочувчи потенциал билан тавсифланади ва релаксация вақтининг ифодаси

$$\tau_V = \frac{\pi\hbar^3}{m^* \sqrt{2m^*kT} A^2 N_V} \left(\frac{E}{kT}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (31.13)$$

бўлади. Бунда  $N_V$  — вакансиялар зичлиги.

5. Электронларнинг электронларда ёки ковакларда

сочилиши (уларнинг ўзаро тўқнашиши) бу заряд ташувчиларнинг ярим ўтказгичдаги зичлиги етарлича катта бўлганида муҳим бўлиши мумкин. Бу сочилиш турини киришма ионларида сочилишга шаклан ўхшатиш мумкин-дай туюлади. Аммо бунда муҳим бир фарқни таъкидлаш зарур. Электрон-электрон, электрон-ковак ва ковак-ковак тўқнашишлар ярим ўтказгич ҳажмида кучли электр майдон мавжуд бўлганида аҳамиятли, чунки бу шароитда заряд ташувчилар майдондан олган энергияни кристалл панжарасига бериб улгурмайди, ўзаро тўқнашишлар оқибатида бу энергиянинг қисми заряд ташувчиларнинг ўзида қолади, уларнинг ўртача энергияси  $T_0$  панжара температурасига мос келувчи  $(3/2)kT_0$  энергиядан каттароқ бўлади. Бу ҳолда электронлар қизиган (уларнинг  $T_e$  температураси панжара  $T_0$  температурасидан юқори) дейилади. Мана шу эслатмани эътиборга олиб, бу ҳол учун (31.8) ифодадан фойдаланиш мумкин.

6. Бир вақтда бир неча сочилиш тури таъсир қилаётган ҳолда заряд ташувчиларнинг айрим турдаги сочувчи марказлар билан тўқнашиш эҳтимолликлари  $W_i$  қўшилиб, электроннинг шу марказларнинг бири билан тўқнашиб қолиш эҳтимоллигини беради:

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_i W_i(\vec{k}, \vec{k}'). \quad (31.14)$$

Бинобарин,

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{k}'} W(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta k_x}{k_x} = \sum_i \sum_{\vec{k}'} W_i(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta k_x}{k_x} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (31.15)$$

бўлади, яъни умумий релаксация вақтининг тескари қиймати айрим марказларда сочилишга тегишли релаксация вақтлари тескари қийматларининг йиғиндисига тенгдир.

Юқоридаги (31.11) ифода асосида ҳам шундай натижа чиқади:

$$\begin{aligned} W(\Theta) &= \sum_i W_i(\Theta), \\ \frac{1}{\tau} &= \int_{(\Omega)} W(\Theta) (1 - \cos\Theta) d\Omega = \\ &= \sum_i \int_{(\Omega)} W_i(\Theta) (1 - \cos\Theta) d\Omega = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \end{aligned}$$

Яна шуни таъкидлаб ўтиш керакки, айрим сочилиш турлари учун  $\tau$  нинг энергияга боғланиши турлича. Уни



қуйидаги умумий кўринишда тасвирланади:

$$\tau = \tau_r E' \quad (31.16)$$

Биз юқорида бир нечта тўқнашиш (сочилиш) турларини кўриб ўтдик. Аммо кристаллда неча тур нуқсонлар мавжуд бўла олса, ўшанча тур тўқнашишлар ҳам мавжуд бўлади. Биз эса амалда кўп учраб турадиган тўқнашишларни қараб чиқдик.

### 32- §. Больцман кинетик тенгламасининг ечилиши

Стационар ҳол (ташқи кучлар вақт бўйича ўзгармас бўлган ҳол) учун чиқарилган

$$\vec{v} \nabla_r f - \frac{e}{h} (\vec{\varepsilon} + [\vec{v} \vec{B}]) \nabla_k f = - \frac{f_1(\vec{k})}{\tau(E)} \quad (29.14)$$

кинетик тенгламани ечиб, заряд ташувчиларнинг ҳолатлар бўйича  $f(k, r)$  номувозанатий тақсимот функцияси топилади, унинг асосида эса электр ва энергия оқимлари ифодаларини аниқлаб, барча кинетик ҳодисаларни ҳисоблаш мумкин.

Мазкур тенгламани ечишда қуйидаги фараз ва шартларни қабул қиламиз:

а) сферик симметрик энергия зонасини қараймиз:

$$E = E(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m^*, \quad (32.1)$$

б) тақсимот функциясини

$$f(\vec{k}, \vec{r}) = f_0(E) + f_1(\vec{k}, \vec{r}) = f_0(E) - \frac{\partial f_0}{\partial E} (\vec{\chi}(E) \vec{k}) \quad (32.2)$$

кўринишда оламиз; бундаги мувозанатий ҳолат тақсимот функцияси  $f_0(E)$  Ферми функциясидир;

в) мувозанатий ҳолатдан четланиш кичик деб, яъни  $|f_1| \ll f_0$  деб ҳисоблаб, (29.14) тенгламанинг баъзи ҳадларида  $f(k, r)$  ни  $f_0(E, T)$  га алмаштираемиз:

$$\nabla_r f \approx \nabla_r f_0 = \frac{\partial f_0}{\partial E} \left\{ \frac{F-E}{T} \nabla t - \nabla F \right\} \quad (32.3)$$

$$\vec{\varepsilon} \nabla_k f \approx \vec{\varepsilon} \nabla_k f_0 = \vec{\varepsilon} \hbar \vec{v} \frac{\partial f_0}{\partial E}. \quad (32.4)$$

Аммо  $\vec{B}$  магнит майдон индукцияси иштирок қилган ҳадда  $f_1$  ни ташлаб юбориш мумкин эмас. Шунинг учун

$$[\vec{v}, \vec{B}] \nabla_k f = [\vec{v} \vec{B}] (\nabla_k f_0 + \nabla_k f_1) = [\vec{v} \vec{B}] \vec{v} h \frac{\partial f_0}{\partial E} + [\vec{v} \vec{B}] \nabla_k f_1$$

бўлади. Лекин  $(\vec{v} | \vec{v} \vec{B}) = 0$  бўлгани учун бу ифода сод-далашади:

$$[\vec{v} \vec{B}] \nabla_k f = [\vec{v} \vec{B}] \nabla_k f_1 = -\frac{\partial f_0}{\partial E} [\vec{B} \vec{\chi} | \vec{v}] \quad (32.5)$$

Бу ҳисоблашлар асосида (29.14) кинетик тенгламани  $\vec{\chi}(E)$  га нисбатан ёзиб оламиз (электронлар учун  $\chi_n(E)$ ):

$$\chi_n(E) = -\tau_n \frac{h}{m_n} \left\{ \frac{E-F}{T} \nabla T + \nabla(F - e\varphi) - \frac{e}{h} [\vec{B} \vec{\chi}_n] \right\}, \quad (32.6)$$

бу ерда  $n$  белгили барча катталиклар электронларга тегиш-ли,  $\varphi$  — электр майдон потенциали,  $\varepsilon = -\nabla \varphi$ ;  $\nabla = \nabla_{\vec{r}}$ .

Ушбу (32.6) вектор тенгламадан  $\vec{\chi}_n(E)$  топилади, шу билан  $f(k, r)$  тақсимот функциясини аниқлаш масаласи электронлар учун ечилган бўлади.

Валент зонадаги коваклар учун ҳам шунга ўхшаш тенглама олинади; бунинг учун (32.6) тенгламада  $n \rightarrow p$ ,  $m_n \rightarrow m_p$ ,  $\tau_n \rightarrow \tau_p$ ,  $F \rightarrow -E_g - F$ ,  $-e \rightarrow e$ ,  $E \rightarrow E'$  алмаштириш-лар қилиш кифоя. Натижада

$$\chi_p(E') = -\tau_p(E') \frac{h}{m_p} \left\{ \frac{E' + E_g + F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) + \frac{e}{h} [\vec{B} \vec{\chi}_p] \right\} \quad (32.7)$$

келиб чиқади. Биз (32.6) ва (32.7) тенгламаларнинг ечиш ҳисобларини тўхталмасдан, уларнинг ечимларини келтирамиз:

$$\vec{\chi}_n = -\frac{h\tau_n}{m_n} \frac{\{\vec{L}_n + [\vec{B}\vec{L}_n] \beta_n + \beta_n^2 (\vec{B}\vec{L}_n) \vec{B}\}}{1 + (\beta_n B)^2} \quad (32.8)$$

$$\vec{\chi}_p = \frac{h\tau_p}{m_p} \frac{\{\vec{L}_p - [\vec{B}\vec{L}_p] \beta_p + \beta_p^2 (\vec{B}\vec{L}_p) \vec{B}\}}{1 + (\beta_p B)^2} \quad (32.9)$$

Бунда

$$\vec{L}_n = \frac{E-F}{T} \nabla T + \nabla(F - e\varphi), \quad \beta_n = e\tau_n/m_n, \quad (32.10)$$

$$\vec{L}_p = \frac{E' + E_g + F}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi), \quad \beta_p = e\tau_p/m_p \quad (32.11)$$

Агар  $\vec{\chi}_n$  ва  $\vec{\chi}_p$  ларнинг бу ифодаларида  $\tau_n$  ва  $\tau_p$  ларнинг олдин ҳисоблаб топилган қийматлари қўйилса, сўнгра  $\vec{\chi}_n$  ва  $\vec{\chi}_p$  ларни  $\vec{j}_1 = -(\vec{\chi} \vec{k}) (\partial f_0 / \partial E)$  ифодага қўйсак,  $\vec{j} = \vec{j}_0 + \vec{j}_1$  номувозанатий тақсимот функцияси тамомила аниқланган бўлади.

### 33- §. Электр оқими (электронлар ва коваклар токлари зичлиги). Энергия оқими

1. Тўлқин вектор фазосининг  $\vec{k}$  нуқтаси яқинидаги  $d^3k = dk_1 dk_2 dk_3$  кичик ҳажмига ва координаталар фазосининг бирлик ҳажмига  $d^3k / 4\pi^3$  сондаги ҳолатлар тўғри келади. Бу ҳолатларнинг ҳар бирида электронларнинг бўлиши эҳтимоллиги  $f(\vec{k}, \vec{r})$  бўлганлиги учун улардаги электронлар сони  $dn = f(\vec{k}, \vec{r}) d^3k / 4\pi^3$  га тенгдир. Бу электронларнинг ҳар бири  $\vec{v}_n = \hbar \vec{k} / m_n$  тезлик билан ҳаракатланади. Бинобарин, бу электронларнинг оқими

$$d\vec{I}_n = \vec{v}_n dn = \vec{v}_n f(\vec{k}, \vec{r}) d^3k / 4\pi^3 \quad (33.1)$$

бўлади. Бу ифодани электроннинг  $-e$  зарядига кўпайтирилса, мазкур ҳажмчадаги электронлар тоқининг зичлиги келиб чиқади:

$$d\vec{j}_n = -e d\vec{I}_n = -e \vec{v}_n f(\vec{k}, \vec{r}) d^3k / 4\pi^3 \quad (33.2)$$

Бу ифодани зонадаги электронларнинг барча тезликлари (тўлқин векторлари) бўйича интегралласак (жамласак), ўтказувчанлик зонасидаги электронлар тоқининг тўла зичлиги ифодаси ҳосил бўлади:

$$\vec{j}_n = -e \int \vec{v}_n f(\vec{k}, \vec{r}) d^3k / 4\pi^3 \quad (33.3)$$

Агар  $f = f_0 + f_1$  эканини эътиборга олсак,

$$\vec{j}_n = -e \int \vec{v}_n f_0(E) d^3k / 4\pi^3 - e \int \vec{v}_n f_1(\vec{k}, \vec{r}) d^3k / 4\pi^3. \quad (33.3a)$$

Биринчи интеграл остидаги  $f_0(E) = f_0(k^2)$  функция  $\vec{k}$  нинг жуфт функцияси,  $\vec{v}_n f_0(E)$  эса тоқ функцияси бўлади. Шунинг учун  $\vec{k}$  нинг ( $v$  нинг) барча симметрик мусбат ва манфий қийматлари бўйича олиндиған бу интеграл нолга тенг бўлади. Демак, тоқ зичлиги  $\vec{j}$  тақсимот функциясининг кучлар таъсирини ифодалайдиган  $\vec{j}_1$  номувозанатий қўшимча ҳади орқали аниқланади:

$$\vec{j} = -e \int \vec{v}_n f_1(\vec{k}, \vec{r}) \frac{d^3k}{4\pi^3} = \frac{eh}{4\pi^3 mn} \int \frac{\partial f_0}{\partial E} (\vec{\chi}_n \vec{k}) \vec{k} d^3k \quad (33.4)$$

Бу ерда  $\vec{\chi}_n$  ни кутб ўқи сифатида олиб, мазкур интегрални кутб координаталарида ёзиб олиш мумкин:

$$\vec{j}_n = \frac{e\hbar}{3\pi^2 m_n} \int \frac{\partial f_0}{\partial E} \vec{\chi}_n(k) k^4 dk \quad (33.4a)$$

Энди  $\vec{\chi}_n^* = -(m_n/e\hbar) \vec{\chi}_n$  белгилаш киритиб, айнамаган ярим ўтказгич учун

$$-\frac{\partial f_0}{\partial E} = \frac{4\pi^3 h^3 n}{(2\pi m_n)^{3/2} kT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (33.5)$$

бўлишини назарда тутиб ҳамда  $x = E/kT$  ўлчамсиз энергия киритиб, (33.4a) ифодани

$$\vec{j}_n = \frac{e^2 n}{m_n} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \vec{\chi}_n^* e^{-x} x^{3/2} dx \quad (33.6)$$

кўринишга келтириш мумкин.

$$\langle \vec{\chi}_n^* \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \vec{\chi}_n^* e^{-x} x^{3/2} dx \quad (33.7)$$

ўртача қиймат белгиси (33.6) кўринишини соддалаштиради:

$$\vec{j}_n = \frac{e^2 n}{m_n} \langle \vec{\chi}_n^* \rangle \quad (33.6a)$$

Худди шу йўл билан валент зонадаги коваклар токи зичлиги учун

$$\vec{\chi}_p^* = \frac{m_p}{e\hbar} \vec{\chi}_p \quad (33.8)$$

$$\vec{j}_p = \frac{e^2 p}{m_p} \langle \vec{\chi}_p^* \rangle$$

ифодаларни ҳосил қилинади.

Айнамаган ярим ўтказгичда тўла ток зичлиги:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = \frac{ne^2}{m_n} \langle \vec{\chi}_n^* \rangle + \frac{pe^2}{m_p} \langle \vec{\chi}_p^* \rangle \quad (33.9)$$

Айниган (кучли легирланган) ярим ўтказгичдаги ток зичлигини ҳисоблашда (33.4) каби ифодалардан фойдаланиш зарур.

2. Ташқи кучлар таъсирида электронлар ва коваклар оқими пайдо бўлганида заряд ташувчилар ўзи билан бирга энергияни ҳам ташийди, яъни электр оқими билан бир вақтда энергия оқими ҳам ҳосил бўлади.

Тезлиги  $v_n$  бўлган электроннинг кинетик энергияси  $E_{кин} = E$  бўлса, унинг  $\epsilon = -\nabla\varphi$  электр майдондаги потенциал энергияси  $E_{пот} = -e\varphi$  бўлади. Демак, электроннинг тўла энергияси  $E - e\varphi$  га тенг, уни (33.1) ифодага кўпайтирсак, шу электронлар ташиб бораётган энергия оқимининг ифодаси ҳосил бўлади:

$$d\vec{W}_n = (E - e\varphi) \vec{v}_n dn = (E - e\varphi) f(\vec{k}, \vec{r}) \vec{v}_n d^3k / 4\pi^3 \quad (33.10)$$

(33.10) ифодани барча тезликлар бўйича интеграллаб, энергиянинг тўла оқимини оламиз:

$$\vec{W}_n = \int (E - e\varphi) f(\vec{k}, \vec{r}) \vec{v}_n d^3k / 4\pi^3$$

Мувозанат ҳолатни тавсифлайдиган  $f_0$  тақсимот функцияси оқимларга ҳисса қўшмайди, шунинг учун

$$\vec{W}_n = \int (E - e\varphi) f_1^{(n)}(\vec{k}, \vec{r}) \vec{v}_n d^3k / 4\pi^3 \quad (33.11)$$

Юқоридаги мулоҳазаларни валент зонадаги коваклар учун такрорласак, улар ташиётган энергия оқимининг ифодасини ҳосил қиламиз:

$$\vec{W}_p = \int (E' + E_g + e\varphi) f_1^{(p)}(\vec{k}', \vec{r}) \vec{v}_p d^3k' / 4\pi^3 \quad (33.12)$$

Демак, электронлар ва коваклар ҳаракатидан ҳосил бўладиган тўла энергия оқими қуйидагича бўлиши равшан

$$\vec{W} = \vec{W}_n + \vec{W}_p \quad (33.13)$$

Юқорида ҳосил қилинган ифодаларда  $f_1$  ни  $\chi^*$  вектор функция орқали алмаштириш мумкин.

Биз бундан кейин энг муҳим кўчиш ҳодисаларини таҳлил қиламиз.

### 34- §. Сферик зонали (изотроп) айнамаган ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги

Юқорида  $\chi_n$  ва  $\chi_p$  учун ҳосил қилинган (32.8) ва (32.9) ифодаларда  $\nabla T = B = 0$  деб ҳисоблаймиз ва  $\chi^* = -(m/e\hbar)\chi$  белгилашни эътиборга оламиз. Бу ҳолда

$$\langle \chi_n^* \rangle = \langle \tau_n \rangle \epsilon, \quad \langle \chi_p^* \rangle = \langle \tau_p \rangle \epsilon \quad (34.1)$$

бўлади. Бинобарин, тўла ток зичлиги (электр оқими) ифодаси

$$\vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n = \left[ \frac{e^2 n}{m_n} \langle \tau_n \rangle + \frac{e^2 p}{m_p} \langle \tau_p \rangle \right] \vec{\varepsilon} = \sigma \vec{\varepsilon} \quad (34.2)$$

кўринишни олади, бунда ўртача релаксация вақти

$$\langle \tau \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau(x) e^{-x} x^{3/2} dx, \quad (34.3)$$

электр ўтказувчанлик

$$\sigma = \frac{e^2 n}{m_n} \langle \tau_n \rangle + \frac{e^2 p}{m_p} \langle \tau_p \rangle = en \mu_n + ep \mu_p \quad (34.4)$$

бўлади. Электр ўтказувчанлик таркибидаги

$$\mu_n = \frac{e \langle \tau_n \rangle}{m_n}; \quad \mu_p = \frac{e \langle \tau_p \rangle}{m_p} \quad (34.5)$$

катталикларни, мос равишда, электронларнинг ва ковакларнинг ҳаракатчанлиги дейилади.

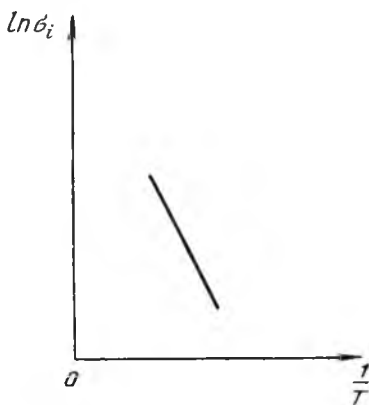
Агар релаксация вақтининг энергияга боғланишини  $\tau = \tau_0 x^r$  кўринишда (бунда  $x = E/kT$ ) тасвирласак, у қуйидагича бўлади:

$$\langle \tau \rangle = \tau_0^{1/3} (4/3 \sqrt{\pi}) T^{(5/2+r)}. \quad (34.6)$$

Заряд ташувчиларнинг релаксация вақти  $\tau$ , умуман айтганда, уларнинг энергияси ва  $T$  температурасига боғлиқ эканлиги бизга маълум. Заряд ташувчилар энергиясининг ўртача қиймати  $\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT$  бўлгани сабабдан ўртача релаксация вақти  $\langle \tau \rangle$  ва ҳаракатчанлик  $\mu$ , кўпинча температура  $T$  нинг қандайдир даражасига пропорционал бўлади. Бу боғланиш жадвалда тасвирланган.

Ж а д в а л

Сочилиш тури	$\mu(T) \sim$
Акустик тебранишлар	$T^{3/2}$
Оптик тебранишлар (юқори $T$ лар соҳаси)	$T^{-1/2}$
Оптик тебранишлар (паст $T$ лар соҳаси)	$\exp(\hbar\omega^0/kT)$
Киришма ионлари	$T^{3/2}$
Дислокациялар	$T^{-1/2}$



37- расм.

Электр ўтказувчанликнинг температурага боғланиши заряд ташувчиларнинг  $n$  ва  $p$  зичликлари,  $\mu_n$  ва  $\mu_p$  ҳаракатчанликлари орқали ифодаланadi.

Хусусий ярим ўтказгич учун, маълумки,  $n=p=n_i$  ва

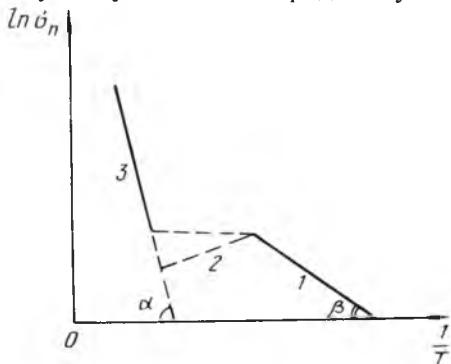
$$\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p) \quad (34.7)$$

Аmmo,  $n_i \sim T^{3/2} \exp(-Eg/2kT)$ ,  $(\mu_n + \mu_p) \sim T^s$  бўлганлиги туфайли хусусий ярим ўтказгичнинг  $\sigma_i$  электр ўтказувчанлиги  $T$  температурага, асосан, кўрсаткичли функция  $\exp(-Eg/2kT)$  орқали

боғланган (37- расм), чунки бу кўпайтувчи  $T^{3/2+s}$  дан кўра тез ўзгаради. Акустик тебранишларда сочилиш ҳолида

( $s = -\frac{3}{2}$ ) юқорида айтилган хулоса аниқ бажарилади.

Киришмали ярим ўтказгичда  $\sigma(T)$  боғланишнинг учта қисми мавжуд бўлади. Бу қисмларга учта температура оралиғи тўғри келади (38- расм). Энг паст температурадан бошлаб то киришма атомлари ионлашиб бўладиган температурагача уларнинг ионлашиши давом этади, яъни  $n$ -тур ярим ўтказгичда донорлар ўз электронларини ўтказувчанлик зонасига тобора кўпроқ узатиб боради,  $p$ -тур ярим ўтказгичда акцепторлар валент зонадан электронларни ўзига бирлаштириб олишни давом эттиради, бу ораликда  $\epsilon$  у,  $\epsilon$  бу зонадаги заряд ташувчилар зичлиги, бинобарин,



38- расм.

электр ўтказувчанлик оша боради (38- расм, 1). Бу ўзгариш  $\exp(-E_i/3kT)$  қонун бўйича юз беради.

Ўтказувчанлик  $\sigma(T)$  ўзгаришининг иккинчи қисмида киришма тўла ионлашган,  $n_0=N_d$  ёки  $p_0=N_a$  бўлади, яъни зонадаги заряд ташувчилар зичлиги ўзгармас қолади,  $\sigma(T)$  нинг ўзгариши  $\mu(T)$  туфайли содир бўлади, агар  $T$  ошган сари  $\mu$  ошиб борса,  $\sigma$  ҳам бироз оша боради,  $\mu$  камая борса,  $\sigma$  ҳам камаяди (38- расм, 2). Валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтаётган электронлар зичлиги (бинобарин, валент зонада пайдо бўлаётган коваклар зичлиги) киришмалар ҳосил қилган эркин заряд ташувчилар зичлигига етишган ва ундан юқори температураларда хусусий ўтказувчанлик соҳаси мавжуд бўлади (38- расм, 3). Бу қисмда  $\sigma=\sigma_i\sim\exp(-E_g/2kT)$  қонуният ўринли бўлади.

### 35- §. Сферик зонали айнамаган ярим ўтказгичларда гальваномагнит ҳодисалар

Магнит майдонига жойлашган ярим ўтказгичдан ток ўтаётганда юз берадиган ҳодисалар *гальваномагнит ҳодисалар* дейилади. Улар *Холл ҳодисаси* ва *магнит қаршилиқ ҳодисасидан* иборат. Ҳар қандай кучланганликли магнит майдон учун гальваномагнит ҳодисалар назариясини яратиш мумкин. Аммо бунда ҳосил бўладиган кинетик катталиклар содда функциялар орқали ифодаланмайди. Шунинг учун икки энг муҳим чегаравий ҳол — кучсиз ва кучли магнит майдонлар ҳолларини қараб чиқиш мақсадга мувофиқ.

Вакуумда электрон магнит майдонда  $\vec{B}$  индукция вектори йўналиши атрофида  $\omega_c=eB/m^*$  такрорийлик билан айланади.

Ушбу  $\omega_c$  циклотрон такрорийлиги дейилиб, у айланиш даври билан ўзаро боғлиқ:

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi m^*}{eB}. \quad (35.1)$$

Бошқа томондан, кристаллда электрон тўқнашишларга дуч келиб туради, унинг икки кетма-кет тўқнашиш орасида ўртача эркин югуриш вақти  $\langle\tau\rangle$  бўлади:

$$\langle\tau\rangle = \frac{\mu}{e} m^*. \quad (35.2)$$

Етарлича кичик майдонларда  $T_c$  давр  $\tau$  релаксация вақтидан катта бўлади, бинобарин, электрон бир тўқнашиш-



дан кейинги тўқнашишгача  $B$  магнит майдон атрофида тўла айланиб улгура олмайди, балки шу айлана ёйи бўйича ҳаракатланади. Демак, кичик магнит майдонлар шарти

$$\langle \tau \rangle \ll T_c \text{ ёки } \mu B \ll 1 \quad (35.3)$$

кўринишда бўлади.

Етарлича катта майдонларда  $T_c$  давр  $\tau$  релаксация вақтидан кичик бўлади, бинобарин, электрон бир тўқнашишдан иккинчи тўқнашишгача  $B$  магнит майдон атрофида бир неча марта тўла айланиб улгура олади (унинг йўли чўзилган спираль шаклида бўлади). Демак, катта магнит майдонлар шарти

$$\langle \tau \rangle \gg T_c \text{ ёки } \mu B \gg 1 \quad (35.4)$$

кўринишда бўлади.

Гальваномагнит ҳодисаларини изотермик ва адиабатик шароитларда текшириш мумкин. Биз қуйида бу ҳодисаларни изотермик ( $\nabla T = 0$  бўлган) шароитда қараб чиқамиз.

$\nabla T = 0$ ,  $\vec{\epsilon} \perp \vec{B}$  бўлган ҳолда:

$$\vec{\chi}_n = \frac{\tau_n (\vec{\epsilon} + \beta_n [\vec{B} \times \vec{\epsilon}])}{1 + (\beta_n B)^2}; \quad \vec{\chi}_p = \frac{\tau_p (\vec{\epsilon} - \beta_p [\vec{B} \times \vec{\epsilon}])}{1 + (\beta_p B)^2}. \quad (35.5)$$

Агар  $B$  магнит майдон индукция вектори ўқи бўйлаб йўналган бўлса,  $\vec{\epsilon}$  вектор  $xy$  текисликда ётган бўлади. У ҳолда (35.5) ифодаларни ток зичлиги ифодасига қўйиб, унинг ташкил этувчиларини аниқлаймиз:

$$j_x = a_1 \epsilon_x - a_2 \epsilon_y, \quad (35.6)$$

$$j_y = a_2 \epsilon_x + a_1 \epsilon_y. \quad (35.7)$$

Бунда

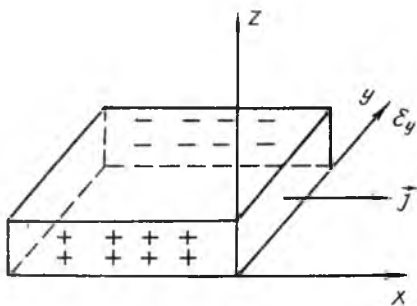
$$a_1 = \frac{ne^2}{m_n} \left\langle \frac{\tau_n}{1 + (\beta_n B)^2} \right\rangle + \frac{pe^2}{m_p} \left\langle \frac{\tau_p}{1 + (\beta_p B)^2} \right\rangle \quad (35.8)$$

$$a_2 = \frac{ne^2}{m_n} \left( \frac{eB}{m_n} \right) \left\langle \frac{\tau_n^2}{1 + (\beta_n B)^2} \right\rangle - \frac{pe^2}{m_p} \left( \frac{eB}{m_p} \right) \left\langle \frac{\tau_p^2}{1 + (\beta_p B)^2} \right\rangle$$

Энди айрим гальваномагнит ҳодисаларни ўрганишга киришамиз.

**Холл ҳодисаси.** Агар  $j$  ток ўтаётган ярим ўтказгични токка перпендикуляр бўлган магнит майдонга жойланса, бу ҳолда ток ва магнит майдон йўналишларига кўндаланг ( $y$ ) йўналишда электр майдон вужудга келади:

$$\epsilon_y = R j_x B z. \quad (35.10)$$



39- расм.

Бундаги  $R$  коэффициент Холл доимийси дейлади. Уни юқоридаги муносабатлардан фойдаланиб аниқлаш қийин эмас. Холл ҳодисасининг келиб чиқиш сабаби —  $\vec{B}$  магнит майдоннинг ток йўналишида (ёки унга қарши йўналишда) ҳаракатланаётган заряд ташувчиларга кўндаланг йўналишда оғдирувчи

таъсири — Лоренц кучининг таъсиридир. Биз қараётган шароитда бу куч  $F_y = e[\vec{v} \vec{B}]_y$  кўринишда ифодаланади. Бу куч таъсири натижасида ярим ўтказгичнинг икки ён ёқлари (39- расм) қарама-қарши ишорали зарядланади. Пайдо бўлган  $\epsilon_y$  электр майдон Лоренц кучи таъсирини мувозанатлайди.

Холл ҳодисаси шароити  $j = j_x$  ва  $j_y = 0$  бўлганлиги учун (35.6), (35.7) ва (35.10) ифодалардан

$$R = -a_2 / (a_1^2 + a_2^2) B \quad (35.11)$$

бўлишлиги аниқланади.

а) кучсиз магнит майдон ( $\beta B \ll 1$ ) ҳолида  $a_1$ ,  $a_2$  ва  $a_2 / (a_1^2 + a_2^2)$  нисбатини  $B$  нинг биринчи даражасигача аниқликда олсак,  $R$  учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$R = - \frac{1(ne^2/m_n^2) \langle \tau_n^2 \rangle - (pe/m_p^2) \langle \tau_p^2 \rangle}{e[(ne/m_n) \langle \tau_n \rangle + (pe/m_p) \langle \tau_p \rangle]^2} \quad (35.12)$$

Агар ярим ўтказгич  $n$ -тур ( $p=0$ ) бўлса,

$$R = R_n = - \frac{A_n}{en}; \quad (A_n = 1 \div 2). \quad (35.13)$$

Ярим ўтказгич  $p$ -тур ( $n=0$ ) бўлса,

$$R = R_p = + \frac{A_p}{ep} \quad (A_p = 1 \div 2) \quad (35.14)$$

бўлади.

Бу ифодалардан икки муҳим хулоса келиб чиқади:

1. Холл доимийси ишораси асосий заряд ташувчилар ишорасига мос тушади, бинобарин, Холл ҳодисасидан ярим ўтказгичдаги асосий заряд ташувчилар ишорасини, яъни ярим ўтказгич турини аниқлаш мумкин.

2. Холл доимийси киришмали ярим ўтказгичдаги заряд ташувчилар ( $n$  ёки  $p$ ) зичлигига тескари пропорционал боғланган, яъни тажрибадан аниқланган Холл доимийси қиймати орқали заряд ташувчилар зичлигини аниқлаш мумкин. Бу энг содда ва ишончли усулдир.

Юқоридаги (35.12) ифодага асосан, ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик тури ўзгариши жараёнида ( $n \rightleftharpoons p$  конверсия ҳолларида)  $R$  Холл доимийси  $R=0$  дан ўтиб, ўз ишорасини ўзгартиради:

а) кучсиз магнит майдонлар учун Холл бурчаги  $\Theta_x$  тушунчаси киритилади:

$$tg\Theta_x \approx \Theta_x = \frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_x} = \left| \frac{a_2}{a_1} \right| = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle m^*} eB. \quad (35.15)$$

Маълумки,  $n$ -тур ярим ўтказгич учун  $\tau_n = e\mu_n$ . Буни (35.13) ифодага қўйсақ,

$$|R_n| \sigma_n = A\mu = \mu_n \quad (35.13)$$

келиб чиқади. Бу ерда  $\mu$  ни дрейф ҳаракатчанлик,  $\mu_n$  Холл ҳаракатчанлик дейилади;

б) кучли магнит майдон ( $\beta B \gg 1$ ) ҳолида  $a_1$  ва  $a_2$  ифодасида  $(\beta B)^2$  га нисбатан 1 ташлаб юборилади:

$$a_1 = \left[ nm_n \left\langle \frac{1}{\tau_n} \right\rangle + pm_p \left\langle \frac{1}{\tau_p} \right\rangle \right] \frac{1}{B^2}. \quad (35.16)$$

$$a_2 = (n-p)e/B. \quad (35.17)$$

Агар  $n \neq p$  бўлса (35.16) ва (35.17) ифодалардан  $\left(\frac{a_1}{a_2}\right) \ll 1$  бўлишлигини аниқлаш осон. Шунинг учун ҳам бу ҳолда Холл доимийси қуйидагича бўлади:

$$R = -\frac{a_2}{(a_1^2 + a_2^2)B} \approx -\frac{1}{a_2 B} = -\frac{1}{e(n-p)}. \quad (35.18)$$

Хусусий ярим ўтказгич  $n=p=n_i$  ҳолни алоҳида қараш керак. Бунинг учун  $a_2$  ва  $(a_1^2 + a_2^2)B$  катталикларни  $1/B^3$  гача аниқликда олиш лозим. Бу ҳолда  $a_1 \gg a_2$  ва

$$a_2 = -\frac{n_i}{eB^3} \left[ m_n^2 \left\langle \frac{1}{\tau_n^2} \right\rangle - m_p^2 \left\langle \frac{1}{\tau_p^2} \right\rangle \right]. \quad (35.19)$$

Бинобарин,

$$R_i = -\frac{a_2}{(a_1^2 + a_2^2)B} \approx -\frac{a_2}{a_1^2 B} = -\frac{1}{en_i} \frac{[m_p^2 \left\langle \frac{1}{\tau_p^2} \right\rangle - m_n^2 \left\langle \frac{1}{\tau_n^2} \right\rangle]}{[m_p \left\langle \frac{1}{\tau_p} \right\rangle + m_n \left\langle \frac{1}{\tau_n} \right\rangle]^2}. \quad (35.20)$$

Агар электрон ва ковак бир хил зайлда сочилса,

$$R_i = \frac{\langle 1/\tau_n^2 \rangle}{\langle 1/\tau_n \rangle^2} \frac{1}{en_i} \frac{1-b}{1+b}, \quad (35.21)$$

бунда

$$b = \mu_n / \mu_p.$$

Юқорида чиқарилган ифодалардан кучли магнит майдонда Холл доимийси  $B$  магнит майдон индукциясига боғлиқ бўлмай қолади (тўйинади), аммо ярим ўтказгичнинг ўз параметрлари ( $n$ ,  $p$ ,  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  лар) га боғлиқ бўлади деган хулосага келамиз.

**Магнит қаршилик ҳодисаси.** Агар токчи ярим ўтказгични токка перпендикуляр йўналган  $\vec{B}$  магнит майдонга жойлаштирилса, бу ҳолда ярим ўтказгичнинг электр қаршилиги ортди. Бу ҳодисанинг сабаби — магнит майдонининг заряд ташувчиларга бўлган оғиштириш таъсиридир.

Одатда, бу ҳодисани  $\rho$  солиштирама қаршиликнинг  $\Delta\rho/\rho$  нисбий ўзгариши орқали ифодаланади. Узун, аммо унча қийин бўлмаган ҳисоблашларнинг натижаларини келтираемиз.

а) Кучсиз магнит майдонлар ( $\mu B \ll 1$ ) ҳолида солиштирама қаршиликнинг нисбий ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\rho}{\rho(0)} - \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} = & \frac{B^2}{\tau^2} \left\{ \left( \frac{ne^3}{m_a^3} \right)^2 [\langle \tau_n \rangle \langle \tau_n^3 \rangle - \langle \tau_n^2 \rangle^2] + \right. \\ & + \left( \frac{pe^3}{m_p^3} \right)^2 [\langle \tau_p \rangle \langle \tau_p^3 \rangle - \langle \tau_p^2 \rangle^2] + \left( \frac{npe^4}{m_n m_p} \right) \left[ \left( \frac{e}{m_p} \right)^2 \langle \tau_n \rangle \langle \tau_p^2 \rangle + \right. \\ & \left. \left. + \left( \frac{e}{m_n} \right)^2 \langle \tau_p \rangle \langle \tau_n^3 \rangle \right] \right\}. \end{aligned} \quad (35.22)$$

Донор киришмали  $n$ -тур ярим ўтказгич учун ( $p=0$ ) бу ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \left( \frac{eB}{m_n} \right) \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2}. \quad (35.22a)$$

Умумий (35.22) ифодадан  $p$ -тур ярим ўтказгич ва хусусий ярим ўтказгич учун ҳам тегишли муносабатларни чиқариб олиш мумкин. Мазкур ифодалардан кўришиб турганидек, кучсиз магнит майдонларда электр қаршиликнинг нисбий ўзгариши  $B^2$  га пропорционал бўлади. Шунинг учун  $\vec{B}$  нинг ҳар икки қарама-қарши йўналишида ҳам бирдай бўлади.

б) Кучли магнит майдонлар ( $\mu B \gg 1$ ) ҳолида солиштирама қаршиликнинг нисбий ўзгариши

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\sigma a_1}{a_2^2} - 1 = \frac{\sigma[nm_n \langle \sigma_n^{-1} \rangle + \rho m_p \langle \tau_p^{-1} \rangle]}{e^2(n-p)^2} - 1 \quad (35.23)$$

бўлади,  $n$ - тур ярим ўтказгич ( $\rho=0$ ) учун бу ифода содда-лашади:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \langle \tau_n \rangle \langle \frac{1}{\tau_n} \rangle - 1. \quad (35.23a)$$

Ушбу (35.23) ифодадан кўринишича, кучли магнит майдонда ярим ўтказгич электр қаршилигининг нисбий ўзгариши (магнит қаршилиқ) магнит майдон катталигига ( $B$  га) боғлиқ эмас, яъни у тўйинган бўлади.

Аммо, хусусий ярим ўтказгич  $n=p=n_i$  ҳолида  $a_2$  ва  $(a_1^2 + a_2^2)$  катталиклари  $1/B^3$  гача аниқликда ҳисоблаш зарур. Бундай тақрибий ҳисоблашда куйидаги натижа олинади:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = (eB)^2 \frac{(1/m_n) \langle \tau_n \rangle + (1/m_p) \langle \tau_p \rangle}{m_n \langle 1/\tau_n \rangle + m_p \langle 1/\tau_p \rangle}. \quad (35.24)$$

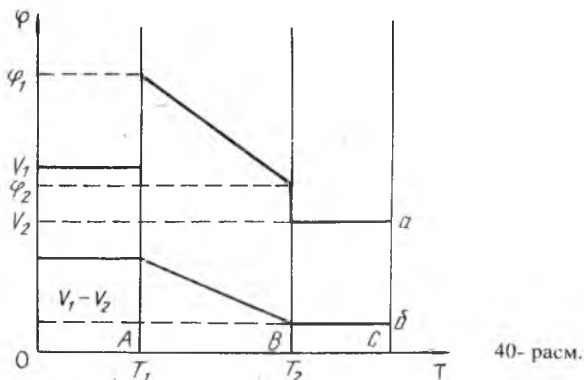
Демак, хусусий ярим ўтказгич электр қаршилигининг кучли магнит майдонда ўзгариши  $B^2$  га пропорционалдир.

### 36- §. Айнимаган ярим ўтказгичларда термоэлектрик ҳодисалар

**1. Термоэлектр юритувчи куч (термо ЭЮК).** Ярим ўтказгич намунасида температура градиенти  $\nabla T$  мавжуд бўлганида  $\nabla T$  бўйлаб заряд ташувчилар оқими пайдо бўлади. Очик электр занжирида стационар ҳолатда ҳамма нуқталарда ток зичлиги нолга тенг. Аммо намуна бўйлаб электр майдон ҳосил бўлади, у ҳар бир нуқтада  $\nabla T$  температура градиентига пропорционал ва зарядлар оқимига қарама-қарши ва тенг оқим пайдо қилади. Бу оқим ҳосил қилган электр майдон термоэлектр майдон, у билан боғлиқ ЭЮК ни *термо ЭЮК* дейилади.

Металларда эркин электронлар зичлиги ҳам, амалда уларнинг ўртача энергияси ҳам температурага боғлиқ эмас. Шу сабабдан металларда термо ЭЮК ярим ўтказгичлардигидан анча кичик, чунки кейингиларда заряд ташувчилар зичлиги ва уларнинг ўртача энергияси температурага муҳим даражада боғлиқдир.

Ярим ўтказгичдаги термо ЭЮК ни ўлчаш учун унга металл контактлар қилиш зарур бўлади. Аммо, бунда металл-ярим ўтказгич чегараларида контакт потенциаллар



40- расм.

айирмаси мавжуд бўлиб, бу айирмалар ҳам (ярим ўтказгичда  $F=F(T)$  бўлганлиги туфайли) температурага боғлиқ. Бинобарин, металл-ярим ўтказгич-металл тизимининг термо ЭЮК и ўлчанганда ярим ўтказгичдаги термо ЭЮК га қўшимча яна турли температурали икки контактдаги потенциаллар айирмалари фарқи ҳам ҳисобга киради. Бу 40- расмда кўрсатилган. Ундаги  $a$  синиқ чизик  $\varphi$  электростатик потенциалнинг  $OA$  ва  $BC$  металл қатламлари ва  $AB$  ярим ўтказгич қатлампидан иборат тизимда қандай бўлишлигини кўрсатади. Ярим ўтказгич ҳажмида  $\varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар айирмаси мавжуд, аммо ўлчагич асбоб  $V_1 - V_2$  — потенциаллар айирмасини кўрсатади. Термо ЭЮК нинг ҳар икки (ҳажмдаги ва контактлардаги) ташкил этувчиларини ҳисобга олиш учун

$$\mathcal{E}_t = -\nabla \left( \varphi - \frac{F}{e} \right) = a \nabla T \quad (36.1)$$

умумлашган термоэлектр майдон кучланганлиги киритиб, уни  $A$  дан  $B$  гача (яъни  $T_1$  дан  $T_2$  гача) интеграллаб, ўлчанадиган  $V_1 - V_2$  потенциаллар айирмасини ҳисоблаш мумкин. Температура градиенти  $x$  ўқи бўйлаб йўналган деб фараз қилсак,

$$V_1 - V_2 = \int_A^B \mathcal{E}_T dx = \int_{T_1}^{T_2} a(T) \nabla_x T dx = \int_{T_1}^{T_2} a(T) dT \quad (36.2)$$

бўлади. Бу ерда  $a(T)$  катталиқ *дифференциал* ЭЮК дейилади.

Демак, масала шу  $a(T)$  катталиқни аниқлашдан иборат. Бунинг учун  $B=0$ ,  $\nabla T=0$ ,  $\nabla F=0$  шароитда тўла ток зичлиги ифодасини топиш зарур. Бу ҳолда қуйидаги натижани оламиз:

$$\vec{\chi}^* = \tau_n \left\{ \frac{E-F}{eT} \nabla T + \nabla \left( \frac{F}{e} - \varphi \right) \right\}, \quad (36.3)$$

$$\vec{\chi}^* = \tau_p \left\{ -\frac{E^1 + E_R + F}{eT} \nabla T + \nabla \left( \frac{F}{e} - \varphi \right) \right\}. \quad (36.4)$$

Олдин баён этилган қоида бўйича  $\vec{\chi}_n^*$  ва  $\vec{\chi}_p^*$  ларнинг бу ифодаларини ўртачалаб, уларни  $\vec{j}_n$  ва  $\vec{j}_p$  ларнинг ифодаларига қўйиб ушбу ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$\vec{j}_n = n e \mu_n \left\{ \frac{k}{e} \left( g_n - \frac{E}{kT} \right) \nabla T + \nabla \left( \frac{F}{e} - \varphi \right) \right\}, \quad (36.3)$$

$$\vec{j}_p = p e \mu_p \left\{ -\frac{k}{e} \left( g_p + \frac{E_R + F}{kT} \right) \nabla T + \nabla \left( \frac{F}{e} - \varphi \right) \right\}. \quad (36.4)$$

Бунда  $g_n = \langle \tau_n \chi \rangle / \langle \tau_n \rangle$ ,  $g_p = \langle \tau_p \chi^1 \rangle / \langle \tau_p \rangle$ .

Агар  $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$  тўла ток зичлигини нолга тенгласак ( $\vec{j} = 0$  деб олиб),  $\alpha(T)$  нинг ифодасини аниқлаймиз:

$$\alpha(T) = \frac{\nabla (F/e - \varphi)}{\nabla T} = \frac{k}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \left\{ n\mu_n \left[ g_n + \ln \frac{N_c(T)}{n} \right] - p\mu_p \left[ g_p + \ln \frac{N_v(T)}{p} \right] \right\}. \quad (36.7)$$

Ушбу ифодадан учта хусусий ҳол:  $n$ -тур,  $p$ -тур ва хусусий ярим ўтказгичлар учун айрим ифодаларни ҳосил қилиш қийин эмас.

Умуман, (36.7) ифодадан, хусусий ярим ўтказгичнинг дифференциал термо ЭЮК и киришмали ярим ўтказгичникидан кичик бўлишлиги кўриниб турибди.

**2. Иссиқлик ўтказувчанлик. Пельтье ходисаси.** Бу ходисаларни ўрганиш учун тўла энергия оқими тенгламасидан фойдаланамиз. Маълумки, у қуйидагича ифодаланadi (33-б га қаранг):

$$\vec{W} = \vec{W}_n + \vec{W}_p = \int j_1^{(n)} (E - e\varphi) \vec{v}_n \frac{d^3 k}{4\pi^3} + \int j_1^{(p)} (E^1 + E_R + e\varphi) \vec{v}_p' \frac{d^3 k'}{4\pi^3} \quad (36.8)$$

Бунда электронлар энергияси  $E$  ўтказувчанлик зонаси тубидан, коваклар энергияси  $E^1$  валент зона шипидан бошлаб ҳисобланади. Ток зичлиги тенгламасидан фойдаланиб ва бирмунча узун, аммо содда ҳисоблар бажариб, (36.8) тенгламани қулай кўринишга келтирилади:

$$\vec{W} = (\varphi - \frac{F}{e}) \vec{j} + \Pi \vec{j} + \kappa \nabla T. \quad (36.8a)$$

Бунда

$$\kappa = \frac{k^2 T}{e} A(\tau) \frac{\delta}{e} + \frac{e n \mu_n \rho \mu_p}{\sigma} \frac{(E_g + 2gkT)^2}{eT}, \quad (36.9)$$

$$\Pi = \alpha T - \text{Пельтье коэффициенти}, \quad (36.10)$$

$$A(\tau) = \frac{\langle \tau x \rangle}{\langle \tau \rangle} \left( \frac{\langle \tau x^2 \rangle}{\langle \tau x \rangle} - \frac{\langle \tau x \rangle}{\langle \tau \rangle} \right). \quad (36.11)$$

Бу ерда, соддалик учун,  $g_n = g_p = g = \langle \tau x \rangle / \langle \tau \rangle$  деб олинган.

Юқоридаги (36.8a) тенгламадан кўринишича, ток бўлмаганда ( $j = 0$ ), ammo температура градиенти мавжуд бўлганида энергия оқими

$$\vec{W}(j=0) = -\kappa \nabla T \quad (36.12)$$

заряд ташувчилар ҳаракати воситасида узатилаётган иссиқлик энергияси оқимидир. Шу сабабдан  $\kappa$  ни электрон-ковак иссиқлик ўтказувчанлиги коэффиценти дейилади. Ярим ўтказгичнинг тўла иссиқлик ўтказувчанлиги кристалл панжараси (фононлар) иссиқлик ўтказувчанлиги  $\kappa_\phi$  билан электрон ва коваклар иссиқлик ўтказувчанлиги  $\kappa$  нинг йиғиндисидан иборатдир:

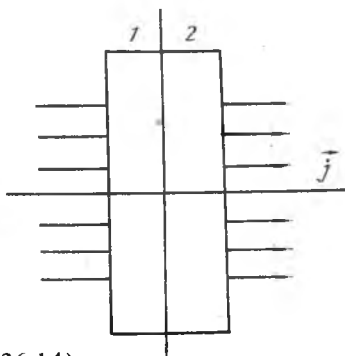
$$\kappa_{\text{тўла}} = \kappa_\phi + \kappa. \quad (36.13)$$

Юқоридаги  $\Pi$  ни Пельтье коэффиценти дейилади, (36.10) ифодани Томсоннинг биринчи муносабати деб аталган.

Энди Пельтье ҳодисасини текширайлик. Бунинг учун (36.8a) ифоданинг ҳар икки томонидан дивергенция оламиз. Биз стационар ҳодисаларни таҳлил қилаётганимиз учун  $d\vec{\omega} \cdot \vec{W} = d\omega \vec{j} = 0$  бўлади. Бу ҳолда.

$$\begin{aligned} d\vec{\omega} \cdot (-\kappa \nabla T) &= \\ &= \vec{j} \cdot (\nabla \Pi + \nabla (F/e - \varphi)). \end{aligned} \quad (36.14)$$

Бу тенгламани ток ўтиб



41- расм.



турган икки ярим ўтказгич (ёки ярим ўтказгич-металл) чегарасига (контактига) татбиқ этсак (41- расм),

$$-\alpha_1 \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_1 + \alpha_2 \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_2 = (P_1 - P_2) j \quad (36.15)$$

ифодасини ҳосил қиламиз, унинг чап томони контакт сиртига келаётган ва ундан кетаётган иссиқлик оқимлари айирмаси бўлади. Бинобарин, ўнг томони, яъни  $W_n = (P_1 - P_2)$  контаклда ажраладиган (ёки ютиладиган) иссиқлик (Пельтье иссиқлиги)ни ифодалайди. Ярим ўтказгич билан металл контакти қаралганда металлнинг Пельтье коэффициентини назарга олмаса ҳам бўлади.

Икки турли ўтказгич контактидан ток ўтиб турганда шу жойда иссиқлик ажралиши ёки ютилишидан иборат бу ҳодиса Пельтье ҳодисаси деб аталган.

**3. Томсон ҳодисаси.** Бу ҳодисани текшириш учун ток зичлиги ифодасини

$$\vec{j} = \sigma \nabla (F/e - \varphi) + \sigma \Pi (\nabla T/T) \quad (36.16)$$

кўринишда ёзиб олинади. Бундан  $\nabla (F/e - \varphi)$  ни аниқлаб, (36.14) тенгламага қўямиз:

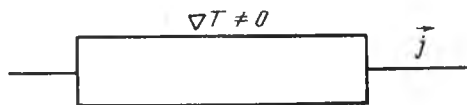
$$\begin{aligned} d\omega (-\alpha \nabla T) &= j^2/\sigma + \vec{j} \cdot (\nabla \Pi + \Pi \nabla T/T) = \\ &= j^2/\sigma + \tau_T (j \cdot \nabla T) \end{aligned} \quad (36.17)$$

Бундаги  $j^2/\sigma$  ярим ўтказгичнинг бирлик ҳажмида 1 с да ажраладиган Жоуль иссиқлигини ифодалайди,  $\tau_T (j \cdot \nabla T)$  қўшилувчи Томсон иссиқлиги дейилади ва  $\tau_T$  Томсон коэффициентининг ифодаси қўйидагича бўлади:

$$\tau_T = T \frac{d}{dT} \left( \frac{\Pi}{T} \right) = T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (36.18)$$

Бу ифода Томсоннинг иккинчи муносабати деб юритилади.

Демак, температура градиенти  $\nabla T$  мавжуд бўлган ярим ўтказгичдан ток ўтказилса (42- расм), унинг ҳажмида, Жоуль иссиқлигидан ташқари,  $(j \cdot \nabla T)$  нинг ишорасига қараб иссиқлик ажралади ёки ютилади. Бу ҳодиса Томсон ҳодисаси деган ном олган.



42- расм.

Учала термоэлектр ҳодисаларнинг кинетик коэффициентлари бўлмиш  $\alpha$ ,  $P$  ва  $\tau_T$  лар (36.10) ва (36.18) муносабатлар орқали бир-бири билан боғланган.

Термо ЭЮК ҳодисасидан иссиқлик энергиясини бевожита электр энергиясига айлантиришда, ўлчаш ишларида, фан ва техникада кенг фойдаланилмоқда. Ярим ўтказгичларнинг термо ЭЮК и металлларнинг термо ЭЮК идан кўп марта ортик. Шунинг учун ярим ўтказгичлар асосида тайёрланган термоэлементлар, термобатарейлар ва термогенераторлар кенг қўлланилмоқда.

Пельтье ҳодисасидан совитиш ёки иситиш мақсадларида фойдаланилади. Бу ҳодиса ҳам металллардан кўра ярим ўтказгичларда анча кучлидир.

### 37- §. Сферик зонали айнамаган ярим ўтказгичларда термомагнит ҳодисалар

Температура градиенти мавжуд бўлган ўтказгични магнит майдонга жойлаштирилганда юз берадиган кинетик ҳодисалар *термомагнит ҳодисалар* дейилади. Дастлабки температура градиенти йўналишига нисбатан бу ҳодисалар кўндаланг ёки бўйлама бўлиши мумкин.

Термомагнит ҳодисаларни ҳисоблаш электр ва энергия оқимларининг тенгламалари асосида бажарилади. Магнит майдон  $Z$  ўқи йўналишида, электр майдони ва температура градиенти йўналишлари  $xy$  текисликда ётади деб фараз қиламиз. Бу ҳолда (32.8) ва (32.9) ифодаларда  $(\vec{B} \cdot L_n) = 0$  бўлади. Шу ифодаларни  $\langle \chi_n^* \rangle$  ва  $\langle \chi_p^* \rangle$  ифодаларига айлантириб,

$$\vec{j}_n = \frac{ne^2}{m_n} \langle \vec{\chi}_n^* \rangle \quad \text{ва} \quad \vec{j}_p = \frac{pe^2}{m_p} \langle \vec{\chi}_p^* \rangle$$

ток зичликларини аниқлаймиз.

Сўнгра энергия оқимининг бу ҳолдаги ифодаларини топамиз:

$$\begin{aligned} \vec{W}_n &= \int (E - e\varphi) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) (\vec{\chi}_n^* k) \vec{v}_n \frac{\partial^3 k}{4\pi^3} = \\ &= \varphi j_n - \frac{en}{m_n} kT \langle x \vec{\chi}_n^* \rangle; \quad (x = E/kT), \end{aligned} \quad (37.1)$$

$$\vec{W}_p = \int (E^1 + E_g + e\varphi) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) (\vec{\chi}_p^* k^1) \vec{v}_p \frac{d^3 k^1}{4\pi^3} =$$

$$= \varphi \vec{j}_p + \frac{ep}{m_p} kT \langle x^1 \vec{\chi}_p^* \rangle; \quad (x^1 = E^1/kT). \quad (37.2)$$

Биз бу ерда узун, аммо унча қийин бўлмаган ҳисоблашларни келтирмадик. Ҳамма белгилашлар эса олдин изоҳланган.

Бу ҳолда тўла энергия оқими қуйидагича бўлади:

$$\vec{W} = \vec{W}_n + \vec{W}_p = \varphi \vec{j} - ekT \left[ \frac{n}{m_n} \langle x \vec{\chi}_n^* \rangle - \frac{p}{m_p} \langle x^1 \vec{\chi}_p^* \rangle \right]. \quad (37.3)$$

Энди термомагнит ҳодисаларни таърифлаймиз.

1. Бошланғич  $\nabla_x T = \partial T / \partial x$  температура градиенти бўлган, токсиз ўтказгични кўндаланг ( $B = B_z$ ) магнит майдонга жойланганда унда  $\partial \varphi / \partial y$  электр майдон пайдо бўлади. Бу ҳодиса *Нернст-Эттингсгаузен кўндаланг ҳодисаси дейилади*. Унинг юз бериш шартлари:  $j_x = j_y = \nabla_y T = 0$ . Дастлабки  $\partial T / \partial x = \nabla_x T$  градиент йўналиши бўйлаб юз бераётган заряд ташувчиларнинг диффузион ва дрейф оқимларига магнит майдони таъсир қилиб, уларни кўндаланг қарама-қарши йўналишда оғдиради. Оқимларнинг бу кўндаланг ташкил этувчилари дастлаб тенг бўлмайди, оқибатда бу фарқни мувозанатловчи электр майдон вужудга келади.

2. Бошланғич  $\partial T / \partial x = \nabla_x T$  температура градиенти бўлган токсиз ўтказгични кўндаланг ( $B = B_z$ ) магнит майдонга жойланганда,  $\partial T / \partial y$  температура градиенти пайдо бўлади. Бу ҳодиса *Риги-Ледюк кўндаланг ҳодисаси дейилади*. Унинг юз бериш шартлари:  $j_x = j_y = W_y = 0$ . Ток йўқ бўлгани сабабли ўтказгичнинг иссиқ учидан совуқ учига томон ва қарама-қарши йўналишда заряд ташувчиларнинг бир-бирига тенг оқимлари мавжуд бўлади. Бир оқимдаги заряд ташувчилар энергияси юқорироқ (улар иссиқроқ), иккинчи оқимдагиларники — пастроқ (улар совуқроқ) бўлади. Магнит майдон уларни қарама-қарши кўндаланг ёқларга оғдиради: «иссиқроқ» заряд ташувчиларнинг бир ёққа, «совуқроқ» лари эса, қарама-қарши ёққа оғанлиги оқибатида  $\nabla_y T = \partial T / \partial y$  градиенти вужудга келади. Бу эса  $W_y = 0$  бўлишлигини таъминлайди.

3.  $\partial T / \partial y = 0$  шароитда бошланғич  $\partial T / \partial x$  градиент бўлган токсиз ўтказгични кўндаланг ( $B = B_z$ ) магнит майдонга жойланганда унинг иссиқлик ўтказувчанлиги  $x$  ўзгаради. Бу ҳодиса *Маджи-Риги-Ледюк бўйлама ҳодисаси дейилади*.

Унинг юз бериш шартлари:  $j_x = j_y = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$ . Температура градиенти йўналишида ва унга қарши йўналишда энергия

(иссиқлик) ташиётган «иссиқ» ва «совуқ» зарядли зарраларни магнит майдон оғдириб туриши оқибатида ( $\partial T/\partial x$  ўзгармас) магнит майдон йўқлигидагига нисбатан камроқ энергия (иссиқлик) узатилади. Бу эса, иссиқлик ўтказувчанликни камайтиради.

4. Бошланғич  $\partial T/\partial x$  градиент бўлган токсиз ўтказгични  $B=B_z$  магнит майдонга жойлаштирганда ундаги термо ЭЮК ўзгаради. Бу ҳодиса *Нернст-Эттингсгаузен бўйлама ҳодисаси* дейилади. Унинг юз бериш шартлари:  $j_x=j_y=\nabla_y T=0$ . Магнит майдоннинг оғдирувчи таъсири  $E_x$  термо-электр майдоннинг ўзгаришига олиб келади,  $\mathcal{E}_x=\alpha(\partial T/\partial x)$  бўлганлиги учун  $\alpha(T)$  ўзгарган бўлади.

Энди қуйида *гальвано-термомагнит ҳодисалар* деб аталувчи икки ҳодисани таърифлаймиз.

5. Ўзгармас  $j=j_x$  ток ўтиб турган ўтказгични кўндаланг ( $B=B_x$ ) магнит майдонга жойлаштирганда унда ток йўналишида температура градиенти  $\partial T/\partial x$  пайдо бўлади. Бу ҳодиса *Нернст бўйлама ҳодисаси* дейилади. Унинг юз бериш шартлари— $j_y=\partial T/\partial y=W_y=0$  бўлиб, магнит майдон таъсирида «иссиқроқ» ва «совуқроқ» заряд ташувчиларнинг оқимлари ўзгаради, бу туфайли  $\partial T/\partial x$  градиент пайдо бўлади.

6. Ўзгармас  $j=j_x$  ток ўтиб турган ўтказгични кўндаланг ( $B=B_z$ ) магнит майдонга жойланганда кўндаланг  $\partial T/\partial y$  градиент пайдо бўлиши мумкин. Бу ҳодиса *Эттингсгаузен кўндаланг ҳодисаси* дейилади. Унинг юз бериш шартлари— $j_x=W_x=\partial T/\partial x=0$ . Бу ҳодиса сабабини тушунтириш қийин эмас. Холл майдони, ўртача равишда, Лоренц кучини мувозанатлайди, аммо «иссиқроқ» ва «совуқроқ» заряд ташувчиларни қарама-қарши ёқларга оғдиради, оқибатда  $\partial T/\partial y$  градиент пайдо бўлади.

Юқоридаги шароитларга яна ёруғлик таъсири қўшилса, фототермомагнит ҳодисалар синфи келиб чиқади. Юқоридаги 1-, 4- ва 6-ҳодисаларнинг юз бериши учун  $W$  иссиқлик оқимига ҳеч қандай шарт қўйилмайди, бинобарин, уларни фақат ток зичлиги ташкил этувчилари ифодалари асосида ҳисоблаш мумкин. Аммо, 2-, 3- ва 4-ҳодисаларни эса ток зичлиги ва энергия оқими тенгламалари биргаликда қаралиши керак.

Биринчи навбатда  $n$ -тур ярим ўтказгич учун 1-, ва 4-ҳодисаларни кўриб чиқамиз. Бу ҳолда

$$j_x=a_1 \nabla_x \left(\frac{E}{e}-\varphi\right)+b_1 \nabla_x T-a_2 \nabla_y \left(\frac{E}{e}-\varphi\right)-b_2 \nabla_y T, \quad (37.4)$$

$$j_y = a_2 \nabla_x \left( \frac{E}{e} - \varphi \right) + b_2 \nabla_x T - a_1 \nabla_y \left( \frac{E}{e} - \varphi \right) + b_1 \nabla_y T. \quad (37.5)$$

Бунда

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = \frac{e^2 n}{m_n} \left\langle \frac{\tau}{1 + (e\tau B/m_n)^2} \right\rangle, \quad a_2 = \frac{e^2 n}{m_n} \left\langle \frac{\frac{e}{m_n} B\tau^2}{1 + (e\tau B/m_n)^2} \right\rangle \\ b_1 = \frac{e^2 n}{m_n} \left\langle \frac{\left( \frac{kT}{e} - \frac{E}{eT} \right) \tau}{1 + (e\tau B/m_n)^2} \right\rangle, \quad b_2 = \frac{ne^2}{m_n} \left( \frac{eB}{m_n} \right) \left\langle \frac{\left( \frac{k}{e} x - \frac{F}{eT} \right) \tau^2}{1 + (e\tau B/m_n)^2} \right\rangle \end{array} \right. \quad (37.6)$$

**Нернст-Эттингсгаузен кўндаланг ҳодисаси.** Бу ҳодисанинг  $j_x = j_y = \nabla_y T = 0$  шартларига асосан, (37.4) ва (37.5) тенгламалардан  $\varepsilon_y$  ни топамиз:

$$\varepsilon_y = \nabla_y \left( \frac{E}{e} + \varphi \right) = \frac{a_2 b_1 - a_1 b_2}{a_1^2 + a_2^2} \nabla_x T = -N_3 B \nabla_x T. \quad (37.7)$$

Бундаги Нернст доимийси

$$N_3 = \frac{a_1 b_2 - a_2 b_1}{a_1^2 + a_2^2} \frac{1}{B} \quad (37.8)$$

кучсиз ( $e\tau B/m_n \ll 1$ ) магнит майдонда

$$N_3 \approx \frac{k}{e} \frac{e}{m_n} \frac{\langle \tau \rangle \langle \tau^2 x \rangle - \langle \tau^2 \rangle \langle \tau x \rangle}{\langle \tau^2 \rangle}, \quad (37.9)$$

кучли майдонда эса,

$$N_3 \approx \frac{k}{e} \frac{m_n}{eB^2} \left\{ \langle x \rangle \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle - \left\langle \frac{x}{\tau} \right\rangle \right\} \quad (37.10)$$

кўринишларда бўлади.

**Нернст-Эттингсгаузен бўйлама ҳодисаси.** Бу ҳодиса юз берадиган  $j_x = j_y = \nabla_y T = 0$  шартларга асосан, (37.4) ва (37.5) тенгламалардан  $\nabla_y (F/e - \varphi)$  ни чиқариб ташлаймиз. У ҳолда

$$\alpha(B) = \frac{|\nabla_x (F/e - \varphi)|}{|\nabla_x T|} = \frac{a_1 b_1 + a_2 b_2}{a_1^2 + a_2^2} \quad (37.11)$$

Магнит майдон йўқлигида  $a_2 = b_2 = 0$  бўлади, бинобарин,

$$\alpha(B=0) = \alpha(0) = (b_1/a_1)_{B=0} = \frac{k}{e} \left\{ \frac{\langle \tau x \rangle}{\langle \tau \rangle} - \frac{F}{eT} \right\} \quad (37.12)$$

Кучсиз ( $e\tau m_n^{-1} B \ll 1$ ) магнит майдонда,  $B^2$  гача аниқликда, термо ЭЮК нинг ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\Delta\alpha = \frac{k}{e} \left(\frac{e}{m} B\right)^2 \{ \langle \tau \rangle \langle \tau^3 \rangle \langle \tau x \rangle + \langle \tau \rangle \langle \tau^2 \rangle \langle \tau^2 x \rangle - \langle \tau \rangle^2 \langle \tau^3 x \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2 \langle \tau x \rangle \} / \langle \tau \rangle^3. \quad (37.13)$$

Агар  $\tau$  энергияга боғлиқ бўлмаса,  $\Delta\alpha = 0$  бўлади.

Кучли ( $e\tau m_n^{-1} B \gg 1$ ) магнит майдонда

$$\Delta\alpha = \alpha_\infty - \alpha(0) = \frac{k}{e} \left\{ \frac{5}{2} - \frac{\langle \tau x \rangle}{\langle \tau \rangle} \right\} \quad (37.14)$$

тўйинишга ( $B$  нинг қийматига боғлиқ бўлмай) эга бўлади ва  $\tau$  энергияга боғлиқ бўлмаганда ҳам  $\Delta\alpha$  нолга тенг бўлмайди.

**Маджи-Риги-Лелюк ҳодисаси.**  $j_x = j_y = \nabla_u T = 0$  шартларни ва  $W_x = -\mathcal{H} \nabla_x T$  эканлигини эътиборга олиб, электр ва энергия оқими тенгламаларидан магнит майдонда иссиқлик ўтказувчанлик учун

$$\mathcal{H}(B) = n\mu (\tau + 5/2) e^{-1} k^2 T [1 - a_\tau (\mu B)^2] \quad (37.15)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Бунда  $\tau = \tau_0 E^r$  деб олиб, кучсиз магнит майдон учун тегишли ўртачалашлар бажарилган. Бу ерда  $a_\tau$  коэффициент  $\tau$  нинг функциясидир. Равшанки,

$$\Delta\mathcal{H}(B) = \mathcal{H}(0) - \mathcal{H}(B) = n\mu (\tau + 5/2) e^{-1} k^2 T (\mu B)^2 \quad (37.16)$$

Юқорида таърифланган бошқа ҳодисаларнинг ҳисоблашлари кўп жой олади, аммо жиддий қийинчиликларга эга эмас.

### 38- §. Айниган сферик зонали ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари

Бу ҳолда  $f_0(E)$  тақсимот функцияси Ферми функцияси шаклида олинади. Агар

$$\langle \bar{\chi}^* \rangle = z_0^{-3/2} \int_0^\infty \bar{\chi}^*(x) \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^{3/2} dx \quad (38.1)$$

белгилаш киритилса (бунда  $z_0 = F_0/kT$ ,  $x = E/kT$ ), ток

зичлиги олдин кўрилган кўринишда бўлади ( $n$ - тур ярим ўтказгич учун)

$$\vec{j} = \frac{ne^2}{m_n} \langle \vec{\chi}^* \rangle \quad (38.2)$$

Кучли айниш холи металлларга ҳам хос бўлади.

1. Электр ўтказувчанлик  $\nabla T = \vec{B} = 0$  шароит асосида (38.2) ифодадан ҳосил қилинадиган

$$\vec{j} = \frac{ne^2}{m_n} \langle \tau \rangle \vec{\epsilon} \quad (38.3)$$

ифодадан аниқланади:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_n} \langle \tau \rangle \quad (38.4)$$

Агар релаксация вақти энергия даражасига боғлиқ шаклда, яъни  $\tau = aE^\tau$  шаклда белгиланса,

$$\sigma = \frac{2\sqrt{2m_n}}{3\pi^2} \frac{e^2}{\hbar^3} a (kT)^{\tau+3/2} (\tau+3/2) \Phi_{\tau+1/2}(z) \quad (38.5)$$

бўлади, бунда  $\Phi_{\tau+1/2}(z)$  Ферми интеграли,  $z = F/kT$  — ўлчамсиз Ферми сатҳи энергияси.

Кучли айниган ярим ўтказгич учун

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_n} \tau(F_0) \quad (38.6)$$

Бундаги  $F_0$  — температура  $T=0K$  бўлгандаги Ферми сатҳи.

2. Дифференциал термо ЭЮК учун қуйидаги ифода олинади:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left\{ \frac{(\tau+5/2)\Phi_{\tau+3/2}(z)}{(\tau+3/2)\Phi_{\tau+1/2}(z)} - z \right\} \quad (38.7)$$

Айниш бўйича иккинчи тақрибда (38.7) ифода қуйидаги кўринишга келтирилади:

$$\alpha = \frac{\pi^2}{3} \left( \tau + \frac{3}{2} \right) \left( \frac{k}{e} \right) \left( \frac{kT}{F_0} \right) \quad (38.7a)$$

Бундан кўринишича, металллар учун (айнимаган ярим ўтказгичга нисбатан)  $\alpha$  муҳим даражада кичик бўлади,

чунки ортикча  $kT/F_0$  кўпайтувчи кичкина (хона температурасида у  $5 \cdot 10^{-3}$  чамасида) бўлади.

3. Иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти учун

$$\chi = \frac{nk^2T}{m_n} \frac{\langle \tau \rangle \langle \tau x^2 \rangle - \langle \tau x \rangle^2}{\langle \tau \rangle} \quad (38.8)$$

ифода ҳосил бўлади. Кучли айниш шароити учун

$$\chi = \frac{\pi^2}{3} k^2 T \frac{n}{m_n} \tau(F_0) \quad (38.9)$$

Юқоридаги (38.4) ва (38.8) ифодалардан Видеман-Франц қонуни  $\chi/\sigma = LT$  келиб чиқади, бунда

$$L = \left(\frac{k}{e}\right)^2 \frac{\langle \tau \rangle \langle \tau x^2 \rangle - \langle \tau x \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} \quad (38.10)$$

4. Холл ҳодисаси ва магнит қаршилиқни қарайлик. Холл доимийси ва солиштирама қаршилиқнинг нисбий ўзгариши кучсиз магнит майдонда

$$R = -\frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \frac{1}{en}, \quad \frac{\nu \rho}{\rho(0)} = \left(\frac{eB}{m_n}\right)^2 \frac{\langle \tau^3 \rangle \langle \tau \rangle - \langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2}, \quad (38.11)$$

кучли магнит майдонда

$$R = -\frac{1}{en}, \quad \frac{\nu \rho}{\rho(0)} = \langle \tau \rangle \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle - 1 \quad (38.12)$$

кўринишларда бўлади. Бу ифодаларнинг кўриниши айнамаган  $n$ - тур ярим ўтказгич учун олдин ҳосил қилинган ифодалардан фарқ қилмайди.

5. Нернст-Эттингсгаузен кўндаланг ҳодисасини айнаган ярим ўтказгичда ҳисоблаш қуйидаги ифодаларни беради. Кучсиз магнит майдонда

$$N_3 = \frac{k}{m_n} \frac{\langle \tau \rangle \langle \tau^2 x \rangle - \langle \tau^2 \rangle \langle \tau x \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (38.13)$$

Кучли магнит майдонда

$$N_3 = \frac{\pi^2}{3} \tau \frac{km_n}{e^2 \tau(F_0) B^2} \left(\frac{kT}{F_0}\right). \quad (38.14)$$

Бу ерда (38.13) ифода (38.9) ифодага айнан ўхшашдир, ammo (38.14) ифодада, (38.10) ифодадан фарқли равишда,



$kT/F_0$  кўпайтувчи бор бўлиб, у айниган ярим ўтказгичда кучли магнит майдонда мазкур ҳодиса айнамаган ярим ўтказгичдагига нисбатан анча заиф бўлишлигини кўрсатади.

Бу § даги ифодалар айнамаган ярим ўтказгич учун чиқарилган ифодаларга шаклан ўхшаш бўлса-да, аммо буларда ўртачалашлар Ферми функциясининг умумий кўринишидаги ҳосиласи ёки унинг тақрибий ифодаси орқали бажарилади.

### 39- §. Кремний туридаги анизотроп ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари

Биз бунгача сферик зонали (изотроп) ярим ўтказгичларда юз берадиган кўчиш ҳодисаларини қараб чикдик.

Маълумки, кремнийнинг ўтказувчанлик зонаси [100] йўналишларда 6 та симметрик жойлашган энергия минимумларига эга, улар атрофида тенг энергияли сиртлар эллипсоидлар кўринишида бўлади. Электронларнинг бир эллипсоиддан ўтиши нисбатан камдан-кам бўлгани учун бир эллипсоидга тегишли электрон тўкнашиш (сочилиш) кейин ҳам яна шу эллипсоидга тегишлигича қолади деб ҳисоблаш мумкин. Бу ҳолда барча тенг ҳуқуқли эллипсоидлар ҳосил қилган тоқлар мустақил кўшилади.

Кремнийда ўтказувчанлик электрони энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{k_1^2 + k_2^2}{m_1} + \frac{k_3^2}{m_{11}} \right) \quad (39.1)$$

Агар  $\omega_a = (\hbar / \sqrt{2m_a}) k_a$  белгилаш киритилса, у ҳолда электроннинг энергияси

$$E = \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2, \quad (39.2)$$

тезлиги

$$v_a = \sqrt{2/m_a \omega_a} \quad (39.3)$$

кўринишида ифодаланади. Энди  $n$ - турдаги кремнийга

$$\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f - (e/\hbar) \{ \vec{\varepsilon} + [\vec{v} \vec{B}] \} \nabla_{\vec{k}} f = - (f \sim F_0) / \tau(E) \quad (39.4)$$

Больцман кинетик тенгламасини татбиқлаш мумкин.

1. Электр ўтказувчанликни текширишда  $\nabla T = \vec{B} = 0$  деб олинади, бу ҳолда (39.4) тенглама қуйидаги кўринишида бўлади:

$$\frac{e\tau}{\hbar} \varepsilon \nabla_k f = f - f_0 \quad (39.5)$$

Номувозанатий тақсимот функциясини

$$f = f_0 + \vec{f}^{(10)} \varepsilon = f_0 + \sum_{\mu=1} f_{\mu}^{(10)} \varepsilon_{\mu} \quad (39.6)$$

кўринишда изланади. Ушбу (39.6) ифодани (39.5) тенгламага қўйиб, тақсимот функциянинг ташкил этувчиларини топамиз:

$$f_{\mu}^{(10)} = e\tau \frac{\partial f_0}{\partial E} v_{\mu} \quad (39.7)$$

Бунда  $i$  — эллипсоид ҳосил қилган ток зичлиги қуйидагича бўлади:

$$j^{(i)} = -e^2 \sum_{(k)} f \vec{v} = e^2 \sum_{(k)} (\varepsilon \vec{v}) v \tau (-\partial f_0 / \partial E) \quad (39.8)$$

Унинг ташкил этувчиси

$$j_{\alpha}^{(i)} = e^2 \sum_{(k)} \sum_{\beta} \tau (-\partial f_0 / \partial E) v_{\alpha} v_{\beta} \varepsilon_{\beta} = \sum_{\beta} \sigma_{\alpha\beta}^{(i)} \varepsilon_{\beta} \quad (39.9)$$

Бунда

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(i)} = e^2 \sum_{(k)} \tau (-\partial f_0 / \partial E) v_{\alpha} v_{\beta} \quad (39.10)$$

катталиқ электр ўтказувчанлик тензорининг ташкил этувчиси бўлиб,  $\alpha \neq \beta$  бўлганда  $\sigma_{\alpha\beta}^{(i)} = 0$  бўлади. Бинобарин,  $\sigma_{\alpha\beta}^{(i)}$  тензор энергия эллипсоиди бош ўқларида диагональ тензордир. Демак,

$$\sigma_{\alpha\alpha}^{(i)} = e^2 \sum_{(k)} \tau (-\partial f_0 / \partial E) v_{\alpha}^2 = \frac{e^2}{m} \frac{2}{3} \sum_{(E)} \tau(E) (-\partial f_0 / \partial E) E \quad (39.11)$$

Эллипсоидаль энергия зонасида ҳолатлар зичлиги

$$g(E) = \frac{\sqrt{2} (m_1 m_2 m_3)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E} \quad (39.12)$$

Юқоридаги (39.11) ифодадаги йиғиндини интегралга айлантурсак, уни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \sum_{(k)} \tau(E) (-\partial f_0 / \partial E) E &= \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \tau(E) g(E) (-\partial f_0 / \partial E) E dE = \\ &= n^{(i)} \langle \tau \rangle, \end{aligned} \quad (39.13)$$

бунда  $n^{(i)}$  — бир эллипсоидли электронлар зичлиги. Бинобарин, ўтказувчанлик тензори

$$\sigma_{\alpha\alpha}^{(i)} = \frac{e^2 n^{(i)}}{m_{\alpha}} \langle \tau \rangle \quad (39.14)$$

бўлади.

Тула электр ўтказувчанлик тензори тўғри бурчакли координаталар системасида қуйидагича бўлади:

$$\sigma_{\lambda\mu} = \sum_i \sigma_{\lambda\mu}^{(i)} \quad (39.15)$$

Кремнийда барча энергия эллипсоидлари бош ўқлари координата ўқларига мос тушади. Демак, (39.14) ва (39.15) ифодалардан

$$\sigma = \sigma_{xx} = 2 \frac{e^2 n^{(i)}}{m_{11}} \langle \tau \rangle + 4 \frac{e^2 n^{(i)}}{m_{\perp}} \langle \tau \rangle = \frac{e^2 n}{m} (\tau), \quad (39.16)$$

бундаги  $n = n^{(i)}$ ,

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{3} \left( \frac{1}{m_{11}} + \frac{2}{m_{\perp}} \right), \quad (39.17)$$

$m_{11}$  — бўйлама,  $m_{\perp}$  — кўндаланг массалар.

Ўтказувчанликнинг (39.16) ифодасида ҳаракатчанлик қуйидагича тенг бўлади:

$$\mu = \frac{\sigma}{en} = \frac{e \langle \tau \rangle}{m'} \quad (39.18)$$

Кремний электр ўтказувчанлиги сферик зонали ярим ўтказгичникидек шаклда ёзилади, аммо кремнийда электронлар ҳаракатчанлиги (3.17) ифодадан аниқланадиган  $m'$  эффе́ктив масса орқали ифодаланadi.

2. Кремнийда кучсиз магнит майдонда Холл ҳодисасини кўрайлик. Бу ҳолда бир эллипсоид учун унинг бош ўқларида тақсимот функцияси ушбу кўринишда бўлади:

$$f = f_0 + \sum_{\mu} f_{\mu}^{(10)} \varepsilon_{\mu} + \sum_{\mu\nu} f_{\mu\nu}^{(11)} \varepsilon_{\mu} B_{\nu} \quad (39.19)$$

Бу ёйилмада  $f_{\mu}^{(10)}$  олдин чиқарилган бўлиб, у (39.7) ифодада келтирилган. Энди масала  $f_{\mu\nu}^{(11)}$  ни аниқлашдан иборат. Агар (39.19) тақсимот функциясини (39.4) тенгламага қўйсақ, изланаётган ифодани топамиз:

$$f_{\mu\nu}^{(11)} = \frac{e^2 \tau^2}{m_{\mu}} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \sum_{\alpha} \delta_{\mu\nu\alpha} v_{\alpha} \quad (39.20)$$

Бундаги  $\delta_{\mu\nu\alpha}$  тензор куйидаги муносабатга бўйсунди:

$$\sum \delta_{\mu\nu\alpha} v_{\alpha} B_{\nu} = [\vec{v} \vec{B}]_{\mu} \quad (39.21)$$

Таксимот функциясининг  $f_{\mu\nu}^{(11)}$  лар иштирок этган (магнит майдон  $B$  қатнашган) ташкил этувчилари билан боғлиқ ( $i$  — эллипсоидга тегишли) ток (Холл токи) зичлиги

$$j_{\lambda}^{(i)} = \sum_{\mu\nu} \sigma_{\lambda\mu\nu}^{(i)} \varepsilon_{\mu} B_{\nu} \quad (39.22)$$

бўлади, бундаги 3- тартибли тензор

$$\sigma_{\lambda\mu\nu}^{(i)} = -e^3 n^{(i)} \langle \tau^2 \rangle \frac{\delta_{\lambda\mu\nu}}{m_{\lambda} m_{\mu}} \quad (39.23)$$

Холл токи зичлигининг ташкил этувчиси

$$\vec{j}_{\lambda} = \sum_{\lambda} j_{\lambda}^{(i)} = \sum_{\mu\nu} \sigma_{\lambda\mu\nu} B_{\mu} B_{\nu} = \eta \sum_{\mu\nu} B_{\nu} \delta_{\lambda\mu\nu} \quad (39.24)$$

ифодага эга бўлиб,  $\eta$  — скаляр,  $\delta_{\lambda\mu\nu}$  — ҳамма вақтдаги-дек, Кроннекер белгиси. Ушбу (39.24) ифодани учта ташкил этувчиси бўйича йиғиб, куйидаги вектор ифодани ҳосил қиламиз:

$$\vec{j}_{\vec{B}} = \eta [\varepsilon \vec{B}], \quad (39.25)$$

бундаги

$$\eta = -e^3 n \langle \tau^2 \rangle \frac{1}{m_{\perp 1}^2}, \quad (39.26)$$

$$\frac{1}{m'^2} = \frac{1}{3} \left[ \frac{2}{m_{\perp} m_{\parallel}} + \frac{1}{m_{\perp}^2} \right] \quad (39.27)$$

Тўла ток зичлиги ўтказувчанлик токи  $\sigma \vec{E}$  ва  $\vec{j}_{\vec{B}}$  Холл токи зичликлари йиғиндисидан иборат:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \eta [\varepsilon \vec{B}] \quad (39.28)$$

Бу ифодадан фойдаланиб ( $j_x = j_y = 0$ ,  $B = B_z$  шароитда), Холл доимийсини аниқлаб олиш мумкин:

$$R = \frac{E_y}{j_B} = \frac{\eta}{B^2} = - \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \frac{1}{en} \left( \frac{m'}{m''} \right)^2 \quad (39.29)$$

3. Кучсиз магнит майдонда магнит қаршилиқ ходисасини ҳисоблаш ҳақида тўхталиб ўтамиз. Бу ҳолда ҳисоблаш  $B^2$  гача аниқликда бажарилади. Таксимот функцияси

$$f = f_0 + \sum_{\mu} f_{\mu}^{(10)} \varepsilon_{\mu} + \sum_{\mu\nu} f_{\mu\nu}^{(11)} \varepsilon_{\mu} B_{\nu} + \sum_{\mu\nu\rho} f_{\mu\nu\rho}^{(12)} E_{\mu} B_{\nu} B_{\rho} \quad (39.30)$$

кўринишда қидирилади. Бу ерда  $f^{(10)}$  ва  $f^{(11)}$  ларни аввал топганмиз. Энди масала  $f^{(12)}$  ни топишдан иборат бўлади. Энди (39.30) ифодани (39.4) кинетик тенгламага кўямиз, баъзи ҳисоблашлар бажарилгандан сўнг

$$f_{\mu\nu\rho}^{(12)} = -e^3 \sum_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta\rho} \tau \frac{\partial f_0}{\partial E} \frac{v_\beta}{m_\alpha m_\beta} \quad (39.31)$$

ифода олинади. Тақсимот функциясининг берадиган бу қўшимча ток зичлиги ( $i$ - эллипсоидники)

$$j_\lambda^{(i)} = \sum_{\mu\nu\rho} \sigma_{\lambda\mu\nu\rho}^{(i)} \varepsilon_\mu B_\nu B_\rho \quad (39.32)$$

кўринишда бўлади. Бундаги  $\sigma_{\lambda\mu\nu\rho}$  — 4- тартибли тензор бўлиб, унинг 81 та ташкил этувчиси бор,

$$\sigma_{\lambda\mu\nu\rho}^{(i)} = e^4 n^{(i)} \langle \tau^3 \rangle M_{\lambda\mu\nu\rho}^{(i)} \quad (39.33)$$

Бундаги

$$M_{\lambda\mu\nu\rho}^{(i)} = -\frac{1}{2} \sum_a \frac{1}{m_\alpha m_\lambda m_\mu} [\delta_{\alpha\mu\nu} - \delta_{\alpha\lambda\rho} + \delta_{\alpha\mu\rho} \delta_{\alpha\lambda\nu}]. \quad (39.34)$$

Тақсимот функциясининг  $f^{(12)}$  қўшимчаси ток зичлигига ва  $B^2$  га пропорционал бўлган яна бир ташкил этувчи қўшади. Ҳисоблашлар натижасида ток зичлиги учун қуйидаги ифода олинган:

$$\vec{j} = \sigma \vec{\varepsilon} + \eta [\vec{\varepsilon} B] + \alpha B^2 \vec{\varepsilon} \quad (39.35)$$

Бу ифодадан  $\varepsilon$  ни танлаб олинади. Магнит майдон  $z$  ўқи бўйича ва ток кучи  $x$  ўқи бўйича йўналган деб ҳисоблаймиз. Натижада

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{\rho(B) - \rho(0)}{\rho(0)} = \frac{\varepsilon j / j^2 - \varepsilon_x}{\varepsilon_x / j} = \alpha B^2. \quad (39.36)$$

Бунда

$$\alpha = \frac{\alpha + \eta^2 / \sigma}{\sigma}; \quad \alpha = \sigma_{1212} = \sigma_{1313} \quad (39.37)$$

ифода олинади.

Тажрибадан  $\alpha$  ни топиш ва унинг назарий қиймати билан таққослаш мумкин.

4. Дифференциал ЭЮК ни аниқлашда  $\vec{B} = 0$  деб олинади. Агар (36.7) ифодада  $m_n$  эффектив масса (у  $N_e$  таркибида) ўрнига

$$m_d = (m_\perp^2 m_\parallel)^{1/3}$$

эффектив массани қўйилса, термо ЭЮК нинг кремний учун ифодаси олинади.

5.  $\rho$ - тур кремнийда кўчиш ҳодисаларини текширганда унинг валент зонасида оғир ва енгил коваклар тармоқлари борлиги эътиборга олинади (уларнинг зичликлари  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  ва массалари  $m_{\rho_1}$ ,  $m_{\rho_2}$ ). Бу ҳолда ҳисоблашлар қуйидаги натижаларни беради:

$$\sigma = e\rho_1\mu\rho_1 + e\rho_2\mu\rho_2 \quad (39.38)$$

$$R = \frac{1}{e\rho_1} \frac{\langle \tau_{\rho_1}^2 \rangle + C_1 C_2^2 \langle \tau_{\rho_2}^2 \rangle}{[\langle \tau_{\rho_1} \rangle + C_1 C_2 \langle \tau_2 \rangle]^2} \quad (39.39)$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{9\pi}{16} (\mu_1 B)^2 \left[ \frac{1 + c_1 c_3^3}{1 + c_1 c_3} - \frac{\pi}{4} \left( \frac{1 + c_1 c_3^3}{1 + c_1 c_3} \right)^2 \right], \quad (39.40)$$

бу ифодаларда

$$c_1 = \rho_2/\rho_1, \quad c_2 = \frac{m_1}{m_2}, \quad c_3 = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (39.41)$$

Ушбу (39.38) — (39.40) ифодаларнинг кўрсатишича,  $\rho$ -тур кремний ҳолида ҳам  $\sigma$ ,  $R$  ва  $\Delta\rho/\rho(0)$  катталикларнинг асосий функционал боғланишлари сақланади, аммо соний кўпайтувчилар изотроп ярим ўтказгич ҳолидагилардан анча фарқ қилиши мумкин.

#### 40- §. Ёруғликнинг ярим ўтказгичларда ютилиши

Ярим ўтказгич моддалар ёруғлик таъсирига жуда сезгир бўлади, чунки уларда ютилган (умуман айтганда электромагнит нурланиш) энергияси эвазига заряд ташувчилар зичлиги ва ҳаракатчанлиги анча ўзгариши, бирмунча ажойиб ҳодисалар юз бериши мумкин. Ана шу ҳодисалар заминиде жуда кўп асбоблар, мураккаб қурилмалар тайёрланади, улар фан ва техниканинг, саноатнинг турли соҳаларида ва инсонларнинг кундалик турмушида кенг қўлланмоқда. Ушбу китобнинг муаллифлари иштирокида ёзилган «Ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар» қўлланмасида («Ўзбекистон» наш-ти. 1994 й.) бу ҳодисалар етарлича батафсил баён қилинган. Шунинг учун биз бу ерда уларга тегишли баъзи бир муҳим маълумотларни қисқача баён қилиш билан чекланамиз.

Модда сиртига тушаётган ёруғликнинг, умуман айтганда, бир қисми қайтади, бир қисми ютилади ва яна бир қисми

ўтиб кетиши мумкин. Бизни ёруғликнинг моддада юти-  
лаётган қисми қизиқтиради. Ёруғликнинг моддада ютилиши  
қуйидаги Бугер — Ламберт қонунига бўйсунди:

$$J(x) = J(0) \exp(-\alpha x), \quad (40.1)$$

бунда  $J(x)$  — ёруғлик тушаётган модда сиртидан  $x$  масофа  
ичкаридаги ёруғлик оқими ( $1 \text{ см}^2$  сирт юзига  $1 \text{ с}$  да тушаёт-  
ган ёруғлик энергияси),  $J(0)$  — сиртга тушаётган ёруғлик  
оқими,  $\alpha$  — модданинг ёруғликни ютиш коэффициентини.  
Бу қонунни монохроматик ёруғлик ҳолида  $h\omega$  энергияли  
фотонлар оқими орқали ифодалаш ҳам мумкин:

$$q(x) = q(0) \exp(-\sigma N x), \quad (40.2)$$

бунда  $q(0)$  ва  $q(x)$  — модда сиртига тушаётган ва сирт-  
дан  $x$  масофа ичкарига етиб бораётган фотонлар оқимлари,  
 $N$  — ютувчи марказларнинг ҳажмий зичлиги,  $\sigma$  — ютувчи  
марказнинг эффе́ктив кесими.

Равшанки,

$$J(x) = h\omega q(x), \quad \alpha = \sigma N \quad (40.3)$$

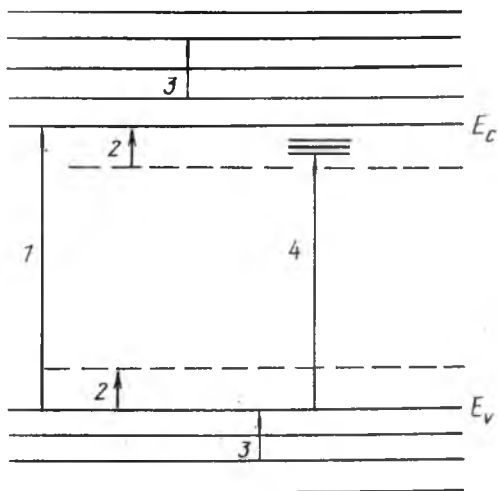
Шуни таъкидлаш керакки,  $\alpha$  ютиш коэффициентини  
ҳар бир модданинг ўзига хос бўлиши билан бирга яна ёруғ-  
лик (фотон) такрорийлиги  $\omega$  га ҳам боғлиқдир.

Шунинг учун  $\alpha(\omega)$  боғланишни аниқлаш муҳим маса-  
лаларнинг биридир. Турли ютилиш ҳоллари учун  $\alpha(\omega)$   
нинг кўриниши турличадир. Ёруғлик деганда биз электро-  
магнит нурланишнинг кўзга кўринадиган ва кўринмайди-  
ган соҳаларини назарда тутамиз.

Ёруғликнинг бир неча ютилиш ҳолларини қараб ўтай-  
лик.

1. Ёруғликнинг хусусий ёки асосий ютилиши — бунда  
ютилган фотон энергияси ҳисобига электроннинг валент  
зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтиб олиши (зоналараро  
ўтиш) (43- расм, 1) содир бўлади. Оқибатда битта ўтка-  
зувчанлик электрони ва битта ковак (электрон — ковак  
жуфти) ҳосил бўлади. Бундай ютилиш юз бериши учун  
фотон энергияси ярим ўтказгичнинг тақиқланган зонаси  
кенглигидан катта бўлмоғи зарур:  $h\omega \geq E_g$ . Кремнийда  
хусусий ютилиш электромагнит нурланишнинг кўзга  
кўринадиган ва ҳатто инфрақизил соҳаларида кузати-  
лади, чунки  $E_g \simeq -1$  эВ га (бу кремнийникига яқин),  
 $\omega \simeq 10^{15}$  Гц (ёки  $\lambda \simeq 1,2$  мкм) тўғри келади, бу эса инфра-  
қизил соҳадир.

2. Ёруғликнинг киришмалар томонидан ютилиши —



43- расм.

бунда ютилган фотон эвазига электроннинг киришма атомидан ўтказувчанлик зонасига ёки валент зонадан киришма сатҳига ўтиши содир бўлади (43- расм, 2). Бундай ютилиш юз бериши учун фотон энергияси киришманинг  $E_i$  ионланиш энергиясидан каттароқ бўлиши зарур:  $h\omega \gtrsim E_i$ . Бу энергия тақиқланган зона кенлигидан кичик ( $E_i < E_g$ , ҳатто  $E_i \ll E_g$ ), бинобарин, бу ютилиш инфрақизил (ИК) соҳада юз бериши мумкин. Заряд ташувчилар ҳосил қилмайдиган киришмавий ютилиш ҳам бор.

3. Ёруғликни эркин заряд ташувчилар ютиши — ёруғлик тўлқини электр майдони таъсирида заряд ташувчилар мажбуран тебранади, бу ҳодиса электромагнит нурланиш энергияси ютилиши эвазига юз беради (43- расм, 3).

4. Ёруғликнинг кристалл панжараси тебранишлари томонидан ютилиши — бунда ёруғлик энергияси эвазига панжара тебранишлари (мувозанатий тебранишларга қўшимча равишда) уйғотилади.

5. Экситон ютилиш — бунда ёруғлик энергияси ҳисобига ўзаро боғланган электрон — ковак жуфти (гантель) ҳосил бўлади (43- расм, 4).

6. Ёруғликнинг зоналар ичида ютилиши — зоналари мураккаб тузилишга эга бўлган ярим ўтказгичларда электрон (ковак) ютилган фотон энергияси ҳисобига мазкур зона ичида бир ҳолатдан юқорироқ бошқа ҳолатга ўтади.

7. Ёруғликни электрон — ковак плазмаси ютиши — бу ҳодисада электронлар ва коваклар тўпламидан иборат



плазма ўз энергия спектрига мос ёруғликни ютади, қўшимча плазмавий тебранишлар пайдо бўлади.

Биз юқорида ёруғлик ютилишининг энг кўп учрайдиган, муҳим бир неча ҳолларини кўриб ўтдик. Аммо, кристалларда ёруғликни ютувчи кўп марказлар (нуқсонлар) мавжуд.

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, ютилиш спектри асосий модда атомлари ҳолатини ўзгартирадиган барча омилларга (температурага, легирлаш даражасига, босимга, магнит, электр майдонларга ва ҳоказоларга) боғлиқ бўлади.

#### 41- §. Ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Фотоўтказувчанлик

Агар ёруғлик ютилиши оқибатида заряд ташувчилар зичлиги, ҳаракатчанлиги ўзгарса, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги (қаршилиги) ҳам ўзгаради. Шу ҳодиса фоторезистив ҳодиса ёки ички фотоэлектрик ҳодиса дейилади.

Ёруғлик ютилиши оқибатида эркин электронлар ва коваклар зичликлари ўзгарган бўлсин:

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p. \quad (41.4)$$

Бунда  $n_0$ ,  $p_0$  — мос равишда, электрон ва ковакларнинг мувозанат ҳолатдаги зичликлари,  $\Delta n$ ,  $\Delta p$  — ёруғлик ҳосил қилган қўшимча зичликлар. Одатда ёритилаётган моддаларда заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги деярли ўзгармайди.

Ёритилаётган ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги энди қуйидагича бўлади:

$$\sigma = e\mu_n(n_0 + \Delta n) + e\mu_p(p_0 + \Delta p) = \sigma_0 + \sigma_\phi. \quad (41.5)$$

Бунда  $\sigma_0$  — ёритиш бўлмагандаги (қоронғидаги) электр ўтказувчанлик,

$$\sigma_\phi = e\mu_n \Delta n + e\mu_p \Delta p \quad (41.6)$$

ёруғлик таъсиридан пайдо бўлган қўшимча ўтказувчанлик (фотоўтказувчанлик).

Ёруғлик ютилиши оқибатида қўшимча (номувозанатий) заряд ташувчилар пайдо бўлишини миқдоран баҳолаш учун генерация тезлиги тушунчаси киритилади. У қуйидагича ифодаланади:

$$G_n = \eta_n q_1, \quad G_p = \eta_p q_1. \quad (41.7)$$

Бу ифодалардаги  $\eta_n$ ,  $\eta_p$  квант чиқишлар дейилиб, улар ютилган битта фотон ҳосил қилган эркин электрон ва коваклар сони билдиради;  $q_1$  — бирлик ҳажмда 1 с вақтда ютилган фотонлар сони;  $G_n$ ,  $G_p$  мос равишда, электронлар ва коваклар генерацияси тезлиги — бирлик ҳажмда 1 с да пайдо бўлган қўшимча электронлар ва коваклар сони.

Аммо генерация жараёнига қарама-қарши жараён — рекомбинация жараёни ҳам мавжуд бўлади. Рекомбинация ўтказувчанлик зонасидаги электроннинг ковак билан яна қўшилишидир. Масалан, ўтказувчанлик зонасидаги электрон валент зонадаги ўринга ўтади дейлик, бунда электрон билан ковакнинг рекомбинацияси (қўшилиши) юз беради. Равшанки, рекомбинация жараёни оқибатида биттадан ўтказувчанлик электрони ва ковак (электрон — ковак жуфти) йўқ бўлади.

Бирлик ҳажмда 1 с да рекомбинацияланаётган электронлар ва коваклар сони — рекомбинация тезлиги қуйидагича бўлади:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n}; \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (41.8)$$

Бунда  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  — электрон ва ковакнинг яшаш вақти.

Ёритиш бошлангандан маълум вақт ўтгач (агар ёруғлик оқими доимий бўлса) электронлар ва ковакларнинг кўпайиши тўхтабди, бунда стационар ҳолат барқарор топади, яъни генерация ва рекомбинация тезликлари бир-бирига тенг бўлиб қолади:

$$G_n = R_n, \quad G_p = R_p. \quad (41.9)$$

Хусусий ютилиш ҳолида

$$G_n = G_p = R_n = R_p. \quad (41.9a)$$

Юқоридаги (41.7) — (41.9) ифодалардан электронлар ва ковакларнинг ортиқча стационар зичликлари аниқланади:

$$\Delta n_{cm} = \eta_n \alpha J \tau_n, \quad \Delta p_{cm} = \eta_p \alpha J \tau_p. \quad (41.10)$$

Бунда  $J$  — ёруғлик оқими (фотонлар оқими).

Демак, стационар фотоўтказувчанлик

$$\sigma_{\Phi}^m = e(\eta_n \tau_n \mu_n + \eta_p \tau_p \mu_p) \alpha J \quad (41.11)$$

кўринишда ифодаланиши мумкин.

Рекомбинация жараёни бир неча кўринишда содир бўлади.

1) . **Зоналараро рекомбинация.** Бу ҳолда ўтказувчанлик электрони бевосита валент зонадаги ковак билан қўши-

лади, тақикланган зона  $E_g$  энергиясига тенг бўлган энергия ёруғлик кванти сифатида нурланади (нурланишли рекомбинация) ёки кристалл панжарасига узатилади, фононлар уйғотилади (нурланишсиз рекомбинация). Рекомбинация тезлиги қуйидагича топилади. Термодинамик мувозанат шароитида нурланишли рекомбинация тезлиги генерация тезлигига тенг ва  $n_0, p_0$  зичликларга пропорционал бўлади:

$$R_0 = G_0 = \gamma_n n_0 p_0 = \gamma_n n_i^2 \quad (41.12)$$

Ёритилиш (инжекция) шароитида эса номувозанатий заряд ташувчиларнинг рекомбинация тезлиги қуйидагича бўлади:

$$R = \gamma_n (np - n_0 p_0) = \frac{np - n_i^2}{n_i^2} R_0 \quad (41.13)$$

Ушбу (41.8) ва (41.13) ифодалардан

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2 \Delta n}{R_0 (np - n_i^2)} \quad (41.14)$$

келиб чиқади. Бунга (41.4) ни қўйсақ,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{1}{R_0} \frac{n_i^2}{n_0 \frac{\Delta p}{\Delta n} + p_0 + \Delta p} \quad (41.15)$$

Зоналараро рекомбинацияда  $\Delta n = \Delta p$  бўлади, бинобарин,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{1}{R_0} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (41.15a)$$

бўлади. Ҳисоблашлар  $\gamma_n$  учун

$$\gamma_n = \frac{1}{\pi^2 c^2 n_i^2} \int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 u \omega^2 d\omega}{\exp(h\omega/kT) - 1} \quad (41.16)$$

натижани беради, бунда  $c$  — ёруғлик тезлиги,  $\bar{n}$  — нисбий синдириш кўрсаткичи.

Кучсиз ёритилиш соҳасида ( $\Delta p = \Delta n \ll (n_0 + p_0)$ )

$$\tau = 1/\gamma_n (n_0 + p_0), \quad (41.17)$$

яъни электрон ва ковакнинг яшаш вақти номувозанатий  $\Delta n$  зичликка ва, бинобарин, ёритилишга бсғлиқ эмас. Бундан  $R \sim \Delta n$  бўлишлиги ҳамда (41.10) га асосан,  $\Delta n \sim J$ , яъни  $\sigma_\Phi \sim J$  бўлишлиги келиб чиқади. Буни *чизигий рекомбинация* дейилади.

Кучли ёритилиш соҳасида ( $\Delta p = \Delta n \gg (n_0 + p_0)$ )

$$\tau = 1/\gamma_n \Delta n, \quad R = \Delta n/\tau = \gamma_n (\Delta n)^2 \quad (41.18)$$

бўлади. Буни *квадратик рекомбинация* дейилади, бунда (41.10) ифодага асосан,  $\Delta n_{cm} \sim \sqrt{J}$ , яъни  $\sigma_{\phi} \sim \sqrt{J}$  бўлишлиги келиб чиқади. Умуман айтганда, фотоўтказувчанлик  $\sigma_{\phi} \sim J^{\delta}$ , бунда  $\delta$  кўрсаткич 1 дан кичик, 1 га тенг ёки 1 дан катта қийматларни олиши мумкин.

2) *Зоналараро зарбий рекомбинация* (Оже — рекомбинация).

Бу рекомбинацияда учта заряд ташувчи иштирок этади: рекомбинацияланадиган электрон — ковак жуфти ва бунда ажратиладиган энергияни ўзига оладиган (ўз зонасида қоладиган) электрон ёки ковак. Ортиқча энергия зонадаги бошқа электронга берилган ҳолда электрон — ковак жуфти рекомбинация тезлиги  $r_n$  бўлса, ортиқча энергия бошқа ковакка берилган ҳолда электрон — ковак жуфти рекомбинация тезлиги  $r_p$  бўлса, улар қуйидаги кўринишда бўлади:

$$r_n = \gamma_{nn} n^2 p, \quad r_p = \gamma_{pp} n p^2. \quad (41.19)$$

Тула рекомбинация тезлиги

$$r = r_n + r_p \quad (41.20)$$

бўлади. Ҳисоблашлар бу рекомбинация тури ҳолида яшаш вақти учун

$$\tau = \frac{2\tau_i n_i^2}{(n_0 + p_0 + \Delta n) [n_0 + \Delta n + \beta(p_0 + \Delta n)]} \quad (41.21)$$

ифодани беради, бунда  $\tau_i = 1/2r_{n_0 p_0}$ ,  $\beta = r_{p_0 n_0}/r_{n_0 p_0}$ .

Кучсиз ёритилиш (кичик инъекция) даражаси шароитида ( $\Delta n \ll n_0$ ,  $p_0$ ) яшаш вақти

$$\tau = \frac{2\tau_i n_i^2}{(n_0 + p_0)(n_0 + \beta p_0)} \quad (41.21a)$$

кўринишда бўлиб, у

$n$ - тур ( $n_0 \gg p_0$ ) ярим ўтказгич учун:

$$\tau_0 = 2\tau_i n_i^2 / n_0^2. \quad (41.21б)$$

$p$ - тур ( $n_0 \ll p_0$ ) ярим ўтказгич учун:

$$\tau_0 = 2\tau_i n_i^2 / \beta p_0^2 \quad (41.21в)$$

бўлади. Бу ифодалардан легирланган ярим ўтказгичларда содир бўладиган зарбий рекомбинация асосий заряд ташувчилар мувозанатий зичлиги квадратига тескари пропорционал бўлади ёки ( $n_i^2 = n_0 p_0$  бўлгани сабабли) ноасосий ва

асосий заряд ташувчилар зичликлари нисбатига пропорционал бўлади.

Кучли ёритиш (катта инъекция) даражаси шароитида ( $\Delta n \gg n_0, p_0$ ) яшаш вақти қуйидагича бўлади:

$$\tau_{\infty} = 2\tau_i \left(\frac{n_i}{\Delta n}\right)^2 \frac{1}{1+\beta} \quad (41.21\text{г})$$

ёки, одатда  $\beta < 1$  бўлганлиги туфайли,

$$\tau_{\infty} = 2\tau_i (n_i / \Delta n)^2 \quad (41.21\text{д})$$

кўринишда ифодаланadi.

Квант механика асосида бажарилган ҳисоб  $\gamma_n$  учун қуйидаги ифодани беради:

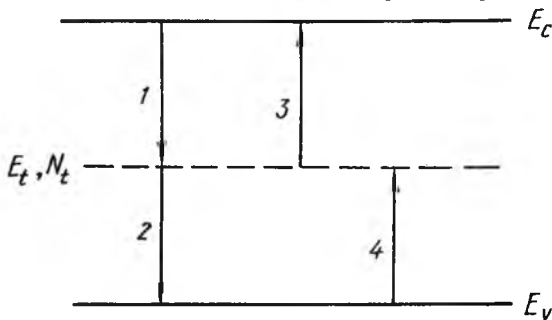
$$\gamma_n = \frac{0,2}{\sqrt{\pi}} \frac{m^* e^4}{\hbar^3} \left(\frac{kT}{W_i}\right)^{3/2} N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g + W_c}{kT}\right). \quad (41.22)$$

бунда  $W_i \approx \left(\frac{3}{2}\right) E_g$  — энергия зоналари тузилишига боғлиқ параметр.

Ушбу (41.22) ифодадан кўринишича, зарбий рекомбинация ҳолида яшаш вақти температурага ва тақиқланган зона кенглиги ( $E_g$ ) га боғлиқ ҳамда бундай ярим ўтказгичларда зарбий рекомбинация суръати катта бўлади.

3). **Бир зарядли маҳаллий марказлар орқали бўладиган рекомбинация (Шокли — Рид назарияси).** Тақиқланган зонада жойлашган энергия сатҳлари (маҳаллий марказлар) орқали содир бўладиган рекомбинация энг муҳимдир. Биз бу ерда бир зарядли бўла оладиган рекомбинация марказларининг бир хилини қараб чиқамиз.

Қуйидаги 44- расмда  $N_i$  зичликка эга бўлган  $E_i$  сатҳли маҳаллий марказлар орқали рекомбинацияда мумкин бўлган электрон (ковак) ўтишлар тасвирланган.



44- расм.

Агар  $E_t$  сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллигини  $f_t$  билан белгиласак, унинг термодинамик мувозанат ҳолатидаги ифодаси қуйидагича ( $E_c=0$  деб ҳисоблаймиз) бўлади:

$$f_{0t} = \frac{1}{\exp\left(\frac{-E_t - F}{kT}\right) + 1} \quad (41.23)$$

Электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан  $E_t$  сатҳга (1) ўтишлари суръати уларнинг зонадаги  $n$  зичлигига,  $E_t$  сатҳларнинг банд бўлмаган  $N_t(1-f_t)$  қисмига пропорционал бўлади:

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = \gamma_n n N_t (1 - f_t), \quad (41.24)$$

бунда  $\gamma_n$  — электроннинг  $E_t$  сатҳда ушланиш коэффициентини, электронларнинг  $E_t$  сатҳдан яна ўтказувчанлик зонасига (3) ўтиши суръати шу сатҳдаги электронлар  $f_t N_t$  зичлигига пропорционал бўлади:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_3 = \beta_n f_t N_t, \quad (41.25)$$

бунда  $\beta_n$  — мазкур ўтиш коэффициенти.

Равшанки, ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлигининг ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$-\frac{dn}{dt} = \left(\frac{dn}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dn}{dt}\right)_3 = \gamma_n (1 - f_t) n N_t - \beta_n f_t N_t. \quad (41.26)$$

Мувозанат шароитида

$$\gamma_n \cdot (1 - f_{0t}) n_0 N_t = \beta_n f_{0t} N_t$$

бўлганлигидан ва (41.23) ифодадан фойдаланиб,

$$\beta_n = \gamma_n N_t \exp\left(\frac{-E_t}{kT}\right) \quad (41.27)$$

эканлигини аниқлаймиз ва  $\beta_n = \gamma_n n_1$  белгилаш киритамиз, у ҳолда қуйидаги натижага келамиз:

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t [(1 - f_t) n - n_1 f_t]. \quad (41.26a)$$

Худди шундай йўл билан 2 ва 4 ўтишлар оқибатида валент зонадаги коваклар зичлигининг ўзгаришини топамиз:

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t [p f_t - p_1 (1 - f_t)], \quad (41.28)$$

бу ердаги

$$p_1 = N_v \exp((E_t - E_g)/kT). \quad (41.29)$$

Юқоридаги (41.26а) ва (41.28) ифодаларни тенглаштириб,  $\dot{j}_t$  ни топамиз:

$$\dot{j}_t = \frac{\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1}{\gamma_n(n+n_1) + \gamma_p(p+p_1)}. \quad (41.30)$$

Агар (41.30) ни (41.26а) га қўйсак,

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (np - n_1 p_1)}{\gamma_n(n+n_1) + \gamma_p(p+p_1)} \quad (41.26б)$$

келиб чиқади. Бундан номувозанатий заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаймиз:

$$\tau = -\frac{\Delta n}{\frac{dn}{dt}} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{\gamma_n N_t} \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}. \quad (41.31)$$

Бу ифодани олишда  $n_1 p_1 = n_i^2 = n_0 p_0$  эканлиги ҳисобга олинган. Агар  $\tau_{p0} = 1/\gamma_p N_t$ ,  $\tau_{n0} = 1/\gamma_n N_t$  белгилашлар киритилса, (41.31) ифода қуйидаги содда кўринишга келади:

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n}. \quad (41.31а)$$

Бу ифоданинг чегаравий ҳолларда қандай бўлишлигини кўрайлик.

Агар ёритиш (инжекция) даражаси кичик ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) бўлса,

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} \quad (41.32)$$

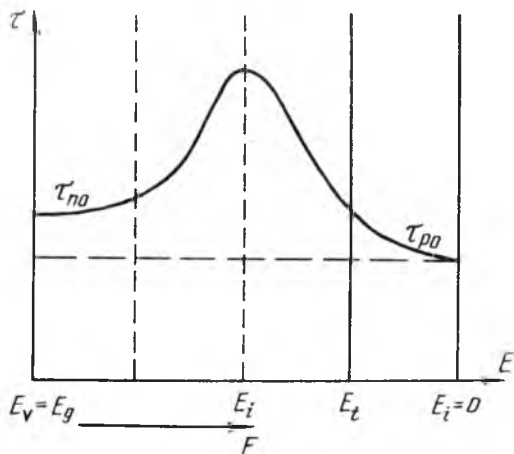
бўлади. Демак, бу ҳолда яшаш даври номувозанатий ташувчилар зичлигига боғлиқ эмас, электрон ва коваклар мувозанатий зичликларига, рекомбинация маркази  $E_t$  сатҳи вазиятига боғлиқ (45- расмда  $\tau(F)$  боғланиш тасвирланган).

Агар ёритиш (инжекция) даражаси катта ( $\Delta n \gg n_0, p_0$ ) бўлса,

$$\tau_{\infty} \approx \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{\tau_n + \tau_p}{\tau_n \tau_p N_t} \quad (41.33)$$

бўлади. Бундан кўриниб турибдики, яшаш вақти электронлар ва коваклар зичлигига боғлиқ эмас, у рекомбинация марказларининг микдори ( $N_t$ ) ва хоссаларига ( $\gamma_n, \gamma_p$ ) боғлиқ бўлади, холос.

Шундай қилиб, рекомбинация турлари заряд ташувчи-



45- расм.

ларнинг яшаш вақтини тайинлаш орқали фотоўтказувчанлик ва бошқа барча фотоэлектрик ҳодисаларга таъсир кўрсатади.

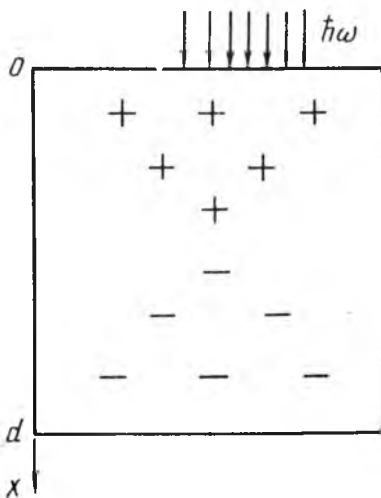
**Дембер ҳодисаси.** Ёруғлик ярим ўтказгич ичкарасига кириб борган сари унинг энергия оқими (40.1) қонун бўйича камайиб боради. Демак, генерация тезлиги ҳам худди шу равишда ўзгара боради:

$$G(x) = G(0) \exp(-\alpha x). \quad (41.34)$$

Заряд ташувчиларнинг нотекис генерацияси уларнинг ярим ўтказгич ичкарасига диффузияланишига олиб келади. Лекин электрон ва ковакнинг диффузия коэффицентлари ҳар хил. Шунинг учун пайдо бўлган заряд ташувчилар фазода бир-биридан ажралади: одатда каттароқ ҳаракатчанликка эга бўлган электронлар ёритилмаган сиртга олдинроқ етиб боради, оқибатда бу сирт манфий зарядланади, ёритилган сирт эса мусбат зарядланади, ёритилган сиртдан ёритилмаган сиртга йўналган электр майдон пайдо бўлади. Бу майдон электронларни тормозлаб, ковакларни тезлаштириб, уларнинг диффузион оқимлари фарқини мувозанатлайди. Мана шу ҳодиса *Дембер ҳодисаси*, пайдо бўлган электр майдон *Дембер майдон*, у билан боғлиқ потенциаллар айирмасини *Дембер ЭЮК* и дейилади (46- расм).

Маълумки, электр майдон ва зичликлар градиенти мавжуд бўлганда ярим ўтказгичдаги ток икки ташкил этувчидан иборат бўлади:





46- расм.

ифодаси қуйидагича бўлади:

$$\vec{j} = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} = e(D_n\nabla n - D_p\nabla p). \quad (41.38)$$

Хусусий ютилиш ҳолида  $\Delta n = \Delta p$ , бундан ташқари  $\nabla n = \nabla p$  деб ҳисоблаймиз (квазинейтраллик шарти!),  $D_n/D_p = \mu_n/\mu_p = b$  белги киритамиз. У ҳолда  $x$  йўналишдаги ток

$$j = e(n\mu_n + p\mu_p)E + eD_p(b-1) \frac{dn}{dx} \quad (41.39)$$

кўринишда ёзилади. Агар  $j=0$  деб фараз қилсак, Дембер электр майдонининг ифодасини топамиз:

$$E_D = \frac{b-1}{b_n+p} \frac{kT}{e} \frac{dn}{dx}. \quad (41.40)$$

Ёрилайётган ва ёритилмаган сиртлар орасидаги Дембер потенциаллар айирмаси (Дембер ЭЮК и)

$$V_D = (1-b) \frac{kT}{e} \int_0^d \frac{1}{b_n+p} \frac{dp}{dx}. \quad (41.41)$$

Хусусий ярим ўтказгич учун  $n=p$ , бинобарин,

$$V_D = \frac{b-1}{b+1} \frac{kT}{e} \ln \frac{n(0)}{n(d)}. \quad (41.41a)$$

$$\vec{\gamma}_n = e\mu_n n \vec{E} + eD_n \nabla n, \quad (41.35)$$

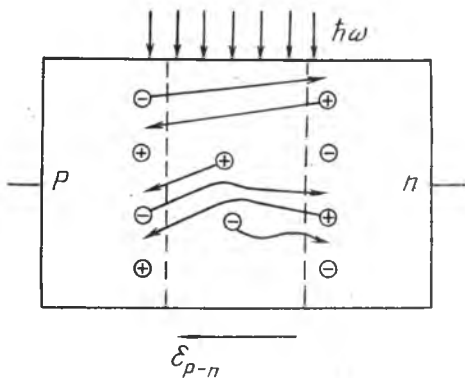
$$\vec{\gamma}_p = e\mu_p p \vec{E} - eD_p \nabla p. \quad (41.36)$$

Биринчи ташкил этувчиларни дрейф (Ом) токи, иккинчиларини диффузион тоқлар дейилади.  $D_n$ ,  $D_p$  — электронлар ва ковакларнинг диффузия коэффициентлари бўлиб, улар  $\mu_n$  ва  $\mu_p$  ҳаракатчанликлар билан қуйидаги Эйнштейн муносабати орқали боғланган:

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n;$$

$$D_p = \frac{kT}{e} \mu_p. \quad (41.37)$$

Энди тўла ток зичлиги



47- расм.

Умуман, кучсиз ёритилган ҳолда ( $\Delta n, \Delta p < p_0, n_0$ ):

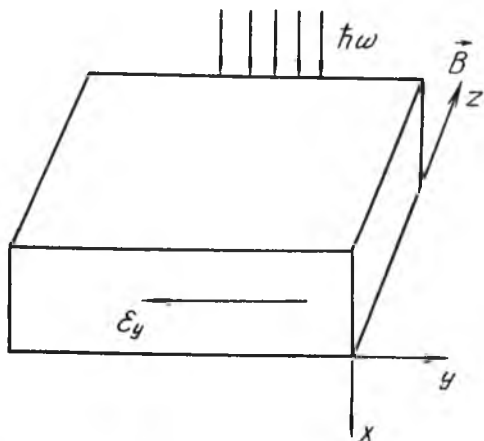
$$V_D = \frac{b-1}{b+1} \frac{kT}{e} \frac{n(0)-n(d)}{bn_0+p_0} \quad (41.416)$$

**Фотоэлектр юритувчи куч.** Умуман, бир жинсли бўлмаган ярим ўтказгич ҳажмида ҳажмий заряд ва у билан боғлиқ бўлган электр майдон бўлади. Бунга  $p$ - тур ва  $n$ - тур ярим ўтказгичлар туташган чегарадаги  $p-n$  ўтиш қатлами мисол бўлади. Бу  $p-n$  ўтиш қатламида  $n$ - соҳадан  $p$ - соҳага йўналган  $\varepsilon_{p-n}$  электр майдон вужудга келади. Биз бу ерда бу қатламнинг хоссаларини батафсил таҳлил қилмасдан фақат уни ёритганда содир бўладиган бир ҳодисани айтиб ўтамиз (47- расм).

Агар  $p-n$  ўтиш ва унга ёндошган соҳалар ёритилиб, электрон — ковак жуфтлари ҳосил қилинса,  $p-n$  ўтишдаги  $\varepsilon_{p-n}$  майдон таъсирида  $p$ - соҳада ва ўтиш қатламида ҳосил бўлган электронлар  $n$ - соҳага ўтади, коваклар эса, тескари йўналишда ўтади, яъни  $p-n$  ўтишнинг электр майдони генерацияланган электрон — ковак жуфтларни ажратади. Оқибатда  $\varepsilon_{p-n}$  майдоннинг ўзи қандайдир  $\varepsilon_{\Phi}$  қадар ўзгаради. Бунини ёруғлик таъсирида  $p-n$  ўтишда  $\varepsilon_{\Phi}$  майдон ва у билан боғлиқ  $V_{\Phi}$  фото ЭЮК ҳосил бўлди деб айтилади.

**Фотомагнит ҳодиса (Кикоин — Носков ҳодисаси).** Агар кучли ютиладиган ёруғлик билан ёритилган ярим ўтказгични кўндаланг магнит майдонга жойлаштирилса, ёруғлик оқимиға ҳам, магнит майдонга ҳам перпендикуляр бўлган учинчи йўналишда электр майдони пайдо бўлади. Шу ҳодиса *Кикоин — Носков номи*ни олган (48- расм).

Стационар шароитда фотомагнит ҳодиса кинетик тенг-



48- расм.

лама асосида тавсифланиши мумкин. Бунда электр, магнит майдонлари ва Ферми сатҳи градиенти ҳисобга олинади. Бу ҳодисани ўрганишда икки хил шароит бўлиши мумкин: қисқа туташуш ва иккинчи қисқа туташуш.

Бу ҳодиса учун ток зичлигининг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$\vec{j} = (\sum_{\alpha} \sigma_{\alpha}) \vec{E} + (\sum_{\alpha} e D_{n\alpha} \nabla n - e D_{p\alpha} \nabla p) + \\ + [(\sum_{\alpha} \mu_{\alpha} \sigma_{\alpha} \vec{E} - \sum_{\alpha} e (D_{n\alpha} \mu_{n\alpha} \nabla n - D_{p\alpha} \mu_{p\alpha} \nabla p)) \vec{B}] \quad (41.42)$$

«Қисқа туташуш» шароитида

$$-j_y^{\text{ср}} = \sigma \epsilon_y \quad (41.43)$$

Киришмавий ўтказувчанлик соҳасида, масалан,  $n$ - тур ярим ўтказгичда ноасосий заряд ташувчилар (коваклар) ўтказувчанлиги эътиборга олинмаса,

$$\epsilon_y = \frac{e D_p \nabla_x n}{\sigma_n} B (\mu_p - \mu_n). \quad (41.44)$$

Агар зичлик  $\Delta n = \Delta n(0) \exp(-x/L)$  қонун бўйича ўзгарса (бунда  $L = D\tau$  — диффузион узунлик),  $y$  ҳолда

$$\epsilon_y \sim \frac{1-b}{(1+b)^2} \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (41.45)$$

боғланишни ажратиш мумкин. Демак, Кикоин — Носков ҳодисасини ўрганиш яшаш вақти  $\tau$  ни аниқлаш имконини

беради. Шу ҳодисага асосланиб тайёрланган  $\tau$  - метрлар  $10^{-9} - 10^{-10}$  с чамасида кичик яшаш вақтини аниқлашга мўлжалланган.

#### 42- §. Тензоқаршилиқ ҳодисаси

Ярим ўтказгич электр қаршилигининг деформацияловчи куч таъсирида ўзгариши *тензоқаршилиқ ҳодисаси* дейилади. Бирлик юзга тўғри келган деформацияловчи куч босим (кучланиш) дейилиши ҳам маълум. Бундай куч таъсирида атомлараро масофалар ўзгаради, бу эса ярим ўтказгич параметрларининг ўзгаришига олиб келади: кристаллнинг бош йўналишларида тақиқланган энергия зонаси кенглиги, кристалл панжараси тебранишлари спектри, заряд ташувчилар зичлиги, уларнинг ҳаракатчанлиги ва бошқа параметрлар ўзгаради, оқибатда электр қаршилиқ ўзгаради, хусусан, изотроп қаршилиқ анизотроп катталиқка айланиши мумкин.

Бу ҳодисани баҳолаш учун махсус катталиқлар киритилган.

$$\pi_e = \frac{\rho'' - \rho_0''}{(-\rho)\rho_0''} \quad (42.1)$$

нисбат билан аниқланадиган катталиқ — *тензоқаршилиқ бўйлама коэффиценти* ёки *кучланиш бўйича тензосезгирлик* дейилади. Бунда  $\rho_0''$ ,  $\rho''$  — деформация йўқлигида ва борлигида кучланиш йўналишидаги солиштирма қаршилиқ. Умуман айтганда,  $\pi_e$  тензоқаршилиқ тензори сифатида ифодаланади ва у ярим ўтказгич намунаси ўқининг кристалл ўқларига нисбатан йўналишига боғлиқдир.

Деформация бўйича тензосезгирлик коэффиценти дейиладиган

$$S_e = \pi_e E^{ю} \quad (42.2)$$

катталиқ киритиш ҳам мумкин, бунда  $E^{ю}$  — Юнг модули.

Ярим ўтказгичларнинг тензосезгирлиги металларникидан ўнларча ва юзларча марта ортиқ. Масалан,  $\rho_0 = 0,1$  Ом·см қаршилиқли  $p$ - тур кремний учун  $S_e$  тахминан 125 га тенг ва металл сим тензометрларникидан 60 марта ортиқ.

Ҳажмий (ҳар томонлама) қисилиш деформациясида

$$\pi_e = \frac{\Delta_c - \Delta_v}{2kTE^{ю}}, \quad S_e = \frac{\Delta_c - \Delta_v}{2kT} \quad (42.3)$$

Бунда  $\Delta_c$ ,  $\Delta_v$  — тегишчи зоналар чегарасининг силжиши

бўлиб,  $\Delta_c - \Delta_v$  айирма тақиқланган зона кенглигининг ўзгаришидир.

$n$ - кремний [100] ўқ бўйича бир томонлама чўзилганда (ёки қисилганда) унинг ўтказувчанлик зонасидаги минимумлар шакли ўзгаради, улар орасида электронлар қайта тақсимланади, ammo электронларнинг умумий зичлиги доимий қолади:

$$\sum_{i=1}^{\sigma} \Delta n^{(i)} = 0 \quad (42.4)$$

ва

$$-4\Delta n_2 = 2\Delta n_1 \quad (42.5)$$

бўлади. Бунда  $2\Delta n_1$ —[100] йўналишдаги минимумларда,  $4\Delta n_2$ —бу йўналишга кўндаланг йўналишдаги минимумларда электронлар зичлигининг ўзгариши. Ўтказувчанликнинг  $x$  ва  $y$  йўналишда ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{xx} &= -e^2 \Delta n_1 (\mu_{xx}^{(1)} - 2\mu_{xx}^{(2)}) = \\ &= -e^2 \langle \tau \rangle 2\Delta n_1 \left( \frac{1}{m_{\perp}} - \frac{2}{m_{\parallel}} \right), \end{aligned} \quad (42.6)$$

$$\Delta\sigma_{yy} = \Delta\sigma_{zz} = -e^2 \langle \tau \rangle \delta n_{\perp} \left( \frac{1}{m_{\perp}} - \frac{1}{m_{\parallel}} \right). \quad (42.7)$$

Лекин ўша  $n$ - кремнийни [110] ўқ йўналишда қисилганда

$$\Delta\sigma_{xx} = \Delta\sigma_{yy} = -2e^2 \Delta n_{\perp} \langle \tau \rangle \left( \frac{1}{m_{\parallel}} - \frac{1}{m_{\perp}} \right), \quad (42.8)$$

$$\Delta\sigma_{zz} = -4e^2 \langle \tau \rangle \Delta n_{\parallel} \left( \frac{1}{m_{\perp}} - \frac{1}{m_{\parallel}} \right). \quad (42.9)$$

Агар мазкур кристални [111] йўналишда қисилса, ҳамма минимумлар тенг ҳуқуқли қолади, тензоқаршилиқ кузатилмаслиги керак. Ҳақиқатда заряд ташувчилар зичлиги ўзгариши ҳисобидан у бор бўлади.

$p$ - кремнийда тензоқаршилиқ ҳодисасининг сабаби — анизотроп деформация таъсирида валент зонадаги айнишнинг йўқ бўлиши, яъни енгил ва огир коваклар тармоқлари бошининг ўзаро силжишидир. Бунинг оқибатида тармоқлардаги коваклар зичлиги ўзгаради:

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{енг}} &= -\Delta P_{\text{оф}}, \text{ натижада электр ўтказувчанлик ўзгаради:} \\ \Delta\sigma_p &= e(\mu_{p,\text{енг}} \Delta P_{\text{енг}} + \mu_{p,\text{оф}} \Delta P_{\text{оф}}) = e\Delta P_{\text{енг}} \times \\ &\quad \times (\mu_{p,\text{енг}} - \mu_{p,\text{оф}}) \end{aligned} \quad (42.10)$$

Демак, бу ҳолда электр ўтказувчанлик ўзгариши енгил ва оғир ковакларнинг ҳаракатчанликлари фарқига боғлиқ.

Бу жойда келтирилган маълумотни сифатий мазмунда эканлигини назарда тутмоқ лозим, чунки тензоқаршилиқ ҳодисаси юқорида айтилган бир неча параметр ўзгаришидан келиб чиқади. Уларнинг ҳаммасини ҳисобга олиш анча мураккаб масаладир.

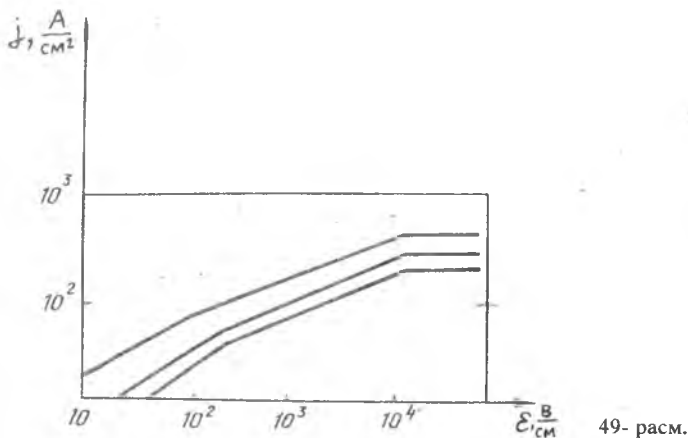
Ҳозирги замон фани ва техникасида тензоқаршилиқ (тензорезистив) ҳодисаси асосида тайёрланаётган кўпгина самарали тензометрлар жуда кичик деформацияларни ўлчашда, силжиш, моментлар, кучлар, босимларнинг сезгир ўлчагичлари сифатида, нисбатан катта деформацияларни ўлчашда ва ҳоказо мақсадларда кенг қўлланилмоқда.

#### 43-§. Кучли электр майдонида ярим ўтказгичлардаги кўчиш ҳодисалари

Кучли электр майдонида электронлар икки кетма-кет тўқнашиш орасида майдондан олган энергияни тўқнашиш вақтида кристалл панжарасига тамомила бериб улгурмаслиги мумкин. Бу энергиянинг қолган қисми электронлар орасида ўзаро тақсимланиб, уларнинг тартибсиз ҳаракат энергиясини оширади, ўртача энергия ортади, яъни электронларнинг  $T_e$  температураси панжара  $T$  температурасидан юқори бўлиб олади ( $T_e > T$ ). Бундай электронлар қизиган электронлар дейилади. Бу ҳолда электронларнинг энергиялари бўйича тақсимоти  $f_0$  функцияси ҳам электр майдонига боғлиқ равишда ўзгарган бўлади.

Кучли электр майдоннинг таъсири ярим ўтказгичдан ўтаётган ток билан кучланиш (ёки кучланганлик) орасида чизиғий боғланишдан (Ом қонунидан) четланишга олиб келади, яъни  $j = \sigma \varepsilon$  ток зичлиги ифодасидаги  $\sigma$  электр ўтказувчанлик электр майдонига боғлиқ бўлади:  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$  ёки  $\sigma = \sigma(V)$ . Киришмали ярим ўтказгич учун  $\sigma = en\mu_n$  эканлигини эсласак,  $\sigma$  нинг ўзгариши заряд ташувчилар зичлиги  $n$  нинг ёки ҳаракатчанлик  $\mu_n$  нинг ёки ҳар иккаласининг ўзгариши орқали содир бўлади.

Ҳаракатчанликнинг электр майдонига боғлиқ бўлишлиги. Кучли электр майдони мавжуд бўлганида электронлар асосан акустик тебранишларда сочилаётган ҳолда ҳаракатчанлик  $\mu \sim \varepsilon^{-1/2}$ , бинобарин, ўтказувчанлик  $\sigma = \sigma(0) / \sqrt{\varepsilon}$ , ток зичлиги  $j \sim \sqrt{\varepsilon}$  бўлади. Аммо  $\varepsilon$  майдон кучланганлик катталашган ( $T_e$  ошган) сари оптик тебранишларда элект-



49- расм.

ронларнинг сочилиши бош ўрин олади, (бунда  $\mu \sim \varepsilon^{-1}$ ,  $\sigma \sim \varepsilon^{-1}$ ,  $j \sim \varepsilon^0$  қонуният амалда бўлади), яъни дрейф тезлик доимий бўлиб, ток зичлиги тўйинган қийматга эришади. Германияда ўтказилган тажрибаларнинг кўрсатишича, Ом қонуни ( $j \sim \varepsilon$ )  $10^2$  В/см гача бажарилади,  $j \sim \sqrt{\varepsilon}$  боғланиш  $10^2 - 10^4$  В/см кучланганлик соҳасида,  $j \sim \varepsilon^0$  боғланиш тақрибан  $10^4$  В/см ва юқори кучланганлик соҳасида кузатилади (49- расм).

Заряд ташувчилар зичлигининг кучли электр майдонида ўзгариши бир неча сабаб оқибатида содир бўлиши мумкин.

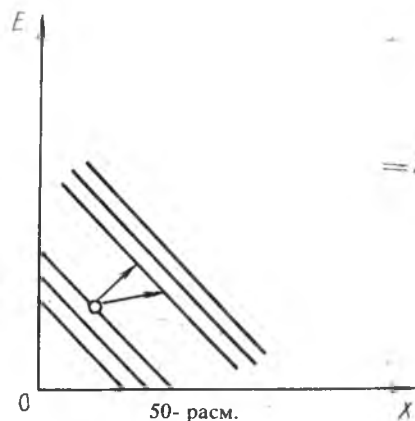
**Термоэлектр ионланиш (Пуль — Френкель ҳодисаси).** Кучли электр майдонида киришма атомларнинг ионланиш энергияси камайди, оқибатда ўтказувчанлик зонасида электронлар зичлиги ортади. Агар кучли электр майдон бўлмаганда мазкур концентрация  $n$ - тур ярим ўтказгичда (кириш-

ма ҳали тўла ионланиб бўлмаган шароитда)  $n_0 = A \exp\left(-\frac{E^0 d}{2kT}\right)$

бўлсин. Кучли майдонда ионланиш энергияси  $E_d = E_d^0 - \Delta E_d$  бўлиб қолади, бунда  $\Delta E_d$  — ионланиш энергиясининг камайиши. Я. И. Френкель буни ҳисоблаб топган:

$$\Delta E_d = 2e \sqrt{\frac{e\varepsilon}{\varepsilon_0}}$$

бунда  $\varepsilon$  — электр майдон кучланганлиги,  $\varepsilon_0$  эса нисбий диэлектрик доимий. Зичлик



$$n_0(\varepsilon) = A \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) = \\ = A \exp\left(-\frac{E_d^0}{2kT}\right) e^{\frac{\Delta E_d}{2kT}} = n_0 e^{\frac{\Delta E_d}{2kT}}$$

конун бўйича ўзгаради.

Электростатик ионлашиш (Штарк ва Зинер ҳодисалари). Штарк ҳодисаси кучли  $\varepsilon$  майдонда рухсат этилган энергия зоналарининг кенгайиши ва тақиқланган зо-

нанинг торайишидан иборат ҳодиса бўлиб, бу ҳам эркин электронлар ва ковакларнинг зичлигини оширишга олиб келади. Аммо, бу ҳодиса  $10^6$  В/см дан юқори майдонларда сезиларли бўлади.

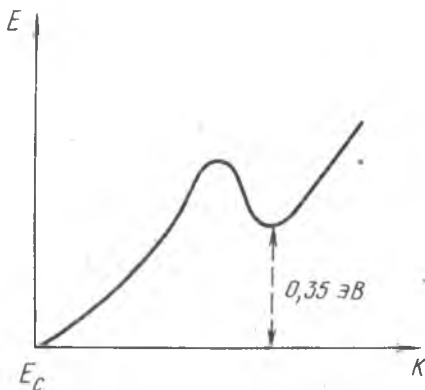
Зинер эффеќти (туннель ҳодиса) электронларнинг потенциал тўсиқдан сизиб ўтишидан иборат квант ҳодисадир. Агар электронлар учун потенциал тўсиқ мавжуд бўлса-ю, унинг икки тарафида энергияси бир хил рухсатланган ҳолатлар бор бўлса, у ҳолда электрон муайян эҳтимоллик билан тўсиқнинг бир тарафидан иккинчи тарафига сизиб (туннель) ўтиши мумкин. Кучли электр майдонида электроннинг  $e \varepsilon_x$  потенциал энергияси ўзгариб боради (50- расм), энергия зоналари оғишади. Бунда валент зонадаги электрон ҳолатига ўтказувчанлик зонасида шу энергияли ҳолат рўпара келиб қолади, бунда электрон

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2\sqrt{m^*}}{3e\hbar} E_g^{3/2}\right] \quad (43.1)$$

эҳтимоллик билан тақиқланган зонадан сизиб ўтади. Кучли легирланган ярим ўтказгичдаги  $p-n$ -ўтишда ток муайян кучланишгача асосан туннель ток бўлади (туннель диодлар).

**Зарбий ионлаш.** Ўтказувчанлик электронлари кучли электр майдонда етарлича катта энергия жамғариб, валент зонадаги ёки киришма атомларидаги (боғланган) электронларни зарб билан ўтказувчанлик зонасига ўтказиши мумкин, оқибатда эркин заряд ташувчиларнинг  $n$  зичлиги ортади.





51- расм.

ҳодиса Ганн ҳодисаси номини олган ва у дастлаб галлий арсениди ( $\text{Ga As}$ ) да кузатилган.  $\text{Ga As}$  нинг ўтказувчанлик зонасида иккита минимум бор (51- расм). Бу минимумлар яқинида электроннинг эффектив массалари, бинобарин, ҳаракатчанликлари ҳар хил бўлади. Кучсиз электр майдонларида электронлар пастки минимум яқинидаги ҳолатларда туради. Аммо, кучли майдонда энергияси  $E=0,35$  эВ потенциал тўсиқни енгишга етарли бўлиб қолган электронлар юқориги минимум соҳасига чиқиб олади. Бинобарин, ўтказувчанлик электронлари шу икки минимум орасида тақсимланади.  $n\text{-Ga As}$  асосидаги диоддан ток ўтганда, одатда унинг манфий қутби (катод) яқинидаги торгина қатламда кучли майдон ҳосил бўлади, бу жойда электронлар пастки минимумдан юқориги минимумга ўтади, уларнинг ҳаракатчанлиги камаяди ва ток ҳам камаяди. Аммо, бу кучли майдон соҳаси анодга томон муайян тезлик билан силжиб бориб, анодга етгач у йўқолади, яна намуна узунлиги бўйича  $\epsilon$  майдон ортиб боради ва ток кўпаяди. Маълум вақт ўтгач, катод яқинида яна кучли майдонли қатлам ҳосил бўлиб, ток яна камаяди. Бу жараён даврий такрорланиб, ток тебранишларини вужудга келтиради. Бу ҳодиса дрейф тезлик  $v_d$  иссиқлик ҳаракати тезлиги  $v_T \approx 10^7$  см/с га таққосланарли бўлганида кузатилади. Ушбу ҳодиса асосида  $10^9$  Гц такрорийликли катта қувватли тебранишлар генераторлари ясалган.

**Франц-Келдиш ҳодисаси.** Кучли майдонда содир бўладиган бу ҳодиса рухсат этилган зона четининг силжишидан иборат. Ҳисоблашлардан бу силжиш учун

Электр майдон етарлича катта бўлганда ва ярим ўтказгич қалин бўлганда зарбий ионлаш тобора кучайиб, кўчкисимон жараёнга айланиши мумкин. Шу ҳодиса асосида махсус диодлар ва транзисторлар тайёрланади.

**Ганн ҳодисаси.** Кучли электр майдонларида баъзи ярим ўтказгичларда токнинг юқори такрорийликли тебранишлари кузатилади. Бу

$$\Delta E = \sqrt[3]{(e\epsilon)^2 h^2 / m^*} \quad (43.2)$$

ифода ҳосил қилинган. Бу ҳодиса ёруғлик ютилиши спектри чегарасининг  $\Delta E$  миқдор қадар силжишида намоён бўлади.

Юқорида баён қилинган ҳодисалардан бошқа яна кучли электр майдонида содир бўладиган бир қанча ҳодисалар маълум.

#### 44- §. Кучли ва квантловчи магнит майдонларида ярим ўтказгичлардаги ҳодисалар

Гальвوماгнит ҳодисалар билан танишганимизда кучсиз ва кучли магнит майдонлари тўғрисида гапириб ўтган эдик. Энди кучли магнит майдонларда юз берадиган яна баъзи бир ҳодисаларни қараб чиқамиз.

**Циклотрон резонанс ҳодисаси.** Бу ҳодиса классик физика нуқтаи назарида кучли деб ҳисобланган ( $\mu B \gg 1$ ) ва квантланиш эътиборга олинмайдиган магнит майдонида юз беради. Унинг қисқача баёни мана бундай.

Магнит майдон электрон ҳаракатининг унга тик ташкил этувчисига таъсир кўрсатади. Шу сабабли электроннинг магнит майдонга тик текисликдаги ҳаракатини қарасак, у магнит майдон атрофида

$$r = m^* v_{\perp} / eB = v_{\perp} / \omega_c \quad (44.1)$$

радиусли айлана бўйича ҳаракат қилади. Бу ерда  $\omega_c = eB / m^*$  *циклотрон частота* дейилади. Шу билан бир вақтда электрон магнит майдон йўналишида илгариланма ҳаракатини ҳам давом эттиради.

Агар кучли  $B$  магнит майдондаги ярим ўтказгичдан  $\omega = \omega_c$  такрорийликли электромагнит нурланиш ўтаётган бўлса, нурланиш энергияси ҳисобига электрон тезлашади, бинобарин, нурланиш кучли даражада ютилади. Ана шу ҳодиса *циклотрон резонанс* дейилади. Унинг юз бериш шартлари

$$\mu B \gg 1 \text{ ва } \omega = \omega_c. \quad (44.2)$$

Биринчи шартдан  $\omega_c = eB / m^* \gg 1/\tau$  ёки  $\omega_c \tau \gg 1$  бўлишлиги келиб чиқади, иккинчи шартдан эса, скаляр эффе́ктив мас-сани топиш мумкин:

$$m^* = eB / \omega. \quad (44.3)$$

Эллипсоидал энергия зоналари ҳолида  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  мас-саларни аниқлаш учун кучли ютилиш кузатиладиган учта

$\omega_1, \omega_2, \omega_3$  нурланиш такрорийликлари топилади, улар аниқланаётган массалар билан қуйидагича боғланган:

$$\omega_1 = \frac{eB}{\sqrt{m_2 m_3}}; \quad \omega_2 = \frac{eB}{\sqrt{m_1 m_3}}; \quad \omega_3 = \frac{eB}{\sqrt{m_1 m_2}} \quad (44.4)$$

Равшанки, бу уч тенгликдан  $m_1, m_2, m_3$  массаларни аниқлаб олиш қийин эмас.

Квантловчи магнит майдонда юз берадиган ҳодисалар. Л. Д. Ландау (1930) эркин электронларнинг магнит майдонидаги ҳаракатини квант механика нуқтаи назаридан биринчи марта тадқиқ қилди. У бир жинсли магнит майдонда электроннинг энергия спектри узук-узук (дискрет) бўлишлигини, яъни электроннинг магнит майдонига тик бўлган текисликдаги айлана бўйича ҳаракати квантланишлигини кўрсатади. Олинган спектр асосида эркин электрон газининг диамагнит қабул қилувчанлиги ҳисобланган ва унинг парамагнит қабул қилувчанлигининг  $1/3$  қисмига тенглиги тасдиқланган.

Кейинги тадқиқотлар электрон ҳаракатининг кучли магнит майдонда квантланиши металллар ва ярим ўтказгичларнинг барча кинетик хоссаларига таъсир қилишини кўрсатди.

Эффектив массаси  $m^*$  бўлган электроннинг  $B=B_z$  магнит майдондаги ҳаракати ҳоли учун Шредингер тенгламасини ечиб, электроннинг энергия спектри ифодаси олинган:

$$E(N, k_z) = (2N+1)\mu^*B + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (44.5)$$

бунда  $\mu^* = (m/m^*)\mu_B$  ва  $\mu_B$  — Бор магнетони,  $N=0, 1, 2, 3$  квант сон. Бу ифодадаги биринчи ҳад магнит майдонга тик  $xy$  текисликда квантланган энергия.

Энергияси  $E$  дан кичик бўлган квант ҳолатлар сони қуйидагига тенг:

$$z(E) = \frac{2(2m^*)^{1/3} eB}{\hbar^2} V \sum_N [E - (2N+1)\mu^*B]^{1/2} \quad (44.6)$$

$V=1 \text{ см}^3$  ҳажмдаги ҳолатлар зичлиги эса,

$$g(E) = \frac{dz}{dE} = \frac{(2m^*)^{1/2} eB}{\hbar^2} \sum_N [E - (2N+1)\mu^*B]^{-1/2} \quad (44.7)$$

кўринишда ифодаланади.

Агар ўртача иссиқлик ҳаракатининг энергияси  $kT$  икки

квант сатҳ орасидаги  $2\mu^*B$  энергиявий ораликдан катта бўлса, яъни  $kT \gg 2\mu^*B$  бўлса, квантланишни ҳисобга олмаслик ва зона ичида электрон энергияси узлуксиз ўзгаради деб ҳисоблаш мумкин. Акс ҳолда ( $kT \ll 2\mu^*B$  бўлганда), электрон энергияси квантланиши эътиборга олиниши зарур. Бундай майдонлар *квантловчи майдонлар* дейилади.

Биз  $z$  йўналишли  $\vec{B}$  магнит майдонда жойлашган ва электр майдони эса,  $xy$  текисликда бўлган бир жинсли  $n$ - тур ярим ўтказгични қараб чиқайлик. Бу ҳолда ток зичликларининг ташкил этувчилари қуйидагича ифодаланadi:

$$j_x = \sigma_{xx} \epsilon_x - \sigma_{yx} \epsilon_y; \quad j_y = \sigma_{yx} \epsilon_y + \sigma_{xx} \epsilon_x, \quad (44.8)$$

бунда  $\sigma_{xx} = a_1$ ,  $\sigma_{yx} = a_2$  (37- § га қаранг).

$j_x = j_y = 0$  шароитда кучли майдонда

$$\sigma_{yx} = \frac{ne^2}{m^*} \frac{1}{\gamma B} = \frac{en}{B} \quad (44.9)$$

Квант механикада ҳам шу ифодадан фойдаланилади ва у кучли майдон учун олинган.

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yx}} = \frac{a_1}{a_2} \approx \frac{1}{\gamma \tau B} \ll 1$$

муносабат квантловчи магнит майдонда ҳам ўз кучини сақлайди.

Бу ифодадаги  $\sigma_{xx}$  нинг назарий ифодаси топилган:

$$\sigma_{xx} = e^2 \sum_{vv'} \left[ -\frac{\partial f_0(E_v)}{\partial E_v} \right] \frac{(x'_0 - x_0)}{2} W_{vv'} \quad (44.10)$$

бунда  $W_{vv'}$  — электроннинг ҳолатлараро ўтиш эҳтимоллиги,  $x_0 = -\hbar k_y / eB$  — магнит осциллятор вазияти координатаси.

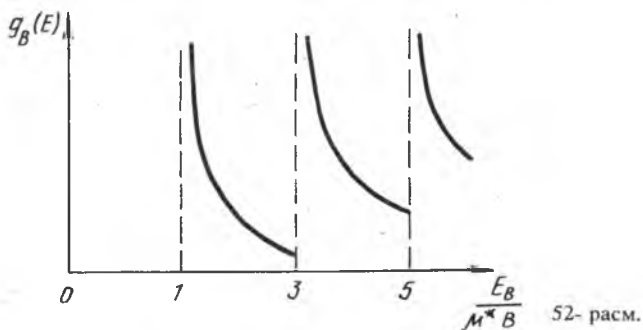
Магнит майдондаги ярим ўтказгичнинг солиштирма қаршилик ифодаси қуйидагича бўлади:

$$\rho(B) = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2} \approx \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yx}^2} \quad (44.11)$$

Заряд ташувчилар кучли айниган ҳолда, яъни —  $(\partial f_0 / \partial E) = \delta(F - E)$  бўлганда (44.7) ифодадан

$$g_B(E) \propto \sum_N \frac{1}{\sqrt{F - (2N+1)\mu^*B}} \quad (44.12)$$

муносабат келиб чиқади.



52- расм.

Бундан кўринишича, магнит майдон қиймати ўзгариб,  $F$  Ферми сатҳини ҳар гал кесиб ўтганда (илдиз остидаги ифода нолга тенг бўлганда) ҳолатлар зичлиги  $g_B(E)$ , бинобарин,  $\sigma_{xx}$  ҳам кескин ортиб кетади. Бу ҳодиса  $B$  нинг ўзгариши жараёнида даврий такрорланади (52- расм), электр ўтказувчанлик  $\sigma_{xx}$  нинг ( $\rho(B)$  нинг ҳам) қийматлари тебраниб туради. Унинг даври

$$2\Delta N\mu^*B + (2N+1)\mu^*\Delta B = 0 \quad (44.13)$$

шартдан аниқланади. Бунда  $\Delta N=1$  деб ҳисобласак,

$$-\frac{\Delta B}{B^2} = \Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{eh}{m^*F} \quad (44.14)$$

келиб чиқади ва бу  $\Delta B$  нинг даврини аниқлайди.

В. Л. Гуревич ва Ю. А. Фирсов (1964) назарий равишда  $\rho(B)$  нинг тебраниши янги турини (магнитофон тебранишни) башорат қилишган эди. Бу ҳодиса квантловчи магнит майдонда электронларнинг оптик фонлар (такрорийлиги  $\omega_0$ ) билан ўзаро таъсири шароитида содир бўлиб, унинг даврини

$$\Delta(1/B) = e/m^*\omega_0 \quad (44.15)$$

ифода аниқлаб беради.

Шунингдек, бошқа бир неча кўчиш ҳодисаларини квантловчи магнит майдонда текшириш янги натижалар берди. Бу параграфда қаралган магнит майдонларда энди кинетик тенглама ярамаслиги ва ҳисоблашлар квант механика усуллари асосида бажарилиши зарурлигини эслатамиз.

## ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ МОДДАЛАР

Ярим ўтказгичлик хоссаларига эга бўлган жуда кўп моддалар аниқланган. Улар ўзининг тузилиши ва хоссаларига қараб бир қанча гуруҳларга ажратилади.

Тузилиши бўйича монокристалл (яхлит бир кристалл бўлган) ярим ўтказгичлар, жуда кўп монокристалл доналардан ташкил топган поликристалл ярим ўтказгичлар, кристалл тузилишга эга бўлмаган аморф ярим ўтказгичлар ҳамда суюқ ярим ўтказгичлар синфлари мавжуд.

Кимёвий таркиби бўйича элементар ярим ўтказгичлар, ярим ўтказгичлик хоссаларига эга бўлган бирикмалар ва полимер ярим ўтказгичлар гуруҳлари бор.

Физик хоссалари бўйича ярим ўтказгич моддаларни бир неча турларга бўлинади.

Бундан олдинги бобларда баён қилинган ярим ўтказгичларга тегишли маълумот монокристалл кўринишдаги моддаларга оид эди. Кристалларнинг тузилиши, бу тузилишни тавсифловчи катталиклар, идеал ва ҳақиқий кристалларда электронлар энергияларининг зоналари, нуксонлар ва киришмалар, электронлар ва коваклар статистикаси ҳамда кўчиш ҳодисалари монокристалларни назарда тутиб баён қилинди. Энди ярим ўтказгичлар бошқа гуруҳлари билан танишамиз.

## 45- §. Поликристалл ярим ўтказгичлар

Жуда кўп сондаги монокристалл доналари бирлашмасидан иборат моддалар *поликристалллар* дейилади. Уларда доналар ўлчами катта ораликдаги қийматларга эга, йўналганлиги турлича ва доналар орасида махсус чегаралар мавжуд бўлади.

Поликристалларни кристалланиш, полиморф ўзгаришлар жараёнлари ва кристалл кукунларини жипслаш натижасида ҳосил қилиш мумкин.

Одатда, муайян шароитни назарда тутиб, поликристалл ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигини монокристалл учун яратилган энергия зоналари назарияси (зоналар механизми) асосида тавсиф қилинади. Аммо, бунда кристалл панжарасига хос даврийлик фақат айрим кристаллчалар ичидагина мавжуд бўлишлиги эътиборга олинади. Бу ҳолда олдин баён қилинган электронлар статистикаси қўлланиши ҳам мумкин. Электр ўтказувчан-

ликнинг бошқа механизми ҳам мавжуд. Агар поликристалларда киришмалар зичлиги катта бўлса, тақиқланган зонада бир-бирига қўшни ва яқин сатҳлар орасида электрон (ковак) ўтишлар содир бўлиши мумкин. Электрон (ковак) ларнинг бир маҳаллий сатҳдан иккинчисига ўтиши уларнинг электр ўтказувчанликда иштирок этиши демакдир. Бундай электр ўтказувчанлик муайян шароитда (масалан, зоналардаги электрон (ковак) ўтказувчанлик жуда кичик бўладиган етарлича паст температураларда) асосий бўлиши мумкин. Бундай электр ўтказувчанлик *сакрама ўтказувчанлик* дейилади.

Электроннинг бир маҳаллий сатҳдан бошқасига ўтиши эҳтимоллигини

$$P = \nu f(R) \exp\left(-\frac{2\Delta E + E_p}{2kT}\right) \quad (45.1)$$

қўринишда ифодаланади, бундаги  $\nu$  — фононнинг такрорийлиги,  $R$  — маҳаллий сатҳлар орасидаги масофа,  $f(R)$  — «тунелланиш» кўпайтувчиси,  $\Delta E$  — мазкур икки сатҳ энергиялари фарқи,  $E_p$  — маҳаллий сатҳ атрофида вужудга келган қутбланиш энергияси.

Агар киришма сатҳининг энергияси  $E$  бўлса, у ҳолда

$$f(R) = \exp\left(-2R \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar}}\right) \quad (45.2)$$

Қутбланиш энергиясининг ифодаси

$$E_p = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0} \left(\frac{1}{\epsilon_c} - \frac{1}{\epsilon_\infty}\right) \quad (45.3)$$

бўлиб, бунда  $r_0$  — ҳолатнинг радиуси,  $\epsilon_c$  ва  $\epsilon_\infty$  — статик ва юқори частотали диэлектрик доимийлар. Турли сакрашларда  $f(R)$  ва  $\Delta E$  ҳар хил бўлиши мумкин, шунинг учун сакрама ўтказувчанлик барча сакрашлар бўйича ўртачалаштирилган катталиқдир. Паст температураларда кичик  $\Delta E$  ли сакрашлар амалга ошади, бинобарин, температура пасайган сари ўтказувчанлик активлаш энергияси ҳам камая боради.

Баъзи моддаларда, хусусан, ионли кристалларда маҳаллий (локалланган) электрон атрофида панжара кучли равишда қутбланади. Муайян шароитда электрон ва унинг атрофидаги қутбланиш ҳолати биргаликда ҳаракатланади. Бу бирлашма *полярон* деб аталган. Паст температурада полярон ҳаракати активлаш энергиясига боғлиқ эмас. Юқори температурада полярон ҳаракати иссиқлик ҳаракати

энергияси ҳисобига келадиган сакрашлар кўринишида тасаввур қилинади. Бу ҳолда ҳаракатчанлик

$$\mu = \frac{vea^2}{kT} \exp\left(-\frac{E_p}{2kT}\right) \quad (45.4)$$

ва электр ўтказувчанлик

$$\sigma = en\mu = \frac{vea^2}{kT} \exp\left(-\frac{E_p}{kT}\right) \quad (45.5)$$

кўринишда ифодалангани, бунда  $a$  — сакраш узунлиги.

Ферритлар ва баъзи бир бошқа оксид моддаларда сакрама электр ўтказувчанлик электронларнинг бир кимёвий элементнинг ҳар хил валентли ионлари орасида сакрашлари кўринишида амалга ошади. Масалан, темир ионлари иштирок қилган  $FeO$  ва  $Fe_2O_3$  оксидларда темир, мос равишда, 2 ва 3 валентли бўлади. Иккала оксидлар ҳам иштирок этган бирикмаларда икки валентли темир ( $Fe^{2+}$ ) донор бўлиб, ундан электрон уч валентли темирга ( $Fe^{3+}$ ) га ўтади. Никель, манган, кобальт ва бошқа элементлар ионлари ҳам ўзгарувчан валентли бўлади.

Заряд ташувчилар руҳсат этилган зоналарда ҳаракатланганида ҳам, сакрама ўтказувчанлик ҳолида ҳам электр ўтказувчанлик температуранинг экспоненциал функцияси бўлади.

Поликристалларга мисол қилиб оксид пардалар, сульфидлар ( $CdS$ ), селенидлар ( $CdSe$ ) ва ҳоказони келтириш мумкин.

#### 46- §. Аморф ярим ўтказгичлар

Юнонча *amorphos* сўзи шаклсиз деган маънони беради. Кристаллардан фарқли равишда аморф моддаларда атомлар жойлашишида қатъий тартиб бўлмайдиган (буни бошқача қилиб *узоқ тартиб* йўқ дейилади). Аммо, аморф ҳолатдаги моддаларда қўшни атомлар (ионлар, молекулалар) мослашиб жойлашган бўлади. Буни *яқин тартиб* дейилади. Масофа ортиши билан мазкур мослашув камайиб боради ва бир неча панжара доимийси чамасидаги масофада яқин тартиб йўқолади.

Яқин тартиб суюқликларда ҳам мавжуд, лекин уларда қўшни зарралар орасида алмашилиш юз бериб туради, бу эса қовушоқлик ошиши билан қийинлашади. Шунинг учун ҳам аморф ҳолатни жуда юқори қовушоқликка эга



бўлган ўта совиган суюқлик деб қараса бўлади. Масалан, кварцнинг кристаллини эритиб ва сўнгра уни тез совутиб, аморф ҳолатдаги кварц шиша ҳосил қилиш мумкин. Ярим ўтказгичлар физикаси ва техникасида ярим ўтказгичлик хоссаларига эга бўлган аморф ҳолатдаги моддалар (аморф ярим ўтказгичлар) соҳаси ривожланиб бораётган соҳалардан бўлиб ҳисобланади.

Аморф ярим ўтказгичлар синфига ковалент боғланишли моддалар (аморф ҳолатдаги кремний, германий ва б.), халькогенид шишалар (масалан,  $As_{31}$ ,  $Se_{30}$ ,  $Be_{21}$ ,  $Te_{18}$ ) ва оксид шишалар (масалан,  $V_2O_5—P_2O_5$ ) киради.

Зоналар назариясининг умумий тасаввурлари (ўтказувчанлик зонаси, валент зонаси, тақиқланган зона ва ҳоказо) аморф ҳолат учун, муайян маънода татбиқланиши мумкин. Аммо, кучли легирланган ярим ўтказгичлардагидек, тақиқланган зонанинг «ҳолатлар зичлигининг думлари» мавжуд бўлади.

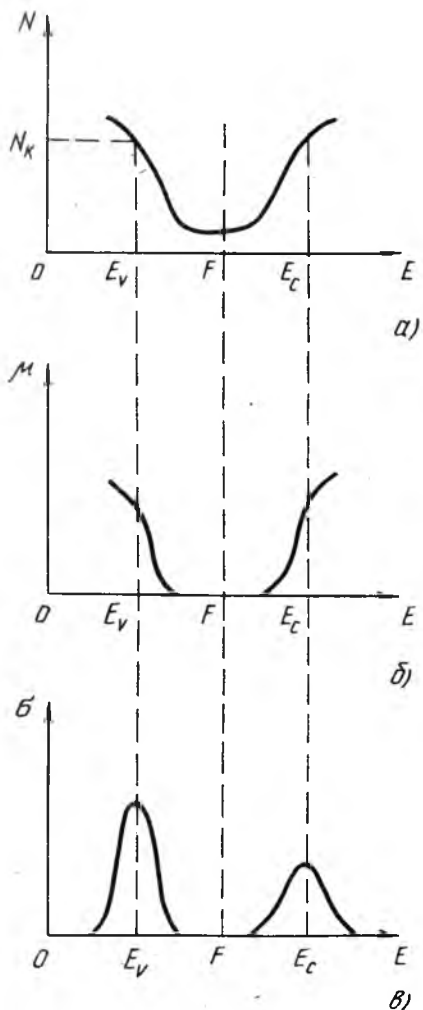
Тўлқин вектор ва дисперсия қонуни билан боғлиқ бўлган тушунчалар (тўғри ва нотўғри ўтишлар ва ҳоказо) ни аморф ярим ўтказгичларга қўллаб бўлмайди.

Ўтказувчанлик зонаси тубидан юқорида ва валент зона шипи пастида электронлар учун локалланмаган (коллективлашган) ҳолатлар мавжуд бўлиб, тақиқланган зонада маҳаллий сатҳларнинг квазиузлуксиз спектри бор бўлади.

Масалан, аморф ярим ўтказгич — шиша учун (S, Se, Te ларнинг P, As, Sb, Bi, Ge, Si, Sn лар билан турли бирикмалари — халькогенидлар учун) қуйидаги схема таклиф қилинган (53- а, б, в расм): тақиқланган зонадаги маҳаллий ҳолатлар ўтказувчанлик ва валент зоналар «думлари» дан иборат, чегаравий ҳолатлар концентрацияси  $N_c$  маҳаллий ҳолатлар соҳасини номаҳаллий ҳолатлар соҳаларидан ажратиб туради (бу чегаралар  $E_v$  ва  $E_c$  тариқасида белгиланган).  $N < N_c$  бўлган соҳада зарядларнинг кўчиши маҳаллий ҳолатлар бўйича сакрама кўчиш тариқасида амалга ошади, бу соҳада ҳаракатчанлик кичкина бўлиб, ўртача ноль атрофида бўлди. Унинг ифодаси (45.4) га ўхшаб кетади:

$$\mu = \frac{e}{kT} R^2 v \exp\left(2\frac{R}{\lambda} - \frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (46.1)$$

бунда  $\lambda$  — сакрама ўтишда ютиладиган (ёки чиқариладиган) фононнинг тўлқин узунлиги, бошқа белгилашлар эса, юқоридагидай.



53- расм.

Етарлича юқори температураларда номаҳаллий сатҳларга эга бўлган (рухсат этилган) зоналардаги ( $N > N_c$ ) заряд ташувчилар кўчиши электр ўтказувчанликни аниқлайди:

$$\sigma \sim \exp[-E_i/2kT].$$

Аммо, температура пасайиб, қандайдир  $T = T_M$  дан кичик бўлиб қолганда электронлар маҳаллий сатҳларга ўтиб олади

ва электр ўтказувчанликни, асосан, сакрама ўтишлар аниқлайди, унинг температурага боғланиши

$$\sigma \sim \exp[-(T/T_M)^{1/2}] \quad (46.2)$$

кўринишда бўлади, бундаги  $T_M$  ни *Мотт температураси* дейилади.  $T_M$  — фаоллаштириш ўтказувчанлигидан сакрама ўтказувчанлик ҳолига ўтиш температурасидир.

Оптик ва фотоэлектрик хоссаларни таҳлил қилишда аморф ярим ўтказгичларни икки (*A* ва *B*) турга ажратилади.

*A* турга мансуб бўлган аморф ярим ўтказгичларда ёруғлик ютилишининг кескин чегараси бор, бунда  $\hbar\omega \sim E_g$ , бинобарин, бу ҳол соф кристалл ярим ўтказгичлардагига ўхшаш. *B* турга мансуб аморф ярим ўтказгичларда эса, ёруғлик ютилишининг думи (ёйилиб кетган чегараси) кузатилади, уни ҳолатлар зичлигининг думи билан боғлаб тушунтирилади, бунда  $\hbar\omega_i < E_i$  фотонлар ҳам ютилади, электронлар валент зона думидан ўтказувчанлик зона думига ўтади. Бу турдаги аморф ярим ўтказгичларнинг худди ўзида Мотт ўтиши ошкор бўлади.

Шуниси қизиқки, аморф ярим ўтказгичларнинг ҳар икки турида ҳам киришмалар унча аҳамиятли эмас, аммо уларни тайёрлаш усули аморф ярим ўтказгичлар хоссаларига муҳим таъсир кўрсатади. Бинобарин, кристалл тузилишидаги нуқсонлар мазкур хоссаларни шакллантиришда катта ҳисса кўшади.

Истисно тариқасида водород билан тўйинтирилган аморф кремнийни кўрсатиш мумкин, бунда водороддан мазкур модда хоссаларини аниқлашда фойдаланилади.

Ҳақиқий аморф ярим ўтказгичларда бир-биридан фаркланувчи маҳаллий соҳалар мавжуд бўлади, улар орасида ажралиш чегаралари бор бўлиб, бу жойларда заряд ташувчилар учун потенциал энергия тўсиқлари ҳосил бўлади. Бу тўсиқлар металл — ярим ўтказгич чегарасидагидек Шоттки тўсиқлари, умуман айтганда, электрон-ковак ўтишлари кўринишида намоён бўлиши мумкин. Баъзи аморф пардаларда *аномал фотокучланиш* ҳодисаси кузатилган:  $Sb_2S_3$  ёки  $Sb_2Se_3$  пардавий қатламларида 100В чамасида фото ЭЮК пайдо қилинган.

Аморф ярим ўтказгичлар кристалларда бўлмаган баъзи хоссаларга эга. Бунга қайта уланиш ҳодисаси мисол бўлади: аморф ярим ўтказгичда электр майдони ҳосил қилинганда унинг электр ўтказувчанлиги бир неча тартиб қадар кучли ўзгариши мумкин. Бу ўзгариш қайтувчан ва жуда тез юз беради. Қайта уланиш — кам ўтказувчан-

ликдан катта ўтказувчанликка ва аксинча ўтиш вақти  $10^{-9} - 10^{-10}$  с чамасида бўлади. Бу айтилганлар аморф ярим ўтказгичларнинг амалда муҳим қўлланишлари имкониятлари борлигидан далолат беради.

**Шишасимон ярим ўтказгичлар.** Бундай моддаларнинг катта гуруҳи етарлича ўрганиб чиқилган. Уларга мансуб бўлган энг кўп ўрганилган моддалар халькогенид шишалардир. Уларнинг асосий ташкил этувчилари элементлар даврий тизимининг VI гуруҳига кирувчи олтингугурт (S), селен (Se) ва теллур (Te) бўлиб, бу элементлар бошқа металллар билан бирикиб, халькогенид шишалар ҳосил қилади.

Мазкур моддаларнинг электр ўтказувчанлиги электронлар ҳаракати билан боғлиқ, улар катта фотоўтказувчанликка эга ва инфрақизил ёруғликни яхши ўтказишади. Халькогенид шишаларнинг электр ва фотоўтказувчанлигини кенг оралиқда ўзгартириш мақсадида уларнинг таркиби ўзгартирилади ва бошқа элементлар қўшимча киритилади.

Халькогенид шишасининг солиштирма электр ўтказувчанлиги  $10^{-13} - 10^{-7}$  Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup> оралиқдаги қийматларга эга бўлади, ёруғликнинг тўлқин узунлиги  $\lambda_{\max} = 0,6 - 1,25$  мкм бўлганида максимал фотосезгирликка эришади.

#### 47- §. Суяқ ҳолатдаги ярим ўтказгичлар

Аввало шуни таъкидлаш керакки, ярим ўтказгичлар эритилганида уларнинг кристалл панжараси бузилади. Модда қаттиқ ҳолатдан суяқ ҳолатга ўтганда унинг ярим ўтказгичлик хоссасининг қолиш-қолмаслигини кимёвий боғланиш табиати аниқлайди.

Агар эриш жараёнида, яъни ковалент боғланишлар узилаётганида, зоналардаги электронлар яна ўз атомлари атрофида жойлашса, бу ҳолда модда ярим ўтказгичлик хоссасини сақлайди. Албатта, унинг электр ўтказувчанлиги кристаллникидан фарқ қилади, аммо температурага боғланиш қонуни сақланади.

Агар эриш жараёнида зонадаги электронлар умумлашганича (маҳаллийлашмаган ҳолда) қолса, бу ҳолда суялма металлдаги боғланишга эга бўлади, бинобарин унинг ўтказувчанлигининг температурага боғланиши металлники каби бўлади.

Олмос кристали тузилишига эга бўлган моддалар (германий, кремний) суялганида ўз ярим ўтказгичлик

хоссаларини йўқотади. Теллур, селен, кўп сульфидлар ва металллар оксидлари эса ўз ярим ўтказгичлик хоссаларини сақлайди.

Мисолга теллурни олиб қарайлик. Бу модданинг кристалли гексагонал панжарага эга, унда атомлар занжирчалар кўринишида жойланган. Занжирчани ташкил қилган атомлар орасида ковалент боғланиш мавжуд, занжирчалар орасида эса Ван-дер-Ваальс ўзаро таъсир бор. Эриш температурасидан пастда ( $T < 500^\circ\text{C}$ ) температура ортиши билан кристалл ҳолатдаги теллурнинг электр ўтказувчанлиги ортиб боради. Эриш температурасидан ўтишда электр ўтказувчанлик сакраб кўтарилади, яна температуранинг ортиши давом этганда у ошиб бораверади. Тадқиқотларнинг кўрсатишича, эриш вақтида дастлаб кучсиз Ван-дер-Ваальс боғланишлари узилади, аммо занжирчалар кўринишида яқин тартибда жойлашиш сақланади. Теллурни  $1000^\circ\text{C}$  га яқин температурагача иситганда атомлар занжирлари узилади, энди унинг суюқлиги ярим ўтказгичлик хоссасини йўқотади.

Теллурнинг Холл коэффициентининг температурага боғланишини текширганда ҳам эриш жараёнида бу коэффициентнинг кескин камайиб кетиши ва қиздириш давом эттирилганда у яна ҳам камая бориши кузатилган. Эриш нуқтасининг ҳар икки тарафида Холл коэффициенти  $R$  нинг ишораси мусбат (бу ковак ўтказувчанликни билдиради). Аммо,  $575^\circ\text{C}$  яқинида  $R$  нинг ишораси манфий бўлиб қолади. Демак, бу соҳада теллур аралаш электр ўтказувчанликка эга бўлади.

Селен ҳам эригандан сўнг муайян температурагача ярим ўтказгичлик хоссасини сақлайди. Теллур ҳолидан фарқли равишда, эриш нуқтасида селеннинг электр ўтказувчанлиги сакраб камаяди, аммо температуранинг яна ортиб бориши билан у ортиб боради.

Эритилган алюминий антимиониди  $\text{AlSb}$  нинг электр ўтказувчанлиги ҳам температура билан биргаликда озроқ ортиб бориши аниқланган. Лекин  $\text{ZnTe}$  ва  $\text{CdTe}$  суюқ ҳолатда ҳам ўз ярим ўтказгичлик хоссаларини сақлар экан. Бундай моддалар гуруҳига яна бир қанча моддаларни қўшиш мумкин ( $\text{HgSe}$ ,  $\text{HgTe}$ ,  $\text{Sb}_2\text{Cl}_3$ ,  $\text{Te} - \text{Se}$  қотишмалар ва бошқалар).

## 48- §. Органик ярим ўтказгичлар

Органик (полимер) моддалар орасида ярим ўтказгичлик хоссаларига эга бўлган ёки бирор ташқи таъсир оқибатида шундай хоссаларга эга бўлиб қоладиган моддалар ҳам бор.

Органик ярим ўтказгичлар молекулаларида қўшма боғланишлар тизими мавжуд. Бундай боғланишлар тизимида умумлашган  $\pi$ - электронларни бирор таъсир орқали уйғотиш (фаоллаштириш) оқибатида органик моддада ҳаракатчан заряд ташувчилар вужудга келади.

Полимер ярим ўтказгичларда заряд ташувчиларни вужудга келтириш учун керак бўлган  $E_i$  энергия бир заррага тўғри келадиган ўртача иссиқлик ҳаракати энергияси  $kT$  чамасида бўлиши мумкин.

Органик ярим ўтказгичлар қаторига органик бўёқлар, ароматик («хушбуй») бирикмалар, қўшма боғланишли полимерлар ва баъзи бир табиий пигментлар (хлорофилл,  $\beta$  — каротин ва б.) киради, улар монокристаллар, поликристаллар ёки аморф ҳолатдаги кукунлар ва пардалар кўринишида бўлиши мумкин.

Бу моддаларнинг солиштирма қаршилиги хона температурасида  $10^{18}$  Ом·см дан (нафталин, антрацен), то  $10^{-2}$  Ом см гача (ион радикалли тузлар) қийматларга эга бўлади. Катта қаршиликли органик ярим ўтказгичларда фотоўтказувчанлик сезиларли даражада бўлади.

Органик ярим ўтказгичларда бир мунча ажойиб ҳодисалар кузатилган. Улардан баъзи бир муҳимлари куйидагилардан иборат:

— ёруғлик ютилиши молекулаларни уйғотади, бу эса Френкель экситонлари кўринишида кристалл ичида кўчиб юра олади;

— ёруғлик таъсирида ҳаракатчан заряд ташувчилар экситонларнинг бўлиниши ёки молекулаларнинг ионланиши оқибатида ҳосил бўлади;

— бу моддаларда ўтказувчанлик зонаси жуда тор (0,1 эВ) бўлиб, заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги, одатда, кичик ( $\sim 1$  см<sup>2</sup>/В.с);

— электр ўтказувчанлик заряд ташувчиларнинг зоналарда кўчиши билан бир қаторда маҳаллий ҳолатлар бўйича сакрама кўчиш йўллари орқали амалга ошади.

Баъзи органик ярим ўтказгич кристаллар анизотроп тузилишга эга, бундан электр ва оптик хоссаларнинг ҳам анизотроп бўлишлиги, яъни турли йўналишларда

ҳар хил бўлишлиги келиб чиқади, уларни квазибирўлчамли ўтказгичлар деб қараш мумкин.

Органик ярим ўтказгичлар микроэлектроникада ёруғлик сезадиган моддалар сифатида қўлланилади. Органик ярим ўтказгичларни тадқиқ қилиш, айниқса биологик организмлар тўқималарида юз берадиган энергиянинг айланиши ва кўчирилиши билан боғлиқ жараёнларни тушуниб олиш учун жуда ҳам муҳимдир. Баъзи бир органик ярим ўтказгичлар келажакда критик температураси юқори бўлган ўтаўтказгичлар вужудга келтириш мақсадида хизмат қилиши мумкин.

#### 49- §. Кимёвий тузилиши бўйича ярим ўтказгич моддалар гуруҳлари

**Элементар ярим ўтказгичлар.** Бу гуруҳга кремний (Si), германий (Ge), теллур (Te), селен (Se) ва олмос (C) киради.

Олдинги бобларда кремний ва германий тўғрисида маълумотлар берилган эди. Маълумки, бу моддалар олмос панжарасига ўхшаш панжарага эга. Уларнинг электронлар учун рухсат этилган энергия зоналари тузилиши билан танишганмиз. Улар элементлар даврий тизимида IV гуруҳга мансуб бўлиб, атомлар орасида ковалент боғланиш мавжуд. Кремнийга III гуруҳ элементлари (B, In, Ae) атомларини киритиб, ундаги ковалентлар зичлигини ошириш, яъни  $p$ - тур ўтказувчанлик ҳосил қилиш мумкин, агар V гуруҳ элементлари атомлари киритилса, кремнийда эркин электронлар зичлиги кўпаяди, яъни  $n$ - тур ўтказувчанликка эга бўлади.

Селен ва теллур даврий тизимнинг VI гуруҳи элементларидан ҳисобланади. Селен бир неча тузилишга эга. Суюқ селен совитилганда аморф ёки шишасимон қаттиқ ҳолатга ўтиши мумкин. Селен турли эритмалардан кристалланишда қатор кристалл панжараларга эга бўлади. Эриш температурасидан пастда атмосфера босимида селеннинг термодинамик жиҳатдан барқарор кристаллик шакли гексагонал панжарали кулранг селендир. Теллур фақат кристалл тизимига — гексагонал панжарага эга. Тақиқланган зонанинг кенлиги Se (гекс.) учун  $\sim 1,8$  эВ, Te учун  $\sim 0,35$  эВ. Гексагонал селен ҳамма вақт  $p$ - тур ўтказувчанликка эга: унда акцептор хоссали нуқсонлар мавжуд бўлади. Хона температурасида Se нинг солиштирма қаршилиги  $10^9 - 10^{10}$  Ом·см, жуда тоза селенники  $10^{12}$  Ом·см га

етказилиши мумкин, бунда селен диэлектрикка яқин бўлади.

Теллур, селендан фарқли равишда, сўзсиз ярим ўтказгичдир. Хона температурасида тоза теллур хусусий ўтказувчанлик соҳада бўлади, бунда унинг солиштирма қаршилиги 0,29—0,59 Ом·см га тенг.

Бинар бирикмалардан иборат ярим ўтказгичлар. Бу гуруҳга жуда кўп моддалар киради, улар элементлар даврий тизимининг икки ҳар хил гуруҳи элементларининг атомларидан тузилган бўлади.

Даврий тизимнинг III гуруҳи элементлари (Al, Ga, In) билан V гуруҳ элементлари (P, As, Sb) бирикмалари —  $A^{III} B^V$  бирикмаларда III гуруҳ атоми 3 та валент электронга, V гуруҳ атоми 5 та валент электронга эга. Бинобарин, I атомга ўртача 4 та валент электрон тўғри келади.  $A^{III} B^V$  кристалларда ковалент боғланиш асосий бўлиб қолмай, балки қисман ионли боғланиш ҳам бор бўлади. Мана шундай ярим ўтказгичлар вакиллари — InSb, InP, InAs, GaSb, GaP, GaAs, AlSb, AlP, AlAs бирикмалардир.

II ва VI гуруҳ элементларидан ташкил топган бирикмаларда ҳам I атомга 4 та валент электрон тўғри келади, аммо буларда ионли боғланиш кучли бўлади. Бундай ярим ўтказгичлар — ZnS, CdS, HgSe, ZnSe, ZnTe ва ҳоказо.

IV ва VI гуруҳ элементлари ҳам бирикиб, ярим ўтказгич хоссали модда ҳосил қила олади. Уларда I атомга 5 тадан валент электрон тўғри келади. Бундай ярим ўтказгичларга PbS, PbSe, PbTe ва ҳоказо киради. Улар инфрақизил (ИК) нурланишни қабул қилгичлари сифатида маълумдир. Тақиқланган зона кенглиги PbTe, PbSe ва PbS учун мос равишда 0,32, 0,29 ва 0,41 эВ.

VI гуруҳ билан I—V гуруҳ элементлари бирикмалари орасида ярим ўтказгичлар кўп. Анча ўрганилган ва амалда қўлланилаётганларига мисоллар  $Cu_2O$  тўғрилагичлар ва  $Bi_2Te_3$  термоэлементлардир.

VI гуруҳ элементларининг ўтувчи металллар (Fe, Ni ва ҳоказо) билан бирикмаларида ионли боғланиш устун туради. Кўплари магнит ярим ўтказгичлар хоссаларига эга. Температура ва босим ўзгарганида баъзиларининг ( $V_2O_3$ ,  $Fe_2O_3$ , NiS ва ҳоказо) ярим ўтказгичдан металлга айланиши кузатилган.

Ўртача I атомга 4 та валентлик электрон тўғри келишлиги тасаввури янги ярим ўтказгич моддалар қидиришда унумли самаралар берди, яъни уч элементдан ташкил топган катта бир гуруҳ —  $A^{II} B^{VI} C^V$  ярим ўтказгич моддалар



олинди. Буларга  $\text{HgPS}_2$ ,  $\text{CdP}_2\text{S}_4$ ,  $\text{ZnSnP}_2$ ,  $\text{CdGaAs}_2$  ва ҳоказолар мисол бўлади.

Ҳозирги вақтда тўрт элемент атомларидан таркиб топган ярим ўтказгич бирикмалар ҳам ҳосил қилинган.

Юқорида баён қилинганлардан кўринадики, ҳозирги замон фани ва саноати ихтиёрида жуда кўп ярим ўтказгич хоссали моддалар бор, улар асосида хилма-хил вазифаларни бажарадиган асбоблар ҳамда қурилмалар ишлаб чиқарилмоқда. Шу билан бир вақтда, янги ярим ўтказгич моддалар ҳосил қилиш ва кашф қилинганларини эса яна ҳам чуқурроқ ўрганиш ишлари давом эттирилмоқда.

## IX Б О Б

### ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИНГ МАГНИТ ХОССАЛАРИ

Маълумки, ўз магнит хоссалари бўйича *диамагнетик*, *парамагнетик* ва *ферромагнетик* моддалар гуруҳлари мавжуд.

Ташқи  $H$  магнит майдонда жойлашган ҳар қандай жисмда қўшимча магнит майдон вужудга келади. Натижавий магнит майдоннинг  $\vec{B} = \vec{H} + \vec{H}'$  кучланганлиги *магнит индукция вектори* дейилади. Магнетикнинг бирлик ҳажми *магнитланиш вектори*  $\vec{M} = \chi \vec{H}$  киритилса,

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} = (1 + 4\pi\chi) \vec{H} = \mu \vec{H}$$

боғланиш ўринли бўлади. Бунда  $\chi$  — магнит қабулчанлик,  $\mu$  — магнит сингдирувчанлик.

Агар мазкур модда учун  $\chi < 0$  ёки  $\mu < 1$  бўлса, уни *диамагнетик* дейилади,  $\chi > 0$  ёки  $\mu > 1$  шартларни қаноатлантирадиган модда *парамагнетик* бўлади. Ферромагнетик моддалар учун  $\mu \gg 1$  бўлиб, унинг магнит майдон кучланганлиги  $H$  га боғланишлиги ўзига хосдир.

Моддаларнинг зарралардан тузилиши нуқтаи назаридан модданинг магнит хоссалари магнит моментнинг элементар ташувчиларининг бир-бири билан ва ташқи магнит майдон билан ўзаро таъсири орқали аниқланади.

Магнит моментнинг элементар ташувчилари — электронлар, атом-ядролари, протонлар ва нейтронлардир.

Аммо, ядронинг натижавий магнит моменти электроннинг магнит моментидан бир неча тартибга кичикдир ва шунинг учун моддаларнинг магнит моменти эътиборга олинмайди.

## 50- §. Атомдаги электроннинг магнит моменти.

### Диамагнетизм

Муайян орбита (сиртмоқ) бўйича айланаётган электрон орбитал импульс моменти ва унга мос магнит моменти-га эга бўлади. Буни Бор таклиф қилган водород атоми модели мисолида кўриш мумкин (54- расм).

Ядро атрофида Бор орбиталаридан бири бўйлаб  $v$  такрорийлик билан айланаётган электрон  $I=ev$  доиравий ток ҳосил қилади. Бу токнинг магнит моменти (*электроннинг орбитал магнит моменти*)

$$P_{\text{орб}} = IS = evS, \quad (50.1)$$

бунда  $S$  — электрон орбитасининг юзи.

Борнинг биринчи қоидаси бўйича электроннинг мазкур орбитадаги механик моменти, яъни импульс моменти  $\hbar$  га қаррали бўлиб,

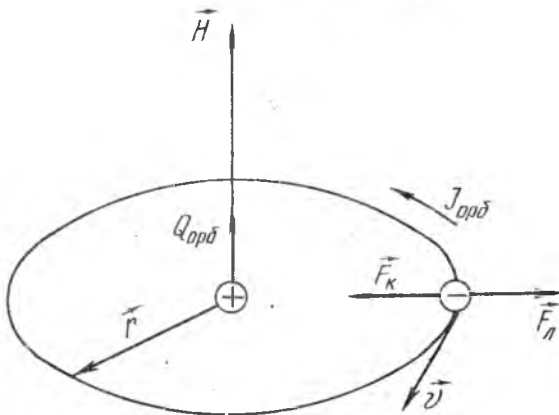
$$L_{\text{орб}} = mvr = n\hbar. \quad (50.2)$$

Бунда  $m$  — электрон массаси,  $v$  — тезлиги,  $r$  — Бор орбитасининг радиуси,  $n$  — бутун сон (1, 2, 3, ...). Механик моментни бошқача ҳам ифодалаш мумкин:

$$L_{\text{орб}} = mvr = m\omega r^2 = 2\pi r^2 mv = 2mvS \quad (50.3)$$

Ушбу (50.2) ва (50.3) ифодалардан  $S = n\hbar/2mv$  ни топиб, (50.1) ифодага қўйсақ,

$$P_{\text{орб}} = n \frac{e\hbar}{2m} \quad (50.4)$$



54- расм.

келиб чиқади. Электрон биринчи орбита бўйлаб ҳаракат қилганида ( $n=1$ ) унинг магнит моменти

$$P_B = \frac{e\hbar}{2m} \quad (50.5)$$

бўлади ва уни Бор магнетони дейилади ( $P_B = 9,27 \times 10^{-24}$  Ж/Тл).

Магнит моментнинг механик моментга нисбати  $\Gamma_{\text{орб}}$  гиромангнит нисбат дейилади:

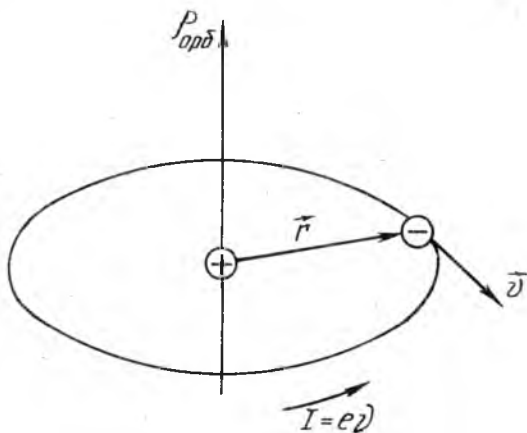
$$\Gamma_{\text{орб}} = \frac{P_{\text{орб}}}{L_{\text{орб}}} = \frac{e}{m} \quad (50.6)$$

Темир цилиндрни ўз ўқи атрофида айлантириш оқибатида унинг магнитлиниши ва аксинча, темир цилиндрдан ток ўтказганда унинг бурилиши (орбитал импульс моментига эга бўлиб қолиш) юз беришидан иборат гиромангнит тажрибаларда ўлчанган гиромангнит нисбат (50.6) ифодадан 2 марта катта бўлиб чиқди. Бу натижани тушунтириш учун электрон ўз ўқи атрофида айланиши билан боғлиқ магнит ва механик (спин) моментларга эга бўлади ҳамда уларнинг нисбатини спин гиромангнит нисбат

$$\Gamma_{\text{сп}} = 2\Gamma_{\text{орб}} = \frac{e}{m} \quad (50.7)$$

деб ҳисоблашга тўғри келди.

Мазкур содда мисолда диамагнетизм ҳодисасини тушуниб олиш осон. 55-расмда кўринишича, электрон ва ядро орасидаги электростатик (Кулон) ўзаро таъсир кучи



55- расм.

$F_{(к)}$  электронни  $\omega$  бурчакий такрорийлик билан айлантиради:

$$F_{к} = m\omega^2 r. \quad (50.8)$$

Ташки  $H$  магнит майдон ҳосил қилинганда электронга Лоренц кучи  $F_{л} = evH$  таъсир қилади ва у  $F_{к}$  кучга қарама-қарши йўналган бўлади. Икки кучнинг айирмаси бурчакий такрорийликни  $\Delta\omega$  қадар ўзгартиради:

$$mr(\omega + \Delta\omega)^2 = F_{к} - evH$$

ёки

$$mr\omega^2 + 2mr\omega\Delta\omega + mr(\Delta\omega)^2 = F_{к} - evH,$$

бунда  $mr\omega^2 = F_{к}$ ,  $v = r\omega$  эканлигини эътиборга олсак,  $\Delta\omega \ll \omega$  деб ҳисобласак, юқоридаги тенгликдан

$$\Delta\omega = -\frac{eH}{2m} \quad (50.9)$$

муносабат келиб чиқади. Бу ҳодисани шундай талқин қилиш мумкин. Берк токка (электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатидан ҳосил бўлган токка) магнит майдонида жуфт куч таъсир қилиб, электроннинг  $H$  майдон атрофида айланма ҳаракатини ҳосил қилади, унинг бурчак тезлиги

$$\omega_L = eH/2m \quad (50.10)$$

ифодага эга бўлади. Бу ҳаракат оқибатида электроннинг орбитал магнит моменти  $\Delta_1 P$  га ва унинг орбитал токи  $\Delta_1 I_{орб}$  га ўзгаради:

$$\Delta_1 P = -\frac{e^2 r^2 H}{4m}, \quad \Delta_1 I_{орб} = -\frac{e^2 H}{4\pi m}. \quad (50.11)$$

Агар атомда  $i$  электрон бўлса, уларнинг орбиталари  $r_i$  бўлса, атомнинг магнит майдони таъсирида ҳосил бўлган (индукцияланган) магнит моменти

$$\Delta P_a = -\frac{e^2 H}{4m} \sum_i^z r_{zi}^2 \quad (50.12)$$

кўринишда ифодаланади;  $r_{zi}^2$  — электроннинг  $z$  ўқидан (координата боши атом ядросида,  $z$  ўқи эса  $H$  га параллел қилиб олинган) узоқлигининг ўртача квадрати. Ўртачалаштирилган йиғинди

$$\sum_i^z r_{i1}^2 = \frac{2}{3} z \bar{r}^2 \quad (50.13)$$

бўлади. Бунда  $\bar{r}^2$  — электронларнинг ядродан узоқлиги ўртача квадрати.

Демак,

$$\Delta P_a = - \frac{e^2 z \bar{r}^2}{6m} H \quad (50.12')$$

бўлиб,  $1 \text{ см}^3$  модданинг индукцияланган (диамагнит) моменти

$$\Delta P = n_0 \Delta P_a = - \frac{z n_0 e^2 \bar{r}^2}{6m} H \quad (50.14)$$

ифода орқали аниқланади, бунда  $n_0$  —  $1 \text{ см}^3$  даги атомлар сони. Бу ифодадан кўринишича, индукцияланган магнит момент ташқи магнит майдонга қарама-қарши йўналган бўлади. Бинобарин, атомлардаги электронларнинг орбиталар бўйича ҳаракатига ташқи магнит майдон таъсирида вужудга келадиган бу момент диамагнит момент бўлиб, бу ҳодиса асосий ўрин тутадиган моддалар диамагнетик моддалар бўлади.

Юқоридаги (50.14) ифодадан диамагнит қабулчанликни аниқлаш мумкин:

$$\chi_d = - \frac{z n_0 e^2 \bar{r}^2}{6m} \quad (50.15)$$

Шундай қилиб, диамагнетизм барча моддаларга хос бўлади. Аммо, бундан бошқа магнит ҳодисалари ҳам борки, уларнинг қайси бири устун бўлса, ўша ҳодиса модданинг магнит хоссаларини аниқлайди.

## 51- §. Парамагнетизм

Агар атом ёки молекула ташқи магнит майдон бўлмаганида ҳам ўзининг магнит моментига эга бўлса, бу ҳолда атом (ёки молекула) ўзини кичик магнитчадай тутати. Ташқи магнит майдоннинг пайдо қилиниши магнитчаларнинг майдон йўналишига бурилишини тақозо қилади. Аммо, иссиқлик ҳаракати магнитчаларнинг тартибли йўналишини бузиб туради. Бу икки қарама-қарши таъсирлар оқибатида атом (ёки молекула) лар магнит моментларининг йўналишлар бўйича қандайдир тақсимоти келиб чиқади.

Агар бир атомнинг магнит моментини  $P_a$  деб,  $1 \text{ см}^3$  даги

атомлар сонини  $n_0$  деб белгиласак, у ҳолда  $1 \text{ см}^3$  ҳажмнинг магнит моменти (магнитланиш вектори)

$$P(H) = \frac{n_0 P_a^2 H}{3kT} \quad (51.1)$$

ифода орқали аниқланади. Бу ҳолда парамагнит қабулчанлик

$$\chi_n = \frac{n_0^2 P_a^2}{3k} \frac{1}{T} = \frac{C}{T} \quad (51.2)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда  $C$  — Кюри доимийси. Ушбу (51.2) ифодадаги боғланиш *Кюри қонуни* дейилади.

Ўтказувчанлик электронларига магнит майдоннинг таъсири энг муҳим масалалардан бири бўлиб ҳисобланади. Ташқи магнит майдон ўтказувчанлик (эркин) электронларига икки хил таъсир кўрсатади. Биринчидан, магнит майдон эркин электронларнинг ҳаракат йўлини эгрилайди, уларни винтсимон чизик бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади. Бу диамагнит ҳодиса (Ландау диамагнетизми) бўлади. Иккинчидан, спин магнит моментиغا эга бўлган ҳар бир электронга магнит майдон йўналтирувчи таъсир кўрсатади, чунки кристаллдаги эркин заряд ташувчилар квант тизимни ташкил қилади, Ферми—Дирак статистикасига бўйсунди ва электронлар спин магнит моментиغا Паули қонунига бўйсунуш талаби қўйилади.

Бир сатҳда турган икки электроннинг спинлари антипараллел, яъни бир-бирини компенсациялайди. Ташқи майдон пайдо қилинганда спин магнит моменти  $\vec{H}$  га параллел бўлган электроннинг потенциал энергияси спини  $\vec{H}$  га антипараллел бўлганниқидан кам. Бинобарин, биринчи электрон барқарор ҳолатда бўлади. Электронлар тизими барқарор ҳолатда бўлиши учун антипараллел спинли электронлар спин магнит моментлари ағдарилиб, улар юқори энергия ҳолатларига чиқиб олиши керак.

Ўтказувчанлик электронларининг парамагнит қабулчанлиги

$$\chi_{\text{ЭП}} = \frac{n \mu_B^2}{F} \quad (51.3)$$

ифода орқали аниқланади. Бу ерда  $F$  — Ферми сатҳи. Металларда  $F$  ва  $n$  температурага деярли боғлиқ эмас. Шунинг учун ҳам  $\chi_{\text{ЭП}}$  температурага кучсиз боғлиқ бўлади.

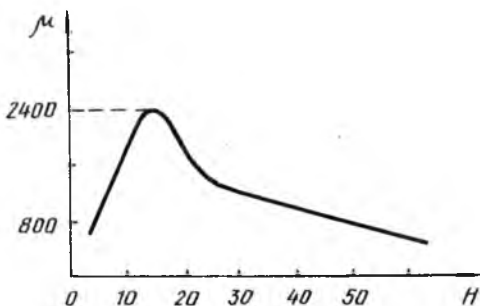
Ярим ўтказгичларда электронлар зичлиги  $n$  температура ортган сари ортиб боради ва шунинг учун уларнинг парамагнит қабулчанлиги температурага кучли даражада боғланган бўлади.

## 52- §. Ферромагнетизм табиати

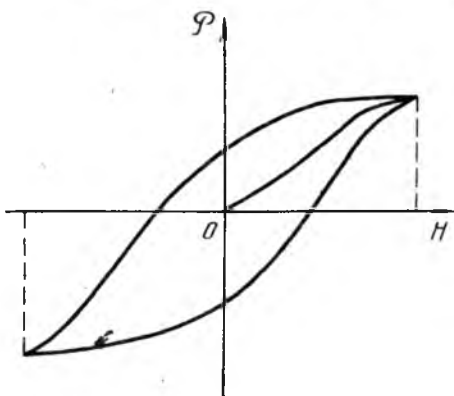
Ферромагнетик моддалар кучли магнит хоссаларига эга бўлган моддалар бўлади. Уларнинг асосий хоссалари қуйидагилардан иборат.

1. Ферромагнетикларнинг  $\mu$  магнит сингдирувчанлиги ташқи магнит майдон кучланганлигига боғлиқ бўлади (56- расм).

2. Ферромагнетиклар қолдиқ магнетизмга эга бўлади, яъни улар ташқи магнит майдони бўлмаганда ҳам магнитланган ҳолатда бўла олади. Қолдиқ магнетизм магнит гистерезис оқибатидир (57- расм).



56- расм.



57- расм.

3. Темир, никель ва кобальт ферромагнит хоссаларига эга бўлади. Кюри нуқтаси деб аталадиган  $T_c$  температурадан юқорида ферромагнетик парамагнетикка айланиб қолади ва унинг магнит қабулчанлиги

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (52.1)$$

қонунга бўйсунди (Кюри-Вейсс қонуни). Масалан, темир учун Кюри нуқтаси  $770^\circ\text{C}$  бўлади.

Юқорида айтиб ўтганимиздек (50-§), гиромангнит тажрибалар ферромагнетикларда магнетизмнинг асосий сабаби спин бўлишлигини тасдиқлаган. Бинобарин, ферромагнетикларнинг магнит моментини электронлар спин магнит моментларининг батариб йўналганлиги аниқлайди.

Аниқроғи, ферромагнетизм мавжуд бўлишлигининг зарурий шarti ферромагнетик атомларида электронларнинг бир-бирини компенсирламайдиган спин магнит моментлари бор бўлишлигидир. Масалан, темир атомида тўртта компенсирланмаган спин бўлади.

Ферромагнетизм фақат кристалл жисмларда намоён бўлишлигидан унинг имконияти қуйидаги қоида билан аниқланади: кристалл панжара доимийси  $d$  нинг компенсирланмаган спинли электрон орбитаси диаметри  $2R$  га нисбати 1,5 дан ортиқ бўлиши керак, яъни

$$(d/2R) > 1,5. \quad (52.2)$$

П. Вейс (1907) фаразига кўра, ферромагнит кристалл жуда кўп, аммо микроскопик ўлчамларга эга бўлган кичик соҳалар — доменлардан ташкил топган. Ҳар бир домен соҳасида барча элементар магнетиклар (атомлар магнит моментлари) бир хил йўналган. Домен тўйинган катта магнит моментига эга, лекин айрим доменлар магнит моментлари ҳар хил йўналган. Оқибатда ташқи магнит майдони бўлмаганида ферромагнетикнинг тўла магнит momenti нолга тенг бўлиши ҳам мумкин.

Моддаларнинг магнит хоссалари табиатини фақат квант механикаси очиб берди. Унга кўра, спонтан (ўз-ўзидан) магнитланиш ҳолатининг вужудга келишида алмашинув ўзаро таъсири ҳал қилувчи омил бўлади. Ҳақиқатан, (52.2) шарт бажарилганда алмашинув энергияси ўлчови бўлмиш алмашинув интеграл мусбат бўлади, бу ҳолда ўзаро таъсирлашувчи электронлар спинларининг параллел йўналиши маъқулроқ, яъни доменлар мавжуд. Демак, ферромагнит ҳолат ўринли бўлади.



Доменларнинг чизиғий ўлчамлари  $10^{-2} — 10^{-5}$  см тартибда бўлишига қарамасдан, уларни микроскопда кўриш мумкин.

Табиатда антиферромагнетиклар деб аталган моддалар ҳам мавжуд эканлиги назарий башорат қилингандан сўнг (Л. Д. Ландау, 1933), бундай моддалар тажриба йўли билан аниқланган (Биззет, Сквайр, Тзе; 1938 й.).

Масалан,  $MnO$ ,  $MnS$ ,  $NiCr$ ,  $Cr_2O_3$ ,  $VO_2$  ва бошқа кўп бирикмалар антиферромагнетик моддалар жумласидандир.

Бир-бирига киришган, тўйинишгача спонтан магнитланган икки панжарани тасаввур қилайлик. Агар панжараларнинг спонтан магнитланиши қарама-қарши ва уларнинг магнит моментлари бирдай бўлса, бу тизим антиферромагнетик бўлади, унинг натижавий майдони нолга тенг бўлади. Агар киришган панжаралар магнит моментлари бир-бирига тенг бўлмаса, бундай модда *ферромагнетик* ёки *феррит* дейилади. Темир оксиди  $Fe_2O_3$  ва бир ёки бир неча металл  $M$  оксидидан иборат қотишмалар ( $M_x Fe_y O_z$ ) ферритлар бўлади.

### 53- §. Ярим ўтказгич моддаларнинг магнит хоссалари

Оддий ярим ўтказгичлар диамагнетиклар бўлади, уларни номагнит ярим ўтказгичлар деб ҳисоблаймиз. Аммо, бундай ярим ўтказгичларда у ё бу сабабдан парамагнетизм вужудга келиши мумкин, яъни эркин электронлар ва коваклар киришма атомлари, турли нуқтавий нуқсонлар ва уларнинг тўпламлари маҳаллий магнит моментларга эга бўлиши мумкин.

Агар магнит моментлар кичик ва уни вужудга келтирувчи сабаблар кам бўлса, бу ҳолда улар орасида тўғри кимёвий боғланиш (бевосита алмашинув) бўлмайди, балки эркин электронлар воситасида алоқа (билвосита алмашинув) амалга ошиши мумкин.

Бевосита алмашинув бўлмаган ва билвосита алмашинув эса заиф бўлган чоқда юқорида айtilган магнит моментлар тартибланмайди, ярим ўтказгичлар номагнит бўлади.

Атомларида электронларнинг  $d$  — ёки  $f$  — қобиклари тўлмаган киришмалари бўлмаган ёки уларнинг миқдори кам бўлган  $A^{IV}$  ( $Si$ ,  $Ge$ ),  $A^{II} B^{VI}$  ( $CdS$ ,  $CdSe$ ,  $CaTe$ ) туридаги кристаллар номагнит ярим ўтказгичларга мисол бўлади.

Баъзи ярим ўтказгичларда атомларининг  $d$  — ёки  $f$  — қобиклари тўлмаган киришмаларнинг эрувчанлиги анча катта. Бундай кристалларга мисол  $Pb_{1-x} MnTe$ ,  $Pb_{1-x} Fe_x$

Те бўлиб ( $Mn$  ва  $Fe$  атомларининг мазкур қобиклари тўлмаган), уларда  $x$  бир неча фоизни ташкил этади ( $Mn$  ва  $Fe$  атомлари ҳиссаси етарлича катта). Бу ҳолда  $Mn$  ёки  $Fe$  атомлари ўзаро кучли таъсирлашади, жуда кўп магнит моментларни бирлаштирган магнит кластерлар (инглизча, a cluster — зарралар уюми, гуруҳи демакдир) пайдо бўлади. Масалан,  $Pb_{1-x}Te$  да  $x=5 \cdot 10^{-2}\%$  бўлганда, бир неча мингларгача темир атомларидан таркибланган кластерлар кузатилади. Бунда ферромагнетиклик ва антиферромагнетиклик ҳодисалари намоён бўлиши мумкин.

Диамагнит кристалл панжараси ичида магнит жихатдан тартибланган соҳалар бўладиган ярим ўтказгич кристалллар *яриммагнит ярим ўтказгичлар* дейилади.

Асосий кристалл панжарасини ташкил этган атомлар магнит моментларига эга бўлган ярим ўтказгич кристалллар *магнит ярим ўтказгичлар* дейилади. Уларга  $d$  — металлларнинг оксидлари ( $NiO$ ,  $Fe_3O_4$ ) ва европий элементи халькогенидлари ( $EuO$ ,  $EuS$ ,  $EuSe$ ,  $EuTe$ ) мисол бўлади. Магнит ярим ўтказгичларда икки хил алмашинув ўзаро таъсир бор. Булар эркин заряд ташувчилар ва магнит моментли ионларнинг тўлмаган қобиклари таркибидаги боғланган электронлар орасида ҳамда тўлмаган қобиклардаги электронларнинг тизимнинг тартибланган соҳасида ўзаро таъсирларидир. Бундай моддаларда зоналар тизими ва мос асосий хоссалар шаклланишига хусусий панжаравий магнетизм бевосита таъсир кўрсатади.

Энди номагнит ярим ўтказгичларнинг магнит қабулчанлиги ҳақида тўхталамиз. У уч ташкил этувчидан иборат:

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3, \quad (53.1)$$

бунда  $\chi_1$  — кристалл панжарасининг,  $\chi_2$  — заряд ташувчиларнинг,  $\chi_3$  — нуқсонлар (киришма) ларнинг магнит қабулчанлиги. Одатда ярим ўтказгичнинг легирланмаган (киришмасиз) монокристаллининг тажрибада ўлчанган магнит қабулчанлигини панжаранинг  $\chi_1$  магнит қабулчанлиги деб ҳисобланади.

Эркин заряд ташувчиларнинг  $\chi_2$  магнит қабулчанлиги  $\chi_{2n}$  парамагнит ва  $\chi_{2d}$  диамагнит ташкил этувчилар йиғиндидан иборат, аммо биринчи ташкил этувчи иккинчисидан катта, бинобарин эркин заряд ташувчилар парамагнит хоссага эга. Ҳисоблашлар  $\chi_{2n}$  нинг қуйидаги ифодасини беради:

$$\chi_{2n} = AT^{1/2} \exp(-Eg/2kT). \quad (53.2)$$

(53.2) дан кўринишича, ҳақиқатан ҳам эркин заряд

ташувчилар билан боғлиқ  $\chi_{2n}$  магнит қабулчанлик температурага кучли даражада боғланган.

Энди турли нуқсонлар пайдо қиладиган  $\chi_3$  магнит қабулчанликни қараб чиқайлик.

Оддий номагнит ярим ўтказгичларда айрим жойларда ўринлашган (локалланган) магнит моментлар  $\chi_3$  ташкил этувчини аниқлайди. Киришма атомлари магнит моментига эга бўлиши мумкин. Ўзаро таъсирлашмайдиган саёз донорлар ёки акцепторларни паст температурадаги — ионлашмаган ҳолатдаги магнит хоссаларини тушуниб олиш осон. Бунда киришма атомнинг магнит хоссасини ортиқча электроннинг спин momenti аниқлайди. Бу ҳолда парамагнит қабулчанлик Ланжевен ифодаси бўйича аниқланади:

$$\chi_{3n} = \frac{n_k \mu_B}{H} L(\alpha). \quad (53.3)$$

Бундаги  $L(\alpha) = \text{cth} \alpha - 1/\alpha$ ;  $\alpha = \mu_B H/kT$ ,  $n_k - 1 \text{ см}^3$  киришмадаги ортиқча электронлар сони.

Бундан ташқари, ортиқча электрон диамагнит хоссага ҳам эгадир [(50.15) ифодага қаранг.]

Юқоридаги (50.15) ва (53.3) ифодалардан кўринишича, паст температуралар соҳасида, киришмалараро таъсир йўқлигида, магнит қабулчанлик камайиши кузатилиши керак.

Масалан, агар саёз донорлар ўзаро таъсирлашадиган ҳолда (киришмавий зона ҳосил бўлган ҳолда) бундай донорларнинг парамагнит қабулчанлиги

$$\chi_{3n} = c/T^{1-a} \quad (53.4)$$

бўлади, бунда  $c = n_k \mu_B (A/m^*)^a (1+a)^{-1}$ ,  $a = n_k (Bm^*)^3$ ;  $A$  ва  $B$  — доимий миқдорлар.

$\chi_{3n}$  га ўтиш металлари (Fe ва бошқалар) киришма атомлари энг катта ҳисса қўшади.

Маҳаллий магнит момент ҳосил қилувчилар қаторида киришма-киришма, киришма-вакансия ва бундан бошқа нуқсонлар бирикмалари бўлиши мумкин. Масалан, кремнийда манган Mn нинг тугунлар орасида жойлашган  $Mn_4$  тахлотидаги гуруҳлари магнит моментга эга бўлади.

#### 54- §. Магнит майдонда резонанс ҳодисалари

Электромагнит нурланиш кристаллга тушиб, унинг ичига кира борганда барча такрорийликларда нурланишнинг ютилиши юз беради, аммо муайян такрорийлик-

ларда ютилиш жуда кучли бўлади, яъни ютилишнинг кескин чуққиси вужудга келади. Бу ҳодиса резонанс ҳодисаси дейилади. Агар резонанс нурланишнинг атомлар ядролари спин магнит моментлари билан ўзаро таъсири оқибатида юз берса, уни ядровий магнит резонанс (ЯМР) дейилади. Шунингдек, кристалл панжарасидаги киришма атомларининг электронлари спини билан нурланиш ўзаро таъсирлашганда юз берадиган резонансни электрон-парамагнит резонанс (ЭПР) ёки электрон-спин резонанс (ЭСР) дейилади.

Агар электромагнит нурланиш энергияси эркин электронлар (ёки коваклар) ютаётган бўлса, бундаги резонанс *циклотрон ёки диамагнит резонанс* деб аталади.

Санаб ўтилган резонанслардан яна бошқа мураккаб ўзаро таъсирдан келиб чиқадиган резонанслар ҳам бор. Айрим резонанс ҳодисалари устида тўхталамиз.

**Ядровий магнит резонанс (ЯМР).** Магнит майдонда ядроларнинг энергия сатҳлари парчаланаяди ва ядролар

$$N_-/N_+ = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\gamma_k \hbar H}{kT}\right) \quad (54.1)$$

қонуният асосида сатҳлар бўйича тақсимланган бўлади.

Бу ерда  $N_-$  ва  $N_+$  — юқориги ва пастки сатҳлардаги ядролар зичлиги.

$$\gamma_k = g_k e / 2Mc; \quad (54.2)$$

$g_k$  — ядронинг  $g$ -омили;  $M$  — протон массаси. Парчаланаш сатҳлари орасидаги масофани  $\Delta E$  деб белгиласак, содда ҳолда

$$\Delta E = 2\mu_B H. \quad (54.3)$$

Агар электромагнит нурланиш кванти энергияси (унинг йўналиши тегишлича танланганда)  $\hbar\omega = \Delta E$  бўлса, ютилиш энг кучли бўлади. Ядровий магнит резонанс  $\gamma_k$  ни, бинобарин  $g_k$  омилини (факторни) аниқлаш имконини беради. Тажрибадан  $g_k$  нинг қиймати 2 — 10 оралиқда бўлиши аниқланган.

**Ядровий квадруполь резонанс (ЯҚР).** ЯҚР ни қаралганда фақат ядронинг кристаллдаги қуршови билан ўзаро магнит таъсири эътиборга олинади. Электр майдонларнинг ядронинг йўналтирилганлигига таъсири ҳисобга олинмайди. Агар ядро зарядининг тақсимоти сферик симметрик бўлмаса, бундай ядро квадруполь электр моментига эга бўлади. Квадруполь электр моментнинг ўзаро таъсир энергияси мавжуд:

$$E_{\text{кв}} = \frac{e^2 q Q}{4I(J-1)} [3m^2 - J(J+1)], \quad (54.4)$$

бунда  $q$  — ядро турган жойда электр майдон градиенти,  $Q$  — ядронинг квадруполь моменти,  $J$  — унинг спин моменти,  $m$  — спиннинг электр майдони йўналишига проекцияси.

Ташқи юқори такрорийликли майдон  $|\Delta m| = 1$  бўлган сатҳлар орасида резонанс ўтишлар пайдо қилади, юқори такрорийликли майдон энергияси ютилади, яъни ядровий квадруполь резонанс ҳодисаси содир бўлади.

**Электрон — парамагнит резонанс.** Электронлар спини доимий магнит майдонда иккита сатҳга парчаланеди, улар орасида ўтишлар имкони бор.

Магнит майдон йўқлигида электронлар спинлари фазода тартибсиз йўналган ва йигинди магнит момент нолга тенг. Модда намунаси доимий магнит майдонга жойлашганда спинлар майдон бўйлаб ёки майдонга қарши йўналган бўлади. Спиннинг магнит майдонига параллел йўналиши энергия жиҳатдан антипараллел йўналишга нисбатан ўнғай бўлганлиги сабабли электронлар спинларининг кўп қисми магнит майдон бўйлаб йўналган бўлади. Оқибатда индукцияланган магнитланиш вужудга келади, магнитланиш вектори магнит майдон бўйлаб йўналган бўлади — Паули парамагнетизми пайдо бўлади. Қўшимча юқори такрорийликли майдон, муайян такрорийликда, майдонга параллел спинли электронларни антипараллел йўналишли ҳолатга ўтказеди, демак, юқори такрорийликли электромагнит майдон энергияси кучли ютилади — электрон — парамагнит резонанс (ЭПР) ҳодисаси юз беради.

ЭПР юз бериши учун кристаллда спинлари жуфтланмаган электронлар бўлиши шарт. Масалан, темир атомида электронлар ички қобиги тўлмаган ва жуфтланмаган спинлар мавжуд. Бундай атомларда ЭПР ни яхши кузатиш мумкин. Агар ярим ўтказгич кристаллида ўтиш элементлари (Fe, Co, Ni) нинг атомлари мавжуд бўлса, ЭПР усулида уларнинг  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  чамасидаги миқдорини аниқлаб олиш мумкин.

Магнит резонанс ҳодисалардан яна бири циклотрон (диамагнит) резонанс ҳодисасидир. Кучли магнит майдонда эркин электронлар ёки коваклар майдон атрофида айланма ҳаракат (прецессия) қилади. Агар бу ҳаракат такрорийлиги (циклотрон такрорийлик) намунадан ўтказ

зилган электромагнит нурланиш такрорийлигига тенг бўлса, нурланиш кучли даражада ютилади. Бу ҳодиса батафсилроқ 44- § да баён қилинганди.

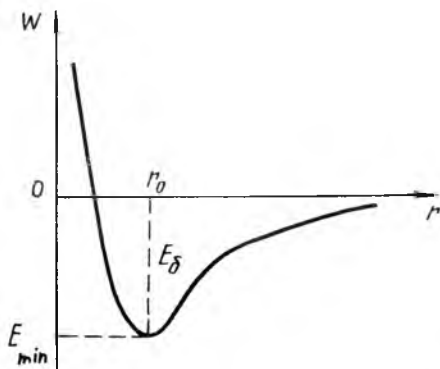
## Х Б О Б

### ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ СИРТИ ВА КОНТАКТИДАГИ ҲОДИСАЛАР

Фанда тадқиқланадиган ва асбобсозлик саноатида фойдаланиладиган ярим ўтказгич моддалар кичик ўлчамларга эга бўлади. Бу эса, ярим ўтказгич сиртининг ярим ўтказгич намуналари хоссаларига таъсири муҳим бўлишлигини тақозо қилади. Бундан ташқари, ярим ўтказгичнинг металллар ва диэлектриклар билан контактида ҳамда икки ярим ўтказгичнинг контактида юз берадиган ҳодисалар ярим ўтказгич асбобларнинг хусусиятларини аниқлайди. Биз қуйида шу масала устида қисқача фикр юритамиз.

### 55- §. Ярим ўтказгич сиртидаги ҳолатлар

Кристалл сиртининг мавжуд бўлишлигининг ўзи атомларнинг даврий жойлашишининг, бинобарин, ички потенциал даврий майдоннинг бузилиши (узилиши) демакдир. Бунинг оқибатида кристалл сиртидаги атомлар тўлатилмаган кимёвий боғланишларга эга бўлади, яъни улар ўзига электронларни бирлаштириб олиш (қабул қилиш) имкониятига эгадир. Бу эса, ярим ўтказгичнинг тақиқланган зонасида маҳаллий сатҳлар вужудга келишлигини билдиради. Электронлар учун бундай сиртий энергия сатҳлари Тамм сатҳлари деб номланган (бу сатҳлар мавжудлигини



58- расм.

фанда биринчи марта академик И. Е. Тамм таклиф қилган). Агар кристалл панжара доимийси  $3 \cdot 10^{-8}$  см чамасида деб ҳисобласак, узилган кимёвий боғланишлар, бинобарин, Тамм сатҳлари зичлиги  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> атрофида бўлади. Бу сатҳлар миқдори ҳажмдаги сатҳлар миқдорига таққосланарли даражада бўлганда уларнинг таъсири катта бўлади. Юпқа ярим ўтказгич пардалар ҳолида ана шундайдир. Тамм сатҳлари ярим ўтказгичнинг сирти топ-тоза бўлганида мавжуд бўлиши керак. Аммо ҳақиқий шароитда сиртда ҳар хил нуқсонлар мавжуд бўлиб, улар ҳам сирт яқинида кристаллнинг тақиқланган зонасида ўз ҳолатларини вужудга келтиради. Сиртнинг таркиби ва тузилишини бузадиган бу нуқсонлар — вакансиялар, ёт моддаларнинг сиртга ёпишган (адсорбланган) молекулалари, атомлари ва ионлари, оксид пардалар ва бошқалардир.

**А д с о р б ц и я** (сиртга ёпишиш) нинг икки хили мавжуд: *физикавий адсорбция ва кимёвий адсорбция (хемасорбция)*. Ҳақиқатан ҳам, қаттиқ жисм билан атом (молекула) орасида вужудга келадиган ва адсорбцияни тақозо қилувчи кучлар табиати ҳар хил бўлиши мумкин. Агар бу кучлар электростатик кучлар, Ван-дер-ваальс кучлари бўлса, бу ҳолдаги адсорбция *физикавий адсорбция* дейилади. Агар адсорбция учун масъул кучлар кимёвий табиатли (алмашиниш туридаги) кучлар бўлса, бу ҳолда кимёвий адсорбция тўғрисида гап юритилади. 58-расмда адсорбция чизиғи тасвирланган. Сирт билан адсорбент (сиртга яқин келган зарра) орасидаги ўзаро таъсир энергияси минимал ( $E_{min}$ ) бўлганда адсорбция турғун бўлади. Қўшни атомлар орасидаги масофа хемасорбция ҳолида физикавий адсорбция ҳолидагидан анча кичик, боғланиш энергияси эса физикавий адсорбция ҳолида 0,01 — 0,1 эВ, кимёвий адсорбция ҳолида 1 эВ атрофида бўлади.

Хемасорбциянинг икки шакли бор: «заиф» хемасорбция ва «муштаҳкам» хемасорбция. «Заиф» хемасорбция ҳолида кимёвий (сиртга) ёпишган зарра электр жиҳатдан нейтрал бўлади ва зарра билан панжара орасидаги боғланиш эркин заряд ташувчи иштирокисиз амалга ошади. «Муштаҳкам» хемасорбция ҳолида хемасорбланган (ёпишган) зарра ўз яқинида эркин электрон ёки эркин ковакни ушлаб туради. Демак, бундай боғланишда мазкур заряд ташувчилардан бири қатнашади. Мисол учун ZnO ва Cu<sub>2</sub>O кристалларида O<sub>2</sub> молекула хемасорбциясининг икки шаклини кўриш мумкин: агар O<sub>2</sub> кислород молекуласи панжарадан бир электронни тортиб олиб O<sub>2</sub><sup>-</sup> ионга айланса, панжарада ковак

ҳосил бўлади, улар бир-бирини ушлаб туради,  $O_2^- + e^+$  (ковак) жуфти электронейтралдир. Бу ҳол «заиф» адсорбцияга мисолдир. «Мустаҳкам» боғланишли хемасорбция шаклида эса, панжара ионидаги бир электрон ёки бир ковак эркин бўлиб кетади, бунда панжара иони билан кислород иони мустаҳкам акцептор боғланиш ҳосил қилади.

## 56- §. Заряд ташувчиларнинг сиртий рекомбинацияси

VII бобнинг 41- § да фотоўтказувчанлик ҳодисаси билан танишилганда ярим ўтказгич ҳажмида юз берадиган заряд ташувчилар генерацияси ва рекомбинация жараёнларини таҳлил қилган эдик. Энди сиртий ҳолатлар орқали рекомбинация жараёнини кўриб чиқамиз. Агар ярим ўтказгич сирти бошқа жисм билан тегишиб турмаса, у орқали тўла ток нолга тенг. Демак, бу ҳолда

$$j_{n1} = j_{p1} = 0 \text{ ва } \frac{1}{e} j_{n1} = -\frac{1}{e} j_{p1} = -I_s, \quad (56.1)$$

бунда  $I_s$  — сиртнинг  $1 \text{ см}^2$  да  $1 \text{ с}$  да рекомбинацияланаётган заряд ташувчилар сони,  $j_{n1}$  ва  $j_{p1}$  — сиртга тик йўналишда электрон ва ковакларнинг ток зичликлари.

Маълумки, рекомбинациянинг иссиқлик генерациясидан фарқи ток кучи  $np - n_0p_0$  айирмага пропорционал бўлади. Худди шунга ўхшаш  $I_s$  учун

$$I_s = -\gamma_s (n_s p_s - n_{s0} p_{s0}) \quad (56.2)$$

ифодани ёзиш мумкин, бу ифодада  $n_s$  ва  $p_s$  — электронлар ва ковакларнинг сирт яқинидаги зичлиги,  $n_{s0}$  ва  $p_{s0}$  — уларнинг мувозанатий қийматлари,  $\gamma_s$  — пропорционаллик доимийси.

Рекомбинация тезлиги унча катта бўлмаганда сирт яқинидаги соҳада заряд ташувчилар зичлиги ҳажмдаги зичлик билан Больцман тақсимоти воситасида боғланган деб ҳисоблаш мумкин.

Ҳажмдаги номувозанатий ва мувозанатий заряд ташувчилар зичликларини, мос равишда  $n$ ,  $p$  ва  $n_0$ ,  $p_0$  билан белгиласак, сирт яқинида зонанинг эгрланишини (сиртий потенциални)  $\varphi_s$  орқали белгилаб олсак, бу ҳолда

$$n_s^0 = n_0 \exp(-\varphi_s/kT), \quad p_s^0 = p_0 \exp(-\varphi_s/kT), \quad (56.3)$$



$$n_s = n \exp(-\varphi_s/kT), \quad p_s = p \exp(\varphi_s/kT) \quad (56.4)$$

деб ёзиш мумкин.

Агар (56.3) ва (56.4) ифодаларни (56.2) га қўйсақ,

$$I_s = \gamma_s (np - n_0 p_0). \quad (56.5)$$

Аммо,  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  кўринишда ифодаланadi. Квазинейтраллик шарти бажарилса ( $\Delta n = \Delta p$  бўлса) ва  $\Delta n \ll n_0$ ,  $p_0$  бўлса,

$$I_s = \gamma_s (n_0 + p_0) (n - n_0) = s \Delta n \quad (56.6)$$

Бундаги  $s = \gamma_s (n_0 + p_0)$  катталик *сиртий рекомбинация тезлиги* дейилади.

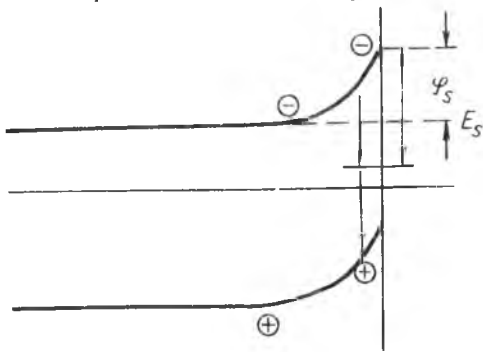
Энди шу  $s$  катталикни ҳисоблаб топамиз. Ярим ўтказгич сиртидаги ҳолатларнинг икки хили — *тез ва секин ҳолатлари* мавжуд. Рекомбинация жараёни тез ҳолатлар орқали амалга ошади. Шундай сатҳлар сиртда ўтказувчанлик зонасидан  $E_c$  қадар пастда (тақиқланган зонада) ва уларнинг зичлиги  $N_c$  бўлсин (59-расм). Ҳажмдаги бир маҳаллий сатҳ орқали рекомбинацияни қаралганда чиқарилган (41.26 б) ифодани бу ҳолга ҳам татбиқ қилиш мумкин:

$$I_s = - \frac{N_c \gamma_{1s} \gamma_{2s} (p_s n_s - p_s^0 n_s^0)}{\gamma_{1s} (n_s + n_1) + \gamma_{2s} (p_s + p_1)} \quad (56.7)$$

бу ердаги  $\gamma_{1s}$ ,  $\gamma_{2s}$  — электрон ва ковакнинг  $E_s$  сатҳга ушла-ниш коэффициентлари бўлиб, унинг ўлчов бирлиги  $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ,

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right), \quad p_1 = N_c \exp\left(\frac{E_s - E_g}{kT}\right). \quad (56.8)$$

Агар (56.3) ва (56.4) муносабатларни эътиборга олсак,



59- расм.

$$I_s = \frac{N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s} (p_n - p_0 n_0)}{\gamma_{1s} [n \exp(-\varphi_s/kT) + n_1] + \gamma_{2s} [p \exp(\varphi_s/kT) + p_1]} \quad (56.9)$$

келиб чиқади. Шундай қилиб, (56.6) ва (56.9) ифодалардан сиртий рекомбинация тезлиги

$$s = N_s \gamma_{1s} \gamma_{2s} \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{\gamma_{1s} n_1 + \gamma_{2s} p_1 + [\gamma_{1s} n \exp(-\varphi_s/kT) + \gamma_{2s} p \exp(\frac{\varphi_s}{kT})]} \quad (56.10)$$

ифода бўйича аниқланиб, унинг ўлчов бирлиги см/с бўлади.

Ортикча заряд ташувчилар сони кам бўлганда,  $\Delta n$  ни ташлаб юбориш мумкин. У ҳолда (56.10) ифодадан кўриниб туришича,  $s$  катталиқ  $\varphi_s$  сиртдаги потенциал тўсиққа маҳкам боғланган.

## 57- §. Металл — ярим ўтказгич контакти

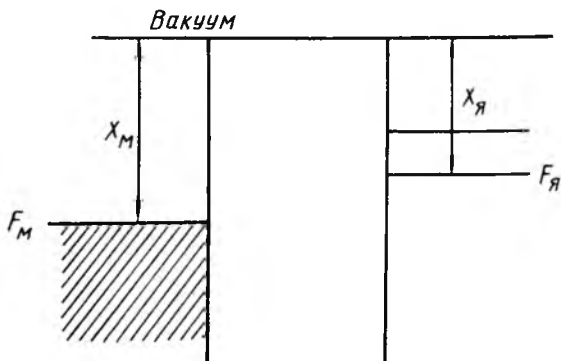
Ярим ўтказгич моддалардан фойдаланганда улар албатта бошқа моддалар билан туташган ҳолда (контактлашган ҳолда) бўлади. Бу бошқа модда металл ёки ярим ўтказгич бўлиши мумкин. Ярим ўтказгич диэлектрик билан туташган бўлиши ва айрим ҳолларда эса, эритма ёки электролит билан контактда бўлиши мумкин.

Ярим ўтказгичнинг металл билан туташган ҳоли муҳим масалалардан биридир, чунки бундай контактлар электрон асбоблар ишлаб чиқаришда катта ўрин тутаяди. Контакт (туташиш) қатламида юз берадиган ажойиб ҳодисалар икки модда чегараси орқали эркин заряд ташувчилар алмашилишига боғлиқдир. Шу сабабдан контактдаги ҳодисаларнинг сабабини ўрганишни моддадан электронларнинг чиқишини текширишдан бошлаймиз.

Модда вакуум билан чегараланган бўлсин. Маълумки, моддадан электроннинг вакуумга чиқиб кетишига қаршилик кўрсатадиган потенциал (энергиявий) тўсиқ мавжуд. Бу тўсиқнинг баландлигини электроннинг сирт орқали ташқарига чиқиб кета олиши зарур бўлган энергия аниқлайди. Уни *чиқиш иши* дейилади.

Турли моддалардан электронларнинг чиқиш иши турли қийматларга эга бўлади.

*Термодинамик чиқиш иши* ўтказгичнинг Ферми сатҳидан вакуум сатҳигача бўлган энергиявий масофани билдиради. Яна бошқа ташқи чиқиш иши ёки *электрон яқинлик* деб аталган катталиқ ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси



60- расм.

тубидан вакуум сатҳигача ҳисобланган энергиявий масо-  
фани билдиради. Ўтказгич сирти орқали чиқаётган элек-  
тронлар оқимини термодинамик чиқиш иши аниқлайди.

Ярим ўтказгич сиртидан, энергиявий тўсиқни енгиб,  
вакуумга чиқаётган электронлар оқими термоэлектрон  
эмиссиянинг ушбу ифодаси билан аниқланади:

$$J_{\text{я}} = \frac{4\pi m (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{\chi_{\text{я}}}{kT}\right), \quad (57.1)$$

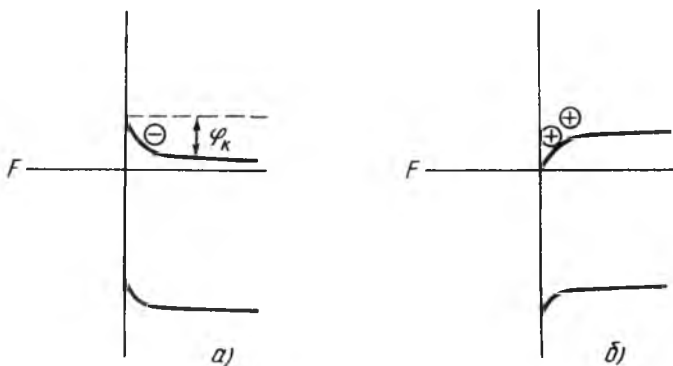
бунда  $\chi_{\text{я}}$  — ярим ўтказгичнинг термодинамик чиқиш иши  
(60- расм).

Металлдан вакуумга чиқаётган электронлар оқими учун  
ҳам шунга ўхшаш ифодани ёза оламиз:

$$J_{\text{м}} = \frac{4\pi m (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{\chi_{\text{м}}}{kT}\right), \quad (57.2)$$

бунда  $\chi_{\text{м}}$  — металлнинг термодинамик чиқиш иши.

Агар ярим ўтказгич билан металлни туташтирилса,  
(57.1) ифода билан аниқланадиган электрон оқими ярим  
ўтказгичдан металлга, (57.2) ифода билан аниқланадиган  
электрон оқими эса металлдан ярим ўтказгичга ўтади. Агар  
 $\chi_{\text{я}} < \chi_{\text{м}}$  деб фараз қилсак, бу ҳолда  $J_{\text{я}} > J_{\text{м}}$  бўлади, яъни  
ярим ўтказгичдан металлга кўпроқ электронлар ўтади ва  
металл сирти манфий, ярим ўтказгич сирти эса мусбат  
зарядланиб қолади. Пайдо бўлган электр майдон  $J_{\text{я}}$  ва  $J_{\text{м}}$   
оқимлар фарқига тенг тесқари оқим ҳосил қилгунча ўсиб  
боради. Электронлар оқими мувозанатлашганда контакт-



61- расм.

даги майдон потенциал энергияси (контакт потенциаллар айирмаси) чиқиш ишлари айирмасига тенг бўлиб қолади:

$$\varphi_k = \chi_m - \chi_n \quad (57.3)$$

Металл сиртида тўпланган электронлар, бинобарин, контактда ҳосил бўлган майдон ҳам унинг ичкарасига деярли қирмайди. Демак, мазкур майдон ярим ўтказгичнинг сиртига яқин қатламда жойлашган бўлади (61-а-расм).

Бу қатламнинг кенглигини контактда  $\varphi_k$  контакт потенциаллар айирмаси ҳосил қилиш учун мазкур ярим ўтказгичдан қанча электронни металл сиртига ўтказиш кераклиги аниқлайди. Чунки металлга ўтган электронлар ярим ўтказгичнинг сирт қатлаидан кетган ва бу қатламда киришма ионларидан иборат ҳажмий заряд ва у билан боғлиқ электр майдон ҳосил бўлади. Бу қатламда электрон зичлиги камаяди ва энергия зонаси юқорига эгриланади. Бинобарин, ярим ўтказгичнинг ҳажмидаги  $n_0$  ва сиртидаги  $n$  электронлар зичлиги орасида

$$n = n_0 \exp(-\varphi_k / kT) \quad (57.4)$$

боғланиш бор.

Бундай қатламнинг солиштирма қаршилиги катта ва уни беркитувчи қатлам дейилади.

Агар  $\chi_m < \chi_n$  бўлса, яъни металлнинг чиқиш иши ярим ўтказгичникидан кичик бўлса, у ҳолда  $J_m > J_n$  ва металл сирти мусбат зарядланган, ярим ўтказгич сирт қатлаи манфий зарядланган бўлади. Бинобарин, ярим ўтказгич

сирт қатламида (металлдан ўтган электронлар ҳисобига) электронлар зичлиги ортиб кетади, энергия зонаси пастга эгриланади (61-б расм). Бундай контакт қатламининг солиштирма қаршилиги кичик бўлади ва уни *антиберкитувчи қатлам* дейилади.

Беркитувчи қатламли металл — ярим ўтказгич контактлари ўзгарувчан токни тўғрилагичлари бўлиб хизмат қила олади.

Беркитувчи қатламнинг мувозанат шароитидаги кенглигини

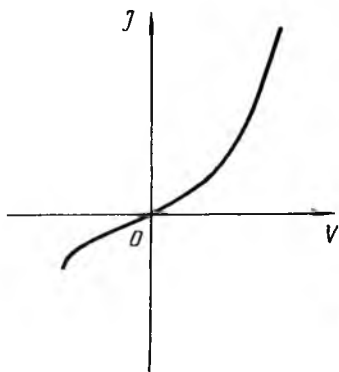
$$L = \left( \frac{e\varphi_k}{2\pi e^2 n_0} \right)^{1/2} \quad (57.5)$$

ифода аниқлайди.

Агар шу контактга мусбат қутби металлга, манфий қутби ярим ўтказгичга уланган манбадан  $V$  кучланиш берилса, контакт потенциаллар айирмаси камайиб,

$$\varphi = \varphi_k - eV \quad (57.6)$$

бўлиб қолади. Бинобарин, ярим ўтказгичдан металлга томон электронлар учун потенциал тўсиқ пасаяди, шу йўналишда электронлар оқими ортиб кетади, металлдан ярим ўтказгичга томон электронлар оқими эса, илгаригича қолади (бу йўналишида электронлар учун потенциал тўсиқ йўқ). Агар электр занжир ёпиқ бўлса, электронларнинг ярим ўтказгичдан металлга томон ортиқча оқими эвазига контакт орқали ток ўтади. Агар берилган кучланиш ортириб борилса, ток жуда тез (кўрсаткичли функция бўйича) ошиб боради. Бу ҳолда  $V > 0$  деб ҳисобланади, уни *тўғри кучланиш*, унга мос келувчи ток кучи эса *тўғри ток* дейилади. Юқоридаги (57.6) ифодага асосан, контакт беркитувчи қатламнинг кенглиги ҳам ўзгариши, яъни



қам ўзгариши, яъни

$$L(V) = \left[ \frac{e(\varphi_k - eV)}{2\pi e^2 n_0} \right]^{1/2} \quad (57.7)$$

бўлиб қолиши келиб чиқади. Демак,  $V > 0$  бўлганда бу қатлам тораяди.

62- расм.

Агар ярим ўтказгичга мусбат, металлга манфий кутб-лари уланган манбадан  $V$  кучланиш берилса, бу ҳолда  $V < 0$  бўлади, потенциал тўсик баландлиги ортади:

$$\varphi = \varphi_k + (-V).$$

Электронларнинг ярим ўтказгичдан металл томонга оқими камаяди, аммо металлдан ярим ўтказгичга томон оқим илгарича (қиймати кичик) қолаверади. Бу оқимлар фарқи кичик ва ҳосил бўлган ток кучи ҳам кичик бўлади. Бундай кучланиш *тескари кучланиш*, унга мос келувчи ток кучи *тескари ток* дейилади.  $V < 0$  бўлганда контакт қатлам кенгаяди. Тескари кучланиш қиймати ошган сари ярим ўтказгичдан металлга томон электронлар оқими камайиб бориб, катта кучланишларда нолга интилади. Тескари токнинг энг катта қийматини металлдан ярим ўтказгич томонга йўналган оқим белгилайди, аммо у кичик бўлади.

Тўғри ток тескари токдан бир неча тартиб қадар катта бўлади. Бинобарин, беркитувчи (электронлардан камбағаллашган) металл — ярим ўтказгич контакти токни бир йўналишда яхши ўтказди, тескари йўналишда ёмон ўтказди. Демак, бундай контакт ўзгарувчан токни тўғрилагичи бўлиб ишлай олади (62-расм). Биз қараган контакт *Шоттки контакти* ва унинг асосида тайёрланган диодлар *Шоттки диодлари* деб аталади.

Энди металл — ярим ўтказгич контактининг яна бир ажойиб хоссасини баён қиламиз.

Металл — ярим ўтказгич контакти муайян электр сиғимили ясси конденсатор деб қаралиши мумкин, унинг сиғими

$$C = \frac{\epsilon}{4\pi L} = \left( \frac{e^2 n_0}{8\pi\varphi} \right)^{1/2} \quad (57.8)$$

ифода билан аниқланади. Аммо, ташқи  $V$  кучланиш қўйилганда, (57.6) ифодага биноан,  $\varphi = \varphi_k - eV$  бўлади.

Демак, металл — ярим ўтказгич контактининг электр сиғими (уни бошқалардан фарқлаб, *зарядий сиғим* ҳам дейилади) ташқи кучланишга боғлиқ равишда

$$C = \left[ \frac{e^2 n_0}{8\pi(\varphi_k - eV)} \right]^{1/2} \quad (57.9)$$

қонун бўйича ўзгаради. Металл — ярим ўтказгич контакти сиғимининг бу хоссасига асосланиб, *варикаплар* номли асбоблар ясалган.

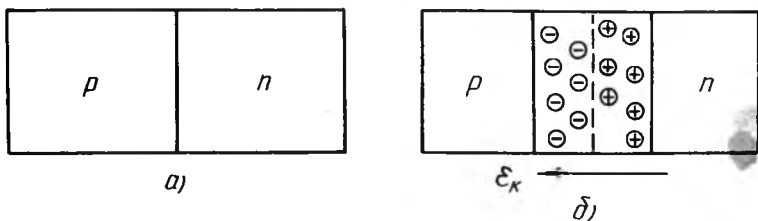
## 58- §. Электрон-ковак ( $p - n$ ) ўтиш

Битта модданинг турли ўтказувчанликка эга бўлган соҳаларининг чегараси ҳам ажойиб хоссаларга эга бўлади. Бу хоссалар ярим ўтказгичлар электроникасининг жуда тез ривожланиб кетишига сабаб бўлган асосий омилдир.

Фараз қилайлик, бир модда кристалининг  $p$ - тур ва  $n$ - тур ўтказувчанликка эга бўлган икки соҳаси бир-бирига туташган бўлсин (63- *a*, расм). Бу ҳолда эркин электронлари кўп  $n$ - тур соҳанинг чегарага яқин қатламидан  $p$ - тур соҳага электронлар диффузияланиб ўтиб кетади, эркин коваклари кўп  $p$ - тур соҳадан  $n$ - тур соҳага коваклар диффузияланади. Бу диффузияланган ҳаракатчан заряд ташувчилар асло чегара яқинидаги соҳада тўхтаб қолмайди, балки  $p$ - тур ва  $n$ - тур соҳалар ичкарасида рекомбинацияланиб гойиб бўлади. Иккала  $p$ - тур соҳа ва  $n$ - тур соҳадаги қатламларда, асосан мос равишда, ҳаракатсиз акцептор ва донор ионлари қолади. Бу  $p$ - тур соҳа билан  $n$ - тур соҳа чегарасидаги вужудга келган соҳа (қатламни)  $p-n$ - ўтиш ёки электрон — ковак ўтиш дейилади. Бу соҳа асосан манфий акцептор ва мусбат донор ионларидан иборат ҳажмий заряд соҳаси бўлиб, ундаги электр майдон кучланганлиги  $n$ - тур соҳадан  $p$ - тур соҳага томон йўналган бўлади. Бу майдон таъсирида вужудга келган зарядлар оқими диффузион оқимларга тенг бўлганда  $p-n$ - ўтиш электр майдони ўзининг мувозанатий қийматига эришади (63- *b*- расм).

Ҳисоблашнинг кўрсатишича,  $p-n$ - ўтишнинг  $p$ - тур соҳадаги қатлами  $z_p$  ва  $n$ - тур соҳадаги қатлами  $z_n$  кенгликларга эга бўлади:

$$z_n = \left( \frac{\epsilon \varphi_{p-n}}{2\pi e^2 N_d} \right)^{1/2}, \quad z_p = \left( \frac{\epsilon \varphi_{p-n}}{2\pi e^2 N_a} \right)^{1/2} \quad (58.1)$$



63- расм.

Шунинг учун  $p-n$ - ўтишнинг умумий кенглиги қуйидагича:

$$z = \left( \frac{e\varphi_{p-n} N_d + N_a}{2\pi e^2 N_d N_a} \right)^{1/2} \quad (58.2)$$

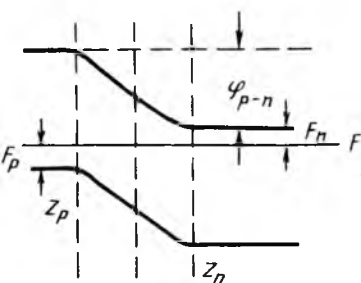
ифода бўйича аниқланади.

Қуйида  $p-n$ - ўтишнинг асосий хоссаларини санаб ўтаміз:

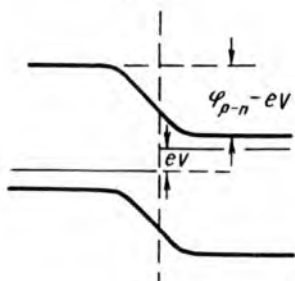
1.  $p-n$ - ўтиш  $p$ - тур ва  $n$ - тур ўтказувчанликларга эга бўлган икки соҳанинг чегарасида пайдо бўладиган соҳа (катлам) дир. Бу соҳанинг бир қисми, умуман айтганда,  $p$ - тур соҳада, бошқа қисми  $n$ - тур соҳада ётади.

2.  $p-n$ - ўтиш соҳасидан ҳаракатчан электронлар ва коваклар кетиб қолганлиги (диффузия туфайли) сабабидан, унда қолган қўзғалмас акцептор (манфий) ва донор (мусбат) ионлар ҳажмий заряд ҳосил қилади.

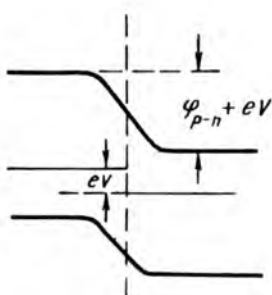
3.  $p-n$ - соҳадаги ҳажмий заряд ҳисобига электр майдон вужудга келади. Бу электр майдон электронлар ва ковакларнинг диффузион оқимиға қарши уларнинг дрейф оқимларини ҳосил қилади. Мувозанат шароитида диффузион ва дрейф оқимлар тенг бўлади. Ток кучи нолға тенг бўлади.



a)



b)



b)



4. Токда қатнаша оладиган эркин зарядлар  $p-n$ -ўтишда жуда кам ( $p$ -тур ва  $n$ -тур соҳалар ҳажмидагидан мингларча марта кам) бўлади. Бинобарин,  $p-n$ -ўтишнинг солиштирма қаршилиги жуда катта бўлади.

5.  $p-n$ -ўтишда электр майдон билан боғлиқ бўлган потенциал координата функцияси бўлади. Унинг  $p-n$ -ўтиш четлари орасидаги қийматлари айирмаси контакт потенциаллар айирмаси ёки потенциал тўсиқ баландлиги  $\varphi_{p-n}$  ни аниқлайди.

6. Электр майдон  $n$ -тур соҳадан  $p$ -тур соҳага томон йўналганлиги сабабли  $p-n$ -ўтиш  $n$ -тур соҳа электронлари учун  $p$ -тур соҳага ўтишга,  $p$ -тур соҳа коваклари учун  $n$ -тур соҳага ўтишга тўсиқ бўлади (64-а расм).

Энди  $p-n$ -ўтишли тизимга ташқи манбадан кучланиш берилган бўлсин. Бунда  $p-n$ -ўтишнинг қаршилиги  $p$ -тур ва  $n$ -тур соҳаларниқидан анча катта бўлганлиги сабабли деярли бутун кучланиш  $p-n$ -ўтиш соҳасига тўғри келади. Кучланишнинг икки йўналиши бўлиши мумкин.

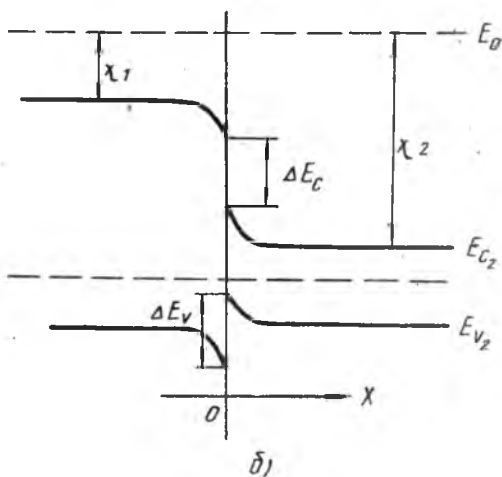
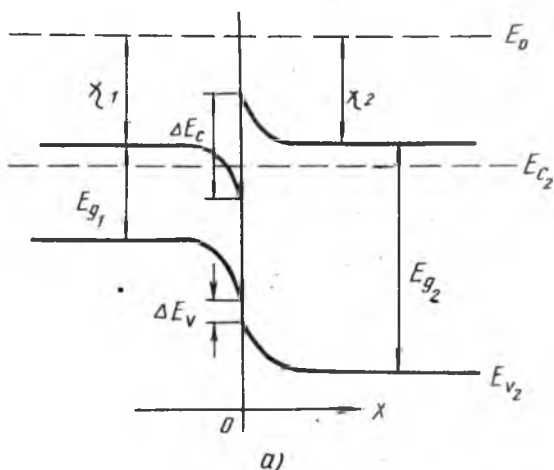
Агар ташқи кучланиш манбаининг мусбат қутби  $p$ -тур соҳага, манфий қутби  $n$ -тур соҳага уланган бўлса (тўғри кучланиш, 64-б расм), у вақтда  $p-n$ -ўтишда ҳосил бўлган электр майдон, яъни  $p$ -тур соҳадан  $n$ -тур соҳага йўналган майдон  $p-n$ -ўтишнинг ўз майдонига тескари йўналган бўлади. Бинобарин, потенциал тўсиқ пасаяди,  $n$ -тур соҳадан  $p$ -тур соҳага электронларнинг,  $p$ -тур соҳадан  $n$ -тур соҳага ковакларнинг оқими вужудга келади. Бу эса  $p$ -тур соҳадан  $n$ -тур соҳага томон ток оқа бошлайди, демакдир. Бу ток тўғри ток дейилади.

Агар ташқи кучланиш манбаининг мусбат қутби  $n$ -тур соҳага, манфий қутби  $p$ -тур соҳага уланса (тескари кучланиш), (64-в, расм) у вақтда  $p-n$ -ўтишда ҳосил бўлган майдон  $n$ -тур соҳадан  $p$ -тур соҳага йўналган бўлиб,  $p-n$ -ўтишнинг ўз майдони билан бир хил йўналган бўлади. Бинобарин, бу соҳада майдон катта бўлиб қолади ва потенциал тўсиқ ортади. Натижада  $n$ -тур соҳадан  $p$ -тур соҳага электронларнинг,  $p$ -тур соҳадан  $n$ -тур соҳага ковакларнинг оқими камаяди, тескари йўналишлардаги оқимлар (улар кичик) доимийлигича қолгани учун  $n$ -тур соҳадан  $p$ -тур соҳага йўналган кичик ток оқиб туради. Уни тескари ток дейилади.

Унча катта бўлмаган кучланишлар (тоқлар) соҳасида бажарилган ҳисоблашлар орқали  $p-n$ -ўтишнинг вольт-ампер характеристикаси учун

$$j = e \left( \frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = j_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (58.3)$$

келтириб чиқарилган. Бунда  $D_p, D_n$  — коваклар ва электронларнинг диффузия коэффициентлари;  $L_p, L_n$  — уларга тегишли диффузия узунликлари;  $p_n$  — ковакларнинг  $n$ -тур



65- расм.

соҳадаги,  $n_p$  — электронларнинг  $p$ - тур соҳадаги мувозанатий зичликлари.

Мазкур ифодадан кўришиб туришича, тўғри кучланиш ( $V > 0$ ) қўйилганда  $p$ — $n$ - ўтишдаги ўтаётган  $j$  ток  $V$  кучланиш ортган сари экспоненциал (тез) ортиб боради ва аксинча, тескари кучланиш ( $V < 0$ ) берилганда, ток жуда секин ўсади ва  $\exp(eV/kT) \ll 1$  бўлиб қолганда ўзининг кичик тўйинган қийматига эришади (65- расм). Шу айтилганлардан  $p$ — $n$ - ўтишнинг тўғрилаш хоссаси келиб чиқади: ўзгарувчан токка мос келган ўзгарувчан кучланишнинг биринчи ярим даврида  $p$ — $n$ - ўтиш токни яхши ўткази, иккинчи ярим даврида эса, токни ёмон ўткази, оқибатда пульсланувчи тўғриланган ток ҳосил қилади.

Металл — ярим ўтказгич контактида беркитувчи қатлам вужудга келган ҳолдагидек,  $p$ — $n$ - ўтишни мусбат пластинаси  $n$ - тур соҳа чегарасида, манфий пластинаси  $p$ - тур соҳа чегарасида жойлашган ясси конденсатор деб қараш мумкин. Унинг кенглиги мувозанат шароитида (58.2) ифода орқали аниқланади, ташқи  $V$  кучланиш берилганда у

$$z(V) = \left[ \frac{e(\varphi_{p-n} - eV)}{2\pi e^3} \frac{N_d + N_a}{N_d N_a} \right]^{1/2} \quad (58.4)$$

кўринишда ифодаланади.

Бу ҳолда  $p$ — $n$ - ўтишга мос келувчи ясси конденсаторнинг зарядий сизими куйидагича бўлади:

$$C = \left[ \frac{\epsilon e^2}{8\pi(\varphi_{p-n} - eV)} \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \right]^{1/2} \quad (58.5)$$

Демак,  $p$ — $n$ - ўтишнинг электр сизими ташқи кучланишга боғлиқ, шу асосда бир қанча асбоблар ишлаб чиқилган.

Биз юқорида баён қилган мулоҳазалар ташқи кучланишнинг деярли ҳаммаси  $p$ — $n$ - ўтишга тушадиган кучланишлар соҳасига тегишлидир.

Катта кучланишлар бўлганда  $p$ — $n$ - ўтишга кучланишнинг бир қисми тушади, қолган қисми  $p$ - ва  $n$ - соҳаларга тушади. Шунинг учун ҳам биз келтирган ифодалардаги кучланишни фақат  $p$ — $n$ - ўтишнинг ўзига тушган кучланиш деб қарашимиз керак.

Бу ҳолда агар бутун кучланиш  $V$  деб белгиланса,  $p$ — $n$ - ўтишга тушган кучланиш  $V_{p-n} = V/A$  ҳиссани ташкил қилади, бунда  $A$  — бирдан катта сон, (58.3) ифодада  $kT$  олдида  $A$  кўпайтувчи пайдо бўлади.

Шундай қилиб,  $p-n$ -ўтишнинг ўзгарувчан токни тўғри-лаш ва электр сиғим вазифасини ўташ хоссаларидан фойдаланиб, турли хил ярим ўтказгич диодлар ва бошқа асбоблар (тўғрилагичлар, термозэлементлар, фотоэлементлар ва ҳоказо) ясалган. Иккита  $p-n$ -ўтишли тизим транзистор бўлади. Бир неча  $p-n$ -ўтишли асбоблар ҳам бор.

Мураккаб электроника қурилмаларида, масалан, ЭҲМларда ишлатиладиган микросхемаларда  $p-n$ -ўтишлар ва металл-ярим ўтказгич контактлар асосий элементлар хизматини бажаради.

## 59- §. Гетероўтишлар

Тақиқланган зоналари кенглиги ҳар хил бўлган икки ярим ўтказгич чегарасида вужудга келадиган ўтиш қатлами *гетероўтиш* дейилади. Масалан,  $Ge - GaAs$ ,  $GaAs - GaP$  контактлари гетероўтишлар бўлади. Гетероўтишларни олиш усуллари яхши ишлаб чиқилган. Гетероўтишлар кескин чегарали ёки силлиқ ўзгарувчан чегарали, симметрик ёки носимметрик бўлиши мумкин. Кескин чегарали гетероўтишларни ташкил этган моддалар чегарасида тақиқланган зона кенглиги сакраш билан (кескин) ўзгаради, силлиқ ўзгарувчан чегарали гетероўтишларда қандайдир қатлам давомида тақиқланган зона кенглиги ўзгариб боради (*варизон* гетероўтишлар). 65-а расмда  $p-n$ -изотип гетероўтиш, 65-б расмда  $p-n$ -анизотип гетероўтиш тасвирланган. Уларнинг иккаласи ҳам кескин ўтишлар турига мансуб бўлиб, чегарасида ўтказувчанлик зоналари  $\Delta E_c$ , валент зоналари  $\Delta E_v$  узилишларига эга.

Гетероўтишларнинг қўлланиши, гомоўтишлардан фарқли равишда, турли амалий мақсадларда фойдаланиладиган бир қатор ҳодисаларнинг юз беришига олиб келади. Масалан, галлий, арсений ва алюминий элементлари бирикмаси асосида гетеролазерлар ишлаб чиқилган, бунда бир хил, ammo  $n$ - ва  $p$ -тур ўтказувчанликли икки кристалл орасида бошқа тор тақиқланган зонали ярим ўтказгич қатлами ҳосил қилинган. Ўртадаги қатламда заряд ташувчилар зичлигини катта қилиш осон бўлади ва бу ажойиб лазер хоссаси намоён бўлишига имкон беради.

Гетероўтишларгагина хос яна бир муҳим хусусиятини айтиб ўтиш зарур. Гетероўтишнинг икки модда чегарасида кристалл тузилиши ўзгаради, оқибатда узилган кимёвий боғланишлар пайдо бўлади, бу эса шу чегарада

электронлар учун *энергия ҳолатлари* ҳосил қилади. Ушбу сиртий ҳолатларнинг гетероўтишларда юз берадиган жараёнларда тутган ўрни муҳимдир. Гетероўтиш соҳасидаги майдоннинг шаклланишида, бинобарин, бу тизимнинг электр сифimini аниқлашда сиртий ҳолатлардаги заряд миқдори сезиларли ҳисса қўшиши мумкин. Мазкур сатҳлар орқали рекомбинация жараёнлари амалга ошади. Баъзи ҳолларда уларнинг кўп бўлиши мақсадга мувофиқ эмас. Хуллас, гетероўтиш чегарасидаги сиртий сатҳлар унинг хусусиятларини белгилайдиган муҳим омиллардан бири бўлиб ҳисобланади.

### 60- §. Ярим ўтказгичларнинг юпка пардалари ва уларнинг электрофизик хоссалари

Мазкур бобнинг бошида айтилганидек, фан ва техникада қўлланиладиган ярим ўтказгич моддалар намуналари анча юпка қатламлардан иборат бўлади. Бунда сиртнинг таъсири ва бошқа омиллар муҳим аҳамиятга эгадир. Намуна етарлича юпка бўлганида амалда фойдаланиладиган ёки ўрганиладиган электронлар ва коваклар иштирокидаги жараёнлар бутунлай ярим ўтказгичнинг сиртки қатламида содир бўлиб, уларнинг ҳажмий ташкил этувчисини деярли назарга олмаса ҳам бўлади. Шундай ҳолда намуна ўлчами фақат бир йўналишдагина кичик бўлади деб ҳисобланса (амалда шундай бўлади ҳам), ҳисоблаш масалалари анча соддалашади.

Ўрганиладиган ярим ўтказгич модда сиртига ўтказиладиган металллар ёки диэлектрик қатламлари ҳам ярим ўтказгичнинг сиртий қатлами хоссаларини ўзгартириши мумкин.

Ҳозирги вақтда ишлаб чиқарилаётган асбоблар ва тузилмаларда қалинлигидан бўйлама ўлчамлари анча катта юпка қатламлар ва контактлар кенг миқёсда қўлланилмоқда. Бу айтилганлар ярим ўтказгичларнинг юпка қатламларида ва кўп қатламли тузилмаларда юз берадиган жараёнларни ўрганиш муаммоларини ярим ўтказгичлар физикасининг махсус бўлими сифатида қараб чиқишни тақозо қилади.

Ярим ўтказгич қатламининг қалин ёки юпка деб ҳисобланишини аниқлаб берадиган муайян махсус ўлчамлар (узунликлар) киритилади, улардан энг муҳимлари куйидаги тўртта узунликдир:

1) номувозанатий заряд ташувчилар диффузия узунлиги  $L_0$ ;

2) экранлашнинг эффектив узунлиги  $L_{дэ}$ ;

3) электрон ёки ковакнинг эркин югуриш узунлиги  $l_{nлр}$ ;

4) кристаллда электрон ёки ковак тўлқини узунлиги  $\lambda_{nлр}$ .

Масалан, хона температурасида германий ёки кремний каби ярим ўтказгичлар учун қуйидаги тенгсизликлар ўринлидир:

$$L_0 \gg L_{дэ} \cong l_{nлр} \gg \lambda_{nлр} \quad (60.1)$$

Агар ярим ўтказгич қатламининг кенглиги  $d$  диффузия узунлиги  $L_0$  билан таққосланарли бўлса ( $d \sim L_0$ ), у ҳолда қатламнинг ҳажмидаги рекомбинация билан бир вақтда унинг сиртидаги рекомбинацияни эътиборга олиш зарур.

$d \ll L_0$  бўлган ҳолларда номувозанатий заряд ташувчиларнинг эффектив яшаш вақти  $\tau_{эфф}$  ва эффектив диффузия узунлиги  $L_{эфф}$  мана бундай кўринишда бўлади:

$$\frac{1}{\tau_{эфф}} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{2s}{d}, \quad (60.2)$$

$$\frac{1}{L_{эфф}^2} = \frac{1}{L_0^2} + \frac{2s}{Dd}, \quad (60.3)$$

бундаги  $s$  — сиртий рекомбинация тезлиги,  $D$  — қўшқутбий диффузия коэффициенти.

Баҳолашлар кўрсатишича, миллиметр чамасидаги қалинликли анча намуналар учун (60.2) ва (60.3) ифодалар ўнг томонидаги биринчи ва иккинчи ҳадлар қийматлари бир-бирига яқин, демак, рекомбинацияга нисбатан, сантиметр қалинликли намуналарни қалин деб, юзларча ёки ўнларча микрометр чамасидаги намуналарни юпқа деб ҳисобласа бўлади.

Агар  $d \sim L_{дэ}$  бўлса, яъни қатлам қалинлиги экранлаш эффектив узунлиги тартибида бўлса, ярим ўтказгич пардасидаги (юпқа қатламидаги) заряд ташувчилар концентрацияси қалин қатламдаги мувозанатий концентрациядан фарқ қилади. Бу ҳолда ҳатто юпқа қатламдаги ўтказувчанлик типи қалин қатламдагиникига қарама-қарши бўлиши мумкин.

Қатламнинг қалинлиги заряд ташувчилар эркин югуриш узунлигига таққосланарли ( $d \sim L_{nлр}$ ) бўлган ҳолда сиртда заряд ташувчилар сочилиши ҳажмдаги билан таққосланарли бўлиб қолади. Кремний ва германий учун хона температурасида, киришмалар унча кўп бўлмаганда  $l_{nлр} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  см. Қатламнинг бундай  $d$  қалинлигини

пардада заряд ташувчилар сочилишига нисбатан чегаравий деб ҳисоблаш мумкин. Агар қатлам қалинлиги де-Бройл тўлқин узунлиги чамасида ( $d \sim L_{nlp}$ ) бўлса, бу ҳолда квант ўлчамлик эффект пайдо бўлади. Кремний кристаллида  $L_{nlp} \sim 100-200$  А. Аммо бундай қалинликдаги етарлича мукамал қатламлар ҳосил қилиш қийин масаладир.

Ярим ўтказгичлар юпка қатламларини олишнинг бир неча усуллари мавжуд. Анча кўп қўлланадиган усуллар — газ оқими ёрдамида ёки суюқ фазадан қатламлар ўтказиш (эпитаксия) усуллари дир. Энди юпка ярим ўтказгич қатламларига тегишли ҳодисалар ҳақида баъзи маълумотни келтирамиз. Масалан,  $n$ - типдаги (электронлар концентрацияси  $N_0 \gg P_0$ ) ярим ўтказгич  $W$  қалинликдаги сирт қатламининг электрик сизими  $C$  одатдаги  $C_w = \epsilon_0 \epsilon_s / W$  ифодадан фарқ қилади:

$$C = \frac{C_w}{1 + n_0/p_s}, \quad (60.4)$$

бундаги  $p_s$  — ковакларнинг сиртдаги концентрацияси.

Ярим ўтказгичнинг юпка пластинкасида оқувчи тоқларни қарайлик. Чексиз узун ва бир текис ёритилаётган  $n$ - типли ярим ўтказгич намуна мавжуд бўлсин. Бу ҳолда тўла ток зичлиги  $I_0$  сиртдаги канал бўйича оқётган ( $I_{ps}$ ) ва ҳажмий канал бўйича оқётган ( $I_v$ ) тоқлар зичликлари йиғиндисидан иборат бўлади.  $I_{ps}$  ни қуйидагича ифодаласа бўлади:

$$I_{ps} = e \mu_{ps} E_s p_s - e D_{ps} \frac{dp_s}{dx}, \quad (60.5)$$

бундаги  $E_s$  — сиртқи қатламдаги электр майдон кучланганлиги,  $\mu_{ps}$ ,  $D_{ps}$  — шу қатламда ҳаракатланаётган коваклар ҳаракатчанлиги, диффузия коэффициенти.

$$I_v I_n + I_p = E_v \sigma_v + e (D_n + D_p) \frac{d\Delta P}{dx}. \quad (60.6)$$

Бу ифодадаги катталиқлар ҳажмга тегишлидир.

Ярим ўтказгичларда ҳамма вақт электронлар учун таққиланган зонада чуқур сатҳлар ҳосил қиладиган киришмалар ёки нуқсонлар мавжуд бўлади.

Агар чуқур сатҳлар концентрацияси легирловчи киришма концентрациясидан анча кичик бўлса, улардаги зарядни ҳисобга олмаслик мумкин, улар рекомбинация марказлари хизматини бажариб, номувозанатий заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлайди.

Агар юқоридагининг акси бўлса, у ҳолда ҳажмий ёпишиш ҳодисаси вужудга келади: номувозанатий ҳолатда чуқур сатҳларда электронлар концентрацияси, улардаги заряд муҳим даражада ўзгаради. Бундай ярим ўтказгичларнинг ҳажмий заряд соҳасида юз берадиган номувозанатий жараёнлар яна ҳам мураккаб бўлади. Ҳажмий ёпишиш ҳодисаси юз берганда сиртий рекомбинация тезлиги ҳам бошқача бўлади, умуман айтганда, сиртий қатламдаги жараёнлар чуқур сатҳлар борлигида бошқача кечади: юпқа қатламлардаги потенциал тақсимооти қалин қатламдагидан мураккаброқ, рекомбинацион жараёнлар ҳам бирмунча ўзгача юз беради.

Масалан,  $d < L_{dc}$  ҳолда ёритилаётган юпқа қатламда сиртий рекомбинация тезлиги.

$$s = \frac{Y_{nt} Y_{pt} N t (n + p)}{Y_{nt} (n + n_1) + Y_{pt} (p + p_1)} \quad (60.7)$$

кўринишда бўлиб,  $n$  ва  $p$  — мос равишда, электрон ва ковакларнинг ортикча концентрацияси ( $\Delta p = G_{\phi} / \tau$  каби  $I_{\phi}$  фототок орқали ифодаланади,  $D_{\phi}$  — парданинг  $1 \text{ см}^2$  юзасидаги  $1 \text{ с}$  даги генерацияси). Энди ярим ўтказгичлар қатламларида юз берадиган квант ҳодисалар ҳақида қисқача маълумот.

Аввало юпқа қатламдаги заряд ташувчилар энергиялари спектри квантланади. Бирдай легирланган ва  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  чизиқий ўлчамли ярим ўтказгич пластинани қарайлик. Умумий ҳолда, учта бош ўқ бўйича йўналтирилган намуна учун электронларнинг  $E(k)$  энергияси

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{k_x^2}{m_x} + \frac{k_y^2}{m_y} + \frac{k_z^2}{m_z} \right) \quad (60.8)$$

кўринишда бўлади;  $k_x = 2\pi n_1 / L_1$ ,  $k_y = 2\pi n_2 / L_2$ ,  $k_z = 2\pi n_3 / L_3$ ;  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  — бутун сонлар.

Энди  $L_3$  ўлчам етарлича кичик деб фараз қилайлик. Бу ҳолда,  $k_x$  ва  $k_y$  квазиузлуксиз қолади, аммо  $k_z$  дискрет бўлади;  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  лар фазосида  $k_z$  нинг ҳар бир дискрет қийматига бир текислик тўғри келади. Бундан квант пардада ҳолатларнинг электронлар томонидан эгалланиш тартиб-қоидаси, заряд ташувчилар сочилишининг муҳим хусусиятлари, анизотропиянинг квантланиш эффектига таъсири келиб чиқади.

Юпқа квант пардаларда тебраниш (осцилляция) эффектлари юз беради. Масалан, ўтказувчанлик зонаси туби  $E_c$  га нисбатан ферми сатҳи  $F$  ни тайинли қилиб



олсак ва парданинг  $L$  қалинлигини ошира борсак, квант зоналар навбати билан  $F$  ни кесиб ўтади, бунда ферми сатҳида ҳолатлар зичлиги сакраб ўзгаради. Ҳолатлар зичлигининг тебраниши солиштирма қаршилиқ, ҳаракатчанлик, Холл эффекти, магнит қаршилиқ ва бошқа кўчиш ҳодисалари тебранишларини вужудга келтиради.

Осцилляция даври:

$$\Delta L = \frac{ah}{\sqrt{2m_z F}} \quad (60.9)$$

Бу ҳодиса биринчи марта висмут пардаларида ҳосил қилинган. Унда  $m_z = 0,01 m_0$ ;  $l \sim 1 \text{ mm}$  ( $4,2k$ ),  $\Delta L = 400 - 500 \text{ \AA}$  тажрибавий натижа (60.9) ифодага  $F = 0,02 \text{ эВ}$  да мос келади.

Қандай шароитда квант эффектларни кузатиш мумкин?  
Бунинг учун

1. Квантланган энергия  $E_{n+1}$ ,  $E_n$  фарқи:

$$E_{n+1} - E_n \gg h/\tau \quad (60.10)$$

2. Электронлар газининг температураси етарлича кичик бўлиши керак, яъни:

$$E_{n+1} - E_n \gg kT \quad (60.11)$$

3. Парда қалинлиги бўйича бир жинсли бўлиши керак, акс ҳолда  $E_n$  спектр сувалиб кетган бўлади.

4. Квантланиш зоналарининг тўлдирилганлари сони учтадан кўп (амалда 3—5 дан ортиқ) бўлмаслиги керак.

М и с о л. Суюқ гелий температурасида  $kT = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ , демак,  $\Delta E = E_1 - E_2 = 1 - 5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$  кичик бўлмаслиги керак.

Аммо  $\tau \gg h/\Delta E$  дан  $\tau \gg 6,6 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . Бинобарин,  $m^* = 0,1 m_0$  бўлганда  $\mu \gg 1,2 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  қиймат пардада квантланишга мос келади.

Ҳозирча квант ўлчамлик эффектларини ярим ўтказгичларнинг монокристалл пардаларида амалий қўлланиши тўғрисида бирор фикр айтиш қийин. Бу китобнинг қўл-ёзмаси нашрга топширилгандан кейин янги ярим ўтказгич моддалар ҳақида бизга маълумот берувчи нашрлар етиб келди. Шу муносабат билан китоб охирида куйидагиларни кўшиб қўйишни лозим топдик. Бу маълумотни асосан москвалик профессор В. И. Ф и с т у л нинг «Новые материалы (состояние проблемы, перспективы)» (Москва, «МИСИС», 1995) китобидан келтирдик.

Иқтисодий ривожланиш, хусусан, саноат ва техника-

нинг ривожланиши бунда қўлланиладиган моддаларга нисбатан янги ва янги талабларни қўяди, бошқача айтганда, янги моддаларни яратмасдан иқтисодий ривожланишни руёбга чиқариб бўлмайди, бинобарин, янги моддаларни ишлаб чиқиш жамият олдидаги долзарб масаладир.

XX асрнинг биринчи ярмида ярим ўтказгич моддалар ишлаб чиқариш ва ярим ўтказгичли асбоблар ишлаб чиқариш алоҳида-алоҳида мавжуд эди. Ўша ёки бошқа моддадан ярим ўтказгич қатламини тагликка ўтказиш имконини берадиган эпитаксиал усулларнинг пайдо бўлиши биргина технология даврасида бутунлай тайёр  $p-n$  тузилма олиш ишини бошлаб берди. Худди шу технология гетероўтишларни ҳосил қилиш имконини берди. Моддалар ва асбоблар ишлаб чиқариш қўшилди. Олимлар турли таркибдаги ярим ўтказгичларнинг қатъий тартибда даврий такрорланувчи қатламларидан иборат тузилмани синтез қилишни таклиф этдилар, бунда мутлақо янги модда — янги электрик ва оптик хоссали асбоб вужудга келиши керак. Бундай модда юқори панжарали модда дейилади, унинг зоналарида заряд ташувчилар яшаш вақти оддий панжарали кристаллдагидан  $10^4$ — $10^6$  марта катта бўлиши кутилади.

Яна бутун кенлиги бўйича ўзгарувчан кимёвий таркибли ярим ўтказгич пардасини (қатламини) ўстириш таклиф қилинди. Бу «варизор» кристаллар бир вақтнинг ўзида асбоблар ҳамдир. Турли қатламчалар орасида пайдо бўладиган квант чуқурларда электронлар гази тупланadi, бунда электронлар киришма ионлари билан тўқнашмасдан ҳаракатланади, улар фақат фононлар билан тўқнашади, холос. Агар температура паст бўлса, фононлар суст («музлаган») бўлади, электронлар ҳаракатчанлиги жуда катта бўлади. Масалан, GaAs тагликдаги  $Al_xGa_{1-x}As$  гетеротузилмада 77К да электронлар ҳаракатчанлиги (8—10)  $m^2/V \cdot s$  қийматга эришади, шу шароитда GaAs монокристаллда у (2—2,5)  $m^2/V \cdot s$  эди.

Ҳаракатчанлик қанча катта бўлса, асбобнинг тезкорлиги шунча юқори бўлади, яъни юқорироқ частоталарда ишлай олади.

Мана шу мақсадларда амалга ошириш учун бир неча технологик усуллар ишлаб чиқилган ва такомиллаштириляётир.

Кўп қатламли ярим ўтказгич тузилмаларни тайёрлаш усули — молекуляр-нурий эпитаксия 1970 йилда амалга ошди. 1970 йилларнинг охирида дастлаб GaAs нинг, сўнгра

бошқа  $A^{III} B^V$  бирикмалар ва ҳоказоларнинг ўта юпка қатламларини ҳосил қиладиган усул ишлаб чиқилди.

Ярим ўтказгич асбоблар ишлаб чиқаришда уларнинг сифати ва ишончилиги дастлабки пластинанинг бир жинслилигига боғлиқ. Кремнийнинг атомлари нейтронлар билан ўзаро таъсирлашгач, ядро реакциялари оқибатида, бошқа элементлар атомларига (донор ёки акцепторларга) айланади, бунда кремнийни бир текис легирлаш имкони пайдо бўлади. Бу усул *трансмутацион легирлаш* усули дейилади.

Яна бир келажаги бор соҳа — бу нурланишнинг ярим ўтказгичлар билан ўзаро таъсирлашишидир. Лазер легирлаш усули — ярим ўтказгич кристаллда ёки унинг қисмида киришма марказлар ҳосил қилишдир.

### Лазер легирлашнинг бешта усули бор:

1. Намуна сиртини лазер қиздириш таъсирида газ фазадан легирлаш.

2. Фотолиз лазер легирлаш ҳам газ фазадан амалга оширилади.

3. Имплантацион лазер легирлашда даставвал легирловчи киришма ион имплантация усули билан киритилади, сўнг лазер қиздириш легирланган қатлам сифатини яхшилайти ва қўшимча шакллантиради.

4. Контакт қатламда лазер легирлаш усули қўлланганда ярим ўтказгич сиртига, махсус равишда, модда ўтказилади, унинг атомлари кейин лазер қиздирганда ярим ўтказгич ичига муайян чуқурликкача киради.

5. Киришмаларни лазер ёрдамида киритишда контакт соҳаси суюлтирилади, кейин диффузия ва имплантация амалга ошади. Шу усул билан олинган  $p-n$  тузилмаларда тўғри токнинг тескари токка нисбатан фотосезгирликнинг спектрал характеристикаси бошқа легирлаш усулларида лазер ёрдамида киришмалар киритиш усулининг устунлигини кўрсатади.

Яна бу ерда шуни таъкидлаш керакки, VIII бобда баён қилинган ярим ўтказгич моддаларни такомиллаштириш, уларга турли киришмалар жуфтларини киритиб, уларнинг ўзаро таъсирини ўрганиш, бошқа нуқсонлар тутган ўрнини ўрганиш, турли ташқи таъсирларнинг ярим ўтказгич моддалар хоссаларини ўзгартира олишини тадқиқ қилиш, янгидан-янги ярим ўтказгич хоссали бирикмалар синтез қилиш ишлари узлуксиз ва тобора катта кўламда давом эттирилмоқда, яқин келажакда ярим ўтказгичларнинг фан ва техникадаги, жамият ҳаётидаги, энергетикадаги мавқеи мустақамланиб бориши шубҳасиз!

Энг муҳим ярим ўтказгич моддаларнинг асосий хоссалари

Модда	Зичлиги, г/см <sup>3</sup>	Эриш темпера- тураси, °С	Эриш иссиқли- ги, ккал/ моль	Диэлек- трик синди- рувчан- лиги	Тақик- ланган зона кенглиги, эВ	Диффузия коэффи- циенти, см <sup>2</sup> /с		Панжара домийси, А	Дебай темпера- тураси К
						электрон- ларники	ковак- ларники		
Si	2,328	1417	12	12	1,107	35	13	5,43	658
Ge	5,326	937	8,10	16	0,66	101	49	5,66	366
Te	6,25	452	4,18	23	0,33(OK)	49	20,5	4,50	129
Se	4,80	219	1,50	6,6	1,79	—	0,026	5,91 3,74 2,86	—
GaAs	5,317	1238	25,18	13,1	1,428	18,2 (n-тип)	—	4,36 4,96 5,65	345
CdS	4,82	1475	—	—	2,42	7,7	0,4	5,83	—
PbS	7,61	1113	8,7	—	0,41	15,6	15,6	5,94	—
α-SiC	3,21	2800	—	—	3,12	7,8	—	3,08	—
β-SiC	3,21	2800	—	—	2,2	26	—	15,12 4,36	—

Эслатма: 1. Бу жадвалда келтирилган киймаглар хона температураси (T=300 К) га мос келади.

2. 1 ккал=4,19 кЖ.

3. 1 ккал=4190 Ж=4,19 кЖ.

## А Д А Б И Ё Т

1. М. Азизов. Ярим ўтказгичлар физикаси. Тошкент, «Ўқитувчи», 1974 йил.
2. А. Тешабоев. Ярим ўтказгичлар физикасига кириш (Кристаллар. Электрон ҳолатлари спектри. Заряд ташувчилар статистикаси). Тошкент, ТошДУ нашриёти, 1985.
3. А. Тешабоев. Ярим ўтказгичлар физикасига кириш. (Ярим ўтказгичларда кинетик ҳодисалар.) Тошкент, ТошДУ нашриёти, 1986.
4. А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. «Наука», 1978.
5. П. С. Киреев. Физика полупроводников. «Высшая школа», 1969.
6. К. В. Шалимова. Физика полупроводников. М., Энергоиздат, 1985.
7. В. С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники., Физматгиз, 1963.
8. В. Л. Бонч-Бруевич., С. Г. Калашников. Физика полупроводников. М., «Наука», 1977.
9. В. И. Фистуль. Введение в физику полупроводников, М., «Высшая школа», 1978.
10. Л. С. Стилбанс. Физика полупроводников, М., «Советское радио», 1977.
11. В. И. Фистуль. Введение в физику полупроводников, М., «Высшая школа», 1984.
12. Г. Джонс. Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах. М., «Мир», 1968.
13. Б. М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Ленинград, «Наука», 1970.
14. Ю. И. Уханов. Оптические свойства полупроводников. М., «Наука», 1977.
15. Ҳ. Акромов, С. Зайнобиддинов, А. Тешабоев. Ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Тошкент, «Ўзбекистон», 1994.
16. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., «Наука», 1984.
17. В. И. Болтакс. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Ленинград, «Наука», 1972.
18. В. В. Пасынков, В. С. Сорокин. Материалы электронной техники. М., «Высшая школа», 1986.
19. Г. Е. Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. М., «Наука», 1965.
20. В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. Полупроводниковые приборы. М., «Высшая школа», 1987.
21. С. З. Зайнобиддинов, Ҳ. С. Далиев. Дефектообразование в кремнии. Тошкент, «Университет», 1993.
22. С. Зайнобиддинов. Физические основы образования глубоких уровней в кремнии. Тошкент, «ФАН», 1984.
23. Ф. Ф. Волькенштейн. Физико-химия поверхности полупроводников. М., «Наука», 1973.
24. В. Л. Бонч-Бруевич и др. Сборник задач по физике полупроводников. М., «Наука», 1987.
25. П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев. «Наукова думка», 1975.

## МУНДАРИЖА

Сўз боши . . . . .	3
<b>I б о б. Қаттиқ жисмларнинг тузилиши ва баъзи муҳим хоссалари . . . . .</b>	<b>5</b>
1- §. Кристалл панжараси . . . . .	5
2- §. Кристаллар симметрияси ва тизимлари . . . . .	8
3- §. Кристалларда атомлар, ионлар ва молекулалар орасида- ги ўзаро таъсир кучлари . . . . .	11
4- §. Кристалларни устириш. Полиморфизм . . . . .	16
5- §. Суюқ кристаллар. Аморф жисмлар . . . . .	18
<b>II б о б. Кристалл панжараси атомлари (ионлари) тебранишлари . . . . .</b>	<b>20</b>
6- §. Бир ўлчовли (чизигий) панжарада атомларнинг тебра- нишлари ва тўлқинлар . . . . .	20
7- §. Уч ўлчовлари мураккаб кристалл панжараси атомлари- нинг тебранишлари . . . . .	29
8- §. Фононлар. Кристалл қаттиқ жисмларнинг иссиқлик си- ғими . . . . .	34
<b>III б о б. Идеал кристалларда заряд ташувчилар энергиялари спектри . . . . .</b>	<b>40</b>
9- §. Масаланинг умумий қўйилиши. Адиабатик бир элек- тронли тақрибий назария . . . . .	40
10- §. Даврий электр майдонда электрон ҳаракати . . . . .	42
11- §. Бир ўлчовли даврий потенциал ҳоли. Крониг — Пенни модели . . . . .	44
12- §. Кристалларда электронлар энергияси спектрини аниқ- лашда икки муҳим тақрибий яқинлашиш . . . . .	48
13- §. Идеал кристаллда электронлар энергиялари спектри тўғрисида умумий хулосалар . . . . .	49
14- §. Эффектив масса. Коваклар . . . . .	51
15- §. Металлар. Ярим ўтказгичлар. Диэлектриклар . . . . .	53
16- §. Баъзи бир ярим ўтказгичларнинг энергия зоналари тузилиши . . . . .	57
<b>IV б о б. Ҳақиқий кристаллардаги нуқсонлар . . . . .</b>	<b>59</b>
17- §. Кристаллдаги нуқсонларнинг турлари . . . . .	61
18- §. Номувозанатий нуқсонлар ва рангдорлик марказлари . . . . .	66
<b>V б о б. Ярим ўтказгичларда киришмалар . . . . .</b>	<b>68</b>
19- §. Ярим ўтказгичларга киришмалар киритиш усуллари . . . . .	69
20- §. Саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар . . . . .	74
21- §. Чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар . . . . .	78

VI б о б. Ярим ўтказгичларда электронлар ва коваклар статистикаси . . . . .	81
22- §. Рухсат этилган энергия зоналарида квант ҳолатлар тақсимоти . . . . .	81
23- §. Зоналарда эркин электронлар ва эркин коваклар зичлиги (концентрацияси) . . . . .	84
24- §. Хусусий ярим ўтказгичларда электронлар ва коваклар зичлиги . . . . .	88
25- §. Маҳаллий сатҳлардаги заряд ташувчилар зичлиги Киришмали айнамаган ярим ўтказгичда электронлар ва коваклар зичлиги . . . . .	90
26- §. Кўп зарядли киришмалар мавжуд бўлган ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар статистикаси . . . . .	97
27- §. Яна бошқа баъзи ҳолларда заряд ташувчилар статистикаси . . . . .	100
VII б о б. Ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари . . . . .	103
28- §. Больцман кинетик тенгламаси . . . . .	103
29- §. Заряд ташувчиларнинг кристалл панжарасидаги тўқнашишлари. Больцман кинетик тенгламасининг қўлланиш соҳаси . . . . .	106
30- §. Заряд ташувчиларнинг кристалл панжараси тебранишлари билан тўқнашишлари . . . . .	110
31- §. Заряд ташувчиларнинг киришмалар ионларида, нейтрал атомларида ва бошқа нуқсонларда сочилиши . . . . .	115
32- §. Больцман кинетик тенгламасининг ечилиши . . . . .	120
33- §. Электр оқими (электрон ва коваклар тоқлари зичлиги). Энергия оқими . . . . .	122
34- §. Сферик зонали (изотроп) айнамаган ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги . . . . .	124
35- §. Сферик зонали айнамаган ярим ўтказгичларда гальваномагнит ҳодисалар . . . . .	127
36- §. Айнамаган ярим ўтказгичларда термоэлектрик ҳодисалар . . . . .	132
37- §. Сферик зонали айнамаган ярим ўтказгичларда термомагнит ҳодисалар . . . . .	137
38- §. Айнамаган сферик зонали ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари . . . . .	141
39- §. Кремний туридаги анизотроп ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари . . . . .	144
40- §. Ёруғликнинг ярим ўтказгичларда ютилиши . . . . .	149
41- §. Ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Фотоўтказувчанлик . . . . .	152
42- §. Тензоқаршилик ҳодисаси . . . . .	163
43- §. Кучли электр майдонда ярим ўтказгичлардаги кўчиш ҳодисалари . . . . .	165
44- §. Кучли ва квантловчи магнит майдонларида ярим ўтказгичлардаги ҳодисалар . . . . .	169
VIII б о б. Ярим ўтказгич моддалар . . . . .	173
45- §. Поликристалл ярим ўтказгичлар . . . . .	173
46- §. Аморф ярим ўтказгичлар . . . . .	175
47- §. Суюқ ҳолатдаги ярим ўтказгичлар . . . . .	179
48- §. Органик ярим ўтказгичлар . . . . .	181
49- §. Кимёвий тузилиши бўйича ярим ўтказгич моддалар гуруҳлари . . . . .	182

IX. б о б. Ярим ўтказгичларнинг магнит хоссалари . . . . .	184
50- §. Атомдаги электронларнинг магнит моменти. Диамagne- нетизм . . . . .	185
51- §. Парамагнетизм . . . . .	188
52- §. Ферромагнетизм табиати . . . . .	190
53- §. Ярим ўтказгич моддаларнинг магнит хоссалари . . . . .	192
54- §. Магнит майдонида резонанс ҳодисалари . . . . .	194
X б о б. Ярим ўтказгич сирти ва контактидаги ҳодисалар . . . . .	197
55- §. Ярим ўтказгич сиртидаги ҳолатлар . . . . .	197
56- §. Заряд ташувчиларнинг сиртий рекомбинацияси . . . . .	199
57- §. Металл — ярим ўтказгич контакти . . . . .	201
58- §. Электрон-ковак ( $p-n$ ) ўтиш . . . . .	206
59- §. Гетероўтишлар . . . . .	211
60- §. Ярим ўтказгичларнинг юпқа пардалари ва уларнинг электрофизик хоссалари . . . . .	212
Адабиёт . . . . .	213



СИРОЖИДДИН ЗАЙНОБИДДИНОВ, АЛИШЕР ТЕШАБОВЕВ

**ЯРИМ УТКАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИ**

Олий ўқув юртлари учун ўқув қўлланма

Тошкент «Ўқитувчи» 1999

Махсус муҳаррир *М. Исомухамедова*

Муҳаррирлар: *М. Шерматова, Х. Пулагхўжаев*

Расмлар муҳаррири *М. Кудряшова*

Техник муҳаррир *Т. Грешникова*

Мусахҳиҳ *Л. Мирзахмедова*

ИБ 7124

Теришга берилди 19.02.98. Босишга рухсат этилди 30.01.99.  
Формати 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Тип. қоғози. Литературная гарн.  
Кегли 10 шпонсиз. Юқори босма усулида босилди. Шарт-  
ли б. т. 11,76. Шартли кр.-отг. 11,97. Нашр. т. 11,50. 2000  
нусада босилди. Буюртма № 19.

«Ўқитувчи» нашриёти. Тошкент, 129. Навоий кўчаси, 30.  
Шартнома 09-169-96.

Ўзбекистон Республикаси Давлат матбуот қўмитасининг  
Янгийўл ижара китоб фабрикаси. Янгийўл ш., Самарқанд  
кўчаси, 44. 1999.

