



**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

ТЕРМИЗ ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

**Қўлёзма ҳуқуқида
УДК 666.11.01.**

Раимов Ғайрат Файзуллаевич

**ОПТИК ЖИҲАТДАН ШАФФОФ БЎЛГАН ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИНГ
БАЪЗИ ФИЗИК ВА ОПТИК ХУСУСИЯТЛАРИ**

МУТАХАССИСЛИК: 5A440202—деформацияланувчи қаттиқ жисм механикаси

МАГИСТР

**АКАДЕМИК ДАРАЖАСИНИ ОЛИШ УЧУН ЁЗИЛГАН
ДИССЕРТАЦИЯ**

Илмий раҳбар: проф. Тўраев Э. Ю.

Термиз – 2012

М У Н Д А Р И Ж А

КИРИШ	3
I-БОБ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР ВА УЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ.....	7
1.1. Ярим ўтказгичлар ва уларнинг яратилиш тарихи.....	7
1.2. Ярим ўтказгичларнинг электрик хоссалари.....	12
1.3. Ярим ўтказгичларнинг турлари.....	18
1.4. Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар	20
1.5. Кристал ярим ўтказгичларнинг структураси ҳақида.....	25
1.6. Ярим ўтказгич материалларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқлигини ўрганиш	28
II - БОБ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИ ЎРГАНАДИГАН ФИЗИК УСУЛЛАР.....	30
2.1. Икки контактли ўлчаш усули.....	30
2.2. Тўрт контактли ўлчаш усули.....	32
2.3. Холл эффекти.....	34
2.4. Мессбауэр эффекти.....	37
2.5. Электрон парамагнит резонанси (ЭПР).....	46
2.6. Масс-спектроскопия.....	51
III - БОБ. ОЛИНГАН НАТИЖАЛАР ВА УЛАРНИНГ МУҲОКАМАСИ.....	53
3.1. Оптик шаффоф бўлган жисмларнинг физик хоссалари.....	53
3.2. Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлари спектроскопик усуллар ёрдамида ўрганиш.....	57
ХУЛОСА.....	59
Фойдаланган адабиётлар.....	60
ИЛОВАЛАР.....	62

КИРИШ

Мавзунинг долзарблиги. Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ярим ўтказгичли материаллар XX-асрнинг 60-йилларида рус олимлари Б.Т.Коломиец ва Горюнова В.Н.лар томонидан кашф қилинган бўлиб, кристалл структурага эга бўлган, бундай қаттиқ жисмлар оптик жиҳатдан шаффоф бўлиши уларнинг тайёрланиш технологиясига боғлиқ эканлиги аниқланган. Бундай материаллар асосан инфрақизил спектроскопияда оптик приборсозликда қўлланилиши мумкин.

XX-асрнинг биринчи ярмида академик А.Ф. Иоффе томонидан қаттиқ жисмларнинг ярим ўтказгичлар деб, аталадиган гуруҳи кашф қилиниши ушбу материалларга алоҳида эътиборни жалб қилди. Ярим ўтказгичли материаллар ҳозирги вақтда приборсозлик ва микроэлектрониканинг энг асосий хом ашёси ҳисобланади. Ярим ўтказгичларнинг бир неча минг тури мавжуд бўлиб, улар ўзларининг физик химик ва технологик хусусиятларига кўра бир-биридан фарқ қилиб ҳар хил соҳаларда қўлланилади. Шу сабабли физиклар технологлар материалшунослар янги ярим ўтказгич турларини кашф қилиш устида тадқиқотлар олиб бормоқдалар.

Шунинг учун ҳам ярим ўтказгичларнинг хусусиятларни ўрганиш уларга ташқи таъсир яъни электр ва магнит майдони ҳар хил нурланишлар температура босим ва деформация таъсирида хусусиятларининг ўзгаришини ўрганиш ярим ўтказгичларнинг бир фазавий ҳолатдан бошқа фазавий ҳолатга ўтиши натижасида хоссаларининг ўзгаришини ўрганиш ҳозирги вақтда жуда актуал муаммо ҳисобланади ва бу масалалар билан жаҳондаги кўпгина илмий муассасалар шуғулланмоқдалар.

Мавзунинг ўрганилиш даражаси. Ярим ўтказгичларнинг яна шундай бир гуруҳи мавжудки, булар аморф ёки шишасимон ярим ўтказгичлар деб аталади. Бундай материалларни тайёрлашда алоҳида технология қўлланилиб оптик жиҳатдан шаффоф ҳолатга келтирилади. Бундай материаллар аморф

структурага эга бўлганлиги сабабли улардан ишлаб чиқаришда кенг фойдаланиб бўлмайди. Лекин улар кўзга кўринувчи нурларни ўзидан ўтказиши туфайли мураккаб оптик приборларда қўлланилади. Бундан ташқари бу материаллар ташқи таъсир остида ўз структураси ва хусусиятлари ўзгартирганлиги туфайли улардан приборсозликда кенг фойдаланиш имконияти йўқ. Шундай бўлса, ҳам бу материаллар илмий тадқиқотларда жуда кўп ўрганилади. Бундай тадқиқотлар асосида олинган натижалар ишлаб чиқаришда бу материалларнинг қўлланилишига имконият яратади.

Тадқиқот объекти ва предмети. Ушбу магистрлик диссертацияси ҳам ана шундай оптик жиҳатдан шаффоф бўлган, бинар бирикманинг электрофизик ва структуравий хусусиятларини ўрганишга бағишланган бўлиб, олинган натижалар илмий адабиётларда учрайдиган натижалар билан ўзаро мос тушган. Бу эса олиб борилган тадқиқотлар тўғри эканлигини тасдиқлайди.

Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми. Диссертация иши 3 та бобдан иборат бўлиб, биринчи бобда ушбу мавзу бўйича илмий адабиётлардан олинган назарий маълумотлар, иккинчи бобда тажрибалар ўтказиш усуллари ва учинчи бобда олинган натижалар ва уларнинг муҳокамаси берилган. Шунингдек хулосалар ва фойдаланилган адабиётлар рўйхати ҳам келтирилган.

Диссертациянинг мақсади

– оптик жиҳатдан шаффоф бўлган қаттиқ жисмларнинг жумладан аморф структурага эга бўлган ярим ўтказгич материалнинг электрофизик ва спектроскопик усулларда хусусиятларини ўрганиш.

Диссертациянинг вазифалари

-оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ярим ўтказгич хусусиятига эга бўлган материалнинг ҳар хил температураларда электр ўтказувчанлигини аниқлаш. Бунинг учун бир нечта электрофизик усуллардан фойдаланиш.

-спектроскопик усуллар ёрдамида оптик жиҳатдан шаффоф бўлган материалнинг структуравий тузилишини ўрганиш. Бунинг учун ядровий гамма-резонанс спектроскопияси (Мессбауэр эффекти), электрон парамагнетик резонанси (ЭПР) ва масс-спектроскопия усулларида фойдаланиш.

-олинган тажрибавий натижаларни умумлаштириш ва илмий адабиётларда учрайдиган илмий мақолалар натижалари билан ўзаро солиштириш асосида маълум хулосаларга келиш.

-олинган хулосалар асосида ишлаб чиқариш учун илмий тавсиялар ишлаб чиқиш.

-олинган тажрибавий натижалар асосида илмий мақолалар тайёрлаш ва республикамизда чоп қилинадиган илмий журналларда чоп қилиш.

Диссертациянинг янгилиги

-оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ярим ўтказгич бўлган материалнинг электрофизик ва структуравий тадқиқотлари натижалари ўзаро бир-бирлари билан мос тушди.

-аморф структурага эга бўлган оптик жиҳатдан шаффоф ярим ўтказгичга киритилган Sn аралашма атомлари Sn^{+2} заряд ҳолатида бўлиши спектроскопик усулларида биринчи марта аниқланди.

-кристалл структурага эга бўлган ва оптик жиҳатдан шаффоф бўлмаган ярим ўтказгичга киритилган Sn аралашма атомлари Sn^{+4} заряд ҳолатида бўлиши спектроскопик усулда биринчи марта аниқланди.

-кристалл структурада жойлашган аралашма атомлар электрик жиҳатдан фаол бўлиши ва ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигини ошириб юбориши тажрибаларда тасдиқланди.

Диссертациянинг натижалари бўйича тайёрланган тавсиялар

-диссертация ишида олинган тажрибавий натижалар ушбу материални инфрақизил спектроскопия ва оптик приборсозликда ҳам ашёларни танлаб олишда фойдаланиш мумкин.

-диссертация натижалари аморф ва кристалл структурали ярим ўтказгичлар хусусиятларини ўзаро таққослаш ва шу асосида керакли хулосалар тайёрлаш учун фойдаланиш мумкин.

Диссертация иши натижаларидан аморф ярим ўтказгичлар бўйича методик қўлланмалар яратишда фойдаланиш мумкин.

I - БОБ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР ВА УЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ

1.1. Ярим ўтказгичлар ва уларнинг яратилиш тарихи

Моддалар ўзининг электрофизик хусусиятларига кўра 3 та гуруҳга бўлинади:

- Ўтказгичлар
- Ярим ўтказгичлар
- Диэлектриклар.

XX-асрнинг 40-йилларида академик А.Ф.Иоффе томонидан ярим ўтказгичлар моддаларнинг алоҳида гуруҳи сифатида фанга киритилди. Ярим ўтказгичлар фан соҳасидаги илмий-техникавий инқилобнинг асосчисидир. Приборсозлик ва микроэлектроника соҳасида ишлатиладиган хом ашёнинг асосий қисми ярим ўтказгичлардир.

Ҳозирги замон қаттиқ жисмлар физикасининг энг асосий қисмларидан бири бўлган ярим ўтказгичлар физикаси ҳисобланади. XX- асрнинг 1-ярмида фан сифатида вужудга келди. Бундай гуруҳлаш моддаларининг баъзи бир хусусиятларини ўзаро солиштириш асосида бажарилади. Ярим электр ўтказувчанлиги температура ортиб бориши билан қуйидаги қонунга мувофиқ ортиб боради:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-B/T} \quad (1.1)$$

Бу ерда T -абсолют температура, B -турли ярим ўтказгичларга мос доимий катталиқ.

Одатда температура ортиб бориши билан электр ўтказувчанлиги $\tau=1/\xi$ бўлганлиги туфайли солиштирма қаршилиқ кескин камайиб кетади. Мисол учун соф кремнийда 20^0C да солиштирма қаршилиги $\rho=6 \cdot 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ бўлса 700^0C да

$\rho = 0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ бўлиб қолади. Жуда паст температураларда ярим ўтказгич диэлектрик бўлиб қолади.

Температура кўтарилганда ўтказувчанлик ортишига сабаб шуки, иссиқлик ҳаракати ярим ўтказгичларда кристалл панжара билан камроқ боғланган эркин электронларни кўпайтиради. Ёруғлик, майдон ёки температура бериш йўли билан энергия бериш ҳам ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигини оширади. Шунинг учун ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятидан жуда кўп мақсадларда, жумладан микроэлектроникада фойдаланилади. Ток ташувчи зарядли зарралар ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлик зонасида бўлиб, уларнинг сони:

$$n=a \cdot e^{-B/2kT} \quad (1.2)$$

формула билан аниқланади.

Электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги қуйидагича бўлади:

$$\sigma=\sigma_0 \cdot e^{-B/2kT} \quad (1.3)$$

Ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг яна бир хусусияти шундан иборатки, электронлар пастки зонадан юқориги зонага ўтганда бўш ўринлар, «коваклар» ҳосил бўлади.

Пастки зонада коваклар бўлиши бу зонада ҳам электронларнинг бўш ўринларига ковакларга ўтиб электр ўтказувчанлигида олиб келади. (1-расм).

Соф ярим ўтказгичларда электр токини электронлар ва коваклар ташийди.

Соф ярим ўтказгичининг электр ўтказувчанлиги хусусий ўтказувчанлик деб аталади.

Хусусий ўтказувчанлик умумий ҳолда қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\sigma=e \cdot n \cdot \mu_n+e \cdot p \cdot \mu_p \quad (1.4)$$

(1.4)Бу ерда e -электрон заряди, μ_n , μ_p -электронлар ва тешикларнинг ҳаракатчанлиги.

Ҳар қандай юқори даражада тозаланган ярим ўтказгичларда ҳам бегона атомлар, яъни аралашмалар бўлади.

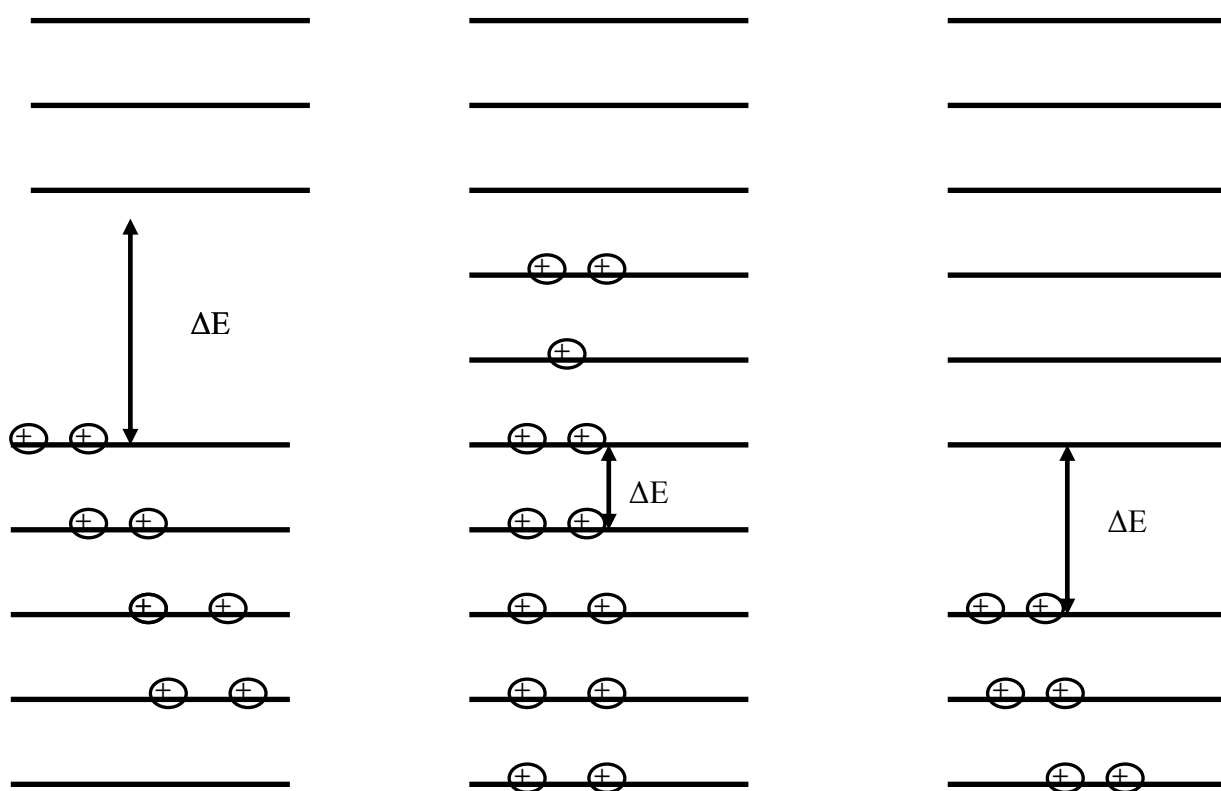
Аралашма атомларининг электронлари ёки тешиклари ток ташишда катнашса, бундай ўтказувчанлик аралашмали ўтказувчанлик дейилади.

Ярим ўтказгичларда донор ва акцептор аралашма атомлари бўлиб, улар донор ўтказувчанлик ёки акцептор ўтказувчанликни ҳосил қилади. Ярим ўтказгичга киритилган аралашма атомлари уларнинг тақиқланган зоналарида акцептор ёки донор энергетик сатҳлар ҳосил қилади (2-расм). Донор сатҳлар тақиқланган зонанинг юқори қисмида Ферми сатҳи ва ўтказувчанлик зонаси оралиғида жойлашса, акцептор сатҳи Ферми сатҳи билан валент зонаси оралиғида жойлашган бўлади. Аралашма атомлар хусусиятларига қараб донор ёки акцептор сатҳлари тақиқланган зонада ҳар хил баландликда жойлашади. Шунинг учун бундай аралашма атомлар жойлашган ўрнига қараб паст ёки юқори температураларда ўзларидаги зарядли заррачаларни ток ташувида қатнашиш учун бериши мумкин.

Аралашма атомлари ярим ўтказгичларга синтез ёки диффузия йўли билан киритилиши мумкин. Аралашма атомлари киритиш йўли билан ҳар хил хусусиятли ярим ўтказгичли материаллар яратиш мумкин. Шунинг учун ҳам ҳозирги замон микроэлектроникасида приборлар ясаш учун қўлланиладиган ярим ўтказгичли материалларнинг кўп қисми аралашма киритилган ва аралашмали ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказувчан материаллардир.

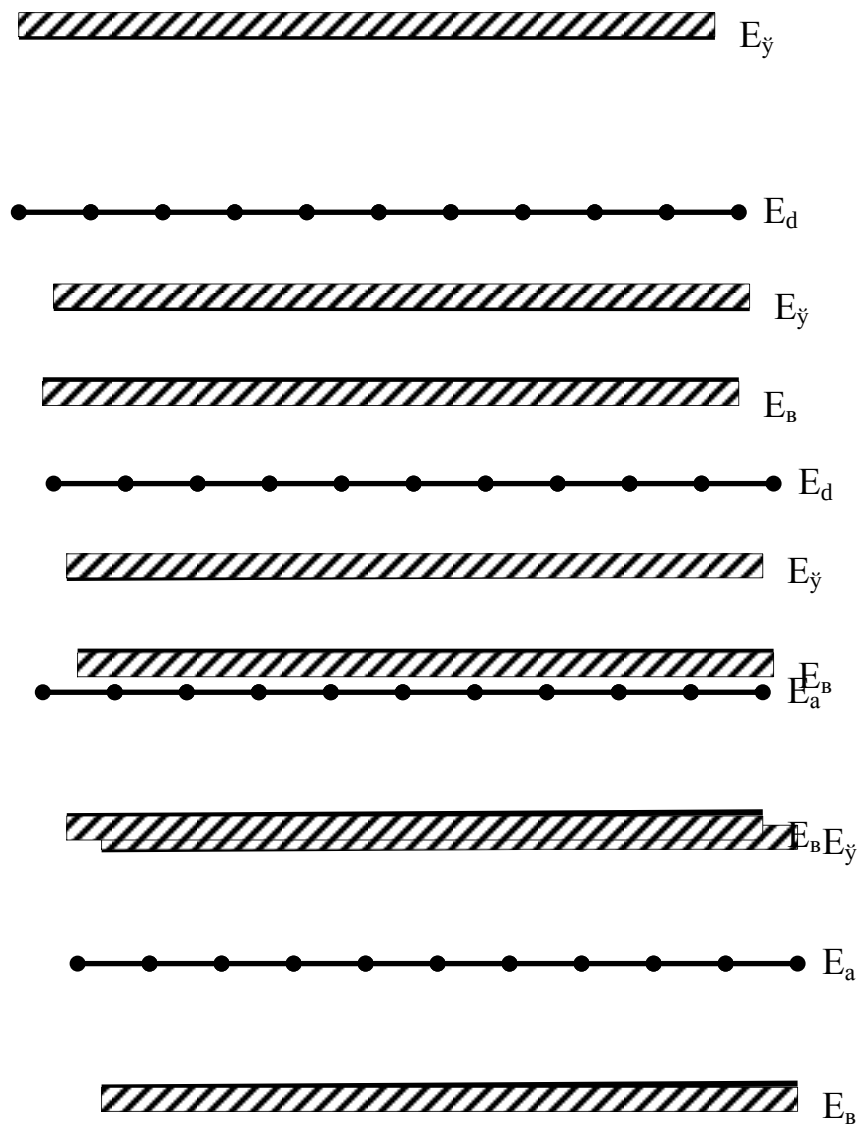
Бундан ташқари икки ва ундан кўп элементлардан ташкил топган мураккаб структурали ярим ўтказгич материаллар ҳам ҳозирги замон приборсизлик саноатининг асосий маҳсулотларидан бири бўлиб қолмокда. Лекин бундай мураккаб структурали ярим ўтказгичларни олиш технологияси анча мураккаб бўлгани учун улардан фойдаланиш чегаралангандир. Шундай бўлса ҳам ярим ўтказгичларнинг қандай хусусиятлари зарурлигини ҳисобга олган ҳолда кўп элементли мураккаб структурали ярим ўтказгичли

материаллардан ҳам фойдаланилмоқда. Бундан ташқари кристалл ярим ўтказгичлардан ташқари аморф ва шишасимон ярим ўтказгичлар ҳам ишлаб чиқаришда айниқса, ЭХМ ларнинг хотира блокларида, ИК-спектроскопияда кенг фойдаланилиб келинмоқда. Приборсозлик ва микроэлектроника соҳасида эса энг элементар ярим ўтказгич ҳисобланган кремний ва германий кристаллари энг кўп қўлланилади. Бундан ташқари бинар бирикмалар ҳам ҳозир техника соҳасида кенг қўлланилмоқда.



1-расм

Бўш ковакларда электр ўтказувчанлик



2-расм

Тақиқланган зоналарида акцептор ёки донор энергетик
сатҳлар ҳосил бўлиши

1.2. Ярим ўтказгичларнинг электрик хоссалари

Қаттиқ жисмларнинг энг асосий хусусиятларидан бири бўлган электрофизик хусусиятини ўрганишдан олдин, қаттиқ жисмларни электрик хусусиятига қараб группаларга ажратиб олиш лозим.

Барча материалларни электрофизик хусусиятларига кўра кўпинча 3 та группага бўлинади:

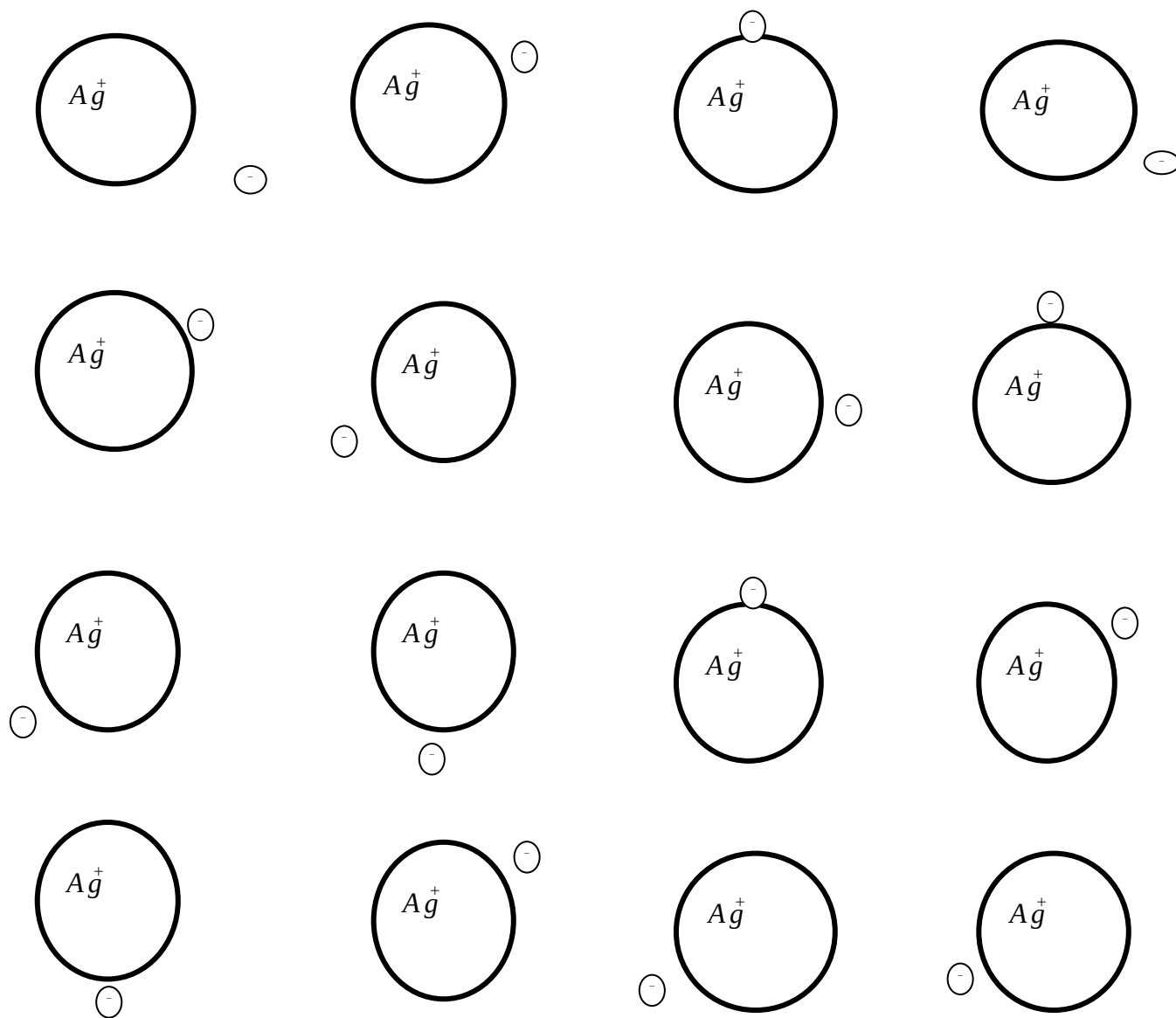
Лекин диэлектриклар ток ўтказмаганлиги сабабли, улар материалларнинг электрофизик хусусиятларини белгилай олмайдилар ва шунинг учун ҳам материаллар кўпинча 2 та группага бўлинадилар:

- Ўтказгичлар (металлар)
- Ярим ўтказгичлар

Диэлектрикларни эса кўпинча тақиқланган зонасига қараб “кенг зонали ярим ўтказгичлар” деб аташ ҳам кўп қўлланилади.

Металл- бу ҳар бир атомнинг ёнида албатта битта эркин электрони бўлган моддадир. 3-расмда металлларнинг типик вакили бўлган кумуш элементининг кристалл панжараси берилган. Ҳар бир кумуш атоми 47 та электронга эга бўлиб шулардан 46 таси шу атом ядроси билан жуда қаттиқ боғланган, лекин битта электрон химик боғланишда қатнаша олади. Бу унинг валент электронидир.

Кумуш атомларидан кристалл панжара ҳосил қилганда ҳар бир атом битта валент электронидан ажралади. Мусбат Ag^+ ионлар кристалл панжара ҳосил қилади, валент электронлар эса бу панжара ичида ҳеч кимга тегишли бўлмасдан кристалл ичида эркин ҳаракат қила олади. Электронлар металл ичида тартибсиз ҳаракат қиладилар ва ҳаракат ташқи температурага боғлиқ бўлади. Электронлар ўз ҳаракатлари давомида панжара ионлари билан тўқнашадилар ва уларнинг ҳаракат йўналиши ва тезликлари ўзгаради. Буни кўпинча “панжара тебранишларида электронларнинг сочилиши” деб юритилади.



3-расм

Кумуш элементининг кристалл панжараси

Металларда ток ўтказиш учун унга E кучланишли электр майдони қўйилса электронларнинг тартибли ҳаракати юзага келади ва ток ҳосил бўлади.

$$J = \sigma \cdot E \quad (1.5)$$

Бу ерда σ -солиштирама ўтказувчанлик, J -материал орқали ўтган токнинг зичлиги бўлиб бирлик юзада бирлик вақт ичида ўтган заряд микдоридир.

Классик электрон назарияда оддий ўтказувчанлик:

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu \quad (1.6)$$

Бу ерда e -электрон заряди, n -ток ташувчи электронларнинг концентрацияси, μ -электронларнинг ҳаракатчанлигидир.

Илмий адабиётларда системалашган ўлчов бирликлари: сантиметр(см), вольт(в), секунд(с), каби бирликлар қўлланилади ва шунинг учун ҳам ўтказувчанлик, ҳамда ҳаракатчанлик қуйидаги ўлчамларга эга бўлади.

$$\begin{aligned} (\sigma) &= (\text{Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}) \\ (\mu) &= (\text{см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ с}^{-1}) \end{aligned} \quad (1.7)$$

Металларнинг уй температурасидаги ўтказувчанлиги ўртача $10^3 \div 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ тенг бўлади.

Масалан: Кумуш метали учун ўтказувчанлик $6.3 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ га тенг. Металларнинг температураси оширилса уларнинг электр ўтказувчанлиги камайиб боради:

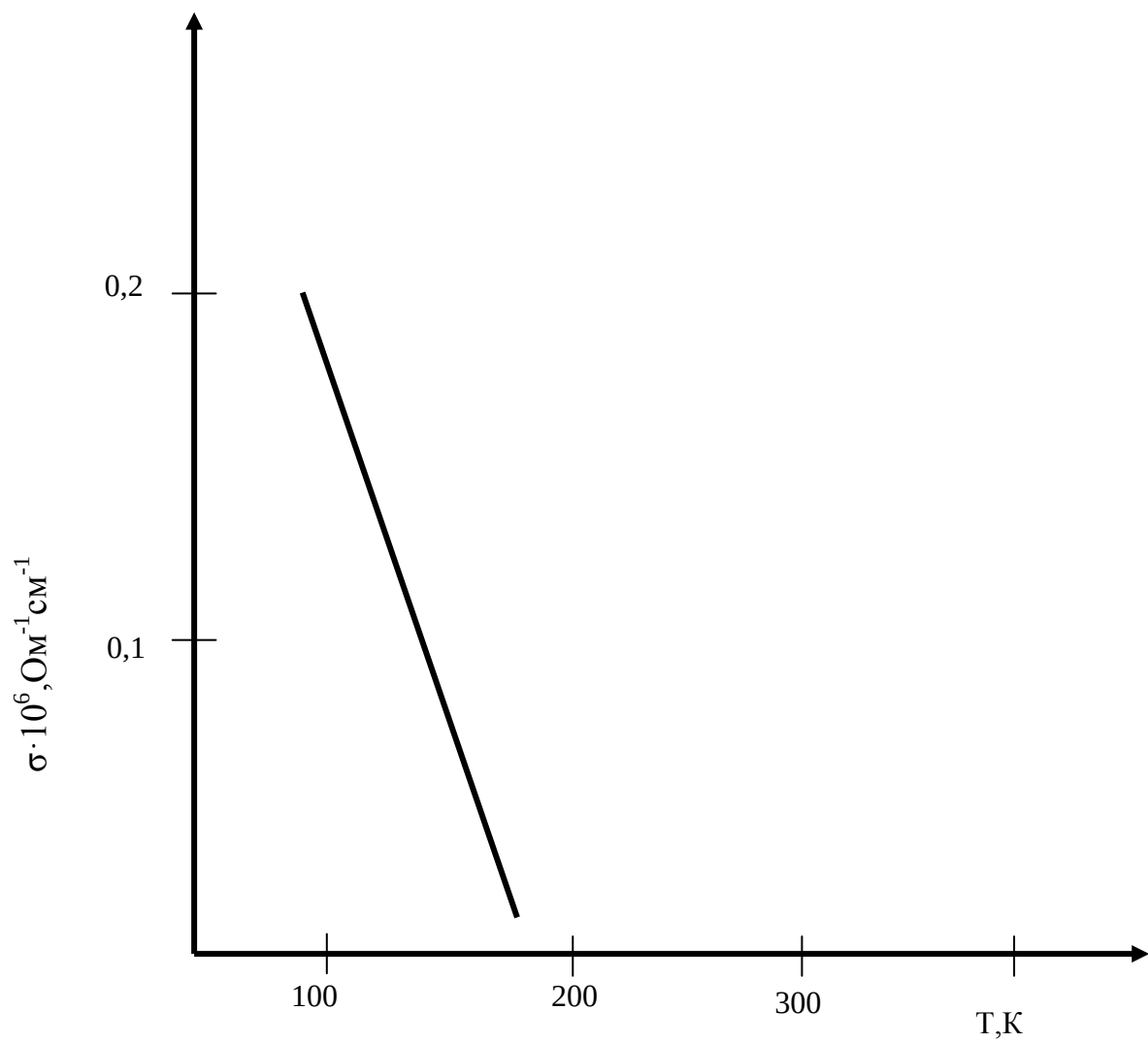
$$\sigma = \sigma_0 T / T_0 \quad (1.8)$$

σ_0 -уй температурасидаги ўтказувчанлик $T = 300 \text{ К}$

Қуйидаги 4-расмда қўрғошин металининг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқлиги берилган. Металларда ток ташувчи электронларнинг концентрацияси температурага боғлиқ эмас, демак ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги температурага боғлиқ бўлади:

$$\mu \sim T^{-n} \quad (1.9)$$

Шунинг учун ҳам металларда электр ўтказувчанлик температурага тескари пропорционал булади.



4-рasm

Қўрғoшин элементининг электр ўтказувчанлигининг температурага
боғлиқлиги.

Ярим ўтказгичларда электр ўтказувчанликда уй температурасида ўртача $10^{-10} \div 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ булади. Масалан, кремнийнинг электр ўтказувчанлиги унинг тайёрланиш технологиясига боғлиқ ҳолда $\sigma = 10^4 \div 4 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ гача ўзгариб боради.

Тоза ярим ўтказгичда электр ўтказувчанлик температура ошиши билан пропорционал ортиб ,экспоненциал қонунга бўйсинади:

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT) \quad (1.10)$$

Бу ерда σ_0 -бошланғич ўтказувчанлик, E_σ -ўтказувчанликнинг активацияси энергияси $k=86 \cdot 10 \text{ эВ} \cdot \text{град}^{-1}$ –Больцман доимийси.

Қуйидаги 5-расмда тоза кремнийнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги берилган. Тоза ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги уларни ёруғлик билан ёритишга боғлиқ бўлиб ёритилганда уларнинг ўтказувчанлиги бир неча даражага ошиб кетиши мумкин.

Ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлигининг графиги кўпинча ярим логарифм координаталарида берилади, бунинг учун эса қуйидаги логарифмлаш ўтказилади:

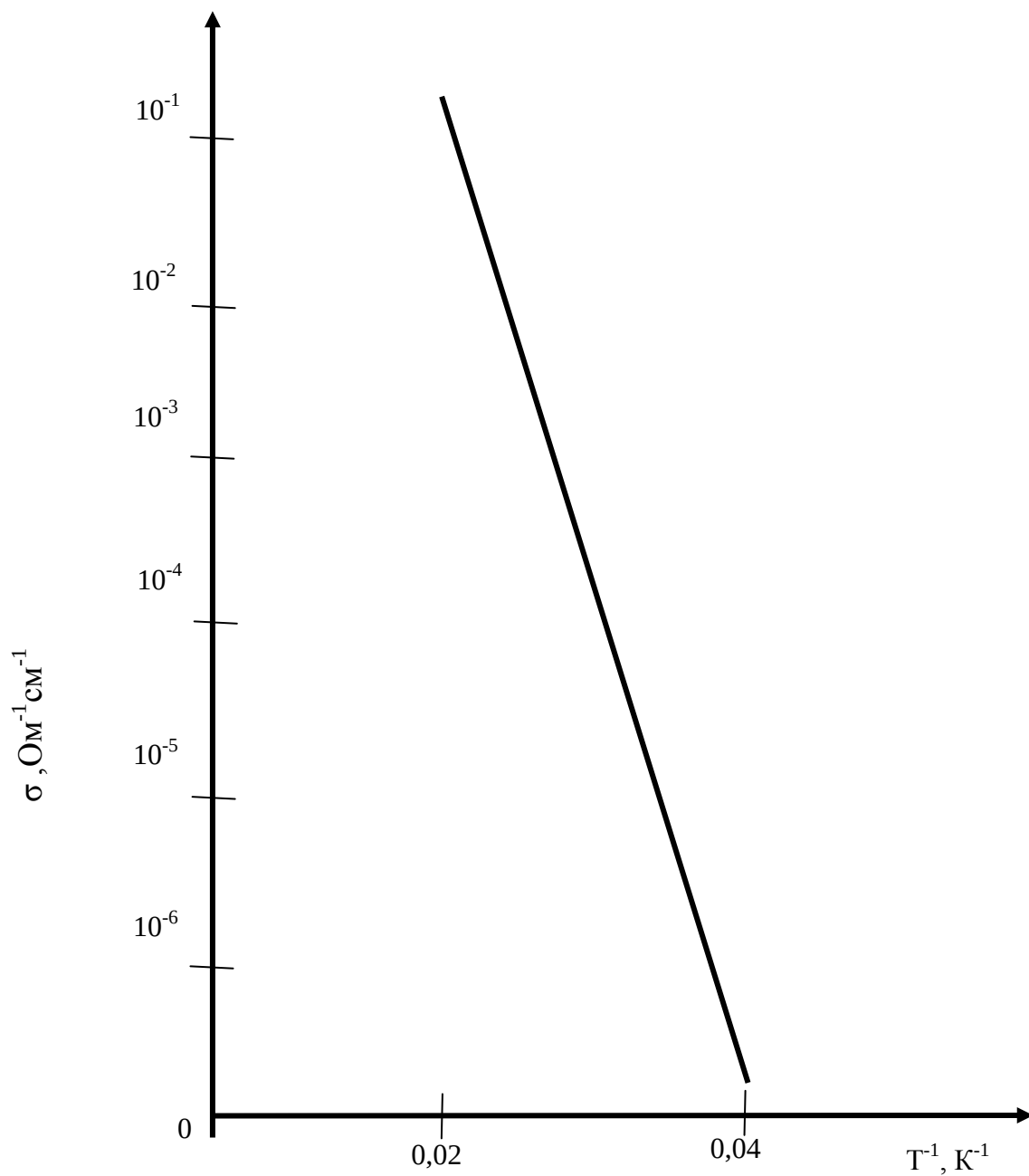
$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_\sigma/kT \quad (1.11)$$

Агар $\ln \sigma$ ва $1/T$ оралигидаги боғлиқлик графиги чизилса график чизиқнинг оғиш бурчаги E_σ/k га тенг бўлади.

Ушбу график ҳосил қилган бурчак тангенци шу ярим ўтказгич учун активация энергиясини беради:

$$E_\sigma = \text{tg} \varphi \quad (1.12)$$

Шунинг учун ҳам ярим ўтказгич материаллар ўрганилаётганда албатта уларнинг электр ўтказувчанлиги температурага боғлиқ ҳолда логарифмик координаталарда берилади.



5-расм

Тоза кремнийнинг электр ўтказувчанлигининг температурага
боғлиқлиги

1.3. Ярим ўтказгичларнинг турлари

Ярим ўтказгичларни қандай кимёвий элементлардан ташкил этилганига қараб тўрт турга ажратиш мумкин.

Биринчи турга элементлар даврий жадвалининг IV гуруҳ элементлари Ge ва Si лар киради. Бу элементлар тўрт валент электронга эга бўлиб, ковалент (атом) боғли кристалл панжараси ҳосил қиладилар. Улар бир элемент атомлардан тузилгани учун элементар (содда) ярим ўтказгичлар дейилади.

Иккинчи тур ярим ўтказгичларга даврий системанинг III гуруҳ элементлари (Al, Ga, In) билан V гуруҳ элементлари (P, As, Sb) нинг бирикмалари киради. Улар $A^{III} B^V$ бирикмалар деб белгиланади (GaAs, InSb, GaP, InP ва бошқалар). III гуруҳ элеменлари учта валент электронга, V гуруҳ элементлари эса беш валент электронга эга, шунинг учун $A^{III} B^V$ кўринишдаги кимёвий элементда ўртача ҳар бир атом тўрт валент электронга эга бўлади. Уларни олмоссимон ярим ўтказгичлар деб аталади. Кристалл панжарасида ҳар бир атом қўшни атом билан тўрт валентли боғланишлар ҳосил қилади. Ушбу турдаги моддаларда ковалент боғланиш етакчи ўрин тутади, шунинг учун улар Ge ва Si га ўхшаш хоссаларни намоён қилади. Даврий жадвалнинг II ва VI гуруҳ элементлари бирикмаларида ҳам ўртача ҳар бир атомга тўртта электрон тўғри келади (ZnTe, ZnSe, CdTe, CdS ва бошқалар) . Лекин уларда ион боғланиш ковалент боғланишга нисбатан етакчи ўрин тутади.

Учинчи тур ярим ўтказгичларда даврий жадвалнинг V ва VI гуруҳларнинг баъзи элементлари киради. Гуруҳдаги Se ва Te ларнинг ярим ўтказгичлар хоссалари Ge ва Si дан ҳам олдин аниқлаган. У гуруҳ элементлари As, Sb ва Bi лар ярим металллар бўлиб, уларнинг кўп хоссалари ярим ўтказгичларга яқиндир. $A^{IV} B^{VI}$ кўринишдаги моддалар (PbS, PbSe, SeTe, GeTe ва бошқалар) ҳам ўртача беш валент электронга эга. Бу моддалар ярим ўтказгичли инфрақизил нурлар қабул қилишда ишлатилади.

VI гуруҳ элементлари (Se, Te, S, O)нинг I-V-гуруҳ элементлари билан ҳосил қилинган кимёвий бирикмалари ичида кўп ярим ўтказгич мавжуд. Масалан, CuO бирикмаси тўғрилагичларда (купроксин тўғрилагич) ва термоэлемент сифатида қўлланилади. Бошқа кўп бирикмаларнинг хоссалари ҳали ўрганилмаган.

Тўртинчи тур ярим ўтказгичларига VI гуруҳ элементларининг ўтиш металлари (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu ва бошқалар) билан ҳосил қилинган бирикмалар киради. Уларнинг бирикмаларида ион боғланиш устувор бўлиб, кўп бирикмалар магнит хоссаларга эгадир. Масалан, EuO, EuS, CdCr₂Se₄ ярим ўтказгичлари феррамагнитлардир. EuTe, EuSe, NiO лар эса антиферрамагнит хоссага эга. Бундай бирикмаларнинг баъзилари (V₂O₃, Fe₃O₄, NiS, Eu₂O ва бошқалар) температура ва босим ўзгариши билан металл ҳолатига ўтиши мумкин.

1.4. Суюқ ва аморф ярим ўтказгичлар

Маълумки металлларни катта температурада суюқ ҳолатга ўтказилганда уларнинг электр ўтказувчанлиги камаяди. ($1,5 \div 2$ марта камаяди).

Шунинг учун ҳам суюқ ва кристалл металллар электр ўтказувчанлигининг ўзаро бир-бирига жуда яқинлигини айтиб ўтмоқчимиз.

Қуйидаги 6-расмда суюқ мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги графиги берилган. Кўриниб турибдики, суюқ металллар электр ўтказувчанлиги температурага тескари пропорционал экан.

Ярим ўтказгичларни суюқ ҳолатга ўтказилганда икки хил ҳодиса юз бериши мумкин:

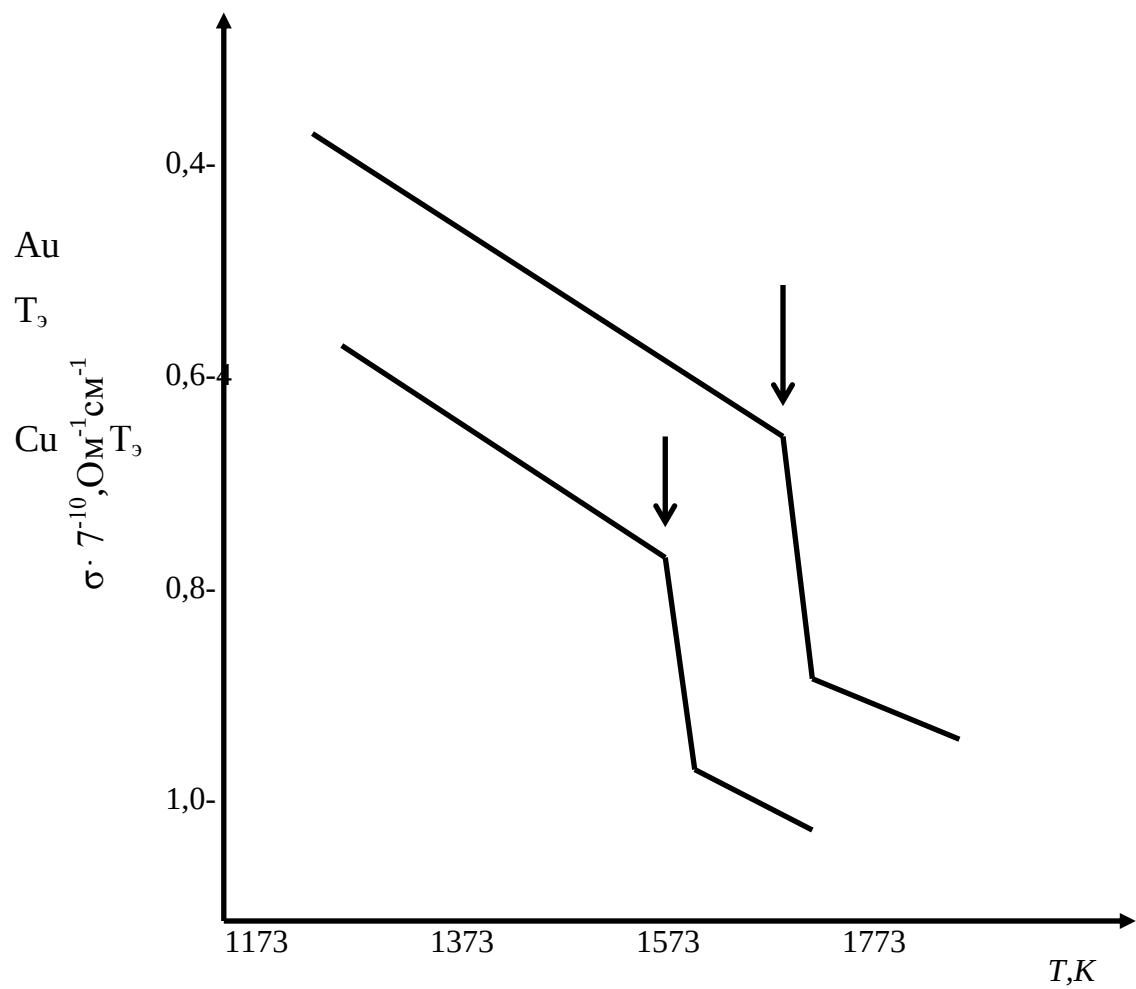
1. Ярим ўтказгични суюлтирилганда металл ўтказувчанликка ўтади.
2. Ярим ўтказгични суюлтирилганда ярим ўтказгич хусусияти сақланади.

Қуйидаги 7-расмда ярим ўтказгич бўлган кремний ва германий элементларининг кристалл ва суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлиги берилган. Ундан кўринадики, ярим ўтказгичли кремний ва германий суюлтирилганда уларнинг электр ўтказувчанлиги анча ошади, лекин суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлик температура ошиши билан камаяди. Бу эса ўз навбатида ярим ўтказгич бўлган кремний ва германий элементлари суюқ ҳолга ўтказилганда улар металл ўтказувчанликка ўтиб кетиши кўриниб турибди.

Кейинги 8-расмда ярим ўтказгичли In_2Te_3 ва Ga_2Te_3 кристалларни суюқ ҳолга ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура ошиши билан ошиб бориши кузатилди.

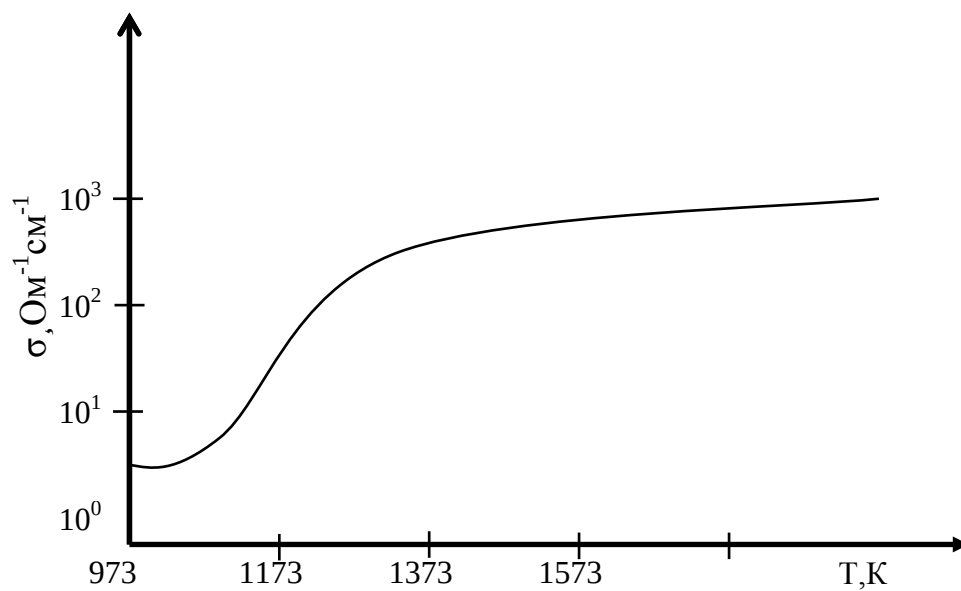
Бундан кўринадики, In_2Te_3 ва Ga_2Te_3 кристалларини суюқ ҳолга ўтказилса, ҳам унинг электр ўтказувчанлиги ярим ўтказгич хусусиятига эга эканлиги аниқланди.

1. Суюқ материалларни структуравий анализ қилиш асосида «кристалл-суюқ» фазавий ўтишининг характери аниқланди:



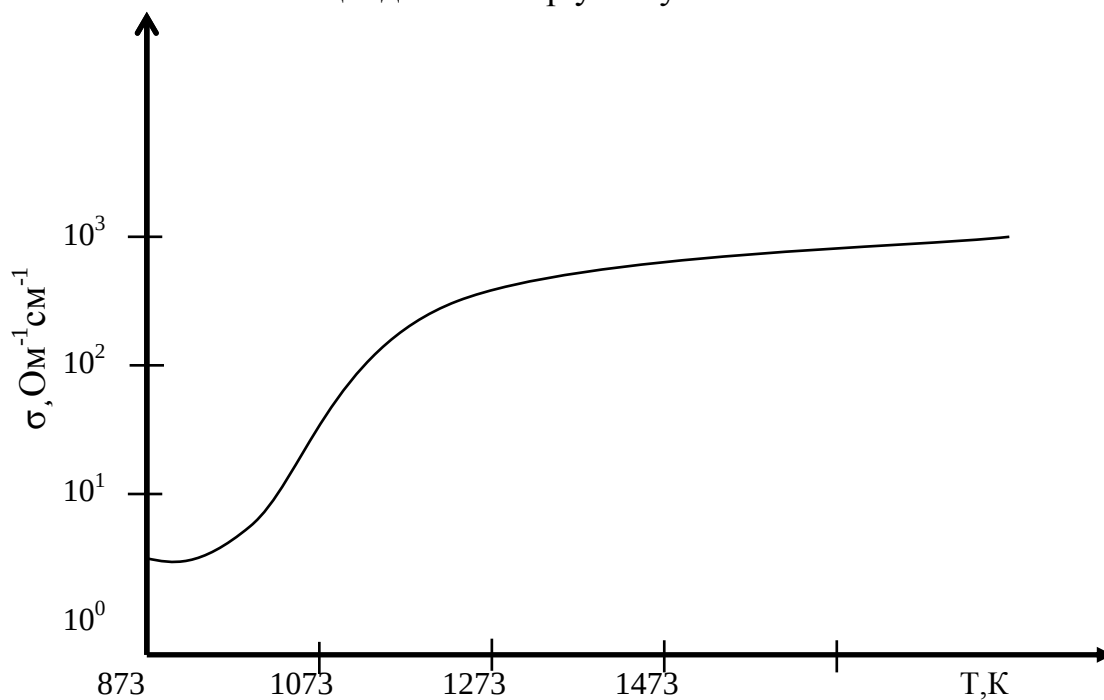
6-расм

Мис ва олтиннинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги



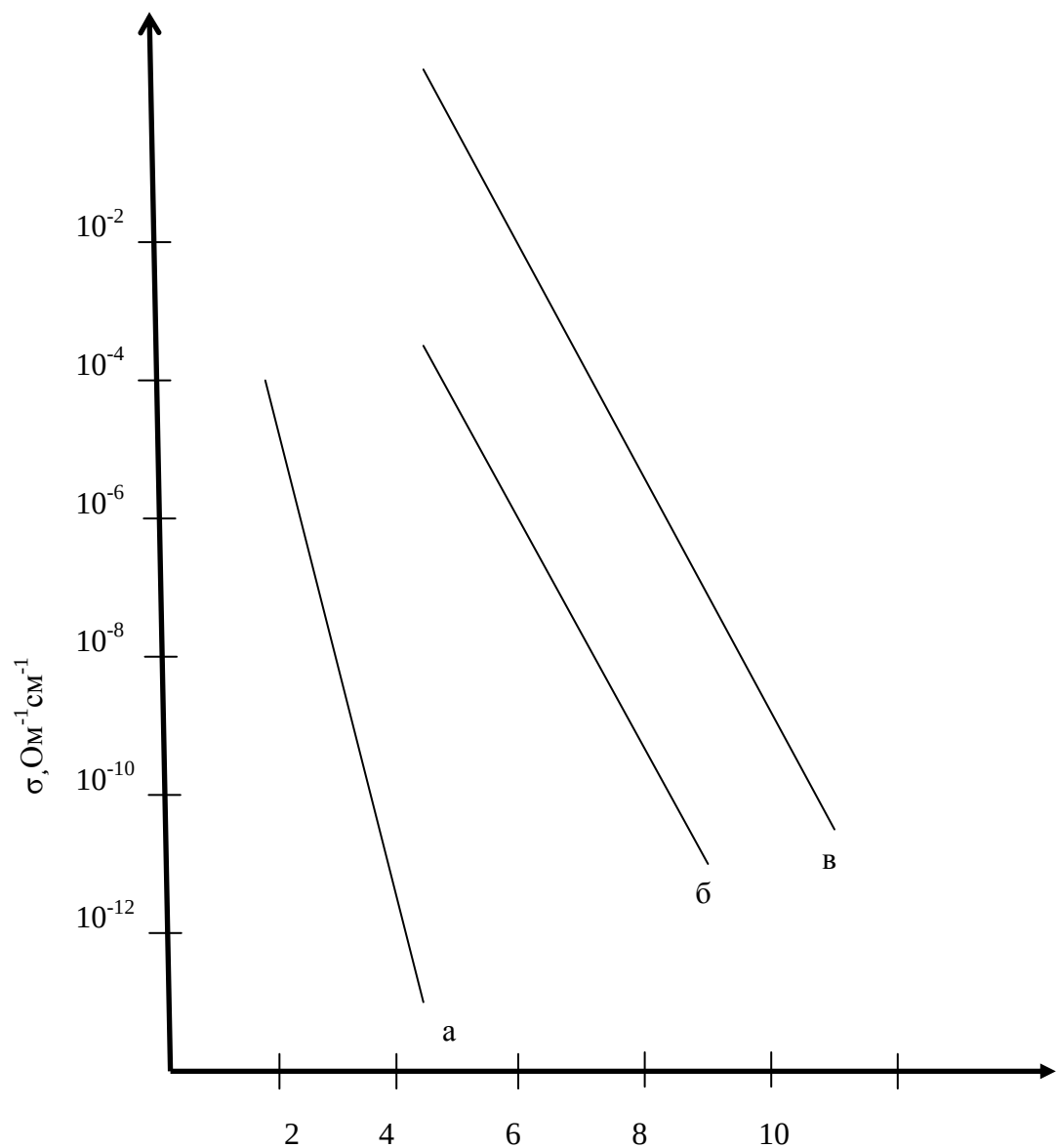
7-расм.

Ўтказгич бўлган кремний ва германий элементларининг кристалл ва суюқ ҳолдаги электр ўтказувчанлиги



8-расм

Ярим ўтказгичли In_2Te_3 ва Ga_2Te_3 кристалларни суюқ ҳолга ўтказилганда ҳам электр ўтказувчанлик температура ошиши билан ошиб бориши



9-расм

Бир нечта аморф ва шишасимон ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

1. Суюқ ҳолда «ярим ўтказгич-металл» фазавий ўтишлар (кремний ва германий)нинг асосий хусусияти шуки, бу фазавий ўтишда кремний ва германий атомларининг координацион сонлари ошиши кузатилди.

2. Суюқ ҳолда «ярим ўтказгич» фазавий ўтишлар (In_2Te_3 ва Ga_2Te_3) натижасида уларнинг атомлари координацион сонлари ўзгаришсиз қолиши кўринади.

Аморф ярим ўтказгичлар эса бутунлай янги материаллар группаси бўлиб, бундай ярим ўтказгичларда «яқин тартиб» мавжуд бўлиб, лекин «узоқ тартиб» бузилиб кетиши аниқланган. Қуйидаги 9-расмда бир нечта аморф ва шишасимон ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги келтирилган. Ундан кўриниб турибдики, аморф ва шишасимон ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар билан бир хил эканлигини исботлайди.

Уларда Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашади.

Шिशасимон ярим ўтказгичларнинг энг асосий хусусиятларидан бири шуки, бу ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги унга аралашма атомлар киритилишига боғлиқ бўлмайди, яъни аралашмали ўтказувчанлик мавжуд эмас ва Ферми сатҳи аралашма миқдорида боғлиқ эмас.

Аморф ярим ўтказгичларнинг иккинчи яна бир асосий хусусияти шундан иборатки, паст температуралар областида электр ўтказувчанликнинг “сақраб ўзгариш” хусусияти мавжуддир.

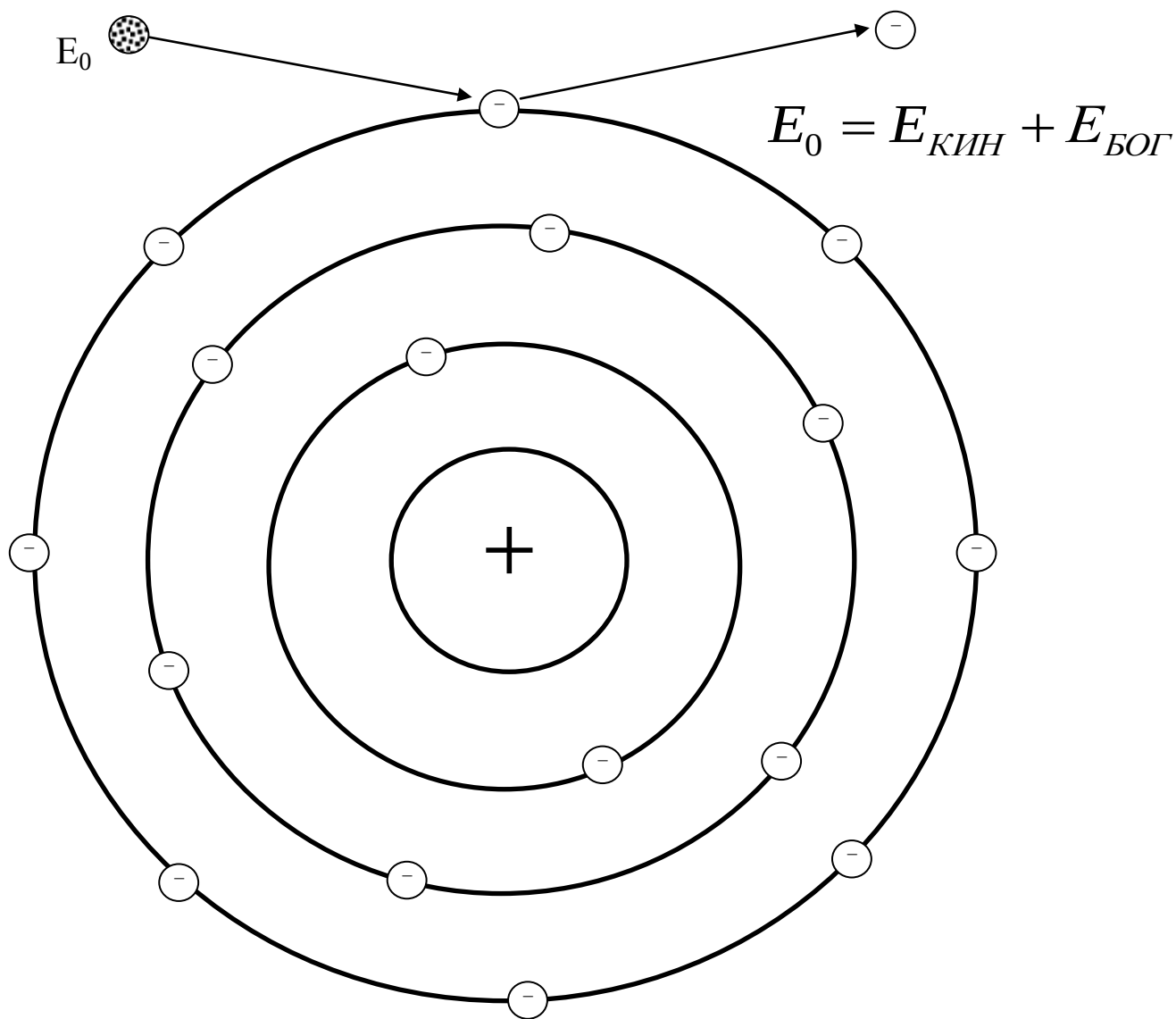
1.5. Кристалл ярим ўтказгичларнинг структураси ҳақида

Олмоссимон ярим ўтказгичлар группасида атом оғирлигининг бир текис ошиши натижасида барча хусусиятлари аниқ образли ўзгаради. Улар валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашувининг олдини олади. (10-расм).

Бирикмани ҳосил қилувчи эркин атомларнинг электрон характеристикаларининг ўзгариши монотон эмаслиги учун бу ўзгариш номонотон ҳисобланади. Д. И. Менделеевнинг тахминига кўра унинг жадвалидаги вертикал устунларида жойлашган элементлар хусусиятларининг ўзгариши монотон бўлмаслиги ва худди шунинг учун ҳам номаълум элементнинг хусусиятларини олдиндан айтиб, уларнинг қийматини нафақат вертикал балки горизонталига ўртачалаштирилган. Хусусиятларнинг монотон бўлмаган ўзгаришларининг ҳосил бўлиши Е. М. Бирон томонидан аниқланган. У буни бешинчи, олтинчи ва еттинчи группаларнинг асосий подгруппаларидаги элементларнинг аналогик химик бирикмаларида текширилган, у бу ҳодисани иккиламчи даврийлик деб аталади.

С. А. Шукарев шуни кўрсатадики, иккиламчи даврийлик ҳодисасида бирикманинг хусусиятлари асосий подгруппаларнинг юқоридан пастга қараб ҳаракатидаги элементлар атомларнинг ионлаш энергияси катталигининг даврий ҳаракатини бевосита қайтариш ҳисобланади. Асосий подгруппалардаги элементларнинг энергетик характеристикаси, изоляцияланган атом ва ионларнинг даврий ҳаракати, d ва f электрон қобиклар сатҳининг тўлдирилиши билан боғлиқ. Бу ички s ва p электронларнинг ядро билан боғланишининг мустаҳкамланишига олиб келади. Ярим ўтказгичларнинг кўпгина хусусиятлари фақат максимум областидаги валент зонанинг формасига боғлиқ бўлади. Шунинг учун зоналар чегаралари ҳақидаги тасаввур фавқулотда зарур. Олмос ва унинг аналогларининг физик-химик ва физик хусусиятларининг ўзгариши

атом оғирлигининг ошиши билан атомлар орасидаги ўзаро таъсирининг заифлашувчи натижасида юз беради.



10-расм

Валент электронларининг ядро билан боғланиши

Валент электронларининг ядро билан боғланишининг заифлашуви ядронинг охирги янги электрон қобиқларининг экранизациясининг ўсиши орқали бўлади.

Олмоснинг максимал юқори зичлиги унинг структурасидаги атомлар орасидаги масофанинг кичкиналашиши билан боғлиқ. Моддаларнинг уланиш кучларини характерловчи микроқаттиқлик олмосдан қўрғошинга ўтишда 0 (нол) га тушиб кетади. Шу ўтишда атомларнинг иссиқлик тебранишининг амплитудаси ошиши билан иссиқлик ўтказувчанлиги камайиши, Дебай температураси камайиши ва чизиқли кенгайишининг ошиши аниқланади.

Атомлараро боғланишларнинг заифлашуви билан моддаларнинг хусусиятлари ҳам ўзгариши нурланиш энергияси тақиқланган зонанинг кенглигига мос келади.

Фотоэлектрик эффектнинг спектрал занжиридаги сезгирликнинг максимуми оптик спектрда ютилаётган полосаларнинг чегараларига мос келувчи тушаётган ёруғлик тўлқин узунликларида кузатилади.

Тақиқланган зонанинг кенглиги шу методлар орқали аниқланган бўлиши мумкин. Моддаларнинг энергетик спектрларининг тузилиш ярим ўтказгичларнинг фотоэлектрик, гальваномагнит ва бошқа физик хусусиятлари асосида ётади.

1.6. Ярим ўтказгич материалларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқлигини ўрганиш

Қаттиқ жисмлар ўзларининг электрофизик хоссаларига кўра 3 гуруҳга бўлинади:

Энергетик нуқтаи назардан тақиқланган зонанинг кенглиги бу материалларда ҳар хил бўлади (11-расм).

Тақиқланган зона кенглиги 0,2 эв. дан кичкина бўлган материаллар ўтказгичлар ҳисобланади.

Тақиқланган зона кенглиги 2 эв. дан катта бўлган моддалар диэлектриклар дейилади.

Ярим ўтказгичларда тақиқланган зонанинг кенглиги ўртача $2\text{эв} > \Delta E > 0,2\text{эв}$ атрофида бўлади.

Ферми сатҳи (энергияси) шу тақиқланган зона ичида жойлашган бўлиб, қуйидаги формула билан аниқланади:

$$E_F = \Delta E / 2 + 3/4 kT \cdot \ln(m_p^* / m_n^*) \quad (1.13)$$

бу ерда k -Больцман доимийси, T -температура m_p^* , m_n^* электрон ва ковакларнинг эффектив (самаравий) массасидир.

Агар эффектив (самаравий) массалар ўзаро тенг $m_p^* = m_n^*$ дейилса, $\ln(m_p^* / m_n^*) = 1$ бўлади. У ҳолда

$$E_F = \Delta E / 2 + 3/4 \cdot kT \quad (1.14)$$

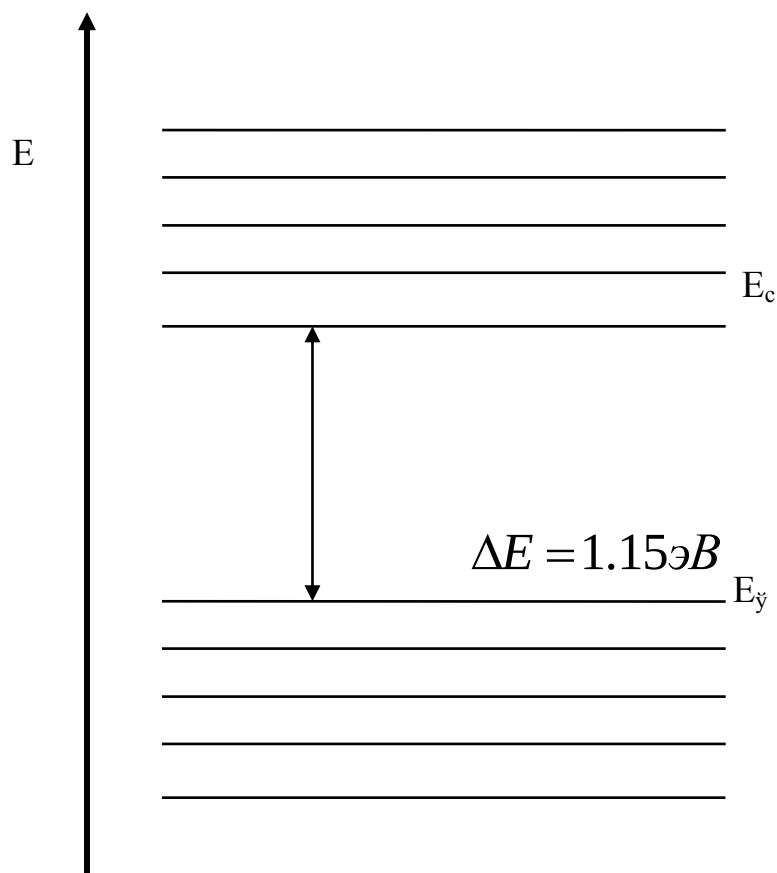
Шу формула асосида Ферми сатҳи (энергияси) E , нинг T га боғлиқлигини аниқласа бўлади.

Абсолют ноль температурада ($T = 0 \text{ K}$):

$$E_F = \Delta E / 2 \quad \text{бўлади.}$$

Демак, абсолют ноль температурада Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг ўртасида жойлашган бўлади.

Ёки бошқача айтганда, абсолют ноль температурада валент зонада турган электронлар (боғланган электронлар) қабул қилиши мумкин бўлган, максимал энергия қийматини билдиради. Шундай қилиб бу формуладан кўринадикки, валент зонадаги боғланган электронлар абсолют ноль температурада Ферми сатҳигача кўтарилиб келиш эҳтимоли бор эканлигини билдиради.



11-расм

Тақиқланган зонанинг кенглиги

II - БОБ. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРНИ ЎРГАНАДИГАН ФИЗИК УСУЛЛАР

2.1. Икки контактли ўлчаш усули

Қаттиқ жисмларнинг электр қаршилиги ва электр ўтказувчанлигини ўрганишнинг бир неча хил усуллари бор. Шулардан бири икки контактли ўлчаш усулидир. Бу усулни қўллашда ўрганиладаган кристалл параллелопипед шаклида бўлиши лозим.

Параллелопипеднинг 6 та томони бўлиб тажриба жараёнида шу томонларнинг иккитаси орқали ўзгармас ток ўтказилади (12-расм). Яна битта сиртида икки ўлчовли контакт ўрнатилади ва улар орқали кучланиш тушиши ўлчаб олинади.

Бизга маълумки кристаллар ўтказгич ёки ярим ўтказгич хоссасига эга бўлади. Ярим ўтказгичларни ва ўтказгичларнинг электр қаршилигини ўрганишда асосан солиштирма қаршилик ҳақида сўз юритилади. Масалан: ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги умумий ҳолда:

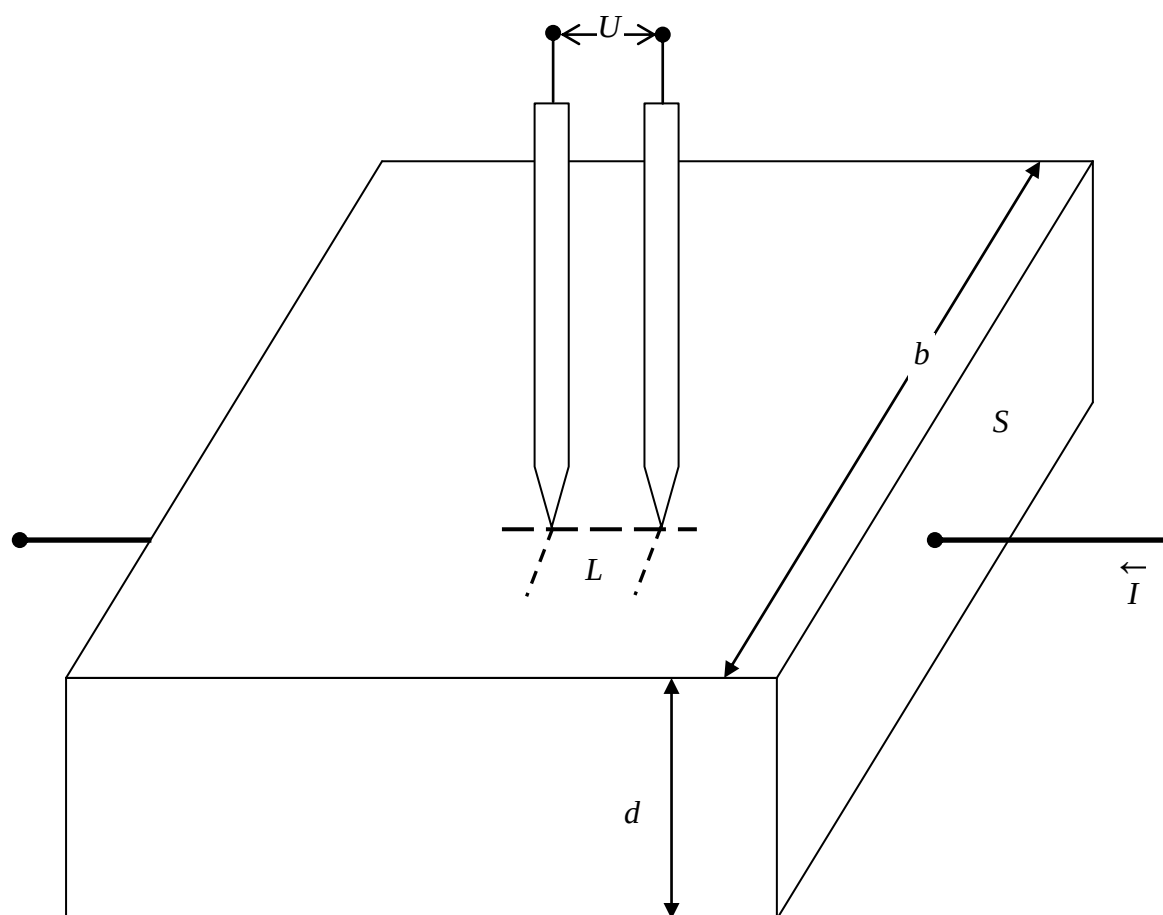
$$\sigma = 1/\rho = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2.1)$$

Бу ерда ρ -солиштирма қаршиликдир. Ана шу солиштирма қаршиликни икки контактли ўлчаш усулидан фойдаланилди. Кўндаланг кесими юзаси аниқ бўлган, тўғри геометрик формадаги материалнинг солиштирма қаршилиги:

$$\rho = US/JL = Udb/JL \quad (2.2)$$

Бу ерда U -потенциал потенциомер ёки катта кириш қаршилигигага эга бўлган вольтметр билан ўлчанади. Солиштирма қаршиликни билган ҳолда кристаллнинг ўтказувчанлигини ҳисоблаб топиш мумкин.

Ушбу кристалларга ёруғлик оқими тушиши натижасида уларнинг фото-
ўтказувчанлигини ҳам аниқлаш мумкин.



12-расм

Икки контактли ўлчаш

2.2. ТЎРТ КОНТАКТЛИ ЎЛЧАШ УСУЛИ

Қаттиқ жисмларнинг электрофизик хоссаларини ўрганишда тўрт контактли усул жуда кўп қўлланилади.

Кристалл ва аморф ярим ўтказгичли материалларнинг электрофизик хусусиятини ўрганишда қўлланиладиган асосий усуллардан бири Холл эффектидир. Ёруғлик таъсирида фотоўтказувчанликнинг юз беришини ҳам Холл эффекти ёрдамида ўрганиш мумкин. Бунинг учун ярим ўтказгич параллелопипед шаклида қирқиб олинади. Унинг 6 та юзаси бўлиб, уларнинг иккитаси орқали ўзгармас ток, яна иккитаси орқали ўзгармас магнит майдони қўйилади. Тоқли ўтказгичга магнит майдони таъсир қилиб, зарядли заррачаларнинг тезлиги ва ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Бундай ўзгариш Лоренц кучи таъсирида юз беради:

$$F_{\text{л}} = q \cdot [H \cdot v] \quad (2.3)$$

ёки

$$F_{\text{л}} = q \cdot H \cdot v \sin \alpha \quad (2.4)$$

Агар $\alpha = 90^\circ$ бўлса

$$F_{\text{л}} = q H v \quad (2.5)$$

Бу усул ёрдамида ярим ўтказгичнинг қуйидаги параметрларини аниқлаш мумкин:

$$R = 1/qn \quad (2.6)$$

Холл коэффиценти

$$n = 1/R \cdot q = J \cdot H / q \cdot U \cdot U_x \quad (2.7)$$

Ток ташувчиларнинг концентрацияси

$$\mu = R/\rho \quad (2.8)$$

Ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги

Бундан бошқа тўрт контактли усул ҳам мавжуд. Унинг уланиш схемаси (13- расм) берилган схемада $d, l, h \gg L$ бўлганда:

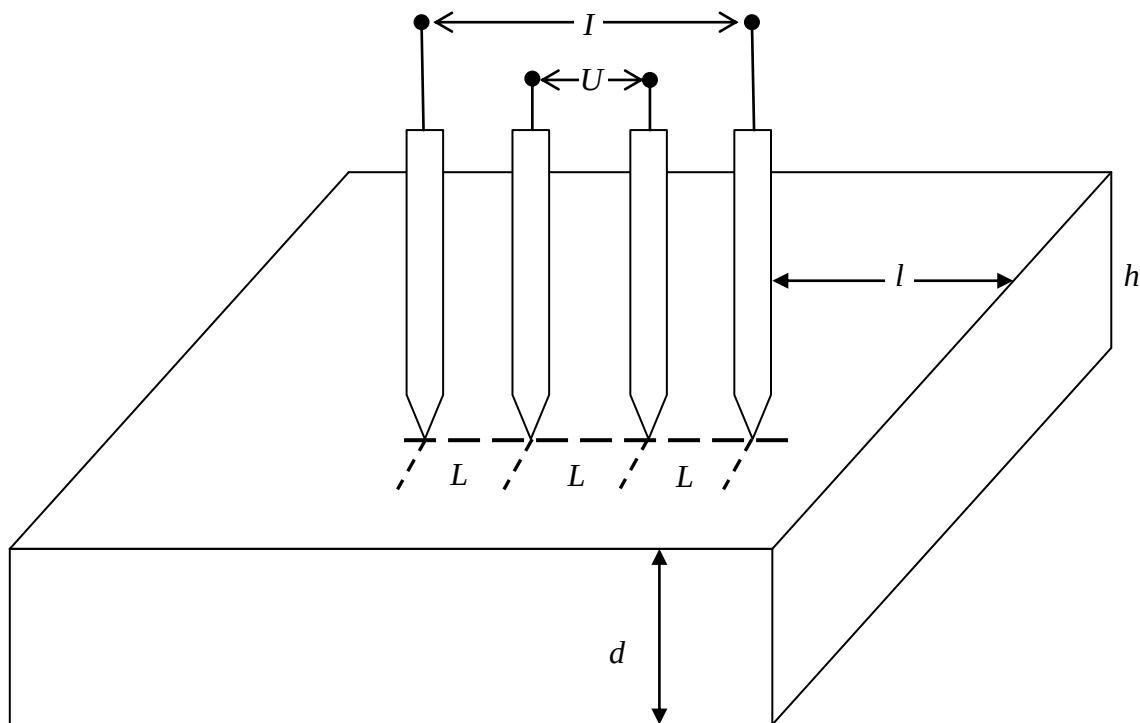
$$\rho = 2\pi \cdot L \cdot U / J \quad (2.9)$$

$$L \equiv d, l, h \quad (2.10)$$

бўлганда эса,

$$\rho = F \cdot 2\pi \cdot L \cdot U / J \quad (2.11)$$

Бу ерда қўшимча ҳад бўлиб, ўлчашларнинг чегаравий шартларига боғлиқ бўлади.



13-расм

Тўрт контактли ўлчаш

2.3. Холл эффекти

Ярим ўтказгичларнинг хусусиятларини ўрганишда қўлланиладиган асосий усуллардан бири Холл эффектидир.

Ярим ўтказгичли материал ўзгармас магнит майдонга киритилганда ундаги ҳар хил ишорали зарядли заррачалар ўзгармас магнит майдони таъсирида ўзининг ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Ток ташувчилар манфий электрон ва мусбат тешиклар бўлгани учун улар ўзаро қарама-қарши сиртларда тўпланиб қолади, ва сиртлар орасида потенциаллар фарқи юзага келади.

Ана шу ҳодисага асосланган тажриба усули, яъни Холл эффекти қурилмасида ярим ўтказгичларнинг асосий параметрлари бўлган электр қаршилиқ, электр ўтказувчанлик. Холл коэффиценти, ток ташувчилар ҳаракатчанлиги ва концентрацияси каби параметрлари юқори аниқликда ўрганилади. Ушбу метод ёрдамида ярим ўтказгич параметрларининг ўлчаш усули қуйидагича тартибда тажриба ўтказиш керак:

Ярим ўтказгичли материалли параллелопипед шаклида қирқиб олинади ва унинг сиртига қўйилган электродлар орқали ўзгармас ток ўтказилади. Бунинг натижасида ярим ўтказгич ичида зарядли заррачаларнинг тартибли ҳаракати юз беради. Ток ўтаётган сиртларга перпендикуляр йўналишда магнит ўзгармас магнит майдони ва ҳар хил ишорали зарядли заррачалар ушбу майдон таъсирида ўз ҳаракат йўналишларини ўзгартиради. Натижада параллелопипед шаклидаги ярим ўтказгичнинг қарама-қарши сиртларида мусбат ва манфий ишорали зарядли зарралар йиғилиб қолади ва бу сиртлар орасида потенциаллар фарқи юзага келади. Бизга маълумки, ўзгармас магнит майдонида ҳаракат қилаётган зарядли заррачага майдон Лоренц кучи таъсир этади:

$$F=q[v \cdot H] \quad (2.12)$$

ёки

$$F=q \cdot v \cdot H \sin \alpha \quad (2.13)$$

Агар $\alpha=90^0$ бўлса,

$$F=q \cdot v \cdot H \quad (2.14)$$

Бу куч таъсирида зарядлар ҳаракат йўналишини ўзгартирадilar ва кучланганлиги E_x бўлган кўндаланг электр майдони ҳосил қилади. Бу майдон ҳам зарядли заррачага F_x куч билан таъсир этади.

$$F_x=qE_x \quad (2.15)$$

Лоренц кучи F_L ва электр майдони ҳосил қилган F_x кучлар ўзаро тенглашгунча зарядли заррачаларнинг бурилиши давом этади. Бу кучлар ўзаро тенглашгач ток ташувчилар бурилмай қолади яъни

$$E_x q = q \cdot v \cdot H \quad (2.16)$$

Шундай ҳолатда А ва В сиртлар (14-расм) ўртасида потенциаллар фарқи юзага келади

$$U_x = E_x d = v H d \quad (2.17)$$

Бу ерда d - материлнинг қаршилиги

Бизга маълумки, электронларнинг v тезлиги ток зичлиги билан j ёзса бўлади:

$$v = j / nq = J / qnbd \quad (2.18)$$

Бундан

$$U_x = JN / qnB = RJ_0 H / B \quad (2.19)$$

Бу ерда $R=1/qn$ Холл коэффиценти дейилади.

Электрон ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгич учун

$$R = 1 / e_0 n \quad (2.20)$$

ёки

$$R = U_x b / JH \quad (2.21)$$

Ток ташувчилар агар мусбат тешикчалар бўлса

$$R = 1 / e_0 n \quad \text{ёки} \quad R = U_x b / JH \quad (2.22)$$

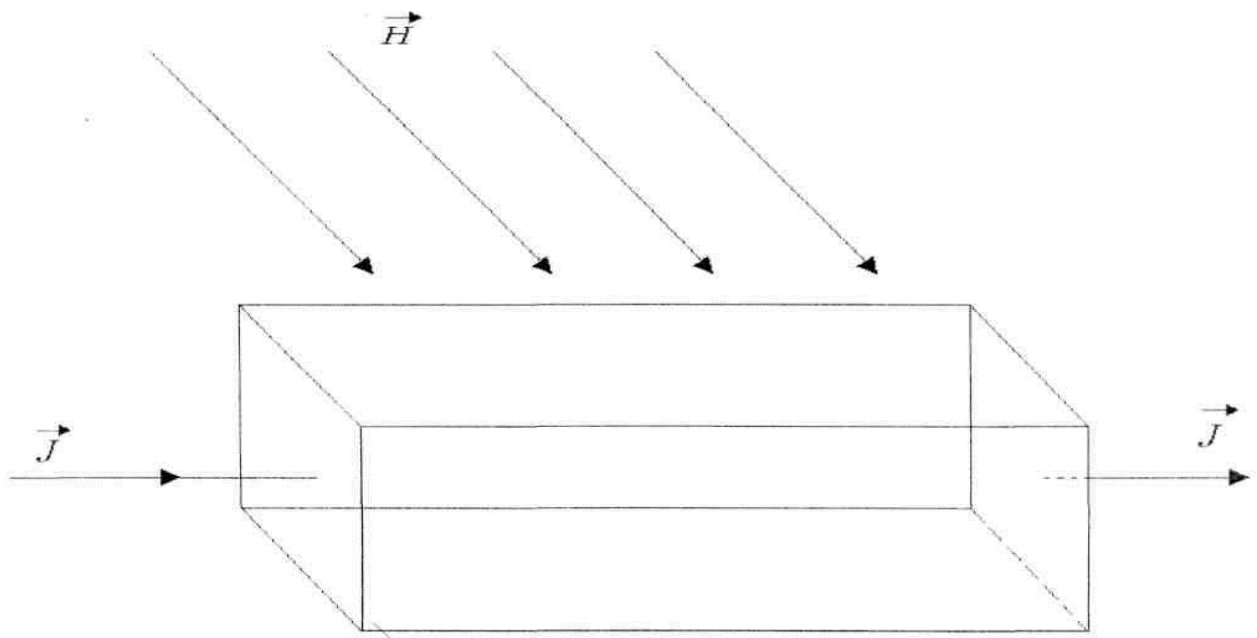
Шундай қилиб, Холл эффектини билган ҳолда ток ташувчилар концентрацияси n ни ва унинг ишорасини билиб олиш мумкин.

$$n = 1 / Rq = JN / qU_x b \quad (2.23)$$

Холл коэффициенти оркали ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлигини ҳам аниклаш мумкин:

$$M = R / \rho \quad (2.24)$$

Ярим ўтказгичлар параметрларини ўлчаш пайтида олинadиган натижалари хатолиги кам бўлиши учун ярим ўтказгичга қўйилган ўзгармас магнит майдоннинг қиймати жуда катта бўлиши лозим. Акс ҳолда зарядли заррачаларнинг магнит майдонда бурилиши жуда кам бўладиган потенциаллар фарқини ўлчашда қийинчиликларга тўғри келади.



14-расм

Холл эффекти

2.4. МЕССБАУЭР ЭФФЕКТИ

Ядро гамма резонанс (ЯГР) ходисаси 1958-йили Мессбауэр томонидан кашф этилган ва Мессбауэр эффекти номини олган.

Бу ходиса шундан иборатки, қайтмасдан ютилиш ва қаттиқ моддадаги уйғонган ва ҳолатда ва кристаллга мустаҳкам маҳкамланган ядролар γ -квантларининг чиқиш процессини кўриб ўтамиз. Бу ҳолда қайтариш импульси бўлак ядро томонидан қабул қилинади. Бутун кристалл қайтариш энергияси эса E_R - қуйидагича ёзилади:

$$E_R = E_0^2 / 2Mc^2 \quad (2.25)$$

Бу ерда E_0 -квант энергияси, M -кристалл массаси, c -ёруғлик тезлиги. Бу ифодадан кўринадики, қайтариш энергияси бу ҳолда жуда кичкина ва квант ўзи билан изомер ўтиш энергиясининг ҳаммасини олиб кетади.

Шуни қайд қилиш керакки, монохроматик манбаи чиқараётган квантларининг ҳаммаси E_0 -энергиясига эга эмас.

$E \neq E_0$ шартда γ -квант энергиясининг чиқиш эҳтимоллиги $W(E)$ мавжуд:

$$W(E) = 1/2\pi \cdot \Gamma^2 / (E - E_0)^2 + 1/4\Gamma \quad (2.26)$$

Бу ерда $\Gamma = \eta_\Gamma$ - спектрал линиянинг кенглиги, γ -уйғонган ядронинг яшаш вақти. Охирги формула ядро спектрал линия формасини тасвирлайди. Ҳозиргача биз кристалл қаттиқ маҳкамланган нурланувчи атомни қарадик. Қайтариш энергияси жуда кичкина, барча квантлари Мессбауэр квантлари ҳисобланади. Аммо реал ҳолда γ -квант чиқишларидан кристалл панжара фононларини уйғониш процесси энергиясининг γ -квант қисмини йўқотишга олиб келади. Натижада Мессбауэр квантлари сони камаяди.

Фононсиз ўтишлар йўли орқали чиқарилган γ -квантлар улуши характеристикалари учун f -катталиқ Мессбауэр коэффициенти киритилган.

Изомер ўтиш энергияси ядродаги электрон зичлигига боғлиқ бўлади. Ядро гамма резонанс спектридан кубик тубининг симметрия атрофида Мессбауэр атомини топишда квадруполь ажралиш вужудга келади ва ниҳоят Мессбауэр атомини магнит матрицага киритишда спектрнинг квадруполь ажралиши ҳосил бўлиши мумкин.

2.4.1. МЕССБАУЭР КОЭФФИЦИЕНТИ

Уйғонган ядрога γ -квантларининг чиқиш процессини кўриб ўтамыз.

E_0 -изомер ўтиш энергияси, M - ядро массаси. Агарда нурланувчи ядро, газда ёки суюкликда бўлса, у қуйидаги қайтариш энергиясини олади:

$$E = E_0 / 2Mc \quad (2.27)$$

с-ёруғлик тезлиги ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек) .Бундан кўринадикки, Мессбауэр спектроскопиясида $M = 40 \div 240$ ва $E_0 = 6 \div 200$ эВ ва катталиги $2 \cdot 10^{-4}$ дан $8 \cdot 10^{-2}$ бўлган ядролар қўлланилади.

Биринчи қараганда ядро манбаи катта бўлмаган қайтариш энергиясини олади. Шунингдек чиқарилган γ - квант изомер ўтишда энергиядан фарқли бўлган жуда кичкина қийматдир. Аммо энергиянинг чиқарилган γ -квантларнинг асосий ҳолатдан бўлган изотоп ядролар томонидан ютилмаслик учун етарли бўлиб кўрилади. Принципка вазиятлар ўзгаради, агарда квант чиқарувчи ядро қаттиқ моддада жойлашган бўлса.

Системаларнинг уйғонишини кўрсатувчи $\{\hbar_s\}$ квант сонлари набори орқали берилади.

Алоҳида S - осцилятор учун

$$E_{ns} = (\frac{1}{2} + ns)\hbar\omega, \quad n_s = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (2.28)$$

Бу ерда $\hbar$ - Планк доимийси системадаги фононлар ўртача сони :

$$\hbar = 1 / \exp \cdot (\hbar\omega / kT)^{-1} \quad (2.29)$$

балки $T \rightarrow 0$ К $n \rightarrow 0$ ларда агарда ядро квант чиқарса ва қайтариш энергияси сезса, унда бу энергия панжара томонидан қабул қилинади ва осциляторларни уйғотишга кетади.

Мадомики, осциляторлар энергияси дискрет ўзгарса,

$$0, \pm \hbar\omega, \pm 2\hbar\omega \quad (2.30)$$

ва ҳ.к.

Оддий ҳолда, $A\omega \sim 10^{-2}\text{эВ}$ аммо квантни чиқарилиши қайтармаслик даражасида юз беради, агарда $E_R \sim 10^{-2}\text{эВ}$ қайтармаслик кванти ютилиши эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади.

$$f = \exp(-2W) = \exp[-(2n+1)E_R/\hbar\omega] \quad (2.31)$$

Бу ерда $2W$ -Дебай Валлер фактори.

Агарда, $T \rightarrow 0 \text{ К}$ унда $\Pi = 0$ ва унда

$$2W = E_R/\hbar\omega \quad (2.32)$$

шундай қилиб,

$$f = 1 - E_R/\hbar\omega \quad (2.33)$$

катталиқ шунчалиқ каттаки, $\hbar\omega > E_R$ даражада худди шунинг учун юмшоқ γ -квантлар чиқарувчи ($E_0 \leq 200\text{эВ}$). Мессбауэр ядросига эга бўлиши маъқул. Шунингдек катталиқ унча катта эмас.

Температуранинг ошиши билан n ўсиб бошлайди f нинг тушишига олиб келади.

Шундай қилиб қабул қилинган катталиқ модели E_R , T эффектив температуралар

$$\theta_{\text{эфф}} \approx \hbar\omega/K \quad (2.34)$$

нуқталарига боғлиқ бўлади. Реал системаларда асосий қийинчилик осциляторнинг частота бўйича жойлашувининг етарлича аниқ функциясини аниқлашдир.

Шунинг учун одатда молекуляр кристалларни яқинлашиши Эйнштейн ва Дебай температураларнинг эффектив терминларидан олинган натижаларни туб моҳиятини очиб беришга имкон берадиган соддалаштирилган методлар (Эйнштейн модели, Дебай модели) ўзига жалб қилади. Мессбауэр эффекти назарияси ҳосил қилинган фонон билан бир атомли ва икки атомли кристаллар учун ўринлидир.

2.4.2. Спектрал линияларнинг формаси ва изомер силжиши

γ -квант чиқарувчи уйғонган ядролар τ -яшаш вақтига эга.

Бундай метастабил системалар аниқ аниқланмаган, E_0 - энергияга эмас ва Γ -энергия бўйича бир неча йўналишда тарқалиш мумкин.

$$\Gamma = k/\tau \quad (2.35)$$

Натижада квантлар ҳам энергия бўйича тарқалишга эга. Иш билан биргаликда E энергиянинг γ -квант чиқариш эҳтимоллиги қуйидаги муносабат орқали аниқланади.

$$W(E) = (\Gamma/2)^2 / (E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2 \quad (2.36)$$

Γ -чиқариш линияси кенглиги деб аталади (ютилиш линиялари учун $\Gamma=0$ асосий ҳолатнинг яшаш вақти $\tau=\infty$)

Мессбауэр линиясининг формасини экспериментал аниқлаш учун манбага бир неча тезлик бериш керак. $\pm v, \gamma$ -гамма квант энергияси қуйидаги катталиқда ўзгаради.

$$\Delta E = \pm E_0 v/c \quad (2.37)$$

Турли хил тезликлар бериш билан ва ҳар бирида ютгич орқали ўтаётган нурланишнинг интенсивлигини ўлчаш билан линиянинг формасини такрорловчи Мессбауэр спектрини олиш мумкин, аммо Мессбауэр спектрининг кенглиги 2 га тенг.

Мессбауэр изотопини сайлаётганимизда асосий диққатимизни унинг линиясининг кенглигига қаратишимиз керак. Агарда у жуда катта бўлса, у ҳолда эффектнинг экспериментал текшириладиган катталиги (эффект амплитудаси) кичик бўлади ва ундан ташқари спектрнинг юпқа структурасини аниқлаш қийинлашади. Агар шу спектрал линия жуда тор бўлса, унда уни экспериментал текшириш қийин. Мессбауэр сатҳлари $\tau=10^{-7} \div 10^{-9}$ сек билан анча қулайдир.

Шуни қайд қилиш керакки, Мессбауэр спектрлари қисмлари кенгайган бўлиши мумкин. Агарда бу спектрнинг дефекти (вибрацион кенгайиши) ҳисобланмаса, у ҳолда унинг учун заиф квадруполь ва магнит ўзаро таъсирлар сабабчидир (ёки диффузион ҳодисалар ҳам).

Агар манба ва ютгичлар ядролари бир хил химиявий формада бўлса, Мессбауэр спектрининг оғирлик маркази 0 тезликда ётади. Аммо бу ҳодисалар ядронинг электрон қатлами билан ўзаро таъсирини ҳисобга олсак, манба ва ютгич ҳар хил матрицаларда бўлса, ҳолат ўзгаради.

Бу ўзаро таъсир ядро радиуси ва ядродаги электрон зичликнинг кенглиги $(\varphi)^2$ га боғлиқ бўлади. Шуни кўрсатиш мумкинки, агарда уйғонган (R-уйғон) ва асосий (R-асосий) ядроларнинг радиуслари ҳар хил бўлса ёки бир-биридан фарқ қилса, $(\Delta R = R_{\text{уйғон}} - R_{\text{асосий}} \neq 0)$

$$[\Delta(\psi(0))]^2 = [\psi(0)]^2_{\text{ютгич}} - [\psi(0)]^2_{\text{манба}} \neq 0 \quad (2.38)$$

Унда Мессбауэр спектрининг оғирлик маркази 0 тезликка нисбатан қуйидаги кенгликда силжиган бўлади:

$$\sigma \approx 5/4 \pi e^2 \Delta R / R \cdot \Delta[\psi(0)]^2 \quad (2.39)$$

Бу ерда σ -кенликда текшириладиган бирикмада Мессбауэр атоми ядролардаги электрон зичликини топиш мумкин, агарда қандайдир стандарт манба (ёки ютгич) учун маълум бўлса.

Аммо охирги кенглик номаълум бўлса, бундан текшириладиган атомнинг валентлигини топиш мумкин.

2.4.3. Квадруполь ажралиш

Мессбауэр спектрининг нурланувчи ёки ютилувчи ядро кубик қуршовда бўлган ҳолдагина ўзи билан синглет линияни намоён қилади.

Кубик бўлмаган кристалл майдон учун сатҳи $I > 1/2$ спини билан бир нечта компонентларга ажралади (15-расм) ва Мессбауэр спектри бир қанча синглет линияларнинг йиғиндисини намоён этади. $I > 1/2$ спинли ядролар носферик заряд тақсимланишига эга ва бу тақсимланишнинг сферик симметриядан ядро квадруполь электрик моменти $[Q]$ хизмат қилади.

Агарда ядро спин йўналиши бўйича олинган бўлса, унда $Q > 0$ шу йўналишда уйғонма ядро учун $Q < 0$ бўлади.

Бир қанча компонентларда ядро сатҳларининг ажралиши электр майдон градиенти (ЭМГ) билан ядро квадруполь моментининг ўзаро таъсирга асосланган.

ЭМГ иккита катталиқнинг берилиши билан аниқланади:

$$q = V_{zz}/e \text{ ва } q = V_{xx} - V_{yy}/V_{zz} \quad (2.40)$$

Ассимметрия параметри ($0 \leq z \leq 1$) бу ерда V_{xx} , V_{yy} , V_{zz} ЭМГ тензори (параметри) компонентлари.

$$([V_{zz}] > [V_{yy}] > [V_{xx}]) \quad (2.41)$$

η-электр майдонининг цилиндр симметрияга нисбатан электр майдонини характерлашни кўриш қийин эмас ва шунинг учун бу катталиқни ассимметрия параметри деб атайдилар.

$Z=0$ (яъни) ли майдон ассимметрик ҳисобланади.

$3/2 \rightarrow 1/2$ (Sn^{119} ходисаси) ўтиш учун асосий ҳолда квадруполь ўзаро таъсир йўқолади, уйғонган сатҳ эса иккита энергетик сатҳга ажралади.

$$E^{(1,2)} = \pm e^2 q Q / 4 \cdot (1 + Z^2/3)^{1/2} \quad (2.42)$$

Чунки сатҳчалар икки марта айланиб. Шундай қилиб, гамма линия билан бирга компонентлар орасидаги масофани дублетни намоён қилади.

Электр майдон градиенти 2 та манба билан ўрганилаётган атом ядроларида пайдо бўлади. Бу 2 та манба қуйидагилар:

- 1 . Ўраб олган ионлар зарядлари – Д кристалл
- 2 . Атомларнинг хусусий валент электронлари-Д валент

$$D=(1-R)D_{\text{вал}}+(1+\gamma)D_{\text{крис}} \quad (2.43)$$

Бу ерда R ва γ -Штернхаймер коэффициентлари.

Бу коэффициентлар ЭМГ ни ташқи ионлар ва атом ички қобиғидаги электронлар валент электронлардан экранилашиши ва антиэкранилашишини билдиради. n, l ва m квант сонлари.

Электронлардан иборат водородсимон атом учун

$$D_{\text{вал}} = 2\langle\tau^{-3}\rangle\ln\cdot 3m^2-l(l+1)/(2l+3)(2l-1) \\ \langle\tau^{-3}\rangle\ln=Z^3/n^3l(l+1/2)(l+1)a_0^3 \quad (2.44)$$

га тенг.

Бу ерда $a_0^3=li/mc^2$ Боров радиуси.

Ички ионлар ташкил қилган ЭМГ кенглиги қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$D_{\text{крис}}=\sum_l 3\cos^2\theta_i-1/r_i^3\cdot li=1/D_{\text{крис}}\sum_l 3\sin\theta_i\cdot\cos\varphi_i/r_i^3 \quad (2.45)$$

Бу ерда r_i , θ_i , φ_i - заряднинг сферик координаталари.

Маълумки, $D_{\text{крис}}$ ва $D_{\text{вал}}$ га боғлиқ, аммо валент электронлар қанча даражада ядрога яқин бўлса, у ҳолда панжара ва улар ҳосил қилган ЭМГ ташқи ионлар ЭМГ сидан катта бўлади.

Квадруполь ажралиши атомларда таъсир қилувчи майдон кенгликлари ва таъсир этиш атрофи симметриялари хақида информация беради. Шунинг кайд қилиш керакки, квадруполь ажралиши ЯГР спектрида:

$$e^2 D_{\theta} = 2T \quad (2.46)$$

ҳолда ҳосил бўлади, (тескари ҳолда фақат спектрнинг кенгайиши кузатилади).

2.5. Электрон парамагнит резонанси (ЭПР)

Парамагнит зарралар бўлган моддаларнинг электромагнит энергияни резонанс ютиши электрон парамагнит резонанси (ЭПР) дейилади.

Радиоспектроскопия усулларида бири бўлган (ЭПР) асосан тўлқин узунлигининг сантиметр ва миллиметрли диапазонида ($\lambda \sim 30 \div 2\text{мм}$) ҳосил бўлади. ЭПР ни 1944 йил Э.К.Завойский кашф қилган. ЭПР ўргана оладиган объектлар:

А) Тоқ сонли электрон бор атомлари ва молекулалар (масалан: азот атоми (N_2), водород атоми (H_2), NO молекуласи).

Б) Ички электрон қобиқ тўлиқ тўлмаган ионлар (Масалан: ўтиш элементи ионлари).

В) Химиявий бирикмаларнинг электронлари жуфтлашмаган эркин радикаллари (Масалан: CH_3).

Г) Кристаллардаги ранглар маркази

Д) Металлар ва ярим ўтказгичлардаги ўтказувчанликдан электронлар.

Бунда ядро физикасидан маълумки, агар атомнинг S ва магнит моменти μ бўлса ва доимий магнит майдонида (H) га киритилса фазавий квантланиш натижасида $2S+1$ та магнит сатҳларга бўлинади. Бу сатҳсалар орасидаги энергия фазаси. $\Delta E = 2\mu \cdot H$ бўлади.

H магнит майдон таъсирида S спиралнинг фазавий квантланиши ва энергетик сатҳларнинг ажралиши. (15- расм)

А) Эркин электрон ўтиш учун

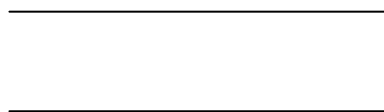
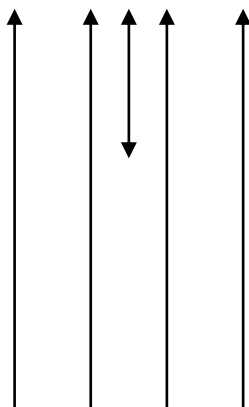
Б) Спиини $S=1$ бўлган ва бир нечта электрони бўлган парамагнит зарра учун.

В) Спиини $S = \frac{5}{2}$ учун.

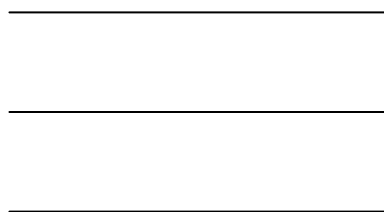
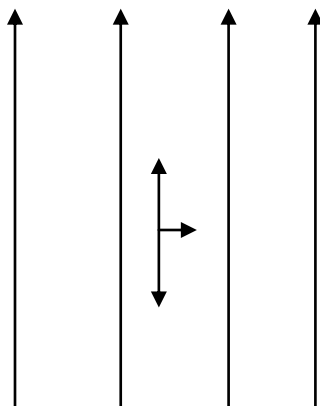
Бу ерда эркин электрон учун магнит моменти

$$\mu = g_s \cdot \beta \cdot M_s \quad (2.47)$$

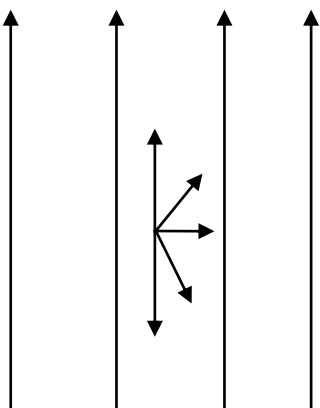
$$a) \quad S = \frac{1}{2}$$



$$б) \quad S = 1$$



$$в) \quad S = \frac{5}{2}$$



15-расм

Н магнит майдон таъсирида S спиралнинг фазавий квантланиши ва
энергетик сатҳларнинг ажралиши

Бу ерда g_s - 2,0023 (g - фактор), β - Бор магнитони, $M = \pm \frac{1}{2}$ (магнит квант сони). Магнит майдонда ($\vec{H}$) электрон энергияси мумкин.

$$\xi_1 = -\frac{1}{2} \cdot g_s \cdot \beta \cdot H \text{ ва } \xi = +\frac{1}{2} \cdot g_s \cdot \beta \cdot H \quad (2.48)$$

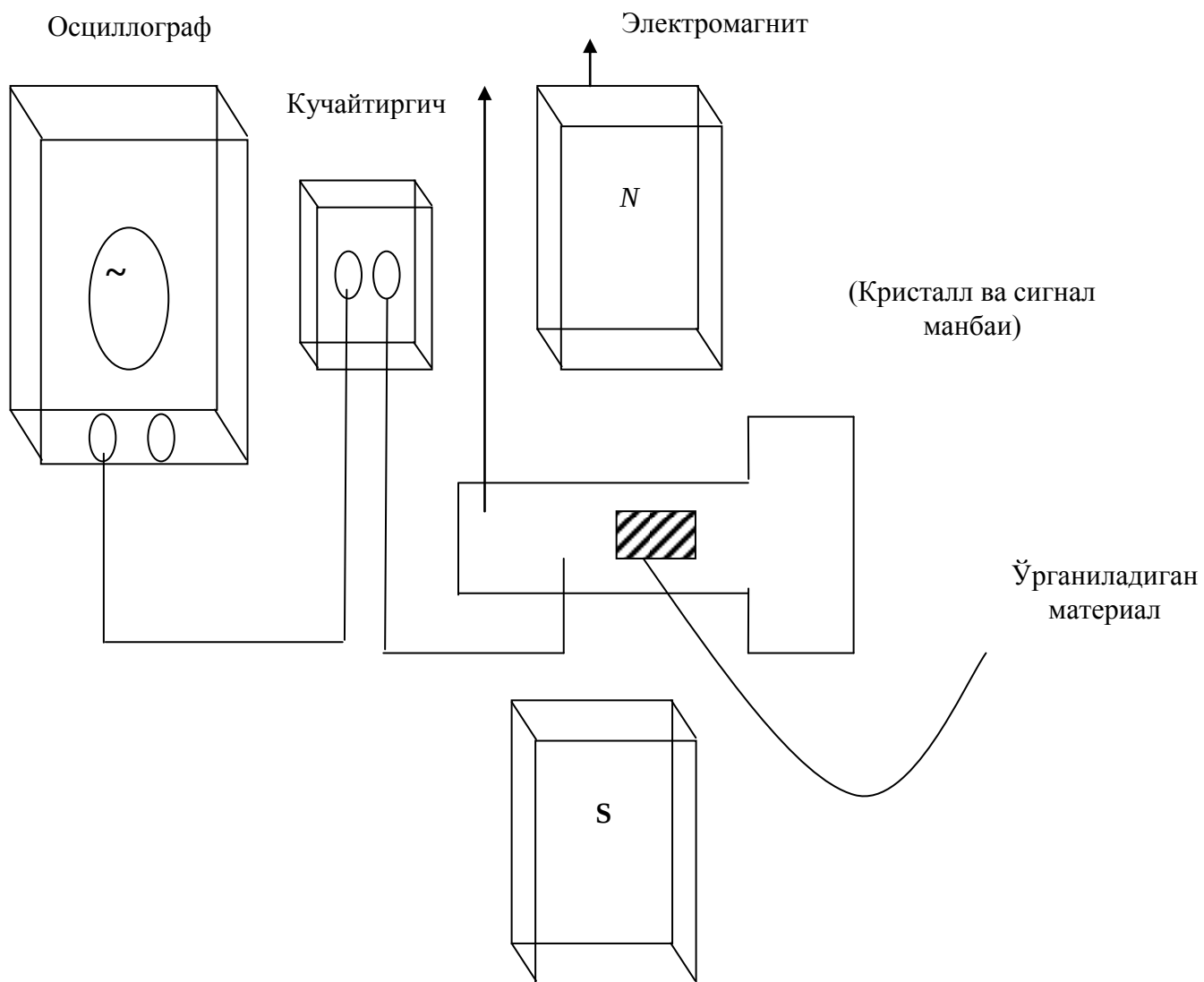
Электроннинг бир сатҳчадан иккинчисига ўтиши спин йўналиши ўзгариши билан амалга ошади. $\Delta M_s = \pm 1$.

Пастки сатҳчадан юқори ўтса энергия ютилади, аксинча бўлса нурлантирилади. Больцман тақсимотига асосан пастки сатҳларнинг бандлиги N_1 ҳамма вақт юқори сатҳнинг N_2 дан катта. Шунинг учун ҳам кўпинча энергия ютилади.

ЭПР спектрини олиш учун доимий частотали радиоспектрометрдан фойдаланилди. H магнит майдон қийматини секин ўзгартириб бориб ўлчанадиган материалда ютиладиган қувват ўзгариши аниқланади. (16- расм)

ЭПР спектридан:

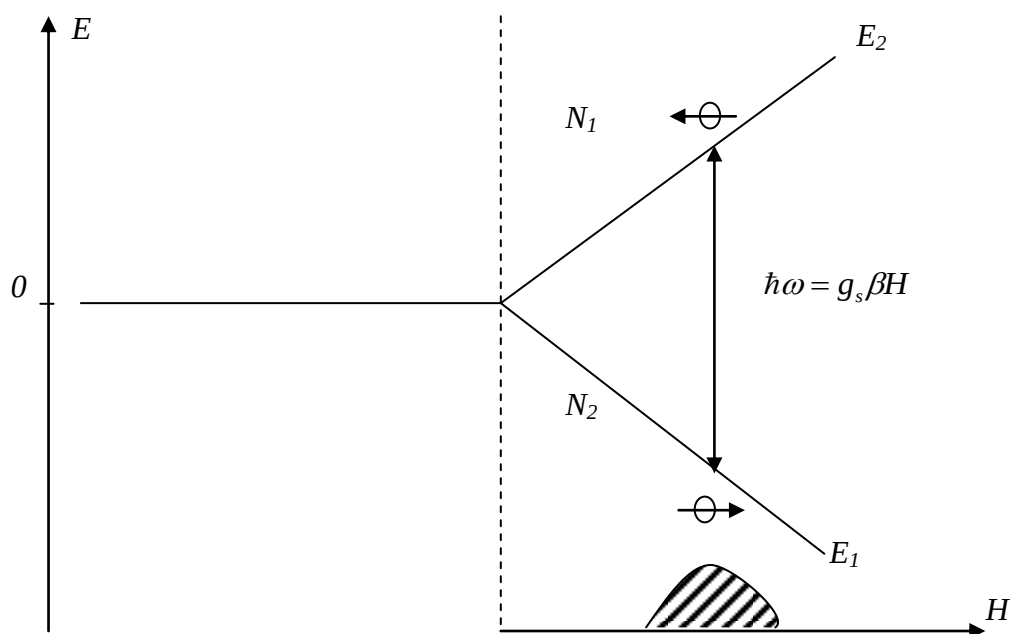
- А) Парамагнит ионлар валентлиги
- Б) Уларнинг симметрик атрофини
- В) Парамагнит ионлар энергетик сатҳлари қийматини аниқлаш имконини беради.



16-расм.

ЭПР усули ёрдамида кристалл панжара нуқсонлари табиати ва локал ҳолатларини аниқлаш мумкин. Металл ва ярим ўтказгичларда ток ташувчи электронлар ориентацияси ўзгариши жараёнида ЭПР қўллаш мумкин. ЭПР усули химия ва биологияда ҳам кенг қўлланилади.

Химик реакциялар ёки нурланиш таъсирида тўғри бўлмаган химик боғланишга эга бўлган молекулалар ҳосил бўлса, яъни эркин радикаллар ҳосил бўлганда ЭПР орқали ўрганиш мумкин. Биологик системалардан ва металл органик бирикмалардаги эркин радикаллар ҳам ЭПР билан ўрганилади.



17-расм

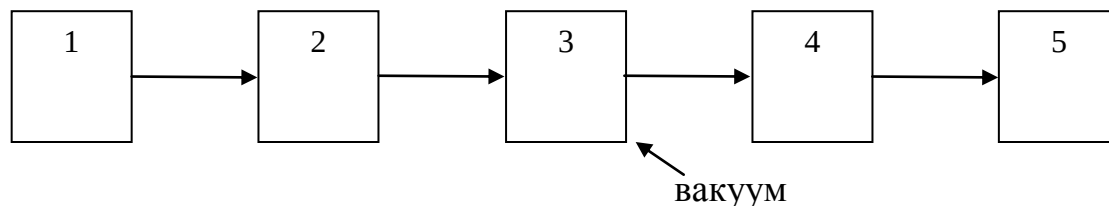
17-расм $\hbar\omega = \Delta\xi$ да ўзгарувчан электромагнит майдон энергияси ютиши содир бўлади. Экспериментал тадқиқотларда ана шундай спектр энергетик сатҳларнинг ажралишини билдиради.

2.6. Масс- спектроскопия

Вакуумда учиб бораётган зарядли заррачага магнит ёки электр майдон таъсири остида жонланишдан молекула ва атомларни массалари бўйича ажратишга асосланган қурилма масс- спектрометр дейилади.

Бизга маълумки, магнит ёки электр майдонга зарядли заррача киритилса бу заррачага майдон таъсир қилиб, унинг ҳаракати йуналишини ўзгартиради. Зарраларнинг заряди ва массаси миқдорига қараб улар майдон таъсирида ҳар хил бурчакка бурилади. Шу туфайли зарраларнинг м/с нисбат параметрига каби улар ҳар хил бурчак остида бурилиб майдондан чиқишга ҳар хил йўналиш бўйича ҳаракатланади. Шунинг учун уларни м/с нисбат асосида алоҳида группалаш имконияти туғилди.

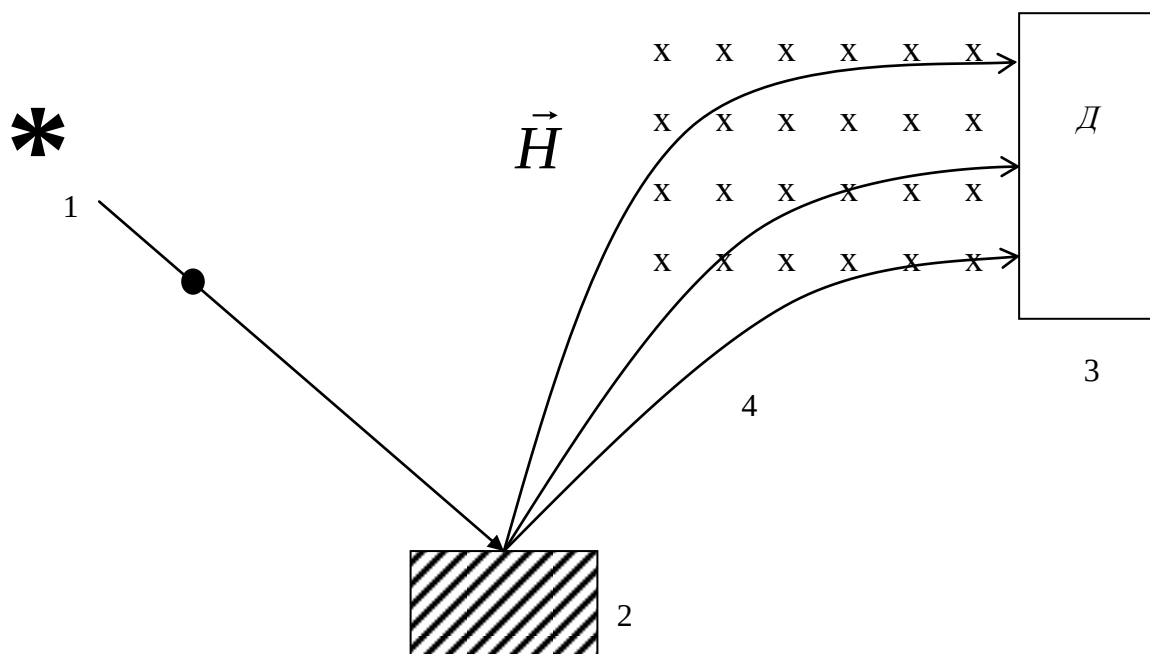
Қурилманинг блок схемаси



- 1 – Ион манба
- 2 – Ўрганиладиган модда
- 3 – Масс - анализатор
- 4 – Ионлар приёмниги
- 5 – Кучайтиргич

Ушбу қурилма орқали олинadиган натижалар ион токнинг (1) нинг зарра массаси (m) га боғлиқлиги кўринишида бўлади. Масалан: қўрғошин элементи масс– спектрида графикнинг ҳар бир чўққиси унинг изотопларининг бир хил зарядли ионларига мос келади.

Зарра массаси m нинг график кенглигига нисбати: $R=m/\delta_m$ ажрата олиш қобилияти деб аталади.



18-расм

- 1 – Ионлар оқими манбаи
- 2 – Ўрганиладиган материал
- 3 – Зарраларни қайд қилувчи қурилма
- 4 – Ўзгармас магнит майдон.

График марказида (50%) : $R=380$ график пастида (10%) $R = 230$ га тенг

- А) $R < 10^2$ бўлса энг паст
- Б) $R \sim 10^2 \div 10^3$ бўлса ўрта
- В) $R \sim 10^3 \div 10^4$ бўлса юқори,
- Г) $R \sim 10^2 \div 10^3$ бўлса жуда юқори ҳисобланади.

Масс–спектрометрнинг энг асосий хусусиятларидан бири бир неча элементдан иборат бирикмада ҳам бир элементнинг миқдори ўта катта аниқликда ўлчаш имкониятини беради.

I (m) боғлиқлик графигида ҳар бир элементга тааллуқли алоҳида – алоҳида график чўққиларига эга бўлади. Графикдаги чўққиларнинг интенсивлиги шу элемент миқдорини белгилайди

III - БОБ. ОЛИНГАН НАТИЖАЛАР

3.1. ОПТИК ШАФФОФ БЎЛГАН ЖИСМЛАРНИНГ ФИЗИК ХОССАЛАРИ

Инфрақизил ва кўзга кўринувчи нурларни ўзидан ўтказувчи материаллар ўзларининг структуравий тузилишидан қатъий назар умумий ҳолда оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлар деб аталади.

Оптик шаффоф материалларнинг кўпчилиги электрик жиҳатдан изолятор ҳисобланади. Лекин баъзилари ярим ўтказгич хоссаси ҳам эгадир.

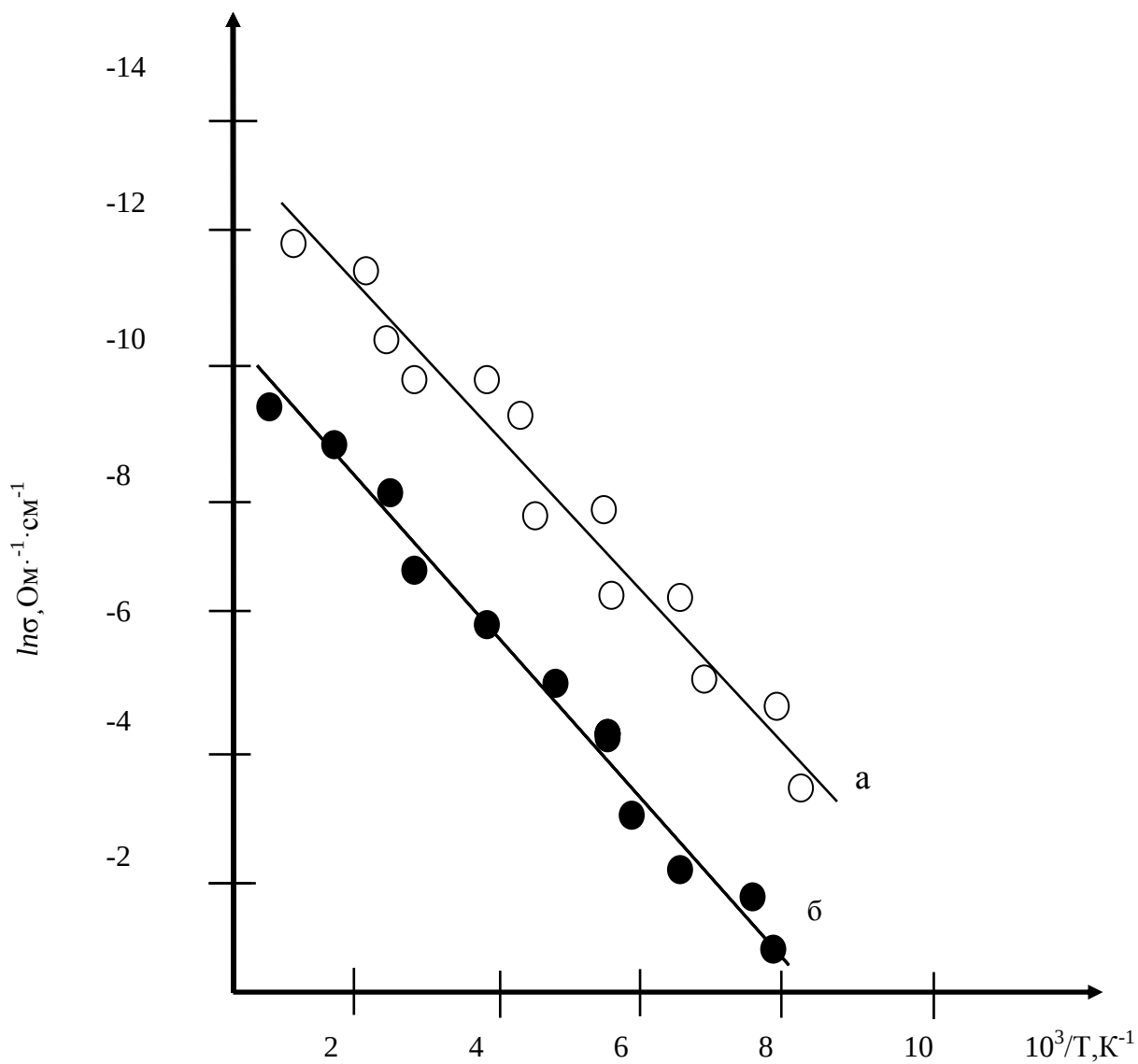
Ярим ўтказгичлар ўзларининг структуравий тузилишига кўра қуйидаги ҳолатларда мавжуд бўлади.

- монокристалл ярим ўтказгичлар;
- поликристалл ярим ўтказгичлар;
- аморф ярим ўтказгичлар;
- шишасимон ярим ўтказгичлар.

Моддаларнинг электрофизик хусусиятларини ўрганишнинг бир нечта усуллари мавжуд. Ярим ўтказгичли материалларнинг электрик хусусиятларини ўрганишда кўпинча Холл эффектидан фойдаланилади. Холл эффекти ёрдамида ярим ўтказгичнинг электр ўтказгичларнинг параллелопипед шаклидаги кўриниши бўлиши зарур. Шишасимон ярим ўтказгичларни параллелопипед шаклида яшаш қийин муаммо ҳисобланади. Шунинг учун шишасимон ярим ўтказгичнинг сиртига иккита контакт ўрнатилиб, ўзгармас ток ўзгартирилади. Температуранинг маълум бир интервалида ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги ўзгариши аниқланиб борилади.

Биз ўрганаётган As_2Se_3 шишасимон ва кристалл ярим ўтказгичларнинг икки томонига графит контактлар ўрнатилди. Температуранинг 20 °C дан 150 °C гача интервалида шишасимон ва кристалл ярим ўтказгичнинг электр

ўтказувчанлиги ўлчаб борилди. Олинган натижалар электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги графиги тайёрланди.(19 -расм)



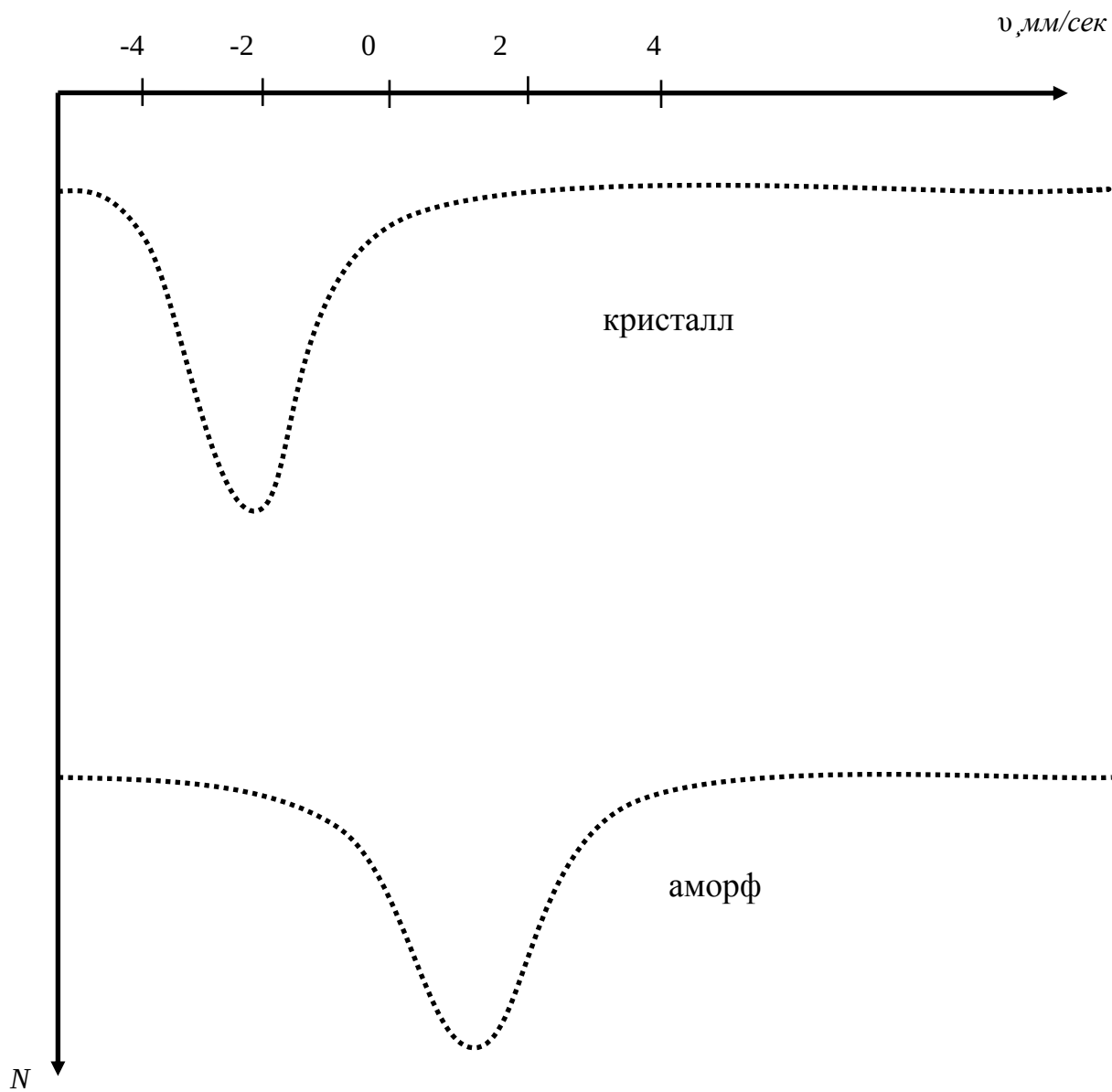
19-расм

Оптик шаффоф As_2Se_3 бирикмасининг (а) ва кристалл структурали As_2Se_3 нинг (б) электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги

Графикдан кўринадики, шишасимон ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги анча кичик бўлиб температуранинг катта интервалида ҳам жуда кам ўзгаради. Бу натижа Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижаларни тасдиқлайди, яъни шишасимон As_2Se_3 ярим ўтказгичга киритилган қалайи Sn атомлари электрик жиҳатдан ноактив ҳолатда, Sn^{+2} ҳолатда бўлади. Шунинг учун ҳали бу аралашма атомлари ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигига таъсир қилмайди.

Кристалл As_2Se_3 ярим ўтказгичида эса электр ўтказувчанлик анча юқори бўлиши кузатилди. Бу хил ярим ўтказувчанлик учун ҳам электр ўтказувчанликнинг температурага боғлиқлиги ўрганилди. Олинган натижалар графиги чизилди. (20-расм)

Графикдан кўриниб турибдики, кристалл ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги анча юқори. Чунки аралашма Sn атомлари кристалл структурада актив ҳолатда бўлади. Бу натижа Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижалар билан мос тушди.



20-расм

$\text{As}_2\text{Se}_3:\text{Sn}^{119}$ нинг кристалл ва аморф ҳолатдаги Мессбауэр спектрлари

3.2. Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган жисмлари спектроскопик усуллар ёрдамида ўрганиш

Аморф структурага эга бўлган лекин оптик нурларни ўзидан ўтказиш хусусиятига эга бўлган, материалларнинг структуравий ва оптик хусусиятларини ўрганиш учун ядровий гамма-резонанс спектроскопияси (Мессбауэр эффекти) дан фойдаланилди.

Ўрганилаётган As_2Se_3 бирикмаси бинар бирикма деб аталиб, улар фақат иккита химик элементнинг бирикишидан ҳосил бўлади. Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида бу хилдаги бинар бирикмани тадқиқ қилиш учун бирикмага синтез йўли билан ^{119}Sn изотопи киритилди. Бирикмага киритилган ^{119}Sn изотопи 0,1% ни ташкил қилган бўлсада унинг атомлари бинар бирикма таркибида ҳар хил ҳолатларда жойлашади. Аввал As ва Se элементларидан керакли микдорда олиниб кварц ампулага солинади. Устидан 0,1% ^{119}Sn изотопи ҳам солинади ва кварц ампула ичидаги ҳаво сўриб олинади учлари кавшарланиб герметик қилиб ёпиб ташланади. Сўнг ушбу ампула электропечда 1050°C температурада қиздириш натижасида ичидаги электронлар ёритиб аралаштирилди. 2 соат синтез қилингандан сўнг ушбу ампула 0°C температурали сувга (муз солинган сув) туширилди. Ампуладаги юқори темпуратурали бинар бирикма музли сувга тушурилгач жуда тез совийди ва оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ҳамда аморф структурага эга бўлган $\text{As}_2\text{Se}_3:\text{Sn}$ бирикмасини ҳосил қилади.

Ушбу бирикма Мессбауэр спектрометрида ўрганилиши учун бирикма майдаланиб кукун ҳолига келтирилди ва махсус қурилмада Мессбауэр спектрометрида ишлатишга мос таблетка ҳолига келтирилди. Бу таблетка Мессбауэр спектрометрида гамма нурни ютгич сифатида қўлланилди.

$\text{As}_2\text{Se}_3:\text{Sn}$ бирикмасидаги Sn атомлари структурадаги панжара тугунларидаги атомлар ўрнига жойлашиб қолади ва шу сабабли Sn аралашма

атомларининг хусусиятларини ўрганиш асосида структурадаги As ва Se атомларининг хоссаларини ҳам ўрганиш имконияти ҳосил бўлади.

Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида олинган натижаларнинг кўрсатишича шишасимон As_2Se_3 материалга киритилган Sn атомлари электрик жиҳатдан актив бўлмаган ҳолатда янги Sn^{+2} ҳолатида мавжуд бўлиши аниқланди. As_2Se_3 бирикмадаги Sn^{+2} ҳолатдаги атомлар учун Мессбауэр спектри 20-расмда кўрсатилган. Агар шишасимон As_2Se_3 бирикмасини яна 1050°C гача қиздириб эритилиб, сўнг жуда секин совитилса $\text{As}_2\text{Se}_3:\text{Sn}$ бирикмасининг кристалл структураси ҳосил бўлади. Бундай кристалл структурали $\text{As}_2\text{Se}_3:\text{Sn}$ бирикмасини Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида ўрганилганда бу бирикмадаги Sn атомлари структурада Sn^{+4} ҳолатида мавжуд бўлиши аниқланди. Бу ҳолатдаги Sn атомлари электрик жиҳатдан актив бўлади ва кристаллнинг электр ўтказувчанлиги анча юқори бўлади.

ХУЛОСАЛАР

1. Оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ва кристалл ҳолдаги бирикмаларнинг хусусиятларини спектроскопик ва электрофизик усуллар ёрдамида тажрибалар асосида ўрганиб чиқилди.

2. As_2Se_3 бирикмасининг кристалл ва шишасимон структурасини ҳосил қилиш технологиялари ўрганилди ва амалиётда қўлланилиб структураси шишасимон ҳолдаги ярим ўтказгичли материаллар тайёрланди.

3. Оптик шаффоф бўлган ва кристалл ҳолдаги As_2Se_3 бирикмасига Sn^{119} изотопи киритилиб, Мессбауэр спектроскопияси ёрдамида аралашма атомининг зарядли ҳолати аниқланди. Кристалл As_2Se_3 ярим ўтказгичида аралашма Sn атомлари Sn^{+4} ҳолатда, шишасимон As_2Se_3 ярим ўтказгичида эса Sn^{+2} ҳолатда бўлиши тажриба ёрдамида кузатилди.

4. Оптик шаффоф ва кристалл As_2Se_3 ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги ўрганилди ва бу боғлиқлик графиги чизикли характерга эга эканлиги аниқланди.

5. Мессбауэр эффекти ва Холл эффекти ёрдамида олинган натижалар, ҳамда илмий адабиётлардаги натижалар ўзаро мос келиши тажрибада тўғри эканлиги исботланди. Бунинг учун эса тажрибаларда олинган натижалар билан илмий адабиётларда берилган илмий натижалар ўзаро солиштириб кўрилди.

ФОЙДАЛАНИЛГАН АДАБИЁТЛАР РЎЙХАТИ

1. Шалимова К.Б. «Физика полупроводников» Москва, Мир, 1985г .
2. Кетлер М., «Жидкие полупроводники» Москва . Мир, 1980 г.
3. Фистуль В.И. «Введение в физику полупроводников» Москва, Высшая школа, 1984г.
4. Мотт, Деэвис «Электронные процессы в некристаллических веществах», Москва 1982 г.
5. Киреев П.С «Физика полупроводников». Москва, 1966 г.
6. Иоффе А.Ф. «Физика полупроводников». Москва, 1957 г.
7. Тураев Э.Ю. П.П. Серегин «Применение эффекта Месбауэра в физику аморфных полупроводников». Ташкент, Фан. 1989г.
8. Баходирхонов М.К. Болтакс Б.И. «Компенцированный кремний» Л.,1972г.
9. Юсунов М.С. «Физические свойства облученного кремния». Ташкент, 1987г.
10. Болтакс Б.И. «Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках» Л.,1972г.

11. Тураев Э.Ю., П.П. Серегин «Введение в физику полупроводников». Ташкент, Фан, 1989г.
12. Зайнобидинов С.З., «Физические основы образования глубоких уровней в кремнии» 1984г.
- 13.Зайнобидинов С.З., Тешабоев А.Т. « Қаттиқ жисмлар физикаси» Тошкент , 2002 й.
14. Зайнобидинов С.З., Тешабоев А.Т. «Ярим ўтказгичлар физикаси» Тошкент , 1999 й
15. Тўраев Э.Ю. Қодирова Н.Т « Аморф ва суюқ ярим ўтказгичлар ҳақида» Термиз , 1998 й.
16. www.ZiyoNet.uz
17. www.Kitob.uz
18. www.fizika.ru

**Магистр Раимов Ғайратнинг диссертация мавзуси бўйича чоп қилинган
илмий ишлар рўйхати**

	Илмий иш номи	Қаерда, қачон чоп этилди	Ҳаж ми Б.т	Соавторлар
1	Аморф ва оптик жиҳатдан шаффоф бўлган ярим ўтказгичлар хусусиятларини спектроскопик усулда ўрганиш	“Ёш олимлар, изланувчи- тадқиқотчилар ва магистр талабаларнинг анъанавий III-Илмий- амалий конференцияси” материаллари, Термиз, 2012-йил	0,1	Б.Бобомуро дов Э.Тўраев
2	Қаттиқ жисмларнинг электрофизик, оптик ва структуравий хоссаларини комплекс ўрганиш натижалари ҳақида	Термиз давлат университети профессор ўқитувчиларининг 2011-йилги тадқиқотлари натижалари бўйича илмий мақолалар тўплами, Термиз 2012йил	0,1	Э.Тўраев И.Туропов
3	Қаттиқ жисмларда юз берадиган фазавий ўтишлар натижасида уларнинг оптик ва электрофизик хоссаларининг ўзгариши	Термиз давлат университети ва магистрлар ва талабаларининг илмий мақолалари тўплами, Термиз ,2012.	0,1	И.Туропов
4	Оптические и структурные свойства стеклообразных полупроводниковых соединений As_2Se_3 , изученное методом Мессбауэровской спектроскопии	Сборник научных статей Международной конференции по фотоэлектрическим и оптическим процессом в микро и наноструктурах полупроводников, Фергана ,2011год 8-9-сентября	0,1	Тураев Э.Ю.