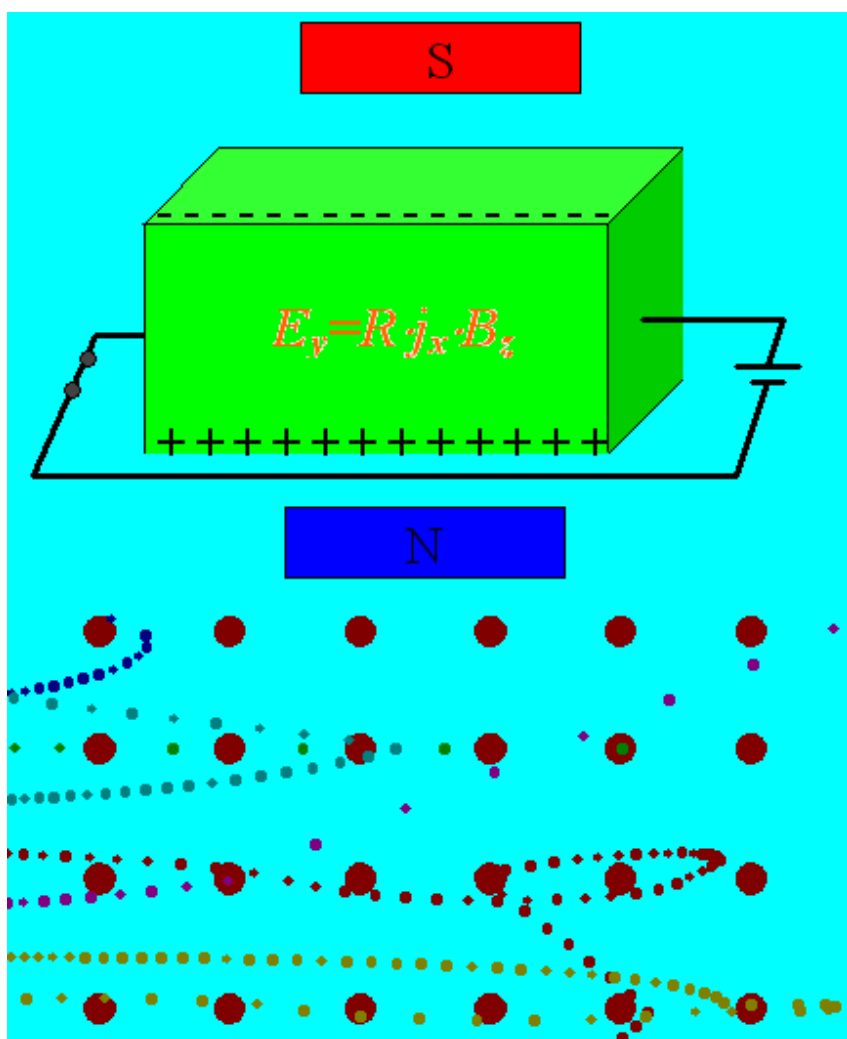


Андижон давлат университети

М.К.Баходирхонов, С.З.Зайнобидинов, Х.М.Мадаминов

Электрон техникаси моддалар.

(Ўқув адабиёти)



Электрон техникаси моддалари

Кириш

Радионинг кашф этилиши фан ва техникада янги даврни очиб берди. XX-асрнинг 20 йилларида фақат қуввати 10 Ватт атрофида бўлган бир нечта радиостанциялар мавжуд эди. Хозирга келиб Ер юзининг барча нуқталари қўлаб радиостанциялар тармоғи билан қопланган ва энди мавжудлигини радиоэлектрон ва электроника асбобларисиз тасаввур этиб бўлмайди.

Радиотехника асосида радиофизика, радионавигация, радиолокация, радиотелемеханика, радиоастрономия, радиоспектроскопия, радиометеорология, автоматика, ҳисоблаш ва алоқа техникаси ҳам ривожланиб бормоқда.

Юқорида номи келтирилган йўналишлар умумий битта ном “Радиоэлектроника” билан бирлаштирилади.

Хозирги кунда радиоэлектроника соҳаси Республикамизда ҳам ривожланиб бормоқда. Турли хилдаги радиоэлектроника асбоблари, қурилмалари чиқарадиган янги-янги корхоналар ишга туширилмоқда.

Сунъий йўлдошларни учирилиши ва уларни Ердан туриб бошқарилиши масалалари радиоэлектрониканинг ривожланишига яхши туртки бўлди. Электрон аппаратурага ҳам талаб ўзгарди. Олдинлари электрон аппарат қисмлари жуда катта, қўпол ва чидамсиз бўлар эди. Масалан, намунали телевизорларда ўртача 1000 га яқин радиоқисмлар бўлиб, 20 дм^3 ҳажми эгаллар эди. Электрон қисмларнинг юзага жойлашиш зичлиги $0,05 \text{ детал/см}^2$ бўлиб, уларни бир-бирига улашдаги мустаҳкамлиги юқори эмас эди. Бунга сабаб, радиоқисмлар асосан пайвандлаш ёрдамида бир-бирига уланар эди.

Бундай лампали қурилмалар ёрдамида ясалган самолётнинг электрон қурилмаси бир неча м^3 ни ташкил этар эди. Ундан ташқари ушбу қисмлар ёрдамида замонавий ҳисоблаш машиналарини яратиш мумкин бўлмай қолди.

Ушбу қийинчиликларни ҳал қилиш жараёнида яримўтказгичли электроника ва микроэлектроника йўналиши пайдо бўлди ва тез ривожланди.

Микроэлектрониканинг соҳасидаги олимларнинг асосий вазифаси аҳоли хўжалигида ишлатиладиган электрон тизимларнинг самарали фаолиятини таъминловчи элементлар базасини яратишдан иборатдир. Микроэлектрониканинг техник вазифаси эса, электрон асбобларни ўлчами, вазнини камайтириш, унинг чидамлилиги ва ишлаш муддатини ошириш, энергия исътемолини камайтиришдан иборатдир.

Микроэлектрониканинг иқтисодий вазифаси – электрон аппаратларни ишлаб чиқаришдаги материаллар сарфини камайтириш, унга кетадиган меҳнат ва ҳаражатни, энергия исътемолини кескин камайтиришдир.

Ушбу масалаларни ҳал қилишда бир неча йўللardan борилади: электрон қурилма қисмлари ўлчами ва вазнини камайтириш, янги элементларни яратиш (яримўтказгичли, актив диэлектрикли, ферритли) қисмларни муқобил жойлаштириш, модуллар ва микромодуллар яратиш. Пардали технология асосида янги интеграл микросхемалар ишлаб чиқиш, материалларнинг хоссаларидан фойдаланилган ҳолда конденсатор ва қаршилиқларни легирланган ва махсус ўстирилган кристаллар тизими билан алмаштириш ёрдамида юқоридаги масалаларни ҳал қилиш мумкин.

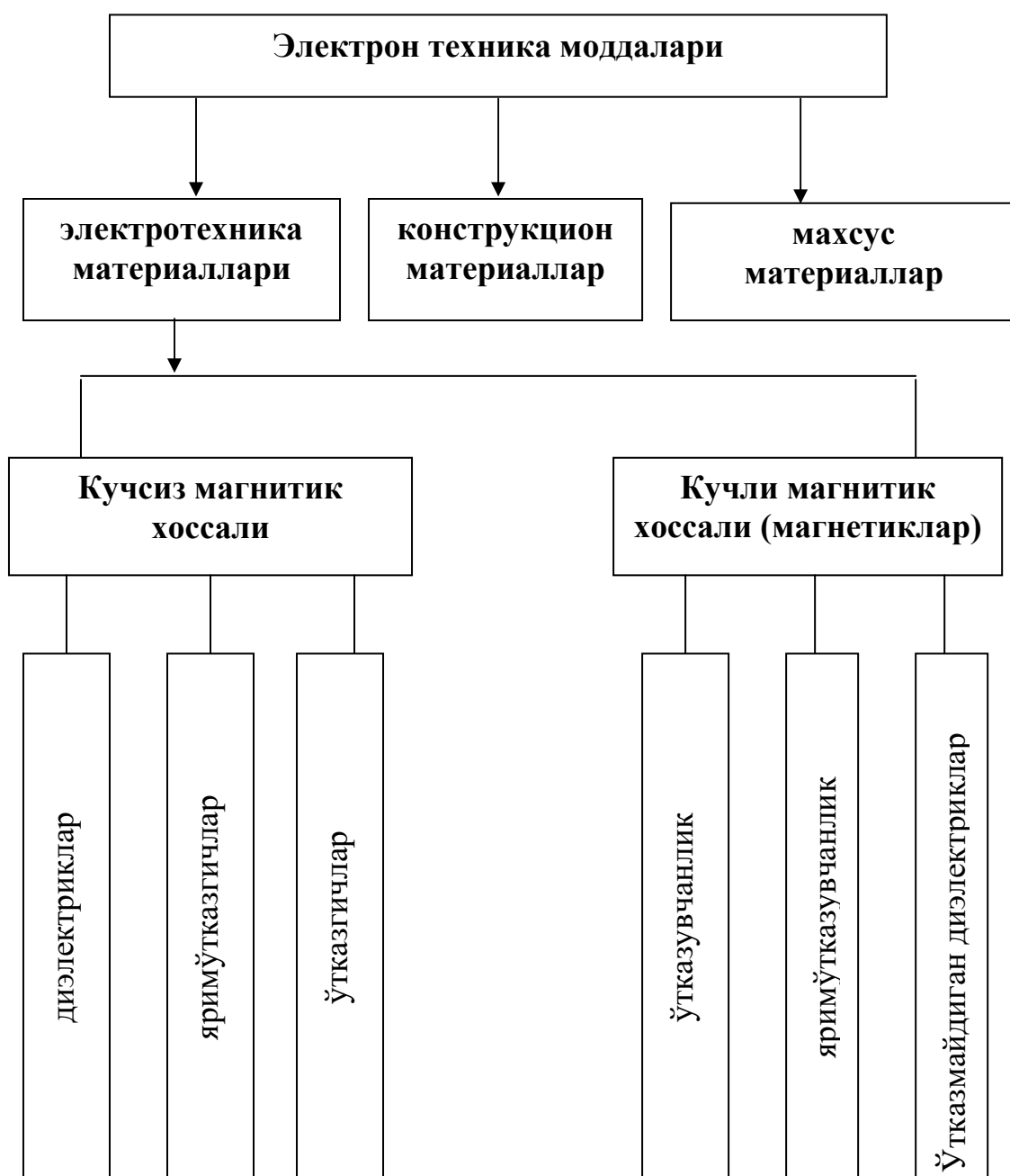
Масалан, пьезодиэлектрик одатда резонатор сифатида ишлатилади, лекин, уни қаршилиқ, индуктивлик, сиғим ва уловчи симлардан ташкил қилинган занжирлар билан алмаштириш мумкин.

Хозирги кунда планар технология ёрдамида 1 см^2 юзага 600000 га яқин функционал элементлар жойлаштирилиши мумкин, бу ҳам назарий чегара эмас. Нанотехнологияларни ривожлантириш бу соҳани янги босқичга олиб чиқади.

1-БОБ. ЭЛЕКТРОН ТЕХНИКА МОДДАЛАРИ ТЎҒРИСИДАГИ АСОСИЙ МАЪЛУМОТЛАР

§1.1. Материаллар турлари

Электрон техникада ишлатиладиган материаллар асосан уч турга бўлинади: конструкцион материаллар, электротехника материаллари, махсус материаллар.



Диэлектриклар деб кубтланиш хоссасига эга бўлган ва электростатик майдон ҳосил қилиш мумкин бўлган моддаларга айтилади.

Ҳақиқий диэлектрикнинг ўтказувчанлиги қанчалик кичик ва кубтланиш механизми секин содир бўлса, у шунчалик мукамалликка яқинлашади. Техникада диэлектрикларнинг пассив ва актив хоссаларидан кенг фойдаланилади. Диэлектрикларнинг пассив хоссалари уларни изоляторлар, яъни ток ўтказилмайдиган материаллар сифатида ва оддий конденсатор қопламалари орасидаги қатлам сифатида фойдаланилади. Изолятор сифатида диэлектриклардан фойдаланилганда уларнинг диэлектрик сингдирувчанлиги муҳим аҳамиятга эга эмас, шунинг учун унинг камроқ бўлгани маъқул, шунда бу изолятор зарарли сиғим ҳосил қилмайди.

Конденсатор ичида қўлланилганда эса, аксинча, диэлектрик сингдирувчанлиги юқори бўлгани яхши, шунда конденсатор сиғими юқори бўлади.

Актив (бошқарилувчи) диэлектрикларга пьезоэлектриклар, сегнетоэлектриклар, пироэлектриклар, электротлар, электролюминафорлар, лазерларнинг затворлари ва нурлаткичларидаги диэлектриклар мисол бўла олади.

Материалларни солиштира қаршиликлари орқали таққсолаганимизда шартли равишда $\rho < 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ бўлган материалларни ўтказгичлар деб айтиш мумкин. Яхши ўтказгичларнинг ўтказувчанлиги эса $\rho = 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ га етиш мумкин. Диэлектриклар туркумига эса солиштира қаршилиги $\rho > 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ бўлган материалларни киритиш мумкин. Яхши диэлектрикларнинг солиштира қаршилиги $\rho = 10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ дан ортиши мумкин.

Яримўтказгичларнинг солиштира қаршилиги уларнинг турига қараб $10^{-5} < \rho < 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ орасида ўзгариши мумкин.

Металлар электр токини яхши ўтказувчи материаллардир. Менделеев даврий жадвалидаги 105 та кимёвий элементдан 25 таси нометалл элементлар бўлиб, улардан 12 таси эса яримўтказгичли хоссаларини намоён қилади. Тоза кимёвий элементлардан ташқари жуда кўп уларнинг бирикмалари,

композитлари мавдуж бўлиб, улар ўтказгич, яримўтказгич ва диэлектрик хоссларини намоён қилади. Материалларни турли хиллари орасидаги солиштирма қаршиликлари бўйича аниқ чегара қўйиш жуда қийин.

Масалан, кўпгина яримўтказгичлар паст температураларда ўзларини диэлектрикдай тутати. Баъзи диэлектриклар эса киздирилган яримўтказгичлар хоссасини намоён қилади.

Ўтказгичларнинг ўтказувчи ҳолати асосий бўлса, яримўтказгичлар ва диэлектрикларнинг ўтказувчанлик ҳолати –бу уйғотилган ҳолатдир. Микроэлектроника ва радиоэлектрониканинг ривожланиши жараёнида юқори частоталарда ишлай оладиган материалларга эҳтиёж туғилди. Бундай материалларни *юқори частотали материаллар* деб аталади. Уларнинг физик-механик хоссалари электр хоссалари билан биргаликда юқори частоталарда ишлашга мослашган.

Материалларнинг физик-кимёвий хоссларини тушунтириш учун уларнинг атом структураларини, кимёвий ва фазовий таркибини, нуқсонлар тузилишини билиш муҳим аҳамиятга эга.

Материалларни олиш усуллари, электрофизик ва кимёвий хоссларини илмий жиҳатдан тадқиқ этишни бирлаштирувчи фан –*материалшунослик* деб аталади. Ушбу фан ҳозирги кунда техника ва ишлаб чиқаришда етакчи рол ўйнайди.

Материалшунослик фанини ривожланиши ҳозиргача маълум материаллардан унумли фойдаланиш, уларни янги хусусиятларини очиш, бутунлай янги материаллар олиш ва тадқиқ этиш имкониятини яратди.

§1.2. Кристалларда кимёвий боғланиш турлари.

Маълумки барча моддалар атом ва молекулалардан ташкил топган, атом ўз атрофида ядролари протон ва нейтронлардан иборат бўлиб, электронлар эса атом қобиғини ташкил этади. Электронларнинг манфий зарядлари ядронинг мусбат зарядини мувозанатлайди.

Водород атоми битта протон ва битта электрондан иборат. Энг содда планетар моделга асосан водород атомида электрон протон атрофида айланади (1.2.а-расм).

Аслида электроннинг ядро атрофидаги ҳаракати мураккаб бўлиб, квант механикасининг тўлқин функцияси орқали уни ядро атрофидаги фазони ихтиёрий нуқтасида бўлиш эҳтимоллигини аниқлаш мумкин. Бу эҳтимоллика асосан водород атоми учун марказда зичроқ ва радиус ошган сари зичлиги камайиб борувчи электрон “булутини” ҳосил қилади. (1.2,б-расм).

Водород атомининг тахминий моделидан фойдаланиб ундаги электрон энергияси учун ифода ҳосил қиламиз. Электрон тортилгани учун электроннинг энергияси манфий бўлади. Электрон энергиясини радиусга боғланиш графиги 1.3-расмда келтирилган.

Ушбу масалани квант механикасида ечилганда электрон энергияси учун қуйидаги ифода олинади:

$$E_i = -\frac{mz^2e^4}{8\varepsilon_0^2h^2n^2} \quad (1.1.)$$

Электрон орбитаси радиуси:

$$r_n = \frac{\varepsilon_0h^2n^2}{\pi mze^2} \quad (1.2)$$

Бу ифодаларда n-орбиталарни номерловчи бутун сонлар.

Юқоридаги ифодалардан кўриниб турибдики, электрон ядро атрофидаги ҳаракатида фақат маълум бир дискрет қийматларинигина қабул қила олади. Худди шунингдек, электрон орбитаси ҳам дискрет ўзгаради (1.2).

Ушбу ифодаларда $\varepsilon_0=8.85 \cdot 10^{-12}$ электр доимийси, z-эса ядродаги протонлар сонини билдиради. Атомдаги электронлар эга бўлиши мумкин бўлган энергия қийматлари *рухсат этилган энергия сатҳлари* деб аталади. Шунини айтиб ўтиш керакки, электроннинг бундай дискрет энергия қийматларини қабул қилишидан атомнинг ҳам энергияси дискретлиги келиб чиқади. Чунки, атом энергияси ядронинг электрон билан ўзаро таъсир потенциал энергияси ва механик ҳаракат энергиясидан иборат.

Атомнинг механик (тебранма ёки илгариланма) ҳаракат энергиясини ҳисобга олинмаганда (яъни атом тинч турибди деб ҳисобланса) унинг энергияси электрон билан ядронинг ўзаро таъсир энергиясидан иборат бўлади. Бу энергия эса дискрет қийматлардан иборатдир. Электрон маълум бир энергетик сатҳда турганида у орбита бўйлаб ҳаракат қилиши мумкин. Бунда электроннинг орбитал моменти ҳосил бўлади. ушбу моментни орбитал квант сони l орқали ифодаланади.

Орбитал квант сони $l=1$ бўлган сатҳ p сатҳ, $l=2 - d$ сатҳ, $l=3-f$ ва ҳоказо деб аталади. Шунинг таъкидлаш кераки, электрон маълум бир (энг паст) энергетик сатҳда туриши учун орбита бўйлаб ҳаракатланиши шарт эмас экан. Бунда электроннинг орбитал моменти нольга тенг, унга мос келувчи квант сони $l=0$ бўлади. Бундай сатҳ S -сатҳ деб аталади. S -сатҳда электроннинг ядро атрофидаги орбитал ҳаракати бўлмасада у ядрога “қулаб” тушмайди. Ушбу ҳолат классик электродинамика тушунтириб бера олмайдиган энг қийин муаммолардан эди. Электроннинг энергетик сатҳини белгиловчи сон *бош квант сон* деб аталади. Электроннинг ҳолатини (ёки атомнинг) аниқлашда 4 та квант сонлардан фойдаланилади. (n, l, m, s) булар бош квант сони – n , орбитал квант сони – l , магнит квант сони – m ва спин квант сони – s лардир.

1.4-расмда водород атомининг энергетик сатҳлар диаграммаси келтирилган. Атом (электрон) юқори энергетик сатҳдан қуйи энергетик сатҳга ўтганда ўзидан электромагнитик тўлқин нурлайди. Ушбу нурланишлар аниқ тўлқин узунлигига эга бўлиб, спектрометрдан ўтганда спектрал чизиқлар ҳосил қилади.

Ёлғиз атомларнинг спектрлари чизиғий спектрлардан иборат бўлади.

1.4-расм.

Барча атомларнинг спектрлари чизиғий характерга эга эканлиги кўп сонли тажрибаларда тасдиқланган.

Газлар, суюқликлар ва қаттиқ жисмлар, атомлар, молекулалар ва ионлардан ташкил топган бўлади.

Атомларнинг ўлчами бир неча ангстремни ташкил этади ($1\text{\AA}=10^{-10}\text{м}$). Ионлар деб ўзидан электрон йўқотган ёки ўзига қўшимча электронлар бириктириб олган атомларга айтилади. Одатда атомдаги мусбат ва манфий зарядлар (яъни протон ва электронлар) сони тенг бўлса, атом нейтрал хисобланади. Қандайдир таъсир натижасида атомдаги электронлар сони ўзгарса, атом ионга айланади. Атомнинг мусбат иони ўлчами нейтрал атом ўлчамига қараганда кичик ва манфий ион ўлчами эса нисбатан каттарок бўлади (1.5-расм).

Атомлар бир-бирига бир неча ангстрем масофагача яқинлашганда улар орасида ўзаро таъсир кучлари пайдо бўлади. атомлардаги электронларнинг ҳаракати хусусиятига қараб бу таъсир кучлари ўзаро итариш ёки тортилиш кучлари бўлиши мумкин. Атом ўзаро тортишганда улар мустахкам кимёвий боғ ҳосил қилишлари мумкин, бунда маълум миқдорда энергия ҳам ажралиб кичади. Атомларнинг электронлар билан тўлган ички қобиклари ядро билан кучли боғланган бўлиб, улар кимёвий боғ ҳосил қилишда қатнашмайдилар. Атомларнинг кимёвий хоссалари асосан уларнинг ташқи қобикларига боғлиқ бўлади. Улар *валент электронлар* деб номланади.

Энди кимёвий боғланиш турларини қараб чиқайлик.

Гомеокүтбий (ковалент боғланиш).

Бундай боғланишда атомларни молекулаларга бирикиши иккала томон учун ҳам умумий бўлиб, қолган электронлар хисобига содир этилади.

Икки қўшни атом боғланишида энг кўп икки электрон қатнашади. Буни *тўқнашиш хоссаси* дейилади. Бундай боғларда мусбат атом ядролари ўртасидаги электрон булут зичлиги энг катта қийматга эришади.

1.2,в-расмда иккита водород атомини ковалент боғланиши тасвирланган. Шунини айтиш керакки, атомлар ковалент боғланганда уларнинг электронлари умумлашиб, орбиталар устма-уст тушибгина қолмасдан электрон булут зичлиги ўзгаради.

Электрон булутини икки ядро орасидаги фазога тортилади. Ушбу тизим энергияси ўзгаради. Ядролар орасида юқори зичликка эга бўлган электрон

булутини хосил бўлиши бир хил зарядли ядролар орасида тортишиш кучларини хосил қилади.

Гомеокутбий боғланиш асосида ўзаро алмашилиш таъсири ётади. Боғланувчи ядролар ўзаро электронлар билан алмашинадилар ва бу квант характерга эга бўлган ходисадир. Бундай боғланиш кучлари алмашилиш кучлари, энергияси эса алмашилиш энергияси деб аталади. Ушбу боғнинг асосий хоссаларидан бири шундан иборатки, боғланиш энергияси унда катнашаётган электронлар спини йўналишларига боғлиқ бўлади. Агар спинлар антипараллел бўлса, боғ кучли бўлади. ковалент боғ фазода маълум бир йўналишга эга бўлиб, фақат энг яқин атомлар орасида содир бўлади.

Ковалент ҳам ўз навбатида икки хил бўлади, қутбли ва қутбсиз боғланиш. Агар мусбат ва манфий зарядларнинг марказлари устма-уст тушса, бундай молекулалар қутбсиз молекулалар ҳисобланади (1.6,а-расм).

Агар мусбат ва манфий зарядлар марказлари мос келмаса ва бу марказлар бир-биридан қандайдир l масофада жойлашган бўлса, бундай молекулалар қутбли ёки дипол молекулалар деб аталади (1.6,б-расм).

Дипол молекула ўзининг дипол моменти билан тавсифланади. Дипол моменти деб молекуладаги мусбат ва манфий зарядлар орасидаги масофа l ни заряд миқдори q га кўпайтмасига айтилади

$$\vec{p} = q \cdot \vec{l}$$

Одатда $q \approx 2 \cdot 10^{-19}$ $l = (1 \div 3) \cdot 10^{-10}$ бўлади, шунинг учун $p = (0,5 \div 1) \cdot 10^{-30}$ Кл·м бўлади.

Кўп органик бирикмалар ковалент боғ хосил қиладилар. Шунга қарамай бундай боғлар баъзи бир ноорганик қаттиқ жисмларда ҳам кузатилади.

Бундай кристаллларнинг панжараси шу модданинг ёлғиз атомларидан тузилган бўлади.

Масалан, олмос, кремний, германий, кремний карбиди (SiC) ва бошқалар. 1.7-расмда атомларнинг жойлашишига кўра олмос кристаллининг панжараси тасвирланган.

Ковалент боғланиш одатда жуда мустахкам бўлади. Шунинг учун бундай материалларнинг қаттиқлиги ва эриш температураси юқори бўлади.

Гетерокўтбий (ион) боғланиш.

Бундай боғ мелалл атомидаги валент электроннинг қўшни металлоид атомига ўтиб кетиши натижасида пайдо бўлади. Натижада мусбат ва манфий ионлар орасида ўзаро Кулон тортишиш кучи пайдо бўлади. Бундай боғланишли кристаллар *ионли кристаллар* дейилади.

Ишқор метал атомларининг галлоид тузлар атомлари билан ҳосил қилган боғлар бунга яққол мисол бўла олади.

1.8-расмда NaCl ва CsCl кристалларининг тузилиши келтирилган.

1.8-расм.

Ион панжараларининг координацион сони юқори бўлади. Координацион сон бир атом атрофида жойлашган қарама-қарши зарядли ионлар сонини билдиради. Масалан, ош тузи кристали (NaCl) учун координацион сон 6 га, CsCl учун 8 га тенг.

Ион кристалларда мусбат ва манфий ион жуфтлигини кристалдаги молекула деб ҳисоб бўлмайди, чунки улар бир хил тартибда бутун кристал бўйлаб бир хилда даврий равишда кетма-кет жойлашган. Тўғрироғи, бутун кристални ягона улкан молекула деб қараш ўринли. Бунда кристалдаги ҳар бир сон ион барча қўшни ионлар томонидан кучли таъсирга учрайди.

Атомларнинг қўшни атомдан электрон тартиб олиши ҳисобига кимёвий боғ ҳосил қилиш қобилияти электроманфийлик деб аталади. Электроманфийликнинг ўлчови сифатида атомнинг ионланиш энергияси W_u ва элекорон билан мос келувчанлик энергияси W_e орқали аниқланган қуйидаги катталиқдан фойдаланилади:

$$x=0,5 (W_u + W_e)$$

Ишқорий металлларнинг электроманфийлиги энг кичик бўлади, шунинг учун турли кимёвий реакциялардан улар осонликча ўз ташқи электронларини беради. Уларнинг электронлар билан мос келувчан энергияси W_e ҳам жуда кичикдир. Аксинча, галоген атомлари эса катта электроманфийликка эгадирлар. Улар ташқи электрон қобиғини тўлдириш учун осонгина электрон тартиб оладилар.

Ўзаро боғланиш ҳосил ҳосил қилаётган атомларнинг электроманфийлиги фарқи қанчалик юқори бўлса, ҳосил бўлган боғланишнинг ионлик даражаси шунчалик катта бўлади.

Металл боғланиш.

Металл боғланиш умумлашган эркин электронлар билан боғланган атом тизимларида ҳосил бўлади. Мусбат атом қолдиқлари билан эркин электронлар орасидаги тортишиш кучи металлларни яхлитлигини таъминлайди.

Металл боғланиш ҳам маълум бир даражада ковалент боғланишга ўхшаб кетади. Чунки бунда ҳам боғни умумлашган электронлар ҳосил қилади. Фарқи шундаки, металл боғдаги умумлашган электронлар ҳамма атомларга тегишли бўлиб, металл бўйлаб ихтиёрий нуқтага кўчиб юриши мумкин. Бу эркин электронлар металл кристали панжараси ичида ўзига хос “электрон гази”ни ҳосил қилади. (19,а-расм).

Ковалент боғланишда эса икки атом орасидаги алмашинувчи электронлар шу атомлар атрофида ҳаракатланади. Металл боғлари маълум бир атомлар орасида маҳаллийланмаганлиги учун улар атомлар ўз ўринларини ўзгартирганда ҳам бўлмайди. Шунинг учун металлларнинг пластиклик хоссалари (тобланувчанлиги) юқори бўлади. Металларда эркин электронларнинг бўлиши уларнинг юқори электрик ва иссиқлик ўтказувчанлигини белгилайди.

Молекуляр боғланиш.

Молекуляр боғланишли атомлари ўзаро ковалент боғланган бир қатор молекулалар ўртасида молекуляр (ёки Вандер-Ваалье) боғланиши

кузатилади. Бундай молекулаларда ўзаро тортишиш кучлари пайдо бўлиши учун қўшни молекулаларнинг валент электронлари ҳаракати ўзаро мослашган бўлиши керак. (19,б-расм).

Валентнинг ихтиёрий моментида электронлар бир-биридан энг кўп узоқлашган ва мусбат ядроларга энг кўп яқинлашган бўлади. Шунда электронларнинг қўшни молекула ядроси билан тортишиш кучлари (Ван дер Вальс кучлари) молекулаларнинг электрон булутлари орасидаги итариш кучидан катта бўлади.

Бундай флуктуацияланувчи молекуляр диполлар орасидаги тортишиш кучлари *дисперсион таъсирлашиши* деб аталади. Ван дер Вальс кучлари универсал бўлиб, у ихтиёрий зарралар ўртасида ҳосил бўлиши мумкин. Шу билан бирга, бундай боғлар зужа заиф бўлиб, уларни боғланиш энергияси ковалент ёки ион боғланишга нисбатан тахминан 100 мартаба кичикдир.

Дисперсион кучлар жуда заиф бўлгани учун молекуляр боғланиш одатда атомлар ёки молекулалар ўртасида содир бўлганда ўзини яққол намоён этади. Молекуляр боғлар иссиқлик таъсирида осонгина бузилади. Шунинг учун молекуляр кристалларнинг эриш температураси жуда паст (масалан, парафин учун $T_э=50\div 50C^0$)

1.9-расм

Водород боғланишли кристаллар.

Водород боғланишли кристалларда водород атоми бир молекула билан кимёвий боғ ҳосил қилган ҳолда иккинчи молекула билан ҳам таъсирлашади, қутбланган водород атоми иккинчи молекулада ҳам дипол моменти индукциялайди ва натижада етарли даражада кучли боғланиш ҳосил бўлади. Водород боғланишни модданинг учала афегат ҳолатларида ҳам кузатиш мумкин. Водород боғлар электроманфийлиги юқори бўлган атомлар, масалан, F, O ва N орасида яққол намоён бўлади. Водород атоми ўзининг ягона электронини қўшни атомга бериб мусбат ионга айланади ва иккинчи қўшни атом билан ион боғланиш ҳосил қилади. Водород боғланиш органик моддалар молекулалари орасида ҳам кўп учрайди. Сув

молекуласининг кўп ажойиб хоссалари водород боғланиш хоссасидан келиб чиқади. Юқорида келтирилган кристаллардаги боғланиш турлари якка ҳолда кузатилмайди. Кристалдаги атом ёки молекула орасида бир пайтда бир неча боғланиш турлари кузатилиши мумкин. Лекин, маълум бир шароитда кристалларда бирор боғланиш тури устивор бўлиши мумкин. Ана шу нуқтаи назардан кристал боғланишлари турларга ажратилади.

§1.3. Қаттиқ жисмларнинг тузилиши хусусиятлари.

Кўпгина электротехника материаллари қаттиқ жисмдан иборатлиги учун ушбу бўлимда қаттиқ жисмлар тузилишига қисқача тўхталиб ўтамиз.

Кристаллар- кристалл атомлари тартиб билан жойлашади. Ушбу тартиб кристалдаги атомларнинг электростатик майдонлари даврийлигини келтириб чиқаради. Кристалл панжарада ҳар доим шундай элементар катак ажратиш мумкин-ки, у ўзида кристалнинг барча хусусиятларини сақлаб қолади ва уни панжара ўқлари бўйлаб кўчиришда кристалл тузилишини тиклаш мумкин. Атом ёки молекулаларнинг бирор турдаги кристалл панжара ҳосил қилиши атомлар ўлчамига ва ташқи электрон қобиғи тузилишига боғлиқ бўлади.

Табиатда кристаллар жуда кўп бўлишига қарамай, геометрик нуқтаи назардан уларнинг тузилиши 7 та кристалл тизимига (сингониясига) кирувчи 14 хил геометрик имконий кристалл панжарадан иборат бўлар экан. Бу 14 хил панжаралар *Браве панжаралари* деб аталади. (1.10-расм). Ушбу панжаралар бир-бирларидан электр катак ёнлари ва улар орасидаги бурчаклар билан фарқ қилади. Улар орасидаги муносабат 1.1-жадвалда келтирилган.

Геометрик синфлашда кристаллар тўла фарқланмайди. Масалан, бир хил геометрик тузилишга эга бўлган кристаллар ҳам пьезо-, пироэлектрик хоссалари ёки иккиланма нур синдириш қобиляти бўйича фарқланиши мумкин. Бунга сабаб улар турли хил нуқтавий симметрияга тегишли эканлигидир. Кристалладаги нуқтавий симметрия тури 32 хил бўлиб, улар

нуқтавий ва трансляция симметриялари бўйича 230 хил фазовий панжара гурухларини ҳосил қилади.

1.10-расм.

1.1-жадвал.

Кристаллар ўз навбатида монокристалл ёки поликристалл кўринишида бўлади. Монокристалда барча атомлар тартиб билан жойлашиб, бу тартиб кристалнинг бутун ҳажмида бир хилда сақланади. Майда монокристалл бўлакчаларини бетартиб жойлашувидан иборат бўлган кристални *поликристалл* деб аталади.

Поликристаллар изотроп қаттиқ жисмлардир, яъни уларнинг физик хоссалир барча йўналишлар бўйича бир хилдир. Монокристаллар эса, аксинча, анизотроп моддалар бўлиб, уларнинг физик хоссалир кристаллнинг турли йўналишларида турлича бўлади. Шунинг учун монокристаллнинг физик катталикларини аниқлаганда уларни қандай йўналишда ўлчанганлиги кўрсатиб ўтилади.

Кристалдаги текислик ва йўналишларни белгилаш учун *Миллер индекслари* деб аталувчи рақамлардан фойдаланилади.

Миллер индекслари.

Фараз қилайлик кристални x, y, z ўқларини A, B, C нуқталарда кесиб ўтувчи текисликни белгилаш керак бўлсин. OA, OB, OC кесмалар координата бошидан кристалл йўналиши билан текислик кесишган нуқтагача бўлган масофа билдиради.

Бунда ҳар бир йўналишдаги узунлик бирлиги шу йўналишдаги атомлар орасидаги масофага тенг деб олинади. Ушбу кесмалар узунликларини мос ҳолда H, K ва L ҳарфлари билан белгилаймиз. Ушбу масофага тескари катталикларни эса H^1, K^1 ва L^1 билан белгилаймиз (яъни $H^1 = \frac{1}{H}, K^1 = \frac{1}{K}, L^1 = \frac{1}{L}$). Энди H^1, K^1 ва L^1 ларнинг нисбатига тенг бўлган энг кичик бутун сонлар оламиз, уларни мос ҳолда h, k, l ҳарфлари билан белгилаймиз. Ушбу сонлар юқоридаги текисликларнинг Миллер индекслари ҳисобланади ва кичик кавс $| \quad |$ ичида кўрсатилади.

Масалан, $|OA|=H=1$, $|OB|=K=4$, $|OC|=L=2$ бўлсин, унда $H^1 = \frac{1}{H} = 1$, $K^1 = \frac{1}{K} = \frac{1}{4}$ ва $L^1 = \frac{1}{L} = \frac{1}{2}$ бўлади. 1, $\frac{1}{4}, \frac{1}{2}$ сонлари нисбатига тенг бўлган энг кичик бутун сонлар (4,1,2), бинобарин, ушбу текисликнинг Миллер индекслари ҳам шунга тенг бўлади.

Кубик кристалларда Миллер индекслари (100) бўлган текислик (y, z) теислигига параллел жойлашган бўлади. (010) кесим (x, z) текислигига, (001) кесим эса (x,y) текислигига параллел жойлашган бўлади. Ушбу текисликлар мос холда x, y, z ўқларига перпендикуляр бўлади.

Кристалдаги йўналишларни аниқлашда шу йўналишдаги векторнинг ўқларидаги проекцияси нисбатига тенг бўлган энг кичик бутун сонлардан фойдаланилади. Бу сонлар ўрта кавс [] ичида кўрсатилади.

Ушбу сонлар квадрат кавслар ичида ёзилиши билан Миллер индексларидан фарқланади. Мисол учун, x-ўқининг мусбат йўналишини [100] билан белгиланади. Мос холда [010] –y ўқи йўналиши, [001]- z-ўқининг манфий йўналишини белгилайди.

Кубнинг диагонали [111] сонлари билан белгиланади (1.11-расм).

Кристалларда нуқсонлар.

Одатда табиатда мукамал кристаллар мавжуд эмас. Ҳар қандай ҳақиқий кристаллар тузилишида маълум бир нуқсонлар мавжуд бўлади. Нуқсонлар динамик (вақтга боғлиқли) ва статик (доимий) турларга ажратилади. Динамик нуқсонлар кристаллга механик, иссиқлик электромагнитлик каби ташқи кучлар таъсир этилганда, ёки кристалдан юқори энергияли зарралар оқими ўтганда ҳосил бўлади.

Фононлар ҳам динамик нуқсонларга яққол мисол бўла олади. Фонон деб кристалл панжара тебраниши энергияси квантига (бўлагига) айтилади.

Статик нуқсонлар нуқтавий ва фазовий нуқсонларга бўлинади. Нуқтавий нуқсонларга ваканция (бўш қолган кристалл тугуни, тугунлар орасига ўтиб қолган атом) киришмавий нуқсон бегона атомни панжара

туғунида ёки тугунлар орасида жойлашиши, ҳамда, 2-3 атомлар ваканцияларидан иборат бирикмалар киради. (1.2-расм).

Чизикли нуқсонларга дислокация (1.12,в-расм), ғоваклар, ёриқлар, донорлик чегараси, бошқа фазали микро-киришмалар мисол бўла олади. Дислокациянинг энг содда турига четки ва винтсимон дислокациялар киради. Киришмавий нуқсонлар концентрацияси жуда оз бўлсада, улар кристаллнинг физик хоссаларига жуда катта таъсир этади.

Масалан, тоза яримўтказгичга баъзи киришма атомларини 0,001% миқдорда қўшилиши натижасида уларнинг солиштирама электрик қаршиликлари $10^5 \div 10^6$ марта ўзгариб кетади, аммо улар ўзгармайди. Кристаллдаги чўзиқ нуқсонлар эса уларнинг механик хоссаларига кучли таъсир этиши мумкин.

1.12-расм.

Полиморфизм.

Баъзи моддалар бир неча шаклдаги кристалл панжаралар ҳосил қилиши мумкин. Моддаларнинг бу хоссалари полиморфизм деб аталади. Қаттиқ жисмнинг ҳар бир кўриниши *полиморф шакл ёки аллотропик модификация* деб номланади. Паст ёки нормал температурадаги турғун бўлган аллотропик ҳолатни α –ҳарфи билан белгиланади. Юқорироқ температурада турғун бўлган ҳолатлар мос ҳолда β , γ деб номланади.

Техник материалларни ишлатишда полиморфизм ҳодисаси муҳим аҳамиятга эга.

Полиморфизм ҳодисасига мумтоз мисол тариқасида оқ қалайни (β -Sn) паст температураларда кулранг (α - Sn) қалайга айланишини келтиришимиз мумкин. Бу ҳодиса техникада “қалай вабоси” деб аталади. Углерод атомнинг полиморфизми ҳам амалий аҳамиятга эга. Углерод табиатда графит ва олмос кўринишларида учрайди.

Оддий шароитларда графит олмосга нисбатан турғун оллотропик ҳолат ҳисобланади. Босим ортиши билан олмоснинг турғунлиги ортиб графитники пасайиб боради. Агар юқори босимларда графитни қиздириб

ундаги углерод атомларининг ҳаракатчанлиги оширилса, у олмосга айланиши мумкин. Сунъий олмос олиш мана шу тамойилга асосланган. Ҳозирги кунда дунёнинг турли мамлакатларида минглаб квадрат сунъий олмослар олинади. Олмосни синтез қилишда босим $p \sim 10^{10}$ Па ва температура $T \sim 2000^\circ\text{C}$ ни ташкил этади. Сунъий олмослар ўзининг механик хоссаларига кўра табиий олмослардан қолишмайди.

Шишалар ва аморф қаттиқ жисмлар.

Табиатда ва техникада барча қаттиқ жисмлар кристалллардан иборат эмас. Молекула ва атомлари тартибсиз жойлашган қаттиқ жисмлар аморф қаттиқ жисмлар деб номланади. Аморф қаттиқ жисмлар изотроп моддалардир. Уларнинг кристалллардан асосий фарқларидан бири улар аниқ эриш температурасига эга эмас. Аморф қаттиқ жисмларга шиша ва пластик материаллар яққол мисол бўла олади. Шиша атомлари тартибсиз жойлашсада, уларда маълум бир яқин тартибни кузатиш мумкин. Яқин тартиб шундан иборатки, бир атом ёки молекула атрофида маълум бир сондаги атомларнинг жойлашиш тартиби мавжуд. Шишани қаттиқ совирилган суюқлик деб қарашимиз мумкин. Суюқлик қаттиқ совирилганда унинг қовушқоқлиги ортиб атом ва молекулаларнинг диффузион фаоллигига ҳалиқит беради ва кристалл пажара ҳосил бўлишига тўсқинлик қилади. Лекин, бу фаза турғун эмас. Баъзан аморф қаттиқ жисмлар қиздирилганда кристалланиш содир бўлади.

§1.4. Қаттиқ жисмлар зона назарияси элементлари.

Қаттиқ жисмларда содир бўлувчи турли физик ҳодисаларни механизмини тушунтириб берувчи энг замонавий назария – квант физиканинг зоналар назариясидир.

Қаттиқ жисмни зоналар назарияси эркин электроннинг кристалдаги атом қолдиқлари ҳосил қилган даврий майдондаги ҳаракати назариясидан келиб чиқади.

Юқорида таъкидланганидек алоҳида атомлар дискрет энергетик спектрга эга, яъни ундаги электронлар дискрет энергия қийматларини қабул қилади. Атомдаги қуйи энергия сатҳлари электронлар билан тўйинган ҳолда бўлиб, юқори энергетик сатҳларга электронлар маълум бир ташқи таъсир натижасида ўтади, бунда атом уйғонган ҳолатга келади.

Атомлар уйғонган ҳолатдан уйғонмаган кам энергияли ҳолатга ўтганда электромагнитик тўлқинли (фотон) чиқаради. (1.13,а-расм). Агар атомлар кучсиз боғланган ҳолатда (масалан, газ ҳолатда) бўлса, атомларнинг бири-бири билан таъсири заиф бўлиб, энергетик сатҳлар дискрет ҳолатда бўлади. Атомлар газ ҳолатдан суяқ ва қаттиқ ҳолатга ўтганда атомларнинг энергетик сатҳлари бироз ўзгаради. Бу ўзгаришлар атомларнинг ўзаро таъсири туфайли содир бўлади, бунда атомларнинг электронлар билан тўлган ва тўлмаган сатҳлари ҳам ўзгаради.

1.13-расм.

Бир атом электронларининг қўшни атом ядролари томонидан тортилиши натижасида электронларни бир атомдан иккинчи атомга ўтишида тўсқинлик қилувчи потенциал тўсиқни пасайтиради.

Асосийси атомларни яқинлашганда уларнинг бир қийматли энергетик сатҳларга устма-уст тахланиши натижасида бир-бирига жуда яқин сатҳлар дастаси –энергетик соҳа ҳосил бўлади. электронлар соҳа ичидаги ихтиёрий сатҳларда ҳеч қандай ташқи таъсирсиз ҳаракатлана оладилар. Шунинг учун улар бир атомдан иккинчи атомга ўтиб кристалл бўйлаб ҳаракат қилиши мумкин. Ушбу электрон алмашинув ҳодисаси квант табиатга эга бўлиб, у электронларнинг бир хиллигидан келиб чиқади.

Энди электронларни у ёки бу атомга тегишли деб айта олмаймиз. Ҳар бир зонадаги электрон барча кристалл атомларига тегишли бўлиб қолади. Бошқача айтганда, электронлар илмашинуви содир бўлади.

Қаттиқ жисмларда атомларнинг ўзаро алмашинуви таъсирида ёлғиз атомларнинг энергетик сатҳлари энергия зоналарига айланади. 13,б-расмда нометалл модда атомларида энергетик зоналарни ҳосил бўлиши кўрсатилган.

Электронлар ҳаракатланиши мумкин бўлган энергия зоналари орасида таъқиқланган зоналар борлиги кўрсатилган. Энергия бу зонага тегишли энергия қийматларига эга бўла олмайди, яъни қаттиқ жисмда бундай энергияга эга бўлган электронлар мавжуд эма.

Рухсат этилган зона кенглиги кристалл ўлчамига боғлиқ эмас, балки, кристалл симметрияси ва атомлар хусусиятларига боғлиқ бўлади. агар қаттиқ жисмдаги иккита қўшини атомлар орасидаги алмашинув энергиясини W_A деб белгиласак, содда кубик кристалл учун сатҳларни зонага ажралишида тухсат этилган зона кенглиги $12 W_A$ га тенг бўлади. Чунки, кубик кристаллда ҳар бир атом атрофида 6 та атом бўлиб, ҳар бири 2 тадан алмашинув электронларига эга. Ёқий марказлашган панжарали кристалл учун рухсат этилган зона кенглиги $12 \times 2 = 24 W_A$ га тенг бўлади. Хажмий марказлашган панжарали кристаллда рухсат этилган зона кенглиги $8 \times 2 = 16 W_A$ га тенг бўлади.

Алмашинув энергияси W_A электронларнинг энергия сатҳларини ўзаро қопланишига боғлиқ бўлгани учун ядрога яқин бўлган ички сатҳларнинг кенгайиши камроқ бўлади. бу сатҳлар атом ядросига кучлироқ боғланган бўлиб, электронлар ядро атрофида жойлашган (тўпланган) бўлади. атом уйғонганда бўш бўлган юқоридаги сатҳлар ҳам кенгайиб зоналар ҳосил қилади. Сатҳнинг энергияси қанчалик юқори бўлса, унинг кенглиги ошиб боради, таъқиқланган зоналар кенглиги эса, торайиб боради.

Ҳар бир зона кўплаб сатҳлардан иборат бўлади, бу сатҳлар сони кристалдаги атомлар соҳасига тенг бўлади. 1 см^3 хажмли кристалда $10^{22} \div 10^{23}$ та атом борлигини ҳисобга олсак ва энергетик сатҳлар ораси бир неча электрон вольтдан ошмаслигини билган ҳолда зонадаги икки энергетик сатҳ орасидаги фарқ $10^{-22} \div 10^{-23}$ Эв ни ташкил этишини аниқлаймиз. Бундан келиб чиқадики, зонадаги электрон ўз энергиясини узлуксиз ўзгартириши мумкин эмас. Бунда унинг энергияси зонанинг қуйи энергия қийматидан унинг юқори энергия қийматигача бўлган оралиқдаги ихтиёрий қийматни қабул қила олади.

Паули принципига асосан, ҳар бир энергетик сатҳда спинлари қарама-қарши бўлган иккитадан ортиқ электронлар жойлаша олмайди. Шунинг учун, рухсат этилган зонадаги сатҳлар сони чекланган бўлиб, улар атомлар сони билан аниқланади. Зонадаги электронлар сони ҳам чекли бўлиб, улар кристалнинг энергетик спектрини ҳосил қилишда муҳим ўрин тутди. Ёлғиз атомдаги энергетик сатҳлардаги сингари қаттиқ жисмлардаги зоналар ҳам электронлар сони билан тўлган, ярим тўлган ёки бўш, тўлмаган бўлиши уммкин. Энг юқориги электронлар, яъни валент электронлари билан тўлган зонани *валент зона* деб номланади. Бу зона ёлғиз атомларнинг энг ташқи тўлган энергетик сатҳидан ҳосил бўлади. ушбу валент зонага энг яқин бўш ёки қисман тўлган зонани *ўтказувчан зона* деб аталади. Ушбу икки зонанинг ўзаро жойлашиши қаттиқ жисмнинг жуда кўп физик хоссаларини белгилайди.

Зоналар назарияси хулосалари.

Зоналар назарияси асосида ўтказгичлар, яримўтказгичлар, диэлектрикларни осонгина фарқлаш мумкин.

1.15-расм

Металларда ўтказувчанлик зонаси валент зона билан тутшиб кетади, натижада валент электронлар жуда кам энергия таъсирида ўтказувчанлик зонасига ўтиши ва ўз энергияларини ўзгартириши мумкин. Улар кристалл бўйлаб эркин ҳаракат қила олишлари мумкин (1.15-расм). Шунинг учун, металлар электр токини яхши ўтказади. Яримўтказгичларда эса валент зона билан ўтказувчан зона орасида таъқиқланган зона мавжуд. Бу зона кенглиги унча катта бўлмаганлиги учун яримўтказгичларда иссиқлик таъсирида ҳам электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин (1.15,б-расм). Бу эса одатдаги температурада ҳам яримўтказгичларда доим эркин электронлар мавжуд бўлишини таъминлайди.

Шартли равишда таъқиқланган зонанинг энергетик кенглиги 3Эв дан кичик бўлган қаттиқ жисмлар яримўтказгичларга киради. Ундан катта

таъқиқланган зонага эга бўлган қаттиқ жисмлар эса *диэлектриклар* деб номланади (1.15,в-расм). Бундан кўриниб турибдики, диэлектриклар билан яримўтказгичларнинг зоналар тузилиши ўхшаш бўлиб, улар фақат таъқиқланган зона кенглиги билан фарқ қилади.

Зоналар назариясига асосан ташқи электр майдон таъсирида барча моддаларнинг ҳам валент зонасидаги электронлари ҳаракатлана олмайди. Чунки, ташқи майдон таъсирида электроннинг майдон йўналиши бўйича тезланиши, яъни энергиясининг ортиши керак бўлади. бунда электроннинг оладиган қўшимча $10^{-8} \div 10^{-4}$ Эв ни ташкил этади.

Лекин, валент электронлари ўз энергияларини юқорида кўрсатилган қийматга ўзгартира олмайди. Чунки, бу энергия таъқиқланган зонага тўғри келиб, электронлар бундай энергияни қабул қила олмайдилар. Моддалар бундан истиснодир, улардаги валент зоналар ўтказувчан зона билан туташиб кетганлиги туфайли валент зонадаги электронлар ташқи майдон таъсирида ўз энегияларини жуда кам миқдорда ортирса ҳас, юқоридаги ўтказувчан зонага ўтишлари мумкин. Бу ҳолат металлларнинг яхши электр ўтказувчи эканлигини тушунтириб бера олади.

Яримўтказгичларда ва диэлектрикларда паст температураларда барча электронлар валент зонада бўлади. шунинг учун улар токни ўтказмайди.

Валент зонадаги электронлар ўтказувчан зонага ўтиши учун анча катта энергия керак бўлади.

У ҳолда нима учун яримўтказгичлар ҳона температураларида ҳам ўтказувчанликка эга деган савол туғилади.

Ҳона температурасидаги атомларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси, дарҳақиқат, унча катта эмас. Уни тахминан $\frac{3}{2} kT$ ифода билан ҳисобласа бўлади. Бу энергия қиймати $\sim 0,04$ Эв ни ташкил этади. Лекин шуни айтиб ўтиш керакки, юқоридаги энергия атомларнинг ўртача иссиқлик энергиясидир. Иссиқлик ҳаракати тартибсиз бўлгани учун ихтиёрий вақтда флуктуациялар натижасида энергияси ўртача тебранма ҳаракат энергиясидан

анча юқори бўлган атомлар ва демак, мос холда шундай юқори энергияли электронлар топилади.

Ушбу электронлар яримўтказгичларни ўтказувчан зонасига ўтиб олади ва яримўтказгичларда ўтказувчанлик хосил бўлади. Электронларнинг яримўтказгичнинг валент зонасидан ўтказувчанлик зонасига ўтиши натижасида валент зонада ваканция пайдо бўлади. Ушбу вакант ҳолат “ковак” деб номланади. Ташқи майдон таъсирида коваклар электронларнинг ҳаракатига тескари йўналишда ҳаракатланади. Коваклар ўзларининг мусбат зарядли ва муайян эффектив массали заррачалардек тутати.

Яримўтказгичларда муайян температурадаги мувозанатда канча ўтказувчан электронлар пайдо бўлса, шунча электронлар яна қайтиб валент зонага тушади ва ковак электрон жуфтлиги йўқолади. Бу ходиса (термик) рекомбинация деб аталади. Температура ортиши билан яримўтказгичдаги эркин электронлар кўпаяди, натижада ўтказувчанлик ортади.

Аксинча, температура пасайиши билан эркин электронлар сони камайиб боради. Температура етарлича пасайганда яримўтказгичда эркин электронлар йўқолади, у сифат жихатдан бутунлай бошқа материалга – диэлектрикка айланади. Температура мутлақ нолга яқинлашган сари яримўтказгич билан диэлектриклар орасидаги фарқ йўқолиб боради. Металлар билан нометаллар орасидаги фарқ эса катталашади.

Ўтказувчан зонага ўтган электронлар ва мутлақ эркин кўчиб юрсада, доим кристалл панжара атомларининг даврий майдони таъсирида бўлади. электрон ҳаракатининг бундай даврий майдондаги ҳаракатини математик таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, кристаллдаги электронларнинг массаси m^* уларнинг ҳақиқий гравитацион массаси m_0 дан фарқ қилар экан.

Шунинг учун электронларнинг кристалл панжарадаги массаси m^* - унинг эффектив массаси деб номланади. Бу киритилган катталиқ зоналар чегараларида маънога эга. Электронларнинг кристалл панжарадаги эффектив массаси унинг гравитацион массаси m_0 дан анча фарқ қилиши ҳам мумкин. Эффектив масса хатто манфий бўлиши мумкин. Бу электронларнинг

кристалл панжара билан таъсирлашуви квант табиатидан келиб чиқади. Ўтказувчан зонадаги энергетик сатҳлар текис тақсимланган бўлмайди.

(1.16-расм).

Холатлар зичлиги $N(W)$ деганда энергия бирлигига тўғри келувчи энергетик сатҳлар сонига айтилади. У зона чеккасида энергия ортиши билан пароболик қонунига асосан ортиб боради:

$$N(W) = \frac{2\pi}{h^3} (2m_n^*)^{\frac{3}{2}} W^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

бунда m_n^* -электроннинг эффектив массаси.

Таъқиқланган зона кенглиги температурага боғлиқ ўзгаради. Бу асосан икки сабабадан юз беради. Биринчиси, атомларнинг иссиқлик тебранишлар амплитудаси ўзгарса, иккинчидан атомлар орасидаги масофа яъни, жисм ҳажми ўзгарса. Температура ортиши билан атомлар тебраниши амплитудаси ортади, уларнинг ўзаро таъсири кучаяди ва энергетик сатҳлар кенгайиши ортади. Шунинг учун рухсат этилган зона кенглиги ортиб, таъқиқланган зона кенглиги қисқаради.

Атомлар орасидаги масофа ўзгарганда, масалан, юқори босимлар таъсирида таъқиқланган зона кенглиги ортиши ҳам, камайиши ҳам мумкин. Бу атомларнинг ўзаро таъсир хоссасига боғлиқ. Босим ҳам зоналар кенглигига таъсир этади, чунки, босим таъсирида атомлар орасидаги масофа ўзгаради.

Яримўтказгичларда ва диэлектрикларда эркин электронлар флуктуацияларини фақат иссиқлик таъсиригина ҳосил қилмайди. Ёруғлик фотонлари тез ҳаракатланаётган зарралар оқими, кучли электрик майдон энергияси ҳам эркин электронлар ҳосил қилишлари мумкин.

Қаттиқ жисмларнинг электрик хоссалари атомлар орасидаги ўзаро таъсир хусусияти ва улар орасидаги масофага кучли боғлиқ. Масалан, углерод атоми олмос кўринишида диэлектрик ҳисобланади ва у шаффоф модда, графит кўринишида эса, токни яхши ўтказувчи шаффоф бўлмаган ярим металлдир.

Моддадаги киришмавий ва бошқа нуқтавий нуқсонлар қўшимча энергетик сатҳлар ҳосил қилиши мумкин. Бу энергетик сатҳлар асосан таъқиқланган зонага тўғри келади.

Киришмалар ва бошқа нуқсонлар зичлиги кичик бўлганда киришма атомлари орасидаги масофа етарлича катта бўлади ва бу нуқсонлар бир-бири билан таъсирлаша олмайди. Бунда ҳосил бўлган сатҳлар дискрет бўлиб, улар нуқсон ёнида жойлашган бўлади. Нуқсонлар зичлиги етарлича ортганда улар бир-бирига яқин жойлашиб, ўзаро таъсирлашиши оқибатида уларнинг энергетик сатҳлари зонага айланиши мумкин.

Шундай қилиб, қаттиқ жисмларнинг электр хоссалари ягона зоналар назарияси ёрдамида тушунтирилади. Металларда электронларнинг активлаштириш энергияси нолга тенг, яримўтказгичлар ва диэлектрикларда у ошиб боради.

Хулоса қилиб шуни айтиш керакки, зоналар назарияси ковалент боғли ва металл боғли қаттиқ жисмларда аниқ бажарилади.

Қаттиқ жисмларни яримўтказгич ва диэлектрикка бўлиниши шартли бўлиб, бу фарқ борган сари ўзининг дастлабки маъносини йўқотмоқда. Бунга сабаб, техникада борган сари таъқиқланган зона кенглиги катта бўлган яримўтказгичлар кенг қўлланилмоқда.

2-БОБ. ЎТКАЗУВЧАН МАТЕРИАЛЛАРДА ФИЗИК ЖАРАЁНЛАР ВА УЛАРНИНГ ХОССАЛАРИ.

§2.1. Ўтказгичлар тўғрисида умумий маълумотлар.

Электр токининг ўтказувчилари қаттиқ жисм, суяқликлар ва маълум шароитларда газлар ҳам бўлиши мумкин. Ўтказувчи қаттиқ жисмларга металллар, металл қотишмалари ва углероднинг баъзи модификациялари киради.

Металллар пластик, ялтироқликка эга бўлган, электр токини ва иссиқликни яхши ўтказувчи моддалардир. Электротехника материаллари ичида металллар энг кўп муҳим ўринлардан бирини эгаллайди.

Суяқ ўтказгичларга эриган металллар ва электрлар киради. Одатда металлларнинг эриш температураси жуда баланд бўлади. металллардан фақат симоб (эриш температураси $+39^{\circ}\text{C}$) ва галлий (эриш температураси $29,8^{\circ}\text{C}$) ни эриш температурасига яқин. Қолган металлларнинг эриш температураси юқори ҳисобланади. Қаттиқ ва суяқ металлларда ток ташувчилар вазифасини эркин электронлар бажаради, шунинг учун уларни биринчи турдаги ўтказгичлар деб аталади.

Электролитлар, кислоталар, ишқорлар ва тузларнинг сувдаги эритмалари, ионли бирикмаларнинг қотишмалари иккинчи турдаги ўтказгичларга мисол бўла олади. Иккинчи турдаги ўтказгичларнинг асосий фарқи шундан иборатки, уларда ток ташувчилар вазифасини мусбат ва манфий ионлар бажаради.

Электролитлардан ток ўтганда мусбат ва манфий электродлардан модда ажралиб чиқади. Бу ходиса электролиз деб аталади. Электролиз натижасида электролитни ташкил этувчи ионлар концентрацияси ўзгаради.

Газлар ва металллар буғлари одатда нейтрон ҳисобланади ва ток ўтказмайди. Ташқи электр майдон кучланиши етарлича катта бўлганда зарбали ва фотонизация бошланади. Газда мусбат ва манфий ионлар, эркин электронлар ҳосил бўлади ва газ ўтказувчан бўлиб қолади.

Агар кучли ионлашган газда мусбат ионларининг ҳажм бирлигидаги заряди электронларнинг ҳажм бирлигидаги зарядига тенг бўлса газнинг бундай ҳолати плазма деб аталади.

§2.2. Металларнинг электр ўтказувчанлиги физикаси.

Металларнинг мумтоз назарияси асосида Друде ва Лоренцлар томонидан киритилган эркин электронлардан иборат бўлган “электрон гази” ётади. Ушбу металдаги электрон гази идеал газ қонуниятларига бўйсунди деб ҳисобланади. Металдаги атомларнинг ҳар бири биттадан эркин электрон чиқарса, яъни металдаги атомлар бир марта ионлашган ҳолат учун эркин электронлар концентрацияси металдаги атомлар концентрациясига тенг бўлади ва уни қуйидаги ифода ёрдамида ҳисоблаб топиш мумкин

$$n = \frac{d}{A} \cdot N_0$$

Бунда d -метал зичлиги, A - атом массаси, N_0 -Авагадро сони. Молекуляр -кинетик назарияга асосан эркин электронларнинг ўртача кинетик энергияси температура билан қуйидагича чизиқли боғланган

$$\frac{m\overline{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT \quad (2.1)$$

Бундай $\bar{U}$ -электронлик иссиқлик ҳаракатини ўртача квадрат тезлиги.
 $k=1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ж}}{\text{К}}$ – Больцман доимийси. Ушбу ифодадан $T=300\text{K}^0$ даги электроннинг ўртача квадрати тезлигини ҳисобласак, у $\bar{U} \approx 10^5 \text{ м/с}$ ни ташкил этади.

Ўтказгичга ташқи электр майдон қўйилганда эркин электронларнинг майдон бўйлаб ҳаракати вужудга келади. Барча электронлар тезликларини майдон бўйлаб қўшимча ташкил этувчиси $\bar{v}$ пайдо бўлади. ушбу тезлик *дрейф тезлиги* деб аталади. Электронларнинг металллардаги дрейф тезлиги v уларнинг ўртача иссиқлик ҳаракати тезлигидан анча кичик бўлади. металллардаги ток зичлиги

$$J = en\bar{v} \quad (2.2)$$

ифода билан аниқланади. Мис ўтказгичдаги ток зичлиги $J = 10^6 \frac{\text{А}}{\text{м}^2}$ бўлган хол учун дрейф тезликини ҳисобласак $v \approx 10^{-4} \text{ м/с}$ эканлигини топамиз, яъни $\bar{v} \ll \bar{U}$ эканлигини тасдиқлайди.

Энди эса металлларнинг электр ўтказувчанлиги δ учун Друде ифодасини ҳосил қиламиз. Маълумки, металлларда ток зичлиги билан электр майдон кучланганлиги E орасида қуйидаги боғланиш мавжуд бўлиб

$$J = \delta E \quad (2.3)$$

у *Ом қонуни* деб номланади.

Друде назариясига асосан, металлларга ташқи майдон қўйилганда ундаги электронлар кристалл панжарадаги икки атом оралиғида маълум бир тезланиш билан ҳаракат қилади

$$a = \frac{eE}{m}$$

Электроннинг кристалдаги атомлар билан биринчи ваиккинчи тўқнашишлари орасида олган энг катта дрейф тезлиги $V_{\text{max}} = a\tau_0$ ифода билан аниқланади.

Шу ораликдаги ўртача дрейф тезлигини эса

$$\bar{v} = \frac{v_{\text{max}}}{2} = \frac{a\tau_0}{2} = \frac{eE}{2m}\tau_0$$

деб оламиз. Бунда τ_0 -электроннинг эркин югуриш вақти. Агар электроннинг эркин югуриш йўли $\bar{l}$ олинса, у холда

$$\tau_0 = \frac{\bar{l}}{\bar{u} + \bar{v}}$$

деб олишимиз мумкин. $\bar{U} \gg \bar{v}$ бўлгани учун

$$\tau_0 = \frac{\bar{l}}{\bar{U}}$$

га тенг бўлади. Ифодалардан фойдаланиб

$$I = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m\bar{U}} E \quad (2.4)$$

ифодани ҳосил қиламиз. (2.3) ва (2.4) ларни таққослаб металлнинг ўтказувчанлиги учун

$$\delta = \frac{e^2 n \bar{l}}{2m\bar{U}} \quad (2.5)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

Ушбу ифодани жуда ҳам аниқ деб бўлмайди. Чунки, биз кристалда битта электрон ҳаракатини кўриб чиқиб уни барча бошқа электронларга ҳам ўринли деб ҳисобладик. Агар биз ташқи электр майдондаги барча электронлар ҳаракатини ҳисобга олганимизда ва уларни кристал панжара атомлари билан тўқнашишидаги умумий импульсларни ўзгартиришини ҳисобга олсак, у холда ўртача дрейф тезлиги икки марта катта бўлар экан. Шунини ҳисобга олган холда

$$\delta = \frac{e^2 n \bar{l}}{m\bar{U}} \quad (2.6)$$

ни ҳосил қиламиз.

Друде назарияси доирасида Видеман-Франц қонуни учун ифода келтириб чиқаришимиз мумкин. Ушбу қонунга асосан муайян температурада металнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти λ -ни, унинг электр ўтказувчанлик коэффициентига нисбати ҳар қандай металл учун бир хил ва ўзгармасдир.

Металларда эркин электронлар концентрацияси катта бўлганлиги учун иссиқлик ўтказишда ҳам улар асосий ролни ўйнайди. Металларда иссиқлик

Ўтказувчанликнинг эркин электронлар билан боғлиқ қисми, панжаравий иссиқлик ўтказувчанликка қараганда анча каттадир.

Металлардаги электрон иссиқлик ўтказувчанлик учун

$$\lambda = \frac{1}{2} kn\bar{U}\bar{l}$$

ифода ўринлидир. Видеман-Франц қонунини топиш учун (2.7) ифодани (2.6) ифодага бўламиз.

$$\lambda/\delta = \frac{3k^2}{e^2} T = L_0 T$$

Кўриниб турибдики, ўтказгичларнинг иссиқлик ўтказувчанлигини уларнинг электр ўтказувчанлигига нисбати модда турига боғлиқ бўлмаган, фақат температурага боғлиқ λ катта экан. Юқоридаги ифодадаги $L_0 = \frac{3k^2}{e^2}$ катталиқ *Лоренц сони* деб аталади. Квант статистикаси асосида олинган аниқроқ натижага асосан Лоренц сони

$$L_0 = \frac{\lambda}{\delta T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} B^2 K^{-2}$$

га тенг. Хона температурасида тажриба натижалари назария билан яхши мос тушади. Ушбу ифодалардан келиб чиқадики, яхши ток ўтказувчи модда иссиқликни ҳам яхши ўтказар экан.

Металларнинг классик назарияси кўп ҳолларда тажриба натижаларини тушунтириб бера олмайди.

Хусусан, Друде назарияси асосида металларнинг иссиқлик сиғимини электронлар билан боғлиқ қисми жуда кичиклиги тушунтириб бўлмайди.

Мумтоз назарияга асосан кристалларнинг панжаравий иссиқлик сиғими $3R$ га тенг (Дюланг-Пти қонуни). Металлардаги эркин электронлар газини идеал газ деб қаралса, у ҳолда электрон газнинг иссиқлик сиғими $\frac{3}{2} R$ га тенг бўлиши керак. Металларнинг умумий сиғими эса

$$C_v = C_{\text{панж}} + C_e = 3k + \frac{3}{2}k = \frac{9}{2}k$$

га тенг бўлиши керак. Диэлектрикларда эркин электронлар бўлмагани учун уларнинг иссиқлик сиғими ўтказгичларникига нисбатан кичик бўлиши зарур.

Амалда эса, юқори температураларда металллар ва диэлектрикларнинг иссиқлик сиғимлари бар хил бўлади.

Бу шуни аниқлатадики, металллардаги электронлар гази иссиқликни деярли қабул қилмайди. Бу эса мумтоз