Абдурахманов К.П.
Эгамов У.

ФИЗИКА

ДАРСЛИК

ТОШКЕНТ 2010

Муаллифлар: Абдурахманов Қ.П., физика-математика фанлари доктори, профессор, Эгамов Ў., физика-математика фанлари номзоди, доцент

Тақризчилар: Р.А. Мўминов, Ўзбекистон Фанлар Академияси академиги, физика-математика фанлари доктори, профессор,
М.С. Баходирхонов, физика - математика фанлари доктори, профессор

«Физика» дарслиги техника йўналишида таҳсил олаётган талабалар ва магистрларнинг физика фанини чуқурроқ ўзлаштиришлари, мустақил шуғулланишлари учун мўлжалланган бўлиб, қуйидаги бўлимлардан иборатдир: механика, электростатика, электромагнетизм, гармоник тебранишлар, тўлқинлар, акустика, электромагнит тебранишлар, тўлқин оптикаси, квант механикаси, физикавий статистика, молекуляр физика, термодинамика, қаттиқ жисмлар физикаси ва ядро физикаси.

Ушбу дарслик Давлат таълим стандартининг техника университетлари таълим йўналишлари бўйича физика фанининг намунавий дастури мазмуни асосида тайёрланди.

Дарслик Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта - махсус таълим вазирлигининг 2009 йил 25 февралдаги 51-сонли буйруғига асосан (рўйхатга олиш рақами 146) чоп этилди.

Сўз боши

Ушбу «Физика» ўқув дарслиги Ўзбекистон Республикаси Давлат таълим стандартининг техника университетлари таълим йўналишлари бўйича бакалаврлар тайёрлаш мазмуни ва савиясининг мажбурий минимумига бўлган талабларга мувофиқ тузилган.

Тошкент ахборот технологиялари университетининг физика кафедрасида талабаларга мультимедиа муҳитида маърузалар ўқилмоқда.

Мультимедиа муҳитида ўқиладиган маьрузалар янги ахборот имкониятларига эга бўлган маьрузалар матни асосида олиб борилади. Электрон маьрузалар матни, электрон дарсликдан фарқли равишда, асосан маьрузачининг маьруза ўтишдаги индивидуал маҳорати ва талабаларнинг қобилияти даражасига боғлиқ равишда тузилади.

Одатда мультимедиали маъруза сифатини ошириш учун маърузалар матнини тайёрлашда ахборот технологияларидан унумли фойдаланиш: илмий ва ўқув маълумотлари графикларини сканерлаш, Интернет тармоғидан ноёб фотосуратларни, видеоклипларни олиш, ҳаракатдаги графиклар, жонли ҳодисалар ва анимациявий роликларни тайёрлаш орқали эришилади.

Ўқитиш маълумотлари асосан “WebCT”, “iSpring”, “Tool book II Instructor”, “Power Point” дастурларида кадр ёки слайд кўринишида тайёрланиб, тақдим этилади.

Мультимедиа муҳитида маърузаларни талабалар интерактив шароитда тинглаб, осонгина ўзлаштирадилар ва хотирада узоқ вақт сақлай оладилар. Аммо, кадрлар тайёрлаш Миллий дастурида мустақил ишларга кўпроқ эътибор бериш кўзланган ва аудитория соатларининг сезиларли қисми шуларга ажратилган. Бу соҳада мультимедиали электрон маърузалар матни талабаларнинг мустақил шуғулланишига тўла имкон бераолмайди. Унинг устига ҳозирги кундаги ўзбек тилида физика фани бўйича мавжуд бўлган дарсликлар ҳажми ва назарий жиҳатдан муҳандис кадрлар тайёрлаш учун мўлжалланмаган.

Техника йўналишларида таҳсил олаётган талабаларга физика фанини чуқурроқ ўзлаштириши, мустақил шуғулланиши учун мос дарсликлар, ўқув қўлланмалар ҳозирча етарли эмас.

Шу сабабли, ТАТУ физика кафедрасида кўп йиллардан бери ўқилаётган маърузалар асосида, физика фанининг намунавий дастури мазмуни доирасида бакалаврлар учун мўлжалланган, “Физика” ўқув дарслигини тайёрлашни мақсадга мувофиқ, деб ҳисобладик.

КИРИШ

Келажак ўтмишда шаклланади. Вақтнинг узвий боғлиқлигини инсоният ривожланишда, айниқса фан ва техниканинг ривожланишида яққол тасаввур қилиши мумкин. Физика ва у билан чамбарчас боғланган хозирги замон техникаси бундан истисно эмас.

Алоқа тизимларининг ҳозирги кунда бизга хизмат кўрсатаётган намуналарининг бир қисми XIX ва XX асрларда яратилган. Бу электр алоқа тизимлари – телеграф, телефон, радио ва компьютер тармоқларидир.

Аввал улар ўзларича алоҳида, рақобатлашиб ривожлана бошлади. Ўзаро техникавий рақобат, вақт ўтиши билан ўзаро боғлиқлик, бир мақсадни бажариш учун бирлашишга олиб келди. Уч электродли лампанинг яратилиши уларга биринчи асос бўлди ва радиотехникани ривожланишига, электрон аппаратларнинг янги авлодларини пайдо бўлишига олиб келди.

Ўтган асрнинг ўрталарида кичик ўлчамли актив ярим ўтказгич асбобларидан бири - транзисторнинг кашф этилиши алоқа тизимларида, радиоэшиттириш ва телевиденияда иккинчи (инқилоб) революцияга, дискрет ярим ўтказгич асбобларнинг яратилиши эса электрониканинг шаклланишига олиб келди. Радиотехника ва электрониканинг аста-секин ўзаро боғланиши радиосхема ва электрон компоненталар ўртасидаги чегаранинг йўқолишига сабаб бўлди.

Интеграл схемаларнинг яратилиши ва қўлланилиши микроэлектрониканинг шаклланишига имкон берди. Сантиметр квадратининг юздан бири бўлакларида тайёрланадиган интеграл схемалар бир неча ўн мингдан иборат актив ва пассив электрон элементларни ўз ичига олди. Натижада, интеграл схемаларга асосланган, алоқа тизимларининг учинчи авлодлари пайдо бўлди.

Кристалл ҳажми бўйича тақсимланган актив ва пассив элементларнинг юқори интеграцияли интеграл схемаларини яратилиши асосида мураккаб функцияларни бажарувчи ўта катта интеграл схемалар тайёрланабошланди. Масалан, зарядларни кўчириш асбоби бўлган телевизион камера 3x4 мм^2 сиртга эга бўлиб, миллиондан ортиқ актив элементларни ўз ичига олади ва мураккаб функцияларни бажаришга хизмат қилади.

Катта интеграл схемалар яратилиши компьютерларнинг янги авлодини, мобиль телефонлар, телевизион камералар ва бошқа ҳозирги замон алоқа тизимларининг яратилишига асос бўлди.

Ҳозирги вақтда, қаттиқ жисмлар электроникасида, ўта янги электрон қурилмаларни яратиш учун янги физикавий принциплар ва ҳодисаларни аниқлашда изланиш ишлари олиб борилмоқда. Бу физикавий жараёнларнинг характерли хусусияти - қаттиқ жисм ҳажмидаги динамик ножинслиликлардан ахборотни сақлаш ва қайта ишлашда фойдаланишдир. Динамик ножинслиликларга Ганн электр доменлари, цилиндрик ва магнит доменлар, зарядни кўчириш асбобларидаги пакет ва «чўнтаклар», сиртқи ва ҳажмий акустик ҳамда спинли тўлқинлар киради. Натижада ҳозирги, энг янги электрон қурилмаларни яратиш учун акустикавий – магнитоэлектроника, квант электроникаси, спинотроника ва нанотехнология йўналишлари яратилмоқда.

Бу янги технологиялар ўз навбатида инсоният фаолиятининг барча соҳаларини ривожланишига олиб келиши ҳеч шубҳасиздир.

Фан ва техниканинг юқорида келтирилган ютуқлари исталган давлатнинг ижтимоий - иқтисодий ривожланишига хизмат кўрсатади.

Ҳозирги давр талабига жавоб берадиган мутахассисларни тайёрлашда, бакалаврият босқичидаги талабаларга физика фани асосларини ўргатишдан асосий мақсад – уларда ҳозирги замон илмий – техникавий дунёқарашни шакллантириш, уларга замонавий техника воситалари асосларини таништириш ва улардан фойдаланишга замин яратишдан иборат. Шуни унутмаслик керакки, физика фани олий ўқув юртларида ўқитиладиган олий математика, информатика, ахборот технологиялари, электр занжирлар назарияси, радиоэлектроника ва микроэлектроника асослари ва бошқа фанлар билан узвий боғланган.

Физика фани – табиат ҳодисаларининг оддий ва умумий қонуниятларини, моддалар тузилиши ва хусусиятларини, уларнинг ҳаракати қонуниятларини ўргатувчи фандир.

«Физика» сўзи грекча «physics» - табиат сўзидан келиб чиқади, шунинг учун табиатшунослик фанининг асосида ётади.

Физиканинг қонунлари маълумотларга асосланган бўлиб, асосан тажрибаларда ўрнатилган ва математик тилда ифодаланган миқдорий тенгламалардан иборатдир. Шу сабабли, у аниқ фанлар қаторига киради.

Ўрганиладиган материя ва жисмларнинг ҳаракатлари, шакллари ва объектларнинг кўп қирралилигига асосан физика бир қатор қисмларга бўлинади:

1. Атом ва молекуляр физика;
2. Газ ва суюқликлар физикаси;

3. Қаттиқ жисмлар физикаси;
4. Плазма физикаси;
5. Элементар заррачалар физикаси;
6. Ядро физикаси.

Материянинг ҳаракат турларига қараб физика қуйидаги бўлимларга бўлинади:

- Моддий нуқта ва қаттиқ жисмлар механикаси;
- Термодинамика ва статистика;
- Электродинамика;
- Оптика;
- Гравитация;
- Квант механикаси;
- Майдоннинг квант назарияси;
- Тебраниш ва тўлқинлар;
- Амалий оптика.

IБОБ. МЕХАНИКА

1-§. Механикавий ҳаракат

Вақт ўтиши билан жисмнинг фазодаги вазиятининг бошқа жисмларга нисбатан ўзгариши *жисмнинг механикавий ҳаракати* деб аталади.

Галилей - Ньютоннинг механикаси *классик механика* деб аталади. Классик механика, тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан сезиларли равишда кичик тезликка эга бўлган макроскопик жисмларнинг ҳаракати қонунларини ўрганади.

Ёруғлик тезлигига яқин ёки тенг тезликларга эга бўлган микроскопик жисмлар ҳаракати қонунларини махсус нисбийлик назариясига асосланган *релятивистик механика* ўрганади.

Механика асосан уч қисмга бўлинади:

1) кинематика; 2) динамика; 3) статика.

Кинематика – жисмлар ҳаракати қонуниятларини, ҳаракатнинг келиб чиқиш сабабларини эътиборга олмай, ўрганади.

Динамика – жисмлар ҳаракати қонуниятларини, ҳаракатнинг келиб чиқиш сабабларини билган ҳолда, ўрганади.

Статика – жисмлар тизими, тўпламининг мувозанат ҳолати қонунларини ўрганади.

2-§. Моддий нуқта. Абсолют қаттиқ жисм. Фазо ва вақт

Классик механикада ўрганиладиган энг содда объект моддий нуқта ҳисобланади.

Моддий нуқта деб, маълум массага эга бўлган, ўлчами ўрганиладиган масофаларга нисбатан жуда кичик бўлган жисмга айтилади.

Моддий нуқта тушунчаси абстрактдир. Масалан, Ернинг ўлчами Қуёшгача бўлган масофага нисбатан жуда кичик бўлгани учун, Қуёш атрофидаги ҳаракатида уни моддий нуқта деб фараз қилиш мумкин. Бунда Ернинг бутун массаси унинг геометрик марказида мужассамланган, деб ҳисобланади.

Жисмлар бири - бири билан ўзаро таъсирлашганда уларнинг шакли ва ўлчамлари ўзгариши мумкин.

Ҳар қандай шароитда деформацияланмайдиган жисм *абсолют қаттиқ жисм* деб аталади**.**

Қаттиқ жисмнинг қисмлари ёки икки нуқтаси орасидаги масофа ўзгармасдир. Қаттиқ жисмларнинг исталган ҳаракати илгариланма ва айланма ҳаракатлар мажмуасидан иборат.

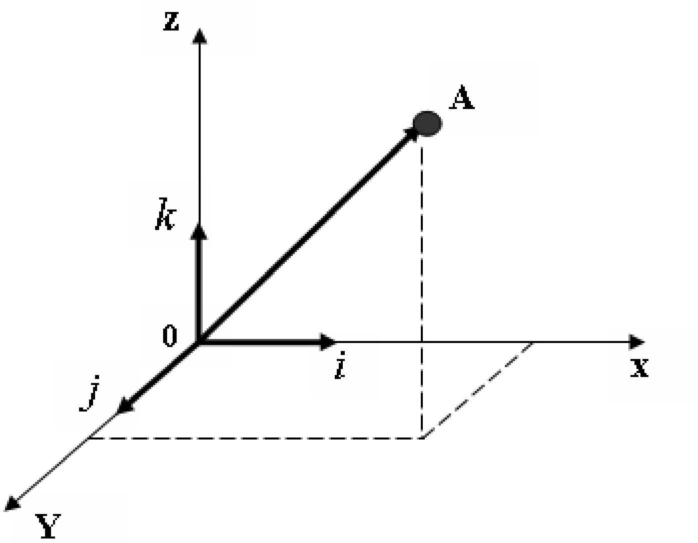
Илгариланма ҳаракат – бу шундай ҳаракатки, унда ҳаракат қилаётган жисм билан мустаҳкам боғланган исталган тўғри чизиқ бошланғич ҳолатига нисбатан параллеллигини сақлаб қолади.

Айланма ҳаракат – бу ҳаракатда жисмнинг барча нуқталарининг ҳаракат траекториялари айланалардан иборат бўлиб, уларнинг маркази эса айланиш ўқи деб аталадиган тўғри чизиқда ётади.

Жисмлар ҳаракатини текширишда, уларнинг вазиятини бошқа, шартли равишда қўзғалмас деб қабул қилинган жисмнинг ҳолатига нисбатан аниқлаш керак.

Жисмларнинг фазодаги вазиятини аниқлашга имкон берадиган, қўзғалмас жисм билан боғланган координаталар тизими *фазовий саноқ тизими* деб аталади.

Танлаб олинган фазовий саноқ тизимидаги ҳар бир нуқтанинг ўрнини учта *x,y*, *z* координаталар орқали ифодалаш мумкин (*1-расм*).



1- расм. Фазовий саноқ тизимида моддий нуқтанинг координаталари

Координата бошидан *A* нуқтагача йўналтирилган кесма *радиус - вектор* деб аталади. Радиус - вектор $\vec{r}$ нинг координаталари *x*, *y*, *z* ўқлардаги проекцияларидан иборат, яъни:

$$\vec{r} = x \cdot \vec{i} + y \cdot \vec{j} + z \cdot \vec{k} \quad , \qquad (2.1)$$

Бу ерда, $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ координата ўқлари бўйлаб йўналган бирлик векторлардир.

Агар A моддий нуқтанинг бирор саноқ тизимидаги радиус - вектори $\vec{r}$ бўлса, унинг x, y, z координаталари t вақтнинг функцияси кўринишида ифодаланади:

$$\vec{r} = \vec{r}(t)\ ;\ x = x(t)\ ;\ y = y(t)\ ;\ z = z(t)\ , \qquad (2.2)$$

Ҳар қандай ҳаракатни ўрганиш учун фазода турли саноқ тизимларини танлаб олиш мумкин. Шуни қайд этиш керакки, турли саноқ тизимларида айни бир жисмнинг ҳаракати турлича бўлади. Лекин, саноқ тизими шароитга қараб танланади. Масалан, жисмларнинг ҳаракати Ер билан боғланган саноқ тизими ёрдамида ўрганилади.

Ернинг сунъий йўлдошлари, космик кемаларнинг ҳаракати эса, Қуёш билан боғлиқ бўлган гелиоцентрик саноқ тизимида текширилади.

Маълум бир танланган саноқ тизимидаги нуқта ҳолатини белгиловчи x, y, z координаталар қандайдир сонлардан иборат деб ҳисобласак, энг аввал, уларни ўлчаш усулини ёки принципини танлашимиз керак.

Фазодаги нуқта ёки жисм ҳолатини белгиловчи x, y, z координаталар узунликдан иборат бўлгани учун, узунликни ўлчаш усулини танлаш керак бўлади. Одатда, узунликни ўлчаш учун, қандайдир қаттиқ стерженни намуна деб ҳисоблаб, уни ўлчов бирлиги деб қабул қилинади. Нуқтанинг фазодаги координаталаридан бирини ўлчаш учун, шу йўналишга ўлчов бирлиги бўлган намуна неча марта жойлашишининг сони аниқланади. Ана шу сон танланган йўналишдаги жисмнинг узунлигини белгилайди. Агарда бу сон бутун бўлмаса, намуна майда бўлакларга (ўндан бир қисми, юздан бир қисми ва ҳ.к.) бўлинади.

Бундай ўлчаш *тўғридан - тўғри ўлчаш* деб аталади. Аммо бу усул камчиликлардан ҳоли эмас. Масалан, Ернинг радиусини, Ердан Ойгача ёки Қуёшгача бўлган масофаларни ўлчашда намунадан фойдаланиб бўлмайди.

Бизнинг Галактикамиз ўлчамлари тартиби тахминан $\sim 10^{20}$ метрга яқин. Иккинчи тарафдан қаттиқ жисмлар атомлари орасидаги масофалар $\sim 10^{-10}$ *м* ёки айрим ядро заррачалари ўлчами $\sim 10^{-15}$ *м* га тенгдир. Бу ҳолларда, тўғридан - тўғри ўлчаш усулини қўллаб бўлмайди, узунликни ўлчаш учун бошқа ўлчаш принципларини танлашга мажбурмиз.

Катта масофаларни ўлчашда намуналардан фойдаланиш имконияти йўқ бўлгани учун ёруғлик нурининг тарқалиш тезлигидан фойдаланилади. Кичик масофаларни ўлчаш учун эса, аниқ тузилишли моддаларнинг физикавий хусусиятларидан фойдаланилади.

Вақт ҳам физик катталик бўлгани учун унинг миқдорий қийматлари айрим сонлардан иборат бўлади.

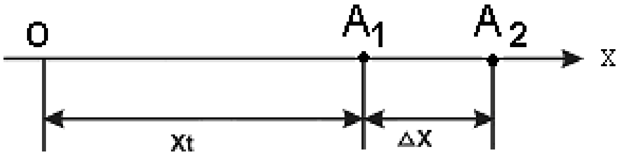
Аммо, узунликка ўхшаш вақтнинг абсолют қиймати йўқ. Вақт деганда қандайдир вақт оралиғини тушуниш керак.

Вақтни амалий ўлчаш усулларидан бири Ернинг ўз ўқи атрофидаги айланишдаги Қуёш суткасидан иборат. Унга кетган вақтнинг 86400 дан бир улуши секунддир.

Вақтни ўлчаш усулларининг энг аниғи деб Цезий атомининг асосий ҳолатларига тегишли икки энергетик сатҳлар орасини ўтишда электромагнит нурланишнинг 9192631770 марта тебранишига кетган вақт олинади. Бу вақт бир секундга тенгдир (1 - Иловага қаранг).

3-§. Моддий нуқта кинематикаси

Моддий нуқтанинг тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатини кузатайлик (*2 - расм*).



2 - расм. Моддий нуқтанинг 0X ўқи бўйича тўғри чизиқли ҳаракати

Тўғри чизиқ *0X* координата ўқи бўйлаб жойлашган, деб ҳисоблаймиз. Моддий нуқта ҳолати қуйидаги ифода билан белгиланади:

$$x = x(t)$$

Белгиланган t вақтда моддий нуқта координатаси $x_1 = x(t)$ бўлган A_1 ҳолатда деб ҳисоблаймиз. Δt вақтдан сўнг моддий нуқта координатаси $x_2 = x(t+\Delta t)$ бўлган А$_2$ ҳолатга кўчади. Демак, моддий нуқта Δt вақт ичида Δx йўлни босиб ўтади:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = x(t+\Delta t) - x(t)$$

Босиб ўтилган Δx йўлни Δt вақт оралиғига нисбати моддий нуқтанинг *ўртача тезлиги* деб аталади

$$< \upsilon >= \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad , \tag{3.1}$$

Агарда Δt вақт оралиғи нисбатан катта бўлса, ўртача тезлик тушунчаси ўринли бўлади. Аммо Δt вақт оралиғини кичрайтира борсак, натижада $\Delta x/\Delta t$ нисбат маълум бир чегаравий қийматга интилади. Бу чегаравий қиймат моддий нуқтанинг *оний тезлиги* деб аталади

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{x(t+\Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad , \tag{3.2}$$

Математикада бу ифода $x(t)$ ифодадан t вақт бўйича олинган *ҳосила* деб айтилади:

$$\upsilon = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt} = \frac{ds}{dt} \, , \tag{3.3}$$

Босиб ўтилган йўлдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила моддий нуқтанинг *оний тезлиги* деб аталади.

Кўпинчалик моддий нуқтанинг тезлиги вақтнинг функциясидан иборат бўлади, яъни $\upsilon = \upsilon(t)$. Бу тезликни вақт бирлигида ўзгариши нуқтанинг *ўртача тезланиши* деб аталади.

$$< a >= \frac{\Delta \upsilon}{\Delta t} \quad , \tag{3.4}$$

$$a = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \upsilon}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\upsilon(t+\Delta t) - \upsilon(t)}{\Delta t} = \frac{d\upsilon}{dt} \quad ,$$

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{dx}{dt}\right) = \frac{d^2x}{dt^2}, \tag{3.5}$$

Босиб ўтилган йўлдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосила моддий нуқтанинг *оний тезланиши* деб аталади.

Босиб ўтилган S йўлни, тезлик функциясини 0 дан t вақтгача чегарада интеграллаш йўли билан ҳисоблаш мумкин

$$s = \int_0^t \upsilon(t)dt \quad , \tag{3.6}$$

Агар ҳаракат тўғри чизиқли текис ҳаракатдан иборат бўлса, $\upsilon = const$ бўлади.

$$s = \int_0^t \upsilon \cdot dt = \upsilon t \quad , \tag{3.7}$$

бундан,

$$\upsilon = \frac{s}{t} \, , \tag{3.8}$$

Агар моддий нуқта ҳаракатининг бошланғич моментида ($\Delta t = 0$) тезлик υ_0 га тенг бўлса:

$$\upsilon(t) = \upsilon_0 + \int_0^t a(t)dt \quad , \tag{3.9}$$

га эга бўламиз.

Тезланиш ўзгармас бўлган ҳолда (a = $const$) ҳаракат *текис ўзгарувчан ҳаракат* деб аталади. У ҳолда

$$\upsilon_t = \upsilon_0 + at, \tag{3.10}$$

$$s = \int_0^t \upsilon_t dt = \int_0^t (\upsilon_0 + at)dt = \upsilon_0 t + \frac{at^2}{2} \quad , \tag{3.11}$$

Агар $a > 0$ бўлса, ҳаракат *текис тезланувчан ҳаракат* дейилади, $a < 0$ бўлганда эса, *текис секинланувчан ҳаракат* деб аталади.

Халқаро бирликлар тизими - «ХБТ»да тезлик метр/секунд билан ўлчанади.

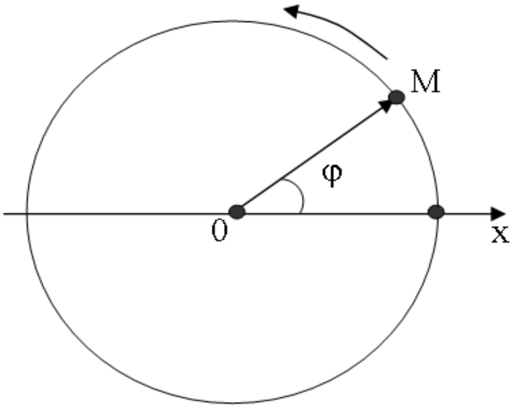
$$[\upsilon] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{метр}{сек}$$

Тезланиш эса,

$$[a] = \frac{[s]}{[t]} = \frac{метр}{сек^2}.$$

4-§. Нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати 3 - расмда келтирилган. M моддий нуқтанинг ҳолати ўзгармас $0X$ ўқи билан OM радиус - вектор орасидаги φ бурчак билан белгиланади.



3-расм. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

Бу ҳолда r радиусда ётган ҳар хил нуқталарнинг чизиқли тезликлари ҳар хил бўлади (υ_1, υ_2, …., ваҳ.к.). Шунинг учун айланма ҳаракатда моддий нуқтанинг тезлиги учун алоҳида катталик киритилади.

Ўзгармас 0X ўқи билан $0M$ радиус - вектор орасидаги бурчакдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила *бурчак тезлик* деб аталади.

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}$$

Агар бурчак тезлик ω ўзгармас бўлса, айлана бўйлаб ҳаракат *текис айланма ҳаракат* деб аталади. Моддий нуқта бир марта тўлиқ айланишда $\varphi = 2\pi$ бурчакка бурилади. 2π бурчакка бурилишга кетган вақт *T айланиш даври* деб аталади.

$$\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{2\pi}{T} \;;\; T = \frac{2\pi}{\omega}\,, \tag{4.1}$$

Бирлик вақт ичида айлана бўйлаб қилинган тўлиқ айланишлар сони *айланиш частотаси* деб аталади

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}\,,\; \omega = 2\pi\nu \;, \tag{4.2}$$

Бурчак тезликдан вақт бўйича олинган биринчи тартибли ҳосила ёки φ - бурчакдан вақт бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосила *бурчак тезланиш* деб аталади:

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \;, \tag{4.3}$$

XM айлана ёйи узунлигини *S* деб ҳисобласак, чизиқли тезлик ва чизиқли тезланишни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$\upsilon = \frac{ds}{dt} \;,\; a = \frac{d^2s}{dt^2}\,, \tag{4.4}$$

Айлана радиусини $\vec{r}$ деб белгиласак, *S* айлана ёйи қуйидагига тенг бўлади.

$$s = r\varphi \;, \tag{4.5}$$

У ҳолда бурчак тезлик ва тезланишларни радиус - вектор орқали ифодалашимиз мумкин:

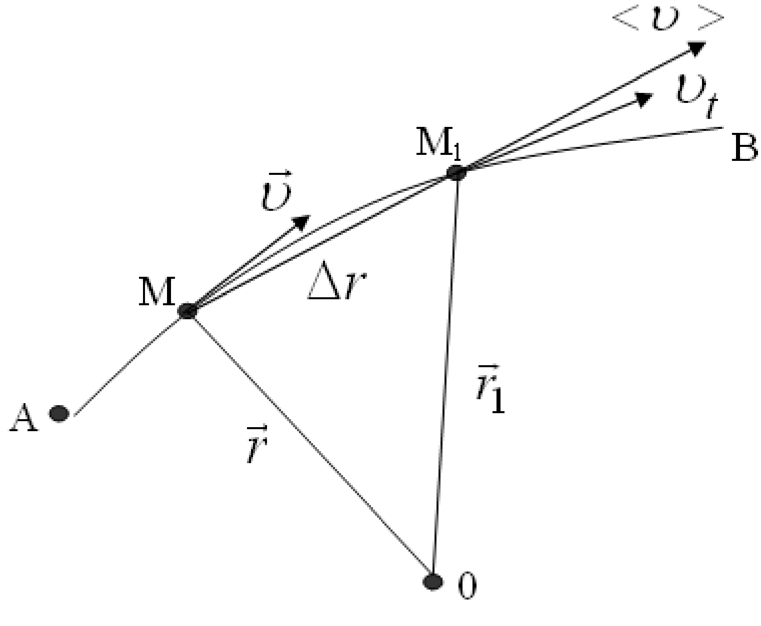
$$\upsilon = \frac{ds}{dt} = r\cdot\frac{d\varphi}{dt} = r\cdot\omega \;, \tag{4.6}$$

$$a = \frac{d^2s}{dt^2} = r \cdot \frac{d^2\varphi}{dt^2} = r \cdot \frac{d\omega}{dt} = r \cdot \beta \quad , \tag{4.7}$$

5-§. Эгри чизиқли ҳаракат

Эгри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракатланаётган моддий нуқтанинг чизиқли тезланиш ва тезлигини кўриб чиқамиз (*4 - расм*).

АВ эгри чизиқли траекторияда ҳаракатланаётган моддий нуқта ҳолатлари $\vec{r}$ радиус - векторнинг кўчиши билан белгиланади. t вақт моментида моддий нуқта $\vec{r} = \vec{r}(t)$ радиус - векторли M ҳолатда бўлади, Δt вақт ўтгандан сўнг моддий нуқта $\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$ радиус векторли M_1



4- расм. Моддий нуқтанинг эгри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракати

нуқтага кўчади. Расмдан кўриниб турибдики, моддий нуқта *АВ* эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланганда $\vec{r}(t)$ радиус-вектор катталиги ва йўналиши ўзгаради.

Ўртача тезлик қуйидагича ифодаланади:

$$<\vec{\upsilon}> = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} \quad , \tag{5.1}$$

Бу тезлик вектор катталикдир, унинг йўналиши MM_1 хорда ёки $\Delta\vec{r}$ кесма йўналиши билан мос тушади.

Ўртача тезликнинг Δt вақтни нолга интилишида олган чегаравий қиймати радиус - вектор $\vec{r}$ дан вақт бўйича олинган ҳосилага тенг бўлади:

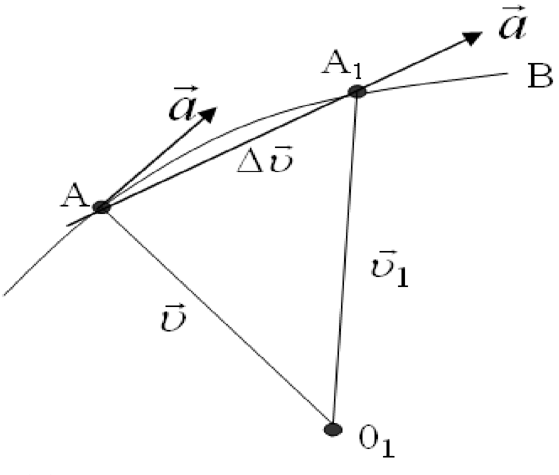
$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad , \tag{5.2}$$

Бу ерда $\vec{\upsilon}$ моддий нуқтанинг эгри чизиқли ҳаракатидаги оний тезлигидир. Оний тезлик йўналиши ҳаракатланаётган моддий нуқта траекториясига уринма йўналишда бўлади. Оний тезлик белгиланган t вақтга тегишли M нуқтада эгри чизиққа уринма бўлади. Тезланиш эса, тезлик вектори $\vec{\upsilon}$ дан вақт бўйича олинган ҳосилага тенг

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} \quad , \tag{5.3}$$

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} \quad , \tag{5.4}$$

4 - ва 5 - расмларга назар ташласак, тезлик ва тезланиш векторлари орасидаги ўхшашликларни кўрамиз.



5 - расм. Моддий нуқтанинг тезлик траекторияси

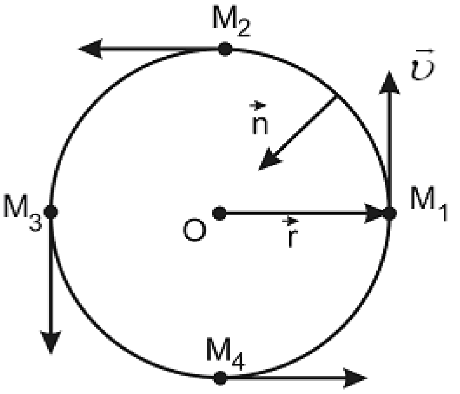
Қўзғалмас 0_1 нуқтага ҳар хил вақт моментида ҳаракатланаётган нуқтанинг тезлик векторини $(\vec{\upsilon})$ жойлаштирамиз. Бу ҳолда υ - векторнинг охирини тезланувчан нуқта A – деб атаймиз.

Тезланувчан нуқталардан иборат геометрик ҳолатларни *тезлик траекторияси* деб атаймиз.

6 – расмда $\vec{\upsilon}$ тезлик айланага уринма бўлиб йўналган, унинг қиймати

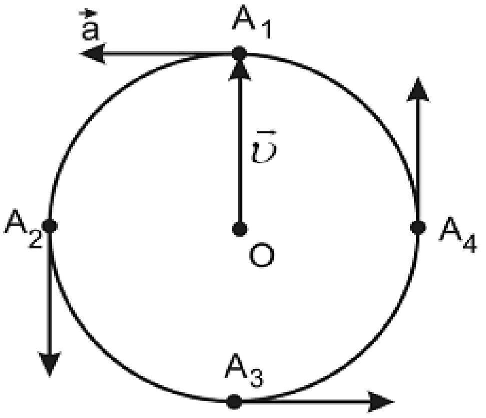
$$\vec{\upsilon} = \omega\vec{r} = \frac{2\pi\vec{r}}{T}$$

га тенг.



6 - расм. Моддий нуқта радиусининг айлана бўйлаб ҳаракати

7 - расмда $\vec{\upsilon}$ радиусли векторнинг траекторияси айлана кўринишда тасвир этилган. Моддий нуқтанинг M_1, M_2, M_3, M_4 ҳолатлари 7 - расмда A_1, A_2, A_3, A_4 тезланиш нуқталарини белгилайди.



7- расм. Моддий нуқта тезлик векторининг айлана бўйлаб ҳаракати

Тезланиш $\vec{a}$ $\vec{\upsilon}$ - радиусли айланага уринма бўйлаб йўналган.

Тезланиш қийматини қуйидаги кўринишда ифода қилиш мумкин:

$$\vec{a} = \omega\upsilon = \frac{2\pi\upsilon}{T} = \frac{\upsilon^2}{r}\ , \qquad (5.6)$$

бу ерда

$$\frac{2\pi}{T}=\frac{\upsilon}{\vec{r}} .$$

Бу марказга интилма тезланиш бўлиб, уни вектор шаклида қуйидагича ифодалаймиз:

$$\vec{a}_n = -\omega^2\vec{r} \ , \tag{5.7}$$

$\vec{a}$ билан $\vec{r}$ векторлар бир - бирига қарама - қарши йўналгани учун минус ишораси пайдо бўлди.

$$\vec{a}=\frac{\upsilon^2}{r}\vec{n}$$

бу ерда $\vec{n}$ - нуқтанинг айланма ҳаракати траекториясига перпендикуляр бўлган ва айлана марказига йўналган бирлик вектордир, $\vec{\tau}$ - эса айланага уринма йўналишда бўлган бирлик вектордир. Шунинг учун

$$\vec{\upsilon}=\upsilon\cdot\vec{\tau}$$

Агар

$$\vec{a}=\upsilon\frac{d\vec{\tau}}{dt} \ , \ \frac{d\vec{\tau}}{dt}=\frac{\upsilon}{r}\vec{n} \ , \tag{5.8}$$

бўлса,

$$\vec{a}=\frac{\upsilon^2}{r}\cdot\vec{n}$$

га тенг бўлади.

Моддий нуқта айлана бўйлаб бир текис ҳаракат қилганда, тезланиш марказга томон йўналган бўлади, яъни траекториясига перпендикуляр равишда бўлади.

Ўзгарувчи тезликни дифференциалласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\vec{a}=\frac{d(\upsilon\vec{\tau})}{dt}=\frac{d\upsilon}{dt}\cdot\vec{\tau}+\upsilon\cdot\frac{d\vec{\tau}}{dt} \ ,$$

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{\upsilon}{r}\vec{n} \quad ,$$

$$\vec{a} = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \frac{\upsilon^2}{r}\cdot\vec{n} \quad , \tag{5.9}$$

Демак, тезланиш вектори $\vec{a}$, $\vec{\tau}$ ва $\vec{n}$ бирлик векторлар текислигида ётар экан.
(5.9) – ифодадаги биринчи ҳад :

$$\vec{a}_t = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} \quad , \tag{5.10}$$

айланага уринма бўлгани учун – *тангенциал тезланиш* деб аталади.

Иккинчи ҳад эса:

$$\vec{a}_n = \frac{\upsilon^2}{r}\vec{n} \quad , \tag{5.11}$$

нормал тезланиш деб аталади ва ***у*** марказга қараб йўналган бўлади.

Шундай қилиб, умумий ҳолда $\vec{a}$ - тезланиш тангенциал ва нормал тезланишларнинг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \quad , \tag{5.12}$$

Тангенциал тезланиш тезликни миқдор жиҳатидан ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

Нормал тезланиш тезликнинг йўналиши ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

6 - §. Моддий нуқта динамикаси

Ўтган параграфларда таъкидлашимизча, кинематика жисмлар ҳаракатини унинг келиб чиқиш сабабларини эътиборга олмай ўрганади, деган эдик.

Динамика эса жисмлар ҳаракатини унинг келиб чиқиш сабабларини билган ҳолда ўрганади. Динамиканинг асосида Ньютон қонунлари ётади.

Ньютоннинг биринчи қонуни. Жисм ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини ташқаридан бошқа жисмлар таъсир этмагунича сақлаб қолади.

Жисмларнинг ўзини тинч ҳолати ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаб қолиш хусусияти, жисмларнинг *инерция хусусияти* деб аталади.

Шунинг учун, Ньютоннинг биринчи қонуни, *инерция қонуни* деб ҳам аталади.

Механик ҳаракат нисбийдир ва унинг хусусиятлари саноқ тизимига боғлиқ бўлади. Ньютоннинг биринчи қонуни исталган саноқ тизимида бажарилавермайди, шунинг учун бу қонун бажариладиган саноқ тизимлари *инерциал саноқ тизимлари* деб аталади.

Бошқа саноқ тизимларига нисбатан ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлай оладиган саноқ тизимлари *инерциал саноқ тизимлари* бўлаолади.

Координата боши Қуёш марказига жойлашган гелиоцентрик саноқ тизимини жуда катта аниқлик билан инерциал саноқ тизими деб ҳисоблаш мумкин, унинг координата ўқлари ўрганиладиган планета ёки юлдузларга йўналтирилган бўлади.

Худди шу ҳолат учун, Ер билан боғланган саноқ тизими инерциал саноқ тизими бўлаолмайди, чунки Ер нафақат Қуёш атрофида, ҳаттоки ўзининг ўқи атрофида ҳам айланишини ҳисобга олиш зарур. Аммо Ердаги механикавий ҳаракатлар учун Ер билан боғлиқ бўлган саноқ тизимини инерциал саноқ тизими деб ҳисоблаш мумкин.

Тажрибалардан маълумки, бир хил таъсир остида турли жисмлар ўзининг ҳаракат тезлигини бир хил ўзгартирмайди, бошқача қилиб айтганда, ҳар хил тезланиш қийматларига эга бўладилар.

Тезланиш фақат таъсир кучига боғлиқ бўлмай, жисмнинг ўзини хусусиятига, яъни массасига ҳам боғлиқдир.

Жисмнинг массаси – материянинг асосий хусусиятларидан бири бўлиб, унинг инерциал ва гравитациявий хусусиятларини белгилайди.

Инерциал масса жисм инертлигининг ўлчов бирлиги бўлиб, инертликни ўзи эса, жисмнинг ўз ҳолатини сақлаб қолиш хусусиятидир.

Ньютоннинг биринчи қонунидаги таъсирни таърифлаш учун куч тушунчасини киритиш зарурдир. Ташқи куч таъсирида жисм ўзининг ҳаракат тезлигини ўзгартиради, тезланишга эга бўлади ёки ўзининг шакли ва ўлчамларини ўзгартириши мумкин – деформацияланади. Демак куч икки хил таъсирга эгадир: динамик ва статик.

Вақтнинг ҳар бир белгиланган моментида, куч ўзининг қиймати, фазодаги йўналиши ва қайси нуқтага қўйилгани билан характерланади.

Шундай қилиб, куч вектор катталик бўлиб, берилган жисмга бошқа жисм ёки майдонларнинг механикавий таъсири ўлчови бўлаолади.

Ньютоннинг иккинчи қонуни. Ньютоннинг иккинчи қонуни – илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий қонуни бўлиб, ташқи қўйилган куч таъсирида моддий нуқта ёки жисмнинг механикавий ҳаракати қандай ўзгаришини тушунтириб беради.

Моддий нуқта ёки жисмга ҳар хил кучлар таъсир этганда, тезланиш қўйилган кучларнинг тенг таъсир этувчи қийматига пропорционалдир.

$$a \sim F, \quad (m = const) \quad , \qquad (6.1)$$

Турли жисмларга бир хил куч таъсир этса, уларнинг олган тезланишлари ҳар хил бўлади. Жисмнинг массаси қанча катта бўлса, унинг инертлиги шунча юқори бўлади ва олган тезланиши кичик бўлади.

$$a \sim \frac{1}{m}, \quad (F = const), \qquad (6.2)$$

(6.1) ва (6.2) – ифодалардан фойдаланган ҳолда, куч ва тезланиш вектор катталик эканлигини ҳисобга олиб, қуйидаги ифодани ёзишимиз мумкин:

$$\vec{a} = K\frac{\vec{F}}{m}, \qquad (6.3)$$

(6.3) – формула Ньютоннинг иккинчи қонунини математик ифодасидир.

Моддий нуқтанинг олган тезланиши, таъсир этувчи куч йўналишига мос келиб, шу куч моддий нуқта массасининг нисбатига тенгдир.

Ньютоннинг иккинчи қонуни фақат инерциал саноқ тизимлари учун ўринлидир.

«ХБТ» да *К* пропорционаллик коэффициенти бирга тенг. У ҳолда:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$$

ёки

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}, \qquad (6.4)$$

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt}, \qquad (6.5)$$

$$\vec{P} = m\vec{\upsilon}$$

вектор катталик, тезлик йўналиши бўйича йўналган бўлиб, ҳаракат миқдори – *импульс* деб аталади.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \qquad (6.6)$$

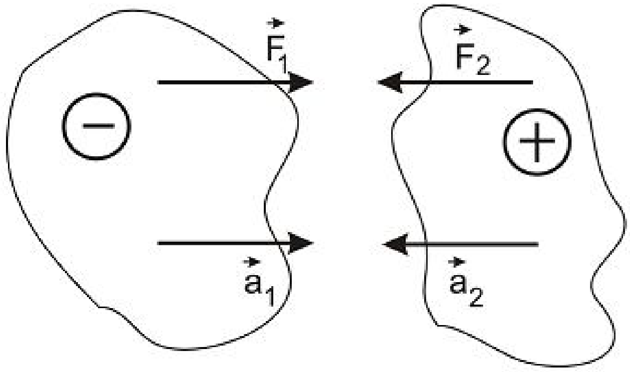
Моддий нуқта ҳаракат миқдорининг вақт бўйича ҳосиласи жисмга таъсир этувчи кучга тенгдир.

$$1\,H = 1\ \frac{кг \cdot метр}{сек^2}$$

Ньютоннинг учинчи қонуни. Моддий нуқталарнинг ўзаро таъсири характерини Ньютоннинг учинчи қонуни билан ифодалаш мумкин. Моддий нуқта ёки жисмларнинг бир-бирига таъсири, ўзаро таъсир кучлари характерига эга, бу кучлар модули бўйича тенг бўлиб, бир - бирига қарама - қарши йўналгандир:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2, \qquad (6.7)$$

Мусбат ва манфий зарядлар билан зарядланган m_1 ва m_2 массали жисмлар бир-бирига тортишишгандаги ўзаро таъсирни кўриб чиқайлик (*8 - расм*).



8 - расм. Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсири

$\vec{F}_1$ ва $\vec{F}_2$ кучлар таъсирида жисмлар $\vec{a}_1$ ва $\vec{a}_2$ тезланишларга эга бўладилар.

Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\vec{F}_1 = \vec{a}_1 m_1 \ , \qquad \vec{F}_2 = \vec{a}_2 m_2 \ , \qquad (6.8)$$

$$m_1\vec{a}_1 = -m_2\vec{a}_2 \quad \text{ёки} \quad \vec{a}_1 = -\vec{a}_2\frac{m_2}{m_1} \ , \qquad (6.9)$$

Ўзаро таъсир этувчи жисмларнинг олган тезланишлари массаларига тескари пропорционал ва бир-бирига қарама-қарши йўналган бўлади.

7 - §. Табиатда кучлар

Гравитациявий тортишиш кучи – бу иккита моддий жисмлар орасидаги ўзаро таъсир этувчи кучдир. Планеталарнинг ҳаракатини таҳлил қилиш натижасида 1667 йилда И.Ньютон бутун дунё тортишиш қонунини яратди. Бутун дунё тортишиш қонунига асосан m_1 ва m_2 массали жисмлар орасидаги гравитациявий тортишиш кучи жисмлар массаларига тўғри пропорционал ва ораларидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, икки жисм марказларини туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналган бўлади:

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \left| \frac{\vec{r}}{r} \right| , \qquad (7.1)$$

бу ерда γ - гравитациявий доимийлик.

$$\boldsymbol{\gamma = 6{,}6720 \cdot 10^{-11} Нм^2 / кг^2}$$

Бу таъсир гравитациявий таъсир деб аталади ва жисмларнинг массалари жуда катта бўлганда яққол намоён бўлади.

Бу ифодада массалар тортишиш хусусиятини белгилагани учун уларни *гравитацион массалар* деб аташади, аммо қиймати бўйича инерцион массаларга тенгдир.

Қуёш тизимидаги барча планеталарнинг массалари Қуёш массасининг 5 фоизидан кичик бўлгани учун, унинг атрофида ҳаракат қиладилар. Қуёш билан Ер орасидаги тортишиш кучи $3{,}5.10^{22}$ Н, Ер билан Ой орасидаги тортишиш кучи эса 2.10^{20}Н га тенгдир.

Планеталар ва уларнинг йўлдошлари ҳаракатларини Кеплер қонунлари тушунтирса ҳам, аммо тортишиш сабабини тушунтириб бераолмайди.

Кулон кучи - бу иккита q_1 ва q_2 нуқтавий зарядлар орасидаги таъсир этувчи кучдир:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2} , \qquad (7.2)$$

k – пропорционаллик коэффициенти, r – зарядли нуқталар орасидаги масофа.

Гравитациявий тортишиш кучидан фарқли равишда Кулон кучи тортишиш ёки итариш хусусиятларига эга бўлиши мумкин.

Агар зарядлар ҳаракатланса, Кулон қонуни аниқ бажарилмайди, чунки зарядлар ҳаракатига боғлиқ магнит майдон ва унинг кучлари пайдо бўла бошлайди.

Кулон қонуни электромагнит таъсирни узатиш механизмини (яқиндан ёки узоқдан таъсирни) тушунтириб бераолмайди. Яқиндан ёки узоқдан таъсир бирданига содир бўлади, таъсир тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги билан белгиланади.

М.Фарадей тушунтиришига биноан исталган электр зарядининг атрофида мавжуд бўлган, модданинг алоҳида тури сифатидаги электр майдони электростатик таъсир кучини юзага келтиради. Электр майдонининг куч характеристикасини электр майдон кучланганлиги белгилайди.

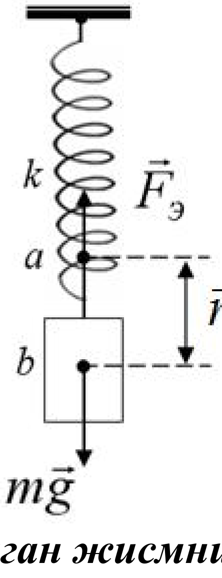
Бир жинсли оғирлик кучи - бутун олам тортишиш қонунига кўра, табиатдаги барча жисмлар бир-бирини тортишиш хусусиятига эгадирлар. Бу қонунга биноан, Ер атрофидаги барча жисмлар Ернинг тортиш кучи таъсирида бўлади. Ернинг тортиш кучи таъсирида ҳосил бўладиган куч ***огирлик кучи*** дейилади ва бу куч жисмларнинг эркин тушиш тезланишига боғлиқдир. Шунинг учун бу кучни жисмларнинг эркин тушиш тезланиши таъсирида пайдо бўлувчи куч ҳам дейилади

$$F = mg \, , \qquad (7.3)$$

m – жисм массаси, g – эркин тушиш тезланиши. Таянчда турган ёки осилган жисмларни Ер тортиши натижасида вертикал йўналган оғирлик кучи пайдо бўлади.

Эластиклик кучи - моддий нуқтанинг мувозанат ҳолатидан кўчишига пропорционал ва мувозанат ҳолати томон йўналган бўлади (*9 - расм*):

$$\vec{F} = -\alpha \vec{r} \, , \qquad (7.4)$$



9- расм. Пружинага осилган жисмнинг мувозанат ҳолатидан силжиши

бу ерда $\vec{r}$ - жисмнинг мувозанат ҳолатидан силжишини белгиловчи радиус - вектордир, α - жисмнинг эластиклик хусусиятига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти.

Ишқаланиш кучи - жисмнинг бошқа жисм сиртида сирпанишига қаршилик кўрсатадиган куч бўлиб, жисмнинг сиртига нормал бўйича берган босим кучига тенгдир.

$$\vec{F} = k\vec{R}_n , \qquad (7.5)$$

k – жисм сиртининг ҳолатига боғлиқ бўлган ишқалиш коэффициенти. R_n – жисм сиртига нормал бўйича йўналган босим кучи.

Ишқаланиш кучининг табиати қуйидагилардан иборат:

**Электромагнит табиатига эга бўлган тинчликдаги ишқаланиш кучи, у ишқаланаётган сиртлар турига боғлиқ бўлади;*

**Электромагнит табиатга эга бўлган сирпанишдаги ишқаланиш кучи. Буерда сирпаниш коэффициенти ишқаланаётган моддалар табиатига боғлиқ бўлади;*

**Электромагнит табиатга эга бўлган чайқалишдаги ишқаланиш кучи, у чайқалишдаги ишқалиш коэффициентига боғлиқ бўлади;*

Қаршилик кучи - *г*аз ва суюқликларнинг илгариланма ҳаракатларида ҳосил бўладиган кучдир.

Газ ва суюқликларда ҳаракатланувчи ҳар қандай жисм қаршиликка учрайди ва бу илгариланма ҳаракатни сусайтиришга олиб келади. Бу куч ҳаракатланувчи жисмнинг ҳаракат тезлигига кучли боғланишда бўлади:

$$\vec{F} = -k_1\vec{\upsilon} , \qquad (7.6)$$

бу ерда k_1 – муҳитни характерловчи доимийлик (мой, сув, ёпишқоқ суюқликлар). Бу куч суюқлик ёки газнинг ҳаракат тезлигига пропорционал куч бўлиб, кичик тезликлар учун ўринли бўлади. Катта тезликларда эса формула бироз бошқача кўринишга эга бўлиб, куч тезликнинг квадратига пропорционал бўлади.

$$\vec{F} = -k_2\vec{\upsilon}^2 , \qquad (7.7)$$

Архимед кучи - газ ёки суюқликлар устунларининг ҳар хил баландликларидаги босимларнинг фарқи ҳисобига итариш кучлари ҳосил бўлади. Идишнинг шаклига боғлиқ бўлмайдиган, суюқлик ёки газ устунининг бирлик юзасига таъсир этувчи босим қуйидагича ифодаланади:

$$P = F/S = mg/S = \rho gh$$

буерда S – суюқлик ёки газ устунининг юзаси, h – устун баландлиги, ρ – суюқлик ёки газнинг зичлиги.

Электр юритувчи куч - зарядларга таъсир қилувчи, электростатик потенциал кучлар табиатидан фарқли бўлган барча чет кучлар. Улар ядро ва электронлар ўртасида электромагнит таъсирлардан иборатдир. Масалан, батарея, аккумуляторларда ҳосил бўлган қарама - қарши ионлар зарядларни силжитувчи электр юритувчи куч, яъни кучланиш потенциалини ҳосил қилади. Қуёш батареяларида ёруғлик энергияси ҳисобига ички фотовольтаик эффект асосида қарама - қарши фазовий зарядлар ҳосил бўлади ва у фотоэлектрик электр юритувчи кучни хосил қилади. ЭЮК ток манбаининг энергетик характеристикаси ҳисобланади ва у электрга ёт кучлар ҳисобидан зарядни кўчиришга сарф бўлган ишнинг заряд миқдорига нисбатига тенг катталик билан ўлчанади.

8 - §. Моддий нуқталар тизими. Инерция маркази

Шу вақтгача моддий нуқта деб ҳисобланиши мумкин бўлган жисмнинг ҳаракати қараб чиқилди. Энди n та моддий нуқталардан ташкил топган тизимни (жисмлар тизимини) қараб чиқайлик.

Кучлар таъсирида тизимдаги ҳар бир моддий нуқта ўз ҳаракатини ўзгартиради. Бинобарин, тизимнинг ҳаракатини текшириш учун тизимдаги ҳар бир моддий нуқта учун тузилган ҳаракат тенгламалари тизимини ечиш керак.

Бундай масалани ечиб, моддий нуқталар тизими ҳаракатини бутунлигича текшириб ҳал қилиш мумкин. Бунинг учун, моддий нуқталар тизимини тавсифловчи янги тушунчалар киритамиз:

1. Моддий нуқталар тизимининг массаси m_c ни тизимдаги моддий нуқталар массаларининг алгебрик йиғиндисига тенг деб ҳисоблаймиз:

$$m_c = m_1 + m_2 + ... + m_n = \sum_{i=1}^{n} m_i \quad , \qquad (8.1)$$

2. Моддий нуқталар тизимининг масса марказини – инерция маркази деб ҳисоблаб, мазкур нуқтанинг вазиятини координата бошига нисбатан қуйидаги радиус - вектор билан ифодалаш мумкин:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + ... + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + ... + m_n} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i\vec{r}_i}{m_c} \quad , \qquad (8.2)$$

Тизим инерция маркази радиус - векторининг Декарт координата ўқларига проекциялари қуйидагиларга тенг бўлади:

$$x_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i x_i}{m_c} \; ; \; y_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i y_i}{m_c} \; ; \; z_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i z_i}{m_c} \; , \qquad (8.3)$$

Шуни таъкидлаб ўтиш керакки, тизимнинг инерция маркази унинг оғирлик маркази билан устма - уст тушиши керак;

3. Моддий нуқталар тизими инерция марказининг радиус - векторидан вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила олинса, *инерция марказининг тезлиги* келиб чиқади:

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i \frac{d\vec{r}_i}{dt}}{m_c} = \frac{\sum_{i=1}^{n} m_i}{m_c}\vec{\upsilon}_i \quad , \qquad (8.4)$$

буерда, $m_i\vec{\upsilon}_i = \vec{P}_i$ эканини ҳисобга олсак:

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c} \quad , \qquad (8.5)$$

бунда $\vec{P}_c$ тизимнинг импульси бўлиб, тизимдаги моддий нуқталар импульсларининг геометрик йиғиндисига тенг

$$\vec{P}_c = \sum_{i=1}^{n} \vec{P}_i \quad , \qquad (8.6)$$

(8.5) – ифодадан моддий нуқталар тизимининг импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{\upsilon}_c \quad , \qquad (8.7)$$

Бу ниҳоятда катта аҳамиятга эга бўлган хулосани келтириб чиқаради: тизим нуқталарининг ҳамма массалари, унинг инерция марказига тўпланган ҳолда ҳаракатланганда, уларнинг марказга тўпланган умумий импульслари қандай бўлса, тизимнинг тўла импульси ҳам шунга тенг бўлади.

Шунинг учун тизимнинг импульсига унинг инерция марказининг импульси ҳам дейилади. Тизим инерция марказининг импульсини (8.7) ифодага асосан қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\vec{P}_c = m_c \vec{\upsilon}_c = m_1 \vec{\upsilon}_1 + m_2 \vec{\upsilon}_2 + ... + m_n \vec{\upsilon}_n = \sum_{i=1}^{n} m_i \vec{\upsilon}_i \, , \quad (8.8)$$

бунда m_c – тизимнинг тўлиқ массаси, $\vec{\upsilon}_c$ – тизим инерция марказининг тезлиги; $\vec{\upsilon}_1$, $\vec{\upsilon}_2, \ldots\ldots \vec{\upsilon}_n$ - тизимдаги моддий нуқталарнинг тезликларидир;

4. Тизимдаги моддий нуқталар орасидаги ўзаро таъсир ва акс таъсир кучларини *ички кучлар* деб атаймиз.

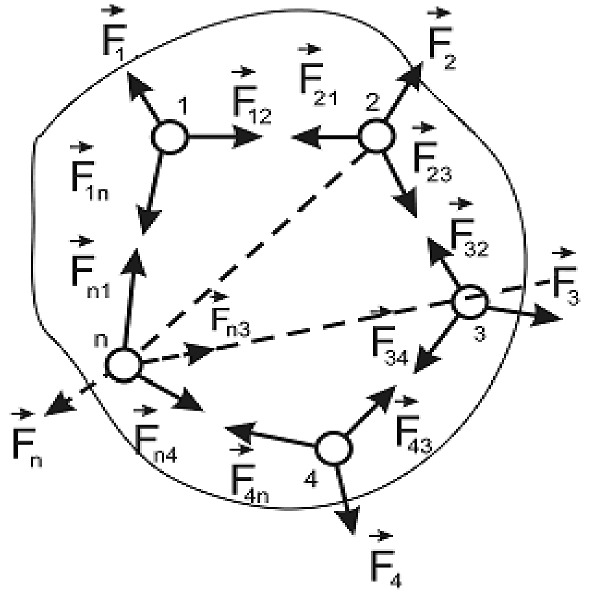
Масалан, тизимдаги 1 - жисмга 2 - жисмнинг таъсир кучини $\vec{F}_{12}$, 2 - жисмга 1 - жисмнинг акс таъсир кучини эса $\vec{F}_{21}$ билан белгилаймиз, шу билан бирга Ньютоннинг учинчи қонунига мувофиқ $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$ ёки $\vec{F}_{12} + (-\vec{F}_{21}) = 0$ бўлади.

5. Тизимдан 1-, 2- ва ҳ.к. n - та моддий нуқталарга таъсир қилувчи ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчисини эса битта индекс билан, яъни

$$\vec{F}_1, \ \vec{F}_2, \ldots\ldots, \ \vec{F}_n$$

билан белгилаймиз;

6. Энди моддий нуқтали механик тизим учун импульснинг ўзгариш ва сақланиш қонунини қараб чиқайлик (*10 - расм*).



10- расм. Механик тизимдаги моддий нуқталар орасидаги ўзаро таъсир кучлари

Механик тизимдаги *n* та нуқтанинг ҳар бири учун

$$\frac{d(m\vec{\upsilon})}{dt}=\vec{F}$$

бўлишини ҳисобга олиб, ҳаракат тенгламасини ёзамиз:

$$\left.\begin{array}{l}
\dfrac{d\,(m_1\vec{\upsilon}_1)}{dt}=\vec{F}_{12}+F_{13}+....+\vec{F}_{1n}+\vec{F}_1 \\
\dfrac{d\,(m_2\vec{\upsilon}_2)}{dt}=\vec{F}_{21}+\vec{F}_{23}+....+\vec{F}_{2n}+\vec{F}_2 \\
.... \\
\dfrac{d\,(m_n\vec{\upsilon}_n)}{dt}=\vec{F}_{n1}+\vec{F}_{n2}+....+\vec{F}_{n(n-1)}+\vec{F}_n
\end{array}\right\} \qquad (8.9)$$

Бу тенгламаларни ҳадма - хад қўшиб, ички кучлар мос равишда гуруҳланса, қуйидаги кўринишдаги тенглама ҳосил бўлади.

$$\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i)=(\vec{F}_{12}+\vec{F}_{21})+(\vec{F}_{13}+\vec{F}_{31})+.....+(\vec{F}_{n(n-1)}+\vec{F}_{(n-1)n})+\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i\,, \quad (8.10)$$

Ньютоннинг учинчи қонунига асосан, ҳар бир қавс ичидаги кучлар йиғиндиси нолга тенг. Демак, тизим ички кучларининг тўлиқ вектор йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади. У ҳолда (8.10) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин.

$$\sum_{i=1}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\upsilon}_i)=\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i\,, \quad (8.11)$$

Бу ифоданинг чап томонидаги $(m_i\vec{\upsilon}_i)$ кўпайтма импульс $\vec{P}_i$ га тенг бўлиб, $\sum_{i=1}^{n}\vec{P}_i$ эса тизим импульсига тенг бўлади

$$\vec{P}_c=\sum_{i=1}^{n}\vec{P}_i=\sum_{i=1}^{n}m_i\vec{\upsilon}_i\;, \quad (8.12)$$

Ўнг томондаги ифода эса механик тизимга таъсир қилувчи ташқи кучларнинг тенг таъсир этувчисидан иборат:

$$\vec{F}_c=\sum_{i=1}^{n}\vec{F}_i\,, \quad (8.13)$$

натижада

$$\frac{d\vec{P}_c}{dt}=\vec{F}_c\;, \quad (8.14)$$

Шундай қилиб, моддий нуқталар тизими импульсидан вақт бўйича олинган ҳосила, тизимга таъсир қилувчи ташқи кучларнинг геометрик йиғиндисидан иборат бўлган натижаловчи кучга тенгдир.

Демак, ички кучлар моддий нуқталар тизими импульсини ўзгартира олмайди.

(8.14) – тенгламага биноан қуйидаги хулосага келамиз:

Тизим инерция маркази, унда тизимдаги барча моддий нуқталар массалари мужассамлашгандек ва тизимдаги моддий нуқталарга қўйилган ташқи кучларнинг геометрик йиғиндисига тенг куч таъсир қилгандек ҳаракатланади.

9 - §. Импульснинг сақланиш қонуни

Агар моддий нуқталар тизимига таъсир қилаётган ташқи кучларнинг геометрик йиғиндиси нолга тенг бўлса, кўрилаётган тизим берк тизим дейилади, яъни

$$\vec{F}_c = \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i = 0 \quad \text{бўлса,}$$

(8.14) – ифода $\frac{d\vec{P}_c}{dt} = 0$ кўринишга келади ва

$$\vec{P}_c = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + ... + \vec{P}_n = const \qquad (9.1)$$

бўлади. Бу ифода тизим *инерция маркази импульсининг сақланиш қонуни* деб аталади. Берк тизимдаги жисмлар импульсларининг геометрик йиғиндиси ўзгармас бўлиб қолади.

Энди $\vec{F}_c \neq 0$ бўлиб, унинг бирор 0X ўқига проекцияси нолга тенг бўлса, яъни $\frac{d\vec{P}_x}{dt} = 0$ бўлса, импульснинг шу ўққа проекцияси ўзгармас бўлиб қолади $\vec{P}_x = const$.

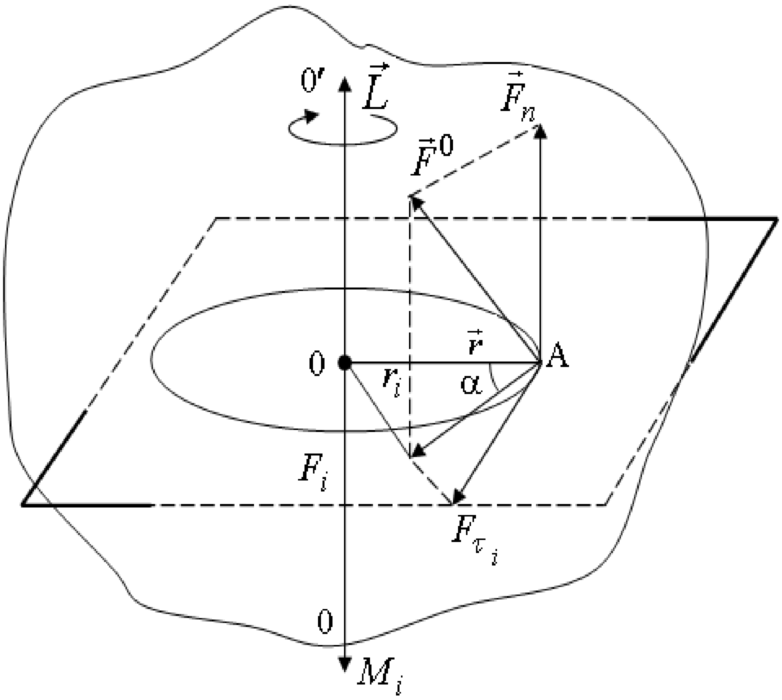
Бу ҳолат (оғирлик кучи майдони таъсиридаги жисм ҳаракати) горизонтга бурчак остида отилган тош ёки отилган ўқ ҳаракатида намоён бўлади.Бу ҳолда тизимнинг натижаловчи импульси $\vec{P}_c \neq 0$ бўлиб, фақат унинг x ўқига проекцияси ўзгармас ҳолда сақланади.

Масалан, жисмнинг эркин тушишида импульснинг горизонтал x ўқи йўналишидаги ташкил этувчиси $\vec{P}_x = const$ бўлиб, вертикал y ўқи йўналишидаги ташкил этувчи $\vec{P}_y$ эса узлуксиз ўзгара боради.

10 - §. Куч моменти

Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий катталиклари - импульс моменти ва куч моменти тушунчалари бир-бири билан чамбарчас боғлиқдир. Куч моменти нуқтага нисбатан бўлса, импульс моменти ўққа нисбатандир. Шунинг учун уларни бир-бири билан алмаштириш мумкин эмас. Ҳар қандай векторнинг бирор нуқтага нисбатан моменти вектор катталик бўлгани учун, куч моменти ҳам вектор катталикдир. Импульс моменти эса ўқ узунлигига нисбатан бўлгани учун вектор катталик эмас.

Энди қаттиқ жисмнинг бирор 0 нуқтасига нисбатан куч вектори $\vec{F}$ нинг ёки импульс вектори $\vec{P}$ нинг моментини қараб чиқайлик (*11-расм*). Бу нуқта *бош нуқта* ёки *қутб* деб аталади.



11- расм. 00′ айланиш ўқига ўрнатилган қаттиқ жисмга ихтиёрий ташқи куч таъсири

Масса марказидан ўтган 00′ ўққа маҳкамланган жисмнинг, шу ўқдан *r* масофага жойлашган қандайдир *A* нуқтасига исталган йўналишда $\vec{F}^0$ куч қўямиз. $\vec{F}^0$ – куч вектори билан устма - уст тушган чизиққа *кучнинг таъсир чизиғи* деб аталади.

Айланиш ўқига перпендикуляр бўлган текисликда ётувчи кучнинг $\vec{F}_i$ ташкил этувчиси жисмнинг айланишига сабаб бўлиши мумкин.

$\vec{F}_n$ – ташкил этувчиси эса, 00′ ўқ бўйлаб илгариланма ҳаракатни вужудга келтиради.

Кучнинг $\vec{F}_{\tau i}$ – тангенциал ташкил этувчиси таъсирида, m_i массали А нуқта $\vec{r}$ радиусли айланани чизиши мумкин.

$\vec{F}_i$ кучнинг айлантириш эффекти 00′ ўқ билан кучнинг таъсир чизиғи орасидаги масофа катта бўлиши билан орта боради.

Радиус вектор $\vec{r}_i$ нинг $\vec{F}_i$ кучга вектор кўпайтмаси кучнинг ихтиёрий қўзғалмас 00′ ўққа нисбатан *куч моменти* деб аталади.

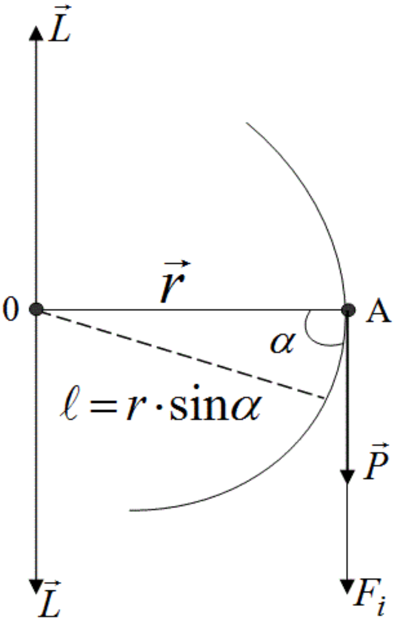
$$\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i\right], \tag{10.1}$$

Куч моментининг модули қуйидагига тенг

$$\left|\vec{M}_i\right| = \left[\left[\vec{r}_i \cdot \vec{P}\right]\right] = M_i = F_i \cdot r \sin \alpha \ , \tag{10.2}$$

Учта $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ векторлар ўнг парма қоидасига бўйсунгани учун куч моментининг йўналиши 00′ ўқ бўйича йўналган бўлади.

Массаси m га тенг бўлган моддий нуқта $\vec{\upsilon}$ тезлик билан ҳаракатланаётганда $\vec{P}$ импульсга эга бўлади. $\vec{r}$ – радиус - векторнинг $\vec{P}$ импульсга вектор кўпайтмаси *импульс моменти* деб аталади. $\vec{L}$ – импульс моментининг вектори йўналиши парма қоидаси асосида аниқланади (*12 - расм*).



12- расм. Моддий нуқта импульс моменти векторининг йўналиши

$\vec{r}$ - радиус вектор ва $\vec{P}$ - импульс вектори ётган текисликка перпендикуляр равишда 0 нуқтага жойлаштирилган парма дастасининг айланма ҳаракат йўналиши импульс йўналиши билан мос тушганда, парманинг илгариланма ҳаракат йўналиши импульс моменти $\vec{L}$ нинг йўналишини кўрсатади:

$$\vec{L}=\left[\vec{r}\cdot\vec{P}\right]=\left[\vec{r}(m\cdot\vec{\upsilon})\right]=m\left[\vec{r}\cdot\vec{\upsilon}\right], \qquad (10.3)$$

Импульс моментининг модули қуйидагига тенгдир:

$$\left[\vec{L}\right]=\left[\vec{r}\cdot\vec{P}\right]=r\cdot P\sin\alpha \ , \qquad (10.4)$$

Моддий нуқта импульс моменти ўзгариш қонунини импульс моментининг вақт бўйича ҳосиласи орқали топамиз

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\frac{d}{dt}\left[\vec{r}\cdot\vec{P}\right]=\left[\frac{d\vec{r}}{dt}\cdot\vec{P}\right]+\left[\vec{r}\cdot\frac{d\vec{P}}{dt}\right] \ , \qquad (10.5)$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{P}\right]+\left[\vec{r}\cdot\vec{F}\right] \ , \qquad (10.6)$$

$\vec{\upsilon}$ ва $\vec{P}$ векторлар параллел, коллениар векторларнинг кўпайтмаси бўлгани учун $\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{P}\right]=0$ га тенг бўлади, у ҳолда

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\left[\vec{r}\cdot\vec{F}\right]=\vec{M}_c$$

яъни

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\vec{M}_c \ , \qquad (10.7)$$

Моддий нуқта импульсининг бирор нуқтага нисбатан ўзгариши, шу моддий нуқтага таъсир қилувчи куч моментига тенгдир.

Агар $\vec{M}=0$ бўлса, импульс моментининг сақланиш қонунини ифодасига эга бўламиз.

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=0 \ , \quad \vec{L}=\left[\vec{r}\cdot\vec{P}\right]=\left[\vec{r}\cdot m\cdot\vec{\upsilon}\right]=const \ , \qquad (10.8)$$

Ихтиёрий ўқ атрофида айланма ҳаракат қилаётган моддий нуқтага ташқи куч моменти таъсир этмаса, у ўзининг импульс моментини миқдор ва йўналиши жиҳатдан ўзгармас ҳолда сақлайди.

11-§. Қаттиқ жисм айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси

Шу вақтгача айлана бўйлаб ҳаракат тенгламаларини чизиқли тезлик орқали ифода қилган эдик. Энди шу ифодаларни бурчак тезлик ва бурчакли тезланиш

$$\frac{d\omega}{dt} = \beta$$

орқали ифодалаймиз.

1. Импульс моментини қуйидагича ифодалаймиз:

$$\vec{L} = \left[\vec{r} \cdot \vec{P}\right] = \left[\vec{r} \cdot m \cdot \vec{\upsilon}\right] = m\left[\vec{r} \cdot \vec{\upsilon}\right] \qquad (11.1)$$

Чизиқли тезлик бурчак тезлик билан қуйидагича $\vec{\upsilon} = \omega\vec{r}$ боғланганлигини ҳисобга олсак, у ҳолда

$$L_z = m\left[\vec{r} \cdot \omega\vec{r}\right] = mr^2 \cdot \omega \qquad (11.2)$$

$\vec{L}_z$ - моддий нуқта импульсининг *z* ўққа нисбатан импульс моментидир.

Моддий нуқта импульсининг *z* айланиш ўқига нисбатан *инерция моменти* унинг массасининг айланиш радиуси квадрати кўпайтмасига тенг бўлган физик катталикдир:

$$I_z = \frac{\vec{L}_z}{\omega} = m\vec{r}^2 \,, \qquad (11.3)$$

Қаттиқ жисмнинг *z* айланиш ўқига нисбатан импульс моменти - $\vec{L}_z$ шу ўққа нисбатан инерция моменти I_z – нинг бурчак тезликка кўпайтмасига тенгдир:

$$L_z = I_z \cdot \omega$$

Энди импульс моментининг ўзгаришини аниқлаймиз:

$$\frac{d\vec{L}_z}{dt} = \frac{d(I_z\omega)}{dt} = M_z, \qquad (11.4)$$

$$\frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = I_z \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_z, \qquad (11.5)$$

Шундай қилиб, қаттиқ жисмнинг z айланиш ўқига нисбатан инерция моментини бурчак тезланишга кўпайтмаси, ташқи кучнинг шу ўққа нисбатан натижавий куч моментига тенг бўлади.

(11.5) – ифода қаттиқ жисм айланма ҳаракати динамикасининг асосий тенгламасидир, у $\vec{F} = m\vec{a}$ тенгламага ўхшаш бўлгани учун баъзан уни *қаттиқ жисм айланма ҳаракати учун Ньютоннинг иккинчи қонуни* деб аталади.

Агар айланиш ўқига эга бўлган жисмга ташқи кучлар таъсир қилмаса

$$\vec{M}_z = 0$$

$$d\vec{L}_z = \vec{M}_z dt = 0$$

ёки

$$d\vec{L}_z = d(I_z \cdot \vec{\omega}) = \vec{M}_z dt = 0$$

$$L_z = I_z\vec{\omega} = const \quad , \qquad (11.6)$$

Бу ифода *импульс моментининг сақланиш қонунидир*.

Айланиш ўқига эга бўлган қаттиқ жисмга ташқи кучлар таъсир этмаса ёки уларнинг айланиш ўқига нисбатан куч моменти нолга тенг бўлса, қаттиқ жисмнинг айланиш ўқига нисбатан импульс моменти миқдор ва йўналиши жиҳатидан ўзгармай қолади.

12 - §. Иш ва қувват

Энергия – барча турдаги моддаларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсирининг универсал миқдорий ўлчовидир.

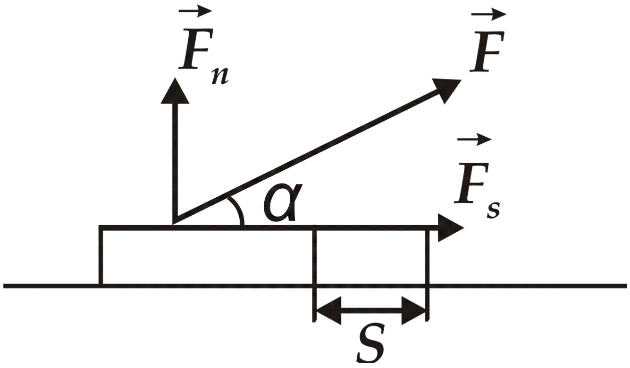
Модда ҳаракатининг шаклига қараб, энергиянинг ҳар хил турларига эга бўламиз: механик энергия, иссиқлик энергияси, электромагнит энергия, қуёш энергияси ва ҳ.к.

Айрим ҳодисаларда модданинг ҳаракат шакли ўзгармайди, (масалан, қизиган жисм совуқ жисмни иситади) бошқа ҳодисаларда ҳаракат бошқа шаклга ўтади. Аммо, барча ҳолларда бошқа жисмга узатилган энергия, иккинчи жисм олган энергияга тенг бўлиши керак.

Жисм механик ҳаракатининг ўзгариши унга бошқа жисмлар томонидан таъсир этган кучлар ҳисобига содир бўлади. Шу сабабли, ўзаро таъсирлашаётган жисмлар орасидаги энергия алмашуви миқдорини баҳолаш учун, кузатилаётган жисмга қўйилган кучнинг бажарган иши кўриб чиқилади.

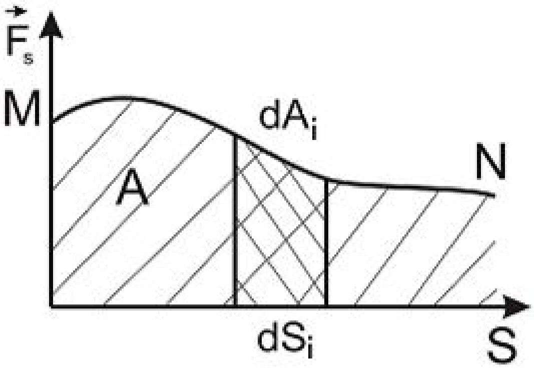
Агар, жисм тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган бўлса ва унга кўчиш йўналиши билан α бурчак ҳосил қилган доимий $\vec{F}$ куч таъсир этса, шу кучнинг бажарган иши кучнинг ҳаракат йўналишига проекциясининг куч қўйилган нуқтанинг силжишига кўпайтмасига тенгдир (*13 - расм*):

$$A = F_s \cdot S = F \cdot S \cdot \cos\alpha \quad , \qquad (12.1)$$



13 - расм. F куч таъсирида тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган жисмнинг кўчиши

Умумий ҳолларда, куч модули ва йўналиши бўйича ўзгариб туриши мумкин.



14- расм. Ўзгарувчи ташқи куч таъсирида жисмнинг кўчишда бажарган иши.

Ўзгарувчан куч бажарган ишни аниқлаш учун, босиб ўтилган йўлни шундай кичик бўлакчаларга бўламизки, уларнинг ҳар бирини тўғри чизиқдан иборат ва улардаги таъсир кучни ўзгармас, деб ҳисоблаймиз (*14-расм*). У ҳолда элементар иш

$$dA_i = F_{Si} dS_i = F_i dS_i \cos\alpha_i \ , \qquad (12.2)$$

га, ўзгарувчан кучнинг MN кўчишида бажарган иши эса

$$A = \int_M^N F_S dS_i = \int_M^N F_i dS_i \cos\alpha_i \ , \qquad (12.3)$$

га тенг бўлади. Бу интегрални ҳисоблаш учун F_s кучнинг S траектория билан боғлиқлигини билиш зарур. Бу кучнинг бажарган иши S траектория остидаги майдон юзасига тенгдир.

Агар жисм тўғри чизиқли ҳаракат қилса, таъсир этувчи куч ва α - бурчак ўзгармас бўлади.

Шу сабабли

$$A = F\cos\alpha \int_M^N dS = F \cdot S\cos\alpha$$

ифодага эга бўламиз. Бу ерда S – жисмнинг босиб ўтган йўли.
(12.3) - ифодадан:

$\alpha < \dfrac{\pi}{2}$ бўлганда, кучнинг бажарган иши мусбат;

$\alpha > \dfrac{\pi}{2}$ бўлганда, кучнинг бажарган иши манфий;

$\alpha = \dfrac{\pi}{2}$ бўлганда, кучнинг бажарган механик иши нолга тенг бўлади.

Иш бирлиги – 1 жоулдан иборат:

$$1Ж = 1Н{\cdot}м$$

Бажарилаётган ишнинг жадаллигини тавсифлаш учун қувват тушунчасидан фойдаланилади. N – *қувват* деб, ΔA бажарилган ишнинг, шу ишни бажариш учун кетган Δt вақтга нисбатига тенг физик катталикка айтилади.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad , \qquad (12.4)$$

Агарда жисм $\vec{F}$ куч таъсирида $\vec{\upsilon}$ ўзгармас тезлик билан ҳаракатланса, қувват қуйидагича ифодаланади:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{F_S \cdot \Delta S}{\Delta t} = F_S \cdot \upsilon$$

ва кучнинг ҳаракат йўналишига проекцияси F_S ни жисмнинг тезлигига кўпайтмасига тенг бўлади.

Қувват ўзгарувчан бўлганда оний қувват тушунчасидан фойдаланилади:

$$N_{он} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt}$$

Агарда оний қувват ўзгарувчан бўлиб Δt вақт нолдан сезиларли фарқ қилса, у ҳолда ўртача қувват тушунчаси ўринли бўлади:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t}$$

Қувват бирлиги – Вт билан ўлчанади

$$1Вт = \frac{1Ж}{сек}$$

13 - §. Кинетик ва потенциал энергиялар

Кинетик энергия жисм механикавий ҳаракатининг ўлчовидир ва бу ҳаракатни вужудга келтириш учун бажарилган иш билан баҳоланади.

Агар $\vec{F}$ куч тинч турган жисмга таъсир этиб, унга $\vec{\upsilon}$ ҳаракат тезлигини берса, у ҳолда dA иш бажариб, жисмнинг ҳаракат энергиясини шу бажарилган иш миқдорига оширади. Шундай қилиб, бу бажарилган иш жисмнинг кинетик энергиясини ортишига олиб келади.

$$dA = dW_k$$

Ньютон II қонунининг скаляр кўринишидан фойдалансак

$$F = m\frac{d\upsilon}{dt}$$

бажарилган ишни қуйидагича ифодалашимиз мумкин:

$$dA = F \cdot dS = m\frac{d\upsilon}{dt} \cdot dS$$

$\upsilon = \dfrac{dS}{dt}$ бўлгани учун;

$$dA = md\upsilon \cdot \frac{dS}{dt} = m\upsilon \cdot d\upsilon = dW_k$$

Тўла кинетик энергия ифодаси эса,

$$W_k = \int_0^\upsilon m\upsilon \cdot d\upsilon = m \cdot \int_0^\upsilon \upsilon \cdot d\upsilon = \frac{m\upsilon^2}{2}$$

гатенгбўлади.

Шундайқилиб, υ – тезлик билан ҳаракатланаётган m – массали жисмнинг кинетик энергияси

$$W_k = \frac{m\upsilon^2}{2}, \qquad (13.1)$$

га тенг экан. Кинетик энергия m – массага боғлиқ бўлиши билан бирга ҳаракат тезлигининг функцияси ҳамдир.

Потенциал энергия – умумий механик энергиянинг бир қисми бўлиб, жисмларнинг бир-бирига нисбатан қандай ҳолатда туриши ва улар орасидаги таъсир кучларининг характерига боғлиқдир.

Агарда жисмларнинг ўзаро таъсири куч майдонлари орқали бажарилса (масалан, эластик куч майдони, гравитация кучи майдони, электр таъсир кучи майдони) бу ҳолда жисмни кўчишида бажарилган иш, бир нуқта билан иккинчи нуқта орасидаги траекторияга боғлиқ бўлмай, жисмнинг бошланғич ва охирги ҳолатига боғлиқ бўлади.

Бундай иш бажарадиган майдонлар *потенциал майдонлар* деб аталади ва уларда таъсир қилувчи кучлар *консерватив кучлар* деб аталади.

Агарда куч бажарган иш ҳаракат траекториясига боғлиқ бўлса, бундай кучлар *дисссипатив кучлар* деб аталади.

Кучнинг потенциал майдонида турган жисм W_n - потенциал энерияга эга бўлади. Одатда, жисмнинг маълум бир ҳолатдаги потециал энергиясини ноль деб ҳисоблаб, уни ҳисоб боши деб, белгилашади. Бошқа ҳолатдаги энергия ҳисоб бошидаги ҳолатга нисбатан аниқланади. Шунинг учун айрим вақтларда потенциал энергиялар фарқи деган тушунчадан фойдаланилади. Жисмга қўйилган консерватив кучлар бажарган иш, шу жисм потенциал энергиясини ўзгаришига тенгдир.

$$dA = -dW_n, \tag{13.2}$$

Бунда потенциал энергия сарф бўлиши натижасида иш бажарилгани учун минус ишора пайдо бўлди. Бажарилган иш $dA = Fdr$ бўлгани учун

$$Fdr = -dW_n, \tag{13.3}$$

Агарда $W_n(r)$ - функция аниқ бўлса, кучнинг модули ва йўналишини аниқлаш мумкин.

$W_n(r)$ функциянинг аниқ кўриниши куч майдонининг характери билан аниқланади. Масалан, Ер сиртидан h баландликка кўтарилган жисмнинг потенциал энергияси

$$W_n = \int dW_n = \int_0^h Pdh = mgh, \tag{13.4}$$

га тенгдир. Бу ерда потенциал энергия h баландликдан тушаётган m массали жисмнинг бажарган ишига тенгдир.

Тизимнинг тўлиқ энергияси, доимо механик ҳаракат ва ўзаро таъсир энергияларнинг йиғиндисидан иборатдир.

$$W = W_k + W_n, \tag{13.5}$$

14-§. Энергиянинг сақланиш қонуни

Энергиянинг сақланиш қонуни – кўпгина тажрибавий маълумотларнинг умумлашган натижасидир. Бу қонунни микдор жиҳатдан немис врачи Ю.Майер ва немис табиатшуноси Г.Гельмгольцлар ифодалаб беришган.

Массалари m_1, m_2,…..,m_n, ва υ_1, υ_2,…..,υ_n тезлик билан ҳаракатланаётган моддий нуқталардан иборат бўлган ёпиқ тизимни олайлик.

Ҳар бир моддий нуқтага f_1, f_2,….f_n тенг таъсир этувчи ички консерватив кучлар ва $\vec{F}_1, \vec{F}_2, ... \vec{F}_n$ тенг таъсир этувчи ташқи кучлар таъсир этаётган бўлсин.

$\upsilon << c$ бўлганда, моддий нуқталар массалари ўзгармаганлиги сабабли, уларга Ньютоннинг II қонунини тадбиқ этиш мумкин:

$$m_1 \frac{d\vec{\upsilon}_1}{dt} = \vec{f}_1 + \vec{F}_1$$

$$m_2 \frac{d\vec{\upsilon}_2}{dt} = \vec{f}_2 + \vec{F}_2$$

$$.\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .$$

$$m_n \frac{d\vec{\upsilon}_n}{dt} = \vec{f}_n + \vec{F}_n$$

Барча нуқталар қандайдир dt вақт оралиғида dx_1, dx_2,…..,dx_n масофаларга кўчган бўлсин. Шу кўчишларни тезлик орқали, скаляр кўринишда ифодаласак, қуйидагиларга эга бўламиз:

$$m_1(\upsilon_1 d\upsilon_1) - (f_1 + F_1)dx_1 = 0$$

$$m_2(\upsilon_2 d\upsilon_2) - (f_2 + F_2)dx_2 = 0$$

$$.\ .\quad .$$

$$m_n(\upsilon_n d\upsilon_n) - (f_n + F_n)dx_n = 0$$

Ёпиқ тизим учун, унинг моддий нуқталарига таъсир этувчи ташқи кучлар йиғиндиси нолга тенгдир

$$F_1 + F_2 + ... + F_n = 0 \quad .$$

Шу сабабли юқоридаги тенгламаларни жамласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i d\upsilon_i - \sum_{i=1}^{n} f_i \cdot dx_i = 0 \quad .$$

Бу ерда

$$\sum_{i=1}^{n} m_i \upsilon_i d\upsilon_i = \sum_{i=1}^{n} d\left(m_i \frac{\upsilon_i^2}{2} \right) = dW_k \quad , \qquad (14.1)$$

dW_k – тизим кинетик энергиясининг чексиз кичкина ўзгаришидир, $-\sum_{i=1}^{n} f_i \cdot dx_i = 0$ ёпиқ тизим ичида моддий нуқталарнинг ички консерватив кучларга қарши бажарган ишидир ва у тизим потенциал энергиясини ўзгаришига тенгдир

$$dA = -dW_n$$

Бутун ёпиқ тизим учун

$$dW_k + dW_n = 0$$

га тенг. Демак ёпиқ тизимнинг тўлиқ механик энергияси

$$W_k + W_n = W = const \quad , \qquad (14.2)$$

га эга бўламиз.(14.2) – ифода механик энергиянинг сақланиш қонунидир.

Жисмларнинг ёпиқ тизимида фақат консерватив кучлар таъсир этса, механик энергия сақланиб қолади ёки вақт бўйича ўзгармас бўлади.

15 - §. Инерциал саноқ тизимлари. Галилей алмаштиришлари

Жисмнинг ҳаракати ва тинч ҳолати биз кузатаётган саноқ тизимларига нисбатан нисбий тушунчалардир.

Бир-бирига нисбатан текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган саноқ тизимларнинг бирида Ньютон қонунлари бажарилса, бундай саноқ тизимлар *инерциал саноқ тизимлари* деб аталади.

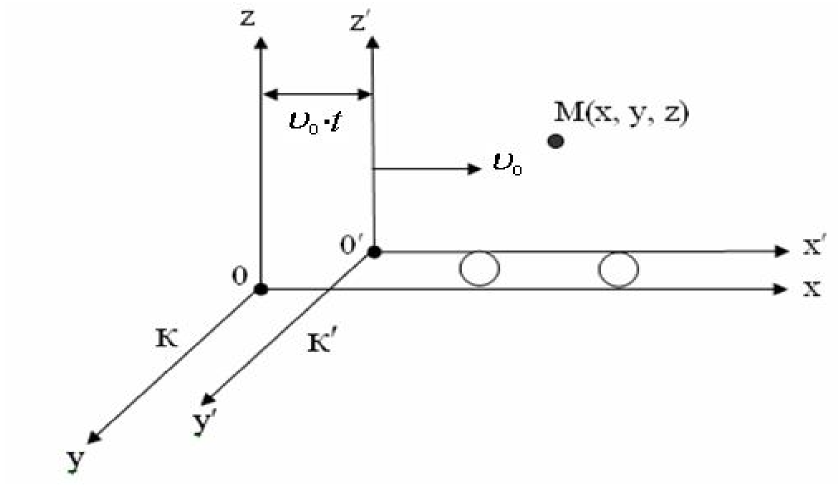
Оддий мисолда бир инерциал тизимдаги нуқта координаталаридан иккинчи тизимдаги координаталарга ўтиш формулаларини келтириб чиқаришга ҳаракат қиламиз. Шартли тинч ҳолатда бўлган *К* саноқ тизимига нисбатан *0X* ўқи бўйлаб υ_o = *const* тезлик билан ҳаракатланаётган *К′* саноқ тизимини оламиз (*15 - расм*). $t = 0$ моментда икки саноқ тизими бир - бирининг устига тушади.

t вақтдан сўнг *К* - тизимдаги қандайдир *М* нуқтанинг координаталари *М (x, y, z)* бўлсин.

К′ - саноқ тизимида эса, бу нуқтанинг координаталари

$$x = x' - \upsilon_0 \cdot t\,, \quad y' = y\,, \quad z' = z\,, \tag{15.1}$$

$$K' \to K$$



15 - расм. Бир-бирига нисбатан текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган инерциал саноқ тизимлари

Натижада

$$x = x' + \upsilon_0 \cdot t, \quad y = y', \quad z' = z, \quad t = t', \tag{15.2}$$

га эга бўламиз. Ҳар икки тизимда вақт бир хил ўтади $t = t'$.

Булар *Галилейнинг координаталарни алмаштириш ифодалари* ёки классик механиканинг *координаталарни алмаштириш ифодалари* деб аталади.

(15.2) – ифодалардан *t* бўйича ҳосила оламиз:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx'}{dt} + \upsilon_0 \quad ; \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dy'}{dt} \quad ; \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dz'}{dt}$$

$$\upsilon_x = \upsilon'_x + \upsilon_0 \; ; \; \upsilon_y = \upsilon'_y \; ; \; \upsilon_z = \upsilon'_z \quad .$$

ёки вектор кўринишда:

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}' + \vec{\upsilon}_0 \tag{15.3}$$

Бу ифода *классик механикада тезликларни қўшиш ифодаси* деб аталади.

Бир саноқ тизимидан иккинчи саноқ тизимига ўтишда координаталарни алмаштириш (15.1) – ифода билан, тезликларни алмаштириш эса (15.3) – ифода билан амалга оширилади.

(15.3) – ифодадан *t* вақт бўйича ҳосила олсак:

$$\frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d\upsilon'}{dt} \quad ; \quad \vec{a} = \vec{a}' \quad , \tag{15.4}$$

га эга бўламиз. Барча саноқ тизимларида тезланиш бирхил бўлиб, бир инерциал саноқ тизимидан иккинчи саноқ тизимига ўтиш инвариант бўлади.

16 - §. Эйнштейн постулатлари. Лоренц алмаштиришлари

Эйнштейннинг махсус нисбийлик – релятивистик назарияси иккита постулатга асосланган:

1. Нисбийлик принципи: барча инерциал саноқ тизимлари тенг ҳуқуқлидир, бу тизимларда табиат ҳодисалари бир хилда ўтади ва қонунлар бир хил ифодаланади.

Бошқача қилиб айтганда, барча физик ҳодисалар турли инерциал саноқ тизимларида бир хил содир бўлиб, механик, электромагнит, оптик ва шу каби тажрибалар ёрдамида, берилган инерциал саноқ тизимининг тинч турганлигини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатланаётганлигини аниқлаб бўлмайди.

2. Ёруғлик тезлигининг инвариантлик принципи: ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги барча инерциал саноқ тизимларида бир хил бўлиб, манба ва кузатувчининг нисбий ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас.

Махсус нисбийлик назариясининг биринчи постулати Галилейнинг нисбийлик принципига мувофиқ келади ва уни ёруғликнинг тарқалиш қонунларига жорий этиб, умумлаштиради.

Аммо, иккала постулатнинг бир вақтдаги тадбиқи Галилей алмаштиришларига зиддир.

Бу иккала постулат барча экспериментал фактлар билан тасдиқлангани учун, бу зиддият постулатлар орасида эмас, балки постулатлар билан Галилей алмаштиришлари орасида мавжуддир. Чунки Галилей алмаштиришларини ёруғлик тезлигига яқин тезликдаги ҳаракатларга тадбиқ этиб бўлмайди.

Эйнштейн шундай алмаштиришларни топдики, бу алмаштиришлар махсус нисбийлик назариясининг иккала постулатига ҳам, Галилей алмаштиришларига ҳам мувофиқ келади.

Бу алмаштиришлар олдинроқ Лоренц томонидан юзаки топилганлиги учун – *Лоренц алмаштиришлари* деб аталади:

$$x = \frac{x' + \upsilon_0 t'}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \;; \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{\upsilon_0 x'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \;, \qquad (16.1)$$

Лоренц алмаштиришларига бир неча мисоллар келтирамиз:

1) Бирор бир тизимнинг ҳар хил нуқталарида бир вақтда содир бўлаётган ҳодисалар, бошқа тизимда бир вақтда содир бўлмаслиги мумкин.

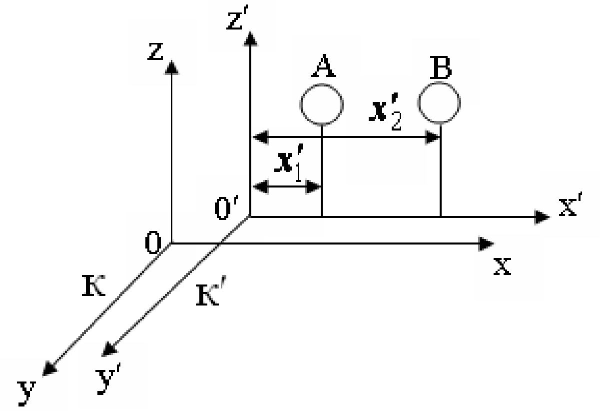
16 - расмда K' саноқ тизимида, координаталари

$$x_1' \neq x_2'$$

бўлган А ва В нуқталарда бир вақтда $t_1' = t_2'$ иккита лампа ёришган бўлсин (*16 - расм*).

К - саноқ тизимида t_1 ва t_2 вақт моментлари (16.1) – ифодага биноан қуйидагича бўлади:

$$t_1 = \frac{t_1' + \frac{\upsilon_0 x_1'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \text{ ва } t_2 = \frac{t_2' + \frac{\upsilon_0 x_2'}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$



16- расм. Бир-бирига нисбатан текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган саноқ тизимларида содир бўладиган ҳодисаларнинг вақт моментлари

$$t_1' = t_2' \quad \text{ва} \quad x_1' \neq x_2'$$

бўлгани учун

$$t_1 \neq t_2$$

яъни *К* – саноқ тизимида иккита лампа ҳар хил вақтларда ёришади.

2) К саноқ тизимида *0X* ўқи бўйлаб координаталари x_1 ва x_2 бўлган стержень ётган бўлсин (*17-расм*).

К саноқ тизимида стерженнинг узунлиги $\ell_0 = x_2 - x_1$ бўлади, *К′* - тизимда эса

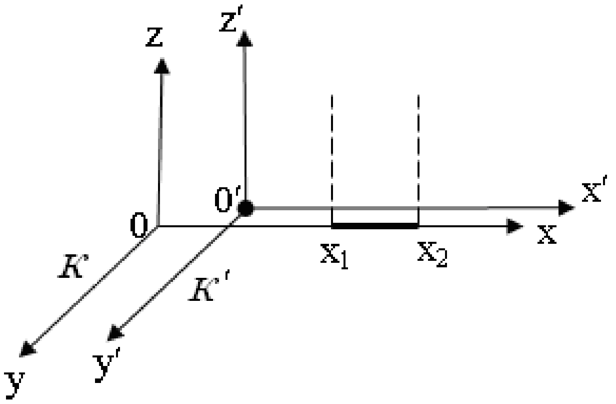
$$\ell = x_2' - x_1'$$

бу ерда $t_1' = t_2'$. (16.1) - Лоренц алмаштиришларига асосан

$$\ell_0 = x_2 - x_1 = \frac{x_2' + \upsilon_0 t_2'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} - \frac{x_1' + \upsilon_0 t_1'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} = \frac{\ell}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$

ёки

$$\ell = \ell_0 \cdot \sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}$$



17- расм. Бир-бирига нисбатан ҳаракатда бўлган саноқ тизимида узунлик ўлчамининг ўзгариши

Стержень тинч ҳолатда бўлган *К* - саноқ тизимига нисбатан υ_0 – тезлик билан ҳаракатланаётган *К'* - саноқ тизимида стерженнинг узунлиги $\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}$ марта кичикдир. Тизимнинг υ_0 – тезлиги, ёруғлик тезлигига яқинлашиши билан, стерженнинг узунлиги нолга тенглашади ва унинг ҳақиқий узунлиги йўқола боради.

3) *К'* тизимда координаталари $x_1' \neq x_2'$ бўлган *А* – нуқтада лампа t_1' – вақтда ёришиб, t_2' – моментда ўчади (*18 - расм*).

К' - тизимда лампанинг ёниш вақти

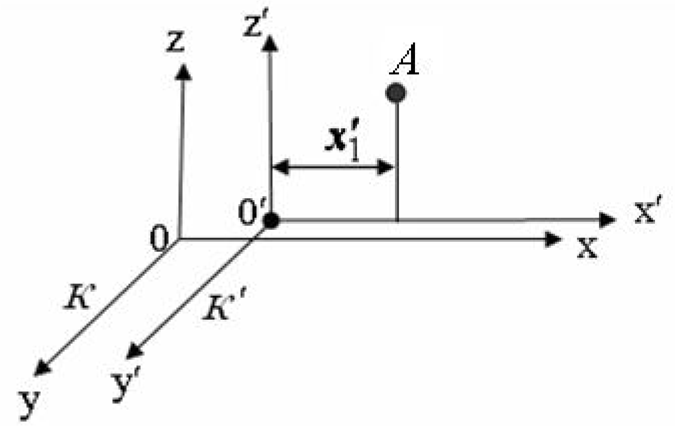
$$\Delta t' = t_2' - t_1'$$

га тенг.

Лоренц алмаштиришларидан фойдаланиб *К* – тизимда ёниш вақтини ифодалаб кўрамиз:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' + \frac{\upsilon_0}{c^2}x_2'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} - \frac{t_1' + \frac{\upsilon_0}{c^2}x_1'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \;; \quad \Delta t' = \Delta t\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}$$



18 - расм. Бир-бирига нисбатан ҳаракатда бўлган саноқ тизимида вақтнинг ўзгариши

Ҳодиса содир бўлаётган тизимнинг тезлиги ёруғлик тезлигига яқинлашиши билан *К* – тизимда ёниш вақти чексизликка интилади ва ўз маъносини йўқотади.

4) (15.3) - ва (16.1) - формулалардан фойдаланиб тезликларни қўшишнинг релятивистик ифодасини келтириб чиқариш мумкин. Юқоридаги формулаларнинг ҳосилаларини келтирамиз

$$dx = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \;; \quad dt = \frac{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2}dx'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \;,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx' + \upsilon_0 dt'}{dt' + \frac{\upsilon_0}{c^2}dx'} \;, \quad \upsilon_x = \frac{\upsilon_x' + \upsilon_0}{1 + \frac{\upsilon_0}{c^2}\upsilon_x'}$$

ёки

$$\upsilon'_x = \frac{\upsilon_x - \upsilon_0}{1 - \frac{\upsilon_0}{c^2}\upsilon_x}$$

5) Классик механикага асосан, жисмнинг массаси ўзгармасдир. Аммо, заррачалар тезлигининг ортишида ўтказилган тажрибаларда массанинг тезликка боғлиқлиги кузатилган

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \quad , \qquad (16.2)$$

бу ерда m_0 – тинч ҳолатда турган электроннинг массаси, m – релятивистик масса деб аталади.

Ньютоннинг динамикасига асосан: $\vec{F} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}$.

Моддий нуқта релятивистик динамикасининг асосий қонунини шундай ёзиш мумкин:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{\upsilon} \right) \quad , \qquad (16.3)$$

ёки

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \ ; \quad \vec{P} = m\vec{\upsilon} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} \cdot \vec{\upsilon} \quad , \qquad (16.4)$$

Бу моддий нуқтанинг *релятивистик импульсидир*.

Назорат саволлари

1. Илгариланма ва айланма ҳаракатлар учун асосий кинематик катталикларни таърифланг ва улар орасидаги боғланиш ифодаларини ёзинг.
2. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик ва тезланишларнинг ташкил этувчиларини тушунтириб беринг. Нормал ва тангенциал тезланишлар маъносини тушунтиринг.
3. Айланма ҳаракат кинематикасининг асосий катталикларининг (бурчак тезлик, тезланиш) вектор йўналишлари қандай топилади?
4. Масса деб нимага айтилади? Куч тушунчасида қандай маъно ётади?
5. Динамиканинг асосий қонунлари, Ньютон қонунларини тушунтиринг. Бу қонунлар қандай саноқ тизимлари учун ўринли?
6. Табиатдаги кучларни изоҳлаб тушунтириб беринг.
7. Импульс ва импульснинг сақланиш қонунини тушунтириб беринг. Куч моменти нима? Импульс моменти ва унинг сақланиш қонунини тушунтиринг. Куч ва импульс моментлари вектор йўналишларини аниқлаб беринг.
8. Энергия, иш, қувват тушунчаларини аниқлаб беринг.
9. Қандай механик энергия турларини биласиз? Механик энергиянинг сақланиш қонуни қандай тизимлар учун тўғри бўлади?
10. Консерватив ва диссипатив кучлар қандай кучлар? Нима учун тортишиш кучлари майдони потенциал майдон дейилади?

II Боб. ЭЛЕКТР

17-§. Электр ўзаро таъсир

Тажрибалар кўрсатишича, зарядланган ва магнитланган жисмлар, шунингдек электр токи оқаётган жисмлар орасида *электромагнит кучлар* деб аталувчи ўзаро таъсир кучлари мавжуддир. Жисмлар орасидаги бу ўзаро таъсир *электромагнит майдон* деб аталувчи ўзига хос воситачи материя орқали узатилади.

Электромагнит майдон назариясининг асосчиси Фарадей бир жисмнинг бошқасига таъсири уларни бир-бирига текказиш орқали ёки электромагнит майдон деб аталувчи, оралиқ муҳит орқали узатилиши мумкин, деб ҳисоблади.

Максвелл эса, Фарадейнинг асосий ғояларини математик шаклда ифодалаб, электромагнит тўлқинлар мавжудлигини кўрсатиб берди ва уларнинг тарқалиш тезлиги ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига мос эканлигини исботлади.

Атом – молекуляр назарияга асосан, ўзаро таъсир кучлари жисмни ташкил этувчи зарядли заррачалар орасидаги электр ўзаро таъсир натижасидир. Бундан, электромагнит майдон ҳақиқатан ҳам мавжудлиги ва у материянинг бир кўриниши эканлиги келиб чиқади.

Электромагнит майдон энергия, импульс ва бошқа физикавий хусусиятларга эгадир.

Зарядланган *A* жисм атрофидаги фазода электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдон унга киритилган бошқа бирор бир зарядланган *B* жисмга кўрсатаётган таъсири орқали намоён бўлади. Лекин, шуни таъкидлаш лозимки, *A* жисмнинг зарядлари ҳосил қилган майдон бошқа зарядланган жисм жойлаштирилмаганда ҳам фазонинг ҳар бир нуқтасида мавжуддир. Электромагнит майдон мавжуд бўлган фазо-эфир ёки *вакуум* деб аталади.

Электрон назариянинг асосий ғоясини замонавий физика тилида қуйидагича ифодалаш мумкин: ҳар қандай модда мусбат зарядли атом ядросидан ва манфий зарядли электронлардан ташкил топган. Электр заряди айрим элементар заррачаларнинг муҳим хусусияти ҳисобланиб, бу заррачаларнинг заряди e – элементар зарядга тенг.

Ҳар қандай q заряд бир қанча элементар зарядлардан ташкил топганлиги туфайли, у доимо e – га каррали бўлади.

$$q = \pm Ne \ , \qquad (17.1)$$

(17.1) – ифодадан, заряд дискрет қийматларни қабул қилгани учун у квантланган ҳисобланади.

Ҳар хил инерциал саноқ тизимларда ўлчанадиган заряд миқдори бир хил бўлгани учун у релятивистик инвариантдир. Бошқача қилиб айтганда, заряд миқдори заряд ҳаракатда бўлса ҳам, тинч ҳолатда бўлса ҳам бир хилдир.

Электр зарядлари пайдо бўлиши ва йўқолиши мумкин, аммо бу ҳолда албатта ҳар хил ишорали иккита заряд бўлиши шарт.

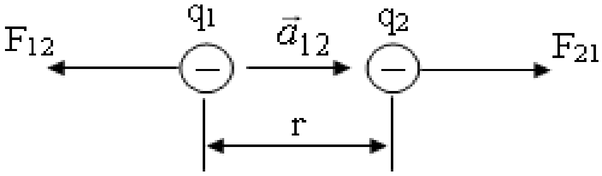
Шундай қилиб, электрдан ажратилган тизимларда зарядлар йиғиндиси ўзгармас бўлади ва бу *зарядларнинг сақланиш қонуни* деб аталади.

$$q_1 + q_2 + q_3 + ... + q_n = \sum_{i=1}^{n} q_i$$

18 - §. Кулон қонуни

Нуқтавий заряд деб, шундай зарядланган жисмга айтиладики, унинг ўлчамлари бошқа зарядланган жисмларгача бўлган масофага нисбатан сезиларли даражада кичик бўлиши керак.

Кулон бурама тарози орқали нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучини, уларнинг зарядлари миқдори ва ораларидаги масофага боғлиқлигини ўрганди ва қуйидаги хулосага келди: иккита қўзғалмас нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи зарядларнинг ҳар бирининг миқдорлари кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир. Кучнинг йўналиши зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир (*19-расм*):



19- расм. Қўзғалмаснуқтавийзарядгатаъсирэтувчикуч

$$\vec{F}_{12} = -k\frac{q_1 q_2}{r^2}\vec{a}_{12} \ , \qquad (18.1)$$

бу ерда k – пропорционаллик коэффициенти, q_1 ва q_2 таъсир қилувчи зарядлар миқдори, r – зарядлар орасидаги масофа, $\vec{a}_{12}$ – q_1 заряддан q_2 зарядга йўналган бирлик вектор $\vec{F}_{12}$- q_1 зарядга таъсир этувчи кучдир.

$\vec{a}_{12}$ – бирлик вектор билан ўзаро таъсир кучнинг йўналишини белгиласак, $\vec{F}_{21}$ - куч $\vec{F}_{12}$ кучдан йўналиши ва ишораси билан фарқ қилади:

$$\vec{F}_{21} = k\frac{q_1 q_2}{r^2}\vec{a}_{12} \quad , \qquad (18.2)$$

$\vec{F}_{12}$ ва $\vec{F}_{21}$ – кучларнинг модули бир-бирига тенгдир:

$$F = k\frac{q_1 q_2}{r^2} \quad , \qquad (18.3)$$

Иккита зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи, улар яқинига бошқа зарядлар яқинлаштирилса, ўзгармайди.

Агар q_a – заряд атрофида q_1, q_2,…q_n зарядлар тўплами бўлса, натижавий куч қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^{n}\vec{F}_{a\,i} \qquad (18.4)$$

Кулон қонунида k – пропорционаллик коэффициентининг сон қийматини хоҳлаганча танлаб, унга исталган бирликни бериш мумкин, аммо амалда энг қулай бўлган бирликлар тизими ишлатилади.

Электростатикада қулай бирликлардан бири абсолют ёки Гаусс бирликлар тизимидир. Бу СГС бирликлар тизими билан электр бирликлари мажмуасидир – яъни СГСЭ зарядлар бирликлар тизимидир. Баъзи пайтларда, СГСЭ ни – абсолют электростатик бирликлар тизими деб аталади.

Гаусс бирликлар тизимида k – пропорционаллик коэффициенти 1 га тенг ҳисобланади ва заряд бирлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$[q] = \left[F^{1/2}L\right] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}$$

СГСЭ – заряд бирлиги қилиб, шундай нуқтавий заряд олинадики, бу зарядга вакуумда 1 см масофада шундай нуқтавий заряд 1 дина куч билан таъсир қилади.

Заряднинг амалий бирлиги қилиб 1 Кулон (*Кл*) олинади.

$$1Кл = 2{,}998 \cdot 10^{9}\, СГСЭ \quad \text{заряд бирлиги (з.б.)}$$

ХБ тизимида 1 Кулон заряд бирлиги 1 сек вақт ичида 1 Ампер ток ўтиши учун зарур бўлган заряд миқдорига тенгдир:

$$q = I \cdot t = 1А \cdot 1сек = 1Кл\,.$$

Бу ҳолда $K = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ га тенгдир.

Зарядлар таъсир этувчи муҳит вакуум бўлса, у муҳит ε_0 – диэлектрик сингдирувчанликка эга бўлади, у ҳолда, Кулон қонуни қуйидагича ёзилади:

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1q_2}{\varepsilon r^2}$$

Агар $q_1, q_2 = 1Кл = 3 \cdot 10^{9}\, СГСЭ$ з.б. бўлса

$$F = \frac{3\cdot 10^{9}\cdot 3\cdot 10^{9}}{(10^{2}см)^{2}} = 9\cdot 10^{14}\,\frac{г.см}{с^{2}}(дина) = 9\cdot 10^{9}\,Н$$

га тенг бўлади.Бошқа тарафдан

$$F = \frac{1Кл \cdot 1Кл}{4\pi\varepsilon_0 \cdot 1 \cdot м^{2}} = 9\cdot 10^{9}\,Н \quad .$$

Бундан,

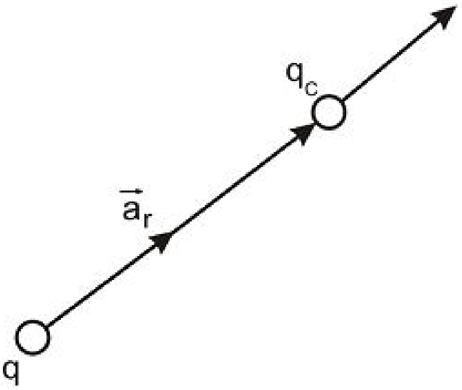
$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{9}}\left(\frac{Ф}{м}\right) = 8{,}85\cdot 10^{-12}\,\frac{Ф}{м}\left(\frac{Кл^{2}}{н.м^{2}}\right).$$

19 - §. Электр майдони. Майдон кучланганлиги

Қўзғалмас зарядлар орасидаги ўзаро таъсир электр майдони орқали содир бўлади. Нима учун қўзғалмас зарядларнинг ўзаро таъсири дейишимизга катта сабаб бор.

Эфирда электромагнит майдон борлигига олдинроқ эътибор берган эдик. Магнит майдони асосан ҳаракатдаги зарядларга таъсир этади. Аксинча, ҳаракатдаги заряд магнит майдонини ҳосил қилади. Шу сабабли, зарядларнинг электр майдонини ўрганишда доимо қўзғалмас зарядларни танлаб оламиз. Бу билан электромагнит майдонини худди иккига ажратиб, фақат электр майдонидаги ҳодисаларни ўрганамиз, деб тасаввур этамиз.

Ҳар қандай заряд ўзи эгаллаган фазода электр майдони ҳосил қилиши билан, фазога ўзгартириш киритади. Ҳосил бўлган электр майдони, шу майдоннинг исталган нуқтасига киритилган зарядга, маълум бир куч билан таъсир қилади. Бу майдон бирлигини билиш учун шу фазога – майдонга синовчи зарядни киритамиз.



20- расм. Электр майдонига киритилган синовчи зарядга таъсир этувчи куч

Агар q – заряд майдонига q_c синовчи заряд киритсак ва уни қўзғалмас деб ҳисобласак, q_c – зарядга қуйидаги куч таъсир этади (*20 - расм*):

$$\vec{F} = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{a}_r \right) \cdot q_c \quad , \tag{19.1}$$

a – бирлик вектор. Демак, бу куч q_c – синовчи ва электр майдонини ҳосил қилувчи q – зарядлар миқдорига боғлиқдир.

Агар q заряд майдони атрофидаги *фазога* q_c^1 , q_c^2 ҳар хил синовчи зарядлар киритсак, таъсир этувчи кучлар F^1, F^2 бўлади ва $\frac{F^i}{q_c^i}$ нисбат доимо ўзгармас

$$\left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\vec{a}_r\right)$$

қийматга тенг бўлади, яъни q заряднинг r масофадаҳосил қилган майдонининг хусусиятини белгилайди. Бу нисбат ҳосил бўлган *электр майдонининг кучланганлиги* деб аталади:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_c} , \qquad (19.2)$$

Бу майдон кучланганлиги асосан, $\vec{F}$ - куч ва синовчи заряд турган масофа билан белгиланади:

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\cdot\vec{a}_r , \qquad (19.3)$$

Электр майдон кучланганлиги бирлиги қуйидагига тенг. СГСЭ заряд бирлиги тизимида, 1 СГСЭ зарядга 1 *см* масофада таъсир қиладиган 1 дина кучга тенг бўлади.

ХБ – тизимида 1 *Кл* зарядга 1 *м* масофада 1 *Н* куч таъсир этишини билдиради ва *В/м* билан ўлчанади.

$$E = \frac{1}{4\pi\left[1/4\pi\cdot 9\cdot 10^9\right]} = 9\cdot 10^9 В/м$$

Агар $\vec{F} = q\vec{E}$ бўлса, мусбат зарядга таъсир этувчи куч йўналиши $\vec{E}$ вектор билан мос тушади, манфий зарядга таъсир этувчи куч эса, $\vec{E}$ майдон йўналишига тескари бўлади.

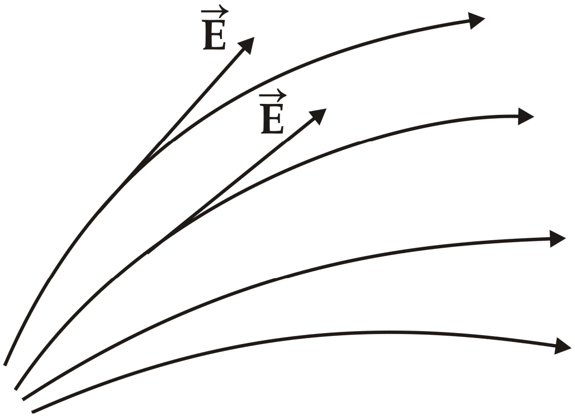
Агар қаралаётган нуқта, сирт ёки ҳажмда N та зарядлар тўплами бўлса, улар ҳосил қилган майдон кучланганлиги алоҳида зарядлар электр майдон кучланганлигининг вектор йиғиндисига тенг бўлади:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n}\vec{E}_i , \qquad (19.4)$$

Ана шу ифода электр майдонларининг *суперпозиция принципи* ёки қўшилиш принципи деб аталади.

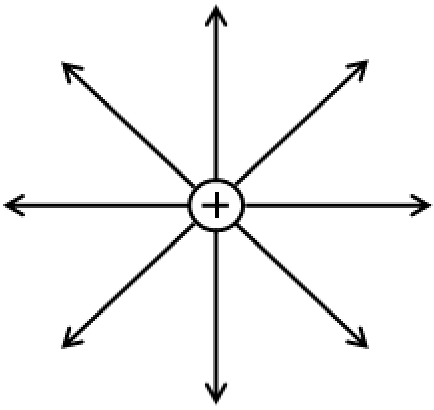
Заряднинг фазодаги электр майдонини кўринишини тасвирлаш учун электр майдон кучланганлиги чизиқларидан фойдаланамиз (*21-расм*).

Агар электр майдон куч чизиқлари эгри чизиқдан иборат бўлса, кучланганлик чизиқлари ҳар бир нуқтага ўтказилган уринмадан иборат бўлади. Чизиқлар зичлиги электр майдон кучланганлигининг шу нуқтадаги катталигини билдиради.



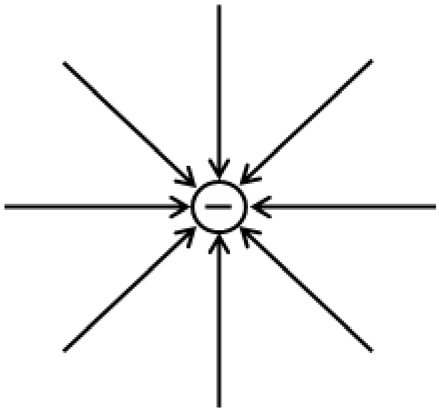
21- расм. Электр майдон кучланганлиги чизиқлари

Нуқтавий заряд майдон кучланганлиги чизиқлари радиал чизиқлардан иборатдир. Мусбат заряд учун куч чизиқлари йўналиши заряддан чиққан бўлади (*22 - расм*).



22- расм. Мусбат нуқтавий заряд электр майдон куч чизиқлари

Манфий заряд учун эса, куч чизиқлари йўналиши зарядга йўналган бўлади (*23 - расм*). Куч чизиқлари бир заряддан чиқиб иккинчи зарядда тугайди.



23- расм. Манфий нуқтавий заряд электр майдон куч чизиқлари

20-§. Электр индукция вектори куч чизиқлари ва оқими

Электр майдон кучланганлиги ва куч чизиқлари тўғрисида сўз юритган эдик: мусбат нуқтавий заряднинг куч чизиқлари заряд марказидан ташқарига йўналган радиал чизиқлардан иборат эди; манфий нуқтавий заряд куч чизиқлари марказга йўналган радиал чизиқлардан иборатдир. Аммо, бу куч чизиқлари қаергача давом этади?

Вакуумда куч чизиқлари узлуксиздир. Диэлектрикларда бўлиниш чегарасигача давом этади, яъни чекланган бўлади.

Шундай қилиб, бир жинсли бўлган диэлектрикларда куч чизиқларининг узлуксизлик шарти бажарилмайди. Шунинг учун ҳам, ихтиёрий кўринишдаги диэлектриклар ичидаги майдонни тавсифлаш учун унинг бўлиниш чегарасидан узлуксиз ўтадиган янги $\vec{D}$ вектор катталик киритилади.Бу вектор катталик *электр индукция вектори* деб аталади.

Электр индукция вектори чизиқлари ихтиёрий муҳитда узлуксиз бўлиши учун, $\vec{E}$ кучланганлик вектори билан қуйидаги муносабатда боғланган бўлиши шарт.

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \quad , \qquad (20.1)$$

яъни

$$\vec{D} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q}{r^3}\vec{r} = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^3}\vec{r} \quad , \qquad (20.2)$$

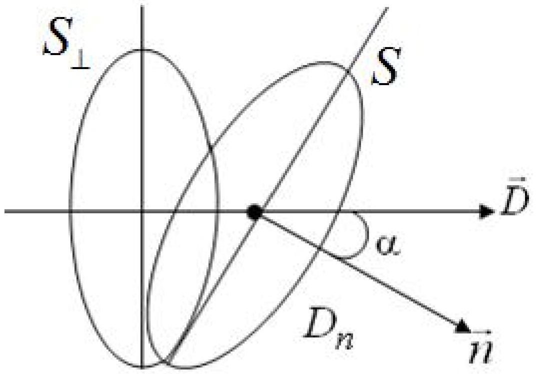
бу ерда $\varepsilon\varepsilon_0$ – вакуум билан диэлектрикнинг электр сингдирувчанликларидан қутилганимиз учун, электр индукция вектори $\vec{D}$ нинг узлуксизлиги таъминланади. Шу сабабли, электр куч чизиқлари бир муҳитдан иккинчи муҳитга ўтишда узлуксизлиги таъминланганлиги учун (20.1) - ифодани кўпинчалик *электр кўчиши* деб аталади.

Скаляр кўринишда

$$D = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2} \quad , \qquad (20.3)$$

га эга бўламиз. Шундай қилиб, ихтиёрий муҳитда нуқтавий заряд ҳосил қилган майдоннинг бирор нуқтасидаги индукция шу зарядга тўғри пропорционал, масофа квадратига тескари пропорционалдир.

Электр индукция вектори $\vec{D}$ миқдор жиҳатдан бир бирлик юзадан тик равишда ўтаётган индукция чизиқларини, яъни унинг сирт зичлигини ифодалайди (*24-расм*).



24 - расм. Электр индукция вектори

Бир жинсли электр майдонидаги ихтиёрий S юза орқали тик равишда ўтаётган индукция чизиқлари *индукция оқимлари* деб аталади.

$$N = D_n S = DS_\perp = DS\cos\alpha \,, \qquad (20.4)$$

Агар электр майдони бир жинсли бўлмаса

$$\vec{D} \neq const$$

у ҳолда, dS элементар юза соҳасидаги майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин. У вақтда (20.4) ифода қуйидаги дифференциал кўринишга эга бўлади:

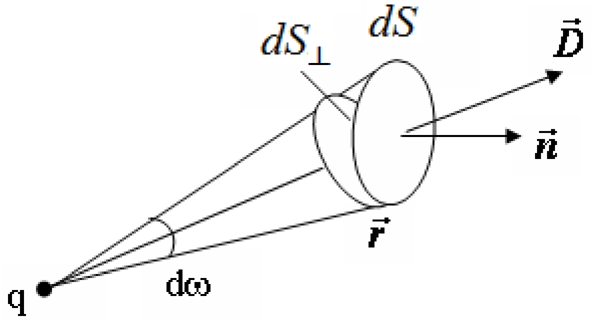
$$dN = D_n dS = DdS \cdot \cos\alpha\,, \tag{20.5}$$

Ихтиёрий S сиртдан ўтувчи электр индукция оқими N чексиз кўп шундай элементар электр индукция оқимлари dN нинг йиғиндиси билан ифодаланади:

$$N = \int_S D_n dS = \int_S DdS_\perp \quad . \tag{20.6}$$

21-§. Остроградский – Гаусс теоремаси

Фараз қилайлик, q заряд ихтиёрий ёпиқ S сирт ичида жойлашган бўлсин (*25-расм*).



25- расм. Ёпиқ сиртнинг фазовий бурчагига тўғри келувчи электр индукция вектори

Электр индукция векторининг ифодасига кўра:

$$\vec{D} = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^3}\vec{r}$$

бу ерда $\vec{D}$ – вектор заряд жойлашган нуқтадан чиққан бўлиб, $\vec{r}$ – радиус - вектор бўйлаб йўналади. Шунинг учун $\vec{n}$ нормаль билан $\vec{D}$ вектор орасидаги фазовий бурчак dS ва $dS\perp$ сиртлари орасидаги бурчакка тенгдир. У вақтда элементар dS сиртдан чиқаётган электр индукция оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$dN = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2} \cdot dS_\perp \quad , \qquad (21.1)$$

бу ерда $\frac{dS_\perp}{r^2} = d\omega$ – элементар фазовий бурчакка тенг бўлгани учун

$$dN = \frac{1}{4\pi} q \cdot d\omega \quad , \qquad (21.2)$$

эга бўламиз.

Агар бутун шар сирти бўйича интегралласак

$$N = \oint_S \frac{q}{4\pi} d\omega = \frac{q}{4\pi} \times 4\pi = q \quad , \qquad (21.3)$$

Остроградский – Гаусс теоремасининг математик ифодасига эга бўламиз. Ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими шу сирт ичидаги заряд миқдорига тенг.

Ёпиқ сирт ичида

$$q_1, q_2, \ldots\ldots, q_n$$

зарядлар бўлса, электр индукция вектори қуйидагига тенг бўлади:

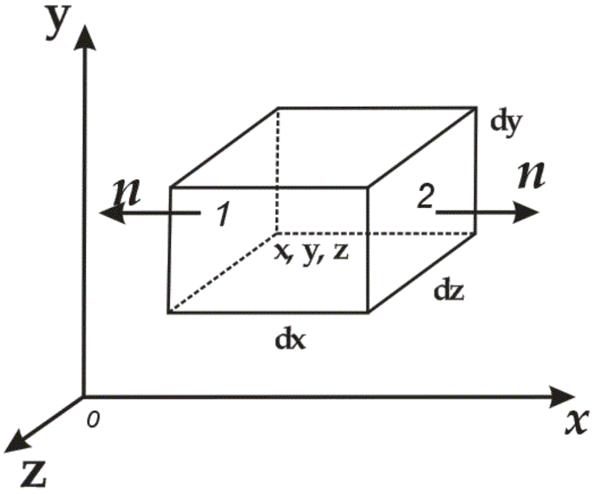
$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + \ldots\ldots + \vec{D}_n = \sum_{i=1}^{n} \overrightarrow{D_i} \, .$$

Электр индукция оқими эса,

$$N = \sum_{i=1}^{n} q_i \quad , \qquad (21.4)$$

яъни ёпиқ сирт ичидаги зарядларнинг арифметик йиғиндисига тенг бўлади. Ҳақиқатда, куч чизиқларининг оқими сирт радиусига боғлиқ эмас, иккита сирт орасидаги фазода, зарядлар йўқ бўшлиқда узлуксиздир, Шу сабабли, зарядни ўраб олган ихтиёрий сиртдан ўтадиган электр индукция оқими (21.3) ифода билан аниқланади ва у Остроградский – Гаусс теоремасининг *интеграл кўриниши* деб ҳисобланади. Қуйида бу теореманинг *дифференциал кўринишини* келтириб чиқарамиз.

*26 – расм*да ρ ҳажмий заряд зичлиги билан зарядланган *dV* элементар ҳажм келтирилган.



26 – расм. ρ ҳажмий заряд зичлиги билан зарядланган элементар ҳажм

*dV*ҳажм элементи заряди $dq = \rho dV$ га тенг. Бошқа тарафдан, ρ фазовий координаталарнинг узлуксиз функцияси ҳисобланади.

Элементар *dV* ҳажмнинг 1 – томонидан чиққан ташқи нормаль *x* ўқининг манфий йўналишига мос келади. Шу сабабли, шу сирт бўйича вектор оқими – $E_x(x)dydz$ га тенг бўлади. Параллелипипеднинг 2 – сиртидан чиққан ташқи нормаль *x* ўқининг мусбат йўналишига мос келади ва шу сирт бўйича оқим + $E_x(x + dx)dydz$ га тенг бўлади. Иккала оқим йиғиндиси

$$[E_x(x + dx) - E_x(x)dydz] = \frac{\partial E_x dxdydz}{dx} = \frac{\partial E_x dV}{dx}, \quad (21.5)$$

га тенг бўлади.

Параллелипипеднинг бутун сирти бўйича тўла оқим

$$dN = div\,E\,dV\,, \quad (21.6)$$

га тенг бўлади, бу ерда $div E = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$

Остроградский – Гаусс теоремасига асосан, шу оқим

$$dN = q = \rho dV$$

га тенгдир. (21.5) ва (21.6) ифодаларни таққосласак қуйидагига эга бўламиз:

$$divE = \rho, \tag{21.7}$$

Бу ифода Остроградский – Гаусс теоремасининг дифференциал кўринишидир. *Электр майдонининг дивергенцияси электр оқимининг фазовий координаталар йўналишлари бўйича градиентлар йиғиндисига ёки зарядланган ҳажмнинг ҳажмий заряд зичлигига тенг бўлади.*

Остроградский – Гаусс теоремасини амалда тадбиқ этиш учун, қуйидаги тушунчаларни киритамиз:

- Зарядларнинг ҳажмий зичлиги деб, жисмнинг бир бирлик хажмига мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, яъни

$$\rho = \frac{q}{V}, \tag{21.8}$$

бу ерда q – жисмнинг V – ҳажмига мос келган заряд миқдори.

- Заряднинг сирт зичлиги деб, жисмнинг бир бирлик сирт юзасига мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг физик катталикка айтилади, яъни

$$\sigma = \frac{q}{S}, \tag{21.9}$$

бу ерда q – жисмнинг S юзасига мос келган заряд миқдори.

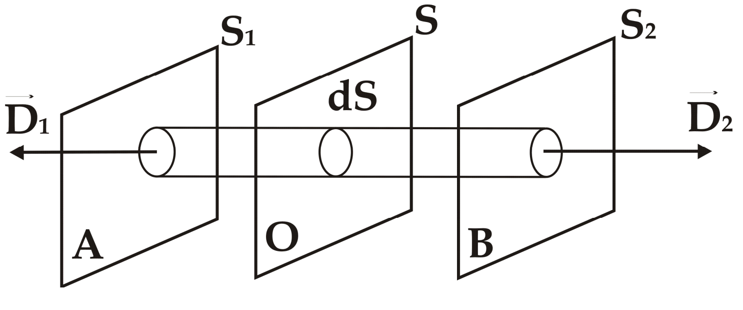
- Заряднинг чизиқли зичлиги деб, жисмнинг узунлик бирлигига мос келган зарядга миқдор жиҳатдан тенг физик катталикка айтилади, яъни

$$\tau = \frac{q}{\ell}, \tag{21.10}$$

бу ерда q - жисмнинг ℓ узунлигига мос келган заряд миқдори.

Қуйидаги мисолларни кўриб чиқамиз.

1-мисол.Бир текис зарядланган чексиз текислик майдони. Фараз қилайлик, бир текис зарядланган чексиз текислик σ – сирт зичлигига эга бўлсин (*27 - расм*).



27- расм. Бир текис зарядланган чексиз текислик

Индукция чизиқлари текисликка перпендикуляр бўлган ва ташқарига йўналган $\vec{D}_1$ ва $\vec{D}_2$ векторлардан иборат бўлади. Бу чизиқлар S текисликда бошланиб иккала томонга чексиз давом этади. Ёпиқ сирт сифатида ҳар иккала томонидан dS асослари билан чегараланган тўғри цилиндр ажратиб оламиз. S_1 ва S_2 сирт асослари A ва B нуқталардаги сиртларга жойлашган. Цилиндр ичидаги заряд qdS дан иборат.

Цилиндр ясовчилари индукция чизиқларига параллел бўлгани учун, цилиндрнинг ён сиртидан чиқувчи электр индукция оқими нолга тенг. Зарядланган текислик майдонининг A ва B нуқталаридаги индукция вектори D_1 ва D_2 миқдор жиҳатдан ўзаро тенг ва қарама-қарши йўналган бўлади:

$$\vec{D}_1 = -\vec{D}_2$$

Цилиндрнинг асосларидан чиқаётган индукция оқимлари қуйидагига тенг:

$$N_1 = D_1 dS_1 \ , \quad N_2 = D_2 dS_2$$

Умумий оқим эса,

$$N = D_1 S_1 + D_2 S_2 = DS + DS = 2DS \ , \qquad (21.11)$$

Остроградский – Гаусс теоремасига асосан ёпиқ сиртдан чиқаётган *электр индукция оқими N,* шу ёпиқ сирт ичидаги заряд $q = \sigma S$ га тенгдир:

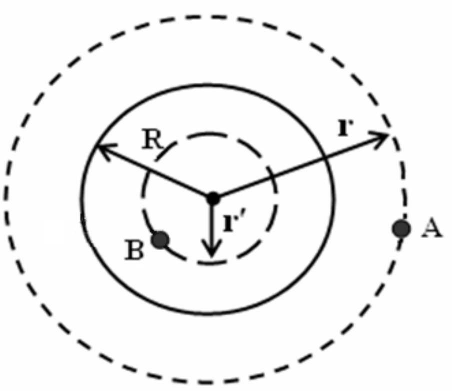
$$N = \oint_S DdS = q = \sigma S \ , \qquad (21.12)$$

$$\sigma S = 2DS \quad D = \frac{\sigma}{2} \ , \qquad (21.13)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} \ , \qquad (21.14)$$

2-мисол. **Бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг майдони**.

Радиуси R бўлган, ҳажм бўйича зарядланган шарнинг ҳажмий зичлиги $\rho > 0$ бўлсин (*28 - расм*). Зарядланган шарнинг ташқи ($r > R$) ва ички ($r' < R$) қисмларидаги майдонни ҳисоблаб кўрамиз.



28- расм. Бир текис ҳажмий зарядланган шар майдони

A нуқтани оламиз. Шарнинг заряди ҳажмий заряд билан қуйидагича боғланган

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 , \qquad (21.15)$$

Майдон индукцияси ва майдон кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади

$$D = \frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2} \ ; \quad D = \frac{1}{4\pi}\frac{\rho}{r^2}\cdot\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{\rho}{3}\frac{R^3}{r^2} , \qquad (21.16)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\cdot\frac{q}{r^2} \ ; \quad E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\rho}{3\varepsilon\varepsilon_0}\cdot\frac{R^3}{r^2} , \qquad (21.17)$$

B нуқтага нисбатан майдон индукцияси ва кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади. Ички сфера заряди q'га тенг бўлса $q' = \rho \cdot V' = \rho\frac{4}{3}\pi r'^3$,

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$q' = \frac{4}{3}\pi r'^3 \cdot \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3} = q\left(\frac{r'}{R}\right)^3 , \qquad (21.18)$$

Демак, $S' = 4\pi r'^2$ ички ёпиқ сиртдан чиқаётган электр индукция оқими N' қуйидагига тенг бўлади:

$$N' = \int_{S'} D'dS = \int_{0}^{4\pi r'^2} D'dS = D'4\pi r'^2$$

Бошқа тарафдан, Остроградский – Гаусс теоремасига асосан, бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг ички ёпиқ сиртидаги майдон кучланганлиги

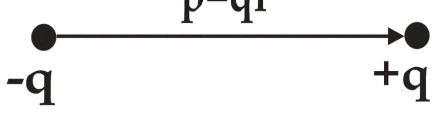
$$N' = \int_{S'} D'dS = q' = \rho\frac{4}{3}\pi r'^2 = q\left(\frac{r'}{R}\right)^3$$

га тенг бўлади. Агарда шар сирти биртекис сирт заряд зичлиги билан зарядланган бўлса, у ҳолда $q' = 0$, майдон кучланганлиги ҳам $E = 0$ бўлади.

22 - §. Электр диполи

Нуқтавий зарядларнинг энг содда тизимларидан бири электр диполидир. Миқдор жиҳатдан бир – бирига тенг, ишоралари бир бирига тескари бўлган ва бир - биридан маълум масофага силжитилган $-q_1$ *ва* $+q_2$ зарядлар мажмуаси диполь деб аталади. ℓ - манфий заряддан мусбат зарядга ўтказилган радиус – вектор деб ҳисоблаймиз (*29 – расм*). У ҳолда $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{q\ell}$ *дoff*

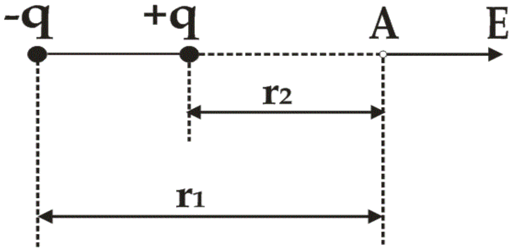
Агарда, диполдан кузатиш нуқтасигача бўлган масофага нисбатан ℓ узунлик ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўлса, дипол *нуқтавий* деб аталади. Кузатиш масофаси катта бўлганда, у масофани тахминан $\boldsymbol{r}$ деб олиш мумкин.



29 – расм. Энг содда нуқтавий зарядлар мажмуаси

Аввал, диполь ўқи давомида ётган *A* кузатиш нуқтасида диполнинг электр майдон кучланганлигини ҳисоблаб кўрамиз.

$$E = q(\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2}) \approx qd(\frac{1}{r^2})(r_2 - r_1) \quad \text{ёки} \quad \vec{E} = \frac{2q\vec{l}}{r^3} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$$



30 – расм. Нуқтавий диполнинг А нуқтадаги электр майдони

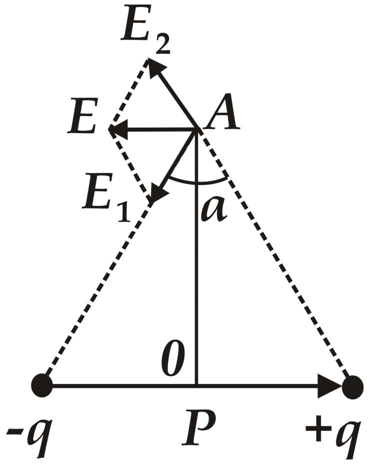
Вектор кўринишда қуйидагича ифодалаймиз: $\vec{E} = \frac{2\vec{p}}{r^3}$.

Энди, *А* кузатиш нуқтаси диполь ўқи марказига ўтказилган перпендикулярда ётган бўлсин (*31 –расм*). $\vec{E}$ вектор *–q ва +q* нуқтавий зарядлар қўзғатган $\vec{E}_1$ ва $\vec{E}_2$ майдон кучланганликларининг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади. Расмдан кўринишича, $\vec{E}$ вектор диполь моменти ***р*** га антипараллелдир ва унинг қиймати

$$E = E_1 a = \frac{ql}{r^3} = \frac{p}{r^3}$$

га тенг бўлади. Вектор кўринишда қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{E} = \frac{\vec{p}}{r^3}.$$



31 – расм. Нуқтавий диполь ўқига перпендикуляр чизиқда ётган нуқтадаги электр майдон

$\ell << r$ бўлган ҳолатларда *АО* перпендикуляр диполь ўқи марказида бўлиши шарт бўлмай қолади.

Электр майдонига жойлашган диполга таъсир қилувчи кучларни кўриб чиқамиз. Агарда , электр майдони биржинсли бўлса, диполнинг манфий ва мусбат зарядларига таъсир қилувчи $\boldsymbol{F_1}$ ва $\boldsymbol{F_2}$ кучлар бир бирига тескари йўналган ва модуллари тенг бўлгани учун натижавий куч $\boldsymbol{F}$ нолга тенг бўлади. Бу кучларнинг моменти қуйидагича бўлади

$$\vec{M} = [\vec{p}\,\vec{E}]\,.$$

Бу момент диполь ўқини $\boldsymbol{E}$ майдон йўналиш бўйича буришга ҳаракат қилади.

Электр майдони биржинсли бўлмаганда, натижавий куч $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ нолга тенг бўлмайди. У ҳолда $\boldsymbol{F} = q(\boldsymbol{E_2} - \boldsymbol{E_1})$. Бу майдонлар кучланганликлари *–q ва +q* зарядлар жойлашган нуқталарда бўлгани учун, уларни электр майдонининг дифференциали билан ифодалаш мумкин:

$$dE = l_x \frac{\partial E}{\partial x} + l_y \frac{\partial E}{\partial y} + l_z \frac{\partial E}{\partial z}\,,$$

Шунга ўхшаш

$$F = p_x \frac{\partial E}{\partial x} + p_y \frac{\partial E}{\partial y} + p_z \frac{\partial E}{\partial z}$$

Бу математик ифодани Гамильтон оператори билан белгиласак,

$$\nabla = \vec{i}\,\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\,\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\,\frac{\partial}{\partial z}$$

қуйидагига эга бўламиз: $\vec{F} = (\vec{p}\nabla)\vec{E}$. $\vec{p}$ вектор x ўқи бўйича жойлашган бўлса,

$$F_x = p\frac{\partial E}{\partial x}$$

га эга бўламиз.

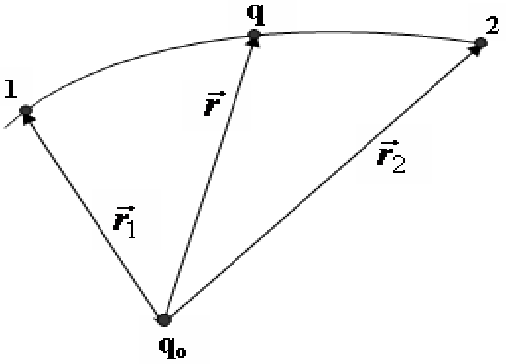
23 - §. Электр майдонида зарядни кўчиришда бажарилган иш

Ҳар қандай майдон ва шу майдондаги кучнинг табиати бажарилган ишнинг кўриниши билан аниқланади. Жумладан, бажарилган иш йўлнинг траекториясига боғлиқ бўлиши ёки бўлмаслиги, куч ва майдон табиатининг мезони бўлиб хизмат қилади.

Мисол учун, қўзғалмас нуқтавий заряд q_0 вакуумда

$$\vec{E} = \frac{q_0}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \cdot \vec{r}$$

электр майдонини ҳосил қилган, деб ҳисоблаймиз. Шу майдонда бошқа нуқтавий q заряд ҳаракат қилаётган ва 1 - нуқтадан 2 - нуқтага кўчган бўлсин (32 - *расм*).



32- расм. Қўзғалмас нуқтавий q_o заряд майдонида q синовчи заряднинг ҳаракат траекторияси

Электр майдони кучи таъсирида бажарилган иш қуйидаги интеграл билан ифодаланади

$$A_{12} = \int_{12} q\vec{E}d\vec{r} = q\frac{q_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\int_{12}\frac{\vec{r}d\vec{r}}{r^3} \quad ,$$

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \qquad (23.1)$$

Бу ифодадан кўринадики, бир хил ишорали q ва q_0 зарядларнинг ўзаро итариш кучи таъсирида, зарядлар узоқлашишида мусбат иш бажарилади.

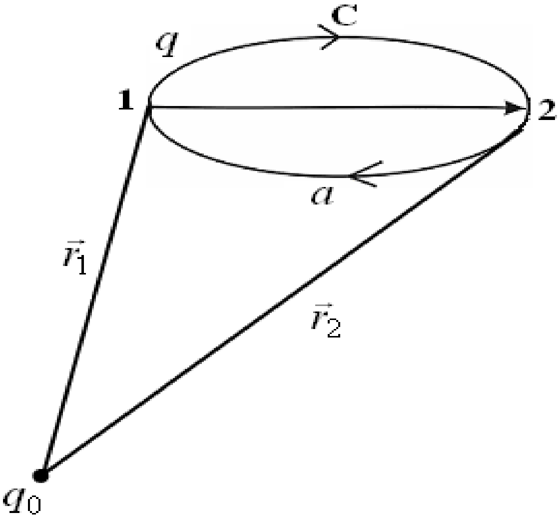
Аксинча, ҳар хил ишорали зарядларнинг тортишиш кучи таъсирида q ва q_0 зарядлар яқинлашиб, манфий иш бажаришади.

Яна мисол тариқасида q зарядни a ва c йўналишда 1 - нуқтадан 2 - нуқтага кўчирамиз (*33 - расм*). Бу ҳолда ҳам бир хил иш бажарилади:

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2} \ , \qquad (23.2)$$

Шундай қилиб, электростатик майдон кучининг бажарган иши йўлнинг траекториясига боғлиқ бўлмагани учун электростатик майдон кучи консерватив куч ҳисобланади.

Агарда n - та нуқтавий зарядлар (q_1, q_2,…., q_n) ҳосил қилган майдонда q - нуқтавий заряд ҳаракат қилса, унга $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n$ кучлар таъсир қилади. Бу натижаловчи $\vec{F}$ кучнинг бажарган иши A ҳар бир куч мустақил бажарган ишларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:



33- расм. Консерватив куч таъсирида заряднинг кўчиши

$$A = \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\vec{r}_{i1}} - \frac{1}{\vec{r}_{i2}}\right), \qquad (23.3)$$

Ёпиқ контур бўйича q - зарядни кўчиришда бажарилган иш қуйидагича ифодаланади

$$A_0 = q\oint\limits_L \vec{E}d\vec{l} \ , \qquad (23.4)$$

Ёпиқ контурда, майдоннинг бошланғич ва охирги нуқталари устма-уст тушгани учун бажарилган иш нолга тенг бўлади.

$$A_0 = \oint_L dA = \frac{q_0 q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = 0$$

Шунинг учун

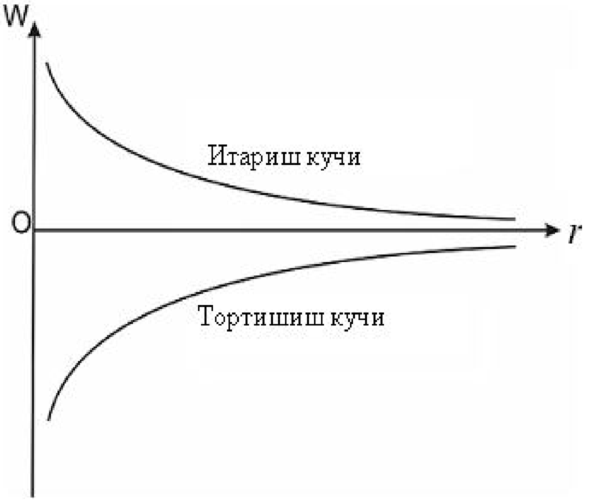
$$\oint_L \vec{E}d\vec{l} = 0, \qquad (23.5)$$

Майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлган майдон *потенциал майдон* деб аталади.

24-§. Майдон потенциали. Заряднинг потенциал энергияси

(23.1) - ифодани чуқурроқ таҳлил қилиб кўрамиз. Агар қўзғалмас нуқтавий q_0 - заряднинг майдонида q – заряд $1(r_1)$ - нуқтадан $2(r_2)$ - нуқтага кўчирилса, унинг энергияси ўзгариб боради. Бу иш электростатик потенциал майдонда бажарилгани учун q - заряднинг потенциал энергияси ўзгаради:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0 q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0 q}{r_2} = W_1 - W_2, \qquad (24.1)$$



34 - расм. Ўзаро таъсир тортишиш ва итариш кучларининг зарядлар орасидаги масофага боғлиқлиги

Зарядларнинг ишорасига қараб, улар орасидаги ўзаро таъсир кучи тортишиш ва итариш кучларидан иборат бўлади. Аммо зарядлар орасидаги $\vec{r}$ – радиус-вектор ортиши билан, ўзаро таъсир кучи кўринишига қарамасдан, потенциал энергия камайиб боради (*34 - расм*).

Демак, потенциал майдонда бажарилган иш q - заряднинг потенциал энергиясининг камайиши ҳисобига бажарилади:

$$dA = -dW \quad , \tag{24.2}$$

Электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги заряднинг потенциал энергиясини умумий ҳолда қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r}, \tag{24.3}$$

Бу ифодадан электростатик майдондаги q заряднинг потенциал энергияси майдонни ҳосил қилган қўзғалмас q_0 зарядга ҳам боғлиқ бўлгани учун *зарядларнинг ўзаро потенциал энергияси* ҳам дейилади. Шундай қилиб, икки заряднинг ўзаро потенциал энергияси зарядлар кўпайтмасига тўғри ва ораларидаги масофага тескари пропорционалдир. q заряднинг W – потенциал энергияси, электростатик майдондаги унинг ҳолатига боғлиқ бўлгани учун, электростатик майдоннинг нуқталари энергетик нуқтаи назардан потенциал деб аталувчи скаляр катталик билан ифодаланади.

Электростатик майдон бирор нуқтасининг *потенциали* деб, майдоннинг шу нуқтасига киритилган бир бирлик мусбат синовчи зарядга мос келган потенциал энергияга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0}{r} \ , \tag{24.4}$$

Шундай қилиб, нуқтавий заряд ҳосил қилган электростатик майдоннинг бирор нуқтасидаги потенциали заряд миқдорига тўғри ва масофага тескари пропорционалдир.

Электростатик майдон потенциали, унинг энергетик тавсифи бўлгани учун электростатик майдон кучининг зарядни кўчиришда бажарган иши, майдон потенциаллари айирмаси билан ўзаро боғланишга эга бўлиши керак:

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2), \qquad (24.5)$$

Майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси қуйидагига тенгдир:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q}, \qquad (24.6)$$

Электростатик майдоннинг икки нуқтаси орасидаги *потенциаллар фарқи* деб, бир бирлик мусбат зарядни 1 - нуқтадан 2 – нуқтага кўчиришда бажарилган ишга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

Агар бажарилган иш қуйидагича бўлса

$$dA = qEdr = -dW = -qd\varphi,$$

электр майдон кучланганлиги потенциал билан қуйидагича ифодаланади:

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \qquad (24.7)$$

Шундай қилиб, *электростатик майдоннинг кучланганлиги* деб куч чизиғининг узунлик бирлигига мос келган потенциал айирмасига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

Электростатик майдоннинг кучланганлигини бошқача кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = -grad\varphi, \qquad (24.8)$$

ёки

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} Edr, \qquad (24.9)$$

Потенциаллари бир хил бўлган нуқталарнинг геометрик ўрнига *эквипотенциал сиртлар* дейилади.

Эквипотенциал сирт учун:

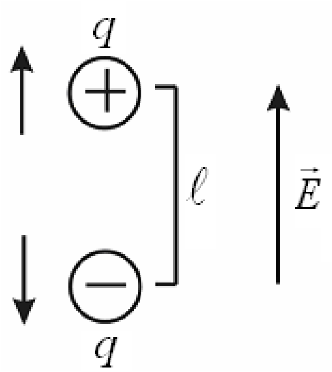
$$\varphi = const \quad , \qquad (24.10)$$

25-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши

Диэлектриклар атом ва молекулалардан ташкил топган. Атом эса, мусбат зарядли ядро ва манфий зарядли электронлардан иборатдир. Атомнинг мусбат заряди ядрода тўпланган бўлиб, манфий ишорали электронлар эса, ядро атрофида ҳаракатда бўлади.

Кўп ҳолларда манфий зарядларнинг маркази мусбат зарядли ядро маркази билан устма - уст тушади.

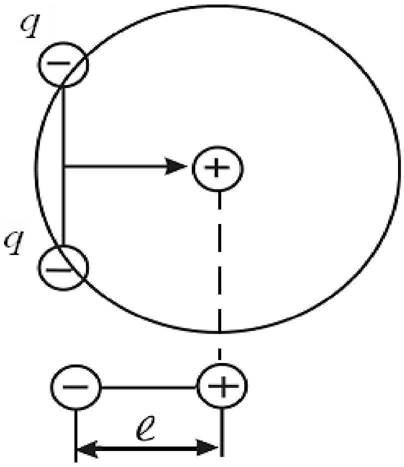
Биринчи турдаги диэлектриклар (N_2, H_2, O_2, CO_2 ва б.) молекулаларидаги электронлар ядро атрофида симметрик жойлашиб ташқи электростатик майдон бўлмаганда, мусбат ва манфий зарядларнинг оғирлик марказлари устма - уст тушган бўлади. Бундай диэлектриклар молекулалари *қутбсиз молекулалар* дейилади.



35- расм. Ташқи электростатик майдон таъсирида қутбсиз молекуланинг диполь моментига эга бўлиши

Ташқи электростатик майдон $\vec{E}$ таъсирида қутбсиз молекула зарядлари силжий бошлайди. Мусбат зарядлар майдон йўналишда, манфий зарядлар майдонга тескари йўналишда силжийди (*35 - расм*). Шундай қилиб, молекула $\vec{P} = q\vec{\ell}$ диполь моментига эга бўлади.

Иккинчи турдаги диэлектриклар (H_2O, NH_3, SO_2, CO,…..) молекулаларидаги электронлар ядро атрофида носимметрик жойлашган бўлади ва ташқи электростатик майдон бўлмаганда ҳам мусбат ва манфий зарядларнинг оғирлик марказлари устма-уст тушмайди. Бундай диэлектрик молекулалари ташқи майдонсиз ҳам диполь моментига эга бўлиб, улар *қутбли молекулалар* деб аталади (*36 - расм*). Ташқи электростатик майдон бўлмаганда молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли диэлектрик бўйича молекулаларнинг умумий диполь моментлари нолга тенгбўлади.Агар бундай диэлектрик ташқи электростатик майдонга қўйилса, майдон кучлари диполларни майдон йўналишига қараб буришга ҳаракат қилади ва нолдан фарқли умумий диполь моменти пайдо бўлади.



36 - расм. Қутбли молекула диполи

Шундай қилиб, ташқи электростатик майдон таъсирида иккала турдаги диэлектрикда ҳам нолдан фарқли диполь моментлари ҳосил бўлади. Бу ҳодиса *диэлектрикларнинг қутбланиши* деб аталади.

Демак, *қутбланиш* деб, ташқи электростатик майдон таъсирида диполларнинг майдон куч чизиқлари томон йўналишини ўзгартириш жараёнига айтилади.

Қуйидаги қутбланиш турлари мавжуддир:

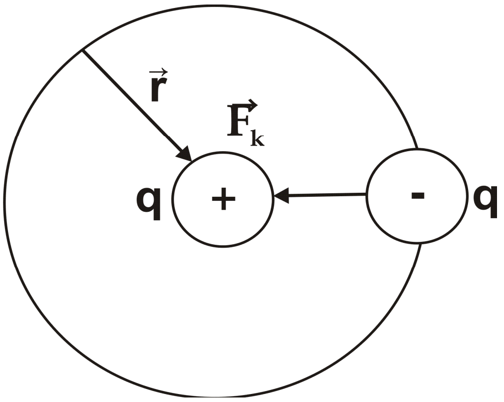
1) электронли қутбланиш;

2) ориентациявий ёки диполли қутбланиш.

Электронли қутбланиш деб, қутбсиз молекулалардан ташкил топган диэлектрик, ташқи электростатик майдонга киритилганда, атомлар электрон қобиқларининг деформацияси ҳисобига индукциявий диполь моментлари ҳосил бўлишига айтилади.

Ориентациявий ёки *диполли қутбланиш* деб, қутбли молекулалардан ташкил топган диэлектрик ташқи электростатик майдонга киритилганда, тартибсиз йўналган молекулалар диполь моментларининг майдон йўналишига қараб бурилишига айтилади. Аммо, молекулалар иссиқлик ҳаракати натижасида фақат айрим молекулаларнинг диполь моментлари майдон йўналиши бўйича жойлашади ва у майдон кучланганлигига боғлиқ бўлади.

Молекулалари қутбсиз бўлган диэлектрикларнинг энг соддаси водород молекуласининг атомидир. Ташқи электростатик майдон бўлмаганда $\vec{E}=0$, водород атомидаги битта электрон ядро атрофида $\vec{r}$ радиусли орбита бўйлаб ҳаракатланади (*37* - расм).



37- расм. Водород атомининг диполи

Бу ҳолда электроннинг ядрога тортилиш кучи Кулон қонунига асосан:

$$F_k = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$$

дан иборат бўлади, марказга интилма куч эса

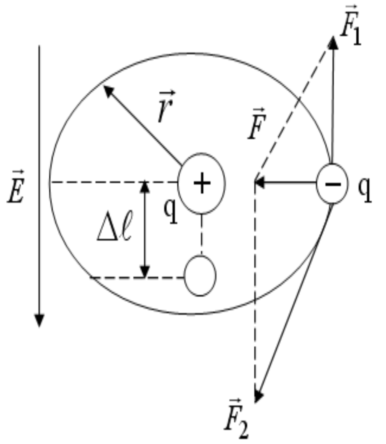
$$\vec{F}_{ми} = m\omega^2\vec{r}$$

га тенг. Электроннинг ядрога тортилиш кучи марказга интилма куч билан мувозанатда бўлади:

$$\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = m\omega^2 r, \qquad (25.1)$$

бу ерда ω – электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатининг бурчак тезлигидир.

Кучланганлиги $\vec{E}$ бўлган электростатик майдонга атом киритилса, электрон орбитаси деформацияланиб, $\vec{E}$ – векторнинг йўналишига қарама - қарши томонга $\Delta\ell$ – масофага силжийди. Бунда $F_{ми} = m\omega^2 r$ марказга интилма куч тенг таъсир этувчи куч F дан иборат бўлиб, электростатик майдоннинг электронга таъсир кучи $F_1 = qE$ ва электроннинг ядрога тортишиш кучи F_2 дан иборат бўлади (*38 - расм*).



38- расм. Водород атоми диполининг ташқи электростатик майдондаги деформацияси

Расмдаги бурчаклардан

$$\frac{\Delta\ell}{r} = \frac{F_1}{F} \quad \text{ва} \quad \frac{\Delta\ell}{r} = \frac{qE}{m\omega^2 r}, \tag{25.2}$$

муносабатларга эга бўламиз.

Демак, индукцияланган диполнинг елкаси $\Delta\ell$ қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2}, \tag{25.3}$$

ва шу диполнинг электр моментини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$P_\ell = q\Delta\ell = \frac{qE}{m\omega^2} q, \tag{25.4}$$

Агар (25.1) – ифодадаги $m\omega^2$ ни (25.4) – ифодага қўйилса, диполнинг электр моменти қуйидаги кўринишни олади:

$$m\omega^2 = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^3} \quad , \quad P_\ell = \frac{q^2 4\pi\varepsilon_0 r^3}{q^2} E$$

ёки

$$P_\ell = 4\pi\varepsilon_0 r^3 E , \qquad (25.5)$$

Буни вектор кўринишда қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\vec{P}_\ell = 4\pi\varepsilon_0 r^3 \vec{E} , \qquad (25.6)$$

Агар атомнинг ҳажмини $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ га тенг деб олсак,

$$P_\ell = 4\pi\varepsilon_0 r^3 E = 3V \cdot \varepsilon_0 E$$

га эга бўламиз.

$\alpha = 3V$ – пропорционаллик коэффициенти бўлиб, унга ***атомнинг қутбланувчанлиги*** дейилади.

$$\vec{P}_\ell = \alpha\varepsilon_0 \cdot \vec{E} \quad , \qquad (25.7)$$

Демак, *атомнинг қутбланувчанлиги* унинг учланган ҳажмига тенг бўлган физик катталикдир.

Энди фараз қилайлик, бир жинсли ($\vec{E} = const$) ташқи электростатик майдонга диэлектрикнинг қутбли молекуласи жойлаштирилган бўлсин (*39 - расм*). Қутбли диполнинг электр моментининг вектори $\vec{P}_\ell$ ташқи майдон кучланганлиги вектори $\vec{E}$ билан θбурчак ҳосил қилсин. Диполга қуйидаги жуфт кучлар таъсир қилади:

$$\vec{F}_1 = q\vec{E} \text{ ва } \vec{F}_2 = q\vec{E} \quad , \qquad (24.8)$$

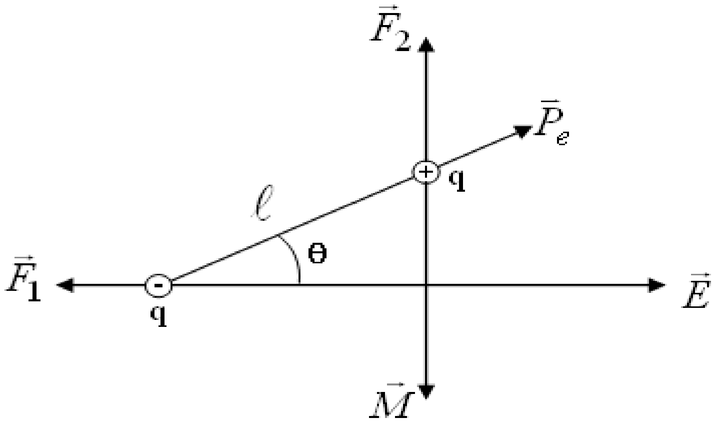
Бу жуфт кучларнинг моменти $\vec{M}$ нинг сон қиймати қуйидагига тенг бўлади

$$M = F \cdot \ell \cdot \sin\theta = qE\ell \cdot \sin\theta = P_\ell \cdot E \cdot \sin\theta \quad , \qquad (25.9)$$

вектор кўринишда эса

$$\vec{M} = \left[\vec{P}_\ell \cdot \vec{E}\right] \quad , \ (25.10)$$

билан ифодаланади.



39- расм. Ташқи электростатик майдонда диполга таъсир этувчи кучлар

$\vec{M}$ вектор $\vec{P}_\ell$ ва $\vec{E}$ векторлар ётган текисликка перпендикуляр бўлиб, соат милининг йўналиши билан мос тушади.

Жуфт кучлар моменти $\vec{M}$, диполнинг электр моменти $\vec{P}_\ell$ ташқи электростатик майдон кучланганлигининг вектори $\vec{E}$ билан мос тушгунча таъсир қилади.

Диполнинг электростатик майдон бўйлаб бурилиши *диполли қутбланиш* ёки *ориентациявий қутбланиш* деб аталади.

Агар диполь бир жинсли бўлмаган ($\vec{E} \neq const$) электростатик майдонга киритилса, +q заряд атрофида $\vec{E}_1$, -q заряд атрофида Ё$_2$ майдон кучланганликлари ҳосил бўлади.

Жуфт кучлар йиғиндиси қуйидагига тенг бўлади.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \quad , \qquad (25.11)$$

$\vec{E}_1 - \vec{E}_2$ диполнинг елкаси l бўйича, ўртача майдон кучланганлигидир, яъни

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell}\right) \quad , \qquad (25.12)$$

демак, $$\vec{F} = q\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) = P_\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad . \qquad (25.13)$$

Скаляр кўринишда эса,

$$F = \frac{d}{d\ell}(\vec{P} \cdot \vec{E})$$

га тенгдир. (25.13) – ифодани қуйидагича ифодалашимиз мумкин

$$\vec{F} = grad\,(\vec{P} \cdot \vec{E}) \ , \qquad (25.14)$$

26 - §. Қутбланиш вектори

Диэлектрикнинг қутбланганлик даражасини характерлаш учун, қутбланиш вектори деб аталувчи физик катталик тушунчаси киритилади.

Қутбланиш вектори $(\vec{P}_\ell)$ деб, диэлектрикнинг бир бирлик ҳажмидаги барча диполлар электр моментларининг вектор йиғиндисига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, яъни ΔV элементар ҳажмдаги n та диполнинг электр моментлари йиғиндисини ΔV ҳажмга бўлган нисбатига тенг

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{n} \vec{P}_{\ell i} \ , \qquad (26.1)$$

бунда $\vec{P}_{\ell i}$ – қутбланган i - молекуланинг электр моменти.

Агар қутбсиз молекулали изотроп диэлектриклар бир жинсли электростатик майдонга киритилса, диполнинг электр моменти $P_{\ell i}$ барча молекулалар учун бир хил бўлади:

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{n} \vec{P}_{\ell i} = \frac{n\vec{P}_{\ell i}}{\Delta V} = n_0 \vec{P}_{\ell i} \quad , \qquad (26.2)$$

бу ерда n_0 - диэлектрикнинг бирлик хажмидаги молекулалар сони – концентрациясидир.

Демак, қутбсиз молекулада индукцияланган диполнинг электр моменти қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \varepsilon_0 \alpha \cdot \vec{E}\,, \tag{26.3}$$

агар $n_0 \cdot \alpha = \chi_\ell$ деб белгиласак, α - *атомнинг қутбланувчанлиги*, χ_ℓ - диэлектрикнинг *диэлектрик қабул қилувчанлигини* билдиради.

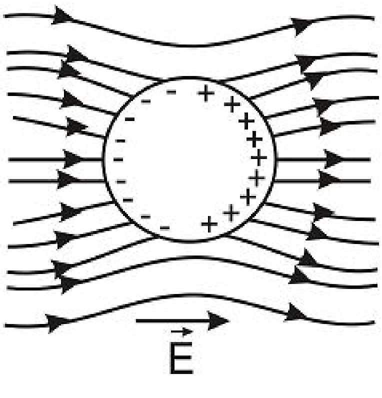
$$\chi_\ell = 4\pi r^3 \cdot n_0 \quad , \tag{26.4}$$

Диэлектрик қабул қилувчанлик деб, бир бирлик ҳажмдаги диэлектрик молекулаларининг қутбланувчанлигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

27 - §. Электростатик майдондаги ўтказгичлар

Эркин электронларга ёки ионларга эга бўлган моддалар ўтказгичлар деб аталади, чунки ташқи электр майдони таъсирида электрон ёки ионлар тартибли ҳаракат қилиши мумкин.

Агар эркин зарядларга эга бўлган ўтказгич ташқи электростатик майдонга жойлаштирилса, электростатик куч таъсирида, ўтказгичдаги эркин электронлар майдон кучланганлигининг вектори $\vec{E}$ га қарама - қарши томонга силжийди. Натижада ўтказгичнинг икки томонида ҳар хил ишорали зарядлар ҳосил бўлади: электронлари ортиқча бўлган учи манфий зарядланади, электронлар етишмайдиган учи эса, мусбат зарядланади.



40- расм. Металл шарнинг электростатик майдонни деформациялаши

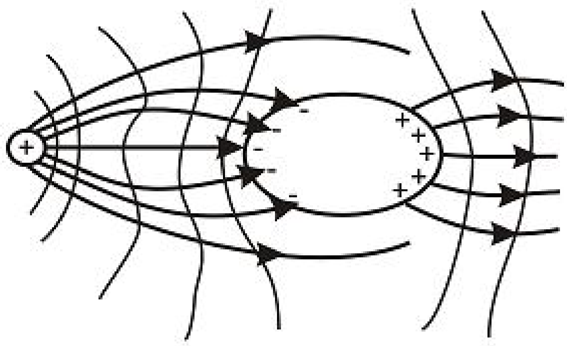
Шундай қилиб, ташқи электростатик майдон таъсирида, ўтказгичдаги мавжуд зарядларни мусбат ва манфий сирт зарядларга ажратиш ҳодисаси электростатик индукция ёки таъсир орқали зарядлаш дейилади. Ҳосил бўлган зарядлар *индукцияланган зарядлар* деб аталади.

Электростатик майдонга киритилган ўтказгичдаги индукцияланган зарядлар майдоннинг манзарасини ўзгартиради. *40* - расмда бир жинсли $(\vec{E} = const)$ электростатик майдонга киритилган металл шарнинг бу майдонни деформациялаши тасвирланган.

41 - расмда эса, нуқтавий заряд ҳосил қилган электростатик майдонга киритилган ўтказгичнинг бу майдонни қандай деформациялаши кўрсатилган.

Мусбат ва манфий зарядлар қутби ҳосил бўлгани учун эквипотенциал чизиқлар ўтказгич сирти шаклига боғлиқ. Аммо, ўтказгичга кирувчи ва чиқувчи куч чизиқларининг сони тенг бўлгани учун ўтказгич ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади.

Ташқи электростатик майдон таъсирида ўтказгичдаги зарядларнинг силжиши ёки манфий ва мусбат қутбларни ҳосил бўлиши эквипотенциал сиртлар пайдо бўлгунча давом этади.



41- расм. Ўтказгичнинг нуқтавий заряд электростатик майдонини деформациялаши

Ташқи электростатик майдоннинг куч чизиқлари ўтказгич сирти бўйича индукцияланган манфий зарядларда тугайди. Куч чизиқлари яна сиртқи мусбат зарядларда давом этади. Аммо, ўтказгич ичида куч чизиқлари йўқ бўлгани учун ўтказгич ичида электр майдони бўлмайди.

Зарядларнинг сирт бўйича қайта тақсимланиши яъни, манфий ва мусбат қутбларнингҳосил бўлиши, *электростатик индукция ҳодисаси* деб аталади.

Ўтказгич ичида электр майдон бўлмаслиги сирт зарядларининг тенг тақсимланганидан келиб чиқади. Бу ҳол электростатик ҳимоя ёки *моддаларнинг экранлашиши* деб аталади. Сирт зарядларининг мавжудлиги ўтказгич ичида майдон бўлмаслигига сабаб бўлади, яъни ташқи электр майдони таъсирини йўққа чиқаради.

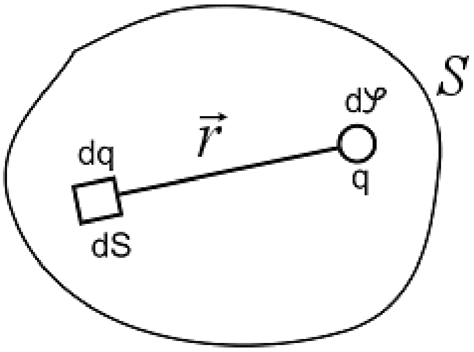
28 - §. Электр сиғими

Яккаланган ўтказгич зарядланса, ўтказгич сирти шаклига қараб, ҳар хил сирт заряди зичлиги σ билан тақсимланади. Шунинг учун ҳам ўтказгич ҳар бир нуқтасидаги сирт зарядининг зичлиги ўтказгичдаги умумий заряд q га пропорционалдир, яъни:

$$\sigma = kq \quad , \tag{28.1}$$

бу ерда k – ўтказгич сиртидаги текширилаётган нуқтанинг функцияси бўлиб, ўтказгич сиртининг шакли ва ўлчамига боғлиқ.

Зарядланган ўтказгич эквипотенциал сиртининг φ - потенциалини аниқлаш учун унинг бутун S сирти бўйлаб зарядини аниқлаймиз (*42 - расм*).



42- расм. dq - заряднинг r масофадаги потенциали

Бу сиртни, $dq = \sigma dS$ зарядга эга бўлган dS – элементар юзачаларга ажратиб, dq – ни нуқтавий заряд деб ҳисоблаймиз.

Нуқтавий dq заряднинг $\vec{r}$ масофадаги майдон потенциали қуйидагига тенг бўлади.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dq}{\varepsilon r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\sigma dS}{\varepsilon r}, \tag{28.2}$$

ёки

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{k \cdot q \cdot dS}{\varepsilon r}, \qquad (28.3)$$

Бу ифода бутун сирт бўйича интегралланса, зарядланган ўтказгич сиртининг потенциали ифодасига эга бўламиз:

$$\varphi = \oint_S \frac{kqdS}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \oint_S \frac{kdS}{r}, \qquad (28.4)$$

Ўтказгичнинг потенциали q зарядга пропорционал бўлади. Шу заряднинг потенциалга нисбати ўзгармас катталикдир, у ўтказгичнинг заряд тўплаш хусусиятини белгилайди ва *ўтказгичнинг электр сиғими* деб аталади.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}{\oint_S \frac{kdS}{r}}, \qquad (28.5)$$

Шундай қилиб, яккаланган ўтказгичнинг *электр сиғими* деб, унинг потенциалини бир бирликка ўзгартириш учун зарур бўлган зарядга миқдор жиҳатидан тенг физик катталикка айтилади.

Шарчанинг электр сиғими

R радиусли яккаланган шар q – зарядга эга бўлса (*43 - расм*), унинг сиртидаги потенциали қуйидагига тенг бўлади:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R},$$

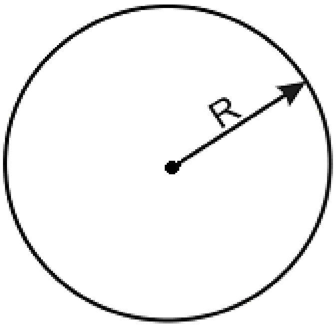
бу ерда

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R}{q} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot R, \qquad (28.6)$$

Шундай қилиб, шарнинг C – электр сиғими шарнинг радиусига ва муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлиги ε га пропорционалдир.

(28.6) – ифодадан муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигини аниқлаймиз.

$$\varepsilon = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0 R} , \qquad (28.7)$$



43- расм. R радиусли яккаланган шар

Электр сиғими ХБ тизимида Фарада билан ўлчанади ва бу бирлик жуда катта ўлчов бирлиги ҳисобланади. $C = 1\ Ф$ деб ҳисобласак, $\varepsilon = 1$ бўлганда

$$R_{1Ф} = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} = \frac{1Ф}{4\pi \cdot 1}\left(\frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{9'}}{1} \cdot \frac{м}{Ф}\right)$$

бу ерда вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлик ифодасидан фойдалансак:

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{9'}} \frac{Ф}{м} = 0{,}885 \cdot 10^{-11}\, Ф/м$$

$$R_{1Ф} = 9 \cdot 10^{9'}\, м = 9 \cdot 10^{6}\, км$$

га тенг бўлади. Бу Ой билан Ер орасидаги масофага нисбатан 23 марта каттадир.

Фарада катта ўлчов бирлиги бўлганлиги учун қуйидаги кичик бирликлар ишлатилади:

$1\ микрофарада\ (мкФ) = 10^{-6}\, Ф$

$1\ нанофарада\ (нФ) = 10^{-9}\, Ф$

$1\ пикофарада\ (пФ) = 10^{-12}\, Ф$

Конденсаторлар

Электр сиғимининг ифодаси қуйидагидан иборат бўлгани учун

$$C = \frac{q}{\varphi},$$

сиғим асосан, ўтказгичнинг шакли ва ўлчамларига ҳамда муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига пропорционалдир.

Амалда, нисбатан кичик ўлчамларига қарамай, етарлича зарядларни ўзида йиға оладиган қурилмалар *конденсаторлар* деб аталади.

Конденсатор иккита параллел ўтказгич қатламидан иборат бўлиб, уларда қарама-қарши ишорали зарядлар тўпланади. Қопламалар орасида диэлектрик модда бўлади.

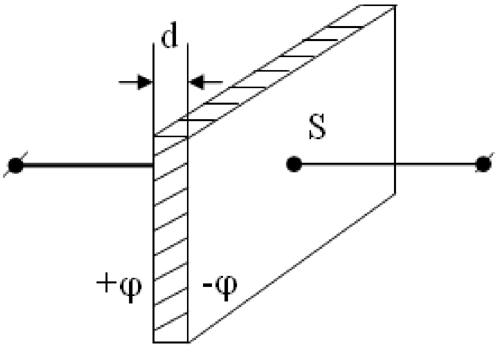
Конденсатор қопламалари иккита ясси пластинкадан, иккита коаксиал цилиндрдан ёки иккита концентрик сферадан иборат бўлиши мумкин ва улар шаклига биноан *ясси, цилиндрик* ёки *сферик конденсаторлар* деб аталади.

Одатда конденсатордаги электр майдони куч чизиқлари бир қопламада бошланиб, иккинчисида тугайди.

Конденсатор сиғими қопламалардаги заряд миқдорига тўғри пропорционал ва қопламалар орасидаги потенциаллар фарқига тескари пропорционалдир.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}, \qquad (28.8)$$

44 - расмда ясси конденсатор тасвирланган. S – юзали иккита ясси металл пластинкалар орасидаги масофани d га тенг деб ҳисоблаймиз, қопламаларда эса - q ва + q сирт зарядлари индукцияланган бўлади.



44 - расм. Ясси конденсатор

Қопламалар орасидаги электр майдонини бир жинсли, S – юзали иккита ясси металл пластинкалар орасидаги масофани d га тенг деб ҳисоблаймиз, қопламаларда эса - q ва + q сирт зарядлари индукцияланган бўлади.

Қопламалар орасида ε диэлекрик сингдирувчанликка эга бўлган модда бўлса, потенциаллар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

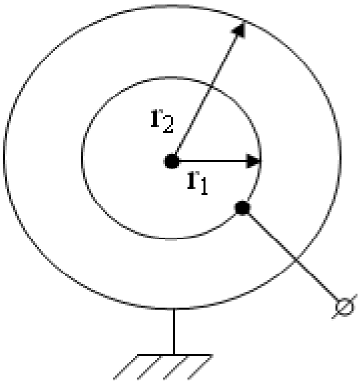
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon}, \qquad (28.9)$$

бу ерда $q = \sigma \cdot S$, σ - сирт заряди зичлиги, S – қопламалар юзаси. Натижада, ясси конденсатор сиғими қуйидагига тенг бўлади.

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \sigma \cdot S}{\sigma d} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d}, \qquad (28.10)$$

Сферик конденсатор

Қопламаларининг радиуслари r_1 ва r_2 бўлган сферик конденсатор *45* - расмда тасвирланган.



45- расм. Сферик конденсатор

Конденсатор қопламаларида q заряд индукцияланган бўлганда, улар орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагича ифодаланади :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right), \qquad (28.11)$$

бу ерда r_1 ва r_2 ички ва ташқи сферик қопламалар радиусларидир. Шунинг учун сиғим қуйидагича ифодаланади:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon\left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1}\right), \qquad (28.12)$$

Агарда r_2 ташқи радиус ва r_1 ички радиусдан жуда катта бўлса, (28.12) – ифода соддалашади:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1, \qquad (28.13)$$

Бу натижа ташқи қоплама сферик бўлмаганда ҳам ўринли бўлгани учун, (28.13) – ифодани *яккаланган шар сиғими* деб ҳисоблаймиз.

Агарда r_1 - $r_2 = d$ – қопламалар орасидаги масофа қопламаларнинг ўртача радиусидан жуда кичик бўлса, сферик конденсаторнинг сиғими қуйидагича ифодаланади:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \cdot \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} \approx 4\pi\varepsilon_0\varepsilon\frac{r^2}{d} = \varepsilon_0\varepsilon\frac{S}{d}$$

бу ерда $S = 4\pi r^2$ – қопламалар сиртларининг юзасидир.

Цилиндрик конденсатор

Бу ҳолда конденсаторнинг радиуслари r_1 (ички) ва r_2 (ташқи) иккита коаксиал цилиндр кўринишдаги қопламалардан иборат бўлади, деб ҳисоблаймиз. Цилиндрларнинг узунлиги улар орасидаги масофадан жуда катта деб ҳисобланади. Қопламалар орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагидан иборат бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon\ell}\ln\frac{r_2}{r_1}, \qquad (28.14)$$

бу ерда q - цилиндр узунлигидаги заряд, $\frac{q}{\ell}$ - бирлик узунликдаги заряд ва ℓ - цилиндр узунлигидир.

Бирлик узунликка тўғри келувчи цилиндрик конденсатор сиғими қуйидагига тенгдир:

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon\ell}{\ln\frac{r_2}{r_1}} , \qquad (28.15)$$

Бошқа тарафдан, (28.15) – ифода металл сим изолятор қатлами билан ўралган кабель сиғимини эслатади.

Қопламалар орасидаги масофа *d*, цилиндрлар радиусларига нисбатан жуда кичик бўлса, бу ҳолда цилиндрик конденсатор сиғими қуйидагидан иборат бўлади:

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{S}{d} , \qquad (27.16)$$

29-§. Электростатик майдон энергияси

Электростатик майдон – потенциал майдондир, шунинг учун унга киритилган зарядлар потенциал энергияга эга бўладилар.

q_1 ва q_2 нуқтавий зарядларнинг потенциал энергияларини баҳолаймиз. Ҳар бир заряд, бошқа заряд майдонида потенциал энергияга эга бўлади:

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12} \quad , \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21} \quad , \qquad (29.1)$$

φ_{12} - q_2 – заряднинг q_1 заряд турган жойда ҳосил қилган потенциалидир,
φ_{21} - q_1 – заряднинг q_2 заряд турган жойда ҳосил қилган потенциалидир.

$$\varphi_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\frac{q_2}{r} \quad , \quad \varphi_{21} = \frac{q_1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}$$

шунинг учун

$$W_1 = W_2 = W$$

$$W = q_1 \cdot \varphi_{12} = q_2 \cdot \varphi_{21} = \frac{q_1 \cdot \varphi_{12} + q_2 \cdot \varphi_{21}}{2}$$

Яккаланган зарядли ўтказгич энергияси

Ўтказгич q - зарядга, C – сиғимга ва φ - потенциалга эга бўлсин. Ўтказгич зарядини dq га оширамиз. Унинг учун чексизликдан, (яъни $\varphi = 0$ бўлган жойдан) dq зарядни ўтказгичга кўчирамиз. Бу ҳолда бажарилган иш

$$dA = \varphi \cdot dq = \varphi \cdot C \cdot d\varphi$$

га тенг бўлади, чунки

$$q = C\varphi \quad , dq = C \cdot d\varphi \quad .$$

Бажарилган тўла иш

$$A = \int_0^{\varphi} C \cdot \varphi d\varphi = C\int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C\frac{\varphi^2}{2}, \qquad (29.2)$$

$$W = A = \frac{C \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}, \qquad (29.3)$$

Зарядланган конденсатор энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2} = \frac{C(\Delta\varphi)^2}{2} = \frac{q \cdot \Delta\varphi}{2}$$

30-§. Электр токи

Агар ўтказгичнинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси доимий сақланса (φ_1 - φ_2 = *const*), ўтказгич ичида нолдан фарқли майдон ҳосил бўлади. Бу майдон ўтказгичдаги эркин зарядларнинг бир томонга йўналган тартибли ҳаракатини юзага келтиради. Бу ҳолда мусбат зарядлар ўтказгичнинг ката потенциалли нуқтасидан кичик потенциалли нуқтасига, манфий зарядлар эса, аксинча ҳаракатланадилар.

Электр зарядининг тартибли ҳаракатига *электр токи* деб айтилади.

Электр токини металларда эркин электронларнинг, электролитларда мусбат ва манфий ионларнинг, газларда эса мусбат, манфий ионлар ва электронларнинг ҳаракати ҳосил қилади.

Ток кучи деб, ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзасидан вақт бирлиги ичида ўтган электр зарядига миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

$$I = \frac{dq}{dt}, \tag{30.1}$$

Токнинг кучи ва йўналиши вақт ўтиши билан ўзгармай қоладиган бўлса, *ўзгармас ток* деб аталади:

$$I = \frac{q}{t}, \tag{30.2}$$

ХБ тизимида ток кучининг бирлиги Ампер (A) билан ўлчанади. 1 Ампер – ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 секунд ичида 1 Кулон заряд миқдори ўтишини кўрсатувчи катталикдир.

Агар ток кучи ўтказгичнинг кўндаланг кесими бўйича бир жинсли бўлмаса, у ҳолда ўтказгичнинг кўндаланг кесими бўйича ток кучининг тақсимланишини ифодалаш учун *ток кучининг зичлиги* деб аталувчи физик катталик тушунчаси киритилади:

$$j = \frac{dI}{dS_\perp} = \frac{dI}{dS\cos\alpha}, \tag{30.3}$$

бу ерда α - dS юза билан унга ўтказилган $\vec{n}$ нормал орасидаги бурчакдир. Бу ифодадан ўтказгичнинг ихтиёрий юзасидан ўтаётган ток кучини ҳисоблаб топиш мумкин

$$I = \int\limits_S j dS_\perp = \int\limits_S j dS\cos\alpha, \tag{30.4}$$

Ток кучининг зичлиги деб, ўтказгичнинг бир бирлик кўндаланг кесим юзасидан ўтган ток кучига миқдор жиҳатидан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

Ўтказгичнинг ичида, Кулон кучи ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги $\vec{E}$ ўтказгичнинг икки учидаги потенциаллар фарқи йўқолгунча сақланади. Демак, занжирда узлуксиз ўзгармас ток ўтиб туриши учун, Кулон кучидан ташқари потенциаллар фарқини ҳосил қилувчи ташқи ноэлектрик кучлар ҳам мавжуд бўлиши зарур. Бундай кучларни *электрга ёт кучлар* деб атаймиз.

Электрга ёт кучлар узлуксиз токни таъминлаб туриши учун ҳар хил ишорали зарядларни ажратиб, потенциаллар фарқини доимий сақлаб туради. Бундай электрга ёт кучларни электр энергия манбалари (гальваник элементлар, аккумуляторлар, электр генераторлари) етказиб туради.

Электрга ёт кучларни ҳосил қилувчи қурилмалар *ток манбалари* деб аталади.

Ток манбалари, электрга ёт кучларнинг иш бажариши натижасида, у ёки бу энергия турининг электр энергияга айланиши сабабли хосил бўлади. Шу сабабли бу куч *электр юритувчи куч* (*ЭЮК*) деб аталади.

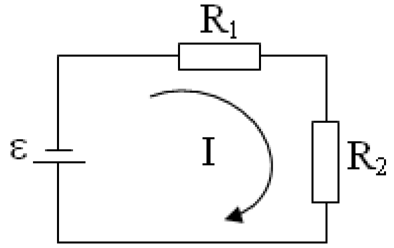
$$\varepsilon = \frac{A}{q} \quad , \tag{30.5}$$

Манбанинг *ЭЮК* занжир очиқ бўлганда, унинг қутбларидаги потенциаллар айирмасига тенг бўлади ва Вольтларда ўлчанади.

31-§. Ом ва Джоуль - Ленц қонунларининг дифференциал ва интеграл ифодалари

Электрга ёт кучлар таъсир этмайдиган занжирнинг қисми *бир жинсли ўтказгич* деб аталади (R_1, R_2) (*46 - расм*).

Ом қонунига асосан, бир жинсли ўтказгичдан ўтаётган ток кучи



46- расм. Иккита бир жинсли қаршиликдан иборат электр занжири

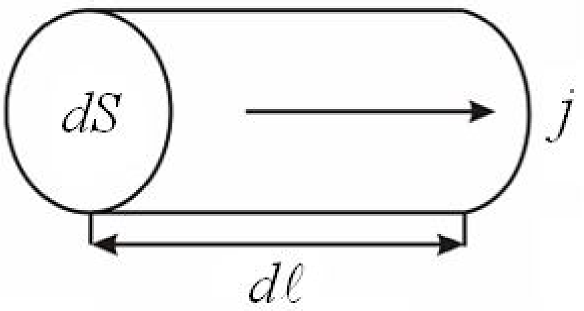
кучланишга тўғри пропорционал, ўтказгич қаршилигига тескари пропорционалдир:

$$I = \frac{U}{R}, \tag{31.1}$$

бу ерда R – ўтказгичнинг электр қаршилиги. Бир жинсли цилиндрик ўтказгич қаршилиги қуйидагича ифодаланади:

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S}, \tag{31.2}$$

бу ерда ℓ - ўтказгич узунлиги, S – унинг кўндаланг кесими юзаси, ρ - ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилигидир. Ток зичлиги – $\vec{j}$ ва майдон кучланганлиги йўналишига мос бўлган, узунлиги $d\ell$ га тенг бўлган цилиндрик ўтказгични оламиз (*47 - расм*).



47- расм. Бир жинсли цилиндрик ўтказгич

$\vec{j}$ - ток зичлиги йўналиши майдон кучланганлиги йўналишига мос келади. Ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзасидан оқиб ўтувчи ток кучи

$$I = jdS$$

га тенг. Ўтказгичнинг қаршилигини $\rho \cdot \frac{d\ell}{dS}$ ва ундаги кучланиш тушишини

$$U = Ed\ell$$

деб олсак, бу ҳолда Ом қонунини шундай ифодаласак бўлади:

$$jdS = \frac{Ed\ell dS}{\rho d\ell} \quad \text{ёки} \quad j = \frac{1}{\rho} \cdot E$$

Ток зичлиги ва майдон кучланганлигининг йўналишлари бир хил бўлгани учун

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \cdot \vec{E} \, , \qquad (31.3)$$

бу ерда σ - ўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги. Бу ифода *Ом қонунининг дифференциал кўриниши* деб аталади. Ток кучи қаршиликдан ўтаётганда, унинг энергияси ўтказгични қизитишга сарф бўлади

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t \quad , \qquad (31.4)$$

бу ифода *Джоуль - Ленц қонуни* деб аталади.

Агар, ток кучи вақт бўйича ўзгарса, у ҳолда t – вақт ичида ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори қуйидагича ҳисобланади:

$$Q = \int_0^t I^2 R dt \ , \qquad (31.5)$$

Элементар ҳажмда $dV = d\ell \cdot dS$ ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори қуйидагича ҳисобланади:

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS} (j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt \ ,$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt \ , \qquad (31.6)$$

бу ердан бирлик ҳажмдан бирлик вақт ичида ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдорини топамиз:

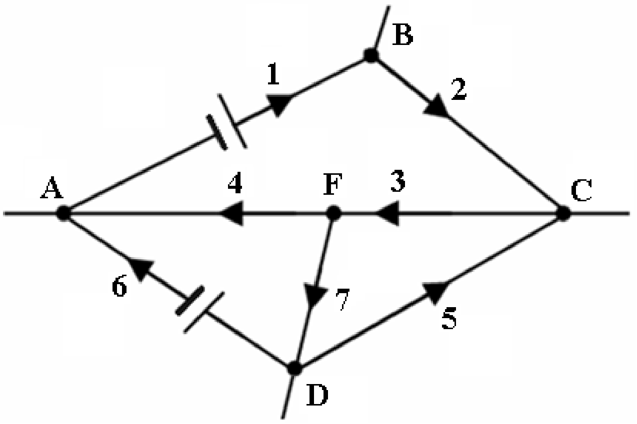
$$Q_{сол.} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2)$$

$$Q_{сол.} = \sigma \cdot E^2, \tag{31.7}$$

Бу ифода *Джоуль - Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир***.**

32 - §. Кирхгоф қоидалари

Амалда мураккаб тармоқланган занжирлар билан ишлашга тўғри келади. *48* - расмда шундай тармоқланган занжир тасвирланган.



48 - расм. Мураккаб электр занжирида ўтказгичларнинг туташиш нуқталари

Бу занжирда 7 та занжир қисмлари ва бешта *A*, *B*, *C*, *D*, *F* тармоқланиш тугунлари мавжуд бўлиб, бу нуқталарда 3 тагача ўтказгичлар (симлар) туташади. Занжирнинг 7 та қисмлари таркибида r_1, r_2,……r_7 қаршиликлар ва ε_1, ε_2,........ε_7 манбалар мавжуддир.

Занжирнинг барча қисмларида ток кучини ҳисоблашга ҳаракат қиламиз. Тармоқланиш тугунларидан 7 - сини оламиз. Бу нуқтада i_3, i_4 токлар оқадиган 3, 4 ва 7 занжирнинг қисмлари туташади. 7 - нуқтага келувчи i_3 токнинг ишорасини мусбат, нуқтадан тарқалувчи i_4 ва i_7 токлар ишорасини манфий, деб ҳисоблаймиз.

Бирлик вақт ичида 7 – тугунга келувчи зарядлар миқдори юқорида келтирилган токларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир i_3 - i_4 - i_7. Агарда занжирда токлар доимий бўлса, натижавий ток нолга тенг бўлади, чунки, акс ҳолда кузатилаётган нуқта потенциали вақт бўйича ўзгарган бўлар эди. Бу қоида занжирнинг барча тармоқланиш нуқталарига тааллуқлидир.

Шу сабабли, электр занжирнинг тугунига келувчи токларнинг алгебраик йиғиндиси тугундан чиқувчи токларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади ва шу нуқтадаги натижавий ток қиймати нолга тенг бўлади:

$$\sum_{i=1}^{n} i_k = 0 \quad , \qquad (32.1)$$

Бу ифода *Кирхгофнинг биринчи қоидаси* деб аталади.

Мураккаб электр занжирнинг *A B C F A* ёпиқ контурини оламиз. Унинг алоҳида қисмларига занжирнинг бир қисми учун Ом қонунини қўллаймиз. У ҳолда *A* ва *B* нуқталардаги потенциаллар фарқи учун қуйидагига эга бўламиз:

$$U_{AB} = U_A - U_B = i_1 r_1 - \varepsilon_1$$

Занжирнинг бошқа қисмларига ҳам қўлласак:

$$U_B - U_C = i_2 r_2 - \varepsilon_2,$$
$$U_C - U_F = i_3 r_3 - \varepsilon_3,$$
$$U_F - U_A = i_4 r_4 - \varepsilon_4$$

Бу тенгликларни ҳадма - ҳад қўшсак, чап тарафдаги ҳадлар йиғиндиси нолга тенг бўлади ва қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4$$

Электр занжирнинг исталган ёпиқ контури учун шундай муносабат доимо ўринлидир:

$$\sum_{i=1}^{n} I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i \quad , \qquad (32.2)$$

Бу *Кирхгофнинг иккинчи қоидаси* деб аталади ва уни шундай таърифлаш мумкин: тармоқланган электр занжирининг ихтиёрий ёпиқ контури қисмларидаги ток кучларининг мос равишда қаршиликларга кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси, шу контурдаги *ЭЮК*ларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир.

Назорат саволлари

1. Зарядларнинг сақланиш қонунини тушунтиринг. Кулон қонуни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига қандай боғланган?
2. Электростатик майдон ва унинг асосий характеристикаси, майдон кучланганлиги ва майдон потенциали нима? Улар орасида қандай боғланиш мавжуд?
3. Электростатик майдоннинг суперпозиция принципини тушунтиринг.
4. Остроградский - Гаусс теоремаси ва ифодасини ёзинг. Уни ҳар хил сиртларга тадбиқ қилинишини исботланг. Электр силжиш вектори нима?
5. Электр сиғими. Ҳар хил шаклдаги конденсаторларнинг сиғимларини ҳисоблаш ифодаларини келтириб чиқаринг. Электростатик майдон ва конденсаторлар энергияси ифодаларини келтириб чиқаринг
6. Электр токи деб нимага айтилади? Унинг мавжуд бўлиш шартларини санаб ўтинг. Ом, Жоуль - Ленц қонунларининг интеграл ва дифференциал кўринишлари қандай бўлади?
7. Металларнинг классик электрон назарияси ва унинг асосида Ом ва Жоуль - Ленц қонунларини келтириб чиқаринг?
8. Электр юритувчи куч нима? Кирхгоф қоидаларини тушунтириб беринг.

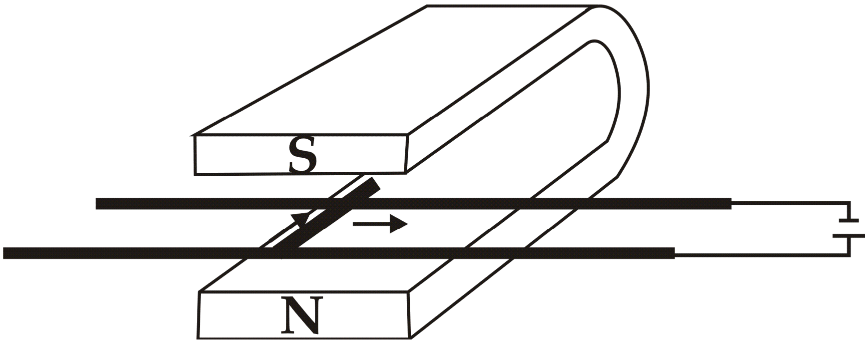
III Боб. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

33 - §. Магнит майдони индукцияси. Лоренц кучи

Магнитларнинг ва токларнинг ўзаро таъсирини учта тажриба орқали кўриб чиқамиз:

1.Ток магнит стрелкаси устида жойлашган тўғри ўтказгич бўйлаб ўтаётган бўлсин. Бунда, магнит стрелкасига токнинг йўналишига боғлиқ бўлган жуфт кучлар таъсир этади ва магнит стрелкаси токли ўтказгичга перпендикуляр ҳолда жойлашади.

2. Ток иккита ўтказгични туташтириб, унинг устида эркин думалай оладиган цилиндр орқали ўтаётган бўлсин (*49 - расм*).



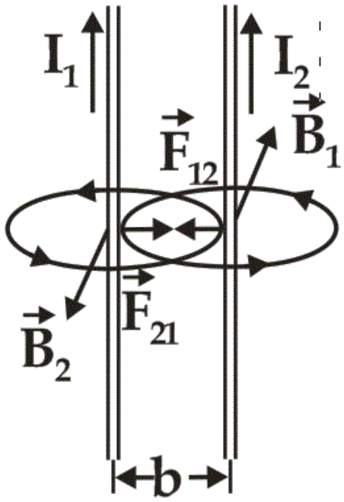
49 - расм. Магнит майдонида эркин ҳаракатланадиган токли цилиндрик ўтказгич

Цилиндр доимий магнит қутблари орасига жойлаштирилган бўлиб, цилиндрни ҳаракатга келтирувчи куч йўналиши ток йўналишига ва магнит қутбларининг жойлашишига боғлиқ бўлади.

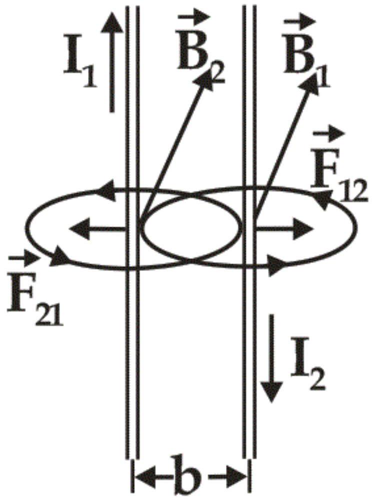
3. Ток ўтаётган иккита параллел ўтказгичлар, улардаги ток йўналишлари бир хил бўлганда тортишади, ток йўналишлари қарама - қарши бўлганда итаришади (*50, 51 - расмлар*). Параллел ўтказгичлар b масофада жойлашган, улардан I_1 ва I_2 ток ўтаётган бўлса, ўтказгичнинг ℓ узунликдаги бўлагига таъсир этувчи кучни Халқаро бирликлар тизимида қуйидаги тенглама орқали ифодалаш мумкин:

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1 I_2 \ell}{b}, \tag{33.1}$$

буерда μ_0 – магнит доимийсидир.



50 – расм. Ток йўналишлари бир хил бўлган ўтказгичлар орасидаги таъсир этувчи кучлар



51 – расм. Ток йўналишлари ҳар хил бўлган ўтказгичлар орасидаги таъсир этувчи кучлар

Ток кучи ХБТ да Амперда ўлчанади. *Ампер*,миқдор жиҳатидан вакуумда бир - биридан 1 метр масофада жойлашган, иккита параллел токли ўтказгичлар орасида $2\cdot10^{-7}$ Ньютонга тенг ўзаро таъсир кучини ҳосил қилувчи ток кучига тенгдир. Иккинчи тарафдан, ток кучи 1 Ампер бўлганда, 1 секунд ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзасидан ўтаётган зарядлар миқдори 1 Кулонга тенг бўлади.

Агар $I_1 = I_2 = 1A$, ℓ = b = 1 м бўлса, у ҳолда,

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2\ell}{b}, \qquad (33.2)$$

ифодадан магнит доимийсини ҳисоблаш мумкин

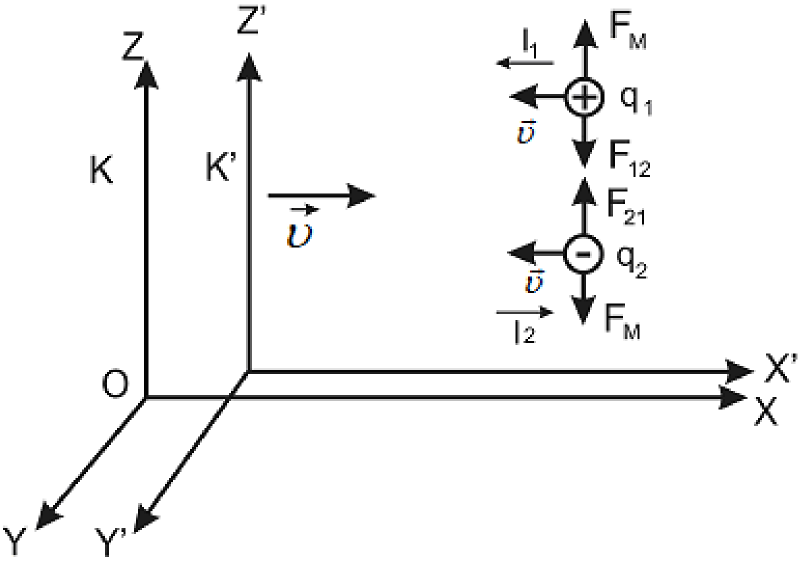
$$\mu_0 = \frac{4\pi b\cdot F}{2I_1I_2\ell} = \frac{12{,}56\cdot1\cdot2\cdot10^{-7}}{2\cdot1\cdot1\cdot1}\frac{H}{A^2} = 12{,}56\cdot10^{-7}\frac{H}{A^2}, \qquad (33.3)$$

Яқиндан таъсир назариясига кўра, ҳар қандай токли ўтказгич (ёки ҳаракатланувчи заряд) қўшни нуқталарда, яъни ўз атрофида магнит майдонини ҳосил қилади. Магнит кучларининг пайдо бўлишини қуйидагича тушунтириш мумкин: иккита **+q_1** ва **- q_2** зарядлар бир -

биридан ***r*** масофада жойлашган бўлсин (*52 - расм*). “Қўзғалмас"*K* саноқ тизимида улар орасида, Кулон қонунига кўра, ўзаро тортишиш кучлари таъсир этади:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\ , \qquad (33.4)$$

Ўнг тарафга $\vec{\upsilon}$ тезлик билан ҳаракатланган *K′* саноқ тизимида бу зарядлар чап тарафга $\upsilon = -\upsilon$ тезлик билан ҳаракатланаётгандек туюлади. Лоренц алмаштиришлари ифодаларидан фойдалансак, бу *K′* тизимда Кулон кучлари қуйидагича ифодаланади:



52- расм. Ҳаракатланувчи зарядларда магнит майдонининг ҳосил бўлиши

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\cdot\frac{\upsilon^2}{c^2}\ , \qquad (33.5)$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги биринчи қўшилувчи – электр тортишиш кучларини, иккинчиси эса - анча заиф бўлиб, ҳаракатланувчи зарядлар ўртасидаги *магнит итариш кучини* ифодалайди.

$$\vec{F}_e{}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}};$$

$$\vec{F}_m = -\frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\cdot\frac{\upsilon^2}{c^2}, \qquad (33.6)$$

$\vec{\upsilon}$ << с бўлганда магнит кучларини, электр кучларига нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Агар электронлар металл ўтказгичда ҳаракатланаётган бўлса, қўшни ўтказгичдаги электронлар орасидаги ўзаро итариш кучлари, электронлар ва панжаралардаги мусбат ионларнинг ўзаро тортишиш кучлари билан мувозанатлашади, ҳаракатланувчи электронлар орасидаги магнит кучлари эса қўшилади. Электронлар сонининг кўплиги натижавий магнит кучларини сезиларли бўлишига олиб келади. Ҳосил бўлган магнит кучи – қўзғалмас саноқ тизимидан, зарядлар ҳаракатланаётган саноқ тизимига ўтишдаги электр кучларининг Лоренц алмаштиришлари натижасидир.

Магнит доимийсини $\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} = \mu_0$ деб белгилаб, $\upsilon^2 = (-\upsilon')^2$ эканлигини ҳисобга олиб, магнит кучини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\overrightarrow{F_m}' = q_1[\overrightarrow{\upsilon'}, \frac{\mu_0 q[\overrightarrow{\upsilon'}\overrightarrow{r}]}{4\pi r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}] = q_1[\overrightarrow{\upsilon'}, \vec{B}], \qquad (33.7)$$

Бу ерда $\vec{B} = \frac{\mu_0 q[\overrightarrow{\upsilon'}\overrightarrow{r}]}{4\pi r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}$ - *магнит майдон индукция векторидир.*

Магнит майдон индукцияси қўзғалмас q заряддан $\vec{r}$ - радиус - вектор узоқликдаги нуқтадан $\overrightarrow{\upsilon'}$ тезлик билан ҳаракатланувчи q_1 заряднинг ҳосил қилган магнит майдонини характерловчи катталикдир.

ХБТда магнит майдон индукцияси «Тесла» (*Тл*) билан ўлчанади ва у 1 *Н/А·м* га тенгдир.

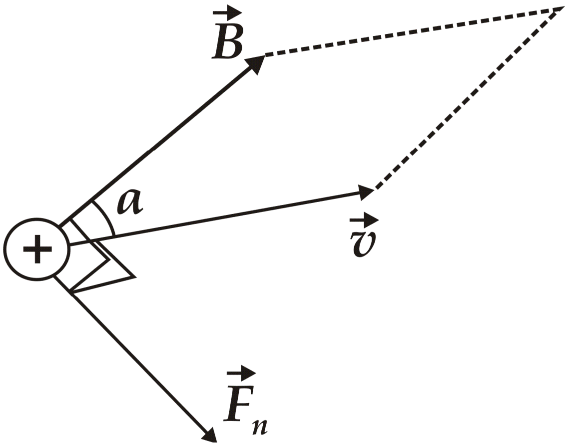
Электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ва магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ бўлган нуқтада υ - тезлик билан ҳаракатланаётган q зарядга таъсир этувчи куч – *Лоренц кучи* деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$\overrightarrow{F_{л}} = q(\vec{E} + [\vec{\upsilon}, \vec{B}]), \tag{33.8}$$

Фақат магнит кучи бўлган ҳолда:

$$\overrightarrow{F_{т}} = q[\vec{\upsilon}, \vec{B}], \tag{33.9}$$

га тенг бўлади.



53 - расм. Ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи Лоренц кучи

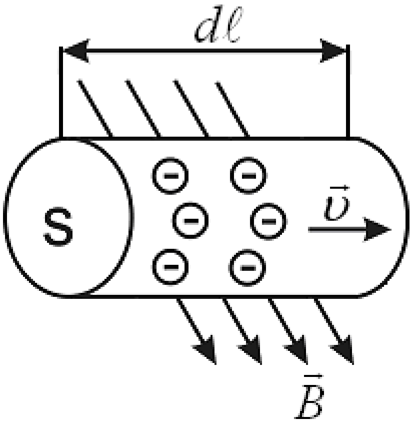
53 - расмда заряднинг ҳаракат тезлиги ва магнит майдон индукцияси векторининг йўналишлари ётган текисликка перпендикуляр бўлган $\vec{F}_л$ - Лоренц кучининг йўналиши келтирилган.

34 - §. Ампер қонуни

Индукцияси $\vec{B}$ бўлган магнит майдонига, узунлиги $d\ell$, кўндаланг кесим юзаси S ва I – ток ўтаётган ўтказгич жойлаштирилган бўлсин (*54 - расм*).

Ўтказгичнинг бирлик ҳажмида n_0 – электронлар бўлиб, улар ўртача υ – тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, уларнинг ҳар бирига шундай куч таъсир қилади:

$$\vec{f} = -e[\vec{\upsilon}, \vec{B}] \quad . \tag{34.1}$$



54- расм. В индукцияли магнит майдонида ўтказгич

Барча электронларга таъсир этувчи куч:

$$d\vec{F} = -n_0 S \cdot d\ell \cdot [\vec{\upsilon} \cdot \vec{B}] \cdot e$$

бўлади.

Агарда $d\vec{\ell}$ вектори $\vec{\upsilon}$ - тезлик йўналишга тескари деб ҳисобласак

$$d\vec{F} = +n_0 S\upsilon e[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \tag{34.2}$$

Бу *Ампер қонунининг дифференциал кўринишидир*.

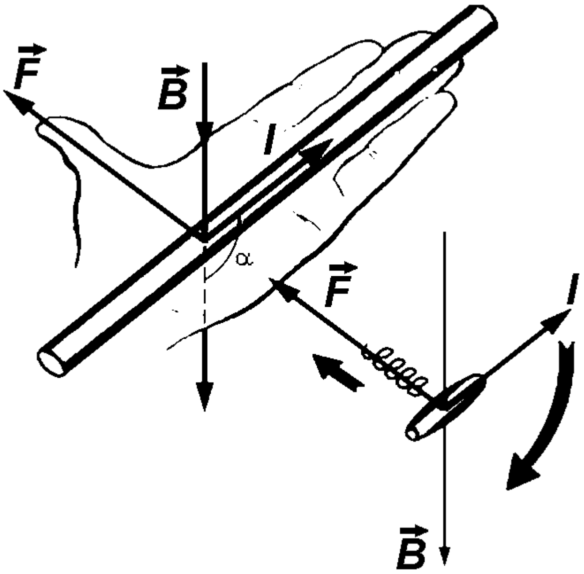
Агар ўтказгич тўғри чизиқли ва ўтказгичнинг бутун ℓ узунлиги бўйича $B = const$ бўлса, шу ўтказгичга таъсир этувчи куч қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}], \tag{34.4}$$

Бу *Ампер қонунининг интеграл ифодасидир***.**

Лоренц кучининг йўналиши чап қўл қоидаси ёки парма қоидаси билан аниқланади (*55 - расм*).

Магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ чап қўлнинг кафтига тик йўналган, заряднинг ҳаракат йўналиши кўрсаткич бармоқ йўналишида бўлса, зарядга таъсир қилувчи Лоренц кучи бош бармоқ йўналишида бўлади.



55-Расм. Чап қўл қоидаси

Магнит майдонидаги токли контур

Индукция вектори $\vec{B}$ бўлган бир жинсли магнит майдонига I токли ясси контур жойлаштирилган, деб ҳисоблаймиз (*56 - расм*).

1 - ҳол. $\vec{B}$ магнит индукция вектори контур текислигига параллелдир.

Ўтказгичнинг $d\ell_1$ ва $d\ell_2$ кесмалар билан ажратилган dh қисмини ажратиб олайлик. Ампер қонунига биноан уларга қарама - қарши йўналган жуфт кучлар таъсир этади. Кесмаларга таъсир этувчи кучлар қуйидагича аниқланади.

$$dF_1 = IBd\ell_1 \sin\alpha_1 = IB \cdot dh \quad , \qquad (34.5)$$

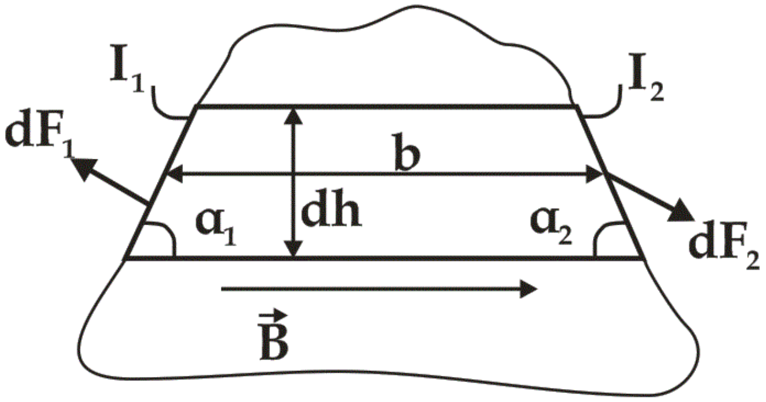
$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin\alpha_2 = IBdh \quad , \qquad (34.6)$$

Бу кучлар қарама - қарши йўналган ва айланиш моментини ташкил этувчи жуфт кучлардир:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS \, .$$

Бу ерда b - бўлакнинг узунлиги, dS - эса унинг юзаси. Агар бутун контур юзасини параллел бўлакчаларга бўлсак ва уларга таъсир этувчи

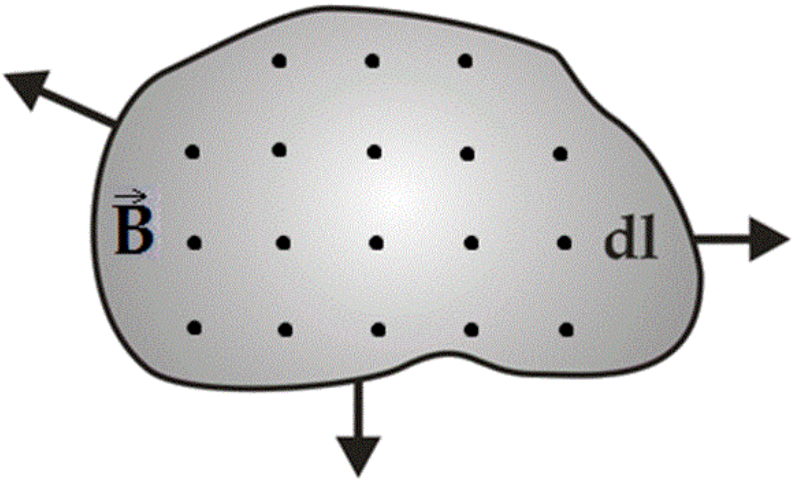
жуфт кучларнинг куч моментларини йиғиб чиқсак, бутун контурга



56- расм. Ясси контур текислигига параллел бўлган магнит майдонининг таъсири

қўйилган натижавий куч моментини ҳосил қиламиз:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S \, , \qquad (34.7)$$



57- расм. Ясси контурга унинг текислигига перпендикуляр бўлган магнит майдонининг таъсири

2 - ҳол. Магнит майдон индукция вектори контур текислигига перпендикуляр жойлашган (*57 - расм*).

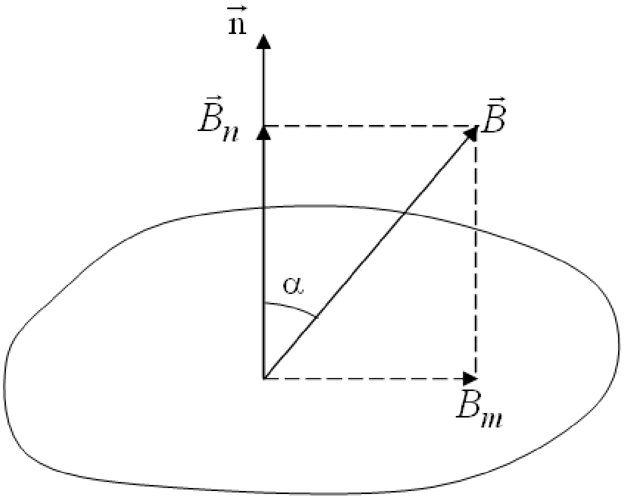
Контурнинг исталган кичик бўлаги ($d\vec{\ell}$) га таъсир этувчи куч қуйидагига тенгдир:

$$d\vec{F} = \mathrm{I}[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \ , \qquad (34.8)$$

бу куч нормал бўйича бўлакларга йўналган бўлади ва контурни айлантирмай, чўзади.

Агар ток кучи ёки магнит майдон индукцияси қарама - қарши томонга йўналишини ўзгартирса, бу кучларнинг йўналиши ўзгариб, контурни сиқади ёки кенгайтиради.

Умумий ҳол. $\vec{B}$ индукция вектори контурга ўтказилган нормал билан α бурчак ташкил қилса, $\vec{B}$ векторни иккита ташкил этувчига ажратамиз (*58 - расм*).



58- рнсм. Исталган йўналишдаги магнит майдонининг ясси контурга таъсири

Индукция векторининг нормал ташкил этувчиси $\vec{B}_n = \vec{B}\cos\alpha$ контурни чўзиши ёки сиқиши мумкин.

Индукция векторининг тангенциал ташкил этувчиси $\vec{B}_m = \vec{B}\sin\alpha$ контурга таъсир этувчи айланма моментни ҳосил қилади

$$M = I \cdot Bsin\alpha.$$

Вектор кўринишида қуйидагича ифодалаймиз:

$$\vec{M} = I \cdot S[\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}], \qquad (34.9)$$

буерда $\vec{n}$ нормал йўналишдаги бирлик вектор, $\vec{P}_m = IS\vec{n}$ - *токнинг магнит моментидир.*

$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}]$ - умумий ҳол бўлиб, ундан 1- ва 2- хусусий ҳолларни олиш мумкин

$$(\alpha = \frac{\pi}{2} \text{ ва } \alpha = 0)$$

Магнит моменти $\vec{P}_m$ бўлган кичик токли контурни, мувозанат ҳолатида $(\vec{P}_m \cdot \vec{B})$ магнит майдонидаги нуқтага жойлаштирамиз ва контур текислигида ётувчи ихтиёрий ўқ атрофида 90^0 бурчакка бурамиз. Бу ҳолда унга таъсир этувчи айлантирувчи момент максимал қийматга эришади ($M_{мах}= P_mB$) ва магнит индукцияси

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m}, \qquad (34.10)$$

га тенг бўлади. Мувозанат ҳолатда В нинг йўналиши контур текислигига нормал бўйича йўналгандир.

Магнит индукция вектори $\vec{B}$ – электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ га ўхшаш магнит майдонининг асосий характеристикасидир.

Магнит майдонини ҳам электр майдон кучланганлиги чизиқларига ўхшаш индукция чизиқлари орқали график усулда тавирлаш мумкин.

Магнит индукция вектори $\vec{B}$ ҳар бир нуқтада индукция чизиқларига уринма бўйлаб йўналади (*59 - расм*).

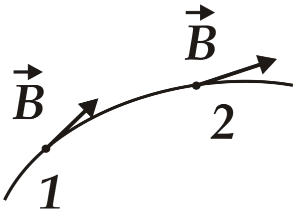
Магнит майдон катталиги сифатида магнит индукция оқими тушунчаси ҳам киритилади.

Элементар *dS* юзадан ўтувчи оқим қуйидаги ифода бўйича аниқланади:

$$d\Phi = BdS\cos\alpha = B_n dS = (\vec{B} \cdot dS \cdot \vec{n}_1), \qquad (34.11)$$

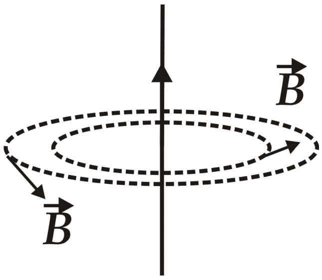
ва S юзадан ўтувчи тўлиқ оқим эса қуйидагича ифодаланади:

$$\Phi = \int_{(S)} BdS\cos\alpha = \int_{(S)} B_n dS = \int_{(S)} (\vec{B}\cdot dS\cdot\vec{n}_1) \quad , (34.12)$$



59- расм. Магнит индукция вектори

Электр кучи чизиқларидан фарқли равишда табиатда магнит зарядлари бўлмагани учун магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади, унинг на охири, на боши бўлади (*60 - расм*).



60- расм. Магнит индукция чизиқлари

Шу сабабли ҳам берк сирт бўйича магнит индукция оқими доимо нолга тенгдир:

$$\oint_{(S)} B_n dS = 0 \, , \qquad (34.13)$$

Бу магнит майдон индукцияси учун *Гаусс теоремасидир*. Магнит индукцияси оқими ХБ тизимида Веберларда ўлчанади:

$$1Вб = 1Тл\cdot м^2 = \frac{1Нм}{А}$$

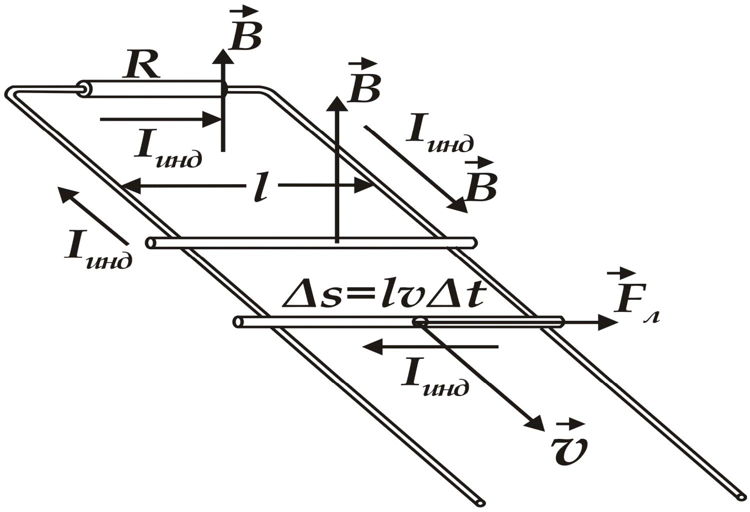
Цилиндр шаклидаги ℓ узунликка эга бўлган токли ўтказгич, *B* - магнит индукцияга эга бўлган магнит майдонида иккита параллел ўтказгич устида, унга таъсир этувчи

$$F_A = I\cdot\ell\cdot B \quad , \tag{34.14}$$

Ампер кучи таъсирида (*db*) масофага силжисин (*61 - расм*). Бу кучнинг бажарган иши қуйидагича ифодаланади:

$$A = Fdb = I\cdot\ell\cdot Bdb = I\cdot B\cdot\Delta S = I\cdot\Delta\Phi \quad , \tag{34.15}$$

бу ерда ΔS – магнит индукция чизиқларини токли ўтказгич кесиб ўтган юза, $\Delta\Phi$ – шу юзани кесиб ўтувчи магнит индукция вектори оқимининг ўзгаришидир.



61- расм. Токли цилиндр ўтказгичга магнит майдони таъсири

Бу ифода ҳар қандай занжирда магнит оқими ўзгариши натижасида содир бўладиган ўзгаришлар учун ўринлидир.

35-§. Био – Савар - Лаплас қонунининг дифференциал ва интеграл кўринишлари

Магнит майдонини характерловчи асосий катталик - магнит индукциясидан ташқари, иккинчи катталик - магнит майдон кучланганлиги тушунчаси киритилади.

Улар бир - бири билан қуйидагича боғлангандир:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \ \text{ёки}\ \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad , \tag{35.1}$$

ХБ тизимида магнит майдон кучлананлигининг ўлчов бирлиги

$$1\frac{H}{A.м}:1\frac{H}{A^2}=1\frac{A}{м}$$

га тенгдир.

$\vec{\upsilon}$ - тезлик билан ҳаракатланаётган q заряднинг $\vec{r}$ масофада жойлашган нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{H}=\frac{\vec{B}}{\mu_0}=\frac{q\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{r}\right]}{4\pi r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\quad, \qquad (35.2)$$

Шу заряднинг ўша ерда ҳосил қилган электр майдон кучланганлигини ифодалаймиз:

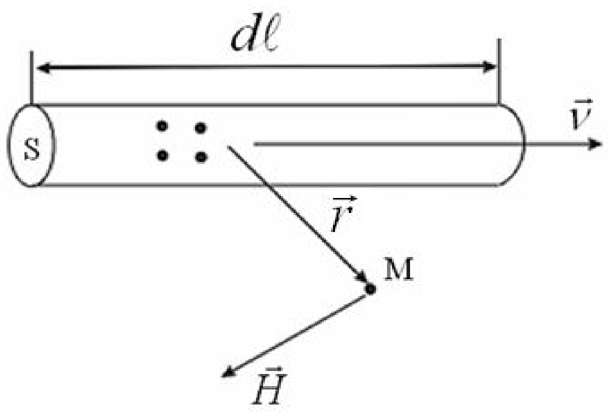
$$\vec{E}=\frac{F_2}{q}=\frac{q\cdot\vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\quad, \qquad (35.3)$$

(35.3) - ифодадан фойдаланиб (35.2) - ифодани қуйидагича ёзиш мумкин (*Эрстед* ифодаси):

$$\vec{H}=\frac{q\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{r}\right]}{4\pi r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}=\left[\vec{\upsilon}\cdot\varepsilon_0\cdot\vec{E}\right]\quad, \qquad (35.4)$$

Энди электромагнетизмнинг асосий қонунларидан бирини ифодалашга ҳаракат қиламиз. Узунлиги $d\ell$ ва кўндаланг кесими S бўлган металл ўтказгичда бир хил тезлик билан $nS\cdot d\ell$ зарядланган заррачалар ҳаракат қилаётган бўлсин (*62 - расм*). Уларнинг ҳар бири e зарядга эга бўлиб, $\vec{r}$ радиус - векторли M - нуқтада қуйидаги магнит майдон кучланганлигини ҳосил қилади:

$$\vec{H}=\frac{e\left[\vec{\upsilon}\cdot\vec{r}\right]}{4\pi r^3\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\quad, \qquad (35.5)$$



62- расм. Токли ўтказгичнинг М нуқтадаги магнит майдон кучланганлиги

Шу нуқтада барча зарядлар қуйидаги натижавий магнит майдон кучланганлигини ҳосил қилади:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot d\ell \cdot e\left[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}\right]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad , \qquad (35.6)$$

Агар, $\vec{\upsilon}$ - вектор ва $d\ell$ скаляр катталикларни υ - скаляр ва $d\vec{\ell}$ вектор катталикларга алмаштирсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot \upsilon \cdot e\left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\right]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}}$$

Заррачалар ҳаракати тезлиги $\upsilon << c$ бўлса ва r ўрнига ўртача радиус - вектор қийматидан фойдалансак:

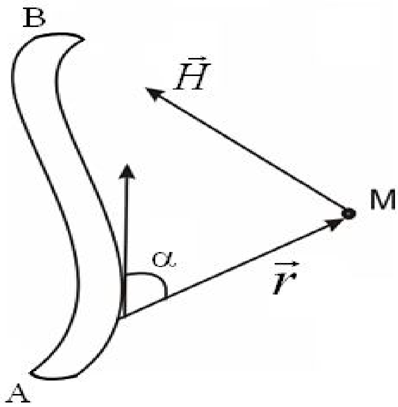
$$\sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} \approx 1 \quad , \quad I = n \cdot S \cdot \upsilon \cdot \ell \quad ,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot \left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\right]}{4\pi r^3} \quad , \qquad (35.7)$$

га эга бўламиз. Бу *Био – Савар - Лаплас қонунининг дифференциал кўринишидир.*

Чегараланган узунликдаги ўтказгич кесимидан оқаётган токнинг *M* нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганлигини, кесимнинг *A* ва *B* нуқталари чегарасида (34.7) ифодани интеграллаш билан топамиз (*63 - расм*):

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi}\int_A^B \frac{1}{r^3}\left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\right] . \qquad (35.8)$$

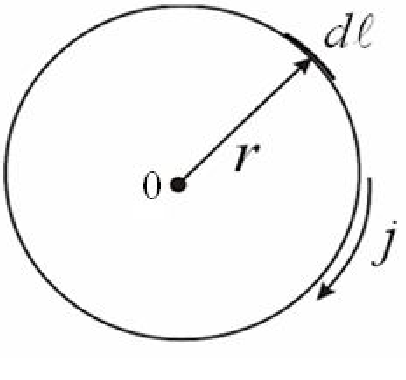


63- расм. Чегараланган узунликдаги ўтказгич магнит майдон кучланганлиги

Бу *Био – Савар - Лаплас қонунининг интеграл кўринишдир*. Ҳисоблаш қулай бўлиши учун (35.8) - ифодани қуйидагича скаляр кўринишда ёзиш мумкин:

$$H = \frac{I}{4\pi}\int_A^B \frac{d\ell \cdot \sin\alpha}{r^2} , \qquad (35.9)$$

1 - мисол. Айлана кўринишдаги токли ўтказгичнинг марказида ҳосил бўладиган магнит майдон кучланганлигини аниқлаб кўрамиз (*64 - расм*).



64 - расм. Айлана шаклидаги токли ўтказгич

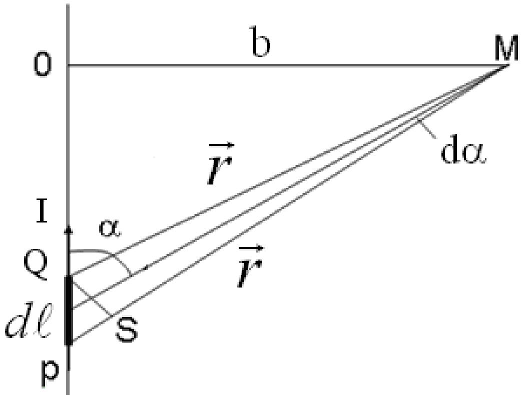
Ўтказгич бўлакларини ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги бир хил йўналишда бўлгани сабабли, уларнинг йиғиндисини скаляр кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин, $d\vec{\ell} \perp \vec{r}$ бўлганлиги учун $\sin\alpha = 1$ га тенг

$$H = \frac{I}{4\pi r^2} \int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r} \ , \qquad (35.10)$$

Демак, айлана кўринишидаги токли ўтказгичнинг марказида ҳосил бўлган магнит майдон кучланганлиги токли ўтказгичдан ўтаётган ток кучига тўғри пропорционал ва айлананинг радиусига тескари пропорционал экан.

2 - мисол. Тўғри чизиқли, узунлиги чексиз бўлган ўтказгичдан b масофада жойлашган M нуқтада майдон кучланганлигини ҳисоблаб кўрамиз (*65 - расм*). Бу ерда ҳам ўтказгич элементлари ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги йўналишлари бир хилдир.

РОМ учбурчакдан $r = \dfrac{b}{\sin\alpha}$ эканлигини топамиз. QS кесма r радиуснинг кичик ёйи деб билсак, у QMS кичик бурчак ёки $d\alpha$ бурчакка ёндашади. У ҳолда $QS = r \cdot d\alpha$ га тенг бўлади.

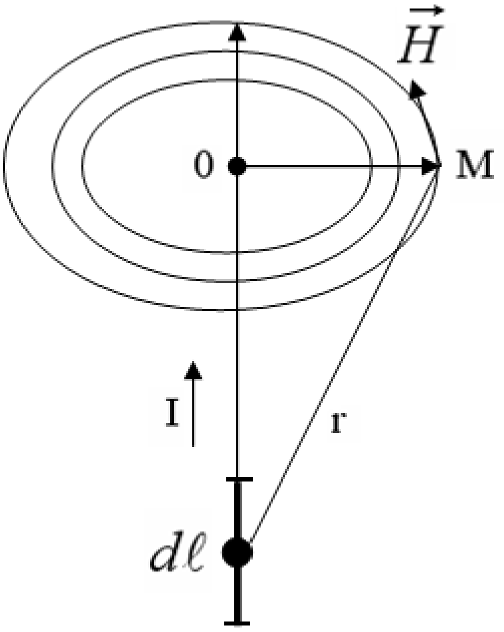


65- расм. Узунлиги чексиз бўлган токли ўтказгичнинг магнит майдон кучланганлиги

Иккинчи тарафдан PQS учбурчакдан $d\ell$ гипотенуза QS катет билан қуйидагича боғланган

$$PQ = d\ell \ , \ QS = d\ell \sin\alpha$$

$$rd\alpha = d\ell \cdot \sin\alpha \ , \quad d\ell = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2\alpha}$$



66- расм. Токли ўтказгичнинг магнит майдон кучланганлигининг йўналиши

Ўтказгич узунлиги чексиз бўлганлиги учун интеграллаш чегараси $\alpha =$ 0 дан $+\pi$ орасида бўлади.

$$H = \frac{I}{4\pi b}\int_0^{\pi} \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b}(-\cos\alpha)\Big|_0^{\pi} = \frac{I}{2\pi b} \ , \qquad (35.11)$$

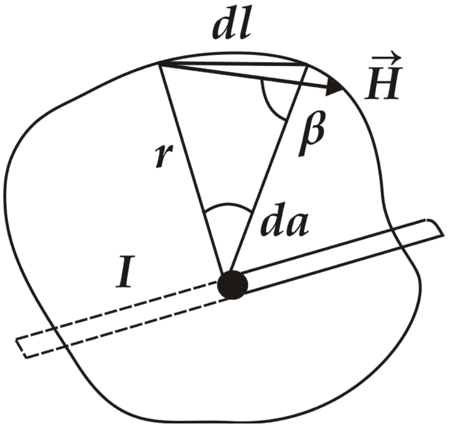
Магнит майдон кучланганлиги йўналиши $d\vec{\ell}$ ва $\vec{r}$ векторлар жойлашган текисликка перпендикулярдир (*66 - расм*).

36 - §. Магнит индукцияси вектори циркуляцияси

I токли, тўғри чизиқли узун ўтказгичга перпендикуляр жойлашган ёпиқ ясси контурни тасаввур этамиз (*67 - расм*). Контурда токли ўтказгичдан *r* масофада жойлашган $d\ell$ элементар кесмани оламиз. Токнинг магнит майдон кучланганлиги $d\ell$ кесма нуқталарида радиус -

векторга перпендикуляр жойлашган бўлиб, $d\ell$ кесма билан β бурчак ташкил этади.

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad , \quad H_\ell = H\cos\beta$$



67 - расм. Тўғри чизиқли ўтказгичга перпендикуляр жойлашган ясси контур

$\vec{H}_\ell$ - магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ нинг $d\vec{\ell}$ йўналишга проекциясидир, $d\ell_н = d\ell \cdot \cos\beta - d\ell$ кесманинг $\vec{H}$ - йўналишга проекциясидир. Иккинчи тарафдан $d\ell_н$ ёйнинг узунлиги $r \ d\alpha$ га тенг. Бу ҳолда,

$$H_\ell d\ell = H \cdot \cos\beta \cdot d\ell = Hd\ell_H = Hr \cdot d\alpha$$

$$H \cdot rd\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{Id\alpha}{2\pi} \quad , \tag{36.1}$$

(36.1) - ифодани ёпиқ контур узунлиги бўйича интеграллаймиз

$$\oint H_l dl = \oint \frac{I \times da}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \times 2\pi = I \quad , \tag{36.2}$$

Агар, ёпиқ контур ичидан бир нечта ўтказгичлар ўтса, у ҳолда I - барча ўтказгичлардан ўтаётган токлар йиғиндисига тенгдир.

$$\oint H_l dl = \sum I_i = I \, , \tag{36.3}$$

Бу ифода магнит майдон *кучланганлиги векторининг* ёпиқ контур бўйича *циркуляциясидеб* аталади.

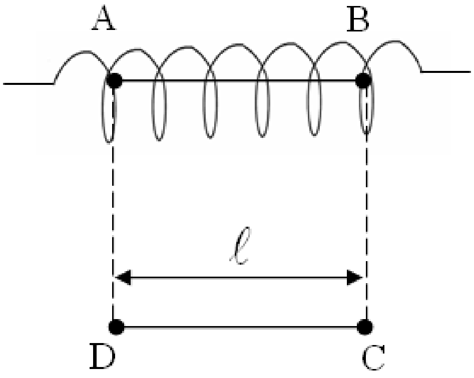
Магнит майдон индукцияси векторининг циркуляцияси қуйидагича ифодаланади:

$$B = \mu_0 H \quad , \quad \oint B_l dl = \mu_0 I \ , \qquad (36.4)$$

Электростатик майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг ва у потенциал характерга эга эди.

(36.3) ва (36.4) ифодалардан кўринадики, токнинг магнит майдони учун кучланганлик ва индукция циркуляцияси нолга тенг эмас, шунинг учун магнит майдон уюрмали ёки соленоид кўринишли характерга эгадир. Бу майдонда маълум бир нуқтадаги потенциал ҳар хил қийматларга эга бўлади.

Бир текис ўралган ўрамали ва тўғри чизиқли узун соленоиднинг ичида магнит майдон куч чизиқлари соленоид ўқига параллел йўналган деб ҳисоблаймиз (*68 - расм*).



68 - расм. Тўғри чизиқли соленоид

Шундай соленоид учун магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ миқдорини топишга уриниб кўрамиз.

ABCDA - тўғри бурчакли ёпиқ контурни оламиз. Контурнинг *AB* қисми соленоид ичида бўлиб, майдон куч чизиқларига параллелдир.

Магнит майдон кучланганлиги ($\vec{H}$) ёпиқ контур бўйича циркуляциясини контурнинг алоҳида бўлакларига тегишли тўртта интеграл кўринишда оламиз:

$$\oint H_l dl = \oint_{AB} H_l dl + \oint_{BC} H_l dl + \oint_{CD} H_l dl + \oint_{DA} H_l dl = nlI$$

Бу ерда ℓ - AB ва CD бўлаклар узунлиги, n - ўрамлар зичлиги, $n\ell$ - ўрамлар сонига тенгдир.

Соленоид ташқарисидаги катта масофада майдон кучланганлиги жуда кичикдир, шунинг учун CD бўлакда у нолга тенг. BC ва DA бўлаклар куч чизиқларига перпендикуляр бўлгани учун $\vec{H}$ ҳам нолга тенгдир. BC ва DA бўлакларга $H\ell$ нинг проекцияси ҳам нолга тенгдир. Шу сабабли тўртта интегралдан фақат биттаси

$$\oint\limits_{AB} H_l dl$$

нолга тенг эмас. AB бўлакнинг нуқталарида H_ℓ ўзгармас бўлади

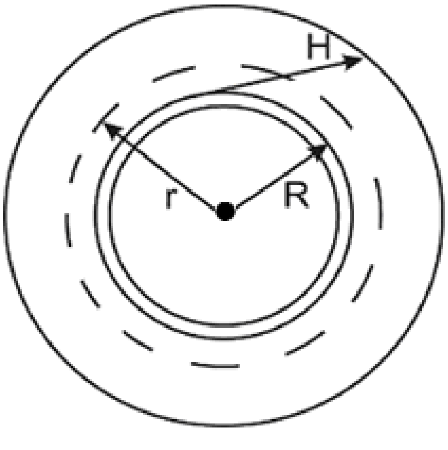
$$H_\ell = H = const$$

натижада

$$\oint H_l dl = H \oint\limits_{AB} dl + Hl + nlI \,, \qquad (36.5)$$

N та ўрамли соленоидни букиб, ҳалқа шаклига келтирсак – тороид ҳосил бўлади (*69 - расм*). r – тороиднинг ўрта чизиғининг радиуси, n – тороиднинг бирлик узунлигидаги ўрамлар сони.

Тороид магнит майдони куч чизиқлари айлана кўринишида бўлади.



69 - Расм. Тороид

$\vec{H}$ вектор исталган нуқтада майдон куч чизиқларига уринма бўйлаб йўналган, шу сабабли

$$H_\ell = H = const \quad .$$

R радиусли контурни оламиз. Тороиддаги симлар ўрамининг сони $n \cdot 2\pi r$ га тенг ва барча куч чизиқлари контурни сизиб ўтади.

Циркуляция ифодасига асосан:

$$\oint H_l dl = H \oint dl = H 2\pi R = n 2\pi r I \quad , \qquad (36.6)$$

бу ердан

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I \quad , \qquad (36.7)$$

Агар тороид жуда тор бўлса,

$$\frac{r}{R} = 1$$

га тенгдир. У ҳолда

$$H = nl$$

га тенг бўлади.

\

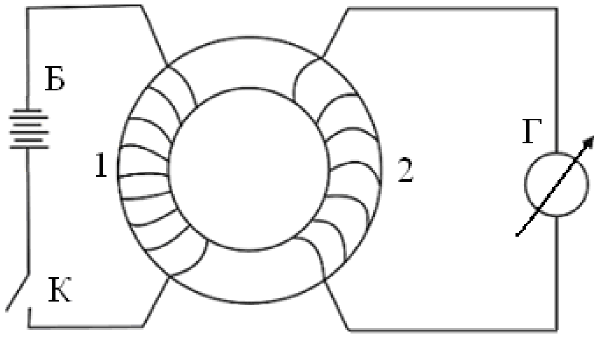
37 - §. Фарадейнинг электромагнит индукция ҳодисаси. Ленц қонуни

Электромагнит индукция ҳодисаси ҳозирги замон физикаси ва техникасининг энг муҳим ҳодисаларидан бири бўлиб, у Фарадей томонидан 1831 йилда очилган. Фарадей ўтказган тажрибаларидан бирида темир ҳалқа олиб, унга кўп ўрамлардан иборат бўлган иккита мис чўлғам ўради: 1 - чўлғам учларига ток манбаи билан *К* калит уланган бўлиб, иккинчисига гальванометр уланган (*70 - расм*).

Биринчи чўлғамда калит уланиб, ток ҳосил бўлганда, иккинчи чўлғамда ток импульси ҳосил бўлган ва гальванометр мили бир томонга оға бошлаган ва жуда тез нолга қайтган. Биринчи чўлғам калити узилганда ҳам иккинчи чўлғамда ток импульси ҳосил бўлиб, гальванометр мили тескари тарафга оғиб, яна жуда тез нолга қайтган.

Кўп сонли тажрибалардан қуйидаги қонуниятлар аниқланган:

Вақт бўйича ўзгарадиган ташқи магнит майдонида жойлашган ўтказгичда, яъни иккинчи чўлғамда*электр юритувчи куч* пайдо бўлади.



70-расм. Икки чўлғамли трансформатор

Агар ўтказгич ёпиқ бўлса, унда индукциявий ток ҳосил бўлади. Ўтказгичда *индукция ҳисобига* ҳосил бўлган *ЭЮК* катталиги шу ўзказгични кесиб ўтувчи магнит индукцияси оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционалдир:

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt}, \qquad (37.1)$$

Бу ифода *Фарадей - Максвелл қонуни* деб аталади.

Ёпиқ занжирни кесиб ўтувчи магнит индукцияси оқимининг ўзгаришини, шу занжир атрофидаги магнит майдонини ўзгартириш ёки ёпиқ ўтказгични вақт бўйича ўзгармас магнит майдонида силжитиш ҳисобига ҳосил қилиш мумкин. Биринчи ҳолда, электр ва магнит майдонларининг, Максвелл кашф этган ўзаро таъсирга асосан, яъни магнит майдонининг исталганча ўзгариши электр майдонининг ҳосил бўлишига олиб келади ва аксинча.

Иккинчи ҳолда эса, ўтказгичдаги эркин электронлар ҳаракатга келиб индукциявий электр токини ҳосил қилади.

Электромагнит индукция қонунини энергиянинг сақланиш қонунига асосланиб келтириб чиқариш мумкин.

31 - мавзудаги *61* - расмга қайтамиз.

ℓ узунликдаги ўтказгич қисқа вақт ичида, магнит майдон таъсирида, *db* кичик масофага силжиган бўлсин. Бу ҳолда ток манбаи бажарган иш

$$dA = \varepsilon I \cdot dt\ , \qquad (37.2)$$

га тенг бўлади. Бошқа тарафдан, сарфланган энергия икки қисмдан иборат бўлади.

а) Джоул - Ленц қонунига асосан ўзказгичда иссиқлик ажралишига

$$I^2R\cdot dt, \tag{37.3}$$

ва **б)** магнит майдонида $F = I\ell B$ куч таъсирида ўтказгични силжитишда бажарилган ишдан иборат бўлади.

$$F\cdot db = I\ell\cdot db\cdot B = I\cdot B\cdot dS = I\cdot d\Phi, \tag{37.4}$$

бу ерда R - занжир қаршилиги.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$\varepsilon\cdot I\cdot dt = RI^2\cdot dt + I\cdot d\Phi, \tag{37.5}$$

бу ифоданинг икки тарафини Idt га бўлсак,

$$\varepsilon = RI + \frac{d\Phi}{dt}, \tag{37.6}$$

га эга бўламиз. Бу ердан

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_U}{R}, \tag{37.7}$$

$\boldsymbol{\varepsilon}$ манбанинг *ЭЮК* дан ташқари *индукциявий ЭЮК* деб аталувчи қўшимча *ЭЮК* ҳам таъсир этади:

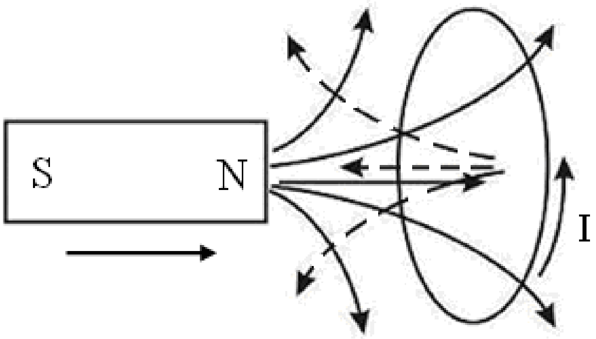
$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} \quad , \tag{37.8}$$

натижада яна (37.1) - ифодага эга бўлдик.

Бу ерда минус ишора, ёпиқ занжирни кесиб ўтувчи $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$оқим ортиши билан индукциявий *ЭЮК* манба *ЭЮК*ига тескари йўналган бўлади, оқим камайганда $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ иккала *ЭЮК*ларнинг йўналишлари бир хил бўлади.

Ленц қоидасига асосланиб индукциявий *ЭЮК*нинг йўналишини аниқлаш мумкин: индукциявий *ЭЮК* ва ток доимо шундай йўналишга эга бўладики, у ҳосил қилган магнит майдони шу токни вужудга келтирувчи магнит оқимининг ўзгаришига қаршилик қилади.

1 - мисол. Ўтказгичдан ясалган ҳалқага магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштирсак (*71 - расм*),



71- расм. Доимий магнитнинг ҳалқали ўтказгичда индукциявий токни ҳосил қилиши

ҳалқада *I* индукциявий ток ҳосил бўлади, унинг магнит майдони магнитнинг шимолий қутбини итаришга ҳаракат қилади, яъни уни яна яқинлашишига тўсқинлик қилади. Натижада, бу индукциявий токнинг магнит куч чизиқлари ҳалқада ўнгдан чапга томон йўналган бўлади, яъни биз тарафда пастдан юқорига қараб йўналгандир.

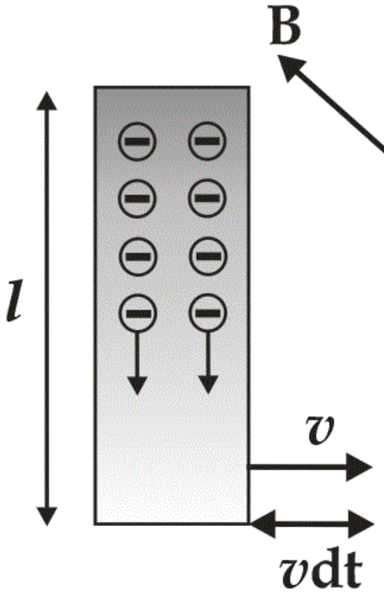
2 - мисол. ℓ узунликдаги ўтказгич, унинг узунлигига перпендикуляр йўналишда υ тезлик билан ҳаракатлансин (*72 - расм*). *B* индукцияли магнит майдон ҳаракат йўналиши ўтказгич узунлигига перпендикуляр бўлсин. Ўтказгичдаги *e* зарядли эркин электронларнинг ҳар бири ўтказгич билан υ тезликда ҳаракатланади. Уларнинг ҳар бирига $f = e\upsilon B$га тенг Лоренц кучи таъсир килади. Фикран, Лоренц кучини унга тенг $eE = e\upsilon B$ электр кучи билан алмаштирамиз.

$E = \upsilon \cdot B$ катталикни Лоренц кучи майдонининг кучланганлиги деб атаймиз. Бу кучланганлик худди ўтказгичнинг ℓ узунликка тенг кесмасига

$$\Delta\varphi = E\ell = \upsilon B\ell$$

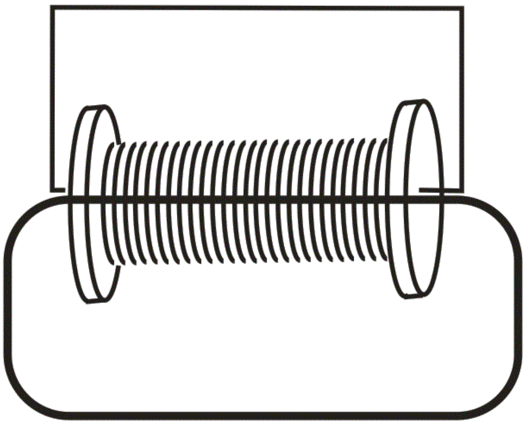
потенциаллар фарқи қўйилгандай тасаввур этамиз ва у индукциявий электр юритувчи кучга тенгдир.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\upsilon B\ell$$



72 - расм. Ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдонининг ўтказгич электронларига таъсири

Шундай қилиб, ўтказгичда ҳаракат қилаётган эркин электронларга Лоренц кучининг таъсири (33.1) - ифодасига олиб келади.



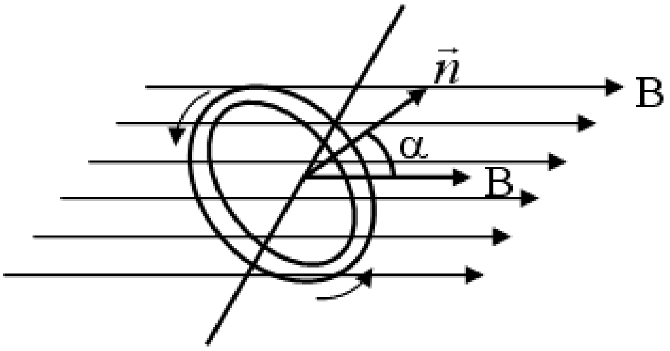
73- расм. N та ўрамлардан иборат ёпиқ занжир

Агар ёпиқ занжир *N* - та ўрамлардан иборат бўлса ва магнит оқимининг куч чизиқларининг ҳар бири шу ўрамларни кесиб ўтса (*73 - расм*), у ҳолда бу оқимнинг ўзгариши, занжирда индукциявий *ЭЮК* ни ҳосил қилади:

$$\varepsilon_U = -N\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt} \quad , \qquad (37.9)$$

бу ерда $\psi = N\Phi$ - *оқим тутилиши*деб аталади.

Куч чизиқларига перпендикуляр бўлган ўқ атрофида, *B* индукцияли бир жинсли магнит майдонида *ω* доимий бурчак тезлик билан айланаётган, ҳар бир *S* юзага эга бўлган *N* ўрамлардан иборат рамканинг электромагнит индукциясини кўриб чиқамиз (*74 - расм*)



74- расм. B индукцияли магнит майдонида айланаётган N ўрамли рамка

Бошланғич моментда (t = 0), рамка текислиги *B* йўналишга перпендикуляр бўлсин. Бу рамкани кесиб ўтувчи магнит оқими

$$\Phi_0 = BS$$

дан борат. *t* моментда эса, у

$$\Phi = BS \cdot \cos\alpha$$

га тенг бўлади. Рамкада магнит оқимининг тутилиши

$$\psi = NBS \cdot \cos\alpha$$

га тенг. Индукциявий *ЭЮК* эса, қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon_U = \frac{d\psi}{dt} = NBS \cdot \omega \cdot \sin \omega t = \varepsilon_o \sin \omega t$$

Занжир қаршилиги *R* бўлса, рамкадаги индукциявий ток

$$I = \frac{\varepsilon_o}{R}\sin\omega t = I_0 \cdot \sin\omega t\,, \qquad (37.10)$$

га тенг бўлади. Бу ерда, ε_0 ва I_0 – индукциявий *ЭЮК* ва токнинг максимал қийматларидир.

(37.10**)** - ифода бўйича ўзгарувчи ток, *синусоидал ўзгарувчан ток* деб аталади.

Магнит оқими тутилиши ψ_1 дан ψ_2 қийматгача ўзгариши учун кетган вақтда занжир орқали оқиб ўтган Q заряд миқдорини ҳисоблаб кўрамиз:

t - вақт моментида индукциявий ток

$$I = \frac{\varepsilon_U}{R} = -\frac{I}{R}\frac{d\psi}{dt}$$

га тенг. dt кичик вақт ичида занжир орқали dQ заряд оқиб ўтади:

$$dQ = -\frac{I}{R}\frac{d\psi}{dt}\cdot dt = -\frac{I}{R}d\psi\,, \qquad (37.11)$$

ψ_1 дан ψ_2 гача интервалда (36.11) - ифодани интегралласак қуйидагига эга бўламиз:

$$Q = -\frac{I}{R}\int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \frac{\psi_1 - \psi_2}{R} I \quad , \qquad (37.12)$$

Магнит майдонининг ўзгариши ҳисобига ҳосил бўлган электр майдон куч чизиқлари магнит куч чизиқларини чирмаб олади.

B индукция вақт бўйича ўзгаргани учун

$$\frac{\partial B}{\partial t} \neq 0\,,$$

$\vec{E}$ циркуляция вектори, электростатик майдон индукция векторидан фарқли равишда нолга тенг эмас.

Шунинг учун бундай электр майдон потенциал майдон эмас, у уюрмали бўлади ва бундай майдон нуқталарида потенциал бир хил қийматга эга бўлмайди. Куч чизиқларини боши ва охири бўлмай, улар ёпиқ чизиқлардан иборат бўлади.

38 - §. Ўтказгичнинг индуктивлиги

Электр токи оқаётган ҳар бир ўтказгич ўзининг хусусий магнит майдони таъсирида бўлади. Ток ҳосил қилган магнит оқими ёки оқим тутилиши, барча шароитларда ток кучига пропорционалдир:

$$\psi = LI, \tag{38.1}$$

бу ерда L - пропорционаллик коэффициенти - *ўтказгичнинг индуктивлиги* деб аталади. Ўтказгичнинг индуктивлиги унинг шакли, ўлчами ва магнит сингдирувчанликка боғлиқдир.

Ўтказгичда магнит майдонининг ўзгариши унда индукция электр юритувчи кучини қўзғатади ва у *ўзиндукция ЭЮК* деб аталади.

(38.1) – ифодадан кўриниб турибдики, ўзиндукция *ЭЮК* ни вужудга келиши ўтказгичда ток кучининг ёки ўтказгич индуктивлигининг ўзгариши ҳисобига содир бўлади. Бу ўзгаришларда, контурда ҳосил бўладиган, ε ўзиндукция ЭЮК қуйидагига тенгдир:

$$\varepsilon_{ўз} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}\right), \tag{38.2}$$

Агарда ток кучи ўзгаришида индуктивлик ўзгармасдан қолса ($L = const$, бу ҳол фақат моддада ферромагнит хусусияти йўқлигида юз бериши мумкин), у ҳолда ўзиндукция ЭЮК қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon_{ўз} = -L\frac{dI}{dt}, \tag{38.3}$$

Бу ифодадаги минус ишора Ленц қоидасига асосан пайдо бўлган ва индукциявий ток уни вужудга келтирувчи сабабларга доимо қаршилик қилиш тарафига йўналганлигини билдиради.

ХБТ да ўтказгич индуктивлигининг бирлиги сифатида, ўтказгичдаги ток кучи ҳар секундда 1 *А* га ўзгарганда 1 *Вб* га тенг ψ - магнит оқими тутилишини ҳосил қилаоладиган индуктивлик қабул қилинган:

$$1Гн = 1\frac{Вб}{А}\left(\frac{Вебер}{Ампер}\right) \quad , \qquad (38.4)$$

(38.3) - ифодадан 1*Гн* = 1 *В·с*/*А* га тенг бўлади.

39 - §. Соленоиднинг индуктивлиги

Узунлиги диаметридан катта бўлган соленоид индуктивлигини ҳисоблаб кўрамиз. *I* ток оқаётганда, соленоид ичида индукцияси $B = \mu_0\mu_n I$ га тенг бўлган бир жинсли магнит майдони ҳосил бўлади.

Ҳар бир ўрамдан ўтаётган магнит оқими $Ф = BS$га тенг бўлиб, соленоид бўйича тўла магнит оқим тутилиши

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu n^2 \ell \cdot S \cdot I \quad , \qquad (39.1)$$

га тенг бўлади. Бу ерда ℓ - соленоид узунлиги, *S* - унинг кўндаланг кесими юзаси, *n* - бирлик узунликдаги ўрамлар сони. Соленоиднинг умумий ўрамлари сони

$$N = n\ell$$

дан иборат бўлганда, (39.1) - ва (38.1) - ифодаларни солиштириш орқали, узун соленоид индуктивлиги ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu n^2 \cdot V \, , \qquad (39.2)$$

бу ерда $V = \ell \cdot S$ - соленоид ҳажми. Бу ифодадан μ_0 нинг ўлчов бирлигини топишимиз мумкин:

$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V} \quad , \quad \frac{Генри}{метр}\left(\frac{Гн}{м}\right)$$

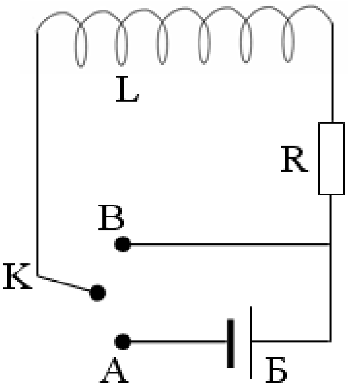
40 - §. Занжирни ток манбаидан узишда ҳосил бўладиган ўзиндукция

Катта индуктивликка эга бўлган занжирни ток манбаидан узишда вужудга келадиган ўзиндукция ҳодисасини кўриб чиқамиз (*75 - расм*).

К калит *А* контактга уланганда, занжирдан миқдори Ом қонуни билан аниқланадиган I_0 ўзгармас ток оқа бошлайди.

$t =$ 0 моментда калитни ток манбаидан узиб, *В* контактга улаймиз

ва ёпиқ занжир ҳосил қиламиз. Ток ўзгариб, камая бошлайди,



75-Расм. Катта индуктивли электр занжири

занжирнинг индуктивлик қисмида ўзиндукция *ЭЮК* ҳосил бўлади ва токнинг камайишига қаршилик қилиб, уни маълум вақтгача сақлаб қолишга интилади. Ом қонунига асосан:

$$IR = \varepsilon_{ўз} = -L\frac{dI}{dt}$$

ёки

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L}I \quad ,$$

ўзгарувчиларни алоҳида гуруҳласак

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L}dt, \qquad (40.1)$$

га эга бўламиз.

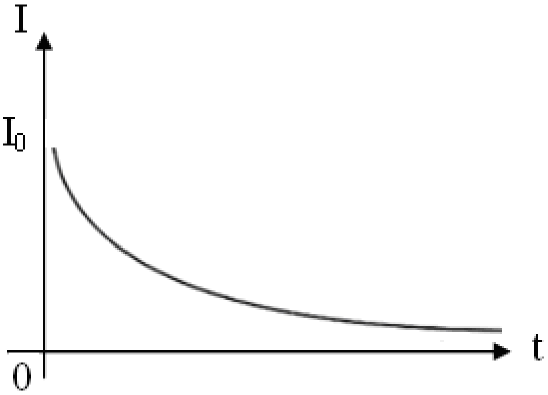
Бу дифференциал тенгламанинг чап тарафини I_0 дан I гача, ўнг томонини 0 дан t гача интегралласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\int_{I_0}^{I}\frac{dI}{I}=-\frac{R}{L}\int_0^t dt \text{ ёки } \ln\frac{I}{I_0}=-\frac{R}{L}t \ .$$

Бу ифодани потенциалласак

$$I=I_0e^{-\frac{R}{L}t}, \qquad (40.2)$$

га эга бўламиз.



76- расм. Индуктивликка эга бўлган электр занжирида индукциявий токнинг вақтга боғлиқ ўзгариши

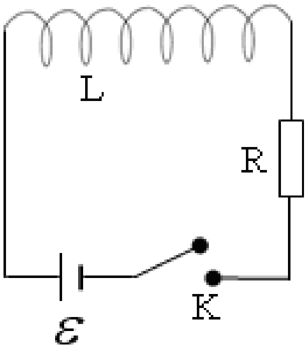
Катта индуктивли занжирни ток манбаидан узишда хосил бўлган токнинг вақт бўйича ўзгариш графиги *76* - расмда келтирилган.

Занжир манбаидан узилиб, ёпиқ занжир ҳосил қилингандан сўнг токнинг вақт бўйича ўзгариши экспонента билан характерланади.

Ток қийматининг нолга тенглашиш вақти $\frac{R}{L}$ нисбатга боғлиқ, L индуктивлик қанча катта бўлса, у вақт шунча катта бўлади.

41 -§.Занжирни ток манбаига улашда ҳосил бўладиган ўзиндукция

Бошланғич моментда занжир очиқ ва занжирдаги ток қиймати нолга тенг (*77 - расм*).



77-Расм. Индуктивлик ва қаршиликдан иборат электр занжири

$t = 0$ вақт моментида занжирни манбага уласак, ундаги ток 0 дан $I_о$ қийматгача орта боради.

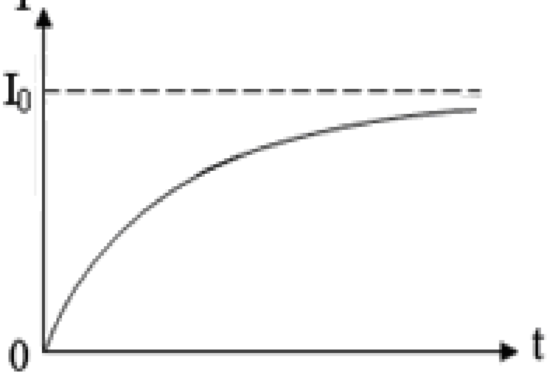
Токнинг ортиши (ўзгариши) қўшимча ўзиндукция *ЭЮК* ни вужудга келтиради. Ом қонунига асосан, қуйидаги ифодани ёзишимиз мумкин:

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{ўз} = \varepsilon - L\frac{dI}{dt}$$

Ифоданинг барча қисмларини L га бўлсак

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0 \,, \qquad (41.1)$$

га эга бўламиз. Бу биржинсли бўлмаган дифференциал тенгламанинг ечими ($t = 0$ да $I = I_о$ га тенг бўлганда)



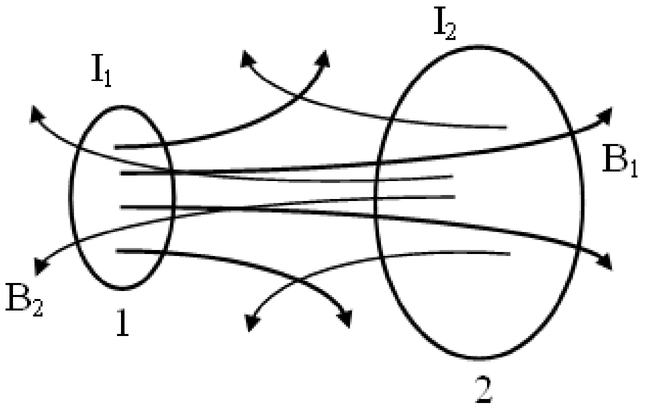
78- расм. Занжирни ток манбаига улашда ҳосил бўлган индукциявий токнинг вақтга боғлиқ ўзгариши

$$I = I_0\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right), \qquad (41.2)$$

дан иборатдир. *78* - расмда занжир манбага улангандаги токнинг ўзгариш графиги келтирилган. Ток қиймати экспоненциал кўринишда ошиб боради ва бунга тегишли вақт $\frac{R}{L}$ нисбатга кучли боғлиқдир.

42 -§. Ўзароиндукция

79 - расмда бир - бирига яқин жойлашган иккита контурни оламиз.



79- расм. Иккита ёпиқ контур орасидаги ўзароиндукция

1 - контурда қандайдир манба орқали I_1 ток оқади.

Бу ток $\psi_1 = L_1 I_1$ магнит оқимини ҳосил қилади ва унинг ψ_{12} қисми 2 - контурни сизиб ўтади.

$$\psi_{12} = L_{12} \cdot I_1 \quad ,$$

dt вақт ичида I_1 токни dI_1 қийматга ўзгартирсак, 2 - контурда ўзиндукция ЭЮК ни ҳосил қиламиз

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_1}{dt}, \qquad (42.1)$$

Энди эса, контурлар ҳолатини ўзгартирмасдан, 2 - контурга ток манбаини улаб, унда I_2 ток ҳосил қиламиз. Ўз навбатида I_2 ток $\psi_2 = L_2 I_2$ магнит оқимини вужудга келтиради. Бу оқимнинг $\psi_{21} = L_{21} I_2$ қисми биринчи контурни кесиб ўтади.

I_2 ток қийматини ўзгартирсак, 1 - контурда ε_{21} - ўзиндукция ЭЮК ҳосил бўлади:

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_2}{dt}\ , \qquad (42.2)$$

Агарда контурларнинг ўлчамлари ва ҳолатлари ўзгармас сақланса L_{12}, L_{21} га тенг бўлади.

$$L_{21} = L_{12} = M$$

бу ерда M - икки *контурнинг ўзаро индукция коэффициентидир* ва унинг қиймати иккита контурнинг ўзаро боғланиш даражасини билдиради.

Бир контурда токнинг ўзгариши иккинчисида индукция ЭЮК ни ҳосил қилиш ҳодисаси - *ўзаро индукция* ҳодисаси деб аталади.

L_{12} ва L_{21} коэффициентлар қийматлари контурларнинг шакли, ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига, бундан ташқари, атроф муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига ҳам боғлиқдир.

Шундай қилиб, иккинчи занжирда индукцияланган ЭЮК қиймати ўзаро индукция коэффициенти ва биринчи занжирдаги токнинг ўзгариш тезлигига пропорционалдир:

$$\varepsilon = -M\frac{dI}{dt}, \qquad (42.3)$$

Бундай индукция ЭЮК нинг пайдо бўлиши, одатда трансформаторларда кузатилади.

43 -§. Токнинг магнит майдон энергияси

75-расмда келтирилган чизмани кўриб чиқамиз. I_o бошланғич ток L индуктивликли ғалтакда магнит майдони ҳосил қилади. K калитни B контактга уланганда занжирда вақт бўйича сўнувчи, $\varepsilon_{ўз}$ - ўзиндукция

ЭЮК ни тиклаб турувчи *I* ток оқабошлайди. *dt* вақт ичида бу токнинг бажарган иши қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = \varepsilon_{ўз} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi \ , \qquad (43.1)$$

Агарда соленоид индуктивлиги *I* токка боғлиқ бўлмаса (*L*= *const*), у ҳолда

$$d\psi = L \cdot dI$$

га тенг бўлади.

$$dA = -L \cdot I \cdot dI \ , \qquad (43.2)$$

бу ифодани *I* дан 0 қийматгача интегралласак, магнит майдон йўқолгунча кетган вақт ичида токнинг бажарган ишини баҳолай оламиз:

$$A = -\int_I^0 LIdI = \frac{LI^2}{2} \ , \qquad (43.3)$$

Магнит майдони бутунлай йўқолганда, ток оқими тўхтайди, бажарилган иш занжирда ажралган иссиқлик миқдорига тенг бўлади:

$$W_M = \frac{LI^2}{2} \ , \qquad (43.4)$$

бу ерда, $W_м$ - магнит майдон энергиясидир, у ўтказгичда (индуктивликда) жойлашган бўлиб, асосан ўтказгичдан ўтаётган токка боғлиқдир (*L* - ўтказгич индуктивлиги, *I* - ток).

Магнит майдон энергиясини $I = \frac{H}{n}$

ифода ёрдамида майдон билан боғлиқ бўлган катталик орқали ҳам ифодалашимиз мумкин:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V \ , \quad H = nI \ , \quad I = \frac{H}{n}$$

Шунинг учун:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V, \qquad (43.5)$$

га тенг бўлади. Бу ерда, μ ва H - муҳитнинг магнит синдирувчанлиги ва соленоид ичидаги майдон кучланганлиги, V - соленоид ҳажми.

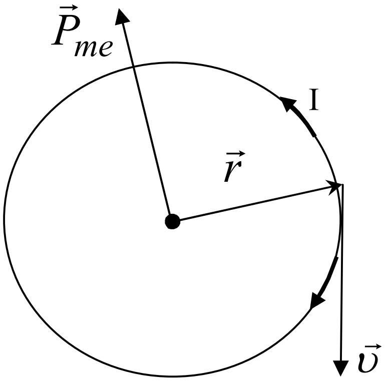
$\delta_M = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ - катталик, магнит майдон энергияси ўзгармас зичлик билан тақсимланганлигини кўрсатади.

44 - §. Магнетикларда магнит майдони

Ташқи магнит майдонида магнитланиш хусусиятига эга бўлган ва атроф - муҳитдаги натижавий магнит майдонини ўзгартира оладиган моддалар – магнетиклар деб аталади.

Магнетикларнинг магнитланишини Ампернинг молекуляр токлар тўғрисидаги гипотезаси орқали тушуниш мумкин. Классик физика тушунчасига асосан, атомлардаги электронлар айлана шаклидаги траектория – орбита бўйлаб ҳаракатланади ва орбитал токни ҳосил қиладилар.

Магнит хусусиятларига асосан, ҳар бир атом ёки молекулани, ёпиқ электрон токлар тизими – молекуляр токлар деб аталади. Ҳар бир электрон орбитал ток P_{me} магнит моменти билан характерланади (*80 - расм*).



80- расм. Электроннинг орбитал ток магнит моменти

Бу магнит моменти – электроннинг орбитал магнит моменти деб аталади. Битта электроннинг орбитал магнит моменти

$$P_{me} = IS$$

га тенг. Бу ерда $I = e\nu$ - орбитал ток, e - электрон заряди, ν - айланиш частотаси, $S = \pi r^2$ - орбитал ток юзаси. У ҳолда

$$P_{me} = e\nu\pi r^2, \tag{44.1}$$

Атом ва молекуладаги ҳар бир электрон шундай орбитал магнит моментига эга бўлгани учун, атом ва молекуланинг молекуляр токлари ҳосил қилган натижавий магнит моменти электронлар магнит моментларининг йиғиндисига тенгдир:

$$\vec{P}_{mi} = \sum \vec{P}_{me}, \tag{44.2}$$

Магнетикларнинг магнитланишини тавсифлаш учун $\vec{j}$ - *магнитланганлик вектори* деб аталадиган катталик киритилади. Бу катталик магнетикнинг бирлик ҳажмидаги атом ва молекулаларининг орбитал магнит моментлари йиғиндисига тенгдир:

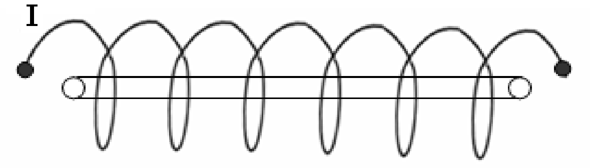
$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V}, \tag{44.3}$$

бу ерда ΔV – магнетикнинг мумкин бўлган энг кичик ҳажми ва унда магнит майдони бир жинсли деб ҳисобланади.

Индукцияси $\vec{B}_0$ бўлган ташқи магнит майдонига жойлаштирилган магнетикда, индукцияси $\vec{B}'$ бўлган ички майдон ҳосил бўлади, шу сабабли $\vec{B}$ - натижавий магнит майдони қуйидагича тенг бўлади:

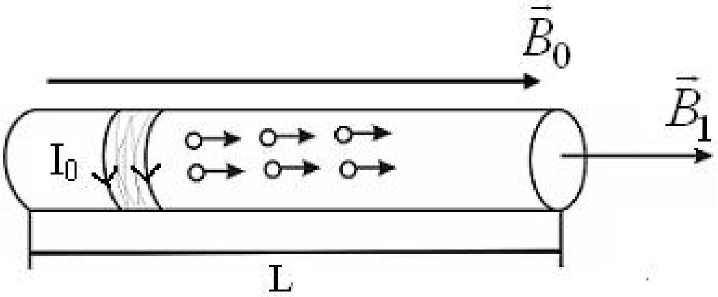
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \tag{44.4}$$

Магнетикнинг $\vec{B}'$ вектор билан ифодаланадиган хусусий майдони бир йўналишга йўналтирилган молекуляр токларнинг магнит моменти билан аниқланади. Фараз қилайлик, $\vec{B}_0$ индукцияли ташқи бир жинсли магнит майдонида цилиндр кўринишда, кўндаланг кесим юзаси S ва узунлиги L бўлган бир жинсли магнетик жойлашган бўлсин (*81 - расм*).



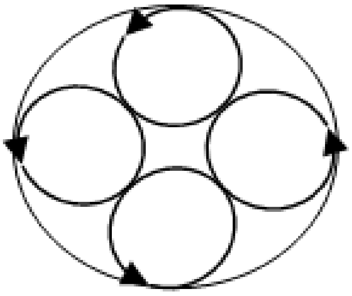
81 - расм. Индукцияли бир жинсли магнит майдонида магнетик

Атом ва молекулалар орбитал магнит моментлари магнетикда ҳосил қилган $\vec{B}'$ индукцияли ички магнит майдони, ташқи магнит майдони индукция вектори $\vec{B}_0$ йўналиши билан мос тушади (*82 - расм*).



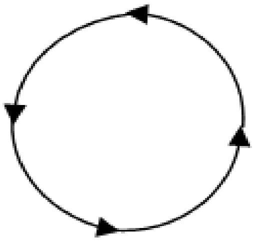
82 - расм. Атомлар орбитал магнит моментлари ички майдони индукция векторининг йўналиши

Цилиндрик магнетик ўқига перпендикуляр бўлган S кўндаланг кесимида барча молекуляр токлар ўзаро компенсациялашади (*83 - расм*).



83 - расм. Цилиндрик магнетик кўндаленг кесимидаги молекуляр токлар

Магнетикнинг ён сиртида, кўндаланг кесимнинг периметрида токлар нолдан фарқли бўлади (*84 - расм*).



84 - расм. Магнетикнинг ён сиртидаги молекуляр токлар

Натижада, цилиндрик магнетикни соленоидга ўхшатиш мумкин ва унинг ташқи сиртининг бирлик узунлигида ўтказгичнинг I_0 токли битта ўрами бор деб ҳисоблаш мумкин. Бу ток магнетикнинг молекуляр токларига эквивалент бўлганлиги учун H' кучланганликли ва $B' = \mu_0 I_0$ индукцияли ички магнит майдонини ҳосил қилади.

I_0 ток катталигини $\vec{j}$ – магнитланганлик вектори билан қуйидагича боғлаш мумкин:

$$\left|\vec{j}\right| = \frac{I_0 LS}{LS} = I_0, \tag{44.5}$$

у ҳолда

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j}\,, \tag{44.6}$$

Тажрибалар кўрсатишича, магнитланганлик вектори

$$\vec{j} = \chi \vec{H}, \tag{44.7}$$

га тенгдир. Бу ерда χ - магнетикнинг магнит қабул қилувчанлиги, $\vec{j}$ ва $\vec{H}$ нинг ўлчов бирликлари $\left(\frac{A}{м}\right)$ бир хил бўлгани учун χ - ўлчовсиз катталик ҳисобланади.

(44.6) – ва (44.7) – тенгламалардан қуйидагига эга бўламиз.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H}\,, \tag{44.8}$$

Натижавий магнит индукция ($\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0$) га тенг бўлгани учун

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} \ , \qquad (44.9)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \ , \qquad (44.10)$$

(1+χ) га тенг бўлган ўлчовсиз катталик *магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги* деб аталади:

$$\mu = 1 + \chi \ , \qquad (44.11)$$

Шундай қилиб, магнетикдаги натижавий магнит майдони индукцияси $\vec{B}$ магнит майдони кучланганлиги $\vec{H}$ билан қуйидагича боғланган бўлади:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{ёки} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} \ , \qquad (44.12)$$

45 - §. Максвелл тенгламалари

Максвелл назариясига асосан зарядларнинг тартибли ҳаракати бўлган токлардан ташқари, ўзгарувчан электр майдони ҳам магнит майдони манбаи бўлиши мумкин.

Электр майдон индукция (силжиш) вектори $\vec{D}$ учун Гаусс теоремасини ёзамиз

$$N_D = \oint D_n dS = q$$

Бу тенгликнинг икки тарафини вақт бўйича дифференциалласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{dN_D}{dt} = \frac{d}{dt} \oint D_n dS = \oint \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{dq}{dt}$$

$\vec{D}$ индукция вектори фақат вақтга эмас, балки координатага ҳам боғлиқ бўлгани учун $\frac{\partial D_n}{\partial t}$ хусусий ҳосила белгисини танладик, q заряднинг ўзгариши фақат заядларнинг келиши ёки кетишида, яъни ток мавжуд бўлганда содир бўлади.

Ток кучи $$I = \frac{dq}{dt} = \int\limits_{(s)} j_n dS \quad ,$$

га тенг. Бу ерда,

$$j_n = \frac{\partial D_n}{\partial t} \quad .$$

Тенгликнинг ўнг тарафи – силжиш векторининг ўзгариш тезлигидир ва у *силжиш токининг зичлиги* деб аталади.

Максвелл фараз қилишича, силжиш токи, ўтказувчанлик токига ўхшаш магнит майдонининг манбаи ҳисобланади. У ҳолда магнит майдони кучланганлиги циркуляцияси формуласини қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$\oint H_l dl = I + I_{силж} = I + \frac{dD_n}{dt} , \qquad (45.1)$$

бу ерда I - ўтказувчанлик токи, $I_{силж} = \frac{dD_n}{dt}$ силжиш токи.

Бу тенглама *Максвеллнинг биринчи тенгламасининг* дифференциал кўринишидир.

Диэлектрикда, ўтказувчанлик токи бўлмагани учун, бу тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\oint H_l dl = \frac{dD_n}{dt} , \qquad (45.2)$$

Бу тенглама қуйидаги маънога эга: электр майдонининг исталган ўзгариши магнит майдонини ҳосил қилади. Ўз навбатида, магнит майдонининг ўзгариши уюрмали электр майдонини вужудга келтиради, унинг кучланганлик вектори циркуляцияси, берилган контурни кесиб ўтувчи, ишораси тескари бўлган магнит майдони индукция оқимининг ўзгариш тезлигига тенгдир.

$$\oint E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt} , \qquad (45.3)$$

Бу *Максвеллнинг иккинчи тенгламасидир*.

Электр майдон индукция оқими учун Гаусс теоремаси ифодаси

$$\oint D_n dS = q \quad , \tag{45.4}$$

Максвеллнинг учинчи тенгламаси ҳисобланади.

Магнит майдони индукция оқими учун Гаусс теоремаси ифодаси

$$\oint B_n dS = 0 \, , \tag{45.5}$$

Максвеллнинг тўртинчи тенгламасидир.

Электр майдонининг кучланганлиги ва индукция векторларининг ўзаро боғланиши

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E} \quad , \tag{45.6}$$

Максвеллнинг бешинчи тенгламасидир.

Магнит майдонининг кучланганлиги ва индукция векторларининг ўзаро боғлиқлик тенгламаси

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H} \quad , \tag{45.7}$$

Максвеллнинг олтинчи тенгламасидир.

Электр майдони кучланганлигини ўтказувчанлик токи зичлиги билан боғлиқлик ифодаси

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad , \tag{45.8}$$

Максвеллнинг еттинчи тенгламаси деб аталади.

Бу юқорида санаб ўтилган еттита тенгламалар *Максвеллнинг тенгламалар тизими* деб аталади.

Бу тенгламалардан электр ва магнетизмда мавжуд бўлган барча қонунларни келтириб чиқариш мумкин.

Назорат саволлари

1. Магнит майдони нима? Электромагнит таъсирнинг асосий моҳияти нимада? Токли ўтказгичлар орасидаги таъсир кучи қандай ифода орқали аниқланади?

2. Магнит майдонининг куч характеристикаси қандай физик катталик билан аниқланади?
3. Қандай чизиқлар магнит индукция чизиқлари дейилади? Уларнинг йўналиши қандай аниқланади?
4. Био – Савар - Лаплас қонунини тушунтириб беринг ва уни ҳар хил ўтказгичларга қандай тадбиқ қилиш мумкин?
5. Тўлиқ ток қонуни нима? Соленоид ва тороидларнинг майдон индукцияси қандай топилади?
6. Электромагнит индукция ҳодисаси нима? Электромагнит индукция ҳодисаси учун Фарадей ва Ленц қонунларини тушунтиринг. Индукция ва ўзиндукция электр юритувчи кучлари қандай аниқланади?
7. Соленоиднинг индуктивлиги қандай топилади?
8. Электр занжирини ток манбаига улаш ва уни манбадан узишда ҳосил бўладиган токларнинг қиймати қандай ифодалар билан аниқланади?
9. Магнит майдон энергияси қандай ифода билан топилади?
10. Максвелл ифодаларини ёзиб, тушунтириб беринг.

IV Боб. ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР

46 - §. Гармоник тебранма ҳаракат кинематикаси ва динамикаси

Вақт ўтиши билан такрорланувчи ҳаракат ёки физик жараёнлар *тебранишлар* деб аталади. Табиатда ва техникада тебранма ҳаракатлар кенг тарқалгандир. Мисол учун соат маятнигининг тебраниши, ўзгарувчан электр токи ва бошқалар. Шунинг учун тебранма ҳаракатларнинг физик табиатига қараб уларни механик, электромагнит ва бошқа тебранишларга ажратиш мумкин. Аммо тебранма ҳаракат ёки жараёнлар турли бўлишига қарамай, уларнинг барчаси умумий қонуниятлар асосида юзага келади.

Жисм ёки физик жараён мувозанат вазиятига эга бўлиши зарур ва уни шу ҳолатидан чиқариш ва аввалги вазиятига қайтарувчи кучлар мавжуд бўлиши керак. Агар жисм дастлаб олган энергияси ҳисобига мувозанатдан чиқиб, ташқи куч бўлмаган ҳолатида ўз тебранишларини анча вақт амалга ошириб турса, бундай тебранишлар *эркин ёки хусусий тебранишлар* деб аталади. Улар орасида энг содда кўриниши *гармоник тебранишлардир.*

Гармоник тебранишларда тебранувчи катталиклар вақт ўтиши билан синус ёки косинус қонуниятларига бўйсунган ҳолда ўзгариши кузатилади:

$$y = A \cdot Sin\,(\omega_0 t + \varphi)\,, \qquad (46.1)$$

бу ерда $\boldsymbol{y}$ – тебранувчи катталик, A - тебранувчи катталикнинг амплитудаси (максимал силжиши), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ - доиравий ёки циклик частота, φt = 0 вақтдаги тебранишнинг бошланғич фазаси, $\omega_0 t + \varphi$, t – вақтдаги тебраниш фазаси.

Гармоник тебранувчи тизимнинг айрим ҳолатлари *тебраниш даври* деб аталувчи - T вақтдан сўнг такрорланиб туради. Бу давр ичида тебраниш фазаси 2π га ўзгаради, яъни:

$$\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$$

Бу ердан тебраниш даври қуйидагига тенг бўлади:

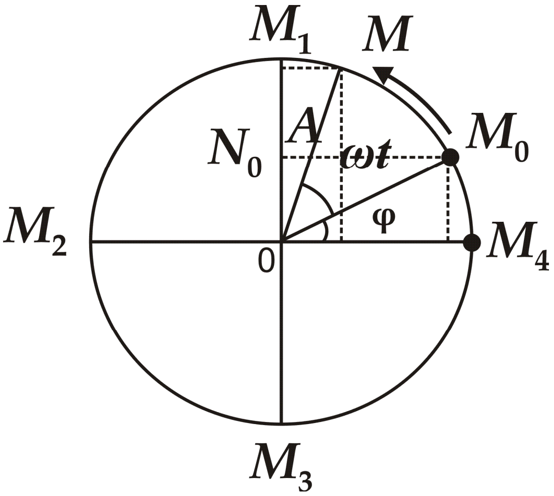
$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} , \tag{46.2}$$

Тебраниш даврига тескари бўлган катталик, бирлик вақт ичидаги тўла тебранишлар сонини белгилайди ва у *тебранишлар частотаси* деб аталади:

$$\nu = \frac{1}{T} , \tag{46.3}$$

Частота бирлиги Герц ҳисобланади ва 1 Герц - 1 секунд давомида 1 цикл тебраниш содир бўлишини кўрсатади.

Гармоник тебранишларга бир мисол келтирамиз. *M* нуқта *A* радиусли айлана бўйлаб $\omega = \frac{2\pi}{T}$ бурчак тезлик билан текис ҳаракатланаётган бўлсин (*85 - расм*). Ҳаракат бошланишида, *t = 0* да



85 - расм. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

нуқта M_0 ҳолатда деб ҳисоблаймиз. Шу нуқтага ўтказилган $A = 0M_0$ айлананинг радиуси *M* нуқтанинг бурчак тезлигига тенг тезлик билан кўрсатгич йўналишида айланади. Агар *t = 0* да радиус горизонтал ўқ билан *φ* бурчак ҳосил қилган бўлса, *t* вақт ўтгандан сўнг эса $(\omega t + \varphi)$ қийматга эга бўлади. *M* нуқта айлана бўйлаб *ω* бурчак тезлик билан ҳаракатланганда унинг тик диаметрга проекцияси *N* айлана маркази атрофида гармоник тебранишлар ҳосил қилади.

N нуқтанинг тик диаметр бўйича силжиши ёки тебраниши синус қонуни билан ифодаланади:

$$y = A\sin(\omega t + \varphi)\ , \qquad (46.4)$$

бу ерда ***y*** – *M* нуқтанинг тик диаметрга проекцияси *N* нуқтанинг *0* айлана марказига нисбатан ҳолатидир ва *тебранувчи катталик* ҳисобланади.

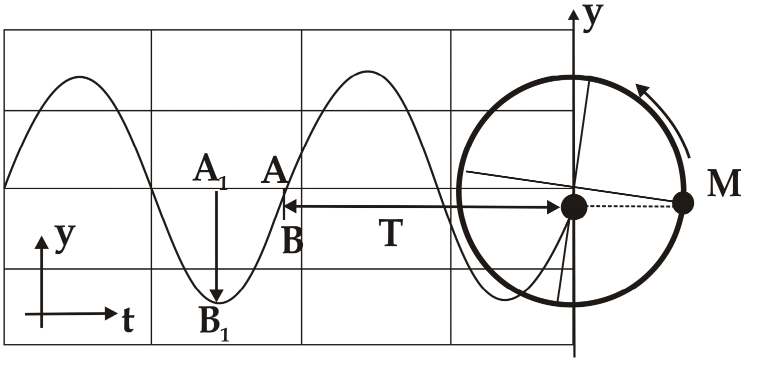
M нуқтанинг *0X* ўққа проекцияси ҳам шундай қонун асосида тебранади:

$$x = A\cos(\omega t + \varphi)$$

(46.4) – ифодада *t* ни *t+T* билан алмаштириб, $\omega = \frac{2\pi}{T}$ га тенглигини ҳисобга олсак, *M* нуқтанинг тик диаметрга проекцияси *N* ни *0* нукт аатрофидаги тебраниш қийматига эга бўламиз ва ***x*** силжиш катталигининг даврий равишда ўзгаришини кузатамиз.

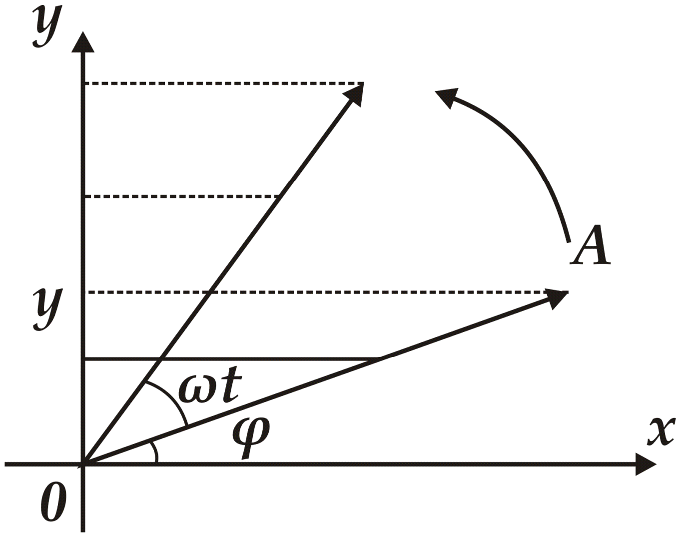
Горизонтал ўқ бўйича вақтнинг ўзгаришини, вертикал ўқ бўйича эса силжишининг ўзгаришини келтирсак, силжишнинг ўзгаришини график равишда тассавур қилиш мумкин. Натижада синусоида қонуниятини кузатамиз (*86 - расм*).

Бу ерда исталган вертикал *AB* кесма шу вақтдаги силжишни кўрсатади, A_1B_1 – амплитуданинг максимал қийматини, *T* – тебраниш даврини кўрсатади.



86 - расм. Моддий нуқтанинг айлана траекториясидаги ҳолатини y ўқига проекциясининг гармоник тебраниши

Гармоник тебранишларнинг график тасвирлаш усулларидан яна бири *вектор диаграммалар* усули ҳисобланади (*87 - расм*).



87 - расм. Гармоник тебранишнинг вектор диаграмма орқали график тасвири

0 нуқта атрофида ω_0 ўзгармас бурчак тезлик билан айланаётган, миқдор жиҳатдан ўзгармас *A* амплитудага тенг бўлган векторни тасаввур қиламиз. Исталган *t* вақтдаги *A* векторнинг вертикал ўққа проекцияси силжишга тенгдир, горизонтал ўқ билан ҳосил қилган бурчаги эса тебранишнинг фазасини билдиради.

N нуқтанинг силжишини *t* вақт ичидаги босиб ўтган йўли деб ҳисобласак, *t* вақтдаги унинг тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

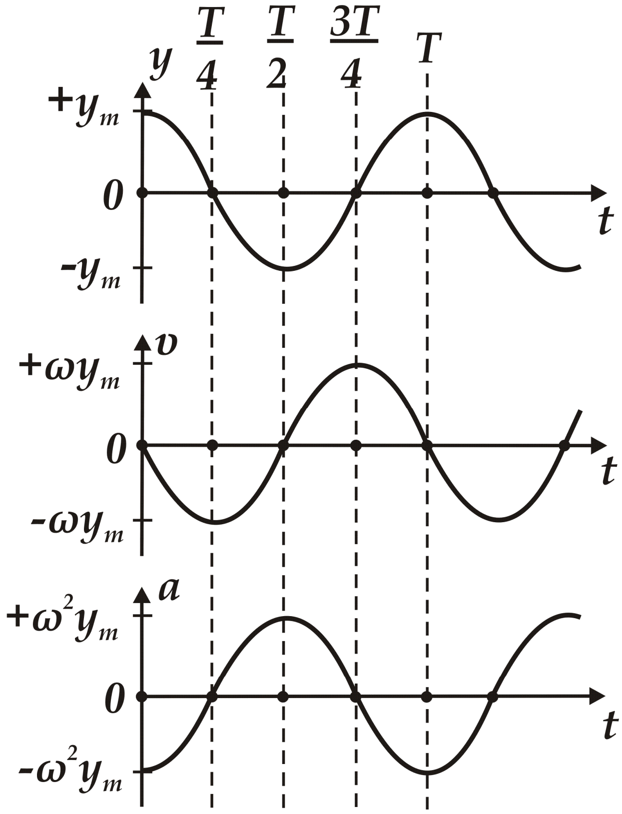
$$\upsilon = \frac{dy}{dt} = \omega A\cos(\omega t + \varphi) \quad , \tag{46.5}$$

Тезланишни ҳам шундай аниқлаймиз:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = -\omega^2 A\sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y \quad , \tag{46.6}$$

Гармоник тебранаётган нуқтанинг тезланиши силжишга пропорционал бўлиб, ишораси йўналишга тескаридир. (46.1) -, (46.5) - ва (46.6) - ифодалар гармоник тебранишнинг *кинематика қонунларидир* (*88 - расм*).

(46.6) - ифоданинг икки тарафини тебранаётган нуқтанинг массасига кўпайтирсак, гармоник тебраниш *динамикасининг қонунига* эга бўламиз.



88 - расм. Гармоник тебраниш кинетик параметрларининг вақтга боғлиқ ўзгаришлари

Вектор кўринишда қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A\sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y \ , \qquad (46.7)$$

Гармоник тебранаётган жисмга қўйилган куч силжишга тескари йўналган бўлиб, у жисмни мувозанат ҳолатига қайтаришга интилади, шу сабабли бу куч - *қайтарувчи куч* деб аталади.

Кучнинг силжишга боғлиқлиги деформация таъсиридаги эластик кучни эслатгани учун, уни гоҳ пайтда *квазиэластик куч* деб ҳам аталади. Ўз навбатида квазиэластик кучлар тортишиш ёки эластик кучлар каби консерватив кучларга ўхшайдилар. Шу сабабли, гармоник тебранаётган жисмларнинг тўла механик энергияси ўзгармасдир, яъни энергиянинг сақланиш қонунига амал қилади

$$E = T + U = const\,, \qquad (46.8)$$

Гармоник қонуният билан тебранаётган жисмнинг кинетик энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$T = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2}, \qquad (46.9)$$

Кинетик энергия максимал қийматга эга бўлганида потенциал энергия U нолга тенг бўлади. У ҳолда тўла энергия

$$E = \frac{m\omega^2 A^2}{2}$$

га тенг бўлади. Бошқа вақтларда потенциал энергия шундай ифодаланади:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (46.10)$$

Динамиканинг иккинчи қонунидан, тебранаётган жисмлар учун қуйидаги ифодани ўринли деб ҳисобласа бўлади:

$$F = ma = m\frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y, \qquad \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0, \qquad (46.11)$$

Бу ифода гармоник тебранишларнинг *дифференциал тенгламаси* деб аталади. Унинг ечими $y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$ дан иборатдир.

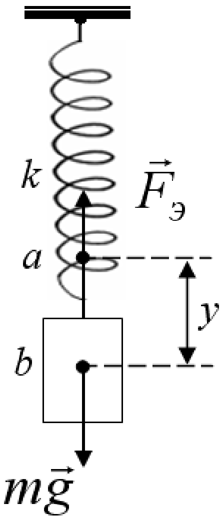
47 - §. Пружинали маятник

Гармоник тебранма ҳаракат қилувчи тизимларга мисол тариқасида турли кўринишдаги маятникларни келтириш мумкин.

Пружинали маятник – юқори тарафи қўзғалмас этиб қотирилган спиралли пружинанинг пастига илинган m – массали юкчадан иборатдир (*89 - расм*).

Пружинанинг массаси юкчанинг массасидан жуда кичик деб ҳисобланади. Шунинг учун унинг массаси ҳисобга олинмайди.

Юкча *а* ҳолатда бўлганида, юкнинг оғирлиги билан чўзилган пружинанинг эластиклик кучи мувозанатда эканлигини эътиборга оламиз.



89 - расм. Пружинали маятник

Агар спиралли пружинани чўзиб, юкчани *B* нуқтага силжитиб қўйиб юборсак, у ҳолатда юкча юқори ва пастга қараб тебрана бошлайди. Демак, *t* вақтда, юкча *B* нуқтада бўлганида юкчага таъсир этувчи кучни қуйидагича ифодалаймиз:

$$F = -ky, \qquad (47.1)$$

Бу ерда *k* – пружинанинг эластиклик кучи, у юкнинг силжишига (*y*) га пропорционалдир.

Агарда пружинали маятникнинг гармоник тебранишини ҳисобга олсак, (47.1) - ифодани (46.4) – ифода билан солиштириб қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 \cdot A \cdot \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$$

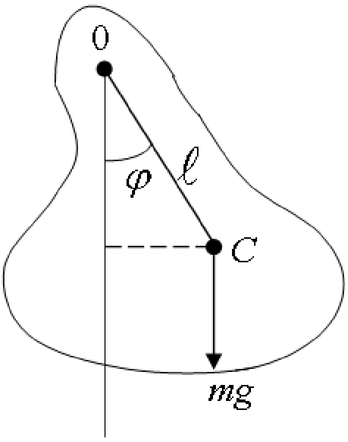
$$k = m\omega^2 = m\frac{4\pi^2}{T^2}, \qquad (47.2)$$

Пружинали маятникнинг тебраниш даври $T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$, (47.3)

га тенг бўлади.

48 - §. Физик маятник

Физик маятник – бу оғирлик маркази *C* нуқтадан ўтган, *0* ўқ маркази атрофида тебранадиган жисмдан иборатдир (*90 - расм*).



90 - расм. Физик маятник

Бу ерда *0* – тебраниш ўқи маркази, *C* – тебранаётган *m* – массали жисмнинг оғирлик маркази, *mg* – жисмнинг оғирлик кучи, ℓ – физик маятникнинг елкаси.

Агар маятник кичик φ бурчакка оғдирилса, маятникка қўйилган куч моменти

$$M = -mg\ell \cdot \sin\varphi \approx -mg\ell \cdot \varphi \ , \tag{48.1}$$

га тенг бўлади. Айланма ҳаракатнинг асосий қонунини

$$M = I\frac{d^2\varphi}{dt^2} \ , \tag{48.2}$$

(47.1) – ифодага тенглаштирасак, қуйидаги ифодага эга бўламиз

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mg\ell \cdot \varphi$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mg\ell}{I}\varphi = 0, \tag{48.3}$$

Бундан физик маятникнинг циклик частотаси

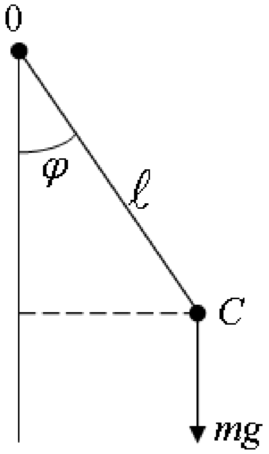
$$\omega = \sqrt{\frac{mg\ell}{I}}$$

га тенг бўлиши кўриниб турибди. Физик маятникнинг тебраниш даврини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mg\ell}}\ , \tag{48.4}$$

49 - §. Математик маятник

Математик маятник – оғирлиги ҳисобга олинмайдиган, ℓ узунликдаги чўзилмайдиган ипга осилган m массали моддий нуқтадир (*91 - расм*).



91 - расм. Математик маятник

У физик маятникнинг хусусий ҳолидир. Ип вертикал ўқдан кичик φ бурчакка силжитилса, m массали моддий нуқтанинг инерция моменти

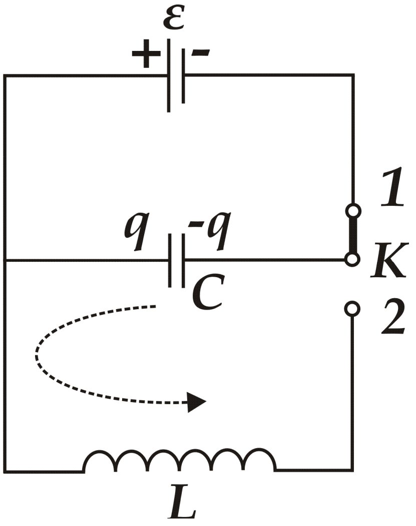
$$I = m\ell^2$$

га тенг бўлади. (48.4) - ифодага инерция моменти қийматини қўйсак, математик маятникнинг тебраниш даври ифодасига эга бўламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi\sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}}\ , \tag{49.1}$$

50 - §. Электромагнит тебранишлар

C конденсатор ва *L* индуктивликдан ташкил топган ёпиқ электр занжирида юз берадиган заряд, кучланиш ва токларнинг тебранишларини кузатамиз. Энг содда тебраниш контури *92* - расмда келтирилган.

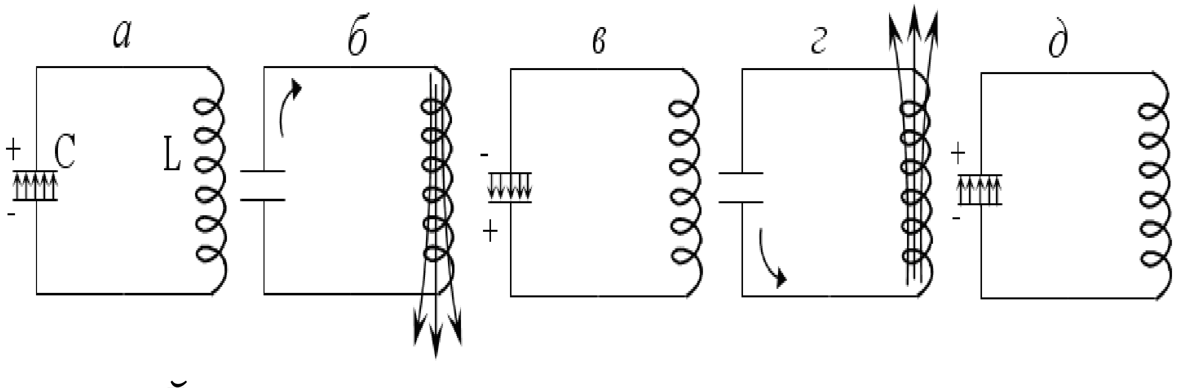


92 - расм. Энг содда ёпиқ электр занжир

Берк занжирнинг қаршилигини ҳисобга олмаймиз. *K* калитни 1 - ҳолатга улаб, конденсаторни U_c потенциаллар фарқигача зарядлаймиз. Кейин *K* калитни 2 - ҳолатга келтириб, ёпиқ занжир ҳосил қиламиз. Бошланишда энергиянинг ҳаммаси

$$W = \frac{CU_c^2}{2}$$

конденсаторнинг электр майдонида жойлашган бўлади(*93а - расм*).



93 - расм. Ёпиқ электр занжирида электромагнит тебранишлар

Кейин эса конденсатор *L* индуктивлик ғалтаги орқали разрядлана бошлайди ва ғалтак ичида магнит майдони ҳосил бўлади. Конденсатор тўла разрядланганда занжир орқали ўтаётган ток максимал қийматга эришади ва барча энергия ғалтак ичидаги магнит майдонига жойлашган бўлади (*93б - расм*).

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{CU_c^2}{2}$$

L индуктивлик ғалтак қаршилиги ортиши билан токнинг қиймати камаябошлайди, натижада ғалтакда ўзиндукция электр юритувчи кучи

$$\varepsilon_{уз} = -L\frac{dI}{dt}$$

пайдо бўлади. Бу ЭЮК занжирдан ўтаётган токни ўша йўналишда тиклашга интилади. Натижада *C* конденсатор яна зарядлана бошлайди (*93в - расм*), аммо конденсатор қопламаларида зарядларнинг ишораси аввалги ҳолатига нисбатан тескари бўлади.

Занжир бўйича ток йўқолганда, *C* – конденсатор тўла зарядланиб бўлади ва барча энергия конденсатор қопламалари орасидаги электр майдонига жойлашади.

Ундан кейин тескари йўналишда конденсатор разрядлана бошлайди ва барча энергия ғалтак ичидаги тескари йўналишдаги магнит майдонига ўтади (*93г - расм*). Шундай қилиб, занжирдаги электромагнит тебраниш битта тўла тебраниш давридан ўтади.

Конденсатордаги потенциаллар фарқи

$$U_c = \frac{Q}{C}$$

га тенгдир. Кирхгофнинг 2 - қоидасидан тебраниш контуридаги электромагнит тебранишнинг дифференциал тенгламасини топамиз

$$-L\frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad \text{ёки} \quad \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC}Q = 0, \tag{50.1}$$

Бу тенгламанинг ечими силжиш тенгламаси

$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

га ўхшашдир. Фақат “y” тебранувчи катталикни Q зарядга, ω бурчак тезликни $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ билан алмаштирсак, қуйидаги ифодага

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) , \qquad (50.2)$$

эга бўламиз. Конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқини қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$U_c = \frac{Q_0}{C} \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) , \qquad (50.3)$$

(50.2) - ифодадан вақт бўйича ҳосила олсак, тебраниш контуридаги токнинг вақт бўйича гармоник тебраниш ифодасига эга бўламиз:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}} t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) , \qquad (50.4)$$

(50.2) -, (50.3) -, (50.4) - ифодалардан конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқи ва контур бўйича токлар ўзгариши гармоник қонунларга бўйсуниши, уларнинг тебраниш частоталари бир хил қийматга эга бўлиши, кучланиш ва заряднинг фазалари бир хил эканлиги ва токнинг фазасидан $\pi/2$ қийматга орқада қолиши кўриниб турибди.

Агар циклик частота $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ лигини ҳисобга олсак, идеал контурнинг тебраниш даври қуйидагига тенг бўлади:

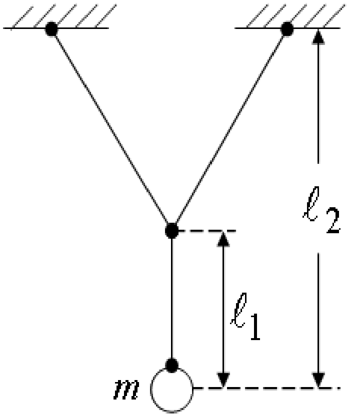
$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC} , \qquad (50.5)$$

Бу ифода *Томсон формуласи* деб аталади.

51- §. Тебранишларни қўшиш

Айрим тебранувчи тизимларда жисм бир вақтнинг ўзида бир неча ҳаракатда қатнашиши мумкин. Шундай тизимлардан бири қуйидаги *94* - расмда келтирилган.

m массали жисм расм текислигида ℓ_1 узунликдаги оддий маятник сингари тебранади. Шу текисликка перпендикуляр йўналишда эса, ℓ_2 узунликдаги маятник каби тебранади. Шу сабабли, жисмнинг натижавий ҳаракатини аниқлаш зарур бўлади.



94 - расм. М массали жисмнинг бир-бирига перпендикуляр текисликлардаги тебраниши

Қуйида гармоник тебранишларни қўшишнинг айрим ҳолларини кўриб чиқамиз.

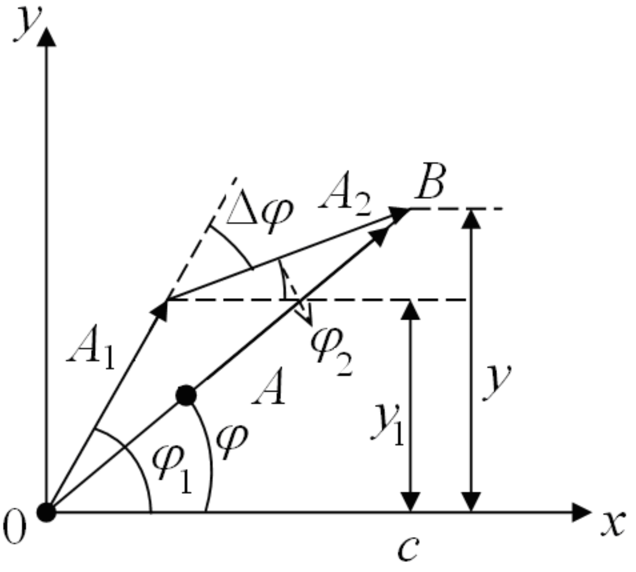
1) Бир йўналишдаги тебранишларни қўшиш.

Жисм частоталари бир хил, амплитуда ва фазалари фарқ қиладиган иккита

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (51.1)$$

тебранишларда иштирок этади, деб ҳисоблаймиз.Тебранишларни векторлар диаграммаси усулидан фойдаланиб қўшиш қулайдир (*95 - расм*). $\vec{A}_1$ ва $\vec{A}_2$ векторлар бир хил ω бурчак тезлик билан айланишлари сабабли, фазалар силжиши доимо ўзгармасдир. Натижавий тебраниш тенгламаси қуйидагичадир:

$$y = y_1 + y_2 = A\sin(\omega t + \varphi), \quad (51.2)$$



95 - расм. Бир йўналишдаги тебранишларни векторлар диаграммаси усулида қўшиш

$\vec{A}$ вектор $\vec{A}_1$ ва $\vec{A}_2$ векторларнинг геометрик йиғиндисига тенг, яъни $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, унинг устига олдинги ω бурчак тезлик билан айланади.

Натижавий тебраниш амплитудасининг квадрати қуйидагига тенг:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2), \qquad (51.3)$$

φ бошланғич фаза $tg\varphi = \frac{B\vec{C}}{O\vec{C}}$ нисбат билан аниқланади ёки

$$tg\,\varphi = \frac{A_1 \sin\,\varphi_1 + A_2 \sin\,\varphi_2}{A_1 \cos\,\varphi_1 + A_2 \cos\,\varphi_2}\ , \qquad (51.4)$$

га тенгдир. Шундай қилиб, жисм бир хил частотали, бир йўналишда содир бўладиган иккита гармоник тебранишларда қатнашиб, ўша частота билан, ўша йўналишда гармоник тебранади. (51.3) - ифодадан, A амплитуда $\varphi_1 - \varphi_2 = m\pi$ бўлганда максимал, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m-1)\frac{\pi}{2}$ бўлганда минимал ва $A_1 = A_2$ бўлганда ноль қийматларга эга бўлиши кўриниб турибди. Бу ерда $m = 0,1,2,3,...,$ қийматларни қабул қилади. Натижавий тебранишга ўша йўналишда

ωбурчак тезликли учинчи тебранишни қўшилиши шу частотали янги гармоник тебранишга олиб келади.

2)Тебраниш йўналиши бир хил, частота, амплитуда ва бошланғич фазалари ҳар хил бўлган иккита тебранишларни қўшиш.

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned}\right\}, \qquad (51.5)$$

Агарда $\omega_1 = \omega_2$ ва $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ бўлса, иккита тебранишлар амплитудаси бир хил бўлади.

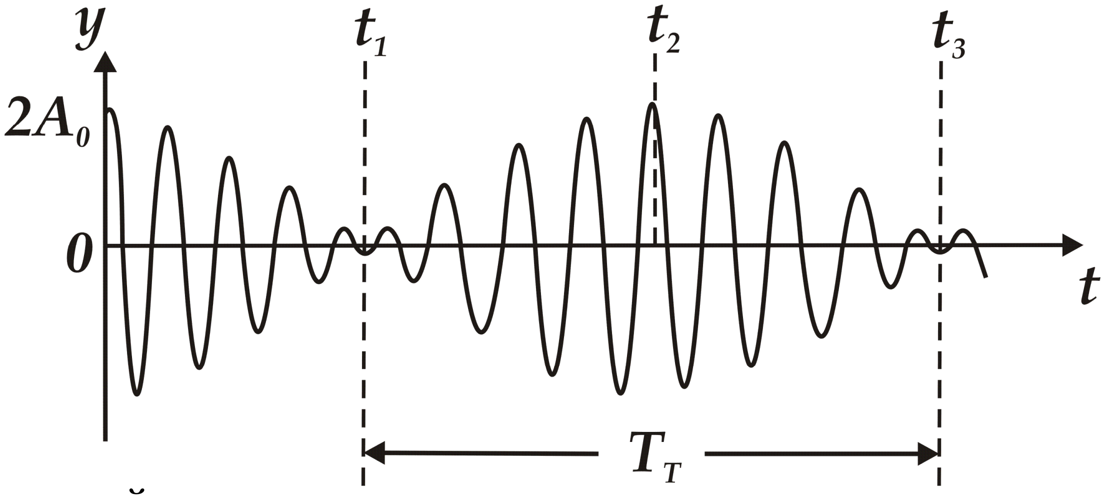
Фараз қилайлик, $\omega_2 > \omega_1$ бўлсин. Бу ҳолда, тебранишларни қўшишни аналитик усул билан амалга ошириш қулайдир.

(51.5) - ифодадаги иккита тенгликни қўшсак, натижавий тебраниш тенгламасига эга бўламиз:

$$y = y_1 + y_2 = 2A_0 \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right)\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right), \qquad (51.6)$$

бу ерда $\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right)$ – даврий кўпайтмадир, $A = \left|2A_0 \cos\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right|$ – натижавий тебранишнинг амплитудасидир.

Жисм силжиши йўналишининг ишораси ўзгариб турганлиги учун, A амплитуданинг ифодасини модули бўйича оламиз.



96 - расм. Йўналишлари бир хил бўлган тебранишларни қўшишда тепкиларнинг ҳосил бўлиши

Амплитуда вақтга боғлиқ бўлиб, ω_1 ва ω_2 ярим фарқларига тенг бўлган частота бўйича ўзгариб туради. Бундай тебраниш *96* - расмда келтирилган, узлуксиз чизиқ силжиш ўзгаришини, амплитуда ўзгариши эса натижавий тебранишни тасвирлайди. Натижавий тебраниш амплитудаси гоҳ ортиб, гоҳ камайиб туради. Шундай даврий ўзгарадиган амплитудали тебраниш *тепкилар* ёки *тепкили тебранишлар* деб аталади.

Тебранишни ташкил этувчиларнинг амплитудалари бир - бирига тенг бўлмаса, натижавий тебраниш амплитудаси нолгача тушмайди ва фазалар фарқи π га тенг бўлганда минимумдан ўтади. (51.6) - тенгламадан қуйидагига эга бўламиз:

$$y = 2A_0 \cos \Omega t \sin \omega t$$

бу ерда, $\Omega = 2\pi\nu = \dfrac{\omega_1 - \omega_2}{2}$, $\nu = \dfrac{\nu_1 - \nu_2}{2}$, яъни $\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ циклик частота $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ частотага мос келади.

Битта тўла тебраниш вақтида тебраниш амплитудаси икки марта максимумга эришади, шу сабабли тепкилар частотаси қўшиладиган тебранишлар частоталари фарқига тенг бўлади. Кўпинча тепки ҳодисаси товушли ва электр тебранишларида кузатилади.

3) Бир-бирига перпендикуляр бўлган тебранишларни қўшиш.

Моддий нуқта ***x*** ўқи бўйлаб ва унга перпендикуляр бўлган ***y*** ўқи бўйлаб тебраниши мумкин. Агарда икки тебранишни қўзғатсак, моддий нуқта тебранишни ташкил этувчилари траекторияларидан фарқли бўлган қандайдир траектория бўйлаб ҳаракатланади.

Нуқтанинг силжиш тенгламаси мос равишда y ва x ўқлари бўйлаб қуйидагича бўлсин:

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1), \quad x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2), \qquad (51.7)$$

бу ерда $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ иккала тебраниш фазалари фарқидир. (51.7) - тенгламалардан иккита бир - бирига ўзаро перпендикуляр бўлган тебранишларда қатнашаётган нуқтанинг ҳаракат траекторияси тенгламасига эга бўламиз:

$$\frac{y}{A_1} = \sin(\omega_0 t + \varphi_1)\,; \quad \frac{x}{A_2} = \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

Бу тенгламалардан *t* вақтни йўқотсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2\frac{xy}{A_1 A_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1)\ , \qquad (51.8)$$

Бу тенглама, ўқлари ***x*** ва ***y*** координата ўқлари бўйича йўналган эллипснинг тенгламасидир.

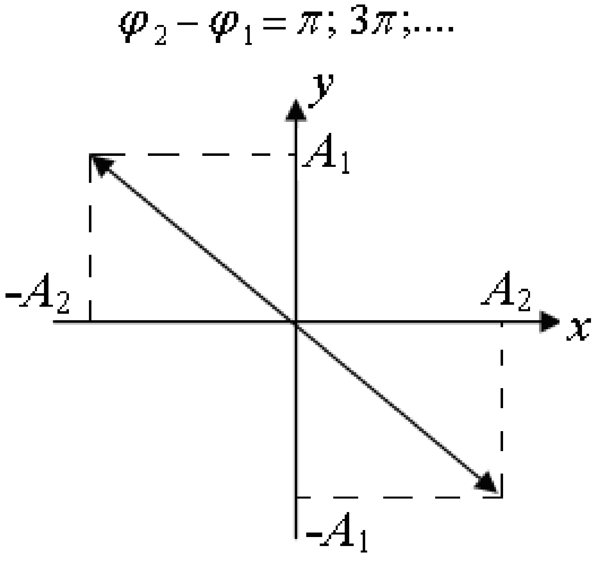
Бир неча хусусий ҳолларда траектория формулаларини текшириб кўрамиз.

а) Фазалар фарқи нолга тенг бўлсин, яъни $\Delta\varphi = 0$. У ҳолда (51.8) - тенглама қуйидаги кўринишни олади

$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2}\right)^2 = 0$$

Бу тенгламанинг ечими $\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2}$ ёки $y = -\frac{A_1}{A_2}x$

тўғри чизиқдан иборатдир. Нуқта координаталар тизимининг иккинчи ва тўртинчи квадрантларидан ўтувчи чизиқ бўйлаб тебранади (*97 - расм*).



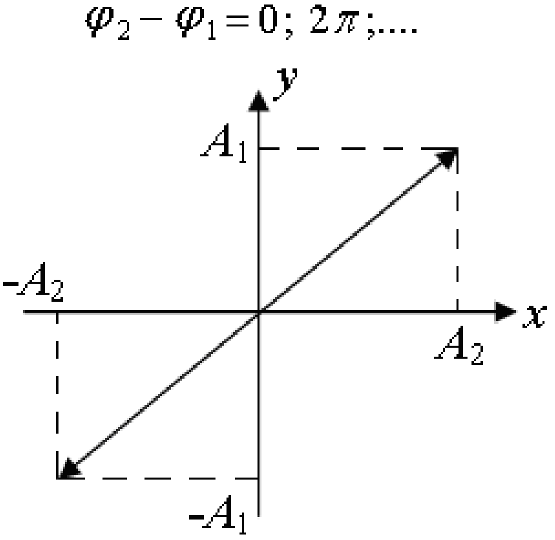
97 - расм. Фазалар фарқи нолга тенг тебранишлар қўшилишдаги натижавий тебраниш (Δφ = 0)

Нуқтанинг силжиши $r=\sqrt{A_1^2+A_2^2}\cdot\sin\omega_0 t$ га тенг бўлади. Бу ерда $A=\sqrt{A_1^2+A_2^2}$ - унинг амплитудаси, ω_0 – циклик частотасидир.

б) фазалар фарқи $\Delta\varphi=\pi$ га тенг бўлсин.
(51.8) - тенгламадан қуйидаги тўғри чизиқ тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{y^2}{A_1^2}+\frac{x^2}{A_2^2}-\frac{2xy}{A_1A_2}=0 \quad \text{ёки} \quad \frac{y}{A_1}=\frac{x}{A_2}$$

Бу тўғри чизиқ координаталар тизимининг биринчи ва учинчи квадрантларидан ўтади (*98 - расм*).

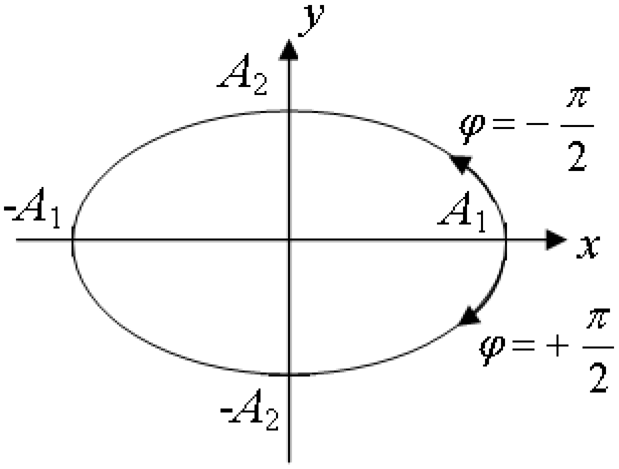


98 - расм. Фазалар фарқи. π га тенг бўлган тебранишлар қўшилишидаги натижавий тебраниш (Δφ = π)

в) фазалар фарқи $\Delta\varphi=\pm\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлсин, у ҳолда (51.8) - тенглама эллипс тенгламасига ўтади: $\frac{x^2}{A_1}+\frac{y^2}{A_2}=1$

Бу ерда эллипснинг ярим ўқлари тебраниш амплитудаларига тенг бўлади. $\Delta\varphi=\frac{\pi}{2}$ ва $\Delta\varphi=-\frac{\pi}{2}$ ҳоллар эллипс бўйича ҳаракат йўналишлари билан фарқ қиладилар (*99 - расм*). $A_1=A_2$ бўлганда эллипс айланага айланади.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 3\pi/2;\ 7\pi/2\pi;....$$

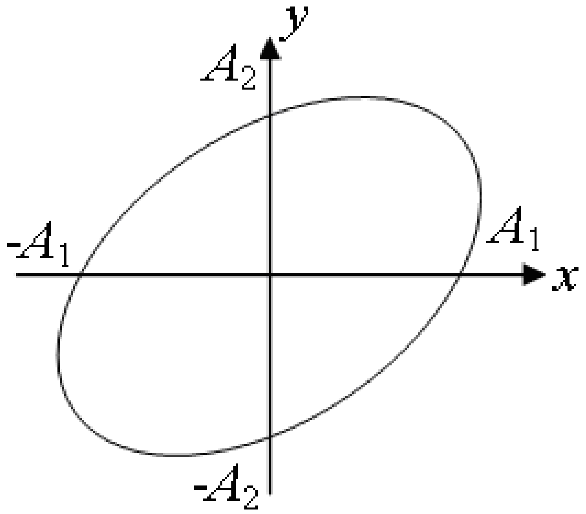


99 -расм. Фазалар фарқи $\pm\frac{\pi}{2}$ ***га тенг бўлган тебранишлар қўшилишидаги натижавий тебраниш***

г) Иккала тебраниш даврлари бир хил бўлиб, фазалар фарқи $\frac{\pi}{2}$ дан фарқ қилса, нуқтанинг траекторияси оғишган эллипс кўринишга эга бўлади (*100 - расм*).

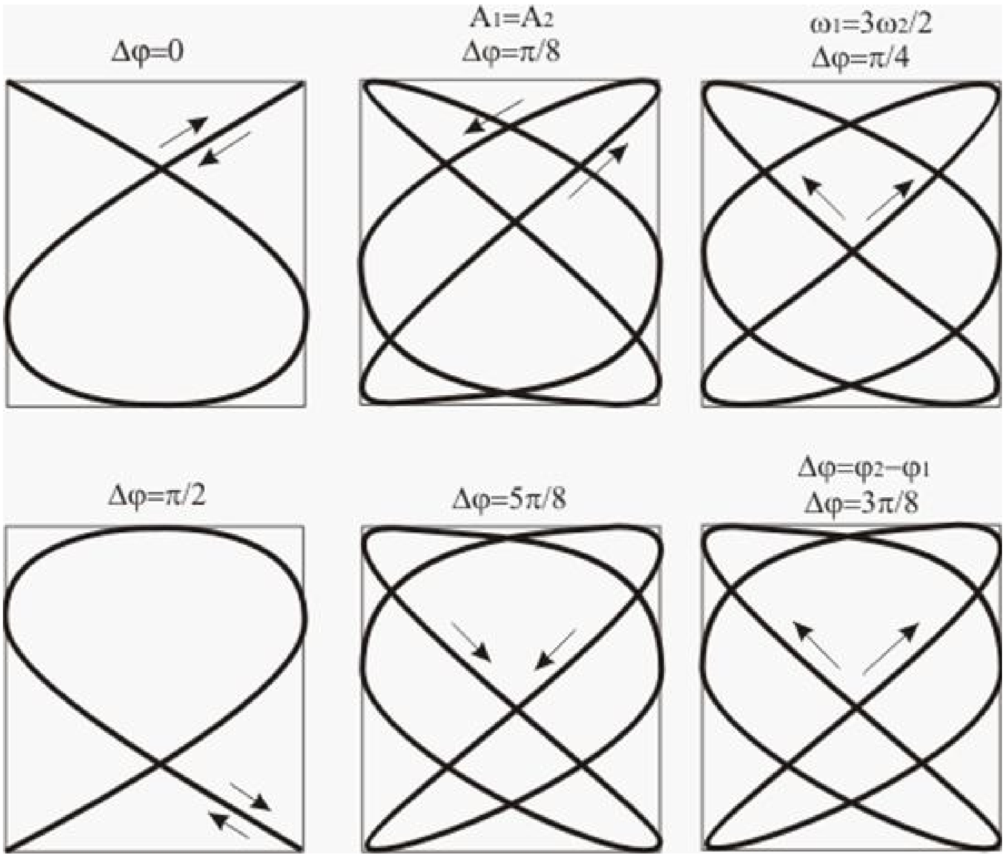
д) Тебранишни ташкил этувчилар даврлари ҳар хил бўлганда ва ҳар хил бошланғич фазаларда натижавий тебраниш траекториялари мураккаб кўринишга эга бўлади. Уларнинг айрим кўринишлари 101 - расмда келтирилган.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2;\ 5\pi/2\pi;....$$



100 -расм. Оғишган эллипс кўринишидаги натижавий тебраниш

$$\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$$



101 - расм. Лиссажу фигуралари

Бундай эгри чизиқлар *Лиссажу фигуралари* деб аталади.

52 - §. Сўнувчи механик ва электромагнит тебранишлар

Вақт ўтиши билан тебраниш тизимининг энергияси аста - секин йўқотилишига боғлиқ тебранишлар – сўнувчи тебранишлар деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, энергия заҳираси муҳитнинг қаршилиги, ишқаланиш кучларини енгишга сарф бўлади ва тебраниш сўна бошлайди, тебраниш амплитудаси аста - секин камая боради. Бу холларда *эркин сўнувчи тебранма ҳаракатлар* кузатилади.

Механик тебранма ҳаракатларда ишқаланиш ҳисобига механик энергия иссиқлик энергиясига ўтиб, камая боради.

Электромагнит энергия электромагнит тебраниш тизими қаршиликларида иссиқлик ажралишига сарф бўлиши ҳисобига камая боради.

Оддий чизиқли тизимларни, яъни пружинали маятник ёки индуктивлик, сиғим ва қаршиликдан иборат бўлган тебраниш контурини кўриб чиқамиз.

Эркин механик тебранишлар

Сўнувчи тебранишларнинг дифференциал тенгламасини келтириб чиқаришга ҳаракат қиламиз. Тебранувчи жисмга қайтарувчи куч ва жисмнинг ҳаракат тезлигига пропорционал бўлган қаршилик кучларнинг йиғиндиси таъсир этади, деб ҳисоблайлик.

Бу ерда $F_қ = -r\dfrac{dy}{dt}$ қаршилик кучи, r - қаршилик коэффициенти, $\dfrac{dy}{dt}$ - ҳаракат тезлиги, “–“ ишора ишқаланиш кучи доимо ҳаракат тезлиги йўналишига тескари эканлигини билдиради.

О$У$ ўқ бўйлаб тўғри чизиқли сўнувчи тебраниш учун Ньютоннинг II қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = F + F_к = -m\omega_0{}^2 y - r\frac{dy}{dt}, \qquad (52.1)$$

Бу ерда y - тебранувчи катталик, ω_0 - қаршилик кучи йўқлигидаги тебранишлар частотаси ёки тебранувчи тизимнинг хусусий чатотасидир.

Тенгликнинг ҳадларини m га бўлсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \frac{r}{m}\frac{dy}{dt} + \omega_0{}^2 y = 0, \qquad (52.2)$$

Бу ифода *эркин сўнувчи тебранишларнинг дифференциал тенгламаси* деб аталади.

Бу ерда $\dfrac{r}{m} = 2\beta$, β - *сўниш коэффициенти* деб аталади.

(52.2) тенгламани қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\frac{d^2y}{dt^2}+2\beta\frac{dy}{dt}+\omega_0{}^2y=0\,, \tag{52.3}$$

Бу тенгламанинг ечими

$$y = A_0e^{-\beta t}\sin\left(\omega' t+\varphi\right), \tag{52.4}$$

дан иборатдир. Бу ерда, $\omega'=\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}$ сўнувчи тебранишнинг частотасидир

$$\omega'=\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}=\sqrt{\omega_0{}^2-\frac{r^2}{4m^2}}\,, \tag{52.5}$$

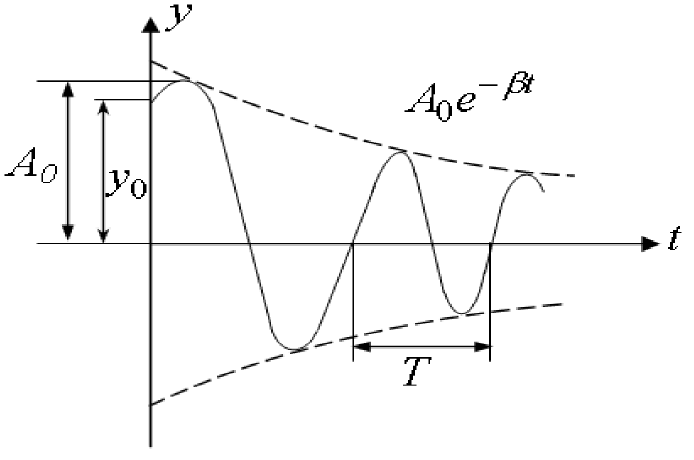
Муҳитнинг қаршилиги бўлмаган ҳолатда (r = 0) (52.5) – ифода тизимнинг *хусусий частотасига* тенглашади:

$$\omega'=\omega_0\,.$$

(52.4) - функция кўринишига қараб, тизимнинг ҳаракатини ω' частотали, амплитудаси вақт бўйича ўзгарадиган қуйидаги

$$A(t)=A_0e^{-\beta t}$$

сўнувчи тебраниш деб қараш мумкин. Бу ерда A_0 - вақтнинг бошланғич ҳолатидаги тебраниш амплитудасидир.



102 - расм. Эркин сўнувчи тебранишнинг амплитудасининг вақтга боғлиқ ўзгариши

102 - расмда амплитуда ва силжишнинг вақтга боғлиқ эгри чизиқлари келтирилган. Эгри чизиқларнинг юқоригиси

$$A(t) = A_0 e^{-\beta t}$$

функция графигини белгилайди. Бу ерда A_0 ва y_0 бошланғич моментдаги амплитуда ва силжишнинг қийматларидир.

Бошланғич силжиш y_0 ўз вақтида, A_0 дан ташқари, бошланғич фазага ҳам боғлиқдир:

$$y_0 = A_0 \sin\alpha$$

Тебранишнинг сўниш тезлиги $\beta = \frac{r}{2m}$ билан аниқланади ва у *сўниш коэффициенти* деб аталади.

Амплитуда "*e*" марта камайишга кетган вақт

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \ \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

га тенгдир. Сўнувчи тебранишлар даври

$$T = \frac{2\pi}{\omega'}, \tag{52.6}$$

ифода билан аниқланади. Муҳитнинг қаршилиги сезиларли равишда кичик бўлганда $\left(\beta^2 < \omega_0{}^2\right)$, тебраниш даври хусусий даврга тенг бўлади:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

Сўниш коэффициенти ортиши билан тебраниш даври орта боради.

Битта тўла даврнинг бошланғич ва охирги ҳолатларига мос келувчи амплитудалар нисбати қуйидагига тенгдир:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau} \quad , \tag{52.7}$$

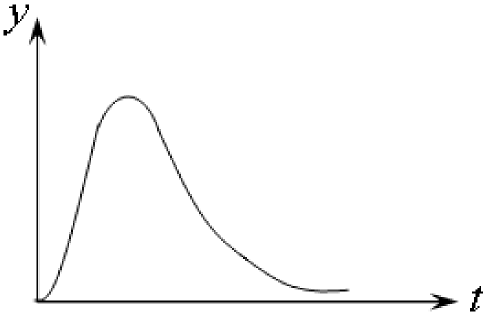
ва у *сўниш декременти* деб аталади. Бу ифоданинг логарифми *сўнишнинг логарифмик декременти* деб аталади:

$$\delta = \ln\frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau \ , \tag{52.8}$$

Сўнишнинг логарифмик декременти бир давр ичида амплитуданинг нисбий камайишини характерлайди, сўниш коэффициенти эса апмлитуданинг бирлик вақт ичидаги нисбий камайишини кўрсатади.

Юқорида таъкидлангандек, сўниш коэффициенти *r* қаршилик коэффициентига тўғри ва тебранувчи жисмнинг массасига тескари пропорционалдир.

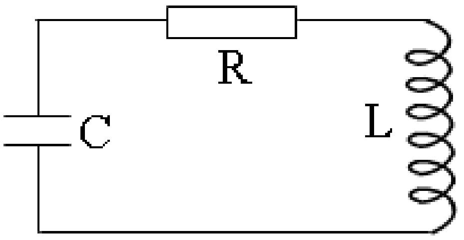
(52.5) - ифодадан циклик частота ω' хусусий частота - ω_0 дан кичиклиги кўриниб турибди. Агарда муҳитнинг қаршилиги жуда катта бўлса $\beta > \omega_0$ дир, илдиз остидаги $\omega_0{}^2 - \beta^2$ ифода манфий, циклик частота эса мавҳум бўлади. Бу ҳолатда жисм даврий бўлмаган - **апериодик** ҳаракат қилабошлайди (*103 - расм*).



103 - расм. Даврий бўлмаган апериодик тебраниш $\beta > \omega_0$

Қаршиликли электромагнит занжирдаги эркин сўнувчи тебранишлар

Конденсатор, ғалтак ва қаршиликдан иборат бўлган ҳар қандай занжирда электромагнит сўнувчи тебранишлар содир бўлади. Шундай занжир *104* - расмда тасвирланган.



104 - расм. Қаршиликли электромагнит занжири

Агар конденсаторни зарядласак ва занжирни ўз ҳолича қолдирсак, унда сўнувчи электромагнит тебранишлар содир бўлади. Чунки ток занжир бўйича қаршилик қисмидан ўтаётганда электр энергияси иссиқлик энергияси ажралиб чиқишига сарф бўлади. Шу сабабли, контурдаги энергия заҳираси ва тебранишлар амплитудаси аста - секин камая боради, натижада тебранишлар сўнабошлайди.

Сўнувчи электромагнит тебраниш учун Кирхгофнинг II қоидасини ёзамиз:

$$-L\frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}\ , \tag{52.9}$$

бу ерда RI – қаршиликдаги кучланиш тушишидир. I ни $\frac{dQ}{dt}$ ва $\frac{dI}{dt}$ ни $\frac{d^2Q}{dt^2}$ билан алмаштирсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta\frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \tag{52.10}$$

Бу ифода эркин сўнувчи тебранишлар дифференциал тенгламасининг ўзидир. Бу вақтда тебранувчи катталиклар бир - бирига қуйидагича ўхшашликка эгадирлар.

$$y \to Q,\quad r \to R\ ,\quad m \to L \quad \text{ва} \quad \omega_0 \to \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Энди $\beta = \frac{R}{2L}$, $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ белгилашларни киритсак (52.10) – ифода қуйидаги кўринишни олади

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0, \qquad (52.11)$$

Бу дифференциал тенглама сўнувчи механик тебранишларнинг дифференциал тенгламасига ўхшашдир. $\beta^2 < \omega_0^2$ ёки $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$ шартлар бажарилган ҳолда, (52.11) – ифоданинг ечими қуйидагидан иборат бўлади.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \qquad (52.12)$$

бу ерда

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \qquad (52.13)$$

Бу ҳолда ҳам, электромагнит сўнувчи тебранишлар частотаси ω' хусусий частота ω_0 дан кичикдир.

$R = 0$ бўлганда $\omega' = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ шарт бажарилади. Фаза ўзгариши нолга тенг бўлган ($\alpha = 0$) оддий ҳолатни кўрамиз.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t, \qquad (52.14)$$

Ток учун

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t], \qquad (52.15)$$

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ тенгламадан хусусий частотани қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'^2 + \beta^2}$$

Натижада ток қиймати қуйидаги кўриниш олади:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t}\left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2+\beta^2}}\sin\omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2+\beta^2}}\cos\omega' t\right], \quad (52.16)$$

Конденсатор қопламаларидаги кучланиш тушиши қуйидагига тенг бўлади:

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{Q_0}{C}e^{-\beta t}\sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t}\sin(\omega' t + \alpha), \quad (52.17)$$

Қаршиликли тебраниш контурида конденсатор қопламаларидаги заряд, кучланиш тушиши ва токлар бир хил сўниш коэффициенти билан эркин сўнувчи тебраниш ҳосил қиладилар. Бу ҳолда заряд ва кучланиш бир хил фазада тебранадилар, ток фазаси эса доимо $\frac{\pi}{2}$ бурчакда олдинда боради.

53 - §. Мажбурий механик тебранишлар

Доимо таъсир қилувчи, даврий ташқи куч таъсирида тизимнинг тебраниши *мажбурий тебранишлар* деб аталади. Таъсир этувчи куч *мажбур этувчи куч* деб аталади.

Оддий ҳолатларда бу куч гармоник қонуниятларга асосан ўзгаради:

$$F = F_0 \sin \omega t$$

бу ерда F_0 – мажбур этувчи кучнинг амплитудаси, ω - шу куч ўзгаришининг циклик частотаси. Одатда, тебранаётган тизимга мажбур этувчи кучдан ташқари, қайтарувчи куч $F_к = -ky = -m\omega_0{}^2 y$ ва муҳитнинг қаршилик кучи $F_c = -r\upsilon = r\frac{dy}{dt}$ таъсир этади. Бу кучларнинг таъсири натижасида m массали тизим Ньютоннинг II қонунига асосан a - тезланиш олади.

$$ma = -ky - r\upsilon + F_0 \sin \omega t, \quad (53.1)$$

Бу ифоданинг икки тарафини m массага бўлсак, m тебранаётган жисмнинг тезланиши ифодасига эга бўламиз:

$$a = -\frac{k}{m}y - \frac{r}{m}\upsilon + \frac{F_0}{m}\sin\omega t$$

Қуйидаги алмаштиришлардан сўнг

$$a = \frac{d^2y}{dt^2};\ \upsilon = \frac{dy}{dt};\ \frac{k}{m} = \omega_0{}^2;\ \frac{r}{m} = 2\beta;\ \frac{F_0}{m} = f_0$$

мажбурий тебранишларнинг тенгламасига эга бўламиз:

$$\frac{d^2y}{dt^2} + 2\beta\frac{dy}{dt} + \omega_0{}^2 y = f_0\sin\omega t\,, \qquad (53.2)$$

Бу ифода иккинчи тартибли, чизиқли, биржинсли бўлмаган дифференциал тенгламадир. Тенгламанинг ечими икки функциянинг йиғиндисидан иборатдир:

$$y = A_0 e^{-\beta t}\sin\left(\sqrt{\omega_0{}^2 - \beta^2}\right)t + A\sin(\omega t + \varphi)\,, \qquad (53.3)$$

Шундай қилиб, мажбурий тебраниш

$$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

циклик частотали сўнувчи тебраниш ва ω частотали гармоник тебранишлар йиғиндисидан иборатдир.

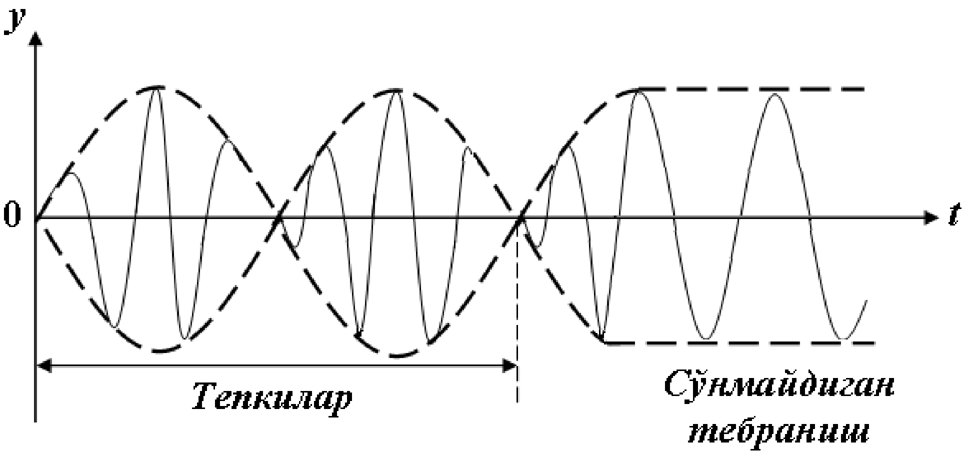
Аввал, $\omega' \neq \omega$ ҳолатда *тепкилар* ҳосил бўлади, ундан кейин биринчи тебраниш сўнади ва тоза мажбурий гармоник тебраниш

$$y = A\sin(\omega t + \varphi)\quad, \qquad (53.4)$$

қолади (*105 - расм*).

Бу ечимни (53.2) - ифодага қўйиб, айрим ўзгартиришлардан сўнг қуйидагига эга бўламиз:

$$A^2\left(\omega_0{}^2-\omega^2\right)+4\beta^2A^2\omega^2=f_0{}^2 \quad , \tag{53.5}$$



105 - расм. Тоза мажбурий гармоник тебранишнинг ҳосил бўлиши

Бу ифодадан мажбурий тебранишлар амплитудаси ва бошланғич фазанинг тангенси қийматларини топишимиз мумкин

$$A=\frac{f_0}{\sqrt{\left(\omega_0{}^2-\omega^2\right)^2+4\beta^2\omega^2}}, \tag{53.6}$$

$$tg\varphi=-\frac{2\beta\omega}{\omega_0{}^2-\beta^2}, \tag{53.7}$$

Тебранишнинг амплитудаси ва фазаси тизимнинг ω_0 ва β параметрларига боғлиқдир. ω_0 ва β нинг аниқ қийматларида ω частотани ўзгартириб, амплитуданинг максимал қийматига эришиш мумкин.

$\omega \to \omega_{рез}$ бўлганда мажбурий тебранишлар амплитудасининг бирданига ортиши ҳодисаси - *резонанс ҳодисаси* деб аталади.

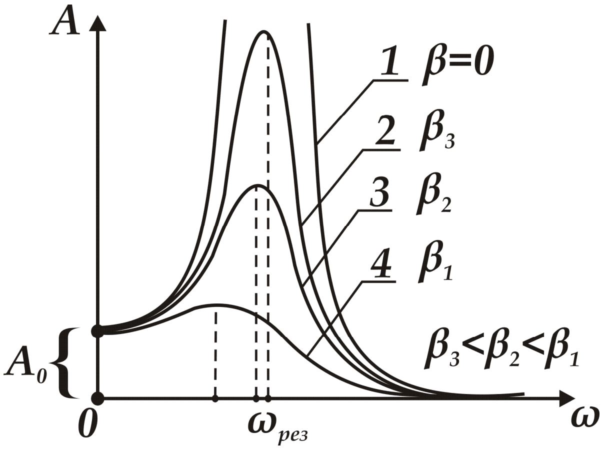
Резонанс ҳодисаси содир бўладиган частота *резонанс частотаси* деб аталади ва уни (53.6) - ифоданинг махражи минимумга эришиши шарти орқали аниқланади

$$\frac{d}{d\omega}\sqrt{\left(\omega_0{}^2-\omega^2\right)^2+4\beta^2\omega^2}=0$$

$$4\left(\omega_0{}^2-\omega^2\right)\cdot\omega+8\beta^2\omega=0 \ \left(\omega_0{}^2-\omega^2\right)+2\beta^2=0$$

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0{}^2 + 2\beta^2} \quad , \qquad (53.8)$$

106 - расмда мажбурий тебранишлар амплитудаси ташқи кучнинг частотасига боғлиқ эгри чизиқлари - *резонанс чизиқлари* келтирилган.

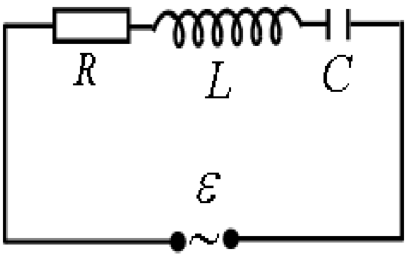


106 - расм. Мажбурий тебранишлар амплитудаларининг резонанс чизиқлари

Резонанс частотаси β -сўниш коэффициентига боғлиқ ва $\beta \to 0$ бўлганда, $\omega_{рез} = \omega_0$, $A \to \infty$ га интилади. β қанча кичик бўлса, эгри чизиқ шунча юқорига кўтарилади ва ўткир характерга эга бўлади. Натижада, резонанс частотаси тизимнинг ω_0 хусусий частотасига яқинлашади.

54 - §. Мажбурий электромагнит тебранишлар

Электромагнит тебранишлар сўнмаслиги учун, тебраниш контурига *R* - қаршилик, *L* - индуктивлик ва *C* - сиғимга кетма-кет ва параллел уланган, $\varepsilon = \varepsilon_0 Sin\ \omega t$ гармоник қонун бўйича ўзгарадиган, мажбур этувчи ташқи ЭЮК киритилади (*107 - расм*).



107 - расм. Мажбурий электромагнит тебранишни ҳосил қилувчи электр занжир

Кирхгоф қонунига асосан ε нинг оний қиймати контур элементларидаги кучланиш тушишларининг оний қийматлари йиғиндисига тенгдир

$$U_L + U_R + U_C = \varepsilon, \tag{54.1}$$

бу ерда U_L - индуктивликдаги, U_R - қаршиликдаги ва U_C - конденсатордаги кучланиш тушишларидир. (54.1) - ифодада қуйидаги алмаштиришларни амалга оширсак

$$U_L = L\frac{d^2Q}{dt^2}; \quad U_R = R\frac{dQ}{dt}; \quad U_C = \frac{Q}{C}; \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \sin\omega t$$

мажбурий электромагнит тебранишларнинг дифференциал тенгламасига эга бўламиз.

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C}Q = \varepsilon_0 Sin\,\omega t, \tag{54.2}$$

Бу тенгламанинг ечимини контурдаги ток учун қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I = I_0 Sin(\omega t - \varphi), \tag{54.3}$$

ва уни интегралласак, конденсатор қопламаларидаги заряднинг ўзгариш қонунини топишимиз мумкин:

$$Q = \int I_0 Sin(\omega t - \varphi)dt = -\frac{I_0}{\omega} Cos(\omega t - \varphi) = \frac{I_0}{\omega} Sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right), \quad (54.4)$$

ўз навбатида бу тенгламани дифференциаллаcак, ғалтакдаги токнинг ўзгариш тезлигини топишимиз мумкин.

$$\frac{d^2Q}{dt^2} = I_0 \omega Cos\ (\omega t - \varphi) = I_0 \omega Sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (54.5)$$

54.1÷54.4 - ифодалардан фойдалансак, қуйидаги мажбурий электромагнит тебранишлар тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$L\omega I_0 Sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + RI_0 Sin(\omega t - \varphi) + \frac{I_0}{\omega C} Sin\left(\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2}\right) = \varepsilon_0 Sin\,\omega t, \quad (54.6)$$

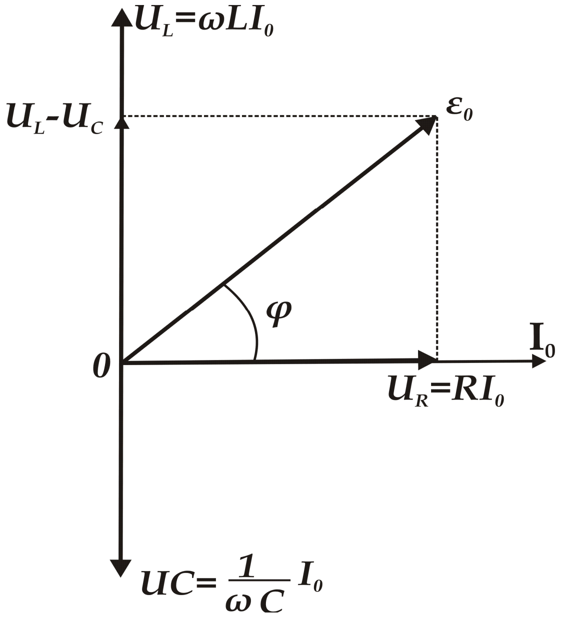
(54.1) - ва (54.6) - тенгламалардан қуйидаги қонуниятларни тасаввур қилишимиз мумкин:

1) $U_L = L\omega I_0 Sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$; $R_L = \omega L$ контурнинг индуктивлик қаршилигидаги кучланишнинг тебраниш қонуни;

2) $U_R = RI_0 Sin(\omega t - \varphi)$ - R актив қаршиликдаги кучланишнинг тебраниш қонуни;

3) $U_C = \frac{1}{\omega C} I_0 Sin\ (\omega t - \varphi - \frac{\pi}{2})$, $R_C = \frac{1}{\omega C}$ сиғим қаршилигидаги кучланишнинг тебраниш қонуни.

Бу ерда $\omega LI_0 = U_{L0}$; $RI_0 = U_{R0}$; $\frac{I_0}{\omega C} = U_{C0}$ – индуктивлик, қаршилик ва сиғимдаги кучланишларининг амплитуда қийматларидир. U_L, U_R ва U_C кучланишларни таққосласак, U_R га нисбатан U_L фазаси $+\frac{\pi}{2}$ олдинда, U_C фазаси, эса $-\frac{\pi}{2}$ орқада қолади (*108 - расм*).



108 - расм. Электромагнит занжирнинг индуктивлик қаршилиги ва сиғимидаги кучланишларнинг амплитудалари

Расмда юқоридаги кучланишларнинг фазавий ҳолатлари кучланишнинг вектор диаграммаси кўринишида келтирилган. Диаграммадан

$$\varepsilon_0{}^2 = R^2 I_0{}^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 I_0{}^2 \ , \tag{54.7}$$

Бу ердан

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \ , \tag{54.8}$$

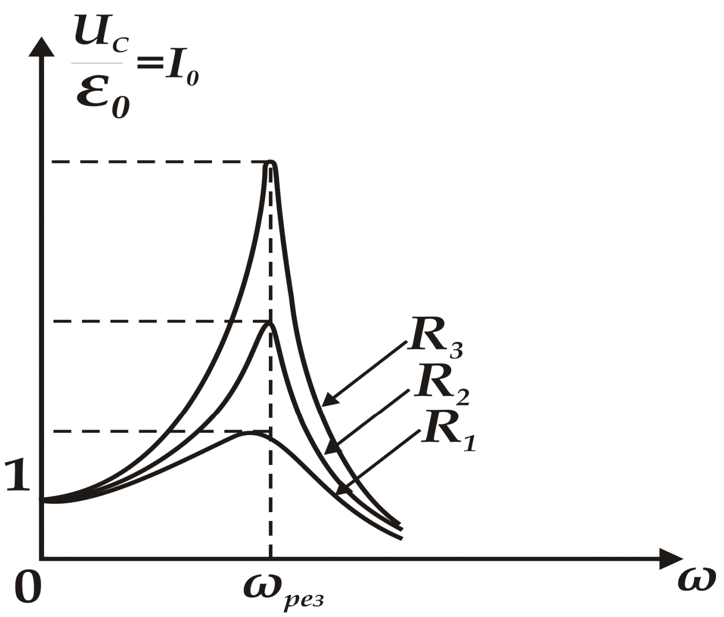
$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ - тебраниш *контурининг импеданси*– ёки *тўла қаршилиги* деб аталади.

Кучланишлар диаграммасидан φ бошланғич фазани ҳам топиш мумкин.

$$tg\,\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \tag{54.9}$$

Ток кучининг амплитудаси контурнинг (L, R ва C) параметрларидан ташқари ε_0 мажбурловчи *ЭЮК* ва унинг циклик частотасига боғлиқ.

I_0 ток кучи амплитудасининг ω - циклик частотага боғлиқлиги *109* - расмда келтирилган



109 - расм. Тебраниш контури ток кучи амплитудасининг циклик частотага боғлиқ ўзгариши $R_1 < R_2 < R_3$

Мажбур этувчи *ЭЮК* нинг ω частотаси ўзгариши билан

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}$$

тенг бўлиш ҳолатига эришиш мумкин ва контурнинг реактив қаршилиги нолга айланади:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0\,, \tag{54.10}$$

Бу шарт бажарилганда занжирдаги ток кучининг амплитудаси

максимал бўлади ва фақат актив қаршиликка боғлиқ бўлади.

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}\,, \tag{54.11}$$

R, *L*, *C* га мажбур этувчи *ЭЮК* ни кетма-кет уланганда тебраниш контуридаги ток кучи амплитудасининг бирдан ортиш ҳодисаси *кучланишнинг резонанси* деб аталади. Резонанс содир бўладиган $\omega_{рез}$ частота *резонанс частотаси*деб аталади ва (54.10) - шарт билан аниқланади:

$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \tag{54.12}$$

бу ерда ω_0 - тебраниш контурининг хусусий частотасидир. *109* - расмда келтирилган эгри чизиқлар *резонанс эгри чизиқлари* деб аталади. Барча эгри чизиқларнинг максимуми, механик резонансдан фарқли равишда, $\omega_{рез}$ частотага тўғри келади.

Кучланишнинг резонансида U_L ва U_C ўзларининг максимал қийматларига эришадилар:

$$U_{L_O} = U_{C_O} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R}, \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \eta, \tag{54.13}$$

нисбат *тебраниш контурининг асллиги* деб аталади. Бу ерда $\sqrt{\frac{L}{C}}$ контурнинг тўлқин қаршилигидир.

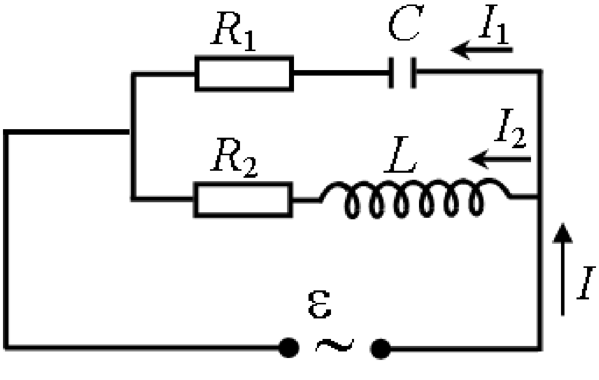
Энди мажбур этувчи *ЭЮК* нинг тебраниш контури индуктивлиги ва сиғимига параллел уланиш ҳолатини кўриб чиқамиз (*110 - расм*).

Тармоқлардаги актив қаршиликларни жуда кичик деб ҳисоблаймиз ва уларни инобатга олмасак ҳам бўлади.

$$R_1 = R_2 = 0.$$

У ҳолда, вақтнинг исталган моментида, ўзаро параллел бўлган сиғим ва индуктивликдаги кучланишлар бир-бирига тенгдир.

$$U_L = U_C = \varepsilon$$



110 - расм. Индуктивлик ва сиғимга параллел уланган ЭЮК ли тебраниш контури

Занжирнинг иккала тармоғидаги ҳар бир токнинг амплитуда қийматлари ва уларнинг фазаларини қуйидагича ҳисоблаш мумкин.

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{\frac{1}{\omega c}} \; ; \; (R_1 = 0, \; \omega L = 0) \text{ ва } tg\varphi_1 = \frac{-\frac{1}{\omega C}}{0} = -\infty \; , \qquad (54.14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} \; ; \; \left(R_2 = 0, \quad \omega = \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ ва } tg\varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty \; , \qquad (54.15)$$

Бу тенгламалардан $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = \frac{3}{2}\pi$ га тенгдир.Ташқи занжирда токнинг амплитудаси

$$I_0 = \left| I_{01} - I_{02} \right| = \varepsilon_0 \left| \omega C - \frac{1}{\omega L} \right| \; , \qquad (54.16)$$

га тенг.

Агарда $\omega = \omega_{рез} = \frac{1}{LC}$ бўлса,

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0 \, , \qquad (54.17)$$

Бу ҳолда контур қаршилиги катта бўлган фильтрни эслатади.

Назорат саволлари

1. Қандай тебранишлар гармоник тебранишлар деб аталади? Уларнинг асосий характеристикаларини (амплитуда, фаза, даври, частота, циклик частота) тушунтиринг.
2. Пружинали, математик, физик маятникларнинг тебраниш даврлари қандай топилади?
3. Электромагнит тебранишлар нима?
4. Бир томонга йўналган ёки ўзаро перпендикуляр бўлган икки тебранишларни қўшинг.
5. Эркин механик тебранишлар тенгламасини ёзинг. Сўниш коэффициенти нима? Сўнишнинг логарифмик декременти нима?
6. Электромагнит занжирдаги эркин сўнувчи тебранишларнингдифференциал тенгламаси ечимини топинг?

7. Мажбурий механик ва электромагнит тебранишлар. Уларни тенгламаси, амплитуда қиймати ва мажбурий тебранишлар частоталарини ёзинг?
8. Кучланиш ва ток резонанси ҳодисасини тушунтиринг?

V Боб. ТЎЛҚИН ҲОДИСАЛАРИ

55 - §. Тўлқин ҳодисалари

Фазода модда ёки майдонларни турли кўринишдаги ғалаёнланишининг тарқалиши - *тўлқин* деб аталади. Тўлқин ҳодисаси ғалаёнланиш энергиясининг кўчишида намоён бўлади.

Механик тўлқин - бу ғалаёнланиш ёки тебранишнинг эластик муҳитдаги тарқалиш жараёнидир. Бу тўлқинларни юзага келтирувчи жисм *тўлқин манбаи* деб аталади.

Муҳитнинг тебранаётган заррачаларини ҳали тебранишга улгурмаганларидан ажратувчи сирт *тўлқин фронти* деб аталади.

Бир хил фазаларда тебранаётган нуқталардан ўтувчи сирт *тўлқин сирти* деб аталади. Ўз навбатида тўлқин фронти тўлқин сиртларининг биридир. Тўлқин сиртларининг шакли манбаларнинг жойлашиши ва муҳитнинг хусусияти билан аниқланади. Қуйидаги тўлқинлар мавжуддир:

Ясси тўлқинлар, улар фақат бир хил йўналишда тарқаладилар (уларнинг тўлқин сирти тарқалиш йўналишига перпендикулярдир);

Сферик тўлқинлар - манбадан барча йўналишларда тарқаладилар (тўлқин сиртлари концентрик сфералардан иборат бўлади);

Цилиндрик тўлқинлар.

Тўлқин тарқалиш йўналишини кўрсатувчи чизиқ *тўлқин нури* деб аталади. Изотроп муҳитларда тўлқин нурлари тўлқин сиртларига нормалдир.

Муҳитда ҳосил бўладиган эластик деформацияларнинг характерига қараб уларни кўндаланг ва бўйлама тўлқинларга ажратиш мумкин.

Бўйлама тўлқинларда муҳитнинг заррачалари тўлқин тарқалиш йўналиши бўйлаб тебранадилар. Бўйлама тўлқинларнинг тарқалиши эластик муҳитнинг сиқилиш ва чўзилиш деформацияларига боғлиқдир ва барча муҳитларда: суюқлик, қаттиқ жисм ва газларда содир бўлади.

Бўйлама тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги

$$\upsilon_б = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \ , \qquad (55.1)$$

дан иборат. Бу ерда E - Юнг модули, ρ - эластик муҳитнинг зичлиги.

Кўндаланг тўлқинларда муҳит заррачалари тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр йўналишларда тебранадилар. Кўндаланг тўлқиннинг тарқалиши силжиш деформациясига боғлиқ бўлади ва у фақат қаттиқ жисмларда кузатилади.

Кўндаланг тўлқин тарқалиш тезлиги қуйидагидан иборат:

$$\upsilon_к = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \qquad (55.2)$$

Бу ерда G - силжиш модули. Юнг модули силжиш модулидан катта бўлгани учун ($E > G$), бўйлама тўлқин тезлиги кўндаланг тўлқин тезлигидан каттадир.

$$\upsilon_б > \upsilon_к$$

Муҳитдаги эластик тўлқинларнинг исталган бошқа тартибли муҳит заррачаларини ҳаракатидан сезиларли фарқи - тўлқин тарқалиши модда кўчиши билан боғлиқ бўлмаганлигидандир. Заррачалар фақат ўзларининг мувозанат ҳолатлари атрофида тебранадилар.

Тўлқин жараёнининг характеристикаси деб муҳит заррачаларининг мувозанат ҳолатларидан силжишига айтилади. Силжишнинг вақтга ва координатага боғлиқлиги *тўлқин тенгламаси* деб аталади.

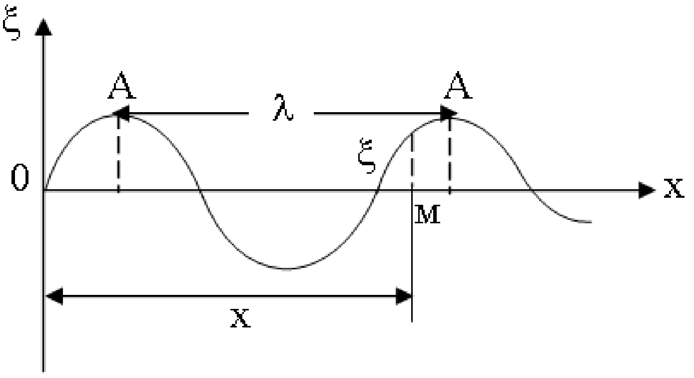
Мисол учун, тўлқин манбаи координатаси боши 0 нуқта бўлсин ва

$$\xi = A\sin(\omega t + \varphi) \quad , \qquad (55.3)$$

қонун бўйича гармоник тебраниш ҳосил қилсин. Бу ерда A, ω, φ - тебранишнинг амплитудаси, циклик частотаси ва бошланғич фазасидир. У ҳолда $0X$ ўқидаги M нуқтада ξ катталикнинг тебраниши ξ_0 тебранишдан фаза бўйича орқада қолади:

$$\xi = ASin\left[(\omega t - \tau) + \varphi\right] = ASin\left(\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi\right) = ASin(\omega t - kx + \varphi) \,, \qquad (55.4)$$

бу ерда $\tau = \dfrac{X}{\upsilon}$ – тўлқиннинг $0M = X$ масофага етиб келиши учун зарур бўлган вақт (*111 - расм*), $k = \dfrac{\omega}{\upsilon} = \dfrac{2\pi}{T\upsilon} = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – тўлқин сони, $\lambda = \upsilon T$ – тўлқин узунлигидир.



111 - расм. Гармоник тебранувчи тўлқин

Тўлқин узунлиги деб тўлқин фронтининг T бир даврга тенг вақтда кўчган масофасига айтилади. Нуқта кўчишининг масофага боғлиқ графигида бир - бирига яқин иккита максимум орасидаги масофа тўлқин узунлигига тенгдир.

Тўлқин сони деб 2π масофадаги узунлик бирлигида жойлашадиган тўлқин узунликлари сонига айтилади.

55.4 – тенглама ясси тўлқиннинг тенгламасини эслатади. Ясси тўлқиннинг амплитудаси барча тебранаётган нуқталар амплитудаси бир хил эканлигини билдиради, чунки ясси тўлқин тарқалганда, ҳар бирлик вақтда, тебранма ҳаракатга муҳитнинг бир хил ҳажми жалб қилинади.

Сферик тўлқин тарқалганда, манбадан тўлқин фронти узоқлашганда, бир хил вақтда, тебранма ҳаракатга ошиб борувчи миқдорда муҳит ҳажми жалб қилинади. Шу сабабли вақт ўтиши билан амплитуда камайиб боради:

$$\xi = \frac{A_0}{r} Sin\left(\omega t - kr + \varphi\right) , \qquad (55.5)$$

бу ерда A - муҳитнинг r - масофадаги нуқталарида тўлқин амплитудасидир.

Исталган тўлқиннинг функцияси тўлқин деб аталувчи дифференциал тенгламанинг ечимидир.

ОX йўналишда тарқалаётган ясси тўлқин учун тўлқин тенгламасини топиб кўрамиз.

ξ дан t ва x бўйича иккинчи тартибли хусусий ҳосилаларни оламиз.

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -\omega^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2\xi \quad , \tag{55.6}$$

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = -k^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2\xi$$

Икки тенгламанинг ўнг тарафларини таққосласак

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}, \tag{55.7}$$

0X ўқи бўйича тарқалаётган *ясси тўлқиннинг тўлқин тенгламасига* эга бўламиз .

Бу ерда $\quad \frac{k^2}{\omega^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{T}{2\pi}\right)^2, \quad \frac{\lambda}{T} = \upsilon .$

Умумий ҳолда, исталган йўналишларда тарқаладиган тўлқин учун, $\xi x,\ y,\ z$ кординаталар ва t вақтга боғлиқ бўлади

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\upsilon^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}, \tag{55.8}$$

Синусоидал тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги фазавий тезлик деб аталади. У фазанинг белгиланган қийматига мос келадиган тўлқин сиртларининг кўчиш тезлигини билдиради

$$\omega t - kx + \varphi = const$$

бу ердан $x = \frac{\omega}{k}t = const$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = \upsilon\,, \qquad (55.9)$$

Амалда, доимо тўлқинлар гуруҳига дуч келамиз, яъни реал тўлқин, яқин частотага эга бўлган кўп сонли синусоидал тўлқинларнинг устма-уст тушган *тўлқин пакетидан* иборат бўлади. Бу тўлқин пакетининг тарқалиш тезлиги - *гуруҳли тезлик* деб аталади.

Умумий ҳолда y фазавий тезлик билан мос тушади. Фазавий тезлик гуруҳли тезлик билан қуйидагича боғланган:

$$U = \upsilon - \lambda\frac{d\upsilon}{dt}\,, \qquad (55.10)$$

Агарда, ҳар хил узунликдаги тўлқинлар бир хил тезлик билан тарқалса

$$\frac{d\upsilon}{d\lambda} = 0$$

тенг бўлади, яъни гуруҳли тезлик фазавий билан мос тушади.

Тўлқин жараёни тебранаётган бир нуқтадан иккинчисига энергияни узатиш билан боғлиқдир. Агарда dV ҳажм элементида m массали n та тебранаётган заррачалар бўлса, у ҳолда ҳар бир заррачанинг энергияси

$$\frac{m\omega^2}{2}A^2$$

дан иборат бўлади.

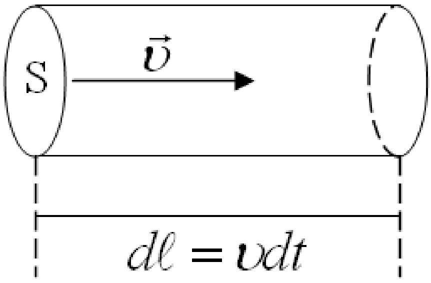
Энергиянинг ҳажмий зичлиги, яъни бирлик ҳажмдаги заррачалар энергияси

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\,\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2}\rho\,, \qquad (55.11)$$

бу ерда $\rho = m\,n$ - муҳит зичлигидир.

Бирлик вақтда тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик сирт юзасидан кўчириладиган энергия - *энергия оқимининг зичлиги* деб аталади. Уни шундай тасаввур этиш мумкин:

Кесими dS ва $d\ell = \upsilon dt$ бўлган кичик цилиндр бўйлаб (*112 - расм*),



112 - расм. Тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юзадан кўчириладиган энергия оқими

тўлқин υ фазавий тезлик билан тарқалаётган бўлсин. Бу цилиндр ҳажмидаги энергия қуйидагига тенг бўлади.

$$dE = wdV = w\upsilon dtds$$

Энергия оқими зичлиги эса

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot \upsilon \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot \upsilon = \frac{Sw^2 A^2 \upsilon}{2} , \qquad (55.12)$$

га тенг бўлади. Буни вектор кўринишда шундай ифодалаш мумкин

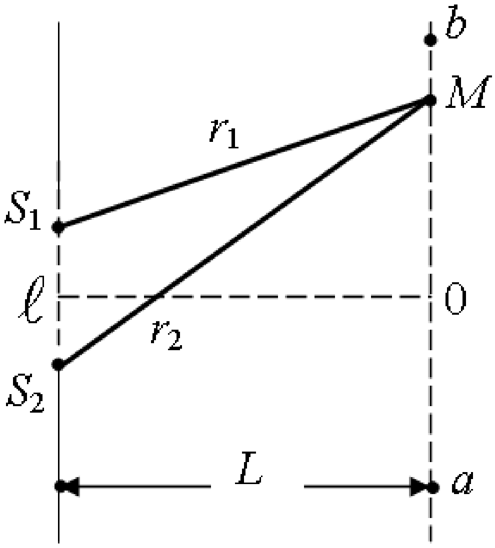
$$\vec{j} = w\vec{\upsilon}$$

Энергия кўчиши бўйича йўналган бу вектор *энергия оқими зичлигининг вектори* ёки *Умов вектори* деб аталади.

56 - §. Тўлқин суперпозицияси

Агарда, муҳитда бир вақтда бир нечта тўлқинлар тарқалаётган бўлса, у ҳолда муҳит заррачаларининг натижавий тебраниши ҳар бир тўлқиннинг алоҳида тарқалишига боғлиқ заррачалар тебранишларининг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади. Шу сабабли, тўлқинлар бир-бирини қўзғатмай, оддийгина бир-бирининг устига тушади.

Тажрибалардан олинган бу тасдиқ тўлқинларнинг *суперпозиция принципи* деб аталади. Заррачаларнинг натижавий ҳаракати ташкил этувчи тебранишларнинг частота, амплитуда ва фазаларига боғлиқдир. Бир хил йўналишга эга бўлган манбадан чиқаётган иккита тўлқиннинг қўшилиши алоҳида қизиқиш туғдиради. Масалан, бу тўлқинлар S_1 ва S_2 нуқтавий манбалардан қўзғатилган бўлиб уларнинг частоталари ω_1 ва ω_2, бошланғич фазалари бир хил ва нолга тенг бўлсин (*113 - расм*).



113 - расм. Иккита нуқтавий манбадан бир хил йўналишда тарқалаётган тўлқинларнинг қўшилиши

Ихтиёрий *M* нуқтада ҳосил бўлган тебранишлар қуйидаги тенгламаларни қаноатлантирадилар:

$$\left.\begin{aligned} \xi_1 &= A_1 Sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) \\ \xi_2 &= A_2 Sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right) \end{aligned}\right\}, \qquad (56.1)$$

Тебранишлар бир хил йўналишда содир бўлганлиги учун *M* нуқтада натижавий тебраниш амплитудаси

$$A = \sqrt{A_1{}^2 + A_2{}^2 + 2A_1A_2 Cos\left(\varphi_1 - \varphi_2\right)}\ , \qquad (56.2)$$

га тенг бўлади ва у *тебранишлар фазалари фарқи* қийматига боғлиқ бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right) - \left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r^2\right)$$

Агарда тебранишлар частотаси бир - бирига тенг бўлмаса

$$\omega \neq \omega_2,$$

у ҳолда фазалар фарқи вақт ўтиши билан ўзгариб боради:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_1 - \omega_2)t - 2\pi\left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2}\right)$$

Бундай тўлқинлар *когерент бўлмаган тўлқинлар* деб аталади, чунки вақт ўтиши билан натижавий тебраниш амплитудаси ҳам ўзгарaборади. Когерент бўлмаган тўлқинлар бир - бирининг устига тушганда натижавий тўлқин амплитудаси квадратининг ўртача қиймати қўшиладиган тўлқинлар амплитудаларининг квадратлари йиғиндисига тенг бўлади:

$$\left\langle A^2 \right\rangle = A_1^{\,2} + A_2^{\,2}$$

Бу ҳолда фазалар фарқининг ўртача қиймати нолга тенг бўлиши керак:

$$< \cos(\varphi_1 - \varphi_2) >= 0$$

Юқоридаги қонуниятлар шундай хулосага олиб келади: ҳар бир нуқтадаги натижавий тебраниш энергияси барча нокогерент тўлқинлар энергияларининг йиғиндисига тенгдир.

Агарда манбалар тўлқинларининг частоталари тенг бўлса,

$$\omega_1 = \omega_2 \ ,$$

уҳолда, фазалар фарқи, вақтга боғлиқ бўлмаган, ўзгармас катталик бўлади

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

Частоталари бир хил ва тебранишлари ўзгармас фазалар фарқига эга бўлган тўлқинлар *когерент тўлқинлар* деб аталади.

Когерент тўлқинлар учун, қўшиладиган тебранишлар фазалар фарқи фақат

$$\Delta = r_1 - r_2$$

катталикка боғлиқ бўлади ва бу *йўлнинг геометрик фарқи* деб аталади. (55.2) - ифодадан когерент тўлқинлар учун

$$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 1$$

бўлган нуқталарда амплитуда максимал қийматга эришади:

$$A_{\max} = A_1 + A_2$$

$Cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ қиймати қуйидаги ҳолларда бирга тенг бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2m\pi \ ,$$

бу ерда $m = 0, 1, 2, \ldots$, ҳамма нуқталар учун, йўл фарқи катталиги тўлқин узунлигининг бутун сонларига тенг бўлганда бажарилади

$$\Delta = m\lambda \ , \qquad (56.3)$$

Бу шарт, тўлқинлар қўшилишида *тебранишларнинг кучайиш шарти* деб аталади.

Когерент тўлқинлар учун,

$$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$$

бўлган нуқталарда тебраниш амплитудаси минимал қийматга эга бўлади:

$$A_{мин} = A_1 - A_2$$

$Cos(\varphi_1 - \varphi_2) = -1$ шарт қуйидаги ҳолларда бажарилади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = (2m+1)\pi \quad \text{ёки} \quad \Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (56.4)$$

Бу тенглик *тебранишларнинг сусайиш шарти* деб аталади.

Агарда, қўшиладиган тебранишлар амплитудалари бир - бирига тенг бўлса

$$A_1 = A_2$$

уҳолда тўлқинлар кучаядиган нуқталарда

$$A = 2A_1$$

га тенг бўлади, тўлқинлар сусаядиган нуқталарда

$$A = 0$$

га тенг бўлади.

Шундай қилиб, когерент тўлқинларнинг бир-бирининг устига тушиши фазанинг айрим нуқталарида муҳит заррачалари тебранишларининг турғун кучайишига ва бошқа нуқталарида тебранишнинг сусайишига олиб келади. Бу ҳодиса *тебранишларнинг интерференцияси* деб аталади. (56.3) - ва (56.4) - тенгликлардаги m катталик *интерференция максимуми* ёки *минимумининг тартиби* деб аталади.

113 - расмдаги S_1, S_2 манбалар чизиғига параллел бўлган ва ундан L масофада жойлашган $< ab >$ тўғри чизиқда ноль тартибли марказий максимум, S_1 ва S_2 манбалардан баробар масофада бўлган 0 нуқтада кузатилади.

Агарда манбалар орасидаги масофа

$$\ell << L$$

бўлса, $< ab >$ чизиқда, 0 нуқтадан $<y>$ масофада жойлашган M нуқта учун йўл фарқи

$$\Delta = \frac{ly}{L} \quad , \tag{56.5}$$

га тенг бўлади.

mва $m+$ 1 тартибли максимумлар қуйидаги масофаларда кузатилади:

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l}, Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l} \quad , \tag{56.6}$$

Қўшни максимумлар ёки минимумлар орасидаги масофа *интерференция йўллари кенглиги* деб аталади. (56.6) - ифодадан интерференция йўллари кенглиги қуйидагига тенгдир:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l}\lambda \quad , \tag{56.7}$$

Тўлқинлар интерференциясида энергиялар йиғиндиси мураккаб кўринишга эга.

Тўлқинлар интерференцияси муҳитнинг қўшни соҳалари орасида тебранишлар энергиясининг қайта тақсимланишига олиб келади. Аммо энергиянинг умумий миқдори ўзгармай қолади.

57- §. Турғун тўлқинлар

Бир хил амплитудали иккита қарама - қарши йўналган тўлқинларни қўшилишида жуда муҳим бўлган интерференция ҳодисаси кузатилади. Натижада пайдо бўлган тебранма жараён *турғун тўлқин* деб аталади. Амалда турғун тўлқинлар тўлқинларни тўсиқлардан қайтишида ҳосил бўлади. x - ўқи бўйлаб, қарама - қарши йўналишларда тарқалаётган, амплитуда ва частоталари бир хил бўлган иккита ясси тўлқиннинг тенгламасини ёзамиз.

$$\left.\begin{aligned}\xi_1 &= ASin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right)\\ \xi_2 &= ASin\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}x\right)\end{aligned}\right\}, \qquad (57.1)$$

Бу икки тенгламани қўшсак, натижавий тўлқин тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2ACos\frac{2\pi}{\lambda}x \cdot Sin\omega t \ , \qquad (57.2)$$

Бу тенгламадан, турғун тўлқиннинг ҳар бир нуқтасида учрашаётган, тўлқинлар частотасига тенг частотали тебранишлар кузатилиши кўриниб турибди ва унинг амплитудаси x га қуйидагича боғлиқ бўлади:

$$A_{тур} = 2ACos\frac{2\pi}{\lambda}x$$

Координаталари қуйидаги шартларни:

$$\frac{2\pi}{\lambda}x = 2m\pi \ (m = 0,1,2...,) \ , \qquad (57.3)$$

қаноатлантирадиган нуқталарда амплитуда ўзининг $2A$ максимал қийматига эришади. Бу нуқталар *турғун тўлқиннинг дўнгликлари* деб аталади. Координаталари

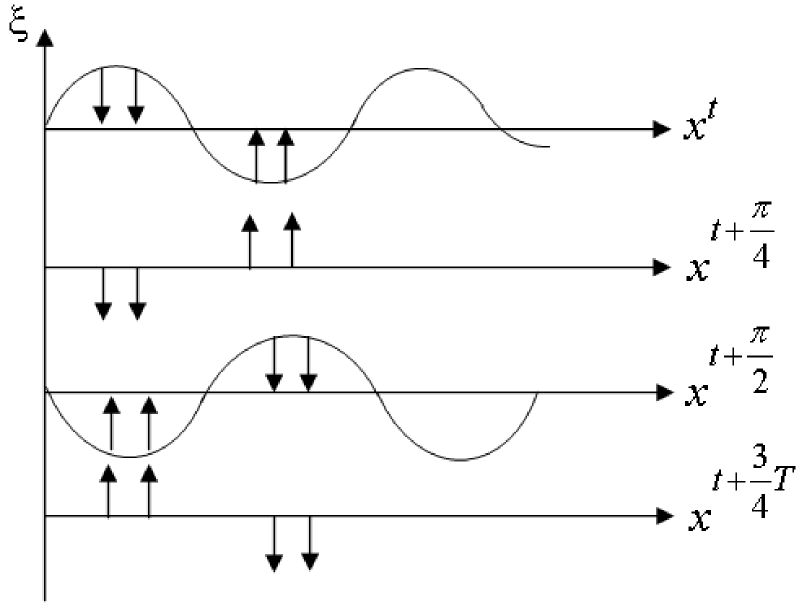
$$\frac{2\pi}{\lambda}x = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2} \ , \qquad (57.4)$$

шартни қаноатлантирадиган нуқталарда тўлқин амплитудаси нолга айланади ва бу нуқталар *турғун тўлқиннинг тугунлари* деб аталади. Қўшни тугунлар ёки дўнгликлар орасидаги масофа турғун тўлқиннинг тўлқин узунлиги деб аталади ва у (57.3) - ва (57.4) - ифодадан, чопар тўлқиннинг тўлқин узунлигини ярмига тенг бўлади

$$\lambda_{тур} = \frac{\lambda_{юг}}{2}$$

$2ACos\frac{2\pi}{\lambda}x$ – кўпайтма, ноль қийматни кесиб ўтганда ўзининг ишорасини ўзгартиради, шу сабабли, тугуннинг ҳар хил томонларидаги тебранишлар фазаси π га фарқ қилади, яъни икки томондаги заррачалар қарама - қарши фазаларда тебранадилар.

114 - расмда муҳит заррачаларининг 1/4 даврга тенг вақт моментларидаги ҳолатлари келтирилган. Кўрсаткичлар билан заррачалар тезлиги кўрсатилган. Югураётган тўлқиндан фарқли равишда турғун тўлқинда энергия узатилиши кузатилмайди.



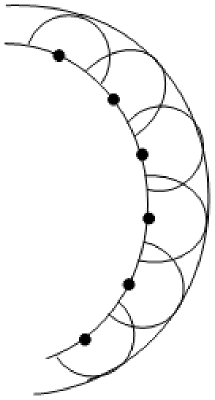
114 - расм. Турғун тўлқинлар

Энергия даврий равишда, муҳитни эластик деформациялаб, кинетик энергиядан потенциал энергияга ва тескарига ўтиб туради. Қайтиш нуқталарида, тушаётган ва қайтаётган тўлқинлар тебраниши бир хил фазада содир бўлади, шунинг учун бу тебранишлар қўшилганда амплитудалар кучаяди.

58 - §. Гюйгенс принципи

Гюйгенс принципи ёрдамида тўлқинларнинг тарқалиш ҳодисаларини кузатиш осонлашади. Бу принципга асосан, тўлқин ҳаракати етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар манбаига айланади: бу тўлқинларни ўраб олувчи эгри чизиқ кейинги моментдаги тўлқинлар фронти ҳолатини беради (*115 - расм*).

Гюйгенс принципидан фойдаланиб, икки муҳит чегарасидан тўлқинларни қайтиш ва синиш қонунларини келтириб чиқариш мумкин.

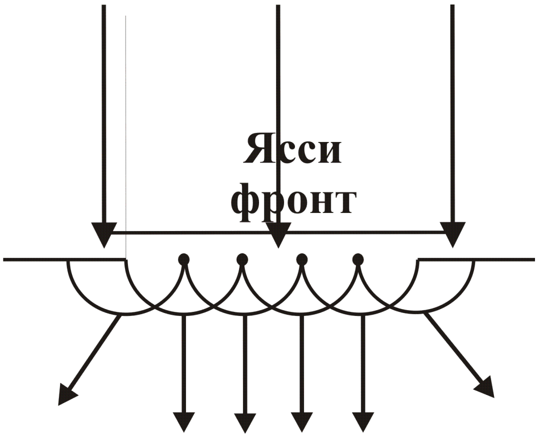


115 - расм. Иккиламчи тўлқинларнинг ҳосил бўлиш марказлари

Тўлқинларнинг бурчак остида тушганидаги синиши ҳар хил муҳитдаги, уларнинг ҳар хил тезликларга эга бўлиши билан тушунтирилади.

Гюйгенс принципи, тўлқинларга хос бўлган, уларнинг тўғри чизиқли тарқалишидан оғишини тушунтириб бераолади.

Агарда тўлқинлар чегараланмаган фазода тарқалсалар, улар ўзларининг тўғри чизиқли йўналишини сақлаб қоладилар. Ўз йўлида тўлқин узунлиги тартибидаги тўсиқларга дуч келса, уни ўраб ўтишга интилишади. Бу ҳодиса *дифракция ҳодисаси* деб аталади.



116 - расм. Иккиламчи тўлқинлар фронтининг ҳосил бўлиши

Масалан, кўп тешикли ясси тўсиққа унга параллел бўлган тўлқин фронти тушаётган бўлсин (*116 - расм*).

Гюйгенс принципига асосан, ясси тўлқиннинг ҳар бир тешигига тўғри келган нуқталар иккиламчи тўлқинлар марказига айланадилар. Бу иккиламчи тўлқинларни ўраб олувчи эгри чизиқни чизсак, у иккиламчи тўлқин фронти геометрик соя соҳасини ҳам эгаллай бошлайди.

Назорат саволлари

1. Тўлқин нима?
2. Қандай тўлқинларни биласиз?
3. Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги қандай физик катталикларга боғлиқ?
4. Тўлқин силжиш тенгламасинингдифференциал кўринишини ёзинг?
5. Тўлқинларнинг фазавий ва гуруҳли тезлигини тушунтириб беринг.
6. Тўлқинларни қўшинг. Суперпозиция принципи қандай бўлади?
7. Турғун тўлқинлар ва уларнинг тенгламаси қандай кўринишда бўлади?
8. Электромагнит тўлқинларни ҳосил бўлиши ва дифференциал тенгламаси қандай кўринишда бўлади? Уларни тарқалиш тезлигини ҳисобланг. Умов-Пойтинг векторини тушунтириб беринг.

VI Боб. АКУСТИКА

59 - §. Акустика

Товуш тўғрисидаги таълимот *акустика* деб аталади. Инсон ва ҳайвонларнинг товушни сезишининг сабаби ҳаво ёки бошқа эластик муҳитда тарқалаётган эластик тўлқинларнинг эшитиш органларига таъсиридир. Бу эластик тўлқинлар манбаи тебранаётган жисмлардир. Тебранаётган жисм ўз атрофида тебранаётган муҳит заррачаларининг сийраклашиши ёки қуюқлашишини ҳосил қилади. Заррачаларнинг сийраклашиши ва қуюқлашиши, муҳитнинг эластиклиги сабабли, унда тарқалиб, товуш тўлқинларини ҳосил қилади.

Товуш тўлқинлари, одатдаги механик тўлқинларга ўхшаб, сферик ёки ясси фронтга эга бўлиши мумкин. Товуш тўлқинлари газли, суюқлик ва қаттиқ муҳитларда тарқалиши мумкин. Газ ва суюқликларда улар бўйлама тўлқин шаклида бўладилар, қаттиқ жисмларда бўйлама ва кўндаланг тўлқин шаклида бўладилар.

Товуш ўзининг кучи, баландлиги ва тембри билан тавсифланади. Товушнинг кучи ёки жадаллиги тўлқин тарқалиши йўналишига перпендикуляр бўлган бирлик юза кесимидан узатилаётган тўлқин энергияси микдори билан аниқланади. Тўлқин узатаётган энергия тўлқин амплитудасининг ва частотасининг квадратларига пропорционал бўлгани учун, товуш кучи ҳам шу катталикларга пропорционалдир.

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho \upsilon \tag{59.1}$$

бу ерда A тўлқин амплитудаси, ω - тўлқиннинг циклик частотаси, ρ - муҳит зичлиги, υ - тўлқин тарқалишининг фазавий тезлигидир.

Мисол учун, частота ўзгармас бўлганда, амплитуда икки маротаба кучаяди, товуш жадаллиги эса бир маротаба ошади. ХБТ да товуш жадаллиги бирлиги $Вт/м^2$ да ўлчанади, СГС тизимида эса $\frac{Эрг}{см^2 с}$ да ўлчанади.

Эластик муҳитда бўйлама товуш тўлқинларининг тарқалиши муҳитнинг ҳажмий деформацияланиши билан боғлиқдир. Шунинг учун муҳитнинг ҳар бир нуқтасидаги босим узлуксиз тебраниб туради ва у муҳит босимининг мувозанатдаги қиймати ва ΔP қўшимча босим йиғиндисига тенгдир. ΔP қўшимча босим муҳитнинг товуш босими деб аталадиган деформацияси таъсирида вужудга келади.

Синусоидал тўлқин *товуш босими*, муҳитнинг тўлқин қаршилигини $(\rho\upsilon)$ заррачаларнинг тебраниш тезлигига $\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)$ кўпайтмасига тенгдир

$$\Delta P = \rho\upsilon\frac{\partial S}{\partial t}\quad, \tag{59.2}$$

Товуш босими баландлигининг бирлиги қилиб «Белл» олинган. «Белл» катта ўлчов бирлиги бўлгани учун унинг ўндан бир қисми децибелл *(дБ)* олинади.

Физиологик акустикада товуш сезишининг тавсифи сифатида товушнинг баландлиги, тембри ва қаттиқлиги қабул қилинади. *Товуш баландлиги* деб, тебраниш частотаси ва эшитиш қобилиятига боғлиқ бўлган, деярли, даврий товушнинг сифатига айтилади. Частота пасайиши билан товушнинг баландлиги пасаяди.

Товушнинг кучи ва жадаллигидан фарқли, *товуш қаттиқлиги* эшитиш сезгирлиги кучининг субъектив баҳосидир, у муҳитнинг зичлиги ва қулоқнинг сезгирлигига боғлиқдир.

Товуш қаттиқлиги бирлиги сифатида «фон» қабул қилинади ва уни частотаси 10^3 Гц бўлган товушнинг ҳосил қилган босими 1 дБ га тенглигини билдиради.

Инсон қулоғи товушнинг айрим жадаллигини қабул қилади. Паст ёки суст товушларни инсон қабул қила олмайди.

Товушнинг ҳар бир частотаси учун *эшитиш чегараси* деб аталадиган айрим товуш жадаллиги мавжуд, яъни бундан паст ҳолатларда шу частотали товуш эшитилмайди. Кучли товушларни ҳам, инсон қулоғи эшитмаслиги мумкин, чунки у фақат қулоқда оғриқ қўзғатиши мумкин.

Инсон қулоғи айрим частотали товушларни қабул қилиши мумкин ва у ҳар хил одамларда ҳар хилдир, аммо инсон ўртача 20 Гц дан 20000 Гц гача бўлган частотадаги товушларни қабул қилади.

Частотаси 20 Гц дан паст товушлар - *инфратовушлар*, 20000 Гц дан юқориси – *ультратовушлар* деб аталади.

Одатда, ультратовуш тўлқинларни генерация қилиш учун, асосан пъезоэлектрик ва магнитострикциявий нурлатгичлар ишлатилади.

Ультратовушли тўлқинлар бир қатор ўзига хос хусусиятларга эга. Улардан энг муҳими, ёруғликка ўхшаб тор йўналган дасталар - ультратовушли нурлар каби нурланиши мумкин.

Ультратовушли нурларнинг икки муҳит чегарасида қайтиши ва синиши геометриявий оптика қонунларига асосан содир бўлади. Шунинг учун ультратовуш нурлари тарқалиш йўналишини ўзгартириш ва фокуслашда ҳар хил шаклдаги ойналар, товушли линзалар, призмалар ва бошқа қурилмалар қўлланилади.

Товушли линзалар, товуш тарқаладиган муҳитдаги тезлигидан фарқ қилувчи тезликка эга бўлган материаллардан фойдаланилади. Масалан, суюқликдан иборат бўлган муҳитга мўлжалланган товушли линзалар пластмассалардан тайёрланади.

Оптикадагига ўхшаш, товушли ойна ва линзаларга бир - бирига қарама - қарши бўлган талаблар қўйилади.

Товушли ойналар ультратовушли тўлқинларни иложи борича тўла қайтариш хусусиятига эга бўлишлари керак.

Шунинг учун ойнага мўлжалланган модданинг тўлқин қаршилиги $<<\rho_1\upsilon_1>>$ муҳитнинг тўлқин қаршилигидан $<<\rho_2\upsilon_2>>$ жуда кўп марта катта бўлиши зарур.

$$\gamma = \frac{\rho_2\upsilon_2}{\rho_1\upsilon_1} >> 1$$

Аксинча, товушли линзалар ультратовуш тўлқинлари учун жуда ҳам тиниқ бўлиши керак. Шу сабабли, линзалар учун ишлатиладиган моддаларнинг тўлқин қаршилиги муҳит қаршилигига иложи борича тенг бўлиши керак, яъни $\gamma = 1$.

Ультратовушларнинг тўғри чизиқли тарқалиши қонунига асосан, уларни дефектоскопия ва ультратовушли локацияда қўлланилади.

Кучли ультратовушлар ҳосил қиладиган товуш босимининг амплитудаси катта бўлгани туфайли, суюқликда *кавитация* ҳодисаси пайдо бўлади, яъни узлуксиз ички узилишлар ҳосил бўлади ва йўқолиб туради. Натижада, суюқликда макроорганизмлар ва қаттиқ жисмларнинг парчаланишига олиб келади.

Газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда ультратовушларнинг тарқалиши ва ютилишига боғлиқ тажрибаларни кузатиш орқали моддаларнинг тузилиши, термодинамик хусусиятларини, молекуляр жараёнлар кинетикаси, ўзаро таъсири, модданинг иссиқлик сиғими эластиклиги ва бошқаларга тегишли қонуниятларни ўрганиш мумкин.

Ёпиқ хоналарда, деворлар орасидаги масофа кичик бўлгани учун, девордаги қайтган товуш (эхо), асосий товуш билан қўшилиши мумкин.

Иккита муҳит чегарасида товуш фақат қайтиши эмас, балки ютилиши ҳам мумкин, чунки тўлқин босими энергиясининг бир қисми қайтиши, қолган қисми муҳитга ўтиб тартибсиз молекулалар ҳаракат энергиясига айланиши мумкин.

Назорат саволлари

1.Товушнинг кучи, баландлиги ва тембрини тавсифлаб беринг?

2.Товуш жадаллиги нима?

3.Товушли линзалар ва ойналар қайси мақсадларда ишлатиладилар?

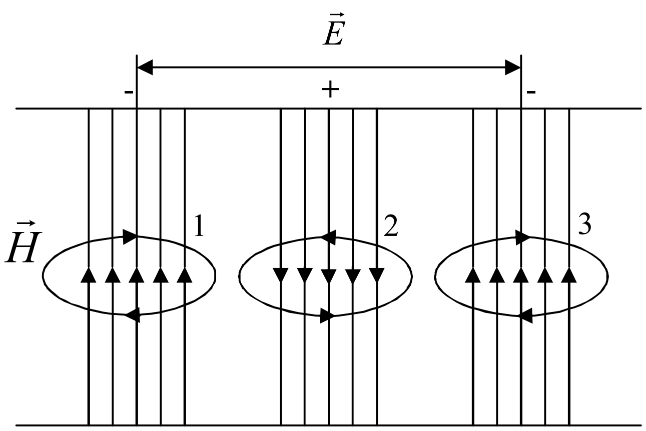
4.Ультратовушларни ҳар хил муҳитларда тарқалиши ва ютилишини тушунтириб беринг?

VIIбоб. ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

60 - §. Электромагнит тўлқинлар

Диэлектрик учун Максвеллнинг (1) - ва (2) - тенгламаларидан қуйидаги фикр келиб чиқади, яъни электр ва магнит майдонларнинг ўзаро боғлиқлиги, бу майдонлардан бирининг ўзгариши қўшни нуқталарда бошқасининг пайдо бўлишини эслатади. Бу эса фазода *электромагнит тўлқинларни* пайдо бўлиши ва тарқалишига олиб келади.

Фараз қилайлик, фазонинг қандайдир жойида (*117 - расм*, 1 - нуқтада) кучланганлиги $\vec{E}$ бўлган электр майдони ҳосил қилинган.



117 - расм. Электромагнит тўлқин тарқалишида электр ва магнит майдонларнинг тақсимланиши

Майдон кучланганлигини 0 дан *E* гача ўзгариши Максвеллнинг 1 - тенгламасига асосан

$$\oint H_\ell dl = \frac{\partial D_n}{\partial t}$$

электр майдон куч чизиқларини ўраб олувчи магнит майдонини ҳосил бўлишига олиб келади.

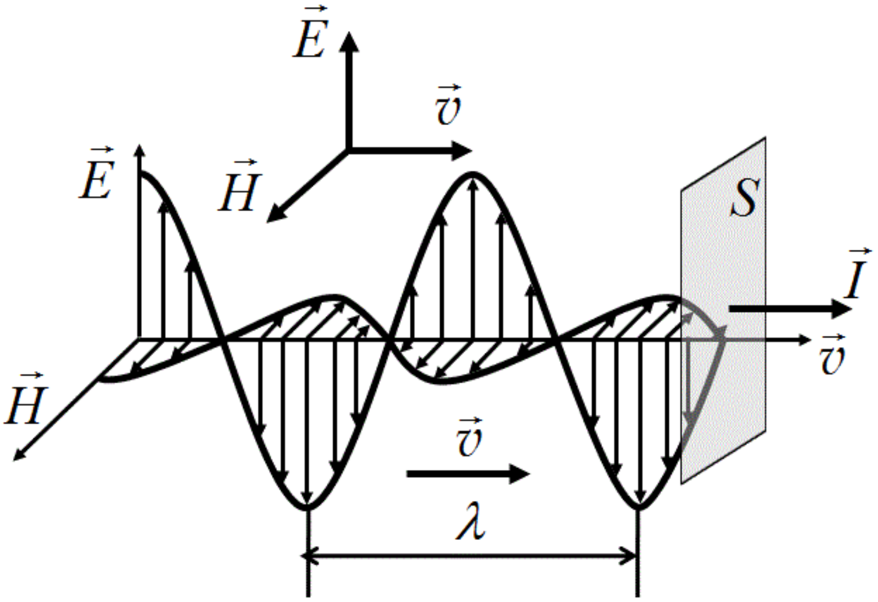
Кучланганлиги $\vec{H}$ бўлган магнит майдонининг пайдо бўлиши, Максвеллнинг 2 - тенгламасига асосан

$$\oint E_\ell dl = -\frac{d\Phi}{dt}$$

яна электр майдонини ҳосил қилади. Электр майдони уюрмали ва ёпиқ бўлиб 2 - нуқтада пастга, 1 - нуқтада юқорига йўналган бўлади.

Шундай қилиб, қандайдир нуқтада пайдо бўлган электр (ёки магнит) майдони барча йўналишларда бир вақтда тарқаладиган электр ва магнит тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади.Электр ва магнит тўлқинларининг мажмуаси *электромагнит тўлқин* деб аталади.

Бу ҳолда, электромагнит тўлқин ўтувчи ҳар бир нуқтада $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ кучланганликларнинг ҳар бири максимумгача ўсиб, нолгача камайишга интилади. Агарда бошланғич нуқтада майдон кучланганлиги узоқ вақт $E = E_o Sin\omega t$ қонуният билан тебраниб турса, у ҳолда тўлқин ўтадиган ҳар бир нуқтада $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ майдон кучланганликлари ҳам шу қонуният билан тебранадилар. Бу иккала векторлар бир - бирига перпендикуляр бўлиб, тўлқин тарқалиши йўналишига перпендикулярдир, яъни электромагнит тўлқин *кўндаланг тўлқиндир*.



118 - расм. Электромагнит тўлқиннинг электр ва магнит кучланганлик векторлари йўналишлари

Икки майдон кучланганликлари векторларининг вақтнинг бир онида ҳар хил нуқталарда йўналганликлари *118* - расмда келтирилган. Максвелл тенгламаларидан қуйидаги дифференциал тенгламаларни келтириб чиқариш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned}\right\}, \qquad (60.1)$$

Бу электр ва магнит тўлқинларининг мос равишда тўлқин тенгламаларидир. Бу тенгламаларни тўлқиннинг дифференциал тенгламаси

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{U^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

билан солиштирсак, электр ва магнит тўлқинларнинг фазали тезликлари бир хил эканлиги кўриниб турибди

$$\upsilon = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0}} \; ,$$

яьни фақат тўлқин тарқаладиган муҳитнинг диэлектрик ва магнит сингдирувчангликларига боғлиқ экан.

Вакуумда $\varepsilon = \mu = 1$ га тенг бўлгани учун тўлқинларнинг фазали тезликлари ёруғликнинг вакуумдаги тезлигига тенгдир.

$$\upsilon = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 299729 км / с.$$

Агар $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ эканлигини ҳисобга олсак, электромагнит тўлқинининг исталган муҳитдаги тарқалиш тезлиги учун Максвелл формуласини келтириб чиқарамиз:

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \; , \qquad (60.2)$$

X ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси электромагнит тўлқин учун, электромагнит тўлқиннинг кўндаланг эканлигини ҳисобга олган ҳолда, қуйидагига эга бўламиз:

$$E_x = H_x = 0$$

$E_z = H_x = 0$ эканлигини ҳисобга олсак, Максвелл тенгламасидан X ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси электромагнит тўлқиннинг дифференциал тенгламаларини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \qquad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \qquad (60.3)$$

Бу тенгламаларнинг энг оддий ечимлари қуйидаги функциялардан иборатдир:

$$E_y = E_0 Sin(\omega t - kx + \alpha_1);\ H_z = H_0 Sin(\omega t - kx + \alpha_2), \quad (59.4)$$

Бу ерда ω - тўлқин частотаси, $k = 2\pi/\lambda = \omega/\upsilon$ тўлқин сонидир, α_1 ва α_2 $x = 0$ нуқтадаги тебранишларнинг бошланғич фазаларидир.

Электромагнит тўлқин учун, қуйидаги тенглик

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_0{}^2 = \mu\mu_0 H^2, \qquad (60.5)$$

ўринлидир. Бу тенгликдан электр ва магнит майдон векторларининг тебранишлари бир хил фазада $(\alpha_1 = \alpha_2)$ содир бўлиши кўриниб турибди ва бу векторларнинг амплитудалари бир - бири билан қуйидагича боғлангандир.

$$E_0\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0\sqrt{\mu\mu_0}, \qquad (60.6)$$

Ясси электромагнит тўлқин тенгламасининг вектор кўриниши қуйидагичадир:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 Sin(\omega t - kx); \vec{H} = H_0 Sin(\omega t - kx), \qquad (60.7)$$

бу ерда $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

Электромагнит тўлқинлар, ҳар қандай тўлқинларга ўхшаш, энергияни кўчириш хусусиятига эгадирлар.

Электромагнит майдон энергияси зичлиги w электр ва магнит майдонлар энергиялари зичликлари йиғиндисидан иборат.

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}\ , \tag{60.8}$$

Фазонинг берилган нуқтасида $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар бир хил фазада ўзгарадилар. Шу сабабли, E_0 ва H_0 ларнинг амплитуда қийматлари орасидаги (60.6) - нисбат уларнинг бошқа оний қийматлари учун ҳам ўринлидир. Бундан, тўлқиннинг электр ва магнит майдонлари энергиялари зичлиги вақтнинг ҳар бир моменти учун бир хилдир деган фикр туғилади, яьни

$$w_E = w_H$$

Шунинг учун

$$w = 2w_E^{\ *} = \varepsilon\varepsilon_0 E^2, \tag{60.9}$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ тенгликдан фойдаланиб, (60.9) - ифодани қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}EH = \frac{1}{\upsilon}EH$$

бу ерда υ - электромагнит тўлқин тарқалиш тезлиги. Электромагнит тўлқин энергияси оқими зичлиги вектори қуйидагига тенгдир:

$$S = w \cdot \upsilon = EH\ , \tag{60.10}$$

$\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар ўзаро бир - бирига перпендикуляр ва тўлқин тарқалиши йўналиши билан ўнг бурама тизимини ташкил этади. Шу сабабли, $[\vec{E}\vec{H}]$ вектор йўналиши энергиянинг кўчиши йўналишига мос келади.

Электромагнит тўлқин энергияси оқими зичлиги векторини $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг кўпайтмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин

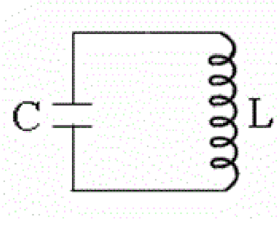
$$\vec{S} = \left[\vec{E} \cdot \vec{H}\right], \qquad (60.11)$$

ва бу $\vec{S}$ - вектор *Умов - Пойнтинг вектори* деб аталади.

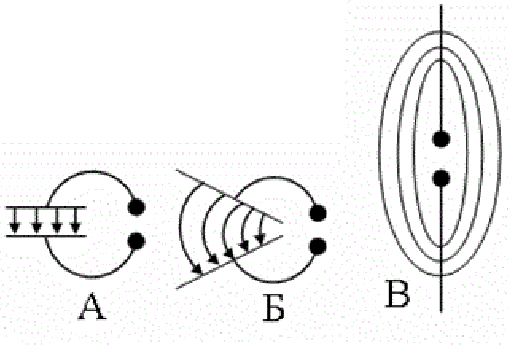
61 - §. Электромагнит тўлқинлар шкаласи

Амалда электромагнит тўлқинлар манбаи бўлиб исталган электр тебраниш контури ёки ўзгарувчан электр токи оқаётган ўтказгич бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинларни қўзғатиш учун фазода ўзгарувчан электр майдонини (силжиш токини) ёки мос равишда ўзгарувчан магнит майдонини ҳосил қилиш зарурдир. Манбанинг нурланиш қобилияти унинг шакли, ўлчамлари ва тебраниш частотаси билан аниқланади.

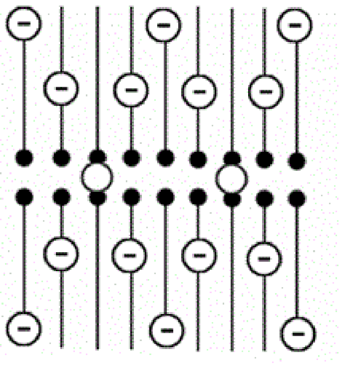
Нурланиш сезиларли бўлиши учун, ўзгарувчан электр майдони ҳосил бўладиган фазонинг ҳажми катта бўлиши керак. Шу сабабли, электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш учун ёпиқ тебраниш контурларини ишлатиб бўлмайди, чунки конденсатор қопламалари орасида электр майдони, индуктивлик ғалтаги ичида магнит майдони жойлашган бўлади. Ёпиқ тебраниш контурида (*119 - расм*) сиғим ва индуктивлик катта қийматга эга бўлгани учун тебраниш даври ва



119 расм. Электромагнит тўлқиннинг энг оддий манбаи



120 расм Очиқ тебраниш контури



121 расм. Диполли электр майдон тебраниши

электромагнит тўлқин узунлиги катта бўлади:

$$\lambda = \upsilon T = 2\pi\upsilon\sqrt{LC} \quad , \qquad (61.1)$$

Тўлқин узунлигини қисқартириш учун индуктивлик ва сиғим қийматини қисқартириш керак. Шу сабабли, Герц ўз тажрибаларида ғалтак ўрами ва конденсатор қопламалари юзасини камайтириб, қопламалар орасини кенгайтириш ҳисобига ёпиқ тебраниш контуридан очиқ тебраниш контурига ўтиш усулини топди (*120 - расм, А, Б*).

Натижада чақнаш оралиғи билан ажралган иккита стерженли (симли) тебраниш контурини ҳосил қилди (*120 - расм, В*). Агарда, ёпиқ тебраниш контурида ўзгарувчан электр майдони конденсатор қопламалари орасига жойлашган бўлса (*120 - расм, А*), очиқ тебраниш контурида эса, ўзгарувчан электр майдони контур атрофидаги фазони эгаллайди (*120 - расм, Б*) ва электромагнит нурланиш жадаллигини кучайтиради.

Иккита стерженли тебраниш контурининг учларига қарама - қарши зарядлар киритилса, стержен атрофида электр майдони куч чизиқлари ҳосил бўлади. Қарама - қарши зарядлар бир - бири билан тортишиб ўтказгичда ток ҳосил қиладилар, бу ток ўз навбатида ўтказгич атрофида электр майдонини ҳосил қилади.

121 - расмда бутун даврнинг 1/8 қисмига тегишли зарядларнинг жойлашиши келтирилган. Расмдан кўринишча, бу ўз навбатида, диполь электр майдони тебранишини тасаввур этади.

Вибраторнинг ўртасида қарама-қарши зарядлар дуч келса, улар бир-бирини нейтраллайди ва электр куч чизиқларининг учлари зарядлардан узилади. Ажралган электр майдон куч чизиқлари вибраторнинг барча тарафларига тарқала бошлайди.

Герц шундай вибратор орқали 100 *мГц* частотали электромагнит тўлқинларни ҳосил қила олди. Бу тўлқинларнинг тўлқин узунлиги тахминан 3 *м* га тенгдир.

Стерженларнинг қалинлиги ва узунлигини янада камайтириш ҳисобига П.Н.Лебедов $\lambda = 6 \div 4$ *мм* ли электромагнит тўлқинларини ҳосил қилди.

Электромагнит тўлқинлар кенг частота спектри ёки тўлқин узунлигига $\left(\lambda = C/\nu\right)$ эга бўлиб, бир - биридан генерация ва қайд қилиш усуллари ҳамда ўзининг хусусиятлари билан фарқ қилади.

Тўлқин узунлиги $0{,}1 \div 10^3\,м$ кенгликдаги электромагнит тўлқинлар радиоалоқа ва тасвирни узатишда (узун, ўрта, қисқа, ультрақисқа ва дециметрли радиотўлқинлар) ишлатилади.

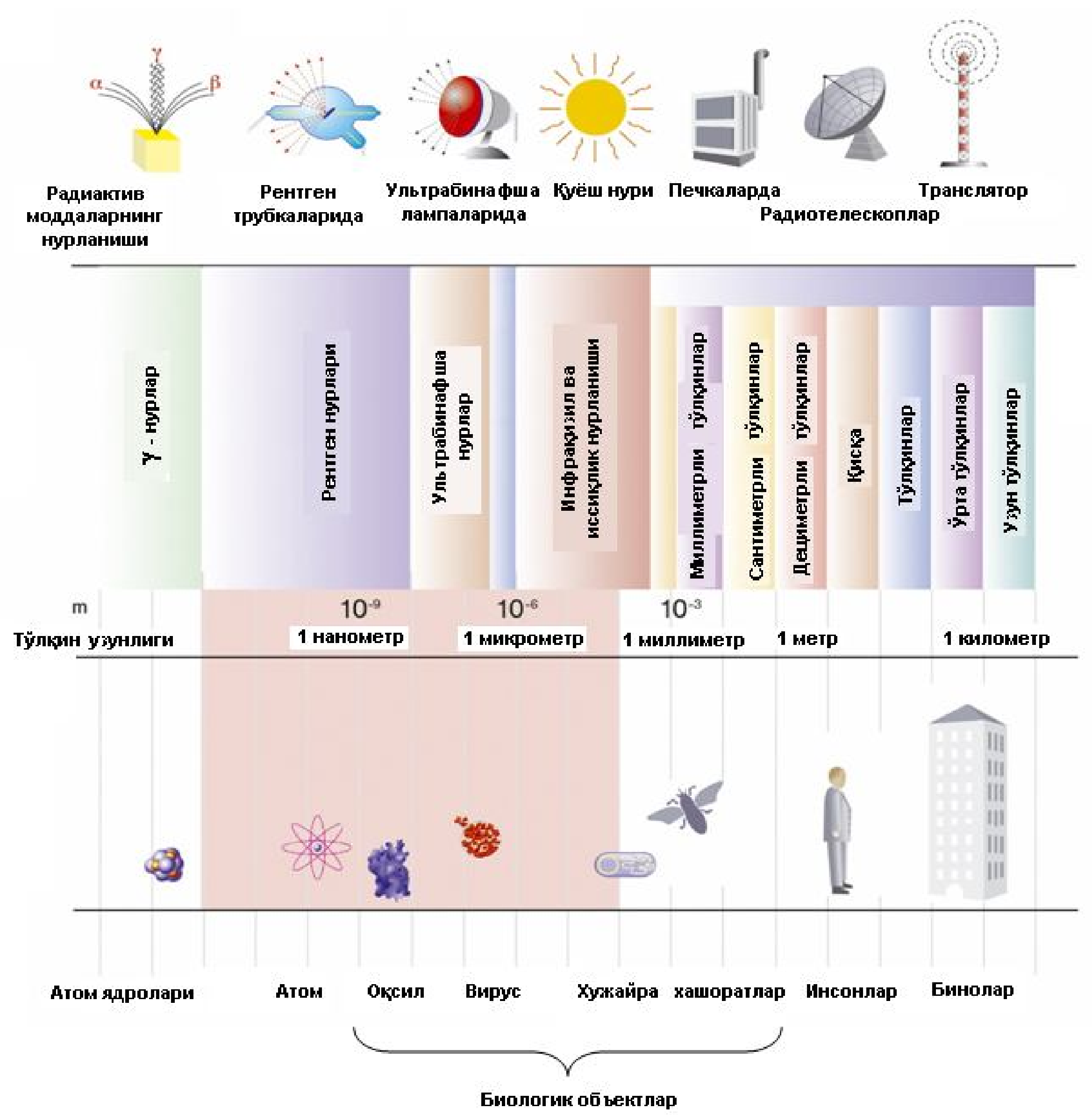
Электромагнит тўлқинлар шкаласи

1-жадвал

Нурланиш турлари	Тўлқин узунлиги, *м*	Тўлқин частотаси,*Гц*	Нурланиш манбалари
Радиотўлқинлар	10^3-10^{-4}	$3\cdot10^5$- $3\cdot10^{12}$	Тебраниш контури Герц вибратори лампали генератор
Ёруғлик тўлқинлари:	5.10^{-4} -10^{-9}	$6\cdot10^{11}$- $3\cdot10^{17}$	
Инфрақизил	$5\cdot10^{-4}$- $8\cdot10^{-7}$	$6\cdot10^{11} – 3{,}75\cdot10^{14}$	Лампалар
Кўзга кўринадиган нурлар	$8\cdot10^{-7}$ - $4\cdot10^{-7}$	$3{,}75\cdot10^{14}$ -$7{,}5\cdot10^{14}$	Лазерлар
Ультрабинафша нурлар	4.10^{-7}- $\cdot10^{-9}$	$7{,}5\cdot10^{14}$ - $3\cdot10^{17}$	Лазерлар
Рентген нурлари	$2\cdot10^{-9}$-$6\cdot10^{-12}$	$1{,}5\cdot10^{17}$-$5\cdot10^{19}$	Рентген трубалари
γ-нурланиш	$< 6\cdot10^{-12}$	$> 5\cdot10^{19}$	Радиоактив парчаланиш, ядро жараёнлари, космик нурланиш

Тўлқин узунлиги $10^{-8} \div 10^{-4}м$ кенгликда бўлган электромагнит тўлқинлар, учта группадаги оптик тўлқинлардан иборатдир: инфрақизил, кўзга кўринадиган ($7.6\cdot10^{-7} \div 4\cdot10^{-7}м$) ва ультрабинафша нурлардир.

Ниҳоятда қисқа тўлқинли нурлар модда ичига кириш хусусиятига эга бўлган рентген ва гамма - нурлардан иборат.



122-расм. Электромагнит тўлқинлар шкаласи

Назорат саволлари

1. Электр ва магнит майдонларининг ўзаро боғлиқлигини тушунтиринг. Электромагнит тўлқин нима?
2. Электр ва магнит тўлқинларининг фазали тезликлари ифодасини келтиринг.
3. Ясси электромагнит тўлқиннинг дифференциал тенгламасини келтиринг. Умов - Пойтинг векторини тушунтиринг.
4. Электромагнит тўлқинлар шкаласи нима?

VIII БОБ. ОПТИКА. НУРЛАНИШНИНГ КВАНТ ТАБИАТИ

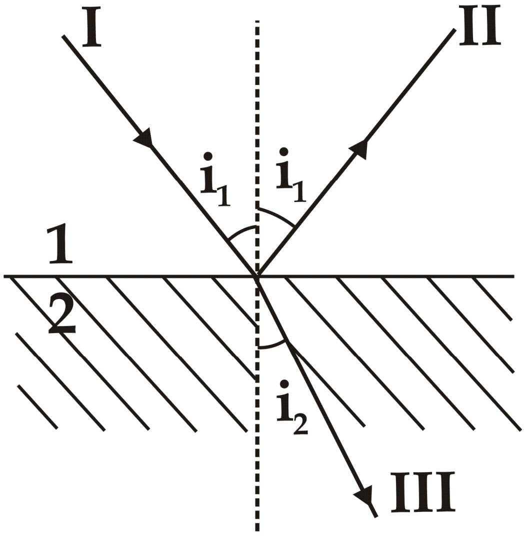
62 - §. Оптиканинг асосий қонунлари

Ёруғлик нурининг табиати ўрнатилишидан олдин оптиканинг қуйидаги асосий қонунлари маълум эди:

Ёруғлик нурининг оптик бир жинсли муҳитда тўғри чизиқли тарқалиш қонуни; ёруғлик нури дасталарининг бир - бирига боғлиқ бўлмаслик қонуни; ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари.

Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиш қонуни. Оптикавий бир жинсли муҳитда ёруғлик нури тўғри чизиқли тарқалади, чунки нуқтавий ёруғлик манбаи билан шаффоф бўлмаган буюмлар ёритилганда, буюмлар шаклида аниқ соя ҳосил бўлади. Ёруғлик нурлари тўлқин узунлигига яқин бўлган ўлчамли буюмлар ёритилганда, бу қонундан четлашиш кузатилади.

Ёруғлик нурлари дасталарининг бир-бирига боғлиқ бўлмаслик қонуни. Алоҳида ёруғлик нури дастасида кузатиладиган ҳодисалар бошқа дасталар бир вақтда мавжуд бўлиш ёки бўлмаслигига боғлиқ бўлмайди. Ёруғлик оқимини алоҳида ёруғлик дасталарига ажратиб, танланган ёруғлик дастаси таъсири бошқа дасталарга боғлиқ эмаслигини осон исботлаш мумкин.



123-расм. Икки муҳит чегарасида ёруғликнинг синиши ва қайтиши

Агарда, ёруғлик нури икки муҳит чегарасига тушса (*123 - расм*), I тушувчи нур II қайтган ва III синган нурларга ажралади, уларнинг тарқалиш йўналишлари қайтиш ва синиш қонунлари билан белгиланади.

Қайтиш қонуни. Қайтган нур тушувчи нур ва тушиш чегарасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади, қайтиш бурчаги тушиш бурчагига тенг бўлади:

$$i_1' = i_1 \quad , \tag{62.1}$$

Синиш қонуни. Тушувчи нур синган нур ва тушиш нуқтасида икки муҳит чегарасига ўтказилган перпендикуляр билан бир текисликда ётади, тушиш бурчагининг синусини синиш бурчаги синусига нисбати берилган муҳитлар учун ўзгармас катталик ҳисобланади:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = n_{21} \ , \tag{62.2}$$

бу ерда n_{21} – иккинчи муҳитнинг биринчи муҳитга нисбатан *нисбий синдириш кўрсаткичидир.* Икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичлари уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичларининг нисбатига тенгдир:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \ , \tag{62.3}$$

Муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи электромагнит тўлқиннинг вакуумдаги тезлигининг муҳитдаги фазавий тезлигига нисбатига тенгдир:

$$n = \frac{c}{\upsilon} , \tag{62.4}$$

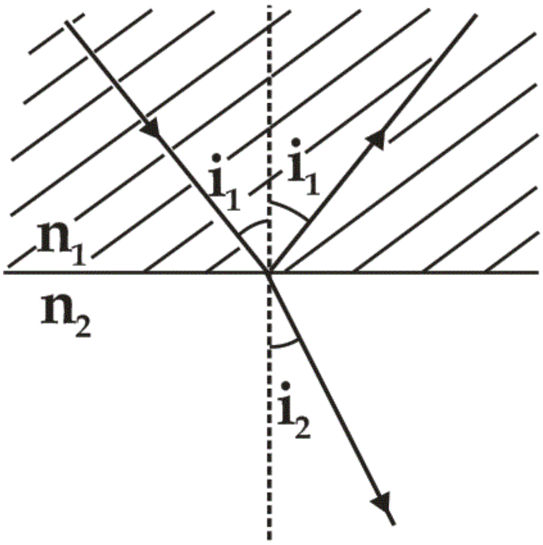
бу ерда $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ га тенг, ε ва μ – муҳитнинг диэлектрик ва магнит сингдирувчанлигидир. Синиш қонунини қуйидагича қайта ифодалаш мумкин:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 , \tag{62.5}$$

Агарда, ёруғлик катта синдириш кўрсаткичли n_1 муҳитдан ўтиб кичик синдириш кўрсаткичли n_2 муҳитда, мисол учун, шишадан сувга ўтиб тарқалса, у ҳолда

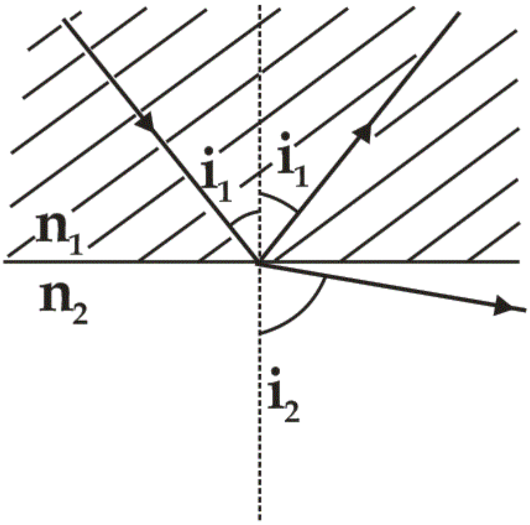
$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1$$

бўлиб, синган нур нормалдан узоқлашади ва i_2 синиш бурчаги i_1 тушиш бурчагидан катта бўлади (*124 – расм*).



124 - расм. Ҳар хил синдириш кўрсаткичли муҳитлар чегарасида синиш ҳодисаси

Тушиш бурчаги ошиши билан синиш бурчаги аста - секин оша боради ва қандайдир чегаравий тушиш бурчаги қийматида (i_1 - $i_{\text{чег.}}$ чегаравий бурчакда) синиш бурчаги $\frac{\pi}{2}$ га тенглашади. $i_1 = i_{\text{чег.}}$ ҳолатда тушаётган нур тўлиқ қайтади (*125 - расм*).



125 – расм.Икки муҳит чегарасида нурнинг тўла қайтиши

Демак, тушиш бурчагининг $i_{\text{чег.}}$ қийматларида тўла қайтиш ҳодисаси кузатилади. Чегаравий тушиш бурчаги $i_2 = \frac{\pi}{2}$ шартдан топилади.

$$n_1 \sin i_{чег.} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}\ , \qquad \sin i_{чег.} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \qquad (62.6)$$

Тўла қайтиш ходисаси, ёруғлик оптикавий зич муҳитдан зич бўлмаган муҳитга ўтганда, кузатилади.

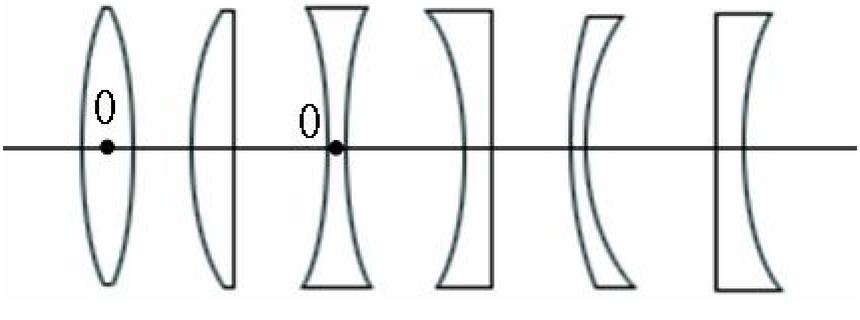
63-§. Геометриявий оптика элементлари

Ёруғликнинг тарқалиш қонунларини ёруғлик нурлари тушунчалари орқали ўрганиладиган оптика бўлими *геометриявий оптика* деб аталади.

Ёруғлик нурлари деб, тўлқин сиртларига нормал бўлган чизиқлар бўйича тарқаладиган ёруғлик энергиялари оқимига айтилади.

Линзалар дейилганда, иккита сирт билан чегараланган тиниқ жисмлар тушунилади. Иккита сиртдан бири, одатда, сферик ёки цилиндрик, иккинчиси – сферик ёки ясси бўлиши мумкин. Бу сиртлар ёруғлик нурини синдириб, буюмларнинг оптик тасвирини шакллантириши мумкин. Одатда линзалар шиша, кварц, кристалл ва пластмасса моддаларидан тайёрланади.

126 – расмда келтирилган линзалар, ташқи кўринишларига қараб, қуйидагича аталадилар: икки тарафи қаварикқли, ясси қавариқли, икки тарафи ботиқли, ясси ботиқли, бир тарафи қавариқ - иккинчиси ботиқли ва бир тарафи ботиқ иккинчиси қавариқли.



126 – расм Линзаларнинг турлари

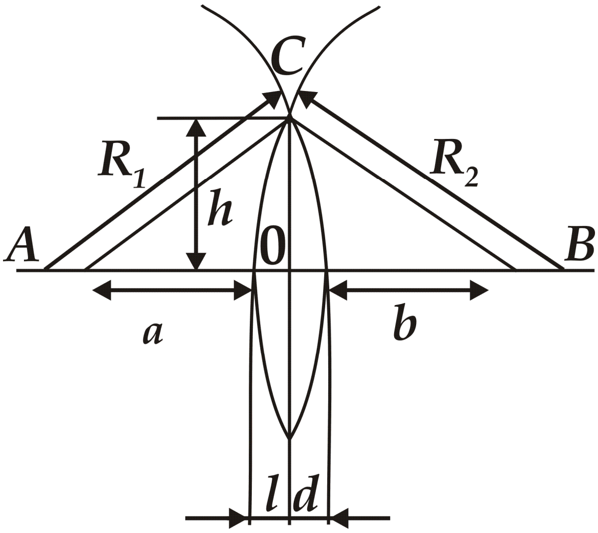
Оптик хусусиятларига қараб линзалар йиғувчи ва сочувчи линзаларга бўлинадилар.

Сирт радиусларига нисбатан қалинлиги кичик бўлган линзалар юпқа линзалар деб аталади. Линзаларнинг сиртлари эгрилиги марказидан ўтувчи тўғри чизиқ *линзанинг бош оптик ўқи* деб аталади. Бош оптик ўқда ётувчи ва ундан ёруғлик нури ўтганда синмайдиган нуқта *линзанинг оптик маркази* деб аталади.

Линза сиртлари эгрилик радиусларини (R_1 ва R_2), линзадан буюмгача (a) ва унинг тасвиригача (b) бўлган масофалар билан боғлиқликлигини кўрсатувчи нисбат – *юпқа линзанинг ифодаси* деб аталади. Бу ифодани келтириб чиқариш учун энг қисқа вақт талаб қилинадиган усулдан фойдаланилади, яъни ёруғлик нури траекториясини босиб ўтиш учун энг минимал вақт талаб қилинадиган траектория олинади.

Ёруғлик нурининг линза орқали ўтган иккита траекториясини кўриб чиқамиз (*127 - расм*). Бош оптик ўқдан ўтувчи, A ва B нуқталарни туташтирувчи $A0B$ ва линзанинг юқори қиррасидан ўтувчи ACB нурларни кўриб чиқамиз. $0B$ траекторияни нур t_1 вақтда босиб ўтади:

$$t_1 = \frac{a + N(l + d) + b}{c}$$



127 – расм. Ёруғлик нурининг линза орқали ўтиши

бу ерда $N = \frac{n}{n_1}$ – нисбий синдириш кўрсаткичидир. Нур $A0B$ траекторияни босиб ўтиш учун t_2 вақт сарфлайди

$$t_2 = \frac{\sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2}}{c}$$

$t_1 = t_2$ га тенг бўлгани учун, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$a + N(l+d) + b = \sqrt{(a+l)^2 + h^2} + \sqrt{(b+d)^2 + h^2} \quad , \qquad (63.1)$$

агарда, юпқа линза учун $h << (a+l)$, $h << (b+d)$ эканлигини ҳисобга олсак, қуйидаги ифодаларни келтириб чиқариш мумкин:

$$\sqrt{(a+l)^2 + h^2} = a + l + \frac{h^2}{2(a+l)}$$

$$\sqrt{(b+d)^2 + h^2} = (b+d) + \frac{h^2}{2(b+d)}$$

Бу тенгликларни (2.1) ифодага қўйсак *линзаларнинг умумий ифодасига* эга бўламиз:

$$(N-1)(l+d) = \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{a+l} + \frac{1}{b+d}\right) \quad , \qquad (63.2)$$

Юпқа линзалар учун $l << a$, $d << b$ бўлган ҳолда қуйидаги линза ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

$$(\mathrm{N}-1)(l+d) = \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)$$

бу ерда $l = \frac{h^2}{2R_2}$ ва $d = \frac{h^2}{2R_1}$ га тенгдир.

У ҳолда $$(\mathrm{N}-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad , \qquad (63.3)$$

юпқа линзанинг ифодасига эга бўламиз.

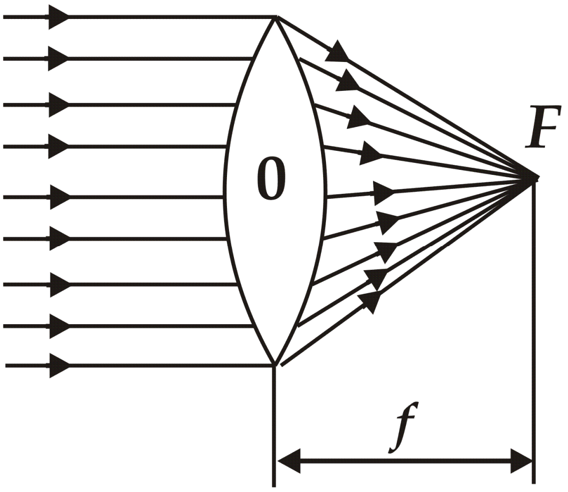
Линзанинг қаварик сирти эгрилиги радиуси мусбат, ботиқ сирт эгрилиги радиуси манфий ҳисобланади. Агарда, буюмдан линзанинг оптик марказигача масофа чексиз бўлса, линзага тушаётган нурларни параллел деб ҳисоблаш мумкин (*128 - расм*), у ҳолда

$$(\mathrm{N}-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_1}\right)=\frac{1}{b}$$

ва бу ҳолатга мос масофа $b = 0F = f$ *линзанинг фокус масофаси* деб аталади:

$$f=\frac{1}{(\mathrm{N}-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)}$$

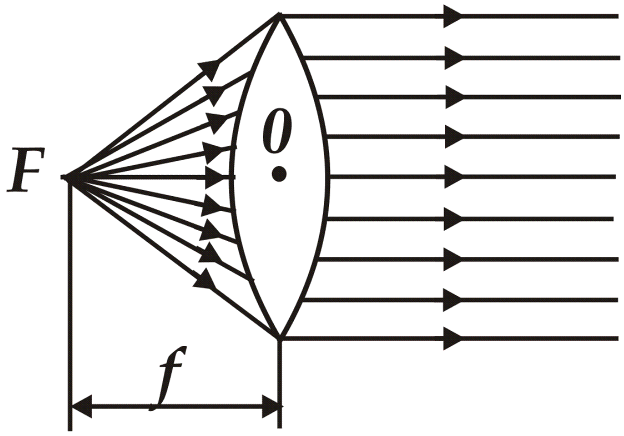
Фокус масофа линзанинг нисбий синдириш кўрсаткичи ва эгриликлар радиусларига боғлиқдир. Агарда, $b = \infty$ бўлса, яъни тасвир чексизликда бўлса, линзадан чиқаётган нур бир-бирига параллел бўлиб тарқалади (*129 - расм*) ва $a = f$ га тенглашади.



128 – расм. Буюм линзадан чексизликда бўлганда нурларнинг тарқалиши

$$(\mathrm{N}-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\frac{1}{f}=\Phi\ , \qquad (63.4)$$

катталик *линзанинг оптик кучи* деб аталади ва унинг ўлчов бирлиги – диоптирийҳисобланади. 1 – диоптирий – фокус масофаси 1 *м* га тенг бўлган линзанинг оптик кучидир: *1 диоптирий = 1/м.*

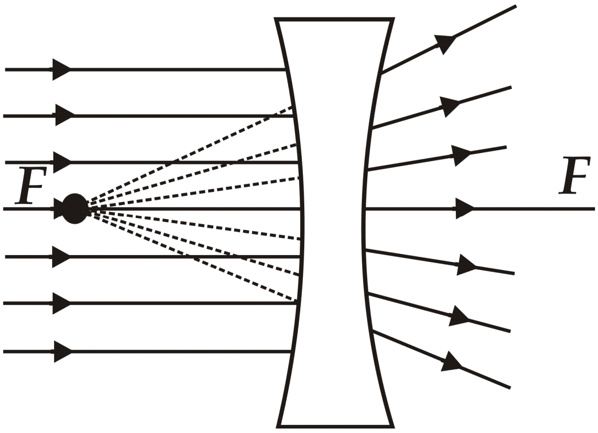


129 – расм. Линзадан тасвир чексизликда бўлганда нурларнинг тарқалиши.

Мусбат оптик кучга эга бўлган линзалар *йиғувчи*, манфий оптик кучга эга бўлганлари эса *сочувчи линзалар* деб аталади.

Линзанинг фокусидан ўтувчи, бош оптик ўққа перпендикуляр бўлган текислик – *линзанинг фокал текислиги* деб аталади.

Одатда, йиғувчи линзадан фарқли, сочувчи линзаларда мавҳум фокуслар мавжуд бўлади (*130 - расм*).



130 – расм. Сочувчи линзада ёруғлик нурининг тарқалиши

Линзанинг оптик кучи ифодасидан фойдаланиб линзанинг ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин:

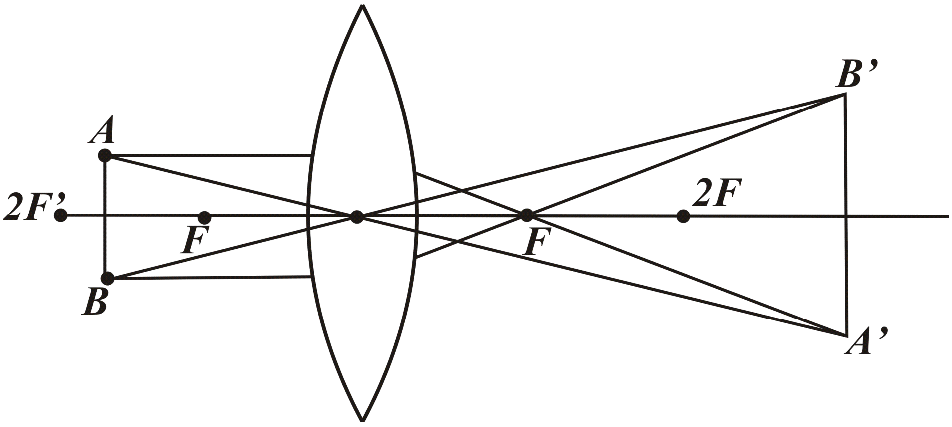
$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

Сочувчи линзалар учун *f* ва *b* масофалар манфий ҳисобланади.

Линзаларда буюмнинг тасвири қуйидаги нурлар орқали амалга оширилади:

- линзанинг оптик марказидан ўтувчи нур;
- бош оптик ўққа параллел йўналган нур (бу нур линзадан синганда линзанинг иккинчи фокуси орқали ўтади);
- линзанинг биринчи фокуси орқали ўтадиган нур (бу нур линзада сингандан сўнг, линзанинг бош оптик ўқига параллел бўлиб чиқади).

131 - расмда йиғувчи линза орқали тасвирни тузиш усули келтирилган. Тасвир ва буюмнинг чизиқли ўлчамлари нисбати *линзанинг чизиқли катталаштириши* деб аталади.



131 – расм.Йиғувчи линзада тасвирни ҳосил қилиш

64 - §. Асосий фотометрик катталиклар ва уларнинг бирликлари

Ёруғлик нури ва унинг манбалари жадаллигини ўлчаш билан шуғулланадиган оптиканинг бўлими – *фотометрия* деб аталади. Фотометрияда қуйидаги катталиклар ишлатилади:

- энергетик катталиклар – оптик нурланишнинг энергетик параметрларини тавсифлайдилар;
- ёруғлик катталиклари – ёруғликнинг физиологик таъсирини тавсифлайдилар.

Энергетик катталиклар

1. *$Ф_э$ – нурланиш оқими*, нурланиш энергиясининг (W) нурланиш вақтига (t) нисбатига айтилади:

$$Ф_э = \frac{W}{t}$$

Нурланиш оқимининг ўлчов бирлиги Ваттдан (Вт) иборат.

2. *Ёритиш ёки нурланиш қобилияти $R_э$* – сиртнинг $Ф_э$ нурланиш оқимини шу сиртнинг кўндаланг кесими юзасига нисбатига тенг:

$$R_э = \frac{Ф_э}{S}$$

яъни сиртнинг *нурланиш оқими зичлигини* билдиради.

Нурланишнинг бирлиги Вт/$м^2$ дан иборат.

3. *Ёруғликнинг энергетик кучи $I_э$* - нуқтавий нурланиш оқими $Ф_э$ ни, шу нурланиш тарқалаётган телес бурчакка (ω) нисбатига тенгдир:

$$I_э = \frac{Ф_э}{\omega}$$

Ёруғликнинг энергетик кучи бирлиги бир *стерадиан* бурчакка тўғри келган бир Ваттли нурланиш оқимини билдиради (Вт/ср).

4. *Энергетик равшанлик $B_э$* - нурлаётган сирт элементи ёруғлиги энергетик кучини $\Delta Iэ$, нурланиш йўналишига перпендикуляр бўлган текисликдаги элемент юзаси проекциясига нисбатига тенг катталик билан ўлчанади:

$$B_э = \frac{\Delta \mathrm{I}_э}{\Delta s}$$

Энергетик равшанлик бирлиги Вт/ср.$м^2$ га тенгдир.

5. *Энергетик ёритилганлик $E_э$* - ёритиладиган бирлик юзага тушаётган нурланиш оқимига тенг катталикдир. Унинг бирлиги Вт/$м^2$ дир.

Ёруғлик катталиклари

Оптикавий ўлчашларда ҳар хил нурланиш қабул қилгичлари ишлатилади (кўз, фотоэлементлар ва фотокучайтиргичлар). Улар ҳар хил тўлқин узунликдаги ёруғликка ўзига хос сезгирликка эга бўладилар.

Ёруғлик ўлчашлари субъектив бўлгани учун, ёруғлик бирликлари фақат кўринадиган ёруғлик спектри соҳаси учун келтирилади.

1. *Ёруғлик кучининг* бирлиги ХБ тизимида – бир канделага тенгдир. Кандела – ёруғликнинг энергетик кучи 1/683 Вт/ср бўлган $540 \cdot 10^{12}$ Гц частотали электромагнит нурланиш чиқараётган манбанинг берилган йўналишдаги ёруғлик кучидир.

2. *Ёруғлик оқими Ф* қабул қилгич сезгирлигига тўғри келадиган оптикавий нурланиш қувватидир, унинг бирлиги 1 люмен – 1 кд/ср га тенг.

3. *Равшанлик* B_φ – φ йўналишдаги ёруғлик кучини I нурлатаётган юзанинг нурланиш йўналишига перпендикуляр текисликдаги проекциясига нисбатига тенг катталикка айтилади:

$$\mathrm{B}_\varphi = I / S \cos\varphi$$

унинг бирлиги *кд/м*^{2} дир.

4. *Ёритилганлик Е* – юзага тушаётган ёруғлик оқимини (*Ф*) шу юзага нисбатига тенг катталикка айтилади.

$$\mathrm{E} = \frac{\Phi}{S}$$

унинг бирлиги 1 люкс – 1 *лм/м*^{2} дир.

65 - §. Ёруғлик нурининг табиати

Ёруғлик нури табиати тўғрисидаги биринчи тасаввурлар қадимги греклар ва мисрликларда пайдо бўлган. XVII аср охирига келиб ёруғликнинг иккита назарияси И.Ньютон томонидан *корпускуляр назария* ва Р.Гук ва Х.Гюйгенс томонидан *тўлқин назарияси* шакллана бошлади.

Корпускуляр назарияга асосан, ёруғлик нури сочувчи жисмлардан чиқувчи заррачалар (корпускулалар) оқимидан иборатдир. Ньютон ёруғлик заррачалари ҳаракати механика қонунларига бўйсунади, деган фикрда эди. Мисол учун, ёруғликнинг акс қайтиши эластик шарчанинг текисликдан урилиб қайтишига ўхшатган эди.

Ёруғликнинг синиши ёруғлик заррачаларининг бир муҳитдан иккинчисига ўтишида, тезлигини ўзгариши ҳисобига содир бўлади, деб тушунтирилади. Корпускуляр назария бўйича, вакуум – муҳит чегарасида ёруғликнинг синиши қуйидаги қонунга бўйсунади:

$$\frac{Sin\varphi}{Sin\psi}=\frac{\upsilon}{c}=n\ , \tag{65.1}$$

бу ерда c – ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, υ ёруғликнинг муҳитдаги тарқалиш тезлигини билдиради. Корпускуляр назарияга асосан, $n > 1$ бўлган ҳолда, ёруғликнинг муҳитдаги тарқалиш тезлиги υ вакуумдаги тарқалиш тезлиги c дан катта бўлиши керак. Ньютон интерференция манзарасининг ҳосил бўлишини ёруғлик чиқиши ва тарқалиши билан боғлиқ жараёнларда қандайдир даврийлик бор деган тахминларга асосан тушунтиришга ҳаракат қилди.

Шундай қилиб, Ньютоннинг корпускуляр назарияси тўлқин элементларига ўхшаш тасаввурларни ўз ичига олабошлади.

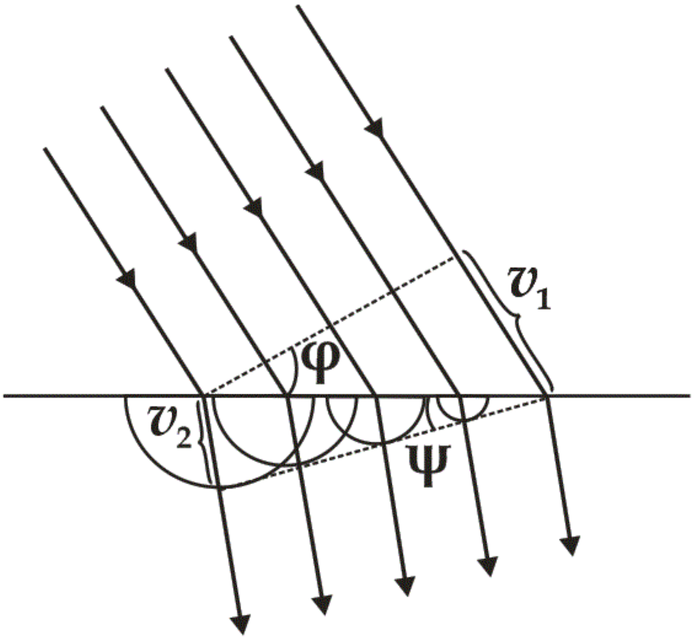
Корпускуляр назариядан фарқли равишда, ёруғликнинг тўлқин назарияси ёруғликнинг механик тўлқинларга ўхшаш, тўлқин жараёнидан иборат, деб ҳисоблайди.

Тўлқин назарияси асосида *Гюйгенс принципи* ётади. Гюйгенс принципига асосан, тўлқин етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар манбаига айланади, манбани ўраб олувчи эгри чизиқ кейинги ондаги тўлқин фронти ҳолатини белгилайди. Гюйгенс принципига асосланиб ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунларини осонликча исботлаш мумкин.

132 – расмда, иккита тиниқ муҳит чегарасида синган тўлқинлар тарқалиш йўналишларини аниқловчи Гюйгенс чизмалари тасвирланган. Тўлқин назарияси вакуум – муҳит чегарасида ёруғликнинг синишини қуйидаги ифода билан таърифлайди:

$$\frac{Sin\varphi}{Sin\psi}=\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}=\frac{c}{\upsilon}=n, \tag{65.2}$$

Тўлқин назарияси асосида олинган синиш қонуни Ньютоннинг синиш қонунига қарама – қаршидир. Тўлқин назарияси ёруғликнинг муҳитдаги тарқалиш тезлиги вакуумдаги тезлигидан кичик эканлигини исботлайди: $\upsilon < c$.



132 – расм. Иккита тиниқ муҳит чегарасида иккиламчи тўлқинлар манбаларининг ҳосил бўлиши

Шундай қилиб, XVIII аср бошларида ёруғлик табиатини тушунтиришда бир-бирига зид бўлган иккита ёндошиш мавжуд бўлабошлади: Ньютоннинг корпускуляр ва Гюйгенснинг тўлқин назариялари. Бу иккала назариялар ёруғлик нурининг тўғри чизиқли тарқалишини, синиш ва қайтиш қонунларини тушунтириб бераолди.

XVIII асрни - бу иккита назариялар ўртасидаги кураш асри деб атаса бўлади. XIX аср бошларида бу ҳолат тубдан ўзгарди.

Тўлқин назарияси – корпускуляр назариядан устун бўлабошлади. Бунга инглиз физиги Т. Юнг ва француз физиги О. Френель томонидан интерференция ва дифракция ҳодисаларини илмий излашда олинган натижалар сабаб бўлди.

1851 йилда Ж. Фуко муҳим аҳамиятга эга бўлган тўлқин назариясининг тажрибавий тасдиқини олди, сувда ёруғликнинг тарқалиш тезлигини ўлчаб, $\upsilon < c$ эканлигини исботлади.

1865 йилда Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди: унда ёруғлик ҳар хил муҳитларда

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

тезлик билан тарқалувчи, жуда қисқа электромагнит тўлқинлардан иборат деб ҳисоблади, ёруғликнинг вакуумдаги тарқалиш тезлиги

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$$

га тенг эканлигини исботлади.

Максвелл назарияси ёруғликнинг нурланиш ва ютилиш жараёнини, фотоэлектрик эффектни ва Комптон сочилишини тушунтираолмади. Худди шунга ўхшаш, Лоренц назарияси ҳам, ёруғликни моддалар билан ўзаро таъсирини, хусусан, қора жисмнинг иссиқлик нурланишидаги тўлқин узунлигига боғлиқ энергия тақсимотини тушунтираолмади.

М. Планк томонидан таклиф этилган гипотезага асосан, ёруғликнинг нурланиши ва ютилиши узлуксиз бўлмай, **дискрет** хусусиятга эгадир, яъни аниқ порциядан (квантлардан) иборатдир. Бу квант энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$\varepsilon_0 = h\nu \ , \qquad (65.3)$$

бу ерда h – Планк доимийси. Планк гипотезаси қора жисмнинг иссиқлик нурланишини ҳам осон тушунтираолди.

1905 йилда А.Эйнштейн *ёруғликнинг квант* назариясини кашф этди. Бу назарияга асосан, ёруғлик нурланиши ва тарқалиши *фотонлар – ёруғлик квантлари оқими* кўринишида содир бўлиб, уларнинг энергияси қуйидаги нисбат билан аниқланади:

$$m_{\Phi} = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \ , \qquad (65.4)$$

ёруғликнинг тарқалиш қонунлари, ёруғликнинг моддалар билан ўзаро таъсири тўғрисидаги назариялар ёруғлик мураккаб хусусиятга эга эканлигини кўрсатади. (65.3) – ва (65.4) – ифодалардан кўриниб турибдики, ёруғлик ҳаракатидаги корпускуляр ва электромагнит тўлқин характерлари умумийликка эга эканлигини кўрсатиб турибди. Демак, ёруғлик табиати *корпускуляр - тўлқин дуализми* тасаввуридан иборатдир.

66 - § Ёруғлик тўлқинларининг когерентлиги ва монохроматиклиги

Тўлқин интерференцияси кузатилиши шарти уларнинг *когерентлигидадир,* яъни бирнеча тебранма ва тўлқин жараёнларининг вақт бўйича ва фазода бир – бирига мувофиқ равишда кечишидир:

$$E = ACos\,(\omega t - kx)$$

Амалда, бирон бир ёруғлик манбаи қатъий монохраматик ёруғлик тўлқинлари чиқармаслиги сабабли, исталган бир – бирига боғлиқ бўлмаган ёруғлик манбалари нурлатаётган ёруғлик тўлқинлари доимо нокогерентдир. Шу сабабли, тажрибада бир – бирига боғлиқ бўлмаган манбалардан чиққан ёруғлиқ тўлқинлари бир – бирини устига тушса ҳам интерференция ҳодисаси кузатилмайди.

Иккита бир – бирига боғлиқ бўлмаган ёруғлиқ манбаларидан чиқадиган ёруғлик тўлқинларининг нокогерентлиги ва номонохроматиклигининг физикавий сабаби, атомларнинг ёруғлик чиқариш механизмидадир.

Иккита алоҳида ёруғлик манбаъида, нурланиш вақтида, атомлар бир – бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда чиқадилар. Ҳар бир атомда ёруғлик нурланиш жараёни чегараланган ва қисқа вақт ($10^{-8}c$) давом этади. Бу вақтда энергетик қўзғатилган атом ўзининг асл ҳолига қайтади ва у ёруғлик чиқаришини тўхтатади. Атом қайта қўзғалиб, яна янги бошланғич фаза билан ёруғлик тўлқинларини чиқарабошлайди.

Ҳар бир янги нур чиқариш жараёнида иккита бир – бирига боғлиқ бўлмаган атом нурланишлари орасидаги фазалар фарқи ўзгаргани учун атомлардан ўз ҳолича чиққан ёруғлик тўлқинлари нокогерент бўладилар.

Атомларнинг ~ 10^{-8}*сек* вақт кенглигида чиқарадиган ёруғлик тўлқинлари тахминан ўзгармас тебраниш амплитудаси ва фазасига эга бўладилар. Аксинча, катта вақт интервалида тўлқинларнинг амплитудалари ва фазалари ўзгариб туради.

Атомларнинг алоҳида қисқа импульсга ўхшаш узуқ - узуқ ёруғлик нурланиши – *тўлқин тизмаси* деб аталади.

Битта атомнинг кетма - кет чиқарган тизмаларининг бошланғич фазалари бир - биридан фарқ қиладилар.

Исталган номонохраматик ёруғлик тўлқинларини бир - бирини ўрнини оладиган, бир - бирига боғлиқ бўлмаган гармоник тизимлар мажмуасидан иборат, деб ҳисоблаш мумкин. Бир тизимнинг ўртача давом этадиган вақти $\tau_{ког}$ – *когерентлик вақти* деб аталади.

Демак, когерентлик фақат битта тизма давомида сақланиб, когерентлик вақти нурланиш вақтидан ортиқ бўлаолмайди $\tau_{ког} \approx \tau_н$.

Агарда ёруғлик тўлқини биржинсли муҳитда тарқалаётган бўлса, у ҳолда фазонинг маълум нуқтасидаги тўлқин фазаси фақат когерентлик вақти давомида сақланиб туради. Бу вақт ичида, вакуумда, ёруғлик тўлқини $\ell_{ког} = c\tau_{ког}$ масофагача тарқалади, бу масофа *когерентлик узунлиги* (ёки тизма узунлиги) деб аталади.

Шундай қилиб, когерентлик узунлигига тенг масофада бир неча тўлқинлар когерентлигини йўқотишга улгура олмайдилар.

Демак, ёруғлик тўлқинлари интерференциясини кузатиш учун оптик йўллар фарқлари когерентлик узунлигидан кичик бўлиши зарур.

Агарда тўлқинлар монохраматик бўлсалар, частота спектри кенглиги кичик бўлиб, когерентлик вақти $\tau_{ког}$ - катта бўлади, $\ell_{ког}$ когерентлик узунлиги эса узун бўлади. Фазонинг бирдан бир нуқтасида кузатиладиган тебранишлар когерентлиги – *вақтли когерентлик* деб аталади.

Интерференция ҳодисасини кузатиш имконини берадиган иккита ёруғлик манбаининг ўлчамлари ва ўзаро жойлашиши *фазовий когерентлик* деб аталади.

Фазовий когерентлик узунлиги (ёки *когерентлик радиуси*) деб, кўндаланг йўналишда тўлқин тарқалишнинг максимал масофасига айтилади.

$$\tau_{ког} \sim \lambda / \varphi$$

бу ерда λ – ёруғлик тўлқинлари узунлиги, φ - манбанинг бурчакли ўлчами.

Қуёш нурларининг мумкин бўлган энг кичик когерентлик радиуси (Ердан Қуёшнинг бурчак ўлчами $\varphi \approx 10^{-2}$ радиан ва $\lambda \approx 0{,}5$ мкм) ≈0,05 мм ташкил этади.

Бундай кичик когерентлик радиусида, инсон кўзининг аниқлаш имконияти тахминан 0,1 мм ташкил этганлиги учун, тўғридан - тўғри Қуёш нурларининг интерференциясини кузатиш мумкин эмас.

67 - §. Ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси

Фараз қилайлик, иккита монохроматик ёруғлик тўлқинлари бир - бирининг устига тушиб, фазонинг белгиланган нуқтасида бир хил частотали тўлқинларни қўзғатсин:

$$X_1 = A_1 Cos\left(\omega t + \varphi_1\right) \quad \text{ва} \quad X_2 = A_2 Cos\left(\omega t + \varphi_2\right)$$

X – деганда тўлқинларнинг E электр ва H магнит майдонлари кучланганликларини тасаввур этамиз. E ва H векторлар бир-бирига перпендикуляр бўлган текисликларда тебранадилар, электр ва магнит майдонлари кучланганликлари эса, суперпозиция принципига бўйсунадилар. Берилган нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудаси қуйидагига тенгдир:

$$A^2 = A_1^{\ 2} + A_2^{\ 2} + 2A_1A_2Cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Тўлқинлар когерент бўлгани учун, $Cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ вақт бўйича

ўзгармас қийматга эга бўлади, шу сабабли натижавий тўлқин жадаллиги қуйидагича ифодаланади:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}Cos(\varphi_2 - \varphi_1)\ , \qquad (6.1)$$

бу ерда $I \sim A^2$. Cos (φ_2 - φ_1) > 0 бўлган нуқталарда тўлқин жадаллиги $I > I_1 + I_2$ га тенг. Cos (φ_2 - φ_1) < 0, бўлган нуқталарда тўлқин жадаллиги $I < I_1 + I_2$ га тенг.

Демак, иккита когерент ёруғлик тўлқинлари бири - бирининг устига тушганда ёруғлик оқимининг фазовий қайта тақсимланиши кузатилиб, айрим нуқталарда тўлқин жадаллигининг максимуми, бошқа нуқталарда минимуми кузатилади. Бу ҳодиса *ёруғлик тўлқинининг интерференцияси* деб аталади.

Нокогерент тўлқинлар учун фазалар фарқи φ_2 - φ_1 узлуксиз ўзгариб туради, вақт бўйича Cos (φ_2 - φ_1) нинг ўртача қиймати нолга тенг бўлганлиги учун, натижавий тўлқин жадаллиги барча ерда бирхил бўлади, $I_1 = I_2$ бўлганда $2I_1$ га тенг бўлади.

Ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини кузатиш учун когерент ёруғлик тўлқинларига эга бўлиш керак. Когерент ёруғлик тўлқинларини олиш учун бир манбадан чиққан тўлқинни иккита тўлқинга ажратиш усулидан фойдаланилади. Бу икки тўлқин ҳархил оптик йўл босиб, бири-бирининг устига тушганда интерференция манзараси кузатилади.

Масалан, белгиланган 0 нуқтада тўлқин иккита когерент тўлқинларга ажралган бўлсин. Интерференция манзараси кузатиладиган M нуқтагача биринчи тўлқин n_1 синдириш кўрсатгичига эга бўлган муҳитда S_1 йўл босади, иккинчи тўлқин эса n_2 синдириш кўрсаткичига эга бўлган муҳитда S_2 йўл босади.

Агарда О нуқтада тебраниш фазаси ωtбўлса, M нуқтада биринчи тўлқин $A_1 Cos\,\omega\left(t - \frac{S_1}{\upsilon_1}\right)$ тебраниш, иккинчи тўлқин эса $A_2 Cos\omega\left(t - \frac{S_2}{\upsilon_2}\right)$ тебраниш ҳосил қиладилар. Буерда $\upsilon_1 = \frac{C_1}{n_1}$, $\upsilon_2 = \frac{C_2}{n_2}$, мос равишда биринчи ва иккинчи тўлқинларнинг фазавий тезликларидир.

M нуқтада тўлқинлар ҳосил қилган тебранишлар фазалари фарқи

$$\delta = \omega\left(\frac{S_2}{\upsilon_2} - \frac{S_1}{\upsilon_1}\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(S_2 n_2 - S_1 n_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(L_2 - L_1\right) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$$

га тенг бўлади. Берилган муҳитда $Sn = L$ ёруғликнинг *оптик йўл узунлиги* деб аталади, $\Delta = L_2 - L_1$ эса *оптик йўл фарқи* деб аталади.

Агарда оптик йўллар фарқи вакуумда бутун тўлқин сонларига тенг бўлса

$$\Delta = \pm m\lambda_0\left(m = 0,1,2,......\right) \quad , \qquad (6.2)$$

фазалар фарқи ± $2m\pi$ га тенг бўлади ва *М* нуқтада иккала тўлқин ҳосил қилган тўлқинлар бир хил фазада бўладилар. Бу эса *интерференция максимумини кузатиш шартини* билдиради**.** Агарда оптик йўл фарқи:

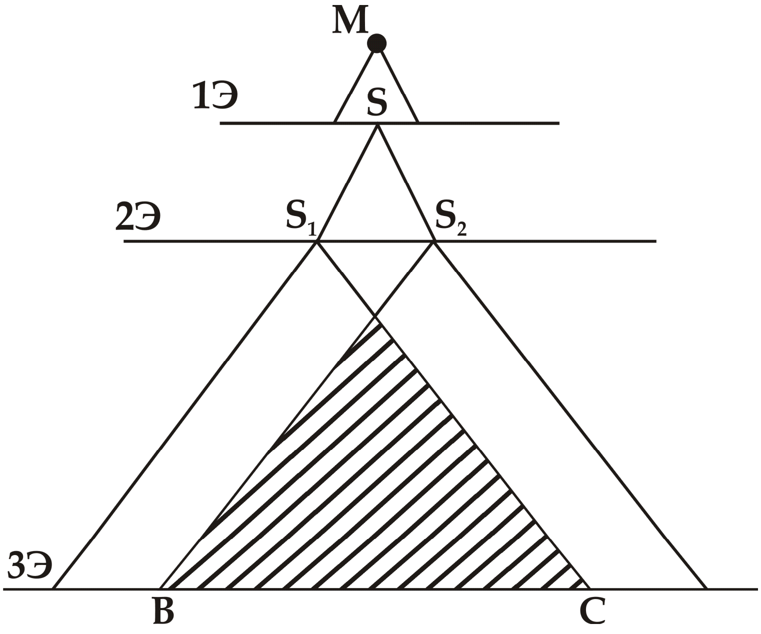
$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad , \quad (\mathrm{m}=0,1,2,\ldots\ldots) \quad , \tag{6.3}$$

бўлса, у ҳолда $\delta = \pm(2m+1)\pi$ га тенг бўлади ва *М* нуқтада иккала тўлқин хосил қилган тебранишлар бир-бирига қарама - қарши фазада бўлади. Бу ифода интерферциянинг *минимумини кузатиш шарти* бўлиб хизмат қилади.

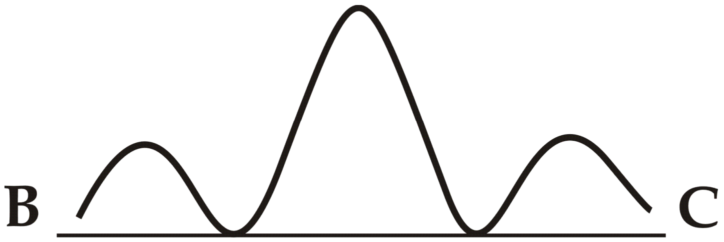
68 - §. Ёруғлик тўлқинларининг интерференциясини кузатиш усуллари

Юнг усули

М манбадан чиққан монохроматик ёруғлик тўлқини *S* тор тирқишли 1 экранга тушади (*133 - расм*) ва ундан ўтиб S_1 ва S_2 тирқишли 2 экранга ўтади. Бу икки тирқиш иккита когерент тўлқинлар манбаи ҳисобланади. S_1 ва S_2 тирқишдан чиққан когерент тўлқинлар 3Э экранда бир - бирини устига



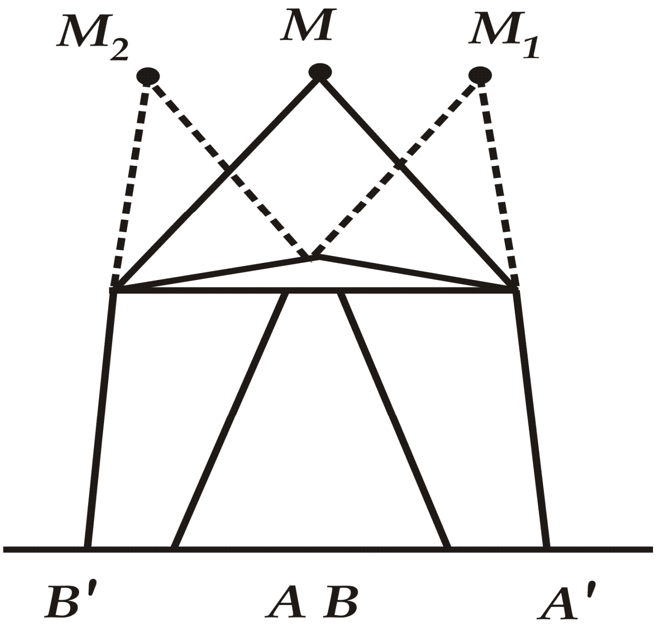
133 – расм. Ёруғлик тўлқинлари интерференциясини кузатишнинг Юнг усули



134 – расм. Юнг усулидаги интерференция манзараси

тушиб *BC* соҳада интерференция манзарасини ҳосил қилади. *BC* соҳадаги ёритилганлик тақсимоти *134* - расмда келтирилган.

Бипризмадаги Френель тажрибаси



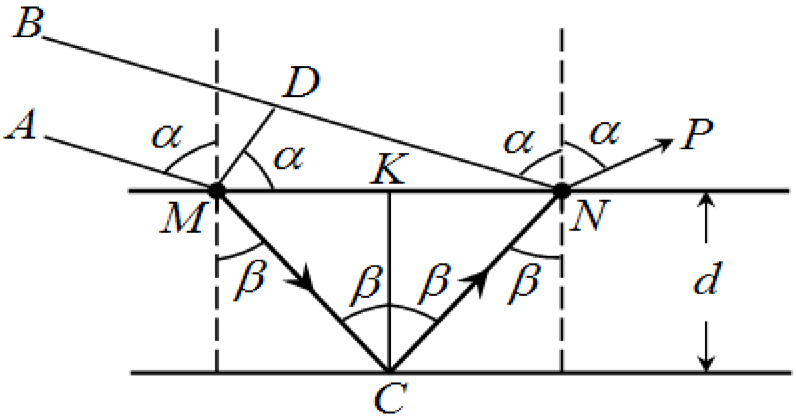
135 – расм. Бипризмадаги Френель тажрибаси

Бипризма – уч томонли шиша призмадан иборат бўлиб, унинг томонлари орасидаги битта бурчаги 180° га яқин бўлади (*135 – расм*).

M манбадан ёруғлик тўлқинлари бипризмага тушганда, бипризманинг чап тарафидан ёруғлик тўлқинлари ўнг томонга оғиб экраннинг *AA'* нуқталари орасига йўналади. Бипризманинг ўнг тарафи ёруғлик тўлқинларини чап тарафга оғдириб, экраннинг *BB'* нуқталари орасига йўналтиради. Ёруғлик нурларининг орқага қайтганлари M_1 ва M_2 мавҳум тасвирларни ҳосил қилади ва экранда ёруғлик тўлқинларининг интерференцияси манзараси кузатилади.

Юпқа тиниқ пластинкада ёруғлик интерференцияси

Параллел ёруғлик тўлқинлари дастаси α - бурчак остида d қалинликдаги юпқа пластинканинг MN юқори қиррасига тушсин (*136 - расм*). AM нур β - бурчак остида синиб, паст қирранинг C нуқтасидан қайтиб, N нуқтада яна синиб, NP йўналишда ташқарига чиқади.



136 – расм. Юпқа тиниқ пластинкадаги ёруғлик интерфецияси

Иккинчи DN нур N нуқтага тушиб, α бурчак остида қайтиб, у ҳам NP йўналишда тарқалади. Иккала нур когерент бўлиб, оптик йўллар фарқига эга бўладидир, шу сабабли улар интерференция манзарасини ҳосил қиладилар.

Бу иккала нур орасидаги геометрик йўл фарқи

$$\delta_Г = 2MC - DN$$

га тенг. Ўз навбатида $MC = \dfrac{d}{\cos\beta}$ га тенг, DN эса қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$DN = 2MK\sin\alpha = 2dtg\beta\sin\alpha \ ,$$

чунки, $MK = dtg\,\beta$ дир.

$\sin\alpha = n\sin\beta$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$\delta_Г = 2\frac{d}{\cos\beta} - \frac{2dn\sin^2\beta}{\cos\beta} = \frac{2d(1 - n\sin^2\beta)}{\cos\beta}$$

тенгликка эга бўламиз.

Интерференция манзараси фақат геометрик йўллар фарқига боғлиқ бўлмай, тўлқинларнинг фазалар фарқи ва муҳитнинг хусусиятига ҳам боғлиқдир. Биринчи нур C нуқтада кичик зичликли муҳитдан (ҳаво ёки вакуумдан), N нуқтада эса зичлиги катта бўлган муҳитдан қайтади, нур фазаси сакраб ўзгариб, йўллар фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га ошади. У ҳолда оптик йўллар фарқи

$$\delta_0 = 2\frac{dn}{\cos\beta} - \frac{2dn\sin^2\beta}{\cos\beta} - \frac{\lambda}{2} = 2dn\cos\beta - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2}$$

га тенг бўлади. Оптик йўллар фарқи $m\lambda$ га тенг бўлса, қайтган ёруғлик нурлари кучаяди ва кучайиш шарти қуйидагича бўлади:

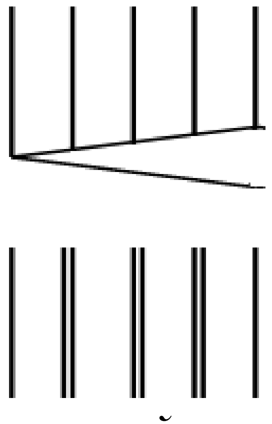
$$\delta_0 = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = m\lambda$$

ёки
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

Оптик йўллар фарқи $(2m-1)\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлса, қайтган ёруғлик нурлари сусаяди ва сусайиш шарти қуйидагича бўлади.

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \frac{\lambda}{2} = (2m-1)\frac{\lambda}{2}$$

ёки
$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} = m\lambda$$



137 – расм. Бир хил қалинлик кўринишдаги интерференция манзарасини кузатиш

137 – расмда ораларида понага ўхшаш юпқа ҳаво қатлами бор бўлган шиша пластинка келтирилган. Пластинкалар юқоридан ёритилганда ёруғлик нурлари понанинг икки сиртидан қайтади, натижада параллел ёруғ ва қоронғи тасмалардан иборат интерференция манзараси кузатилади. Бу ерда кузатиладиган ёруғ тасмалар *бир хил қалинлик чизиқлари* деб аталади.

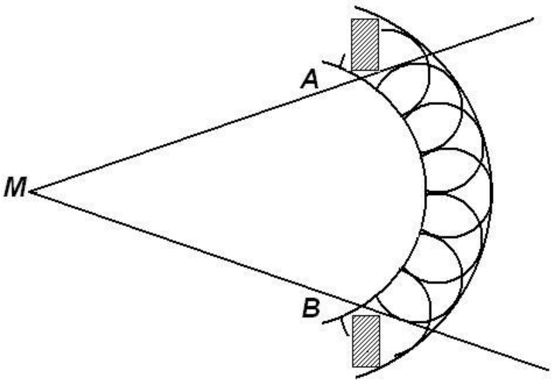
69 - §. Ёруғлик дифракцияси

Ёруғликнинг тўсиқларни айланиб ўтиш ҳодисаси *ёруғликнинг дифракцияси* деб аталади. Оптикада, бу ҳодиса ёруғликнинг геометрик соя соҳаларига киришини билдиради.

Ёруғлик дифракциясини ўрганиш моҳияти фақат ёруғлик ва соя ораларидаги ўткинчи (оралиқ) соҳани ўрганиш билан чекланмайди. Дифракция назарияси тўлқин назариясини геометрик оптика қоидалари билан мувофиқлаштириш имконини беради.

Гюйгенс – Френель принципи. Дифракциянинг аниқ назарияси жуда мураккабдир. Шу сабабли, Гюйгенс - Френель принципига асосланган тақрибий усуллар катта аҳамиятга эга бўлади.

Гюйгенс принципига асосан, *AB* тўлқин фронтининг ҳар бир нуқтасини иккиламчи сферик тўлқинлар манбаи деб ҳисоблаш мумкин (*138 - расм*).



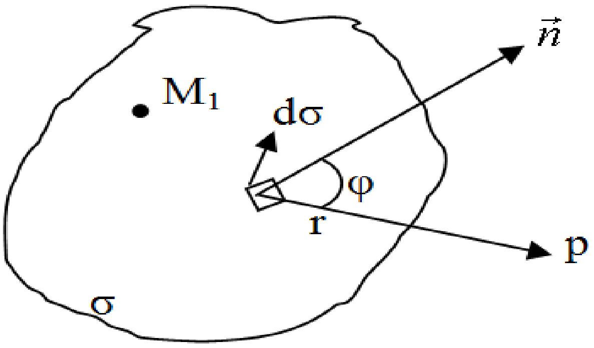
138 – расм. Иккиламчи сферик тўлқинлар манбаларининг ҳосил бўлиши

Френель эса, бу принципга, иккиламчи тўлқинлар ўзаро таъсирлашиб интерференция манзарасини ҳосил қилиши мумкин, деган фикрни қўшимча қилди.

M_1 ёруғлик манбаини ихтиёрий ёпиқ σ сирт билан ўраймиз (*139 - расм*). $d\sigma$ сирт элементининг ҳосил қилган тебранишининг P нуқтага силжиши қуйидагига тенг бўлади:

$$d\xi = k(\varphi)\frac{A_0 d\sigma}{r}\sin(\omega t - kr + \alpha_0), \qquad (69.1)$$

бу ерда A_0 – $d\sigma$ элементдаги тебраниш амплитудаси, r – $d\sigma$ элементдан P нуқтагача бўлган масофа, $k(\varphi)$ – оғиш коэффициенти, P йўналиш билан $d\sigma$ юзага ўтказилган $\vec{n}$ нормал орасидаги φ бурчакка боғлиқ катталик. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ бўлганда $k(\varphi) = 0$ дир. P нуқтадаги натижавий тебраниш суперпозиция принципига асосан



139 – расм. dσ сиртли ёруғлик манбаи

$$\xi = \int_{(\tau)} k(\varphi)\frac{A_0}{r}\sin(\omega t - kx + \alpha_0)d\sigma, \qquad (69.2)$$

га тенг.

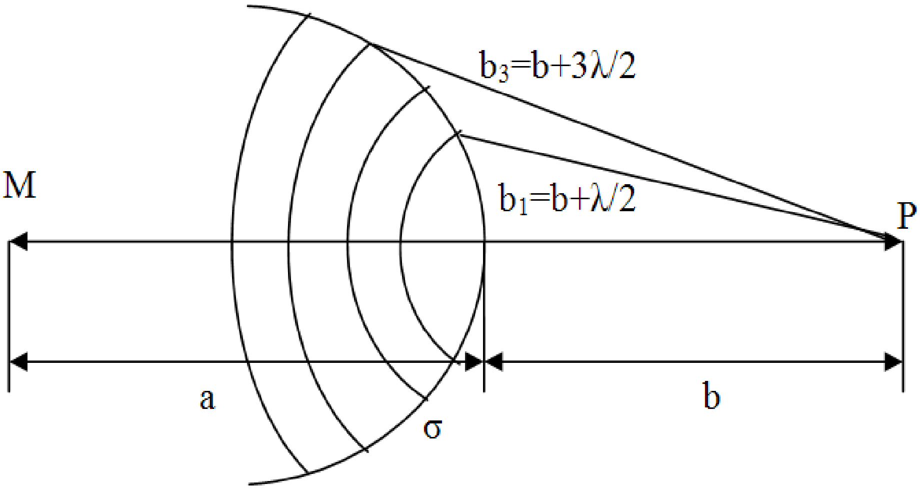
Бу ифода Гюйгенс - Френель принципининг аналитик ифодасидир. Бу ифода орқали ҳисоблар бажариш катта қийинчилик туғдиради. Шу сабабли, Френель томонидан таклиф этилган, соддалашган усулларни кўриб чиқамиз.

70 - §. Френель соҳалари

М нуқтавий ёруғлик манбаининг сферик тўлқин фронтига мос тушадиган σ сиртини оламиз ва бу сиртнинг маркази нуқтавий манбада ётади деб ҳисоблаймиз (*140 - расм*).

Тўлқин фронтининг барча нуқталари бир хил частота ва фазада тебранади, натижада когерент манбалар мажмуасини ифодалайди. σ сиртни, исталган иккита қўшни соҳа тўлқинлари *P* нуқтага қарама - қарши фазада келадиган, ҳалқали соҳаларга ажратамиз:

$$b_m = b + m\frac{\lambda}{2}$$



140 – расм. Сферик тўлқин фронтини Френель соҳаларига ажратиш

Френель соҳалари юзаси бир - бирига тенгдир. Соҳалардаги тебранишлар амплитудалари *m* – ортиши билан монотон равишда камайиб боради:

$$A_1 > A_2 > A_3 > .... > A_{m-1} > A_m > A_{m+1}$$

Исталган соҳадаги тебранишлар амплитудаси қўшни соҳалар амплитудаларининг ўртача йиғиндисига тенг бўлади:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \quad , \qquad (70.1)$$

Жуфт соҳалар амплитудалари бир хил ишорада бўлса, тоқ соҳалар амплитудалари бошқа ишорада бўлади. Натижавий тебраниш амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

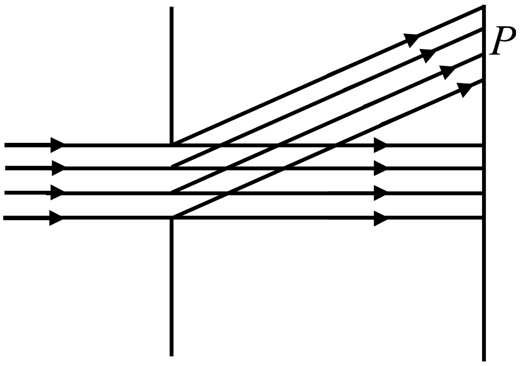
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \approx \frac{A_1}{2} \quad , \qquad (70.2)$$

Шундай қилиб, P нуқтадаги барча тўлқинлар фронтининг таъсири марказий соҳа - таъсирининг ярмига эквивалентдир.

71 - §. Ёруғликнинг ҳар хил тўсиқлардан ўтишида кузатиладиган дифракция ҳодисалари

Оддий тўсиқлардаги Френель дифракцияси

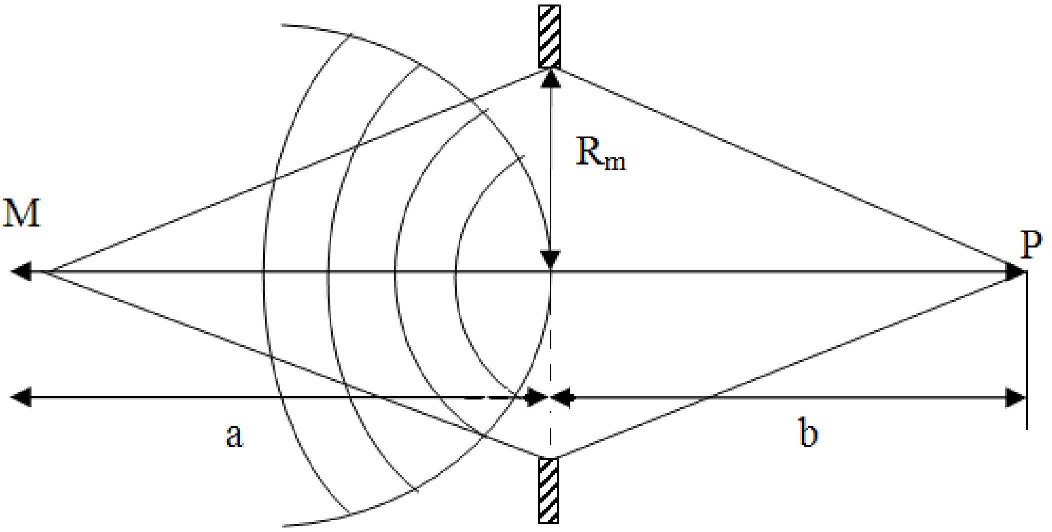
Агарда манба ва P кузатув нуқтаси тўсиқдан катта масофада жойлашса, у ҳолда тўсиққа тушаётган ва P нуқтага йўналган ёруғлик нурлари деярли параллел бўладилар. Бу ҳолда кузатиладиган дифракция – Фраунгофер дифракцияси ёки параллел нурлар дифракцияси деб аталади. (*141 - расм*).



141 - расм. Параллел нурлар дифракцияси

Думалоқ тешикдан ўтган нурлар дифракцияси

Нуқтавий M ёруғлик манбаи ва P кузатув нуқтаси орасига думалоқ тирқишли тиниқ бўлмаган экранни жойлаштирамиз (*142 - расм*). Френель принципига асосан, экран тўлқин фронтининг бир қисмини тўсади. Ёруғлик оқимининг экрандаги тақсимланиши тешикка нечта Френель соҳалари сиғишига боғлиқ.



142 – расм. Думалоқ тешикли экрандаги дифракция

Агарда, 1 - Френель соҳаси очиқ бўлса, 70.2 - ифодага асосан, *P* нуқтадаги ёруғликнинг амплитудаси, ёруғликнинг эркин тарқалишига нисбатан, икки марта (жадаллиги эса 4 марта) катта бўлади.

Агарда, тешикка 2 та Френель соҳаси жойлашса, интерференция ҳисобига *P* нуқтада тўлқинлар бир - бирини йўққа чиқаради.

Тешикка жойлашадиган Френель соҳаларининг сони R_m – ташқи радиуси билан қуйидагича боғланган бўлади

$$m = \frac{R_m^2}{\lambda} = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right) \quad \text{ёки} \quad R_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} \quad , \qquad (71.1)$$

Демак, Френель соҳасининг радиуси тўсиқ билан кузатув нуқтаси орасидаги масофа ва тўлқин узунлигига боғлиқ экан.

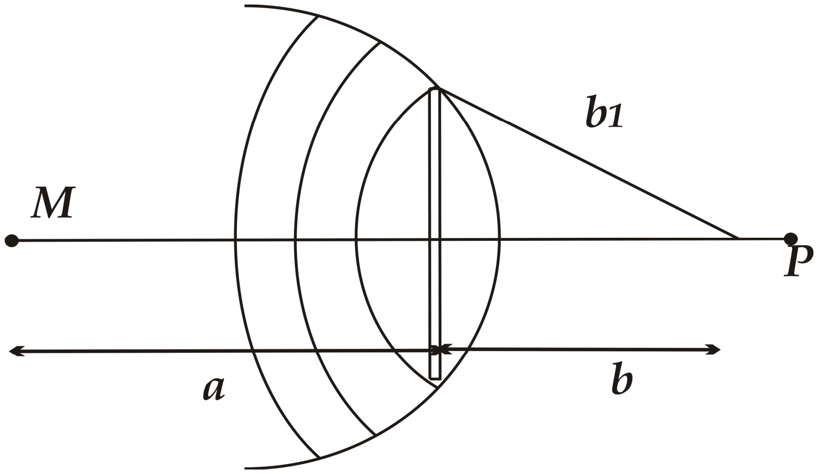
P кузатув нуқтасида ёруғлик жадаллигини, барча жуфт ёки тоқ Френель соҳаларини тўсиш билан, кўп марта кучайтириш мумкин. Кузатиладиган дифракция параллел бўлмаган нурлар дифракцияси деб аталади.

Думалоқ дискдан ўтган ёруғлик нурлари дифракцияси

Тўсиқ думалоқ дискдан иборат бўлган ҳолда (*143 - расм*) сферик тўлқин фронтининг ёпилмаган қисмини, экран чегарасидан бошлаб Френелнинг ҳалқавий соҳаларига ажратамиз.

P нуқтадаги ёруғликнинг амплитудаси 1 - Френел соҳасининг шу нуқтада ҳосил қила оладиган амплитудасининг ярмига тенг бўлади. Дискнинг диаметри қандай бўлишига қарамай, унинг геометрик сояси марказида ёруғ доғ кузатилади. Геометрик соядан ташқарида интерференция ҳисобига концентрик қоронғи ва ёруғ халқалар тизими кузатилади.

.



143 – расм. Думалоқ дискли тўсиқдаги дифракция

Агарда диск кўп Френель соҳаларини тўсадиган бўлса, ёруғ ва сояларнинг тор соҳасида ёруғлик жадаллиги суст бўлган ёруғ ва қоронғи ҳалқалар кузатилади.

Ёруғликнинг тўғри чизиқли тарқалиши

Френель соҳалари усули ёруғлик тўлқинларининг тўғри чизиқли тарқалиши тўғрисидаги тушунчанинг қўллаш чегарасини баҳолаш имконини беради.

Агарда Френель соҳалари ўлчамларига нисбатан экран ўлчамлари катта бўлса, дифракция ҳодисасини инобатга олмай, ёруғликни тўғри чизиқли нур, деб ҳисоблаш мумкин. Тўлқин узунлиги λ қанча қисқа бўлса, Френель соҳаларининг ўлчами шунча кичик бўлади ва геометрик оптиканинг тахминий тушунчаларидан аниқроқ фойдаланиш мумкин.

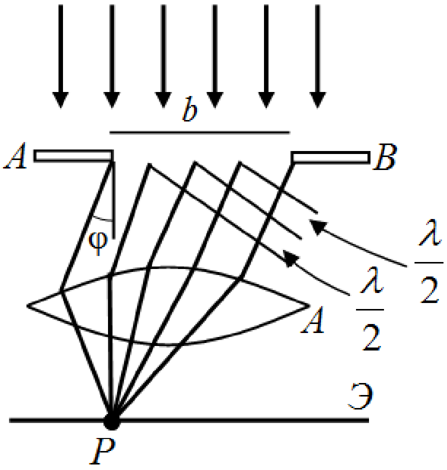
(10.1) – ифодадан кўриниб турибдики, Френель соҳасининг радиуси нафақат экран ва манба орасидаги масофага боғлиқ бўлмай, экран ва кузатиш нуқтаси орасидаги масофага ҳам боғлиқдир.

Бу масофалар қанчалик катта бўлса, Френель соқалари радиуси ҳам катта бўлади ва юқори даражада геометрик оптика тушунчаларидан четлашиш кузатилади.

72 - §. Битта тирқишли тўсиқдаги Фраунгофер дифракцияси

Чексиз узунликдаги *b* тор тирқишли *AB* экранга перпендикуляр равишда параллел нурлар оқими тушаётган бўлсин (*144 - расм*).

Тирқишга тушаётuан нур йўналиши билан φ бурчак остидаги йўналишда тарқалаётган нурларни кўрамиз.



144 – расм. Битта тирқишли тўсиқдаги дифракция

Дифракция ҳодисасини кузатиш учун нурлар қаршисига линза қўямиз. Унинг оптик ўқи *AB* экранга перпендикулярдир. У ҳолда параллел нурлар сингандан сўнг линзадан ўтиб, унинг фокал текислигидаги *P* нуқтада йиғиладилар. Линза нурларнинг қўшимча йўллар фарқини ҳосил қилмайди.

Тўлқиннинг текис фронти тирқишга етиб бориб *AB* ҳолатни эгаллаганда, тирқишнинг барча нуқталарини Гюйгенс принципига асосан, янги когерент тўлқинлар манбаи деб, ҳисобласа бўлади.

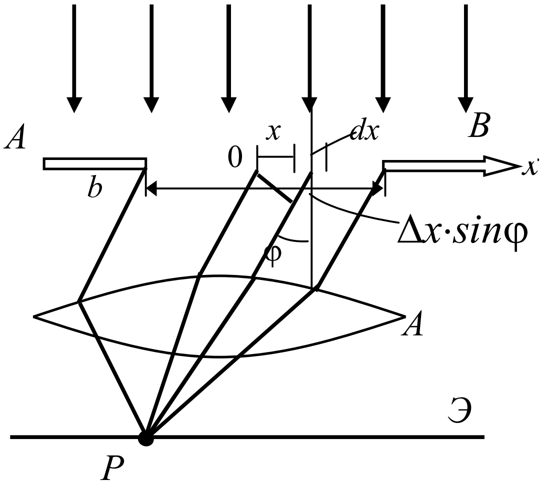
Френель соҳалари усули ёрдамида тўлқин сиртининг очиқ қисми чегараларида йўл фарқи $\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлган параллел йўлакчаларга ажратамиз. Бу йўлакчаларни Френель соҳалари деб ҳисоблаймиз. Иккита қўшни Френель соҳаларидан чиқувчи тўлқинлар *P* нуқтага қарама - қарши фазаларда етиб келадилар.

Бу тузилишда соҳалар сони жуфт бўлса, *P* нуқтадаги натижавий амплитуда нолга тенг бўлади.

Берилган φ бурчакда тоқ Френель соҳалари жойлашса, у ҳолда битта соҳа таъсири компенсациялашмай қолади ва *P* нуқтада ёритилганликнинг максимуми кузатилади. Максимум ва минимум кузатиладиган шартлар қуйидагича бўлади:

$$b\sin\varphi_{мин} = 2m\frac{x}{2}\ ; \quad b\sin\varphi_{\max} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

φ бурчак билан аниқланадиган йўналишдаги иккиламчи тўлқинларнинг интерференциясини ҳисоблаш учун *AB* тўлқин фронтининг очиқ қисмини элементар *dx* йўлакчаларга бўламиз (*145 - расм*). У ҳолда, *x* координатали *dx* йўлакчанинг *P* нуқтада ҳосил қиладиган тебранишини қуйидагича ифодалаш мумкин:



145 – расм. Тоқ Френеь соҳали тирқишдаги дифракция

$$d\xi = \frac{A_0}{b}\cos(\omega t - kx\sin\varphi)dx\ , \qquad (72.1)$$

бу ерда $kx\ sin\varphi$ - координаталари 0 ва x бўлган, dx элементар йўлакчадан *P* нуқтага келган тебранишларнинг фазалари фарқи, $\frac{A_0}{в}dx = dA\,dx$ бўлакнинг ҳосил қилган тебраниши амплитудасидир.

(72.1) – ифодани тирқиш кенглиги бўйича интегралласак, *P* нуқтадаги натижавий майдонни топиш мумкин. Қуйидаги белгилашни киритамиз:

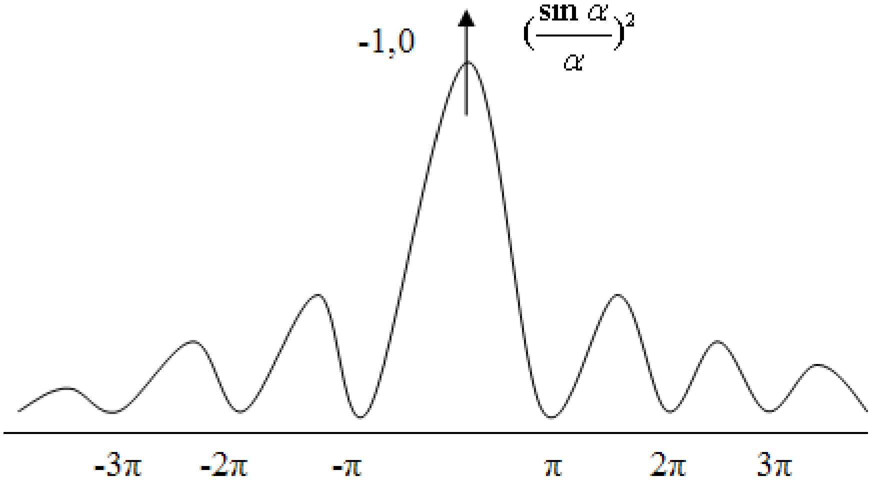
$$\alpha = \frac{\kappa b}{2}\sin\varphi = \frac{\pi b}{\lambda}\sin\varphi \ , \qquad (72.2)$$

$$\xi = \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} d\xi = A_0 \cdot \frac{\sin\alpha}{\alpha}\cos(\omega t - \alpha) \quad , \qquad (72.3)$$

Исталган *P* нуқтадаги нурланиш жадаллиги амплитуданинг квадратига пропорционалдир:

$$I_\varphi = CA_0^2\left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2 = I_0\frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}b\sin\varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{2}b\sin\varphi\right)^2} \quad , \qquad (72.4)$$

Маълумки, $\lim\limits_{\alpha\to 0}\left(\frac{\sin\ \alpha}{\alpha}\right) = 1$ га тенг.Шу сабабли, (72.4) – функция $\alpha = 0$ да максимумга эга бўлади. (72.2) – ифодадан, $\varphi = 0$ ва $\alpha = m\pi$ бўлганда минимум кузатилади, буерда $m = \pm 1, \ \pm 2$ ва ҳ.к.



146- расм. $\left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2$ ***функциянинг чизмаси***

Демак, битта тирқишда ёруғлик жадаллиги минимуми кузатиш шарти қуйидагидан иборат:

$$b\sin\varphi = m\lambda \quad , \qquad (72.5)$$

бу ерда *m– минимум тартиби* деб аталади. Минимумлар орасида ёритилганлик максимумлари жойлашган, уларнинг ҳолати қуйидаги шарт билан аниқланади:

$$b\sin\varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad , \qquad (72.6)$$

φ бурчак қиймати ортиши билан максимум жадаллиги камая боради. Ёруғлик оқимининг катта қисми бош (~90%), биринчи (~5%) ва иккинчи (~2%) максимумлар атрофида йиғилади.

Кузатилиши мумкин бўлган минимумнинг энг катта тартиби

$$\sin\varphi \leq 1 \quad , \quad m < \frac{b}{\lambda}$$

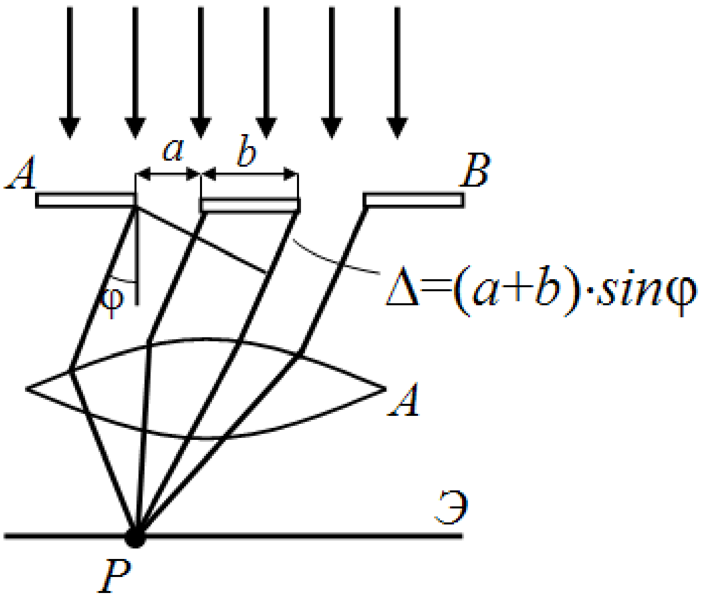
га тенг. (72.4) – ифодадан $I_0 = I_\phi$ эканлиги кўриниб турибди, яъни дифракциявий манзара линзанинг марказига нисбатан симметрикдир.

Тирқишга монохроматик бўлмаган ёруғлик нурлари тушса, дифракция манзараси максимумлари ҳар хил рангли нурлар учун экраннинг ҳар хил нуқталарига жойлашади ва дифракциявий спектр ҳосил қилади. Марказий максимум оқ нурдан ташкил топади. Ўнг ва чап тарафларда марказга яқинроқда бинафша нурлар дифракция спектрлари кузатилади.

73 - §. Дифракциявий панжара

Кенглиги *a* бўлган, тиниқ бўлмаган ораліқлар билан бўлинган, бир хил *b* кенгликдаги параллел тирқишлар қатори - дифракциявий панжара деб аталади. Бу ерда $d = a + b$ катталик *дифракциявий панжара даври* ёки *доимийси* деб аталади.

Параллел нурлар дастаси тушаётган, иккита тирқишдан иборат энг содда панжарани кўриб чиқайлик (*147 - расм*).



147 – расм. Энг содда дифракциявий панжара

Иккита тирқишда кузатиладиган дифракциявий манзара минимум ва максимумлари ҳолатлари бир тирқишли дифракциядаги ҳолатлар устига тушмайди. Чунки икки тирқишли ҳолда, нурларнинг биринчи тирқиш ва иккинчи тирқишлардан ҳосил бўлган интерференцияси туфайли дифракциявий манзаралар бир-бирининг устига тушмайдилар.

Максимум ва минимум кузатилиши шартлари қуйидагичадир:

$$(a+b)\sin\varphi = m\lambda \quad , \qquad (73.1)$$

$$(a+b)\sin\varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad , \qquad (73.2)$$

Исталган *P* нуқтада учта имконият бўлиши мумкин:

а) (1)- ва (2)- дифракциявий манзаралар максимумлари бир - бирини устига тушади;

б) битта манзара максимуми иккинчи манзара минимумига мос тушади;

г) битта манзара минимуми иккинчи манзара минимумига мос тушади.

а) ва б) ҳолатлар манзараси бир - бирини устига тушганда *P* нуқтада максимум ва минимум кузатилади. б) ҳолатда фақат минимум кузатилади.

Шундай қилиб, иккита тирқишдаги дифракция манзарасида, битта тирқишдагига нисбатан максимумлар кўпроқ кузатилади.

Тирқишлар сони ошиши минимумлар сонини ошишига олиб келади.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{ва} \quad D_{чиз} = \frac{d\ell}{d\lambda}$$

катталиклар, мос равишда, *бурчакли ва чизиқли дисперсия* деб аталади.

Бу ерда $d\varphi$ ва $d\ell$, $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ тўлқин узунлиги билан фарқ қиладиган спектрал чизиқлар орасидаги бурчакли чизиқли масофалардир.

Дифракциявий панжаранинг бурчакли дисперсиясини топишга ҳаракат қиламиз. Бунинг учун бош максимум кузатилиши шартини $(a+b)\sin\varphi = m\lambda$ дифференциялаймиз

$$d\cos\varphi d\varphi = md\lambda$$

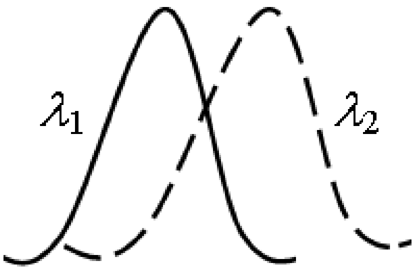
$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}$$

φ нинг кичик қийматларида, $\cos\varphi \approx 1$ га тенг. Шунинг учун

$$D_{\varphi} \approx \frac{m}{d}$$

га тенг бўлади.

Дифракциявий *панжаранинг аниқлаш кучи* деб $R = \frac{\lambda}{d\lambda}$ ўлчовсиз катталикка айтилади. Бу катталик иккита ёнма - ён турган спектрал чизиқларни алоҳида аниқлаш имкониятини кўрсатади (*148 - расм*).



148 – расм. Дифракциявий панжаранинг аниқлаш кучи

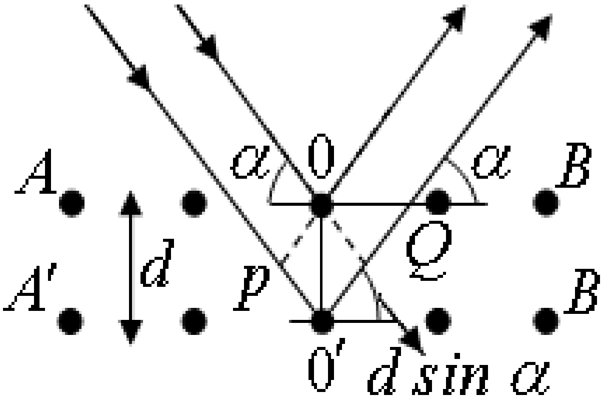
Агарда, битта максимум маркази, иккинчисининг марказидан тахминан $d\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, энг кичик тўлқин узунлиги масофасида жойлашса, бу ҳолда спектрал чизиқлар алоҳида аниқланган ҳисобланадилар.

Дифракциявий панжара учун аниқлаш кучи $R = mN$ га тенгдир. Бу ерда N тирқишлар сони, m – максимум кузатилиш тартиби.

Ҳозирги замон дифракциявий панжаралар 200 000 дан ортиқ чизиқлардан иборат бўлади ва спектрал чизиқларни алоҳида аниқлаш имконияти 400 000 дан ортиқдир.

Дифракциявий панжара сифатида фазовий даврликка эга бўлган исталган тузилмани тушуниш мумкин. Тўлқин узунлиги $0{,}1\cdot10^{-9}$*м* га тенг бўлган рентген нурлари дифракциясини олиш учун атом ва ионлардан ташкил топган, фазовий даврликка эга бўлган кристалл панжарадан фойдаланиш мумкин (*149 - расм*).

AB ва A_1B_1 текисликлардаги қўшни атомлардан қайтган нурлар орасидаги $P0'\varphi$ йўл фарқи:



149-расм.Фазовий даврликка эга бўлган дифракциявий панжара

$$2d\sin\alpha$$

га тенг. Интерференция кучайиши Брэгг - Вульф шартига биноан бажарилади:

$$2d\sin\alpha = m\lambda \quad ,$$

бу ерда m= 0, ±1, ±2, +…..

Ҳозирги даврда, физикада рентген нурлари дифракциясига асосланган иккита йўналиш пайдо бўлди: рентген спектроскопияси ва рентген структуравий анализи.

74 - §. Ёруғлик дисперсияси

Монохроматик ёруғлик тўлқинларининг бир муҳитдан иккинчисига ўтишида, синиш қонунига асосан, ёруғлик нурлари йўналиши шундай ўзгарадики, бунда тушиш бурчаги синусини синиш бурчак синисусига нисбати тушиш бурчагига боғлиқ бўлмайди.

Бу нисбат, иккала муҳитдаги тўлқинларнинг фазавий тезликлари нисбатига тенгдир

$$\frac{\sin i}{\sin C} = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = n_{21}, \tag{74.1}$$

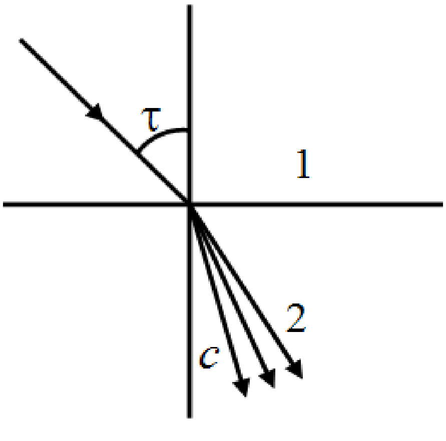
n_{21} – катталик *иккита муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи* деб аталади. Агарда биринчи муҳит вакуум бўлса, ундаги ёруғлик тезлиги c га тенг бўлади, бу ҳолда

$$\frac{\sin i_0}{\sin C} = \frac{c}{\upsilon} = n, \tag{74.2}$$

n – иккинчи муҳитнинг абсолют синдириш кўрсаткичи бўлади.

Агарда вакуумдан иборат муҳит сиртига ҳар хил тўлқин узунлигидаги параллел нурлар дастаси тушса, иккинчи муҳитда улар ҳар хил йўналишда тарқалиб, елпиғич ҳосил қиладилар (*150 - расм*). Бу ҳодиса ҳар хил узунликдаги ёруғлик тўлқинларининг моддий муҳитдаги тарқалиш тезликлари ҳар хил бўлиши билан тушунтирилади. Демак, бу тўлқинлар учун муҳитни синиш кўрсаткичи – ёруғликнинг вакуумдаги тўлқин узунлиги функциясидир.

$$n = f(\lambda_0) \;\; ; \quad \upsilon = f(\lambda_0)$$



150 – расм. Ёруғлик нури елпиғичининг ҳосил бўлиши

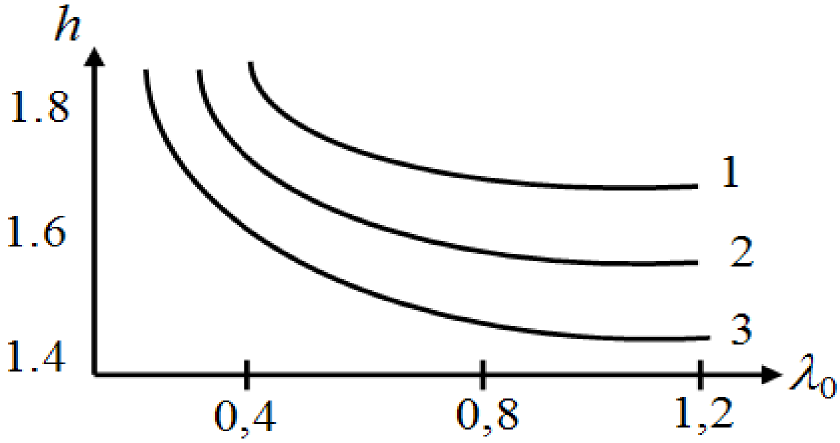
Бу модданинг оптик хусусиятини ёруғликнинг тўлқин узунлиги ёки частотасига боғлиқ бўлиши *ёруғликнинг дисперсияси* деб аталади.

Ҳар бир моддада унинг ўлчов бирлиги сифатида, модданинг дисперсияси, яъни вакуумдаги синдириш кўрсаткичидан ёруғликнинг тўлқин узунлиги бўйича олинган ҳосила $^{dn}/_{d\lambda}$ ишлатилади. Кўп ҳолларда бу ҳосила қиймати манфийдир, λ_0 ошиши билан синдириш кўрсаткичи қиймати камаяди.

151 - расмда шиша, кварц ва флюорит каби тиниқ моддаларнинг дисперсияси $n = f(\lambda_0)$ келтирилган. Бу ҳолдаги дисперсия – нормал дисперсия деб аталади.

Агарда $\frac{dn}{d\lambda}$ ҳосила мусбат бўлса, дисперсия - *аномал* деб аталади.

Аномал дисперсия берилган муҳитда, айрим тўлқин узунликдаги ёруғликнинг ютилиши ҳисобига кузатилади.



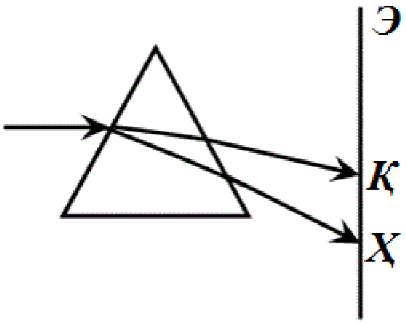
151 – расм. Шиша(1), кварц(2) ва флюоритнинг(3) дисперсияси

Нормал дисперсияда синдириш кўрсаткичининг тўлқин узунлигига боғлиқлиги Коши тенгламаси билан ифодаланади:

$$n \approx n_0 + \frac{a}{\lambda_0^2} \quad , \tag{74.3}$$

бу ерда n_0 – жуда катта тўлқин узунлигидаги синдириш кўрсаткичидир. n_0 ва a берилган муҳит учун доимий катталиклардир.

Агарда учбурчакли призманинг чап қиррасига ҳар хил тўлқин узунликдаги оқ ёруғликнинг параллел нурлари тушса, улар ҳар хил синиб, ҳар хил йўналишда тарқаладилар (*152 - расм*).



152 – расм. Учбурчакли призмадаги ёруғлик дисперсияси

Бу тарқалиш иккинчи қиррадан ўтганда кучаяди. Призманинг ўнг тарафига қўйилган ясси экраннинг ҳар хил жойларига ҳар хил рангли нурлар тушиб спектр ҳосил қилади.

Узунроқ тўлқинли нурлар (қизил нурлар) призмадан камроқ оғади, қисқа тўлқинли нурлар (ҳаво рангли) кўпроқ оғади.

Призма орқали олинган спектр дифракциявий панжарадан олинган спектрдан фарқ қилади. Дифракциявий панжарада нурларнинг бошланғич йўналишдан оғиши λ_0 га пропорционал бўлади, призмада эса тўлқин узунлигига боғлиқ оғиш тескари ва мураккабдир.

Нормал дисперсия, тушаётган тўлқиннинг электр майдони тебранишини, берилган муҳитнинг атомлари ядроларига эластик тортилиш кучи орқали боғланган электронлар билан ўзаро таъсири орқали тушунтирилади.

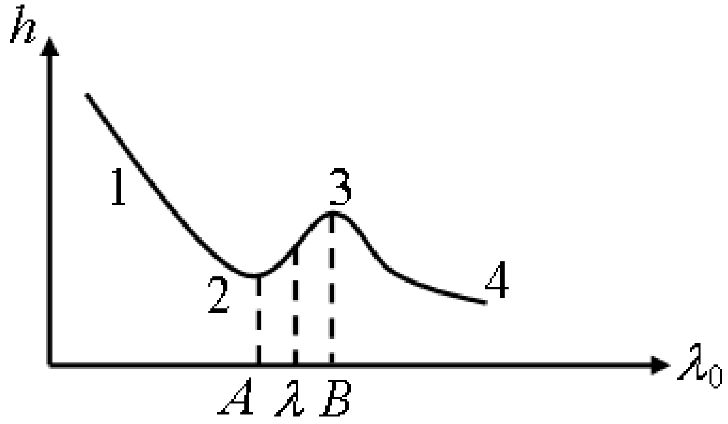
Майдон таъсирида бундай электронлар майдон тебраниши частотаси билан тебранабошлайдилар. Натижада, бу электронлар худди шу частотада фазаси бошланғич фазадан фарқли бўлган, иккиламчи тўлқинларни нурлатадилар.

Муҳит ичида, тушаётган тўлқинлар иккиламчи тўлқинлар билан қўшилиб, тушаётган тўлқинлар фазасидан фарқ қиладиган фазага эга бўлган натижавий тўлқинларни хосил қиладилар. Бу фазадан қолишлар, муҳитдан тўлқин ўтиши билан йиғилабориб тўлқин тезлигининг камайиш самарасини беради. Тебраниш частотаси катта бўлганда муҳитда бирлик узунликда фазадан орқада қолиш катта бўлади, натижавий тўлқин тезлиги кўпроқ камаяди, синиш кўрсаткичи ортаборади. Нормал дисперсия шундан иборатдир.

75 - §. Ёруғликнинг ютилиши ва сочилиши

Моддага оқ нур тушганда, у алоҳида узунликдаги тўлқинларни ютиб, шу тўлқин узунлиги атрофида синиш кўрсаткичини тўлқин узунлигига боғлиқ равишда ўсишини ва аномал дисперсияни кузатилишини таъминлайди (*153- расм*).

Ёруғликни ютувчи моддадан ўтган нурларни спектрга ажратсак, хар хил рангли фонда қорачизиқлар ва ютилган нурлар тўлқин узунлигига тегишли кенгроқ соҳалар кузатилади. Бундай чизиқлар мажмуаси жисмнинг *ютилиш спектрини* беради.



153 – расм. Модданинг ютилиш спектри

I жадалликдаги монохроматик ёруғлик *dx* қалинликдаги ютувчи қатлам сиртига перпендикуляр равишда тушаётган бўлсин ва қатламнинг бошқа тарафидан ёруғлик I - dI жадаллик билан чиқсин. Жуда юпқа қатлам учун жадаллик камайиши қатлам қалинлиги ва бошланғич жадалликка тўғри пропорционалдир

$$dI = -\mu I dx$$

Бу ерда $\frac{dI}{I} = -\mu dx$. Агарда қатлам қалинлиги *d* катта бўлса, уни юпқа қатламлар мажмуаси деб ҳисоблаб, жадаллик ўзгаришни I_0 дан *I* гача, қалинликни эса, 0 дан *d* гача интеграллаймиз

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = -\mu \int_{0}^{d} dx \quad ; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\mu d$$

Натурал логарифмдан оддий сонларга ўтсак, қуйидаги ифодага

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu d} \quad \text{ёки} \quad I = I_0 e^{-\mu d}$$

эга бўламиз. Бу ифода *Бугер - Ламберт қонунини* тавсифлайди. Бу ерда μ - берилган модданинг ёруғликни ютиш коэффициентидир ва у тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади:

$$\mu = \mu_0(\lambda_0)$$

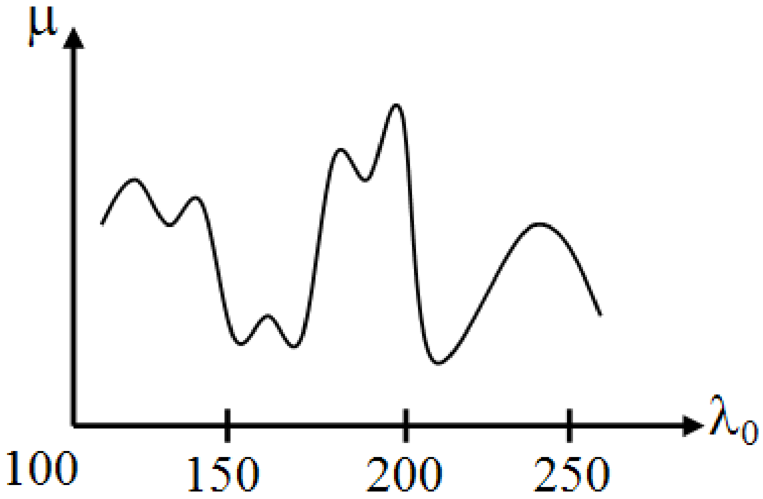
Бўялган қоришмалар учун μ қоришмалар концентрациясига пропорционалдир

$$\mu = kc$$

ва бу ҳолда Бугер - Ламберт қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$I = I_0 e^{-kcd}, \tag{75.1}$$

ютилиш коэффициентини тўлқин узунлигига боғлиқлиги график кўринишда *154* - расмда хлорли цезий моддаси учун тасвирланган.



154 – расм. Хлорли цезий моддасининг ютилиш спектри

Бу расмда спектрнинг ультрабинафша қисми тасвирланган. Эгри чизиқ чўққилари ютилиш соҳаларига тегишлидир.

Тиниқ моддаларда, спектрнинг кўзга кўринадиган қисмида, ютилиш соҳалари бўлмайди, ультрабинафша ва инфрақизил соҳаларида ютилиш кузатилади. Ёруғлик спектрининг кўзга кўринадиган қисмида ютилиш соҳалари жисмнинг рангини билдиради. Масалан, қизил шиша қизил нурларни деярли ютмайди ва қолган нурларни яхши ютади. Шунинг учун, қизил шишани оқ нур билан ёритсак, қизилга ўхшайди, яшил нур билан ёритсак қора, яъни яшил нурга тиниқмаслигини кўрсатади.

Металлар, кўп эркин электронларга эга бўлгани учун, ёруғликни кучли ютади, электронлар эса ёруғлик тўлқинининг ўзгарувчан электр майдони таъсирида, амплитудаси катта бўлган тебранма ҳаракатга келадилар. Электронларни тебранма ҳаракатга келтириш учун зарур бўлган энергия, ёруғлик тўлқинининг энергия захирасидан сарфланади. Аммо тебранаётган электронлар ҳам шу частоталарда тўлқин нурлатади, бу эса ёруғликнинг қайтишига сабаб бўлади.

Шундай қилиб, металлар ёруғликни кучли ютади ва кучли сочади. Ярим ўтказгичлар ёруғликни камроқ ютадилар, диэлектриклар эса ундан ҳам кам ютадилар.

Ёруғлик тўлқинларининг, муҳит атомлари электронлари билан ўзаро таъсирлашувида, электронлар тебранма ҳаракатга келиб ёруғлик чиқарадилар. Табиий нурларда тебранишларнинг барча йўналишлари тенг эҳтимолли бўлганлиги учун, атомлар чиқараётган ёруғлик барча йўналишларда сочилиши мумкин. Агарда муҳит атомлари биртекис тақсимланган бўлса, сочилган нурлар когерент бўладилар ва интерференция туфайли бир-бирини йўққа чиқарадилар. Бу ҳолда муҳит оптик жиҳатдан биржинсли бўлиб, нурларни сочмайди.

Агарда, муҳитда заррачалар тартибсиз тақсимлансалар, у ҳолда, улар сочган ёруғлик нокогерентдир ва сочилиш барча тарафларда ўринли бўлади. Аммо, амалда, кимёвий биржинсли бўлган муҳит молекулалари ҳам, иссиқлик ҳаракати ва бетартиб ҳосил бўлган қуюқлик ёки сийракликлар ҳисобига нур сочадилар.

Агарда, биржинсли бўлмаган қуюқлик ёки сийракликлар ўлчамлари тўлқин узунлигига нисбатан кичик бўлса, у ҳолда исталган йўналишдаги сочилган ёруғлик жадаллиги тушаётган тўлқин узунлигига қуйидагича боғланган бўлади (Рэлей қонуни):

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}\,, \qquad (75.2)$$

Атмосфера ҳавоси заррачаларининг ўлчамлари кичик бўлганда қуёш нурининг қисқа тўлқинларини (бинафша, кўк ва яшил) жадал сочади ва нурнинг катта тўлқинларини (қизил, сариқ) ёмон сочади. Шу сабабли, ҳавонинг ранги юқори қатламда, яшил ёки кўк рангда (ҳаворангда) бўлади.

76 - §. Ёруғликнинг қутбланиши

Ёруғлик векторининг тебраниш йўналишлари қандайдир усул билан тартибли ҳолатда бўлса, у ёруғлик қутбланган деб ҳисобланади.

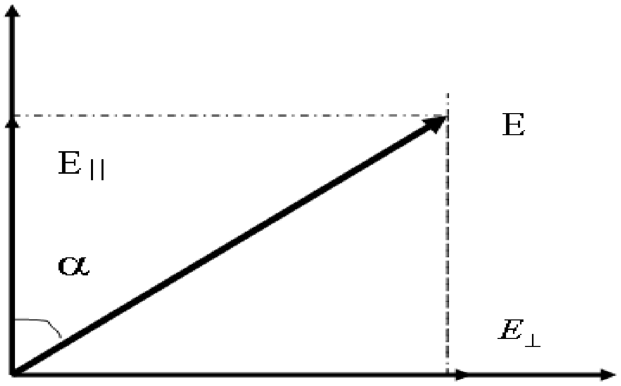
Табиий ёруғликда ҳар хил йўналишдаги тебранишлар тез ва тартибсиз равишда бир - бирига ўрнини бўшатиб туради.

Табиий ёруғликни қутбланган ёруғликка айлантириш жараёни - *ёругликнинг қутбланиши,* уни амалга оширувчи қурилма - *қутблантиргич (поляризатор*) деб аталади. Бундай қурилмалар қутбланиш текислигига параллел текисликда бўлган тебранишларни эркин ўтказади ва қутбланиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишларни тўла ёки қисман ушлаб қолади.

Қутблантиргич орқали табиий ёруғлик ўтаётганда $\vec{E}$ ёруғлик векторини иккита ташкил этувчига $\vec{E}_{II}$ ва $\vec{E}_{\perp}$ га ажратиш мумкин (*155 - расм*). E_{II} - ташкил этувчиси поляризатор орқали эркин ўтади, $E_{\perp}$ ташкил этувчиси эса унда ютилади. Ўтган тўлқин жадаллиги

$$E_{II}^2 = E^2 \cos^2 \alpha$$

га пропорционалдир.



155 – расм. Табиий ёругликни икки хил йўналишдаги тебранишларга ажратиш

Шу сабабли, идеал поляризатор орқали ёруғликнинг ўтган қисми қуйидаги ўртача қийматга тенгдир:

$$E_{II} = E\cos\alpha \, , E_{\perp} = E\sin\alpha \quad , \tag{76.1}$$

$$< \cos^2\alpha > = \frac{1}{2}$$

Шунга асосан, табиий ёруғликни, бир хил жадалликка эга бўлган ва бир - бирига перпендикуляр текисликларда қутбланган, иккита электромагнит тўлқинларнинг бир - бирини устига тушиши, деб тасаввур қилиш мумкин. Агарда, поляризаторга $I_0 \sim E^2$ жадалликдаги ясси қутбланган ёруғлик тушса, у ҳолда поляризатордан чиққан ёруғлик жадаллиги қуйидаги ифода билан аниқланади

$$I = I_0 \cos^2\alpha \, , \tag{76.2}$$

бу ифода *Малюс қонуни* деб аталади. Агарда ёруғлик текисликлари α бурчак ҳосил қилган иккита поляризатордан ўтса, у ҳолда биринчи поляризатордан жадаллиги

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{таб}$$

бўлган ясси қутбланган ёруғлик чиқади ва иккинчисидан Малюс қонунига асосан

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{таб} \cos^2\alpha \quad , \tag{76.3}$$

жадалликдаги ёруғлик чиқади.

Иккинчи поляризатор ёруғликка мос келадиган ўқ атрофида айланганда, α бурчак $0 \div 2\pi$ қийматларда ўзгаради, ёруғлик жадаллиги $\alpha = 0$ ва $\alpha = \pi$ (иккала поляризаторлар бир - бирига параллел бўлганда) қийматларда максимумга эришади ва $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ва $\alpha = \frac{3}{2}\pi$ қийматларда (поляризаторлар бир-бирига перпендикуляр бўлганда) икки марта нолга айланади. Бу ёруғлик жадаллиги тебранишларига қараб, унинг қутбланганлигини ва тебраниш текислиги йўналишини аниқлаш мумкин. Шу сабабли, иккинчи поляризатор анализатор вазифасини ўташи мумкин.

Бир йўналишдаги тебраниш бошқа йўналишлардаги тебранишлардан устун бўладиган ёруғлик, қисман қутбланган ҳисобланади. Поляризатор нур билан мос келадиган ўқ атрофида айланганда қисман қутбланган ёруғлик жадаллиги I_{max} дан I_{min} гача ўзгаради.

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \qquad (76.4)$$

Бу ифода *поляризаторнинг тартиби* деб аталади.

Ясси қутбланган ёруғлик учун $I_{min} = 0$ бўлган ҳолда, $P = 1$ га тенг бўлади, табиий ёруғлик учун эса $I_{min} = I_{max}$ бўлганда, $P = 0$ га тенг бўлади.

77 - §. Қайтиш ва синишда ёруғликнинг қутбланиши

Икки муҳит чегарасига ёруғлик тушганда, ёруғлик тўлқини қисман акс этиб қайтади ва қисман синади.

Диэлектрикларда, қайтган ёруғлик жадаллиги тушаётган тўлқин қутбланиши, i тушиш бурчаги ва r синиш бурчагига боғлиқлигини Френель кўрсатган.

$\vec{E}$ вектор тебраниши тушиш текислигига перпендикуляр бўлган ҳолда, қутбланган ёруғлик учун ёруғлик жадаллиги

$$I_{\perp} = I_0 \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}, \qquad (77.1)$$

га тенг бўлади.

$\vec{E}$ вектор тебраниши тушиш текислигида бўлган ҳолда, қутбланган ёруғлик учун, ёруғлик жадаллиги

$$I_{\parallel} = I_0 \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)}, \qquad (77.2)$$

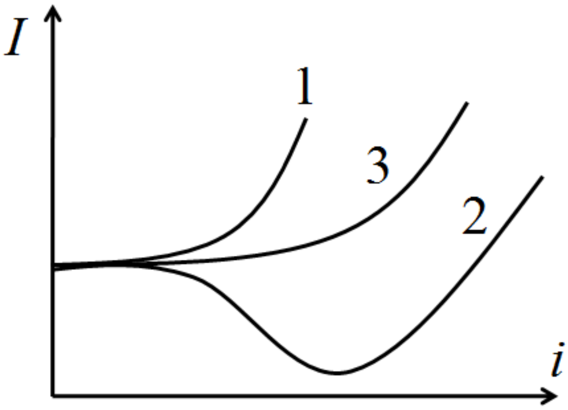
га тенг бўлади.

Табиий ёруғлик учун қайтган тўлқин жадаллиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I = I_{\perp} + I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)} \right], \qquad (77.3)$$

Қайтган ёруғлик жадаллигини тушиш бурчагига боғлиқлик характери чизма кўринишда *156* - расмда тасвирланган. 1 – чизиқ (77.1) – ифодага, 2 - чизиқ (77.2) - ифодага ва 3 - чизиқ (77.3) - ифодага мос келади.

Ёруғлик қутбланиши ҳар хил усуллар билан амалга оширилган бўлса, у сирт чегарасидан ҳар хил жадалликда акс этади, у ҳолда акс этган ёруғлик қисман қутбланган бўлади.



156 – расм. Қайтган ёруғлик нури жадаллигининг тушиш бурчагига боғлиқлиги

Қутбланиш тартиби тушиш бурчагига боғлиқ бўлади. Агарда, тушиш бурчаги $i+r=\frac{\pi}{2}$ бўлса, у ҳолда $tg(i+r)=\infty$ ва $I_{II}=0$ бўлади, яъни қайтган ёруғликда, тушиш текислигига перпендикуляр бўлган тебранишлар кузатилади. Қайтган тўлқин эса бутунлай қутбланган бўлади.

$n_{21}=\frac{\sin i}{\sin r}$ ва $i+r=\frac{\pi}{2}$ нисбатлардан қуйидагига эга бўламиз:

$$tgn = n_{21}, \qquad (77.4)$$

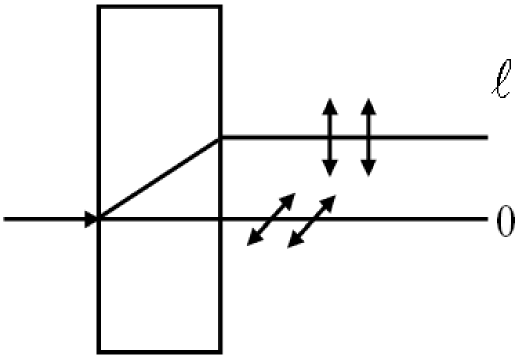
Бу ифода *Брюстер қонунини* ифодалайди ва шу шартни қаноатлантирувчи тушиш бурчаги *Брюстер бурчаги* деб аталади.

Синган ёруғлик, доимо тушиш текислигида тебранишлари устун келадиган қисман қутбланган бўлади. Брюстер бурчагида тушадиган ёруғликда бу устунлик яққол кўринади.

Текис қутбланган ёруғлик нури олиш усулларидан бири - ёруғликни диэлектрик чегарасига Брюстер бурчагида туширишдан иборат бўлади.

78 - §. Қўш нур синиши

Ёруғлик қандайдир кристаллдан ўтганда, ёруғлик нури иккита нурга ажралади. Қўш нурсинишида битта нур одатдаги синиш қонунини қаноатлантиради, тушаётган нур ва нормал текислигида ётади. Бу нур *одатдаги нур* деб аталади (*157 - расм*).



157 – расм. Қўш нур синиши

ℓ - йўналишдаги иккинчи нур учун $\dfrac{\sin i}{\sin r}$ нисбат тушиш бурчаги ўзгарганда доимий сақланмайди. Бу нур *одатдан ташқари нур* деб аталади.

Нур нормал бўлиб тушганда ҳам, одатдан ташқари нур бошланғич йўналишдан оғиши мумкин, бурчак остида тушганда эса, тушаётган нур ва синиш сиртига нормал текисликларда ётмайди. Бу эса одатдаги ва одатдан ташқари бўлган нурларнинг синиш кўрсаткичлари хар хил эканлигини билдиради ёки кристаллда ҳар хил тезликлар билан тарқаладилар.

Қўш нур синиш ҳодисаси, кубик кристаллардан ташқари, барча тиниқ кристалларда кузатилади.

Одатдаги ва одатдан ташқари нурларни текшириш, улар бир - бирига ўзаро перпендикуляр йўналишларда тўла қутбланганликларини аниқлаш имконини беради. Иккала нур кристаллдан чиқаётганда фақат қутбланиш йўналишлари билан фарқланадилар.

Айрим кристалларда нурлардан бири бошқасига нисбатан кучли ютилади. Бу ҳодиса – *ёруғликнинг дихроизми* деб аталади.

Қўш нур синиши, кристалл ичида ҳар хил йўналишларда кристаллнинг тузилиши ва хусусияти ҳар хиллиги билан тушунтирилади. Бу ҳолда кристалл *анизотроп муҳит* кўринишида бўлади.

Кубик бўлмаган кристалларда ε диэлектрик сингдирувчанлик кристалл панжара йўналишларига боғлиқ бўлади. $n = \sqrt{\varepsilon}$ бўлгани учун синдириш кўрсаткичи ҳам кристалл панжара йўналишларига боғлиқ бўлади.

Қўш нур синиши ҳодисаси табиий ёруғликдан, қутбланган ёруғлик нурини олиш имконини беради. Бунинг учун қўш нур синишини ҳосил қиладиган кристалл ёрдамида табиий нурни одатдаги ва одатдан ташқари нурларга ажратилади. Ундан сўнг нурлардан бирини четга оғдирилади ёки ютилишига мажбур қилинади, иккинчиси эса қутбланган нур сифатида фойдаланилади. Қўш нур синиши тиниқ изотроп моддаларда, ҳар хил ташқи таъсир остида кузатилиши мумкин. Бу вақтда сунъий анизотроп модда пайдо бўлади.

Сунъий анизотроп модда механик деформация ёки электр майдони (Керр эффекти) таъсирида ҳосил бўлиши мумкин.

Қутбланган нур нормал ҳолда кристаллга тушганда нур дастаси яна одатдаги ва одатдан ташқари нурларга ажралади, улар бир йўналишда, турли тезликларда тарқаладилар. Улар орасида δ оптик йўл фарқи ва $\Delta\varphi$ фазалар фарқи ҳосил бўлади:

$$\delta = (n_0 - n_e)d \ ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_0 - n_e)d \ , \qquad (78.1)$$

Одатдаги ва одатдан ташқари нурларда тебранишлар ўзаро перпендикуляр бўлгани учун, уларни қўшганда эллиптик кўринишдаги тебранишлар ҳосил бўладилар ва $\vec{E}$ вектор учи эллипсни чизади.

Бундай ёруғлик *эллиптик кўринишда қутбланган* деб аталади. Агарда фазалар фарқи $\Delta\varphi = \pi$ бўлса, қўшилган тебранишлар тўғри чизиққа айланади.

79 - §. Қутбланиш текислигининг айланиши

Ёруғлик айрим моддалардан ўтганда, ёруғлик вектори тебраниши текислигининг айланиши кузатилади. Бундай имкониятга эга бўлган моддалар, оптик актив моддалар деб аталади. Булар – кварц, шакар эритмаси ва бошқалардан иборатдир.

Оптик актив моддаларда, қутбланиш текислигининг бурилиш бурчаги нур босиб ўтган ℓ йўлга тўғри пропорционалдир. Кристалларда:

$$\varphi = \alpha\ell\,, \qquad (79.1)$$

Эритмаларда эса, қутбланиш текислигининг айланиш бурчаги эритма концентрациясига ҳам боғлиқ бўлади:

$$\varphi = \alpha c\ell\,, \qquad (79.2)$$

α - коэффициент қутбланиш текислигининг *солиштирма айланиш кўрсаткичи* деб аталади ва у тушаётган ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқдир.

80 - §. Иссиқлик нурланиши

Табиатда нур чиқиш ҳодисалари жуда кўпдир. Нурланиш химиявий реакция натижасида, газлардан электр токи ўтиш жараёнида, қаттиқ жисмларни тезлатилган электронлар дастаси билан бомбардимон қилинганда, ва ниҳоят, жисмлар ҳароратини кўтарганимизда ҳосил бўлади.

Нурланишнинг энг кўп тарқалган тури – жисмларни қиздиришда пайдо бўладиган нурланишдир. Бу *иссиқлик нурланиши* деб аталади. Иссиқлик нурланиши ихтиёрий ҳароратда вужудга келиб, паст ҳароратларда инфрақизил нур кўринишида, юқори ҳароратларда қизғиш, зарғалдоқ ва оқ ёруғлик нурлар кўринишида намоён бўлади.

Иссиқлик нурланиши жараёни жисмнинг ҳарорати билан мувозанат ҳолатида содир бўлади. Бу ҳолда, жисмнинг ҳарорати ортиши билан, унинг нурланиш жадаллиги ҳам ортиб боради. Мувозанатда бўлган ҳолат ва жараёнларга термодинамика қонунларини қўллаш мумкин.

Иссиқлик нурланишини тавсифлаш учун баъзи катталикларни аниқлаб оламиз.

Нурланаётган жисмнинг бирлик сиртидан $(S = 1м^2)$ барча йўналишлар бўйлаб ($\Omega = 2\pi$ фазовий бурчак) чиқаётган энергия оқими жисмнинг *энергиявий ёритувчанлиги* $R_э$ деб аталади.

Бирор сиртга нурланиш оқими тушганда бу нурланишнинг бир қисми сиртдан қайтади, бир қисми синиб ўтиб кетади ва қолган қисми жисмда ютилади.

Демак, тушувчи нурланиш оқими ҳар учала оқимлар йиғиндисидан иборатдир:

$$\Phi_о=\Phi_қ+\Phi_ю+\Phi_с.$$

Оддий ўзгаришларни бажарсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$1=\frac{\Phi_к}{\Phi_0}+\frac{\Phi_ю}{\Phi_0}+\frac{\Phi_с}{\Phi_0}$$

Бу ерда $\rho=\frac{\Phi_к}{\Phi_0}$ – жисмнинг *нур қайтариш коэффициенти*, $a=\frac{\Phi_ю}{\Phi_0}$ - *нур ютиш коэффициенти* ва $D=\frac{\Phi_с}{\Phi_0}$ - *нур ўтказиш коэффициенти* деб аталади.

Шаффоф жисмларда, бу коэффициентларнинг йиғиндиси 1 га тенг бўлади

$$\rho+a+D=1\quad, \tag{80.1}$$

Агарда жисм нур ўтказмаса, $D = 0$,

$$\rho+a=1$$

га тенг бўлади. Агарда жисмнинг ютиш коэффициенти ҳам нолга тенг бўлса, яъни $a = 0$, у ҳолда

$$\rho = 1$$

тенг бўлиб, жисм *абсолют оқ жисм* деб аталади ва тушувчи нурланишнинг барчасини қайтаради.

Агарда $a = 1$ шарт бажарилса, бундай жисм *абсолют қора жисм* деб аталади.

Агарда, ρ бирдан кичик бўлиб, унинг нур ютиш қобилияти ҳамма частоталар учун бир хил бўлса ($a = const$), бундай жисм *кулранг жисм* деб аталади.

Тажрибадан маълум бўлишича, жисмларнинг нур чиқариш қобилияти (r) жисмнинг температурасига ва нурланиш частотасига боғлиқдир. Нур чиқариш қобилияти маълум бўлган ҳолда энергиявий ёритувчанликни ҳисоблаш мумкин:

$$R_{эт.} = \int_0^\infty r_{\omega T} d\omega , \tag{80.2}$$

Ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятлари ўртасида аниқ боғланиш *Кирхгоф қонуни* деб аталади: нур чиқариш ва ютиш қобилиятларининг ўзаро нисбати жисмларнинг табиатига боғлиқ бўлмай, ҳамма жисмлар учун частота ва ҳароратнинг универсал функциясидир

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) , \tag{80.3}$$

Абсолют қора жисмда $a_{\omega T} = 1$ бўлгани учун

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

тенгликка эга бўламиз.

Демак, Кирхгофнинг универсал функцияси абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятининг ўзидир.

$f(\omega, T)$ функциянинг кўринишини назарий келтириб чиқариш жуда мураккаб масаладир.

Стефан (1879 й.) тажриба натижаларини таҳлил қилиб, исталган жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги абсолют ҳароратнинг тўртинчи даражасига пропорционал, деган хулосага келди.

Больцман бу ишларни давом этдириб, термодинамик мулоҳазаларга таяниб, абсолют қора жисмнинг энергиявий ёритувчанлиги учун қуйидаги ифодани келтириб чиқарди:

$$R_э = \int\limits_0^\infty f(\omega, T)d\omega = \sigma T^4 \quad , \tag{80.4}$$

Бу ифода *Стефан - Больцман қонуни*, σ = 5,7·10^{-8} Вт/м^{2}град^4 эса, *Стефан - Больцман доимийси* деб аталади.

Стефан - Больцман қонуни энергиявий ёритувчанликни ҳароратга боғлиқлигини кўрсатиш билан, спектрал тақсимот функциясини ҳам аниқлаш имконини беради.

Ўз навбатида, Вин электромагнит назария қонунларидан фойдаланиб, тақсимот функцияси учун қуйидаги ифодани таклиф этди:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \tag{80.5}$$

Бу ерда $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - частотанинг ҳароратга нисбатини номаълум функциясидир.

Нурланиш спектри максимумининг тўлқин узунлигини абсолют температурага кўпайтмаси доимий катталикдир.

$$\lambda_m \cdot T = b \, , \tag{80.6}$$

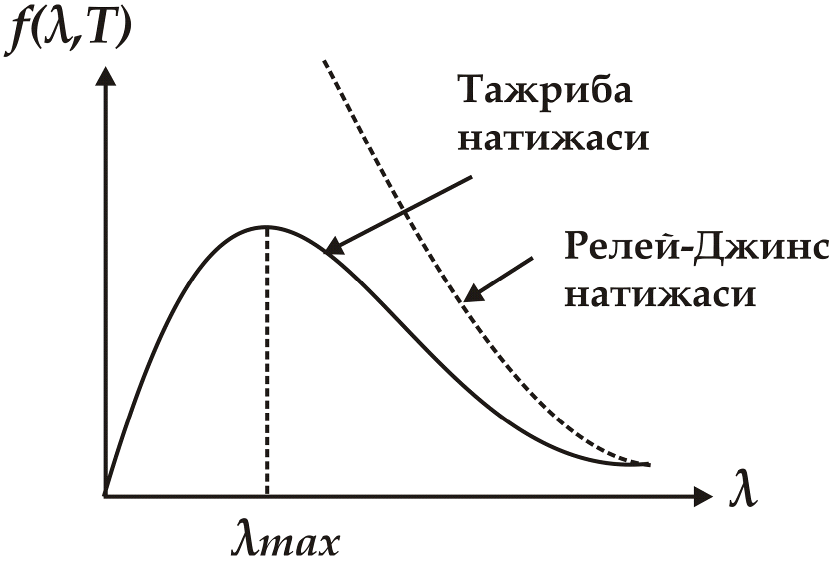
ва бу ифода *Виннинг силжиш қонуни* деб аталади. Бу ерда

$$b = 2{,}9 \cdot 10^7 \, A^0 град = 2{,}9 \cdot 10^3 \, мк.град$$

Релей ва Джинс энергиянинг эркинлик даражаси бўйича тенг тақсимланишини ҳисобга олиб $f(\omega,T)$ функциянинг аниқ кўринишини келтириб чиқардилар.

$$f(\omega,T)=\frac{\omega^2}{4\pi^2c^2}kT \quad \text{ёки} \quad f(\nu,T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT\,, \qquad (80.7)$$

Релей – Джинс ифодаси фақат катта тўлқин узунликларида тажриба натижалари билан мос келади, кичик тўлқин узунликлар учун мутлақо зид натижага олиб келади (*158 - расм*).



158 – расм. Абсолют қора жисмнинг нурланиш спектри

Узлуксиз чизиқлар абсолют қора жисмнинг тажрибада олинган нурланиш спектри натижаларини, узуқ - узуқ чизиқлар Релей - Джинс ифодасининг ҳисоб натижаларини билдиради:

$$R_э=\frac{2\pi\,kT}{c^2}\int_0^\infty \nu^2 d\nu=\infty$$

$f(\omega,T)=\frac{\omega^2}{4\pi^2c^2}kT$ ифодани ω бўйича ечиб, 0 дан ∞ оралиқда интеграллаганда энергиявий ёритувчанлик қийматини баҳолаш мумкин.

М.Планк $f(\omega,T)$ функциянинг тажриба натижаларига мос келувчи ифодасини келтириб чиқарди. У ўз назариясида классик физика қонунларига мос келмайдиган баъзи ўзгартиришларни киритди, яъни электромагнит нурланиш энергияси порция (квант) миқдорида тарқалади ва энергия кванти қуйидагига тенг, деб ҳисоблади.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega\,, \qquad (80.8)$$

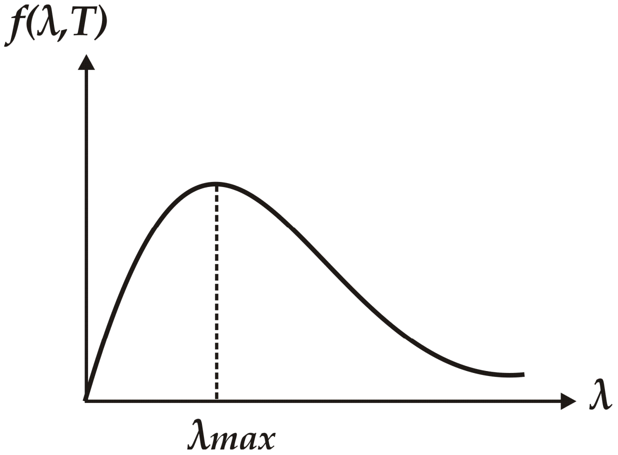
Буерда $\hbar$ - Планк доимийси деб аталади.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6{,}67 \cdot 10^{-34}}{6{,}28} \approx 1{,}054 \cdot 10^{-34}\,Ж \cdot с$$

Абсолют қора жисмнинг нурланиши учун, Планк ифодаси частота ёки тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, қуйидаги тенглик билан ифодаланади

$$f(\omega,T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2}\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}-1} \quad \text{ёки} \quad \varphi(\lambda,T) = \frac{4\pi\hbar c^2}{\lambda^5}\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}-1}\,, \qquad (80.9)$$

Планк ифодасининг ҳисоб натижалари тажриба натижалари билан катта аниқликда бир - бирига мос келди (*159 - расм*).



159 – расм. Абсолют қора жисм нурланиш спектрининг Планк ифодаси

(80.9) – ифодадан Стефан - Больцман ва Вин ифодаларини осон келтириб чиқариш мумкин.

$$R_э = \int_0^\infty f(\omega,T)d\omega = \int_0^\infty \varphi(\lambda,T)d\lambda = \int_0^\infty \frac{4\pi^5k^4}{15\hbar^3c^2}T^4 = \sigma\cdot T^4\ , \qquad (80.10)$$

$$\sigma = \frac{4\pi^5k^4}{15\hbar^3c^2} \approx 5{,}67\cdot10^{-8}\,Вт/м^2град^4$$

Шундай қилиб, Планк мувозанатли иссиқлик нурланишининг тугалланган ифодасини назарий келтириб чиқарди ва бу квант назариясининг асосларидан бири деб ҳисобланади.

Олисдан нур тарқатаётган жисмларнинг ёки юқори ҳароратли, қизиган жисмларнинг ҳароратини оддий усуллар билан ўлчаб бўлмайди.

Бундай ҳолларда ҳароратни уларнинг нурланиш спектрига қараб аниқлаш мумкин. Жисмларнинг нурланишига қараб уларнинг ҳароратини аниқловчи усулларнинг барчаси *оптик пирометрия* ва ўлчаш асбоблари эса, *оптик пирометрлар* деб аталади.

Улар икки хил – радиациявий ва оптик пирометрларга бўлинади. Радиациявий пирометрларда қиздирилган жисмнинг 0 дан ∞ бўлган частота кенглигида тарқалаётган тўла иссиқлик нурланиши жамланади. Оптик пирометрларда нурланиш спектрининг тегишли кичик қисмини қабул қилиш орқали жисм ҳарорати аниқланади.

81 - §. Фотоэффект

Абсолют қора жисмнинг иссиқлик нурланишини ёрқин тушунтирган Планк гипотезаси, фотоэффект ҳодисасини ҳам тушуниб етишда ўз ифодасини топди ва у квант назариясини шакллантиришда катта аҳамиятга эга бўлди.

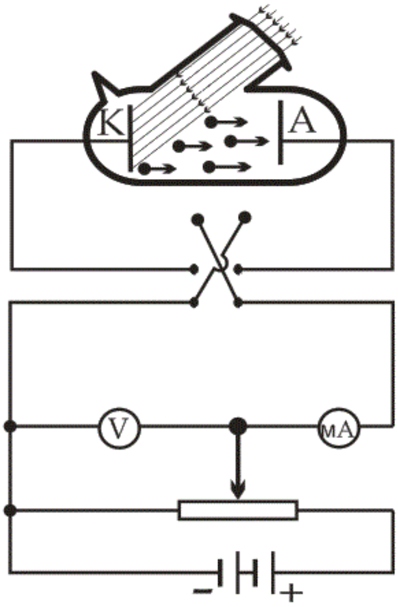
Фотоэффект – ташқи, ички ва вентилли бўлиши мумкин.

Электромагнит нурланиш таъсирида моддалардаги электронларнинг ташқарига чиқиш ҳодисаси *ташқи фотоэлектрик эффект (фотоэффект)* деб аталади. Ташқи фотоэффект асосан қаттиқ жисмларда (металлар, яримўтказгичлар, диэлектриклар) ҳамда газлардаги алоҳида атом ва молекулаларда (фотоионлашиш) кузатилади.

Фотоэффект Герц томонидан 1887 йилда биринчи марта кузатилган. У, газларни учқун чиқиш даврида ультрабинафша нурланиш билан нурлатганда разряд жараёнининг кучайишини кузатган.

Фотоэффект ходисасини биринчи марта Столетов мукаммал ўрганган. Фотоэффект ҳодисасини ўрганувчи қурилма тузилиши *160* - расмда келтирилган.

Вакуум трубкадаги *К* - электрод *катод* деб аталади ва у текширилаётган ҳар хил металлардан тайёрланади. *А* – электрод *анод* деб аталади ва металл тўрдан иборат бўлади. Иккала электрод ташқи кучланишга уланган бўлиб, *R* ўзгарувчан қаршилик (потенциометр) ёрдамида кучланиш қиймати ва ишорасини ўзгартириш мумкин. Ўрганиладиган металл (катод) монохроматик ёруғлик билан ёритилганда хосил бўладиган токни занжирга уланган миллиамперметр орқали ўлчаш мумкин.



160 – расм. Фотоэффект ҳодисасини ўрганувчи қурилма

Ўтказилган тажрибалар натижаларига асосланиб, Столетов қуйидаги қонуниятларни ўрнатди:

1) металлардаги фотоэффект ҳодисасига ултрабинафша нурлар кўпроқ таъсир кўрсатади;

2) ёруғлик таъсирида моддалар асосан манфий зарядларни йўқотади;

3) ёруғлик таъсирида ҳосил бўладиган ток кучи унинг жадаллигига тўғри пропорционалдир.

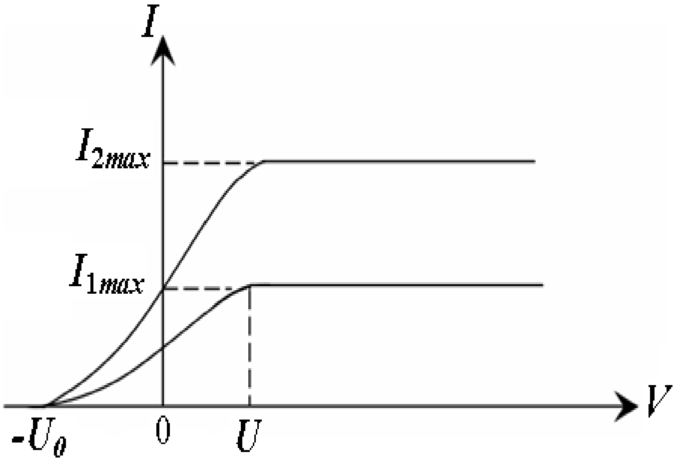
Томпсон 1898 йилда ёруғлик таъсирида чиқадиган заррачаларнинг солиштирма зарядини ўлчади ва улар электронлардан иборат эканлигини исботлади.

Яримўтказгич ёки диэлектрикларнинг энергетик спектридаги боғланган энергетик ҳолатлардан эркин энергетик ҳолатларга электромагнит нурланиш таъсирида электронларнинг ўтиши - *ички фотоэффект* деб аталади, чунки электронлар бир энергетик ҳолатдан юқориги энергетик ҳолатларга ўтиб, моддадан ташқарига чиқмайдилар.

Иккита ярим ўтказгич ёки металл – яримўтказгич контактларини ёруғлик билан ёритилганда фото электр юритувчи куч (*ЭЮК*) ҳосил бўлиш жараёнига вентилли фотоэффект деб аталади. Бу ҳодиса қуёш энергиясини тўғридан - тўғри электр энергиясига айлантириш имконини яратиб беради.

156 - расмдаги қурилмадан фойдаланиб, ёруғлик таъсирида катод чиқарадиган электронлар оқими ҳосил қиладиган *I* фототокнинг электродлар орасидаги кучланиш тушишига боғлиқлигини, яъни *фотоэффектнинг вольт - ампер характеристикасини (ВАХ)* ўрганиш мумкин.

Частоталари бир хил, жадалликлари икки хил ёритилганлик учун фототокнинг *ВАХ* *161* - расмда келтирилган.



161 – расм. Фотоэффектнинг вольт – ампер характеристикаси

Иккита электрод орасидаги кучланиш тушиши *U* ортиши билан, бошланишда фототок аста - секин ортаборади, яъни катоддан чиқиб, анодга етиб борадиган фотоэлектронлар сони ошиб боради. Эгри чизиқларнинг қиялик қиёфаси катоддан электронлар хар хил тезликда отилиб чиқишини кўрсатади.

Фототокнинг максимал қиймати $I_{max} = I_{тўй.}$, яъни тўйиниш фототокининг бошланиши шундай U кучланиш тушиши билан аниқланадики, бундай кучланиш тушишида катоддан чиқаётган электронлар анодга етиб келишга улгурадилар:

$$I_{туй.} = en, \qquad (81.1)$$

бу ерда n – катоднинг 1 секундда чиқарган электронлар сони.

Вольт - ампер характеристикадан $U = 0$ бўлганда фототок нолга айланмаслиги кўриниб турибди, чунки катоддан чиқаётган айрим электронлар нолдан фарқли υ бошланғич тезликка эга бўлиб, маълум кинетик энергияга эга бўлганлари учун, ташқи майдонсиз анодга етиб келаоладилар.

Фототок нолга тенг бўлиши учун, электронларга ишораси манфий бўлган, электронларни тўхтатиб қолувчи ($-U_0$) кучланиш қўйиш керак. демак, $U = -U_0$ бўлганда, ҳаттоки $\upsilon_{\max}$ – максимал тезликка эга бўлган электронлар ҳам тўхтатиб қолувчи кучланишни енгаолмайдилар ва анодга етиб келаолмайдилар, натижада фототок нолга айланади.

Берилган катод моддаси ва ёруғлик нури частотаси учун тўхтатиб қолувчи $-U_0$ кучланишни ўлчаш, катоддан чиқаётган фотоэлектронларнинг тезлиги ва кинетик энергияси қийматларини аниқлаш имконини беради:

$$\frac{m\upsilon_{\max}^2}{2} = eU_0, \qquad (81.2)$$

Ҳар хил катод материаллари учун, катодга тушаётган ёруғликнинг частотаси ва ҳар хил ёритилганлик жадалликларида олинган фотоэффект *ВАХ* натижаларига асосан қуйидаги учта фотоэффект қонунлари ўрнатилди:

1. Столетов қонуни. Катодга тушаётган ёруғликнинг белгиланган частотасида, бирлик вақтда катоддан ажралиб чиқаётган фотоэлектронлар сони ёруғлик жадаллигига пропорционалдир;

2. Фотоэлектронлар бошланғич тезлигининг максимал қиймати катодга тушаётган ёруғлик жадаллигига боғлиқ бўлмай, фақат ν частотага боғлиқ бўлиб, унинг ошиши билан чизиқли ўсиб боради;

3. Ҳар бир модда учун фотоэффектнинг «қизил чегараси» мавжуд, яъни ёруғликнинг ν_0 – минимал частотаси мавжуд бўлиб, бу частотада ёруғликнинг исталган жадаллигида фотоэффект кузатилади.

Бу қонунларни тушунтириш учун Эйнштейн 1905 йилда фотоэффектнинг квант назариясини ишлаб чиқди. Бу назарияда, ν частотали ёруғлик нурланишда ҳам, тарқалишда ҳам ва моддаларда ютилишда ҳам алоҳида энергия порциялари

$$\varepsilon_0 = h\nu$$

орқали намоён бўлади. Шундай қилиб, ёруғлик тарқалишини узлуксиз тўлқин жараёни деб тасаввур қилмай, уни фазода дискрет ёруғлик квантлари оқими сифатида, вакуумда эса c тарқалиш тезлиги билан ҳаракатланади, деб ҳисоблаш керак. Бу электромагнит нурланиш квантлари *фотонлар* деб аталади.

Квант назариясига асосан, ҳар бир квантни фақат битта электрон ютиши мумкин. Шу сабабли, ёруғлик таъсирида катоддан ажралиб чиққан фотоэлектронлар ёруғлик жадаллигига пропорционалдир (*фотоэффектнинг I қонуни*).

Катодга тушаётган фотон энергияси электронни металлдан чиқиш ишини (A) енгишга ва чиқаётган фотоэлектронга $m\upsilon_{\max}^2/2$ кинетик энергия беришга сарф бўлади.

$$h\nu = A + \frac{m\upsilon_{\max}^2}{2}, \qquad (81.3)$$

Бу ифода ташқи *фотоэффектнинг Эйнштейн тенгламаси* деб аталади ва фотоэффектнинг II ва III қонунларини тушунтираолади.

Эйнштейн тенгламасидан, фотоэлектроннинг максимал кинетик энергияси тушаётган нурланиш частотаси ошиши билан чизиқли ўсиб бориши ва нурланиш жадаллигига боғлиқ эмаслиги кўриниб турибди.

Ёруғлик частотаси камайиши билан фотоэлектроннинг кинетик энергияси пасайиб, қандайдир кичик частотада $\boldsymbol{\nu = \nu_0}$ фотоэффект кузатилмайди:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \qquad (81.4)$$

Ана шу ν_0 частота берилган металл учун *фотоэффектнинг «қизил чегараси»* бўлади ва фақат электронинг чиқиш ишига боғлиқ бўлади.

(81.2) -, (81.3) – ва (81.4) – ифодалардан қуйидагига эга бўламиз:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0) \ , \tag{81.5}$$

82 - §. Ёруғлик босими

Эйнштейннинг ёруғлик квантлари тўғрисидаги гипотезасига асосан, ёруғлик дискрет энергия порциялари – *фотонлар* сифатида нурланади, ютилади ва фазода тарқалади.

Фотон энергияси $\varepsilon_0 = h\ \nu$га тенг. Фотон массасини унинг энергияси орқали ифодалаш мумкин:

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}, \tag{82.2}$$

Фотонни элементар заррача деб ҳисобласак, c ёруғлик тезлиги билан тарқалиши сабабли, турғун массасини нолга тенг, деб ҳисоблаш мумкин.

Фотоннинг импульси

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c}, \tag{82.2}$$

га тенг.

Фотоннинг массаси, импульси ва энергияси унинг корпускуляр хусусиятини белгилайди, ν - частотаси эса, ёруғликнинг тўлқин хусусиятини белгилайди.

Фотон, агарда импульсга эга бўлса, у ҳолда жисмга тушаётган ёруғлик унга босим таъсирини ўтказади, чунки фотон сиртга урилганда, унга ўз импульсини узатади.

Жисм сиртига ν частотали монохроматик ёруғлик нури тушаётган бўлсин. Агарда бирлик сирт юзасига бирлик вақтда N та фотон тушса, жисм сиртининг ρ - қайтариш коэффициентига асосан ρN фотонлар қайтади, $(1 - \rho)N$ фотонлар эса жисмда ютилади.

Ҳар бир ютилган фотон сиртга $P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$ импульс узатади, қайтган фотон эса

$$2P_{\gamma} = \frac{2h\nu}{c}$$

импульс узатади. У ҳолда сиртга таъсир этувчи босим қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \frac{2h\nu}{c}\rho N + \frac{h\nu}{c}(1-\rho)N$$

$$P = (1+\rho)\frac{h\nu}{c}N$$

бу ерда $h\nu$ битта фотоннинг энергияси бўлгани учун,

$$Nh\nu = E$$

барча фотонларнинг энергияси бўлади ёки сиртга тушаётган ёритилганлик энергияси бўлади.

Бу ерда $\frac{E_э}{c} = W$ - нурланиш энергиясининг *ҳажмий зичлиги* деб аталади.

Шунинг учун, ёруғлик сиртга нормал тушишида ҳосил қилган босими

$$P = \frac{E_э}{c}(1+\rho) = W(1+\rho) \quad , \qquad (82.3)$$

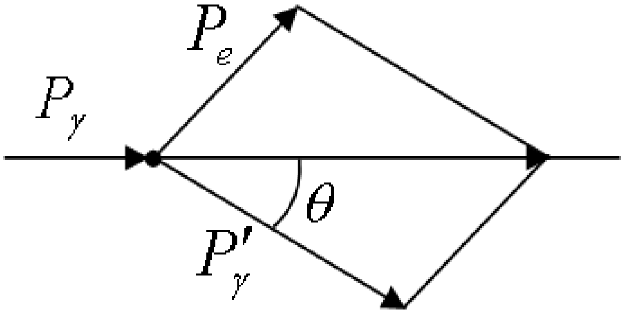
га тенг бўлади.

83 - §. Комптон эффекти

1923 йилда Комптон рентген нурларининг турли моддаларда сочилишини ўрганиб, сочилаётган нурларнинг тўлқин узунлиги тушаётган нурлар тўлқин узунлигидан катта эканлигини аниқлади.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_0 \sin^2\frac{\theta}{2} \quad , \qquad (83.1)$$

бу ерда λ - тушаётган рентген нурининг тўлқин узунлиги, λ' - сочилган нурлар тўлқин узунлиги, θ - сочилган нур билан тушувчи нур орасидаги бурчакдир (*162 - расм*) λ_0 = 0,0242 A^0 нурнинг табиати ва тўлқин узунлигига боғлиқ бўлмаган ўзгармас катталикдир.



162– расм. Фотонни модданинг эркин электрони билан тўқнашиши

Ультрақисқа тўлқинли электромагнит нурланишнинг моддалардаги эркин электронларда, тўлқин узунлиги ошиши билан боғлиқ эластик сочилиши – *Комптон эффекти* деб аталади.

Корпускуляр хусусиятига эга бўлган фотонлар моддаларнинг эркин электронлари билан эластик тўқнашишида, фотон электронга, энергия ва импульснинг сақланиш қонунига асосан, ўзининг энергия ва импульсининг бир қисмини узатади.

Моддага тушаётган фотоннинг энергия ва импульси

$$\varepsilon_\gamma = h\nu \quad , \quad P_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

га тенг. Тинч ҳолатда турган электроннинг энергияси $W_0 = mc^2$ га тенг.

Фотон электрон билан тўқнашганда энергия ва импульсининг бир қисмини бериб θ бурчак остида сочилади. Сочилаётган фотон энергия ва импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\varepsilon'_\gamma = h\nu' \quad , \quad P'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$$

Сочилаётган фотоннинг энергияси ε'_γ ва ν' частотаси камайгани учун, унинг тўлқин узунлиги λ ошади. Тинч ҳолатда турган электрон

$p_e = m\upsilon$ импульс ва $W = mc^2$ энергияга эга бўлиб, эластик тўқнашиш ҳисобига ҳаракатга келади.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$mc^2 + h\nu = mc^2 + h\nu' \ , \qquad (83.2)$$

га эга бўламиз. Импульснинг сақланиш қонунига асосан

$$(m\upsilon)^2 = \left(\frac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\frac{h^2}{c^2}\nu\nu'\cos\theta$$

га эга бўламиз.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ ва $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ эканлигини ҳисобга олиб

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c}(1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c}\sin^2\frac{\theta}{2} \ , \qquad (83.3)$$

тўлқин узунликлари фарқи ифодасига эга бўламиз. Бу ерда

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0{,}0242A^0$$

га тенгдир.

84 - §. Модда заррачаларининг корпускуляр – тўлқин дуализми

Француз олими Луи де Бройль 1923 йилда ёруғликнинг иккиёқлама табиатини ҳисобга олиб, корпускуляр – тўлқин дуализмининг универсаллиги гипотезасини илгари сурди.

Де Бройль корпускуляр хусусият билан бир қаторда тўлқин хусусиятига фақат фотонлар эмас, балки электронлар ва исталган бошқа заррачалар ҳам эга эканлигини таъкидлади. Бу гипотезага асосан, микрозаррачаларга, бир тарафдан энергия ва импулс – корпускуляр хусусият бириктирилиши билан, иккинчи тарафдан ν частота ва λ тўлқин узунлиги – тўлқин хусусияти ҳам бириктирилади.

Фотонлар учун корпускуляр ва тўлқин хусусиятлари қуйидаги миқдорий боғланишга эгадирлар:

$$E = h\nu \quad , \quad p = \frac{h}{\lambda} \ , \qquad (84.1)$$

Бу ифода, фақат тинч ҳолатда массага эга бўлмаган фотон учун эмас, балки тинч ҳолатда массага эга бўлган бошқа заррачалар учун ҳам ўринлидир.

Шундай қилиб импульсга эга бўган исталган заррачалар

$$\lambda = \frac{h}{p} \ , \qquad (84.2)$$

де Бройль тенгламаси билан аниқланадиган тўлқин узунликдаги тўлқин жараёни билан таққосланади. Бу нисбат p импульсга эга бўлган исталган заррача учун ўринлидир. Де Бройль гипотезаси тез орада тажрибада ўз тасдиғини топди.

1927 йилда Дэвисон ва Джеремерлар табиий дифракциявий панжара - никель кристалл панжарасидан электронлар дастаси сочилганда аниқ дифракциявий манзарани кузатдилар, яъни электронлар тўлқин хусусиятига эга эканлигини исботладилар. Дифракция максимумлари Вульф - Брэг ифодасига

$$\lambda = \frac{2d}{m}\sin\theta, \quad m = 0,1,2,....., \qquad (84.3)$$

мос келиб, Брэг тўлқин узунлиги де Бройль ифодасидаги $\lambda = \frac{h}{p}$ тўлқин узунлигига жуда катта аниқликда тенг келди.

Кейинчалик тезлатилган электронлар дастаси (энергияси ≈ 50 *кэВ*) қалинлиги ~ 1 *мк* бўлган металл қоғоздан ўтганда ҳам дифракциявий манзара кузатилди.

Бу тажрибалар электронлар оқими ёрдамида ўтказилгани учун, тўлқин хусусияти фақат электронлар оқимига таалуқлими?, ёки якка электронларга ҳам тегишлими? деган саволлар туғилди.

1948 йилда Фабрикант жуда кучсиз электронлар дастаси билан тажриба ўтказганда, яъни кузатувчи асбобдан ҳар бир электрон алоҳида ўтганда ҳам, дифракциявий манзарани кузатди. Демак, тўлқин хусусияти фақат заррачалар тўпламига эмас, балки якка заррачалар учун ҳам тааллуқли экан.

Кейинчалик, дифракциявий ҳодисалар нейтронлар, протонлар, атом ва молекуляр дасталар учун ҳам кузатилди.

Заррачаларнинг тўлқин хусусиятини тажрибада тасдиқланиши, уни модданинг умумий хусусиятидир, деган фикрга олиб келди. У ҳолда тўлқин хусусияти макроскопик жисмлар учун ҳам ўринлими?, нима учун тажрибада кузатилмайди?, деган саволлар туғилди.

Мисол учун массаси 10^{-3}*кг* бўлган заррача 1 *м*/*с* тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, (84.3) – ифодага асосан, де Бройль тўлқин узунлиги λ= $6{,}66\cdot10^{-32}$*м* бўлиш керак. Бундай тўлқин узунликка эга бўлган тўлқинлар дифракция ҳодисасини кузатиш учун, доимийлиги $d \cong 10^{-31}$*м* бўлган кристалл панжара бўлиши керак. Шундай кристалл панжара табиатда бўлмагани учун, бундай макроскопик заррача дифракциясини кузатиб бўлмайди. Шу сабабли, макроскопик жисмлар фақат корпускуляр хусусиятини намоён этадилар.

Модда заррачаларининг иккиёқлама корпускуляр – тўлқин табиатини тасаввур этиш, заррача энергияси ва частотасининг ўзаро боғлиқлиги

$$\varepsilon = h\nu \qquad (84.4)$$

билан янада мустаҳкамланади.

Назорат саволлари

1. Муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичи нима?
2. Икки муҳит чегарасида нурнинг тўла қайтишини тушунтиринг.
3. Линзанинг оптик маркази ва оптик кучи нима?
4. Гюйгенс принципи ёруғлик нурининг қандай табиатини тушунтираолади?
5. Ёруғлик нурининг когерентлик вақти, узунлиги ва тўлқин тизмасини тушунтиринг

6. Ёруғлик нурларининг интерференцияси нима?
7. Ёруғлик дифракцияси қандай ҳодиса?
8. Ёруғлик дисперсияси синиш қонунига қандай боғланган?
9. Ютилиш спектри нима?
10. Ёруғлик векторининг тебранишлари йўналишини қандай усул билан ўзгартириш мумкин?
11. Абсолют қора ва оқ жисмлар бир - биридан нима билан фарқланадилар?
12. Фотоэффект турларини тушунтириб беринг.
13. Модда заррачаларининг корпускуляр - тўлқин дуализмини тушунтиринг.

IXБОБ. КВАНТ ФИЗИКАСИ

85 - §. Де Бройль тўлқинининг физик маъноси

Маълум υ тезлик билан эркин ҳаракатланаётган, m массали заррачани қарайлик. Унинг учун де Бройль тўлқинининг фазавий ва гуруҳли тезликларини ҳисоблаб кўрамиз. Фазавий тезлиги қуйидагига тенгдир:

$$\upsilon_{фаз} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar\omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\upsilon} = \frac{c^2}{\upsilon}, \qquad (85.1)$$

Бу ерда $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ ва $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - тўлқин сони. $c > \upsilon$ бўлгани учун, де Бройль тўлқинининг фазавий тезлиги, ёруғликнинг вакуумдаги тезлигидан каттадир.

Фазавий тезликнинг ёруғлик тезлигидан катта ёки кичик бўлиши тўлқиннинг гуруҳли тезлигига боғлиқ бўлади.

Гуруҳли тезликни қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Эркин заррача энергияси

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}\,, \qquad (85.2)$$

га тенг бўлгани учун

$$\frac{dE}{dp} = \frac{Pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{Pc^2}{E} = \frac{m\upsilon c^2}{mc^2} = \upsilon$$

Демак, де Бройль тўлқинининг гуруҳли тезлиги заррачанинг тезлигига тенг экан. Фотоннинг гуруҳли тезлиги

$$\upsilon = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$$

ўша фотоннинг тезлигига тенгдир.

Де Бройль тўлқини дисперсия ҳодисасига бўйсунади, яъни тўлқин тезлиги тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади.

Тўлқиннинг фазавий тезлигини эркин заррачанинг энергияси орқали ифодаласак

$$\upsilon_{фаз} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ бўлгани учун, фазавий тезлик тўлқин узунлигига боғлиқ бўлади.

86 - §. Гейзенберг ноаниқлиқларининг муносабати

Модда заррачаларининг иккиёқламалик корпускуляр – тўлқин табиатига асосан, уларга заррачанинг ёки тўлқиннинг барча хусусиятларини белгилаш мумкин эмас. Шу сабабли, микрозаррачалар хусусиятларини ўрганишда классик механика тушунчаларига айрим чеклашлар киритиш зарур бўлади.

Масалан, классик механикада исталган зарра аниқ траектория бўйлаб ҳаракатланади ва исталган вақтда заррачанинг координата ва импульсини катта аниқликда белгилаш ёки аниқлаш мумкин.

Тўлқин хусусиятига эга бўлган микрозаррачалар классик заррачалардан бутунлай фарқланадилар. Тўлқин хусусиятига эга бўлган микрозаррачанинг бир аниқ траектория бўйича ҳаракатланишида, унинг аниқ координатаси ва импульси тўғрисида сўз юритиш мумкин эмас.

Тўлқин хусусиятли зарра импульси тўлқин узунлигига боғлиқ бўлса ҳам, «берилган нуқтадаги тўлқин узунлиги» деган тушунча физик маънога эга эмас, шунинг учун аниқ импульсга эга бўлган микрозарра координатаси ноаниқдир ва унинг тескарисидир.

Гейзенберг микрозарра тўлқин хусусиятини ва унга боғлиқ чеклашларни ҳисобга олиб, микрозаррачанинг координатаси ва импульсини бир вақтда аниқ ифодалаш мумкин эмас, деган фикрга келди.

Микрозаррачалар координаталари ва импульслари ноаниқликларининг ўзаро нисбатлари қуйидаги шартларни қаноатлантирадилар:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases} \tag{86.1}$$

Микрозаррача координаталари ва уларга мос импульсларининг проекциялари ноаниқликлари кўпайтмалари *h* дан кичик бўлмайди.

(86.1) – ифодага асосан, заррача координатаси аниқ бўлса ($\Delta x = 0$), бу ҳолда импульснинг $0x$ ўқига проекцияси қиймати

$$\Delta p_x \to \infty$$

бутунлай ноаниқ бўлади.

Ноаниқлик муносабати, бир вақтда, заррача ҳаракатининг классик хусусияти (координаталари, импульси) ва тўлқин хусусиятларидан фойдаланилган ҳолда келтириб чиқарилган.

Классик механикада заррача координаталари ва импульсини хоҳлаган аниқликда ўлчаш мумкин бўлса, *ноаниқлик муносабати* микрозаррачаларга классик механикани қўллашнинг *квант чекланишини* кўрсатади.

Ноаниқлик муносабатини қуйидаги кўринишда ифодалаймиз:

$$\Delta x \Delta \upsilon_x \geq \frac{h}{m}, \tag{86.2}$$

Бу ифодадан, заррача массаси қанча катта бўлса, унинг тезлиги ва координаталари ноаниқлиги шунча кичик бўлади. Бу заррачага катта аниқликда траектория тушунчасини қўллаш мумкин бўлади.

Масалан, массаси 10^{-12}*кг* ва чизиқли ўлчамлари 10^{-6}*м* бўлган чангча координатаси, унинг ўлчамига нисбатан 0,01 аниқликда ўлчанса ($\Delta x = 10^{-8}$*м*), (86.2) – ифодага асосан, тезлик ноаниқлиги

$$\Delta \upsilon_x = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-12}}\ м/с \approx 6{,}62 \cdot 10^{-14}\ м/с$$

қиймати заррачанинг барча мумкин бўлган тезликлари қийматига таъсир этмайди. Бундай макроскопик жисмларнинг тўлқин хусусияти умуман намоён бўлмайди ва ноаниқликка таъсир этмайди.

Агарда, электронлар дастаси x ўқи бўйлаб $\upsilon = 10^8 м/с$ тезлик билан ҳаракатланганда унинг аниқлиги 0,01 % ($\Delta\upsilon_x \approx 10^4 м/с$) бўлса, бу ҳолда координата ноаниқлиги

$$\Delta x = \frac{h}{m\Delta\upsilon_x} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}}{9{,}11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7{,}27 \cdot 10^{-8}\, м$$

га тенг бўлади, яъни электроннинг ҳолатини етарлича аниқликда ўлчаш имконияти пайдо бўлади ва электроннинг траекторияси тўғрисида сўз юритиш мумкин.

Водород атоми атрофида электрон ҳаракатланганда, унинг координаталари ноаниқлиги $\Delta x \approx 10^{-10} м$ бўлсин. У ҳолда, тезлигининг ноаниқлиги $\Delta\upsilon_x = 7{,}27 \cdot 10^6 м/с$ бўлади. Бу ҳол учун классик механикадан фойдалансак, электрон айлана орбитаси радиуси $\sim 0{,}5 \cdot 10^{-10} м$ бўлган ядро атрофида ҳаракатланганда, унинг тезлиги $\upsilon \approx 2{,}3 \cdot 10^6 м/с$ бўлади. Демак тезлик ноаниқлиги, тезликнинг ўзини қийматидан бир неча марта катта бўлар экан. Шу сабабли, атомдаги электронларнинг ҳаракатини ифодалашда классик механика қонунларидан фойдаланиб бўлмайди.

Квант назариясида заррачаларнинг энергияси ва вақт бўйича ҳам ноаниқлик муносабати мавжуд

$$\Delta E \cdot \Delta t > h, \qquad (86.3)$$

ΔE – ҳаракат энергиясининг ўлчаш вақтидаги ноаниқлиги, Δt – эса, ўлчаш жараёни давомийлигининг ноаниқлиги. Энергия ноаниқлиги

$$\Delta E \geq h/\Delta t$$

тизимнинг ўртача яшаш вақти камайиши билан ошиб боради.

87 - §. Тўлқин функцияси ва унинг статистик маъноси

Микрозаррачаларнинг қаттиқ жисмлардаги ҳаракатини ўрганишда, ноаниқликлар муносабати туфайли, классик механикани қўллашдаги чегаралашлар, XX асрда, микрозаррачаларнинг тўлқин хусусиятини инобатга олиб, уларнинг ҳаракати ва ўзаро таъсирлашиши қонунларини ифода қилиш учун квант механикаси яратилди. Квант механикаси, асосан Планк гипотезаси, Шредингер, Гейзенберг, Дирак ва Эйнштейнларнинг илмий ишларига асослангандир.

Де Бройль тўлқинининг физикавий табиатини чуқурроқ тасаввур этиш учун, ёруғлик тўлқинлари ва микрозаррачалар учун кузатиладиган дифракция манзараларини таққослаб кўрамиз.

Ёруғлик тўлқинлари дифракцияси манзарасида, фазонинг ҳар хил нуқталарида, тўлқинлар бир-бирини устига тушиши сабабли, натижавий тебраниш амплитудалари гоҳ кучайиши, гоҳ сусайиши мумкин. Ёруғлик табиатига кўра, дифракциявий манзара жадаллиги ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадратига пропорционалдир

$$I \sim A^2$$

Фотон назариясига асосан, жадаллик дифракциявий манзара кузатиладиган нуқтага тушаётган фотонлар сони билан аниқланади (Nh).

Битта фотон учун амплитуда квадрати, бу ёки бошқа нуқтага фотоннинг тушиш эҳтимоллигини белгилайди.

Микрозаррачалар учун кузатиладиган дифракциявий манзара, ҳар хил йўналишларда сочилган ва қайтган микрозаррачалар оқимининг нотекис тақсимланиши билан характерланади. Дифракциявий манзара максимумлари, тўлқин назариясига асосан, де Бройль тўлқинлар жадаллиги катта бўлган йўналишларга мос келади. Бошқа тарафдан, Де Бройль тўлқинлари жадаллиги, заррачалар сони кўп бўлган жойда катта бўлади, яъни де Бройль тўлқини жадаллиги фазонинг берилган нуқтасига тушаётган фотонлар сонини белгилайди. Шу сабабли, микрозаррачаларда кузатиладиган дифракциявий манзара статистик (эҳтимоллик) қонуниятдан иборат бўлади.

Демак, квант назариясининг энг муҳим хусусиятларидан бири микрозаррачанинг ҳолатини таърифлашда эҳтимоллик назариясидан фойдаланиш заруриятидир.

1926 йилда М.Борн тўлқин қонунияти билан, микрозаррачанинг фазода бўлиш эҳтимоллиги эмас, балки эҳтимоллик амплитудаси - ψ (x,y, z, t) ўзгаради деб таклиф этди.

ψ (x, y, z,t) катталик - ψ функция ёки *тўлқин функцияси* деб аталади. Эҳтимоллик амплитудаси мавҳум бўлиши мумкинлиги учун,

W – эҳтимоллик тўлқин функцияси модулининг квадратига пропорционалдир:

$$W \sim \left|\psi(x,y,z,t)\right|^2, \qquad (87.1)$$

Бу ерда $|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$, $\psi^* - \psi$ функцияга мос мавҳум функциядир.

Демак, микрозаррача ҳолатини тўлқин функцияси орқали таърифлаш, статистик ёки эҳтимоллик тусга эгадир. Тўлқин функцияси модулининг квадрати t вақтда, координаталари x ва $x + dx$, y ва $y + dy$, z ва z+ dz бўлган соҳада зарранинг бўлиш эҳтимоллигини белгилайди.

Квант механикасида, микрозаррачалар ҳолатини таърифловчи тўлқин функция заррачаларнинг корпускуляр ва тўлқин хусусиятларини ўзида акс эттирувчи функциядир.

dV ҳажм элементида заррачани топиш эҳтимоллиги

$$dw = |\psi|^2 dV, \qquad (87.2)$$

га тенг. Бу ерда

$$|\psi|^2 = \frac{dw}{dV}$$

эҳтимоллик зичлигини белгилайди.

Шундай қилиб ψ - тўлқин функцияси эмас, балки де Бройл тўлқинининг жадаллигини кўрсатувчи, унинг модулини квадрати $|\psi|^2$ физик маънога эгадир.

Чегараланган ҳажмда – V, t вақт моментида заррачани топиш эҳтимоллиги

$$w = \int_V dw = \int_V |\psi|^2 dV$$

га тенг. Бу функция қиймати 1 га тенг бўлганда заррачанинг бу ҳажмда бўлиш эҳтимоллиги энг катта қийматга эга бўлади, ва

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1, \qquad (87.3)$$

эҳтимолликни тартибга солиш ёки *нормаллаш шарти* деб аталади. Бу

шарт зарраачанинг фазо ва вақт бўйича (борлигини) мавжудлигини белгилайди.

Тўлқин фукнцияси суперпозиция принципини қаноатлантиради. Агарда, тизим $\psi_1, \psi_2, ...\psi_n$ тўлқин функциялари билан ифодаланадиган ҳар хил ҳолатларда бўлса, унинг умумий ҳолатини қуйидагича таърифлаш мумкин:

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

бу ерда $c_n (n = 1,2,....)$ - иҳтиёрий комплекс сонлардан иборат бўлади. Демак, квант меҳаникасида тўлқин функцияларини (эҳтимоллик амплитудаларини) қўшиш мумкин. Классик статистикада бир - бирига боғлиқ бўлмаган ҳодисалар учун эҳтимолликларни қўшиш теоремаси қўлланилади.

Микрозаррачалар ҳолатининг асосий характеристикаси бўлган ψ тўлқин функцияси, квант механикасида ҳолатларга тегишли физикавий катталикларнинг ўртача қийматини ҳисоблаш имкониятини беради.

Масалан, электроннинг ядродан қандай ўртача масофада $<r>$ бўлишини қуйидаги ифода орқали ҳисоблаш мумкин:

$$< r >= \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

88 - §. Шредингер тенгламаси

Де Бройль тўлқинларини ва Гейзенберг ноаниқлик муносабатларини изоҳлаш қуйидаги фикрга олиб келди:

- квант механикасида микрозаррачаларнинг ҳар хил куч майдонларидаги ҳаракатини таърифловчи ҳаракат тенгламаси заррачаларнинг тўлқин хусусиятини ёритиб бериши зарур бўлади.

Асосий тенглама ψ (x, y, z, t) тўлқин функциясига нисбатан ва электромагнит тўлқинларни характерловчи тўлқин тенгламасига ўхшаш бўлиши керак. Бундай тенглама *Шредингернинг умумий тенгламаси* деб аталади ва қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$-\frac{\hbar}{2m}\Delta\psi + U(x,y,z,t)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \quad , \qquad (88.1)$$

бу ерда $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, *m* – заррача массаси, Δ - Лаплас оператори $\left(\Delta\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)$, *i* – мавҳум бирлик, $U(x,y,z,t)$ - куч майдонидаги заррачанинг потенциал функцияси, ψ (*x*, *y*, *z*, *t*) – заррачанинг тўлқин функцияси. Бу ифода *вақтга боғлиқ бўлган Шредингер тенгламаси* деб аталади.

Микродунёда содир бўладиган кўп физикавий ҳодисалар учун, бу тенгламани, вақтга боғлиқлигидан чиқариб, соддалаштириш мумкин. Бу ҳолда Шредингер тенгламаси энергия қийматлари белгиланган бўлган станционар ҳолатларга тўғри келади, яъни заррача ҳаракатланаётган куч майдони ўзгармас бўлиши керак $U(x,y,z,t)$.

Шредингер тенламасининг ечими - биттаси координатага боғлиқ бўлган, иккинчиси вақтга боғлиқ бўлган функциялар кўпайтмасидан иборат бўлади

$$\psi(x,y,z,t) = \psi(x,y,z)e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \quad , \qquad (88.2)$$

бу ерда *E* – заррачанинг тўла энергияси, у ўзгармас майдон учун ўзгармас катталикдир. (27.2) – ифодани Шредингер тенгламасига қўйсак

$$-\frac{\hbar^2}{2m}e^{-i\frac{E}{\hbar}t}\Delta\psi + U\psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t} = i\hbar\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right)\psi e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$$

га эга бўламиз. Тенгламанинг икки тарафини $e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ га бўлсак, қуйидагини келтириб чиқарамиз:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0 \quad , \qquad (88.3)$$

бу ифода *станционар ҳолатлар учун Шредингер тенгламаси* деб аталади.

Дифференциал тенгламалар назариясида бу тенглама беҳисоб ечимларга эга, аммо улар орасида физикавий маънога эга бўлганини, чегаравий шартлар қўйилганда аниқланади.

Шредингер тенгламаси учун бундай чегаравий шартлар қуйидагилар бўлиши мумкин:

- тўлқин функцияси даврийлиги;
- тўлқин функциясининг чеклилиги, аниқлиги ва узлуксизлиги (биринчи ҳосиласи ҳам).

Демак, ψ - даврий функцияга жавоб берадиган ечимларгина ҳақиқий физикавий маънога эга бўлади. Бу ечимлар тўла энергиянинг барча қийматларида эмас, балки қўйилган масалага тегишли айрим қийматларида ўринли бўлади ва энергиянинг бундай қийматлари – *хусусий ечимлар* деб аталади.

Хусусий қийматларга мос бўлган функциялар *хусусий функциялар* деб аталади.

89 - §. Эркин заррачанинг ҳаракати

Эркин заррачанинг ҳаракатида ($U(x) = 0$) унинг тўла энергияси кинетик энергия билан мос тушади. X ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган эркин заррача стационар ҳолати учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0, \qquad (89.1)$$

Бу тенгламанинг хусусий ечими қуйидаги функциядан иборатдир:

$$\psi(x)=Ae^{ikx}$$

Буерда $A = const$, $k = const$. Энергиянинг хусусий қийматлари

$$E=\frac{\hbar^2k^2}{2m}, \qquad (89.2)$$

дан иборат бўлади.

$\psi(x) = Ae^{ikx} = Ae^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE'}x}$ - функция $\psi(x,t)$ тўлқин функциянинг координатага тегишли қисмидир.

Эркин заррача ҳаракатининг вақтга боғлиқ тўлқин функцияси қуйидагидан иборат:

$$\psi(x,t) = A^{-i\omega t + ikx} = A^{-\frac{i}{\hbar}(Et - P_x x)} \quad , \qquad (89.3)$$

бу ерда

$$\omega = \frac{E}{\hbar} \quad \text{ва} \quad k = {}^{P_x}\!/_{\hbar}$$

Вақтга боғлиқ функция де Бройлнинг ясси монохраматик тўлқинидир.

Энергиянинг хусусий қийматлари ифодасидан энергиянинг импулсга боғлиқлигини ўрнатишимиз мумкин

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{P_x^2}{2m}$$

Эркин заррачанинг энергияси исталган қийматларни қабул қилиши мумкин, яъни унинг энергетик спектри *узлуксиз* бўлади.

Шундай қилиб эркин квант заррача де Бройлнинг ясси монохроматик тўлқини билан ифодаланади. Бу ҳолда фазонинг берилган нуқтасида вақтга боғлиқ бўлмаган заррачани бўлиш эҳтимоллиги зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$|\psi|^2 = \psi\psi^* = |A|^2$$

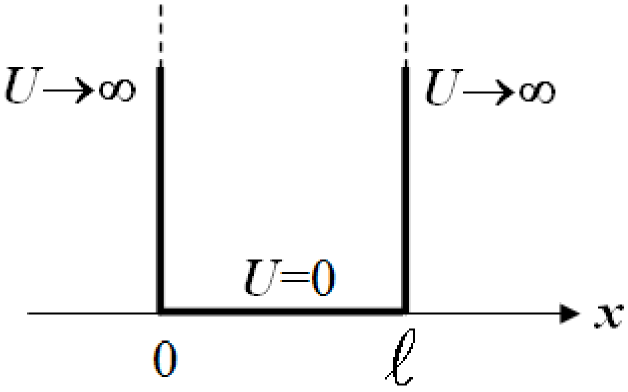
ва у исталган нуқталарда ўзгармас бўлади.

90 - §. Деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурликдаги заррачанинг ҳолати

Бундай чуқурлик қуйидаги потенциал энергия билан ифодаланади (*163 - расм*):

$$U(x)=\begin{cases}\infty, & x<0,\\ 0, & 0\le x\le \ell,\\ \infty, & x>\ell.\end{cases}$$

бу ерда ℓ - чуқурлик кенглиги, заррача энергиясининг ҳисоб боши потенциал чуқурлик тубида ётади.



163 – расм. Деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурлик

Стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси бир ўлчамли масалаларда қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi=0, \qquad (90.1)$$

Чуқурлик деворлари чексиз баланд бўлгани учун, заррача потенциал тўсиқ ичида бўлади, уни тўсиқдан ташқарида топиш эҳтимоллиги нолга тенгдир. Чуқурлик чегарасида узлуксиз тўлқин функцияси ҳам нолга айланади. Демак, чегаравий шартни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\psi(0)=\psi(\ell)=0\ , \qquad (90.2)$$

Чуқурлик ичида Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0$$

ёки

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+k^2\psi=0, \qquad (90.3)$$

бу ерда $k^2=\frac{2m}{\hbar^2}E$ га тенг.

Дифференциал тенгламанинг умумий ечими қуйидагича ифодаланади:

$$\psi(x)=A\sin kx+B\cos kx$$

Чегаравий шарт $\psi(0) = 0$ бўлгани учун $B = 0$. У ҳолда

$$\psi(x)=A\sin kx, \qquad (90.4)$$

$\psi(\ell)=A\sin k\ell=0$ шарт фақат қуйидаги ҳолларда бажарилади

$$k\ell=n\pi$$

Бу ерда n – бутун сонлар,

$$k=\frac{n\pi}{\ell}, \qquad (90.5)$$

заррача энергиясининг хусусий қийматлари

$$E_n=\frac{n^2\pi^2\hbar^2}{2m\ell^2} \quad (n=1,2,3,.....), \qquad (90.6)$$

га тенг бўлади. Демак, деворлари чексиз баланд бўлган потенциал чуқурликдаги заррача энергияси E_n фақат *аниқ дискрет қийматларга* эга бўлади, яъни *квантланган бўлади.*

Энергиянинг квантланган қийматлари *энергетик сатҳлар* деб аталади, бу энергетик сатҳларни белиловчи n сон *бош квант сони* деб аталади.

(29.4) – ифодага, тўлқин сонининг қийматини қўйсак, функциянинг хусусий қийматини топамиз:

$$\psi(x) = A\sin\frac{n\pi}{\ell}x$$

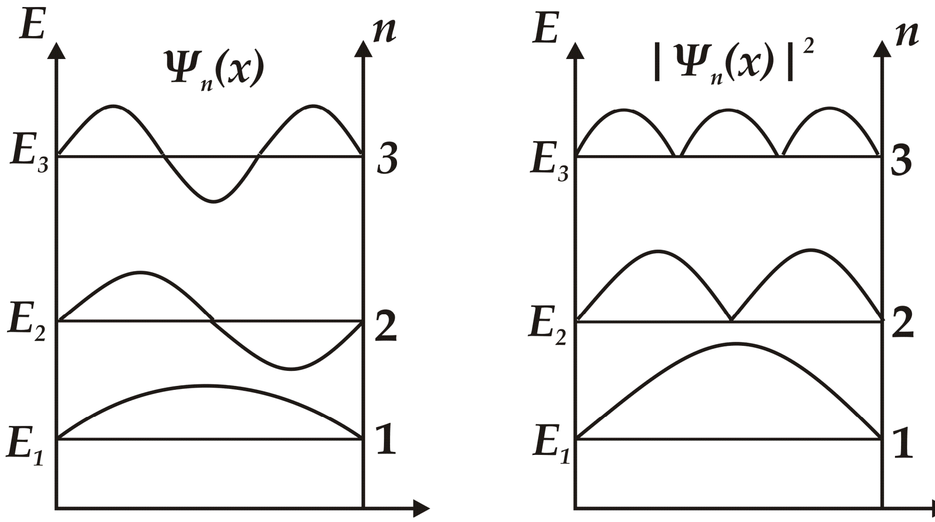
Нормаллаш шартидан интеграллашнинг доимийсини (A) топиш мумкин

$$A^2\int_0^\ell \sin^2\frac{n\pi}{\ell}xdx = 1$$

буерда $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ га тенг, хусусий функциялар кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}}\sin\frac{n\pi}{\ell}x \quad (n = 1,2,3,......), \tag{90.7}$$

Қуйидаги *164* - расмда хусусий функциялар ва уларга мос энергияларнинг n = 1, 2, 3 сонларга мос чизмалари келтирилган.



164 – расм. Хусусий функциялар ва уларнинг энергияларини бош квант сонларига боғлиқлик графиги

Расмдан, n = 2 бўлганда заррачани чуқурлик ўртасида бўлиш эҳтимоллиги нолга тенг. Иккита энергетик сатҳлар орасидаги энергетик масофа қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\pi\hbar^2}{2m\ell^2}(2n+1) \approx \frac{\pi^2\hbar^2}{m\ell^2}n \quad , \qquad (90.8)$$

Мисол учун, чуқурлик кенглиги $\ell = 10^{-1}\,м$ бўлганда электроннинг қўшни соҳалардаги энергетик фарқи

$$\Delta E_n \approx 10^{-35} n \cdot Ж \approx 10^{-16} n \cdot эВ$$

га тенг бўлади. Демак энергетик сатҳлар бир - бирига жуда яқин жойлашгандир.

Агарда потенциал чуқурлик кенглиги атом ўлчамларига яқин $(\ell \approx 10^{-10}\,м)$ бўлса, электрон учун

$$\Delta E_n \approx 10^{-7} n \cdot Ж \approx 10^{2} n\, эВ$$

бўлади.

91 - §. Заррачанинг потенциал тўсиқ орқали ўтиши. Туннель эффекти

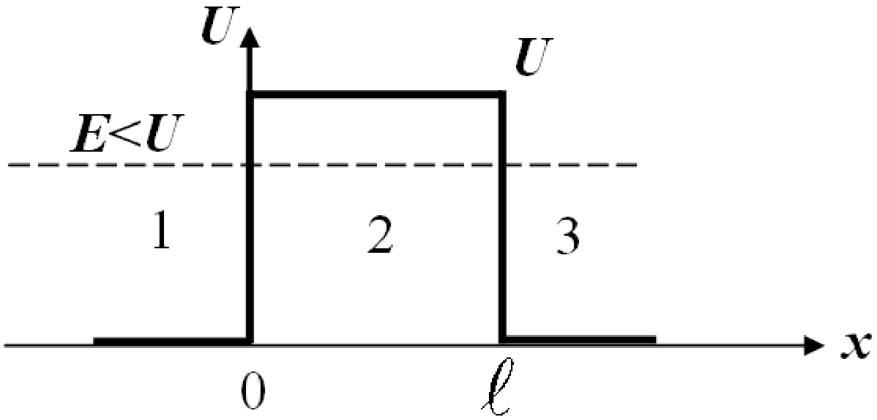
Заррачанинг бир ўлчамли, х ўқи бўйлаб, энг содда тўғри бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ орқали ҳаракатини кузатайлик (*165 - расм*).

Тўғри бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ баландлиги U ва кенглиги ℓ бўлган ҳол учун чегаравий шартларни келтирамиз.

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \quad 1-с. \\ U, & 0 < x < \ell \quad 2-с. \\ 0, & x > \ell \quad 3-с. \end{cases}$$

Бу чегаравий шартларда, E энергияли классик заррача потенциал тўсиққа дуч келганда: $E > U$ бўлганда тўсиқ устидан ўтади, $E < U$

бўлганда тўсиқдан урилиб қайтиб, орқа томонга ҳаракат қилади, яъни заррача тўсиқ орқали ўтаолмайди.



165 – расм. Тўғри тўрт бурчак шаклидаги потенциал тўсиқ

Микрозаррача (квант заррача) энергияси $E > U$ бўлган ҳолда, тўсиқ устидан ўтишидан ташқари, заррача тўсиққа урилиб, орқага қайтиш эҳтимоли нолдан фарқли бўлиши мумкин. Унинг энергияси $E < U$ бўлганда ҳам, заррача $x > l$ соҳада бўлиш эҳтимоли нолдан фарқли бўлиши мумкин, яъни заррача тўсиқ орқали ўтиши мумкин.

Стационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламаси, 1- ва 3–соҳаларда, $\left(k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}\right)$ бўлганда, қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$\frac{\partial^2\psi_{1,3}}{\partial x^2} + k^2\psi_{1,3} = 0 \quad ,$$

2 - соҳа учун, $\left(q^2 = \frac{2m(E-U)}{\hbar^2}\right)$ бўлганда,

$$\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2} + q^2\psi_2^2 = 0 \ , \tag{91.1}$$

Бу дифференциал тенгламаларнинг умумий ечимлари тегишли соҳаларда қуйидаги кўринишларга эга бўлади:

1 – соҳа учун: $$\psi_1(x) = A_1e^{ikx} + B_1e^{-ikx} \quad , \tag{91.2}$$

2 - соҳа учун: $$\psi_2(x) = A_2e^{ikx} + B_2e^{-ikx},$$

3 - соҳа учун: $$\psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \ , \qquad (91.3)$$

Хусусан, 1 - соҳа учун тўлиқ тўлқин функцияси қуйидагича ифодаланади:

$$\psi_1(x,t) = \psi_1(x) e^{-\frac{i}{\hbar}Et} = A_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p,x)} + B_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et+p,x)} , \qquad (91.4)$$

Бу ифоданинг 1- ҳади x - ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси тўлқин кўринишига эга, иккинчи ҳади эса, x – ўқига тескари йўналишда тарқалаётган ясси тўлқиндан иборат. 3 - соҳада тўлқин фақат x – ўқи бўйлаб тарқалади ва орқа томонга тарқалмайди, шу сабабли, 3 - ифодада B_3 коэффициент нолга тенг бўлади.

2 - соҳа учун ечим $E > U$ ва $E < U$ нисбатларга боғлиқ бўлади. $E < U$ ҳол алоҳида қизиқиш туғдиради, чунки классик заррача бу ҳолда

потенциал тўсиқ ичида бўлаолмайди.

$q = i\beta$ – мавҳум сондан иборат бўлгани учун

$$\beta = \sqrt{2m(U-E)}$$

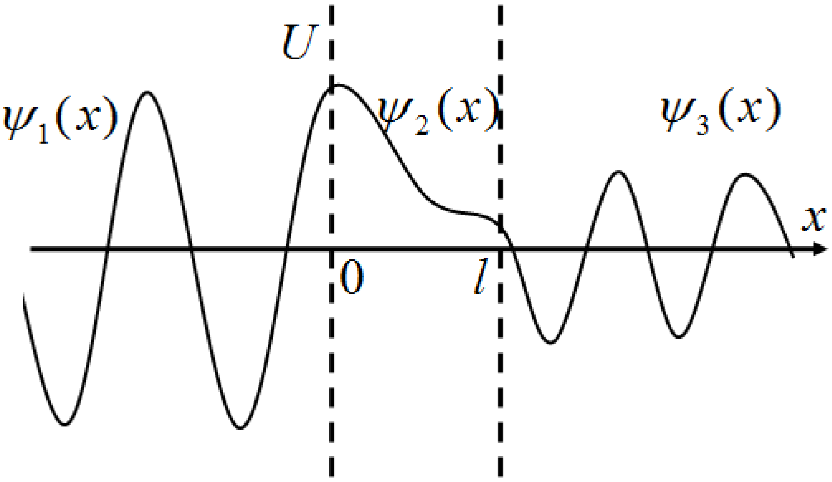
тенгликка эга бўламиз.

$B_3 = 0$ ва q нинг қийматини ҳисобга олганда, учала соҳа учун Шредингер тенгламалари ечимлари қуйидаги кўринишга эга бўладилар:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= Ae^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \quad 1-c. \\ \psi_2(x) &= A_2 e^{-\beta} + B_2 e^{\beta x}, \quad 2-c. \\ \psi_3(x) &= A_3 e^{ikx}, \qquad\qquad 3-c. \end{aligned} \quad , \qquad (30.5)$$

2 - соҳада, экспонента кўрсаткичлари мавҳум бўлмай, ҳақиқий сонлардан иборат бўлгани учун, икки тарафга тарқаладиган ясси тўлқинлар бўлмайди.

$\psi_1(x)$, $\psi_2(x)$ ва $\psi_3(x)$ функциялар кўриниши *166* - расмда келтирилган.



166 – расм. Тўлқин функциясининг потенциал тўсиқ соҳасидаги кўриниши

Расмдан кўринишича, тўсиқ ичида ва 3 - соҳада тўлқин функцияси нолга тенг эмас экан. Шу сабабли, микрозаррача тўлқин хусусиятига эга бўлгани учун белгиланган кенгликдаги потенциал тўсиқ орқали ўта олади.

Шундай қилиб, квант механикаси *туннель эффекти* деб аталадиган янги ҳодисани тушунтириб бериш имкониятига эга.

Туннель эффектини ифодалаш учун потенциал тўсиқнинг *шаффофлик коэффициенти* деган тушунчаси киритилади. Бу коэффициент тўсиқни ўтган заррачалар оқими зичлигини тўсиққа тушаётган заррачалар оқими зичлигига нисбати билан аниқланади:

$$D=|A_3|^2/|A_1|^2$$

$|A_3/A_1|^2$ нисбатни аниқлаш учун, тўсиқ чегараларида ψ ва ψ' функцияларнинг узлуклилиги шартидан фойдаланамиз:

$$\left.\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0), \\ \psi_1'(0) &= \psi_2'(0), \\ \psi_2(\ell) &= \psi_3(\ell), \\ \psi_2'(\ell) &= \psi_3'(\ell). \end{aligned}\right\}, \qquad (91.6)$$

Ҳисоблашлар шаффофлик коэффициентининг қуйидаги ифодасини беради:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(E-U)\ell}\right), \qquad (91.7)$$

бу ерда U – потенциал тўсиқ баландлиги, E – заррача энергияси, ℓ - тўсиқ кенглиги, D_0 – доимий кўпайтма, кўп ҳолларда у бирга тенг бўлади. Демак, шаффофлик коэффициенти m – заррача массасига, ℓ - тўсиқ кенглигига ва (U - E) қийматга боғлиқ экан.

Тўсиқ кенглиги, заррача массаси кичик бўлганда шаффофлик коэффициенти катта бўлади ва 3 - соҳада заррачаларнинг бўлиш эҳтимоллиги ошади.

Исталган шаклдаги потенциал тўсиқ учун шаффофлик коэффициенти қуйидагича ифодаланади:

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(E-U)}dx\right], \qquad (91.8)$$

бу ерда $U = U(x)$.

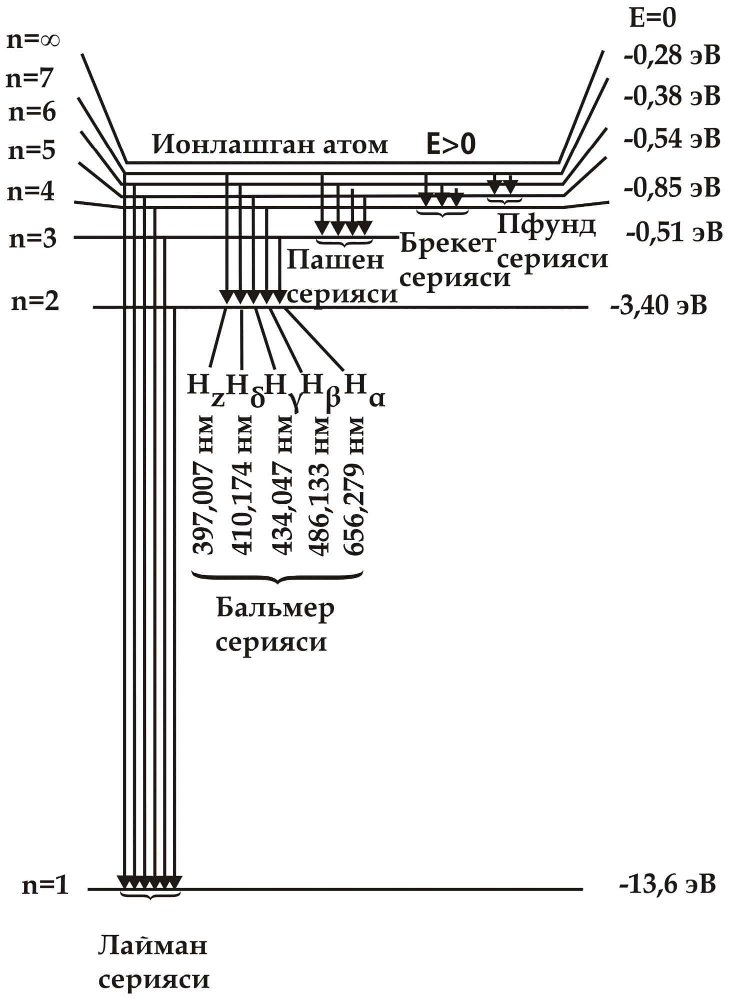
92 - §. Атомларнинг чизиқли спектрлари

Сийраклашган газ ёки парлар кўринишидаги яккаланган атомлар маълум температураларда алоҳида спектрал чизиқлардан иборат спектр чиқаради. Шу сабабли, атомларнинг чиқарган спектрини чизиқли спектрлар деб аташади. Водород атомининг спектри батафсил ўрганилган (*167 – расм*).

Швейцария физиги М. Бальмер ўша давргача маълум бўлган водород атомининг спектрал чизиқларини ифодалаш учун қуйидаги эмпирик ифодани келтириб чиқарди:

$$\frac{1}{\lambda} = R'\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,4,5,....), \qquad (92.1)$$

бу ерда $R' = 1,1\,107\,m^{-1}$ – Ридберг доимийсидир.



167 – расм. Водород атомининг чизиқли спектрлари

$\nu = \dfrac{c}{\lambda}$ эканлигини ҳисобга олсак, (92.1) - ифодани частоталар учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\nu = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,4,5,....)\ , \qquad (92.2)$$

бу ерда $R = R'$с = $3{,}29\cdot10^{15}$ с$^{-1}$ ҳам Ридберг доимийсидир.

(92.1) ва (92.2) ифодалардан, n нинг турли қийматлари билан фарқ қилувчи спектр чизиқлари гуруҳини ёки сериясини ҳосил қилиш мумкинлиги кўриниб турибди ва улар Бальмер сериялари деб аталади. n коэффициент ошиб бориши билан, чизиқли сериялар бир - бирига яқинлашади, n чексиз қиймат Бальмер сериясининг чегарасини белгилайди.

Водород атомлари чиқарган спектрни батафсил ўрганиш натижасида бошқа сериялар ҳам топилди (*167 - расм*). Спектрнинг ультрабинафша соҳасида кузатилган серия Лайман серияси деб аталади.

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 3,4,5,....)$$

168 – расм. Чизиқли спектрларнинг электрон қобиқларга боғлиқлиги

Спектрнинг инфрақизил соҳасида эса қуйидаги сериялар топилди:

Пашен серияси $\nu = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 4,5,6,....)$ **;**

Брэкет серияси $\nu = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 5,6,7,....)$;

Пфунд серияси $\nu = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 6,7,8,....)$;

Хэмфри серияси $\nu = R\left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n = 7,8,9,....)$.

Водород спектрида кузатилган барча серияларни *Бальмернинг умумлашган ифодаси* орқали ифодалаш мумкин:

$$\nu = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) , \qquad (92.3)$$

Бу ерда m = 1, 2, 3, 4, 5, 6 – бутун сонлар сериялар тартибини белгилайди, $n = m + 1, m + 2, m + 3,....$ бутун сонлар сериядаги алоҳида чизиқларни белгилайди (*168– расм*).

Мураккаб спектрларни ўрганиш, улар оддий қонуниятларга бўйсунмай жойлашадиган чизиқлардан иборат эканлигини кўрсатди.

Юқорида келтирилган чизиқли спектрлар, Ридберг доимийсининг умумийлиги кузатилган қонуниятлар чуқур физикавий маънога эга эканлигини ва уни тушунтиришга классик физика ожиз эканлигини билдирди.

93 - §. Бор постулатлари

1913 йилда Даниялик физик Н.Бор атомга боғлиқ хусусиятларни тушуниб етишга уриниб кўрди. У чизиқли спектрларнинг эмпирик қонуниятларини, Резерфорднинг атом ядровий моделини ва ёруғликнинг нурланиши ва ютилишининг квант характерини (бир бутун) яхлит қилиб боғлашга ҳаракат қилди. Бор назариясининг асоси иккита постулатдан иборат.

Борнинг биринчи постулати: стационар ҳолатларда атом энергияни нурлатмайди. Бунда, электрон доиравий орбитада ҳаракатланиб, қуйидаги шартни қаноатлантирадиган импульс моментининг дискрет - квантланган қийматларига эга бўлади:

$$m\upsilon r_n = n\hbar \quad (n = 1,2,3,...) \ , \qquad (93.1)$$

бу ерда m – электрон массаси, υ – радиуси r_n, бўлган n - орбитадаги электроннинг тезлиги, $\hbar = \mathrm{h}/2\pi$.

Борнинг иккинчи постулати: атомнинг энергияни ютиши ва нурлаши бир стационар ҳолатдан иккинчисига ўтишида содир бўлади.

$$h\nu = E_n - E_m , \qquad (93.2)$$

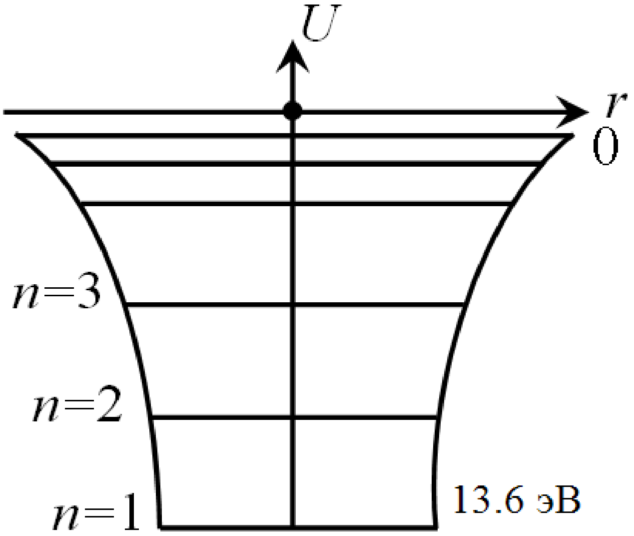
бу ерда, $h\nu$– нурланган ёки ютилган квант энергияси, $E_n > E_m$, бўлганда квант нурланиши содир бўлади.

$E_n < E_m$ бўлганда квант ютилади.

94-§ . Водород атоми. Квант сонлар

Энг содда бўлган водород атомини кўрамиз (*169 - расм*). Водород атомининг потенциал чуқурлигида электрон манфий энергияга эга:

$$U = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}, \qquad (94.1)$$



169 – расм. Водород атомининг энергетик диаграммаси

$r\rightarrow 0$ бўлганда электрон энергияси чексиз қийматга интилади: $U \rightarrow -\infty$, $r \rightarrow -\infty$ бўлганда электрон энергияси нолга интилади.

Водород атомининг стационар ҳолатлари учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}\right)\psi = 0 \quad , \qquad (94.2)$$

Бу тенгламанинг ечими қуйидаги натижаларга олиб келади.

1) Водород атомида электрон дискрет энергетик спектрга эга бўлади. Энергиянинг хусусий қийматлари қуйидаги ифода билан аниқланади.

$$E_n = -\frac{e^4 m}{8\varepsilon_0^2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2} = -\frac{R}{n^2}, (n = 1,2,3,....) \quad , \qquad (94.3)$$

бу ерда $\frac{e^4 m}{8\varepsilon_0^2\hbar^2}$ - универсал доимийдир.

n ортиши билан энергия сатҳлари *U* = 0 га интилади ва бир - бирига яқинлашади, аста - секин яхлит спектрга ўтади. *47* - расмда водород атомининг потенциал чуқурлигидаги энергетик сатҳларнинг жойлашиши келтирилган;

2) Шредингер тенгламасининг сферик координаталардаги ечими, атомдаги электроннинг ҳолати, *L* импульснинг орбитал моменти билан характерланишини кўрсатади.

Импульснинг орбитал моменти ҳам бир қатор дискрет қийматларни қабул қилади:

$$L = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}, \qquad (94.4)$$

Бу ерда ℓ - орбитал квант сони деб аталади ва у қуйидаги қийматларни қабул қилади:

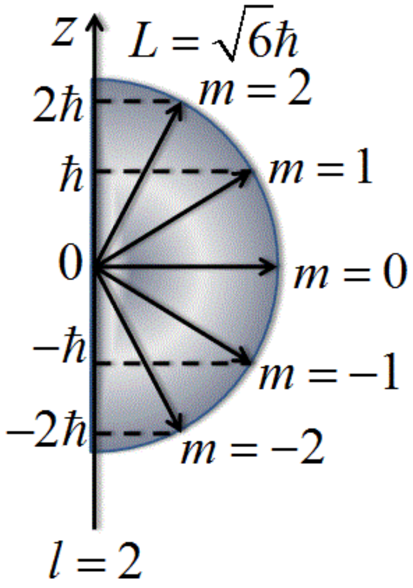
$$\ell = 0,1,2,....,(n-1) \quad ;$$

3) Импульснинг орбитал моменти магнит майдонининг танланган йўналишига нисбатан бурилади ва унинг шу йўналишга проекцияси дискрет қийматларга эга бўлади (*170 - расм*):

$$L = m\hbar, \qquad (94.5)$$

m – магнит квант сони деб аталади ва у барча бутун сонларни қабул қилади:

$$m = -\ell, -(\ell - 1), ..., 0, 1, 2, ..., +\ell$$



170 – расм. Магнит квант сонининг квантланиши

Умуман, магнит квант сони $(2\ell + 1)$ қийматларни қабул қилиши мумкин.

4) Электрон импульснинг хусусий моментига – спинга эга. Спин – масса ва зарядга ўхшаш, электроннинг бирламчи хусусиятларидан биридир. Спин қиймати квант механикасининг умумий қонунлари билан аниқланади:

$$L_S = \hbar\sqrt{S(S+1)}, \tag{94.6}$$

S – спин квант сонлардан биридир.

Спиннинг белгиланган магнит майдони йўналишига проекцияси квантлангандир.

$$L_{SH} = m_S \hbar , \tag{94.7}$$

Спин квант сони ва m_s фақат иккита қийматни қабул қилади:

$$S = \pm\frac{1}{2}$$

(94.2) – тенгламанинг ечими бўлган тўлқин функцияси n, ℓ, m учта параметрни ўз ичига олади. Спин спектрал чизиқларнинг нозик структурасини тушунтириш учун қабул қилинган.

Электроннинг энергияси фақат n – бош квант сонига боғлиқ бўлгани ва ℓ, m га боғлиқ бўлмагани учун, E_n энергиянинг берилган қийматига битта эмас, ℓ , m квант сонлари билан фарқланадиган бир нечта энергетик ҳолатлар тўғри келади. Бундай энергетик ҳолатлар *айниган ҳолатлар* деб аталади.

Айниган энергетик ҳолатлар сони E_n энергетик сатҳнинг айниганлик тартибини белгилайди.

Масалан, ℓ квант сонига, m квант сонининг $(2\ell + 1)$ қийматлари тўғри келади. n квант сонига ℓ квант сонининг қийматлари тўғри келади. Демак, берилган n бош квант сонига

$$z = \sum_{\ell=1}^{n-1}(2\ell + 1) = n^2 \quad , \tag{94.8}$$

қийматлар тўғри келади.

ℓ орбитал квант сонининг ҳар хил қийматларига мос келадиган ҳолатлар импульс моментининг қийматлари билан фарқланадилар. Атом физикасида ℓ нинг ҳар хил қийматларига тўғри келадиган электрон ҳолатлари қуйидагича белгиланади:

$\ell = 0$ ҳолатда бўладиган электрон S – электрон (S - ҳолатдаги) деб аталади,

$\ell = 1$, P – ҳолат

$\ell = 2$, D – ҳолат

$\ell = 3$, f – ҳолат, ва ҳ.к.

Электроннинг қуйидаги ҳолатлари мавжуд бўлиши мумкин:

$1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, $3d$, $4s$, $4p$, $4d$, $4f$.

Ёруғликнинг нурланиши ёки ютилиши электронни юқорида кўрсатилган бир сатҳдан иккинчисига ўтишида содир бўлади.

Шундай қилиб, Лайман сериялари $np \rightarrow 1s$ (n = 2, 3, 4,……) ўтишларида, Бальмер серияларида $n_s \rightarrow 2p$ (n = 3, 4, 5,……) ўтишларда кузатилади.

95 - §. Паули принципи. Элементларнинг даврий тизими

Водород атомидан фарқли, кўп электронли атомларда ҳам ҳар бир электроннинг ҳолати ўша 4 та квант сонлари билан тавсифланади.

Электронлар орасидаги ўзаро таъсирлар мавжудлиги улар энергиясининг айниганлигини йўққа чиқаради. Атомнинг одатдаги қўзғалмаган ҳолатида электронлар энг қуйи энергетик сатҳларда жойлашган бўлади. Шу сабабли, исталган атомлардан одатдаги ҳолатда барча электронлар, худди 1*s* ($n = 1$, $\ell = 0$) ҳолатда бўлиши зарурдек кўринади. Аммо тажрибада бу ҳолат кузатилмайди. Чунки квант механикасининг асосий қонунларидан бири бўлган Паули принципига асосан, берилган атомда n, ℓ, m, s бир хил квант сонлари мажмуасига эга бўлган иккита электрон мавжуд бўлмайди. Бошқача қилиб айтганда, бир энергетик ҳолатда бир вақтда иккита бир хил электрон бўла олмайди. Шу сабабли, берилган n нинг қийматларига ℓ ва m қийматлари билан фарқланувчи n^2 ҳолатлар мос келади, яъни энергетик ҳолатнинг айниганлик даражаси қуйидагидан иборат бўлади:

$$z = n^2 = \sum_{0}^{n=1} (2\ell + 1)$$

S квант сони фақат иккита $\pm \frac{\hbar}{2}$ қийматни қабул қилади. Шу сабабли берилган n қийматларига тегишли ҳолатларда атомда $2n^2$ электронлар бўлади.

Мисол учун: $n = 1$ бўлса, ($\ell = 0$ S – ҳолатда) атомда иккита электрон бўлади.

$n = 2$ бўлса, ($\ell = 0 \rightarrow 2s$ ҳолатда 2 та электрон, 2*p* – ҳолатда 6 та электрон) жами 8 та электрон бўлади.

$n = 3$ бўлса, (3*s* – ҳолатда иккита электрон, 3*p* – ҳолатда 6 та электрон, 3*d* ҳолатда 10 та электрон) жами 18 та электрон бўлади.

n квант сонининг бир хил қийматларига тўғри келувчи электронлар мажмуаси электрон қобиғини ташкил этади. Шу қобиқ ℓ квант сонининг қийматларига мос қобиқнинг бир ажралган қисмини ташкил этади. Атомнинг электрон қобиқлари қуйидагича белгиланади:

	n	1	2	3	4	5
қобиқлар		*K*	*L*	*M*	*N*	O

Паули принципи атом хусусиятларининг даврийлик қайтарилишини осонликча тушунтиради.

Менделеевнинг элементлар даврий тизими тузилишини қараб чиқамиз.

Водород атоми битта электронга эга. Навбатдаги атом олдингисидан битта электронга фарқ қилади, яъни ядро зарядини фақат битта заряд бирлигига ошира олади.

Водороддан кейинги гелий атомида 2 та электрон бор ва *K* қобиғи тўлган бўлади.

Гелий атомида иккала электрон *K* қобиғидаги *S* – ҳолатда бир - бирига антипараллел спинларга эга бўлган ҳолда жойлашади. $1s^2$ $1s$ – ҳолатда 2 та электрон борлигини билдиради

Литий атоми 3 та электрондан иборат. $1s$ – ҳолатда 2 та электрон, $2s$ – ҳолатда 1 та электрон жойлашган.

Тўртинчи элемент Бериллийда *1s,* $2s$ ҳолат электронлар билан тўлган бўлиб, жами 4 та электронга эга бўлади ва ҳ.к.

Назорат саволлари

1. Луи Де Бройль назарияси, тўлқин узунлиги, модда заррачаларининг корпускуляр – тўлқин дуализмини тушунтиринг.
2. Гейзенберг ноаниқликлар муносабати нимани тушунтиради?
3. Тўлқин функцияси нима? Физикавий маъносини тушунтиринг.
4. Микрозаррачаларнинг ҳолати квант механикасида қандай тенглама билан аниқланади?
5. Тўлқин функциясига қўйиладиган шартларни бирма-бир айтиб беринг?
6. Стационар ҳолат учун Шредингер тенгламаси қандай кўринишда бўлади?
7. Шредингер тенгламасини девори чексиз бўлган потенциал ўрада турган заррачага тадбиқ қилиб кўрсатинг?
8. Туннель эффекти нима?
9. Сийраклаштирилган газларнинг чизиқли спектрлари ҳақида тушунча беринг.
10. Атом ядроси. Водород атоми учун Н.Бор назарияси, энергиянинг квантланишини тушунтиринг.
11. Водород атоми учун Шредингер тенгламасини қўлланг? Энергия, импульс ва импульс моментларини квантланиши нима? Квант сонларини тушунтиринг. Спин нима?
12. Заррачаларни энергетик сатҳларда тақсимланишини кўрсатинг?
13. Паули принципи нима?

Д. И. Менделеевнинг даврий жадвали 2 - жадвал.

Элементлар гуруҳлари

Даврлар	Қатор-лар	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	1	1 Водород H 1,0079							2 Гелий He 4,0026
2	2	3 Литий Li 6,941	4 Бериллий Be 9,01218	5 Бор B 10,81	6 Углерод C 12,011	7 Азот N 14,0067	8 Кислород O 15,9994	9 Фтор F 18,9984	10 Неон Ne 20,179
3	3	11 Натрий Na 22,98977	12 Магний Mg 24,305	13 Алюминий Al 26,98154	14 Кремний Si 28,0855	15 Фосфор P 30,97376	16 Сера S 32,06	17 Хлор Cl 35,453	18 Аргон Ar 39,948
4	4	19 Калий K 39,0983	20 Кальций Ca 40,08	21 Скандий Sc 44,9559	22 Титан Ti 47,88	23 Ванадий V 50,9415	24 Хром Cr 51,996	25 Марганец Mn 54,9380	26 Темир Fe 55,847 27 Кобальт Co 58,9332 28 Никель Ni 58,69
	5	29 Медь Cu 63,546	30 Цинк Zn 65,38	31 Галлий Ga 69,72	32 Германий Ge 72,59	33 Мышьяк As 74,9216	34 Селен Se 78,96	35 Бром Br 79,904	36 Криптон Kr 83,80
5	6	37 Рубидий Rb 85,4678	38 Стронций Sr 87,62	39 Иттрий Y 88,9059	40 Цирконий Zr 91,22	41 Ниобий Nb 92,9064	42 Молибден Mo 95,94	43 Технеций Tc [98]	44 Рутений Ru 101,07 45 Родий Rh 102,9055 46 Палладий Pd 106,42
	7	47 Серебро Ag 107,868	48 Кадмий Cd 112,41	49 Индий In 114,82	50 Қалай Sn 118,69	51 Сурьма Sb 121,75	52 Теллур Te 127,60	53 Йод I 126,9045	54 Ксенон Xe 131,29
6	8	55 Цезий Cs 132,9054	56 Барий Ba 137,33	57* Лантан La 138,9055	72 Гафний Hf 178,49	73 Тантал Ta 180,9479	74 Вольфрам W 183,85	75 Рений Re 186,207	76 Осмий Os 190,2 77 Иридий Ir 192,22 78 Платина Pt 195,08
	9	79 Золото Au 196,9665	80 Ртуть Hg 200,59	81 Таллий Tl 204,383	82 Қўрғошин Pb 207,2	83 Висмут Bi 208,9804	84 Полоний Po [209]	85 Астат At [210]	86 Радон Rn [222]
7	10	87 Франций Fr [223]	88 Радий Ra 226,0254	89** Актиний Ac 227,0278	104 Резерфорд Rf [261]	105 Дубний Db [262]	106 Сиборгий Sg [263]	107 Борий Bh [262]	108 Хассий Hs [265] 109 Майтнерий Mt [266] 110 Uun [?]

***Лантаноидлар**

58 Церий **Ce** 140,12	**59** Празеодим **Pr** 140,9077	**60** Неодим **Nd** 144,24	**61** Прометий **Pm** [145]	**62** Самарий **Sm** 150,36	**63** Европий **Eu** 151,96	**64** Гадолиний **Gd** 157,25	**65** Тербий **Tb** 158,9254	**66** Диспрозий **Dy** 162,50	**67** Гольмий **Ho** 164,9304	**68** Эрбий **Er** 167,26	**69** Тулий **Tm** 168,9342	**70** Иттербий **Yb** 173,04	**71** Лютеций **Lu** 174.967

1. ****Актиноидлар**

90 Торий **Th** 232,0381	**91** Протактиний **Pa** 231,0359	**92** Уран **U** 238,0389	**93** Нептуний **Np** 237,0482	**94** Плутоний **Pu** [244]	**95** Америций **Am** [243]	**96** Кюрий **Cm** [247]	**97** Берклий **Bk** [247]	**98** Калифорний **Cf** [251]	**99** Эйнштейний **Es** [252]	**100** Фермий **Fm** [257]	**101** Менделевий **Md** [258]	**102** Нобелий **No** [255]

X Боб. МОЛЕКУЛЯР ФИЗИКА ВА ТЕРМОДИНАМИКА АСОСЛАРИ

96 - §. Тизимнинг микроскопик хусусиятларини ўрганишда статистик ва термодинамик усуллар

Молекуляр физика ва термодинамика – катта миқдордаги атом ва молекулаларга боғлиқ бўлган микроскопик жараёнларни ўрганади. Бу жараёнларни ўрганишда бир - биридан фарқли ва бир - бирини тўлдирувчи икки усулдан фойдаланилади: молекуляр кинетик назарияга асосланган статистик усул ва термодинамик усул.

Молекуляр физика – барча жисмлар доимо тартибсиз ҳаракатда бўлган атом ёки молекулалардан иборатдир, деган молекуляр кинетик тушунчаларга асосланган, моддаларнинг тузилиши ва хусусиятларини ўрганувчи физиканинг бўлимидир.

Моддалар атомлардан тузилган, деган ғоя қадимий грек философи Демокрит (эрамиздан 460 - 370 йиллар олдин) томонидан илгари сурилган. Бу ғоя XVII асрда М.Ломоносов томонидан янада ривожлантирилди. XIX аср ўрталарида немис физиги - Р. Клаузиус, инглиз физиги Дж. Максвелл ва австрия физиги - Л. Больцман томонларидан молекуляр - кинетик назария яратилди.

Молекуляр физика ўрганадиган жараёнлар – жуда кўп миқдордаги молекулаларнинг ўзаро таъсири натижаси билан боғлиқ жараёнлардир.

Жуда кўп миқдордаги молекулаларнинг ўзаро таъсири, ҳолатига боғлиқ қонунлар – статистик усуллар орқали ўрганилади.

Макроскопик тизим хусусиятлари, пировард натижада, тизим заррачалари хусусиятлари, бу заррачаларнинг динамик характеристикаларининг ўртача қийматлари ва ҳаракатларининг айрим белгилари билан аниқланади.

Масалан, жисмнинг температураси унинг молекулалари бетартиб ҳаракатларининг ўртача тезлиги билан аниқланади.

Исталган вақтда ҳар хил молекулалар ҳар хил тезликларга эга ва бир - бирлари билан ўзаро таъсирда бўладилар. Молекула тезлиги – фақат барча молекулалар ҳаракат тезликлари қийматларининг ўртачаси билан белгиланади. Шунинг учун алоҳида молекуланинг температураси тўғрисида сўз юритиш мумкин эмас. Натижада жисмнинг макроскопик хусусиятлари фақат катта микдордаги молекулаларни ҳисобга олган ҳолда физик маънога эга бўлади.

Термодинамика – термодинамик мувозанат ҳолатларда ва бу ҳолатларга ўзаро ўтиш жараёнларида бўлган макроскопик тизимнинг умумий хусусиятларини ўрганади. Шу жараёнлар асосини белгилайдиган микрожараёнларни термодинамика ўрганмайди ва шу билан статистик усулдан фарқ қилади.

Термодинамик тизим – макроскопик жисмлар мажмуасидан иборат бўлиб, бу жисмлар доимо ўзаро таъсирлашадилар ва нафақат ўзаро, балки ташқи муҳит билан ҳам энергия алмашиб турадилар.

Термодинамик метод асоси – бу термодинамик тизимнинг ҳолатини аниқлаш усулидир. Тизимнинг ҳолати, унинг хусусиятини белгиловчи физик катталиклар мажмуасидан иборат бўлган термодинамик параметрлар билан белгиланади. Одатда тизимнинг ҳолатини белгиловчи параметрлар сифатида – температура, босим ва солиштирма ҳажмлар танланади. Тизимнинг ҳолатини аниқлаб берувчи физикавий катталиклар *тизимнинг параметрлари* деб аталади.

Температура – модданинг иситилганлик даражасини кўрсатувчи физикавий катталикдир ва макроскопик тизимнинг термодинамик мувозанат ҳолатини характерлайди.

Ўлчов ва оғирлик бирликлари бўйича 1968 йилда ўтказилган Бош конференция қарорига биноан, ҳозирги вақтда иккита температура шкаласини қўллаш мумкин:

- Термодинамик температура шкаласи *(Кельвин бирлигида - К);*
- Халқаро амалий температура шкаласи *(Цельсий градусларида, ^0C).*

Халқаро амалий температура шкаласида, сувнинг қотиш ва қайнаш температуралари ^0C ва 100 ^0C деб олинган ва улар шкаланинг репер (таянч) нуқталари деб аталади.

Термодинамик температура шкаласи битта репер нуқта билан аниқланади – бу сувнинг газ, суюқлик ва қаттик фазавий ҳолати билан боғлиқ учлик нуқтасидир. Термодинамик температура шкаласида бу репер нуқта **273,16 *К*** га тенгдир.

1 Кельвин сувнинг учлик нуқтаси термодинамик температурасининг **1/273,16** қисмига тенгдир.

Цельсий градуси ва Кельвин бирликлари бир-бири билан қуйидагича боғланган:

$$T = 273,15 + t$$

$T = 0$ Кельвиннинг ноль қийматига тенгдир.

Солиштирма ҳажм υ – бирлик масса ҳажмидир. Жисм биржинсли бўлганда унинг зичлиги ўзгармас бўлади, яъни $\rho = const$. Бу ҳолда

$$\upsilon = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}$$

Тизим ҳолати параметрлари баъзи пайтларда ўзгариши мумкин. Термодинамик тизимда ҳолат параметрларидан бири ўзгариши билан боғлиқ ҳар қандай ўзгаришлар *термодинамик жараён* деб аталади.

Агарда ҳолат параметрлари вақт бўйича ўзгармас бўлса, макроскопик тизим термодинамик мувозанат ҳолатда, деб ҳисобланади.

97 - §. Идеал газ қонунлари

Молекуляр - кинетик назарияда идеал газ қуйидаги хусусиятларга эга бўлади:

- Газ молекулаларининг хусусий ҳажми газ эгаллаган идиш ҳажмига нисбатан жуда кичикдир;
- Газ молекулалари орасида ўзаро таъсир кучлари мавжуд эмас;
- Газ молекулаларининг ўзаро ва идиш деворлари билан тўқнашиши мутлақ эластикдир.

Тизим параметрларидан бири ўзгармас бўлганда, қолганлари ўзаро боғланиш ҳосил қиладиган жараёнлар *изожараёнлар* деб аталади. Молекуляр физикада 5 хил изожараён ўрганилади: *1) изотермик; 2) изобарик; 3) изохорик; 4) адиабатик; 5) политропик* жараёнлардир.

Политропик жараён юқоридаги тўртта жараёнларнинг умумлашган тури ҳисобланади.

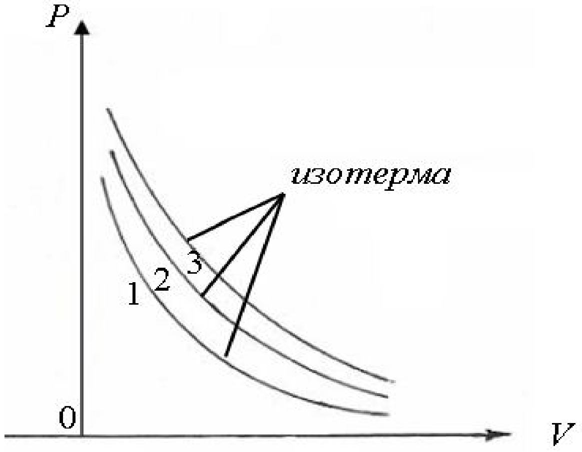
Бойл - Мариотт қонуни

Берилган массали газ учун, температура ўзгармас бўлганда, газ босимининг унинг ҳажмига кўпайтмаси ўзгармас катталикдир:

$$PV = const,\ T = const,\ m = const, \qquad (97.1)$$

Температура ўзгармас бўлганда, модда хусусиятини тавсифловчи

P ва *V* катталиклар орасидаги боғланишни тасвирловчи эгри чизиқлар *изотермалар* деб аталади (*171 - расм*).



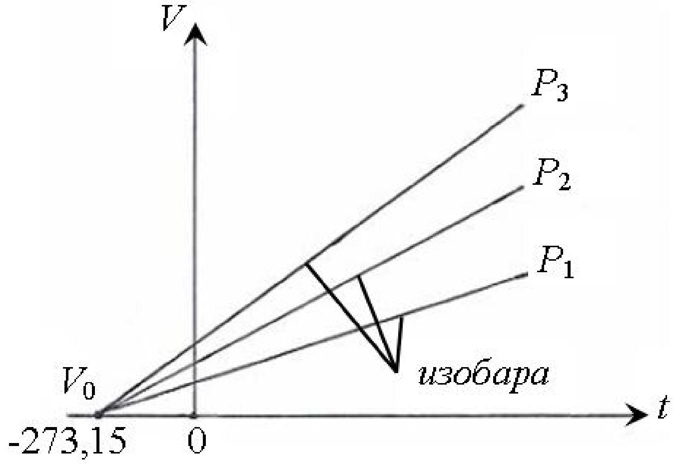
171 - расм. P, V текислигида изотерманинг хусусиятлари $T_3 > T_2 > T_1$.

Термодинамик жараён содир бўладиган температура қиймати ошиши билан, изотермани тасвирловчи гипербола юқорига силжийди.

Гей - Люссак қонуни

Берилган массали газ ҳажми, босим ўзгармас бўлганда, температурага боғлиқ равишда тўғри чизиқ бўйича ўзгаради (1*72 - расм*):

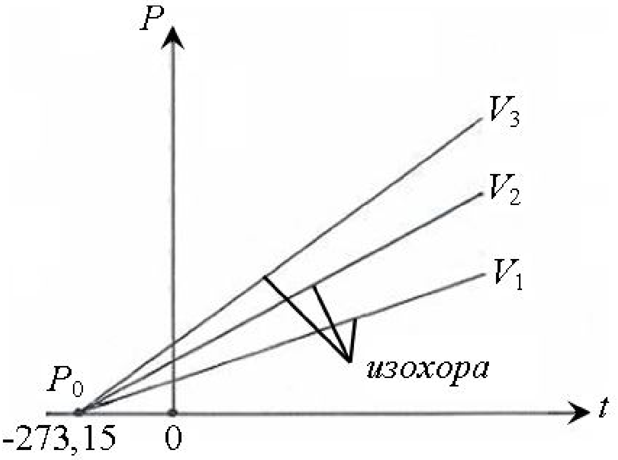
$$V = V_0(1+\alpha t),\ P = \text{const},\ m = \text{const} \qquad (97.2)$$



172 - расм. (V, t) текислигидаги изобаралар мажмуаси $P_3 > P_2 > P_1$.

Шарль қонуни

Берилган массали газ босими, унинг ҳажми ўзгармас бўлганда, температурага боғлиқ равишда тўғри чизиқ бўйича ўзгаради (*169 - расм*):



173 - расм. (P, t) текислигида изохоралар $V_3 > V_2 > V_1$

$$P = P_0(1+\alpha t), \quad P = const, \quad m = const, \qquad (97.3)$$

Бу тенгламалардаги t – температура Цельсий шкаласи бўйича олинган. P_0 ва $V_0 T = {}^0C$ бўлгандаги газнинг, мос равишда босими ва ҳажмидир, α - коэффициент қуйидагига тенг бўлиб, идеал газнинг ҳажмий кенгайиш коэффициентини билдиради:

$$\alpha = \frac{1}{273{,}16K}$$

Газнинг босими ўзгармас бўлганда содир бўладиган жараён – *изобара жараёни* деб аталади. Газнинг ҳажми ўзгармас бўлганда содир бўладиган жараён – *изохора жараёни* деб аталади. (165) - ва (166) - расмлардан кўриниб турибдики, изобара ва изохора чизиқлари температура ўқини

$$t = -\frac{1}{\alpha} = -273{,}15 \quad {}^0C$$

нуктасида кесиб ўтади, чунки бу нуқтада P ёки V нолга тенг бўлганлиги учун

$$1 + \alpha t = 0$$

бўлади. Агарда координата ўқларинингбошини -1/α нуқтага кўчирсак, у ҳолда Кельвин шкаласига ўтишимиз мумкин:

$$T = t + 1/\alpha$$

(36.2) ва (36.3) ифодаларда *t* ўрнига термодинамик температурани қўйсак, Гей – Люссак ва Шарль қонунларини қуйидаги қулай кўринишда ифодалашимиз мумкин:

$$t = T - 1/\alpha$$

$$V = V_0(1 + \alpha t) = V_0(1 + 2T - 1) = V_0 \alpha T$$

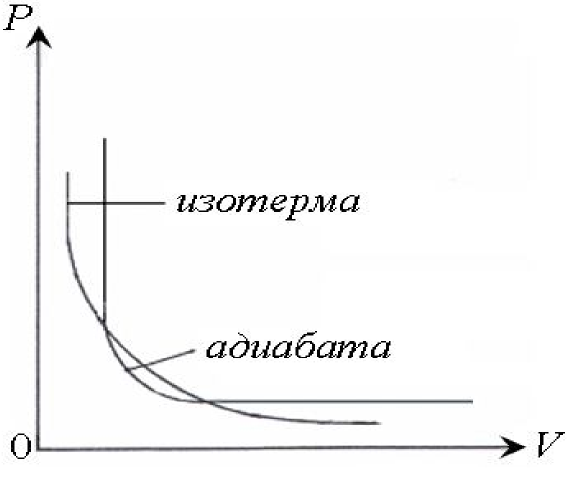
$$P = P_0(1 + \alpha t) = P_0(1 + 2T - 1) = P_0 \alpha T$$

Ёки $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$, (97.4)

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}, \qquad (97.5)$$

Адиабатик жараён

Тизим ташқаридан иссиқлик олмаса ёки унга иссиқлик узатмаса, яъни $Q = cons$ *t*бўлса, бу жараён – адиабатик жараён деб аталади.



174 – расм.Адиабатик жараёнда босимнинг ҳажмга боғлиқлик графиги

Берилган массали газ учун қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$PV^{\gamma} = const$$

бу ерда γ - Пуассон коэффициенти деб аталади. Бу боғланиш эгри чизиқлари *адиабаталар* деб аталади (*174 - расм*).

Авогадро қонуни

Исталган газнинг 1 моли, температура ва босим бир хил бўлганда, бир хил ҳажмга эга бўлади. Нормал атмосфера шароитда бу ҳажм

$$22{,}41 \cdot 10^{-3} м^{3} / моль$$

Га тенг бўлади. Ҳар хил моддалар 1 моль ҳажмда бир хил миқдордаги атомлар ёки молекулалар сонига эга бўладилар

$$N_A = 6{,}022 \cdot 10^{23} \cdot моль^{-1}$$

бу Авогадро сони деб аталади.

Дальтон қонуни

Идеал газлар қоришмаси босими алоҳида газлар парциал босимларининг йиғиндисига тенг бўлади, яъни

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + ... + P_n$$

бу ерда P_1, P_2, P_3,....P_n – алоҳида газларнинг парциал босимларидир.

98 - §. Идеал газнинг ҳолат тенгламаси

Идеал газ қонунларига асосан маълум массали газ ҳолати унинг учта термодинамик параметри билан белгиланади; P - босим, V - ҳажм ва T – температура.

Бу параметрлар бир - бири билан *ҳолат тенгламаси* деб аталадиган аниқ боғланишга эга:

$$f(P, V, T) = 0$$

бу ерда учта ўзгарвучилардан бири қолган иккитасининг функциясидир.

Бойль - Мариотт ва Гей - Люссак қонунларини умумлаштириб француз физиги Клайперон идеал газнинг ҳолатлар тенгламасини келтириб чикарди.

Масалан, маълум массали газ T_1 температурада V_1 ҳажмни эгаллаган бўлиб, P_1 босимга эга бўлсин. Шу газ бошқа ҳолатда P_2, V_2, T_2 термодинамик параметрларга эга бўлади (*175 - расм*).

Газ *1* - ҳолатдан *2* - ҳолатга икки хил жараён орқали ўтади, деб ҳисоблаймиз:(*1* - *1′*) – изотермик ва (*1′* - *2*) – изохорик жараёнлар орқали.

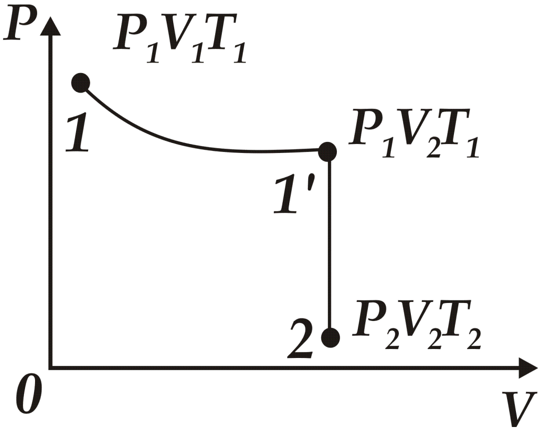
Бойль - Мариотт ва Гей - Люссак қонунларига асосан қуйидагига эга бўламиз

$$P_1V_1 = P_1'V_2 \quad , \qquad \frac{P_1'}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \tag{98.1}$$

P_1' параметрни қисқартирсак,

$$\frac{P_1V_1}{T_1} = \frac{P_2V_2}{T_2}$$

га эга бўламиз.



175– расм. Термодинамик тизимни изотермик жараёндан изохорик жараёнга ўтиши

1 - ва *2* - ҳолатлар ихтиёрий олингани учун, берилган массали газ учун PV/T нисбат доимий бўлади:

$$\frac{PV}{T} = R = const, \qquad (98.2)$$

бу ифода *Клайперон тенгламаси* деб аталади. Бу ерда R – газ доимийсидир ва у ҳар хил газлар учун ҳар хилдир.

Клайперон ва Авогадро тенгламаларини умумлаштириб, бир моляр ҳажм V_m учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$PV_m = RT, \qquad (98.3)$$

Шунинг учун R – *моляр газ доимийси* деб аталади.

Нормал шароитларда $P_0 = 1{,}03 \cdot 10^5$ *Па*, $T_0 = 273{,}15$ *К*,
$V_m = 22{,}41 \cdot 10^{-3}$ *м*^{3}/моль бўлган ҳолда.

$$R = 8{,}31 \text{ Ж/моль К}$$

га тенг бўлади.

Энди исталган массали газларни олсак, уларнинг ҳажмини моляр ҳажм билан қуйидагича боғласак бўлади:

$$V = \frac{m}{\mu} V_m$$

бу ерда μ– моляр масса, у холда m – массали газ учун ҳолатлар тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT, \qquad (98.4)$$

Больцман доимийси

$$k = \frac{R}{N_A} = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \text{ Ж / К}$$

га тенг бўлгани учун (98.3) – ифодани шундай кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$P = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT$$

бу ерда k – битта молекуланинг иссиқлик ҳаракати энергиясидир, n – газ молекулаларининг концентрациясидир.

Шундай қилиб, газларнинг ҳолат тенгламаси

$$P = nkT \quad , \qquad (98.5)$$

дан иборат ва ундан кўриниб турибдики, идеал газнинг босими берилган температурада газ молекулаларининг концентрациясига тўғри пропорционал экан.

Бир хил температура ва босимда барча газлар бир хил миқдордаги молекулаларга эга бўладилар.

Нормал шароитларда 1 $м^3$ ҳажмни эгаллаган газ молекулалари сони *Лошмидт сони* деб аталади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$N_L = \frac{P_0}{kT_0} = 2{,}68 \cdot 10^{25} м^{-3} \ .$$

99 - §. Идеал газ молекуляр - кинетик назариясининг асосий тенгламаси

Молекуляр - кинетик назариянинг асосий тенгламасини келтириб чиқариш учун, бир хил атомли идеал газни оламиз.

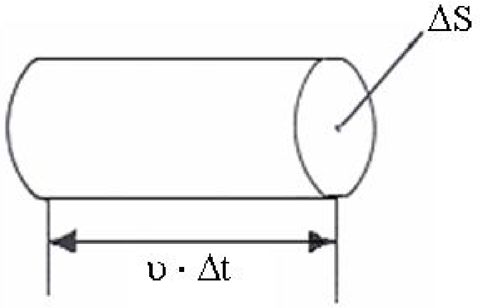
Газ молекулалари тартибсиз ҳаракат қилади, бир - бири билан ўзаро тўқнашиш сони идиш девори билан урилиш сонидан жуда кичик ва бу тўқнашишлар мутлақ эластик, деб фараз қиламиз. Шуни таъкидлаб ўтиш лозимки, идеал газ статистик физика қонунларига бўйсунгани учун тизимдаги молекулалардан бир нечтаси, қолганларини тўхтаб қолиши ҳисобига, ниҳоятда катта тезликка эришиши мумкин эмас.

T температурада газ жойлашган идиш деворидан маълум ΔS элементар юзани ажратамиз ва бу юзага таьсир этаётган босимни ҳисоблашга ҳаракат қиламиз (*176 - расм*).

Юзага перпендикуляр ҳаракат қилаётган молекулалар ҳар бир урилганда юзага қуйидагича импульс беради:

$$m_0\upsilon - (-m_0\upsilon) = 2m_0\upsilon$$

бу ерда m_0 - молекула массаси, υ - унинг тезлиги.



176 – расм. Элементар юзага келиб урилувчи молекулалар ҳажми

Δt вақт ичида ΔS юзага асоси ΔS ва баландлиги $\upsilon\cdot\Delta t$ бўлган цилиндр ҳажмида жойлашган молекулаларгина етиб келиши мумкин. Ушбу молекулалар сони $n\cdot\Delta S\cdot\upsilon\cdot\Delta t$ га тенг, бу ерда n - молекулалар концентрацияси. Аммо, реал шароитларда, ΔS юзага молекулалар, ҳар хил бурчак остида келиб урилади ва ҳар хил тезликларга эга булади, унинг устига ҳар бир тўқнашишда молекулалар тезлиги ўзгариб туради.

Молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатига тегишли тезлик, ҳаракат энергияси ва идиш деворига узатадиган босимини ҳисоблашни соддалаштириш учун учта бир - бирига перпендикуляр йўналишлар бўйича ҳаракатларни инобатга оламиз. Исталган вақтда ҳар бир йўналишда молекулаларнинг 1/3 қисми ҳаракатланадилар, унинг ярми эса (яъни 1/6 қисми) ΔS юзага келиб урилади. У ҳолда берилган йўналишда ҳаракат қилаётган молекулаларнинг ΔS юзага урилиш сони

$$\Delta N = \frac{1}{6}N = \frac{1}{6}n\cdot\Delta S\cdot\upsilon\cdot\Delta t$$

га тенгдир. Бу ерда $N = n\cdot V = n\cdot\Delta S\cdot\upsilon\cdot\Delta t$

Бу молекулаларнинг юза билан тўқнашганда берадиган импульси қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta p = 2m_0\upsilon\cdot\frac{1}{6}n\cdot\Delta S\cdot\upsilon\cdot\Delta t = \frac{1}{3}n\cdot m_0\upsilon^2\cdot\Delta S\cdot\Delta t$$

Идиш деворига таъсир қилаётган босим

$$P = \frac{\Delta P}{\Delta S\cdot\Delta t} = \frac{1}{3}\cdot n\cdot m_0\upsilon^2\ , \qquad (99.1)$$

га тенг бўлади. Агар, газ V ҳажмда $\upsilon_1, \upsilon_2, ..., \upsilon_n$ тезликлар билан ҳаракатланаётган N молекулаларга эга бўлса, у ҳолда барча газ молекулалари мажмуасини характерлаш учун ўртача квадрат тезликни кўриб чиқиш мақсадга мувофиқ бўлади:

$$<\upsilon_{кв}>=\sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\upsilon_i^2}, \tag{99.2}$$

У ҳолда (99.1) - ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$P=\frac{1}{3}n\cdot m_0<\upsilon_{кв}>^2, \tag{99.3}$$

Бу ифода *идеал газлар молекуляр - кинетик назариясининг асосий тенгламаси* деб аталади.

$n=\frac{N}{V}$ эканлигини ҳисобга олсак,

$$PV=\frac{1}{3}N\cdot m_0<\upsilon_{кв}>^2 \quad , \tag{99.4}$$

ёки

$$PV=\frac{2}{3}N\cdot m_0\frac{<\upsilon_{кв}>^2}{2}=\frac{2}{3}E, \tag{99.5}$$

Бу ерда E – барча газ молекулалари илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг йиғиндисидир.

Газ массаси $m = Nm_0$ бўлгани учун, (99.4) – тенгламани қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$PV=\frac{1}{3}m<\upsilon_{кв}>^2$$

1 моль газ учун $\mu = m_0N_A$ дир.

Шунинг учун

$$PV_m=\frac{1}{3}\mu<\upsilon_{кв}>^2$$

бу ерда V_m – моляр ҳажм. Бошқа тарафдан $PV_m = RT$ га тенг бўлгани сабабли

$$RT = \frac{1}{3}\mu < \upsilon_{кв} >^2$$

ёки

$$< \upsilon_{кв} > = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}, \qquad (99.6)$$

$\mu = m_0 N_A$ ва $k = \frac{R}{N_A}$ бўлгани учун

$$< \upsilon_{кв} > = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad , \qquad (99.7)$$

Идеал газнинг бир молекуласи илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг ўртача қиймати қуйидагига тенг бўлади

$$< \varepsilon_0 > = \frac{E}{n} = m_0 \frac{< \upsilon_{кв} >^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \qquad (99.8)$$

ва у термодинамик температурага боғлиқ бўлиб, унга тўғри пропорционалдир.

Шундай қилиб, термодинамик температура идеал газ молекуласи илгариланма ҳаракат ўртача кинетик энергиясининг ўлчовидир ва (99.8) - ифода температуранинг молекуляр - кинетик таърифини тушунтириб беради.

100 - §. Идеал газ молекулаларининг тезлик ва иссиқлик ҳаракати энергияси бўйича тақсимоти

Молекуляр - кинетик назариянинг асосий тенгламасини келтириб чиқаришда молекулалар ҳар хил тезликларга эга бўлади, деб ҳисоблаган эдик. Кўп маротаба тўқнашишлар натижасида, ҳар бир молекуланинг тезлиги йўналиши ва модули бўйича ўзгариб туради. Аммо, молекулаларнинг бетартиб ҳаракати ҳисобига ҳаракат йўналишлари бир хил эҳтимолликка эга бўладилар, бошқача қилиб айтганда, ҳар бир йўналишда бир хил миқдорда молекулалар ҳаракатланади, деб ҳисоблаш мумкин.

Молекуляр – кинетик назарияга асосан, тўқнашишларда молекула тезлиги ўзгаришига қарамай, газдаги m_0 массали молекулаларнинг ўртача квадратик тезлиги, $T = const$ бўлганда, мувозанат ҳолатда ўзгармас қолади ва қуйидагига тенг бўлади:

$$<\upsilon_{кв}>=\sqrt{\frac{3kT}{m_0}}$$

Бу эса, мувозанат ҳолатда бўлган газда молекулаларнинг тезликка боғлиқ қандайдир тақсимоти ўрнатилишини тушунтиради. Бу тақсимотни аниқ статистик қонунга бўйсуниши Максвелл томонидан назарий исботланди.

Максвелл бу тақсимотни назарий келтириб чиқаришда, газ бир хил температурада, бетартиб иссиқлик ҳаракати ҳолатида бўлган кўп миқдордаги N та бир хил молекулалардан иборат бўлади, деб фараз қилди.

Максвелл қонуни *молекулаларнинг тезлик бўйича тақсимот функцияси* деб аталадиган қандайдир $f(\upsilon)$ функция билан ифодаланади.

Агар молекулаларнинг тезликлари диапазонини $d\upsilon$ га тенг кичик бўлакчаларга бўлсак, ҳар бир тезликлар интервалига, шу тезликларга эга бўлган молекулаларнинг қандайдир $dN(\upsilon)$ миқдори тўғри келади.

Демак, $f(\upsilon)$ функция тезликлари υ дан $\upsilon+d\upsilon$ гача интервалда ётадиган молекулаларнинг нисбий сонини белгилайди

$$\frac{dN(\upsilon)}{N}$$

ёки

$$\frac{dN(\upsilon)}{N}=f(\upsilon)d\upsilon \quad , \quad f(\upsilon)=\frac{dN(\upsilon)}{Nd\upsilon}$$

Максвелл, эҳтимоллик назарияси усулини қўллаб, $f(\upsilon)$ функцияни - идеал газ молекулаларининг тезлиги бўйича тақсимот қонунини келтириб чиқарди.

$$f(\upsilon)=4\pi\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2}\upsilon^2 e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} \, , \qquad (100.1)$$

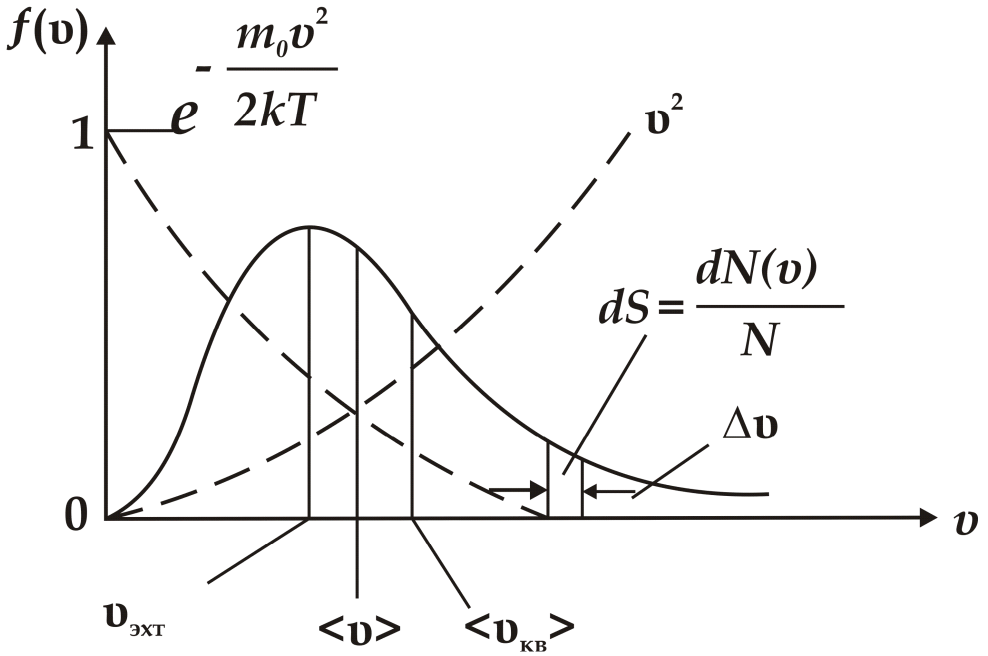
Бу ифодадан кўриниб турибдики, тақсимот функциясининг аниқ кўриниши газнинг тури (m_0) ва T – ҳолат параметрига боғлиқ экан.

Тақсимот функцияси υ тезлик координатасига нисбатан симметрик эмас (*177 - расм*). Молекулаларнинг, $d\upsilon$ тезлик интервалига тўғри келган, $dN(\upsilon)N$ нисбий миқдори функциянинг $d\upsilon$ бўлагига тўғри келган dS юзаси билан аниқланади.

Тақсимот функцияси эгри чизиғи остидаги юза 1 га тенг деб ҳисобланади.

$$\int_{\sigma}^{\infty} f(\upsilon)d\upsilon = 1$$

Идеал газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимот функцияси максимал қийматга эга бўлган тезлик , эҳтимоллиги энг катта бўлган тезликни белгилайди.



177 – расм. Идеал газ молекулаларининг тезлик бўйича тақсимоти

Эҳтимоллиги катта бўлган тезликни ҳисоблаш учун (100.1) ифодани υ - тезлик бўйича дифференциаллаб, уни нолга тенглаштириш керак, яъни функциянинг экстремумини топиш керак:

$$\frac{d}{d\upsilon}\left(\upsilon^2 e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}}\right) = 2\upsilon\left(1 - \frac{m_0\upsilon^2}{2kT}\right)e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}} = 0$$

1) Бу функицянинг ҳосиласи $\upsilon = 0$ да нолга тенг бўлади. Бу ҳам функциянинг экстремуми, аммо тезликни нолга тенг қиймати мантиққа эга бўлмагани учун уни эътиборга олмаймиз.

2) $1-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}=0$, $\upsilon_{эҳт}=\sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$

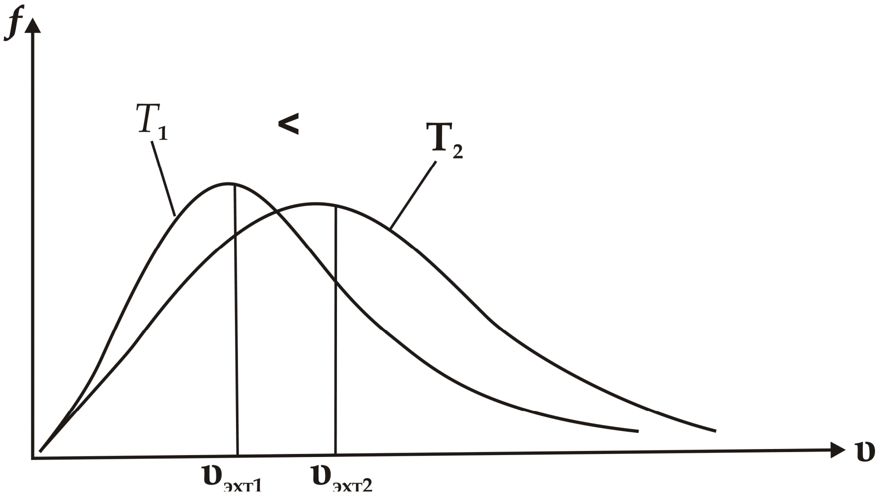
яъни

$$\upsilon_{эҳт}=\sqrt{\frac{2kT}{m_0}}=\sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \ , \qquad (100.2)$$

Бу ифодадан кўриниб турибдики, температура ошганда тақсимот функцияси максимуми ўнгга силжийди, аммо бу ҳолда эгри чизиқ остидаги юза миқдори ўзгармайди (*178 - расм*).

Молекулаларнинг ўртача тезлиги $<\upsilon>$ қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$<\upsilon>=\frac{1}{N}\int\limits_0^\infty \upsilon dN(\upsilon)=\int\limits_0^\infty \upsilon f(\upsilon)d\upsilon$$



178 – расм. Тақсимот функциясининг температурага боғлиқлиги

Бу ифодага *f(υ)* функцияни қўйиш ва интеграллаш натижасида қуйидагига эга бўламиз:

$$<\upsilon>=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}=\sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \ , \qquad (100.3)$$

Умуман газ ҳолатини белгиловчи тезликлар қуйидагилардан иборат:

1. Эҳтимоллиги энг катта тезлик, $\upsilon_{эҳт}=\sqrt{\frac{2kT}{m_0}}$

2. Ўртача тезлик, $<\upsilon>=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}=1{,}33\,\upsilon_{эҳт}$

3. Ўртача квадратик тезлик, $<\upsilon_{кв}>=\sqrt{\frac{3kT}{m_0}}=1{,}22\,\upsilon_{эҳт}$

Молекулаларнинг тезликлари бўйича тақсимотидан фойдаланиб уларнинг кинетик энергияси бўйича тақсимотини ҳисоблаб кўрамиз:

$$dN(\upsilon)=N4\pi\left(\frac{m_0}{2\pi kT}\right)^{3/2}\upsilon^2 e^{-\frac{m_0\upsilon^2}{2kT}}d\upsilon, \qquad (100.4)$$

функциянинг ўзгарувчиси деб $\varepsilon=\frac{m_0\upsilon^2}{2}$ ни олсак

$$\upsilon=\sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}}\quad,\quad d\upsilon=(2m_0\varepsilon)^{-1/2}d\varepsilon$$

$$dN(\varepsilon)=\frac{2N}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}\varepsilon^{1/2}e^{-\varepsilon/kT}d\varepsilon=N(\varepsilon)d\varepsilon$$

бу ерда $dN(\varepsilon)-$илгариланма ҳаракат кинетик энергияси ε дан $\varepsilon+d\varepsilon$ гача бўлган интервалдаги молекулалар сонидир.

Шундай қилиб, иссиқлик ҳаракати энергияси бўйича молекулаларнинг тақсимот функцияси қуйидагича бўлади.

$$f(\varepsilon)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}\varepsilon^{1/2}e^{-\varepsilon/kT}, \qquad (100.5)$$

Идеал газнинг ўртача кинетик энергияси $<\varepsilon>$ қуйидагига тенг:

$$<\varepsilon>=\int_o^\infty \varepsilon f(\varepsilon)d\varepsilon=\frac{2}{\sqrt{\pi}}(kT)^{-3/2}\int_o^\infty \varepsilon^{1/2}e^{-\varepsilon/kT}d\varepsilon \quad ,$$

$$<\varepsilon>=\frac{3}{2}kT\ .$$

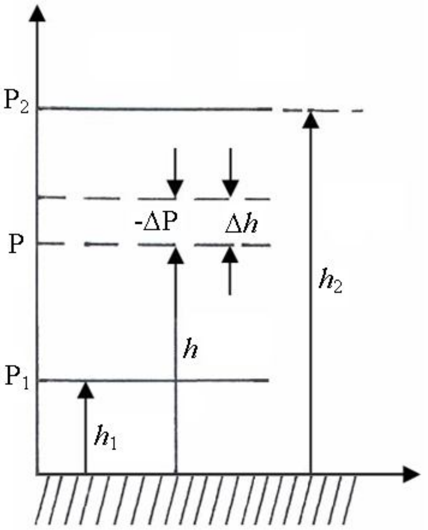
101 - §. Барометрик формула. Больцман тақсимоти

Газлар молекуляр - кинетик назариясининг асосий тенгламаси ва молекулаларнинг тезликларга боғлиқ Максвелл тақсимотини келтириб чиқаришда газ молекулаларига ташқи кучлар таъсир этмайди деб фараз қилинган эди. Шунинг учун молекулаларни ҳажм бўйича бир текис тақсимланган, деб ҳисобладик. Аммо, исталган газ молекулалари Ернинг, тортишиш хусусиятига эга бўлган, потенциал майдони таъсирида бўлади. Бир тарафдан гравитациявий тортишиш ва иккинчи тарафдан молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати газнинг қандайдир стационар ҳолатга, яъни босимнинг баландлик бўйича камайишига олиб келади.

Барча молекулалар массаларини бир хил, ҳаво температурасини ўзгармас, тортишиш майдонини бир жинсли, деб ҳисоблаймиз. Агарда h баландликда атмосфера босими P га тенг бўлса, $h + dh$ баландликда эса босим $P + \Delta P$ га тенгдир. $dh > 0$ бўлганда, $dP < 0$ (*179 - расм*).

h, $h + dh$ баландликдаги босимлар фарқи, асоси бирлик юза, баландлиги dh га тенг бўлган цилиндр ҳажмида жойлашган газ оғирлигига тенг бўлади:

$$P-(P+dP)=\rho g dh$$



179 – расм. Газбосиминингбаландликкабоғлиқлиги

бу ерда ρ - h баландликдаги газнинг зичлигидир (dh жуда кичик бўлгани учун, баландлик ўзгарадиган соҳада газ зичлигини ўзгармас, деб ҳисобланади). Демак,

$$dP = \rho g dh \,, \qquad (101.1)$$

Идеал газнинг ҳолат тенгламасидан

$$PV = \frac{m}{\mu} RT$$

фойдаланиб, газ зичлигини қуйидагича ифодалаймиз:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT}$$

Бу ифодани (101.1) – тенгликка қўйсак,

$$dP = -\frac{P\mu}{RT} gdh$$

га эга бўламиз.

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu}{RT} gdh$$

Бу тенгликни P_1 дан P_2 гача ва h_1 дан h_2 гача соҳалар бўйича интегралласак, қуйидаги ифодани келтириб чиқарамиз.

$$P_2 = P_1 e^{\frac{-\mu g(h_2 - h_1)}{RT}} \,, \qquad (101.2)$$

ва бундан $\Delta h = \frac{RT}{\mu g} \ell n \frac{P_1}{P_2}$ га тенг эканлигини аниқлаймиз. (101.2) – ифода *барометрик формула* деб аталади. Бу формула баландликка боғлиқ атмосфера босимини ёки босим аниқ бўлганда баландлик қийматини топиш имкониятларини беради.

Баландлик доимо денгиз сатҳига нисбатан олинишини эсласак, денгиз сатҳида босимни нормал атмосфера босими деб ҳисоблаймиз. У ҳолда (101.2) - ифодани қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$P = P_0 e^{\frac{-\mu gh}{RT}} \,, \qquad (101.3)$$

$P = nkT$ бўлишини эътиборга олсак, газнинг концентрациясини баландликка боғлиқ ифодасини келтириб чиқаришимиз мумкин:

$$n = n_0 e^{\frac{-\mu gh}{RT}}$$

$\mu = m_0 N_A$, $R = kN_A$ тенгликлардан фойдаланиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$n = n_0 e^{\frac{-m_0 gh}{kT}}, \qquad (101.4)$$

Бу ерда $m_0 gh = E_p$ молекуланинг гравитациявий тортишиш майдонидаги потенциал энергиясидир

$$n = n_0 e^{\frac{-E_p}{kT}}, \qquad (101.5)$$

бу ифода ташқи потенциал майдонидаги *Больцман тақсимоти* деб аталади.

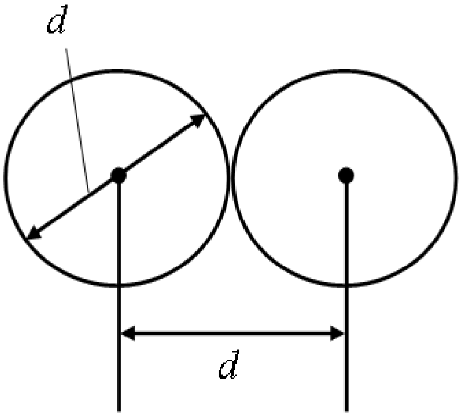
Агарда заррачалар массалари бир хил бўлиб, тартибсиз иссиқлик ҳаракатида бўлсалар, (101.5) – Больцман тақсимоти исталган ташқи потенциал майдон учун ҳам ўринлидир. Бу ерда ташқи потенциал майдон фақат тортишиш кучи таъсирини эмас, балки бошқа кучлар таъсирини (электр, магнит ва бошқа потенциал майдонларни) инобатга олади.

102 - § . Молекулаларнинг ўртача тўқнашиш сони ва ўртача эркин югуриш йўли

Газ молекулалари тартибсиз ҳаракатда бўлиши сабабли, бир - бири билан узлуксиз тўқнашадилар. Молекула иккита кетма - кет тўқнашишлар оралигида маълум ℓ йўлни босиб ўтади ва бу *эркин югуриш йўли* деб аталади.

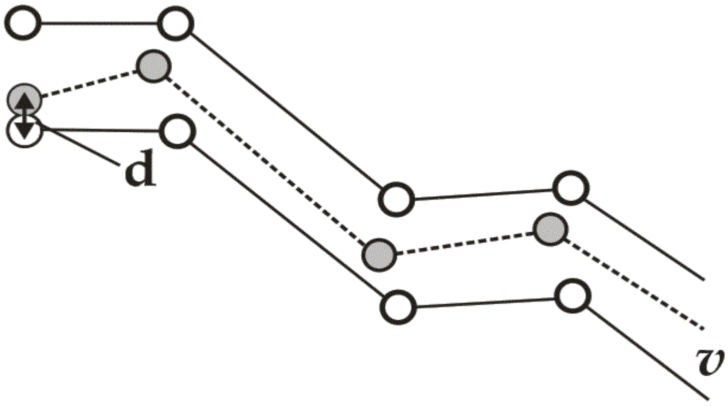
Умумий ҳолда кетма - кет тўқнашишлар орасидаги эркин югуриш йўли узунлиги ҳар хилдир. Унинг устига молекулалар сони беқиёс кўп бўлганлиги сабабли, молекулаларнинг ўртача эркин югуриш йўли $<\ell>$ тўғрисида сўз юритишимиз мумкин.

Тўқнашишларда иккита молекула марказлари яқинлашишининг энг кичик масофаси d – молекулаларнинг *эффектив диаметри* деб аталади (*180 - расм*). У тўқнашаётган молекулалар тезлигига, яъни газнинг температурасига боғлиқ бўлади. 1 секунд ичида молекула ўртача арифметик тезлик - $<\upsilon>$ га тенг йўл босиб ўтади ва бу вақт ичида $<z>$ ўртача тўқнашишларга дуч келади, бу ҳолда эркин югуриш йўли қуйидагига тенг бўлади: $<l> = \dfrac{<\upsilon>}{<z>}$



180– расм. Молекулалар тўқнашишининг эффектив диаметри

Ўртача тўқнашишлар сони $<z>$ ни топиш учун молекулани d – диаметрли шарча деб ва у худди қотиб қолган молекулалар орасида ҳаракат қилади, деб ҳисоблаймиз (*181 - расм*).



181 – расм. Молекулаларнинг ўзаро тўқнашиш характери

Бу молекула марказлари d га тенг ёки кичик бўлган молекулалар билан тўқнашади, бошқача қилиб айтганда, радиуси *d*, бўлган «синиқ» цилиндр ичида ҳаракат қилади. «Синиқ» цилиндр ҳажмидаги молекулалар сони 1 секунд ичидаги ўртача тўқнашишлар сонига тенг бўлади

$$< z >= n \cdot \upsilon \; < z >= \pi d^2 \cdot < \upsilon >$$

Шундай қилиб *ўртача тўқнашишлар сони*

$$< z >= n \cdot \pi d^2 \cdot < \upsilon >$$

га тенг бўлади.

Агар, ҳисоблашларда бошқа молекулаларнинг ҳаракатини ҳисобга олсак, ўртача тўқнашишлар сони қуйидагича тенг бўлади

$$< z >= \sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot < \upsilon >$$

У ҳолда ўртача эркин югуриш йўлини шундай ифодалаймиз

$$< l >= \frac{< \upsilon >}{< z >} = \frac{< \upsilon >}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 \cdot n \cdot < \upsilon >}$$

$$< l >= \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot n}$$

Ўртача эркин югуриш йўли молекулалар концентрациясига тескари пропорционал экан.

$P = nkT$ тенгликдан фойдалансак, температура ўзгармас бўлганда, қуйидаги нисбатни келтириб чиқариш мумкин

$$\frac{< l_1 >}{< l_2 >} = \frac{< n_2 >}{< n_1 >} = \frac{P_2}{P_1}$$

103 - §. Молекуляр - кинетик назариянинг тажрибада тасдиқи

Броун ҳаракати. Модда молекулаларининг узлуксиз тартибсиз ҳаракатида бўлиши *Броун ҳаракати* ва *диффузия* ҳодисаси билан тасдиқланади.

Шотланд ботаниги Р.Броун ўсимликларнинг ички тузилишини микроскопда ўрганаётганда, ўсимлик хужайраларида қаттиқ модда заррачалари узлуксиз тартибсиз ҳаракатда бўлишини кузатган. У сувда майда гул чанглари, лойнинг майда заррачаларини ҳам тартибсиз ҳаракатда бўлишини кузатган.

Броун ҳаракати ҳар хил шароитларда кўп марта кузатилган ва қуйидаги далиллар тасдиқланган:

Сув ёки газга қўшилган исталган қаттиқ модда заррачаларининг ўлчами тахминан ~1 *мкм* га яқин бўлганда Броун ҳаракати яққол кузатилган. Тепература ошиши билан Броун ҳаракати жадаллиги ортаборган.

Ўз вақтида Броун ўзи кузатган заррачаларнинг тартибсиз ҳаракатини тушунтириб бераолмаган. Бу тажрибалар кузатилгандан 70 - 80 йиллар ўтгандан сўнг, бу ҳодиса сабаби аниқланган. Иссиқлик натижасида узлуксиз ва тартибсиз ҳаракатланувчи суюқлик молекулалари қаттиқ жисм заррачаларига ҳамма томондан келиб урилган ва уларни тартибсиз ҳаракатга келтирган. Жисм заррачалари массаси қанчалик кичик бўлса, тартибсиз ҳаракат жадаллиги шунча ошган.

Диффузия ҳодисаси газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда кузатилади. Хона эшиги олдига ҳидли модда қўйилса (маълум тарафга йўналган ҳаво оқими йўқлигида) бир неча дақиқадан сўнг хона ичкарисида ҳидни сезиш мумкин.

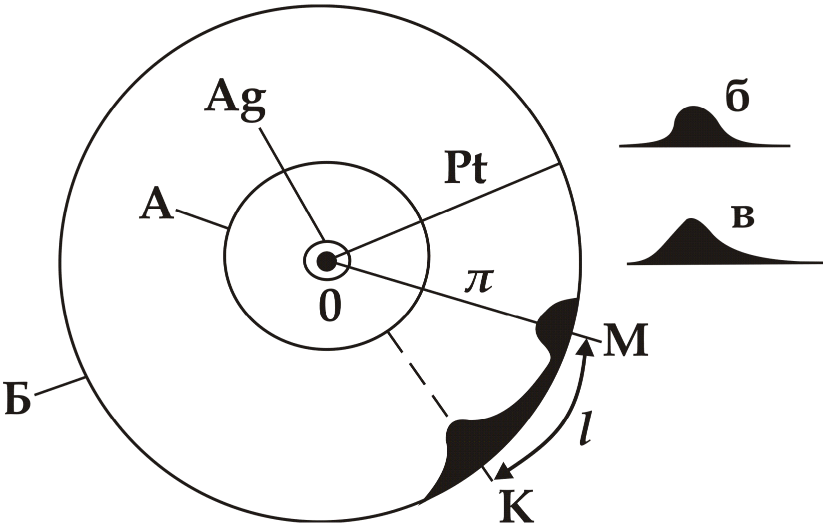
Стаканга сув солиб, устига бир неча томчи бошқа рангли суюқлик томизилса, бу рангли суюқликнинг вақт ўтиши билан тарқалишини кузатишимиз мумкин. Модда молекулаларининг узлуксиз тартибсиз иссиқлик ҳаракатини ёдга олсак, диффузия ҳодисаси сабабини шундай тушунтириш мумкин: стакандаги сув сиртидаги рангли суюқлик концентрацияси стакан тубига нисбатан жуда каттадир, яъни шу масофада рангли суюқлик концетрациялари фарқи молекулаларнинг тарқалишига сабаб бўлади.

Хона эшиги олди билан хона ичкарисидаги масофада ҳам ўткир ҳидли модда молекулалари концентрацияларининг фарқи мавжуд. Ана шу, молекулалар концентрациялари градиенти барча тарафда эҳтимоллиги бир хил бўлган молекулаларнинг тартибсиз ҳаракатини концентрация градиентига тескари тарафга йўналтиришга мажбур этади. Яъни, модда молекулалари концентрацияси кўп тарафдан кам тарафга бетартиб ҳаракатларини давом этдирадилар.

Демак, диффузия ходисаси ҳам молекуляр - кинетик назариянинг асоси бўлган узлуксиз тартибсиз ҳаракат мавжудлигини исботлайди.

Штерн тажрибаси – газ молекулаларининг иссиқлик ҳаракати тезликлари бўйича тақсимланишни исботлайди.

Штерн ўз тажрибасида, тирқишли *А* цилиндрнинг ўқи бўйлаб таранг тортилган, кумуш билан қопланган пластинали симни олади (*182 - расм*). Пластинали симдан ток ўтганда юқори температурагача қизиб, кумуш молекулаларини буғлантиради. Симдан учиб чиқаётган кумуш молекулалари асосан *А* цилиндрнинг ички сиртида ушланиб



182– расм. Штерн қурилмасининг кўриниши

қолади. Фақат бу сиртдаги перпендикуляр тирқишга тўғри келувчи молекулаларгина ундан чиқиб, *Б* цилиндр сиртининг *М* нуқтасида йиғилиб, қатлам ҳосил қилади. Бу қатламнинг кўндаланг кесими *178б* - расмда кўрсатилган. Бу қатлам қанча ингичга бўлса, молекулалар ҳаракат тезликларини шунча аниқ ўлчаш мумкинлиги аниқланган.

Бутун қурилма 0 ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан ҳаракатга келтирилганда, кумуш из *Б* цилиндр сиртининг *К* нуқтаси атрофида ҳосил бўлади, чунки *t* вақт ичида молекулалар *r* – масофани босиб ўтгунча сиртнинг нуқталари $\ell = KM$ масофага силжишга улгуради.

Кумуш молекулаларининг υ тезлигини қуйидаги йўл билан топиш мумкин. Молекулаларнинг 0 ўқдаги *r* радиусли *Б* цилиндр сиртига келишдаги ҳаракат вақти

$$t = \frac{r}{\upsilon}\ , \qquad (103.1)$$

га тенг бўлади. Иккинчидан, бу вақтни *Б* сиртдаги ℓ ёй нуқталарининг ωr чизиқли тезлигига бўлиш орқали топиш мумкин

$$t = \frac{\ell}{\omega r}, \qquad (103.2)$$

(42.1) - ва (42.2) - ифодаларнинг ўнг томонларини тенглаштирсак,

$$\upsilon = \frac{\omega r^2}{\ell}, \qquad (103.3)$$

га эга бўламиз. бу тажрибада бурчак тезлик ω ва ташқи цилиндр радиуси *r* ўзгармас катталиклардир, шунинг учун кумуш молекулаларининг катта тезлигига ℓ ёйнинг кичик нуқталари тўғри келади. ℓ ёй бўйича кумуш молекулаларининг ҳосил қилган қатламининг кўндаланг кесими *182в* - расмда келтирилган. Қатлам қалинлигининг ўзгариши берилган температурада молекулаларнинг тартибсиз ҳаракат тезликлари бўйича тақсимланишини кўрсатади. Молекулаларнинг кўпчилиги ўртача тезликка яқин тезлик билан ҳаракатланиши кузатилади.

104 - §. Термодинамик мувозанатда бўлмаган тизимларда кўчиш ҳодисалари

Термодинамик мувозанатда бўлмаган тизимларда кўчиш ҳодисалари деб аталадиган, алоҳида қайтмас жараёнлар содир бўлади ва бу жараёнларда энергия, масса ва импульсларнинг фазовий кўчиши кузатилади.

Кўчиш ҳодисаларига *иссиқлик ўтказувчанлиги* (энергия кўчиши), *диффузия* (масса кўчиши) ва *ички ишқаланиш* ҳодисалари(импульс кўчиши) киради.

1. Иссиқлик ўтказувчанлиги

Агар, газнинг бир қисмида молекулаларнинг ўртача кинетик энергияси бошқа қисмига қараганда каттароқ бўлса, натижада, вақт ўтиши билан молекулаларнинг доимий тўқнашишлари сабабли, уларнинг ўртача кинетик энергиялари фазо бўйича тенглаша боради, бошқача қилиб айтганда, фазо бўйича температура тенглаша боради.

Энергиянинг иссиқлик кўринишда кўчиши Фуръе қонунига бўйсунади:

$$j_E = -\lambda \frac{dT}{dx}, \qquad (104.1)$$

бу ерда j_E– бирлик вақтда, бирлик юзадан иссиқлик кўринишида кўчадиган, энергия билан аниқланадиган иссиқлик оқимининг зичлигидир, λ – иссиқлик ўтказувчанлиги, $\frac{dT}{dx}$ – юза нормали йўналишида бирлик dx узунликка тўғри келган температура ўзгаришига тенг бўлган температура градиентидир. Минус ишора иссиқлик ўтказувчанлик жараёнида, температура паст бўлган йўналишда энергия кўчишини кўрсатади. Иссиқлик ўтказувчанлиги λ - температура градиенти бирга тенг бўлганда иссиқлик оқими зичлигига тенг бўлган катталикдир:

$$\lambda = \frac{1}{3} C_V < \upsilon >< \ell > , \qquad (104.2)$$

бу ерда C_v – хажм ўзгармас бўлганда, газнинг солиштирма иссиқлик сиғимини ифодалайди (яъни, ҳажм ўзгармаганда 1 *кг* газни 1 *К* га иситиш учун зарур бўлган иссиқлик миқдоридир), $<\upsilon>$– молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, $<\ell>$ – ўртача эркин югуриш йўли.

2. Диффузия

Иккита туташган газ, суюқлик ва қаттиқ жисмларда заррачаларнинг бетартиб ҳаракати туфайли ичкарига кириш ва аралашиш жараёнига - *диффузия ҳодисаси* деб аталади. Бу ҳодисада заррачаларнинг массалари ўзаро алмашиб туриши зичлик градиенти сақлангунча давом этади.

Молекуляр кинетик назария яратила бошланганда диффузия ҳодисасини тушунтиришда англашилмовчиликларга дуч келинди. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги катта бўлишига қарамай, диффузия ҳодисалари жуда секин содир бўлиши кузатилди.

Масалан, эшик олдига ҳидли газ билан тўлдирилган идиш яқинлаштирилса, ҳидли молекулалар ўзаро тўқнашиши сабабли, жуда кичик эркин югуриш йўлига эга бўладилар, яъни, деярли ўз жойида тургандек бўлади. Химиявий бир жинсли газ учун диффузия ҳодисаси Фик қонунига бўйсунади:

$$j_m = -D\frac{d\rho}{dx}\ , \qquad (104.3)$$

бу ерда j_m – бирлик вақт ичида бирлик юза орқали диффузия жараёнида ўтадиган, миқдор жиҳатдан моддалар массасига тенг бўлган масса оқимининг зичлигидир, D – диффузия коэффициентидир, $\frac{d\rho}{dx}$ – юза нормали йўналишида бирлик узунликдаги зичлик ўзгариши тезлигига тенг бўлган зичлик градиентидир. Минус ишора, масса кўчишининг зичлик камайиши йўналишида содир бўлишини кўрсатади.

Диффузия коэффициенти D зичлик градиенти бирга тенг бўлганда миқдор жиҳатдан масса оқими зичлигига тенгдир.

Газларнинг молекуляр - кинетик назариясига биноан диффузия коэффициенти қуйидагига тенгдир:

$$D = \frac{1}{3} < \upsilon >< \ell >, \qquad (104.4)$$

3. Ички ишқаланиш

Ҳар хил тезликларда ҳаракатланаётган, параллел қатламли газ, суюқликлар орасида ички ишқаланиш ҳосил бўлиш механизми тартибсиз иссиқлик ҳаракати туфайли қатламларни молекулалар билан ўзаро алмашувига боғлиқдир. Натижада тезроқ ҳаракатланаётган қатлам импульси камаяди, секин ҳаракатланаётган қатлам импульси ошади ва қатламларнинг ҳаракат жадаллиги ўзгаради.

Қўшни қатламларнинг ўзаро таъсири Ньютоннинг II қонунига асосан, бирлик вақт ичида бир қатлам иккинчисига таъсир қилувчи куч модулига тенг импульс узатади.

$$F = -\eta \left| \frac{d\upsilon}{dx} \right| S \quad j_p = \frac{F}{S}$$

ёки
$$j_p = -\eta \frac{d\upsilon}{dx}, \qquad (104.5)$$

бу ерда j_p – x ўқининг мусбат йўналишида бирлик вақт оралигида кўчган тўла импульсга тенг бўлган импульс оқими зичлигидир, $\frac{d\upsilon}{dx}$ – тезлик градиенти. Минус ишора, импульс кўчиши тезлик камайиши йўналишида содир бўлишини кўрсатади, η - ишқаланиш коэффициенти миқдор жиҳатидан қуйидагига тенгдир:

$$\eta = \frac{1}{3} \rho < \upsilon >< \ell >, \qquad (104.6)$$

Кўчиш ҳодисаларини ифодаловчи (104.2)-, (104.4)- ва (104.6)- ифодаларни таққосласак, барча кўчиш ҳодисалари бир - бирига ўхшаш эканлиги кўриниб турибди.

$$\lambda = \frac{1}{3} C_V \rho < \upsilon >< \ell >, \qquad (104.2)$$

$$D = \frac{1}{3} < \upsilon >< \ell >, \qquad (104.4)$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho < \upsilon >< \ell >, \qquad (104.6)$$

105 - §. Эркинлик даражаси бўйича энергия тақсимоти

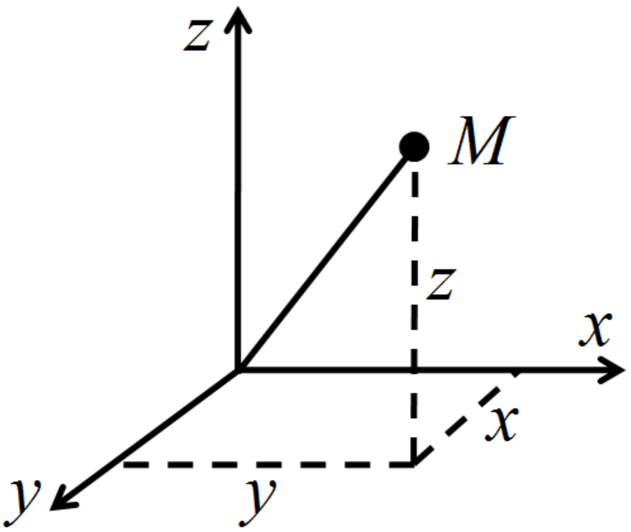
Ички энергия – термодинамик тизимнинг муҳит тавсифидир ва у микрозаррачаларнинг тартибсиз ҳаракати ва уларнинг ўзаро таъсир энергияларидан иборатдир. Демак, тизимнинг ўзини механик ҳаракати ва ташқи майдон таъсиридаги потенциал энергияси ички энергияга тааллуқли эмас.

Ички энергия – тизим термодинамик ҳолатининг аниқ функциясидир, яъни ҳар бир ҳолатда тизим аниқ ички энергия қийматига эга бўлади. Тизим бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда ички энергиянинг ўзгариши фақат шу термодинамик ҳолатлар ички энергияларининг фарқи билан белгиланади ва ўтиш йўлига боғлиқ эмас.

Айрим масалаларда, бир атомли газнинг молекуласини моддий нуқта деб қарасак, илгариланма ҳаракат учта эркинлик даражасига эга бўлиши мумкин. Бу вақтда айланма ҳаракат энергиясини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Механик тизимнинг эркинлик даражаси сони тизим ҳолатини белгиловчи, бир - бирига боғлиқ бўлмаган катталиклар сони билан аниқланади.

Масалан, моддий нуқтанинг фазодаги ҳолати унинг учта x, y, z координаталари қийматлари билан аниқланади (*183 - расм*).

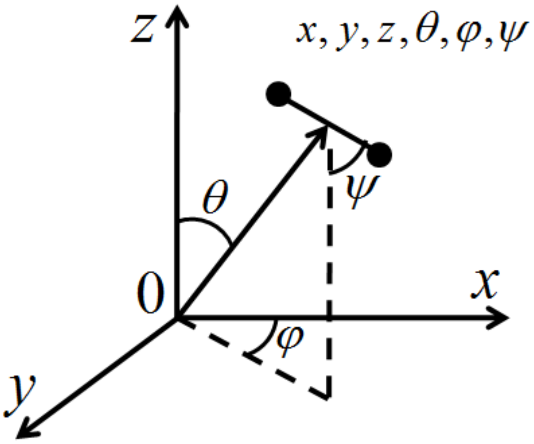


183 – расм. Моддий нуқтанинг фазодаги эркинлик даражаси

Шу сабабли, моддий нуқта учта эркинлик даражасига эга бўлади. Абсолют қаттиқ жисмнинг ҳолати инерция марказининг учта x, y, z координаталари, жисмнинг ўқлари йўналишлари билан боғланган θ, φ ва Ψ бурчаклари билан аниқланади (*184 - расм*).

Шундай қилиб, абсолют қаттиқ жисм 6 та эркинлик даражасига эга бўлади. Молекуланинг эркинлик даражаси нечта бўлишига қарамай, унинг учтаси илгариланма ҳаракатга тегишлидир. Илгариланма ҳаракат эркинлик даражаларидан ҳеч қайсиси бир - биридан устун бўлмаганлиги учун, уларнинг ҳар бирига бир хил миқдорда энергия тўғри келади.

Молекуланинг кинетик энергияси 3/2 *кТ* бўлганлиги учун, ҳар бир эркинлик даражасига 1/2 *кТ* илгариланма ҳаракат энергияси тўғри келади.



184 – расм. Абсолют қаттиқ жисмнинг эркинлик даражаси

Демак, ҳаракатнинг ҳеч бир тури бошқа туридан муҳим бўлмаганлиги учун, уларга ўртача бир хил энергия тўғри келади ва энергиянинг эркинлик даражалари ҳолатини белгилайди:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i}{2} kT$$

106 - §. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Механик энергияси ўзгармас, ички энергияси ўзгариши мумкин бўлган термодинамик тизимни кўриб чиқамиз. Тизимнинг ички энергияси ҳар хил жараёнлар натижасида ўзгариши мумкин, масалан, тизимга иссиқлик миқдори узатилганда ёки тизимга нисбатан иш бажарилганда ўзгариши мумкин.

Цилиндр поршени ичкарига силжитилганда унда турган газ сиқилади, натижада газнинг температураси ошади, бошқача қилиб айтганда, газнинг ички энергияси ўзгаради.

Газнинг температураси ва ички энергиясини унга ташқи жисмлар орқали иссиқлик миқдори узатиш ҳисобига ҳам ошириш мумкин. Бошқа ҳолларда эса механик ҳаракат энергияси иссиқлик ҳаракати энергиясига айланиши ва аксинчаси содир бўлиши мумкин.

Кузатишларнинг натижаларига кўра, термодинамик жараёнларда энергиянинг бир турдан иккинчи турга ўтиши ва энергиянинг сақланиши кузатилади. Ана шу қонун – *термодинамиканинг биринчи қонуни* деб аталади.

Мисол учун U_1 ички энергияга эга бўлган қандайдир тизимга қўшимча иссиқлик миқдори берилган бўлсин. У ҳолда тизим янги термодинамик ҳолатга ўтиб, U_2 ички энергияга эга бўлади, ташқи кучларга қарши A ишни бажаради.

Тизимга узатилган иссиқлик миқдори ва ташқи кучларга қарши бажарилган иш мусбат деб ҳисобланади. Тажрибалардан кузатилишича, энергиянинг сақланиш қонунига асосан, тизим исталган усулда бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтганда унинг ички энергияси қуйидагича ўзгаради:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

ва у ташқаридан узатилган иссиқлик миқдори Q ва ташқи кучларга қарши бажарилган иш A фарқига тенг бўлади

$$\Delta U = Q - A \text{ ёки } Q = \Delta U + A, \qquad (106.1)$$

бу ифода термодинамиканинг биринчи қонунини ифодалайди.

Тизимга узатилган иссиқлик миқдори ички энергиянинг ўзгаришига ва ташқи кучларга қарши бажарилган ишларга сарф бўлади. (45.1) - ифоданинг дифференциал кўриниши қуйидагича бўлади:

$$dQ = dU + dA \text{ ёки } \delta Q = dU + \delta A, \qquad (106.2)$$

Агарда, тизимнинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши даврий бўлса, у асл ҳолатига қайтган вақтда тизим ички энергиясининг ўзгариши нолга тенг бўлади:

$$\Delta U = 0$$

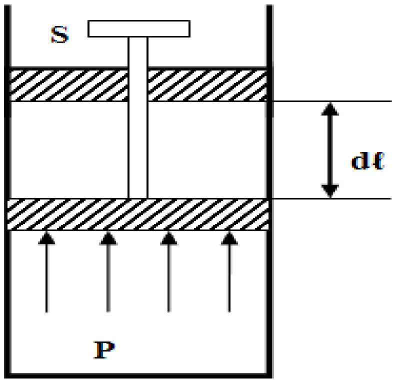
У ҳолда, термодинамиканинг биринчи қонунига асосан, бажарилган иш тизимга узатилган иссиқлик миқдорига тенг бўлади

$$A = Q, \qquad (106.3)$$

Демак, даврий ўзгарувчи машина ташқаридан узатилган иссиқлик миқдоридан ортиқ иш бажариши мумкин эмас.

107 - §. Газнинг бажарган иши

Газнинг ҳажми ўзгарганда, унинг ташқи кучларга қарши бажарган ишини кўриб чиқамиз.

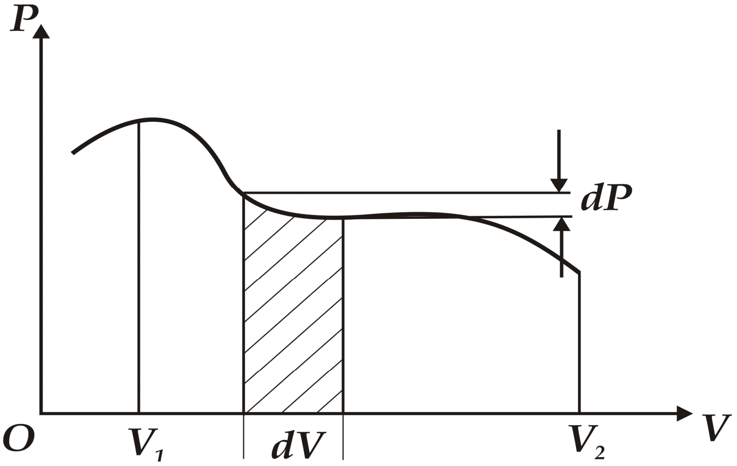


185 – расм. Поршень остидаги газ ҳажмининг ўзгариши

Цилиндр идиш ичидаги, поршень остидаги газ (*185 - расм*) кенгайганда поршенни кичик $d\ell$ масофага суради ва газ ташқи кучларга қарши иш бажаради:

$$\delta A = F \cdot dl = P \cdot S \cdot dl = PdV, \qquad (107.1)$$

бу ерда S – поршень юзаси, $Sd\ell$ – газ ҳажмининг ўзгариши. Ҳажми V_1 дан V_2 қийматга ўзгарганда бажарилган тўла ишни (46.1) - ифодани интеграллаш орқали топамиз : $A = \int\limits_{V_1}^{V_2} PdV$



186 – расм. Газ босимининг ихтиёрий ўзгаришидаги бажарилган иш графиги

Интеграллаш натижаси газ босими ва ҳажмининг бир - бирига боғлиқлиги билан белгиланади ва *P(V)* га боғлиқ бўлган эгри чизиқ остидаги юзага тенг бўлади (*186 - расм*).

Газ ҳажми dV қийматга ошганда, газнинг бажарган иши PdV га тенг бўлади, яъни расмда штрихланган юза қийматига тенг бўлади.

108 - §. Иссиқлик сиғими

Модданинг солиштирма иссиқлик сиғими 1 *кг* моддани 1^0 га иситишга сарф бўлган иссиқлик миқдорига тенг физик катталик билан ўлчанади:

$$C = \frac{dQ}{mdT}, \qquad (108.1)$$

Солиштирма иссиқлик сиғими бирлиги *Ж/кг.град*. га тенг.

Моляр иссиқлик сиғими *1 моль* моддани 1^0 га иситишга сарф бўлган иссиқлик миқдорига тенг бўлган катталикка айтилади:

$$C_\mu = \frac{\mu}{m}\frac{dQ}{dT} = \frac{dQ}{VdT}, \qquad (108.2)$$

Солиштирма иссиқлик сиғими моляр иссиқлик сиғими билан қуйидагича боғланган:

$$C_\mu = \mu C, \qquad (108.3)$$

Иссиқлик сиғимини модданинг характеристикаси деб ҳисоблаб бўлмайди, чунки ҳажм ёки босим ўзгармас бўлганда модданинг исиш жараёнида унинг иссиқлик сиғими ҳар хил бўлиши мумкин. Қуйида ҳар хил изожараёнларда иссиқлик сиғими қандай бўлишини қараб чиқамиз. Модданинг иссиқлик сиғими термодинамик жараён характерига боғлиқ ва турли жараёнларда ҳар хилдир.

109 - §. Термодинамика биринчи қонунининг турли изожараёнларга тадбиқи

1. Изохорик жараён ($V = const$)

Бу жараён ҳажм ўзгармас бўлганда содир бўлади, шунинг учун $dV = 0$. Газ ташқи кучларга қарши иш бажармайди, яъни

$$dA = PdV = 0, \tag{109.1}$$

Изохорик жараён, деворлари қалин, ўзгармас ҳажмга эга бўлган идишдаги газни иситиш ёки совутишда содир бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонунига асосан, изохорик жараёнда газга узатилган иссиқлик миқдорининг ҳаммаси газнинг ички энергиясини ортишига сарф бўлади:

$$dQ = dU , \tag{109.2}$$

Бу жараёнда солиштирма иссиқлик сиғими C_v ички энергия билан қуйидагича боғлангандир:

$$dU = C_V\, dT , \tag{109.3}$$

Исталган массали газ учун эса:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V\, dT , \tag{109.4}$$

2. Изобарик жараён ($p = const$)

Изобарик жараён босим ўзгармас бўлганда содир бўлади. Поршень эркин ҳаракатланадиган цилиндр ичидаги газни иситиш ёки совутишда изобарик жараён содир бўлади.

Изобарик жараёнда солиштирма иссиқлик сиғимини C_p деб белгиласак, у ҳолда,

$$dQ = C_p dT$$

Исталган массали газ (кило моль модда миқдори) учун қуйидагига эга бўламиз

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_p dT \quad , \qquad (109.5)$$

Бирлик массага тенг бўлган газ ҳажми V_1 дан V_2 га ўзгарганда, бажарилган иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = P(V_2 - V_1) , \qquad (109.6)$$

Изобарик жараёнга термодинамиканинг биринчи қонунини қўлласак

$$C_p dT = dU + dA$$

$$C_p dT = dU + PdV \; , \qquad (109.7)$$

Бу ифоданинг икки тарафини dT га бўлсак

$$C_p = \frac{dU}{dT} + P\frac{dV}{dT} , \qquad (109.8)$$

$$C_p = C_V + P\left(\frac{dV}{dT}\right) , \qquad (109.9)$$

Агар $V = \frac{RT}{P}$ бўлса,

$$\frac{dV}{dT} = \frac{R}{P}$$

га тенг бўлади. У ҳолда

$$C_P = C_V + R \, , \qquad (109.10)$$

Бу ифода *Майер тенгламаси* деб аталади. Изобарик жараённинг иссиқлик сиғими изохорик жараён иссиқлик сиғимидан газ доимийси қийматига каттадир, чунки изобарик жараёнда, босим ўзгармас бўлгани учун газнинг кенгайиши қўшимча иссиқлик миқдори талаб қилинади.

3. Изотермик жараён (*T* = *const*)

Изотермик жараён тенгламаси Бойль - Мариотт қонунидан иборат:

$$PV = const \ , \qquad (109.11)$$

Изотермик жараёнида бажарилган ишни аниқлаймиз:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} RT\frac{dV}{V} = RT\ln\frac{V_2}{V_1} = RT\ln\frac{P_1}{P_2} \ , \qquad (109.12)$$

Изотермик жараёнда термодинамиканинг биринчи қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$dQ = dA$$

T = *const* бўлганда, идеал газнинг ички энергияси ўзгармайди, шунинг учун

$$dU = dQ = C_V dT = 0$$

Газга узатилган иссиқлик миқдорининг барчаси ташқи кучларга қарши бажарилган ишга сарфланади

$$Q = A = RT \ \ln\frac{P_1}{P_2} = RT \ \ln\frac{V_2}{V_1} \ , \qquad (109.13)$$

Газнинг ҳажми кенгайганда температура пасаймаслиги учун, изотермик жараён вақтида ташқи бажарган ишга эквивалент иссиқлик миқдори узатиб турилиши керак.

4. Адиабатик жараён

Ташқи муҳит билан иссиқлик алмашмайдиган жараён адиабатик жараён деб аталади.

Адиабатик жараёнда идеал газ параметрларини ўзаро боғлайдиган тенгламани топишга ҳаракат қиламиз. Термодинамиканинг биринчи қонунидаги

$$dQ = dU + PdV$$

идеал газ ички энергияси ўзгаришини изохорик иссиқлик сиғими орқали ифодалаймиз:

$$dQ = C_V dT + PdV\ , \qquad (109.14)$$

адиабатик жараён учун $dQ = 0$, у ҳолда

$$C_V dT + PdV = 0\ , \qquad (109.15)$$

Идеал газ ҳолат тенгламасига кўра $P = \frac{RT}{V}$ га тенг, шунинг учун

$$C_V dT + RT\frac{dV}{V} = 0$$

ёки

$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{C_V}\frac{dV}{V} = 0\ , \qquad (109.16)$$

$$d\left(\ln T + \frac{R}{C_V}\ln V\right) = 0\ , \qquad (109.17)$$

Натижада, адиабатик жараён учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\ln T + \frac{R}{C_V}\ln V = const\ , \qquad (109.18)$$

Идеал газ учун $C_P = C_V + R$, $C_P - C_V = R$ ёки $\frac{C_p}{C_V} - 1 = \frac{R}{C_V}$.

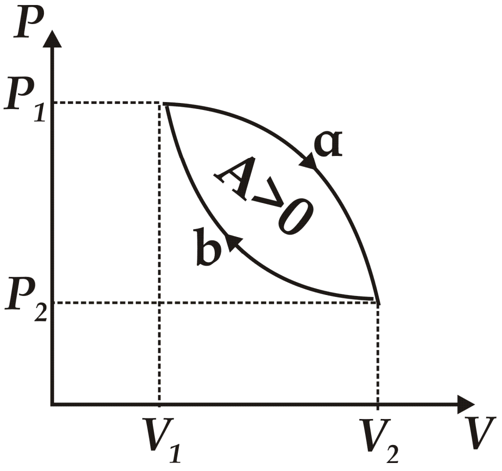
Агар $\frac{C_p}{C_V}$ нисбатни γ - билан белгиласак, (109.18) – ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$\ln T + (\gamma - 1)\ln V = const$$

бундан $TV^{\gamma-1} = const$, ёки $PV^{\gamma} = const$ адиабата тенгламаларига эга бўламиз . Бу тенгламалар *Пуассон тенгламалари,* $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ нисбат эса *Пуассон коэффициенти* ки *адиабата кўрсаткичи* деб аталади.

110 - §. Қайтар ва қайтмас жараёнлар

Тизим бир қатор термодинамик ҳолатлардан ўтиб, ўзининг бошланғич ҳолатига қайтадиган жараён *айланма жараён* деб аталади. Жараёнлар диаграммасида цикл ёпиқ эгри чизиқ билан тасвирланади (*187 - расм*).



187 – расм. Термодинамик ҳолатнинг тўғри циклли ўзгариши

Идеал газ бажарган циклни, кенгайиш жараёни (1 - *а* - 2) ва сиқилиш (2 - *в* - 1) жараёнларига ажратиш мумкин. Газ кенгайиши жараёнида бажарилган иш (1*а* 2 V_2, V_1 1) юза билан аниқланади ва мусбат деб ҳисобланади. Газ сиқилишида бажарилган иш (2 *в* 1 V_1, V_2 2) юза билан аниқланади ва манфий деб ҳисобланади. Натижада цикл бўйича газнинг бажарган иши (1*а* 2*в* 1) юза билан аниқланади.

Циклда мусбат иш бажарилса

$$A = \oint PdV > 0 \quad ,$$

у жараён *тўғри цикл* деб аталади.

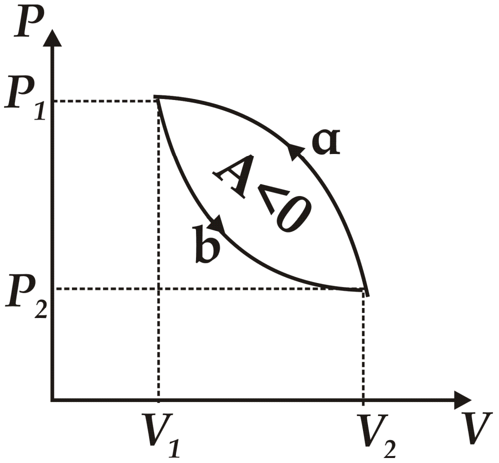
Агарда циклда бажарилган иш манфий бўлса

$$A = \oint PdV < 0$$

у жараён *тескари цикл* деб аталади (*188 - расм*).

Тўғри цикл даврий ишлайдиган машиналар, иссиқлик двигателларида қўлланилади. Бу машиналар ташқаридан узатилган иссиқлик миқдори ҳисобига иш бажаради.

Тескари цикл совутиш қурилмаларида ишлатилади. Совутиш машиналарида даврий цикл давомида ташқи кучлар бажарган иши ҳисобига тизимнинг иссиқликлиги температура юқори бўлган жисмга узатилади.



188 – расм. Термодинамик жараённинг тескари циклли ўзгариши

Иссиқлик двигателининг ишлаш принципи қуйидаги расмда келтирилган (*189 - расм*). Температураси юқори бўлган *«иситгич»* деб аталувчи термостатдан (T_1) цикл давомида иссиқлик машинаси Q_1 иссиқлик миқдори олади ва температураси паст бўлган термостатга (T_2)

189 – расм. Иссиқлик машинасининг тузилиши

Q_2 иссиқлик миқдорини узатади. Цикл давомида бажарилган иш

$$A = Q_1 - Q_2 > 0$$

дан иборат. Иссиқлик двигателининг фойдали иш коэффициенти $\eta = 1$ бўлиши учун $Q_2 = 0$ шарт бажарилиши керак. Аммо бу шарт реал шароитларда бажарилмайди. Шу сабабли, Карно иссиқлик двигатели ишлаш учун камида иккита, температуралари фарқли бўлган иссиқлик манбалари мавжуд бўлиши керак, деб таъкидлайди.

Иссиқлик двигателларидаги жараёнга тескари бўлган жараён совутгич машиналарида ишлатилади, унинг ишлаш принципи *190* - расмда келтирилган.

190 – расм. Совутгич машинасининг тузилиши

Термодинамик тизим цикл давомида температураси паст бўлган термостатдан (T_2) Q_2 иссиқлик миқдори олади ва температураси юқори бўлган термостатга (T_1) Q_1 иссиқлик миқдорини узатади.

$$Q = A = Q_2 - Q_1 < 0$$

шунинг учун бажарилган иш манфий ҳисобланади

$$A = P\oint dV < 0 \quad ,$$

$$Q_1 - Q_2 = -A \quad \text{ёки} \quad Q_1 = Q_2 + A$$

Температураси юқори бўлган термостатга (T_1) берилган Q_1 иссиқлик миқдори температураси паст бўлган термостатдан (T_2) олинган Q_2 иссиқлик миқдоридан тизим устидан ташқи кучлар бажарилган A иш қийматига каттадир.

Тизим айланма жараён натижасида ўзининг бошланғич ҳолатига қайтади ва тизимнинг ички энергияси ўзгармайди

$$dU = 0 \ , \quad Q = A, \tag{110.1}$$

Одатда, айланма жараён вақтида тизим ташқаридан иссиқлик миқдорини олиши ва унга узатиши мумкин, шунинг учун

$$Q = Q_1 - Q_2$$

бу ерда Q_1 – тизимнинг олган иссиқлик миқдори, Q_2 – ташқарига узатган иссиқлик миқдори. Шу сабабли, айланма жараён учун фойдали иш коэффициенти қуйидагича аниқланади:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \ , \tag{110.2}$$

Термодинамик жараён агарда, аввал тўғри циклда ва кейин тескари циклда содир бўлса, у ўз ҳолатига *қайтувчи жараён* деб ҳисобланади.

Чунки бу ҳолда атроф - муҳит ва қаралаётган тизимда ортиқча ўзгаришлар содир бўлмайди.

Шу шароитга эга бўлмаган барча жараёнлар *қайтмас жараёнлар* деб ҳисобланади.

Исталган мувозанатдаги жараён қайтар жараёндир, чунки тизимда содир бўладиган мувозанатли жараён учун у тўғри ёки тескари йўналишда ўтиши муҳим эмас.

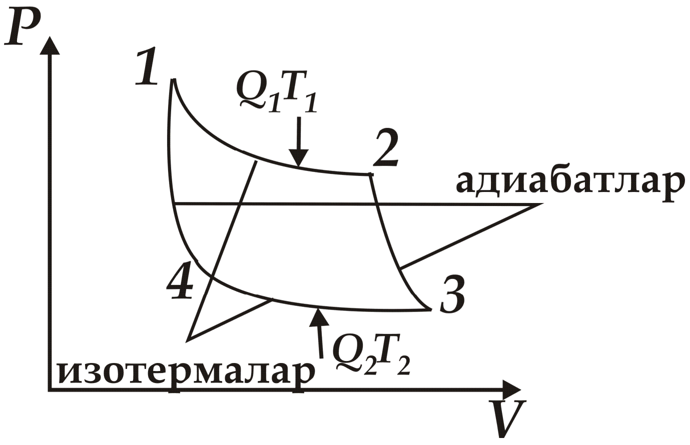
111 - §. Карно цикли, идеал иссиқлик машинасининг фойдали иш коэффициенти

Карно цикли, бир - бирига боғлиқ навбатма - навбат содир бўладиган иккита изотермик ва иккита адиабатик жараёнлардан иборатдир (*191 - расм*).

Расмда Карнонинг қайтар цикли тасвирланган, бу ерда ишчи модда идеал газдан иборат.

Бу жараён учун фойдали иш коэффициентини ҳисоблаб кўрамиз.

Изотермик кенгайиш ва сиқилиш (*1* - *2*) ва (*3* - *4*) эгри чизиқлар билан, адиабатик кенгайиш ва сиқилиш жараёнлари (*2* - *3*) ва (*4* - *1*) эгри чизиқлар билан тасвирланган.



191 – расм. Карно цикли

Изотермик жараёнда ички энергия ўзгармайди.

$$U = const$$

Шунинг учун газнинг иситгичдан олган иссиқлик миқдори Q_1 газнинг кенгайиш ишига A_{12} га тенгдир:

$$A_{12} = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \ , \qquad (111.1)$$

(*2* - *3*) адиабатик кенгайишда, атроф - муҳит билан иссиқлик алмашувчи жисм йўқ, шунинг учун газнинг кенгайишида бажарилган иш A_{23} ички энергиянинг ўзгариши ҳисобига бажарилади:

$$\mathrm{A}_{23} = -\mathrm{C}_{x}\ (\mathrm{T}_2 - \mathrm{T}_1)$$

Изотермик сиқилишда совутгичга газнинг берган иссиқлик миқдори Q_2 сиқилишдаги бажарилган иш A_{34} га тенг бўлади:

$$A_{34} = RT_2 \ln\frac{V_4}{V_3} = -Q_2 \, , \tag{111.2}$$

Адиабатик сиқилишда бажарилган иш A_{41} га тенг

$$A_{41} = -C_4(T_1 - T_2) = -A_{23}$$

Натижада айланма жараёнда бажарилган иш қуйидагидан иборат бўлади:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + Q_{23} - Q_2 - Q_{23}$$

$$A = Q_1 - Q_2$$

Карно циклида фойдали иш коэффициенти қуйидагига тенг бўлади:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \, , \tag{111.3}$$

Карно цикли учун фойдали иш коэффициенти иситгич ва совутгичлар температураларига боғлиқдир. Фойдали иш коэффициентини ошириш учун температуралар фарқини ошириш зарур.

112-§. Энтропия. Термодинамиканинг иккинчи қонуни

Олдинги параграфдаги қайтар ва қайтмас жараёнлар учун келтирилган диаграммалардан *187* - расмдаги идеал газ бажарган ишнинг мусбат турини кўриб чиқамиз. Ишчи жисм P_1 босим ва T_1 температура билан тавсифланадиган *1* - бошланғич ҳолатдан, кетма - кет содир бўладиган изотермик ва адиабатик жараёнлар орқали *3* - ҳолатга ўтади ва T_2 - совутгич температурасига эга бўлади. Ишчи жисмнинг ҳолатини бундай ўзгариши иситгичдан олинган Q_1 иссиқлик миқдори ҳисобига амалга ошади. Ишчи жисмнинг *3* - ҳолатдан

1 - бошланғич ҳолатга қайтиб ўтиши яна изотермик ва адиабатик сиқилиш ҳисобига амалга ошади. Ҳолатнинг бу ўзгаришида ажралиб чиққан Q_2 иссиқлик миқдори Q_1 иссиқлик миқдори қийматидан кичикдир:

$$Q_2 < Q_1$$

Шундай қилиб, ишчи жисмнинг *1* - ҳолатдан *3* - ҳолатга ва *3* – ҳолатдан *1* – ҳолатга ўтишдаги қайтар жараёнда ажралиб чиққан ва ютилган иссиқлик бир хил миқдорда эмас экан. Бунинг сабаби, *1* - ҳолатдан *2* - ҳолатга икки хил йўл билан ўтилганидадир,яъни, *1* - ҳолатдан *3* - ҳолатга ўтиш жараёни катта босим остида кенгайиш, *3* - ҳолатдан *1* - ҳолатга ўтиш жараёни эса, кичик босим остида сиқилиши ҳисобига амалга ошганлигидадир. Бундан жуда муҳим хулосага келиш мумкин: ишчи жисмга узатилган ёки ундан олинган иссиқлик миқдори унинг бошланғич ёки охирги ҳолатига боғлиқ бўлмай, ҳолатларни ўзгариш жараёнининг кўринишига боғлиқдир. Бошқача қилиб айтганда, Q иссиқлик микдори, ички энергияга ўхшаш, жисм ҳолатининг функцияси эмас. Бу хулоса, термодинамиканинг биринчи қонуни ифодасидан ҳам кўриниб турибди:

$$dQ = dU + dA$$

Жисмнинг dA – бажарган иши (ёки унинг устидан бажарилган иш) уни қандай амалга оширилганига боғлиқдир. dU – ички энергиянинг ўзгариши эса, ҳолатнинг қандай ўзгаришига боғлиқ эмас.

Жисмга T_1 температурали иситгичдан узатилган Q_1 иссиқлик миқдори, T_2 температурали совутгичга берилган Q_2 иссиқлик миқдорига тенг эмас, аммо бу иссиқлик миқдорларнинг ҳолатлар температураларига нисбатлари, миқдор жиҳатдан бир - бирларига тенгдир:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \tag{112.1}$$

Бу Q/T - нисбатни баъзан *келтирилган (тартибга солинган) иссиқлик миқдори* деб аталади.

Жараённинг чексиз кичик қисмида жисмга узатилган келтирилган иссиқлик миқдори $\frac{\delta Q}{T}$ га тенгдир.

Исталган қайтар айланма жараёнларда натижавий келтирилган иссиқлик миқдори нолга тенгдир:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 , \qquad (112.2\ )$$

Бу ёпиқ контурдан олинган интегралнинг нолга тенг бўлиши, интеграл остидаги $\frac{\delta Q}{T}$ ифодани қандайдир функциянинг тўла диференциали эканлигини билдиради

$$\frac{\delta Q}{T} = dS , \qquad (112.3)$$

Бу ерда S – функция *ҳолат функцияси* ёки *энтропия* деб аталади.

(112.3) – ифодадан қайтар жараёнлар учун энтропиянинг ўзгариши нолга тенгдир:

$$\Delta S = 0 , \qquad (112.4)$$

Термодинамикада, қайтмас жараёнларни вужудга келтирувчи тизимнинг энтропияси ортиши исботланган:

$$\Delta S > 0 , \qquad (112.5)$$

(112.4)- ва (112.5)- ифодалардан Клаузиус тенгсизлигини келтириб чиқариш мумкин:

$$\Delta S \geq 0 , \qquad (112.6)$$

яъни, ёпиқ тизимларнинг энтропияси қайтар жараёнларда ўзгармасдан қолиши, қайтмас жараёнларда эса ортиши мумкин.

Агарда тизим *1* - ҳолатдан *3* - ҳолатга мувозанатли ўтса, (112.3) - ифодага асосан энтропиянинг ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\Delta S_{1\rightarrow 3} = S_3 - S_1 = \int_1^3 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^3 \frac{dU + \delta A}{T} , \qquad (112.7)$$

Бу ерда энтропия эмас, балки энтропиялар фарқи физик маънога эгадир. (112.7) - ифодага асосланиб, айрим жараёнларда идеал газ энтропиясининг ўзгаришини кузатамиз:

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT \quad , \qquad \delta A = pdV = \frac{m}{\mu} R \frac{dV}{V}$$

бўлгани учун

$$\Delta S_{1\to3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} \quad ,$$

ёки

$$\Delta S_{1\to3} = S_3 - S_1 = \frac{m}{\mu} (C_V \ln\frac{T_2}{T_1} + R \ln\frac{V_2}{V_1} \ ) \ , \qquad (112.8)$$

1 - ҳолатдан *3* - ҳолатга ўтишда, идеал газнинг энтропияси ўзгариши $\Delta S_{1\to3}$ ўтиш жараёнининг *1→3* кўринишига боғлиқ эмас. Чунки адиабатик жараёнда $\delta Q = 0$ га тенг бўлади ёки $\Delta S = 0$ га тенг бўлади ёки $S = const$.

Изотермик жараёнда эса $T_1 = T_2$, шу сабабли

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln\frac{V_2}{V_1}$$

Изохорик жараёнда эса $V_1 = V_2$.

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln\frac{T_2}{T_1}$$

бўлади.

Статистик физикада энтропия тизим ҳолатининг термодинамик эҳтимоллиги билан боғланади ва жуда чуқур маънога эга бўлади.

Тизим ҳолатининг *термодинамик эҳтимоллиги* – макроскопик тизим ҳолати қандай усул билан ҳосил қилинганлигини билдиради ёки берилган макроҳолат нечта микроҳолатлардан иборат эканлигини билдиради.

Больцман таърифи бўйича, тизимнинг *S* энтропияси ва термодинамик эҳтимоллиги қуйидагича боғлангандир

$$S = k \ln w \,, \qquad (112.9)$$

бу ерда k – Больцман доимийси. Демак, энтропия термодинамик тизим ҳолати эҳтимоллигининг кўрсаткичидир ёки энтропия тизим тартибсизлиги даражасининг ўлчовидир. Ҳақиқатда, тизим ҳолатини белгиловчи мумкин бўлган ҳолатлар сони қанча кўп бўлса, тизимнинг тартибсизлик даражаси ёки энтропияси шунча катта бўлади. Шу сабабли, қайтмас жараёнларда тизимнинг энтропияси доимо ортиб боради.

Термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиши ва бир турдан иккинчи турга айланиши мумкинлигини ифодаласа ҳам, термодинамик жараёнларнинг кечиш йўналишларини кўрсата олмайди.

Масалан, электр чойнак орқали электр энергиясини иссиқлик энергиясига айлантириб, маълум миқдордаги сувни қайнатиш мумкин, яъни энергияни бир турдан – электр энергиясидан иккинчи турга – иссиқлик энергиясига айлантириш мумкин. Аммо термодинамиканинг биринчи қонуни, ўша миқдордаги қайнаган сув иссиқлик энергиясини электр энергиясига айлантиришни инкор этмаса ҳам, жараён йўналишини кўрсата олмайди.

Шундай қилиб, термодинамиканинг биринчи қонуни термодинамик жараёнлар содир бўлишнинг эҳтимоллик даражасини мутлақо кўрсата олмайди.

Термодинамиканинг иккинчи қонуни, табиатда қандай жараёнлар мумкин, қайсилари мумкин эмаслигини – жараёнларнинг ўзгариш йўналишларини аниқлаш орқали белгилаб бераолади.

Энтропия тушунчаси ва Клаузиус тенгсизлиги орқали термодинамиканинг иккинчи қонунини шундай таърифлаш мумкин: ёпиқ тизимлардаги исталган қайтмас жараёнларда тизим энтропияси ошиб боради.

Иккинчи тарафдан, идеал машинанинг фойдали иш коэффициенти

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

га тенг эди, яъни иситгич ва совутгичлар температуралари фарқи қанча катта бўлса, фойдали иш коэфциенти ҳам шунча катта бўлади. Исталган фойдали иш бажарилганда, тизимнинг қолган энергияси фойдаланиб бўлмайдиган бошқа турдаги энергияларга айланади. Бошқача қилиб айтганда, энергиянинг кўп қисми фойдали кўринишга эга бўлмайди, сифатсиз кўринишга ўтади. Шу сабабли, энтропия доимо энергия сифатининг бузилганлик даражасини билдиради.

Термодинамиканинг иккинчи қонунини яна қуйидагича таърифлаш мумкин:

1 - Кельвин таърифи: Иситгичдан олинган иссиқлик миқдорини фақат шунга эквивалент бўлган ишга айлантирувчи айланма жараёнлар бўлиши мумкин эмас;

2 - Клаузиус таърифи: Температураси паст бўлган жисмга иссиқлик берувчи фақат ягона жараёндан иборат айланма жараён бўлиши мумкин эмас.

Назорат саволлари

1. Идеал газ нима? Унинг параметрлари деганда нимани тушунасиз? Термодинамик жараён нима? Идеал газнинг ҳолат тенгламасини ёзинг.
2. Молекуляр - кинетик назариянинг асосий принципларини санаб ўтинг. Унинг асосий тенгламаси қандай кўринишда ифодаланади?
3. Молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимотини, молекулаларнинг ўртача, ўртача квадрат ва эҳтимоллиги энг катта бўлган тезликлари ифодаларини ёзиб беринг.
4. Барометрик формулани келтириб чиқаринг. Больцман тақсимоти қандай катталикларни ўзаро боғлайди? Максвелл-Больцман қонунини ёзиб беринг.
5. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси формуласини ёзинг. Эркинлик даражасини тушунтиринг.
6. Термодинамиканинг I қонунини, таърифи ва ифодасини ёзинг. Иссиқлик сиғими нима?
7. Газларнинг бажарган иши, ички энергия ифодаларини ёзинг. Иссиқлик сиғими нима?
8. Турли изожараёнларда бажарилган иш, иссиқлик сиғими ва термодинамиканинг I қонунини тушунтиринг.

XI Боб. КЛАССИК ВА КВАНТ СТАТИСТИКАЛАРИ

113 - §. Айниган ва айнимаган электрон газлар

Исталган қаттиқ жисм кўп сонли микрозаррачалардан иборат бўлган тизим ёки тўпламни тасаввур этади. Бу тизимларда ўзига хос статистик қонуниятлар намоён бўлади ва уларни статистик физика ёки физикавий статистика ўрганади.

Барча микрозаррачаларни, тўпламда ўзини тутишига қараб, икки гуруҳга ажратиш мумкин: *фермион* ва *бозонларга*.

Фермионларга спинлари яримга каррали: $\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2},...,$ бўлган электронлар, протонлар ва нейтронларга ўхшаш заррачалар киради.

Бозонларга спинлари бутун сон: $0, \hbar, 2\hbar,...,$ бўлган фотонлар, фононлар ва бошқа заррачалар киради.

Тўпламда фермионлар «яккаланишга» интилишлари яққол кўриниб туради. Агар, берилган квант ҳолати фермион билан банд бўлса, у ҳолда, Паули принципига асосан шунга ўхшаш ҳеч қандай фермион шу квант ҳолатида бўла олмайди.

Бозонлар эса, аксинча тўпланиш хусусиятига эга бўлганлиги учун, бир энергетик сатҳда чекланмаган миқдорда жойлашишлари мумкин.

Заррачаларнинг ўзига хослиги тўплам хусусиятига таъсир қилиш мумкинлигини кўриб чиқамиз.

Микрозаррачаларнинг ўзига хослиги намоён бўлиши учун улар бир - бири билан тез - тез учрашиб туришлари лозим. Бу ерда, учрашиш дейилганда, иккита заррачанинг худди ўша квант ҳолатига тушиши кўзда тутилади.

Фараз қилайлик, N та бир хил заррачаларга, алоҳида микрозаррача жойлашадиган G та ҳар хил квант ҳолатлар тўғри келсин. Учрашишлар частотаси ўлчови сифатида N/G нисбат хизмат қилсин. Агар, қуйидаги шарт бажарилса:

$$\frac{N}{G} << 1 , \qquad (113.1)$$

микрозаррачалар аҳён - аҳёнда учрашади. Бу ҳолда, ҳар хил вакант ҳолатлар сони микрозаррачалар сонидан жуда каттадир: $G>>N$.

Бундай шароитларда фермионлар ва бозонларнинг ўзига хос хусусиятлари намоён бўла олмайди, чунки ҳар бир микрозаррача ихтиёрида анча турли ҳолатлар бор ва бирдан - бир квант ҳолатни бир неча заррачалар эгаллаш муаммоси пайдо бўлмайди. Шу сабабли, тўплам хусусияти тўлалигича микрозаррачаларнинг ўзига хослигига боғлиқ эмас.

Бундай тўпламлар *айнимаган*, (113.1) - шарт эса, *айнимаслик шарти* деб аталади.

Агарда G ҳолатлар сони N заррачалар сони билан бир тартибда бўлса, яъни

$$\frac{N}{G} \approx 1 \quad , \qquad (113.2)$$

шарт бажарилса, алоҳида ҳолатни якка тартибда ёки кўплаб микрозаррачалар эгаллаши муҳим аҳамиятга эга бўла бошлайди. Бу ҳолда микрозаррачаларнинг ўзига хос хусусиятлари тўла намоён бўлади ва тўплам хусусиятига таъсир эта бошлайди. Бундай тўпламлар *айниган тўпламлар* деб аталади. Айнимаган тўплам квантомеханикавий хусусиятларга эга бўлган заррачалардан ҳам ҳосил бўлиши мумкин, чунки бу заррачалар ҳолатлари дискрет ўзгаради, унинг оқибатида G мумкин бўлган ҳолатлар сони чекланган бўлади.

G ҳолатлар сони доимо чексиз катта бўлганда классик заррачалар ҳолати параметрлари улуксиз ўзгариб туради, унинг оқибатида бундай тўпламлар доимо айнимаган тўплам бўлади.

Айнимаган тўпламлар хусусиятини ўрганадиган физикавий статистика *классик статистика* ёки *Максвелл - Больцман статистикаси* деб аталади.

Айниган тўпламлар хусусиятини ўрганадиган физикавий статистика *квант статистикаси* деб аталади.

Заррачаларнинг ўзига хос хусусиятларини айниган тўплам хусусиятига таъсири, фермионлар айниган тўплами билан бозонлар айниган тўплами орасида сезиларли фарқни келтириб чиқаради. Шу сабабли, иккита квант статистикасини фарқ қиладилар.

Фермионлар квант статистикасини, Э.Ферми ва А.Дирак номлари билан боғлаб, *Ферми - Дирак статистикаси* деб аташади.

Бозонлар квант статистикасини Бозе ва А. Эйнштейн номи билан боғлаб*, Бозе - Эйнштейн статистикаси* деб аташади.

Квант статистикасида фақат квант заррачалар тўплами бўлиши зарур. Классик статистикада эса, классик ва квант заррачалар қатнашиши мумкин. Тўпламда заррачалар сони камаяборса ёки ҳолатлар сони ортиб борса айниган тўплам ҳам айнимаган ҳолатга ўтиши муқаррар. Бу ҳолда фермионлар ёки бозонлар табиатига эга бўлган тўплам Максвелл - Больцман статистикаси билан ифодаланади.

114 - §. Тақсимот функциялари

Тўплам ҳолатини белгилаш учун унинг термодинамик параметрларини кўрсатиш лозим. Заррачалар ҳолатини белгилаш учун уларнинг координаталари ва импульсларининг ташкил этувчиларини келтириш лозим. Бу икки катталикларнинг ўзаро боғланишини статистик тақсимот функцияси амалга оширади

$$N_{\text{МБ}}(E)dE \ , \qquad (114.1)$$

$N_{\text{МБ}}(E)dE$ – ҳолати μ ва T термодинамик параметрлар билан ифодаланадиган тизимдаги, E дан $E + dE$ гача энергетик оралиқдаги заррачалар сонини белгилайди. Бундай функция *тўла статистик тақсимот функцияси* деб аталади.

Тўла тақсимот функциясини dE энергетик оралиққа тўғри келадиган $g(E)dE$ ҳолатлар сонини, бу ҳолатларни заррачалар эгаллаши мумкин бўлган эҳтимоликка кўпайтмасидан иборат, деб тасаввур этиш мумкин:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \ , \qquad (114.2)$$

$f(E)$ – функция *тақсимот функцияси* деб аталади ва у берилган ҳолатларни заррачалар эгаллаши эҳтимоллигини ифодалайди. Масалан, 100 та ёнма-ён турган энергетик ҳолатларга 10 та заррача тўғри келса, уларни заррачалар эгаллаш эхтимоллиги

$$f(E) = 0{,}1$$

га тенг бўлади. Ҳар бир ҳолатга ўртача 0,1 та заррача тўғри келгани учун, $f(E)$ функция шу ҳолатда турган заррачаларнинг ўртача сонини кўрсатади.

115 - § Микрозаррачаларнинг ҳолатлари сони ва зичлиги

Классик механикада заррача ҳолатини, унинг учта x, y, z координаталари ва импульсининг учта ташкил этувчилари (p_x, p_y, p_z) билан белгилаш мумкин. x, y, z, p_x, p_y, p_z координата ўқларига эга бўлган олти ўлчамли фазони тасаввур қиламиз. Бу фазода заррачанинг ҳар бир моментдаги ҳолати (x, y, z, p_x, p_y, p_z) нуқта билан аниқланади ва бунга ўхшаш нуқталар фазовий нуқталар деб аталади.

Фазовий ҳажм элементи қуйидаги катталик билан ифодаланади.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_\upsilon \Delta\Gamma_p = dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z \qquad (115.1)$$

Бу ерда $\Delta\Gamma_\upsilon = dxdydz$ координаталар фазоси ҳажми элементини, $\Delta\Gamma_p = dp_x\,dp_y\,dp_z$ – импульслар фазоси ҳажми элементини белгилайди.

Классик заррачанинг координаталари ва импульслари узлуксиз ўзгаргани учун, $\Delta\Gamma_v\,\Delta\Gamma_p$ элементлар ва улар билан $\Delta\Gamma$ элемент имкони борича кичик бўлиши керак.

Ўзаро таъсирлашмайдиган, ташқи майдон таъсирида бўлмаган заррачалар тизими учун заррачалар потенциал энергияси нолга тенг бўлади. Бундай заррачалар *эркин заррачалар* деб аталади. Бу заррачалар учун олти ўлчамли фазо ўрнига уч ўлчамли импульслар фазосидан фойдаланиш қулай, чунки заррачалар ҳолатига ҳеч қандай чеклашлар қўйилмагани учун, $\Delta\Gamma_\upsilon$ фазо элементи – заррачалар ҳаракатланадиган оддий ҳажмга тенгдир.

Агарда заррачалар тўлқин хусусиятига эга бўлсалар, олти ўлчамли фазони оддий элементларга ажратиб бўлмайди. Заррачаларнинг тўлқин хусусиятига эга бўлиши, $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$ фазо элементи $\hbar^3$ дан кичик бўлса, ноаниқликлар принципига асосан x, y, z, p_x, p_y, p_z ва $x + dx$, $y + dy$, $z + dz$, $p + dp_x$, $p_y + dp_y$, $pz + dp_z$ икки ҳолатни бир-биридан ажратиб бўлмайди. Бошқача қилиб айтганда, фазо элементи $\hbar^3$ дан кичик бўлмаган тақдирда, микрозаррачаларнинг квант ҳолатига тўғри келади. Шу сабабли, квант статистикасида олти ўлчамли фазонинг (энг кичик катаги) элементар ячейкаси $\hbar^3$ га тенг деб олинади.

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_V \Delta\Gamma p = h^3 , \qquad (115.2)$$

Эркин микрозаррачалар учун

$$\Delta\Gamma_p = \frac{h^3}{\vartheta}, \qquad (115.3)$$

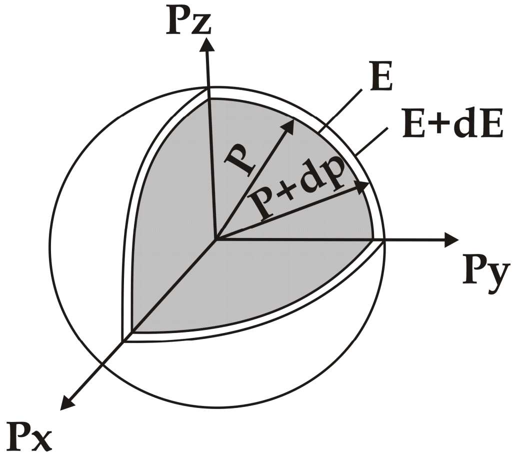
Ҳар бир шундай элементга бир - биридан ажратиб бўладиган квант ҳолат тўғри келади.

Олти ўлчамли фазони h^3 ёки $\frac{h^3}{\nu}$ чекли ўлчамли катакларга бўлиш *фазони квантлаш* деб аталади.

Ҳолатлар зичлиги

Заррачаларнинг E дан $E + dE$ энергия бўлагига тўғри келган ҳолатлар сонини ҳисоблаб кўрамиз. Импульслар фазосида радиуслари p ва $p + dp$ бўлган иккита сферани ажратиб оламиз (*192 – расм*). Бу сфералар орасида ҳажми $4\pi p^3 dp$ га тенг бўлган шар қатлами жойлашган. Бу шар қатламига тўғри келган элементар катакчалар сони қуйидагига тенгдир:

$$\frac{4\pi p^3 dp}{\Delta\Gamma_P} = \frac{4\pi V}{\hbar^3} p^2 dp , \qquad (115.4)$$



192– расм.Сферик импульслар фазосида $4\pi p^3 dp$ ҳажмли шар қатлами

Ҳар бир элементар катакчага микрозаррачанинг битта ҳолати тўғри келгани учун *dp* импульс кенглигига тўғри келадиган ҳолатлар сони

$$g(p)dp = \frac{4\pi V}{\hbar^3} p^2 dp \quad , \tag{115.5}$$

га тенг бўлади.

Эркин заррачалар учун қуйидаги ифодалар:

$$E = \frac{p^2}{m} \quad , \quad dE = \frac{2p}{m} dp \quad , \quad p = \sqrt{2mE}$$

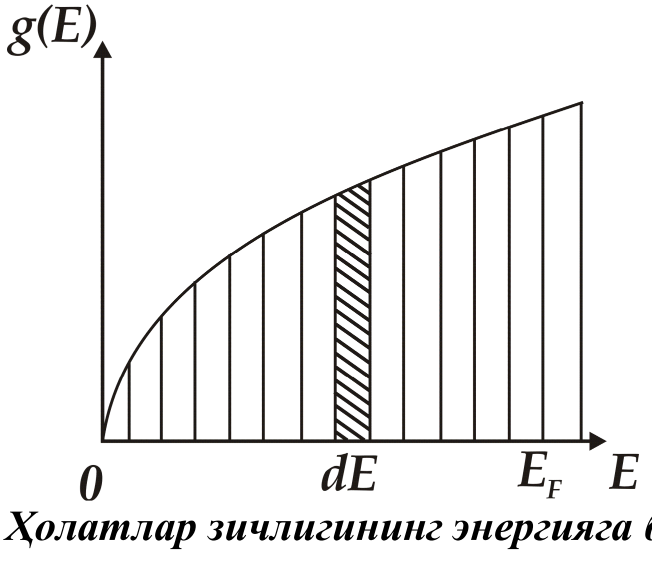
$$dp = \frac{m}{\sqrt{2mE}} dE$$

ўринли бўлгани учун, ҳолатлар сонини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$g(E)dE = \frac{2\pi \nu}{\hbar^3} = (2m)^{3/2} \sqrt{E} \cdot dE \quad , \tag{115.6}$$

Ана шу, *E* ва *E* + *dE* энергетик ораликдаги *dE* энергия интервалига тўғри келган микрозаррачаларнинг ҳолатлар сонидир. Ўз навбатида ҳолатлар зичлиги қуйидагига тенгдир:

$$g(E) = \frac{2\pi \nu}{\hbar^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} \ , \tag{115.7}$$



193 – расм. Ҳолатлар зичлигининг энергияга боғлиқлиги

Бу ифодадан, E энергия ортиши билан ҳолатлар зичлиги $\sqrt{E}$ га пропорционал равишда ортиб бориши кўриниб турибди (*193 - расм*).

Ундан ташқари, ҳолатлар зичлиги заррачалар массаси ортиши билан ҳам ўсиб боради.

Микрозаррачалар сифатида электронларни олсак, ҳар бир элементар катакчаларга спинлари билан фарқ қиладиган иккита квант ҳолати тўғри келади.

Шу сабабли, электронлар учун ҳолатлар сони ва зичлиги қуйидагича бўлади:

$$g(p)dp = \frac{8\pi V}{\hbar^3} p^2 dp \quad , \tag{115.8}$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{\hbar^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E}\, dE \quad , \tag{115.9}$$

$$g(E) = \frac{4\pi V}{\hbar^3} \cdot (2m)^{3/2} \sqrt{E} \quad , \tag{115.10}$$

116 - §. Идеал газнинг айнимаслик шарти

Ҳолатлар зичлиги ифодасини 0 дан E гача кенгликда энергия бўйича интегралласак, шу энергетик интервалга тўғри келган микрозаррачаларнинг ҳолатлар сонини аниқлашимиз мумкин:

$$G = \frac{2\pi V}{h^3} \cdot (2m)^{3/2} \frac{2}{3} E^{3/2}$$

Заррачаларнинг илгариланма ҳаракат кинетик энергиясининг температурага боғлиқ ифодасидан ($E = \frac{3}{2}kT$)дан фойдалансак, ҳолатлар сонининг температурага боғлиқ ифодасига эга бўламиз

$$G \cong V \cdot \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad , \tag{116.1}$$

Бу ифодани $\frac{N}{G} << 1$ тенгсизликка қўйсак, идеал газнинг айнимаслик шартини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{N}{G}=n\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2}<<1\,, \qquad (116.2)$$

бу ерда $n=\frac{N}{V}$ - бирлик ҳажмдаги заррачалар сонини белгилайди.

Мисол учун, нормал шароитдаги азотнинг молекуляр газини оламиз. У ҳолда:

$n\approx 10^{26}\,м^{-3},\quad m=4,5\cdot 10^{-26}\,кг,\quad kT=4\cdot 10^{-21}\,Ж,$ Т= 300 К бўлса,

$\frac{N}{G}$ нисбат қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{N}{G}=n\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2}\approx 10^{-6}\quad .$$

Демак, нормал шароитларда оддий молекуляр газлар айнимаган ҳолатда бўладилар ва Максвелл – Больцман тақсимотига бўйсунадилар.

Энди эса, металларда электрон газнинг ҳолатини кўриб чиқамиз. Металларда электрон газ учун:

$$n=5\cdot 10^{28}\,м^{-3}, m=9\cdot 10^{-31}\,кг$$

нормал шароитда, яъни *Т=300 К* бўлганда $\frac{N}{G}$ нисбат қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{N}{G}\approx 10^{4}>>1$$

Демак, металларда электрон газ, одатдаги шароитларда ҳам айниган газ деб ҳисобланади ва Ферми - Дирак квант тақсимотига бўйсунади.

Металларда электрон газ ҳолати температура 10^5 *К* га кўтарилганда айнимаган ҳолатга ўтабошлайди, чунки бу температурада $\frac{N}{G}$ нисбат бирдан кичик бўлиб, ~0,5 га тенг бўлади.

Айнимаслик ҳолати фақат температура ортганда кузатилмай, балки электрон газ концентрацияси камайганда ҳам кузатилади. Ярим ўтказгичларда, одатдаги шароитларда электрон газ концентрацияси 10^{22} м$^{-3}$ дан кичик бўлади. Бу ҳолатда $\frac{N}{G}$ нисбат $>10^{-3}$ дан кичик бўлади ва ярим ўтказгичларда ток ташувчилар концентрацияси кам бўлганда, айнимаган ҳолатда бўлади ва Максвелл - Больцман тақсимоти билан ифодаланади.

117 - §. Айнимаган газнинг тақсимот функцияси

Максвелл – Больцман тақсимот функцияси қуйидаги кўринишга эга:

$$f_{МБ}\left(E\right) = e^{\frac{\mu}{kT}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} = e^{\frac{\mu - E}{kT}}, \qquad (117.1)$$

бу ерда k - Больцман доимийси, μ - химиявий потенциал. Ҳисоблашларга кўра айнимаган газ учун химиявий потенциал

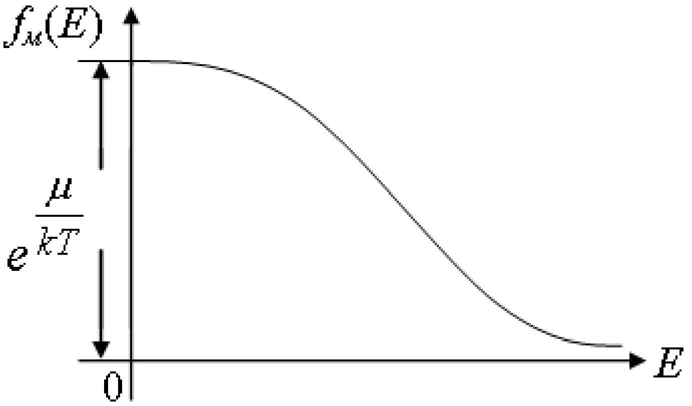
$$\mu = kT\, ln\left[\frac{N}{V}\left(\frac{h^2}{2\pi\, mkT}\right)^{3/2}\right], \qquad (117.2)$$

га тенг ва уни (56.1) – ифодага қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$f_{МБ}(E) = \frac{N}{V}\left(\frac{h^2}{2\pi\, mkT}\right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT}}, \qquad (117.3)$$

Максвелл - Больцман тақсимот функцияси $(f_{МБ}(E)dE)$ E дан $E + dE$ гача бўлган энергетик интервалдаги ҳолатларни заррачалар эгаллаш эҳтимоллигини ифодалайди.

Максвелл - Больцман функцияси графиги *194* - расмда кўрсатилган. Функция $E = 0$ да максимумга эга ва энергия ошиши билан асимптотик равишда нолга интилади.



194 – расм. Максвелл – Больцман тақсимот функциясининг энергияга боғлиқлиги

Тақсимот функциясини *g(E)dE* ҳолатлар сонига кўпайтирсак, заррачаларнинг энергия бўйича тўла тақсимот функциясини келтириб чиқарамиз:

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} = (2m)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} \cdot dE, \qquad (117.4)$$

$$N(E)dE = \frac{2N}{\sqrt{\pi (kT)^3}} e^{-\frac{\mu}{kT}} EdE \quad , \qquad (117.5)$$

бу ифода Максвелл - Больцманнинг тўла тақсимот функцияси деб аталади.

$f_м(E)$ – тақсимот функцияси аниқ бўлса, заррачаларнинг импульс ва тезликка боғлиқ тақсимот қонунини излаш имконини беради.

$$N(p)dp = \frac{4\pi N}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} p^2 dp \quad , \qquad (117.6)$$

ва

$$N(\upsilon)d\upsilon = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m\upsilon^2}{2kT}} \upsilon^2 d\upsilon \quad , \qquad (117.7)$$

118 - §. Айниган газнинг тақсимот функцияси

Айниган газлар учун Ферми – Дирак тақсимот функцияси қуйидагидан иборатдир:

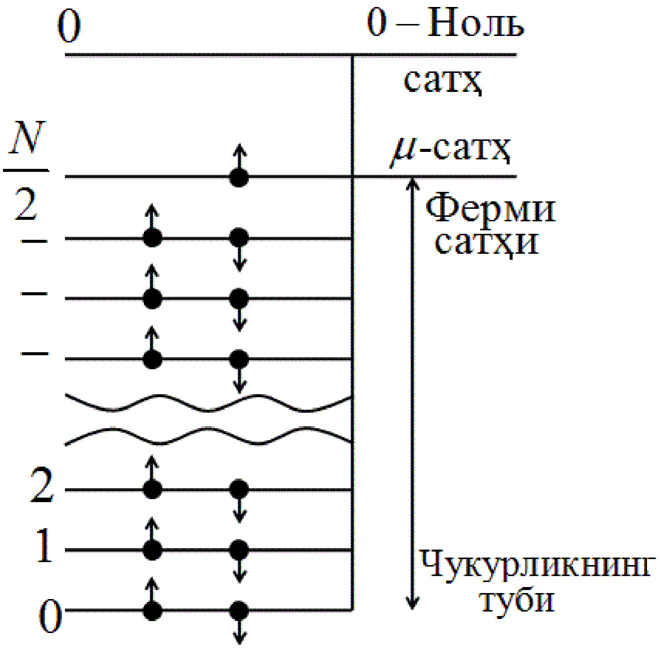
$$f_ф(E)=\frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}+1}\ , \qquad (118.1)$$

бу ерда μ - химиявий потенциал ёки Ферми сатҳи.

E энергия Ферми сатҳи μ га тенг бўлганда, нолдан фарқли исталган температурада $(T \neq 0)$ тақсимот функцияси 1/2 га тенг бўлади. Шу сабабли, статистик нуқтаи назардан Ферми сатҳи ҳолатларни заррачалар эгаллаш эҳтимоли 0.5 га тенг бўлган энергетик сатҳни белгилайди.

Абсолют ноль температурада металлардаги айниган электрон газ ҳолатини кўриб чиқамиз (*195 - расм*). Эркин электронлар учун металл потенциал чуқурлик вазифасини ўтайди, чунки эркин электронлар чуқурликдан чиқиш учун боғланиш кучларини енгиб иш бажаришлари лозим.

Горизонтал чизиқлар электронлар эгаллаши мумкин бўлган энергетик сатҳларни билдиради.



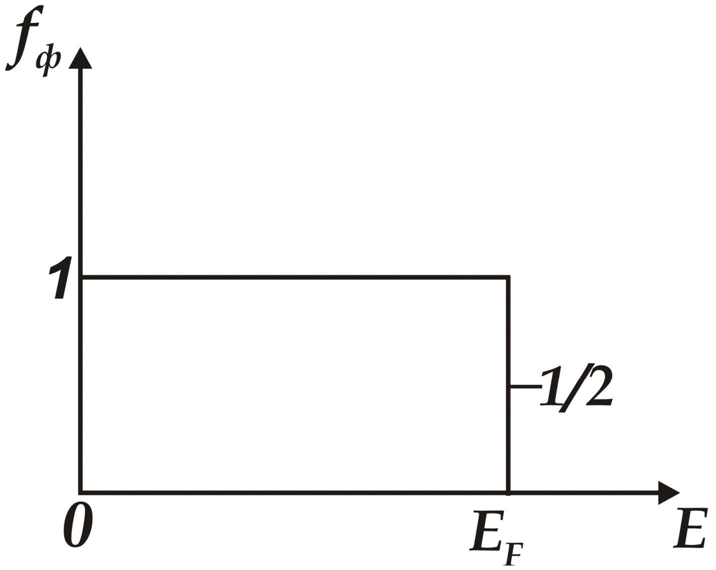
195 – расм. Металлардаги соҳаларнинг тузилиши

Паули принципига асосан, ҳар бир энергетик сатҳда спинлари қарама - қарши бўлган иккита электрон жойлашиши мумкин. Агарда электрон газда N та электронлар бўлса, у ҳолда энг охирги банд бўлган энергетик сатҳ $N/2$ – бўлади. Ана шу энергетик сатҳ айниган электрон газ учун *Ферми сатҳи* деб аталади ва абсолют ноль температурада металлда электроннинг олган энг катта кинетик энергиясини (E_f) кўрсатади.

Шундай қилиб, абсолют ноль температурада $E < E_f$ энергияли барча ҳолатлар электронлар билан банд бўлади, $E > E_f$ энергияли ҳолатлар эса бўш бўлади. Бошқача қилиб айтганда, $T = OK$ да $E < E_f$ энергияли ҳолатларни электронлар билан тўлдириш эҳтимоллиги 1 га тенг, $E > E_f$ энергияли ҳолатларни эгаллаш эҳтимоллиги нолга тенгдир:

$$f_ф(E) = \begin{cases} 1 \quad T = 0 \quad да \quad E < E_f \\ 0 \quad T = 0 \quad да \quad E > E_f \end{cases}, \qquad (118.2)$$

196 - расмда Ферми - Дирак тақсимот функциясининг абсолют ноль температурадаги энергияга боғлиқлик графиги келтирилган.



196 – расм. Ферми – Дирак тақсимот функциясининг энергияга боғлиқлик графиги. $T = O^o$ К

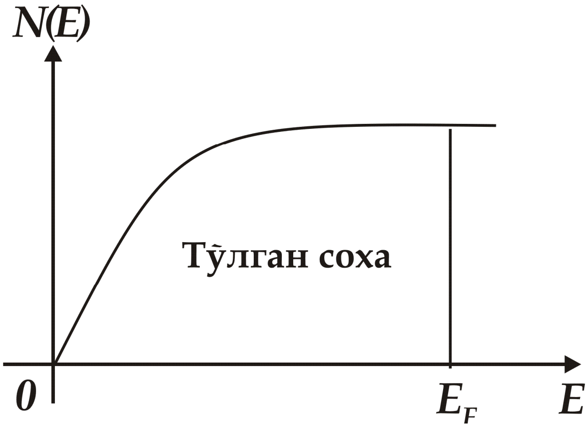
Расмдан, тақсимот функциясининг қиймати Ферми сатҳигача 1 га тенглиги, Ферми сатҳида эса бирдан нолга камайиши кўриниб турибди. Ферми сатҳигача энергетик ҳолатларни эгаллаган электронлар сони

$$N(E) = \frac{8\pi V}{3h^3} E_f^{3/2} (2m)^{3/2}, \qquad (118.3)$$

га тенг ва унинг энергияга боғлиқ графиги 197 – расмда келтирилган.

(118.3) - ифодадан Ферми сатҳининг ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

$$E_f = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} , \qquad (118.4)$$



197 – расм. Электронларнинг энергетик ҳолатларни эгаллашини энергияга боғлиқлиги

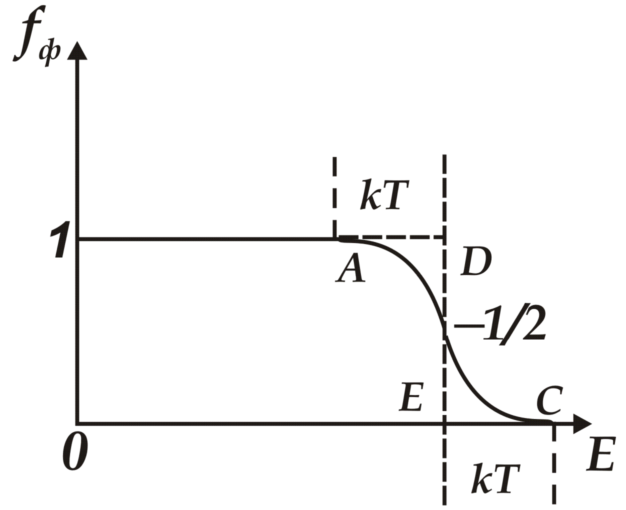
119 - §. Ферми - Дирак тақсимотига температуранинг таъсири

Температурани ортиши иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига электронларни қўзғатабошлайди ва улар юқорироқ энергетик сатҳларга ўтабошлайдилар, натижада ҳолатлар бўйича электронларнинг тақсимот характери ўзгарабошлайди. $E = E_f$ - Ферми энергияси яқинидаги kT га тенг кенгликдаги электронларгина қўзғатилган бўлади.

Ферми энергиясидан чуқурроқдаги энергетик сатҳлардаги электронлар ўз ҳолида қоладилар, чунки kT иссиқлик ҳаракати энергияси электронларни қўзғатиш учун етарли эмас (*198 - расм*).

Иссиқлик ҳаракати натижасида E_f дан кичик энергияга эга бўлган электронларнинг бир қисми E_f дан катта бўлган энергетик сатҳларга ўта бошлайди ва Ферми сатҳи атрофидаги тақсимот кўриниши ўзгара бошлайди. Расмда $T = 0$ K да (*1* – эгри чизиқ) ва $T > 0$ K да (*2* – эгри чизиқ) га тўғри келган электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимот чизиқлари кўрсатилган.

Расмдан кўринишича, температура ортиши kT кенгликда



198 – расм. Ферми –Дирак функциясини температурага боғлиқлиги

тақсимотни кескин ўзгартиришга ва E_f дан юқорида тақсимотнинг “думи” ҳосил бўлишига олиб келади.

76 - расмдаги штрихланган юзалар $E < E_f$ энергияли ҳолатларни ташлаб кетаётган ва E_f дан юқоридаги энергетик ҳолатларни эгаллаётган электронлар сонига пропорционалдир. Бу юзалар қийматлари бир - бирига тенг бўлади, чунки бир хил миқдордаги электронлар Ферми сатҳи пастидан унинг юқорисига ўтади.

Одатда, металларда Ферми энергияси $3 \div 10$ *эВ* га тенг бўлади. 300 *К* да $kT \approx 0{,}025$ *эВ* га тенг.

kT энергия кенглигидаги қўзғатилган электронлар сони қуйидагига тенгдир:

$$\Delta N \approx \frac{kT}{2E_f} N , \qquad (119.1)$$

бундан $\frac{\Delta N}{N} < 1\%$ ташкил этади.

Шундай қилиб, температуранинг катта диапазонида металлардаги электрон газ айниган бўлиб, унинг тақсимоти деярли ўзгармайди. Фақат Ферми сатҳи атрофидаги тақсимотининг жуда кичик қисми ($N << 1\%$) иссиқликдан қўзғатилган ҳисобланади.

Металларда Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ифодаси қуйидаги кўринишга эга:

$$\mu = E_f\left[1-\frac{\pi^2}{12}\left(\frac{kT}{E_f}\right)^2\right] \quad , \qquad (119.2)$$

Иссиқлик ҳаракати энергияси 300 *К* да ~ 0,025 *эВ* га тенг, 1200 *К* да эса ~ 0,1 *эВ* га тенг ва бу қиймат металлардаги Ферми энергияси қийматидан (3 ÷ 10 *эВ*) 100 мартача кичикдир. Шу сабабли, металларнинг эриш температурасигача Ферми сатҳи деярли ўзгармай қолади.

120 - §. Бозонларнинг айниган гази тақсимот функцияси

Паули принципига бўйсунадиган фермионлардан фарқли равишда бозонлар, бўш энергетик ҳолатлардан ташқари, бошқа бозонлар эгаллаган ҳолатларга ҳам жойлашишлари мумкин. Бунинг устига, охирги ҳолатлар бандлиги зичлиги қанча катта бўлса, шунча кўпроқ эгаллашга интиладилар.

Ҳолатлар бўйича бозонлар тақсимот функцияси қуйидагидан иборат:

$$f_E(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}}-1} \quad , \qquad (120.1)$$

ва уни *Бозе - Эйнштейн тақсимот функцияси* деб аташади. Шу функцияни фотон гази хусусиятини таърифлаш учун қўллашга ҳаракат қиламиз.

Т температурали, абсолют қора жисм бўшлиғи мувозанатда бўлган иссиқлик нурланиши билан тўлган деб фараз қилайлик.

Квант нуқтаи назаридан, бу нурланишни фотон газини ташкил қилувчи бениҳоя кўп сонли фотонлар мажмуаси, деб ҳисоблаш мумкин. Фотон спини 1 га тенг бўлган бозонлардир. Шунинг учун, фотон гази Бозе - Эйнштейн тақсимотига бўйсунади.

Фотон қуйидаги хусусиятларга эга бўлади:

1. Фотонларнинг тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг.

2. Барча фотонлар *c* ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланадилар, аммо ҳар хил *E* - энергия ва p - импульсга эга бўладилар. Энергия - *E* ва импульс $-p$ ν частотага қуйидагича боғлангандир:

$$E = h\nu = h\omega \ , \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h\omega}{c} \ , \qquad (120.2)$$

Булардан қуйидагига эга бўламиз:

$$E = pc \quad , \qquad (120.3)$$

3. Фотонлар ўзаро тўқнашмайдилар, шу сабабли, фақат фотонларни ютадиган ва нурлатадиган хусусиятга эга бўлган жисм мавжудлигида фотон газининг мувозанат тақсимоти кузатилиши мумкин.

4. Фотонлар исталган миқдорда ҳосил бўлиши ва йўқ бўлиши мумкин. Шу сабабли, фотон газида фотонлар сони қатъий чекланган эмас.

V ва T нинг берилган қийматлари учун фотон гази, мувозанат ҳолатда, N_0 фотонлар сонига эга бўлади. Бу эса, фотон газини мувозанатда бўлиш шартини қуйидагича ифодалайди:

$$\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = 0 \quad , \qquad (120.4)$$

Доимий ҳажмга эга бўлган, ажратилган тизим энергиясининг ўзгариши, ундаги заррачалар сонини биттага ўзгариши билан боғлиқлигини химиявий потенциал ифодалайди:

$$\mu = \frac{dE}{dN} \ , \qquad (120.5)$$

Шунинг учун, $\left(\frac{dE}{dN}\right)_{V,T} = \mu$ га тенг.

Бундан, мувозанат шарти $\mu = 0$ эканлиги келиб чиқади. Демак, мувозанатдаги фотон газининг химиявий потенциали нолга тенгдир.

Айнимаган газ учун химиявий потенциал манфий бўлиши, $\mu = 0$ ҳолат фотон газини доимо айниган ҳолатда бўлишини билдиради.

(59.2) ифодадан фойдаланиб, фотон газининг тақсимот функциясини қуйидагича ёзамиз:

$$f(E) = (e^{\frac{E}{kT}} - 1)^{-1} = (e^{\frac{h\omega}{kT}} - 1)^{-1} \quad , \qquad (120.6)$$

Бу *Планк ифодаси* деб аталади ва у $E = h\omega$ энергияга эга бўлган фотонларнинг ўртача сонини кўрсатади.

Назорат саволлари

1. Электрон газ нима? Айниган ва айнимаган электрон газлари, ҳамда айниш карралиги нима?
2. Микрозаррачаларнинг ҳолатлар сони қандай ифода орқали аниқланади? Ҳолатлар зичлиги нима? Молекуляр газлар учун айниш карралигини ҳисоблаб беринг?
3. Айниган ва айнимаган газлар учун тақсимот функцияларини ёзинг. Фермионлар, бозонлар нима ва улар қандай тақсимот функцияларига буйсунадилар?
4. Термодинамик потенциал нима?

XII БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР ФИЗИКАСИ

121 - §. Боғланиш кучлари

Моддаларнинг қаттиқ жисм ҳолатига ўтиш имконияти, ташкил этувчи заррачаларнинг бир - бирига яқин масофага яқинлашишида, улар орасида ҳосил бўладиган боғланиш кучларига боғлиқдир. Бундай заррачалар, одатда атом, ион ва молекулалардан иборатдир.

Қаттиқ жисмнинг мустаҳкам панжаравий тизими ҳосил бўлиши учун заррачалар орасида икки хил куч таъсир этиши мумкин:

- заррачаларнинг бир - биридан узоқлашишига тўсқинлик қилувчи тортишиш кучлари;

- заррачаларнинг бир - бирига қўшилишига қаршилик қилувчи итариш кучлари.

Ушбу кучларнинг табиатини қисқача кўриб чиқамиз.

1. Ван-дер-Ваальс кучлари

Исталган атом ва молекулалар орасида пайдо бўлувчи умумийроқ кўринишда бўлган боғланиш кучлари - *Ван-дер-Ваальс кучларидир*. Бу кучлар биринчи бўлиб қаттиқ фаза ҳолатида бўлган реал газлар ҳолат тенгламасига киритилган эди.

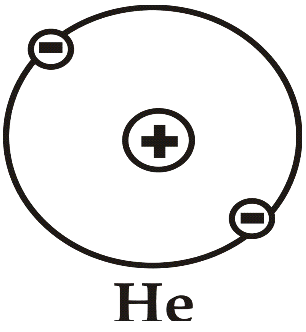
$$\left(p+\frac{a}{V_m^2}\right)(V_m-b)=RT \quad , \qquad (121.1)$$

бу ерда $\frac{a}{V_m^2}$ ва b – қўшимча ҳадлар, қаттиқ ҳолатдаги реал газ молекулалари орасидаги тортишиш ва итариш кучларини ҳисобга олиш учун киритилган, b – молекулаларнинг ўзи эгаллаган ҳажми, a – молекулалар орасидаги тортишиш кучи.

Аниқ кўринишда бу кучлар тўлиқ химиявий боғланишга эга бўлган қуйидаги молекулалар орасида пайдо бўлади: O_2, H_2, N_2, CH_4. Ван-дер-Ваальс кучлари суюқ ва қаттиқ ҳолатларда бўлган инерт газлар атомлари орасида хам кузатилади. Умумий ҳолда Ван-дер-Ваальс кучлари ўзига дисперсиявий, ориентациявий ва индукциявий таъсир кучларини қамраб олади.

Дисперсиявий таъсир кучлар

Оддий мисол тариқасида иккита гелий атоми орасидаги таъсирни кўриб чиқамиз. Гелий атомининг электрон зичлиги тақсимланиши, унинг электр моментининг ўртача қиймати нолга тенг бўлганлиги учун, сферик симметрияга эга бўлади (*199 - расм*).

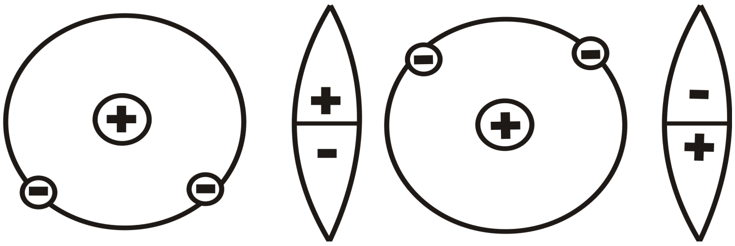


199 – расм. Гелий атоми электрон зичлигининг тақсимланиши

Вақтнинг айрим онларида электронлар фазонинг маълум нуқталарида жойлашиб, бирдан тез ўзгариб турадиган электр диполларини ҳосил қиладилар.

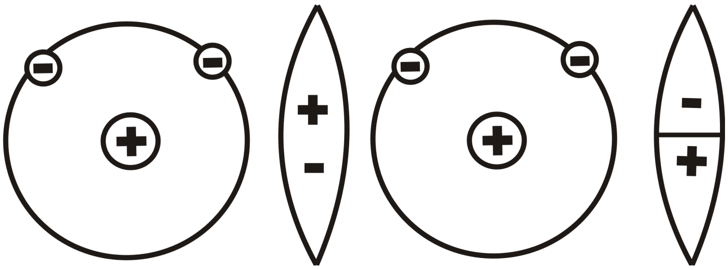
Иккита гелий атомлари яқинлаштирилганда бу атомлар электронлари ҳаракатида («корреляция») мувофиқлик ўрнатилади, натижада атомлар ўртасида ўзаро таъсир кучлари ҳосил бўлади. Бундай кучлар икки хил характерга эга бўладилар:

- агарда электронлар атомларнинг тескари томонларига тўпланиши мувофиқланса (*200 - расм*) тортишиш кучлари ҳосил бўлади;



200 – расм. Гелий атомларида тортишиш кучларини ҳосил бўлиши

- агарда электронлар атомларнинг бир томонларига тўпланиши мувофиқлашса, итариш кучлари пайдо бўлади (*201 - расм*).



201– расм.Гелий атомларида итариш кучларининг ҳосил бўлиши

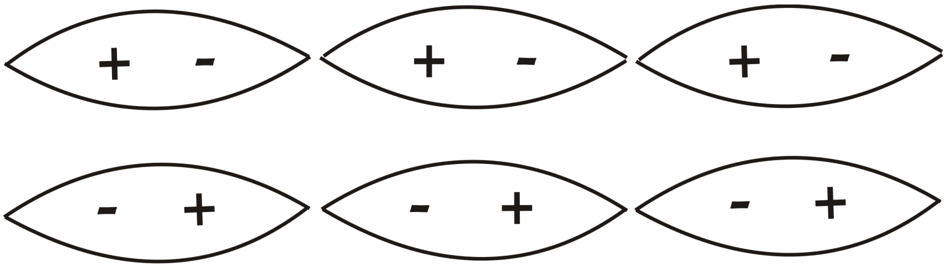
Электронларнинг мувофиқлашган ҳаракати натижасида пайдо бўладиган боғланиш кучлари *дисперсияли кучлар* деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$U_{д} = -\frac{3}{4}\frac{\alpha^2 I}{r^6}\ , \qquad (121.2)$$

бу ерда α - заррачанинг қутбланиши, I - заррачаларнинг қўзғатилиш энергияси, r - диполлар орасидаги масофа.

Ориентациявий таъсир кучлар

Агар молекулалар доимий M – диполь моментига эга бўлсалар, яъни қутбли бўлсалар, у ҳолда улар орасида электростатик таъсир кучлари пайдо бўлади, натижада тизимнинг энергияси камайишига боғлиқ равишда молекулалар қатъий тартибда жойлашишга интиладилар (*202 - расм*).



202 – расм. Қутбли молекулаларда электростатик кучларнинг ҳосил бўлиши

Молекулаларнинг тўғри «ориентацияси» - иссиқлик ҳаракатида бузила бошлайди ва кучли равишда температурага боғлиқ бўлади. Паст температураларда молекулалар тартибли йўналишга тўлиқ эга бўлсалар, ўзаро таъсир энергияси қуйидаги нисбат билан аниқланади:

$$U_{op} = -\frac{M^2}{2\pi\varepsilon_0 r^3}, \qquad (121.3)$$

Юқори температураларда эса:

$$U_{op} = -\frac{M^2}{24\pi^2\varepsilon_0^2 r^3}\frac{1}{r^6}, \qquad (121.4)$$

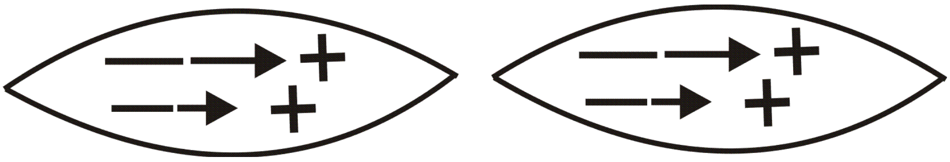
Бу турдаги ўзаро таъсирлар *ориентациявий таъсирлар* деб аталади.

Индукциявий таъсир кучлар

Кучли қутбланишга эга бўлган қутбли молекулаларда қўшни молекулаларнинг доимий диполи майдони таъсирида қўшимча момент ҳосил бўлиши мумкин (*203 - расм*).

Биринчи молекуланинг доимий диполи ва иккинчи молекуланинг индукцияланган диполи орасидаги ўзаро таъсири натижасида вужудга келадиган ўзаро тортишиш энергияси қуйидаги нисбат билан аниқланади:

$$U_{инд} = -\frac{\alpha\mu^2}{\gamma\pi\varepsilon_o^2}\frac{1}{r^6} \qquad (121.5)$$



203 – расм. Кучли қутбланишга эга бўлган молекулаларда қўшимча моментнинг ҳосил бўлиши

Бундай ўзаро таъсир *индукциявий* ёки *деформацияли* таъсир деб аталади.

Умумий ҳолда, иккита молекуланинг яқинлашишида, учта кўринишдаги ўзаро таъсирлар пайдо бўлади ва натижавий таъсир кучлари учта таъсир энергияларининг йиғиндисига тенг бўлади.

$$U = U_g + U_{op} + U_{инд}$$

2. Ионли боғланиш

Инерт газлардан кейин жойлашган ишқор металлар атомларининг валент электронлари тўлган энергетик соҳадан ташқарида ҳаракат қиладилар ва ядро билан кучсиз боғланган бўладилар.

Инерт газлардан олдин жойлашган галоидларда мустаҳкам боғланиш учун битта электрон етишмайди. Шу сабабли, улар қўшимча электрон қабул қилишга интиладилар.

Ишқорли металлар ва галоидлар атомлари орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади.

Аввал металл атомининг электрони галоид атомига ўтади, натижада металл мусбат зарядли ионга, галоид атоми – манфий зарядли ионга айланади. Бу мусбат ва манфий ионлар Кулон қонунига асосан таъсирлашадилар. Бундай боғланиш *ионли* ёки *қутбли* боғланиш деб аталади.

Ионларнинг тортишиш энергияси қуйидагига тенгдир:

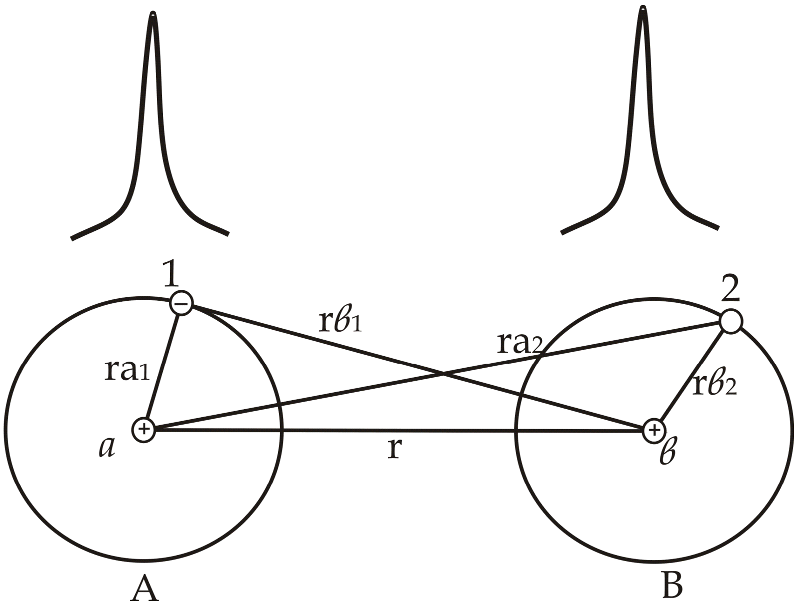
$$U_T = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r} \quad , \qquad (121.6)$$

3. Ковалент боғланиш

Ионли ва Ван-дер-вальс боғланишлари орқали H_2, O_2, N_2 каби молекулалар бирикмалари ҳосил бўлишини, ҳамда олмос ва ярим ўтказгич кристалларидаги боғланишларни тушунтириш мумкин эмас. Бир жинсли атомлар валент электронларини қайта тақсимлаш орқали қарама - қарши зарядли ионларни ҳосил қилиш мумкин эмас. Бошқа тарафдан, O_2, H_2, N_2 молекулаларидаги мустаҳкам боғланиш Ван-дер-вальс кучларидан жуда сезиларли каттадир. Бундай мустаҳкам боғланиш *ковалент боғланиш* деб аталади.

Водород молекуласи мисолида бу боғланиш табиатини кўриб чиқамиз (*204 - расм*).

Масалан, ядроси *a* ва электрони *1* бўлган *A* атом ва ядроси *b*, электрони *2* бўлган *B* атом бир - биридан *r* – катта масофада жойлашган деб ҳисоблаймиз.



204 – расм. Катта масофада жойлашган водород электронлари ҳолатлари

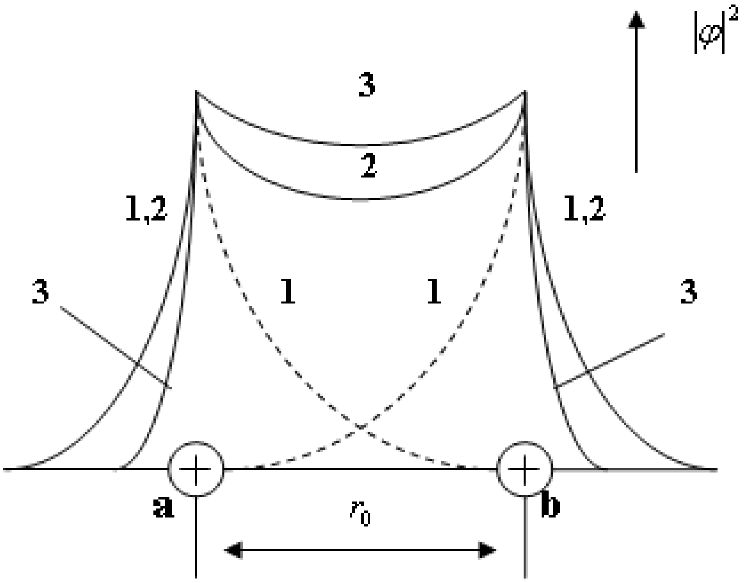
Атом атрофидаги электрон ҳолатини ифодаловчи электрон булути зичлиги ($S = 4\pi r^2 \psi\psi^*$) масофага боғлиқ тез сўниши сабабли *в* ядро атрофида *1* - электроннинг, *а* ядро атрофида *2* - электроннинг бўлиш эҳтимоли жуда кичикдир. Шу сабабли *A* ва *B* атомларни бир - бири билан таъсирлашмайдиган алоҳида атомлар деб ҳисоблаш мумкин ва икки атомдан ташкил топган тизим энергияси $2E_о$ га тенг деб ҳисоблаймиз. Бу ерда E_o – одатдаги шароитдаги алоҳида атомнинг энергиясидир.

Атомларнинг яқинлашиши билан бегона атомларга электронларнинг ўтиш эҳтимоли ортади.

Атомлар орасидаги масофа $r \approx 2A^o$ га етганда бу атомларнинг электрон булутлари бир - бирини тўсабошлайди. Атомларнинг кейинги яқинлашишида булутларнинг тўсиш даражаси ва электронларнинг алмашиш частотаси шу даражада ошаборадики, *1* - электроннинг*A* - атомга, *2* - электроннинг*B* - атомга тегишли эканлиги ўз кучини йўқотади (*205 - расм*).

Шундай қилиб, бу ҳолатда электронлар бир вақтда иккала ядрога тегишли бўлади ва улар *умумлашган* ҳисобланади.

Электронларнинг умумлашиши электронлар зичлигини $|\psi|^2$ қайта тақсимланишига ва тизим энергиясини алоҳида атомларнинг энергиялари йиғиндисига $2E_o$ нисбатан ўзгаришига олиб келади. Расмда *1* - пунктир чизиқлар билан алоҳида атомларнинг электрон



205 – расм. Қисқа масофаларда водород атомлари электрон булутларининг бир - бирини тўсиши

булутлари зичлиги тасвирланган; *2* - узлуксиз чизиқлар билан алоҳида атомлар электрон булутларини оддий йиғиндиси тасвирланган; *3* - қалин чизиқлар *а - в* ядролар учун умумлашган электронлар ҳосил бўлгандаги электронлар булути зичлигини тақсимланиши тасвирланган.

1 - ва *2* - ҳолатларга қараганда *3* - ҳолатда иккала ядролар ўртасидаги электронлар зичлиги ортаборади. Ядролар орасидаги фазода электрон булутлар зичлигининг ортиши тизим энергиясининг камайишига ва атомлар орасида тортишиш кучларини вужудга келтиради. Ана шу *ковалент боғланишни* ҳосил бўлишидир. Водород молекуласининг энергияси

$$U_s = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}$$

га тенг. Бу ерда $2E_0$ – иккита водород атоми энергиялари йиғиндисидир; *К* - электронларнинг ядро билан, электронларнинг ўзаро ва ядроларнинг ўзаро электростатик таъсир энергиясидир. Бу энергия манфийдир ва уни *Кулон энергияси* деб аташади. *А* – атомларнинг ўзаро электронлар билан алмашиш энергиясидир ва у доимо *К* дан катта бўлади $|A| > |K|$. $S< 1$, *К* ва *А* манфий бўлганлиги учун тизим энергияси камайиб боради:

$$U_s = 2E_0, \tag{121.7}$$

Ҳар бир водород атоми ўзининг битта қўшни атоми билан боғланиш ҳосил қилиши мумкин. Бу боғланишни ташкил этувчи иккита электрон қарама - қарши спинларга эга ва битта квант ячейкани эгаллайди.

Учинчи атом, бу шароитда, тортишмасдан итарилади.

Кремний, германий кристалларида элементар катакчадаги атом валент боғланишни тўртта яқин қўшни атомлар билан ҳосил қилади. Шу тўртта ковалент боғланишларни ҳосил қилувчи ҳар икки электрон қарама - қарши спинларга эга бўлади.

4. Металл боғланиш

Менделеев даврий жадвалининг ҳар бир даври бошланишида турган металлар алоҳида жисмлар гуруҳини ташкил этадилар.

Металл атомлари яқин қўшнилари билан ковалент боғланиш ҳосил қилиш учун етарлича валент электронларига эга эмаслар. Масалан, мис атоми фақат битта валент электронига эга ва фақат битта қўшни атом билан ковалент боғланиш ҳосил қилиши мумкин. Аммо, мис кристалл панжарасида ҳар бир атом атрофида ўн иккига яқин қўшни атомлар мавжуддир ва улар билан боғланиш ҳосил қилиш керак. Шу сабабли, металларда ковалент боғланишдан фарқли *металл боғланиш* деб аталувчи алоҳида боғланиш тури мавжуддир.

Металл атомларида ташқи валент электронлари ядро билан кучсиз боғланган. Металл қаттиқ жисм ҳолатига эга бўлганда, атомлар бир - бири билан жуда яқин жойлашиши сабабли, валент электронлар ўз атомларини ташлаб, кристалл панжара бўйлаб эркин ҳаракат қилиш имкониятига эга бўладилар. Натижада кристалл панжарада манфий зарядларнинг бир жинсли тақсимланиши пайдо бўлади ва тугунлар орасидаги фазонинг катта қисмида электронларнинг ўртача зичлиги ўзгармаслиги кузатилади.

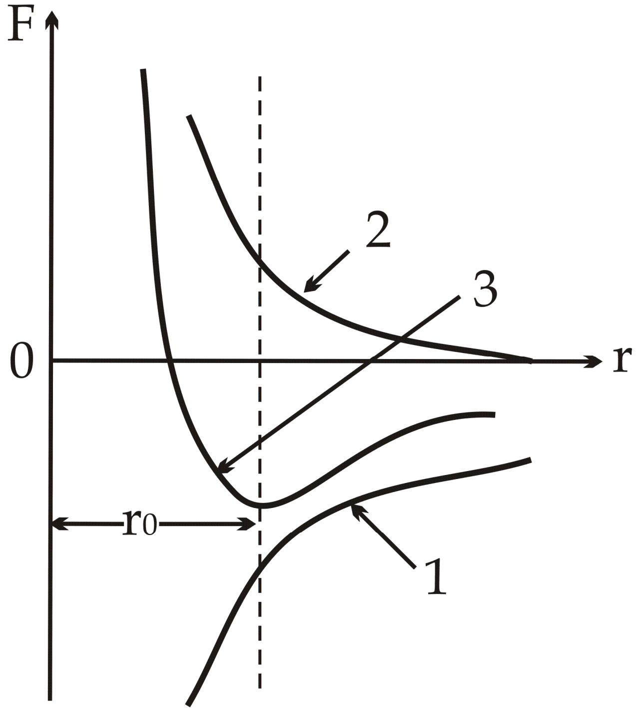
Металл кристалл панжарасидаги боғланиш мусбат ионларнинг электрон газ билан ўзаро таъсири натижасида пайдо бўлади. Мусбат ионлар орасидаги электронлар ядроларни бир - бирига тортади ва итариш кучларини мувозанатлайди. Бошқа тарафдан, ионлар орасидаги масофа камайиши билан тортишиш кучлари орта бошлайди.

Ионлар орасидаги тортишиш ва итариш кучлари тенг бўладиган масофа ўрнатилганда кристалл панжара мустаҳкамлашади.

122 - §. Кристалл панжара

Атом ва молекулаларни яқинлашишида, юқорида келтирилган боғланиш кучларининг табиатига қарамай, улар орасида бир хил умумий характерга эга бўлган таъсир сақланади:

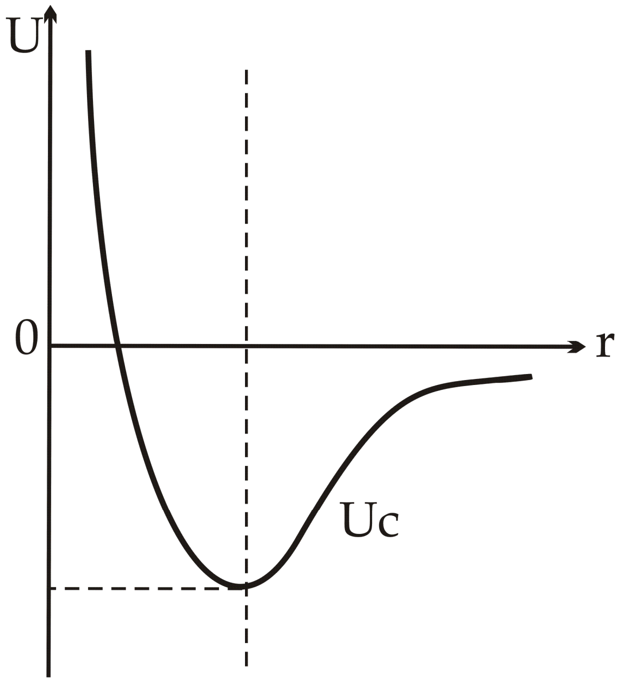
- нисбатан катта масофаларда тортишиш кучлари (F_m) пайдо бўлиб, заррачалар орасидаги масофа қисқариши билан тез ортабошлайди (*206 – расм*, (*2*));



206 – расм. Атомлар орасидаги боғланиш кучлари

- нисбатан кичик масофаларда итариш кучи (F_u) пайдо бўлиб, r масофа қисқариши билан тортишиш кучига нисбатан янада тезроқ орта бошлайди (*206– расм*, (*1*)).

Маълум бир $r = r_0$ масофада итариш кучлари тортишиш кучлари билан тенглашади ва натижада натижавий ўзаро таъсир кучи F нолга айланади (*206 – расм (3)*), ўзаро таъсир энергияси U_c минимал қийматга эришади (*207 - расм*). Шу сабабли, r_0 масофага яқинлашган заррачалар ҳолати мустаҳкам мувозанатдаги ҳолатга айланади.Заррачаларнинг бир - бирига нисбатан r_0 масофа билан қатъий тартибда жойлашиши, тартибли ички тузилишли қаттиқ жисм ташкил бўлишига олиб келади. Қаттиқ жисмнинг тартибли ички тузилиши *фазовий панжара* ёки *кристалл панжара* деб аталади.



207 – расм. Атомлар орасида мустаҳкам мувозанат ҳолатининг ҳосил бўлиши

Демак, кристалларда атомларнинг жойлашиши, уларни фазовий даврийлик ёки трансляциявий симметриялик хоссасига эга бўлишига олиб келади. Фазовий даврийлик икки хил учрайди: 1. Бравэ трансляцион панжараси ва 2. Асосли панжара.

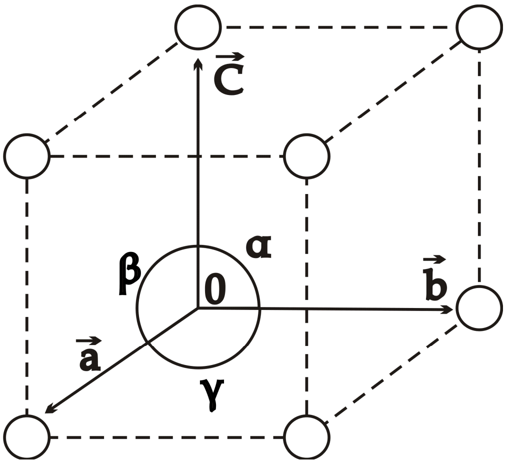
Ҳар қандай кристаллда бир текисликда ётмаган учта бош йўналишлар мавжуд, бу йўналишларда бир хил вазиятдаги қўшни атомлар орасидаги масофалар $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар орқали белгиланади. Чексиз кристалл панжарани ҳар бир $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ йўналишларда, уларга каррали масофага силжитиш кристалл панжаранинг вазиятини ўзгартирмайди

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$$

Шунинг учун $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар трансляциянинг энг кичик векторлари ёки *масштаб векторлар* деб аталади, уларнинг сонли катталиклари *трансляция даврлари* деб аталади.

Учта бош йўналишларда ётган қандайдир тугунни параллел кўчириш натижасида ҳосил қилинган панжара трансляция панжараси ёки *Бравэ панжараси* деб аталади. $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ векторлар асосида қурилган энг кичик параллелепипед кристаллнинг энг кичик катаги ёки *элементар ячейкаси* дейилади (*208 - расм*).

Барча элементар ячейкаларнинг ҳажми $V_0 = \vec{a}[\vec{b} \cdot \vec{c}]$ га тенг бўлади. Кристалл панжарасида атомларнинг марказлари жойлашган нуқталар – *тугунлар*, улар орасидаги соҳа *тугунлараро соҳа* деб аталади.

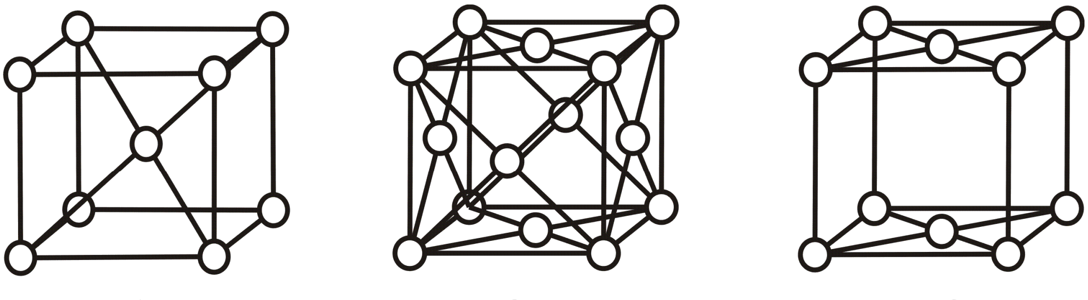


208 – расм. Элементар ячейканинг асосий параметрлари

Элементар ячейкани тавсифлаш учун, умумий ҳолда олтита катталикни киритиш зарур: элементар ячейканинг уч қирраси $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ ва улар орасидаги учта бурчаклар $(\alpha\ , \beta\ , \gamma\ )$. Бу катталиклар элементар ячейканинг параметрлари, *a*, *b*, *c* кесмаларни эса, *ўқ бирликлари* деб аташади.

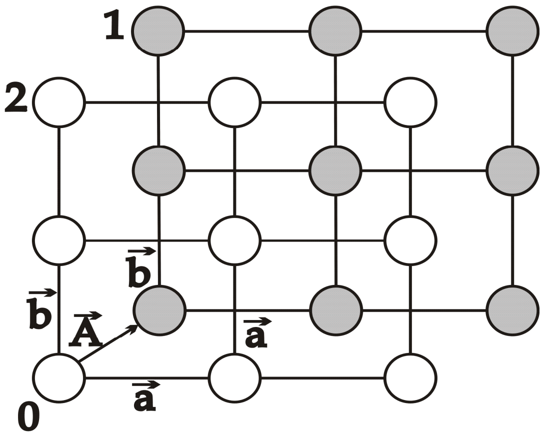
Фақат тугунларида атомлар бўлган элементар ячейкани – оддий элементар ячейка деб аталади.

Чўққиларидан ташқари, бошқа нуқталарида атомлар жойлашган элементар ячейкалар уч хил бўлади: ҳажм бўйича марказлашган панжара (1), томонлари марказлашган панжара (2) ва асослари марказлашган панжара (3) (*209 - расм*).



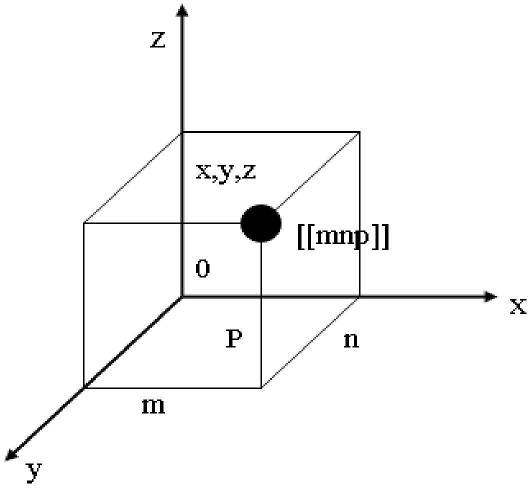
209 – расм.Элементар ячейкаларнинг турлари

210 - расмда бир-бирига ёндаштирилган иккита Бравэ панжараси (1,2) дан ҳосил бўлган панжара келтирилган. Бу иккита Бравэ панжараси $\vec{a}, \vec{b}$ трансляция векторларидан иборат. Бундай умумий кўринишдаги панжара *асосли панжара* деб аталади ва улар асосан олмос ва ярим ўтказгичлар кристалларида учрайди.



210– расм. Бир – бирига ёндаштирилган Бравэ панжаралари

Панжаранинг исталган тугуни ҳолатини танланган координата бошига нисбатан, унинг учта координатаси *x*, *y*, *z*, билан аниқланади (*211 - расм*).



211 – расм. Панжаранингтугуниҳолати

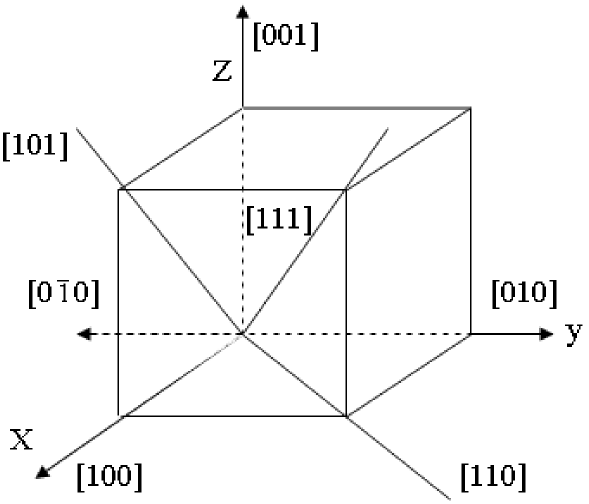
Бу координаталарни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = pc$$

бу ерда a, b, c – панжара параметрлари, m, n, p – бутун сонлар.

Агарда узунлик ўлчови бирлиги сифатида панжара параметрлари олинса, у ҳолда тугуннинг координаталари оддий m, n, p сонлардан иборат бўлади. Бу сонлар тугунлар *индекслари* деб аталади ва қуйидагича белгиланади $[[mnp]]$. Манфий индекслар бўлган ҳолда минус ишоралари индекслар устига қўйилади $[\vec{2}1\vec{3}]$.

Кристаллдаги йўналишларни ифодалаш учун координата бошидан ўтган тўғри чизиқ олинади (*212 - расм*).



212 – расм. Кристалл панжаранинг йўналишлари

Кристалл йўналишлари қуйидагича белгиланади $[mnp]$.

Кристалл панжара текисликларини панжара ўқини кесиб ўтадиган учта A, B, C кесмалар орқали ифодаланади. A, B, C ўқ бирликларининг тескари қийматлари олинади: $1/A$, $1/B$, $1/C$. Қандайдир D умумий кўрсаткич танлангандан сўнг $n = \frac{D}{A}$, $k = \frac{D}{B}$, $\ell = \frac{D}{C}$ бутун сонлар текислик индекслари сифатида қабул қилинади ва қуйидагича белгиланади $(hk\,\ell)$.

123 - §. Кристалл тизимлари

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

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

Бу кристалл тизимларини қисқача тарифлаймиз.

Кубик тизим.

Бу тизимга уч хил панжара: содда, ҳажм бўйича марказлашган, ёнлари марказлашган кубик панжаралар киради. Ягона фазовий параметр Бравэ куби қиррасининг a узунлигидир.

Тетрагонал ёки квадратик тизим

Бравэ параллелепипеди асоси квадрат бўлган тўғри призмадир. Бу тизимга содда ва ҳажм бўйича марказлашган панжаралар киради. Тетрагонал панжаранинг иккита параметри бор: квадрат асоси қиррасининг a узунлиги ва параллелепипеднинг c баландлиги.

Гексагонал тизим

Бу тизимнинг асосини мунтазам олти қиррали призма ташкил қилади. Унинг асосий параметрлари – призма асоси томонининг a узунлиги ва призманинг c баландлигидан иборат.

Ромбоэдрик тизим

Бравэ параллелепипеди ромбоэдр шаклга эга. Бу тизимнинг ягона панжараси томонлари бир хил ромблардан иборат содда панжарадир. Унинг икки параметри бор: ромб қиррасининг а узунлиги ва қирралар орасидаги α бурчак.

Ромбик ва ортогонал тизим

Бравэ параллелепипеди тўғри бурчакли бўлиб, унинг учта қиймати – a, b, c қирраларининг узунликлари панжаранинг параметрлари бўлиб хизмат қилади. Бу тизимда Бравэ панжарасининг 4 хили: содда, ҳажм бўйича марказлашган, томонлари марказлашган ва асослари марказлашган панжаралар мавжуд.

Моноклин тизим

Бравэ параллелепипеди – тўғри параллелепипеддан иборат. Унинг асоси параллелограмдан иборат бўлади. Моноклин панжаранинг 4 хил параметрлари бор: Бравэ параллелепипеди қирраларининг a, b, c узунликлари ва улардан иккитаси орасидаги бурчак.

Триклин тизим

Бу тизимнинг панжаралари фақат содда панжаралардир. Бравэ параллелепипеди ихтиёрий шаклда бўлиши мумкин. Панжаранинг параметрлари қуйидагилардан иборат: Бравэ параллелепипеди қирраларининг a, b, c узунликлари ва улар орасидаги $\alpha\,,\beta\,,\gamma$ бурчаклар.

124 - §. Эркин атомларнинг энергетик сатҳлари

Атомда электроннинг ҳолати тўртта квант сони билан аниқланади: n – бош квант сони, ℓ – орбитал, m_ℓ – магнит ва G – спин квант сонлари.

Водород атомида *бош квант сони* атомнинг стационар ҳолатдаги энергиясини $E(n)$ белгилайди:

$$\mathrm{E}(n) = -\frac{R}{n^2}, \tag{124.1}$$

бу ерда R = 13,6 эB – Ридберг универсал доимийси, ажратилган водород атоми потенциал ўрасининг чуқурлигини белгилайди.

Орбитал квант сони ℓ электроннинг импульси – ҳаракат миқдорининг орбитал моментини белгилайди:

$$\mathrm{P}_\ell = \frac{\hbar}{2\pi}\sqrt{\ell(\ell+1)}\,, \tag{124.2}$$

ℓ – квант сони қуйидаги бутун сонли n – та қийматларни қабул қилади:

$$\ell = 0,1,2,....,(n-1).$$

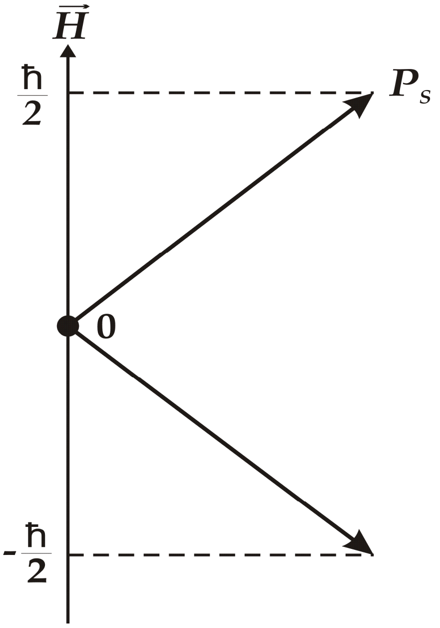
Магнит квант сони m_ℓ ҳаракат микдори орбитал моментининг $\vec{\mathrm{H}}$ магнит майдон йўналишига проекциясини белгилайди: Вектор $\vec{\mathrm{P}}_\ell$ нинг $\vec{\mathrm{H}}$ йўналишига нисбатан бурилиши шундай бўладики, бу ҳолда унинг шу йўналишга проекцияси $\hbar$ га тенг карралиги сақланади :

$$\mathrm{P}_{\ell n} = m_e \hbar \,, \qquad (124.3)$$

m_ℓ – квант сони қуйидаги қатор дискрет ($2\ell+1$) қийматларни қабул қилади:

$$m_\ell = -\ell, -(\ell-1), ..., 0, 1, 2, ..., \ell$$

Спин квант сони электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моментининг $\vec{\mathrm{H}}$ йўналишига нисбатан (ориетациясини) бурилишини белгилайди. $\vec{P}_s$ вектори $\vec{\mathrm{H}}$ йўналишга нисбатан шундай буриладики, унинг $\vec{\mathrm{H}}$ га проекцияси қуйидагига тенг бўлади (*213 - расм*): $P_{SH} = \sigma\,\hbar$ бу ерда, σ – фақат иккита қийматни қабул қилади: 1/2 ва -1/2.



213 – расм. Электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моментлари йўналишлари

Барча бошқа квант сонларининг исталган қийматларида орбитал квант сонининг қиймати ℓ =0 га тўғри келадиган ҳолатлар *S - ҳолатлар* деб аталади; ℓ =1 бўлган ҳолатлар – *p – ҳолатлар* деб аталади; ℓ =2 бўлган ҳолатлар – *d – ҳолатлар* деб аталади; ℓ =3 бўлган ҳолатлар – *f – ҳолатлар* деб аталади ва х.к.

Водород атомидан фарқли бўлган кўп электронли атомларда энергия фақат *n* - га эмас, балки ℓ га ҳам боғлиқ бўлади *E*(*n*, ℓ). Водород атомининг учта гуруҳ энергетик ҳолатларига тегишли ажралган энергетик сатҳларнинг жойлашиш чизмаси 3 – жадвалда келтирилган.

Водород атоми учта бош квант сонларига тегишли энергетик сатҳларнинг жойлашиш чизмаси

3 – жадвал.

E (n)-энергетик ҳолатлар	Айниганлик карраси (2 ℓ +1)	Электронларнинг сони	Ажралган энергетик сатҳлар
E (3,2) 3d	5	10	------------------ 2 ------------------ 1 3d ------------------0 ----------------- -1 ------------------ -2
E (3,1) 3p	3	6	------------------ 1 3p ------------------ 0 ------------------ -1
E (3,0) 3s	1	2	3s ------------------ 0
E (2,1) 2p	3	6	------------------ 1 2p ------------------ 0 ------------------ 1
E (2,0) 2s	1	2	2s ------------------ 0
E (1,0) 1s	1	2	1s ------------------ 0

Барча *S* – энергетик сатҳлар айнимаган сатҳлардир, чунки бу сатҳларга факат битта электрон ҳолати тўғри келади.

P – энергетик сатҳлар 3 - карра айниган бўлади ва уларга электронларнинг 3 та ҳолати тўғри келади:

$$m_l = -1,\ \ 0,\ \ +1$$

Ҳар бир ҳолатга иккита электрон жойлашиши мумкин бўлгани учун, барча сатҳларни тўлдириш учун 6 - та электрон керак бўлади.

Умумий ҳолда ℓ орбитал квант сонли сатҳ $(2\ell+1)$ карра айниган бўлади ва унда $2(2\ell+1)$ электронлар жойлашиши мумкин.

Эркин атом кучли майдонга киритилса, сатҳларнинг айниганлиги йўқолади ва улар $(2\ell+1)$ сатҳларга ажралади. Ташқи майдон энергетик сатҳларнинг потенциал чуқурликда жойлашишига қараб,турлича таъсир этади. Ядрога яқинроқ жойлашган электронларга майдон деярли таъсир этмайди. Ядродан узоқроқ жойлашган электронларга майдон кучли таъсир этабошлайди.

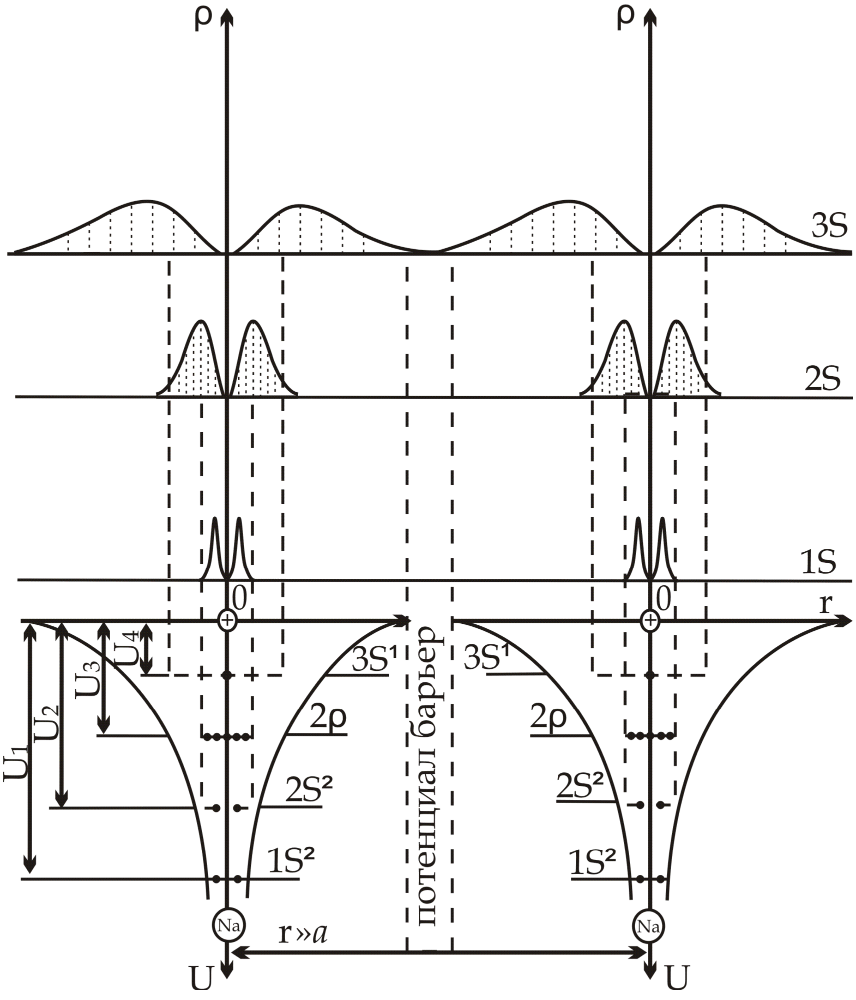
125 - §. Кристалларда электронларнинг умумлашуви

Қаттиқ жисмларда атомлар орасидаги масофалар ниҳоятда кичик ва ҳар бир атом қўшни атомларнинг кучли майдони таъсирида бўладилар. Қуйидаги идеаллашган мисолда қўшни атомларнинг кучли майдонини энергетик сатҳларга таъсирини кўриб чиқамиз.

N та натрий атомини кристалл панжара кўринишида жойлаштирамиз ва бошланишда улар орасидаги масофани атомлар майдони бир – бири билан таъсир доирасида бўлмайдигн тарзда танлаймиз. Бу ҳолда электронларнинг энергетик ҳолатлари худди алоҳида атомлар электронларининг энергетик ҳолатига ўхшаган бўлади. *214* - расмда иккита натрий атомининг энергетик чизмаси келтирилган. Расмда бу атомларнинг ҳар бири понасимон потенциал чуқурлик сифатида ва бу чуқурлик ичида 1*s*, 2*s*, 2*p*, 3*s* энергетик сатҳлар жойлашганлиги тасвирланган . Натрийнинг 1*s*, 2*s*, 2*p* энергетик сатҳлари электронлар билан бутунлай тўлган. 3*s* сатҳ ярмигача тўлган, 3*s* дан юқорида жойлашган энергетик сатҳлар бўшдир.

Расмдан кўринишича, натрийнинг алоҳида турган атомлари, қалинлиги $r \gg a$ бўлган потенциал тўсиқ билан ажралиб турибди, бу ерда *a* – кристалл панжара доимийси.

Ҳар хил энергетик сатҳларда жойлашган электронларнинг потенциал тўсиқлари баландлиги *U* бир - биридан фарқлидир. Бу баландликлар 00 - ноль энергетик сатҳдан тегишли энергетик сатҳларгача бўлган масофаларга тенгдир. Потенциал тўсиқ бир атомдан иккинчисига электронларнинг эркин ўтишига қаршилик қилади.

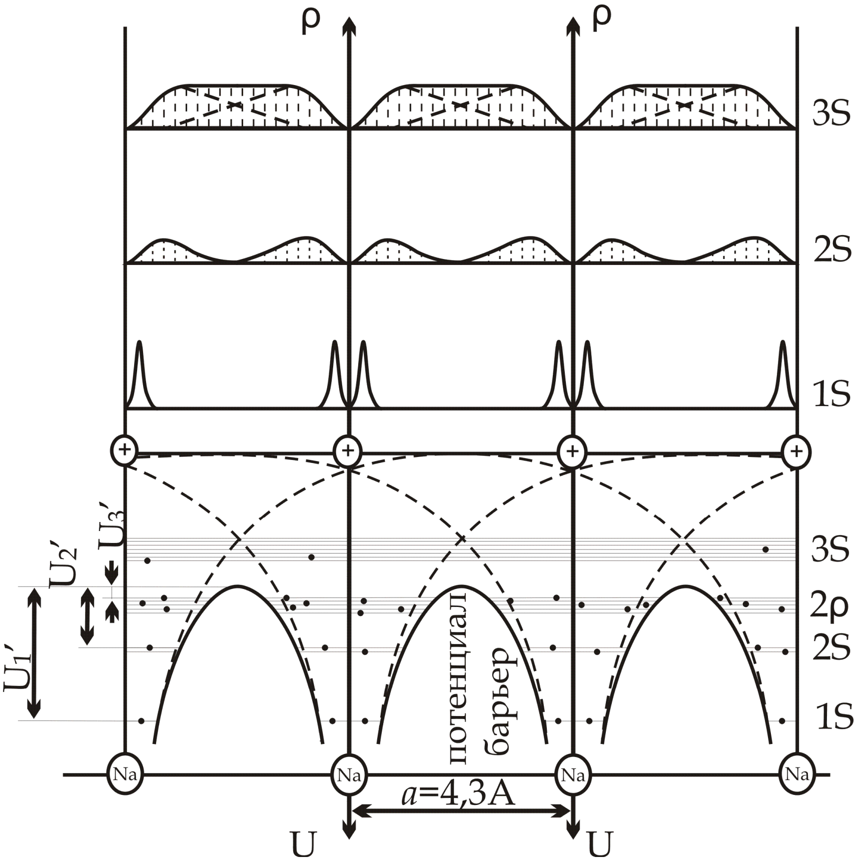


214 - расм. Бир – бири билан ўзаро таъсирда бўлмаган натрий атомлари электронларининг энргетик ҳолатлари

Расмнинг юқори қисмида ядро атрофида электроннинг бўлиш эҳтимоллиги зичлигининг тақсимланиши $S = 4\pi r^2 \psi\psi^*$ келтирилган. Бу эгри чизиқларнинг максимумлари электронларнинг Бор орбиталари ҳолатларига тўғри келади. Энди кристалл панжаранинг симметриясини бузмасдан, атомлар тизимини аста - секин сиқабошлаймиз. Атомларнинг бир - бирига яқинлашиши билан улар орасидаги таъсир кучи кучая бошлайди ва кристалл панжара доимийсига тенг масофаларда кристаллга хос хусусиятлар намоён бўлабошлайди.

215 - расмдан кўринишича, қўшни атомларни ажратувчи потенциал чизиқлар бир - бирининг устига қисман туша бошлайди ва 00 – энергетик сатҳдан пастда жойлашган натижавий эгри чизиқни ҳосил қилади. Шундай қилиб, атомларнинг бир - бирига яқинлашиши потенциал тўсиққа икки хил таъсир ўтказади:

- тўсиқ қалинлигини панжара доимийсигача камайтиради ва баландлигини пасайтиради.



215 – расм. Бир – бири билан ўзаро таъсирда бўлган натрий атомлари электронларининг энергетик ҳолатлари

1s энергетик сатҳ электронлари учун тўсиқ баландлиги U_1^1, 2*s* – учун U_2^1, 2*p* – учун U_3^1 га тенг бўлади. 3*s* – энергетик сатҳ электронлари учун тўсиқ баландлиги натрий атомининг 3*s* – энергетик сатҳининг бошланғич ҳолатидан анча пастда жойлашади. Шунинг учун бу сатҳнинг валент электронлари амалда бир атомдан иккинчисига тўсиқсиз ўтиши мумкин. Шу ҳолатни валент электронларининг электрон булути характери ҳам кўрсатиб турибди. Бу ҳодиса кристалл панжарада *электронларнинг тўла умумлашиш ҳодисаси* деб аталади.

Бундай умумлашган электронлар – *эркин электронлар* каби бўлиб, уларнинг тўплами эса *электрон газ* деб аталади.

Атомларнинг яқинлашишидан потенциал тўсиқнинг кенглиги ва баландлигини кескин камайиши натижасида кристалл панжаранинг нафақат валент электронлари, балки пастки сатҳларда жойлашган электронлари ҳам эркин ҳаракат қилиши мумкин. Пастки энергетик сатҳлардаги электронлар тўсиқни *туннель механизми* орқали ўтиши ҳисобига силжий оладилар. Бу тўсиқлар баландлиги қанча паст ва кенглиги юпқа бўлса, электронлар шунча тўла умумлашади ва *эркин электронлар,* деб ҳисобланади.

126 - §. Кристалларда энергетик соҳаларнинг ҳосил бўлиши

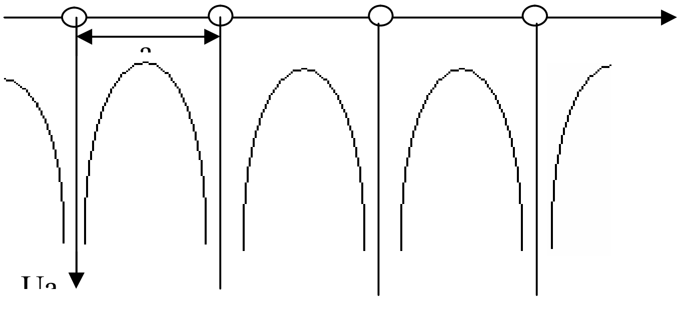
Қаттиқ жисмлар физикаси назариясининг асосий масаласи кристаллардаги электронларнинг энергетик спектрини аниқлашдан иборат. Кристалл панжара бўйича электроннинг ҳаракатини қуйидаги Шредингер тенгламаси орқали ифодалаш мумкин:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\psi = 0, \qquad (126.1)$$

бу ерда E – электроннинг тўла энергияси, U – потенциал энергияси ва m – унинг массасидир. Агар умумлашган электронлар атомлар билан етарлича кучли боғланишни сақлаб қолсалар, уларнинг потенциал энергиясини қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$U = U_a + \delta U, \qquad (126.2)$$

бу ерда U_a – алоҳида атомдаги электроннинг потенциал энергиясидир (*216 - расм*).



216 – расм. Кристалл панжара атомлари потенциал энергияларининг кўриниши

Кристалл учун бу энергия панжара параметрига тенг даврий функциядир, чунки электрон энергияси уни бир атомдан иккинчисиги ўтишида қайтарилиб туради. δU – қўшни атомларнинг таъсирини инобатга олувчи қўшимча ҳаддир.

Агарда (65.2) – ифодада қўшимча ҳадни инобатга олмасак, алоҳида атомдаги электроннинг тўлқин функциясини ва энергиясини қуйидагича тасвирлаш мумкин:

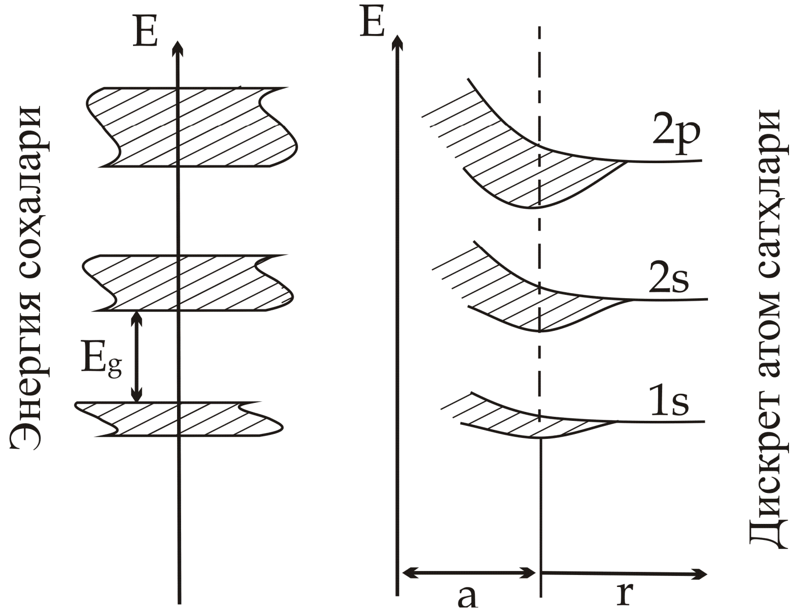
$$\psi = \psi_a \ , E = E_a(n,\ell)$$

бу ерда *n, ℓ* - атомдаги электроннинг энергиясини аниқловчи бош ва орбитал квант сонларидир.

Кристалл ва алоҳида атомдаги электроннинг энергетик сатҳлари орасидаги фарқ қуйидагидан иборат. Агарда алоҳида атомдаги E_a *(n,ℓ)* энергетик сатҳ ягона бўлса, *N* та атомлардан ташкил топган кристаллда бу энергетик сатҳ *N* марта такрорланади. Бошқача қилиб айтганда, атомдаги ҳар бир энергетик сатҳ кристаллда *N* карра айниган бўлади.

Энди потенциал энергиядаги δU қўшимча ҳадни кўриб чиқамиз.

Кристалл ҳосил бўлишида ҳар бир атом қўшни атомларнинг ўсиб борувчи майдонига кириб боради ва улар билан ўзаро таъсирда бўлабошлайди. Бу таъсир юқоридаги энергетик сатҳларнинг айниш ҳолатини йўққа чиқаради. Натижада алоҳида атомдаги E_a *(n,ℓ)* энергетик сатҳ *N* та бир-бирига яқин жойлашган энергетик сатҳларга ажралади ва *энергетик соҳа* ҳосил қилади (*217 - расм*).



217 – расм. Кристалл панжара шаклланишида энергетик соҳаларнингҳосил бўлиши

Агарда, ажралган атомда энергетик сатҳ $(2\ell+1)$ карралик айниган бўлса, унга тегишли энергетик соҳа, кристалл панжара ҳосил бўлганда, $N(2\ell+1)$ та ажралган сатҳларга эга бўлади. S – сатҳ N та ажралган сатҳлардан иборат S – соҳани ҳосил қилади ва бу соҳа $2N$ та электронларнинг ўз ичига жойлаштира олади.

P – энергетик сатҳ $3N$ та ажралган сатҳлардан иборат P – соҳани ҳосил қилади ва бу соҳа ўзига $6N$ та электронларни жойлаштира олади.

Маълум бир ўлчамли кристаллдаги энергетик соҳанинг ажралган энергетик сатҳлари орасидаги масофа жуда кичикдир.

Масалан, ҳажми 1 $см^3$ бўлган кристалл тахминан 10^{22} та атомлардан ташкил топган бўлса, энергетик соҳанинг кенглиги 1*эВ* бўлганда, ажралган энергетик сатҳлар орасидаги энергетик масофа $\sim 10^{-22}$*эВ* га тенг бўлади. Шунинг учун ажралган энергетик сатҳлардан ташкил топган соҳани деярли узлуксиз деб ҳисоблаш мумкин. Аммо энергетик сатҳлар миқдори чегараланган бўлгани сабабли, ҳолатлар бўйича электронларнинг тақсимот характерини аниқлаш катта аҳамиятга эга бўлади.

Кристалл панжаранинг майдони атомларнинг ташқи валент электронларига кучли таъсир қилади. Кристаллдаги бу электронларнинг ҳолати энг кучли ўзгаради, уларнинг энергетик сатҳларидан ташкил топган энергетик соҳа жуда кенг бўлади. Ядро билан кучли боғланган ички электронлар қўшни атомларнинг кучсиз таъсирида бўлади, натижада уларнинг кристаллдаги энергетик сатҳлари деярли ажралган атомлардагига ўхшаш торлигича ўзгармай қолади.

213 – расмда дискрет атом сатҳларидан кристалл панжара шаклланганда энергетик соҳалар ҳосил бўлишининг чизма тасвири келтирилган.

Шундай қилиб, алоҳида атомнинг ҳар бир энергетик сатҳига, кристаллда унга тегишли, мумкин бўлган энергетик соҳа тўғри келади: $1s$ энергетик сатҳга – $1s$ энергетик соҳа, $2p$ – энергетик сатҳга – $2p$ энергетик соҳа ва ҳ.к.

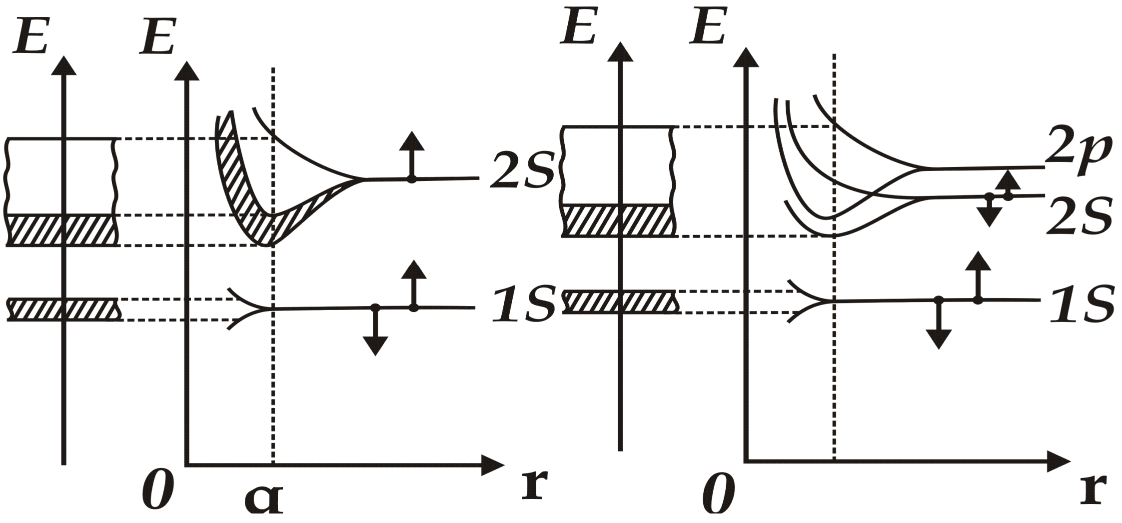
Электронлар эгаллаши мумкин бўлган энергетик соҳалар E_g тақиқланган энергетик соҳалар билан ажратилган бўлади.

Атомдаги электроннинг энергияси ортиши билан мумкин бўлган энергетик соҳалар кенглиги катталаша боради, тақиқланган соҳалар кенглиги торая бошлайди.

218 – 220 - расмларда мисол тариқасида литий, бериллий ва олмос тузилишига эга бўлган ҳимиявий элементларнинг (олмос, кремний ва германий) энергетик соҳалари келтирилган.

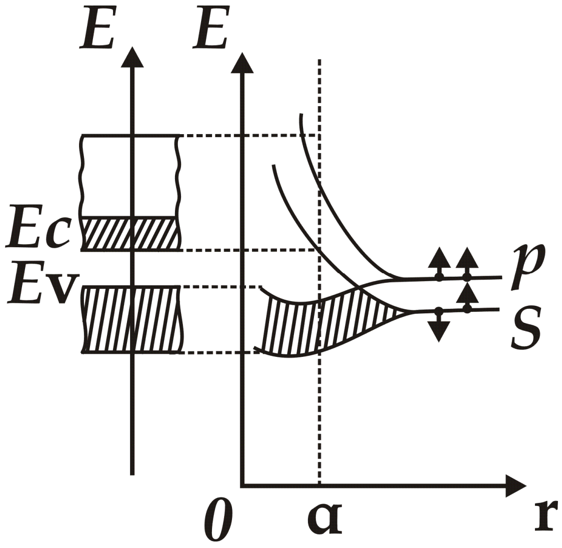
Литий кристаллида (*218 - расм*) 1*s* – сатҳ тор энергетик соҳани, 2*s* – сатҳ кенг энергетик соҳани ҳосил қилади.

Бериллий кристаллида 2*s* ва 2*p* энергетик соҳалар бир - бирини тўсиб туради ва *аралашган, гибрид соҳа* деб аталувчи соҳани ҳосил қилади (*219 - расм*).



218 - расм **219 - расм**

Литий ва бериллий элементларнинг энергетик соҳалари



220 – расм. Ярим ўтказгичларнинг энергетик соҳалари

Худди шундай тасвир Менделеев жадвали 2 - гуруҳининг асосий элементларида ҳам ҳосил бўлади.

Олмос тузилишли химиявий элементларда энергетик соҳалар ҳосил бўлиши бошқача кечади (*220 - расм*). Бу ерда s – ва p – энергетик сатҳлардан ҳосил бўлган соҳалар бир - бири билан тўсишиб, 2 га ажралади, уларнинг ҳар бирида битта s ва учта p – ҳолат мавжуддир (sp^3 – гибрид боғланиш). Бу соҳалар тақиқланган соҳа билан ажралиб туради. Пастдаги электронлар жойлашиши мумкин бўлган соҳа *валент соҳа,* юқоридагиси *ўтказувчанлик соҳаси* деб аталади.

127 - §. Электрон энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлиги

Кристалларда электронларнинг энергетик спектрлари соҳавий характерга эга бўлишини кўриб чиқдик. Энди эса, ҳар бир энергетик соҳа ичида электроннинг E энергияси p – импульсга қандай боғлиқлигини кўриб чиқамиз. $E(p)$ – боғлиқлик *дисперсия қонуни* деб аталади.

Аввал, энг оддий бўлган эркин электроннинг ҳаракатини кўриб чиқамиз. Унинг x – ўқи бўйлаб ҳаракати қуйидаги Шредингер тенгламаси билан ифодаланади:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2}+\frac{2m}{\hbar^2}E\psi=0, \qquad (127.1)$$

бу ерда $E=\frac{p^2}{m}$ дан иборат, чунки эркин электрон фақат кинетик энергияга эга бўлади. Ана шу ифода *дисперсия нисбатини* намойиш этади.

Бошқа тарафдан ,

$$P=\frac{\hbar}{\lambda/2\pi}, \qquad (127.2)$$

бу ерда λ – электрон тўлқинининг узунлиги ва у тўлқин вектори билан қуйидагича боғлангандир:

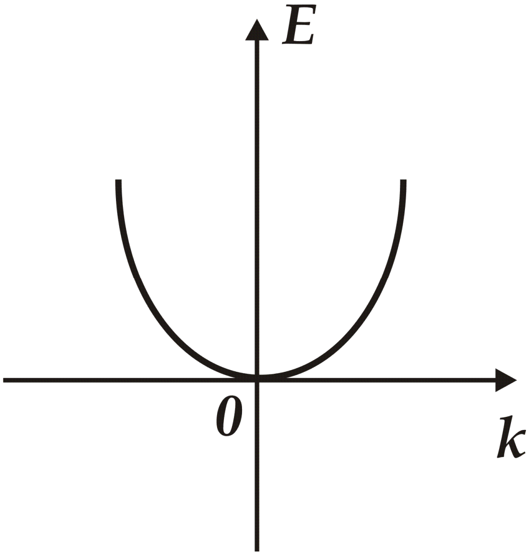
$$k=\frac{2\pi}{\lambda}, \qquad (127.3)$$

Тўлқин вектори электрон тўлқинининг тарқалиш йўналиши билан мос келади ва *электроннинг тўлқин вектори* деб ҳам аталади. Юқоридаги ифодалардан қуйидагига эга бўламиз:

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \qquad (127.4)$$

Бу ифода эркин электрон энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлигини белгилайди ва дисперсия нисбатининг бошқача кўриниши ҳисобланади.

(127.4) – ифодадан эркин электроннинг дисперсия қонуни бир ўлчамли ҳаракатлар учун квадратик характерга эга эканлиги кўриниб турибди (*221 – расм*).



221 – расм. Эркин электроннинг дисперсия қонуни

Шредингер тенгламасининг (127.1) ечими ясси чопадиган тўлқиндан иборат:

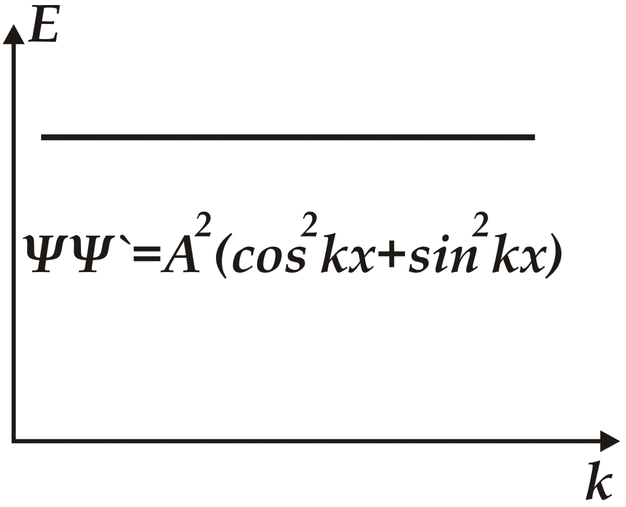
$$\psi = Ae^{ikx}, \qquad (127.5)$$

бу ерда *A* – тўлқин амплитудаси.

Тўлқин функцияси модулининг квадрати фазонинг маълум қисмида электронни бўлиш эҳтимоллигига пропорционалдир. *222* – расмдан кўринишича, эркин электрон учун бу эҳтимоллик электроннинг координатасига боғлиқ эмас, чунки

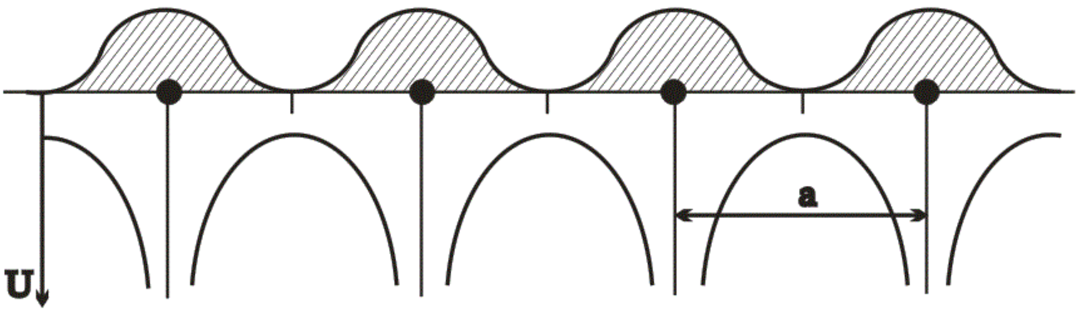
$$|\psi|^2 = \psi\psi* = A^2, \qquad (127.6)$$

x ўзгариши билан ўзгармасдан қолади.Эркин электрон учун фазонинг барча нуқтаси эквивалентдир ва уни фазонинг исталган нуқтасида топиш эҳтимоллиги бирхилдир.



222 – расм. Эркин электроннинг фазода бўлиш эҳтимоллиги

Кристалл панжара ионларининг тартибли жойлашишидан ҳосил бўлган кристаллнинг даврий майдонида ҳаракатланаётган электрон учун дисперсия қонуни бошқача кўринишда бўлади (*223 – расм*).



223 – расм. Кристалл панжаранинг даврий майдони

Кристаллнинг берилган нуқтасида электронни топиш эҳтимоллиги x координатанинг даврий функциясидир, чунки кристалл панжара доимийси a – га каррали (A, A' ва B) ҳолатларда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги бирхилдир. Фақат битта давр чегарасидаги нуқталарда электронни топиш эҳтимоллиги ҳар хилдир. Бу даврий майдонда ҳаракат қилаётган электронинг тўлқин функцияси $\psi(x)$ амплитудаси доимий ўзгармас қолмаслигини билдиради. Бошқача қилиб айтганда, тўлқин функциясининг амплитудаси кристалл панжара доимийси a билан модуляцияланган, деб ҳисобланади. Ушбу модуляцияланган амплитудани $U(x)$ орқали белгилаймиз. У ҳолда, кристаллнинг даврий майдонида x – ўқи йўналишида ҳаракатланаётган электроннинг тўлқин функциясини қуйидаги кўринишда келтириш мумкин:

$$\psi(x) = U(x)e^{ikx} \quad , \qquad (127.7)$$

бу ерда $U(x+na) = U(x)$, n исталган бутун сон. Бу функциянинг аниқ кўриниши Шредингер тенгламасидаги потенциал энергиянинг $U(x)$ кўриниши билан аниқланади. Электроннинг дисперсия қонунида ҳам тегишли ўзгаришлар содир бўлади: Биринчидан, шундай электронларнинг энергетик спектри соҳавий характерга эга бўлади, E_a атом сатҳларидан ташкил топган, мумкин бўлган соҳалар тақиқланган энергияли соҳалар билан ажралган бўлади. Иккинчидан, ҳар бир энергетик соҳа ичида электроннинг энергияси тўлқин векторининг даврий функциясидан иборат бўлади:

$$U(k) = E_a + c + 2A\cos ka \quad , \qquad (127.8)$$

бу ерда E_a – соҳа ҳосил қилувчи атом сатҳининг энергияси, c – ушбу сатҳнинг қўшни атомлар майдони таъсирида силжиши, A – кристаллда тўлқин функцияларининг ўзаро туташувидан электронларнинг бир атомдан иккинчисига ўтиш эҳтимоллигини ҳисобга олувчи ўзаро *алмашиш интегралидир*.

Тўлқин функциялари қанчалик кучли туташишса, A шунча катта бўлади, яъни қўшни атомлар ўзларининг электронлари билан каттароқ частота билан алмашадилар.

S – ҳолат учун $A_s < 0$, p – ҳолат учун $A_p > 0$ шунинг учун (127.8) – ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$U_s(k) = E'_s - 2A_s \cos ka \, , \qquad (127.9)$$

$$U_p(k) = E'_p + 2A_p \cos ka \quad , \qquad (127.10)$$

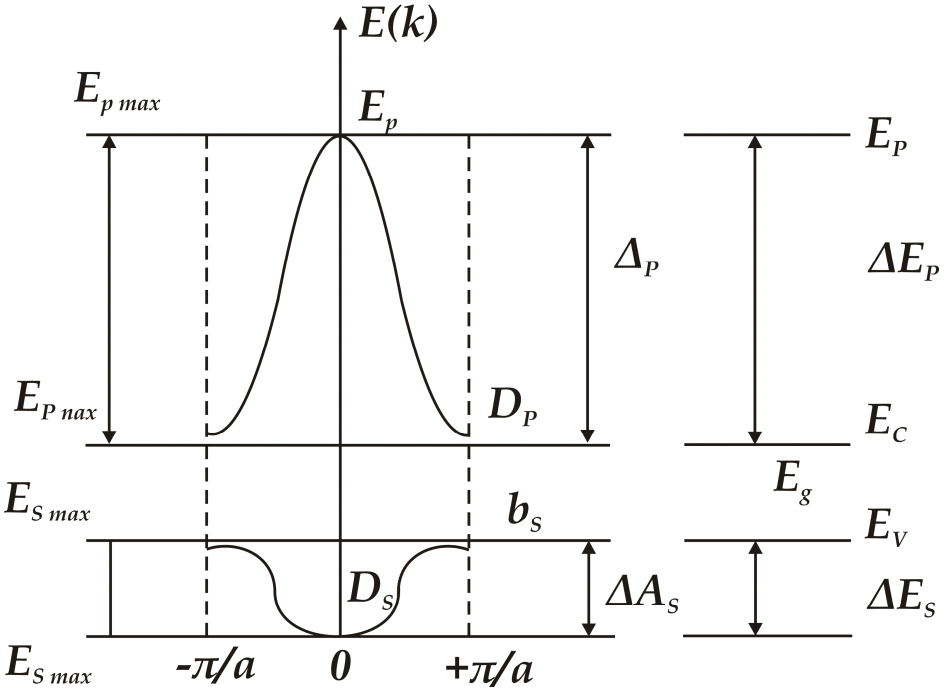
бу ерда A_s, A_p – бу ҳолатларнинг алмашиш интегралларининг абсолют қийматларидир.

Қуйидаги *224* – расмда, (127.9) ва (127.10) тенгламалар асосида чизилган, s – ва p – соҳаларнинг дисперсия чизиқлари келтирилган. s – ҳолат учун E_s $k = 0$ да минимал қийматга эга:

$$U_{s_{мин}} = E'_s - 2A_s$$

Тўлқин векторининг ошиши билан *cos ka* камаяди, *E(k)* ўсиб боради ва $k = +\frac{\pi}{a}$ да $U_{s_{\max}} = E_s' + 2A_s$ максимал қийматга эришади.

Тўлқин векторининг 0 дан $-\frac{\pi}{a}$ гача ўзгаришида $E_s(k)$ ҳам юқоридагидек ўзгаради. Электронлар учун мумкин бўлган



224 – расм. S – ва P – соҳаларнинг дисперсия чизиқлари

s - соҳа кенглиги Е$_{s_{\min}}$ дан Е$_{s_{\max}}$ гача бўлган қийматга тенг:

$$\Delta E_s = E_{s_{\max}} - E_{s_{\min}} = 4A_s \quad , \tag{127.11}$$

Бу қиймат қўшни атомлар тўлқин функцияларининг тўсиш даражасига боғлиқ.

p– ҳолат учун, $k = \pm\frac{\pi}{a}$ бўлганда

$$U_{p_{\min}} = E_p' - 2A_p$$

$k = 0$ бўлганда,

$$U_{p_{\max}} = E'_p + 2A_p$$

қийматгаэгабўлади. *p* – соҳанингкенглиги

$$\Delta E_p = E_{p_{\max}} - E_{p_{\min}} = 4A_p \quad , \qquad (127.12)$$

га тенг ва A_p – алмашиш интеграли қиймати билан аниқланади.

Қоида бўйича, атом сатҳи қанча юқори жойлашган бўлса, кристаллдаги бу сатҳнинг электронлари тўлқин функциялари бир – бирини шунчалик кучли тўсади, натижада алмашиш интеграли қиймати шунча катта бўлади ва шу сатҳдан ташкил топган энергетик соҳа кенглиги ҳам катта бўлади. Шу сабабли, атомнинг юқори сатҳларидан, тор тақиқланган соҳалар билан ажралган, кенг энергетик соҳалар ҳосил бўлади.

Тўлқин векторининг даврий функцияси бўлган электроннинг *E(k)* энергияси, тўла циклли ўзгаришга эга бўлгандаги тўлқин функция қийматларининг соҳалари *Бриллюэн соҳалари* деб аталади.

Бир ўлчамли кристалларда биринчи Бриллюэн соҳаси $k = -\frac{\pi}{a}$ дан $k = +\frac{\pi}{a}$ гача давом этади ва $\frac{2\pi}{a}$ узунликка эга бўлади. Дисперсия эгри чизиқларининг экстремал қийматларида, яъни $k = 0$, $k = \pm\frac{\pi}{a}$ нуқталар яқинида *cos ka* ни *k* бўйича қаторга ёйсак

$$\cos\ ka = 1 - \left(\frac{ka}{2}\right)^2 + ,......, \qquad (127.13)$$

га эга бўламиз. Бу қийматни (127.9) – ва (127.10) – тенгламаларга қўйсак, қуйидагиларга келтириб чиқарамиз:

$$E_s(k) = E'_s + A_s(ka)^2 - 2A_s = E_{s_{\min}} + A_s(ka)^2 \quad ,$$

$$E_p(k) = E_{p_{\max}} - A_p(ka)^2 \quad ,$$

бу ерда *E(k)* – дисперсия чизиғининг минимуми *энергетик соҳанинг туби*, максимуми эса *энергетик соҳанинг шипи* деб аталади. Юқорида олинган тенгликларни умумий кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин: соҳанинг туби учун

$$E_{туб}(k) = E_{\min} + A_T(ka)^2 \quad , \qquad (127.14)$$

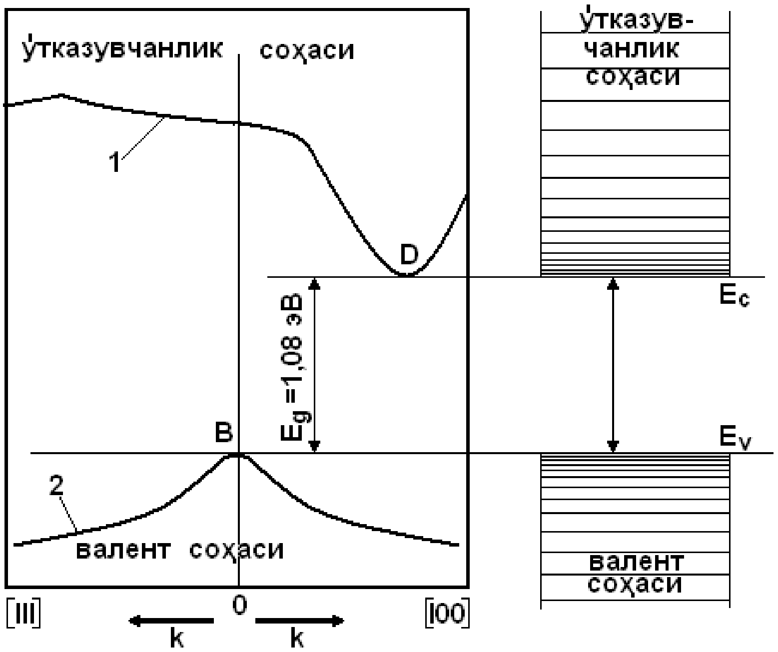
энергетик соҳанинг шипи учун

$$E_{шип}(k) = E_{\max} - A_ш(ka)^2 \quad , \qquad (127.15)$$

Шундай қилиб, энергетик соҳанинг туби ва шипида электроннинг энергияси тўлқин векторининг квадрати ва соҳанинг кенглигини белгиловчи алмашиш интегралига пропорционал экан.

Қуйидаги *225* – расмда, мисол тариқасида, кремнийнинг ўтказувчанлик (*1* – эгри чизиқ) ва валент соҳасига (*2* – эгри чизиқ) тегишли дисперсия қонуниятлари келтирилган. Расмдан кўринишича, кремнийнинг ўтказувчанлик соҳаси туби *D* Брилюэн соҳанинг қоқ ўртасида, бўлмай [100] йўналиш чегараси яқинида жойлашган.

Валент соҳаси параболага ўхшаш эгри чизиқ билан чегараланган ва *B* шипи Бриллюэн соҳанинг қоқ ўртасига тўғри келади. Шу ҳолатларда ҳам соҳаларнинг шипи ва тубида *E(k)* нинг квадратик боғланиш характери сақланиб қолинган.



225 – расм. Кремнийнинг соҳаларига тегишли дисперсия чизиқлар

128 – §. Электроннинг эффектив массаси

Эркин электроннинг импульси унинг тўлқин вектори билан қуйидагича боғланган: $\vec{P} = \hbar \vec{k}$
Электроннинг илгариланма ҳаракат тезлиги эса қуйидагичадир:

$$\vec{\upsilon} = \frac{\vec{P}}{m} = \frac{\hbar}{m}\vec{k} \quad , \qquad (128.1)$$

$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ ни k бўйича дифференциалласак,

$$dE = \frac{\hbar^2}{m} kdk \quad , k = \frac{m}{\hbar^2} = \frac{dE}{dk}$$

га эга бўламиз ва буларни $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ га қўйсак, қуйидаги импульс ва тезлик ифодаларини топамиз:

$$p = \frac{m}{\hbar} = \frac{dE}{dk} \ , \quad \upsilon = \frac{1}{\hbar} = \frac{dE}{dk} \quad , \qquad (128.2)$$

Илгариланма ҳаракат импульс ва тезлигининг бу кўринишдаги ифодалари фақат эркин электронлар учун эмас, балки кристаллнинг даврий майдонида ҳаракат қилаётган электронлар учун ҳам ўринлидир. Фақат, бу ҳолда P импульсни *электроннинг квазиимпульси* деб атаймиз.

Кристаллда E ташқи майдон ҳосил қиламиз. Бу майдон электронга қуйидаги куч билан таъсир қилади:

$$\vec{F} = -q\vec{E}$$

ва қуйидаги тезланиш беради:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{1}{\hbar}\frac{d^2E}{dk^2}\frac{dk}{dt}$$

F куч dt вақт ичида қуйидаги ишни бажаради:

$$dA = F \cdot \upsilon \cdot dt = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Бу бажарилган иш электроннинг энергиясини dE га оширади:

$$dE = \frac{F}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt$$

Бундан қуйидагига эга бўламиз: $\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}$

Бу ифодани тезланиш формуласининг ўнг қисмига қўйсак, тезланишни қуйидаги кўринишда қайта ёзишимиз мумкин:

$$a = \frac{F}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2}, \qquad (128.3)$$

Бу ифода электроннинг тезланиши билан E ташқи майдон орқали таъсир қилаётган F куч ўртасидаги боғланишни ўрнатади, яъни Ньютоннинг иккинчи қонунини ифодалайди. Демак, ташқи майдон таъсирида электрон кристаллнинг даврий майдонида худди шундай

$$m_{эфф} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{dk^2}}, \qquad (128.4)$$

масса билан ҳаракатланаётгандек туюлади. Бу $m_{эфф}$ масса – электроннинг *эффектив массаси* деб аталади. Кристаллнинг даврий майдонида электрон шу эффектив масса билан ҳаракатланса, уни худди эркин электрондай тасаввур этамиз.

Эффектив масса кристаллнинг даврий майдонидаги электрон ҳаракатининг барча хусусиятларини ўз ичига олса ҳам, энг аввал у мусбат ва манфий қийматга эга бўлиши мумкин, абсолют қиймати бўйича тинч ҳолатдаги электроннинг массасидан бирнеча марта катта ёки кичик бўлиши мумкин.

Соҳанинг тубида жойлашган электронларнинг энергиясидан

$$E_{туб} = E_{\min} + A_T(ka)^2$$

K бўйича олинган ҳосила қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{d^2E}{dk^2} = 2A_T a^2$$

Буни (128.4) – ифодага қўйиб электроннинг соҳа тубидаги эффектив массасини қуйидагича белгилаймиз:

$$m_n = \frac{\hbar^2}{2A_T a^2}, \qquad (128.5)$$

$A_T > 0$ бўлгани учун, $m_n > 0$.

Шундай қилиб, энергетик соҳанинг тубида жойлашган электронлар мусбат эффектив массага эга бўладилар, кристалл ҳосил қилган ташқи майдонда одатдагидек таъсир қилувчи куч йўналишида тезланиш оладилар. Бу электронларнинг эркин электронлардан фарқи, фақат уларнинг эффектив массалари тинч ҳолатда турган электронлар массасидан сезиларли фарқ қилишидадир.

(128.5) – ифодадан кўринишича, $A_{туб}$ катта бўлиши билан (яъни, мумкин бўлган энергетик сатҳ кенгайиши) эффектив масса шунча кичик қийматларга эга бўлади. Соҳа шипида жойлашган электронлар энергияси

$$E_{мин} = E_{макс} - A_ш(ka)^2$$

дан *k* бўйича ҳосила олсак,

$$m'_p = -\frac{\hbar^2}{2A_T a^2}$$

эффектив массага эга бўламиз. Бу эффектив масса манфийдир, шунинг учун бу электронлар ташқи куч таъсирида тескари йўналишда тезланиш оладилар. Бу ҳолда ҳам энергетик соҳа қанча кенг бўлса, эффектив масса шунча кичик бўлади.

Эркин электрон учун *F* – ташқи кучнинг бажарган *A* – тўла иши электроннинг илгариланма ҳаракати кинетик энергиясини ошишига сарф бўлади.

$$A = E_k = \frac{m\upsilon^2}{2} = m\frac{\hbar^2 k^2}{2m^2} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

Бундан k бўйича икки маротаба ҳосила олсак,

$$\frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{2m}$$

га эга бўламиз. Бу тенгликни (67.3) га қўйсак, эффектив масса эркин электроннинг массасига тенг эканлигини келтириб чиқарамиз:

$$m_{эфф} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}} = \frac{\hbar^2}{\hbar^2 / m} = m_0, \quad m_{эфф} = m_0$$

Шундай қилиб, эркин электроннинг эффектив массаси тинч ҳолатда турган электроннинг массасига тенг экан.

Кристаллда, кинетик энергиядан ташқари, потенциал энергияга эга бўлган электрон ҳолати бошқача кечади. F ташқи куч таъсирида ҳаракатланаётган электрон бажараётган ишнинг бир қисми E'_k кинетик энергияга, бошқа қисми U – потенциал энергияга сарф бўлади:

$$A = E'_k + U$$

Бу ҳолда, эркин электронга нисбатан бу электроннинг кинетик энергияси ва ҳаракат тезлиги аста – секин ортаборади. Бошқача қилиб айтганда, электрон массаси ошиб, оғирлашаборади. Агарда барча бажарилган иш потенциал энергияга сарф бўлса, у ҳолда $A = U$ бўлиб, электроннинг кинетик энергияси ва ҳаракат тезлиги ўзгармасдан қолади, бошқача қилиб айтганда, электроннинг эффектив массаси жуда оғирлигича қолади.Яна шундай ҳолат кузатилиши мумкинки, бунда ҳаракат қилаётган электроннинг потенциал энергиясига нафақат
F – ташқи кучнинг бажарган барча иши, балки E_k – кинетик энергиясига ҳам сарф бўлиши мумкин:

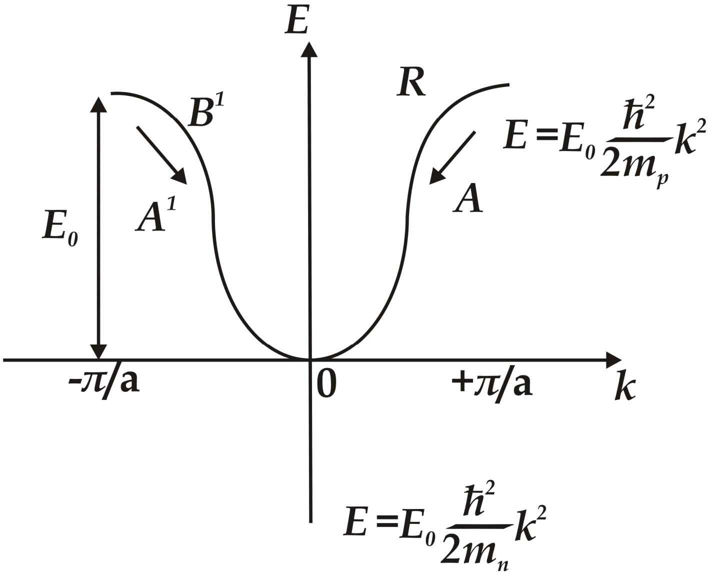
$$U = A + E'_k$$

бу ҳолатда ҳаракат вақтида электроннинг тезлиги камая бориб, худи манфий эффектив массага эга бўлган электрондай тўхтаб қолади. Энергетик соҳасининг шипига жойлашган электроннинг ҳаракати юқоридагидек кечади.

Айрим вақтда, кристаллда тескари ҳолат ҳам учраши мумкин. F ташқи куч таъсирида электрон ҳаракатланаётганда, унинг кинетик энергиясига нафақат ташқи куч бажарган ишнинг барчаси, балки U электроннинг потенциал энергияси ҳам сарф бўлиши мумкин:

$$E_k = A + U'$$

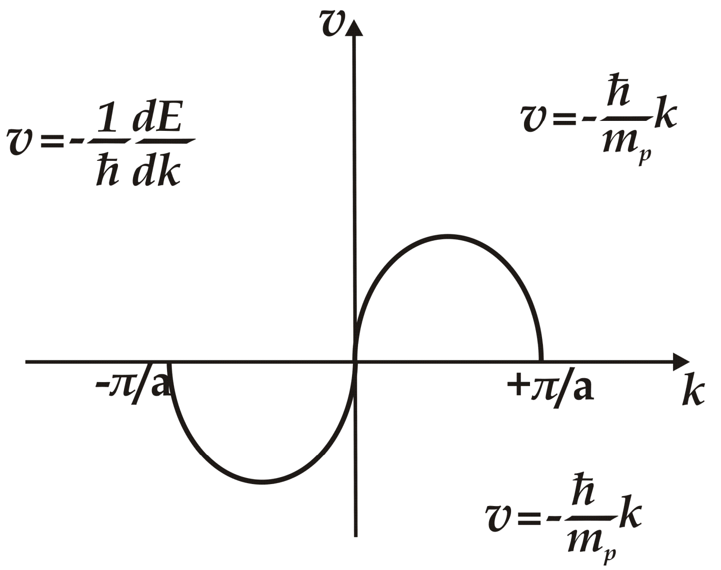
Бундай электроннинг E'_k кинетик энергияси ва υ тезлиги орта бошлайди ва бундай электрон эркин электрондан енгилроқ масса билан ҳаракатланади: $m_{эфф} < m_o$



226 – расм.Электрон кинетик энергиясининг тўлқин векторига боғлиқлиги

Юқоридаги электроннинг *E(k)* кинетик энергияси, υ ҳаракат тезлиги ва $m_{эфф}$ эффектив массасининг тўлқин векторига боғлиқ ўзгариши қуйидаги *226 – 228* расмларда келтирилган.

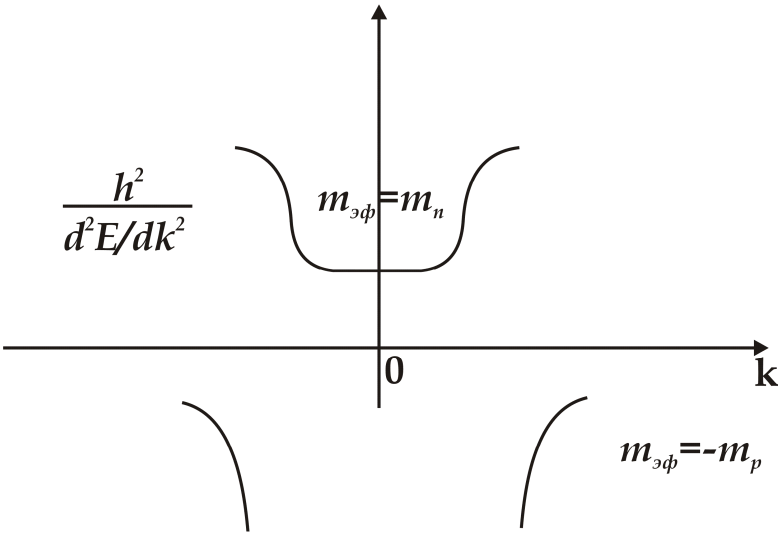
Энергетик соҳа тубида (k = 0 атрофида), k ўсиши билан электроннинг *E(k)* кинетик энергияси k^2 га пропорционал равишда ўса боради (*226 – расм*).



227 – расм. Электрон ҳаракат тезлигининг тўлқин векторига боғлиқлиги

Электроннинг илгариланма ҳаракат тезлиги $\upsilon \approx \frac{dE}{dk}$ га пропорционал равишда ўзгаради, ҳаракат тезланиши мусбат ва эффектив масса m_n мусбат қийматини ўзгармаслигини сақлаб қолади (*228– расм*):

$$m_{эфф} = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}}$$



228 – расм. Электрон эффектив массасининг тўлқин векторига боғлиқлиги

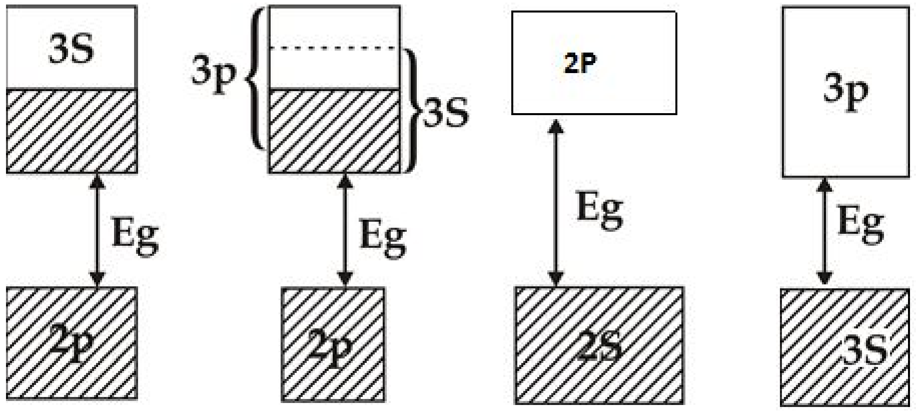
А нуқтада *E(k)* эгри чизиқнинг букилишида $\frac{d^2E}{dk^2}=0$ га интилади, $\frac{dE}{dk}$ ўзининг максимал қийматига эришади. Шу сабабли бу нуқтага яқинлашганда $m_{эфф}\to\infty$, $\upsilon\to\upsilon_{мах}$ га интиладилар. Бу нуқтадан кейин $\frac{dE}{dk}$ сўна бошлайди, натижада υҳаракат тезлиги камаяди, тезланиш ўз қиймати бўйича манфий бўлади.

Соҳанинг чўққисида *E(k)* қайтадан *k* нинг квадратик функцияси бўлади ва эффектив масса m_n' ўзгармас манфий қийматга эришади.

129 – §. Ўтказгичлар, диэлектриклар ва ярим ўтказгичлар

Ҳар бир энергетик соҳа чегараланган миқдордаги энергетик сатҳлардан иборат. Паули принципига асосан, ҳар бир энергетик сатҳни иккитадан ортиқ бўлмаган электронлар эгаллаши мумкин.

Қаттиқ жисмда, электронлар сони чегараланган бўлганда, фақат қуйи энергетик сатҳлар электронлар билан тўлган бўлади.



а *б* *в* *г*

229 – расм. Қаттиқ жисмлар энергетик соҳаларини электронлар эгаллаши турлари

Соҳаларни электронлар эгаллаш табиатига асосан, барча жисмлар иккита катта гуруҳга бўлинадилар. Биринчи гуруҳга электронлар тўла эгаллаган соҳага эга бўлган қаттиқ жисмлар киради (*229а – расм*).

Бундай энергетик соҳа электронлар билан қисман тўлган атом сатҳларидан ҳосил бўлиши мумкин, (масалан ишқор металларида).

Қисман тўлган соҳа, гоҳ пайтларда, электронлар тўла эгаллаган соҳани қисман тўлган соҳа тўсганда ҳам ҳосил бўлиши мумкин (Бериллий ва ишқор металларда) (*229б–расм*).

Иккинчи гуруҳга электронлар тўла эгаллаган соҳадан юқорида бўш соҳаларга эга бўлган қаттиқ жисмлар киради (*229*в *– ва 229г – расмлар*).

Қаттиқ жисмларнинг бундай намунавий мисолларига Менделеев даврий жадвалининг IV гуруҳ элементлари – углерод, кремний, германий ва кулранг қалай кирадилар. Бу элементларнинг кристалл панжаралари олмос тузилишига ўхшашдир.

Шу иккинчи гуруҳга кўпгина химиявий бирикмалар – металл оксидлари, нитридлар, карбидлар, галогенидлар ва ишқор металлари киради.

Қаттиқ жисмларнинг соҳалар назариясига асосан, ташқи энергетик соҳаларнинг электронлари, металл ёки диэлектрик бўлишига қарамай, амалда бир хил ҳаракат эркинлигига эга бўладилар. Бир атомдан иккинчи атомга электронлар туннель ўтиш орқали ҳаракатлана оладилар. Шунга қарамай, бу қаттиқ жисмларнинг электр хусусиятлари бир – биридан жуда катта фарқ қиладилар.

Металларнинг электр ўтказувчанлиги $\sigma = 10^7 Ом^{-1} м^{-1}$ га, яхши диэлектрикларнинг электр ўтказувчанлиги эса $\sigma < 10^{-11} Ом^{-1}.м^{-1}$ қийматларга яқин бўлади. Кристалл панжара бўйича кўчиши мумкин бўлган электронларнинг борлиги жисмларда электр ўтказувчанликнинг бўлишига етарли омил эмас экан.

Кристаллга E – ташқи майдон қўйилганда, ҳар бир электронга бу майдон $F = -qE$ куч билан таъсир этади. Натижада, электронларнинг тезлик бўйича тақсимоти симметрияси бузилади, ташқи кучларга қарши электронлар ҳаракати секинланишига ва ташқи куч таъсири йўналишида ҳаракатланаётган электронлар тезланишига олиб келади.

Юқоридаги тезланиш ва секинланиш, албатта электроннинг энергиясини ўзгариши билан боғлиқдир, бу эса электронни юқори ва қуйи энергияли янги квант ҳолатларига ўтишини белгилайди. Бундай ўтишлар, электронлар эгаллаган энергетик соҳада бўш ҳолатлар бўлгандагина содир бўлади. Чунки бу вазиятда кучсиз электр майдони ҳам электронга бўш квант ҳолатларга ўтиш учун етарлича қўшимча импульс бераолади.

Натижада, қаттиқ жисмдан ташқи майдон йўналишига қарши ҳаракатланаётган электронларнинг имтиёзи ошади ва электр токининг ҳосил бўлишига олиб келади. Бундай қаттиқ жисмлар яхши ўтказгичлар бўлиши керак.

Энди кристаллнинг электронлар билан тўла эгалланган валент соҳасидан, ўтказувчанлик соҳаси E_g кенг энергетик тирқиш билан ажралган бўлсин. Бундай кристаллга қўйилган ташқи майдон электронларни юқоридаги бўш ўтказувчанлик соҳасига ўтказа олмаганлиги учун валент соҳасидаги электронларнинг ҳаракати тусини ўзгартира олмайди.

Бўш энергетик сатҳлардан ҳоли бўлган валент соҳада электронлар тезлиги бўйича тақсимот симметриясини бузмасдан, фақат ўз ўринларини алмаштиришлари мумкин. Шунинг учун, бундай жисмларда ташқи электр майдон электронларнинг йўналтирилган ҳаракатини ҳосил қилаолмайди. Бундай қаттиқ жисм, ташқи майдон таъсирида электр токи ҳосил бўлмагани учун, у электр ўтказувчанликка эга бўлмайди.

Хулоса қилиб айтганда, электр ўтказувчанлик бўлиши учун қаттиқ жисмлар энергетик спектрида электронлар билан қисман тўлдирилган энергетик соҳалар бўлиши зарур (*229б – расм*).

Қаттиқ жисмлар энергетик спектрида бундай қисман тўлган энергетик соҳаларнинг бўлмаслиги уларда электр ўтказувчанлик йўқ бўлишига сабаб бўлади.

Иккинчи гуруҳдаги қаттиқ жисмларнинг тақиқланган соҳаси кенглигига қараб, уларни диэлектрик ва ярим ўтказгичларга бўлиш мумкин.

Диэлектрикларга, нисбатан кенг тақиқланган соҳага эга бўлган қаттиқ жисмлар киради. Одатдаги диэлектриклар тақиқланган соҳаси кенглиги $E_g > 3$ *эВ* дан катта бўлади. Масалан, олмосда $E_g = 5{,}2$ *эВ*, бор нитридида $E_g = 4{,}6$ *эВ*, алюмин оксидида $Al_2O_3 - E_g = 7$ *эВ* га тенгдир.

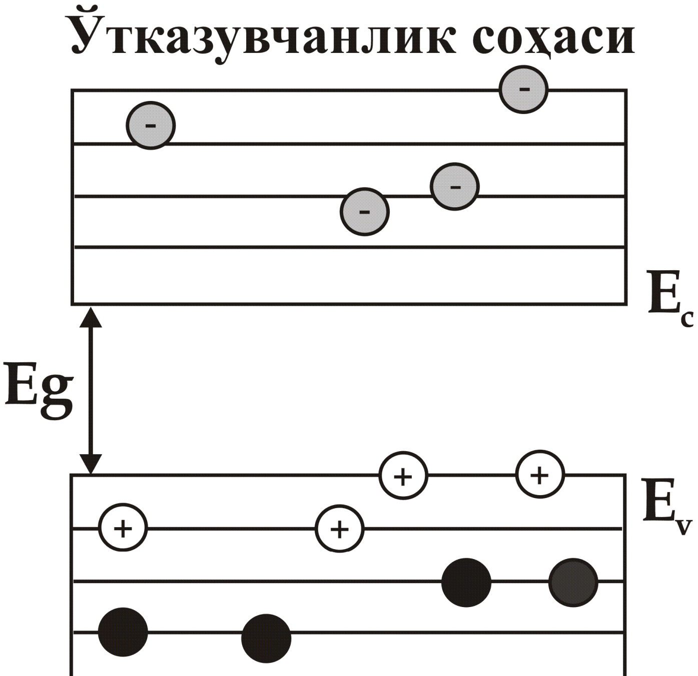
Тор энергетик соҳаларга эга бўлган қаттиқ жисмлар ярим ўтказгичларга киради, уларнинг кенглиги тахминан ~1 *эВ* атрофида бўлади.

Масалан: Германийда (*Ge*): $E_g = 0{,}66$ *эВ;*
Кремнийда (*Si*): $E_g = 1{,}08$ *эВ;*
Антимонид индийда (*In Sb*): $E_g = 0{,}17$ *эВ;*
Арсенид галлийда (*Ga As*): $E_g = 1{,}42$ *эВ.*

130 – §. Хусусий ярим ўтказгичлар

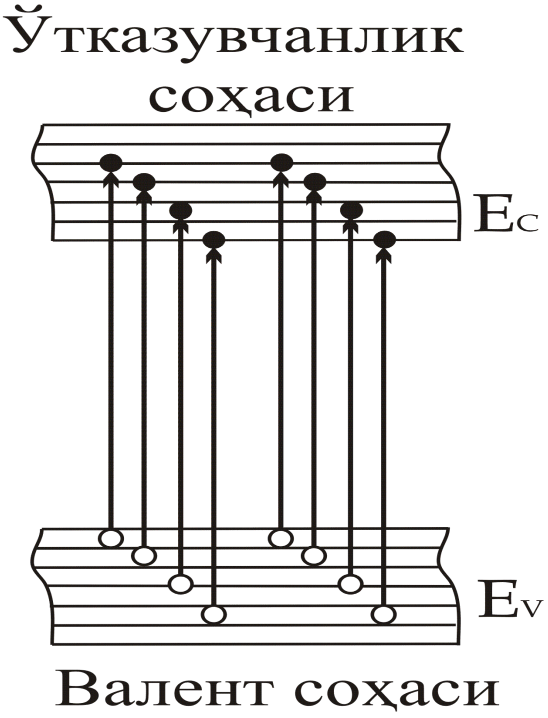
Химиявий жиҳатдан тоза ярим ўтказгичлар *хусусий ярим ўтказгичлар* деб аталади. Уларга бир қатор тоза элементлар (*Ge* – германий, *Si* – кремний, *Se* – селен, *Te* – теллур) ва химиявий бирикмалар (*GaAs* – галлий арсениди, *InAs* – индий арсениди ва ҳакозолар) киради. Бу ярим ўтказгичлардан *Si* - кремний ҳозирги замон микроэлектроникасининг энг асосий хом ашёси ҳисобланади.

230 – расмда хусусий ярим ўтказгичнинг энергетик соҳалар структурасининг чизмаси келтирилган. Абсолют ноль ($T = 0$ K) температурада валент соҳа электронлар билан тўлган, валент соҳадан юқорида, E_g энергетик масофада жойлашган ўтказувчанлик соҳасидаги энергетик сатҳлар бўшдир. Бу температурада электронларнинг иссиқлик ҳаракати энергияси E_g– тақиқланган соҳа кенглигини енгиб ўтишга етарли эмас, шу сабабли, хусусий ярим ўтказгич худди диэлектрик моддасидек ўтказувчанликка эга бўлмайди.



230 – расм. Хусусий ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммаси

Температура ортиши билан, унинг таъсирида валент соҳадаги электронларнинг бир қисми термик қўзғалиб, тақиқланган соҳадан ўтказувчанлик соҳасига ўтаоладиган энергияга эга бўлади (*231 – расм*).



231 – расм. Хусусий ярим ўтказгич валент электронларининг ташқи таъсир натижасида қўзғалиши

Бу ҳолда, ўтказувчанлик соҳасида эркин электронлар, валент соҳада эса, шу соҳани ташлаб кетган электронларнинг бўш энергетик ҳолатлари ҳосил бўлади. Бундай кристаллга ташқи электр майдони қўйилганда, ўтказувчанлик соҳасида электронларнинг майдон йўналишига тескари бўлган тартибли ҳаракати пайдо бўлади. Валент соҳада эса, ўтказувчанлик соҳасига ўтган электронларнинг мусбат зарядланган ҳолатларининг майдон йўналишидаги тартибли ҳаракати пайдо бўлади . Натижада, кристалл ўтказувчанликка эга бўлади. Тақиқланган соҳа кенглиги кичрайиши ва кристалл температураси ортиши билан, ўтказувчанлик соҳасига электронлар кўпроқ ўта бошлайди ва кристаллнинг ўтказувчанлиги орта бошлайди.

Тақиқланган соҳаси кенглиги $E_g = 0{,}66$ *эВ* га тенг бўлган германийда уй температурасида ($T = 25^0C$) ўтказувчанлик соҳасидаги электрон газ концентрацияси$n_i \sim 10^{19} см^{-3}$ тенгдир ва кристаллнинг солиштирма қаршилиги $\rho \approx 0{,}48$ *Ом.м* га тенг бўлади.

Худди шу шароитда тақиқланган соҳасининг кенглиги $E_g = 5{,}2$ *эВ* га тенг бўлган олмоснинг ўтказувчанлик соҳасида электронлар концентрацияси $n_i \sim 10^9 см^{-3}$ га, кристаллнинг солиштирма қаршилиги

$\rho_i \sim 10^8$ *Ом.м* га тенг бўлади. Аммо, температура 600 *K* га тенг бўлиши билан электрон газнинг концентрацияси олмосда бир неча тартибга ортади, солиштирма қаршилиги эса ~ 0,5 Ом.м га яқинлашади.

Юқоридагилардан қуйидаги иккита муҳим хулоса келиб чиқади:

– ярим ўтказгичларнинг ўтказувчанлиги валент соҳадаги электронларга ўтказувчанлик соҳасига ўтиш учун етарли бўлган энергияни берувчи ташқи кучлар таъсирида пайдо бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгичлар ўтказувчанлиги *қўзғатилган ўтказувчанликдан* иборатдир;

– қаттиқ жисмларнинг ярим ўтказгичлар ва диэлектрикларга бўлиниши маълум бир ҳисобда шартли табиатга эга. Уй ҳароратида диэлектрик хусусиятга эга бўлган олмос, юқори температураларда сезиларли ўтказувчанликка эга бўлиб, ярим ўтказгич хусусиятини олади.

Ташқаридан берилган таъсир ҳисобига валент соҳадаги электронлар тақиқланган соҳани енгиб, ўтказувчанлик соҳасига ўтади. Натижада, валент соҳада бўш энергетик ҳолатлар ҳосил бўлади. Кристаллга ташқи электр майдони қўйилганда,валент соҳадаги электрон ҳосил бўлган бўш энергетик ўринни эгаллайди ва ўзи ташлаб кетган жойда ковак ҳосил қилади. Янги ҳосил бўлган бўш ковакни валент соҳадаги бошқа электрон эгаллайди ва ҳ.к.

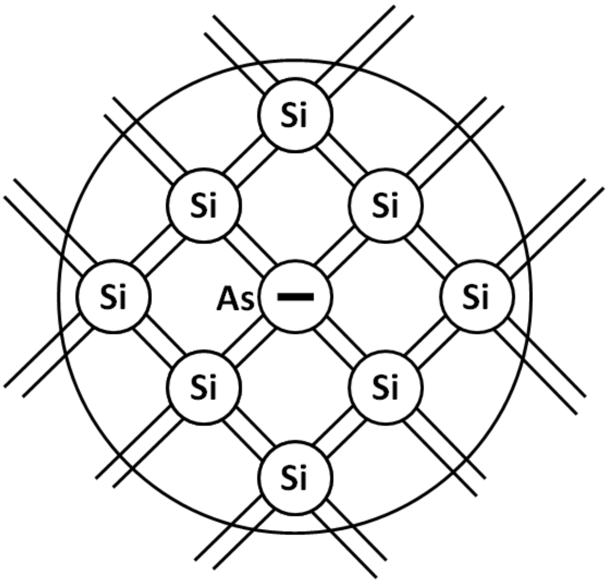
131 – §. Киришмали ярим ўтказгичлар

Ҳаттоки етарлича тоза бўлган ярим ўтказгичларда ўзининг хусусий энергетик сатҳларини ҳосил қилувчи киришма атомлари мавжуддир. Бу энергетик сатҳлар, ярим ўтказгичнинг тақиқланган соҳасида валент соҳаси шипи ва ўтказувчанлик соҳаси тубидан ҳар хил масофаларда жойлашиши мумкин. Айрим ҳолларда, ярим ўтказгичга керакли электрофизик хусусиятларни бериш учун, атайлаб, киришма атомларини киритадилар.

Киришма атомлари энергетик сатҳларининг асосий турларини кўриб чиқамиз.

Донор сатҳлар

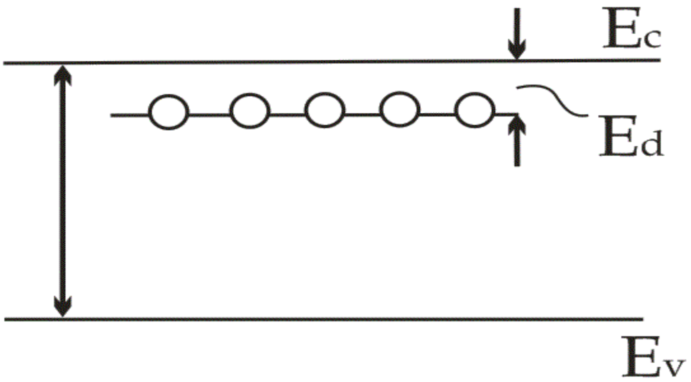
Кремний олмос типидаги кристалл панжарага эга бўлгани учун, бу панжарада ҳар бир атомнинг тўртта энг яқин қўшниси бор, улар билан 4 та валент электронлари орқали ковалент боғланишни ҳосил қилади. Кремний панжарасининг текисликдаги шартли равишда кўриниши 232 – расмда тасвирланган.



232 – расм. Донор киришмали кремнийнинг кристалл панжараси

Фараз қилайлик, кремний кристалида бир қисм кремний атомлари ўрнига беш валентли мишьяк атомлари жойлаштирилган бўлсин. 4 та қўшни атомлар билан ковалент боғланишни ўрнатиш учун мишьяк атоми 4 та валент электронларини сарфлайди, бешинчи электрон бу боғланишларни ўрнатишда қатнашмайди.

Мишьяк атоми, диэлектрик сингдирувчанлиги ε= 12 бўлган кремний кристалл панжараси муҳитида бўлгани учун, 5–электрон мишъяк атоми ядроси билан 12 марта сусайган боғланишда бўлади ва мишъяк атоми майдонида ўз ҳаракатини давом эттиради.



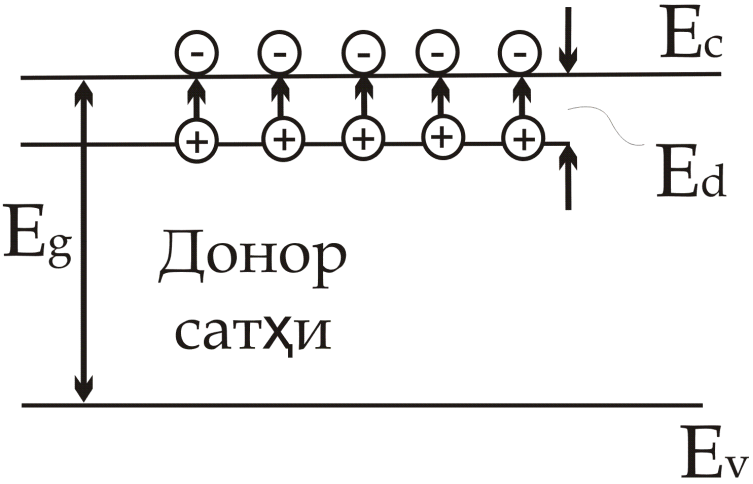
233 – расм. Ярим ўтказгичда донор киришма атомларининг энергетик сатҳи

Майдоннинг сусайганлиги сабабли, 5 –электрон орбитасининг радиуси 12 маротаба ортади, унинг мишъяк атоми билан боғланиш энергияси ε^2 = 144 марта камайиб, E_d *– 0,01 эВ* қиймат атрофида бўлади (*233 – расм*). Электронга бундай энергияни узатганда у мишъяк атомидан узилиб, кремний панжарасида эркин ҳаракат қилиш имконига эга бўлади, шундай қилиб ўтказувчанлик электронига айланади.

“Соҳалар” назарияси тили билан бу жараённи шундай тасаввур қилиш мумкин: валент ва ўтказувчанлик соҳалари орасидаги тақиқланган соҳада мишъяк атоми бешинчи электронининг энергетик сатҳи пайдо бўлади (*233 – расм*). Бу энергетик сатҳ ўтказувчанлик соҳаси тубининг яқинида $E_d \approx$ 0,01 *эВ* энергетик масофада жойлашади.

Бундай энергетик сатҳларда жойлашган электронларга E_d – энергия узатилса, улар ўтказувчанлик соҳасига ўтиб, ўтказувчанликда қатнашадилар, ҳосил бўлган мусбат зарядлар қўзғолмас мишъяк атомларида жойлашган бўлиб, электр ўтказувчанликда қатнашмайдилар (*234 – расм*).

Ўтказувчанлик соҳасида электронларни ҳосил қилувчи киришмалар *донорлар* деб аталади, уларнинг энергетик сатҳлари *донор сатҳлар* деб аталади.



234 – расм. Ярим ўтказгичда донор атомларининг ионлашиши

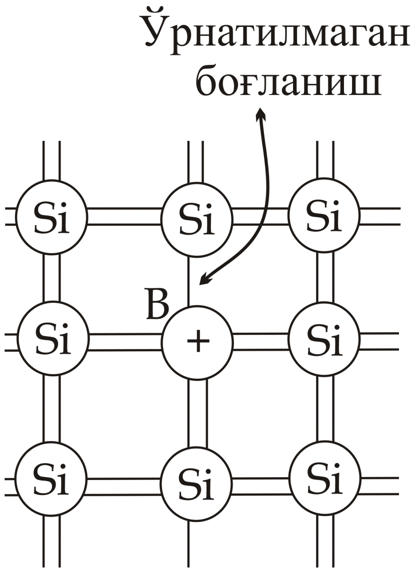
Донор киришмаларга эга бўлган ярим ўтказгичлар, *электрон ярим ўтказгичлар* ёки *n – типдаги ярим ўтказгичлар* деб аталади.

Акцептор энергетик сатҳлар

Яна фараз қилайлик, кремний кристалл панжарасидаги бир қисм кремний атомлари ўрнини 3 валентли Бор (*B*) атомлари эгаллаган бўлсин. 4 та қўшни атомлар билан ковалент боғланишни ҳосил қилиш учун Бор атомига битта электрон етишмайди. Бу етишмайдиган электронни қўшни кремний атомларидан олиши мумкин. Бу ҳолда ҳам қўшимча электронни олиш учун тахминан $E_a \approx$ 0,01 *эВ* энергия зарур бўлади.

Тўлдирилмаган боғланиш ковакни эслатади ва кремнийнинг валент соҳасида бўш вакант ҳолатни ҳосил қилади. *235* – расмда Бор киришма атомига эга бўлган кремнийнинг соҳавий тузилиши тасвирланган. Валент соҳаси шипининг яқинида $E_a \approx$ 0,01 *эВ* масофада Бор атомининг электронлар эгалламаган энергетик сатҳи жойлашган.

Нисбатан юқори бўлмаган температураларда валент соҳасидаги электронлар бу энергетик сатҳларга ўтиб, Бор атомлари билан боғланиш ҳосил қилади ва кристалл панжарада ҳаракат қилиш эҳтимоллигини йўқотадилар, электр ўтказувчанликда иштирок эта олмайдилар. Мусбат заряд ташувчилар фақат валент соҳасида ҳосил бўлган ковакдардан иборат бўлади.



235 – расм. Кремний кристалл панжарасида бор (B) атомининг жойлашиши

Ярим ўтказгичнинг валент соҳасидан электронларни тортиб олувчи киришмалар – *акцепторлар*, уларнинг энергетик сатҳлари – *акцептор сатҳлар* деб аталади.

Акцепторларга эга бўлган ярим ўтказгичлар *ковакли ярим ўтказгичлар* ёки *p – типли ярим ўтказгичлар* деб аталади.

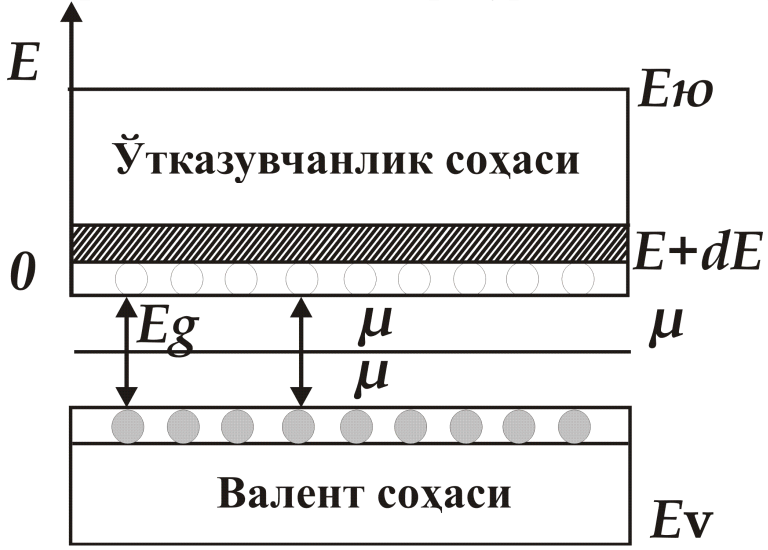
132 – §. Хусусий ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар концентрацияси ва Ферми сатҳининг ҳолати

Ярим ўтказгичларда эркин заряд ташувчи газнинг хусусиятларини белгиловчи асосий параметрлардан бири μ –химиявий потенциалдир. Электрон ва ковакли газлар учун, химиявий потенциал оддийгина қилиб *Ферми сатҳи* деб аталади.

Маълумки, металларда Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар билан тўлган охирги энергетик сатҳни белгилайди. $T = 0\ K$ да Ферми сатҳидан пастдаги барча энергетик сатҳлар электронлар билан тўлган, ундан юқоридаги энергетик сатҳларнинг барчаси бўшдир.

Металларда электрон газнинг концентрацияси ўтказувчанлик соҳасидаги ҳолатлар сони билан бир хил бўлади, шунинг учун бу газ айниган газ ҳисобланади ва электронларнинг ҳолатлар бўйича тақсимоти Ферми – Дирак статистикаси билан ифодаланади. Бундай газдаги электронлар концентрацияси температурага деярли боғлиқ эмас.

Хусусий ва кам аралашмали ярим ўтказгичларда электрон ёки ковак газлари айнимаган газлардир ва уларнинг ҳолатлар бўйича тақсимланиши Максвелл – Больцман классик статистикаси билан ифодаланади. Бундан ярим ўтказгичларда эркин заряд ташувчилар концентрацияси Ферми сатҳи ва температурага боғлиқдир.



236 – расм. Хусусий ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммаси

236 – расмда айнимаган ярим ўтказгичнинг соҳалар тузилиши келтирилган.

Температура абсолют нолдан сезиларли фарқли бўлганда $T > 0\ K$, бу ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасида эркин электронлар ва валент соҳасида коваклар ҳосил бўлади. Уларнинг концентрациясини n ва p деб белгилаймиз. Электронлар кинетик энергиясининг ҳисоб боши қилиб ўтказувчанлик соҳасининг тубини қабул қиламиз. Шу сатҳга яқин масофада, ўтказувчанлик соҳасида dE энергия оралиғини ажратиб оламиз.

Расмда хусусий ярим ўтказгич келтирилгани ва электрон газ айнимаган бўлганлиги сабабли, dE энергия оралиғидаги dn электронлар концентрациясини Максвелл – Больцман тақсимотига асосланиб ҳисоблашга уриниб кўрамиз:

$$N(E)dE = f(E)g(E)dE \quad , \qquad (132.1)$$

$$f_{МБ}(E) = e^{\frac{\mu - E}{kT}} \quad , \qquad (132.2)$$

$$f_{МБ}(E) = \frac{N}{V}\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}} \quad , \qquad (132.3)$$

$$g(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3}(2m)^{3/2}\sqrt{E}\,dE \quad , \qquad (132.4)$$

$$dn = \frac{4\pi}{h^3}(2m)^{3/2} e^{\frac{\mu - E}{kT}} \sqrt{E}\,dE \quad , \qquad (132.5)$$

Айнимаган ярим ўтказгичларда μ – манфий қийматга эга бўлади ва Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳасининг тубидан пастда жойлашади.

Ўтказувчанлик соҳасидан Ферми сатҳигача бўлган энергетик масофани μ ва валент соҳаси шипидан бу сатҳгача бўлган энергетик масофани μ'деб белгилаймиз ва улар тақиқланган соҳа кенглиги билан қуйидагича боғланади:

$$-E_g = \mu + \mu' \quad \mu' = -(E_g + \mu) \quad , \qquad (132.6)$$

бу ерда E_g – тақиқланган соҳанинг кенглиги. T температурада ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг концентрациясини 0 дан энг юқори энергетик сатҳ- $E_ю$ гача энергия оралиғида интеграллаш билан топамиз:

$$n = 4\pi\left(\frac{2m_n}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{E_ю} e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E}dE \quad , \qquad (132.7)$$

E ортиши билан $e^{-\frac{\mu}{kT}}$ функцияси жуда тез камайиб боришини эътиборга олсак, интеграллаш чегарасини 0 дан ∞ гача деб олиш мумкин

$$n = 4\pi\left(\frac{2m_n}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^\infty e^{-\frac{\mu}{kT}} \sqrt{E}\, dE \quad , \qquad (132.8)$$

Бу функциянинг ечими хусусий ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар концентрациясининг ифодасини беради:

$$n = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \quad , \qquad (132.9)$$

Худди шу амалларни валент соҳасидаги коваклар учун қўллаб уларнинг концентрацияси учун қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$p = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g+\mu}{kT}} \quad , \qquad (132.10)$$

(71.9) ва (71.10) – ифодаларда m_n ва m_p электрон ва ковакларнинг эффектив массаларидир. Шу ифодалардан кўриниб турибдики, Ферми сатҳи билан соҳалар ўртасидаги энергетик масофа кенгайиши билан шу соҳага тегишли заряд ташувчилар концентрациялари (*n* ва *p*) камайиб боради.

Айнимаган ярим ўтказгичларда, белгиланган бирор *T* – температура учун, электронлар билан коваклар концентрацияларининг кўпайтмаси ўзгармас катталикдир.

$$n \cdot p = n_i\, p_i = 4\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} (m_n\, m_p)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad , \qquad (132.11)$$

Хусусий ярим ўтказгичларда ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар концентрацияси n_i валент соҳадаги коваклар концентрацияси p_i га тенгдир:

$$n_i = p_i \quad , \qquad (132.12)$$

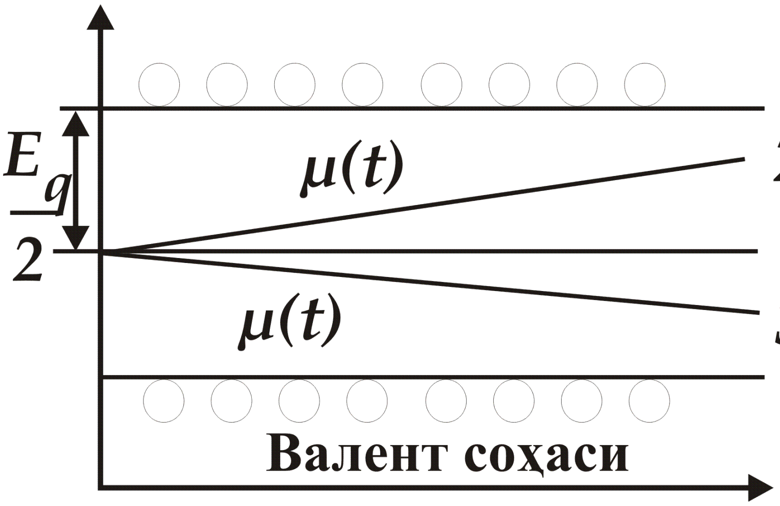
чунки, валент соҳадан ўтказувчанлик соҳасига қанча электрон ўтса, шунча бўш энергетик ўринлар, яъни коваклар ҳосил бўлади. Шунинг учун (71.9) – ва (71.10) – ифодаларнинг ўнг томонларини тенглаштирсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g+\mu}{kT}}$$

Бу ифодани μ га нисбатан ечиб, хусусий ярим ўтказгичнинг Ферми сатҳи ҳолатини аниқлаймиз:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \, ln \frac{m_p}{m_n} \quad , \qquad (132.13)$$

T = 0 *K* бўлган ҳолда $\mu = -\frac{E_g}{2}$ га тенг, яъни Ферми сатҳи тақиқланган соҳанинг қоқ ўртасида жойлашган. Температура ортиши билан, агар $m_p > m_n$ бўлса, Ферми сатҳи ўтказувчанлик соҳаси туби томон силжийди, $m_n > m_p$ бўлса, валент соҳаси шипи томон силжийди. Лекин бу силжишлар шунчалик кичикки, уларни айрим ҳолларда эътиборга олмаса ҳам бўлади (237 – расм).



237– расм.Хусусий ярим ўтказгичдаги Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши

Ферми сатҳининг қийматини (132.9) – ва (132.10) –ифодаларга қўйсак, хусусий ярим ўтказгичлардаги электрон ва коваклар концентрациясини аниқлашимиз мумкин:

$$n_i = p_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (132.14)$$

улар тақиқланган соҳа кенглиги ва температурага боғлиқдир. Хусусий ярим ўтказгичларда белгиланган *T* – температура учун электронлар ва коваклар концентрацияларининг кўпайтмаси ўзгармас катталикдир:

$$n_p = n_i^2 \quad , \qquad (132.15)$$

133 – §. Киришмали ярим ўтказгичларда Ферми сатҳи ҳолати ва заряд ташувчилар концентрацияси

238 - расмда *n* – типли ярим ўтказгичда Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши келтирилган.

Паст температуралар соҳаси

Паст температураларда кристалл панжаранинг иссиқликдан тебраниши ўртача энергияси E_g тақиқланган соҳа кенглигидан жуда сезиларли кичикдир, натижада бу тебранишлар валент электронларини қўзғатаолмайди ва ўтказувчанлик соҳасига узатаолмайди.

Энергияси $E_d \sim$ 0,01 *эВ* бўлган донор сатҳларидан электронларни ўтказувчанлик соҳасига узатиш учун зарур бўлган температура деярли бир неча Кельвин градусларидан бошланади. Бу паст температуралар соҳасида *n* – типли ярим ўтказгичда, Ферми сатҳи ҳолатини аниқловчи ифода қуйидаги шарт орқали топилади $n = N_d$:

$$N_c \cdot e^{-\frac{E_c-\mu}{kT}} = \frac{N_d}{2e^{-\frac{\mu-E_d}{kT}+1}} \quad , \qquad (133.1)$$

бу ерда $N_c = 2\left(\frac{2\pi\, m_n\, kT}{h^2}\right)^{3/2}$ га тенгдир,$E_c = 0$.

(133.1) –ифодани μ га нисбатан ечсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu = kT\,ln\left\{\frac{1}{4}e^{-\frac{E_d}{kT}}\left(\sqrt{1+\frac{8N_d}{N_c}e^{+\frac{E_d}{kT}}}-1\right)\right\} \quad , \qquad (133.2)$$

Жуда паст температураларда қуйидаги ҳолат кузатилади:

$$\frac{8N_d}{N_c}e^{-\frac{E_d}{kT}} >> 1 \quad ,$$

бу ҳолда Ферми сатҳи ҳолати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\mu = -\frac{E_d}{2}+\frac{kT}{2}ln\frac{N_d}{2N_c} \quad , \qquad (133.3)$$

Худди шунга ўхшаш, p – типли ярим ўтказгичда Ферми сатҳи қуйидаги ифода билан аниқланади:

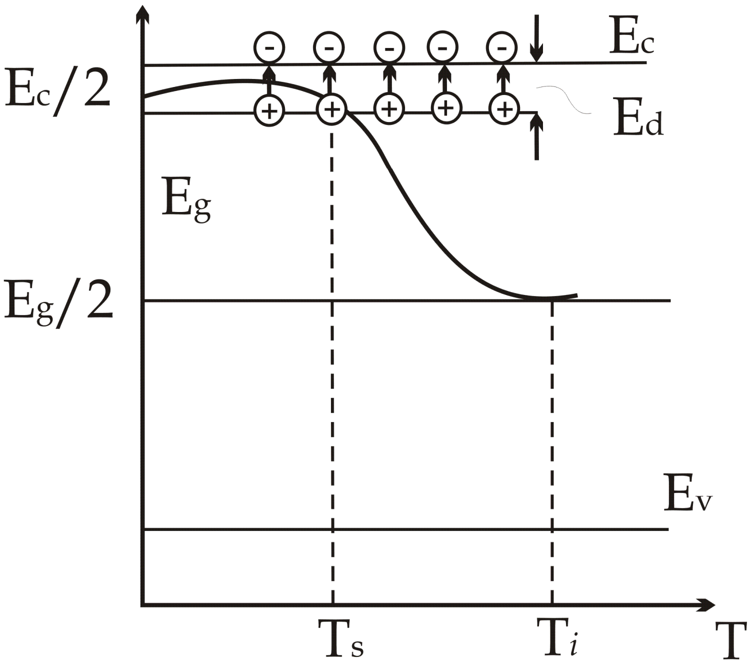
$$\mu' = -\frac{E_a}{2}+\frac{kT}{2}ln\frac{N_d}{2N_V} \quad , \qquad (133.4)$$

бу ерда $N_V = 2\left(\frac{2\pi\, m_p\, kT}{h^2}\right)^{3/2}$ га тенг, E_a – акцептор энергетик сатҳи, N_a– акцепторлар концентрацияси. (133.3) – ифодадаги Ферми сатҳининг температурага боғлиқ чизмаси *238* – расмда келтирилган.

Электронли ва акцепторли ярим ўтказгичлардаги Ферми сатҳи ифодаларидан фойдаланиб, шу ярим ўтказгичлардаги электрон ва коваклар концентрациялари ифодаларига эга бўламиз:

$$n = \sqrt{2N_d}\left(\frac{2\pi\, m_n\, kT}{h^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{E_d}{2kT}} \quad , \qquad (133.5)$$

$$p = \sqrt{2N_a}\left(\frac{2\pi\, m_p\, kT}{h^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{E_a}{2kT}} \quad , \qquad (133.6)$$



238 – расм. Киришмали ярим ўтказгич Ферми сатҳининг температурага боғлиқ ўзгариши

Киришмаларнинг камбағаллашиш соҳалари

Температура кўтарилиши билан ўтказувчанлик соҳасидаги электронлар концентрацияси орта боради, донор сатҳларидаги электронлар концентрацияси камаяди, донор сатҳлари электронлардан камбағаллашади.

Акцептор сатҳлар ҳам p – типли ярим ўтказгичда, худди шунга ўхшаш, бўш ҳолатлардан камбағаллашади.

Киришмаларда электронлар бутунлай тугаганда, n – типли ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик соҳасида электронлар концентрацияси N_d – донорлар концентрациясига тенглашади:

$$n \sim N_d\,, \tag{133.7}$$

p – типли ярим ўтказгичда эса:

$$p \sim N_a, \tag{133.8}$$

Бу ҳолатга тўғри келувчи T – температура E_d ёки E_a сатҳлардаги электрон ёки ковакларнинг концентрацияси ортиши билан катта қийматга эришади. Мисол учун, кремнийда донор концентрацияси N_d= $10^{18}см^{-3}$ га тенг бўлганда T_s температура 150 *К* тенг бўлади.

Юқори температуралар соҳаси

Температуранинг бундан кейинги ортишида хусусий заряд ташувчилар фаол қўзғалабошлайдилар, ярим ўтказгич хусусий ярим ўтказгич ҳолатига яқинлашаборади, натижада, Ферми сатҳи хусусий ярим ўтказгичдаги Ферми сатҳи ҳолатига (E_g/2) яқинлашади.

$_i$Хусусий заряд ташувчилар концентрацияси N_d дан кичик бўлганда $n_i << N_d$,

$$n = n_i + N_d$$

$n = N_d$ га тенг бўлиб, маълум температура қийматигача ўзгармасдан қолади, бу ҳолатда Ферми сатҳи ҳолати қуйидагича ифодаланади:

$$\mu = E_c + kT\, ln\frac{N_d}{N_c}, \qquad (133.9)$$

бу ерда E_c энергиянинг ҳисоб боши бўлгани учун, $E_c = 0$ дир.

Аммо, етарлича юқори температураларда хусусий заряд ташувчилар концентрацияси нафақат N_d га тенг бўлади, балки ундан сезиларли катта бўлади:

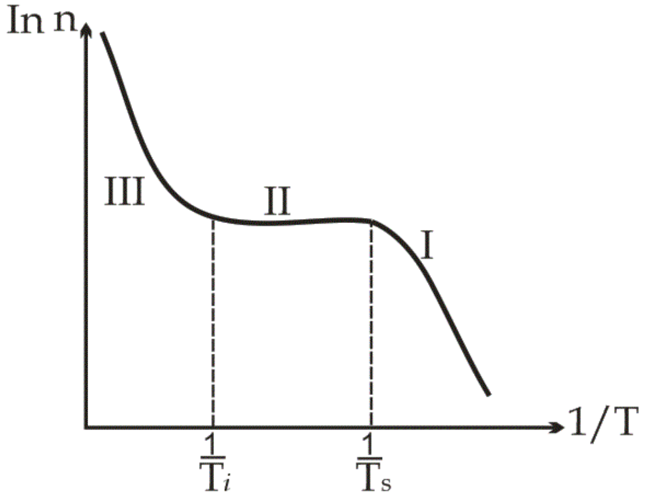
$n_i >> N_d$

Бу ҳолда, $n = n_i + N_d \approx n_i$ бўлиб, киришмали яримўтказгич хусусий яримўтказгич хусусиятига эга бўлади.

$n = n_i$ бўлганда киришмали ярим ўтказгичнинг Ферми сатҳи ҳолати қуйидагича ифодаланади:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + \frac{3kT}{4} ln\frac{N_\upsilon}{N_c} \quad , \qquad (133.10)$$

239 – расмда қўш логарифм координатасида заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқ ўзгариши графиги келтирилган.



239 – расм. Заряд ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқ ўзгариши

T_i – температура тақиқланган соҳа кенглиги ошиши билан ошаборади.

T_i – температурадан юқори температураларда киришмали ярим ўтказгич Ферми сатҳи хусусий ярим ўтказгич Ферми сатҳи билан устма – уст тушади ва (133.10) – ифода билан белгиланади. Ток ташувчилар концентрацияси хусусий ярим ўтказгичнинг шу температурадаги концентрациясига тенг бўлади:

$$n_i = p_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}}{h^2}kT\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (133.11)$$

Шундай қилиб, айнимаган ярим ўтказгичда Ферми сатҳи ҳолати мумкин бўлган барча температуралар кенглигида қуйидаги иккита ифода билан ифодаланади:

$T = 0$ дан T_k - электронлар камбағаллашиши температурасигача:

$$\mu = -E_d + kT\, ln\left\{\frac{1}{4}\left(\sqrt{1+\frac{8N_d}{N_c}e^{\frac{E_d}{kT}}}-1\right)\right\}$$

ифода билан, $T_к$ дан юқори температураларгача:

$$\mu = kT\, ln\left\{\frac{N_d}{2N_c}\left(1+\sqrt{1+\frac{4n_i^2}{N_d^2}}\right)\right\} \qquad (133.12)$$

134 – § . Металлар электр ўтказувчанлиги

Друде, Томпсон ва Лоренцлар томонидан яратилган металларнинг классик электрон назариясида металл кристалл панжарасини тўлдирган электрон гази молекуляр физиканинг идеал гази деб ҳисобланади ва кристалл панжара билан иссиқлик мувозанатида бўлади.Бундан ташқари, электрон газ ўзининг хусусий ҳажмига эга эмас ва электронлар бир-бири билан ўзаро таъсирлашмайдилар, деб ҳисобланади.

Умуман ҳар бир заррачанинг ҳаракати ҳолати учта x, y, z координаталар ва υ_x, υ_y, υ_z тезликнинг ташкил этувчилари ёки $\vec{r}$ ва $\vec{\upsilon}$ (ёки $\vec{P}$) вектор катталиклар билан белгиланади. Электроннинг хусусий ҳажмини кристаллнинг маълум бирлик ҳажмига нисбатан ҳисобга олмаслик ҳақиқатда ўринлидир. Масалан, классик назарияда электроннинг радиуси $r_0 \approx 10^{-15} м$ ҳажми $V_0 = 10^{-45} м^{-3}$ га тенгдир. Агарда кристаллнинг бирлик ҳажмида электронлар концентрацияси $n_0 \approx 10^{28} м^{-3}$ га тенг бўлса, у ҳолда кристаллнинг бирлик ҳажмида электронларнинг эгаллаган умумий хусусий ҳажми $b = nV_0 = 10^{-17}$ қисмига тенгдир.

Энди электронларнинг бир - бири билан ўзаро таъсирлашиши тўғрисида мулоҳаза қилиб кўрамиз. Электроннинг заряди $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} Кл$, кристалл панжара доимийси $10^{-10}м$ га тенг бўлган масофада электронлар тахминан $2{\cdot}10^{-8}Н$ куч билан ўзаро таъсирлашадилар. Бу куч таъсирида электроннинг олган тезланиши $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = 2 \cdot 10^{22}\, м/сек^2$, Кулон ўзаро таъсир энергияси ($r \sim 10^{-10}\, м$ бўлганда) тахминан 14 *эВ* га тенг бўлади.

Электронлар орасидаги кучли итариш кучидан ташқари, унинг тартибида бўлган электронлар билан ядролар орасида тортишиш кучлари мавжуддир. Ҳар бир электрон юқоридаги итариш ва тортишиш кучлари таъсирида ҳаракатланадилар. Ана шу ҳолат, ҳаракатдаги электронлар ўзаро таъсирда бўлмайди, деган тасаввурни билдиради.

Берилган температурада электронлар кристалл панжарада тартибсиз ҳаракат қиладилар ва панжара ионлар билан тўқнашганда тезликларнинг миқдорини (модули) ва йўналишни ўзгартирадилар. Электрон тезлигининг модулини ўзгариши унинг кинетик энергиясини ўзгаришига олиб келади.

Термодинамик мувозанат ҳолатида электрон газнинг температураси панжара температурасига яқин бўлади.

Электронларнинг панжара ионларида сочилиш характери тасодиф бўлгани учун, битта электроннинг, узоқ вақт оралигидаги, ўртача тезлиги ва унинг ўртача силжиши вектор катталиклар бўлгани учун, нолга тенгдир. Барча электронлар бир хил шароитда бўлгани учун бу фикр исталган электронга ҳам тегишлидир.

Тартибсиз ҳаракатдаги электронларнинг ўртача кўчиши нолга тенг бўлгани учун, тартибсиз ҳаракат электр токини, яъни қандайдир кўндаланг юза кесими бўйича йўналтирилган зарядлар кўчишини ҳосил қилмайди. Демак, электр токини ҳосил қилиш учун электронларнинг йўналтирилган ҳаракатини қўзғатиш керак, унинг учун электронларга электр майдони, температура градиенти, биржинсли бўлмаган ёритилганлик ва бошқа ташқи таъсир бериш керак.

Кристалл панжарада E электр майдони ҳосил қилинганда ҳар бир электронга майдонга қарши йўналган

$$F = -qE$$

куч таъсир этади ва электронларнинг бир томонга йўналтирилган ҳаракатини вужудга келтиради, яъни электр токини ҳосил этади. Бу ҳосил бўлган токни қуйидагича ҳисоблаш мумкин. F куч таъсирида электрон $\ell = \upsilon_T \tau$ эркин югуриш йўлининг охирида йўналтирилган ҳаракатнинг υ_g – тезлигига эришади.

$$\upsilon_g = a\tau = \frac{F}{m}\tau = \frac{eE}{m}\tau \quad , \tag{134.1}$$

бу ерда m – электрон массаси, a – ҳаракат тезланиши, τ – ўртача эркин югуриш йўлини босиб ўтиш учун кетган вақт. Электр майдони таъсирида электронлар мажмуасининг йўналтирилган ҳаракати *дрейф* ва шу йўналтирилган ҳаракат тезлиги υ_g *дрейф тезлиги* деб аталади.

Кристалл панжара тугуни (ион) билан электрон тўқнашганда υ_g – тезлик нолга айланади. Шунинг учун электроннинг тартибли ҳаракати ўртача тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

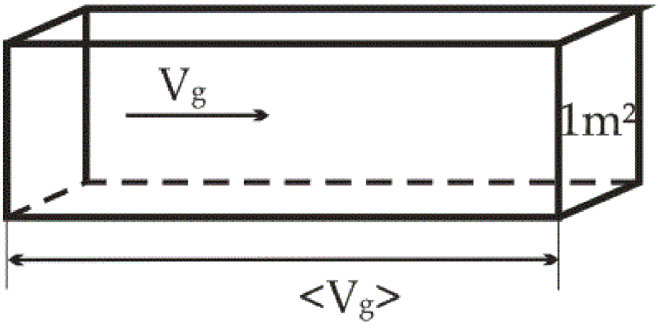
$$< \upsilon_g >= \frac{\upsilon_g}{2} = \frac{e\tau}{2m} E \quad , \qquad (134.2)$$

бу ерда $\tau = \frac{\ell}{<\upsilon>} \nu$, $< \upsilon >= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ – миқдори жиҳатидан $<\upsilon_g>$ дан сезиларли катта бўлган электроннинг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлиги, ν – тезликни нолга айланиши учун зарур бўлган тўқнашишлар сони.

$$<\upsilon_g>= \frac{E}{2m} \frac{\ell}{<\upsilon>} \nu \ , \qquad \mu = \frac{<\upsilon_g>}{E} = \frac{e\ell\nu}{2m<\upsilon>} \ , \qquad (134.3)$$

бу ерда μ – дрейф тезлигини электр майдон кучланганлиги билан боғловчи катталик, электронларнинг *ҳаракатчанлиги* деб аталади. Электронларнинг ҳаракатчанлиги кучланишга эга бўлган электр майдонидаги дрейф тезлигига миқдор жиҳатдан тенг катталикка айтилади.

Электроннинг тартибли ҳаракати ўртача тезлиги $<\upsilon_g>$ га тенг бўлганда, оқимга перпендикуляр бўлган 1 $м^2$ юзадан 1 сек вақт ичида қирраси $<\upsilon_g>$ га тенг бўлган параллепипед ичида жойлашган барча электронлар ўтади (*240 - расм*). Бу параллепипеднинг ҳажми $<\upsilon_g>$ га тенг ва бу ҳажмдаги электронлар сони $n<\upsilon_g>$ га тенг.



240 – расм. <υ_g> ҳаракат тезлиглигига эга электронлар оқими

Бу ерда n - металлдаги электронлар концентрацияси. Шунинг учун ўтказгичдаги ток зичлиги

$$\vec{j} = en < \vec{\upsilon}_g >= en\,\mu\,\vec{E}\,, \tag{134.4}$$

га тенг. Ўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги

$$\sigma = \frac{j}{E} = en\,\mu\;, \tag{134.5}$$

га тенгдир. (134.3) – ифодадан фойдаланиб металларнинг классик электрон назариясига тегишли солиштирма ўтказувчанлик ифодасини келтириб чиқарамиз:

$$\sigma = \frac{e^2 n\ell}{2m < \upsilon_T >}\;, \tag{134.6}$$

Бу назарияда $\ell,\ \upsilon\ =\ 1$ бўлганда, кристалл панжара доимийсига тенг бўлган қийматга эга бўлади.

Мисол тариқасида кумушнинг солиштирма ўтказувчанлигининг абсолют қийматини ҳисоблаб кўрамиз.

Қуйидаги коэффициентларни берилган деб ҳисоблаймиз:

$e = 1{,}6\cdot 10^{-19}\,Кл$, $m = m_0 = 9\cdot 10^{-31}\,кг$, $n = 6\cdot 10^{28}\,м^{-3}$, $\ell = 3\cdot 10^{-10}\,м$

Иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигини

$$< \upsilon_T >= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

деб олсак, у 300 ^0K да $< \upsilon_T > = 1{,}08\cdot 10^5\,м/сек$ га тенг бўлади. Кумушнинг солиштирма ўтказувчанлигини (73.6) – ифода орқали ҳисоблаш қуйидаги натижани беради:

$$\sigma = \frac{ne^2}{2m}\frac{\ell}{< \upsilon_T >} \approx 2{,}4\cdot 10^6\,Ом^{-1}\cdot м^{-1}$$

Амалда, 300 ^{0}K даги тажриба натижалари кумушнинг солиштирма ўтказувчанлиги

$$6{,}3\cdot 10^{7}\,Ом^{-1}\cdot м^{-1}$$

га тенг эканлигини кўрсатади. Бу қийматга эришиш учун (134.6) – ифодадаги $<\ell>$ – ўртача эркин югуриш йўли қиймати ўрнига $7{,}5\cdot 10^{-9}\,м$ қийматни олиш керак бўлади, яъни кристалл панжара доимийсини 25 марта катта деб олиш керак бўлади.

(134.6) – ифода температурага боғлиқ бўлган бирдан - бир катталик иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигидир:

$$<\upsilon_T> = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$$

Бу ифодага биноан, температура ортиши билан солиштирма қаршилик $\sqrt{T}$ га пропорционал равишда ортиши керак эди. Аммо, амалда кенг температура соҳасида металларнинг солиштирма қаршилиги ρ температурага тўғри пропорционалдир.

Классик назариянинг бундай камчиликлари асосан, металлнинг эркин электронларини Максвелл - Больцман статистикасига бўйсунадиган идеал молекуляр газ заррачаларидир, деб ҳисоблашдан келиб чиқади.

Квант назариясига асосан, металл кристалл панжарасини эгаллаган умумлашган электронлар Ферми - Дирак статистикасига бўйсунадиган айниган электрон газни ҳосил қилади. Ферми - Дирак статистикасига асосланган металлар электр ўтказувчанлигини ҳисоблаш қуйидаги ифодани беради:

$$\sigma_{кв} = \frac{e^2 n\ell(E_F)}{m<\upsilon_T(E_F)>}, \qquad (134.8)$$

бу ерда $\ell(E_F)$ – Ферми энергиясига эга бўлган электроннинг ўртача эркин югуриш йўли, $<\upsilon_T(E_F)>$ – шундай электроннинг ўртача тезлигидир.

Классик ва квант назарияларнинг электр ўтказувчанлик ифодалари мос равишда (134.6) ва (134.8), ташқи кўринишлари билан бир - бирига ўхшасалар ҳам, бу ифодаларнинг мазмунлари бир - биридан фарқ қилади.

(134.6) – ифодадаги $<\upsilon_T>$ – эркин электронларнинг $\sqrt{T}$ га пропорционал бўлган иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигидир.

(134.8) – ифодадаги $<\upsilon_T(E_F)>$ – амалда, температурага боғлиқ эмас, чунки температура ўзгариши билан E_F – Ферми энергияси деярли ўзгармасдан қолади.

(134.6) – ва (134.8) – ифодаларнинг энг сезиларли фарқи ℓ – эркин югуриш йўлига классик ва квант назариялари қандай мазмун беришларига боғлиқ.

Эркин электронларни одатдаги заррачалар деб ҳисоблайдиган классик назария металларда кузатиладиган қаршиликни кристалл панжара тугунлари билан электронларнинг узлуксиз тўқнашиши натижасида пайдо бўлади, деб ҳисоблайди.

Квант назария электронларни тўлқин хусусиятига эга бўлган заррачалар деб ҳисоблайди, металл бўйича ўтказувчанлик электронлари ҳаракатини эса, узунлиги де-Бройль ифодаси

$$<\ell>=\frac{\hbar}{P}=\frac{\hbar}{m\upsilon}$$

Билан аниқланадиган электрон тўлқинларнинг тарқалиш жараёни деб тасаввур этади. Электрон тўлқинлар тарқалиш жараёни шундай кечади.

Тугунларида қўзғалмас ионлар жойлашган нуқсонсиз кристалл панжара электрон тўлқинларга қаршилик қилмай, уларни сочмайди. Эркин электронлар оқими панжарада тўсиқсиз ҳаракат қилади ва панжара электр токи оқимига қаршилик қилмайди.

Электрон тўлқинларнинг сочилиш жараёни, ўлчами тўлқин узунлигидан ката бўлган, сочилиш марказларини кристалл панжарада ҳосил бўлишидан пайдо бўлади, деб ҳисобланади. Бундай марказлар, биринчи навбатда, панжара тугунларини иссиқликдан тебраниши ҳисобига зичлик ножинслиги ҳосил бўлишидан пайдо бўлувчи, кристалл панжара асллигини бузилишидан иборатдир.

Иссиқлик ҳисобига бетартиб тебранувчи, қаттиқ жисмни ташкил этувчи беҳисоб атомлар ичида муайян вақтда бир – бирига қарама – қарши ҳаракатланувчи атомлар учраб туради. Бу вақтда улар орасидаги масофалар қўзғалмас панжара тугунлари орасидаги масофадан кичик ёки ката бўлиши мумкин. Шундай қилиб, қаттиқ жисм панжара тугунларининг иссиқлик ҳаракати ҳисобига ҳар вақтда микроскопик биржинсли бўлмаган соҳалар ҳосил бўлади. Одатда, уларнинг ўлчами эркин электронларнинг тўлқин узунлигидан ката бўлиши ҳисобига электрон тўлқинларни сочувчи эффектив марказларга айланади.

Электрон тўлқинларни сочувчи марказларнинг бошқа манбалари – металлардаги бошқа ёт киришмалар атомларидан иборатдир. Бу сочувчи марказлар абсолют тоза металларда электр қаршилиги пайдо бўлишига асосий сабабчилардир.

Юқоридагиларга асосланиб, металларнинг солиштирма қаршилигини қуйидагича ифодалаш мумкин: $\rho = \rho_T + \rho_H$.

бу ерда ρ_T – кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишидан ҳосил бўлувчи солиштирма қаршиликдир, ρ_H – нуқсонлар, киришмалар атомларида электрон тўлқинларнинг сочилиш ҳисобига пайдо бўлувчи қаршиликдир.

$T \to 0$ бўлганда, $\rho_T \to 0$ га интилади ва $\rho \approx \rho_H$ билан аниқланади. ρ_H – температурага боғлиқ эмас. Шунинг учун $T = 0\ {}^0K$ да у йўқолмайдиган қолдиқ қаршилик бўлиб ҳисобланади.

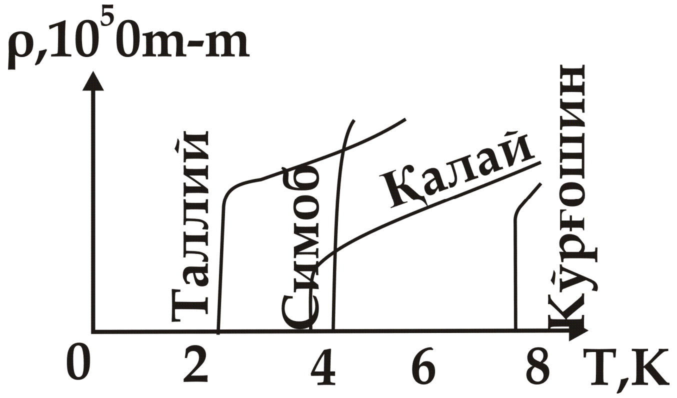
135 - §. Ўта ўтказувчанлик

Металларда қолдиқ қаршиликка киришма атомларининг таъсирини ўрганиш мақсадида 1941 йилда Камерлинг - Оннес ўта тозаланган симоб устида изланишлар олиб борди. Изланиш жараёнида кутилмаган натижани кузатди: $T = 4{,}2\ {}^0K$ температурада симобнинг қаршилиги сакраб нолга интила борди (*241 - расм*).

Бу ўтказгичда индукцияланган электр токи қаршиликсиз, исталган узоқ вақтгача сақланиб қолди. Бу ҳодиса *ўта ўтказувчанлик ҳодисаси деб аталади.*

Модданинг ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш температураси $T_к$ – шу ҳолатга ўтишнинг критик температураси деб аталади.

Ом қонуни бўйича $\rho = \dfrac{E}{j}$ бўлгани учун, j – чегараланган ток зичлигида $\rho = 0$ бўлиши учун ўта ўтказгичнинг исталган нуқтасида электр майдонининг кучланганлиги нолга тенг бўлиши керак, яъни $E = 0$.

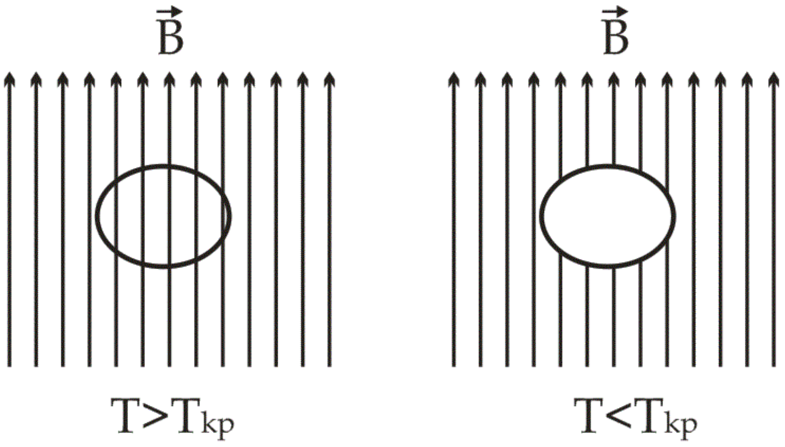


241 – расм. Тоза металларнинг ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтиш критик темпертуралари

Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси 20 дан ортиқ тоза химиявий элементларда, бирнеча юз химиявий бирикма ва қоришмаларда кузатилган. Бу моддаларда критик температура қиймати ~0,01 дан ~20 K гача интервалда ётади.

Мейснер ва Оксенфельд 1933 йили ўта ўтказгич моддалар ичидан ташқи ёки ички магнит майдонларни итариб чиқилиши ҳодисасини кузатганлар (*242 – расм*).

Ўта ўтказгичнинг ичидан магнит майдони куч чизиқларининг итарилиб чиқилиши, унда магнит индукцияси $B = 4\pi M + H$ нолга тенглигини англатади . Магнит қабул қилиш хусусияти манфийдир: $\lambda = - 1/4\ \pi$. Шу сабабли, ўта ўтказгични паст температураларда жуда яхши ўтказгич бўлиши билан идеал диамагнетик деб ҳисоблаш мумкин.



242 - расм. Ўта ўтказувчанлик ҳодисасида қаттиқ жисмларда магнит майдонини сиқиб чиқариш

Ўта ўтказувчанлик ҳолатини кучсиз H магнит майдони билан бузиш мумкин ва бу магнит майдон қийматини $H_к$ - *критик магнит майдони* деб аталади. $H_к$ нинг қиймати температурага боғлиқ ва модданинг $T_к$ – критик температурасида нолга тенг бўлиб, температура пасайиши билан ўзининг максимал қийматига эришади.

Ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтган тоза металларда иссиқлик ўтказувчанлиги камаяди. Бу ҳолатда металларда иссиқлик ўтказишга боғлиқ кўчиш ҳодисаларига жавобгар эркин электронлар кристалл панжара билан ўзаро таъсирини йўқота бошлайди ва иссиқлик ўтказишда қатнашаолмайди.

Изланишлар натижасида ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтган тоза металлар энергетик спектрининг Ферми - сатҳи атрофида жуда тор бўлган энергетик тирқиш ҳосил бўлиши тажрибада кузатилган.

Қуйидаги жадвалда айрим металларнинг критик температуралари, энергетик тирқиш кенглиги қийматлари келтирилган.

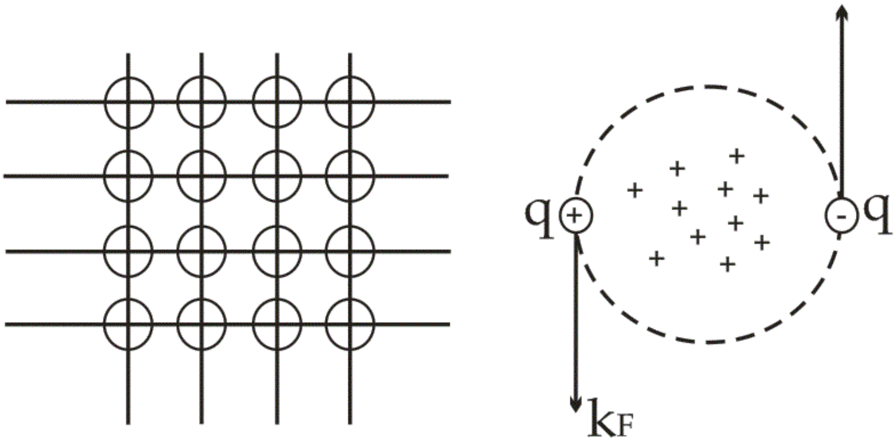
5 – жадвал

Ўта ўтказувчанлик ҳолатидаги металларнинг энергетик параметрлари

	Al	*Sn*	*Hg*	*V*	*Pb*	*Nb*
E_m (0), 10^3эВ	3,26	11,0	16,4	14,3	21,4	22,4
$T_к$, К	1,2	3,73	4,15	4,9	7,19	9,22

Жадвалда келтирилган натижалардан энергетик тирқиш кенглиги жуда торлиги кўриниб турибди, унинг қиймати $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ эВ кенгликда ётади. Табиийки, ўта ўтказгичларнинг ўтказувчанлик соҳасида тор энергетик тирқиш ҳосил бўлиши электронларнинг қандайдир қўшимча ўзаро таъсири натижасида ҳосил бўлиши керак.

Ўтказувчанлик соҳадаги эркин электронларнинг кристалл панжара бўйлаб ҳаракатида ионлар билан ўзаро таъсирлашиб, уларни озгина бўлса ҳам мувозанат ҳолатидан силжитиб, мусбат зарядларнинг фазовий ножинслигини ҳосил қилади ва кристалл панжаранинг айрим қисмларидаги ортиқча мусбат заряд бошқа электронларни ўзига тортади. Шу сабабли, металларда электронлар орасидаги ўзаро итариш кучларидан ташқари ортиқча мусбат зарядлар билан боғлиқ бўлган тортишиш кучлари пайдо бўлади (*243 - расм*). Агарда, бу тортишиш кучлари итариш кучларидан катта бўлса, ўзаро боғланган жуфт электронлар ҳосил бўлиш эҳтимоллиги ортади. Бу боғланган жуфтлар – *Купер жуфтлари* деб аталади.

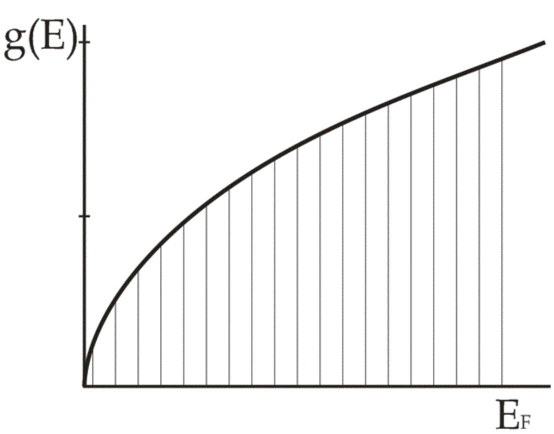


243 – расм. Ўта ўтказувчанлик ҳодисасида Купержуфтларининг ҳосил бўлиши

Купер жуфтлари бутун сонли спинга эга бўлганлиги учун улар бозон заррачалар деб аталади. Бутун сонли спинли бозон заррачалар квант заррачалар бўлишига қарамай, Паули принципига бўйсунмайдилар. $T \to 0$ га интилганда битта энергетик сатҳни бозонлар эгаллай бошлайдилар.

Купер жуфтлиги ҳосил бўлганда тизимнинг энергияси жуфтдаги электронларнинг E_δ – боғланиш энергияси қийматига камаяди.

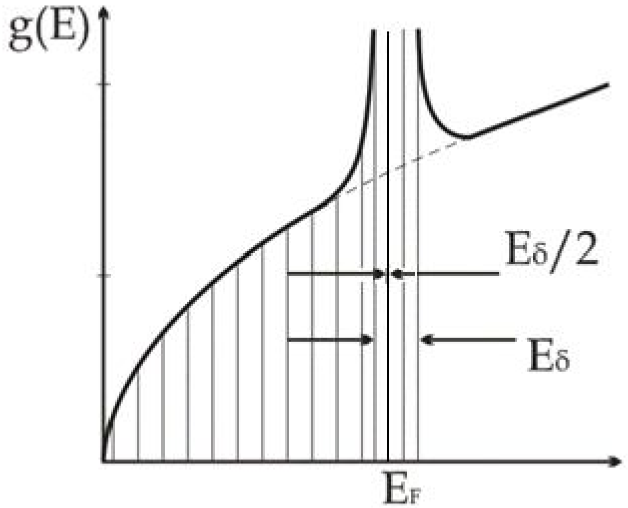
Металлар нормал ҳолатда бўлганлигидаги ўтказувчанлик соҳаси электронлари $T = 0K$ да E_F - максимал энергияга эга бўлади (*244 - расм*).



244 – расм.Нормал ҳолатдаги металларда ҳолатлар зичлигининг энергияга боғлиқлиги

Боғланган жуфтликка ўтганда иккита электроннинг энергияси E_δ – боғланиш энергиясига, ҳар бирининг энергияси эса $E_\delta/2$ – қийматга камаяди.

Шунинг учун бу жуфтликни бузиб, электронларни нормал эркин электрон ҳолатига ўтказиш учун энергия сарф қилиш зарур бўлади.



245 – расм. Ўтаўтказувчанлик ҳолатига ўтишдаги энергетик тирқишнинг ҳосил бўлиши

Жуфтлик ҳолатида бўлган электронларнинг юқори энергетик сатҳи билан нормал электронларнинг сатҳи орасида E_δ – кенгликка тенг бўлган энергетик тирқиш ҳосил бўлади (*245 - расм*).

Тирқишнинг чегарасида ҳолатлар зичлигининг қиймати ошганлиги сабабли, торлашган $E_T/2$ соҳада, ўтказувчанлик соҳасининг барча электронларини жойлаштириш мумкин бўлган энергетик ҳолатлар пайдо бўлади.

Назарий ҳисоблашлар ва жадвалда келтирилган маълумотларга кўра, E_δ қиймати металлнинг ўта ўтказувчанлик ҳолатига тўғри келган kT_k – иссиқлик ҳаракати энергиясига тенгдир.

Асосий энергетик сатҳга жойлашган электроннинг ютиши мумкин бўлган минимал энергия порцияси $kT_k \approx (0{,}001 \div 0{,}01)эВ$ га тенг.

Паст температураларда $kT \sim 8{,}6 \cdot 10^{-5} эВ$ га яқин бўлгани сабабли, кристалл панжарадаги электрон $kT_к$ га тенг энергия порциясини ололмайди, Купер жуфтлигидаги электронлар, паст энергетик сатҳлардаги ўтказувчанлик соҳасидаги нормал электронлар билан ўзаро таъсирда бўлмай, металлнинг кристалл панжараси бўйлаб қаршиликка учрамай, ҳаракатини давом этдиради.

Температура ортиши билан электронларнинг кристалл панжарадан оладиган энергия порциялари $kT_к$ га яқин бўлади ва электронлар асосий энергетик сатҳларидан айниган энергетик сатҳларга ўтабошлайди. Температура $T_к$ га етганда E_δ – энергетик тирқиш ва ўта ўтказувчанлик ҳолати йўқолади.

Шуни қайд қилиш керакки, ўтказувчанлик соҳасининг ҳамма электронлари Купер жуфтлигини ҳосил қилишда қатнашаолмайди. Купер жуфтлиги ҳосил бўлиши учун электронларнинг энергияси жуда бўлмаганда $E_\delta / 2$ га ўзгариши керак, шунинг учун Ферми энергияси яқинидаги $E_\delta / 2$ га тенг энергетик соҳадаги электронлар иштирок этиши мумкин. Тахминий ҳисоблашларга кўра ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг $\sim 10^{-4}$ қисмигина Купер жуфтлигини ҳосил қилишда иштирок этишлари мумкин.

136 - §. Хусусий ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги

Киришмалардан юқори даражада тозаланган ярим ўтказгичлар, жуда паст бўлмаган температураларда, қўйилган ташқи майдон таъсирида ўзининг хусусий заряд ташувчилари – электронлар ва ковакларнинг йўналтирилган ҳаракати ҳисобига электр ўтказувчанликка эга бўладилар. Бу электр ўтказувчанлик ярим ўтказгичларнинг *хусусий ўтказувчанлиги* деб аталади.

Хусусий яримўтказгичда, икки хил заряд ташувчилар - электронлар ва коваклар мавжудлиги учун, унинг электр ўтказувчанлиги n_i концентрацияли эркин электронларнинг ўтказувчанлиги $(\sigma_p = ep_i\,\mu_p)$ ва p_i концентрацияли ковакларнинг ўтказувчанлигидан $(\sigma_p = ep_i\,\mu_p)$ иборат бўлади. Хусусий электронлар ва коваклар концентрациялари бир - бирига тенг бўлгани учун $(n_i = p_i)$, хусусий ярим ўтказгичнинг тўла ўтказувчанлиги қуйидагича бўлади.

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = en_i\,\mu_n + ep_i\,\mu_p = en_i\,(\mu_n + \mu_p), \qquad (136.1)$$

Хусусий ярим ўтказгичда электронлар ва коваклар концентрацияси қуйидагига тенгдир:

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (136.2)$$

Бу ифодадан фойдалансак, ярим ўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлиги ифодасига эга бўламиз:

$$\sigma_i = 2e\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}\cdot kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}(\mu_n + \mu_p) = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (136.3)$$

бу ерда $\sigma_0 = 2e(\mu_n + \mu_p)\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}kT}{h^2}\right)^{3/2}$ – экспонента олдидаги ифодадир. Электрон ва коваклар ҳаракатчанлиги температурага қуйидагича боғлиқдир:

$$\mu_n, \mu_p \sim \frac{1}{\sqrt{T^3}}$$

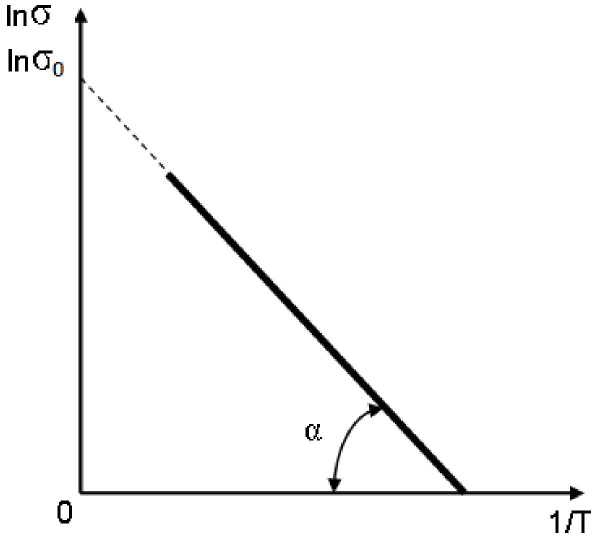
Ва унинг температурага боғлиқ ўзгариши, $e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ нинг температурага боғлиқ ўзгаришидан бир неча тартиб сустдир.

(136.2) – ифодадан, $T \to \infty$ интилганда, $\sigma \to \sigma_0$ га тенг бўлади, яъни жуда юқори температураларда ҳам σ_0 сезиларли ўзгармасдан, $T \to \infty$ да ярим ўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлигини билдиради.

Ярим ўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлигини ярим логарифмик координаталарда келтириш жуда қулайдир. (136.2) – ифодани логарифмласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\ln\sigma = \ln\sigma_0 - \frac{E_g}{2kT}, \qquad (136.4)$$

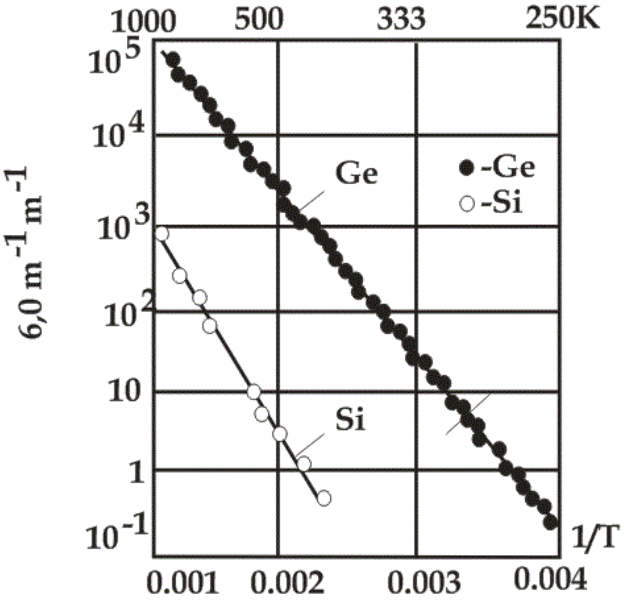
Агарда, абсцисса ўқи бўйлаб $1/T$, ордината ўқи бўйлаб $\ell n\sigma$ ўзгаришларини қўйсак, ордината ўқини $\ell n\sigma_0$ бўлакда кесиб ўтадиган тўғри чизиққа эга бўламиз (*246 - расм*).



246 – расм. Ярим ўтказгич хусусий ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши

Тўғри чизиқнинг абсцисса ўқи билан ҳосил қилган α – бурчакнинг тангенси $E_g/2k$ га тенгдир. Шундай чизма тузиб ярим ўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги қиймати σ_0 ни ва тақиқланган соҳа кенглиги E_g ни аниқлашимиз мумкин.

Мисол тариқасида, *247* - расмда хусусий германий ва кремний учун тажрибада олинган $\ell n \ \ \sigma$ нинг $^1\!/_T$га боғлиқ ўзгариши натижалари келтирилган.



247 – расм.Кремний ва германий ярим ўтказгичлари электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши

Бу тажриба натижаларидан германий ва кремнийнинг тақиқланган соҳаларининг кенгликлари, мос равишда $E_{Ge}=0{,}72эВ$ ва $E_{Si}=1{,}2эВ$ га тенгдир. 73- ва 75- параграфларда келтирилган натижалардан қуйидагича хулоса қилиш мумкин:

Металларда электрон газ айниган бўлгани учун, заряд ташувчилар концентрацияси температурага деярли боғлиқ эмас ва металлар ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши бутунлай ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши билан аниқланади.

Ярим ўтказгичларда заряд ташувчи газ айнимаган газдир ва унинг концентрацияси температурага боғлиқ равишда жуда кучли ўзгаради:

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p}\cdot kT}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

Шунинг учун ярим ўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши фақат ток ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

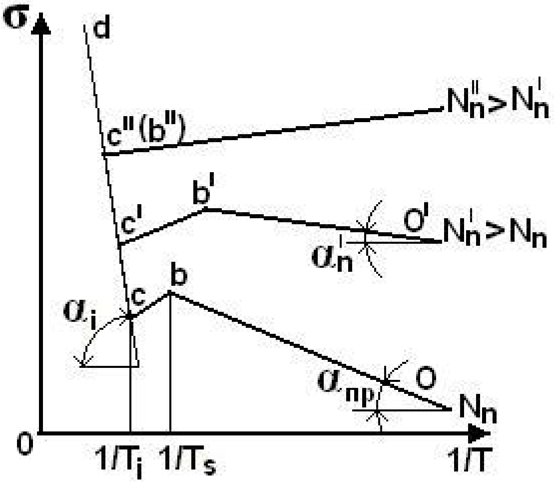
137 - §. Киришмали ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги

Айнимаган киришмали ярим ўтказгич электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги, хусусий ярим ўтказгичдагига ўхшаш, асосан ток ташувчилар концентрациясининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

248 - расмда киришмали ярим ўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлик чизмаси келтирилган. Бу чизмани учта характерли соҳаларга ажратиш мумкин: *ab*, *bc* ва *cd*.

"*ab*" соҳа паст температуралар соҳасига тааллуқли бўлиб, киришма сатҳларининг электронлардан камбағаллашиш температурасигача ($T_к$) давом этади. Бу соҳада, ток ташувчилар концентрацияси қуйидагича ифодаланади:

$$n = \sqrt{2N_d}\left(\frac{2\pi\, m_n\cdot kT}{h^2}\right)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (137.1)$$



248–расм. Киришмали ярим ўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлик чизмаси

уларнинг ҳаракатчанлиги киришмаларда сочилиши билан аниқланиб, $T^{3/2}$ га пропорционалдир. Киришмали ярим ўтказгич электр ўтказувчанлиги қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma_{яў.T} = \sigma_{яў.0} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \qquad (137.2)$$

бу ерда $\sigma_{яў.0}$ температурага кучсиз боғлиқ бўлган экспонента олдидаги коэффициентдир. (137.2) – ифодани логарифмласак,

$$\ln \sigma_{яў.T} = \ln \sigma_{яў.0} - \frac{E_g}{2kT}$$

га эга бўламиз. Абсцисса ўқига $1/_T$ ва ордината ўқига $\ell n \sigma_{яў.}$ ўзгаришларини қўйсак, *248* - расмда келтирилган чизмага эга бўламиз.

“*ab*” тўғри чизиқ абсцисса ўқи билан α_k бурчак ҳосил қилади ва унинг тангенси киришманинг донор энергетик сатҳи қийматига (E_d) пропорционал бўлади

$$tg\alpha_k = \frac{E_g}{2k}, \qquad (137.4)$$

Шундай қилиб, “*ab*” соҳа ярим ўтказгичнинг киришма ўтказувчанлигига тўғри келади.

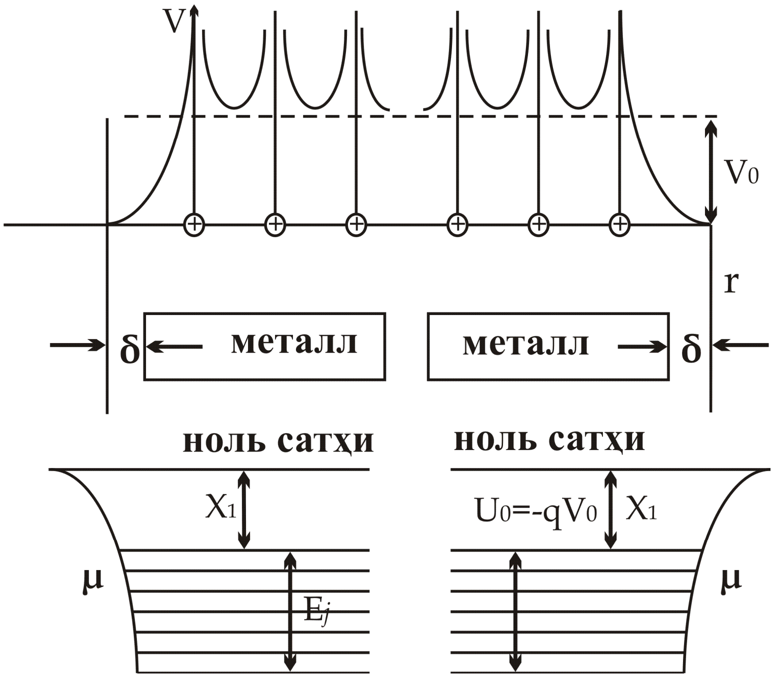
“*bc*” соҳа киришмаларнинг электронлардан камбағаллашиш температурасидан ($T_к$) хусусий ўтказувчанликка ўтиш температурасигача (T_i) давом этади. Бу соҳада барча киришма атомлари ионлашган бўлади, аммо хусусий ток ташувчилар етарлича қўзғатилмаган, яъни $n \sim N_d$ ўзгармас қолади. Шу сабабли, бу соҳадаги ярим ўтказгич ўтказувчанлигининг температурага боғлиқ ўзгариши ток ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади.

“*cd*” соҳа ярим ўтказгич хусусий ўтказувчанлигига ўтиш соҳасини билдиради. Бу соҳада ток ташувчилар концентрацияси хусусий заряд ташувчилар концентрацияси билан аниқланади ва хусусий ўтказувчанлик қуйидагича ифодаланади:

$$\sigma \approx \sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}$$

138 - §. Чиқиш иши

Металлнинг кристалл панжарасини ташкил этувчи мусбат ионлар, кристалл панжарада тугунлардан ўтувчи тўғри чизиқ бўйлаб даврий қайтариладиган мусбат потенциалли электр майдонини ҳосил қилади (*249 - расм*).



249 – расм. Металл атомларининг энергетик диаграммаси ва ички даврий потенциали

Қўпол ҳатолик бўлса ҳам, бу даврий потенциални металлнинг барча нуқталарида ўзгармас ҳисоблаб, ўртача V_0 га тенг деб оламиз. Бу майдонга киритилган эркин электрон манфий потенциал энергияга эга бўлади:

$$U_0 = - qV_0$$

249 - расмнинг пастида электроннинг вакуумдан металлга ўтишидаги потенциал энергиясининг ўзгариши келтирилган.

Электроннинг вакуумдаги потенциал энергияси $U = 0$ бўлса, металлда эса

$$U = U_0 = -qV_0$$

га тенгдир.

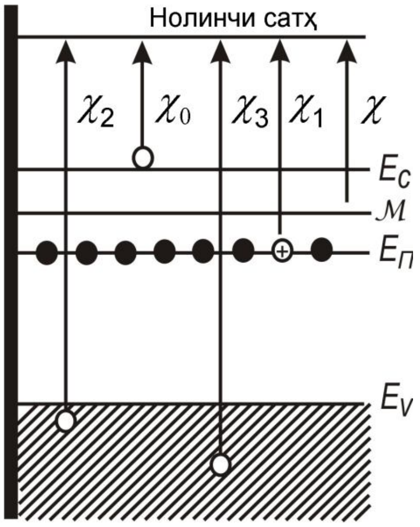
Бу ўзгариш характери бўйича сакрашга ўхшаса ҳам у панжара параметрига тенг бўлган δ кесма узунлигида содир бўлади. Расмдан кўринишича, металл электронлар учун потенциал чуқурлик вазифасини ўтайди ва бу чуқурликдан электронларни вакуумга чиқиши учун қандайдир чиқиш ишини бажариш керак бўлади.

Металлда электронларнинг кинетик энергияси бўлмаганда уларни вакуумга чиқариш учун потенциал ўра чуқурлигига тенг – энергия зарур бўларди. Аммо паст температураларда ҳам μ – Ферми сатҳигача бўлган энергетик сатҳлардаги электронлар даврий майдонда ҳаракатда ва маълум кинетик энергияга эга бўладилар. Шунинг учун электронларнинг металлдан чиқиши учун U_0 га нисбатан кичик иш бажариши талаб қилинади.

Металлдан электронларни вакуумга чиқариш учун энг кам бажариладиган иш Ферми сатҳидан 00 сатҳгача бўлган χ – га тенгдир. Буни *термодинамик чиқиш иши* деб аталади.

Ярим ўтказгичларда электронларнинг чиқиш ишини аниқлаш бирмунча қийиндир. *250* - расмда *n* – типли ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммаси келтирилган.

Ўтказувчанлик соҳасидан электронларни вакуумга чиқариш учун χ_0 – энг кам чиқиш ишини бажариш керак. Аммо бу электронларни вакуумга чиқариш электрон гази мувозанат ҳолатининг бузилишига олиб келади ва мувозанат ҳолатини тиклаш учун киришма сатҳи ва валент соҳасидан электронларни ўтказувчанлик соҳасига етказиб бериш керак. Бу эса кристаллнинг ички энергиясини сарф бўлишига ва кристаллнинг совушига олиб келади. Валент соҳасидан электронларни вакуумга чиқаришда мувозанат ҳолат тикланиши учун



250 – расм. Электрон типли ярим ўтказгичда электронларнинг вакуумга чиқиш йўллари

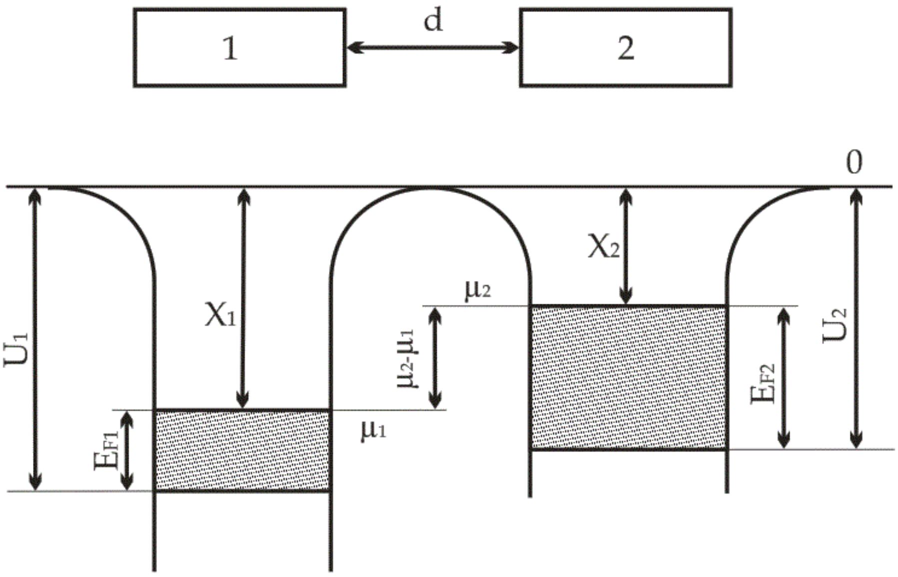
ўтказувчанлик соҳасидаги электронларнинг бир қисмини валент соҳасига қайтариш лозим бўлади. Бу ҳолатда энергия ажралиб чиқади ва кристалл исий бошлайди.

Ферми сатҳидан бир вақтда юқори ва паст сатҳлардан электронларни вакуумга чиқариш тизимнинг мувозанат ҳолатини бузмасликка ва кристалл температурасини ўзгармаслигига олиб келади. Шунинг учун ярим ўтказгичлар учун чиқиш ишини Ферми сатҳидан нолинчи сатҳгача бўлган энергетик масофага тенг, деб ҳисобланади.

Чиқиш иши одатда *электрон вольтларда* ўлчанади. Чиқиш ишини электроннинг зарядига нисбати чиқиш потенциалини белгилайди ва Вольтларда ўлчанади.

139 - §. Металл - металл контакти

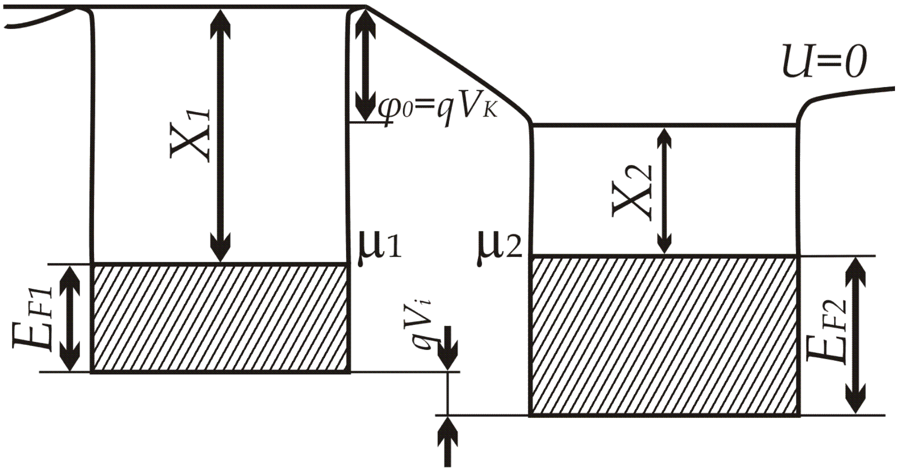
Энергетик диаграммалари *251* - расмда келтирилган икки металлни яқинлашишида содир бўладиган жараёнларни кўриб чиқамиз. Ажратилган ҳолатда бу металлардаги электрон газлар μ_1 ва μ_2 – химиявий потенциаллар билан характерланади. Электронларнинг термодинамик чиқиш ишлари χ_1 ва χ_2 га тенгдир.



251 – расм. Иккита ажратилган металлнинг энергетик диаграммалари

Термоэлектрон эмиссия орқали электронлар билан эффектив алмашиш мумкин бўлган ёки тўғридан - тўғри бир - бирига электронлар ўтиши мумкин бўлган *d* – масофага металларни бир - бирига яқинлаштирамиз.

Контакт ўрнатилгандан сўнг бошланғич моментда, (μ_1 ва μ_2) – химиявий потенциаллар ҳар хил баландликда бўлгани учун иккинчи металл электрон гази биринчи металл электрон гази билан мувозанатда бўлмайди (*252 - расм*).



252 – расм.Металл – металл контактининг энергетик диаграммаси

Ферми сатҳлари фарқи (μ_1 - μ_2) мавжудлиги иккинчи металлдан биринчисига имтиёзли электрон ўтиши ҳосил бўлишига олиб келади. Бу ҳолда биринчи металл манфий, иккинчиси эса мусбат зарядланади.

Бу зарядларнинг ҳосил бўлиши ўз навбатида металлар энергетик сатҳларини силжишига олиб келади: манфий зарядланган *1* - ўтказгичда барча сатҳлар олдинги ҳолатга нисбатан юқорига кўтарилади, *2* - металлда эса пастга тушади. Бу жараённи осон тасаввур этиш мумкин: зарядланмаган металлдаги ноль сатҳдан манфий зарядланган металлнинг ноль сатҳига электронни ўтказиш учун qV_1 га тенг иш сарфлаш керак. Бу бажарилган иш электрон потенциал энергиясининг ортишига олиб келади. Худди шу сабабга кўра, мусбат зарядланган металлнинг ноль сатҳи зарядланмаган металлнинг ноль сатҳидан пастга тушади.

Аста - секин *1* - металлнинг кўтарилаётган μ_1 химиявий потенциал сатҳи ва *2* - металлнинг пасаётган μ_2 – химиявий потенциали сатҳи бир баландликка тўғри келганда *2* - металлдан *1* -металлга электронларнинг имтиёзли ўтиши йўқолаборади ва иккала металлар орасида мувозанат ҳолати вужудга келади. Бу ҳолатда металларнинг ноль сатҳлари орасида V_k – контакт потенциаллар фарқи пайдо бўлади:

$$V_k = \frac{(\chi_1 - \chi_2)}{q}, \qquad (139.1)$$

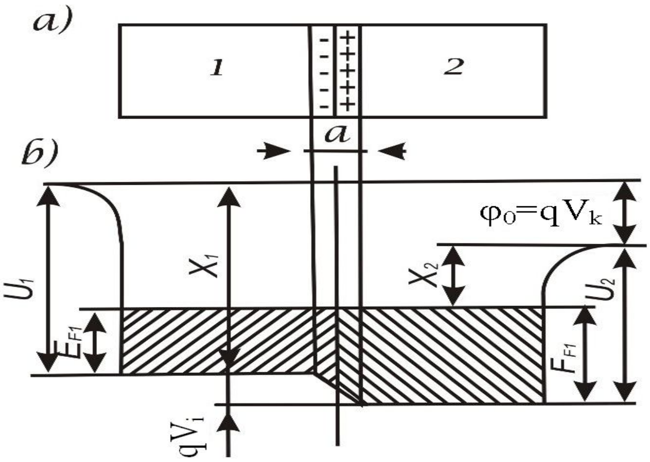
Бу потенциаллар фарқи *ташқи контакт потенциаллар фарқи* деб аталади, у металларнинг чиқиш ишларини фарқига тўғри пропорционалдир. Чиқиш иши кам бўлган металл электронлари чиқиш иши катта бўлган металлга ўтабошлайдилар.

Металларнинг химиявий потенциаллари сатҳлари тенглашиши билан *1* - ва *2* - металлардаги электронлар кинетик энергиялари бир хил бўлмайди $(E_{F2} > E_{F1})$.

Металларни тўғридан - тўғри туташишида *2* – металлдан *1* -металлга электронларнинг йўналтирилган диффузияси пайдо бўлади, бу ҳолда V_i *ички контакт потенциаллар фарқи* ҳосил бўлади:

$$V_i = \frac{(E_{F2} - E_{F1})}{q}, \qquad (139.2)$$

Мувозанат ўрнатилгандан сўнг металларда ток зичлиги нолга тенг бўлганлиги учун, Ом қонунига асосан $j = \sigma E$, E – электр майдон металл қалинлиги бўйича хар бир нуқтада нолга тенг бўлади. Аммо металлар контакти чегарасида d – юпқа қатламга ички контакт потенциаллар фарқининг ҳаммаси жойлашган бўлади (*253 - расм*).



253 – расм. Иккита металл туташганда ички контакт потенциаллар фарқининг ҳосил бўлиши

Қўш электр қатламининг қалинлиги бўйича V_i – потенциал сакрашга ўхшаб ўзгаради. Шу қатламнинг қалинлигини ҳисоблаб кўрамиз.

Қўш электр қатлами ясси конденсаторга ўхшайди, d – унинг

қалинлиги, қопламаларидаги зарядни Q орқали белгиласак, потенциаллар фарқи V_i га тенг бўлади. Қопламаларнинг юзаси 1 $м^2$, диэлектрик сингдирувчанлиги $\varepsilon = 1$ бўлган ясси конденсаторнинг сиғими қуйидагига тенг:

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{d} \quad , \quad C = \frac{Q}{V_i}$$

бу ердан $d = \dfrac{\varepsilon_0 V_i}{\varphi}$ га эга бўламиз.

Қўш қатламнинг қалинлиги панжара параметридан кичик бўлмайди, яъни $3 \cong A^0$, $V_i = 1B$ бўлганда *2* - металл қатламининг $1м^2$ юзасидан *1* - металлга ўтадиган заряд миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = \frac{\varepsilon_0 V_i}{d} = \frac{1B.8.85 \cdot 10^{-12} Фм}{3 \cdot 10^{-10} м} \approx 3 \cdot 10^{-2} Кл$$

Бу ҳолда, сиртдаги зарядлар концентрацияси

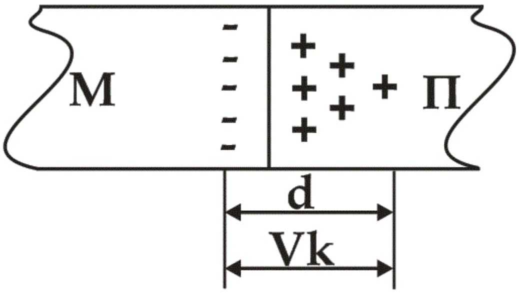
$$\Delta n = \frac{Q}{q} = \frac{3 \cdot 10^{-2}\,Кл}{1{,}6 \cdot 10^{-19}\,Кл} \approx 2 \cdot 10^{17}\,м^2$$

га тенг бўлади. Аммо реал шароитда металлнинг $1м^2$ юзасида 10^{19} атом бор, шунинг учун, $n_{10} = 10^{19}\,м^{-2}$. Δn ни n_{S0} билан таққосласак, қўш электр қатлами ҳосил бўлиши учун, қалинлиги $\sim 3A^0$ бўлган металл сиртидаги электронларнинг фақат $\sim 2\%$ оқиб ўтар экан.

Электрон газ концентрациясининг контакт қатламида бундай сезилмайдиган ўзгариши бу қатламнинг электр ўтказувчанлигини сезиларни ўзгартирмайди.

140 - §. Металл – ярим ўтказгич контакти. Ёпувчи қатлам

Металл – ярим ўтказгич контактини кўриб чиқамиз. $\chi_м$ – чиқиш ишига эга бўлган M – металл, χ_n – чиқиш ишига эга бўлган n – типли ярим ўтказгич билан контактда бўлсин (*254 - расм*).



254 – расм. Металл – ярим ўтказгич контактида ёпувчи қатламнинг ҳосил бўлиши

Агар $\chi_м > \chi_n$ бўлса, у ҳолда ярим ўтказгичдан металлга, $\mu_м$ ва μ_n - химиявий потенциаллар тенглашмагунча, электронлар оқиб ўтади, ундан сўнг металл ва ярим ўтказгич орасида мувозанат ҳолати ўрнатилади. Металл ва ярим ўтказгичлар чегарасида V_k – контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлади, унинг қиймати ҳам тахминан $\sim 3B$ атрофида бўлади.

Бу потенциаллар фарқи ҳосил бўлиши учун металл - металл контактига ўхшаш ярим ўтказгичдан металлга $\sim 10^{17}$ электронлар оқиб ўтиши керак. Ярим ўтказгич кристалл панжараси параметри $\sim 5A^{0}$ га тенг, ундаги электрон газ концентрацияси $n = 10^{21} м^{-3}$ га тенг. Ярим ўтказгич сиртидаги концентрация $n_s \sim 10^{14} м^{-3}$ электронларни ташкил этади. Шунинг учун $\Delta n \approx 10^{17}\ м^{-3}$ электронларни етказиб бериш учун 10^{3} та ярим ўтказгичнинг атом қатламлари электронлардан холи бўлиши керак.

Шундай қилиб, металл – ярим ўтказгич контактида контакт потенциаллар фарқи $d \sim 5 \cdot 10^{3} A^{0} = 5 \cdot 10^{-7} м$ қалинликни эгаллайди. Бу қатламда қолган ионлашган киришмалар атомлари қўзғалмас ҳажмий мусбат зарядларни ҳосил қилади. $5 \cdot 10^{-7} м$ қалинликдаги қатлам деярли эркин электронларга эга бўлмагани учун унинг қалинлиги электронларнинг эркин югуриш йўлидан сезиларли катта бўлади, шу сабабли, жуда катта қаршиликка эга бўлади. Бу қатлам *ёпувчи қатлам* деб аталади.

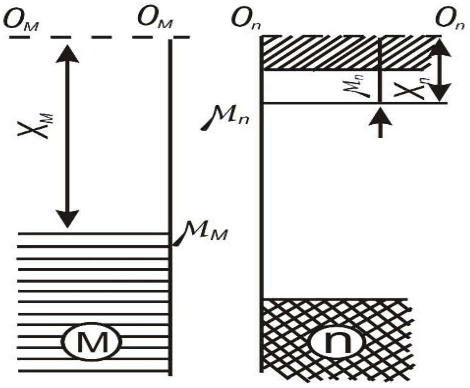
Контакт электр майдонининг ярим ўтказгичнинг энергетик сатҳларига таъсири

Металл ва ярим ўтказгич орасида пайдо бўлувчи – контакт потенциаллар фарқи *d* ёпувчи қатламнинг қалинлиги бўйлаб жойлашади (*254 - расм*). Контакт майдоннинг кучланганлиги

$$\varepsilon_k = \frac{V_k}{d} \approx \frac{1B}{5 \cdot 10^{-7} м} = 2 \cdot 10^{6} \frac{B}{м}$$

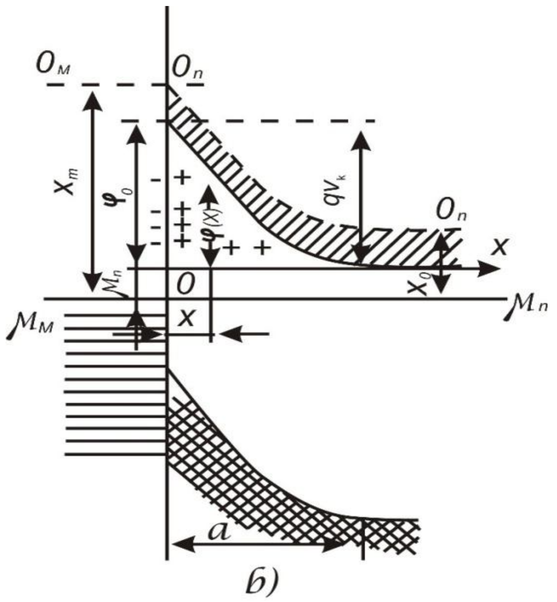
га тенг бўлади. Бу кристаллнинг ички майдон кучланганлигидан 10^{3} марта кичикдир. Шу сабабли, контакт майдони ярим ўтказгичнинг энергетик спектрига (тақиқланган соҳа кенглиги, киришмаларнинг ионланиш ва энергияси) деярли таъсир этмайди. *255* - расмда контактга келтирилгунча *M* – металл ва *n* – типдаги ярим ўтказгичнинг энергетик чизмаси кўрсатилган.

Металлнинг чиқиш иши ярим ўтказгичникидан катта, деб ҳисобланади. Контакт ўрнатилганидан ва мувозанат ҳолати бошланганидан сўнг, ярим ўтказгичда қўзғалмас ҳажмий мусбат зарядлар *d* – ёпувчи қатлам бўйича ҳосил бўлади (*256 - расм*).



255 – расм. Контакт ҳосил бўлгунича металл ва ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммалари

Контакт майдон йўқлигида металл ва ярим ўтказгичда энергетик сатҳлар горизонтал тўғри чизиқлардан иборат бўлади, яъни ярим ўтказгичнинг ҳамма нуқталарида электроннинг энергияси бир хил бўлади.



256 – расм. Металл – яримўтказгич контакти

Контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлишида, контакт майдон жойлашган қатламдаги электронга қатламдан итариб чиқувчи куч таъсир этади. Бу кучни енгиш учун электроннинг потенциал энергиясига ўтувчи маълум иш бажариш керак. Шу сабабли, электроннинг потенциал энергияси ярим ўтказгичнинг ички қатламидан контакт чегарасигача силжишида унинг потенциал энергияси $\varphi(x)$ ошиб беради ва чегарада максимал қийматга $(\varphi_0 = qV_k)$ эришади. Натижада, контакт майдон ярим ўтказгичнинг энергетик соҳасини қийшайтиради. φ_0 – катталик, ярим ўтказгичдан металлга ўтувчи электронларга мувозанат потенциал тўсиқни характерлайди.

Контактдаги потенциал тўсиқ функцияси кўриниши Пуассон тенгламаси орқали ифодаланади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon}\rho(x), \qquad (140.1)$$

бу ерда ε – ярим ўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, $\rho(x)$ – қўзғалмас зарядларнинг ҳажмий зичлигидир. Бу ҳолда, ярим ўтказгичдаги барча донор атомлар N_d ионлашган бўлади. У ҳолда:

$$\rho = qN_d \ , \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0}N_d \ , \qquad (140.2)$$

Бу тенглик учун, қуйидаги чегаравий шартлар ўринлидир:

$$\varphi(d) = 0 \ , \quad \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{x=d} = 0 \ , \qquad (140.3)$$

чунки контакт қатламидан ташқарида $x >> d$ контакт майдон йўқдир. (140.2) - тенгламани интеграллаш қуйидаги натижани беради:

$$\varphi(x) = \frac{q^2N_d}{2\varepsilon_0\varepsilon}(d-x)^2 \ , \qquad (140.4)$$

Бу ифодадан ярим ўтказгичдаги потенциал тўсиқ кўриниши параболага ўхшашлиги кўриниб турибди .$x = 0$ бўлганда, $\varphi_0 = \chi_м - \chi_n$ га тенгдир. У ҳолда ёпувчи қатлам қалинлиги қуйидагича бўлади:

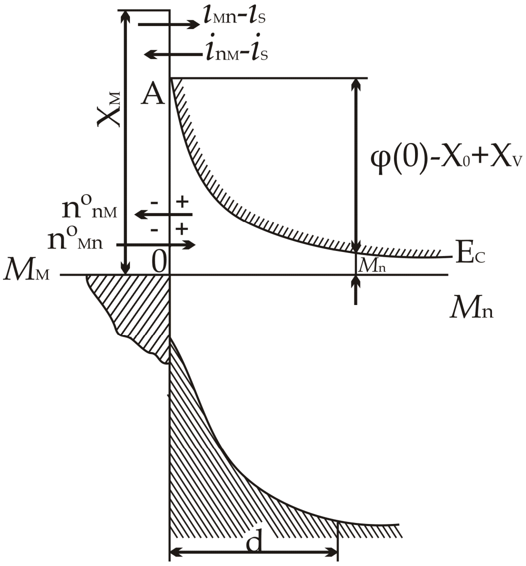
$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\,\varepsilon\varphi_0}{q^2\,N_d}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\,\varepsilon V_k}{q^2\,n_{n_0}}} \ , \qquad (140.5)$$

бу ерда n_{n_0} – Nd га тенг бўлган n – ярим ўтказгичдаги электронлар концентрациясидир.

Электронлардан холи бўлган ёпувчи қатлам қалинлиги электронларнинг эркин югуриш йўлидан икки – уч тартибда катта бўлгани учун, бу қатлам жуда катта қаршиликка эга бўлади.

Ярим ўтказгич - металл контактида тўғрилаш ҳодисаси

257 – расмда мувозанат ҳолатда бўлган электрон ярим ўтказгич - металл контактининг соҳалари тузилиши келтирилган.



257 – расм. Мувозанат ҳолатдаги металл – ярим ўтказгич контакти

Металлдан ярим ўтказгичга ўтаётган электронларга таъсир этувчи потенциал тўсиқ чиқиш ишларининг фарқига $(\chi_м - \chi_п)$ тенгдир: Ярим ўтказгичдан металлга ўтаётган электронларга таъсир этувчи потенциал тўсиқ $\varphi_0 = qV_k$ га тенгдир. Металлдан ярим ўтказгичга ўтаётган электронлар оқимини $n^0_{мп}$, ярим ўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар оқимини эса $n^0_{пм}$ деб белгилаймиз. Бу электрон оқимларига , мос равишда, қуйидаги ток зичликлари тўғри келади:

$$j_{пм} \text{ ва } j_{мп}.$$

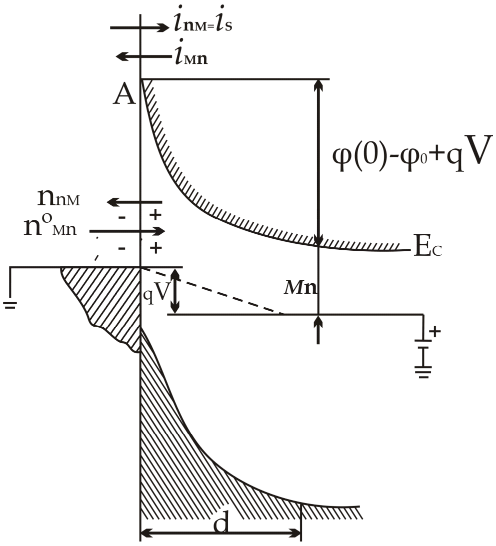
Мувозанат ҳолатида контакт орқали ўтадиган натижавий ток нолга тенг, шу сабабли $j_{пм} = j_{мп}$ўз навбатида, мувозанат ҳолатига тўғри келувчи токлар зичликлари қуйидагича белгиланади:

$$j_{пм} = j_{мп} = j_s \quad , \qquad (140.6)$$

Контактга, контакт потенциаллар фарқи V_k йўналишига мос бўлган ташқи потенциаллар фарқини қўямиз. Ёпувчи қатлам қаршилиги ярим ўтказгич бошқа қисмларининг қаршиликларидан бир неча тартибда катта бўлгани учун, ташқи потенциаллар фарқи асосан ёпувчи қатламга тушади. Ярим ўтказгичдаги мусбат зарядланган энергетик сатҳлар пастга қараб qV қийматга силжийди. μ - Ферми сатҳи ҳам шу масофага пастга тушади ($258-расм$).

Расмдан кўринишича, ёпувчи қатлам контакт потенциаллар фарқи йўналишида қуйилган ташқи потенциаллар фарқи V ярим ўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқнинг баландлигини оширади:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + qV \ , \qquad (140.7)$$

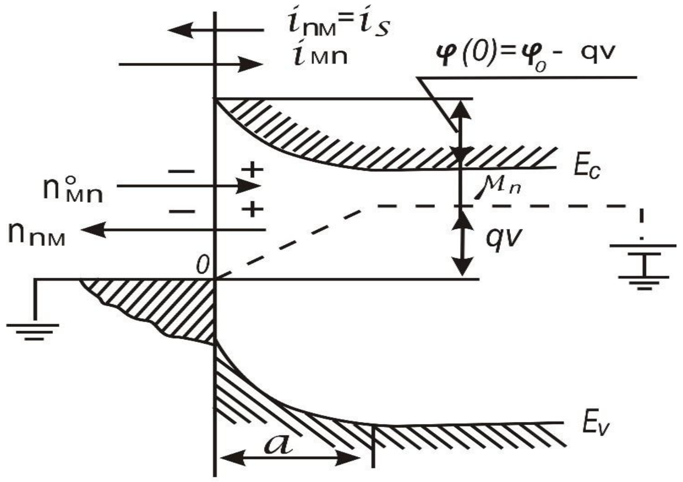


258 – расм.Металл – ярим ўтказгич контактига тескари йўналишда ташқи потенциаллар фарқи қўйилиши

бу эса потенциал тўсиқнинг кенглигини ҳам ортишига олиб келади:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\,\varepsilon\,(V_k + V)}{q^2\, n_{n_0}}} \ , \qquad (140.8)$$

259 – расмда контактга тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқи қўйилган ҳолат келтирилган.



259 – расм. Металл – ярим ўтказгич контактига тўғри йўналишда потенциаллар фарқи қўйилган ҳолат

Бу ҳолда манфий зарядланган ярим ўтказгичнинг барча энергетик сатҳлари, у билан бирга Ферми сатҳи μ_n ҳам, qV масофага юқорига силжийди. Бу эса ярим ўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар учун энергетик тўсиқнинг пасайишига олиб келади:

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 - qV \, , \tag{140.9}$$

Натижада тўсиқ кенглиги ҳам тораяди:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \, \varepsilon \, (V_k - V)}{q n_{n_0}}} \, , \tag{140.10}$$

Ташқи потенциаллар фарқи таъсирида, потенциал тўсиқнинг баландлиги ва кенглиги ўзгариши, контакт бўйича икки томонга ўтаётган электронлар оқими мувозанатининг бузилишига олиб келади.

Контактга, ёпиш йўналишида, ташқи потенциаллар фарқи V қуйилганда $j_{мп}$ ток зичлиги $e^{qV/kT}$ марта камаяди, чунки потенциал тўсиқ баландлиги $\varphi_0 + qV$ қийматга ошганда, тўсиқни енгиб ўтувчи электронлар сони

$$n_{пм} = n^0_{пм} e^{-\frac{qV}{kT}}$$

марта камаяди, бу ҳолда $j_{мп}$ ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j_{мп} = j_s e^{-\frac{qV}{kT}}$$

$j_{пм}$ – токзичлиги, металлдан ярим ўтказгичга ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги ўзгармаганлиги учун, ўзгармай қолади ва j_s га тенг бўлади.

Ташқи потенциаллар фарқи ёпиш йўналишида қўйилгандаги контакт бўйича *натижавий ток зичлиги* қуйидагича ифодаланади:

$$j_{теск} = j_s e^{-\frac{qV}{kT}} - j_s = j_s\left(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1\right), \qquad (140.11)$$

ва ток ярим ўтказгичдан металлга оқади. Тескари йўналишдаги ташқи кучланишни ошира борсак, $j_s e^{-\frac{qV}{kT}}$ камайиб нолга интилади, тескари йўналишдаги j_s га етишади. Бу ток зичлиги *тўйиниш токи зичлиги деб аталади.*

Тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқи қўйилганда ярим ўтказгичдан металлга қараб ўтаётган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги qV қийматга камаяди, натижада $j_{мп}$ ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

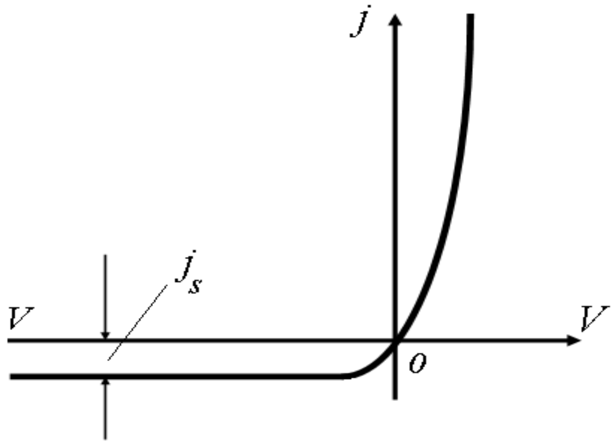
$$j_{мп} = j_s e^{\frac{qV}{kT}}, \qquad (140.12)$$

$j_{пм}$ эса ўзгармасдан қолиб, j_s га тенг бўлади.

Тўғри йўналишдаги натижавий ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j_{тўгри.} = j_{м\pi} - j_{\pi м} = j_s(e^{\frac{qV}{kT}} - 1), \qquad (140.13)$$

(140.11) – ва (140.13) – ифодалар металл – ярим ўтказгич контактининг *вольт – ампер характеристикаси* деб аталади ва унинг чизмаси *260 –* расмда келтирилган.



260– расм. Металл – ярим ўтказгич контактининг вольт – ампер характеристикаси

141 - §. Электрон - ковак (*n* - *p*) ўтиш

Иккита ярим ўтказгич кристалларини бир - бирига тўғридан - тўғри текказиш билан электрон - ковакли ўтиш ҳосил қилиш мумкин эмас. Чунки кристаллар сирти оксидланган бўлиши мумкин, бундан ташқари, чегара сиртида ярим ўтказгичларнинг энергетик спектрига таъсир қилувчи бегона киришмалар атомлари, ҳар хил ифлосланиш ва нуқсонлар бўлиши мумкин.

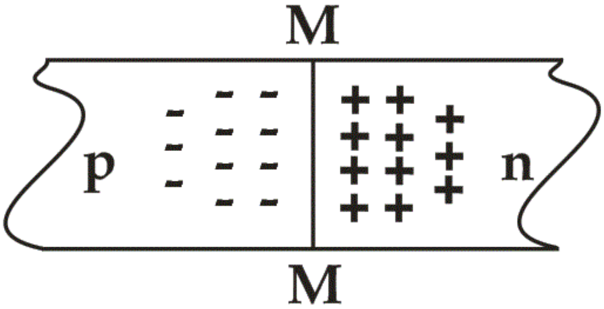
Электрон - ковакли ўтишни ҳосил қилувчи, амалда, энг кўп тарқалган усуллардан бири – диффузия жараёнидир. Диффузия жараёни – газ, суюқлик ва қаттиқ ҳолатда бўлган киришма атомларини юқори температурада ярим ўтказгич кристалл панжарасига киритишдан иборат. Масалан, *n* – турли ярим ўтказгичга акцептор киришма атомларини ёки *p* – турли ярим ўтказгичга донор киришма атомларини диффузия усули орқали киритишдир.

Киришмаларнинг ичкарига қанчалик кирганлик даражаси ёки *n* - *p* ўтишнинг чуқурлиги диффузия жараёни вақти ва температурасига боғлиқдир.

Икки турли ўтказувчанликка эга бўлган соҳаларни ажратувчи чегара *электрон - ковакли ўтишни* билдиради.

261 - расмда икки хил ўтказувчанликдан иборат бўлган ярим ўтказгичлар соҳалари чегараси келтирилган ва у *ММ* текислик билан аниқланади.

Чегаранинг чап тарафида N_a – акцептор концентрацияли p – турли ярим ўтказгич, ўнг тарафида эса, N_d – донор концентрацияли n – турли ярим ўтказгич жойлашган.



261 – расм. Электрон ковакли ўтишнинг ҳосил бўлиши

Акцептор ва донор киришмаларнинг концентрацияларини бир - бирига тенг деб ҳисоблаймиз:

$$N_a = N_d = 10^{22} м^{-3} \ .$$

n – соҳада асосий ток ташувчилар электронлардан, p – соҳада эса ковaклардан иборатдир. Асосий ток ташувчилар донор ва акцептор киришмаларнинг ионлашиши натижасида пайдо бўладилар. Жуда паст бўлмаган температураларда бу киришмалар тўла ионлашган бўлади, n – соҳадаги электронлар концентрацияси n_{n_0} донор атомлари концентрациясига тенг бўлади ($n \sim N_d$). p – соҳада эса, ковaклар концентрацияси акцептор атомлар концентрациясига тенг бўлади ($p \sim N_a$).

Бу n - ва p - соҳалар, асосий ток ташувчилардан ташқари, асосий бўлмаган ток ташувчиларга ҳам эгадир:

n соҳада – ковакларга (p_{n_0}), p – соҳада – электронларга (n_{p_0}). Асосий бўлмаган ток ташувчилар концентрацияси таъсирлашувчи массалар қонунидан топилади:

$$n_{n_0} p_{p_0} = p_{p_0} \cdot n_{p_0} = n_i^2 , \qquad (141.1)$$

бу ерда n_i – хусусий ярим ўтказгичдаги ток ташувчилар концентрациясидир.

$n_{n_0} p_{p_0} = 10^{22} м^{-3}$ ва $n_i = 10^{19} м^{-3}$ бўлганда, $p_{n_0} = n_{p_0} = 10^{16} м^{-3}$ га тенг бўлади. Демак *p* – соҳадаги коваклар концентрацияси *n* – соҳадаги коваклар концентрациясидан 10^6 марта кўпдир, худди шундай, *n* – соҳадаги электронлар концентрацияси ҳам *p* – соҳадаги асосий бўлмаган электронлар концентрациясидан 10^6 марта кўпдир. Яримўтказгичлар контакти атрофидаги соҳаларда бир турли ток ташувчилар концентрациясининг фарқи *n* – соҳадан *p* – соҳага электронларнинг диффузиявий оқими $(n_{n \to p})$, *p* – соҳадан$(p_{p \to n})$ – соҳага ковакларнинг диффузиявий оқими ҳосил бўлишига олиб келади. Натижада *n* – соҳа мусбат, *p* – соҳа манфий зарядланади.

Соҳаларнинг бундай зарядланиши *n* – соҳада барча энергетик сатҳларни ва Ферми сатҳини пасайишига, *p* – соҳада уларнинг кўтарилишига олиб келади.

Ўнгдан чапга электронларнинг ўтиши ва чапдан ўнгга ковакларнинг ўтиши, *p* – соҳадаги кўтарилаётган Ферми сатҳи (μ_p), *n* – соҳада пасаётган Ферми сатҳи (μ_n) билан бир баландликда ўрнатилмагунча давом этади. Бу Ферми сатҳлари бир баландликда ўрнатилганда сўнг, *n* – ва *p* – соҳаларда мувозанат ҳолати ўрнатилади ва икки тарафдан келаётган электрон ва коваклар оқимлари бир – бирига тенглашадилар:

$$n_{n \to p} = n_{p \to n} \ , \qquad n_{p \to n} = n_{n \to n} \, , \tag{141.2}$$

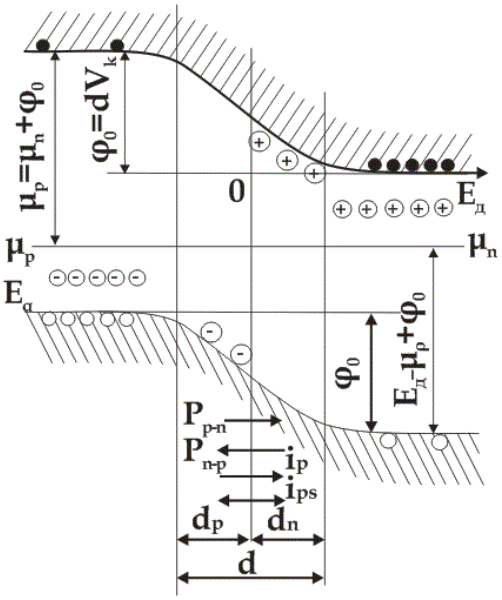
n – соҳанинг контактга яқин қатламидан электронларнинг *p* – соҳага кетиши, *n* – соҳанинг шу қатламида ионлашган донор киришма атомларининг қўзғалмас мусбат ҳажмий заряди пайдо бўлишига сабаб бўлади, бу қатламнинг қалинлигини *dn* деб белгилаймиз. Худди шунга ўхшаш *p* – соҳанинг контактга яқин қатламидан ковакларнинг *n* – соҳага ўтиши, *p* – соҳанинг *dp* қатламида ионлашган акцептор киришма атомларининг қўзғалмас манфий ҳажмий зарядини ҳосил қилади. Шу қатламлар орасида V_k контакт потенциаллар фарқи ҳосил бўлади, бу ўз навбатида, *n* – соҳадан *p* – соҳага электронларнинг, *p* – соҳадан *n* – соҳага ковакларнинг ўтишига тўсқинлик қилувчи $\varphi_0 = qV_k$ потенциал тўсиқни ҳосил қилади. Потенциал тўсиқ қуйидагича ифодаланади:

$$\varphi_0 = kT\,ln\frac{n_{n_0}}{n_{p_0}} = kT\,ln\frac{p_{p_0}}{p_{n_0}} \quad , \tag{141.3}$$

262 - расмда *p* - *n* ўтишнинг мувозанатдаги энергетик диаграммаси тасвирланган.

Расмдан контакт потенциаллар фарқи Ферми сатҳлари фарқига тенг эканлиги кўриниб турибди

$$\varphi_0 = \mu_n - \mu_p \,, \tag{141,4}$$



262 – расм. P – n ўтишнинг мувозанат ҳолатдаги энергептик диаграммаси

Натижавий ҳажмий заряд қатлами кенглиги $d = d_n + d_p$ қуйидагича ифодаланади:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\varphi_0}{q^2}\frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0}\cdot p_{p_0}}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon V_k}{q}\frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0}\cdot p_{p_0}}}\,, \tag{141.5}$$

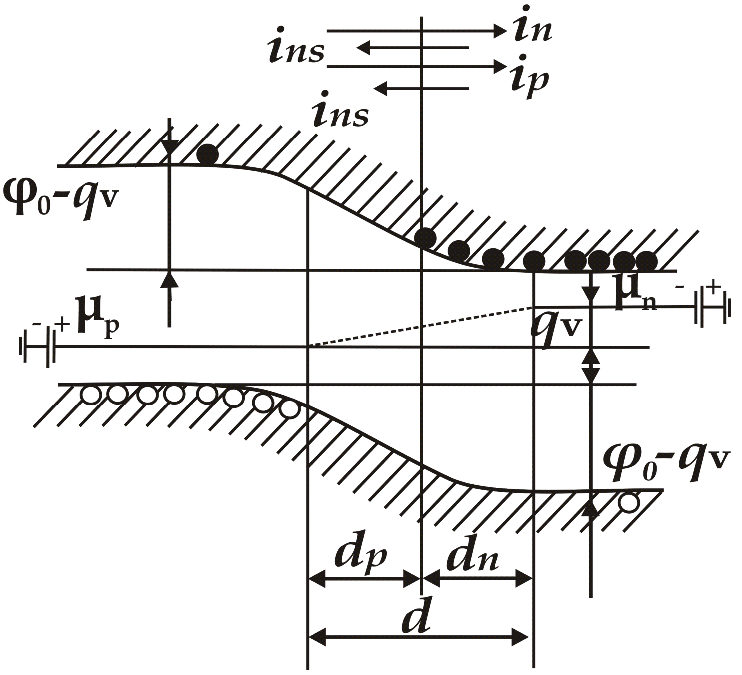
Мувозанат ҳолатда *p* - *n* ўтиш бўйича асосий ток ташувчилар ҳосил қилган натижавий ток зичлиги, асосий бўлмаган ток ташувчилар ҳосил қилган натижавий ток зичлиги билан тенглашади:

$$j = (j_n + j_p) = j_{ns} + j_{ps} \quad , \tag{141.6}$$

p - *n* ўтиш орқали оқаётган тўла ток зичлиги нолга тенг бўлади:

$$j=(j_n+p_p)-(j_{ns}+j_{ps})=0 \ , \qquad (141.7)$$

бу ерда $j_{ns}=q\frac{L_n}{\tau_n}n_{p_0}$, $j_{ps}=q\frac{L_p}{\tau_p}n_{p_0}$, L_n, L_p электрон ва ковакларнинг диффузиявий йўл узунликлари, i_n, i_p – уларнинг ўртача яшаш вақтларидир.



263 – расм. Р – п ўтишнинг тўғри йўналишда потенциаллар фарқи қўйилгандаги энергетик диаграммаси

Мувозанат ҳолатида бўлган *р* - *п* ўтишга тўғри йўналишда ташқи потенциаллар фарқини *V* қўямиз (*263 - расм*), яъни кучланиш манбаининг мусбат қутбини *р* – соҳага, манфий қутбини *п* – соҳага улаймиз.

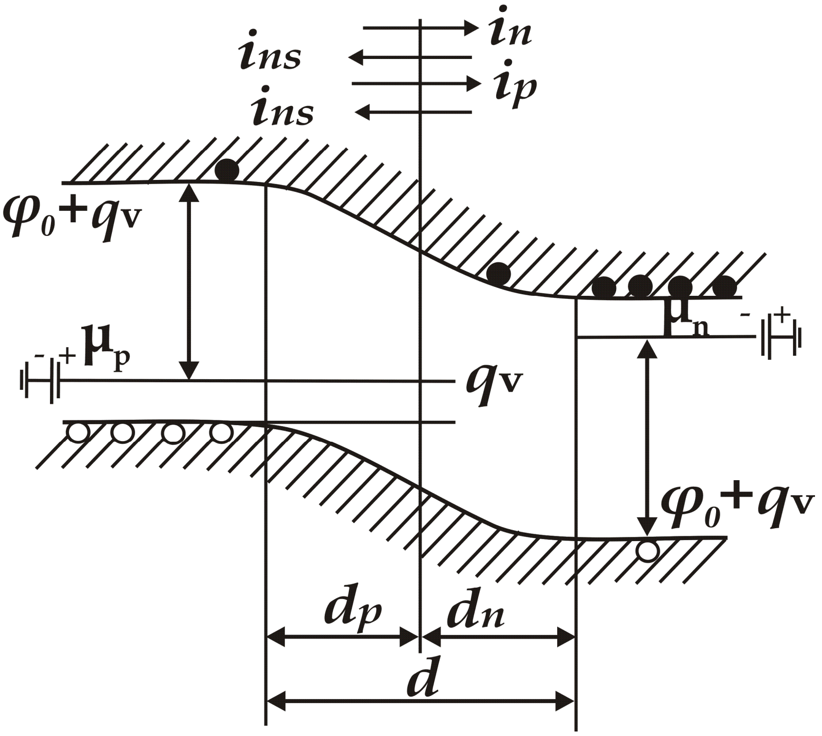
Бу ташқи кучланиш асосий ток ташувчилар потенциал тўсиғини $\varphi_0 - q\upsilon$ қийматга пасайтиради. Бу эса *п* – соҳадан электронлар оқими $(n_{n\to p})$ ва *р* – соҳадан коваклар оқимининингмсч$(p_{p\to n})$, $e^{qV/kT}$ марта ортишига олиб келади, натижада, бу электрон ва коваклар ҳосил қилган токлар зичлиги қуйидагича ифодаланади:

$$j_n=q\frac{L_n}{\tau_n}n_{p_0}e^{qV/kT}, \qquad j_p=q\frac{L_p}{\tau_p}p_{n_0}e^{qV/kT}$$

Асосий бўлмаган ток ташувчилар учун потенциал тўсиқ баландлиги ўзгармагани учун, уларнинг ток зичликлари ҳам ўзгармасдан қолади.

Ташқи кучланиш тўғри йўналишда қўйилганда, *p – n* ўтиш бўйича оқаётган тўла ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$j_{\text{тўғри}}=(j_n+j_p)-(j_{ns}+j_{ps})=q\left(\frac{L_n}{\tau_n}n_{p_0}+\frac{L_p}{\tau_p}p_{n_0}\right)(e^{qV/kT}-1) \quad ,$$



264 – расм. P – n ўтишнинг тескари йўналишда потенциаллар фарқи қўйилгандаги энергетик диаграммаси

Агарда *p* - *n* ўтишга тескари йўналишда ташқи кучланиш қўйсак (*264 – расм*), *p* - *n* ўтишидаги потенциал тўсиқ баландлиги (φ_0+qV) қийматгача ортади ва асосий ток ташувчилар ҳосил қилган ток зичликларини $e^{qV/kT}$ марта камайтиради:

$$j_n=q\frac{L_n}{\tau_n}n_{p_0}e^{-qV/kT} \quad , \quad j_p=q\frac{L_p}{\tau_p}p_{n_0}e^{-qV/kT} \quad , \qquad (141.9)$$

Тескари йўналишда кучланиш қўйилгандаги *p* - *n* ўтишдан ўтаётган тўла ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади ва *тескари ток* деб аталади:

$$j_{теск.} = q\left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0}\right)(e^{-qV/_{kT}} - 1) \quad , \qquad (141.10)$$

(80.8) – ва (80.10) – ифодалардаги тўғри ва тескари токларни бирлаштирсак,*p* - *n* ўтишнинг вольт-ампер характеристикасига эга бўламиз:

$$j = q\left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{p_0} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{n_0}\right)(e^{\pm qV/_{kT}} - 1), \qquad (141.11)$$

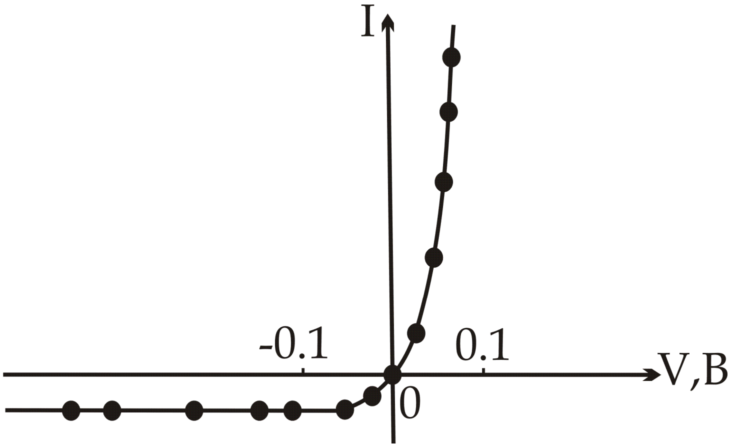
бу ифоданинг график чизмаси *265* - расмда келтирилган.

p - *n* ўтишнинг кенглиги (141.5) – ифода билан аниқланганда

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\,\varepsilon_0\,V_k}{q}\frac{(n_{n_0} + p_{p_0})}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}}}$$

p - *n* ўтиш *n* – соҳада мусбат зарядланган қопламага, *p* – соҳада манфий зарядланган қопламага эга бўлган ясси конденсаторни эслатади. Бу конденсаторнинг зарядий сиғими қуйидагича бўлади:

$$c_{p-n} = \sqrt{\frac{\varepsilon\,e^2}{8\pi\,(\varphi_0 - eV)}\frac{n_{n_0}\,p_{p_0}}{(n_{n_0} + p_{p_0})}} \;, \qquad (141.12)$$



265 – расм. Электрон - ковакли ўтишнинг вольт – ампер характеристикаси

p - *n* ўтишнинг электр сиғими ташқи кучланишга боғлиқ бўлганидан фойдаланиб, кучланишга боғлиқ ўзгарувчан конденсатор яратиш мумкин.

Амалда, *p* - *n* ўтишлардан тўғрилагичлар, термоэлементлар, электрон калитлар, кучланишни доимий қийматда етказиб берувчи – стабилитронлар, фотоэлементлар ва ҳ.к. ясалади. Иккита *p* - *n* ўтишдан транзистор ҳосил қилиш мумкин.

p - *n* ўтишлар, металл – ярим ўтказгич контактлар, транзисторлар мураккаб электроника қурилмаларида, электрон ҳисоблаш машиналарида, мобил алоқа телефонларида, ҳар хил телевизион камера ва бошқаларда асосий актив, пассив элементлар хизматини бажаради.

142 - §. Атомларнинг магнит хусусиятлари

Атомнинг орбитал магнит моменти

Исталган элементнинг атоми мусбат зарядланган ядро ва электрон қобиғидан ташкил топган. Кўп магнит ҳодисаларни тушунтириш учун, электронлар маълум орбита бўйича ҳаракатланади, деб ҳисоблайдиган Бор назариясидан фойдаланиш мумкин.

Ҳар бир электрон ёпиқ контур бўйича ток кучини ҳосил қилади

$$I = -q\nu$$

ва унинг магнит моменти қуйидагига тенг бўлади:

$$M = \mu_0 Is = -\mu_0 q\nu S$$

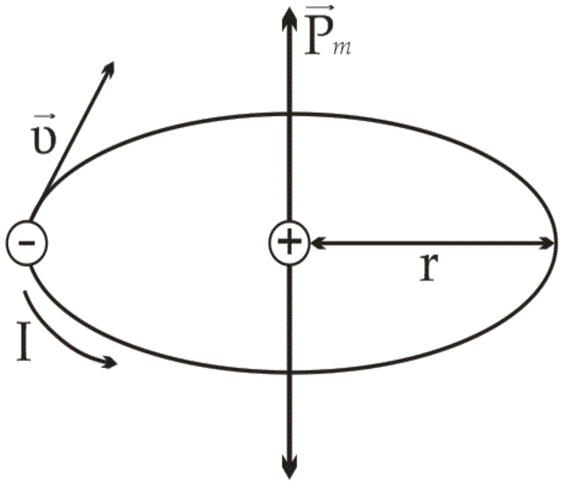
бу ерда r – орбита радиуси, $\nu = \dfrac{\upsilon}{2\pi r}$ - электроннинг орбита бўйлаб айланиш частотаси, $S = \pi r^2$ - орбита юзаси, μ_0 – вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги. Электроннинг ядро атрофидаги ҳаракати натижасида ҳосил бўлган магнит моментини – *орбитал магнит моменти* деб атаймиз ва μ_ℓ орқали белгилаймиз:

$$M = \mu_\ell = -\mu_0 q \cdot \frac{\upsilon r}{2}, \qquad (142.1)$$

Бу магнит моменти орбита текислигига перпендикуляр йўналгандир ва унинг йўналиши парма қоидаси билан аниқланади (*266 - расм*).

Электрон ҳаракат миқдорининг механик моменти қуйидагига тенг:

$$P_\ell = m\upsilon r \quad , \qquad (142.2)$$



266 – расм. Электроннинг ядро атрофида ёпиқ контур бўйича ҳаракати

бу ерда *m* – электроннинг массаси. P_e орбитал магнит моментига тескари йўналган бўлади. (142.1) – ва (142.2) – ифодаларни таққосласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\mu_\ell = -\frac{\mu_0 q}{2m} P_\ell \quad , \qquad (142.3)$$

қуйидаги нисбат

$$\Gamma_e = \frac{\mu_\ell}{P_\ell} = -\frac{\mu_0 q}{2m}, \qquad (142.4)$$

гиромагнит нисбат деб аталади.

Квант механикаси қонунларига асосан, $\vec{P}_\ell$ нинг $\vec{H}$ - магнит майдон йўналишига $P_{\ell H}$ проекцияси фақат дискрет қийматларни қабул қилиши мумкин

$$P_\ell = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}, \qquad (142.5)$$

$$P_{\ell H} = m_\ell \hbar, \qquad (142.6)$$

бу ерда ℓ - орбитал квант сони, у фақат қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$\ell = 0,1,2,.......,n, \tag{142.7}$$

n – бош квант сони, m_ℓ - магнит квант сони, у ҳам $(2\ell+1)$ қийматларга эга бўлиб, квантланган бўлади:

$$m_\ell = -\ell,-(\ell-1),.....,0,....,(\ell-1),\ell\,, \tag{142.8}$$

Шу сабабли, μ_ℓ - магнит моменти ва унинг $\vec{H}$ майдон йўналишига $\mu_{\ell H}$ - проекцияси қуйидаги дискрет қийматларни қабул қилади:

$$\mu_{\ell H} = -\frac{\mu_0 q}{2m}\hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = -\mu_B\sqrt{\ell(\ell+1)}\,, \tag{142.9}$$

ёки

$$\mu_{\ell H} = -m_\ell \cdot \mu_B\,, \tag{142.10}$$

бу ерда

$$\mu_B = \frac{\mu_0 q}{2m}\hbar = 1{,}15\cdot 10^{-29} \quad B\cdot c\cdot м\,, \tag{142.11}$$

Бор магнетони деб аталади ва у магнит моментининг “кванти”ни белгилайди ва атом тизимларининг магнит моментларини ўлчашда ўлчов бирлиги хизматини ўтайди.

Электрон қобиғи кўп электронлардан иборат бўлган мураккаб атомлар учун натижавий орбитал магнит моменти алоҳида электронларнинг моментини жамлаш орқали аниқланади.

Электрон қобиқлари электронлар билан тўла эгалланган атомлар учун натижавий орбитал магнит моменти нолга тенг. Шунинг учун фақат қисман тўлган электрон қобиқлар нолдан фарқли орбитал магнит моментига эга бўлиши мумкин. Аммо бу ҳолатда ҳам тўла эгалланмаган қобиқ ташқи қобиққа яқин жойлашган бўлса ва қаттиқ жисм ҳолатида атомларнинг ўзаро таъсири кучли бўлса, магнит моментлари қотиб қолиши мумкин, улар жисмни магнитланишида деярли қатнашмасликлари мумкин. $3d$ қобиғи тугалланмаган темир группаси элементларида электронларнинг орбитал моментлари ўзларини худди юқоридагидек тутишлари мумкин.

Атомнинг спин магнит моменти

Электрон ҳаракат миқдори орбитал моментидан ташқари, P_S - спин деб аталувчи, хусусий механик моментига ҳам эга бўлиши мумкин.

$$P_S = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar, \qquad (142.12)$$

$\vec{H}$ магнит майдон йўналишига спиннинг проекцияси иккита қийматни қабул қилади:

$$P_{SH} = \pm\frac{\hbar}{2}, \qquad (142.13)$$

Электроннинг ҳаракат миқдори хусусий моменти билан μ_S - хусусий магнит моменти, қуйидаги ифода билан, ўзаро боғланган:

$$\mu_{SH} = \pm\mu_B = \pm\frac{\mu_0 q\hbar}{2m} = -\frac{\mu_0 q}{m}P_{SH}, \qquad (142.14)$$

Электрон хусусий моментининг гиромагнит нисбати қуйидагига тенг:

$$\Gamma_S = \frac{\mu_{SH}}{P_{SH}} = -\frac{\mu_0 q}{2m}, \qquad (142.15)$$

Қуйидаги жадвалда темир гуруҳи эркин атомларининг 3*d* қобиқлари электронларининг спинлари конфигурацияси тўғрисидаги маълумотлар келтирилган

Айрим металл атомлари электронларининг компенсациялашмаган спинлари

6 – жадвал

Элементлар	*Sc*	*Ti*	*V*	*Cr*	*Mn*	*Fe*	*φ*	*Ni*
Натиж. спин	1	2	3	5	5	4	3	2
Компенация	↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↑↓↓↓↓	↓↑↓↑↓↓↓	↑↓↑↓↑↓↑↑

Хром ва марганецда спинларнинг компенсациялашмаганлиги максимал қийматга эга бўлади, шунинг учун бу элементларда спин магнит моментларининг максимал натижавий қийматлари кузатилади. Аммо бундай спинларнинг ориентацияси қаттиқ фазавий ҳолат ҳосил бўлганда бузилади.

Ядронинг магнит моменти

Атом ядроси спин ва у билан боғланган магнит моментига эга. Ядронинг спини ҳам миқдор жиҳатдан электроннинг спинига тенг бўлади. Ядронинг массаси электрон массасидан тахминан 10^3 марта катта бўлгани учун, ядронинг магнит моменти электроннинг магнит моментидан минг марта кам бўлади.

Шу сабабли, ядроларнинг магнит моментлари жисмнинг магнит хусусиятига деярли таъсир этмайди, деб ҳисобласа бўлади:

Атомнинг натижавий магнит моменти

Аввал, фазовий квантлаш қоидасига асосан, ҳаракат миқдорининг натижавий орбитал моментини топамиз:

$$P_L = \hbar\sqrt{L(L+1)}\,, \tag{142.16}$$

L – сон, алоҳида электронларнинг орбитал квант сонларининг (ℓ_i) барча минимал ва максимал қийматларини қабул қилади.

Кейин атомнинг натижавий спин моменти топилади:

$$P_S = \hbar\sqrt{S(S+1)}\,, \tag{142.17}$$

S – сон алоҳида электронларнинг спин квант сонларининг алгебраик йиғиндисининг минимал ва максимал қийматларининг 1 га фарқ қилувчи қийматларини қабул қилади.

Натижада, атом ҳаракат миқдорининг тўла моменти топилади:

$$P_J = \hbar\sqrt{j(j+1)}\,, \tag{142.18}$$

j – сон қуйидаги қийматларни қабул қилади:

агарда $S < L$ бўлса: $j = L+S,\ L+S-1, \ldots\ldots,\ L-S$

агарда $S > L$ бўлса: $j = S + L,\ S + L - 1, ...,\ S - L$

Атом ҳаракат миқдорининг тўла моменти $\vec{H}$ магнит майдони кучланганлигининг йўналишига

$$P_{LH} = m_j \hbar$$

каррали проекцияга эга бўлиши мумкин.

Атом ҳаракат миқдорининг тўла моментига (P_y) қуйидаги магнит моменти тўғри келади:

$$m_j = -g\mu_B \sqrt{j(j+1)}\,, \qquad (142.19)$$

ва унинг $\vec{H}$ майдон йўналишига проекцияси қуйидагига тенг бўлади:

$$M_{JH} = -m_y g\mu_B\,, \qquad (142.20)$$

бу ерда

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) + L(L+1)}{2j(j+1)}\,, \qquad (142.21)$$

143 - §. Магнетикларда магнит майдонлар

Кучланганлиги $\vec{H}$ ва индукцияси $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ бўлган бир жинсли майдонга V – ҳажмли изотроп жисмни жойлаштирамиз. Майдон таъсирида жисм M – магнит моментига эга бўлиб магнитланади. Магнит моментининг жисм ҳажмига нисбати *жисмнинг магнитланганлиги* деб аталади.

$$j_m = \frac{M}{V}\,, \qquad (143.1)$$

Агарда жисмнинг магнитланганлиги бир жинсли бўлмаса

$$j_m = \frac{dM}{dV}\,, \qquad (143.2)$$

дифференциал кўринишга эга бўлади.

Жисм магнитланганлиги вектор катталикдир, биржинсли магнетикларда $j_m \vec{H}$ кучланганликка параллел ёки антипараллел йўналиши мумкин.

ХБ тизимида магнит моментининг ўлчов бирлиги

$$1В \cdot с \cdot м = Вебер \cdot м$$

га тенг, j_m - магнитланганлик эса, қуйидагича бўлади:

$$J_m = 1 \cdot В \cdot с / м^2 = Вебер / м^2 .$$

Жисмнинг j_m магнитланганлигини майдоннинг B_0 индукциясига нисбати χ*– магнит қабул қилувчанлик* деб аталади:

$$\chi = \frac{J_m}{B_0} = \frac{J_m}{\mu_0 H}, \qquad (143.3)$$

ва у ўлчовсиз катталик ҳисобланади. Бундан қуйидагига эга бўламиз:

$$J_m = \chi \cdot \mu_0 H , \qquad (143.4)$$

Ташқи майдонга жойлашган магнитланган жисм ўзининг хусусий майдонини ҳосил қилади ва изотроп магнетиклар чегарасидан ташқарида ташқи майдонга параллел ёки антипараллел йўналган бўлади.

Ташқи майдон индукциясини B_i орқали ва натижавий майдон индукциясини B деб белгилаймиз.

Биржинсли магнетиклар учун

$$B = B_0 + B_i , \qquad (143.5)$$

бу ерда

$$j_m = \chi B_0 , \qquad (143.6)$$

Шунинг учун

$$B = (1+\chi)B_0, \qquad (143.7)$$

$\mu = (1+\chi)$ - катталик *магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги* деб аталади. Бу ифодадан,

$$\chi = \mu - 1, \qquad (143.8)$$

Шундай қилиб, натижавий магнит индукциясини қуйидагича ифодалашимиз мумкин

$$B = \mu B_0 = \mu\mu_i H, \qquad (143.9)$$

ҲБ тизимида $\vec{H}$ кучланганликнинг ўлчов бирлиги 1*А/м* бўлса, *В*индукция $1В \cdot с / м^2 = Вб / м^2$ га тенгдир.

144 - §. Қаттиқ жисмларнинг магнит хусусиятлари

141 - § да келтирилган натижалардан, орбитал ва спин магнит моментларини жамлашда уларнинг тўла компенсациялашиши содир бўлиши мумкин, у ҳолда атомнинг натижавий магнит моменти нолга тенг бўлади. Бундай компенсация содир бўлмаса, қаттиқ жисмларнинг магнит хусусиятлари ҳар хил бўлиши мумкин.

Магнит қабул қилувчанликнинг абсолют қиймати ва ишорасига қараб, барча жисмларни учта катта гуруҳга: диамагнетиклар, парамагнетиклар ва ферромагнетикларга бўлиш мумкин.

Диамагнит жисмлар

Атомлари доимий магнит моментига эга бўлмаган моддалар (*Be*, *C*, *He*, *Mg*) диамагнит хусусиятига эга бўладилар. Диамагнит хусусияти, моддалар атомлари электронларининг орбитал ҳаракатларини ташқи магнит майдон тъсирида ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

Бу ўзгариш барча жисмларга хос бўлиб, жуда кучсиз бўлади ва нисбатан кучли парамагнит ва ферромагнит хусусиятлар бўлган ҳолда кўринмай қолади. Шу сабабли, диамагнетизм, тоза кўринишда, атомларнинг натижавий магнит моменти нолга тенг бўлган моддаларда кузатилади.

Моддаларда диамагнетизм табиатини кўриб чиқиш учун электроннинг *r* радиусли орбита бўйича ҳаракатини олайлик. Ташқи магнит майдони йўқлигида электронга таъсир этувчи марказга интилма куч қуйидагига тенгдир:

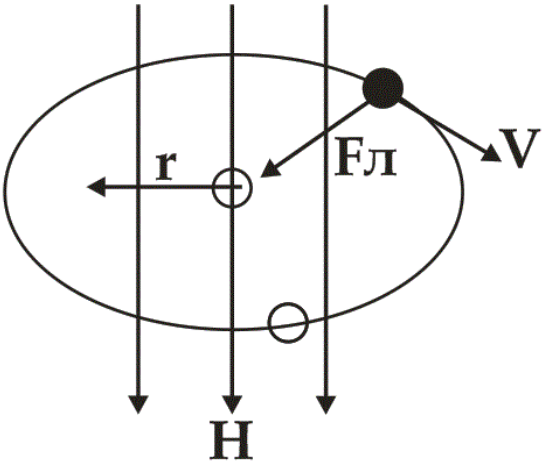
$$F_{ми} = \frac{m\upsilon_0^2}{r} = m\omega_0^2 r$$

бу ерда υ_0 - электроннинг айлана бўйлаб ҳаракатининг чизиқли тезлиги, ω_0 - электрон ҳаракатининг бурчакли тезлиги.

Орбитал текислигига перпендикуляр бўлган *H* – ташқи магнит майдони қўйилганда, электронга орбита радиуси бўйлаб йўналган Лоренц кучи таъсир этади (*267 - расм*):

$$F_л = q\upsilon_0 \cdot B_0$$

бу ерда B_0 – майдон индукцияси.



267 – расм.Орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электронга таъсир этувчи куч йўналиши

Натижавий марказга интилма куч

$$F = F_{ми} + F_л \quad \text{ёки} \quad m\omega^2 r = m\omega_0^2 r + q\omega_0 r B_0$$

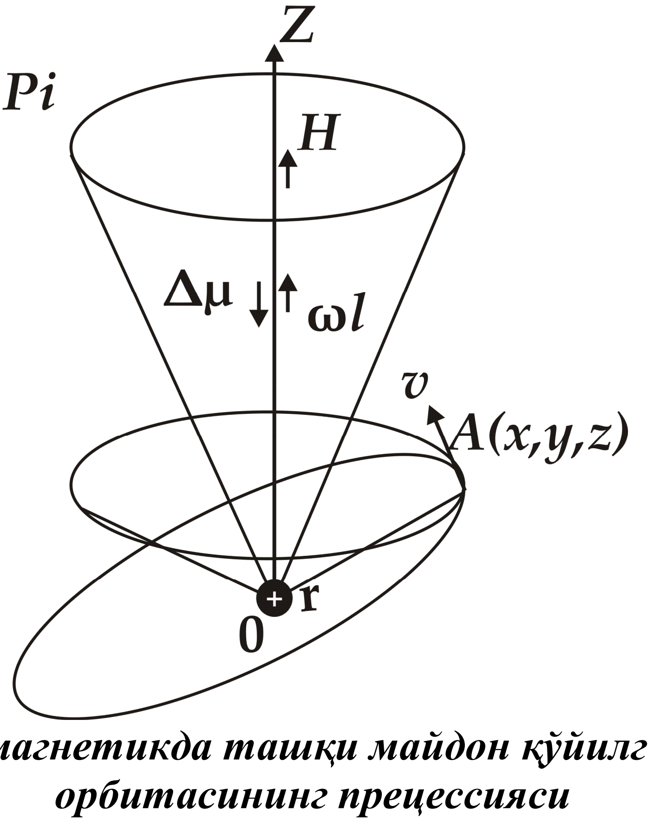
га тенг бўлади. Бу ердан қуйидагига эга бўламиз:

$$mr(\omega^2 - \omega_0^2) \approx 2mr\omega_0\omega_L = w\omega_0 rB_0, \qquad (144.1)$$

$$\omega_L = \omega - \omega_0 = \frac{q}{2m}B_0, \qquad (144.2)$$

ω_L - *Лармор бурчакли частотаси* деб аталади.

Шундай қилиб, ташқи магнит майдони электроннинг орбита бўйлаб бурчакли частотасининг ўзгаришига олиб келади. Бу ўзгариш барча электронларга тегишли бўлади, уларнинг орбиталари радиусига ва ҳаракатининг чизиқли тезлигига боғлиқ бўлмайди. Лармор бурчакли частотаси йўналиши майдон индукцияси йўналишига мос келади. Умумий ҳолда, орбита текислигига *H* перпендикуляр бўлмаганда, майдон таъсирида, орбита прецессияси яъни орбита текислигига ўтказилган нормал – орбитал момент майдон атрофида конус чиза бошлайди (*268 – расм*).



268 – расм.Диамагнетикда ташқи майдон қўйилганда электрон орбитасининг прецессияси

Бу электрон орбитасининг *H* майдон атрофидаги прецессияси, электроннинг қўшимча ҳаракатини ҳосил қилади. Электроннинг бу қўшимча ҳаракати натижасида қуйидаги ёпиқ токни ҳосил қиламиз:

$$\Delta I = -q\nu_L = -q\frac{\omega_L}{2\pi} = -\frac{q^2}{4\pi m}B_0, \qquad (144.4)$$

бу ерда ω_L - прецессия частотаси $\omega_L = 2\pi\nu_L$.

ΔI элементар ток қуйидаги магнит моментига эга бўлади

$$\Delta\mu = \mu_0\Delta I \cdot S = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot S}{4\pi m}\cdot B_0, \qquad (144.5)$$

бу ерда $S = 2\pi r^2/3$ прецессия контури юзаси. Шу сабабли

$$\Delta\mu = -\frac{\mu_0 q^2 \cdot r^2}{6m}\cdot B_0, \qquad (144.6)$$

бу ҳар бир электроннинг ташқи магнит майдони таъсирида H йўналишига тескари бўлган қўшимча индукцияланган магнит моментидир.

Бирлик ҳажмда n та атом бўлган ҳолда, магнитланиш жадаллиги

$$j_m = n\Delta M = -\frac{\mu_0 Z q^2 n < a^2 >}{6m}\cdot B_0 , \qquad (144.7)$$

магнит қабул қилувчанлик

$$\chi = \frac{j_m}{B_0} = -\frac{\mu_0 Z q^2 n < a^2 >}{6m}, \qquad (144.8)$$

бўлади. Бу ерда Z – атомдаги электронлар сони, $< a^2 >$ - ядродан электронгача бўлган масофанинг ўртача квадрати.

Демак, диамагнит жисмлар учун $|\chi| < 1$ ва манфийдир. У ташқи майдон кучланганлигига ва температурага боғлиқ эмас. Диамагнит жисмлар ташқи майдон йўналишига тескари йўналишда магнитланадилар, ташқи майдон кучланганлигининг катта қийматларида ўша соҳадан итарилиб чиқилади.

Парамагнит жисмлар

Атомларда, энергетик ҳолатлари электронлар билан тўла эгалланмаган қобиқлар мавжудлиги натижасида парамагнетизм содир бўлади. Паули принципига асосан, ҳар бир квант ҳолатни фақат спинлари бир - бирига қарама - қарши йўналган иккита электрон эгаллаши мумкин. Бу электронларнинг натижавий спин моменти нолга тенг. Агарда атом тоқ сонли электронларга эга бўлса, у ҳолда уларнинг биттаси жуфтлашмаган бўлади ва атом доимий магнит моментига эга бўлади. Бундай ҳолат H, K, Na, Ag атомларида кузатилади.

Электронлар сони жуфт бўлганда, атомда иккита ҳолат кузатилади: барча электронлар жуфтлашган ва натижавий спин моменти нолга тенг бўлади; иккита ёки бирнеча электронлар жуфтлашмаган бўлса, атом доимий магнит моментига эга бўлади (масалан кислород атоми).

Агар атомлар магнит моментларининг ўзаро таъсири нолга тенг ёки жуда кичик бўлса, бундай атомлардан ташкил топган жисм парамагнит бўлади.

Парамагнит жисмнинг атомлари доимий магнит моментига (M) эга бўлсалар, яъни улар доимий магнит диполларини ташкил этсалар, бу диполлар ораларида ўзаро таъсир кичик бўлади. Бундай диполь H магнит майдонида қуйидаги магнит энергиясига эга бўлади:

$$U_m = -MH\cos\theta, \qquad (144.9)$$

бу ерда θ - M ва H орасидаги бурчак. Бу бурчак нолга тенглашганда диполнинг U_m магнит энергияси минимал қийматга эришади. Шу сабабли диполлар H майдон йўналишига мослашишга интилади. Аммо бунга доимо иссиқлик ҳаракати тўсқинлик қилади. Модданинг натижавий магнит моменти алоҳида атомлар магнит моментларининг H майдон йўналишига проекцияларининг йиғиндисига тенг бўлади.

Магнитланиш жадаллиги

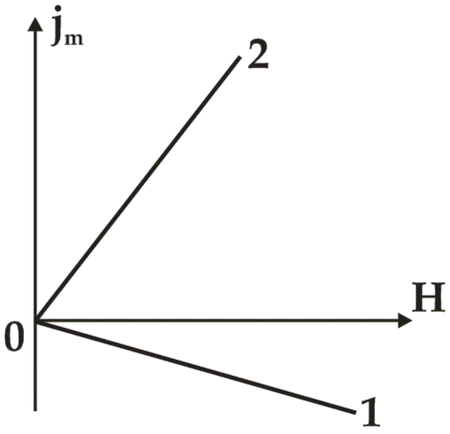
$$j_m = n < M_H >= \frac{nM^2}{3kT}H, \qquad (144.10)$$

га тенг бўлади. Магнит қабул қилувчанлик қуйидагича ифодаланади:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT} \quad , \qquad (144.11)$$

бу ерда *n* – бирлик ҳажмдаги атомлар сони. Демак парамагнит жисмларда магнит қабул қилувчанлик бирдан кичик ва мусбат бўлади. Бундай жисмлар *H* майдон йўналишида магнитланадилар ва *H* нинг максимал соҳасига тортилади.

269 - расмда магнитланиш жадаллигининг магнит майдонига боғлиқлиги диамагнетиклар (1) ва парамагнетиклар (2) учун келтирилган.



269 – расм. Диамагнетик ва парамагнитларда магнитланиш жадаллигининг магнит майдонига боғлиқ ўзгариши

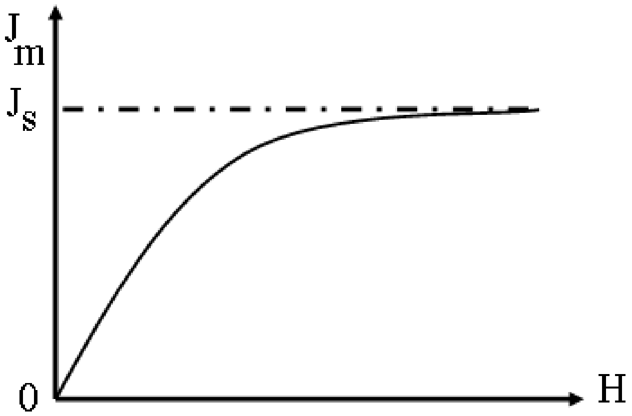
Иккала ҳолда, j_m *H* га пропорционал равишда ўзгариб боради. Парамагнетиклар учун бу боғлиқлик фақат нисбатан кичик магнит майдон кучланганлигида ва юқори температураларда кузатилади.

Кучли магнит майдонларида ва паст температураларда $j_m(H)$ ўзининг j_s тўйиниш қийматига асимптотик яқинлашади (*270 – расм*). Парамагнетик жисмларда магнит қабул қилувчанлик температурага қуйидагича боғлиқ бўлади:

$$\chi = \frac{nM^2}{3\mu_0 kT} \quad , \qquad (144.11)$$

Бу ифода биринчи марта Кюри томонидан топилган ва у *Кюри қонуни* деб аталади. 83.11 – ифодада $C = \frac{nM^2}{3\mu_0 k}$ - *Кюри доимийси* деб ҳисобланади. Бу доимийликдан фойдаланиб Кюри қонунини қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

$$\chi = \frac{C}{T}, \qquad (144.12)$$



270 – расм. Кучли магнит майдонларида парамагнит материалларда тўйиниш ҳодисаси

Ташқи магнит майдони эркин электронларга икки хил таъсир кўрсатади. Биринчидан, магнит майдони эркин электронларнинг ҳаракат йўлини эгрилайди, уларни винтсимон чизиқ бўйлаб ҳаракатланишга мажбур қилади. Иккинчидан, спин магнит моментига эга бўлган ҳар бир электронга магнит майдонига йўналтирувчи таъсир кўрсатади, чунки кристаллдаги эркин заряд ташувчилар квант тизимини ташкил қилади, Ферми - Дирак статистикасига бўйсунади ва электронлар Паули принципига бўйсуниши зарур бўлади.

Бир энергетик сатҳда турган икки электроннинг спинлари антипараллел бўлса бир - бирини компенсациялайди. Ташқи магнит майдонга киритилган, спин магнит моменти $\vec{H}$ га параллел бўлган электроннинг потенциал энергияси спини $\vec{H}$ га антипараллел бўлганникидан кам бўлади. Биринчи электрон барқарор ҳолатда бўлади. Электронлар тизими барқарор ҳолатда бўлиши учун антипараллел спинли электронлар спин магнит моментлари ағдарилиб, улар юқори энергетик ҳолатларга чиқиб олиши керак.

Ўтказувчанлик электронларининг парамагнит қабул қилувчанлиги

$$\chi_э = \frac{\pi\mu_B^2}{F}, \qquad (144.13)$$

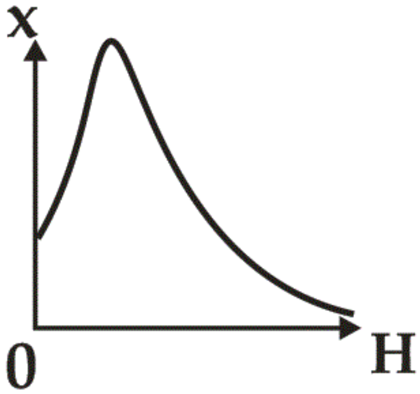
ифода орқали аниқланади. Бу ерда F – Ферми сатҳи. Металларда Ферми сатҳи ва эркин электронлар концентрацияси температурага деярли боғлиқ эмас. Шунинг учун $\chi_э$ температурага кучсиз боғлиқ бўлади.

Ферромагнетик жисмлар

Ферромагнетик моддалар кучли магнит хоссаларига эга бўлган моддалар бўлади. Уларнинг асосий хоссалари қуйидагилардан иборат:

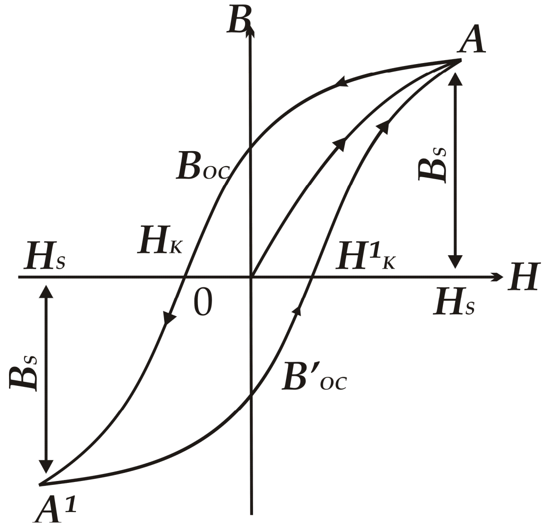
1. Ферромагнетикларнинг μ магнит сингдирувчанлиги ёки магнит қабул қилувчанлиги χ майдон кучланганлигига боғлиқ бўлади (*271 - расм*);

2. Ферромагнетиклар қолдиқ магнетизмга эга бўлади, яъни улар ташқи магнит майдон бўлмаганда ҳам магнитланган ҳолатда бўла олади. Қолдиқ магнетизм модда қайта магнитланганда B магнит индукциясининг H магнит майдон кучланганлигининг ўзгаришидан орқада қолиши мумкин ёки магнит гистерезиси сабабчиси бўлади (*272* - расм).



271 – расм. Ферромагнитлар магнит қабул қилувчанлигининг майдон кучланганлигига боғлиқ ўзгариши

Ферромагнетик хоссаларига эга бўлган металлар (темир, никель ва кобальт) Кюри нуқтаси деб аталадиган T_k температурадан юқорида



272 – расм. Ферромагнитларда гистерезис ҳодисаси

парамагнетикка айланиб қолади ва унинг магнит қабул қилувчанлиги

$$\chi = \frac{C}{T - T_{кр}}, \qquad (144.14)$$

қонунга бўйсунади. Масалан, кобальт ва темир учун Кюри нуқталари, мос равишда, 150 ^{0}*С*ва 770 ^{0}*С* бўлади.

Одатда, ферромагнетикларнинг натижавий магнит моменти электронлар спин магнит моментларининг бетартиб йўналганлиги билан аниқланади. Ферромагнетизм мавжуд бўлишининг зарурий шарти ферромагнетизм атомларида спинлари компенсациялашмаган электронларнинг мавжуд бўлишидадир. Масалан, компенсациялашмаган спинлар никелда – иккита, кобальтда – учта, темирда – тўртта, марганец ва хромда – бештадандир.

Ферромагнетик кристаллар микроскопик ўлчамларга эга бўлган кичик соҳалар – *домен*лардан ташкил топгандир. Ҳар бир домен соҳасида барча атомлар магнит моментлари бир хил йўналган бўлади.

Доменлар ўзларининг тўйинган катта магнит моментига эга бўлгани билан, айрим доменлар магнит моментлари ҳар хил йўналган бўлади, бу ҳолда, ташқи магнит майдони бўлмаганда ферромагнетикнинг тўла магнит моменти нолга тенг бўлиши мумкин.

Квант механикасига асосан, ўз - ўзидан магнитланиш ҳодисаси алмашув ўзаро таъсири натижасида содир бўлади.

Компенсациялашмаган спинли электрон орбитали диаметри ($2R$) кристалл панжара доимийсидан 1,5 мартадан ортиқ кичик бўлганда $d/2R > 1{,}5$, бу ҳолда ўзаро таъсирлашувчи электронлар спинлари бир - бирига параллел бўлишга интилади ва доменлар ҳосил бўлиш эҳтимоли ортади. Демак, ферромагнит ҳолати ўринли бўлади.

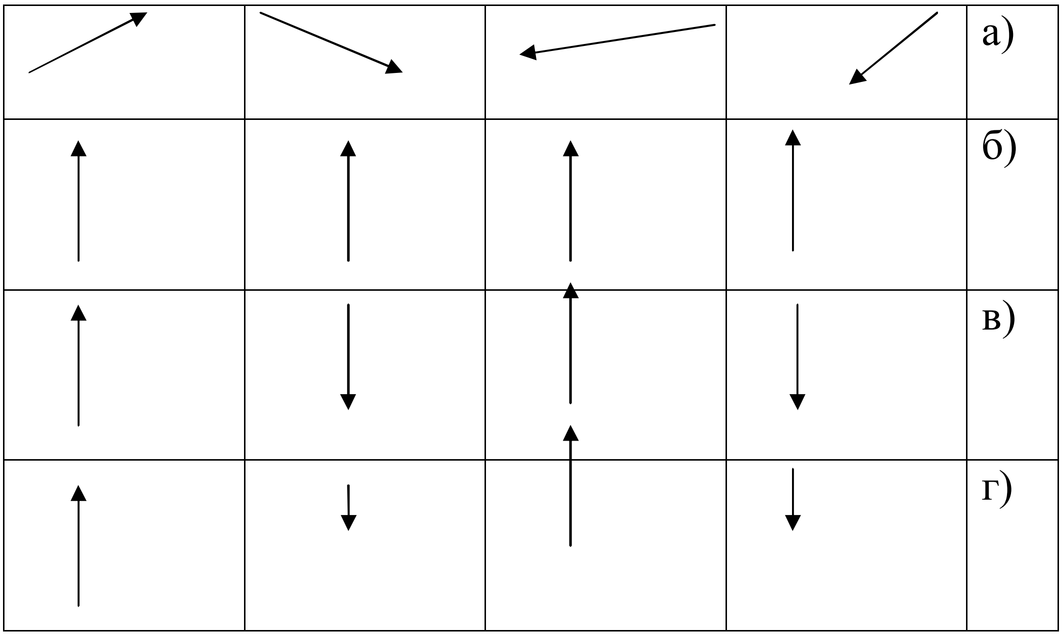
Шундай қилиб, атомлари доимий магнит моментига эга бўлган жисмлар парамагнит, ферромагнит, антиферромагнит ва ферримагнит бўлишлари мумкин:

- агарда атомлар магнит моментлари ўзаро таъсири кучсиз ёки нолга тенг бўлса, бундай жисм парамагнит бўлади (*269а - расм*);

- агарда қўшни магнит моментлар бир - бирига параллел бўлишга интилсалар, бундай жисм ферромагнит бўлади (*269б - расм*);

-агарда қўшни магнит моментлар бир-бирига антипараллел бўлишга интилсалар, бундай жисм антиферромагнит бўлади (*273в - расм*);

- агарда қўшни магнит моментлар бир - бирига нисбатан антипараллел жойлашиб, миқдор жиҳатдан бир хил бўлмасалар, бундай жисм ферримагнит бўлади (*273г - расм*), бундай жисмлардан тайёрланган магнитлар *ферритлар* деб аталади.



273– расм. Моддаларда магнит моментлари йўналишларининг жойлашиш турлари

Ферримагнетикларга темир оксидлари бирикмаси, магнетиклар $FeO_1 \cdot Fe_2O_3$ мисол бўлиши мумкин.

Кислороднинг манфий ионлари томонлари марказлашган куб кўринишдаги панжарани ҳосил қилади, бу панжарада ҳар бир $FeO \cdot Fe_2O_3$ молекулага битта икки валентли (Fe^{2+}) ва иккита уч валентли (Fe^{3+}) темир ионлари тўғри келади. Икки валентли темир иони ўрнини икки валентли металлар Mg, Ni, Co, Mn, Cu эгаллаши мумкин. Натижада, мураккаб панжара бир - бирига киришган, уч валентли темир иони панжараси ва икки валентли темир ёки унинг ўрнига жойлашувчи металлар ионлари панжарасидан иборат бўлади.

Бир - бирига киришган панжаралар магнит моментлари бир - бирига антипараллел бўлади. Шу сабабли уч валентли темир ионлари магнит моментлари компенсациялашади ва ўз - ўзидан магнитланиш иккивалентли металл ионлари магнит моментларидан қўзғатилади.

Ферритлар кучли магнит сингдирувчанлик, кичик коэрцитив куч, катта электрик қаршиликли магнит тўйинишнинг қийматига эга бўлади. Шу сабабли, ферритлар юқори ва жуда юқори частотали техникада ва доимий магнитлар ишлаб чиқишда ишлатилади.

Назорат саволлари

1. Қаттиқ жисмларда қандай боғланиш кучлари мавжуд? Молекулалар орасидаги дисперсиявий, ориентациявий ва индукциявий таъсир кучлари нима? Уларнинг асосий параметрлари нима?
2. Кристалл панжара тузилишининг 7 гуруҳга ажратилишини тушунтиринг.
3. Эркин атомларнинг энергетик сатҳлари ва уларда электронлар тақсимоти тўғрисида тушунчалар беринг.
4. Кристалларда энергетик соҳаларнингҳосил бўлишини тушунтиринг.
5. Электронларнинг эффектив массаси нима? Нима учун кристалларда электронларнинг масалари эркин электрон массасига тенг, ундан катта ёки кичик бўлиши мумкин?
6. Соҳалар назариясига кўра ўтказгичлар, диэлектриклар ва ярим ўтказгичлар қандай тушунтирилади?

7. Нима учун хусусий ярим ўтказгичда электронлар концентрацияси ўтказувчан коваклар концентрациясига тенг бўлади?
8. Киришмали ярим ўтказгичларда донорлар ва акцепторлар сатҳи қандай жойлашган? Буларда Ферми сатҳи қандай жойлашади?
9. Хусусий ва аралашмали ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар концентрацияси ифодаларини ёзинг? Электр ўтказувчанлик нималарга боғлиқ?
10. Маталларни электр ўтказувчанлигининг классик электрон назарияси,ўта ўтказувчанлик ҳодисасини тушунтиринг.
11. Контакт ҳодисаси. Металл - металл. Металл -ярим ўтказгич ва ярим ўтказгич – ярим ўтказгич контактларида потенциаллар фарқинингҳосил бўлиши ва уни электр ўтказувчанликка таъсирини тушунтиринг.
12. Моддаларнинг магнит хусусиятлари. Диамагнетик, парамагнетик ва фермогнетикларда магнит киритувчанлик қандай фарқ қилади?

XIII БОБ. АТОМ ФИЗИКАСИ

145 - §. Атом ядроси

Табиатдаги ҳамма моддалар атомлардан ташкил топган бўлиб, улар электрон ва атом ядросидан иборатдир. Атом ядросининг заряди, массаси, спини ва ядро магнит моменти унинг асосий характеристикалари деб ҳисобланади. Атом ядроси протон ва нейтронлардан иборат бўлиб, булар *ядро нуклонлари* дейилади. Атомлар нейтрал заррача эканлигини эътиборга олсак, уларда нечта протон, яъни мусбат заррача бўлса, ядро атрофида худди шунча электрон бўлиши керак.

Ядродаги нуклонлар - протон (p) мусбат ва нейтрон (n) эса нейтрал, яъни зарядсиз заррачалардир. Протоннинг заряд миқдори электрон зарядига тенг бўлиб $q_p = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,Кл$ га тенгдир. Эркин ҳолда протон барқарор мусбат заррачадир. Атом массасини массанинг атом бирликларида (м.а.б.) ўлчаш анча қулайдир. Углерод $({}^{12}_{6}C)$ атомининг 1/12 массаси, массанинг атом бирлиги сифатида қабул қилинган.

Протоннинг массаси

$$m_p = 1{,}6726 \cdot 10^{-27}\,кг = 1{,}0072\,м.аб. = 938{,}7\,Мэв\ .$$

Бу масса электрон массасидан 1836 марта каттадир (m_p= 1836 m_e). Протон спинга $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ ва хусусий магнит моментига эга $\mu_p = +2{,}79\mu_я$. $\mu_я$ - *ядронинг магнит моменти* деб аталади ва унинг магнетони $\mu_я = \dfrac{\hbar\ell}{2m_\ell}$ Бор магнетонидан 1836,5 марта кичикдир.

Нейтрон электр зарядга эга эмас, массаси $m_n = 1{,}6749 \cdot 10^{-27}\,кг = 1{,}0086$ м.а.б. га тенг ва протон массасидан бироз каттароқдир. Протон каби, нейтроннинг спини $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ ва хусусий магнит моменти $-1{,}91$ га тенг (бу ерда манфий ишора хусусий механик ва магнит моментларининг йўналишлари қарама - қарши эканлигини кўрсатади).

Нейтрон эркин ҳолатда беқарор (радиоактив) заррача бўлиб, унинг ярим емирилиш даври ~12 мин га тенг, у ўз - ўзидан бўлиниб, парчаланиб кетади:

$$n \to p + e^{-} + \widetilde{\gamma}\ , \qquad (145.1)$$

Парчаланиш натижасида 1 та протон, 1 та электрон ва 1та антинейтрино ҳосил бўлади. Нейтрино жуда кичик заррача бўлиб, нейтронга ўхшаш зарядсиздир.

Ядродаги протонлар сони $+Ze,$ ядронинг зарядлар сонини ҳам белгилайди. Z - Менделеев даврий тизимида химиявий элементнинг тартиб номерини ёки ядросининг зарядлар сонини кўрсатади.

Ядродаги нуклонлар сони A билан белгиланади ва ядронинг масса сони деб аталади. Нейтронлар сони $N = A - Z$ орқали аниқланади.

Ядролар ${}_{Z}X^{A}$ – символ билан кўрсатилади. X – химиявий элементнинг симолидир.

Ядролардаги нуклонларнинг таркибига қараб ядролар 4 та гуруҳга бўлинадилар.

1. Зарядлар сони бир хил, нейтронлар сони ҳар хил бўлган ядролар *изотоплар* дейилади. Масалан: водороднинг 3 та изотопи бор ${}_{1}X^{1}$ – одатдаги водород баъзан протий деб аталади ($Z = 1, N = 0$) . ${}_{1}X^{2}$ - оғир водород ёки дейтерий ($Z = 1$, $N = 1$), ${}_{1}X^{3}$ - ($Z = 1$, $N = 2$) эса тритий деб аталади.

Кислороднинг 3 та изотопи бор ${}_{8}O^{16}$, ${}_{8}O^{17}$, ${}_{8}O^{18}$.

2. Массалар сони бир хил, заряд ва нейтронлар сони ҳар хил бўлган ядролар *изобарлар* дейилади. Мисол қилиб масса сони бир хил бўлган ${}_{18}A_{r}^{40}$ ва ${}_{18}Ca^{40}$ ларни кўрсатиш мумкин.

3. Нейтронлар сони N бир хил, заряд ва массалар сони ҳар хил бўлган ядролар *изотонлар* дейилади. Масалан ${}_{6}C^{13}.{}_{17}N^{14}$ буларда нейтронлар сони $N = 7$ тенгдир.

4. Заряд (Z) ва массалар (A) сонлари бир хил бўлиб, ярим емирилиш даврлари ҳар хил бўлган ядролар *изомерлар* дейилади. Масалан: ${}_{35}Br^{80}$ ядросининг 2 та изомерлари бор, уларнинг ярим емирилиш даврлари T_1=18 мин. ва 4,4 соат га тенгдир.

Ядро жуда кичик заррачадир. Ядронинг радиуси: $R = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} м$ га тенг. Ушбу ифодага кўра ядрони шар шаклида деб фараз қилиб, массасини билган ҳолда, зичлигини ҳисоблаб кўриш мумкин:

$$\rho_я = \frac{M_я}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \qquad (145.3)$$

Бу ерда $M_я = m_n A$, m_n - нейтрон массасидир. У ҳолда:

$$\delta_я = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14(1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \,{}^{кг}\!/_{м^3} , \qquad (145.4)$$

Бу ниҳоятда катта қиймат бўлиб, бундай зичликни тасаввур қилиш жуда қийин. Солиштириш учун табиатда учрайдиган баъзи зичлиги энг катта бўлган моддаларни келтирамиз: қўрғошин 11,34 $кг/м^3$, симоб $14,9 \cdot 10^3 кг/м^3$, уран $18,7 \cdot 10^3 кг/м^3$, олтин $19,3 \cdot 10^3 кг/м^3$, платина $21,45 \cdot 10^3$ $кг/м^3$ ва иридий $22,42 \cdot 10^3 кг/м^3$. Табиатда Z сони 1 дан 92 гача бўлган элементлар учрайди (техниций T_c $Z = 43$ ва прометий P_m $Z = 61$ лардан ташқари).

Ҳозирги вақтда, табиатда учрайдиган элементлардан ташқари, жами $Z = 117$ гача бўлган элементлар аниқланган бўлиб, уларнинг барчаси сунъий йўл билан олинган.

Масса дефекти ва боғланиш энергияси

Атом ядроси жуда мураккаб тузилишга эга бўлганлиги учун алоҳида қонуниятларга бўйсунади. Шулардан бири, алоҳида нуклонлар массаларининг йиғиндиси ҳар доим шунча нуклонли ядро массасидан катта бўлади яъни:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - M_я , \qquad (145.5)$$

Бу масса фарқи - масса дефекти номини олган бўлиб ядро шаклланишида массанинг бир қисми боғланиш энергиясига ($W = mc^2$) айланиб кетишини кўрсатади.

Демак, ядро нуклонларининг боғланиш энергияси:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 \left\{ \left[Zm_p + (A - Z) m_n \ \right] - M_я \right\} , \qquad (145.6)$$

кўринишида ёзилади. Бу энергияни яққолроқ тасаввур қилиш учун гелий ($_2\mathrm{H}e^4$) ядросининг боғланиш энергиясини ҳисоблаб кўрамиз:

$$W_{бог} = [2 \cdot 938{,}7 + 2 \cdot 939{,}5 \ ] - 3728{,}0 = 28{,}4 МэВ \ , \qquad (145.7)$$

бу ядрода (*He*) битта нуклонга мос келган боғланиш энергияси $\frac{W_{бог}}{A} = 7{,}1\,МэВ$ ни ташкил қилади. Бу ниҳоятда катта энергия эканлигини қуйидаги мисолда кўриш мумкин.

Солиштириш учун кўмир ёнганда, яъни битта углерод атоми иккита кислород атоми билан бирикканда (CO_2) - 5 *эВ* энергия ажралишини хаёлга келтириш мумкин.

Демак, ядро жуда мустаҳкам қурилмадир. Даврий жадвалдаги қолган ядроларнинг ҳам боғланиш энергиялари ҳисобланган бўлиб, энг катта боғланиш энергияси $\Delta W = 8{,}7\,МэВ$ даврий тизимнинг *А* = 50 - 60 масса сонларига мос келишини кўриш мумкин. Ундан кейин *А* нинг ортиши, боғланиш энергиясини бироз камайишига мос келади. Уран ядросининг солиштирма боғланиш энергияси $\Delta W = 7{,}5\,МэВ$ га тенгдир. Демак, битта оғир ядрони ўртача оғирликдаги бир неча ядроларга ажратиш мумкин ёки бир неча енгил ядроларни бирлаштириб ўртача ядрони ҳосил қилинганда жуда катта ортиқча энергияга эга бўлиш мумкин. Масалан, уран изотопини $_{92}U^{238}$ (солиштирма боғланиш энергияси 7,5*МэВ* бўлган) иккита, массалари *А* = 120 га тенг бўлган ядроларга ажратганимизда (солиштирма боғланиш энергияси 8,5 *МэВ* бўлган) - 240 *МэВ* энергия ажралган бўлар эди ёки иккита водород изотопларини $({}_1H^2)$ бирлаштириш орқали 1 та гелий $({}_2He^4)$ ҳосил қилинса – 24 *МэВ* энергия ажралиб чиққан бўлар эди. Ҳозирги пайтга келиб бундай реакциялар амалга оширилаётганини талабаларнинг деярли ҳаммаси билади. Бу бўлиниш реакциялари ядро (ядро реакторлари) қозонларида ёки атом бомбасининг портлашида амалга оширилади. Енгил ядроларнинг қўшилиши - термоядро реакциялари дан иборат бўлиб, термоядро генераторларида (МГД - генераторларида) амалга оширилади. Табиий ҳолда Қуёш ва юлдузларда ҳам содир бўладиган водород – водород ёки углерод – углерод циклли синтез реакциялари ҳам битмас - тугалмас энергия манбаларидан иборатдир.

146 - §. Ядро кучлари

Ядро мустаҳкам тизим эканлигини эътиборга олсак, энг аввал нуклонлар орасидаги боғланиш жуда катта энергияга эгадир ва бу кучлар биз билган кучларнинг бирортасига ҳам мос келмайди. Бу – ядро кучларидир. Ядро кучлари гравитациявий куч бўлаолмайди. Бутун олам тортишиш қонунига ўхшаш, бу кучлар ҳисоблаб кўрилса, ядро кучларидан 10^{36} марта кичик эканлигини билиш мумкин. Ядро кучлари электростатик куч бўлиши ҳам мумкин эмас, чунки бир хил ишорали протонлар (масалан: Уран – U; $Z = 92$) бир - биридан қочиб, ядрони тарк этган бўлар эди. Демак, ядро нуклонлари жуда мураккаб боғланиш ва кучларга эга бўлган тизим бўлиб, 4 та асосий хусусиятларга эгадирлар.

1. Ядро кучлари. Таъсир радиуси жуда қисқа масофада $2{,}2\cdot10^{-15}м$ кузатилади. Бу масофадан катта масофаларда нуклонлар ўзаро таъсирлашмайдилар.

2. Ядро кучлари заряддан мустақилдир, яъни протон - протон, протон - нейтрон ёки нейтрон - нейтронлар бир хил тортишиш ва итариш кучларини ҳосил қилади. Бу хусусият ядроларнинг заряддан *мустақиллик принципи* деб аталади.

3. Ядро кучлари, ўзаро таъсирдаги нуклонлар спинларининг жойлашишига боғлиқдир. Масалан, нейтрон билан протоннинг спинлари бир - бирига параллел бўлгандагина улар дейтон ҳосил қилиб, бирга тураолади, бўлмаса, ядро парчаланиб кетади.

4. Ядро кучлари тўйиниш хоссасига эга, яъни ядродаги ҳар бир нуклон чекли сондаги нуклонлар билан ўзаро таъсирлашади, қолганлари билан таъсирлашмайди.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра, ядро кучлари, яъни кучли ўзаро таъсир *мезонлар* деб аталувчи виртуал заррачалар алмашиниши орқали ўзаро таъсирлашади, дейилади.

1934 йилда И.Е. Тамм нуклонлар орасидаги таъсир, қандайдир виртуал заррача ютилиши ёки чиқиши орқали амалга ошади, деб ҳисоблади. 1935 йили япон олими Х. Юкава нуклонлар, электрон массасидан 200 - 300 марта катта бўлган ва ўша вақтгача аниқланмаган заррачаларни ютилиши ёки чиқиши орқали таъсирлашадилар, деб фараз қилди. Кейинчалик, бу заррачалар *мезонлар* (грекча “мезос” ўртача) деб аталди.

Тез орада бундай заррачаларни космик нурлар орасида борлиги аниқланди. 1936 йили Андерсон ва Неддермейерлар космик нурлар орасида массаси 207 m_e бўлган заррачаларни аниқлашди. Бу заррачалар μ – мезонлар (мюонлар$-\mu^+,\mu^-,\mu^0$) деб аталди. Лекин нуклонлар орасидаги таъсирлашувда бу заррачалар бўлаолмаслиги тезда исботланди, яъни энергиянинг сақланиш қонунига бу мос келмаслиги аниқланди. 1947 йилда космик нурларни илмий излашда Х.Юкава башорат қилган нурларни Оккиалини ва Поуэлллар кашф қилдилар. Бу заррачаларнинг массаси электрон массасидан – 270 m_e марта катталиги маълум бўлди. Бу заррачалар π – мезонлар номини олди. π - мезонлар ёки мусбат π^+, манфий π^- ва нейтрал π^0 бўлиши мумкин экан. Зарядли пионлар массалари бир хил бўлиб, 273 m (140 *МэВ*) га тенг ва нейтрал мезон массаси эса, 264 m (135 *МэВ*) га тенг. Бу заррачаларнинг спинлари ($S = 0$) нолга тенг. Заррачалар жуда беқарор бўлиб, $2{,}55\cdot10^{-8}$ с да парчаланиб кетади:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu;\ \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu^-;\ \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \text{ ёки } \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$$

Бу ерда μ^+,μ^- мюмезонлар, γ – гамма нурлар, e^+,e^- – мусбат позитрон ва манфий электронлар, ν ва ν^- лар нейтрино ва антинейтринолардир. Энди нуклонлар орасида бўладиган таъсирлашувни бемалол ёзиш мумкин:

$$P \Leftrightarrow n + \pi^+;\ \ n \Leftrightarrow p + \pi^-$$

$$P \Leftrightarrow P + \pi^0\ ;\ \ n \Leftrightarrow n + \pi^0$$

Бундай таъсирлашув орқали нуклонларнинг бири иккинчисига ёки улар ўрин алмашинишлари мумкин. Демак, протон виртуал мезон чиқариб, нейтронга айланади ёки нейтрон мезонни ютиб, протонга айланади. Бу жараёнларнинг барчаси тажрибада тасдиқланган.

147 - §. Ядро реакциялари

Атом ядросининг элементар заррачалар ёки бошқа ядролар билан таъсирлашиб, бошқа тур ядрога айланиши, ядро реакциялари орқали амалга ошади. *X* ядро билан (*a*) заррача таъсирлашганда *Y* янги ядро ва янги (*b*) заррача ҳосил бўлиши қуйидаги чизма орқали амалга ошади:

$$X + a \to Y + в\,, \tag{147.1}$$

ва бу қуйидагича ифодаланади: $X(a,в)Y$

Ядро реакцияларида *a* ва *b* заррачалар нейтрон (*n*), протон (*p*) ва баъзи ядролардаги α, β – заррачалар ва γ – фотонлар бўлиши мумкин.

Ядро реакцияларида энергия чиқиши ёки ютилиши кузатилади.

Тез содир бўлмайдиган ядро реакцияларини икки босқич билан амалга ошириш мумкинлиги 1936 йилда Н.Бор томонидан аниқланган. Бунда мураккаб ядро, яъни *компаунд ядро* деб аталувчи оралиқ ядро *П* пайдо бўлади:

$$X + a \to П \to Y + в\,, \tag{147.2}$$

Агар $a = b$ бўлса, сочилиш, яъни $E_a = E_b$ эластик сочилиш ва $\mathrm{E}_a \neq \mathrm{E}_в$ ноэластик сочилиш реакциялари кузатилади.

Мураккаб ядро, яшаш вақти $(10^{-14} - 10^{-12}$ сек.) даврида емирилиб, бошқа Я турдаги ядрога айланиши мумкин.

Ядро реакцияси, биринчи бўлиб 1919 йилда Э.Резерфорд томонидан амалга оширилган. Азот атомлари α – заррачалар билан бомбардимон қилинганда, кислород атоми ва яна битта протон ҳосил бўлган:

$$_7N^{14} + _2\alpha^4 \to _8O^{17} + _1P^1 \quad \text{ёки} \quad _7N^{14}(\alpha, P)_8O^{17}\,, \tag{147.3}$$

1938 йилда Немис олимлари О.Ган ва Ф. Штрассмонлар уран ядросига нейтронлар дастасини ёғдирганда ядронинг иккига бўлинишини кузатганлар. Бунда барий ва лантан ҳосил бўлиши кузатилган. Кейинчалик 80 тага яқин ҳар хил ядро парчалари ҳосил бўлиши аниқланди. Ядро ҳар бир бўлинишда – 2,5 та нейтрон ҳосил қилади:

$$_{92}U^{235} + n \to {}_{92}O^{236} \to {}_{5Б}Cs^{140} + {}_{37}Rв^{94} + 2n, \qquad (147.4)$$

Ядро реакцияларида ҳар доим заряд ва массанинг сақланиш қонунлари бажарилади, яъни реакцияга киришгача бўлган заряд ва масса, реакциядан кейин ҳам шундайлигича қолиши керак. Бундай реакциядан фойдаланиб, нейтронлар оқимини кучайтириш мумкин ва бўлиниш реакциясида жуда катта миқдорда энергия ажратиб олиш мумкин. Бу жараён ядро реакциялари қозонларида амалга оширилади ва бундай қозонларда занжир реакцияси амалга оширилади. Занжир реакцияси амалга ошиши учун В. Гейзенберг аниқлаган критик масса бўлиши керак, бу – 9 кг уран – 235 га мос келади. Занжир реакциясида жуда катта миқдорда энергия ажралганлиги учун бу энергиядан тинч мақсадларда - атом электростанцияларини яратиш ва қуришда фойдаланилади.

Булардан ташқари, енгил ядроларни қўшиш орқали ядро реакцияларини ҳосил қилиш мумкин. Бу реакциялар, ядроларнинг итариш кучларини енгиб, уларни бирлаштириш орқали амалга оширилади ва *синтез реакциялари* дейилади. Ядролар мусбат ишорали бўлганлиги сабабли, итариш кучларини енгиш учун, уларнинг кинетик энергиялари сезиларли даражада ортганда тўқнашиши ҳисобига янги ядрони ҳосил қилиш мумкин. Ядронинг кинетик энергиясини ошириш учун уларни жуда юқори ҳароратда қиздириш керак ($\approx 10^{7}\,{}^{0}K$), шунинг учун бу реакциялар *термоядро реакциялари* деб аталади.

Водород ядроларининг қўшилиб, гелий ядросини ҳосил бўлиш реакцияси Қуёш ва юлдузларда кузатилади ва бунда уларнинг ҳарорати $10^{7} - 10^{8}\,{}^{0}K$ га етади. Бунда протон - протон цикли ёки углерод - углерод цикли амалга ошади. Олдин 2 та протон қўшилиб, гелий изотопини ҳосил қилади ва у β заррача чиқариб емирилади, натижада оғир водород ${}_{1}\mathrm{H}^{2}$ ҳосил бўлади ва у оддий водород ядроси билан бирлашиб гелий ${}_{2}\mathrm{H}e^{3}$ изотопини ҳосил қилади. Бундай ядро бирлашиши натижасида яна 2 та водород ва 1 та барқарор гелий ядроси ҳосил бўлади. Бу реакция *водород цикли* деб аталади:

$${}_{1}\mathrm{H}^{1} + {}_{1}\mathrm{H}^{1} \to {}_{2}\mathrm{H}e^{2} \to {}_{1}\mathrm{H}^{2} + e^{+} + \nu$$

$${}_{1}\mathrm{H}^{2} + {}_{1}\mathrm{H}^{1} \to {}_{2}\mathrm{H}e^{3} + \gamma$$

$${}_{2}\mathrm{H}e^{3} + {}_{2}\mathrm{H}e^{3} \to {}_{2}\mathrm{H}e^{4} + {}_{1}\mathrm{H}^{1} + {}_{2}\mathrm{H}^{1}, \qquad (147.5)$$

Синтез реакциясида жуда катта миқдорда энергия ажралади, битта нуклонга мос келган энергия 3.5 *МэВ* га тўғри келади ва бўлиниш реакциясида битта нуклонга – 0.85 *МэВ* энергия тўғри келади. Нуклонлар сони жуда кўплигини эътиборга олсак, ниҳоятда катта энергия ажралишини тасаввур қилиш мумкин.

Табиатдаги энергия манбалари кўмир, газларнинг заҳиралари камайиб бораётганлигини эътиборга олсак, инсоният энергия заҳираларини ядро реакциялари орқали тўлдириши мумкинлиги кўриниб турибди.

Ҳозирги вақтда бундай қурилмалардан баъзилари ишлаб турибди. Булар атом электр станцияларида ва лаборатория қурилмаларида, термоядро реакцияларинг яшаш вақтини узайтириш ҳисобига (МГД генераторлари) амалга ошириляпди. Лекин кўпчилик фойдаланадиган, яъни бутун инсониятга фойдаси тегадиган қурилмаларни кашф қилиш, кучли интелектуал салоҳиятга, жуда кучли билимга эга бўлган инсонларга боғлиқ эканлигини унутмаслик лозим.

148 – §. Радиоактивлик. α, β, γ – нурлар

Беқарор кимёвий элементларнинг, ўз - ўзидан зарядланган заррачалар ёки ядролар чиқариб, бошқа тур химиявий элементларга айланиш хусусияти - *радиоактивлик* дейилади. Радиоактивлик Анри Беккерел, томонидан 1896 йилда кашф қилинган. У Уран тузларининг люминесцент хусусиятларини текшираётиб, уларни фотопластинкаларга таъсирини сезиб қолган ва Уран тузлари ўз ўзидан алоҳида нур чиқаради ва бу нурлар ташқи муҳит шарт - шароитларига, яъни ҳарорат, босим ва ёритилганликка мутлақо боғлиқ эмаслигини таъкидлади. Бу ишларни Пьер ва Мария Кюрилар давом эттириб, 1898 йилда иккита янги радиоактив элементни кашф қилдилар. Булар Полоний $^{226}_{88}P_0$ ва Радий $\left(^{226}_{88}R_a\right)$ элементлари эди. Янги нурланиш ҳосил қилувчи бундай моддалар *радиоактив моддалар* ва жисмларнинг (заррачалар кўринишда) нурлар чиқариш хусусияти *радиоактивлик* деб аталди. Радиоактив моддалар магнит майдонига (М.Кюри бажарган) жойлаштирилганда, улар 3 турга ажралиб кетиши маълум бўлиб қолди: магнит майдони таъсирида, α заррачалар мусбат заррачалар каби оғганлиги сабабли мусбат заррачалар, β заррачалар манфий заррачалар каби оғганлиги сабабли манфий заррачалар ва γ – нурлар оғмаганлиги учун нейтрал заррачалар, деб ҳисобланди.

Кейинчалик ўтказилган тадқиқотларга кўра, α - заррачалар гелий $\left({}_2He^4\right)$ ядросининг оқимидан иборат, β - заррачалар тез учиб чиқувчи электронлар оқимидан ва γ - нурлар қисқа тўлқин узунликдаги $[\lambda = (10^{-3} - 1)A^0]$ электромагнит тўлқинлардан иборат эканлиги аниқланди. Бу заррачалар жуда кучли ионлантириш хусусиятига эга, масалан α - заррача ҳавода 10^5 жуфт ион ҳосил қилади.

Радиоактив емирилишда, емирилаётган ядро *она ядро* ва янги ҳосил бўлгани эса *бола ядро* деб аталади. Бирор dt вақт оралигида емирилган ядролар сони dN шу вақтга ва бошланғич радиоактив ядролар сонига пропорционаллигидан емирилиш қонуни топилган, яъни:

$$-dN = \lambda N dt$$

ва бу ифодани интеграллаб, қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (148.1)$$

бу ерда λ – берилган модда учун ўзгармас сон бўлиб, *емирилиш доимийси* дейилади, N_0 – бошланғич вақтдаги емирилмаган атомлар сони, $N - t$ вақт моментидаги атомлар сони.

(50.1) формуладан кўринишича емирилиш экспоненциал қонун бўйича камайиб боради.

Бошланғич пайтдаги атомлар миқдорининг ярим емирилишга кетадиган вақти моддаларнинг *ярим емирилиш вақти* (T) дейилади ва қуйидагича аниқланади:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$$

ва бундан

$$T = \frac{\ell n 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}, \qquad (148.2)$$

Ҳозиргача маълум бўлган моддаларнинг ярим емирилиш даври $3{\cdot}10^{-7}$ с дан $5{\cdot}10^{15}$ йилгача бўлган оралиққа мос келади.

Тажриба йўли билан радиоактив емирилишда заряд ва массанинг сақланиш қонунлари бажарилиши исботланган. Демак, моддаларнинг радиоактив емирилиш қонунига кўра, юқоридаги қонунлардан фойдаланиб, емирилгандан сўнг қандай модда ҳосил бўлишини айтиш мумкин. Шунга кўра α ва β - емирилишда силжиш қонунини кўриш мумкин. Агар емирилаётган она ядро ${}_{Z}^{A}X$ бўлса, α - емирилишда:

$$ {}_{Z}^{A}X \to {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_{2}^{4}He, \tag{148.3}$$

ва β - емирилишда:

$$ {}_{Z}^{A}X \to {}_{Z+1}^{A}Y + {}_{-1}^{0}e \ , \tag{148.4}$$

Оддий ҳисоблашлар, ҳар иккала емирилишда, масса ва заряднинг сақланиш қонунининг бажарилишини кўришимиз мумкин. (50.3) формулага кўра, емирилишда ҳосил бўлган бола ядронинг масса сони 4 га камаяди, заряди эса 2 га камаяди ва Гелий ядросининг ҳосил бўлиши билан содир бўлади. Натижада, ҳосил бўлган ядро Менделеев даврий жадвалидаги емиралаётган ядродан 2 та катак олдинги элементнинг ҳосил бўлишини кўриш мумкин.

Айнан шу жараённи ${}_{92}U^{238}$ ни емирилишида кузатиш мумкин:

$$ {}_{92}U^{238} \to {}_{90}Th^{234} + {}_{2}He^{4}, \tag{148.5}$$

Демак, емирилиш натижасида торий изотопи ҳосил бўлади.

Шунга ўхшаш мисолни β - емирилиш учун ҳам келтириш мумкин:

$$ {}_{90}Th^{234} \to {}_{91}Pa^{234} + {}_{-1}e^{0} + \widetilde{\nu} \ , \tag{148.6}$$

Радиоактив емирилишда α - заррачалар катта энергияли заррачалар тўпламларидан иборат бўлса, β - емирилишда электронларнинг энергияси 0 дан E_{max} оралигида алоҳида тақсимотга бўйсунади.

Расмда β - емирилишда ядролар чиқарадиган электронларнинг энергетик спектри, яъни dE энергетик оралиқда бўлган электронлар тақсимоти келтирилган.

β - емирилиш уч хил бўлиши мумкин. Емирилиш манфий электрон чиқариш билан, мусбат позитрон чиқариш ва K - тутиш (K - қобиқдаги электрон тутилиши) билан амалга ошиши мумкин. Бу емирилишда β - заррача билан бирга ҳар доим яна битта нейтрал заррача чиқади. Бу заррачани Э. Ферми таклифига кўра нейтрино (кичкина нейтрон) деб аталди. Нейтрино икки хил бўлиши мумкин: нейтрал ν ва антинейтрино $\tilde{\nu}$.

Радиоактивликнинг силжиш қонунидан, α, β - емирилишда радиоактив атомларнинг ядроси бошқа тур химиявий атом ядросига айланиб қолишини кўриш мумкин. Кўп ҳолларда ҳосил бўлган янги ядро ҳам радиоактив бўлиб қолади, натижада улар ҳам ҳар хил (α, β) нурланишлар чиқариб, бир неча поғонадан ўтиб, барқарор атом ядроларини ҳосил қилади. Булар *радиоактивликнинг емирилиш қатори* ёки *радиоактивлик оиласи* деб аталади. Табиий радиоактив ядролар уч хил радиоактив емирилиш қаторини ҳосил қилади, булар Уран ${}_{92}U^{238}$, Торий ${}_{90}U^{232}$ ва Актиний ${}_{89}Ac^{235}$атом ядроларининг қаторидир. Булардан ташқари, сунъий йўл билан олинган Нептун ${}_{93}Np^{237}$ ҳам улар қаторига киради. Уран, Торий ва Актиний емирилишидан қўрғошиннинг ҳар хил барқарор изотоплари ҳосил бўлади. Бу радиоактив моддалар ҳар хил α ва β нурланишлар чиқаришида, Уран - ${}_{82}Pb^{206}$, Торий - ${}_{82}Pb^{208}$ ва Актиний - ${}_{82}Pb^{207}$ ва Нептуннинг емирилиш қаторининг охирида барқарор Висмутнинг ${}_{83}Bi^{209}$ изотопи ҳосил бўлади.

Келтирилган маълумотлардан кўринишича, радиоактивлик 2 хил: табиий ва сунъий бўлади.

Сунъий йўл билан, яъни оғир ядроларга заррачалар ва енгил ядроларни киритиш йўли билан, янги радиоактив ядроларни ҳосил қилиш мумкин. Табиий ва сунъий радиоактив моддаларнинг емирилиш қонунларида ҳеч қандай фарқ йўқ.

Вақт бирлиги ичида бўлинувчи ядролар сонига тенг бўлган катталик *радиоактив моддаларнинг активлиги (A)* деб аталади:

$$A = \lambda N \, , \tag{148.7}$$

ёки

$$A = \frac{0{,}693}{T} \cdot N$$

бу ерда A – радиоактив моддаларнинг активлиги. Бу шундай активликки, бунда 1 секунд давомида 1 дона бўлиниш содир бўлади. Активликнинг тизимга кирмаган ўлчов бирлиги - Кюридир (Кu). 1 грамм Радийнинг 1 секунда ҳосил қиладиган активлиги 1 Кюри дейилади.

$$\frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu} \ , \qquad (148.8)$$

ифодага кўра, агар берилган радиоактив модданинг массаси маълум бўлса, моляр массани билган ҳолда берилган модданинг активлигини осон ҳисоблаш мумкин:

$$A = \frac{0,693}{T} \cdot N_A \frac{m}{\mu} \ , \qquad (148.9)$$

Бу ифода, исталган вақтдаги радиоактив модданинг активлигини ҳисоблаш жуда қулайдир.

Гамма нурланиш - электромагнит тўлқинлардан иборат бўлгани учун, бу тўғрида алоҳида тўхталиб ўтишни лозим кўрдик. Бу нурланишда масса ва заряд қийматлари ўзгармайди, шунинг учун сақланиш қонунлари амал қилмайди. Гамма - емирилиш ҳар доим α ёки β емирилишда ҳосил бўлади. Бу емирилишларда γ нурлар она ядродан эмас, балки бола ядросидан ҳосил бўлади. Емирилиш содир бўлгандан сўнг, кўп ҳолларда, бола ядро қўзғатилган, яъни юқори энергетик ҳолатда бўлади. Бола ядро ортиқча энергиясини, жуда қисқа вақтда (10^{-13}-10^{-14}с) γ - нурлар кўринишда чиқариб нормал, яъни стационар ҳолатга ўтади:

$$h\nu_{ik} = W_i - W_k \ , \qquad (148.10)$$

бу ерда ν_{ik} - i сатҳдан k - энергетик сатҳга ўтган ядронинг чиқарган гамма - нурланиш частотаси ва $W_i - W_k$ - ядронинг қўзғатилган ва оддий ҳолатлардаги энергиялари фарқидир.

Барча жисмларга радиоактив нурланиш таъсир этади ва у жисм атомларини ионлаштириб юборади. Бу таъсир айниқса, инсонларда ёмон оқибатларга олиб келади. Ионлаштирувчи нурланишларнинг таъсири уларни *нурланиш дозаси* (*Д*) билан аниқланади. Нурланиш дозаси Жоул/килограммларда (*Ж*/*кг*) ўлчанади, яъни 1 *кг* жисмга мос келган энергия билан аниқланувчи катталик грей (*Гр*) деб аталади. Лекин одатда нурланиш дозаси "*рад*" ларда ўлчанади ва тизимга кирмаган ўлчов бирлиги ҳисобланади:

$$1 рад = 10^{-2}\, Ж\!\diagup_{кг} = 10^{-2}\, Гр$$

Вақт бирлигига мос келган дозанинг қиймати *дозанинг қуввати* деб аталади:

$$N = \frac{D}{t}; \quad [N] = \frac{Вт}{кг}, \tag{148.11}$$

Шунингдек нурланишнинг тирик мавжудодларга таъсирини ўрганишда *рентгеннинг биологик эквиваленти* (бэр) бўлган катталик ишлатилади. Биологик объектларнинг, 1 рентген нурланишга эквивалент - ютган нурланиш энергияси, қуйидагига тенгдир:

$$1 \ бэр = 10^{-2} \frac{Ж}{кг} \ .$$

Радиоактив нурланишнинг асосий энергетик характеристикаси - қуруқ ҳавони ионлаштириш хусусиятига боғлиқ бўлган экспозициявий доза ҳисобланади (*Дэ*). Унинг бирлиги (Кл/к^2) дан иборат. Лекин тажрибада, тизимга кирмаган ўлчов бирлигидан жуда кенг қўлланилади. Бу ўлчов бирлиги бир рентгендир $1P = 2{,}58 \cdot 10^{-4}$ *Кл/к*^{2}. 1*Р* экспозициявий доза, нормал атмосфера босимида ($v = 10^{-6}$ м^3) қуруқ ҳавода $\frac{1}{3} \cdot 10^{-9} Кл$ бўлган бир жинсли заряд ҳосил қилаолади.

Радиоактив нурланиш билан ишлайдиган инсон организмига бу нурланиш, албатта, кучли таъсир ўтказади. Тадқиқотларнинг кўрсатишича, қолдиқ радиоактив нурланиш ва Ер қаъридан келадиган нурлардан ҳосил бўладиган радиоактив фондан 250 марта ортиқ нурланиш инсон организмига сезиларсиз ва асоратсиз, яъни зарарсиз ҳисобланади. Нурланиш бундан ортиқ бўлганда махсус муҳофаза чораларини кўриш заруp. Инсон ҳаёти учун чегаравий нурланиш 400 рентген ҳисобланади.

149 - §. Элементар заррачалар

Элементар заррачалар - ўзлари бўлинмайдиган бошланғич заррачалардир. Жисмлар асосан шу заррачалар тўпламидан ҳосил бўлади. Бу албатта шартли тушунча, чунки XIX аср бошларида жисмларни ташкил этувчи энг кичик элементар заррача атом деб ҳисобланар эди.

XX – аср бошларига келиб элементар заррачалар деб электрон, протон ва нейтронлар ҳисиобланарди. Ҳозирги вақтга келиб, бундай “элементар” деб аталувчи заррачаларнинг 100 дан ортиқ тури мавжуд. Элементар заррачаларнинг кўпчилиги космик нурларни ўрганиш орқали аниқланган. Коинотдан Ерга ҳар доим атом ядросининг ташкил этувчилари оқими келиб туради. Бу нурлар Ер атмосфераси билан тўқнашиб, иккиламчи нурланишни ҳосил қилади.

Ернинг магнит майдони космик нурланишнинг асосий қисмини Ер атрофида ушлаб қолиб радиациявий камар ҳосил қилади. Радиациявмй камарлар Ерни ўраб туради. Экватор текислигида ички радиациявий камар 600 дан 6000 км гача ва ташқи камар 20000 дан 60000 км гача чўзилган. 60-70^0 кенгликларда иккала камар (пояс) Ерга бир неча юз километр чамасида яқин туради.

Зарядланган зарраларни тезлаштириш қурилмалари яратилгандан сўнг элементар зарраларни ўрганиш жуда жадаллашиб кетди.

Ҳозирги вақтда элементар заррачалар орасида бўладиган тўрт хил ўзаро таъсир маълум: кучли ўзаро таъсир, кучсиз ўзаро таъсир, электромагнит таъсир ва гравитациявий ўзаро таъсирлар.

Кучли ўзаро таъсир. Бундай ўзаро таъсирлашув ядро нуклонлари орасида мавжуд бўлади, уларни ўзаро боғлайди. Зарраларни ўзаро таъсири *таъсир доимийси* деб аталувчи катталик билан характерланади. Бу ўлчамсиз катталикдир. Бундан ташқари, заррачалар таъсир сферасининг радиуси билан ҳам характерланади. Кучли ўзаро таъсирда ўзаро таъсир доимийси 1 га ва ўзаро таъсир вақти 10^{-23} с га тенгдир.

Электромагнетик ўзаро таъсирда таъсир сферасининг радиуси ($r = \alpha$) чекланмаган, таъсир доимийси эса $\sim 10^{-2}$ атрофида бўлади.

Кучсиз ўзаро таъсир ҳам кучли ўзаро таъсир каби, яқин масофада таъсир қилади. Таъсир константаси жуда кичик 10^{-14}, ўзаро таъсир вақти эса 10^{-9} сатрофида бўлади. Бу таъсирлашув β - емирилишда, элементар заррачаларнинг емирилишида, нейтрино билан моддалар орасида бўладиган таъсирлашувларда кузатилади.

Гравитациявий ўзаро таъсирнинг ҳам таъсир радиуси чекланмаган ($r = \alpha$). Ўзаро таъсир константаси бўлса, ниҳоятда кичик $\sim 10^{-39}$ ва таъсир вақти эса жуда катта $\sim 10^{-9}$ сек. бўлади. Бу таъсир универсал бўлса ҳам, микрозаррачаларнинг ўзаро таъсирида, қиймати жуда кичик бўлгани учун эътиборга олинмайди.

Ўзаро таъсир турлари *7 – жадвал*

Ўзаро таъсир турлари	Ўзаро таъсир доимийси	Ўзаро таъсир вақти, с
Кучли (ядровий)	1	10^{-23}
Электромагнетик	$\sim 10^{-2}$	10^{-21}
Кучсиз (емирилишда)	10^{-14}	10^{-9}
Гравитациявий	10^{-39}	10^{16} (10^{9} йил)

Элементар заррачалар ўзаро таъсир характерига қараб, 3 синфга бўлинадилар:

1. Фотонлар (ёруғлик квантлари), γ (электромагнит майдон квантлари). Бу заррачалар электромагнетик ўзаро таъсирда иштирок этади, лекин кучли ва кучсиз таъсирга эга эмас;

2. Лептонлар (грекча “лептос” - енгил). Бу заррачаларга мюонлар (μ^-, μ^+), электронлар (e^-, e^+) ва нейтринолар (γ, $\tilde{\gamma}$) киради. Лептонларнинг спини $\left(\frac{1}{2}\right)$ тенг бўлгани учун Ферми - Дирак статистикасига бўйсунадилар. Бу заррачалар кучсиз ўзаро таъсирда ва зарядли заррачалар бўлганликлари учун, электромагнетик ўзаро таъсирда ҳам қатнашадилар;

3. Адронлар кучли ва кучсиз электромагнетик таъсирларга эгадирлар. Адронлар иккига бўлинади: мезонлар ва барионлар. Мезонлар: π^+, π^-, π^0 - мезонлар, К - мезонлар, (K^+, K^-, K^0, $\tilde{K}$). К - мезонларни яшаш вақти 10^{-8} с. Улар тезда емирилиб,π - мезонлар ва лептонларни ҳосил қилади. Ҳамма мезонларнинг спини 0 га тенг, шунинг учун булар Бозе - Эйнштейн тақсимотига бўйсуниб, *бозонлар* ҳам деб юритилади. Бу зарралар кучли ва кучсиз (зарядсиз π^0, K^0 лардан ташқари) электромагнетик таъсирларга ҳам эга.

Барионлар: нуклонлар (p,n) ва массалари улардан катта бўлган беқарор гинеронларни ўз ичига олади. Ҳамма барионлар кучли ўзаро таъсирга эга ва уларнинг спини 1/2 га тенг. Протондан бошқа ҳамма барионлар беқарор бўлиб жуда тезда парчаланиб кетади.

Ҳозирги вақтга келиб элементар зарралар сони шунчалар кўпайиб кетдики, уларнинг элементар эканлигига шубҳа пайдо бўлабошлади. Масалан, барионларни ўзи *кварклар* деб аталувчи гипотетик зарраларга бўлиниши тахмин қилинмоқда. Кваркларнинг электр заряди-1/3; +2/3;

-1/3 бўлиши мумкин. 6 та кварк ва антикварклар орқали ҳамма барионларни ҳосил қилиш мумкин: булар (***up*** - юқори), *d* (***down*** - қуйи), *S* (***strange*** - ғалати), *c* (***charmed*** - жозибали), *b* (***bottom*** - пастки), *t* (**t*op*** - юқориги).

Кварклар шартли равишда рангли деб қабул қилинган. 3 та рангли кварклар қўшилишидан янги нейтрал оқ ранг ҳосил бўлади. Демак, кварклар 6 ти хил бўлиб, уларнинг ҳар бири 3 хил рангда бўлиши мумкин: сариқ, кўк ва қизил. (Ҳар учаласининг қўшилишидан оқ ранг ҳосил бўлади).

Кварклар тўрисидаги ғоя жуда ажойиб бўлиб, бир қанча янги заррачалар ҳосил бўлишини олдиндан айтиб бериш мумкин бўлди. Ҳозиргача кваркларни эркин ҳолатда мавжуд бўлиши аниқланмаган.

Таъсирлашувнинг умумий назарияси

Дунёга машҳур бўлган йирик олимларнинг кўпчилиги умумий майдонлар назариясини яратиш устида жуда катта меҳнат қилдилар. Булар А.Эйнштейн, П.Дирак ва В.Гейзенберглар, умрларининг охиригача юқоридаги назарияни яратишга улгураолмадилар. XX асрнинг иккинчи ярмида С.Вайнберг, Ш.Ли Глэшоу ва Абдус Салам физик олимлар бирлашган электрон кучсиз таъсирлашув назариясини яратдилар.

Бу таъсирлашув электромагнит ва кучсиз таъсирлашувларни умумлаштиради. Умумлашган ва барча таъсирлашувни ўз ичига оладиган бирлашган майдонлар назарияси ҳозирча ниҳоясига етказилгани йўқ.

Назорат саволлари

1. Ядро нуклонлари нима ва улар орасида қандай фарқ бор?
2. Масса дефекти нима? Боғланиш энергияси ифодасини ёзинг. Энг катта боғланиш энергиясига қандай ядролар эга?
   Бўлиниш ва синтез реакцияларни тушунтиринг.
3. Ядро кучларининг асосий моҳиятлари нима?
4. Ядро реакцияларида заряд ва массанинг сақлаш қонунини тушунтириб беринг.
5. Радиактивлик хусусиятини тушунтиринг. Силжиш қонуни нима?

6. Гравитациявий, электромагнит, кучли ва кучсиз ўзаро таъсирлашувлар ҳақида маълумот беринг.
7. Элементар зарралар турларини санаб чиқинг. Кварклар, гипотетик зарралар ҳақида қандай маълумотга эгасиз?

1 – Илова. ХАЛҚАРО БИРЛИКЛАР ТИЗИМИ (ХБТ)

Фан ва техниканинг ривожланишида, янги технологияларни яратишда, мамлакатнинг мудофаа қудратини юксалтиришда, саноат ва қишлоқ хўжалиги маҳсулотлари сифатини оширишда *ўлчашлар бирлигини таъминлаш* жуда катта аҳамиятга эга. Ўлчашлар умумийлиги деганда уларнинг ҳолати, ўлчаш натижалари, ўлчаш бирликлари ўлчовларига тенг бўлган, ўрнатилган доиралардаги ўлчамларга эга бўлган, қонун орқали шакллантирилган бирликларда ифодаланиши тушунилади. Бирликлар ўлчовлари бирламчи нусхалар орқали такрорланиши, ўлчов натижалари ҳатоликлари маълум бўлиши ва берилган эҳтимолликда ўрнатилган тартиб чегарасидан чиқмаслигини таъминланиши зарур.

Мамлакатда ўлчаш бирлигини таъминлаш тизимининг техник асослари давлат ва бирламчи нусхалар мажмуасидан иборат бўлган миллий нусхалар базаси ҳисобланади. Улар ўлчаш бирликларини сақлаш, қайта тиклаш, ўлчаш техникаларининг бошқа воситаларига бирликлар ўлчовларини узатишни таъминлаши керак.

Мамлакат ўзининг нусхалар базасига эга бўлмаганда, бошқа давлатларнинг нусхаларидан фойдаланишга мажбур бўлади. Шу сабабли мамлакатнинг миллий нусхалар базасининг ҳолати ва техник даражаси ўша мамлакатнинг илмий - техникавий ривожланиш даражасини белгилайди.

Ўзбекистон Республикасида *ўлчашлар бирлилигини таъминлаш давлат тизими - КАТТАЛИКЛАР БИРЛИКЛАРИ* учта миллий давлат стандарти орқали амалга оширилади:

O’zDst 8/010/1:2001, 1 - қисм. Асосий ва умумий терминлар.

O’z Dst8.010.2:2003. 2 - қисм. Ўлчаш воситалари ва уларнинг параметрлари.

O’z Dst 8.010.2004. 3 - қисм. Метрологик хизмат.

Халқаро бирликлар тизимининг асосий бирликлари 8 – Жадвал

Катталиклар тури	**Бирликлар номи**	**Қисқача белгилаш**
Узунлик	Метр	m, (L)
Масса	Килограмм	kg, (M)
Вақт	Секунд	S, (T)
Электр токи кучи	Ампер	A, (I)
Температура	Кельвин	К, (Ѳ)
Ёруғлик кучи	Кандела	Cd, (J)
Модда миқдори	Моль	Mol, (N)

Асосий бирликларнинг таърифлари

1.Узунлик бирлиги – *метр ёруғликнинг вакуумда 1/299 792 458 с вақт интервалида босиб ўтган йўлидир.* (XVII Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1983 йил. 1 – резолюция)

2.Масса бирлиги – *килограмм килограммнинг халқаро прототипи массасига тенг бўлган масса бирлигидир.* (I Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1889 йил ва III Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1901 йил).

3.Вақт бирлиги – *секунд133 - цезий атомининг асосий ҳолатидаги иккита ўта нозик энергетик сатҳлари орасида ўтишга тегишли 9 192 631 770 нурланиш даврларига тенг бўлган вақтга айтилади.* (XIII Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1967 йил. 1 - резолюция).

4.Электр токи кучи бирлиги – *ампер 1 метрли ўтказгичнинг ҳар бир қисмида 2.10 $^{-7}$ Ньютон таъсир кучи ҳосил қиладиган, вакуумда 1 метр оралиқда жойлашган, ҳисобга олмайдиган даражада кичик кўндаланг кесим юзасига эга бўлган, чексиз узунликдаги тўғри чизиқли параллел жойлашган ўтказгичлардан ўтаётган ўзгармас ток кучига айтилади.* (Ўлчов ва тарозлар Халқаро Конференцияси, 1946 йил. 2 – резолюция, IX Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1948 йил).

5.Термодинамик температура – *Кельвин сувнинг учлик нуқтаси* *термодинамик температурасининг 1/273,16 қисмига тенг бўлган термодинамик температура бирлигига айтилади.* (XIII Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1967 йил. 4 – резолюция).

6.Ёруғлик кучи – *Кандела манбанинг берилган йўналишида, 540.10 ^{12} Гц частотали, 1/683 Вт/стерадиан ёруғлик энергетик кучига эга бўлган монохроматик нурланиш чиқарадиган ёруғлик кучига айтилади.* (XVI Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1979 йил. 3 – резолюция).

7.Модда миқдори – *моль, 0.012 килограмм массали 12 – углерод атомидаги структурали элементлар сонига тенг бўлган тизимнинг модда миқдорига айтилади. Структурали элементлар атомлар, молекулалар, ионлар, электронлар ва бошқа заррачалардан иборат бўлиши мумкин.*(XIV Ўлчов ва тарозлар Бош Конференцияси, 1971 йил, 3 – резолюция).

Кўрсатма

1.Термодинамик температурадан ташқари, $T_0 = 273.15\ K$ га тенг бўлганда, $t = T - T_0$ ифода билан аниқланадиган, амалий температура шкаласи бирлиги Цельсийдан ҳам фойдаланиш мумкин. Ўлчовлари бўйича Цельсий Кельвинга тенгдир.

2.Термодинамик температура интервали ёки фарқи Кельвинда ифодаланади. Одатдаги Цельсий температураси интервали ёки фарқи Кельвинда ҳамда Цельсий градусларида ифодаланиши мумкин.

3.Термодинамик температурадан фарқ қилиш учун *Халқаро амалий температура* 1990 – Халқаро температура шкаласида t_{90} деб белгиланади.

2 – Илова. ХБТ бирликларининг ҳосилалари

9 – Жадвал

Бирликлар	**Бирликлар номи**	**Қисқарти-рилган белгиси**	**Бошқа бирликлар билан боғланиш**
Куч	Ньютон	Н	1 Н=1 кг.м.с$^{-2}$
Босим	Паскаль	Па	1 Па=1 Н.м$^{-2}$
Энергия, иш	Джоуль	Дж	1 Дж=1 Н.м
Қувват	Ватт	Вт	1 Вт=1 Дж.с$^{-1}$
Заряд	Кулон	Кл	1 Кл=1 А.с
Электр кучланиши	Вольт	В	1 В=1 Вт.А$^{-1}$
Электр сиғими	Фарада	Ф	1 Ф=1 Кл.В$^{-1}$
Электр қаршилик	Ом	Ом	1 Ом=1 В.А$^{-1}$
Электр ўтказувчанлик	Сименс	см	1 см=1 Ом$^{-1}$
Магнит оқими	Вебер	Вб	1 Вб=1 В.с
Магнит оқими зичлиги	Тесла	Т	1 Т=1 Вб.м$^{-2}$
Индуктивлик	Генри	Г	1 Г=1 Вб.А$^{-1}$
Ёруғлик оқими	Люмен	Лм	1 лм=1 кд.ср
Ёритилганлик	Люкс	Лк	1 лк=1 лм.м$^{-2}$
Частота	Герц	Гц	1 Гц=1 с$^{-1}$
Синдириш қобилияти	Диоптрий	Дпт	1 дпт=1 м$^{-1}$

3 – Илова. Айрим амалий физик катталикларнинг бирликлари

$1A^0=10^{-10}$ м = 10^{-8} см = 10^{-4} мкм = 10^{-1} нм

1 рад = 57^0 17′ 44,8″ = $57,3^0$

1 2 / $см^3$ = 10^3 кг / $м^3$ = 1 т / $м^3$

1 атм = $1,01.10^5$ Па = $1,01.10^6$ дин / $см^2$ = 1,03 кг с/$см^2$

1 мм….. = $1,33.10^2$ Па = 1,33.2Па = 13,6 мм. сув устуни

1 эрг = 10^{-7} Дж = 1,02 кг с.м. = $6,24.10^{11}$ эВ

1 Кл = 3.10^9 СГЭС з.б. = 0,1 СГСМ б.

1 А = 3.10^9 СГЭС з.б. = 0,1 СГСМ б.

1 В = $3,34.10^{-3}$ СГЭС з.б. = 10^8 СГСМ б.

1 Ф = $8,99.10^{11}$ см = 10^{-9} СГСМ б.

1 Ом = $1,11.10^{-12}$ СГЭС з.б. = 10^9 СГСМ б.

1 Тл = $3,34.10^{-7}$ СГЭС з.б. = 10^4 Гс

1 Гн = $1,11.10^{-12}$ СГЭС з.б. = 10^9 см

1 А/м = $3,77.10^8$ СГЭС з.б. = $1,26.10^{-2}$ Э

4 – Илова.   Фундаментал физик доимийлар   10 - жадвал

Катталик	Белгиси	Сон қийматлари
Ёруғлик тезлиги	C	2,997924458.10^{-11}
Вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги	μ_0	4п.10^{-7}Гн.м$^{-1}$
Диэлектрик сингдирувчанлик	$\varepsilon_0 = \dfrac{1}{\mu_0 c^2}$	8,85418782.10^{-12}Ф.м$^{-1}$
Ридберг доимийси	R_∞	10973731,77 м$^{-1}$
Планк доимийси	$\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$ H	1,0545887.10^{-34}Дж.с 6,626176.10^{-34}Дж.с
Электроннинг тинч ҳолатдаги массаси	m_e	9,109534.10^{-31}кг
Электроннинг тинг ҳолатдаги энергияси	$m_e\ c^2$	0,5110034 МэВ
Протоннинг тинч ҳолатдаги массаси	m_p	1,6726485.10^{-27}кг
Протоннинг тинч ҳолатдаги энергияси	$m_p\ c^2$	938,2796 МэВ
Нейтроннинг тинч ҳолатдаги массаси	m_n	1,6749543.10^{-27}кг
Нейтроннинг тинч ҳолатдаги энергияси	$m_n\ c^2$	939,5731 МэВ
Протон массасининг электрон массасига нисбати	m_p / m_e	1836,15152
Электрон заряди	E	1,6021892.10^{-19}Кл
Электрон зарядининг унинг массасига нисбати	e / m_e	4,803242.10^{-10}СГСЭ з.б.
Бор магнетони	$\mu_Б$	1,7588047.10^{11}Кл.кг$^{-1}$
Ядро магнетони	μ_N	9,274078.10^{-24}Дж.Тл$^{-1}$
Ядро магнетонида нейтроннинг магнит моменти	μ_n / μ_H	5,050824.10^{-27}Дж.Тл$^{-1}$
Ядро магнетонида протоннинг магнит моменти	μ_p / μ_N	1,91315
Массанинг атом бирлиги	м.а.б.	2,7928456
(10^{-3} кг. моль$^{-1}$). N_A М.а.б. бирлигида:		1,6605655.10^{-27}кг
Водород массаси	^1H	1,007825036
Дейтерий массаси	^2H	2,014101795
Гелий-4 массаси	^4He	4,002603267
Авогадро доимийси	N_A	6,022045.1023 моль$^{-1}$
Фарадей доимийси	$F= e.\ N_A$	96484,56 Кл.моль$^{-1}$
Моляр газ доимийси	R	8,31441 Дж.моль$^{-1}$ К$^{-1}$
Нормал шароитда (P=1 атм, T0=273,15 K) идеал газнинг моляр ҳажми	V_m	22,41333.10^{-3}м^{3}.моль$^{-1}$
Больцман доимийси	$k=R / N_A$	1,380662.10^{-23}Дж.К$^{-1}$
Нозик тузилиш доимийси	α	0,0072973506
Биринчи Бор қобиғининг радиуси	$1 / \alpha$ a_0	137,03604 0,52917706.10^{-10}м
Электроннинг классик радиуси	r_e	2,8179380.10^{-15}м
Джозефсон доимийси	$2e / h$	4,835939.10^{14}Гц.В$^{-1}$
Магнит оқимининг кванти	$\Phi_0=h / 2e$	2,0678506.10^{-15}Вб

АДАБИЁТЛАР

1. Савельев И.В. Умумий физика курси. Т.: , «Ўқитувчи», 1973. т. 1
2. Савельев И.В. Умумий физика курси. Т.: , «Ўқитувчи», 1973. т. 2
3. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 1
4. Савельев И. В. Курс физики. М.: Наука 1989 т. 2
5. Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 1985
6. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989
7. Исмоилов М., Хабибуллаев П.К., Халиуллин М. Физика курси Тошкент «Ўзбекистон», 2000
8. Раҳматуллаев М. «Умумий физика курси». Механика, Ўқитувчи, 1995
9. Аҳмаджонов О. Физика курси. Т.: «Ўқитувчи», 1987. т. 1,2,3-қисмлар
10. Нуъмонхўжаев А.С. Физика курси, 1-қ., Ўқитувчи, 1992
11. Ребане К.К. Энергия, энтропия, среда обитания. Физика, Знание новое в жизни, науке, технике. 4/1985
12. Епифанов Г.И. Физика твердого тела. Москва, Высшая школа. 1977
13. Государственный стандарт Узбекистана. Государственная система обеспечения единства измерений Республики Узбекистан. Единицы величин. Узбекское агентство стандартизации, метрологии и сертификации. Ташкент, 2005
14. Зайнобиддинов С., Тешабоев А. Ярим ўтказгичлар физикаси. Тошкент Ўқитувчи, 1999

МУНДАРИЖА

III боб ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ.. 100

IV боб ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР... 143

V боб ТЎЛҚИН ҲОДИСАЛАРИ.. 179

VI боб АКУСТИКА.. 194

VII боб ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР......................................198

VIII Боб Оптика Нурланишнинг квант табиати............................... 207

IX. Квант физикаси.. 272

X Боб. Молекуляр физика ва термодинамика асослари....................300

XI Боб. Классик ва квант статистикалар.. 348

XII Боб. Қаттиқ жисмлар физикаси.. 365

XIII Боб. Атом физикаси..476