ЎЗБЕКИСТОН АЛОҚА ВА АХБОРОТЛАШТИРИШ АГЕНТЛИГИ

ТОШКЕНТ АХБОРОТ ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ УНИВЕРСИТЕТИ

ФИЗИКА КУРСИ

Д А Р С Л И К

1-қисм

Тошкент-2008 й.

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. Бахадирханов, физика - математика фанлари доктори, профессор.

Дарслик ахборот технологиялари ва техника йўналишида таҳсил олаётган талабалар, магистрлар ва аспирантларни физика фанини чуқурроқ ўзлаштиришлари, мустақил шуғулланишлари учун мўлжалланган бўлиб, 2 қисмдан иборат:

I - қисм. Механика. электр, электромагнетизм, гармоник тебранишлар,тўлқинлар, электромагнит тебранишлар, акустика.

II - қисм. Тўлқин оптикаси ва квант механикаси. физикавий статистика, молекуляр физика, термодинамика, қаттиқ жисмлар физикаси ва ядро физикаси.

Ушбу дарслик, физика фанининг намунавий дастури мазмуни асосида тайёрланди.

Дарслик ТАТУ нинг илмий-услубий кенгаши қарорига асосан чоп этилди.

(№ 1 баённома 20.09. 2007 й.)

Тошкент ахборот технологиялари университети, 2007 й.

Сўз боши

Ушбу «Физика курси» 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 виртуал лаборатория ишларидан ташқари, талабаларга мультимедиа муҳитида маърузалар ўқилмоқда.

Мультимедиа муҳитида ўқиладиган маьрузалар янги ахборот имкониятларига эга бўлган маьрузалар матни асосида ўтилади. 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 ўкув маълумотлари графикларини сканерлаш, Интернет тармоғидан ноёб фотосуратларни, видеоклипларни олиш, ҳаракатдаги графиклар, жонли ҳодисалар ва анимацион роликларни тайёрлаш орқали эришилади.

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

Мультимедиа муҳитида маърузаларни талабалар интерактив шароитда тинглаб, осонгина ўзлаштирадилар ва ҳотирада узоқ вақт сақлай оладилар. Аммо, кадрлар тайёрлаш Миллий дастурида мустақил ишларга кўп 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 кўп эмас, ҳажми ва назарий жиҳатдан муҳандис кадрлар тайёрлаш учун мўлжалланган.

Ахборот технологиялари ва 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 курси» дарслигини тайёрлашни мақсадга мувофиқ, деб ҳисобладик. Бу ўқув дарслик электрон маърузалар матнидан мазмуни бўйича тўлақонлилиги билан фарқ қилади.

Фойдаланиш учун қулай бўлишини эътиборга олиб, ушбу дарслик 2 қисмга бўлинди:

I - қисм. Механика. Электр. Электромагнетизм. Гармоник тебранишлар, тўлқинлар, электромагнит тебранишлар. акустика. Тўлқин оптикаси ва квант механикаси.

II - қисм. Физикавий статистика. Молекуляр физика, термодинамика, қаттиқ жисмлар физикаси ва ядро физикаси.

Ушбу дарсликни таҳрир қилишда ижобий кўрсатмалар берган физика-математика фанлари номзоди, доцент Қ.Хайдаров ва РРТ факультети илмий-услубий кенгаши раиси, техника фанлари номзоди, доцент А.А.Абдуазизовга ҳамда қўлланмани тайёрлаб, шу кўринишга олиб келган физика кафедраси катта лаборанти Н.А.Амировага муаллифлар чуқур миннатдорчилик билдирадилар.

КИРИШ

Келажак ўтмишда шаклланади. Вақтнинг узвий боғлиқлигини инсоният ривожланишда, айниқса фан ва техниканинг ривожланишида яққол тасаввур қилиши мумкин. Физика ва у билан чамбарчас боғланган алоқа техникаси бундан истисно эмас. Ахборот алмашуви, аниқроқ қилиб айтганда, алоқа инсоният ривожланиши учун зарур асос ҳисобланади.

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

Бошланишда улар ўзларича алоҳида, рақобат тариқасида 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 - транзистор кашф этилиши алоқа тизимларида, радиоэшиттириш ва телевидениеда 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, алоҳида функцияни бажариши учун, ўзаро юқори интеграцияли интеграл схемаларнинг яратилишга олиб келди. Масалан, зарядларни кўчириш асбоби бўлган телевизион камера 3х4 $мм^2$ 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 тизимларини яратилишига асос бўлди.

Ҳозирги вақтда, қаттиқ жисм 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.

Юқорида келтирилган фан ва техниканинг ютуқлари исталган давлатнинг ижтимоий-иқтисодий ривожланишига хизмат кўрсатади.

Ҳозирги давр талабига жавоб берадиган мутахассисларни тайёрлашда, бакалавриат 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 ҳаракат қонунларини ўргатувчи фандир.

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

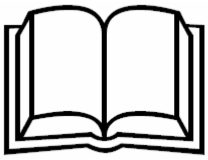
Физиканинг қонунлари маълумотларга асосланган бўлиб, асосан тажрибаларда ўрнатилган ва математик тилда ифодаланган миқдорий тенгламалардан иборатдир. Шу сабабли, у аниқ фанлар қаторига киради.

Ўрганиладиган материал 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.



Б и р и н ч и   қ и с м

I боб
МЕХАНИКА

1-§ Механикавий ҳаракат

Вақт ўтиши билан жисмнинг фазодаги вазиятини 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 ҳаракат қонунларини ўрганади.

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

Механика асосан уч қисмга бўлинади:

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

Кинематика – жисмлар ҳаракатини, унинг келиб чиқиш сабабларини эътиборга олмай, ўрганади.

Динамика – жисмлар ҳаракатини, унинг 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, ўрганиладиган масофаларга нисбатан ўлчами 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.

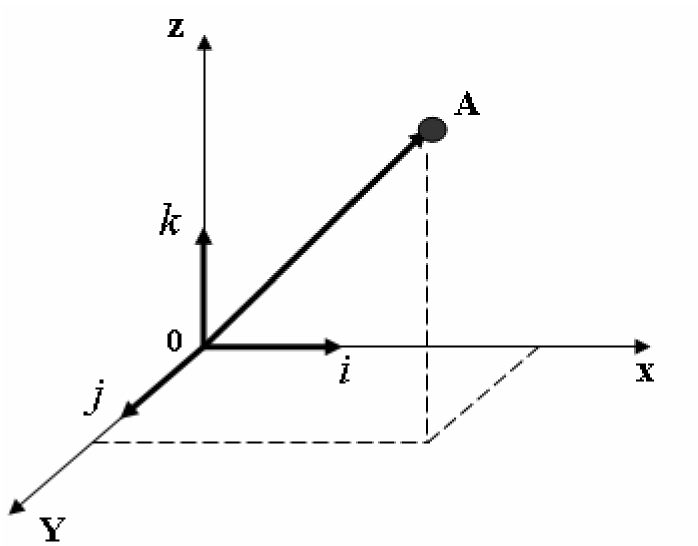
Жисмлар ҳаракатини текширишда, уларнинг вазиятини бошқа, шартли равишда қўзғолмас деб қабул қилинган жисмга нисбатан аниқлаш керак.

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

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

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



1-расм. Фазовий саноқ тизимида моддий нуқтанинг координаталари

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

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

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 жойлашиш 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 ва Қуёшгача бўлган масофасини 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.

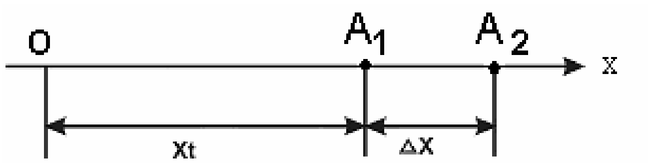
Аммо, узунликка ўхшаш вақтнинг абсолют қиймати йўқ. Вақт деганда қандайдир вақт оралиғини тушуниш керак.

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.

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* координат 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 A_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

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

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

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

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

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

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.

$$< a >= \frac{\Delta \upsilon(t)}{\Delta t} \quad , \qquad (3.4)$$

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

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

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.

$$s = \int_0^t \upsilon(t)\,dt \quad ,$$

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

$$s = \int_0^t \upsilon \cdot dt = \upsilon t \quad ,$$

бундан,

$$\upsilon = \frac{s}{t} \quad ,$$

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

$$\upsilon(t) = \upsilon_0 + \int_0^t a(t)\,dt \quad ,$$

га эга бўламиз.

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

$$\upsilon_t = \upsilon_0 + at \quad ,$$

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

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.

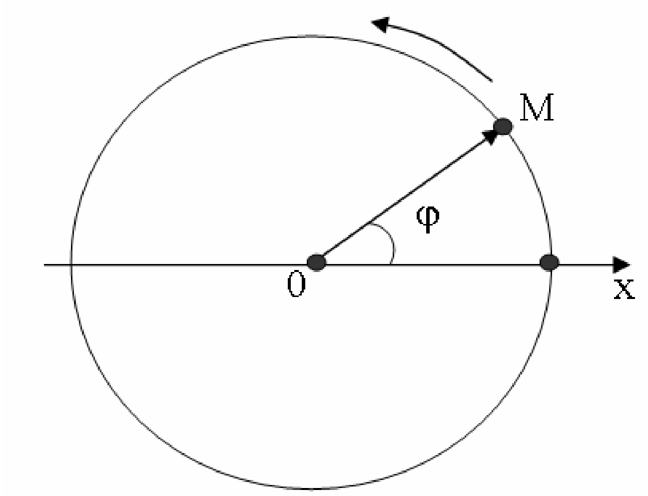
$$|\upsilon| = \left|\frac{s}{t}\right| = \frac{метр}{сек.}$$

Тезланиш эса,

$$a = \left|\frac{s}{t^2}\right| = \frac{метр}{сек.^2}$$

4-§ Нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

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



3-расм. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

Бу ҳолда r радиусда ётган ҳар ҳил нуқталарнинг чизиқли тезликлари ҳар хил бўлади (υ_1, υ_2, …., ва ҳ.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.

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

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 Т **айланиш даври** деб аталади.

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

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

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

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

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

ХМ айлана ёйининг узунлигини S деб ҳисобласак, чизиқли тезлик ва чизиқли тезланишни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

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

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:

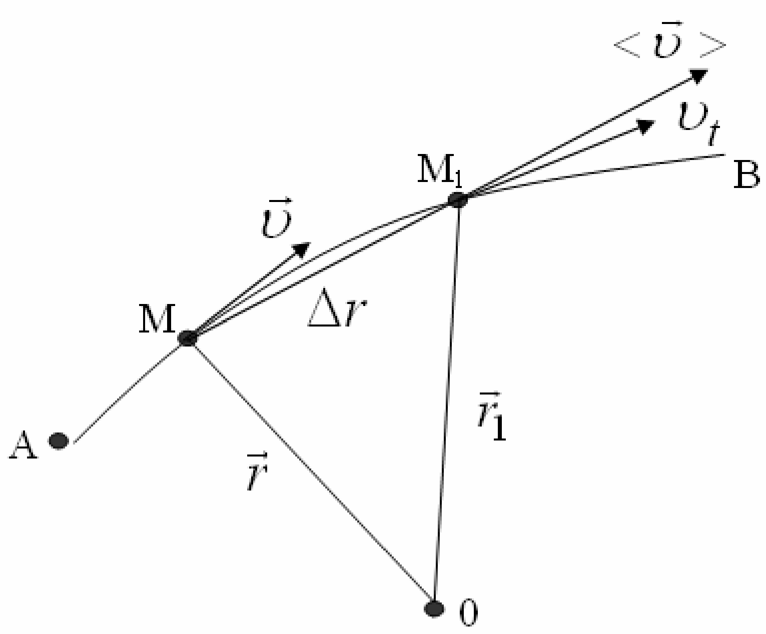
$$\upsilon = \frac{ds}{dt} = \vec{r} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r \cdot \omega , \tag{4.6}$$

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

5-§ Эгри чизиқли ҳаракат

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

AB 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



4-расм. Моддий нуқтанинг эгри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракати

$\vec{r}_1 = \vec{r}(t + \Delta t)$ радиус-векторли M_1 нуқтага кўчади. Расмдан кўриниб турибдики моддий нуқта *AB* эгри чизиқ бўйлаб ҳаракатланганда $\vec{r}(t)$ радиус-вектор катталиги ва йўналиши ўзгаради.

Ўртача тезлик қуйидагича ифодаланади.

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

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:

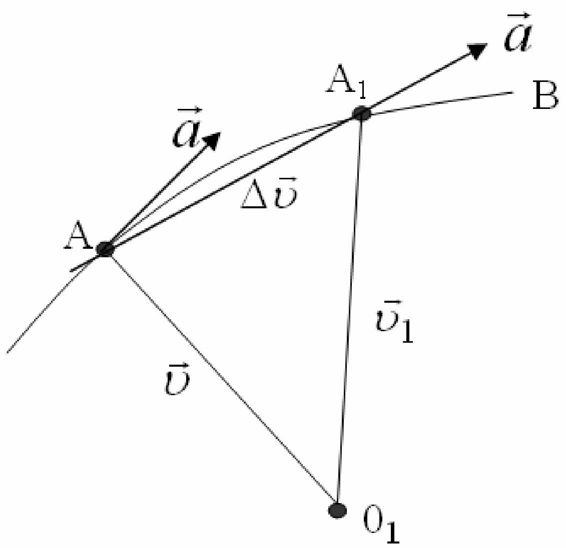
$$\vec{\upsilon} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad , \qquad (5.2)$$

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

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

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

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



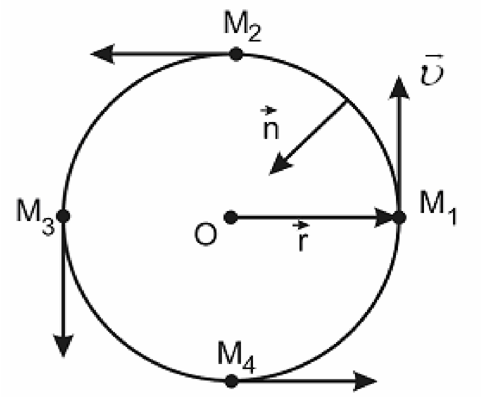
5-расм. Моддий нуқтанинг тезлик траекторияси

Қўзғалмас 0_1 нуқтага ҳар хил вақт моментида ҳаракатланаётган нуқтанинг тезлик векторини $(\vec{\upsilon})$

жойлаштирамиз. Бу ҳолда $\vec{\upsilon}$ - 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

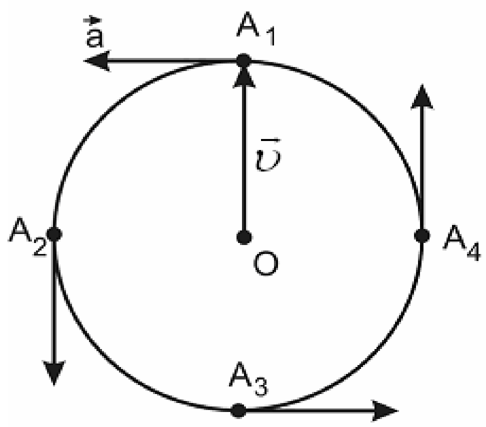


6-расм. Моддий нуқта радиусининг айлана бўйлаб ҳаракати

$$\vec{\upsilon} = \omega \vec{r} = \frac{2\pi \vec{r}}{T} \quad , \qquad (5.5)$$

га тенг.

7-расмда $\vec{\upsilon}$ радиусли векторнинг траекторияси айлана кўринишда тасвир этилган.



7-расм. Моддий нуқта тезлик векторининг айлана бўйлаб ҳаракати

Моддий нуқтанинг M_1, M_2, M_3, M_4 ҳолатлари 7-расмда A_1, A_2, A_3, A_4 тезланиш нуқталарини белгилайди.

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

Тезланиш қийматини қуйидаги кўринишда ифода қилиш мумкин.

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

бу ерда

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

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

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

$\vec{a}$ билан $\vec{r}$ векторлари бир-бирига қарама-қарши йўналган 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

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

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.

Агар тезлик қиймати ўзгара борса,

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

бу ифодани дифференциалласак, қуйидагига эга бўламиз:

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

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

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

Демак, тезланиш вектори $\vec{a}$, $\vec{\tau}$ ва $\vec{n}$ бирлик векторлар текислигида ётар экан.

(5.9) – ифодадаги биринчи ҳад қуйидагига тенг бўлади:

$$\vec{a}_t = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} \ , \qquad (5.10)$$

Бу айланага уринма бўлган вектор – **тангенциал тезланиш** деб аталади.

Иккинчи ҳад эса:

$$\vec{a}_n = \frac{\upsilon^2}{r}\vec{n} \ , \qquad (5.11)$$

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

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n \ , \qquad (5.12)$$

Тангенциал тезланиш $\vec{a}_t$ тезликни миқдор жиҳатидан ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

Нормал тезланиш $\vec{a}_n$ тезликнинг йўналиши ўзгариши ҳисобига пайдо бўлади.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Илгариланма ва айланма ҳаракатлар учун асосий кинематик катталикларни таърифланг ва формулаларини ёзинг, улар орасидаги боғланиш формулаларини ёзинг.
2. Эгри чизиқли ҳаракатда тезлик ва тезланишларни ташкил этувчиларини тушинтириб беринг. Нормал ва тангенциал тезланишларни маъносини тушинтиринг.
3. Айланма ҳаракат кинематикасининг асосий катталикларини (бурчак тезлик, тезланиш) вектор йўналишлари қандай топилади?

6-§ Моддий нуқта динамикаси

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

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

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

Жисмларни ўзининг тинч ҳолатини ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини сақлаб қолиш хусусияти, **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 тизим 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, бошқа жисм ёки майдонларнинг, жисмга механикавий таъсирининг 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 пропорцианалдир.

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

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.

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

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

$$\vec{a} = K\frac{\vec{F}}{m} \quad , \tag{6.3}$$

(6.3) – формула Ньютон иккинчи қонунининг 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.

«ХБ» тизимида пропорционаллик коэффициенти K бирга тенг. У ҳолда:

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

ёки

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}, \tag{6.4}$$

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

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

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

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad , \tag{6.6}$$

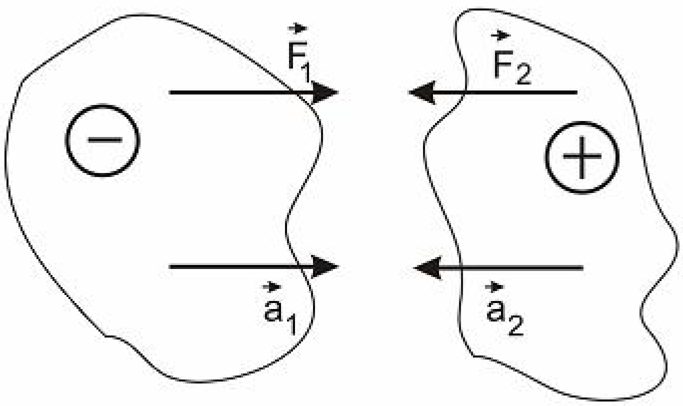
Моддий нуқта ҳаракат миқдорининг вақт бўйича ҳосиласи жисмга таъсир этувчи кучга тенгдир.

$$1H = 1\frac{кг.метр}{сек^2}$$

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 йўналган:

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

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 бўлади.

Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

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

$$m_1\vec{a}_1 = -m_2\vec{a}_2 \quad \text{ёки} \quad \vec{a}_1 = -a_2\frac{m_2}{m_1} \quad , \qquad (6.9)$$

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

7-§ Табиатда кучлар

Гравитацион тортишиш кучи – бу иккита моддий нуқталар орасидаги ўзаро таъсир этувчи кучдир. Бутун дунё тортишиш қонунига асосан m_1 ва m_2 массали жисмлар орасидаги гравитацион тортишиш кучи жисмлар массаларига тўғри пропорционал ва ораларидаги масофанинг квадратига тескари пропорционал бўлиб, икки жисм марказларини туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналгандир:

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

бу ерда γ - гравитацион доимийлик.

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

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

Кулон кучи

Бу иккита q_1 ва q_2 нуқтавий зарядлар орасидига таъсир этувчи кучдир:

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

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

Гравитацион 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.

Бир жинсли оғирлик кучи

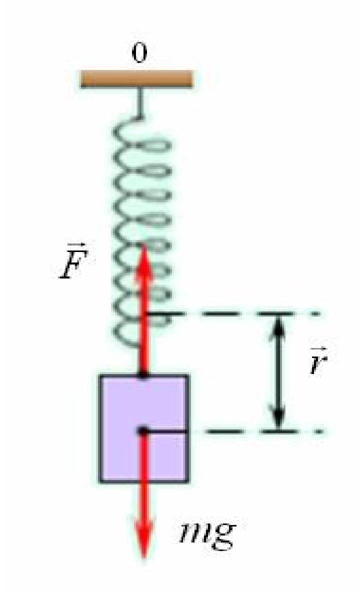
Бутун олам тортишиш қонунига кўра, табиатдаги барча жисмлар бир-бирини тортишиш хусусиятига эгадирлар. Бу қонунга биноан, Ер атрофидаги барча жисмлар Ернинг тортиш кучи таъсирида бўлади. Ернинг тортиш кучи таъсирида ҳосил бўладиган куч **оғирлик кучи** дейилади ва бу куч жисмларнинг эркин тушиш тезланишига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

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

m – жисм массаси, g – эркин тушиш тезланиши

Эластиклик кучи

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



9-расм. Пружинага осилган жисмнинг мувозанат ҳолатидан силжиши

$$\vec{F} = -\alpha\vec{r} \quad , \tag{7.4}$$

бу ерда $\vec{r}$ - жисмнинг мувозанат ҳолатидан силжишини белгиловчи радиус-вектордир.

α - жисмнинг эластиклик хусусиятига боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффициенти.

Ишқаланиш кучи

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

$$\vec{F} = k\vec{R}_n \quad , \tag{7.5}$$

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

Қаршилик кучи

Қаршилик кучи газ 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 жисмни ҳаракат тезлигига кучли боғланишда бўлади:

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

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.

$$\vec{F} = -k_2\vec{\upsilon}^{\,2} \quad ,$$

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 тушади;

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:

$$\vec{\upsilon}_c = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} \vec{P}_i}{m_c} = \frac{\vec{P}_c}{m_c} \quad , \tag{8.5}$$

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

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

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

$$\vec{P}_c = m_c \vec{\upsilon}_c \quad , \tag{8.7}$$

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:

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

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.

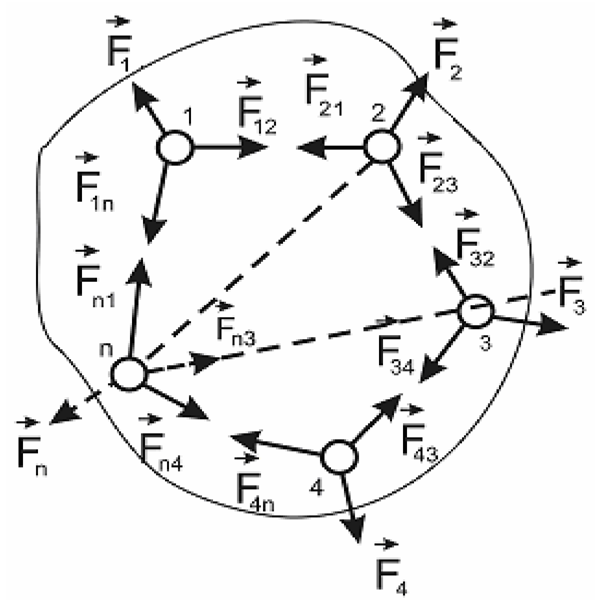
4. Тизимдаги моддий нуқталар орасидаги ўзаро таъсир ва акс таъсир кучларини **ички кучлар** деб атаймиз.

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.



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

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

Механик тизимдаги *n* та нуқтанинг ҳар бири учун

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

бўлишини ҳисобга олиб, ҳаракат тенгламасини ёзамиз:

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

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.

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

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

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

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

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

натижада,

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

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

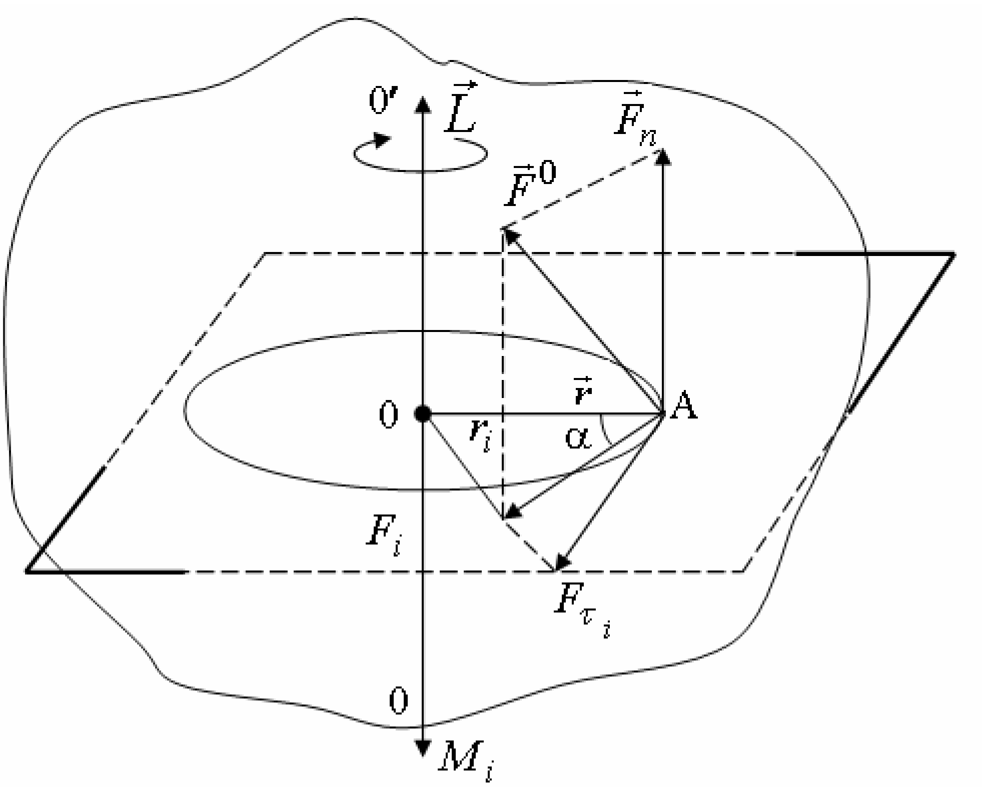
$$\vec{P}_x = const$$

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 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.

$$\vec{M}_i = \left[\vec{r}_i \cdot \vec{F}_i\right] \quad , \qquad (10.1)$$

Куч моментининг модули қуйидагига тенг

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

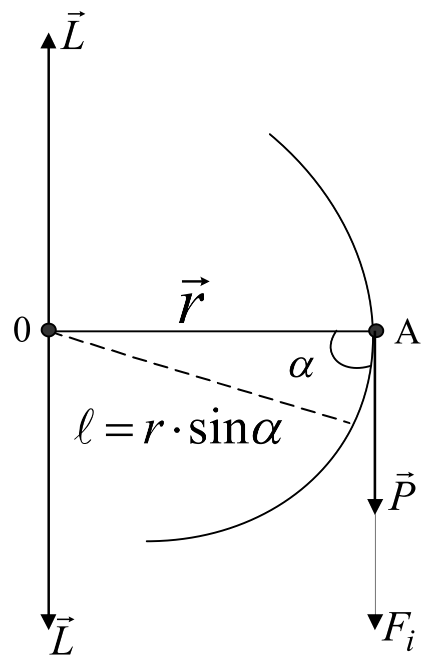
Учта $\vec{r}_i$, $\vec{F}_i$, $\vec{M}_i$ векторлар ўнг парма қоидасига бўйсунгани учун куч моментининг йўналиши $00'$ ўқ бўйича йўналган бўлади.

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.

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

$\vec{L}$ – 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.

Импульс моментининг модули қуйидагига тенгдир

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

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

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

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

$\vec{\upsilon}$ 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

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

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.

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

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

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Масса деб нимага айтилади? Куч тушунчасида қандай маъно ётади?
2. Динамиканинг асосий қонунлари, Ньютон қонунларини тушунтиринг. Бу қонунлар қандай санок тизимлари учун ўринли.
3. Табиатдаги кучларни изохлаб тушунтириб беринг.
4. Импульс ва импульснинг сақланиш қонунини тушунтириб беринг. Куч моменти нима? Импульс моменти ва унинг сақланиш қонунини тушунтиринг. Куч ва импульс моментларини вектор йўналишларини аниқлаб беринг.

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 ω ва бурчакли тезланиш β

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

орқали ифодалаймиз.

1. Импульс моменти.

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

чизиқли тезлик бурчак тезлик билан қуйидагича боғланган $\vec{\upsilon} = \omega \vec{r}$, 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.

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

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.

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

$$\frac{dL_z}{dt} = I_z \cdot \frac{d\vec{\omega}}{dt} = I_z \cdot \vec{\beta} = \vec{M}_z \tag{11.5}$$

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 ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасидир, у $\vec{F} = m\vec{a}$ тенгламага ўхшаш бўлгани учун баъзан унинг 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

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

$$L_z = I_z\vec{\omega} = const \quad , \tag{11.6}$$

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 кувват

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

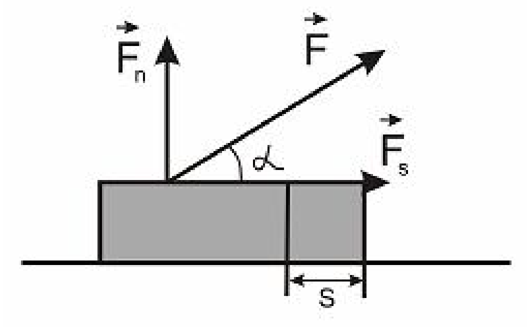
Модда ҳаракатининг шаклига қараб, энергиянинг ҳар хил турларига эга бўламиз: механик энергия, иссиқлик энергияси, электромагнит энергия, қуёш энергияси ва ҳ.к.

Айрим ҳодисаларда модданинг ҳаракат шакли ўзгармайди, (масалан, қизиган жисм совуқ жисмни иситади) бошқа ҳодисаларда ҳаракат бошқа шаклга ўтади (механик ишқаланишда механик ҳаракат энергияси иссиқлик энергиясига айланади).

Аммо, барча ҳолларда бошқа жисмга узатилган энергия, иккинчи жисм олган энергияга тенг бўлади.

Жисм механик ҳаракатининг ўзгариши унга бошқа жисмлар томонидан таъсир этган кучлар ҳисобига 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 проекциясини куч қўйилган нуқтанинг силжишига кўпайтмасига тенгдир (*13-расм*).

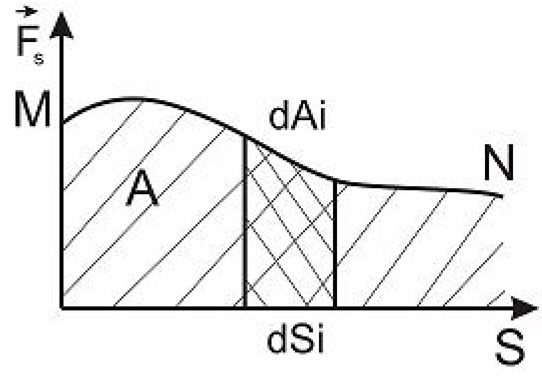


13-расм. F куч таъсирида тўғри чизиқли ҳаракат қилаётган жисмнинг кўчиши

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

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

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*).



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

У ҳолда элементар иш

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

Ўзгарувчан кучнинг *MN* кўчишида бажарган иши

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

га тенг бўлади. Бу интегрални ҳисобаш учун *Fs* кучнинг *S* траектория билан боғлиқлигини билиш зарур. Бу кучнинг бажарган иши *S* траектория остидаги майдон юзига тенгдир.

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

Шу сабабли

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

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

$\alpha < \frac{\pi}{2}$ бўлганда, кучнинг бажарган иши мусбат бўлади,

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

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

Иш бирлиги – 1 жоулдан иборат:

1*Ж* = 1Н.*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.

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad . \tag{12.4}$$

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

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

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

Қувват ўзгарувчан бўлганда оний қувват тушунчасидан фойдаланилади:

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

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=1 *Ж/сек*.

13-§ Кинетик ва потенциал энергия

Кинетик энергия жисм механик 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 *у* иш бажариб жисмнинг ҳаракат энергиясини шу бажарилган иш миқдорига оширади. Шундай қилиб, бу бажарилган иш жисмнинг кинетик энергиясининг ошишига олиб келади.

$$dA = dW_k$$

Ньютон II қонунининг скаляр формасидан фойдалансак

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

бажарилган ишни куйидагича 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

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

га тенг бўлади.

Шундай қилиб υ - тезлик билан ҳаракатланаётган, *m* – массали жисмнинг кинетик энергияси

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

га тенг экан. Кинетик энергия *m* – массага боғлиқ бўлиши билан ҳаракат тезлиги 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 иккинча нуқта орасидаги траекторияга боғлиқ бўлмай, жисмнинг бошланғич ва охирги ҳолатига боғлиқдир. 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, ҳисоб бошини 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.

$$dA = -dW_n \quad , \qquad (13.2)$$

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

$$Fdr = -dW_n \quad . \qquad (13.3)$$

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

$$W_n = \int dW_n = \int_0^h Pdh = mgh \quad , \qquad (13.4)$$

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.

$$W = W_k + W_n \quad , \qquad (13.5)$$

14-§ Энергиянинг сақланиш қонуни

Энергиянинг сақланиш қонуни – кўпгина тажрибавий маълумотларнинг умумлашган натижасидир. Бу қонунни миқдор 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:

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

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

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots$$

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

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:

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

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

$$\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \quad .$$

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

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

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

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.

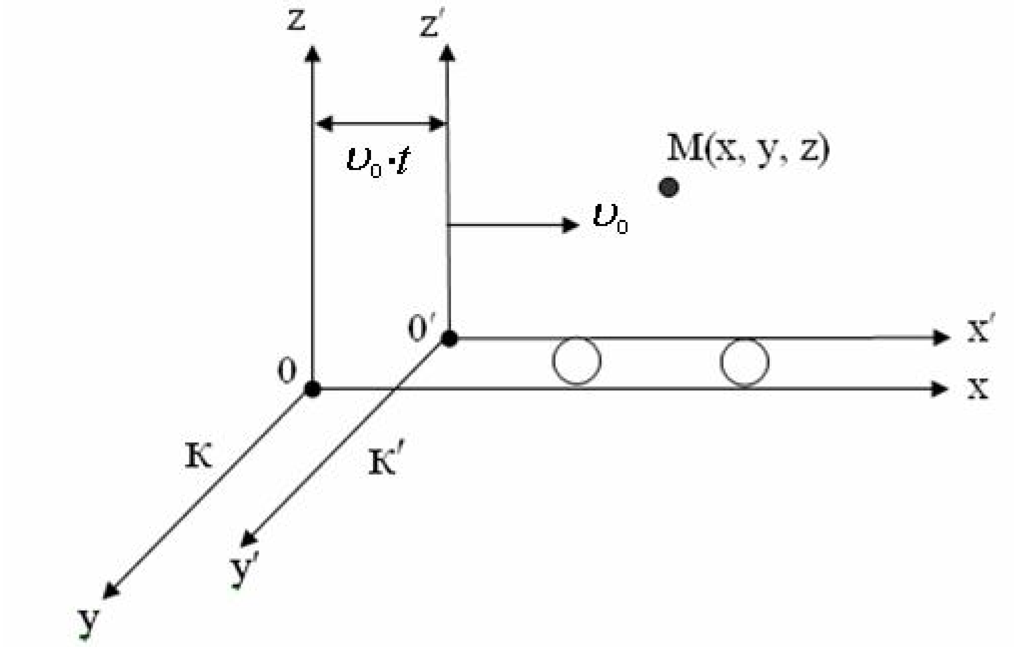
15-§ Инерциал саноқ тизимлари. Галилей алмаштиришлари

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 тизимлар 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_0=*const* тезлик билан ҳаракатланаётган K' саноқ тизимини оламиз (*15-расм*).



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

t=0 моментда икки саноқ тизими бир-бирининг устига тушади.

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

K' - саноқ тизимида эса, бу нуқтанинг координаталари

$$x = x' - \upsilon_0 \cdot t\,, \quad y' = y\ , \quad z' = z\ , \qquad (15.1)$$

$$K' \to K$$

Натижада

$$x = x' + \upsilon_0 \cdot t\,, \quad y = y'\ , \quad z' = z\,, \ \ t = t'\,. \qquad (15.2)$$

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

Булар **Галилейнинг координаталарни алмаштириш ифодалари** ёки классик механиканинг координаталарни алмаштириш формулалари деб аталади.
(15.2) – ифодалардан *t* бўйича ҳосила оламиз:

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

$$\upsilon_x=\upsilon_x^1+\upsilon_0\;;\;\upsilon_y=\upsilon_y^1\;;\;\upsilon_z=\upsilon_z^1\;.$$

ёки вектор кўринишда:

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

Бу ифода **классик механикада тезликларни қўшиш формуласи** 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:

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

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

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Энергия, иш, қувват тушинчаларини аниқлаб беринг.
2. Қандай механик энергия турларини биласиз? Механик энергияни сақланиш қонуни қандай тизимлар учун тўғри бўлади?

3. Консерватив ва диссипатив кучлар қандай кучлар? Нима учун тортишиш кучлар майдони потенциал майдон дейилади?
4. Инерциал саноқ тизимларида ўтиш формулаларини ёзинг. Механик нисбийлик принципини тушинтиринг.

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 пастулатига ҳам, Галилей алмаштиришларига ҳам мувофиқ келади.

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

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

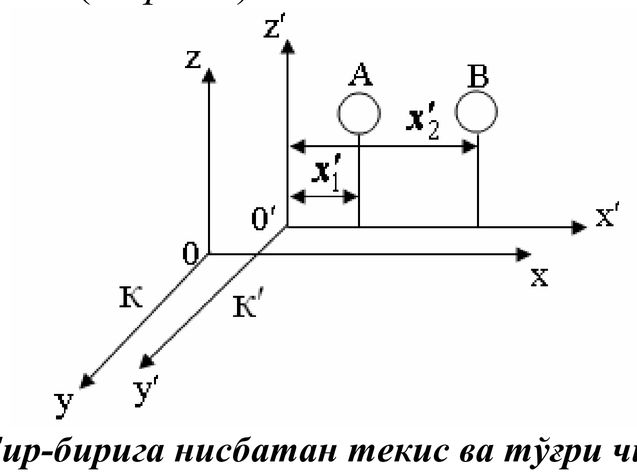
Лоренц алмаштиришларига бир неча мисоллар келтирамиз:

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 A ва B нуқталарда бир вақтда $\left(t_1^1 = t_2^1\right)$ иккита лампа ёришган бўлсин (*16-расм*).



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

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

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

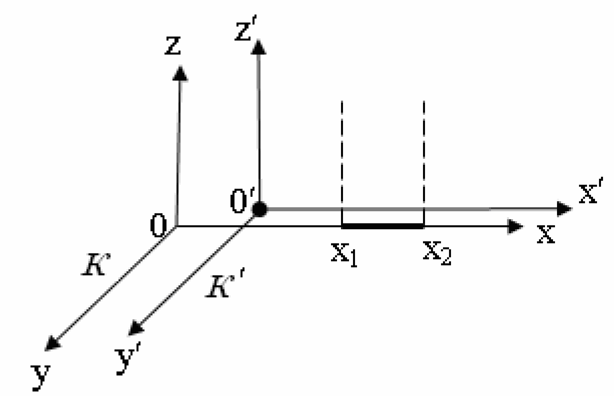
$$t_1' = t_2' \quad \text{ва} \quad x_1' \neq x_2'$$

бўлгани учун

$$t_1 \neq t_2$$

яъни K – саноқ тизимида иккита лампа ҳар хил вақтларда ёришади.

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



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

К саноқ тизимида стерженнинг узунлиги

$$\ell_0 = x_2 - x_1$$

бўлади, K' - тизимда эса

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

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

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

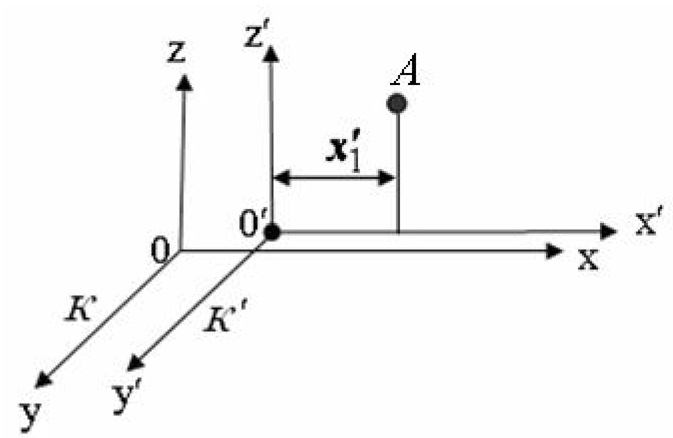
ёки

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

Стержен 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*).



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

К′ - тизимда лампанинг ёниш вақти

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

га тенг.

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

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2' + \frac{\upsilon_0}{c_2} x_2'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} - \frac{t_1' + \frac{\upsilon_0}{c_2} x_1'}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t^1}{\sqrt{1-\frac{\upsilon_0^2}{c^2}}}$$

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

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

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

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

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 ошишида

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**.

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 тегказиш 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.

$$q = \pm Ne \quad , \tag{17.1}$$

(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.

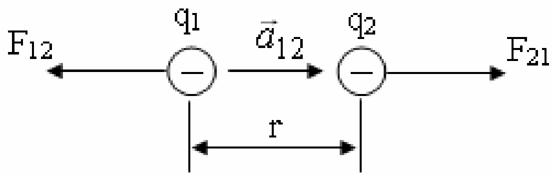
$$q_1 + q_2 + q_3 + ... + q_n = \sum_{i=1}^{n} q_i$$

18-§ Кулон қонуни

Нуқтавий заряд деб, шундай зарядланган жисмга айтиладики, унинг ўлчамлари бошқа зарядланган жисмларга 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. Қўзғалмас нуқтавий зарядга таъсир этувчи куч

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

бу ерда k – пропорционалллик 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 олдига 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.

$$q = I \cdot t = 1A \cdot 1сек = 1Кл \quad .$$

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.

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q_1 q_2}{\varepsilon r^2} \quad .$$

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

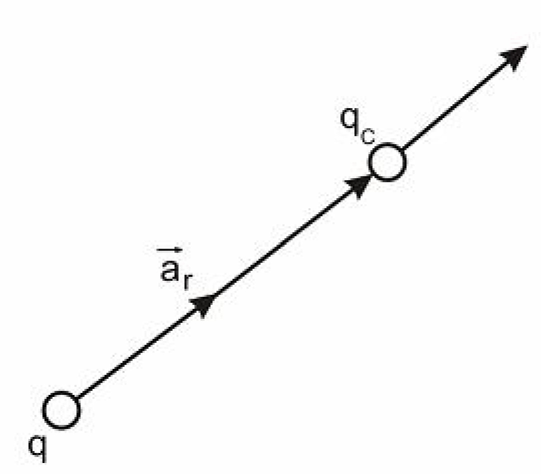
Қўзғалмас зарядлар орасидаги ўзаро таъсир электр майдони орқали содир бўлади.

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.

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



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

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

$\vec{a}_r$ – бирлик вектор. Демак, бу куч q_c – синовчи ва электр майдонини ҳосил қилувчи q – зарядлар миқдорига боғлиқдир.

Агар 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 ҳосил қилган майдонининг хусусиятини белгилайди. Бу нисбат ҳосил бўлган электр майдонининг кучланганлиги деб аталади.

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

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

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

Электр майдон кучланганлиги бирлиги қуйидагига тенг.

СГСЭ заряд бирлиги тизимида 1 СГСЭ зарядга 1 *см* масофада таъсир қилган 1 дина кучга тенг.

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

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

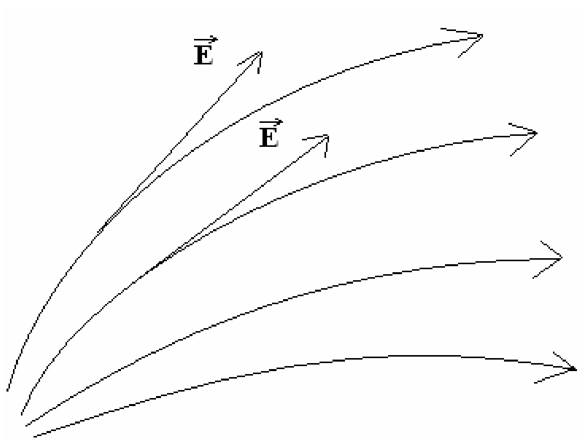
Агар $\vec{F} = q\vec{E}$ бўлса, мусбат зарядга таъсир этувчи куч йўналиши $\vec{E}$ вектор билан мос тушади, манфий зарядга таъсир этувчи куч эса, $\vec{E}$ майдон йўналишига тескари бўлади.

Агар *N* та зарядлар тўплами бўлса, улар ҳосил қилган майдон кучланганлиги алоҳида зарядлар электр майдон кучланганлигининг вектор йиғиндисига тенг бўлади:

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

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

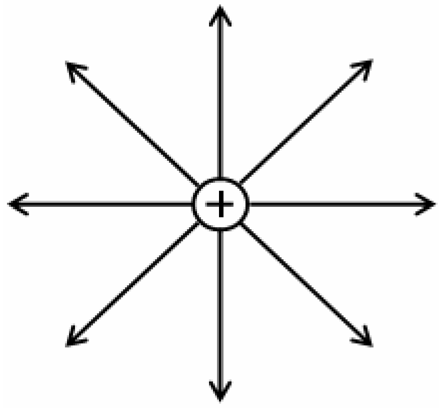
Заряднинг фазодаги электр майдонини тасвирлаш учун электр майдон кучланганлиги чизиқларидан фойдаланамиз (*21-расм*).



21-расм. Электр майдон кучланганлиги чизиқлари

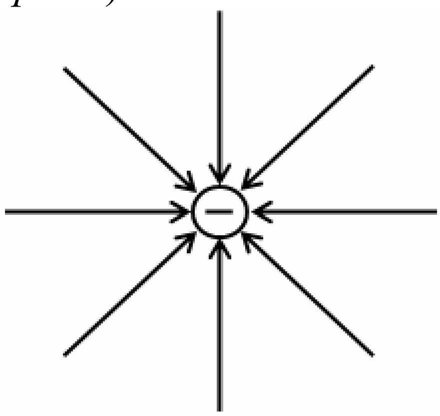
Агар электр майдон куч чизиқлари эгри чизиқдан иборат бўлса, кучланганлик чизиқлари ҳар бир нуқтага ўтказилган уринмадан иборат бўлади. Чизиқлар зичлиги электр майдон кучланганлигининг шу нуқтадаги катталигини билдиради.

Нуқтавий заряд майдон кучланганлик 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*).



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.

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \quad , \tag{20.1}$$

яъни

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

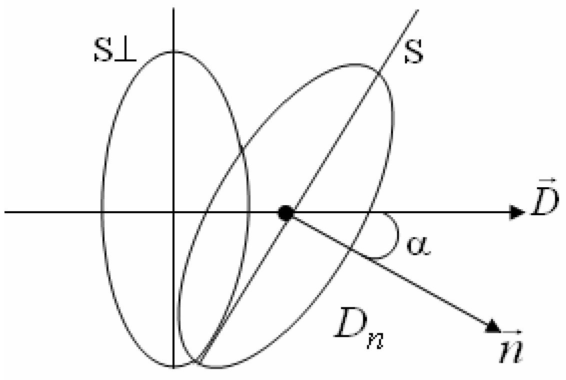
бу ерда $\varepsilon\varepsilon_0$ – вакуум билан диэлектрикнинг электр сингдирувчанликларидан қутилганимиз учун, электр индукция вектори $\vec{D}$ нинг узлуксизлиги таъминланади.

Скаляр кўринишда

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

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 **чизиқларига индукция оқимлари** деб аталади.

$$N = D_n S = DS_{\perp} = DS\cos\alpha \quad . \tag{20.4}$$

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:

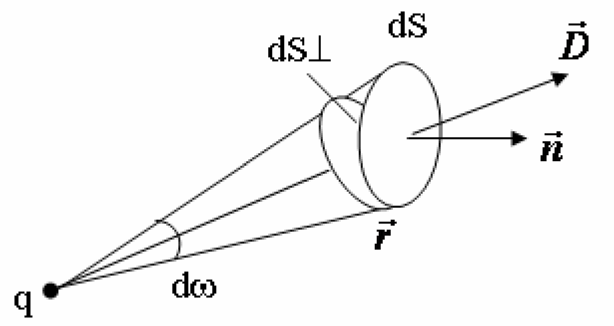
$$dN = D_n dS = DdS \cdot \cos\alpha \quad . \tag{20.5}$$

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 формуласига 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 $\vec{n}$ нормал билан $\vec{D}$ вектор орасидаги фазовий бурчак dS ва $dS\perp$ сиртлари орасидаги бурчакка тенгдир. У вақтда элементар dS сиртдан чиқаётган электр индукция оқими

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

бу ерда $\dfrac{dS_{\perp}}{r^2} = d\omega$ – 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

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

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:

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

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

яъни ёпиқ сирт ичидаги зарядларнинг арифметик йиғиндисига 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

$$\rho = \frac{q}{V} \quad , \qquad (21.5)$$

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

$$\sigma = \frac{q}{S} \quad , \qquad (21.6)$$

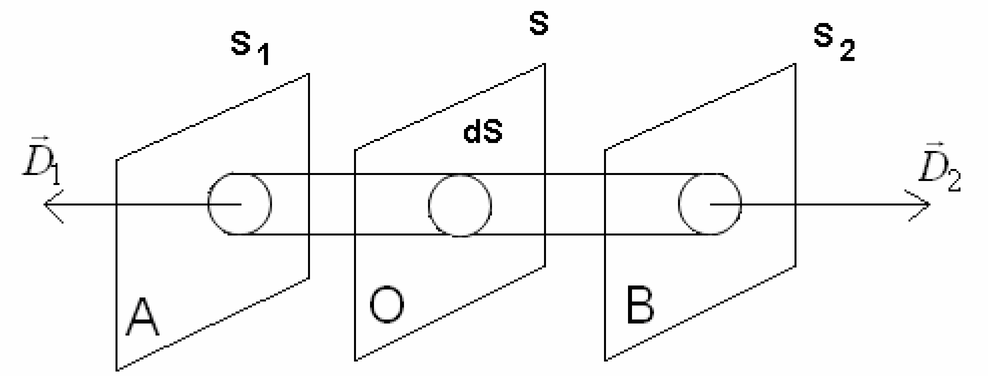
бу ерда q – жисмнинг S юзасига мос келган заряд миқдори.

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

$$\tau = \frac{q}{\ell} \quad , \qquad (21.7)$$

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

1-мисол. Бир текис зарядланган чексиз текислик майдони. Фараз қилайлик, чексиз бир текис зарядланган текислик σ – сирт зичлигига эга бўлсин (*26-расм*).



26-расм. Бир текис зарядланган чексиз текислик электр майдони

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

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

Цилиндрнинг асосларидан чиқаётган индукция оқимлари қуйидагига тенг

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

Умумий оқим эса,

$$N = D_1S_1 + D_2S_2 = DS + DS = 2DS \quad , \qquad (21.8)$$

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

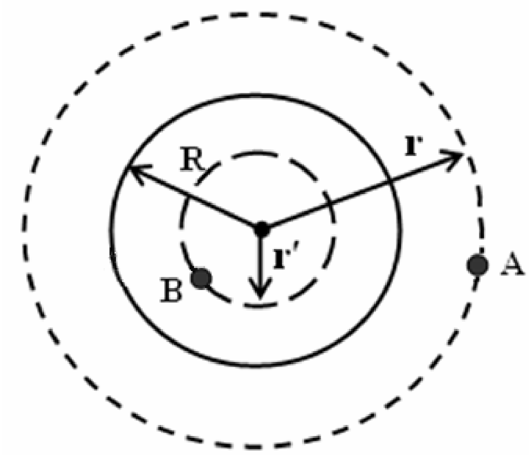
$$N = \oint_S DdS = q = \sigma S \quad , \qquad (21.9)$$

$$\sigma S = 2DS \qquad D = \frac{\sigma}{2} \quad , \qquad (21.10)$$

$$E = \frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{2\varepsilon\varepsilon_0} \quad , \qquad (21.11)$$

2-мисол. Бир текис ҳажмий зарядланган шарнинг майдони.

Радиуси R бўлган, хажм бўйича зарядлана оладиган шар зарядининг ҳажмий зичлиги $\rho>0$ бўлсин (*27-расм*).



27-расм. Бир текис ҳажмий зарядланган шар майдони

Зарядланган шарнинг ташқи ($r>R$) ва ички ($r'<R$) қисмларида майдонни ҳисоблаб кўрамиз. A нуқтани оламиз. Шарнинг заряди ҳажмий заряд билан қуйидагича боғланган

$$q = \rho V = \rho \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 \quad , \qquad (21.12)$$

Майдон индукцияси ва майдон кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади

$$D=\frac{1}{4\pi}\frac{q}{r^2}\quad;\qquad D=\frac{1}{4\pi}\frac{\rho}{r^2}\cdot\frac{4}{3}\pi R^3=\frac{\rho}{3}\frac{R^3}{r^2}\quad,\qquad(21.13)$$

$$E=\frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0}=\frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\cdot\frac{q}{r^2}\quad;\quad E=\frac{D}{\varepsilon\varepsilon_0}=\frac{\rho}{3\varepsilon\varepsilon_0}\cdot\frac{R^3}{r^2}\quad,\qquad(21.14)$$

В нуқтага нисбатан майдон индукцияси ва кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади. Ички сфера заряди q' га тенг бўлса

$$q'=\rho\cdot V'=\rho\frac{4}{3}\pi r'^3\quad,\qquad \rho=\frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$q'=\frac{4}{3}\pi r'^3\cdot\frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}=q\left(\frac{r'}{R}\right)^3\quad,\qquad(21.15)$$

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

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

га тенг бўлади.

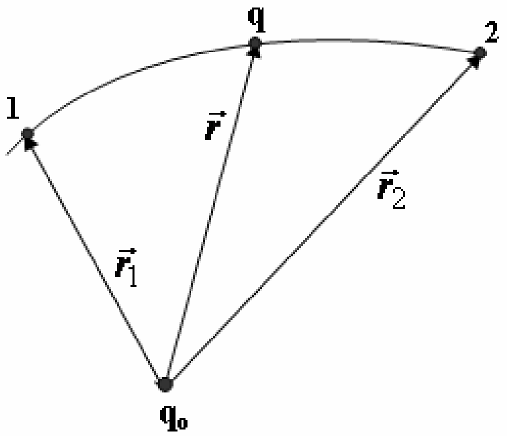
22-§ Электр майдонида зарядни кўчиришда бажарилган иш

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

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

электр майдонини ҳосил қилган, деб ҳисоблаймиз. Шу майдонда бошқа нуқтавий q заряд ҳаракат қилаётган ва 1-нуқтадан 2-нуқтага кўчган бўлсин (*28-расм*).



28-расм. Қўзғалмас нуқтавий q_0 заряд майдонида q синовчи заряднинг ҳаракат траекторияси

Электр майдон кучи таъсирида бажарилган иш қуйидаги интеграл билан ифодаланади

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

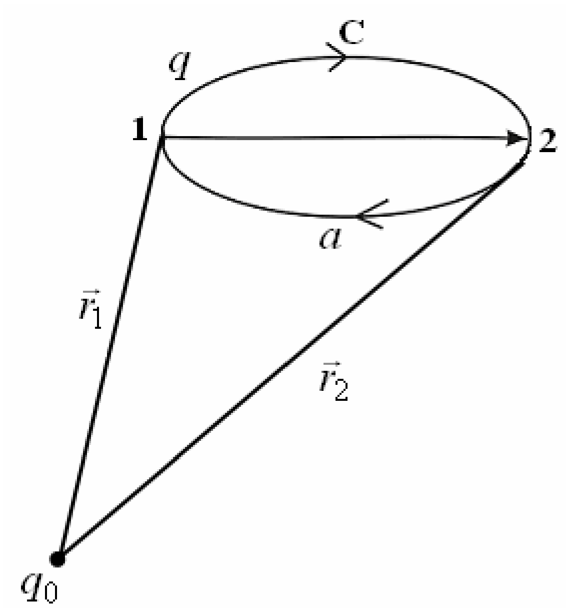
$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) . \qquad (22.1)$$

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 (*29-расм*). Бу ҳолда ҳам бир хил иш бажарилади.

$$A_{12} = A_{1a2} = A_{1c2} . \qquad (22.2)$$



29-расм. Консерватив куч таъсирида заряднинг кўчиши

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

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

$$A = \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\vec{r}_{i1}} - \frac{1}{\vec{r}_{i2}}\right) \quad . \qquad (22.3)$$

Ёпиқ контур бўйича q - зарядни кўчиришда бажарилган иш қуйидагича ифодаланади

$$A_0 = q\oint_L \vec{E}d\vec{\ell} \quad . \qquad (22.4)$$

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

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

Шунинг учун

$$\oint_L \vec{E}d\vec{\ell} = 0 \quad . \qquad (22.5)$$

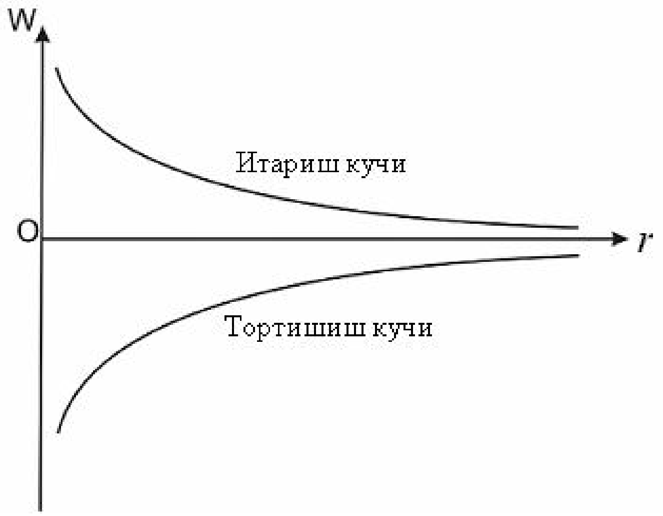
Майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг бўлган майдон потенциал майдон деб аталади.

23-§ Майдоннинг потенциали. Заряднинг потенциал энергияси

(22.1) - ифодани чуқуррок 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.

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0 q}{r_1} - \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0 q}{r_2} = W_1 - W_2 \quad , \qquad (23.1)$$

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 (*30-расм*).



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

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

$$dA = -dW \quad , \tag{23.2}$$

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

$$W = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{qq_0}{r} \quad , \tag{23.3}$$

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 синов зарядига мос келган потенциал энергияга миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади:

$$\varphi = \frac{W}{q} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q_0}{r} \quad . \qquad (23.4)$$

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 зарядни кўчиришда электростатик майдон кучининг бажарган иши, майдон потенциаллар айирмаси билан ўзаро боғланишга эга бўлиши керак.

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2) \quad . \qquad (23.5)$$

Майдоннинг икки нуқтаси орасидаги потенциаллар айирмаси қуйидагига тенгдир:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q} \quad . \qquad (23.6)$$

Электростатик майдоннинг икки нуқтаси орасидаги **потенциаллар айирмаси** 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

$$E = -\frac{d\varphi}{dr} \quad . \qquad (23.7)$$

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

Электростатик майдоннинг кучланганлигини бошқача кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = -grad\varphi \quad , \qquad (23.8)$$

ёки

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{r_1}^{r_2} Edr \quad , \qquad (23.9)$$

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

Эквипотенциал сирт учун

$$\varphi = const \quad , \qquad (23.10)$$

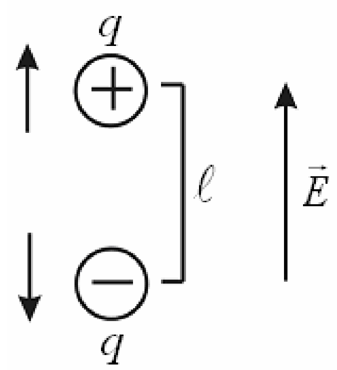
24-§ Диэлектрикларнинг қутбланиши

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.

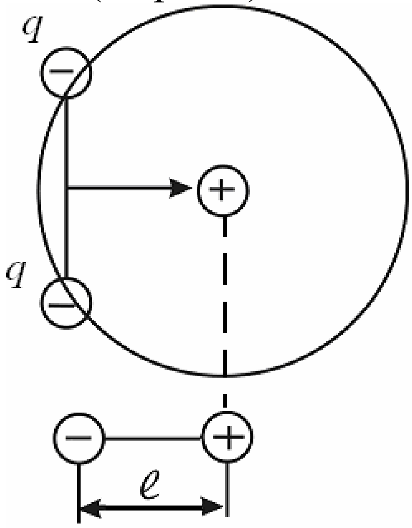
Биринчи турдаги диэлектриклар (N_2, H_2, O_2, CO_2 ва б.) молекулаларидаги электронлар ядро атрофида симметрик жойлашиб ташқи электростатик майдон бўлмаганда, мусбат ва манфий зарядларнинг оғирлик марказлари устма-уст тушган бўлади. Бундай диэлектриклар молекулалари **қутбсиз** молекулалар дейилади.

Ташқи электростатик майдон $\vec{E}$ таъсирида қутбсиз молекула зарядлари силжий бошлайди. Мусбат зарядлар майдон йўналишда, манфий зарядлар майдонга тескари йўналишда силжийди (*31-расм*). Шундай қилиб, молекула $\vec{P} = q\vec{\ell}$ дипол моментига эга бўлади.



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

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 (*32-расм*).



32-расм. Қутбли молекула диполи

Ташқи электростатик майдон бўлмаганда молекулаларнинг тартибсиз ҳаракати туфайли диэлектрик бўйича молекулаларнинг умумий диполь моментлари нолга тенг бўлади.

Агар бундай диэлектрик ташқи электростатик майдонга қўйилса, майдон кучлари диполларни майдон йўналишига қараб буришга ҳаракат қилади ва нолдан фарқли умумий диполь моменти пайдо бўлади.

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:

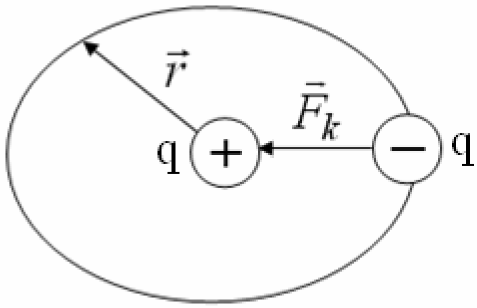
1) электронли қутбланиш;

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** 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.

1. Қутбсиз молекулалари 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 (33-расм).



33-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

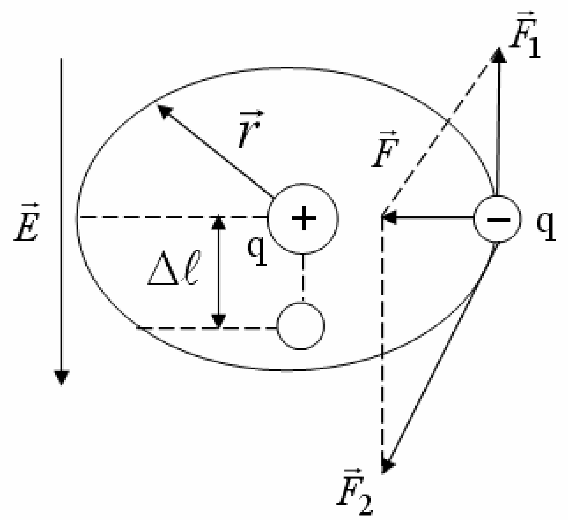
$$\vec{F}_{ми} = m\omega^2\vec{r}$$

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

$$\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = m\omega^2 r \quad , \tag{24.1}$$

бу ерда ω – орбита бўйлаб ҳаракатнинг 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 (34-расм). Расмдаги бурчаклардан



34-расм. Водород атоми диполининг ташқи электростатик майдонда деформацияси

$$\frac{\Delta\ell}{r}=\frac{F_1}{F} \quad \text{ва} \quad \frac{\Delta\ell}{r}=\frac{qE}{m\omega^2 r}\,, \qquad (24.2)$$

муносабатларга эга бўламиз.

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

$$\Delta\ell=\frac{qE}{m\omega^2}\,, \qquad (24.3)$$

ва шу диполнинг электр моменти қуйидагидан иборат бўлади.

$$P_\ell=q\Delta\ell=\frac{qE}{m\omega^2}q\,, \qquad (24.4)$$

Агар (24.1) – ифодадаги $m\omega^2$ ни (24.4) – ифодага қўйилса, диполнинг электр моменти қуйидаги кўринишни олади:

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

ёки

$$P_\ell=4\pi\varepsilon_0 r^3 E\,, \qquad (24.5)$$

Буни вектор кўринишда қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$\vec{P}_\ell=4\pi\varepsilon_0 r^3\vec{E}\,. \qquad (24.6)$$

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

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

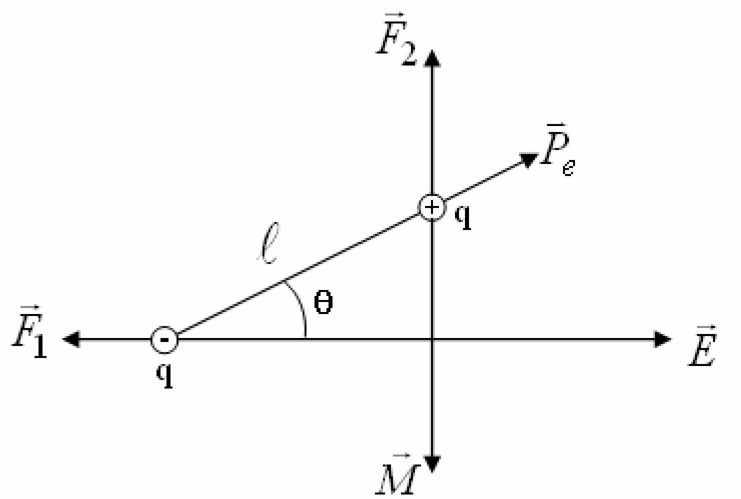
га эга бўламиз.

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

$$\vec{P}_\ell = \alpha\varepsilon_0 \cdot \vec{E} \quad , \qquad (24.7)$$

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

2. Фараз қилайлик бир жинсли ($\vec{E} = const$) ташқи электростатик майдонга диэлектрикнинг қутбли молекуласи жойлаштирилган бўлсин (35-расм).



35-расм. Ташқи электростатик майдонда диполга таъсир этувчи кучлар

Қутбли диполнинг электр моментининг вектори $\vec{P}_\ell$ ташқи майдон кучланганлиги вектори $\vec{E}$ билан θ бурчак ҳосил қилсин.

Диполга қуйидаги

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

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

$$M = F \cdot \ell \cdot \sin\theta = qE\ell \cdot \sin\theta = P_\ell \cdot E \cdot \sin\theta \quad , \qquad (24.9)$$

вектор кўринишда эса

$$\vec{M} = \left[\vec{P}\ell \cdot \vec{E}\right] \quad , \qquad (24.10)$$

билан ифодаланади.

$\vec{M}$ 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 $\vec{E}_2$ майдон кучланганликлари таъсир қилади.

Жуфт кучлар йиғиндиси қуйидагига тенг бўлади.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 = q(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \quad , \qquad (24.11)$$

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

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad , \qquad (24.12)$$

демак,

$$\vec{F} = q\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) = P_\ell \cdot \left(\frac{d\vec{E}}{d\ell} \right) \quad . \qquad (24.13)$$

Скаляр кўринишда эса,

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

га тенгдир. (24.13) – ифодани қуйидагича ифодалашимиз мумкин

$$\vec{F} = grad(\vec{P} \cdot \vec{E}) \quad , \qquad (24.14)$$

25-§ 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 микдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади, яъни ΔV элементар ҳажмдаги n та диполнинг электр моментлари йиғиндисини ΔV ҳажмга бўлган нисбатига тенг

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n}\vec{P}_{\ell i} \quad , \qquad (25.1)$$

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.

$$\vec{P}_\ell = \frac{1}{\Delta V}\sum_{i=1}^{n}\vec{P}_{\ell i} = \frac{n\vec{P}_{\ell i}}{\Delta V} = n_0\vec{P}_{\ell i} \quad , \qquad (25.2)$$

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

Демак, қутбсиз молекулада индукцияланган диполнинг электр моменти қуйидагича ифодаланади

$$\vec{P}_\ell = n_0 \cdot \varepsilon_0 \alpha \cdot \vec{E} \quad , \qquad (25.3)$$

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

$$\chi_\ell = 4\pi r^3 \cdot n_0 \quad , \qquad (25.4)$$

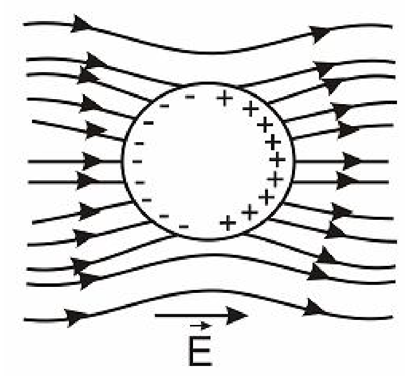
Диэлектрик қабул қилувчанлик деб, бир бирлик ҳажмдаги диэлектрик молекулаларининг қутбланувчанлигига миқдор жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

26-§ Электростатик майдондаги ўтказгичлар

Эркин электронларга ёки ионларга эга бўлган моддалар ўтказгичлар деб аталади, чунки ташқи электр майдон 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. 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. 36-расмда бир жинсли $(\vec{E} = const)$ электростатик майдонга киритилган металл шарнинг бу майдонни деформациялаши тасвирланган.

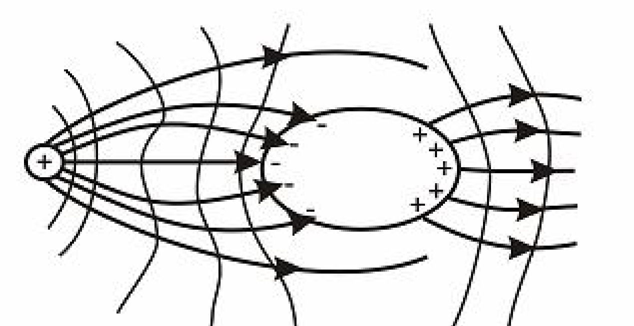


36-расм. Металл шарнинг электростатик майдонни деформациялаши

37-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 чиқаётган куч чизиқларининг сони тенг бўлгани учун ўтказгич ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади.

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



37-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 қутблар ҳосил бўлиши, **электростатик индукция ҳодисаси** деб аталади.

Ўтказгич ичида электр майдон бўлмаслиги сиртқи зарядларнинг тенг тақсимланганидан келиб чиқади. Бу ҳол электростатик ҳимоя ёки **моддаларнинг экранлашиши** деб аталади.

Сиртқи зарядларнинг мавжудлиги ўтказгич ичида майдон бўлмаслигига сабаб бўлади, яъни ташқи электр майдон таъсирини йўққа чиқаради.

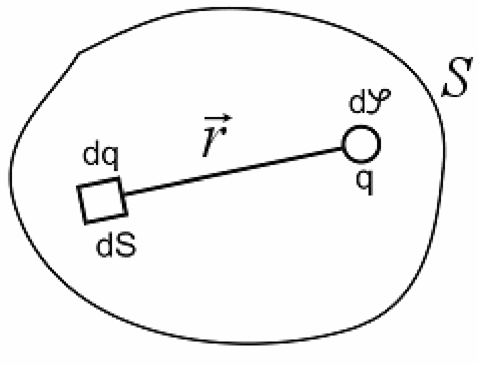
27-§ Электр сиғими

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

$$\sigma = kq \quad , \qquad (27.1)$$

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 (*38-расм*).



38-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.

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{dq}{\varepsilon r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\sigma dS}{\varepsilon r} \quad , \tag{27.2}$$

ёки

$$d\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{k\cdot q\cdot dS}{\varepsilon r} \quad , \tag{27.3}$$

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

$$\varphi = \oint_S \frac{k\cdot q\cdot dS}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\oint_S \frac{k\cdot dS}{r} \quad , \tag{27.4}$$

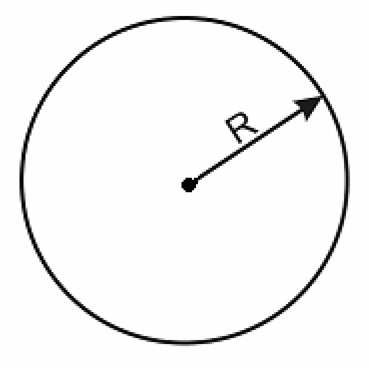
Ўтказгичнинг потенциали q зарядга пропорционал бўлади. Шу заряднинг потенциалга нисбати ўзгармас катталикдир, у ўтказгичнинг заряд тўплаш хусусиятини белгилайди ва **ўтказгичнинг электр сиғими** деб аталади.

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}{\oint_S \frac{k\cdot dS}{r}} \quad , \tag{27.5}$$

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

Шарчанинг электр сиғими

R радиусли яккаланган шар q – зарядга эга бўлсин (*39-расм*).



39-расм. R радиусли яккаланган шар

Унинг – сиртидаги потенциали қуйидагига тенг бўлади:

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

бу ерда

$$C = \frac{q}{\varphi} = \frac{q 4\pi\varepsilon_0 \varepsilon \cdot R}{q} = 4\pi\varepsilon_0 \varepsilon \cdot R \quad , \qquad (27.6)$$

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

(27.6) – ифодадан муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигини аниқлаймиз.

$$\varepsilon = \frac{C}{4\pi\varepsilon_0 R} \quad , \qquad (27.7)$$

Электр сиғими ХБ тизимида Фарада билан ўлчанади ва бу бирлик жуда катта ўлчов бирлиги ҳисобланади.

$C = 1\ \Phi$ деб ҳисобласак, $\varepsilon = 1$ бўлганда

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

бу ерда

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

га тенг бўлган учун

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

га тенг.

Бу Ой билан Ер орасидаги масофага нисбатан 23 марта каттадир.

Фарада катта ўлчов бирлиги бўлганлиги учун қуйидаги кичик бирликлар ишлатилади:

$$\begin{aligned} &1 \quad микрофарада \quad (МКФ) \quad = 10^{-6}\, Ф \\ &1 \quad нанофарада \quad (НФ) \quad = 10^{-9}\, Ф \\ &1 \quad пикофарада \quad (ПФ) \quad = 10^{-12}\, Ф \end{aligned}$$

Конденсаторлар

Электр сиғимининг формуласи 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. Улар орасида диэлектрик моддаси 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.

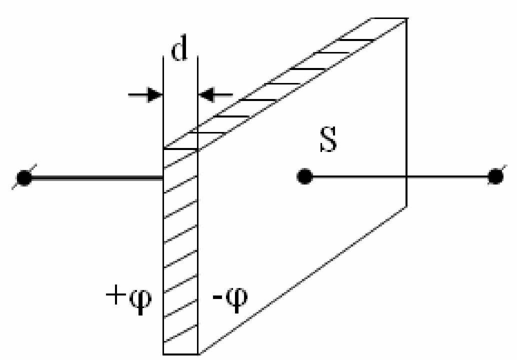
Одатда конденсатордаги электр майдон куч чизиқлари бир қопламада бошланиб, иккинчисида тугайди.

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

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} \quad , \tag{27.8}$$

Ясси конденсатор

40-расмда тасвирланган.



40-расм. Ясси конденсатор

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

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

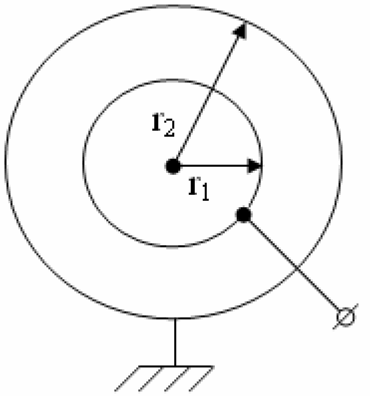
$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \quad , \tag{27.9}$$

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

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 q}{\sigma d} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \delta \cdot S}{\sigma d} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{S}{d} \quad , \qquad (27.10)$$

Сферик конденсатор

Қопламалар радиуси r_1 ва r_2 бўлган сферик конденсатор 41-расмда тасвирланган.



41-расм. Сферик конденсатор

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

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad , \qquad (27.11)$$

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

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon\left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1}\right) \quad , \qquad (27.12)$$

Агарда r_2 ташқи радиус ва r_1 ички радиусдан жуда катта бўлса, (27.12) – ифода соддалашади:

$$C = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon r_1\,, \qquad (27.13)$$

Бу натижа ташқи қоплама сферик бўлмаганда ҳам ўринли бўлгани учун, (27.13) – ифодани яккаланган шар сиғими деб ҳисобланади.

Агарда r_1 - r_2 = d – қопламалар орасидаги масофа қопламаларнинг ўртача радиусидан жуда кичик бўлса,

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

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

Цилиндрик конденсатор

Бу ҳолда конденсаторни радиуслари r_1 (ички) ва r_2 (ташқи) иккита коаксиал цилиндрдан иборат бўлади, деб ҳисоблаймиз. Цилиндрларнинг узунлиги улар орасидаги масофадан жуда катта деб ҳисобланади.

Қопламалар орасидаги потенциаллар фарқи қуйидагидан иборат бўлади:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon\ell}\,\ell n\frac{r_2}{r_1}\,, \qquad (27.14)$$

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

Бирлик узунликка тўғри келувчи цилиндрик конденсатор сиғими қуйидагидан иборатдир:

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon\ell}{\ell n\frac{r_2}{r_1}}\,. \qquad (27.15)$$

Бошқа тарафдан, (27.15) – 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:

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

28-§ Электростатик майдон энергияси

Электростатик майдон – потенциал майдондир. Шунинг учун унга киритилган зарядлар потенциал энергияга эгадирлар.

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

$$W_1 = q_1 \cdot \varphi_{12} \quad , \quad W_2 = q_2 \cdot \varphi_{21} \quad , \qquad (28.1)$$

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

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

Тўла бажарилган иш

$$A = \int_0^{\varphi} C \cdot \varphi d\varphi = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = C \frac{\varphi^2}{2} \quad , \qquad (28.2)$$

$$W = A = \frac{C \cdot \varphi^2}{2} = \frac{q \cdot \varphi}{2} = \frac{q^2}{2C} \quad , \qquad (28.3)$$

Зарядланган конденсатор энергияси

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

га тенгдир.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Зарядларнинг сақланиш қонунини тушунтиринг. Кулон қонуни муҳитнинг диэлектрик сингдирувчанлигига қандай боғланган?
2. Қандай майдон электростатик майдон ва унинг асосий характеристикаси, майдон кучланганлиги ва майдон потенциали нима? Улар орасида қандай боғланиш мавжуд?

3. Электростатик майдоннинг супперпозиция принципини тушунтиринг.
4. Остроградский-Гаусс теоремаси ва формуласини ёзинг. Уни ҳар хил сиртларга тадбиқ қилинишини исботланг. Электр силжиш вектори нима?
5. Электр сиғими. Ҳар хил шаклдаги конденсаторларнинг сиғимларини ҳисоблаш формулаларини келтириб чиқаринг. Электростатик майдон ва конденсаторлар энергиясини ҳисоблаш формулаларини келтириб чиқаринг.

29-§ 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 катта 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 жиҳатдан тенг бўлган физик катталикка айтилади.

$$I = \frac{dq}{dt} \quad . \tag{29.1}$$

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

$$I = \frac{q}{t} \quad . \tag{29.2}$$

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.

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}} = \frac{dI}{dS\cos\alpha} \quad , \tag{29.3}$$

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

$$I = \int_S jdS_{\perp} = \int_S jdS\cos\alpha \quad . \tag{29.4}$$

Ток кучининг зичлиги деб, ўтказгичнинг бир бирлик кўндаланг кесим юзасидан ўтган ток кучига миқдор жиҳатдан 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 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.

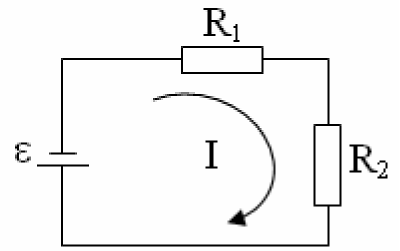
Ток манбалари ичида электрга ёт кучларнинг иш бажариши натижасида, у ёки бу энергия тури электр энергияга айланади. Шу сабабли бу куч электр юритувчи куч (*ЭЮК*) деб аталади.

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \quad , \qquad (29.5)$$

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

30-§ 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) (*42-расм*).

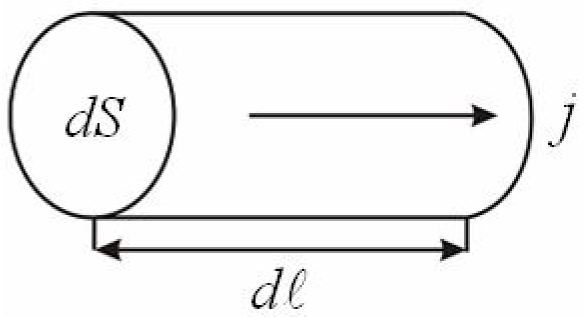


42-расм. Иккита бир жинсли қаршиликдан иборат электр занжири

Ом қонунига асосан, бир жинсли ўтказгичдан ўтаётган ток кучи кучланишга тўғри пропорционал, ўтказгич қаршилигига тескари пропорционалдир.

$$I = \frac{U}{R} \quad , \qquad (30.1)$$

бу ерда R – ўтказгичнинг электр қаршилиги. Бир жинсли цилиндрик ўтказгич учун (*43-расм*).



43-расм. Бир жинсли цилиндрик ўтказгич

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S} \quad , \qquad (30.2)$$

бу ерда ℓ - ўтказгич узунлиги, S – унинг кўндаланг кесими юзаси, ρ - ўтказгичнинг солиштирма электр қаршилигидир.

Мисол қилиб - ток зичлиги – $\vec{j}$ ва майдон кучланганлиги $\vec{E}$ йўналишлари мос бўлган, узунлиги $d\ell$ га тенг цилиндрик ўтказгични оламиз (*43-расм*). 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 кучланганлиги йўналишлари бир хил бўлгани учун

$$\vec{j} = \frac{1}{\rho}\vec{E} = \sigma \cdot \vec{E} \quad , \qquad (30.3)$$

бу ерда σ - ўтказгичнинг солиштирма ўтказувчанлиги. Бу ифода **Ом қонунининг дифференциал кўриниши** деб аталади. Ток кучи қаршиликдан ўтаётганда, унинг энергияси ўтказгични қизитишга сарф бўлади

$$Q = I \cdot U \cdot t = I \cdot I \cdot R \cdot t = I^2 \cdot R \cdot t \quad , \qquad (30.4)$$

бу ифода Джоуль-Ленц қонуни деб аталади.

Агар, ток кучи вақт бўйича ўзгарса, у ҳолда t – вақт ичида ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори қуйидагича ҳисобланади

$$Q = \int_0^t I^2 R dt \quad , \qquad (30.5)$$

Элементар ҳажмда $dV = d\ell \cdot dS$ ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдори қуйидагича ҳисобланади.

$$dQ = RI^2 dt = \rho \frac{d\ell}{dS}(j \cdot dS)^2 \cdot dt = \rho d\ell \cdot dS \cdot j^2 dt \ .$$

$$dQ = \rho \cdot j^2 \cdot dV \cdot dt \quad , \qquad (30.6)$$

бу ердан бирлик хажмдан бирлик вақт ичида ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдорини топамиз.

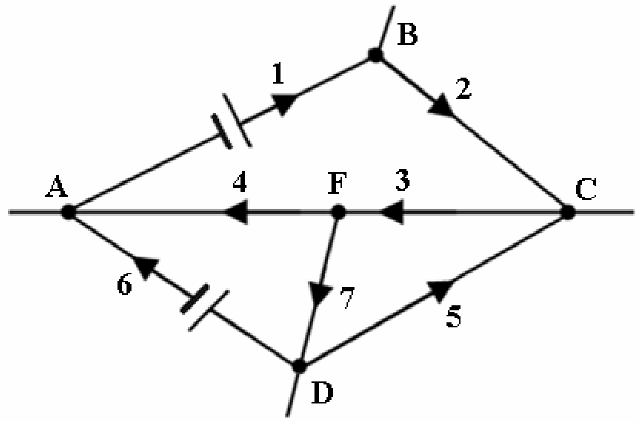
$$Q_{сол.} = \frac{dQ}{dV \cdot dt} = \rho \cdot j^2 = \rho \cdot (\sigma^2 \cdot E^2)$$

$$Q_{сол.} = \sigma \cdot E^2 \quad , \qquad (30.7)$$

Бу ифода Джоуль-Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир.

31-§ Кирхгоф қоидалари

Амалда мураккаб тармоқланган занжирлар билан ишлашга тўғри келади. 44-расмда шундай тармоқланган занжир тасвирланган.



44-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, i_7 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:

$$\sum_{i=1}^{n} i_k = 0 \quad . \tag{31.1}$$

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* нуқталар 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, у ҳолда

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 + \varepsilon_4$$

Электр занжирнинг исталган ёпиқ контури учун шундай муносабатга эга бўламиз.

$$\sum_{i=1}^{n} I_i \cdot R_i = \sum_{i=1}^{n} \varepsilon_i \quad . \tag{31.2}$$

Бу **Кирхгофнинг иккинчи қоидаси** деб аталади ва уни шундай таърифлаш мумкин: тармоқланган электр занжирнинг ихтиёрий ёпиқ контури қисмларидаги ток кучларининг мос равишда қаршиликларга кўпайтмаларининг алгебраик йиғиндиси, шу контурдаги *ЭЮК*ларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Электр токи деб нимага айтилади. Унинг мавжуд бўлиш шартларини санаб ўтинг. Ом, Жоул-Ленц қонунларини интеграл ва дифференциал кўриниши қандай бўлади?
2. Металларнинг классик электрон назарияси ва унинг асосида Ом ва Жоул-Ленц қонунларини келтириб чиқаринг?
3. Электр юрутувчи куч нима? Кирхгоф қонунларини тушинтириб беринг.

III Боб

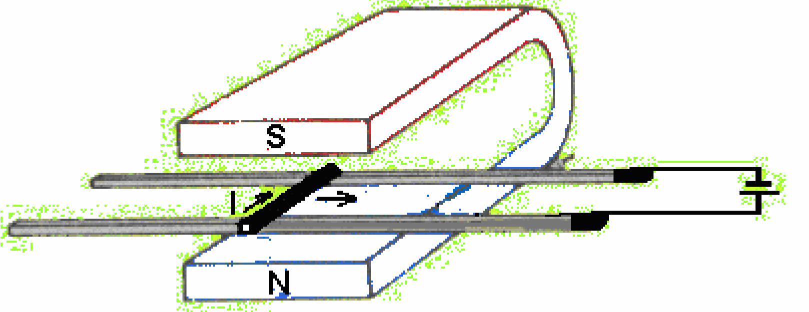
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

32-§ 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.

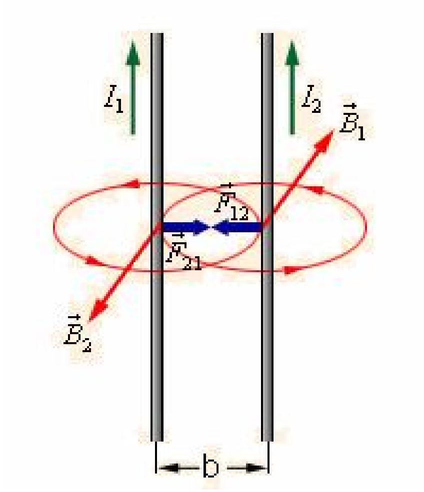
2. Ток иккита ўтказгични туташтириб, унинг устида эркин думалай оладиган цилиндр орқали ўтаётган бўлсин (*45-расм*).



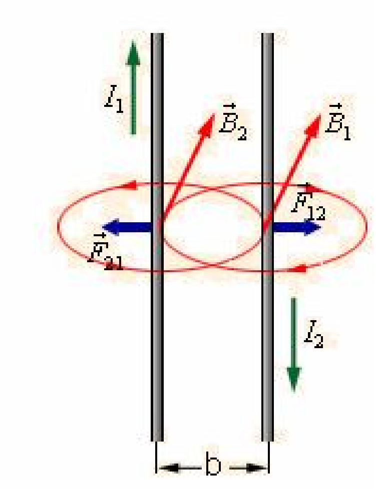
45-расм. Магнит майдонида эркин ҳаракатланадиган токли цилиндрик ўтказгич

Цилиндр доимий магнит қутблари орасига жойлаштирилган бўлиб, цилиндрни ҳаракатга келтирувчи куч 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 (*46-47-расмлар*).



46-расм. Ток йўналишлари бир хил бўлган ўткагичлар орасидаги таъсир этувчи кучлар



47-расм. Ток йўналишлари ҳар хил бўлган ўткагичлар орасидаги таъсир этувчи кучлар

Агар ўтказгичлар жуда узун ва бир-биридан b масофада жойлашган, улардан I_1 ва I_2 ток ўтаётган бўлса, ўтказгичнинг ℓ узунликдаги бўлагига таъсир этувчи кучни Халқаро бирликлар тизимида (ХБТ) қуйидаги формула орқали ифодалаш мумкин

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2\ell}{b} \quad , \qquad (32.1)$$

бу ерда μ_0 – магнит доимийсидир.

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 кучи ҳосил қилувчи ток кучини ифодалайди.

Ток кучи 1 Ампер бўлганда, 1 секунд ичида ўтказгичнинг кўндаланг кесими юзасидан ўтаётган заряд миқдори 1 Кулонга тенг бўлади.

Агар $I_1 = I_2 = 1A$, ℓ =b=1 м бўлса, у ҳолда,

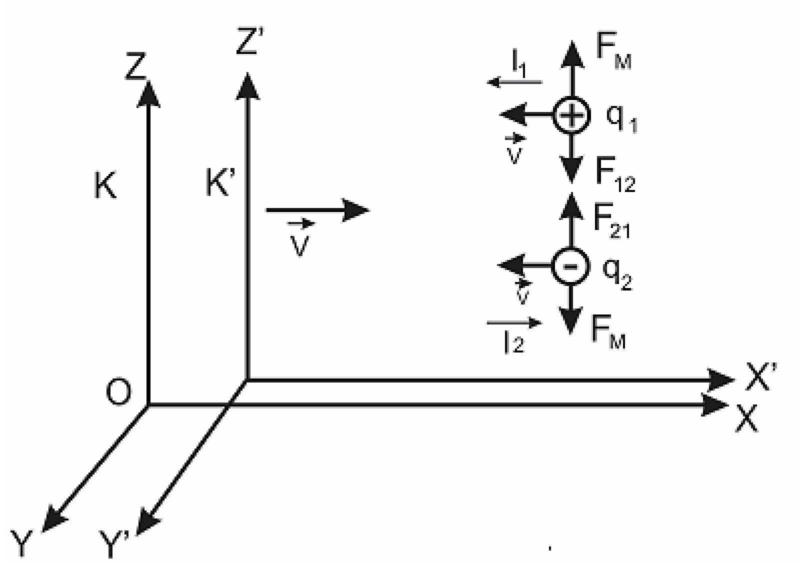
$$F = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{2I_1I_2\ell}{b} \quad , \qquad (32.2)$$

ифодадан магнит доимийсини ҳисоблаш мумкин

$$\mu_0 = \frac{4\pi b \cdot F}{2I_1 I_2 \ell} = \frac{12{,}56 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1} \frac{H}{A^2} = 12{,}56 \cdot 10^{-7} \frac{H}{A^2}, \quad (32.3)$$

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 $+q_1$ и $-q_2$ зарядлар бир-биридан r масофада жойлашган бўлсин (*48-расм*). **“Қўзғалмас"** *К* саноқ тизимида улар орасида, Кулон қонунига кўра, ўзаро тортишиш кучлари таъсир этади:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}, \quad (32.4)$$



48-расм. Ҳаракатланувчи зарядларда магнит майдонининг ҳосил бўлиши

Ўнг тарафга $\vec{\upsilon}$ тезлик билан ҳаракатланган *К′* саноқ тизимида бу зарядлар чап тарафга $\upsilon = -\upsilon$ тезлик билан ҳаракатланаётгандек туюлади. Лоренц алмаштиришлари ифодаларидан фойдалансак, бу *К′* тизимда Кулон кучлари қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3 \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} - \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3 \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \cdot \frac{\upsilon^2}{c^2} \quad (32.5)$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги биринчи қўшилувчи – электр тортишиш кучларини, иккинчиси эса - анча заиф бўлиб, ҳаракатланувчи зарядлар ўртасидаги **магнит итариш кучини ифодалайди**.

$$\vec{F}_e{}' = \frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3 \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}};$$

$$\vec{F}_m = -\frac{q_1 q_2 \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3 \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \cdot \frac{\upsilon^2}{c^2}, \qquad (32.6)$$

$\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 равишда оширади. Ҳосил бўлган магнит кучи – зарядлар қўзғалмас саноқ тизимидан зарядлар ҳаракатланаётган саноқ тизимига ўтишдаги электр кучларининг Лоренц алмаштиришлари натижасидир.

Магнит доимийлини $\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} = \mu_0$ деб белгилаб, $\upsilon^2 = (-\upsilon')^2$ эканлигини ҳисобга олиб, магнит кучини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\overrightarrow{F_m}' = q_1 [\overrightarrow{\upsilon'}, \frac{\mu_0 q [\overrightarrow{\upsilon'} \overrightarrow{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}] = q_1 [\overrightarrow{\upsilon'}, \vec{B}], \qquad (32.7)$$

Бу ерда $\vec{B} = \dfrac{\mu_0 q[\overrightarrow{\upsilon'}\vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \dfrac{v^2}{c^2}}}$ - **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.

ХБ – тизимида магнит майдон индукцияси «Тесла» (*Тл*) билан ўлчанади ва у 1 *Н/А.м* га тенгдир.

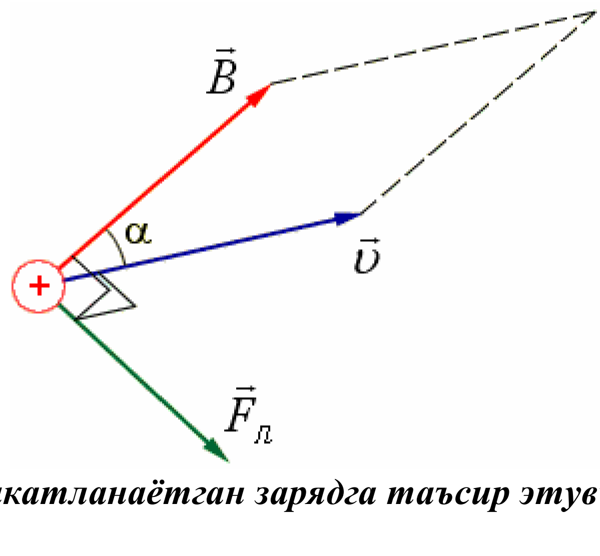
Электр майдон кучланганлиги $\vec{E}$ ва магнит майдон индукцияси $\vec{B}$ бўлган нуқтада υ - тезлик билан ҳаракатланаётган q зарядга таъсир этувчи куч – **Лоренц кучи** деб аталади ва қуйидагича ифодаланади:

$$\overrightarrow{F_л} = q(\vec{E} + [\vec{\upsilon}, \vec{B}]) \quad , \qquad (32.8)$$

Фақат магнит кучи бўлган ҳолда:

$$\overrightarrow{F_m} = q[\vec{\upsilon}, \vec{B}] \quad , \qquad (32.9)$$

га тенг бўлади.

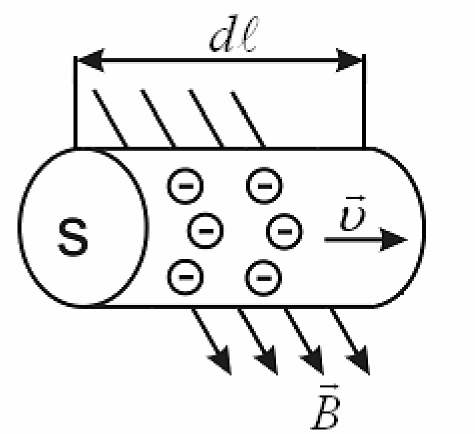


49-расм. Ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи Лоренц кучи

49-расмда заряднинг ҳаракат тезлиги йўналиши ва магнит майдон индукцияси векторининг йўналиши ётган текисликка перпендикуляр бўлган $\vec{F}_л$ - Лоренц кучининг йўналиши келтирилган.

33-§ Ампер қонуни

Индукцияси $\vec{B}$ бўлган магнит майдонига, узунлиги $d\ell$, кўндаланг кесим юзаси S ва I – ток ўтаётган ўтказгич жойлаштирилган бўлсин (*50-расм*).



50-расм. В индукцияли магнит майдонида ўтказгич

Ўтказгичнинг бирлик ҳажмида n_0 – электронлар бўлиб, улар ўртача υ - тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, уларнинг ҳар бирига шундай куч таъсир қилади:

$$\vec{f} = -e[\vec{\upsilon}, \vec{B}] \quad . \tag{33.1}$$

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

$$d\vec{F} = +n_0 S\upsilon e[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \qquad (33.2)$$

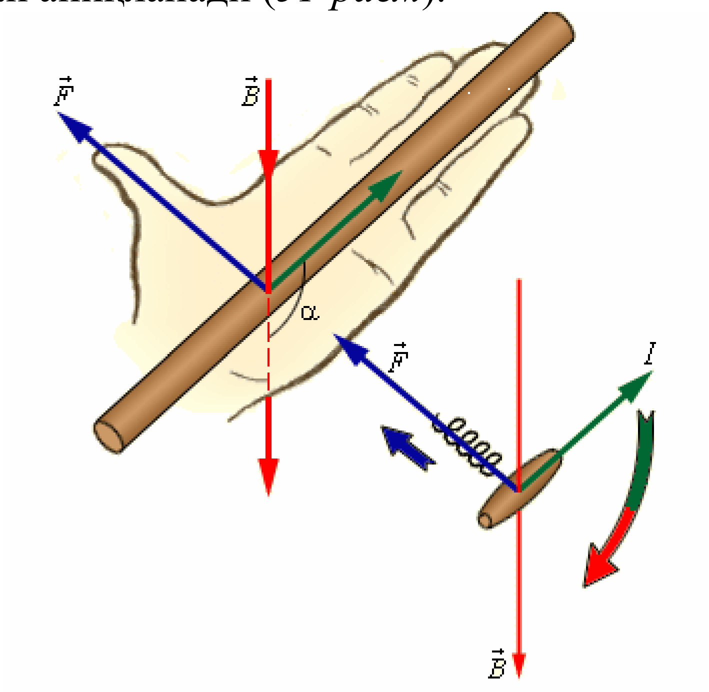
Бу **Ампер қонунининг дифференциал кўринишидир**.

Агар ўтказгич тўғри чизикли ва ўтказгичнинг бутун ℓ узунлиги бўйича *B=const* бўлса, шу ўтказгичга таъсир этувчи куч қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F} = I[\vec{\ell}, \vec{B}] \quad , \qquad (33.4)$$

Бу **Ампер қонунининг интеграл ифодасидир.**

Лоренц кучининг йўналиши чап қўл қоидаси ёки парма қоидаси билан аниқланади (*51-расм*).



51-Расм. Чап қўл қоидаси

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.

Магнит майдонидаги токли контур

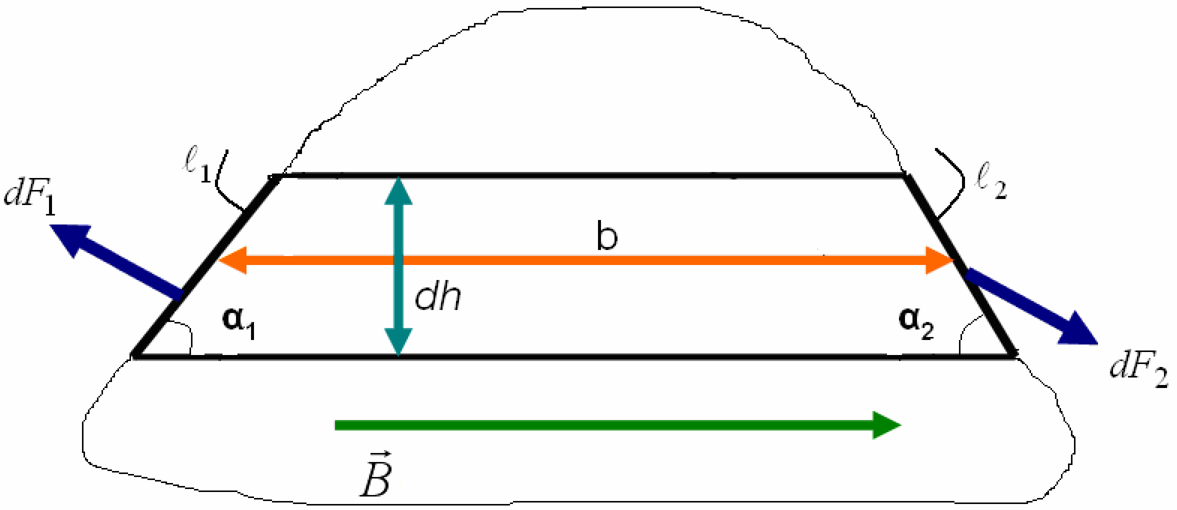
Индукция вектори $\vec{B}$ бўлган бир жинсли магнит майдонига I токли ясси контур жойлаштирилган (*52-расм*).

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.

$$dF_1 = IBd\ell_1 \sin\alpha_1 = IB \cdot dh \quad , \tag{33.5}$$

$$dF_2 = IBd\ell_2 \sin\alpha_2 = IBdh \quad , \tag{33.6}$$



52-расм. Ясси контур текислигига параллел бўлган магнит майдонининг таъсири

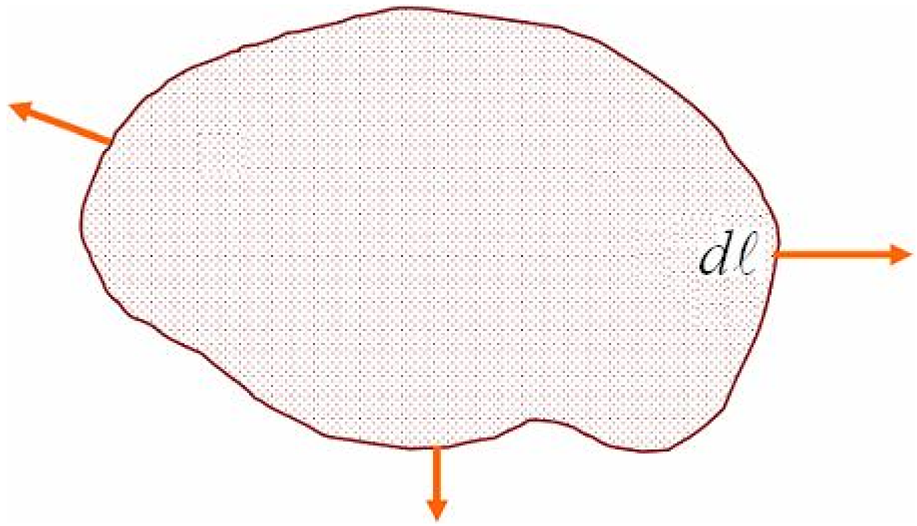
Бу кучлар қарама-қарши йўналган ва айланиш моментини ташкил этувчи жуфт кучлардир:

$$dM = dF_1 \cdot b = IB \cdot b \cdot dh = IB \cdot dS \ .$$

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 қўйилган натижавий куч моментини ҳосил қиламиз:

$$M = \int IB \cdot dS = IB \cdot \int dS = IB \cdot S \quad . \qquad (33.7)$$

2-ҳол. Магнит майдон индукция вектори контур текислигига перпендикуляр жойлашган (*53-расм*).



53-расм. Ясси контурга унинг текислигига перпендикуляр бўлган магнит майдонининг таъсири

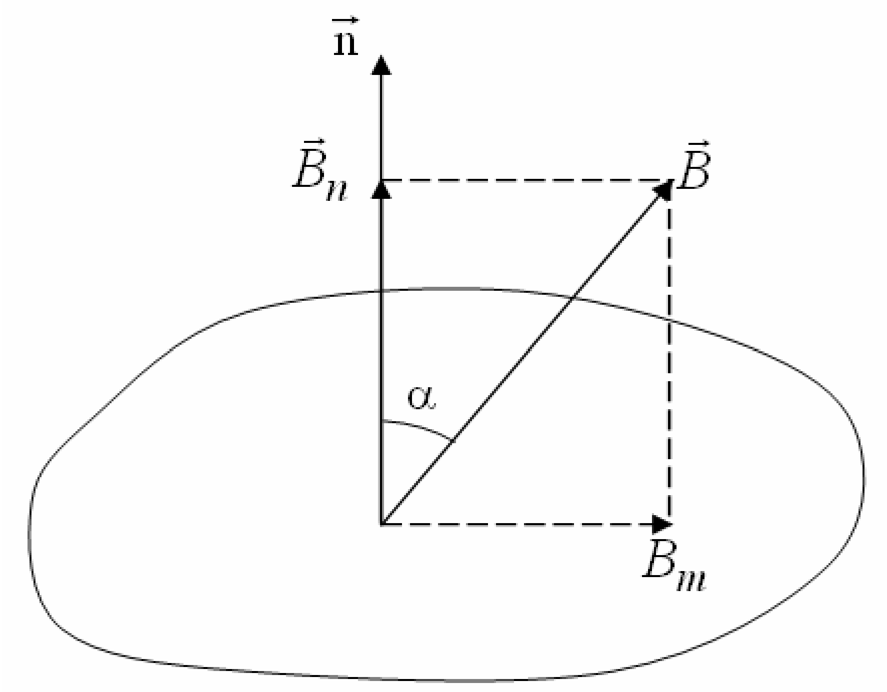
Контурнинг исталган кичик бўлаги $(d\vec{\ell})$ га таъсир этувчи куч

$$d\vec{F} = \mathrm{I}[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] \quad , \qquad (33.8)$$

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.

Умумий ҳол. $\vec{B}$ индукция вектори контурга ўтказилган нормал билан α бурчак ташкил қилса, $\vec{B}$ векторни иккита ташкил этувчига ажратамиз (*54-расм*).



54-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

$$M = I \cdot B\sin\alpha \quad .$$

Вектор кўринишида қуйидагича ифодалаймиз

$$\vec{M} = I \cdot S[\vec{n} \cdot \vec{B}] = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \quad , \qquad (33.9)$$

бу ерда $\vec{n}$ 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 индукция

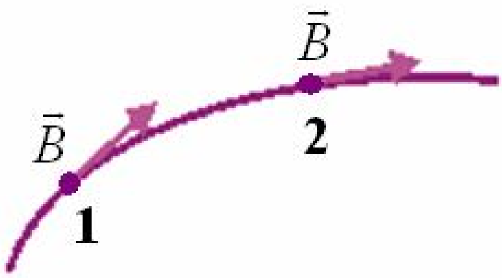
$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \tag{33.10}$$

га тенг бўлади. Мувозанат ҳолатда В нинг йўналиши контур текислигига нормал бўйича йўналган.

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 (*55-расм*).



55-расм. Магнит индукция вектори

Магнит майдон катталиги сифатида магнит индукция оқими тушунчаси ҳам киритилади.

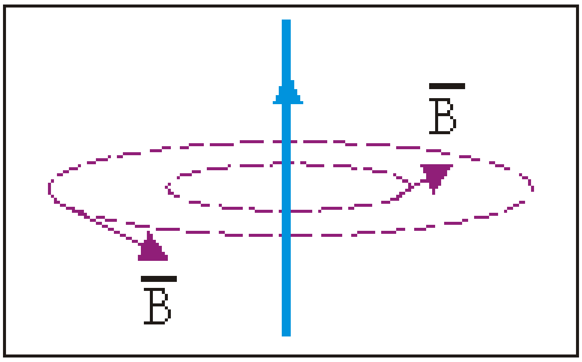
Элементар dS юзадан ўтувчи оқим қуйидаги ифода бўйича аниқланади:

$$d\Phi = BdS\cos\alpha = B_n dS = (\vec{B}\cdot dS\cdot \vec{n}_1) \quad , \qquad (33.11)$$

S юзадан ўтувчи тўлиқ оқим эса

$$\Phi = \int_{(S)} BdS\cos\alpha = \int_{(S)} B_n dS = \int_{(S)} (\vec{B}\cdot dS\cdot \vec{n}_1) \quad , \qquad (33.12)$$

Электр куч чизиқларидан фарқли равишда табиатда магнит зарядлари бўлмагани учун магнит индукция чизиқлари доимо берк бўлади, унинг на охири, на боши бўлади (*56-расм*).



56-расм. Магнит индукция чизиқлари

Шу сабабли ҳам берк сирт бўйича магнит индукция оқими доим нолга тенг.

$$\oint_{(S)} B_n dS = 0 \quad , \qquad (33.13)$$

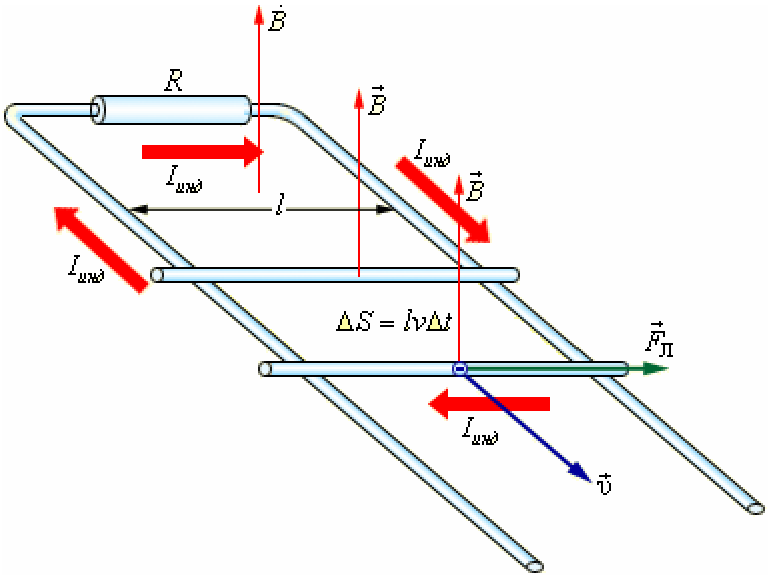
Бу магнит майдон индукцияси учун **Гаусс** теоремасидир. Магнит индукцияси оқими ХБ тизимида Веберларда ўлчанади:

$$1\textit{Вб}=1\textit{Тл.м}^2=1\textit{Н.м/А}.$$

Цилиндр шаклидаги ℓ узунликка эга бўлган токли ўтказгич, B - магнит индукцияга эга бўлган магнит майдонида иккита параллел ўтказгич устида, унга таъсир этувчи

$$F_A = I\cdot \ell \cdot B \quad , \qquad (33.14)$$

Ампер кучи таъсирида (db) масофага силжисин (*57-расм*).



57-расм. Токли цилиндр ўтказгичга магнит майдони таъсири

Бу кучнинг бажарган иши қуйидагича ифодаланади:

$$A = Fdb = I \cdot \ell \cdot Bdb = I \cdot B \cdot \Delta S = I \cdot \Delta\Phi \quad , \qquad (33.15)$$

бу ерда ΔS – магнит индукция чизиқларини токли ўтказгич кесиб ўтган юза, $\Delta\Phi$ – шу юзани кесиб ўтувчи магнит индукция вектори оқимининг ўзгаришидир.

Бу формула ҳар қандай занжирда магнит оқими ўзгариши натижасида содир бўладиган ўзгаришлар учун ўринлидир.

34-§ Био-Савар-Лаплас қонунининг дифференциал ва интеграл кўриниши

Магнит майдонини характерловчи асосий катталик $\vec{B}$ магнит индукциясидан ташқари, иккинчи катталик - $\vec{H}$ магнит майдон кучланганлиги тушунчаси киритилади.

Улар бир-бири билан қуйидагича боғлангандир:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0} \quad \text{ёки} \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad , \qquad (34.1)$$

ХБ тизимида магнит майдон кучлананлигининг ўлчов бирлиги

$$1\frac{Н}{А.м} : 1\frac{Н}{А^2} = 1\frac{А}{м}$$

га тенгдир.

$\vec{\upsilon}$ - тезлик билан ҳаракатланаётган q заряднинг $\vec{r}$ масофада жойлашган нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{q[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad , \qquad (34.2)$$

Шу заряднинг ўша ерда ҳосил қилган электр майдон кучланганлигини ифодалаймиз:

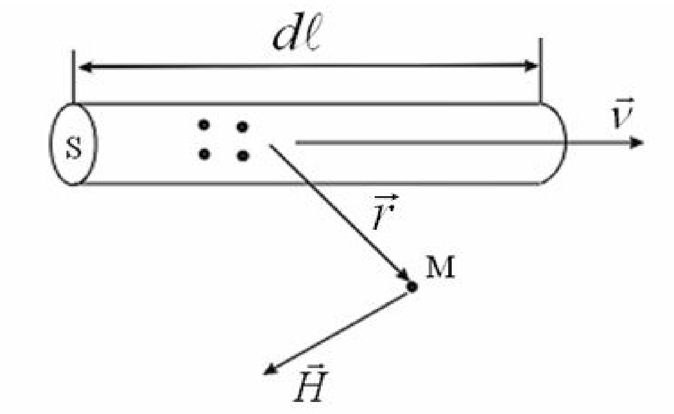
$$\vec{E} = \frac{F_2}{q} = \frac{q \cdot \vec{r}}{4\pi\varepsilon_0 r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad , \qquad (34.3)$$

(34.3) - ифодадан фойдаланиб (34.2) - ифодани қуйидагича ёзиш мумкин (**Эрстед** ифодаси):

$$\vec{H} = \frac{q[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} = [\vec{\upsilon} \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}] \quad , \qquad (34.4)$$

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 (*58-расм*).



58-расм. Токли ўтказгичнинг М нуқтадаги магнит майдон кучланганлиги

Уларнинг ҳар бири e зарядга эга бўлиб, $\vec{r}$ радиус векторли M - нуқтада қуйидаги магнит майдон кучланганлигини ҳосил қилади.

$$\vec{h} = \frac{e[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}\,]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad . \qquad (34.5)$$

Шу нуқтада барча зарядлар қуйидаги натижавий магнит майдон кучланганлигини ҳосил қилади:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot d\ell \cdot e[\vec{\upsilon} \cdot \vec{r}\,]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad . \qquad (34.6)$$

Агар, $\vec{\upsilon}$ - вектор ва $d\ell$ скаляр катталикларни υ - скаляр ва $d\vec{\ell}$ вектор катталикларга алмаштирсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$d\vec{H} = \frac{n \cdot S \cdot \upsilon \cdot e[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\,]}{4\pi r^3 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}}} \quad .$$

Заррачалар ҳаракати тезлиги $\upsilon << c$ бўлса ва r ўрнига ўртача радиус- вектор қийматидан фойдалансак:

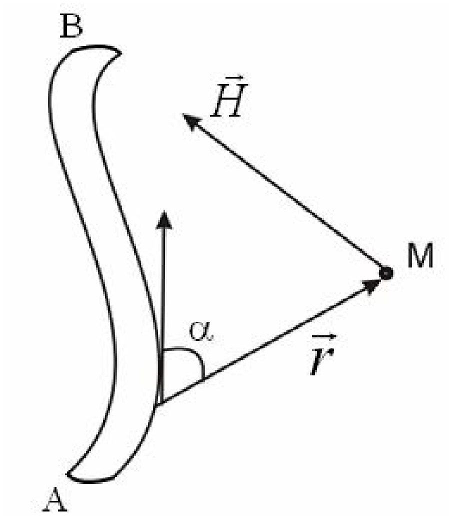
$$\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} \approx 1 \quad , \quad I = n \cdot S \cdot \upsilon \cdot \ell \quad ,$$

$$d\vec{H} = \frac{I \cdot \left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\right]}{4\pi r^3} \quad , \qquad (34.7)$$

га эга бўламиз. Бу **Био-Савар-Лаплас қонунининг дифференциал кўринишидир**.

Чегараланган узунликдаги ўтказгич кесимидан оқаётган токнинг *М* - нуқтада ҳосил қилган магнит майдон кучланганлигини, кесимнинг *А* ва *В* нуқталари чегарасида (34.7) ифодани интеграллаш билан топамиз (*59-расм*).

$$\vec{H} = \frac{I}{4\pi}\int_A^B \frac{1}{r^3}\left[d\vec{\ell} \cdot \vec{r}\right] \quad . \qquad (34.8)$$

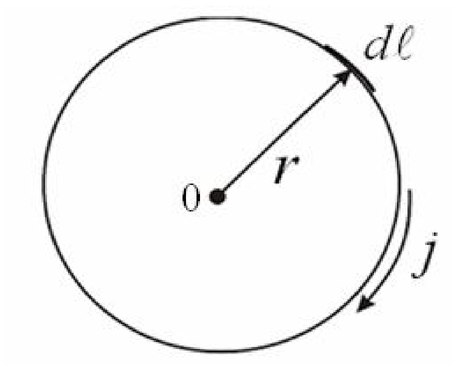


59-расм. Чегараланган узунликдаги ўтказгич магнит майдон кучланганлиги

Бу **Био-Савар-Лаплас қонунининг интеграл кўринишдир**. Ҳисоблаш қулай бўлиши учун (34.8) - ифодани қуйидагича скаляр кўринишда ёзиш мумкин:

$$H = \frac{I}{4\pi}\int_A^B \frac{d\ell \cdot \sin\alpha}{r^2} \quad . \qquad (34.9)$$

1-мисол. Айлана кўринишдаги токли ўтказгичнинг марказида ҳосил бўладиган магнит майдон кучланганлигини аниқлаб кўрамиз (*60-расм*).

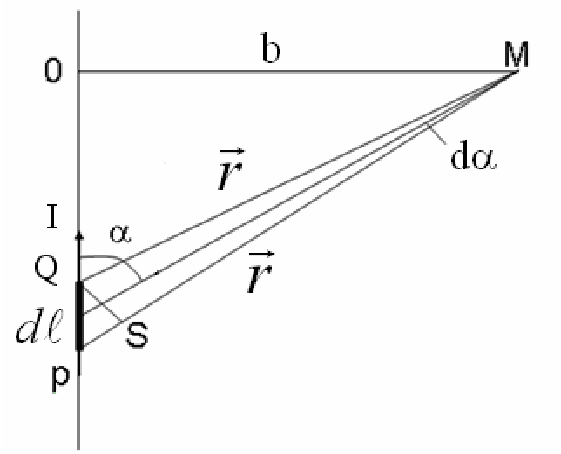


60-расм. Айлана шаклидаги токли ўтказгичнинг магнит майдон кучланганлиги

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

$$H = \frac{I}{4\pi r^2}\int_{\ell} d\ell = \frac{I}{4\pi r^2} \cdot 2\pi r = \frac{I}{2r} \quad , \qquad (34.10)$$

2-мисол. Тўғри чизиқли, узунлиги чексиз бўлган ўтказгичдан *b* масофада жойлашган *M* нуқтада майдон кучланганлигини ҳисоблаб кўрамиз (***61-расм***).



61-расм. Узунлиги чексиз бўлган токли ўтказгичнинг магнит майдон кучланганлиги

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.

Иккинчи тарафдан PQS учбурчакдан $d\ell$ гипотенуза QS катет билан қуйидагича боғланган

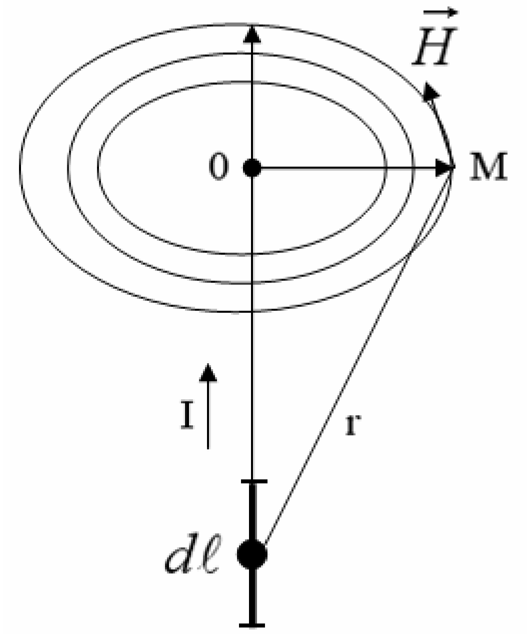
$$PQ = d\ell \quad , \quad QS = d\ell \sin\alpha$$

$$rd\alpha = d\ell \cdot \sin\alpha \quad , \quad d\ell = \frac{rd\alpha}{\sin\alpha} = \frac{bd\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Ўтказгич узунлиги чексиз бўлганлиги учун интеграллаш чегараси α=0+π орасида бўлади.

$$H = \frac{I}{4\pi b}\int_0 \sin d\alpha = \frac{I}{4\pi b}\left|-\cos\alpha\right|_0^{\pi} = \frac{I}{2\pi b}\,, \qquad (34.11)$$

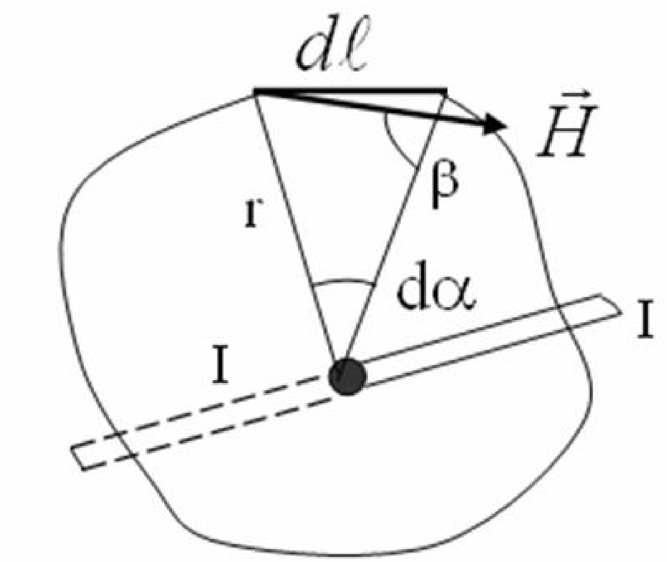
Магнит майдон кучланганлиги йўналиши $d\vec{\ell}$ ва $\vec{r}$ векторлар жойлашган текисликка перпендикулярдир (*62-расм*).



62-расм. Токли ўтказгич магнит майдон кучланганлигининг йўналиши

35-§ Магнит индукцияси вектори циркуляцияси

I токли, тўғри чизиқли узун ўтказгичга перпендикуляр жойлашган ёпиқ ясси контурни тасаввур этамиз (*63-расм*).



63-расм. Тўғри чизиқли ўтказгичга перпендикуляр жойлашган ясси контур

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.

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad , \quad H_\ell = H\cos\beta$$

$\vec{H}_\ell$ - 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,

$$H_\ell d\ell = H \cdot \cos\beta \cdot d\ell = Hd\ell_H = Hr \cdot d\alpha$$

$$H \cdot r d\alpha = \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\alpha = \frac{I d\alpha}{2\pi} \quad , \qquad (35.1)$$

(35.1) - ифодани ёпиқ контур узунлиги бўйича интеграллаймиз.

$$\oint H_\ell d\ell = \oint \frac{I \cdot d\alpha}{2\pi} = \frac{I}{2\pi} \cdot 2\pi = I \quad , \qquad (35.2)$$

Агар, ёпиқ контур ичидан бир нечта ўтказгичлар ўтса, у ҳолда I - барча ўтказгичлардан ўтаётган токлар йиғиндисига тенгдир.

$$\oint H_\ell d\ell = \sum I_i = I \quad , \qquad (35.3)$$

Бу ифода магнит майдон **кучланганлиги векторининг** ёпиқ контур бўйича **циркуляцияси** деб аталади.

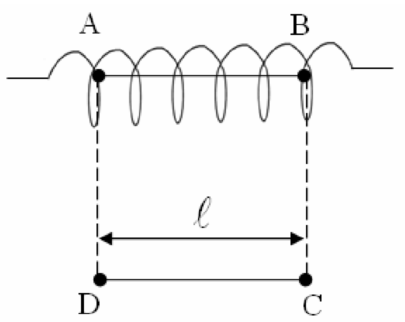
Магнит майдон индукцияси векторининг циркуляцияси қуйидагича ифодаланади:

$$B = \mu_0 H \ , \quad \oint B_\ell d\ell = \mu_0 I \quad , \qquad (35.4)$$

Электростатик майдон кучланганлиги векторининг ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг ва у потенциал характерга эга эди.

(35.3) ва (35.4) 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 (*64-расм*).



64-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:

$$\oint H_\ell d\ell = \oint\limits_{AB} H_\ell d\ell + \oint\limits_{BC} H_\ell d\ell + \oint\limits_{CD} H_\ell d\ell + \oint\limits_{DA} H_\ell d\ell = n\ell I$$
.

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. Шу бўлакларга $H\ell$ нинг проекцияси ҳам нолга тенгдир. Шу сабабли тўртта интегралдан фақат биттаси

$$\oint\limits_{AB} H_\ell d\ell$$

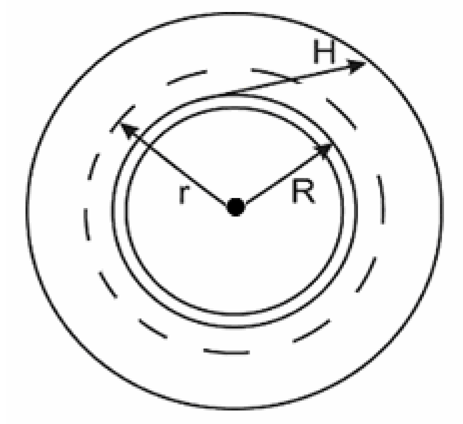
нолга тенг эмас. Шу бўлакнинг нукталарида $H\ell$ ўзгармас бўлади

$$H_\ell = H = const$$

натижада

$$\oint H_\ell d\ell = H \oint_{AB} d\ell = H \cdot \ell = n\ell I \qquad , \qquad (35.5)$$

N та ўрамли соленоидни букиб, ҳалқа шаклига келтирсак – тороид ҳосил бўлади (*65-расм*).



65-Расм. Тороид

r – тороиднинг ўрта чизиғининг радиуси, n – тороиднинг бирлик узунлигидаги ўрамлар сони.

Тороид магнит майдони куч чизиқлари айлана кўринишида бўлади.

$\vec{H}$ 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:

$$\oint H_\ell d\ell = H \oint d\ell = H \cdot 2\pi R = n 2\pi r \cdot I \qquad , \qquad (35.6)$$

бу ердан

$$H = \frac{r}{R} n \cdot I \qquad , \qquad (35.7)$$

Агар тороид жуда тор бўлса,

$$\frac{r}{R} = 1$$

га тенгдир. У ҳолда

$$H = n \cdot I$$

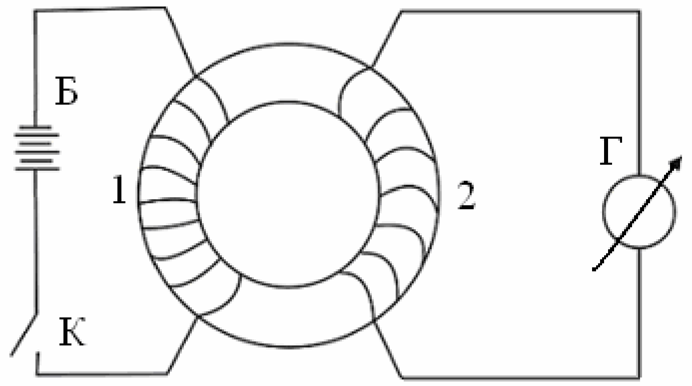
га тенг бўлади.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Магнит майдони нима? Электромагнит таъсирнинг асосий моҳияти нимада? Токли ўтказгичлар орасидаги таъсир кучи қандай формула орқали аниқланади?
2. Магнит майдонни куч характеристикаси қандай физик катталик билан аниқланади?
3. Қандай чизиқлар магнит индукция чизиқлари дейилади? Уларнинг йўналиши қандай аниқланади?
4. Био-Савар-Лаплас қонунини тушунтиринг ва уни ҳар хил ўтказгичларга қандай тадбиқ қилиш мумкин?
5. Тўлиқ ток қонуни нима? Соленоид ва тороидларнинг майдон индукцияси қандай топилади?

36-§ 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 (*66-расм*).



66-расм. Икки чўлғамли трансформатор

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 **электр юритувчи куч** пайдо бўлади.

Агар ўтказгич ёпиқ бўлса, унда индукцион ток ҳосил бўлади. Ўтказгичда **индукция ҳисобига** ҳосил бўлган *ЭЮК* **катталиги** шу ўзказгични кесиб ўтувчи магнит индукцияси оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционалдир.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} \quad , \qquad (36.1)$$

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 57-расмга қайтамиз.

ℓ узунликдаги ўтказгич қисқа вақт ичида, магнит майдон таъсирида, db кичик масофага силжиган бўлсин. Бу ҳолда ток манбаи бажарган иш

$$dA = \varepsilon I \cdot dt \quad , \qquad (36.2)$$

га тенг бўлади. Бошқа тарафдан сарфланган энергия икки қисмдан иборат бўлади:

а) Джоул-Ленц қонунига асосан ўзказгичда иссиқлик ажралишига

$$I^2 R \cdot dt \quad , \qquad (36.3)$$

ва **б)** магнит майдонида $F = I\ell B$ куч таъсирида ўтказгични силжитишда бажарилган ишдан иборат бўлади.

$$F \cdot db = I\ell \cdot db \cdot B = I \cdot B \cdot dS = I \cdot d\Phi \quad , \qquad (36.4)$$

бу ерда R - занжир қаршилиги.

Энергиянинг сақланиш қонунига асосан

$$\varepsilon \cdot I \cdot dt = RI^2 \cdot dt + I \cdot d\Phi \quad , \qquad (36.5)$$

бу ифоданинг икки тарафини Idt га бўлсак,

$$\varepsilon = RI + \frac{d\Phi}{dt} \quad , \tag{36.6}$$

га эга бўламиз. Бу ердан

$$I = \frac{\varepsilon - \dfrac{d\Phi}{dt}}{R} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_U}{R} \quad , \tag{36.7}$$

Манбанинг ε *ЭЮК* дан ташқари **индукциявий** *ЭЮК* деб аталувчи қўшимча *ЭЮК* ҳам таъсир этади:

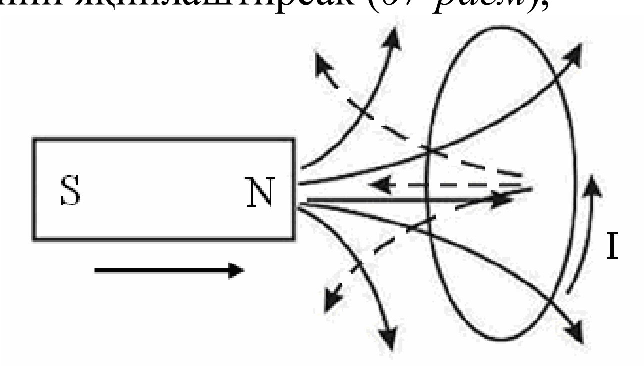
$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} \quad , \tag{36.8}$$

ва яна (36.1) - ифодага эга бўлдик.

Бу ерда минус ишора, ёпиқ занжирни кесиб ўтувчи $\left(\frac{d\Phi}{dt} > 0\right)$ оқим ошиши билан индукциявий *ЭЮК* манба *ЭЮК* га тескари йўналган бўлади, оқим камайганда $\left(\frac{d\Phi}{dt} < 0\right)$ иккала *ЭЮК* лар йўналиши бир хил бўлади.

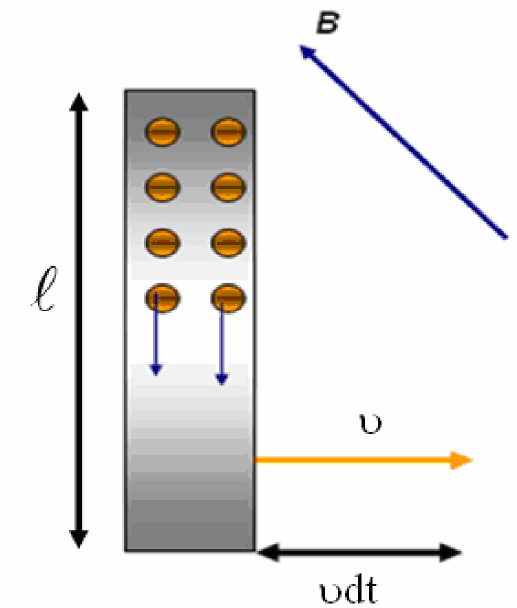
Ленц қоидасига асосланиб индукциявий *ЭЮК* йўналишини аниқлаш мумкин: индукциявий *ЭЮК* ва ток доимо шундай йўналишга эга бўладики, у ҳосил қилган магнит майдони шу токни вужудга келтирувчи магнит оқимининг ўзгаришига қаршилик қилади.

1-мисол. Ўтказгичдан ясалган ҳалқага магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштирсак (*67-расм*),



67-расм. Доимий магнитнинг халқали ўтказгичда индукцион ток ҳосил қилиши

ҳалқада I индукцион ток ҳосил бўлади, унинг магнит майдони магнитнинг шимолий қутбини итаришга ҳаракат қилади, яъни уни яна яқинлашишига тўсқинлик қилади. Натижада, бу индукцион токнинг магнит куч чизиқлари ҳалқада ўнгдан чапга томон йўналган бўлади, яъни биз тарафда пастдан юқорига қараб йўналгандир.



68-расм. Ҳаракат йўналишига перпендикуляр бўлган магнит майдонининг ўтказгич электронларига таъсири

2-мисол. ℓ узунликдаги ўтказгич, унинг узунлигига перпендикуляр йўналишда υ тезлик билан ҳаракатлансин (68-расм). B индукцияли магнит майдон ҳаракат йўналиши ва ўтказгич узунлигига перпендикуляр бўлсин. Ўтказгичдаги e зарядли эркин электронларнинг ҳар бири ўтказгич билан υ тезликда ҳаракатланади. Уларнинг ҳар бирига $f=e\upsilon B$ 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

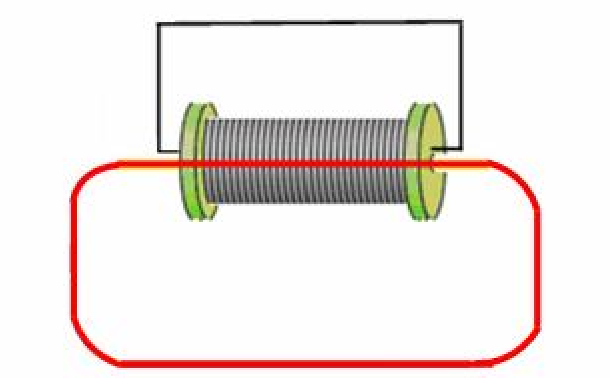
$$\Delta\varphi = E\ell = \upsilon B\ell$$

потенциаллар фарқи қўйилгандай тасаввур этамиз ва у индукциявий электр юритувчи кучга тенгдир.

$$\varepsilon_U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\upsilon B\ell \quad .$$

Шундай қилиб, ўтказгичда ҳаракат қилаётган эркин электронларга Лоренц кучининг таъсири (31.1) - ифодасига олиб келади.

Агар ёпиқ занжир N-та ўрамлардан иборат бўлса ва магнит оқимининг куч чизиқларининг ҳар бири шу ўрамларни кесиб ўтса (*69-расм*),



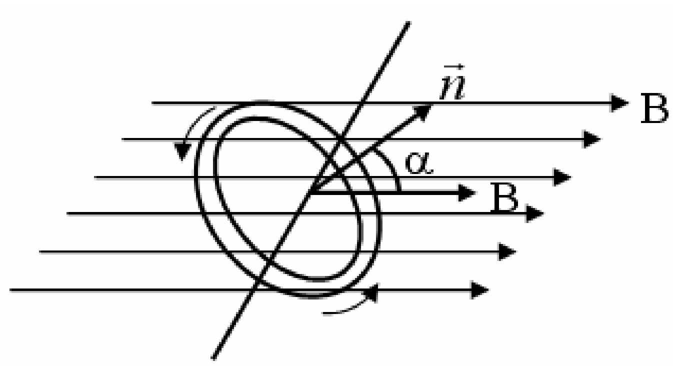
69-расм. N та ўрамлардан иборат ёпиқ занжир

у ҳолда бу оқимнинг ўзгариши, занжирда индукциявий *ЭЮК* ни ҳосил қилади.

$$\varepsilon_U = -N\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d\psi}{dt} \quad , \qquad (36.9)$$

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 (*70-расм*)



70-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

$$\Phi_o = BS \quad \text{дан}$$

иборат. 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 индукцион ток

$$I = \frac{\varepsilon_o}{R} \sin \omega t = I_0 \cdot \sin \omega t \quad , \qquad (36.10)$$

га тенг бўлади.

Бу ерда, ε_o ва I_o – индукцион *ЭЮК* ва токнинг максимал қийматларидир.

(36.10) - 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 индукцион 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:

$$dQ=-\frac{I}{R}\frac{d\psi}{dt}\cdot dt=-\frac{I}{R}d\psi \quad , \qquad (36.11)$$

ψ_1 дан ψ_2 гача интервалда (36.11) - ифодани интегралласак қуйидагига эга бўламиз:

$$Q=-\frac{I}{R}\int_{\psi_1}^{\psi_2}d\psi=\frac{\psi_1-\psi_2}{R}I \quad , \qquad (36.12)$$

Магнит майдонининг ўзгариши ҳисобига ҳосил бўлган электр майдон куч чизиқлари магнит куч чизиқларини чирмаб олади.

В индукция вақт бўйича ўзгаргани учун

$$\frac{\partial B}{\partial t}\neq 0$$

ва $\vec{E}$ циркуляция вектори, электростатик майдон индукция векторидан фарқли равишда нолга тенг эмас.

Шунинг учун бундай электр майдони потенциал майдон эмас, у уюрмали бўлади ва бундай майдон нуқталарида потенциал бир қийматга эга бўлмайди. Куч чизиқларини боши ва охири бўлмай, улар ёпиқ чизиқлардан иборат бўлади.

37-§ 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:

$$\psi = LI \quad , \qquad (37.1)$$

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.

(37.1) – ифодадан кўриниб турибдики, ўзиндукция *ЭЮК* ни вужудга келиши ўтказгичда ток кучининг ёки ўтказгичнинг индуктивлигини ўзгариши ҳисобига содир бўлади. Бу ўзгаришларда, контурда ҳосил бўладиган ўзиндукция ЭЮК ε қуйидагига тенгдир:

$$\varepsilon_{уз} = -\frac{d\psi}{dt} = -\frac{d(IL)}{dt} = -\left(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt} \right) \quad , \qquad (37.2)$$

Агарда ток кучи ўзгаришида индуктивлик ўзгармасдан қолса (*L=const*, бу ҳол фақат моддада ферромагнит хусусияти йўқлигида юз бериши мумкин), у ҳолда

$$\varepsilon_{уз} = -L\frac{dI}{dt} \quad . \qquad (37.3)$$

Бу ифодадаги минус ишора Ленц қоидасига асосан пайдо бўлган ва индукцион ток уни вужудга келтирувчи сабабларга доимо қаршилик қилиш тарафига йўналганлигини билдиради.

ХБТ да ўтказгичнинг индуктивлиги бирлиги сифатида, ўтказгичдаги ток кучи ҳар секундда 1 *А* га ўзгарганда 1 *Вб* га тенг ψ - магнит оқими тутилишини ҳосил қилаоладиган индуктивлик қабул қилинган ва у бир Генри (*Гн*) га тенгдир.

$$1Гн = 1\frac{Вб}{А}\left(\frac{Вебер}{Ампер} \right) \quad , \qquad (37.4)$$

(34.3) - ифодадан 1*Гн*=1 *В.сек*/*Ампер* га тенг бўлади.

38-§ 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

$$\Phi=BS$$

га тенг бўлиб, соленоид бўйича тўла магнит оқим тутилиши

$$\psi = N\Phi = n\ell \cdot B \cdot S = \mu_0 \mu n^2 \ell \cdot S \cdot I \quad , \qquad (38.1)$$

га тенг бўлади. Бу ерда ℓ - соленоид узунлиги, S - унинг кўндаланг кесими юзаси, n - бирлик узунликдага ўрамлар сони. Соленоиднинг умумий ўрамлар сони

$$N = n\ell$$

дан иборат бўлганда, (38.1)- ва (37.1)- ифодаларни солиштириш орқали, узун соленоид индуктивлиги ифодасини келтириб чиқариш мумкин:

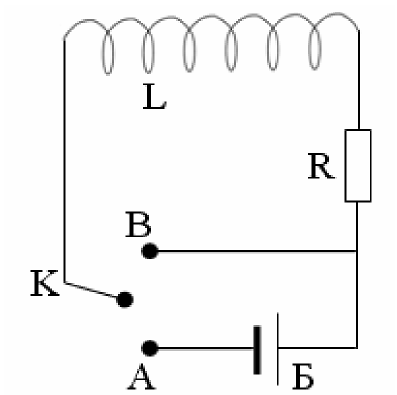
$$L = \mu_0 \mu n^2 \ell \cdot S = \mu_0 \mu n^2 \cdot V \quad , \qquad (38.2)$$

бу ерда $V = \ell \cdot S$ - соленоид ҳажми. Бу ифодадан μо нинг ўлчов бирлигини топишимиз мумкин:

$$\mu_0 = \frac{L}{n^2 \cdot V} \quad , \quad \frac{генри}{метр}\left(\frac{Гн}{м}\right)$$

39-§ Занжирни ток манбаидан узишда ҳосил бўладиган ўзиндукция

Катта индуктивликка эга бўлган занжирни ток манбаидан узишда вужудга келадиган ўзиндукция ҳодисасини кўриб чиқамиз (*71-расм*).



71-Расм. Катта индуктивли электр занжири

К калит *А* контактга уланганда, занжирдан миқдори Ом қонуни билан аниқланадиган I_0 ўзгармас ток оқабошлайди.

$t = 0$ моментда калитни ток манбаидан узиб, *В* контактга улаймиз ва ёпиқ занжир ҳосил қиламиз. Ток ўзгариб, камая бошлайди ва занжирнинг индуктивлик қисмида ўзиндукция *ЭЮК* ҳосил бўлади ва токнинг камайишга қаршилик қилиб, уни маълум вақтгача сақлаб қолишга интилади. Ом қонунига асосан:

$$IR = \varepsilon_{уз} = -L\frac{dI}{dt}$$

ёки

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{R}{L}I \quad ,$$

ўзгарувчиларни алоҳида гуруҳласак

$$\frac{dI}{I} = \frac{R}{L}dt \quad , \qquad (39.1)$$

га эга бўламиз.

Бу дифференциал тенгламанинг чап тарафини I_0 дан I гача, ўнг томонини 0 дан t гача интегралласак, қуйидагига эга бўламиз:

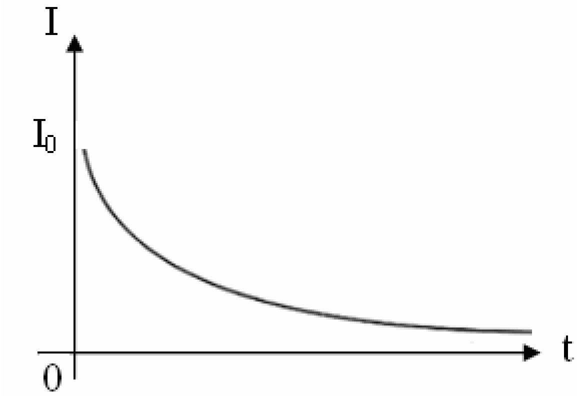
$$\int_{I_0}^{I}\frac{dI}{I}=-\frac{R}{L}\int_0^t dt \quad \text{ёки} \quad \ln\frac{I}{I_0}=-\frac{R}{L}t \quad .$$

Бу ифодани потенциалласак

$$I=I_0e^{-\frac{R}{L}t} \quad , \qquad (39.2)$$

га эга бўламиз.

Токнинг вақт бўйича ўзгариш графиги 72-расмда келтирилган.



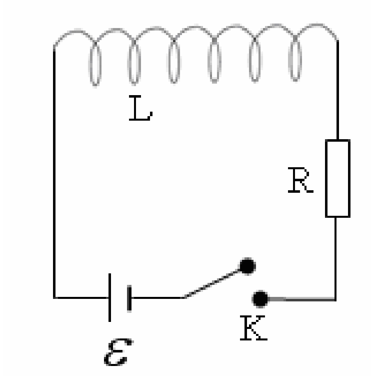
72-расм. Индуктивли электр занжирида индукцион токнинг вақтга боғлиқ ўзгариши

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.

40-§ Занжирни ток манбаига улашда ҳосил бўладиган ўзиндукция

Бошланғич моментда занжир очиқ ва занжирдаги ток қиймати нолга тенг (*73-расм*).



73-Расм. Индуктивлик ва қаршиликдан иборат электр занжири

t=0 вақт моментида занжирни манбага уласак, ундаги ток 0 дан I_o қийматгача ошаборади.

Токнинг ўсиши (ўзгариши) қўшимча ўзиндукция *ЭЮК* ни вужудга келтиради. Ом қонунига асосан

$$IR = \varepsilon + \varepsilon_{уз} = \varepsilon - L\frac{dI}{dt} .$$

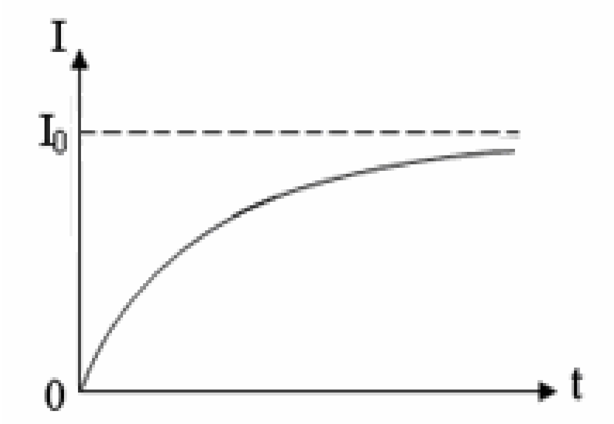
Ифоданинг барча қисмларини L га бўлсак,

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I - \frac{\varepsilon}{L} = 0 \quad , \qquad (40.1)$$

га эга бўламиз. Бу биржинсли бўлмаган дифференциал тенгламанинг ечими (t = 0 да I = I_o га тенг бўлганда)

$$I = I_0\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) \quad , \qquad (40.2)$$

дан иборатдир. 74-расмда занжир манбага улангандаги токнинг ўзгариш графиги келтирилган.

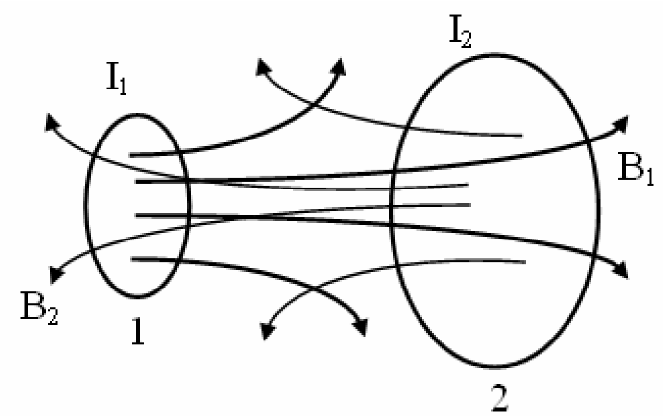


74-расм. Занжирни ток манбаига улашда ҳосил бўлган индукцион токнинг вақтга боғлиқ ўзгариши

Ток қиймати экспоненциал кўринишда ошиб боради ва бунга тегишли вақт $\frac{R}{L}$ нисбатга кучли боғлиқдир.

41-§ Ўзароиндукция

75-расмда бир-бирига яқин жойлашган иккита контурни оламиз.



75-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

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dI_1}{dt} \quad . \qquad (41.1)$$

Энди эса, контурлар ҳолатини ўзгартирмасдан, 2-контурга ток манбаини улаб, унда I_2 ток ҳосил қиламиз. Ўз навбатида I_2 ток $\psi_2=L_2I_2$ 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.

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\psi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_2}{dt} \quad . \qquad (41.2)$$

Агарда контурларнинг ўлчамлари ва ҳолатлари ўзгармас сақланса L_{12}, L_{21} га тенг бўлади.

$$L_{21}=L_{12}=M \quad ,$$

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 боғлиқдир, ундан ташқари атроф муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига ҳам боғлиқдир.

Шундай қилиб, иккинчи занжирда индукцияланган ЭЮК қиймати ўзаро индукция коэффициенти ва биринчи занжирдаги токнинг ўзгариш тезлигига пропорционалдир.

$$\varepsilon = -M\frac{dI}{dt} \quad , \qquad (41.3)$$

Бундай индукция ЭЮК нинг пайдо бўлиши, одатда **трансформаторларда** кузатилади.

42-§ Токнинг магнит майдон энергияси

71-расмда келтирилган чизма (схема) ни кўриб чиқамиз. I_o бошланғич ток L индуктивликли ғалтакда магнит майдони ҳосил қилади. *К* калитни *В* контактга уланганда занжирда вақт бўйича сўнувчи, $\varepsilon_{ўз}$ - ўзиндукция *ЭЮК* ни тиклаб турувчи I ток оқабошлайди.

dt вақт ичида бу токнинг бажарган иши қуйидагига тенгдир:

$$dA = \varepsilon_{уз} \cdot I \cdot dt = -\frac{d\psi}{dt} \cdot I \cdot dt = -I \cdot d\psi \quad . \qquad (42.1)$$

Агарда соленоид индуктивлиги I токка боғлиқ бўлмаса ($L=const$), у ҳолда

$$d\psi = L \cdot dI$$

га тенг бўлади. Бу ерда

$$dA = -L \cdot I \cdot dI \quad , \qquad (42.2)$$

бу ифодани I дан 0 қийматгача интеграллаcак, магнит майдон йўқолгунча кетган вақт ичида токнинг бажарган ишини баҳолай оламиз:

$$A = -\int_{I_0}^{0} LIdI = \frac{LI^2}{2} \quad . \qquad (42.3)$$

Магнит майдони бутунлай йўқолганда, ток оқими тўхтайди, бажарилган иш занжирда ажралган иссиқлик миқдорига тенг бўлади.

$$W_M = \frac{LI^2}{2} \quad , \qquad (42.4)$$

буерда, $W_м$ - магнит майдон энергиясидир. Бу ифода магнит майдон энергияси ўтказгичда (индуктивликда) жойлашган бўлади ва 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:

$$L = \mu_0 \mu n^2 \cdot V \quad , \quad H = nI \quad , \quad I = \frac{H}{n}$$

Шунинг учун:

$$W_м = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \cdot V \quad , \qquad (42.5)$$

га тенг бўлади. Бу ерда, μ ва H - муҳитнинг магнит синдирувчанлиги ва соленоид ичидаги майдон кучланганлиги, V - соленоид ҳажми.

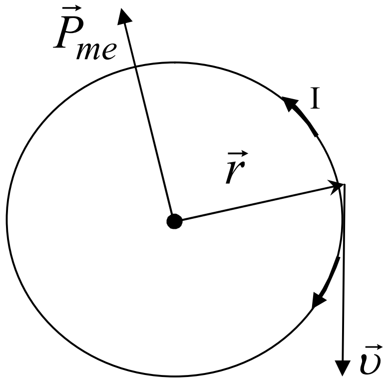
$\delta_M = \dfrac{\mu_0 \mu H^2}{2}$ - катталик, магнит майдон энергияси ўзгармас зичлик билан тақсимланганлигини кўрсатади.

43-§ Магнетикларда магнит майдони

Ташқи магнит майдонида магнитланиш хусусиятига эга бўлган ва атроф-муҳитдаги натижавий магнит майдоннинг 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 аташади. Ҳар бир электрон орбитал ток $\vec{P}me$ магнит моменти билан характерланади (*76-расм*).



76-расм. Электроннинг орбитал ток магнит моменти

Бу магнит моменти – электроннинг орбитал магнит моменти деб аталади. Битта электроннинг орбитал магнит моменти

$$Pme = IS$$

га тенг. Бу ерда $I = e\nu$ - орбитал ток, e - электрон заряди, ν - айланиш частотаси, $S = \pi r^2$ - орбитал ток юзаси. У ҳолда

$$Pme = e\nu\pi r^2 \quad . \qquad (43.1)$$

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:

$$\vec{P}mi = \sum \vec{P}me \quad , \qquad (43.2)$$

Магнетикларнинг магнитланишини тавсифлаш учун $\vec{j}$ - **магнитлаганлик вектори** деб аталадиган катталик киритилади. Бу катталик магнетикнинг бирлик хажмидаги атом ва молекулаларининг орбитал магнит моментлари йиғиндисига тенгдир:

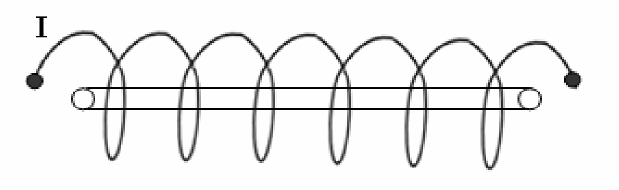
$$\vec{j} = \frac{\sum \vec{P}mi}{\Delta V} \quad , \qquad (43.3)$$

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:

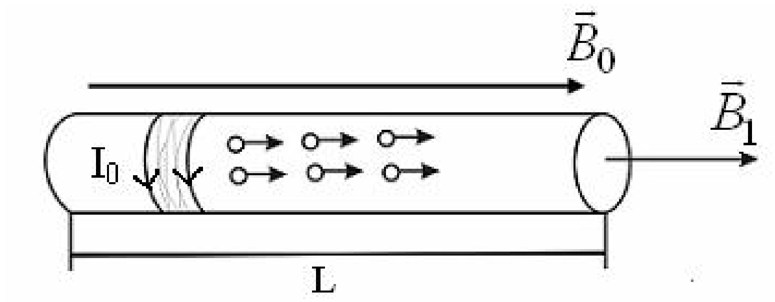
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad , \qquad (43.4)$$

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 (*77-расм*).



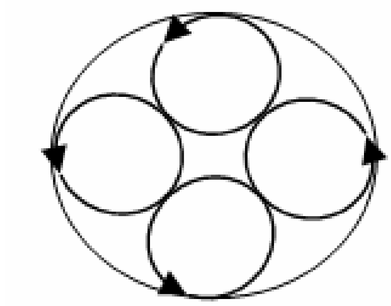
77-расм. Индукцияли бир жинсли магнит майдонида магнетик

Атом ва молекулалар орбитал магнит моментлари магнетикда ҳосил қилган $\vec{B}'$ индукцияли ички магнит майдони, ташқи магнит майдон индукция вектори $\vec{B}_0$ йўналиши билан мос тушади (*78-расм*).



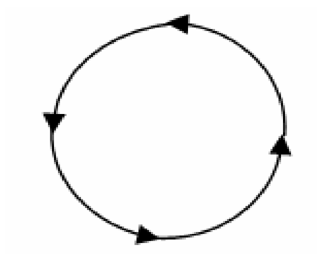
78-расм. Атомлар орбитал магнит моментлари ички майдони индукция векторининг йўналиши

Цилиндрик магнетик ўқига перпендикуляр бўлган S кўндаланг кесимида барча молекуляр токлар ўзаро компенсациялашади (*79-расм*).



79-расм. Цилиндрик магнетик кўндаленг кесимидаги молекуляр токлар

Магнетикнинг ён сиртида, кўндаланг кесимнинг периметрида токлар нолдан фарқли бўлади (*80-расм*).



80-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

$$\left|\vec{j}\right| = \frac{I_0 LS}{LS} = I_0 \quad , \tag{43.5}$$

у ҳолда

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{j} \quad . \tag{43.6}$$

Тажрибалар кўрсатишича, магнитланганлик вектори

$$\vec{j} = \chi \vec{H} \quad , \tag{43.7}$$

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.

(43.6) – ва (43.7) – тенгламалардан қуйидагига эга бўламиз.

$$\vec{B}' = \mu_0 \chi \vec{H} \quad . \tag{43.8}$$

Натижавий магнит индукция

$$\vec{B} = \vec{B}' + \vec{B}_0 \quad ,$$

тенг бўлгани учун

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} \quad , \tag{41.9}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad , \tag{43.10}$$

(1+χ) га тенг бўлган ўлчовсиз катталик **магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги** деб аталади:

$$\mu = 1 + \chi \quad , \qquad (43.11)$$

Шундай қилиб, магнетикдаги натижавий магнит майдони индукцияси $\vec{B}$ магнит майдони кучланганлиги $\vec{H}$ билан қуйидагича боғланган бўлади:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{ёки} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0} \quad , \qquad (43.12)$$

44-§ Максвелл тенгламалари

Максвелл назариясига асосан магнит майдони манбаи сифатида зарядларнинг тартибли ҳаракати бўлган токлардан ташқари, ўзгарувчан электр майдони ҳам манба 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:

$$\oint H\ell d\ell = I + I_{силж} = I + \frac{dD_n}{dt} \quad , \qquad (44.1)$$

бу ерда I - ўтказувчанлик токи, $I_{силж} = \frac{dD_n}{dt}$ силжиш токи.

Бу тенглама **Максвеллнинг биринчи тенгламасининг** дифференциал кўринишидир.

Диэлектрикда, ўтказувчанлик токи йўқ бўлгани учун, бу тенглама қуйидагича ёзилади:

$$\oint H\ell d\ell = \frac{dD_n}{dt} \quad , \qquad (44.2)$$

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 майдон индукция оқимининг ўзгариш тезлигига тенгдир.

$$\oint E\ell d\ell = -\frac{d\Phi}{dt} \quad , \qquad (44.3)$$

Бу **Максвеллнинг иккинчи тенгламасидир**.

Электр майдон индукция оқими учун Гаусс теоремаси ифодаси

$$\oint D_n dS = q \quad , \qquad (44.4)$$

Максвеллнинг учинчи тенгламаси ҳисобланади.

Магнит майдони индукция оқими учун Гаусс теоремаси ифодаси

$$\oint BndS = 0 \quad , \qquad (44.5)$$

Максвеллнинг тўртинчи тенгламасидир.

Электр майдонининг кучланганлиги ва индукция векторларининг ўзаро боғланиши

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} \quad , \qquad (44.6)$$

Максвеллнинг бешинчи тенгламасидир.

Магнит майдонининг кучланганлиги ва индукция векторларининг ўзаро боғлиқлик тенгламаси

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad , \qquad (44.7)$$

Максвеллнинг олтинчи тенгламасидир.

Электр майдони кучланганлигини ўтказувчанлик токи зичлиги билан боғлиқлик ифодаси

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} \quad , \qquad (44.8)$$

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.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Электромагнит индукция ходисаси нима? Электромагнит индукция ходисаси учун Фарадей ва Ленц қонунлари тушунтиринг. Индукция ва ўзиндукция электр юрутувчи кучлари қандай аниқланади?
2. Соленоиднинг индуктивлиги қандай топилади?
3. Электр занжирини ток манбаига улаш ва уни манбадан узишда ҳосил бўладиган токларнинг қиймати қандай формулалар билан аниқланади?
4. Магнит майдон энергияси қандай формула билан топилади?
5. Максвелл формулаларининг ёзиб тушунтириб беринг.

IV Боб
ГАРМОНИК ТЕБРАНИШЛАР

45-§ 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 тебранишлар ва б.га 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 йўқ 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:

$$y = A \cdot Sin(\omega_0 t + \varphi) \quad , \qquad (45.1)$$

бу ерда ***y*** – тебранувчи катталик, A - тебранувчи катталикнинг амплитудаси (максимал силжиши), $\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ - доиравий ёки циклик частота, φ t=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:

$$T=\frac{2\pi}{\omega_0}, \qquad (45.2)$$

Тебраниш даврига тескари бўлган катталик, бирлик вақт ичидаги тўла тебранишлар сонини белгилайди ва у **тебранишлар частотаси** деб аталади.

$$\nu=\frac{1}{T}, \qquad (45.3)$$

Частота бирлиги Герц билан ўлчанади ва 1 Герц -1 секунд давомида 1 цикл тебраниш бўлишини кўрсатади.

Гармоник тебранишларга бир мисол келтирамиз. M нуқта A радиусли айлана бўйлаб $\omega=\frac{2\pi}{T}$ бурчак тезлик билан текис ҳаракатланаётган бўлсин (*81-расм*).

81-расм. Моддий нуқтанинг айлана бўйлаб ҳаракати

Ҳаракат бошланишда

$(t=0)$

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:

$$y = A\sin(\omega t + \varphi) \quad , \qquad (45.4)$$

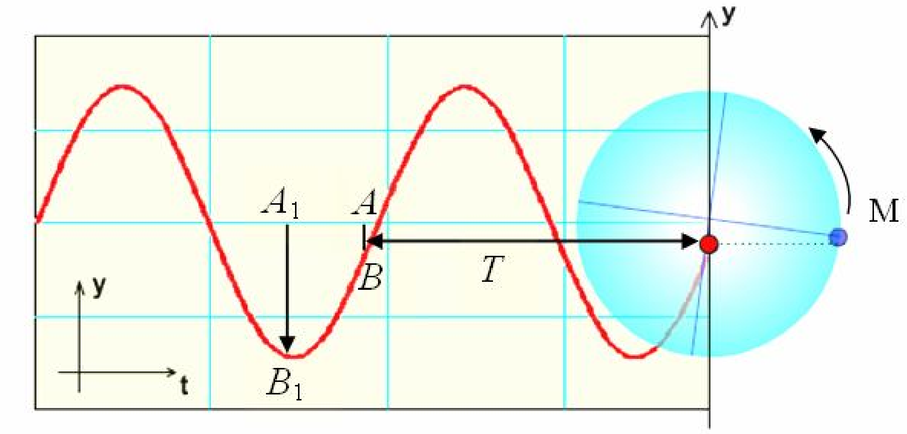
бу ерда у – M нуқтанинг тик диаметрга проекцияси N нуқтанинг 0 айлана марказига нисбатан ҳолатидир ва тебранувчи катталик ҳисобланади.

M нуқтанинг $0X$ ўққа проекцияси ҳам шундай қонун асосида тебранади:

$$x = A\cos(\omega t + \varphi)$$

(45.4) – ифодада t ни $t+T$ билан олмаштириб, $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$ га тенглигини ҳисобга олсак, M нуқтанинг тик диаметрга проекцияси N ни 0 нуқта атрофидаги тебраниш қийматини оламиз. x силжиш катталигининг даврий равишда ўзгаришини кузатамиз.

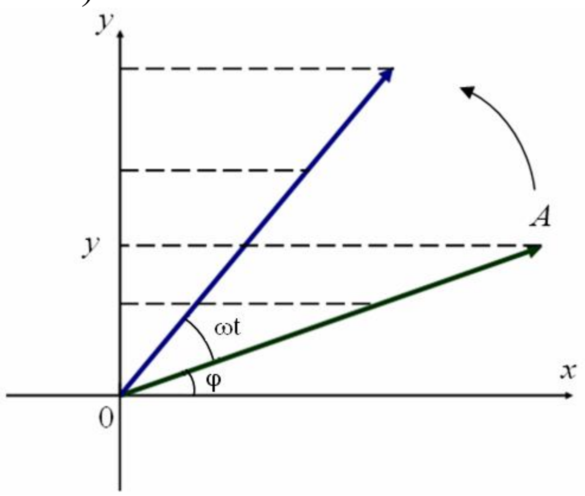
Горизонтал ўқ бўйича ватқнинг ўзгаришини, вертикал ўқ бўйича эса силжишининг ўзгаришини келтирсак, силжишнинг ўзгаришини график равишда тассавур қилиш мумкин. Натижада синусоида қонуниятини кузатамиз (*82-расм*).



82-расм. Моддий нуқтанинг айлана траекториясидаги ҳолатини у – ўққа проекциясининг гармоник тебраниши

Бу ерда исталган вертикал *AB* кесма шу вақтдаги силжишни кўрсатади, A_1B_1 – амплитуданинг максимал қийматини, *T* – тебраниш даврини кўрсатади.

Гармоник тебранишларнинг график тасвирлаш усулларидан яна бири **вектор диаграммалар** усули ҳисобланади (*83-расм*).



83-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.

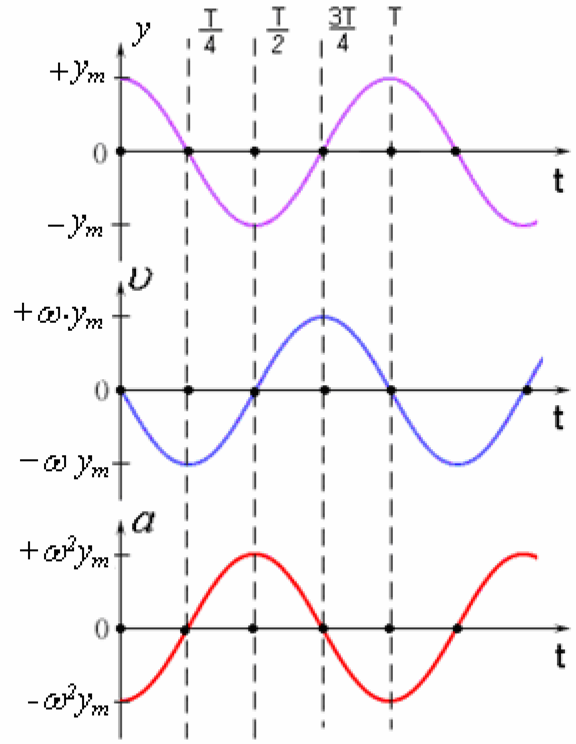
N нуқтанинг силжишини t вақт ичидаги босиб ўтган йўли деб ҳисобласак, t вақтдаги унинг тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\upsilon = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega t + \varphi) \quad , \qquad (45.5)$$

Тезланишни ҳам шундай аниқлаймиз:

$$a = \frac{d\upsilon}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 y \quad , \qquad (45.6)$$

Гармоник тебранаётган нуқтанинг тезланиши силжишга пропорционал бўлиб, ишораси йўналишга тескаридир.
(45.1)-, (45.5)- ва (45.6)- ифодалар гармоник тебранишнинг **кинематик қонунларидир** (*84-расм*).



84-расм. Гармоник тебраниш кинетик параметрларининг вақтга боғлиқ ўзгаришлари

(45.6)- ифоданинг икки тарафини тебранаётган нуқтанинг массасига кўпайтирсак, гармоник тебраниш **динамикасининг қонунига** эга бўламиз.

Вектор кўринишда қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 A \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 y \ , \qquad (45.7)$$

Гармоник тебранаётган жисмга қуйилган 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 кучини эслатгани учун, уни гоҳ пайтда **квазиэластик куч** деб ҳам аталади. Ўз навбатида квазиэластик кучлар тортишиш ёки эластик кучларига ўхшаб консерватив кучларга ўхшайдилар. Шу сабабли, гармоник тебранаётган жисмларнинг тўла механик энергияси ўзгармасдир, яъни энергиянинг сақланиш қонунига амал қилади

$$E = T + U = const \quad , \qquad (45.8)$$

Гармоник қонуният билан тебранаётган жисмнинг кинетик энергияси қуйидагича ифодаланади:

$$T = \frac{m\upsilon^2}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} \quad , \qquad (45.9)$$

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:

$$U = E - T = \frac{m\omega^2 A^2}{2} - \frac{m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi)}{2} = \frac{m\omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi)}{2}, \quad (45.10)$$

Динамиканинг иккинчи қонунидан, тебранаётган жисмлар учун қуйидаги ифодани ўринли деб ҳисобласа бўлади:

$$F = ma = m\frac{d^2 y}{dt^2} = -m\omega^2 y \quad ,$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \omega^2 y = 0 \quad , \qquad (45.11)$$

Бу ифода гармоник тебранишларнинг **дифференциал тенгламаси** деб аталади. Унинг ечими

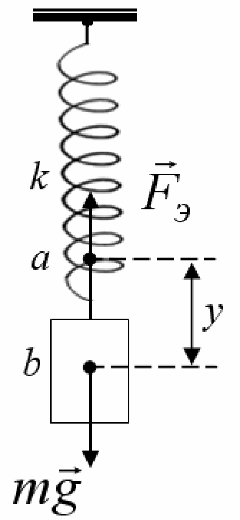
$$y = A \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

дан иборатдир.

46-§ Пружинали маятник

Гармоник тебранма ҳаракат қилувчи тизимларга турли кўринишдаги маятникларни мисол тариқасида келтириш мумкин.

Пружинали маятник – юқори тарафи қўзғалмас этиб қотирилган спиралли пружинанинг пастига илинган *m* – массали юкчадан иборатдир (*85-расм*).



85-расм. Пружинали маятник

Пружинанинг массаси юкчанинг массасидан жуда кичик деб ҳисобланади. Шунинг учун унинг массаси ҳисобга олинмайди.

Юкча *a* ҳолатда бўлганида, юкнинг оғирлиги билан чўзилган пружинанинг эластиклик кучи мувозанатда эканлигини эътиборга оламиз.

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:

$$F = -ky \quad , \qquad (46.1)$$

Бу ерда k – пружинанинг эластиклик кучи, у юкнинг силжишига (y)га пропорционалдир.

Агарда пружинали маятникнинг гармоник тебранишини ҳисобга олсак, (46.1)- ифодани (45.4) – ифода билан солиштириб қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$\vec{F} = m\vec{a} = -m\omega^2 \cdot A \cdot \sin(\omega t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$$

$$k = m\omega^2 = m\frac{4\pi^2}{T^2} \quad , \qquad (46.2)$$

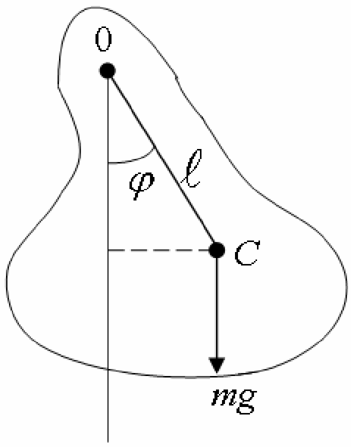
Пружинали маятникнинг тебраниш даври

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad , \qquad (46.3)$$

га тенг бўлади.

47-§ Физик маятник

Физик маятник – бу оғирлик маркази C нуқтадан ўтган *0* ўқ маркази атрофида тебранадиган жисмдан иборатдир (*86-расм*).



86-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

$$M = -mg\ell \cdot \sin\varphi \approx -mg\ell \cdot \varphi \quad , \qquad (47.1)$$

га тенг бўлади. Айланма ҳаракатнинг асосий қонунини

$$M = I\frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad , \qquad (47.2)$$

(46.1) – ифодага тенглаштирасак, қуйидаги ифодага эга бўламиз

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mg\ell \cdot \varphi$$

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mg\ell}{I}\varphi = 0 \quad , \qquad (47.3)$$

Бундан физик маятникнинг циклик частотаси

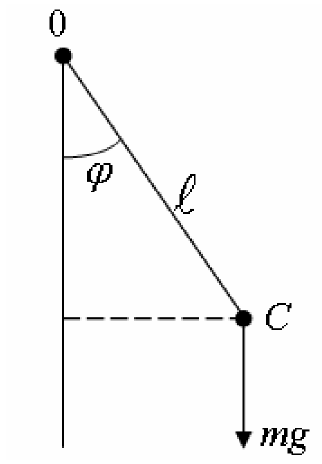
$$\omega = \sqrt{\frac{mg\ell}{I}}$$

га тенг бўлиниши кўриниб турибди. Физик маятникнинг тебраниш даврини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mg\ell}} \quad . \qquad (47.4)$$

48-§ Математик маятник

Математик маятник – оғирлиги ҳисобга олинмайдиган ℓ узунликдаги ипга осилган m массали моддий нуқтадир (*87-расм*).



87-расм. Математик маятник

У физик маятникнинг хусусий ҳолидир. Ип вертикал ўқдан кичик φ бурчакка силжитилса, m массали моддий нуқтанинг инерция моменти

$$I = m\ell^2$$

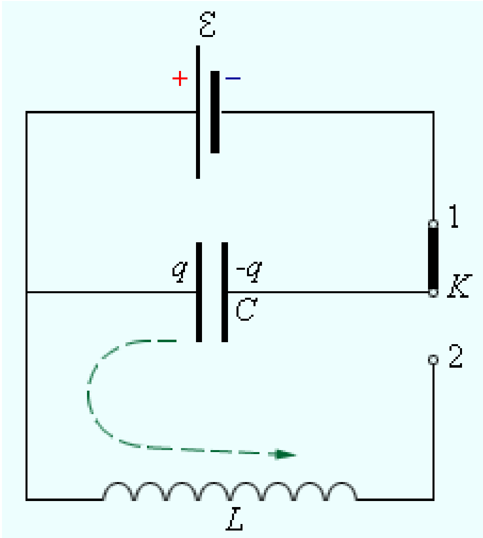
га тенг бўлади. (47.4)- ифодага инерция моменти қийматини қўйсак, математик маятникнинг тебраниш даври ифодасига эга бўламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mg\ell}} = 2\pi\sqrt{\frac{m\ell^2}{mg\ell}} = 2\pi\sqrt{\frac{\ell}{g}} \quad , \qquad (48.1)$$

49-§ Электромагнит тебранишлар

C конденсатор ва L индуктивликдан ташкил топган ёпиқ электр занжирида юз берадиган заряд, кучланиш ва токларнинг тебранишларини кузатамиз.

Энг содда тебраниш контури 88-расмда келтирилган.

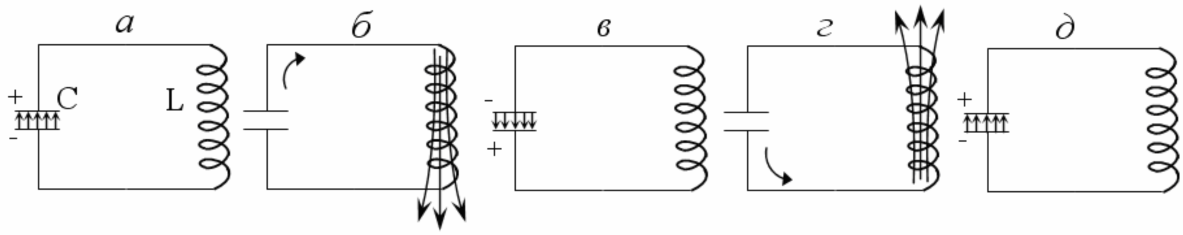


88-расм. Энг содда ёпиқ электр занжир

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 (*89 а-расм*).



89-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 (*89б-расм*).

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{CU_c^2}{2}$$

L индуктивлик ғалтаги қаршилиги орти ши 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 (*89в- 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 (*89г-расм*). Шундай қилиб, занжирдаги электромагнит тебраниш битта тўла тебраниш давридан ўтади.

Конденсатордаги потенциаллар фарқи

$$U_c = \frac{Q}{C}$$

га тенгдир. Кирхгофнинг 2-қонунидан тебраниш контуридаги электромагнит тебранишнинг дифференциал тенгламасини топамиз

$$-L\frac{dI}{dt} = \frac{Q}{C} \quad \text{ёки} \quad \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC}Q = 0 \quad , \qquad (49.1)$$

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

$$Q = Q_0 \sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) \quad , \qquad (49.2)$$

га эга бўламиз. Конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқини қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$U_c = \frac{Q_0}{C}\sin\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) \quad , \qquad (49.3)$$

(49.2)- ифодадан вақт бўйича ҳосила олсак, тебраниш контуридаги токнинг вақт бўйича гармоник тебраниш ифодасига эга бўламиз.

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}}\cos\left(\frac{1}{\sqrt{LC}}t + \varphi\right) = \frac{Q_0}{\sqrt{LC}}\sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \varphi + \frac{\pi}{2}\right), \quad (49.4)$$

(49.2)-, (49.3)-, (49.4)- ифодалардан конденсатор қопламаларидаги потенциаллар фарқи ва контур бўйича токлар ўзгаришини 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.

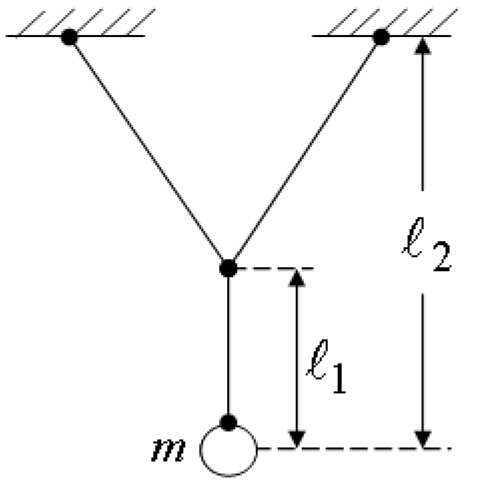
Агар циклик частота $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ лигини ҳисобга олсак, идеал контурнинг тебраниш даври қуйидагига тенг бўлади.

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{LC} \quad , \qquad (49.5)$$

Бу ифода **Томсон формуласи** деб аталади.

50-§ Тебранишларни қўшиш

Айрим тебранувчи тизимларда жисм бир вақтнинг ўзида бир неча ҳаракатда қатнашиши мумкин. Шундай тизимлардан бири қуйидаги 90-расмда келтирилган.



90-расм. М массали жисмнинг бир-бирига перпендикуляр текисликлардаги тебраниши

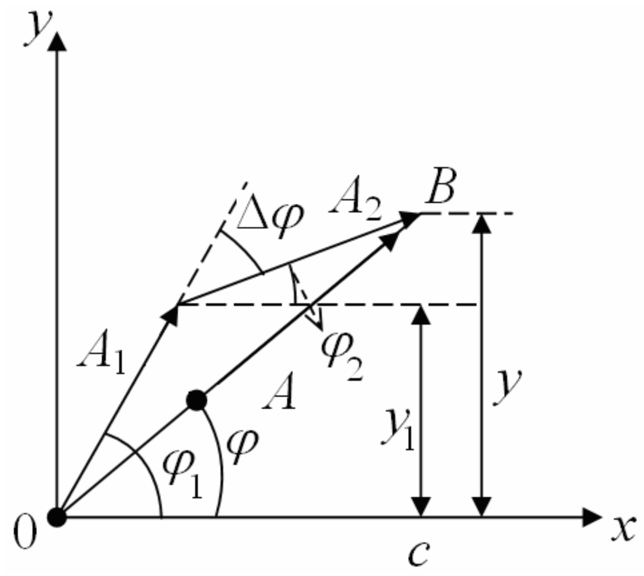
m массали жисм расм текислигида ℓ_1 узунликдаги оддий маятник сингари тебранади. Шу текисликка перпендикуляр йўналишда эса, ℓ_2 узунликдаги маятник каби тебранади. Шу сабабли, жисмнинг натижавий ҳаракатини аниқлаш зарур бўлади. Қуйида гармоник тебранишларни қўшишнинг айрим ҳолларини кўриб чиқамиз.

1) Бир йўналишдаги тебранишларни қўшиш.

Жисм частоталари бир хил, амплитуда ва фазалари фарқ қиладиган иккита

$$\begin{gathered} y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \\ y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_2) \end{gathered} \tag{50.1}$$

тебранишларда иштирок этади деб ҳисоблаймиз. Тебранишларни векторлар диаграммаси усулидан фойдаланиб қўшиш қулайдир (*91-расм*).



91-расм. Бир йўналишдаги тебранишларни векторлар диаграммаси усулида қўшиш

$\vec{A}_1$ ва $\vec{A}_2$ векторлар бир хил ω бурчак тезлик билан айланишлари сабабли, фазалар силжиши доимо ўзгармасдир. Натижавий тебраниш тенгламаси қуйидагичадир:

$$y = y_1 + y_2 = A\sin(\omega t + \varphi) \quad , \qquad (50.2)$$

$\vec{A}$ 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 тебранишнинг амплитудаси квадрати қуйидагига тенг:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad , \qquad (50.3)$$

φ бошланғич фаза $tg\varphi = \dfrac{B\vec{C}}{O\vec{C}}$ нисбат билан аниқланади ёки

$$tg\varphi = \frac{A_1\sin\varphi_1 + A_2\sin\varphi_2}{A_1\cos\varphi_1 + A_2\cos\varphi_2} \quad , \qquad (50.4)$$

га тенгдир. Шундай қилиб, жисм бир хил частотали, бир йўналишда содир бўладиган иккита гармоник тебранишларда қатнашиб, ўша частотали, ўша йўналишда гармоник тебранади. (50.3)- 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 ω бурчак 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

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned}\right\}, \tag{50.5}$$

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.

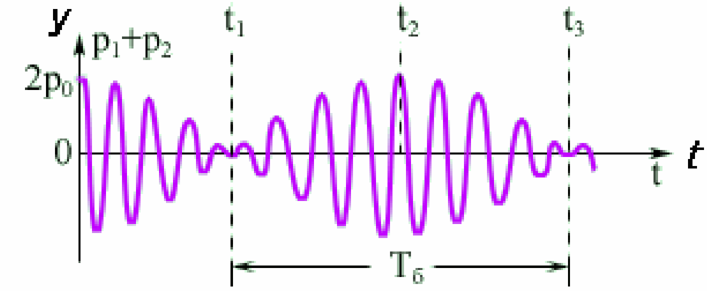
(50.5)- ифодадаги иккита тенгликни қўшсак, натижавий тебраниш тенгламасига эга бўламиз:

$$y = y_1 + y_2 = 2A\cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right)\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t + \varphi\right), \tag{50.6}$$

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.

Амплитуда вақтга боғлиқ бўлиб, ω_1 ва ω_2 ярим фарқларига тенг бўлган частота бўйича ўзгариб туради. Бундай тебраниш 92-расмда



92-расм. Йўналишлари бир хил бўлган тебранишларни қўшишда тепкиларнинг ҳосил бўлиши

келтирилган, узлуксиз чизиқ силжиш ўзгаришини, амплитуда ўзгариши эса натижавий тебранишни тасвирлайди. Натижавий тебраниш амплитудаси гоҳ ошиб, гоҳ пасайиб туради. Шундай даврий ўзгарадиган амплитудали тебраниш **тепкилар** деб аталади.

Тебранишни ташкил этувчиларнинг амплитудалари бир-бирига тенг бўлмаса, натижавий тебраниш амплитудаси нолгача тушмайди ва фазалар фарқи π га тенг бўлганда минимумдан ўтади. (50.6)- 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.

Материал нуқта x ўқи бўйлаб ва унга перпендикуляр бўлган у ўқи бўйлаб тебраниши мумкин. Агарда икки тебранишни қўзғатсак, моддий нуқта тебранишни ташкил этувчилари траекторияларидан фарқли бўлган қандайдир траектория бўйлаб ҳаракатланади.

Нуқтанинг силжиш тенгламаси қуйидагича бўлсин:

y ўқи бўйлаб

$$y = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi_1) \qquad (50.7)$$

x ўқи бўйлаб

$$x = A_2 \sin(\omega_0 t + \varphi_2)$$

бу ерда $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ иккала тебраниш фазалари фарқидир. (50.7)- 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.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} + 2\frac{xy}{A_1 A_2}\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad , \qquad (50.8)$$

Бу тенглама, ўқлари x ва y координата ўқларига нисбатан йўналган эллипснинг тенгламасидир.

Бир неча хусусий ҳолларда траектория формулаларини текшириб кўрамиз.

а) Фазалар фарқи нолга тенг бўлсин, яъни $\Delta\varphi = 0$. У ҳолда (50.8)- тенглама қуйидаги кўриниш олади

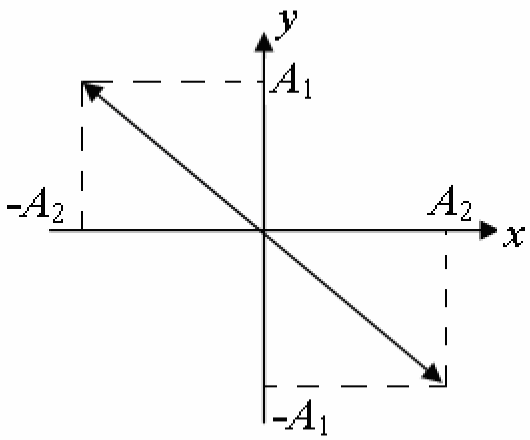
$$\left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2}\right)^2 = 0$$

Бу тенгламанинг ечими

$$\frac{y}{A_1} = -\frac{x}{A_2} \quad \text{ёки} \quad y = -\frac{A_1}{A_2}x$$

тўғри чизиқдан иборатдир. Нуқта координат тизимининг иккинчи ва тўртинчи квадрантларидан ўтувчи чизиқ бўйлаб тебранади (*93-расм*).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi;\ 3\pi; \ldots$$



93-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.

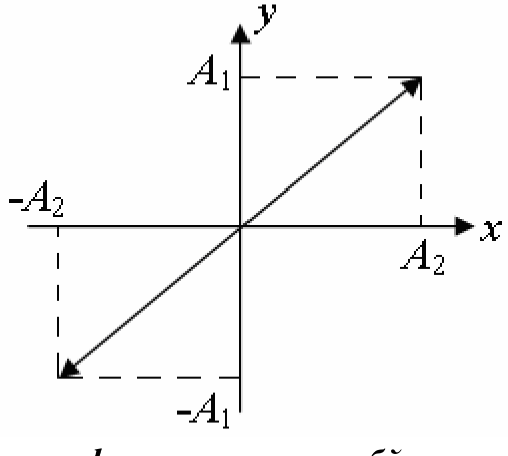
б) фазалар фарқи $\Delta\varphi = \pi$ га тенг бўлсин.

(50.8)- тенгламадан қуйидаги тўғри чизиқ тенгламасини келтириб чиқарамиз.

$$\frac{y^2}{A_1^2} + \frac{x^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{ёки} \quad \frac{y}{A_1} = \frac{x}{A_2}$$

Бу тўғри чизиқ координата тизимининг биринчи ва учинчи квадрантларидан ўтади (*94-расм*).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0;\ 2\pi; \ldots$$

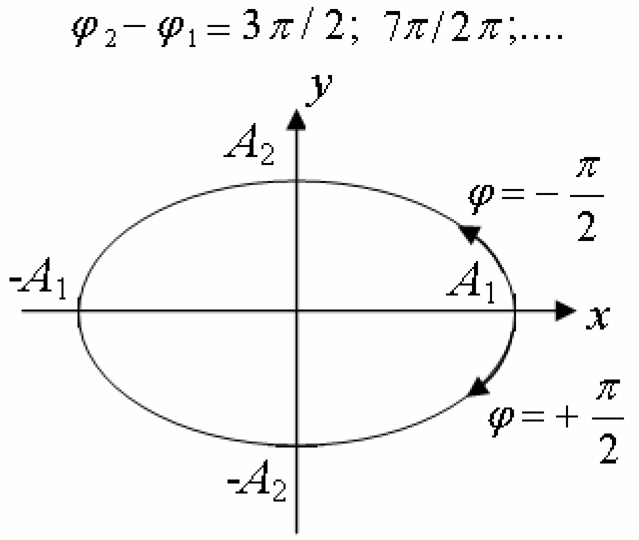


94-расм. Фазалар фарқи. π га тенг бўлган тебранишлар қўшилишдаги натижавий тебраниш (Δφ=π)

в) фазалар фарқи $\Delta\varphi = \pm\dfrac{\pi}{2}$ га тенг бўлсин, у ҳолда (50.8)-тенглама эллипс тенгламасига ўтади:

$$\frac{x^2}{A_1} + \frac{y^2}{A_2} = 1$$

Бу ерда эллипснинг ярим ўқлари тебраниш амплитудаларига тенг бўлади. $\Delta\varphi = \dfrac{\pi}{2}$ ва $\Delta\varphi = -\dfrac{\pi}{2}$ ҳоллар эллипс бўйича ҳаракат йўналишлари билан фарқ қиладилар (*95-расм*).

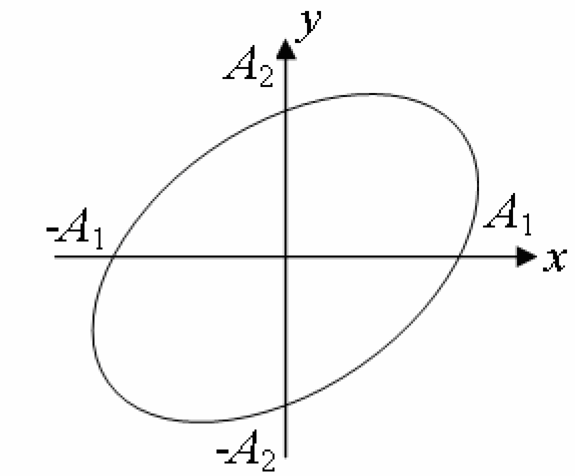


95-расм. Фазалар фарқи $\pm\dfrac{\pi}{2}$ ***га тенг бўлган тебранишлар қўшилишидаги натижавий тебраниш***

$A_1 = A_2$ бўлганда эллипс айланага айланади.

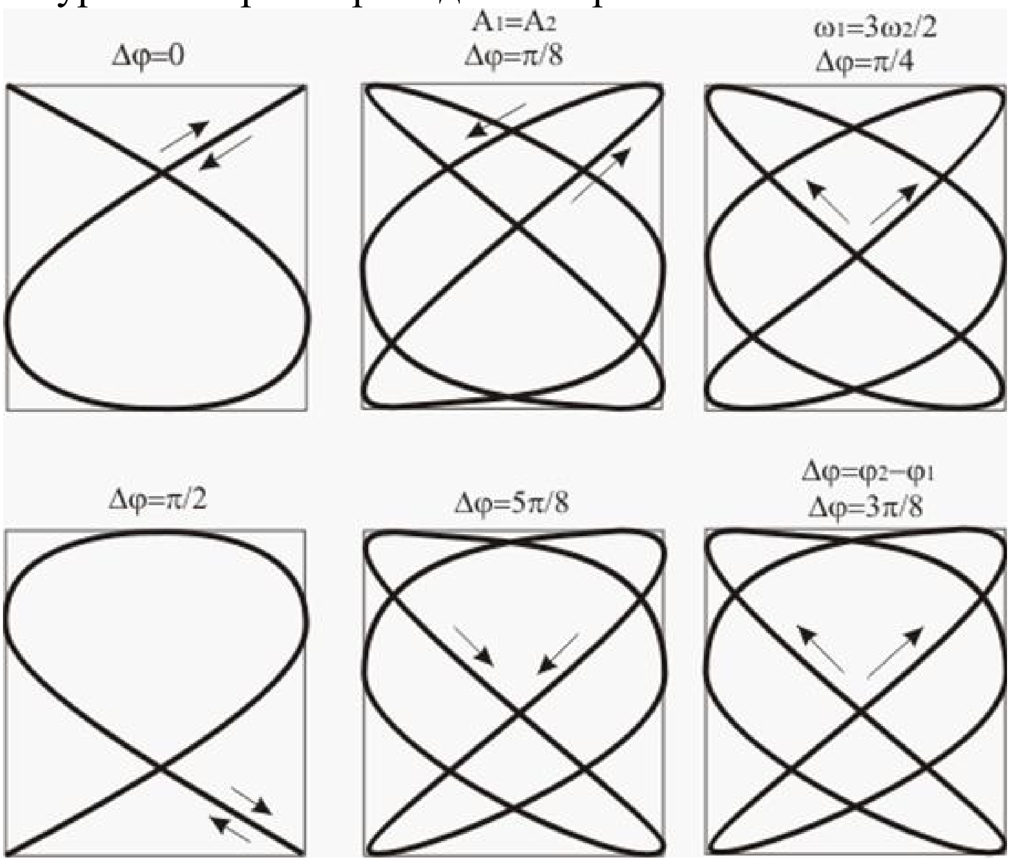
г) Иккала тебраниш даврлари бир хил бўлиб, фазалар фарқи $\dfrac{\pi}{2}$ дан фарқ қилса, нуқтанинг траекторияси оғишган эллипс кўринишга эга бўлади (*96-расм*).

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2\,;\ 5\pi/2\pi\,;....$$



96-расм. Оғишган эллипс кўринишидаги тебраниш $\Delta\varphi \neq \frac{\pi}{2}$

д) Тебранишни ташкил этувчилар даврлари ҳар хил бўлганда ва ҳар хил бошланғич фазаларда натижавий тебраниш траекториялари мураккаб кўринишга эга бўлади. Уларнинг айрим кўринишлари 97-расмда келтирилган.



97-расм. Лиссажу фигуралари

Бундай эгри чизиқлар Лиссажу фигуралари деб аталади.

51-§ Сўнувчи механик ва электромагнит тебранишлар

Вақт ўтиши билан тебраниш тизимининг энергияси аста-секин йўқотилишига боғлиқ тебранишлар – сўнувчи тебранишлар деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, энергия захираси 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 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 сўнувчи тўғри чизиқли тебраниш учун Ньютоннинг II қонуни қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = F + F_к = -m\omega_0{}^2 y - r\frac{dy}{dt}, \qquad (51.1)$$

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:

$$\frac{d^2y}{dt^2}+\frac{r}{m}\frac{dy}{dt}+\omega_0{}^2y=0, \qquad (51.2)$$

Бу ифода **эркин сўнувчи тебранишларнинг дифференциал тенгламаси** деб аталади.

Бу ерда $\frac{r}{m}=2\beta,\ \beta$ - сўниш коэффициенти деб аталади.

(51.2) тенгламани қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\frac{d^2y}{dt^2}+2\beta\frac{dy}{dt}+\omega_0{}^2y=0 \quad , \qquad (51.3)$$

Бу тенгламанинг ечими

$$y = A_0e^{-\beta t}\sin\left(\omega' t+\varphi\right) \quad , \qquad (51.4)$$

дан иборатдир. Бу ерда, $\omega'=\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}$ сўнувчи тебранишнинг частотасидир

$$\omega'=\sqrt{\omega_0{}^2-\beta^2}=\sqrt{\omega_0{}^2-\frac{r^2}{4m^2}} \quad , \qquad (51.5)$$

Муҳитнинг қаршилиги йўқ ҳолатда (*r*=0) (51.5) – ифода тизимнинг **хусусий частотасига** тенглашади.

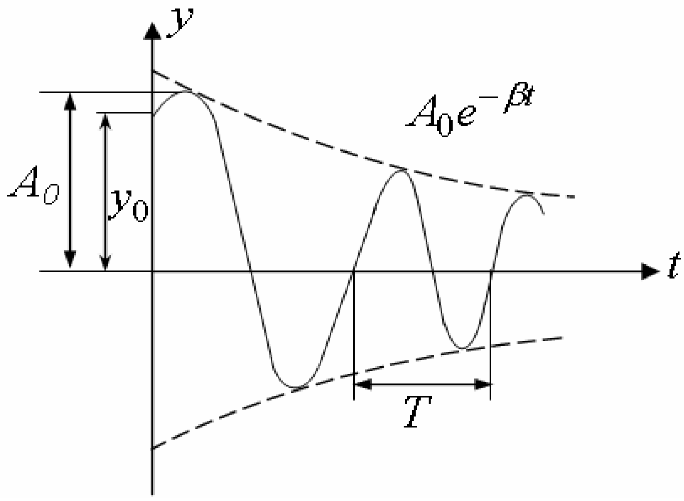
$$\omega'=\omega_0 .$$

(51.4) - 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.

98-расмда амплитуда ва силжишнинг вақтга боғлиқ эгри чизиқлари келтирилган.



98-расм. Эркин сўнувчи тебранишнинг амплитудасининг вақтга боғлиқ ўзгариши

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 $\beta = \dfrac{r}{2m}$ билан аниқланади ва у **сўниш коэффициенти** деб аталади.

Амплитуда “*e*” марта камайишга кетган вақт

$$e^{-\beta t} = e^{-1}, \qquad \tau = \frac{1}{\beta} = \frac{2m}{r}$$

га тенгдир. Сўнувчи тебранишлар даври

$$T = \frac{2\pi}{\omega'} \quad , \qquad (51.6)$$

ифода билан аниқланади. Муҳитнинг қаршилиги сезиларли равишда кичик бўлганда $\left(\beta^2 < \omega_0{}^2\right)$, тебраниш даври хусусий даврга тенгдир

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

Сўниш коэффициенти ортиши билан тебраниш даври катталаша боради.

Битта тўла даврнинг бошлангич ва охирги ҳолатларига мос келувчи амплитудалар нисбати қуйидагига тенгдир:

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta\tau} \quad , \qquad (51.7)$$

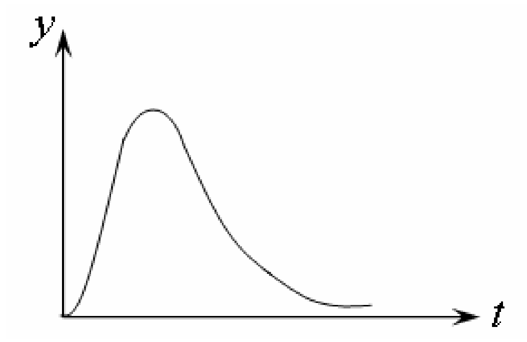
ва уни **сўниш декременти** деб аташади. Бу ифоданинг логарифми **сўнишнинг логарифмик декременти** деб аталади:

$$\delta = \ln\frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln e^{\beta\tau} = \beta\tau \quad , \qquad (51.8)$$

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.

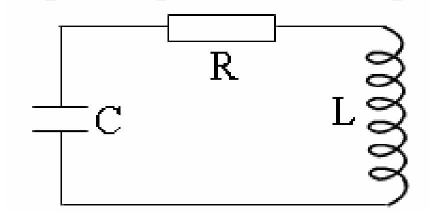
(51.5) - ифодадан циклик частота ω' хусусий частота - ω_0 дан кичиклиги кўриниб турибди. Агарда муҳитнинг қаршилиги жуда катта бўлса $\beta > \omega_0$ дир, илдиз остидаги $\omega_0{}^2 - \beta^2$ ифода манфий, циклик частота эса мавҳум бўлади. Бу ҳолатда жисм даврий бўлмаган - **апериодик** ҳаракат қилабошлайди (*99-расм*).



99-расм. Даврий бўлмаган апериодик тебраниш $\beta > \omega_0$

Қаршиликли электромагнит занжирдаги эркин сўнувчи тебранишлар

Кондесатор, ғалтак ва қаршиликдан иборат бўлган ҳар қандай занжирда электромагнит сўнувчи тебранишлар содир бўлади. Шундай занжир 100-расмда тасвирланган.



100-расм. Қаршиликли электромагнит занжири

Агар конденсаторни зарядласак ва занжирни ўз ҳолича қолдирсак, унда электромагнит сўнувчи тебранишлар содир бўлади. Чунки занжир бўйича ток 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 қонунини ёзамиз:

$$-L\frac{dI}{dt} = RI + \frac{Q}{C}, \tag{51.9}$$

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:

$$\frac{d^2Q}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{dQ}{dt}+\frac{1}{LC}Q=0 \quad , \qquad (51.10)$$

Бу ифода эркин сўнувчи тебранишларнинг дифференциал тенгламасини 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 (51.10) – ифода қуйидаги кўринишни олади

$$\frac{d^2Q}{dt^2}+2\beta\frac{dQ}{dt}+\omega_0^2Q=0 \quad , \qquad (51.11)$$

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, (51.11) – ифоданинг ечими қуйидагидан иборат бўлади.

$$Q=Q_0e^{-\beta t}\sin(\omega' t+\alpha) \quad , \qquad (51.12)$$

бу ерда

$$\omega'=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}=\sqrt{\frac{1}{LC}-\frac{R^2}{4L^2}} \quad , \qquad (51.13)$$

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 (α=0) оддий ҳолатни кўрамиз.

$$Q = Q_0 e^{-\beta t} \sin \omega' t \quad , \tag{51.14}$$

Ток учун

$$I = Q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin \omega' t + \omega' \cos \omega' t] \quad , \tag{51.15}$$

$\omega' = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ тенгламадан хусусий частотани қуйидагича ифодалаш мумкин.

$$\omega_0 = \sqrt{\omega'^2 + \beta^2}$$

Натижада ток қиймати қуйидаги кўриниш олади:

$$I = \omega_0 Q e^{-\beta t} \left[-\frac{\beta}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \sin \omega' t + \frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2 + \beta^2}} \cos \omega' t \right], \tag{51.16}$$

Конденсатор қопламаларидаги кучланиш тушиши қуйидагига тенг бўлади:

$$U = \frac{Q}{c} = \frac{Q_0}{c} e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha) = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega' t + \alpha), \tag{51.17}$$

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.

52-§ 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 $F_c = -r\upsilon = r\dfrac{dy}{dt}$ таъсир этади. Бу кучларнинг таъсири натижасида m массали тизим Ньютоннинг II қонунига асосан a - тезланиш олади.

$$ma = -ky - r\upsilon + F_0 \sin \omega t \quad , \qquad (52.1)$$

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

$$a = \frac{d^2 y}{dt}; \quad \upsilon = \frac{dy}{dt}; \qquad \frac{k}{m} = \omega_0{}^2; \qquad \frac{r}{m} = 2\beta; \qquad \frac{F_0}{m} = f_0$$

мажбурий тебранишларнинг тенгламасига эга бўламиз:

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\beta\frac{dy}{dt} + \omega_0{}^2 y = f_0 \sin\omega t\,, \qquad (52.2)$$

Бу ифода иккинчи тартибли, чизиқли, биржинсли бўлмаган дифференциал тенгламадир. Тенгламанинг ечими икки функциянинг йиғиндисидан иборатдир:

$$y = A_0 e^{-\beta t} \sin\left(\sqrt{\omega_0{}^2 - \beta^2}\right)t + A\sin(\omega t + \varphi)\,, \quad (52.3)$$

Шундай қилиб, мажбурий тебраниш

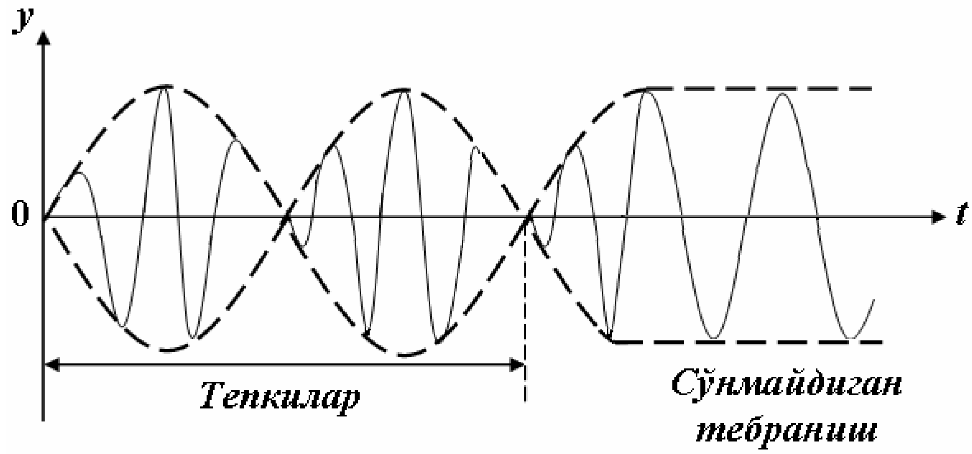
$$\omega^1 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

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

$$y = A\sin(\omega t + \varphi) \quad , \qquad (52.4)$$

қолади (***101-расм***).



101-расм. Тоза мажбурий гармоник тебранишнинг ҳосил бўлиши

Бу ечимни (52.2)-ифодага қўйиб, айрим ўзгартиришлардан сўнг қуйидагига эга бўламиз:

$$A^2\left(\omega_0{}^2 - \omega^2\right) + 4\beta^2 A^2\omega^2 = f_0{}^2 \quad , \qquad (52.5)$$

Бу ифодадан мажбурий тебранишлар амплитудаси ва бошланғич фазанинг тангенси қийматларини топишимиз мумкин

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{\left(\omega_0{}^2 - \omega^2\right)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad , \qquad (52.6)$$

$$tg\varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^{\ 2} - \beta^2} \quad , \qquad (52.7)$$

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 ошиши ҳодисаси - **резонанс ҳодисаси** деб аталади.

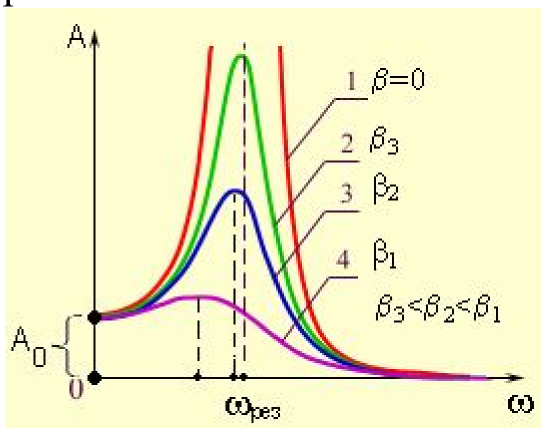
Резонанс ҳодисаси содир бўладиган частота **резонанс частотаси** деб аталади ва уни (52.6) - ифоданинг махражи минимумга эришиши шарти орқали аниқланади

$$\frac{d}{d\omega}\sqrt{\left(\omega_0^{\ 2} - \omega^2\right)^2 + 4\beta^2\omega^2} = 0$$

$$4\left(\omega_0^{\ 2} - \omega^2\right)\cdot \omega + 8\beta^2\omega = 0 \qquad \left(\omega_0^{\ 2} - \omega^2\right) + 2\beta^2 = 0$$

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^{\ 2} + 2\beta^2} \quad , \qquad (52.8)$$

102-расмда мажбурий тебранишлар амплитудаси ташқи кучнинг частотасига боғлиқ эгри чизиқлари - **резонанс чизиқлари** келтирилган.

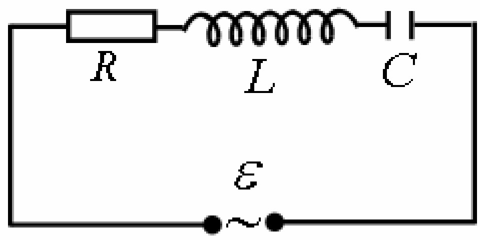


102-расм. Мажбурий тебранишлар амплитудаларининг резонанс чизиқлари

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.

53-§ 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 (*103-расм*).



103-расм. Мажбурий электромагнит тебраниш ҳосил қилувчи электр занжир

Кирхгоф қонунига асосан ε нинг оний қиймати контур элементларидаги кучланиш тушишларининг оний қийматлари йиғиндисига тенгдир

$$U_L + U_R + U_C = \varepsilon, \qquad (53.1)$$

бу ерда U_L - индуктивликдаги, U_R - қаршиликдаги ва U_C - конденсатордаги кучланиш тушишларидир. (53.1) - 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.

$$L\frac{d^2Q}{dt^2}+R\frac{dQ}{dt}+\frac{1}{C}Q=\varepsilon_0 Sin\,\omega t\,, \qquad (53.2)$$

Бу тенгламанинг ечимини контурдаги ток учун қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I=I_0 Sin(\omega t-\varphi), \qquad (53.3)$$

ва уни интегралласак конденсатор қопламаларидаги заряднинг ўзгариш қонунини топишимиз мумкин:

$$Q=\int I_0 Sin(\omega t-\varphi)dt=-\frac{I_0}{\omega}Cos(\omega t-\varphi)=\frac{I_0}{\omega}Sin\left(\omega t-\varphi-\frac{\pi}{2}\right), \qquad (53.4)$$

ўз навбатида бу тенгламани дифференциалласак ғалтакдаги токнинг ўзгариш тезлигини топишимиз мумкин.

$$\frac{d^2Q}{dt^2}=I_0\omega Cos\,(\omega t-\varphi)=I_0\omega Sin\left(\omega t-\varphi+\frac{\pi}{2}\right), \qquad (53.5)$$

53.1÷53.4 - ифодалардан фойдалансак, қуйидаги мажбурий электромагнит тебранишлар тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$L\omega I_0 Sin\left(\omega t-\varphi+\frac{\pi}{2}\right)+RI_0 Sin(\omega t-\varphi)+\frac{I_0}{\omega c}Sin\left(\omega t-\varphi-\frac{\pi}{2}\right)=\varepsilon_0 Sin\,\omega t\,, \qquad (53.6)$$

(53.1)- ва (53.6)- тенгламалардан қуйидаги қонуниятларни тасаввур қилишимиз мумкин:

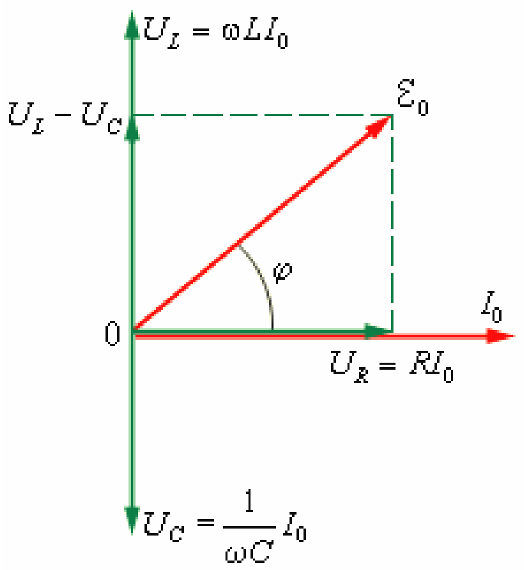
1) $U_L=L\omega I_0 Sin\left(\omega t-\varphi+\frac{\pi}{2}\right)$; $R_L=\omega L$ контурнинг индуктивлик қаршилигидаги кучланишнинг тебраниш қонуни;

2) $U_R=RI_0 Sin(\omega t-\varphi)$ - R актив қаршиликдаги кучланишнинг тебраниш қонуни ва;

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 $+\dfrac{\pi}{2}$ олдинда, U_C фазаси, эса $-\dfrac{\pi}{2}$ орқада қолади (*104-расм*).



104-расм. Электромагнит занжирнинг индуктивлик қаршилиги ва сиғимидаги кучланишларнинг амплитудалари

Расмда юқоридаги кучланишларнинг фазавий ҳолатлари кучланишнинг вектор диаграммаси кўринишида келтирилган. Диаграммадан

$$\varepsilon_0^{\ 2} = R^2 I_0^{\ 2} = \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2 I_0^{\ 2}, \qquad (53.7)$$

Бу ердан

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \dfrac{1}{\omega c}\right)^2}}, \qquad (53.8)$$

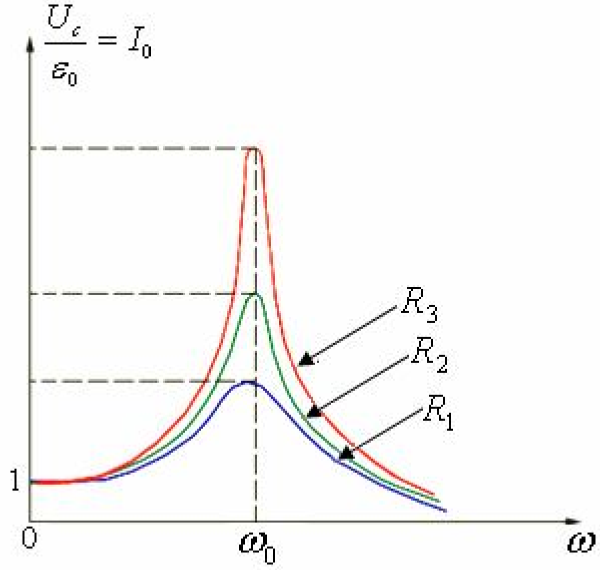
$\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \dfrac{1}{\omega c}\right)^2}$ - тебраниш контурининг **импеданси** – ёки **тўла қаршилиги** деб аталади.

Кучланишлар диаграммасидан φ бошланғич фазани ҳам топиш мумкин.

$$tg\,\varphi = \frac{\omega L - \dfrac{1}{\omega c}}{R}, \tag{53.9}$$

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 105-расмда келтирилган.



105-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.

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right) = 0, \tag{53.10}$$

Бу шарт бажарилганда занжирдаги ток кучининг амплитудаси максимал бўлади ва фақат актив қаршиликка боғлиқ бўлади.

$$I_{0\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}, \tag{53.11}$$

R, L, C га мажбур этувчи *ЭЮК* ни кетма-кет уланганда тебраниш контуридаги ток кучи амплитудасининг бирдан ошиш ҳодисаси **кучланишнинг резонанси** деб аталади. Резонанс содир бўладиган $\omega_{рез}$ частота **резонанс частотаси** деб аталади ва (53.10) - шарт билан аниқланади.

$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 \quad , \tag{53.12}$$

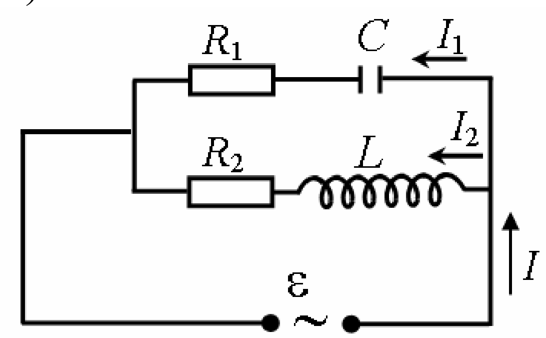
бу ерда ω_0 - тебраниш контурининг хусусий частотасидир. ***105- расмда*** келтирилган эгри чизиқлар **резонанс эгри чизиқлари** деб аталади. Барча эгри чизиқларнинг максимуми, механик резонансдан фарқли равишда, $\omega_{рез}$ частотага тўғри келади.

Кучланишнинг резонансида U_L ва U_C ўзларининг максимал қийматларига эришадилар:

$$U_{L_O} = U_{C_O} = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} \quad , \quad \frac{U_{C_0}}{\varepsilon_0} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \eta \ , \tag{53.13}$$

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 (*106-расм*).



106-расм. Индуктивлик ва сиғимга параллел уланган ЭЮК ли тебраниш контури

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.

$$U_L = U_C = \varepsilon$$

Занжирнинг иккала тармоғидаги ҳар бир токнинг амплитуда қийматлари ва уларнинг фазаларини қуйидагича ҳисоблаш мумкин.

$$I_{01} = \frac{\varepsilon_0}{\frac{1}{\omega c}} \; ; \; (R_1 = 0, \omega L = 0) \text{ ва } tg\varphi_1 = \frac{-\frac{1}{\omega c}}{0} = -\infty \; , \qquad (53.14)$$

$$I_{02} = \frac{\varepsilon_0}{\omega L} \; ; \; \left(R_2 = 0, \quad \omega \frac{1}{\infty} = 0 \right) \text{ ва } tg\varphi_2 = \frac{\omega L}{0} = \infty \; , \qquad (53.15)$$

Бу тенгламалардан $\varphi_1 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_2 = \frac{3}{2}\pi$ га тенгдир. Ташқи занжирда токнинг амплитудаси

$$I_0 = \left| I_{01} - I_{02} \right| = \varepsilon_0 \left| \omega c - \frac{1}{\omega L} \right| \; , \qquad (53.16)$$

га тенг.

Агарда $\omega = \omega_{рез} = \frac{1}{LC}$ бўлса,

$$I_0 = \varepsilon_0 \left| \frac{C}{\sqrt{LC}} - \frac{\sqrt{LC}}{L} \right| = \varepsilon_0 \left| \sqrt{\frac{C}{L}} - \sqrt{\frac{C}{L}} \right| = 0 \, , \qquad (53.17)$$

Бу ҳолда контур қаршилиги катта бўлган фильтрни эслатади.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Қандай тебранишлар гармоник тебранишлар дейилади? Уларнинг асосий характеристикалари (амплитуда, фаза даври, частота, циклик частота) тушунтиринг.
2. Пружинали, математик, физик маятникларнинг тебраниш даврлари қандай топилади?
3. Электромагнит тебранишлар нима?
4. Бир томонига йўналган ёки ўзаро перпендикуляр бўлган икки тебранишларни қўшиш.
5. Эркин механик тебранишлар тенгламасини ёзинг. Сўниш коэффициенти нима? Сўнишнинг логарифмик декременти нима?
6. Электромагнит занжирдаги эркин сўнувчи тебранишларни дифференциал тенгламаси унинг ечими топилсин?
7. Мажбурий механик ва электромагнит тебранишлар. Уларни тенгламаси амплитуда қиймати ва мажбурий тебранишлар частоталарини ёзинг?
8. Кучланиш ва ток резонанс ходисасини тушунтиринг.

V Боб

ТЎЛҚИН ҲОДИСАЛАРИ

54-§ 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 ва б. 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

$$\upsilon_б = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad , \qquad (54.1)$$

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:

$$\upsilon_K = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \qquad (54.2)$$

Бу ерда G-силжиш модули. Юнг модули силжиш модулидан катта бўлгани учун (E>G), бўйлама тўлқин тезлиги кўндаланг тўлқин тезлигидан каттадир.

$$\upsilon_б > \upsilon_K$$

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.

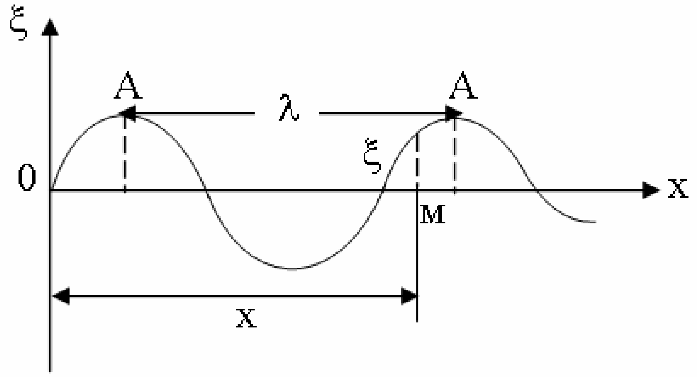
Мисол учун, тўлқин манбаи координатаси боши 0 нуқта бўлсин ва

$$\xi = A\sin(\omega t + \varphi) \qquad (54.3)$$

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.

$$\xi = ASin[(\omega t - \tau) + \varphi] = ASin\left(\omega t - \frac{\omega}{\upsilon}x + \varphi\right) = ASin(\omega t - kx + \varphi), \quad (54.4)$$

Бу ерда $\tau = \dfrac{X}{\upsilon}$ – тўлқиннинг $0M=X$ масофага етиб келиши учун зарур бўлган вақт (***107-расм***), $k = \dfrac{\omega}{\upsilon} = \dfrac{2\pi}{T\upsilon} = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – тўлқин сони, $\lambda = \upsilon T$ – тўлқин узунлигидир.



107-расм. Гармоник тебранувчи тўлқин

Тўлқин узунлиги деб T бир даврга тенг вақтда тўлқин фронтини 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.

54.4 – 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:

$$\xi = \frac{A_0}{\tau} Sin\left(\omega t - kr + \varphi\right) \quad , \tag{54.5}$$

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.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\omega^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -\omega^2 \xi \quad , \tag{54.6}$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -k^2 ASin(\omega t - kx + \varphi) = -k^2 \xi$$

Икки тенгламанинг ўнг тарафларини таққосласак

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad , \tag{54.7}$$

0X ўқи бўйича тарқалаётган **ясси тўлқиннинг тўлқин тенгламасига** эга бўламиз бўламиз.

Бу ерда $\quad \dfrac{k^2}{\omega^2} = \left(\dfrac{2\pi}{\lambda} \cdot \dfrac{T}{2\pi} \right)^2, \quad \dfrac{\lambda}{T} = \upsilon .$

Умумий ҳолда, исталган йўналишларда тарқаладиган тўлқин учун, ξ $x, \; y, \; z$ кординаталар ва t вақтга боғлиқ бўлади

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} , \tag{54.8}$$

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 $x = \frac{\omega}{k} t = const$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{\alpha}{T} = \upsilon \quad , \qquad (54.9)$$

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 *у* фазавий тезлик билан мос тушади. Фазавий тезлик гуруҳли тезлик билан қуйидагича боғланган.

$$U = \upsilon - \lambda \frac{d\upsilon}{dt} \quad , \qquad (54.10)$$

Агарда ҳар хил узунликдаги тўлқинлар бир хил тезлик билан тарқалганда

$$\frac{d\upsilon}{d\lambda} = 0$$

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

$$\frac{m\omega^2}{2} A^2$$

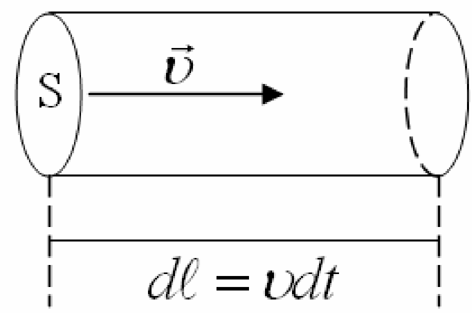
дан иборат бўлади.

Энергиянинг ҳажмий зичлиги, яъни бирлик ҳажмдаги заррачалар энергияси

$$w = \frac{dE}{dV} = \frac{mn\omega^2 A^2}{2} = \frac{\omega^2 A^2}{2}\rho \quad , \qquad (54.11)$$

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 (*108-расм*),



108-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

$$j = \frac{dE}{ds \cdot dt} = \frac{w \cdot \upsilon \cdot dt \cdot ds}{ds \cdot dt} = w \cdot \upsilon = \frac{Sw^2 A^2 \upsilon}{2} \quad , \qquad (54.12)$$

га тенг бўлади. Буни вектор кўринишда шундай ифодалаш мумкин

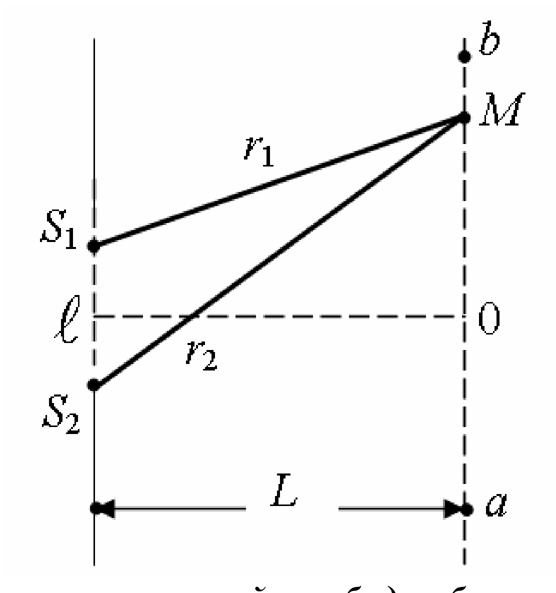
$$\vec{j} = w\vec{\upsilon}$$

Энергия кўчиши бўйича йўналган бу вектор **энергия оқими зичлигининг вектори** ёки **Умов вектори** деб аталади.

55-§ 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 (*109-расм*).



109-расм. Иккита нуқтавий манбадан бир хил йўналишда тарқалаётган тўлқинларнинг қўшилиши

Ихтиёрий M нуқтада ҳосил бўлган тебранишлар қуйидаги тенгламаларни қаноатлантирадилар

$$\left.\begin{aligned}\xi_1 &= A_1 Sin\left(\omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1\right)\\ \xi_2 &= A_2 Sin\left(\omega_2 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2\right)\end{aligned}\right\}, \qquad (55.1)$$

Тебранишлар бир хил йўналишда содир бўлганлиги учун M нуқтада натижавий тебраниш амплитудаси

$$A = \sqrt{A_1^{\ 2} + A_2^{\ 2} + 2A_1 A_2 Cos\left(\varphi_1 - \varphi_2\right)}\ , \qquad (55.2)$$

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:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \left(\omega_1 - \omega_2\right)t - 2\pi\left(\frac{r_1}{\lambda_1} - \frac{r_2}{\lambda_2}\right)$$

Бундай тўлқинлар **когерент бўлмаган тўлқинлар** деб аталади, чунки вақт ўтиши билан натижавий тебраниш амплитудаси ҳам ўзгараборади. 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

$$< \omega(\varphi_1 - \varphi_2) > = 0$$

Юқоридаги қонуниятлар шундай хулосага олиб келади: ҳар бир нуқтадаги натижавий тебраниш энергияси барча нокогерент тўлқинлар энергияларининг йиғиндисига тенгдир.

Агарда манбалар тўлқинларининг частоталари тенг бўлса,

$$\omega_1 = \omega_2 ,$$

у ҳолда, фазалар фарқи, вақтга боғлиқ бўлмаган, ўзгармас катталик бўлади

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)$$

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, … , ҳамма нуқталар учун, йўл фарқи катталиги тўлқин узунлигининг бутун сонларига тенг бўлганда бажарилади

$$\Delta=m\lambda \ , \tag{55.3}$$

Бу шарт, тўлқинлар қўшилишида **тебранишлар кучайиши** шарти деб аталади.

Когерент тўлқинлар учун,

$$Cos(\varphi_1-\varphi_2)=-1$$

бўлган нуқталарда тебраниш амплитудаси минимал қийматга эга бўлади:

$$A_{\min}=A_1-A_2$$

$Cos(\varphi_1-\varphi_2)=-1$ шарт қуйидаги ҳолларда бажарилади:

$$\varphi_1-\varphi_2=\frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta=(2m+1)\pi \quad \text{ёки} \quad \Delta=(2m+1)\frac{\lambda}{2} \ , \tag{55.4}$$

Бу тенглик **тебранишларнинг сусайиш** шарти деб аталади.

Агарда, қўшиладиган тебранишлар амплитудалари бир-бирига тенг бўлса

$$A_1=A_2,$$

у ҳолда 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.

(55.3) - ва (55.4) тенгликлардаги m катталик **интерференция максимуми** ёки **минимумининг тартиби** деб аталади.

109-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

$$\Delta = \frac{ly}{L} \tag{55.5}$$

га тенг бўлади.

m ва m+1 тартибли максимумлар қуйидаги масофаларда кузатилади:

$$Y_m = \frac{m\lambda L}{l} \quad , \qquad Y_{m+1} = \frac{(m+1)\lambda L}{l} \quad , \tag{55.6}$$

Қўшни максимумлар ёки минимумлар орасидаги масофа **интерференция йўллари кенглиги** деб аталади. (55.6)-ифодадан интерференция йўллари кенглиги қуйидагига тенгдир:

$$\Delta y = Y_{m+1} - Y_m = \frac{h}{l}\lambda \quad , \tag{55.7}$$

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.

56-§ Турғун тўлқинлар

Бир хил амплитудали иккита қарама-қарши йўналган тўлқинларни қўшилишида жуда муҳим бўлган интерференция ходисаси 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.

$$\left.\begin{aligned} \xi_1 &= ASin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right) \\ \xi_2 &= ASin\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}x\right) \end{aligned}\right\} , \qquad (56.1)$$

Бу икки тенгламани қўшсак, натижавий тўлқин тенгламасини келтириб чиқарамиз:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2ACos\frac{2\pi}{\lambda}x \cdot Sin\omega t \quad , \qquad (56.2)$$

Бу тенгламадан, турғун тўлқиннинг ҳьар 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:

$$\frac{2\pi}{\lambda}x = 2m\pi \quad (m = 0,1,2...,) \ , \qquad (56.3)$$

қаноатлантирадиган нуқталарда амплитуда ўзининг $2A$ максимал қийматига эришади. Бу нуқталар турғун тўлқиннинг **дўнгликлари** деб аталади. Координаталари

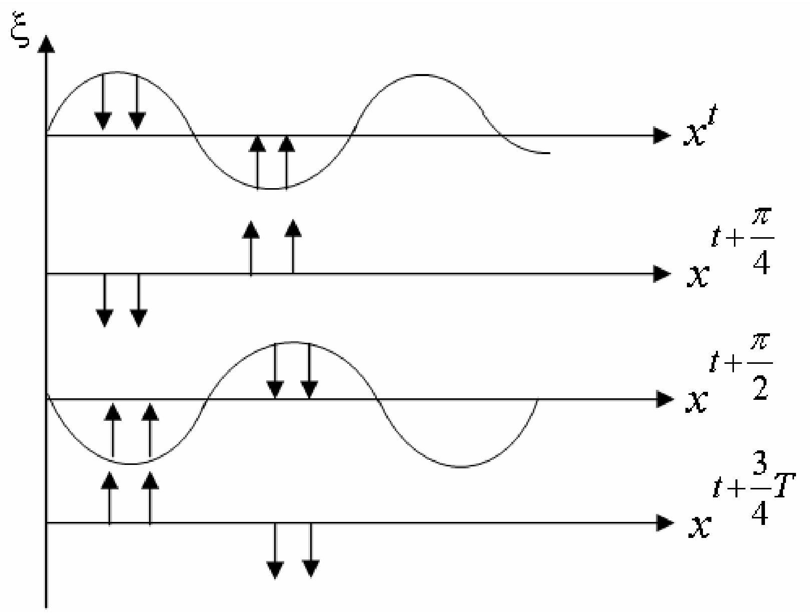
$$\frac{2\pi}{\lambda}x = \pm(2m+1)\frac{\pi}{2} \quad , \qquad (56.4)$$

шартни қаноатлантирадиган нуқталарда тўлқин амплитудаси нолга айланади ва бу нуқталар турғун тўлқиннинг **тугунлари** деб аталади. Қўшни тугунлар ёки дўнгликлар орасидаги масофа турғун тўлқиннинг узунлиги деб аталади ва у (56.3)- ва (56.4)- ифодадан, югурувчи тўлқин узунлигининг ярмига тенг бўлади

$$\lambda_{юг} = \frac{\lambda}{2}$$

$2ACos\frac{2\pi}{\lambda}x$ – 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.

110-расмда муҳит заррачаларининг 1/4 даврга тенг вақт моментларидаги ҳолатлари келтирилган.

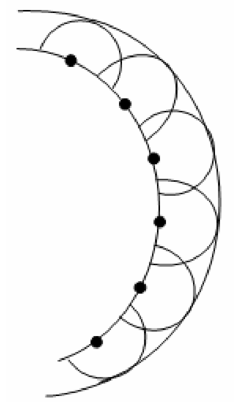


110-расм. Турғун тўлқинлар

Кўрсаткичлар билан заррачалар тезлиги кўрсатилган. Югураётган тўлқиндан фарқли равишда турғун тўлқинда энергия узатилиши кузатилмайди. 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.

57-§ Гюйгенс принципи

Гюйгенс принципи ёрдамида тўлқинларнинг тарқалиш ҳодисаларини кузатиш осонлашади. Бу принципга асосан, тўлқин ҳаракати етиб борган ҳар бир нуқта иккиламчи тўлқинлар марказига айланади: бу тўлқинларни ўраб олувчи эгри чизиқ кейинги моментдаги тўлқинлар фронти ҳолатини беради (*111-расм*).



111-расм. Иккиламчи тўлқинлар марказлари

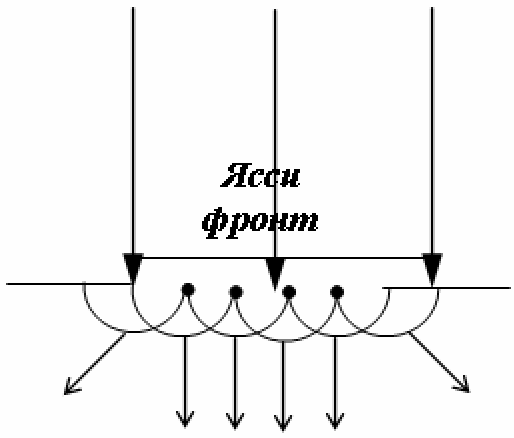
Гюйгенс принципидан фойдаланиб, икки муҳит чегарасидан тўлқинларни қайтиш ва синиш қонунларини келтириб чиқариш мумкин.

Тўлқинларнинг бурчак остида тушгандаги 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 тўсиқларга дуч келса, уни ўраб ўтишга интилишади. Бу ҳодиса **дифракция ҳодисаси** деб аталади.

Масалан, кўп тешикли ясси тўсиққа унга параллел бўлган тўлқин фронти тушаётган бўлсин (*112-расм*).



112-расм. Иккиламчи тўлқинлар фронтининг ҳосил бўлиши

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.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Тўлқин нима? Қандай тўлқинларни биласиз? Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги қандай физик катталикларга боғлиқ? Тўлқиннинг силжиш тенгламаси қандай кўринишда? Дифференциал кўриниши қандай ёзилади? Тўлқинларнинг фаза ва гуруҳ тезлигини тушунтириб беринг.
2. Тўлқинларни қўшиш. Суперпозиция принципи қандай бўлади? Турғун тўлқинлар ва уларнинг тенгламаси қандай кўринишда? Акустика нима?
3. Электромагнит тўлқинларни ҳосил бўлиши ва дифференциал тенгламаси қандай кўринишда? Уларни

тарқалиш тезлигини ҳисобланг? Умов-Пойтинг векторини тушинтиринг.

VI Боб

АКУСТИКА

58-§ Акустика

Товуш тўғрисидаги таълимот **акустика** деб аталади. Инсон ва ҳайвонларнинг товушни сезиши 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 миқдори билан аниқланади. Тўлқин узатаётган энергия тўлқин амплитудасининг ва частотасининг квадратларига пропорционал бўлгани учун, товуш кучи ҳам шу катталикларга пропорционалдир.

$$I = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \rho \upsilon \quad , \qquad (58.1)$$

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 хажмий 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

$$\Delta P = \rho\upsilon\frac{\partial S}{\partial t} \quad , \qquad (58.2)$$

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 формадаги 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 тўлқинлар учун жудаям тиниқ бўлиши керак. Шу сабабли, линзалар учун ишлатиладиган моддаларнинг тўлқин қаршилиги муҳит қаршилигига иложи борича тенг бўлиши керак, яьни $\gamma = 1$.

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 макро организмлар, қаттиқ жисмлар 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 б.га 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.

Тушаётган товуш энергиясининг 20 % ни гилам, 3,4 % ни сувалган девор, 2,7 % ни дераза ойнаси ютиши мумкин. Бўш хонада товуш қаттиқ бўлса, буюмлар билан тўлган хонада товуш паст бўлади.

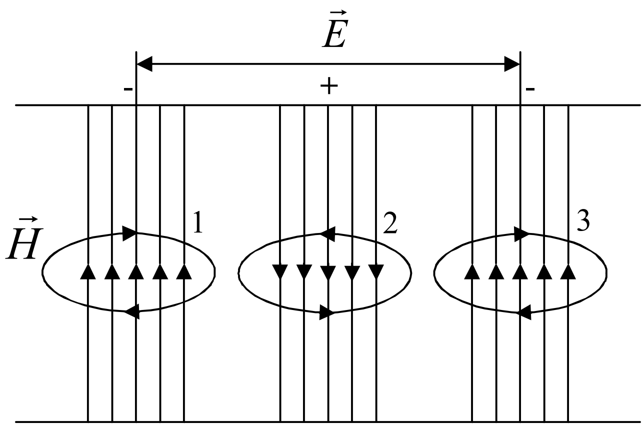
VII боб

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЎЛҚИНЛАР

59-§ 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 (*113-расм*, 1-нуқтада) кучланганлиги $\vec{E}$ бўлган электр майдони ҳосил қилинган.



113-расм. Электромагнит тўлқин тарқалишида электр ва магнит майдонларнинг тақсимланиши

Майдон кучланганлигини 0 дан E гача ўзгариши Максвеллнинг 1-тенгламасига асосан

$$\oint H_{\ell} dl = \frac{\partial Dn}{\partial t}$$

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 юқорига, 1- нуқтада пастга йўналган бўлади.

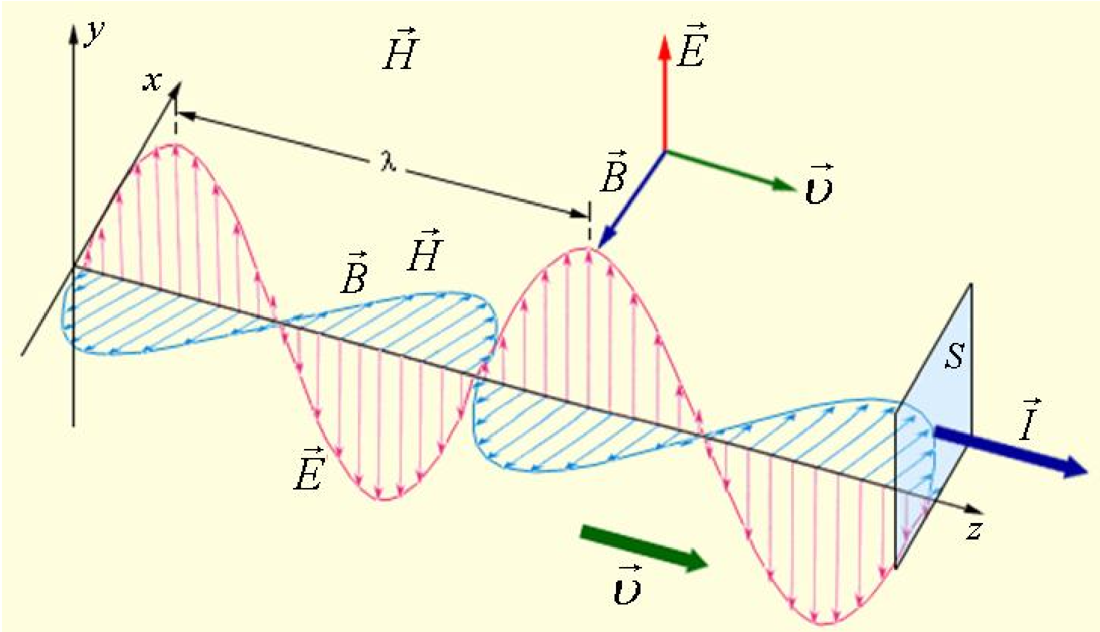
Шундай қилиб, қандайдир нуқтада пайдо бўлган электр (ёки магнит) майдони барча йўналишларда бир вақтда тарқаладиган электр ва магнит тўлқинларнинг манбаи бўлиб қолади.

Электр ва магнит тўлқинларининг мажмуаси **электромагнит тўлқин** деб аталади.

Бу ҳолда, электормагнит 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 $\mathrm{E} = \mathrm{E}_0 Sin\,\omega t$ 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, яьни электромагнит тўлқин **кўндаланг** тўлқиндир.

Икки майдон кучланганликлари векторларининг вақтнинг бир моментида ҳар хил нуқталарда йўналганликлари қуйидаги расмда келтирилган (*114-расм*).



114-расм. Электромагнит тўлқиннинг электр ва магнит кучланганлик векторлари йўналишлари

Максвелл тенгламаларидан қуйидаги дифференциал тенгламаларни келтириб чиқариш мумкин:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}=\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2}=\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} \end{aligned}\right\}, \quad (59.1)$$

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 $c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ эканлигини ҳисобга олсак, электромагнит тўлқинининг исталган муҳитдаги тарқалиш тезлиги учун Максвелл формуласини келтириб чиқарамиз.

$$\upsilon = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \qquad (59.2)$$

X ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси электромагнит тўлқин учун, электромагнит тўлқиннинг кўндаланг эканлигини ҳисобга олган ҳолда, қуйидагига эга бўламиз:

$$E_x = H_x = 0$$

$Ez = Hy = 0$ эканлигини ҳисобга олсак, Максвелл тенгламасидан *X* ўқи бўйлаб тарқалаётган ясси электромагнит тўлқиннинг дифференциал тенгламаларини келтириб чиқарамиз.

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}; \qquad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}, \qquad (59.3)$$

Бу тенгламаларнинг энг оддий ечимлари қуйидаги функциялардан иборатдир.

$$E_y = E_0 Sin(\omega t - kx + \alpha_1); \; H_z = H_0 Sin(\omega t - kx + \alpha_2), \qquad (59.4)$$

Бу ерда ω - тўлқин частотаси, $k = \dfrac{2\pi}{\lambda} = \dfrac{\omega}{u}$ тўлқин сонидир, α_1 ва α_2 *x*=0 нуқтадаги тебранишнинг бошланғич фазаларидир.

Электромагнит тўлқин учун, қуйидаги тенглик

$$\varepsilon\varepsilon_0 E_0^{\ 2} = \mu\mu_0 H^2, \tag{59.5}$$

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.

$$E_0\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H_0\sqrt{\mu\mu_0}\ , \tag{59.6}$$

Ясси электромагнит тўлқин тенгламасининг вектор кўриниши қуйидагичадир:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 Sin(\omega t - kx);\quad \vec{H} = H_0 Sin(\omega t - kx), \tag{59.7}$$

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.

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}\ , \tag{59.8}$$

Фазонинг берилган нуқтасида $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар бир хил фазада ўзгарадилар. Шу сабабли, E_0 ва H_0 ларнинг амплитуда қийматлари орасидаги (59.6)- 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

$$w = 2w_E^{\ *} = \varepsilon\varepsilon_0 E^2, \tag{59.9}$$

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$ тенгликдан фойдаланиб, (59.9) - 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:

$$S = w\cdot\upsilon = EH\ , \qquad (59.10)$$

$\vec{E}$ 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 $\vec{H}$ нинг вектор кўпайтмаси сифатида тасаввур қилиш мумкин

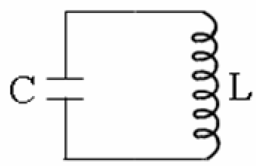
$$\vec{S} = \left[\vec{E}\cdot\vec{H}\right]\ , \qquad (59.11)$$

ва бу $\vec{S}$ - вектор **Умов-Пойнтинг вектори** деб аталади.

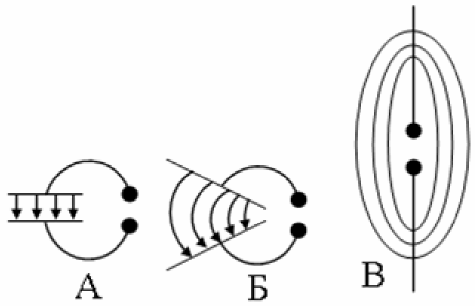
60-§ Электромагнит тўлқинлар шкаласи

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.

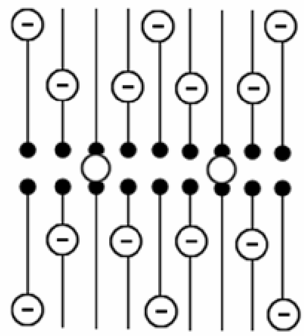
Нурланиш сезиларли бўлиши учун, ўзгарувчан электр майдони ҳосил бўладиган фазонинг ҳажми катта бўлиши керак. Шу сабабли, электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш учун ёпиқ тебраниш контурларини ишлатиб бўлмайди, чунки конденсатор қопламалари орасида электр майдони, индуктивлик ғалтаги ичида магнит майдони жойлашган бўлади.



115-расм. Электромагнит тўлқиннинг энг оддий манбаи.



116-расм. Очиқ тебраниш контури.



117-расм. Диполли электр майдон тебраниши.

Ёпиқ тебраниш контурида (*115-расм*) сиғим ва индуктивлик катта қийматга эга бўлгани учун тебраниш даври ва электромагнит тўлқин узунлиги катта бўлади.

$$\lambda = \upsilon T = 2\pi\upsilon\sqrt{LC} \ , \qquad (60.1)$$

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 (*116-расм, А, Б*).

Натижада чақнаш оралиғи билан ажралган иккита стерженли (симли) тебраниш контурини ҳосил қилди (*116-расм, В*). Агарда, ёпиқ тебраниш контурида ўзгарувчан электр майдони конденсатор қопламалари орасига жойлашган бўлса (*116-расм, А*), очиқ тебраниш контурида эса, ўзгарувчан электр майдони контур атрофидаги фазони эгаллайди (*116-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 майдони ҳосил қилади.

117-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 λ = 6÷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 ва 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 радио тўлқинлар) ишлатилади.

Тўлқин узунлиги $10^{-8} \div 10^{-4}$ *м* кенгликда бўлган электромагнит тўлқинлар, учта группадаги оптик тўлқинлардан иборатдир: инфрақизил, кўзга кўринадиган $\left(7{,}6\cdot10^{-7} \div 4\cdot10^{-4}\,м\right)$ ва ультрабинафша нурлардир.

Ниҳоятда қисқа тўлқинли нурлар модда ичига кириш хусусиятига эга бўлган рентген ва гамма - нурлардан иборат.

Қайтариш учун назорат саволлари

1. Тўлқин нима? Қандай тўлқинларни биласиз? Тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги қандай физик катталикларга боғлиқ? Тўлқиннинг силжиш тенгламаси қандай кўринишда? Дифференциал кўриниши қандай ёзилади? Тўлқинларнинг фаза ва гурух тезлигини тушунтириб беринг.
2. Тўлқинларни қўшиш. Суперпозиция принципи қандай бўлади? Турғун тўлқинлар ва уларнинг тенгламаси қандай кўринишда? Акустика нима?
3. Электромагнит тўлқинларни ҳосил бўлиши ва дифференциал тенгламаси қандай кўринишда? Уларни тарқалиш тезлигини ҳисобланг? Умов-Пойтинг векторини тушинтиринг.

Электромагнит тўлқинлар шкаласи

1-жадвал

Нурланиш турлари	**Тўлқин узунлиги, *м***	**Тўлқин частотаси, Гц**	**Нурланиш манбалари**
Радиотўлқинлар	10^{-4} - 10^{3}	$3\cdot10^{5}$ - $3\cdot10^{12}$	Тебраниш контури Герц вибратори лампали генератор
Ёруғлик тўлқинлари: Инфрақизил кўзга кўринадиган нурлар	$8\cdot10^{-7}$ - $5\cdot10$ $8\cdot10^{-7}$ - $4\cdot10^{-7}$	$8\cdot10^{11} – 3{,}75\cdot10^{14}$ $3{,}75\cdot10^{14}$ - $7{,}5\cdot10^{14}$	Лампалар Лазерлар
Ультрабинафша нурлар	10^{-9} - $4\cdot10^{-7}$	$7{,}5\cdot10^{14}$ - $3\cdot10^{17}$	Лазерлар
Рентген нурлари	$6\cdot10^{-12}$ - $2\cdot10^{-9}$	$1{,}5\cdot10^{17}$-$5\cdot10^{19}$	Рентген трубалари
γ -нурланиш	$< 6\cdot10^{-12}$	$> 5\cdot10^{19}$	Радиоактив парчаланиш, ядро жараёнлари, космик нурланиш

ҲАЛҚАРО БИРЛИКЛАР ТИЗИМИ (ХБТ)

1960 йили ўлчов ва оғирликлар XI Бош конференциясида ҳалқаро миқёсида Ҳалқаро бирликлар тизими ўрнатилган.

ХБТ негизи қуйидаги асосий бирликлардан иборатдир.

Жадвал-1

Катталиклар тури	Бирликлар номи	Қисқача белгилаш
Узунлик	метр	м
Масса	килограмм	кг
Вақт	секунда	с
Электр токи кучи	ампер	А
Температура	кельвин	К
Ёруғлик кучи	кандела	кд
Модда миқдори	моль	моль
Текис бурчак	радиан	рад
Телес бурчак	стерадиан	ср

ХБТ бирликларининг ҳосилалари

Жадвал-2

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$^{-1}$
Сингдириш қобилияти	Диоптрия	Дпт	1 дпт=1 м$^{-1}$

Айрим физик катталиклар бирликлари

1А^{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

Фундаментал физик доимийлар

Жадвал-3

Катталик	Белгиси	Сон қийматлари
Ёруғлик тезлиги	c	$2{,}997924458.10^{-11}$
Вакуумнинг магнит сингдирувчанлиги	μ_0	$4п.10^{-7}$ *Гн.м*$^{-1}$
Диэлектрик сингдирувчанлик	$\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$	$8{,}85418782.10^{-12}$ *Ф.м*$^{-1}$
Ридберг доимийси	R_∞	10973731,77 *м*$^{-1}$
Планк доимийси	$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 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 (Р=1 атм, Т0=273,15 К) 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

М У Н Д А Р И Ж А