

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ

ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС

ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

НАМАНГАН МУХАНДИСЛИК - ТЕХНОЛОГИЯ ИНСТИТУТИ

МУХАНДИСЛИК-ТЕХНОЛОГИЯ ФАКУЛТЕТИ

“УМУМТЕХНИКА ФАНЛАРИ” КАФЕДРАСИ

МУХАНДИСЛИК ТЕХНОЛОГИЯ ФАКУЛТЕТИ

ФИЗИКА КАФЕДРАСИ

УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИДАН

МАЪРУЗАЛАР МАТНИ

НАМАНГАН-2013

Маърузалар матни Ўзбекистон республикаси Олий ва Ўрта махсус таълим вазирлигининг "Профессионал Олий таълим давлат стандарти", Техника йўналишлари бўйича бакалаврлар таёрлаш учун "Намунавий дастур" асосида тузилган.

Физика фанининг анъанавий бўлимларини ўрганишда инсонни атроф-мухит билан фаол ўзаро таъсирлашувчи омил сифатида кўриб чиқиш, маърузалар матнининг асосий йўналишини ташкил этади. Бундай йўл тутиш муҳандислик институтлари ва факултетлари талабаларининг умумий физика курсини ўрганишга кизиқишларини оширади.

Муаллифлар: ф. м. ф. д., проф. П.Усмонов

Такризчи: ф. м. ф. д., Ғ.Ғуломов

Маърузалар матни 2013 йил ____ августдаги

“Умумтехника фанлари” кафедрасининг ____-сонли йиғилишида муҳокама килинган ва маъқулланган

Наманган муҳандислик-технология институти илмий услубий

кенгашининг 2013 йил ____ августдаги ____-сонли йиғилишида кўриб чиқилган ва чоп этишга тавсия килинган.

1 - МАЪРУЗА.

1.1.1. Физика фанининг аҳамияти

Физика грекчадан таржимада "табиат" демакдир. Физика - энг кадимий фанлардан бўлиб, модда тузилиши, жисмларнинг ҳаракат турлари, энергиялари ва ўзаро таъсирларини ўрганади ва барча табиий фанлар фойдаланадиган табиат ходисаларининг умумий қонунларини аниқлайди. Кадимда физика тўлиқ маънода табиат тўғрисидаги барча ходисаларни ўрганувчи фан ҳисобланар еди. Инсониятнинг ўзини ўраб турган олам тўғрисидаги онги кенгайиб, чуқурлашгандан сўнггина физиканинг алоҳида қисмлари ва (геология, зоология, ботаника, кимё, астрономия ва х. к. мустақил табиий фанлар) сифатида ажралиб чиқди. Ҳозирги замон физикасининг асосий вазифаси моддий оламни ҳар томонлама ўрганиш, унинг тузилиши ва ҳаракат қонуниятларини топиш, бу қонуниятларни бир-бирига боғлашдан иборатдир. Ҳаракат материянинг асосий хусусияти бўлиб, унинг мавжудлиги шартдир. Материянинг ҳаракат шакли бир неча асосий турларга бўлинади: механик, физик, биологик ва социал. Ҳаракат турини ўрганишга қараб фанларни бир-биридан ажратиш имконияти туғилади. Шундан келиб чиқиб, физикани механик ва физик ҳаракатни ўрганувчи фан дейиш мумкин. Ҳаракатнинг физик шаклини молекуляр-кинетик (иссиқлик), электромагнит, атом, ядровий ҳаракатларга бўлиш мумкин. Шунинг учун ҳам физикани юқоридаги бўлимлар кўринишида ўрганилади. Материя ҳаракатларининг турлари ўзаро ҳамбарчас боғланган. Бу боғланиш янги фанларни пайдо қилади. Физикадан материаллар қаршилиги, иссиқлик техникаси, электроника каби ўқув фанлари юзага келди.

Физика-тажрибавий фан, яъни ҳар қандай назария қандай пайдо бўлишидан қатъий назар тажрибада исботланади. Физиканинг асосий хусусиятларидан бири шундан иборатки, унинг қонуниятлари микдорий хоссаларга эга, яъни ҳар қандай физик қонун физик қатталиклар орасидаги боғланишни таъминлайди. Шунинг учун ҳам физик тажриба асосида ўлчашлар ётади. Ўлчашлар ёрдамидагина мавжуд физик қатталиклар ва қонунлар орасидаги боғланишлар юзага келиши мумкин.

Физиканинг муваффақияти ўлчаш техникасининг такомиллаштиришига боғлиқ дейиш мумкин. Бунинг натижасида ҳозирги замон фундаментал назариялари пайдо бўлди. (нисбийлик назарияси, квант механикаси). Тажриба аниқлигининг ортиши тажриба техникасини такомиллаштиришга олиб келади, натижада янги физик назариялар пайдо бўлади. Аммо янги назариялар ески назарияларни бутунлай инкор қилмайди, фақатгина уларнинг қўлланиш чегарасини кенгайтиради. Масалан, оптик асбобларнинг такомиллаштириши ва ўлчашлар аниқлигининг ортиши Ейнштейн нисбийлик назариясини пайдо бўлишига олиб келди. Аммо бу Н ютон назариясини йўққа чиқармади, балки ёруғлик тезлигига яқин тезликларда қўллаб бўлмаслигини кўрсатиб берди.

Физик тадқиқотнинг яна бир алоҳида томони, аниқ масалалар ечимидаги назарияларда материянинг ўзи билан емас балки уларни ифода етувчи "моделлари" дан фойдаланади, масалан, моддий нуқта, математик маятник, абсолют қора жисм ва х. к. лардан фойдаланади. Шундан сўнг аниқ масалалар ечими келиб чиқади.

Физиканинг кўп қиррали томонларидан бири, инсонни ўрганувчи фанлар билан боғланишидир. Бу боғланиш йўналишлари қуйидагилардан иборат:

а) Одам организмидаги турли жараёнларнинг мураккаблигига қарамадан, улар орасидан физик жараёнларга яқинларини ажратиш мумкин. Масалан, қон айланиш-суюқлик оқиши (гидродинамика), танада еластик тебранишларнинг тарқалиши (тебраниш ва тўлқинлари), юракнинг механик иши (механика), биопотенциаллар пайдо бўлиши (электр) ва б. к. Нафас олиш газнинг ҳаракатига боғлиқ (аэродинамика), иссиқлик узатиш (термодинамика), бугланиш (фазавий ўтишлар ва б. к.).

б) Одам организмининг ўрганишда физик асбоблардан фойдаланилади. Бир неча мисоллар келтирамиз:

а) Механик катталиқ-қон босими-одам организми ҳолатини баҳолашда фойдаланилади.

б) Товушларни ешитиш-ички органларни ишлаши тўғрисида маълумот беради.

в) Термометр-симобни иссиқликдан қенгайишига асосланган, қенг тарқалган диагностик асбоб.

г) Тирик организмда юзага келадиган биопотенциалларни ёзиб олиш кардиография усули.

д) Микроскоп-биологик тадқиқотлар учун...

е) Тола оптичасига асосланган асбоблар-ички органларни кўриш ва қонсиз жаррохлик учун...

ж) Спектрал анализ- суд, медицинада, гигиенада, фармакологияда, биологияда...

з) Атом ва ядро физикаси ютуқларидан рентгенодиагностикада фойдаланилади.

Атроф-муҳитнинг ҳоссалари инсон ҳолатига катта таъсир кўрсатади. Тирик организмнинг яхши ҳолатда бўлиши унинг атроф-муҳит билан ўзаро таъсирга боғлиқ. Маълумки, одам организми ҳарорат, намлик, ҳаво босими каби физик катталиқлар таъсирини тез сезади.

1.1.2. Одам физикани ўрганишда асосий омилдир

Юқорида айтиб ўтилгандан маълум бўлдики, инсон физикани ўрганишдаги асосий омилдир. У физикани ўрганиш қонунлари билан аниқланадиган оламда яшайди. Одамнинг пайдо бўлиши, унинг ҳозирги ва кейинги фаолияти атроф-муҳит ўзгаришларига боғлиқ. Одам хусусиятларининг ривожланиши Қоинотдаги физик шароитлар ва қонунлар билан аниқланади. Бундан қуйидагилар келиб чиқади: Биринчидан, одам

бошқа табиат жисмлари каби кўчади, ўзаро таъсирларда иштирок этади, турли хил майдонлар таъсирида бўлади. Иккинчидан, одам атроф-мухит билан боғланган мураккаб физик системадан иборат. Учинчидан, одам кузатиш, ўлчаш, тажриба, гипотеза, назария каби билиш субъектларини амалга оширувчи омилдир. Тўртинчидан, одам ўзининг ехтиёжини кондириш учун физиканинг ютуқларини кўллаб, атроф-мухитдан фойдаланади

1.1.3 Чизикли ўлчамлар ва вақт - атроф оламнинг асосий катталикларидир

Бизни ўраб турган оламни турли-туман катталиклар билан тавсифлаш мумкин: чизикли ўлчам, вақт, масса, зичлик, тезлик ва б. к. лар. Физика курсини ўрганишда уларнинг кўпчилиги билан танишамиз.

а) Асосий катталиклардан бири чизикли ўлчамдир. Чизикли ўлчам бирлиги сифатида 1 метр қабул килинган. Хозирги вақтда 1 метр сифатида Криптон-86 атомининг 2P₁₀ ва 5d₅ сатхларга ўтиш нурланишидаги 16507663, 73 тўлқин узунлигига тенг узунлик олинган. Метрнинг ески платина-иридий эталони Севр (Франция) шахрида сақланади.

б) Асосий физик катталиклардан яни бири вақтдир. Вақт фазо билан чамбарчас боғланган бўлиб, материянинг умумий шаклларидадир. Бунда материя-моддий дунёнинг ва жараёнларнинг мавжудлик шакли бўлиб, вақт еса ходисалар алмашилиши ва материя ҳолати шаклидир. Фазо ва вақт микдорий ва сифатий узлуксизга ега. Вақтнинг универсал хусусияти-узуклиги, такрорланмаслиги, кайтмаслигидир. Вақтнинг ўлчов бирлиги 1 секунддир. 1 сек. сифатида атом оғирлиги 133 га тенг бўлган цезий изотопининг нурланишидаги икки ўта юпка сатхлар орасидаги 9192631770 даври олинган

1.1.4. Механиканинг физик асослари

Механика деб, жисмлар механик ҳаракатини ўрганувчи физика бўлимига айтилади. Механик ҳаракат деганда жисмни фазода вақт ўтиши билан ҳолатининг ўзгаришига айтилади. Механика уч ўзаро боғланган қисмлардан иборат:

- 1) классик механика-Н ютон қонунлари. Бунда макроскопик жисмларни ёруғлик тезлигидан кичик бўлган тезликлардаги ҳаракат қонуниятлари ўрганилади.
- 2) релятивистик механика- Ейнштейн нисбийлик назарияси. Бунда жисмларнинг ёруғлик тезлигига яқин бўлган ҳаракати ўрганилади.
- 3) квант (тўлқин) механикаси (1925 йилда асос солинган)- микрозарралар ҳаракати бўлиб,

Я. Шрёдингер, М. Бор, В. Гейзенберг, П. Дирак ишларида унга асос яратилган. Физика фанининг ривожланишига дунёнинг машҳур олимлари Архимед, И. Н ютон, Г. Галилей, Ж. . Максвелл, Г. Герц, Ж. . Жоул, А. Ейнштейн, А. С. Попов каби Ўрта Осиёнинг машҳур олимлари Абу Али Ибн Сино (980-1037), Абдурахмон Мухаммад ибн Ахмад Беруний (973-

1048), Улугбек Муҳаммад Тарагай (1397-1449) катта хисса қўшдилар. Механиканинг физик асослари ўз навбатида уч қисм: динамика, кинематика, статикаларданиборат. Классик механикадан бошлаймиз.

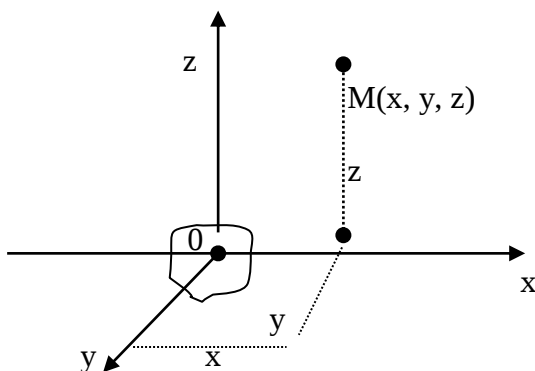
1.2. КИНЕМАТИКА

1.2.1. Саноқ системаси. Радиус-Вектор

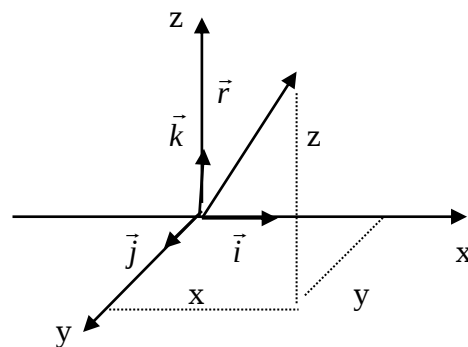
Кинематика жисмларнинг ҳаракатини ўрганиб, бу ҳаракатнинг келиб чиқиш сабабларини кўриб ўтмайди. Жисмнинг ҳаракати унинг қисмлари, нуқталари ҳаракатлари йигиндисидан иборат. Шунинг учун аввал нуқта ҳолатини аниқлаб олиб, сўнгра унинг ҳаракати ўрганилади. Шундай қилиб, кинематика бўлимида макроскопик жисм ҳаракатини моддий нуқта ҳаракати каби ўрганиш мумкин. Бунда макроскопик жисмнинг ўлчамлари у босиб ўтган масофадан кўп марта кичик бўлиши керак.

Жисмнинг ҳолати ва ҳаракати бошқа жисмларга нисбатан ўрганилади. Жисм (моддий нуқта) ҳолатини аниқлашда қисмлари ўзгармайдиган жисм танланади (мас., дарахт, бино, ва х. к.). Бундай жисмни саноқ боши жисми деб атаймиз. Моддий нуқта ҳолатини саноқ бошига нисбатан аниқлаш учун X, Y, Z координата ўқларини ўтказамиз.

Бу уччала ўқ биргаликда тўғри бурчакли ёки декарт (француз олими Декарт, 17 аср) координаталар системасини ташкил этади. Бундай саноқ системасида бирор M нуқтанинг ҳолати бу нуқтадан YOZ , XOZ , XOY текисликларгача бўлган масофалар билан аниқланади. Бу сонларни X, Y, Z билан белгиланади ва қуйидагича ёзилади: $M(X, Y, Z)$. M - нуқтанинг ҳолатини вектор тушунчаси орқали аниқлаш мумкин. Агар координата боши O ни M нуқта билан туташтирувчи тўғри чизик ўтказсак (2-расм), уни r радиус-вектор сифатида қабул



1- расм



2- расм

қилишимиз мумкин.

Бунда X, Y, Z координаталарнинг сон қийматлари ρ радиус-векторнинг ўқлардаги проекцияларининг катталигига устма-уст тушади $r_x=X, r_y=Y, r_z=Z$

Моддий нуктанинг исталган вақт ичидаги ҳолати ҳаракат тенгламалари билан ифодаланади, улар декарт координаталар системасида қуйидаги кўринишни олади:

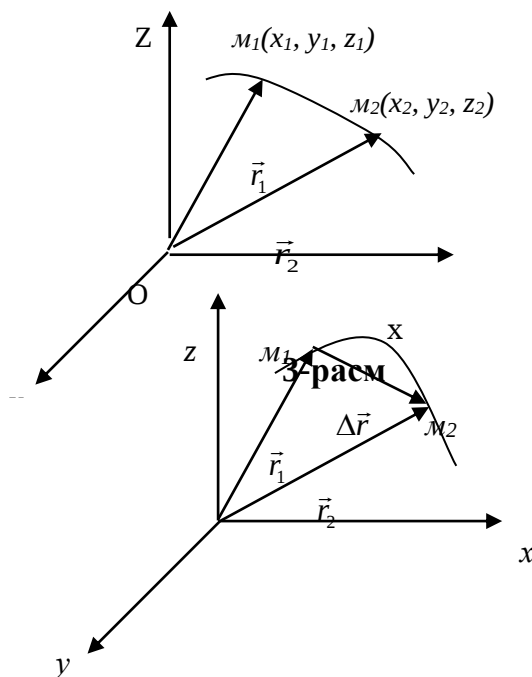
$$X=f_1(m), \quad Y=f_2(m), \quad Z=f_3(m) \quad (1)$$

ёки умумий кўринишда

$$\rho = \rho(m) \quad (2)$$

1.2.2 Траектория, йўл, қўчиш

Фазодаги моддий нукта ҳамма кетма-кет ҳолатларининг тўплами ҳаракат траекториясини ҳосил қилади.



4-расм

Шундай қилиб, (1) тенглама нафакат ҳаракат тенгламаси бўлиб қолмасдан, моддий нукта траекториясининг ҳам тенгламасидир. Фараз қиламиз t_1 вақт momentiда моддий нукта. ρ_1 радиус-вектор билан тавсифланадиган $M_1(x_1, y_1, z_1)$ ҳолатда, t_2 вақт momentiда эса ρ_2 радиус-вектор билан тавсифланадиган $M_2(x_2, y_2, z_2)$ ҳолатда бўлсин. Шундай қилиб, моддий нукта $\Delta t = t_2 - t_1$ вақт ичида траекторияни S егри чизиқли қисмини босиб ўтади - бу қисм йўл дейилади. $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_1$ (3) вектор ҳаракатни бошланғич ва охириги нукталарини бирлаштиради. Бу вектор қўчиш деб айтилади (4-расм).

1.2.3 Тезлик

Ўртача тезлик- вектор катталиқ бўлиб, моддий нуктанинг Δt вақт ичида қўчишининг жадаллигини ифодалайди. Вектор кўринишда

$$\vec{v}_{ypm} = \frac{\Delta \vec{r}_{1,2}}{\Delta t} \quad (4)$$

Скаляр кўринишда $v_{ypm} = \frac{\Delta r_{1,2}}{\Delta t}$

Агар ҳаракат тўғри чизикли бўлса, ўртача тезлик кўчиш билан қуйидагича

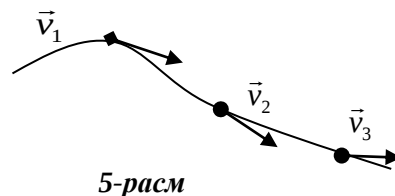
боғланган: $v_{ypm} = \frac{\Delta r_{1,2}}{\Delta t} = \frac{s_{1,2}}{\Delta t}$

Оний тезлик- вектор- физик катталиқ бўлиб, у траекториянинг бирор бир нуқтасидаги кўчиш жадаллигини ифодалайди.

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta r / \Delta t) \quad (5) \quad \text{ёки} \quad \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (6)$$

демак тезлик радиус-вектордан вақт бўйича олинган ҳосилага тенг. Тезлик кўчиш йўналиши билан бир хил бўлгани учун у ҳаракат траекториясига уринма йўналишида бўлади (5 расм). (4) еки (6) формулалардан тезликни ўлчов бирлиги келиб чиқади:

$$[v] = \frac{[s]}{[t]} = 1m/c$$



$\vec{r}$ векторининг координаталардаги проекциялари x , y , z га тенг бўлгани учун (6) дан $v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt}$

Шундай қилиб, $\vec{v} = \vec{i}v_x + \vec{j}v_y + \vec{k}v_z = \vec{i} \frac{dx}{dt} + \vec{j} \frac{dy}{dt} + \vec{k} \frac{dz}{dt} \quad (7)$

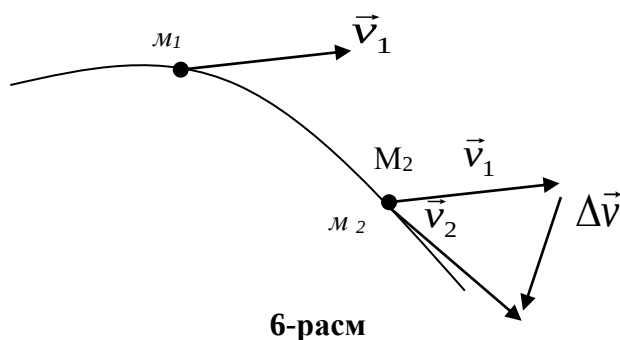
1.2.4 Тезланиш

Тезланиш - вектор физик катталиқ бўлиб, тезликни катталиқ ва йўналиш жихатидан ўзгариш жадаллигини ифодалайди.

Ўртача тезланиш. Агар t_1 вақтда нуқтанинг M_1 ҳолати v_1 тезликга ега бўлса, t_2 вақтда M_2 ҳолати v_2 тезликга ега бўлса v_1 ва v_2 векторларнинг фарқи Δv $v_2 - v_1$ лигидан ўртача тезланиш қуйидагича бўлади:

$$a_{ypm} = \frac{\Delta v}{\Delta t}$$

Оний тезланиш. $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \quad (8)$



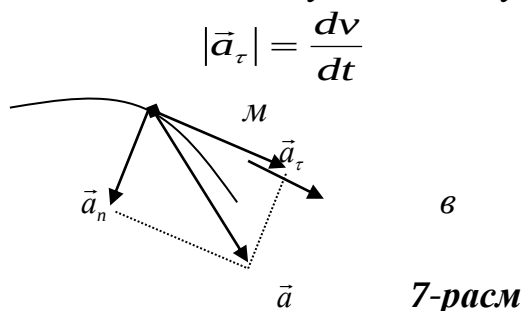
Демак тезланиш тезликдан вақт бўйича биринчи ва радиус-вектордан иккинчи тартибли олинган хосиладан иборат.

Шуни кайд қилиш керакки, тезланиш тезликдан фарк қилган

холда траекторияга нисбатан исталган йўналишда бўлиши мумкин. Шундай бўлса ҳам тезланишни икки вектор йигиндиси сифатида ифодалаш мумкин. Улардан бири тезлик йўналиши билан бир хил бўлса, иккинчиси тезлик йўналишга тик бўлади (7-расм). Биринчисини яъни траекторияга уринма тезланишни тангенциал (a_τ), иккинчисини марказга интилма тезланиш (a_n) еки нормал тезланиш дейилади. Шундай қилиб,

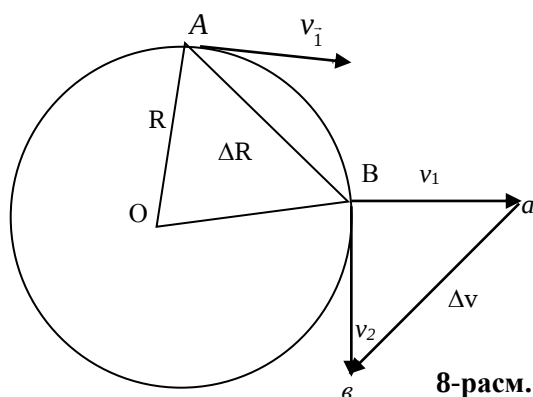
$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (9)$$

Таърифга асосан тангенциал тезланиш қуйидагича бўлади:



Нормал тезланиш катталигини аниқлаймиз: Фараз қиламиз моддий нуқта Δt вақт ичида айлана бўйлаб A нуқтадан B нуқтага кўчсин (8-расм), бунда v_1 ва v_2 тезликлар ўзгариши Δv бўлади. AOB ва aBb уч-бурчакларнинг ўхшашлигидан

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta v}{v_1} - \text{ёки} - \Delta v = v \frac{\Delta R}{R} \quad (10)$$



(10) ни иккала томонини Δt га бўламиз:

$$\frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{v}{R} \frac{\Delta R}{\Delta t}$$

Δt вақтни нолга интилтирамиз. Унда

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = a_n \quad a_r \neq 0 \quad \text{ва} \quad \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta R}{\Delta t} = v$$

лигидан $a_n \propto v^2 / R$ (11) келиб чиқади.

Моддий нуқта ҳаракатининг бази ҳолларини кўриб чиқамиз:

а) $a_r = 0$, ва $a_n = 0$, Бунда $R \Rightarrow \infty$ яъни траектория тўғри чизиқли ва *вқсонст* лигидан тўғри чизиқли текис ҳаракат бўлади.

б) $a_r \neq 0$, $a_n \neq 0$. Бу ҳолда тўғри чизиқли текис ўзгарувчан ҳаракатга тўғри келади кузатилиб, $a_r < 0$ - секинланувчан, $a_r > 0$ - тезланувчан ҳаракат келади.

в) $a_r \neq 0$, $a_n \neq 0$. Бунда траектория айланадан иборат бўлиб, ҳаракат текис ўзгарувчан бўлади.

г) $a_r \neq 0$, $a_n \neq 0$. Агар $a_r > 0$ бўлса, моддий нуқта тезлиги ошади, аммо

$a_n = \frac{v^2}{r}$ лигидан $a_n \propto v^2 / r$ шарт бажарилиши учун R радиус B^2 га мувофиқ

равишда ортади. Демак бу ҳолда моддий нуқта кенгаётган спирал бўйича ҳаракат килади. $a_r < 0$ бўлса, тараяётган спирал бўйича ҳаракат юзага келади

1.3 Моддий нуқта динамикаси

1.3.1. Координаталарнинг инерциал системалари, инерция қонуни (Нютоннинг биринчи қонуни)

Динамика механиканинг жисмлар ҳаракати пайдо бўлиши сабабларини урганувчи бўлиmdir. Шунинг учун ҳам бу бўлимда санок системасини танлашга алоҳида ётибор берилади.

Кинематикада ҳаракатни тавсифлаш учун уни ифодоловчи катталикларни санок системаси билан боғламаган едик. Координаталар системаси билан боғланган санок жисми сифатида бир-бирига нисбатан ҳаракатланувчи жисмларни олиш мумкин. Динамикада еса координаталар системаси билан боғланган инерциал санок системасини танлашга тўғри келади. Инерциал санок системасида моддий нуқта унга нисбатан ўзгармас тезлик билан еркин ҳаракатланаолади. Бунда моддий нуқта еркин бўлиши учун ҳеч қандай жисм таъсир етмаслиги керак. Ўз-уздан маълумки, танланган инерциал санок системасига нисбатан ўзгармас тезлик билан ҳаракатланаётган бошқа санок системалари ҳам инерциал бўлади.

Инерциал санок системасини танлаш учун бошқа жисмлар таъсир етмаётган санок жисмини олиш зарур. Бундай жисм еркин дейилади. ерга боғланган координаталар системасини инерциал деб ҳисоблаш мумкин. Аммо узок давом этадиган ҳаракат учун координаталар системасини аниқ инерциал деб бўлмади. Масалан, маятникнинг тебраниш текислиги инерциал санок системасига нисбатан ўзгармаслиги зарур, аммо унинг

тебраниш текислиги вақт ўтиши билан ер сиртига нисбатан бурилади, учаётган снаряд ҳам мулжалдан огади ва х. к. Чунки ер уз уки ва Куёш атрофида айланади. Шунинг учун ҳам ер билан боғланган инерциал санок системаси тақрибан инерциал бўлади. Куёш билан боғлиқ булган инерциал санок системасини аниқ дейиш мумкин. Аммо бу сисмтемани ҳам аниқ инерциал деб булмайди, чунки Куёшга ҳам бошқа осмон жисмлари (юлдузлар, планеталар ва х. к) таъсир етади. Шундай қилиб, инерциал санок системаси тахминий (абстаркт) дир. Аммо уларни қандайдир аниқлик билан куллашимиз мумкин. Шундай инерциал санок системалари мавжудки, уларга нисбатан еркин моддий нукта текис ва тўғри чизиқли ҳаракат қилади - бу инерция қонунининг мазмунини ташкил етади. Аммо бу бошқача таърифланади. Инерция қонуни биринчи марта горизонтал ҳаракат учун Галилей (1561-1642) томонидан кашф етилган: "Агар жисм горизонтал текисликда ҳаракатланса ва бу текислик чексиз ортирилса, бундай жисм текис ва ўзгармас ҳаракатланади". Инерция қонунининг аниқ таърифини Декарт, кейинроқ Н ютон келтирдилар. Н ютоннинг инерция қонуни унинг биринчи қонуни сифатида таърифланади: "Агар бир жисмга бошқа жисм таъсир етмаса, у жисм тинч ҳолатда бўлади ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом етдиради".

Н ютоннинг юкоридаги таърифини камчилиги шундан иборатки, инерциал санок системалари тўғрисида суз юритилмаган. Бунинг урнига абсалют фазо тушунчасини киритди. Натижада маълум булдики, абсолют фазо тушунчаси маънога ега емас екан. Шундай қилиб, Н ютоннинг биринчи қонуни қуйидагича таърифланади: шундай инерциал санок системалари мавжудки, бирор бир жисмга бошқа жисм таъсир етмаса ёки уларнинг таъсирлари ўзаро компенсацияланса бундай жисм тинч ҳолатда туради ёки тўғри чизиқли текис ҳаракатини давом етдиради.

1.3. 2. Куч, масса

Агар танланган инерциал санок системасида моддий нукта тезлиги узгарса, унга бошқа кучлар таъсир етаяпти, дейилади. Тезликнинг узгариши бу тезланиш олишдир. Тажрибалар курсатадики, тезланишнинг катталиги икки шароитга боғлиқ:

- 1) Текширилаётган жисмга атрофдаги жисмлар таъсирининг катталигига;
- 2) Жисмнинг хусусиятларини аниқловчи катталикларга.

Бир жисмнинг бошқа жисмга таъсири натижасида жисм деформацияланишини ёки тезланиш олишини тавсифловчи физик вектор катталик куч деб аталади. Куч турли физик табиатга ега бўлиши мумкин, масалан еластиклик кучи, огирлик кучи, электр майдонида зарядланган заррачага таъсир етувчи куч ва х. к. Хамма кучлар жисм тезлигини узгартиради ва бу узгариш кучнинг табиатига боғлиқ булмасдан унинг катталигига ва юналишига боғлиқдир. Куч тезликни катталик ва юналиш жихатидан узгартирадики, тезлик вектор катталик булгани учун, куч ҳам вектор катталикдир. Шунинг учун жисмга таъсир етувчи бир неча кучнинг таъсирини векторларни қўшиш усули билан аниқланади.

Кучнинг сон қийматини аниқлаш учун унинг ўлчов бирлиги сифатида ишлатиладиган катталиқ танланади. Масалан, ўлчов сифатида аниқ узунликка чузилган пружинани олиш мумкин. Бу еталонга нисбатан мувозонат шартини куллаб, ушбу кучга сон жихатидан тенг ва юналиш жихатидан карама-карши куч таъсир еца уларнинг умумий таъсири нолга тенг бўлади деб айта оламиз. Кучни ўлчаш учун ишлатиладиган асбоб динамометр дейилади. Бу асбоб чузилаётган пружинада хосил булаётган кучга асосланган.

Жисм томонидан олинган тезланиш унинг узини хусусиятларига ҳам боғлиқ. Бу хусусиятларидан бири инертликдир. Инертликнинг ўлчови скаляр катталиқ булган массадир. Классик механикада масса жисмни тавсифловчи катталиқ бўлиб, жисм ҳолатига боғлиқ булмайди, яъни у жисм ҳаракатланиши ёки тинч ҳолатига боғлиқ емас. Механикада масса жисмнинг бошқа жисмлар билан таъсирига ҳам боғлиқ булмайди. Массанинг бу хусусиятини Н ютон киритган бўлиб, унинг катталиги жисмдаги материянинг микдорини аниқлайди.

Н ютондан кейин бошқа олимлар ҳам массани материянинг микдори деб тушундилар. Фаннинг ривожланиши бу тушунчаларда карама каршилиқларга олиб келди. Нисбийлик назариясига асосан масса ўзгармас катталиқ булмасдан унинг тезлиги ва энергиясига боғлиқдир. Хароратнинг ортиши билан жисмнинг массаси жуда кам бўлсада, ортади. Бундан келиб чиқадики, "материя микдори" тушунчаси физик маънога ега емас. Айтиб утганимиздек, масса скаляр катталиқ бўлиб, классик механикада у зарраларнинг массаларини йигиндисидан иборат. Унинг бу хусусияти массани ўлчаш имкониятини яратади. Массанинг ўлчов бирлиги 1 кг бўлиб, у Париж шаҳри яқинидаги Севр шаҳрида сақланадиган платина-ирадий котишмасининг массасидир.

Биз ричагли тарозида жисмнинг массасини ўлчар еканмиз тарози тоши ва жисмга огирлик кучи бир хил тезланиш беришини биламиз. Тарози паллалари бир хил тезланиш олишга ҳаракат килади, натижада мувозонат урнатилади.

1.3. 3. Н ютоннинг иккинчи қонуни

Тажрибалар шуни курсатадики, моддий нуқтанинг тезланиши жисмга таъсир етувчи кучга тўғри пропорционал, массасига еса тескари пропорционалдир:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{ёки} \quad a = \frac{\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 \dots + \vec{F}_n}{m_i} = \frac{\vec{F}_i}{m} \quad (1)$$

(1) тенглама Н ютон иккинчи қонунининг математик ифодасидир.

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (2)$$

(2) тенглама илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламаси дейилади. Моддий нуқта тезланиши тангенциал ва нормал ташкил етувчилардан ташкил топганлигадан динамиканинг асосий тенгламаси бу тезланишлар учун қуйидаги қурилишни олади:

$$\begin{aligned} &\Phi_{(1) \text{ н}} \text{ қ } \Phi_{(2) \text{ н}} \text{ қ } \dots \Phi_{(n) \text{ н}} \text{ қ } m a_n \\ &\Phi_{(1) \text{ т}} \text{ қ } \Phi_{(2) \text{ т}} \text{ қ } \dots \Phi_{(n) \text{ т}} \text{ қ } m a_t \end{aligned} \quad (3)$$

Ньютоннинг узи иккинчи қонунни бошқача таърифлаган. У масса (материя микдори) тушунчасидан фойдаланган. Иккинчи қонун шундай таърифланарди: импульснинг (ҳаракат микдорининг) узгариши қуйилган кучга тўғри пропорционал ва куч таъсир юналашида юзага келади ва қуйилган куч импульсига тенг.

$$\begin{aligned} &\partial(mv) \text{ қ } \Phi \partial t \\ &(\text{бу ерда } - n\text{-}mv\text{-импульс}) \end{aligned} \quad (4)$$

(4) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi \text{ қ } \frac{d(mv)}{dt} \quad (5)$$

ва Ньютоннинг иккинчи қонунини (Ньтон қонунининг дифференциал шакли) шундай таърифлаш мумкин: инерциал санок системаларида жисм импульснинг узгариш тезлиги катталиқ жихатидан таъсир етувчи кучга тенг. Классик механикада масса ўзгармас катталиқ ва (5) ни қуйидагича узгартириш мумкин.

$$\Phi \text{ қ } m \frac{dv}{dt} = ma, \quad \text{ёки} \quad a \text{ қ } \frac{F}{m}$$

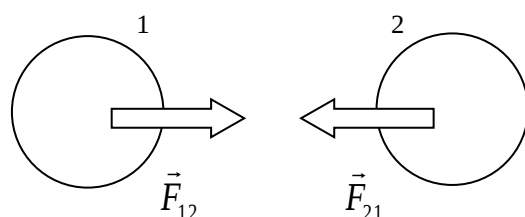
Яъни динамика иккинчи қонунининг бошлангич ёзувини пайдо қилдик

Кучнинг ўлчов бирлиги: $[\Phi] \text{ қ } [m] [a] \text{ қ } 1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м/с}^2 \text{ қ } 1 \text{ Н}$

1.3. 4. Ньютоннинг учинчи қонуни

Шу вақтгача жисмлар орасидаги ўзаро таъсирни бир томонлама қурилди: берилган жисмга бошқа кучларнинг таъсири. Аммо таъсир бир томонлама бўлиши мумкин емас, улар ўзаро бўлади. Бу нарса Ньютоннинг учинчи қонунда ифодаланади. Фараз қилайлик иккита таъсирлашаётган жисмга егамиз: 1 ва 2 жисм. Агар 1 жисм 2 жисмга Φ_{12} куч билан таъсир еса, уз навбатида 2 жисм 1 жисмга Φ_{21} куч билан таъсир этади (1-расм). Тажрибалар курсатадики, инерциал системаларда:

$$\vec{F}_{12} \text{ қ } -\vec{F}_{21} \quad (6)$$



(1-расм)

Демак, инерциал санок системаларда жисмлар орасидаги таъсир кучлари катталиқ жихатидан тенг ва юналиш жихатидан карама-каршидир. Бу Ньтон учинчи қонунининг таърифидир. Φ_{12} ва Φ_{21} кучлар таъсир ва акстаъсир кучлари дейилади ва бу кучлар доимо бир хил табиатга ега.

Ньютоннинг учинчи қонунидан муҳим хулоса келиб чиқади: икки жисмнинг ўзаро таъсири уларнинг бир томонга қучишига юл қуймайди. Шунинг учун бу жисмларга яна қучлар таъсир еттириш керак. Масалан, от аравани тортипти, отни арава билан ҳаракатининг сабаби, от ҳам, арава ҳам ер билан таъсирлашади, бунда от билан ернинг таъсири, арава билан ер таъсиридан катта бўлади.

1.3.5. Зичлик

Модда зичлиги ρ - ҳажм бирлиги ичидаги массага тенг бўлган катталиқдир.

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (7)$$

Зичликнинг ўлчов бирлиги: $[\rho] \text{ қ } \frac{[m]}{[V]} \text{ қ } 1 \text{ кг/м}^3$

Зичлик фазода модданинг тақсимотини тавсифловчи катталиқдир

2 - МАЪРУЗА

2.1.1 Энергия тўғрисида тушунча.

Жисм импульс си механик ҳаракатнинг тулик ўлчови эмас. Масалан, икки бир хил массали шарлар ноэластик урилишдан кейин тухтайди, чунки уларнинг тезликлари ҳам урилишгача бир хил бўлган, буни импульснинг сақланиш қонуни тасдиқлайди. Аммо бунда шарлар деформацияланади ва исийди. Импульс бу ўзгаришларни ифода етмайди. Таҷрибалар шуни кўрсатадики, ҳарорат ўзгариши билан импульс орасида тўғридан-тўғри боғланиш юк. Шунинг учун ҳар қандай ҳаракатни тулик ва ягона ўлчовини киритиш керак бўлади. Бу катталиқ бир ҳаракат туридан бошқасига ўтишда ўлчов вазифасини ўташи зарур. Масалан, станокда металга ишлов беришда унинг исийиши, космик кеманинг қизиши, иссиқлик двигателларида иссиқлик энергиясининг механик энергияга айланишни тавсифловчи катталиқ зарур бўлади.

Таҷрибалар шуни кўрсатадики, материя ҳаракатларини турли шаклларга айланишида аниқ микдорий мувофиқлик мавжуд, ҳаракат изсиз юқолмайди. Демак, ҳар қандай ҳаракат шаклини ифодаловчи ягона ўлчов мавжуд. Бу энергиядир. " Энергия " грекча суз бўлиб-фаолият демакдир. Биринчи марта "энергия" сузини физикага инглиз олими Томас Юнг (1773-1829) олиб кирган. Энергияга биринчи таърифни 1824-1907 йилларда яшаган инглиз олими Уил ям Томсон (Лорд Келвин) берган: Энергия - система ҳолати бўлиш ҳаракатни турли шакллари ва ўзаро таъсирининг ягона ўлчовидир. Энергиянинг параметрлар билан боғланишини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E \text{ қ } E(x, y, z, v_x, v_y, v_z, P, v, T...) \quad (1)$$

Жисмларнинг ҳаракати туфайли олган энергияси кинетик энергия деб аталади.

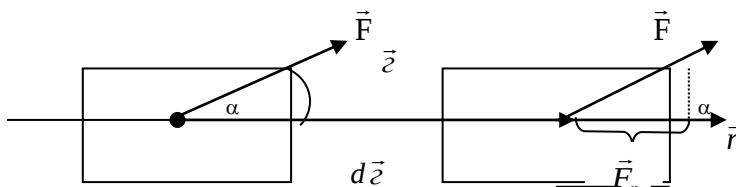
$$E(v) \text{ қ } E_k \quad (2)$$

Жисмларнинг ўзаро таъсиридан юзага келадиган энергияси потенциал энергия деб аталади.

$$E(p) \text{ қ } E_n \quad (3)$$

2.1. 2. Механик иш

Материя харакатининг турли шакллари ўзаро айланиш хусусиятига егадир ва буни энергия билан аниқланади. Бундай айланиш жараёнлари



(1-расм)

жисмнинг бирор бир куч таъсири остида кучиши ёки иссиқлик алмашилиши натижасида содир бўлади. Энергиянинг узгариш ўлчови, бу ишдир. Шундай

килиб иш- скаляр физик катталиқ бўлиб, бир жисмдан иккинчи жисмга энергия узатишдаги узгариши, жараёнларда уларни бир турдан иккинчи турга айланиши ўлчовидир. Энергияни бир турдан иккинчи турга айланиши ишнинг асосий белгисидир. Масалан, автомобил харакатида ишқаланиш кучи иш бажаради деганда механикавий энергияни молекулаларнинг тартибсиз энергиясига айланганлигини тушунамиз. Иш бажарилиши учун жисм бирор бир куч таъсирида кучиши зарур. Ишнинг тулик катталиги куч, кучиш ва улар орасидаги бурчак косинуси купайтмалари билан аниқланади (1-расм).

$$\partial A \text{ қ } \Phi \partial r \text{ сос } \alpha \quad (4)$$

Φ ва ∂r вектор катталиқ булганлиги учун

$$\partial A \text{ қ } \vec{F} \partial \vec{r} \quad (5)$$

Бошқа томондан $\Phi \text{ сос } \alpha \text{ қ } \Phi_r$ лигидан $\partial A \text{ қ } \vec{F}_r \partial \vec{r} \quad (6)$

Кичик кучишларда $\partial r \text{ қ } \partial C \quad \partial A \text{ қ } \Phi \partial C \text{ сос } \alpha \text{ қ } \Phi_C \partial C \quad (7)$

(4) ва (7) формулалар ўзгармас ва ўзгарувчи кучлар учун ҳам тўғри бўлади. Узгарувчи куч томонидан бажарилган иш (4) ва (7) ларни интеграллаш билан аниқланади:

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_{S_{12}} F dS \cos \alpha = \int_{r_1}^{r_2} \vec{F}(r) d\vec{r} \quad (8)$$

Агар Φ қ сонст бўлса, $A_{12} \text{ қ } \Phi_C C \text{ қ } \Phi C \text{ сос } \alpha \quad (9)$

Агар жисмга бир неча куч таъсир еца, уларнинг бажарган иши хар бир ишларнинг алгебраик йигиндисидан иборат:

$$\partial A \text{ қ } \Phi \partial r \text{ қ } (\Phi_1 \text{ қ } \Phi_2 \text{ қ } \Phi_3 \text{ қ } \dots) \partial r \text{ қ } \Phi_1 \partial r \text{ қ } \Phi_2 \partial r \text{ қ } \Phi_3 \partial r \text{ қ } \dots \text{ қ } \partial A_1 \text{ қ } \partial A_2 \text{ қ } \partial A_3 \text{ қ } \dots$$

Ишнинг ўлчов бирлиги Жоул (Ж) дир: $[A] \text{ қ } [\Phi] [C] \text{ қ } 1 \text{ Н} \cdot 1 \text{ м қ } 1 \text{ Ж}$

Иш траекторияга боғлиқ булгани учун кучларни консерватив ва ноконсерватив кучларга ажратиш керак. Агар кучларни бажарган иши траектория шаклига боғлиқ булмаса, бу кучларни консерватив кучлар дейилади. Огирлик ва еластиклик кучлари консервативдир. Агар кучнинг

бажарган иши траектория шаклига боғлиқ бўлса, ноконсерватив куч дейилади. Ишқаланиш кучи ноконсервативдир.

2.1. 3. Кувват.

Кувват асосий энергетик физик катталиқдир. Кувват - вақт бирлиги ичидаги бажарилган ишни тавсифловчи скаляр катталиқдир:

$$N \propto \frac{dA}{dt} \quad (10)$$

Кувватнинг ўлчов бирлиги Ватт (Вт) дир.

$$[N] \propto \frac{[A]}{[t]} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ с}} \propto 1 \text{ Вт}$$

дА қ Фдс булгани учун

$$N \propto \frac{FdS}{dt} \propto \Phi \partial v \quad (11)$$

(11) кувват билан тезлик орасидаги боғланиш деб аталади.

2.1. 4. Одамнинг иши ва куввати.

Кун давомида одамнинг иш қилиш қобилияти жуда кўп нарсаларга боғлиқ. Одам мускулларининг кучи жуда катта.

- спортчи 1-2 соат давомида 15-18 км/соат тезликда югуриши мумкин.
- 1 мин давомида велосипедчи 12000 Ж иш бажаради.

Одам оддий юришда ҳам иш бажаради. Массаси 65 кг булган одам ҳар икки кадамда қуйидагича иш бажаради:

- 1) буш оёқни олдинга қуйиш учун - 2, 9 Ж
- 2) оғирлик марказини горизонтал қучириш учун - 18, 12 Ж
- 3) оғирлик марказининг вертикал қучириши учун - 36, 52 Ж

Текширишлар шуни кўрсатадики, одам минутига 110-150 кадам босса иш узгармайди, 190 кадам одимласа 210-220 кадам секин югуришдан кўп иш бажаради. Демак, секин югуриш тез кадамлашдан энергетик жиҳатдан устун туради. Агар қучиш булмаса иш бажарилмайди. Аммо одам тинч ҳолатда гавдасини қутариб туради. - мушаклар чарчайди. Бундай иш мушакларнинг статистик иши деб аталади. Бу ҳолатда мушакларнинг қисқариши ва бушаши юзага келиб, оғирлик қучига қарши иш бажаради. Одам ва унинг танаси алоҳида қисмлари ишини ҳисоблаш учун ишлатиладиган асбоб ергометр дейилади. Одам қисқа муддат ичида катта кувватга еришиши мумкин. Агар спортчи 70 кг массага ега бўлса ва 1 м иргиса, у 0, 2 с вақт сарфлайди, унинг куввати 3, 5 кВт га етади. Массаси 75 кг булган одам 5 км/соат тезликда 60 Вт кувватга еришади. Одам иш бажарганида албатта чарчайди. Бунинг маъноси шуки, иш бажаришда озука химиявий энергияси механик энергияга айланади. Иш бажаришда ёғ ва углеводларнинг ёниши натижасида чиққан энергия механик энергияга айланади. Одамнинг узок вақт иш бажариш қобилияти бардошлилик дейилади. Узокка югурувчилар, иргиш, ядро иргитиш, штанга қутарувчилар танасидаги модда алмашинуви 500 мартагача ортиб кетади.

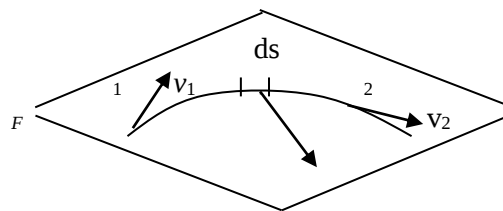
Инсон юраги - кичик табиий двигател (насос) бўлиб, у бутун танани қислород ва озука билан таъминловчи қонни айлантиради. Юрак 1 Вт кувват

хосил қилиб одамнинг умри давомида узлуксиз ишлайди. Юрак минутага 60-80 марта қисқариб, ҳар бир қисқаришда томирларга 60-70 мл қон хайдайди. Каттиқрок иш бажарилса минутага 150 марта уради ва 200 мл гача қон хайдайди. Агар юракни бутун умр давомидаги ишини ҳисобласак, унинг иши ҳар бири 60 т ли 50 та вагондан иборат поезд ешалонини европадаги Монблан чуққиси (4810) га чиқариш учун сарфланган ишга тенгдир.

2.1. 5. Иш ва кинетик энергия.

Жисмга таъсир етувчи кучларнинг бажарган иши жисм энергиясига боғлиқлигини кураимиз.

Фараз қилайлик, горизонтал текисликда ҳаракатланаётган жисмга бирор вақт ичида ўзгарувчи куч таъсир етиб, унинг тезлигини v_1 дан v_2 га ўзгартирсин (2-расм).



(2-расм)

Бу кучнинг иши нимага сарфланганлигини аниқлаймиз. dC юл элементида бажарилган иш dA қ $\Phi_c dC$ бўлиб, бу ерда Φ_c (ёки Φ_τ)- кучларнинг уринма ташкил етувчиси. Ньютоннинг иккинчи қонунидан Φ_c қ Φ_τ қмақмдв / дт,

$$\text{у холда} \quad dA \text{ қ } m \frac{dv}{dt} dC \quad (12)$$

$$dC / dt \text{ қ } v \text{ лигидан} \quad dA \text{ қ } m v dv \quad (13)$$

1 ва 2 нукталар орасидаги юлдаги бажарилган тулик ишни ҳисоблаш учун (13) ни интеграллаш керак :

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_{v_1}^{v_2} m v dv = \frac{m v_2^2}{2} \Big|_{v_1}^{v_2} = \frac{m v_2^2}{2} - \frac{m v_1^2}{2} \quad (14)$$

Бу (14) тенгламадаги

$$E_K \text{ қ } \frac{m v^2}{2} \quad (15)$$

кинетик энергия ифодасидир. (14) ни бошқача қилиб ёзсак,

$$A_{12} \text{ қ } E_{K2} - E_{K1} \text{ қ } \Delta E_K \quad (16)$$

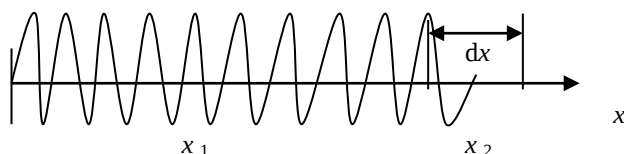
Шундай қилиб, кинетик энергиянинг ўзгариши бажарилган ишга тенг. Бошқача қилиб айтганда, энергия жисмнинг иш бажариш қобилятини тавсифловчи катталиқдир.

2.1. 6. Иш ва потенциал энергия

Жисмлар факатгина харакати туфайли энергияга (кинетик энергия) ега булмасдан, ўзаро таъсиридан ҳам энергияга ега бўлади- бу энергияни потенциал энергия дейилади. Куёш атрофида айланаётган ер, ердан кутарилган жисм, чузилган ёки сикилган пружина, зарядланган жисм ва х. к. потенциал энергияга ега бўлади.

А) Эластик пружинанинг потенциал энергияси:

Эластик пружинани X_1 дан X_2 қийматигача чизикли деформацияланганда бажарилган ишни ҳисоблаймиз (3-расм). dA қ Φ dX $\cos \alpha$



3-Расм

бу ерда Φ қ $-KX$, α қ 180° ($\cos 180^\circ$ қ -1)

булгани учун dA қ $-kx dx$

$$\text{Тулик иш } A_{12} = - \int_{x_1}^{x_2} kx dx = - \frac{kx^2}{2} \Big|_{x_1}^{x_2} = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2} \quad (17)$$

$$\text{бу ерда } E_n \text{ қ } \frac{kx^2}{2} \quad (18)$$

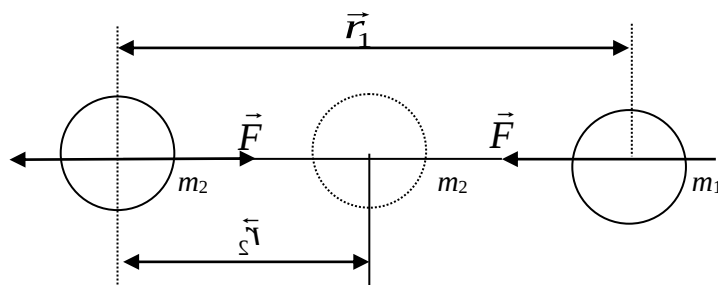
эластик деформацияланган жисмнинг потенциал энергиясидир. (17) дан куринадики,

$$A_{12} \text{ қ } E_{n1} - E_{n2} \text{ қ } - (E_{n2} - E_{n1}) \text{ қ } -\Delta E_n$$

яъни, потенциал энергия узгаришининг тескари ишораси билан олинган қиймати бажарилган ишга тенг:

Б) Огирлик кучи таъсир этаётган жисмнинг потенциал энергияси:

Массалари m_1 ва m_2 булган жисмларнинг тортишиш кучи таъсирида r_1 дан r_2 масофагача кучиришда бажарилган ишни ҳисоблаймиз (4-Расм)



4-расм

$$dA \text{ қ } \Phi dr \text{ қ } \Phi dr \cos \theta^0 \text{ қ}$$

$$\Phi dr \text{ қ } \Gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} dr$$

Тулик иш:

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_{r_1}^{r_2} G m_1 m_2 \frac{dr}{r^2} = G m_1 m_2 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = G \frac{m_1 m_2}{r_1} - G \frac{m_1 m_2}{r_2}$$

Шундай қилиб бутун олам тортишиш кучи таъсир қилаётган жисмнинг потенциал энергияси:

$$E_n \text{ қ } - \Gamma \frac{m_1 m_2}{r} \quad (20)$$

Потенциал энергия нолинчи сатхининг узгариш ҳолатини куриб чикамиз. Бунинг учун ер билан бирор жисм ўзаро таъсирини оламиз. Жисм ер сиртида турганда $E_n \neq 0$, бунда $r \neq R_{ep}$ (20) га асосан $E_n \neq 0$ қ- $G \frac{M_{ep}m}{R_{ep}} + C$;

бунда $C \neq G \frac{m_1 m_2}{R_{ep}}$

Жисм ердан h баландликга кутарилса $r \neq R_{ep}$ қ- h

$$E_n \neq -G \frac{M_{ep}m}{R_{ep} + h} + G \frac{M_{ep}m}{R_{ep}}$$

Алгебраик узгартиришлардан кейин:

$$E_n = GM_{ep}m \left(\frac{1}{R_{ep}} - \frac{1}{R_{ep} + h} \right) = GM_{ep}m \left(\frac{R_{ep} + h - R_{ep}}{R_{ep}^2 + hR_{ep}} \right) = G \frac{M_{ep}m}{R_{ep}^2} \left(\frac{h}{1 + \frac{h}{R_{ep}}} \right)$$

$h \ll R_{ep}$ деб ҳисобласак $h / R_{ep} \ll 1$ бўлади. Унда

$$E_n \neq G \frac{M_{ep}}{R_{ep}^2} m h \quad \text{ва} \quad G \frac{M_{ep}}{R_{ep}^2} \neq \varepsilon \quad \text{лигидан}$$

$$E_n \neq m g h \quad (21)$$

(21) огирлик кучи таъсир этаётган жисмнинг потенциал энергиясидир.

В) Механик энергиянинг сақланиш қонуни: Жисмнинг ёки ихтиёрий жисмлар система-сининг кинетик ва потенциал энергиялари йигиндиси (агар ишқаланиш, электрланиш ва х. к ҳисобга олинмаса) ўзгармас микдордир.

$$E_n \neq E_k \neq \text{const} \quad (22)$$

Ёпик консерватив системанинг тула энергияси ўзгармас микдорга тенг. Маълумки, консерватив системада бажарилган иш факат юлнинг бошлангич ва охириги ҳолатига боғлиқ. Консерватив системада иш бажарувчи куч консерватив ёки потенциал куч дейилади. Энергия бир жисмдан иккинчи жисмга ўтиши, бир турдан иккинчи турга айланиши мумкин, лекин энергиянинг умумий микдори узгармайди. Энергия бордан юк бўлмайди, юкдан бор бўлмайди. Бу қонун - энергиянинг сақланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунидир. Бу қонун микрожисмлар механикасида ҳам, классик механикада ҳам уринлидир.

2.2. 1. Бутун олам тортишиш кучи. Огирлик кучи

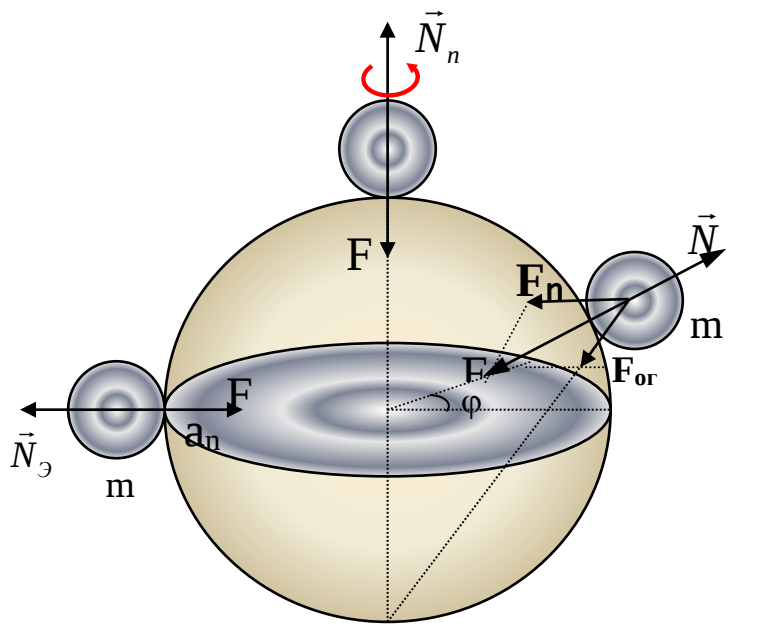
Тортишиш кучи- табиатда энг буюк куч. Инсон ҳаёти бу кучга чамбарчас боғлиқ. Тоғ жинсларини бирлашиши, планета сувининг йигилиши, денгиз ва океанларнинг пайдо бўлиши, ернинг мовий атмосферани ушлаб туриши ва х. к. лар тортишиш кучи туфайлидир. Бу куч бўлмаганда еди, планеталардан тортиб, майда осмон жисмлари-метеор, астероидлар ҳам коинот қоронгиллигига сочилиб кетарди, - умуман коинотнинг тузилиши бузилиб кетарди. Бутун олам тортишиш қонуни шундай таърифланади: Жисмлар бир-бири билан массаларининг купайтмасига тўғри пропорционал, ораларидаги масофанинг квадратига тесқари пропорционал бўлган куч билан тортишади:

$$\Phi \approx \Gamma \frac{mM}{R^2} \quad (4)$$

бу ерда $\Gamma \approx 6,62 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ - бутун олам тортишиш доимийси бўлиб, унинг физик маъноси: массалари 1 кг дан булган жисм 1 м масофада $6,62 \cdot 10^{-11} \text{ Н}$ куч билан таъсирлашади. Бундан куринадики, микрожисмлар орасидаги тортишиш кучи жуда кичик бўлиб, аксинча коинот жисмлари орасида катта бўлади. Бутун олам тортишиш қонуни икки жисм орасидаги тортишиш кучини ифодалаб қолмасдан, ҳозирги замон космологияси асоси-оламимизнинг ўзгаришчанлигини ҳам қурсатиб беради. Ҳақиқатан Бутун олам тортишиш қонунидан жисмлар ўзаро таъсирлашиб $a \approx \Gamma M / R^2$ тезланиш олади. Ҳар қандай галактикалар R масофада туриб нисбий манфий a -тезланишига ега бўлади: бу коинотни угаришчанлигини билдиради. Ҳақиқатан, осмон жисмлари бир-бирига яқинлашиб - узоклашганда уларнинг тезланиши ўзгаради, натижада уларнинг зичлиги ўзгаради. Н ютон уз назариясида буни назарда тутмаган еди. Бизнинг асримизга келиб бу ҳодиса тасдиқланган. Бу назарияга асосан қандайдир t_0 вақтда Коинот бир жойга тупланган ва жуда катта зичликка ега булган. "Катта портлаш" дан кейин Коинот кенгайиши бошланган ва бу нарса ҳозир ҳам давом етмоқда. ер сиртидаги жисм учун (4) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi_{\text{мақ}} \approx \Gamma \frac{mM_{\text{еп}}}{R_{\text{еп}}^2} \quad (5)$$

(5) дан $a \approx \Gamma M_{\text{еп}} / R_{\text{еп}}^2 \approx 9,81 \text{ м/с}^2$ Бу тезланиш еркин тушиш тезланиш дейилади.



5-Расм

Огирлик кучи. ернинг (Марс, Ой...) тортиши туфайли юзага келадиган куч огирлик кучи деб аталади. Огирлик кучи ер кутблари ва экватордан ташқари, ер сиртининг ҳамма нуқталарида тортишиш кучи билан мос тушмайди (5-расм). Бунинг сабаби ернинг уз уки атрофида

айланишидир. Екватордаги m_1 жисм учун Ньютон иккинчи қонунининг курилиши: $\Phi_{\kappa} H_E \kappa m_1 a_n$

Уларнинг проекциялари $\Phi - H_e \kappa m_1 a_n$ ёки $H_e \kappa \Phi - m_1 a_n N_e \kappa \Phi_{ог}$ лигидан $\Phi_{ог} \kappa \Phi - m_1 a_n$

Кутбларда $a_n \kappa 0$. Унда $\Phi - H_n \kappa m_1 a_n \kappa 0$ Шунга ухшаш $\Phi \kappa H_n \kappa \Phi_{ог}$ Шундай қилиб кутбларда $\Phi \kappa \Phi_{ог} \kappa m_1 g$ Φ кучга ma_n кушимча унчалик катта емас. Шунинг учун $\Phi_{ог} \kappa \Phi \kappa m_1 g$

2.2. 2. Ноинерциал санок системалари. Инерция кучлари

Ньютон қонунлари ҳамма санок системаларида ҳам бажарилавермайди. Бу қонунлар фақат инерциал санок системаларида тўғри бўлади. Куёш билан боғланган системани инерциал дейиш мумкин. Ҳамма инерциал системалар бир-бирига нисбатан текис ҳаракат қилади ёки тинч ҳолатда бўлади. Инерциал системаларга нисбатан тезланиш билан ҳаракатланадиган системалар ноинерциал системалар дейилади. Ноинерциал системалар механикасига мисол тариқасида тезланиш билан ҳаракатланадиган поездни куриб чиқамиз. Поезд ичидаги нарсалар ҳеч қандай куч таъсир етмасида тезланиш олади. , юклар қуйилган жойидан тушиб кетади, юловчилар вагон деворига сиқилади ва х. к. Ноинерциал санок системасига Ньютоннинг иккинчи қонунини тадбиқ этиш учун инерция кучи деб аталувчи кушимча кучлар киритилади. Ноинерциал санок системасининг ихтиёрий ҳаракатида ва бу системадаги жисмларнинг ҳаракатига инерция кучининг таъсирини ҳисоблаш анча мураккаб масала. Шунинг учун оддийроқ мисол курамиз. Ноинерциал санок системасидаги тинч турган жисм инерциал санок системасига нисбатан тўғри қизиқли ўзгармас тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлсин (6-расм).

Маятник урнатилган аравача тўғри қизиқли текис тезланувчан ҳаракат қилаётган бўлсин. Бунда маятник α бурчакка оғади. Инерциал санок системасида турган кузатувчи (юл четида турган одам) маятникка mg оғирлик кучи ва Φ_T таранглик кучи таъсир етаяпти деб ҳисоблайди. Бу кучларнинг тенг таъсир етувчиси:

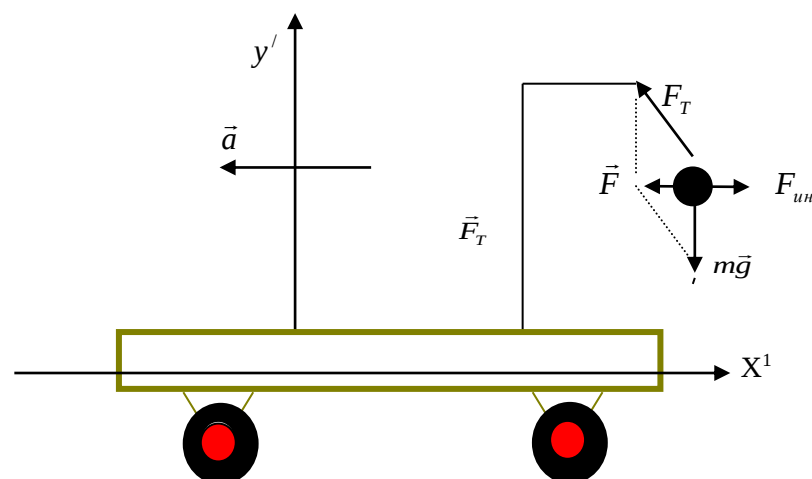
$$\Phi \kappa \Phi_m \kappa mg \kappa ma$$

Ноинерциал санок системасида турган кузатувчи (аравачадаги одам) маятник $\propto$ бурчакка оғишини сезади. Бу кузатувчи Н ьютон қонунларини куллаш учун учинчи кучни киритишга мажбур бўлади:

$$\Phi_{ин} \kappa - ma \quad (7)$$

Шундай қилиб, инерция кучи жисм массаси билан тезланишининг купайтмасини тесқари ишораси билан олинган қийматига тенг.

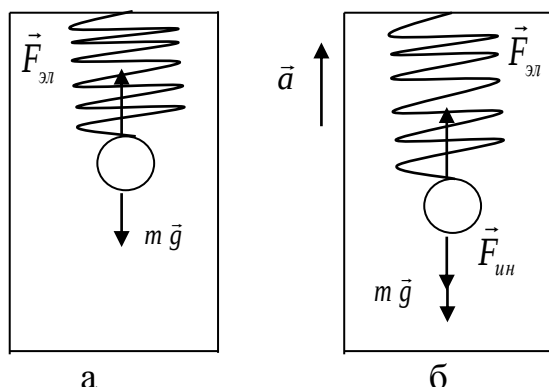
6-расм



Демак ноинерциал санок системасидаги жисмга учта куч: огирлик кучи, таранглик кучи ва инерция кучи таъсир етиб, уларнинг вектор йигиндиси нолга тенг, шунинг

учун Н ютоннинг иккинчи қонунига асосан бу системада жисм тезланишга ега емас. Бошқа мисол курамиз: Лифт шифтига пружинага бириктирилган m массали жисм осиб қуйилган. Лифт юкорига a -тезланиш билан кутариляпти. "Хараказиз" кузатувчи (инерциал санок системаси) жисмга огирлик кучи ва еластик кучи таъсир этади деб хисоблайди (7а-расм). Н ютоннинг иккинчи қонунига асосан

$\Phi_{ел} - m\vec{g}$ қ - $m\vec{a}$



7 - расм

"Харакатдаги" кузатувчи жисмга учта куч: $m\vec{g}$, $\Phi_{ел}$ ва $\Phi_{ин}$ кучлари таъсир етишини сезади. Бу системага нисбатан жисм тинч ҳолатда бўлгани учун :

$$m\vec{g} \text{ қ } \Phi_{ел} \text{ қ } \Phi_{ин} \text{ қ } 0$$

Уларнинг проекциялари

$$\begin{array}{l} -m\vec{g} \text{ қ } \Phi_{ел} - \Phi_{ин} \text{ қ } 0 \\ \text{ёки} \\ m\vec{g} \text{ қ } \Phi_{ин} \text{ қ } \Phi_{ел} \end{array}$$

Агар жисм айланаётган ноинерциал системада ҳаракат қилаётган бўлса (7) ни куллаб бўлмайди. Инерция кучи ва тортишиш кучи эквивалент бўлиб, уларнинг физик маъноси бир хил. Бу нарса 1915 йилда А. Ейнштейн томонидан яратилган нисбийлик назариясининг принципларидан биридир.

2.2. 3. Жисмнинг огирлиги. Вазнсизлик ва юкланиш

Жисмнинг огирлиги. ернинг тортиши туфайли жисмнинг таянчга ёки осмага берадиган таъсири унинг огирлиги деб аталади. Агар жисм ерга нисбатан тинч ҳолатда ёки тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган бўлса,

жисмнинг огирлиги огирлик кучига тенг бўлади. Демак жисмнинг огирлиги тортишиш кучидан ташқари таянч ёки османинг тезланишига ҳам боғлиқ. Жисмнинг огирлиги жисмнинг массаси ёки турар жойи билан аниқланмайди. 7б-расмдан маълум бўладики, жисмнинг огирлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$P \approx \Phi_{ин} \approx mg \quad (1)$$

Вазнсизлик. Агар жисм таянчи билан пастга ҳаракат қилаётган бўлса, унда $\Phi_{ин} \approx mg$

мувофиқ равишда $P \approx mg$ (2)

Жисмнинг огирлиги нолга тенг, яъни жисм таянчига таъсир етмайди. Бундай ҳолат вазнсизлик дейилади. Масалан, жисм узини таянчи билан еркин тушса вазнсизлик ҳолати юзага келади. Ер шароитида вазнсизлик ҳолатига қуйидагилар мисол бўлади:

- а) "вазнсизлик кутарма" ларида (текшириш асбоблари билан баланд курилмадан еркин тушуётган контейнер);
- б) Махсус траектория ("Кеплер тепаликлари") билан учаётган самалётларда;
- в) Атмосферанинг сийраклашган катламларига чиқарилган ракетаalarda, бунда двигател учириб қуйилади ва ракета еркин тушиш ҳолатига утади;
- г) Иммерсия - зичлиги жисм зичлигига тенг булган суюқликка жисм чуқутириш.

Бунда жисмнинг огирлиги Архимед кучига тенг бўлиб қолиб, вазнсизлик ҳолати юзага келади ва жисм исталган юналишда еркин ҳаракат қилади. Мана шу нарсани назарда тутиш керакки, гидровазнсизлик ҳақиқий вазнсизликдан суюқ муҳитни жисмга берадиган қаршилиги билан фарқ қилади.

Вазнсизликни узига ҳос моделларидан бири антиортостатистик ҳолат - бунда ётган одам юқори қисми горизонтал қизикдан пастда жойлашади. Тажрибалар "бош билан пастга" ҳолатига олиш бурчаги 4 мин. 30° ташкил этади. Олиш қанча катта бўлса, вазнсизлик шунча қўпаяди. Текширишлар шуни кўрсатадики, 15 минут 30° бурчак остида туриш одамни вазнсизлик ҳолатига чидамлилигини оширади.

Инсон бир вақтнинг узида ҳам огирлик кучи, ҳам таянч реакцияси таъсирида дунёга келади, яшайди. Вазнсизлик ҳолатида таянчнинг булмаслиги одам ва ҳайвонлар танаси физиологиясида узгаришларни юзага келтиради. Вазнсизлик ҳолати одамнинг қўлиш, тери ва мускул сезгилари ва бошқа фаолиятларига уз таъсирини кўрсатади. Бу ҳолатда одам йиқилаётган ёки боши паст қолда учаётгандек сезади. Вазнсизлик ҳолатида қўл ҳам вазнсиз бўлади. Натижада қўлнинг қайта тақсимланиши пайдо бўлади: тананинг қўл қисмидан юқorigа қараб интилади. Айланаётган қўл бошқарадиган ҳажм ва қўсим одам нерв системасига таъсир қилади. Қўл айланиш қамаяди, натижада қўл қўл сув ишлаб чиқади. Шу билан бирга қўл қўл қамаяди - сувнинг манфий баланси қўл бўлади. Вазнсизликда юзага келадиган физиологик ҳолатлардан бири қўл ва мускуллар

юкланмайди. Одам юрмайди, факат космик кема ичида сузади. Кема ичида ҳаракат қилиш учун оёқдан кура куллар купрок ишлайди. Вазнсизлик ҳолатида яшаш учун космонвтлар албатта махсус машклардан утади.

Юкланиш. Огирлик огирлик кучидан катта булганда юкланиш юзага келади. Ноинерциал санок системаларида (1) ни ҳисобга олган ҳолда ёзиш мумкин:

$$\left| \Phi_{ин} \text{ қ } мг \right| \succ мг$$

Одатда юклама қўйидаги муносабатдан топилади:

$$\eta \text{ қ } \left| \Phi_{ин} \text{ қ } мг \right| / (мг) \text{ қ } \left| -ма \text{ қ } мг \right| / (мг) \quad (3)$$

Масалан, агар ноинерциал система a қ - 4г тезланиш билан ҳаракат қилса, юкланиш 5 га тенг бўлади (бешкарра юкланиш). Юкланиш вақтида кон айланиш секинлашади. Ҳақиқатан, одам юраги сатҳида кон босими 0, 12 атм. ташкил этади. Бош юракдан 30 см баландликда жойлашгани учун 4г тезланишда бу кон бошга етиб келади. 8г тезланишда кон айланишини таъминлаб туриши учун юрак босимини икки марта ошириш зарур бўлади. Тананинг "оёқ-бош" юналишида 5г юкланишда кон шунчалик огирлашадики, юрак конни бошга етказиб бера олмайди. Бу ҳолда одам куз олдида "қора парда" (куз олди қораяди) сезади ва ҳушидан кетади. Агар тезланиш "бош-оёқ" юналишда юзага келса, кузлар олдида "қизил парда" пайдо бўлади ва бошга кон қўйилиши юзага келиб, ҳушидан кетади. Космик кеманинг учиш вақтидаги юкланиши тахминан 5 с давомида 7г - 8г ни ташкил этади. 10г дан катта юкланишлар космик кемалари тушишида, тез учар самолётларнинг юналишини бирданига узгартиришида, автомобил ҳалокати вақтида юзага келади. Автомобил ҳалокати вақтида юкланиш 30г дан кичик бўлса, одам тирик қолиши мумкин.

3 - МАЪРУЗА.

3.1 Харакатнинг нисбийлиги

3.1.1. Нютон механикаси ва нисбийлик назарияси

Махсус нисбийлик назарияси 1905 йилда А. Ейнштейн (1879- 1955) томонидан яратилди. Бу назария факат инерциал санок системаларида, я ни бир-бирига нисбатан тўғри чизиqli текис ҳаракатланаётган санок системаларда юз берадиган табиат ҳодисаларини ўрганади. Шунинг учун ҳам бу назарияга махсус нисбийлик назарияси дейилади. Ейнштейннинг бу назарияси Н ютон механикасининг фазо, вақт, масса каби физикавий тушунчалар тўғрисидаги тасаввурларини тубдан ўзгартириб юборади.

XX аср бошларигача табиат ҳодисаларини изохлаш учун механикавий қонуниятларни тадбиқ етиш муваффақиятлари шу қадар кучли едики, ўша вақтда олимлар ҳар қандай физикавий ҳодисаларни (иссиқлик, электр, еруғлик) механикаси асосида изохлаб ҳодисаларнинг механик моделини яшаш мумкин деб ўйлардилар.

Аммо электромагнит ҳодисаларни, жумладан еруғлик ҳодисаларини механика асосида изохлашга уриниш мувоффақиятсиз бўлиб чиқди ва бу нуқтаи назардан воз кечишга тўғри келди.

Классик механикага асосан барча физикавий жараёнлар фазода ва вақтда юз беради, бунда фазо ва вақт абсолют деб қаралади. Гарчи жисмларнинг ҳаракати доимо фазода содир бўлсада, жисмлар фазонинг хоссалари (изотроплик, бир жинслилик) га ҳеч қандай та сир кўрсатмайди, демак, фазо ўз-ўзича материясиз мавжуд бўла олади. Н ютон динамиканинг асосий қонуни ($F = ma$) ни абсолют деб ҳисобланади, чунки бу қонун абсолют фазодаги ҳаракатни тасвирлайди.

Классик механикада материяга ва унинг ҳаракатига боғлиқ бўлмаган, доимо бир текис ва бир хил ўтадиган ягона, дуневий вақт, абсолют вақт мавжуд деб қабул қилинади. Шундай қилиб, фазо ва вақт бир - биридан ажратиб кўйилади.

Аммо классик механиканинг фазо ва вақт, масса, тезликлар ҳақидаги бундай қарашлари ҳақиқатга тўғри келмай қолди.

Тажрибалар (А. Майкел соннинг еруғлик тезлигини аниқлаш буйича) текширишлар (Г. Лоренцнинг катта тезлиқли электронлар ҳаракатига доир) асосида яратилган замонавий илмий тасаввурлар (А. Ейнштейннинг нисбийлик назарияси) бутунлай бошқа нарсани кўрсатади.

Биринчидан, фазо ва вақт қандайдир мустақил негизлар емас, балки материянинг умумий ва ажралмас хоссаларидир, я ни материянинг яшаш шаклидир. Фазо айни бир пайтда юз берган табиат ҳодисаларининг ўзаро жойлашув тартибини ва жисмларнинг ўлчови мавжудлигини ифодалайди.

Вақт еса бир-бирини урнини олаётган ҳодисаларнинг изма-из келиш тартибини, давом етиш муддатини ифодалайди. Шундай қилиб, фазо ва вақт ўлчанувчан катталиқлардир. Ҳозирги замон тасаввурларига қура, фазо уч ўлчамли (узунлиги, ени, баландлиги), вақт еса факат бир ўлчамлидир. Улар бирлиқда турт ўлчамли системадир. Иккинчидан, жисмларнинг еки жисм

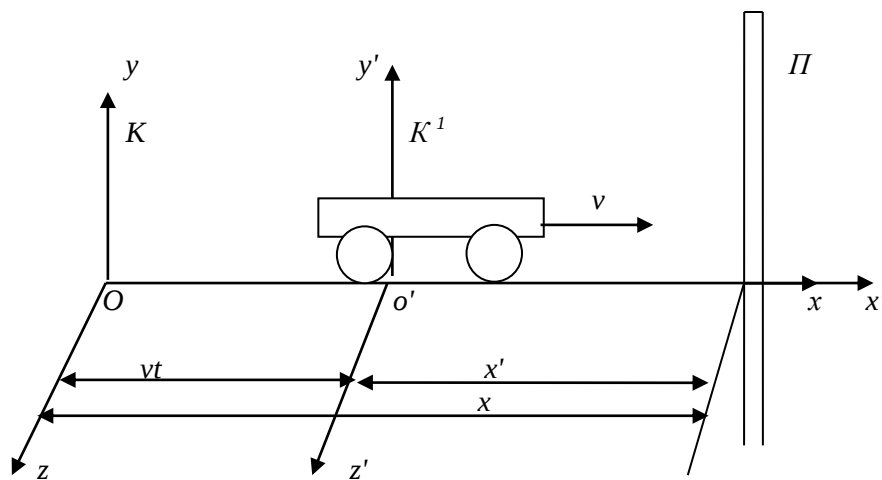
зарраларининг ҳаракати еруглик тезлиги (300000 км/с) га тенг еки ундан катта бўлиши мумкин эмас. ерукликнинг вакуумдаги тезлиги табиатда энг катта, яъни чегаравий тезлик бўлиб, еруглик зарралари- фотонлар шу тезлик билан вакуумда ҳаракатланаолади. Учинчидан, жисмнинг массаси унинг ўзгармас катталиги эмас, у жисмнинг ҳаракат тезлигига қараб ўзгаради. Шундай қилиб, юқорида баён етилган ҳодисаларни тушунтира оладиган ва классик тасаввурларни ўз ичига қамраб оладиган янги, умумий назария яратиш зарурияти туғилди. Бундай назария XX аср бошларида пайдо бўлди. Бу Эйнштейннинг махсус нисбийлик назарияси еди. Бу назарияни яратишда машҳур олимлардан Лоренц ва Паункаренинг ҳам ҳиссаси каттадир.

3.1. 2. Галилейнинг нисбийлик принципи ва алмаштиришлари

Табиатда абсолют ҳаракат ҳам, тинчлик ҳам мавжуд эмас. Табиатдаги ҳамма жисмлар нисбий ҳаракат қилади еки нисбий тинчликда туради. Бунинг маъноси шуки, жисмнинг фазодаги вазиятини, яъни ҳаракатини аниқлашда, албатта, шу жисмнинг қайси жисмга нисбатан ҳаракат қилаётганини, ҳаракат қачон содир бўлганини, қисқаси санок системасини курсатиш зарур.

Санок системалари ичида инерциал санок системаси энг қулайдир, чунки уларда жисм вазиятини осон топилади. Инерция қонуни уринли бўлган санок системалар, бошқача айтганда, бир-бирига нисбатан тўғри чизиқли текис ҳаракат қилаётган санок системалар инерциал системалардир. Галилейнинг нисбийлик принципи қуйидагича таърифланади: барча инерциал системаларда механика қонунлари бир хилдир.

Нисбийлик назариясида "Алмаштиришлар" деган суз бир инерциал системада юз берган бирор воқеанинг координата ва вақтини билган ҳолда, шу воқеанинг бошқа инерциал системадаги координата ва вақтини топишга имкон берадиган формулани аниқлатади. Айтайлик, бизга иккита инерциал система берилган бўлсин, булардан бирини темир юл екасида турган K^1 кузативчи, иккинчисини платформада турган K кузатувчи деб олайлик K ва K^1 кузатувчиларни тегишлича $X\bar{Y}Z$ ва $X'\bar{Y}'Z'$ координаталар системаси билан боғлайлик (1-расм). Кузатиш бошланган пайтда иккала кузатувчи O нуқтада яъни O' нуқта O нуқта устида турган бўлсин. Шу пайтда OX ўқдаги Π нуқта иккала кузатувчидан бир хил ўзқликда бўлади. Агар K^1 система K системага нисбатан OX ўқ бўйлаб ўзгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, t вақт ўтгач, Π



1-расм

нуқтанинг координаталари ўзгаради. Бу ўзгаришлар қуйидаги формулалардан топилади:

K' кузатувчининг хисоби: $x'qx-vt$, $y'qy$, $z'qz$

K кузатувчининг хисоби: $xqx'qvt$, yqy' , zqz'

Ньютон механикасида вақтни ўзгармас катталик, яъни барча санок системалари учун бир хил деб қабул қилинади: $t'qt$

Шундай қилиб, координаталар ва вақт алмаштириш формулалари қуйидагича бўлади:

K' кузатувчининг хисоби	K кузатувчининг хисоби	Бу формулалар
$x'=x-vt$	$x=x'+vt$	Галилей
$y'=y$	$y=y'$	алмаштиришлари
$z'=z$	$z=z'$	дейилади.
$t'=t$	$t=t'$	Бу

(1)

формулалардан тезликларни қўшишнинг классик қонуни келиб чиқади:

(1) даги $xqx'qvt$ тенгликни $tqmt'$ га бўлиб, тезликларни кушамиз:

$$\frac{x}{t} = \frac{x'}{t'} + v \quad \text{ёки} \quad u = u' + v \quad (2)$$

бу ерда $u = \frac{x}{t}$ K -кузатувчи ўлчайдиган тезлик, $u' = \frac{x'}{t'}$

K' -кузатувчининг тезлиги, v -инерциал системалар нисбий тезлиги.

Механика қонуни нуқтаи назаридан жисм ҳар қандай, ҳатто ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Аслида бундай бўлиши мумкин эмас. Тажрибалар ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги абсолютдир, бу барча инерциал ситемаларда бир хил бўлиб, ундан катта тезлик мавжуд эмаслигини курсатади. Улардан шундай хулоса чиқади:

- 1) Ёруғлик манбаининг ҳаракати ёруғликнинг таркалиш тезлигига таъсир курсатмайди, ёруғлик ҳамма юналишларда бир хил тезлик билан таркалади.
- 2) Тезликларни қўшишнинг классик қонуни ва, демак, Галилей алмаштиришларини механик ходисаларга ва умуман олганда электромагнит ходисаларга тадбиқ қилиб бўлмайди, улар тажрибавий далилларга тўғри келмайдиган натижа беради.

3.1. 3. Махсус нисбийлик назарияси

250 йил мобайнида мутлоқ бенуксон деб ҳисоблаб келинган Н ютон механикасини ўзгартириш ва тўғрилаш шарафига А. Ейнштейн муяссар бўлди. Ейнштейн бу ишни 1905 йилда "Ҳаракатланаётган жисм электродинамикасига доир" деган мақоласида ёллон қилди. Ейнштейн физика учун муҳим бўлган иккита пастулотни баён қилди:

1. Барча инерциал санок системаларда табиат қонунлари бир хилдир. Бу пастулот махсус нисбийлик принципи дейилади.
2. Барча инерциал санок системаларида ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги бир хил бўлиб, у ёруғлик манбаининг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас. Бу пастулот ёруғлик тезлигининг доимийлик принциpidир.

Махсус нисбийлик принципи ва ёруғлик тезлигининг доимийлик принципига асосланган таълимот махсус нисбийлик назарияси дейилади. Бу

назарияга асосан, бир санок системада бир вақтда содир бўладиган воқеалар, бошқа системаларда айна бир вақтда руи бермайди. Бинобарин, ҳаракат каби бир вақтlilik ҳам нисбий тушучадир; оламда абсолют ҳаракат бўлмагани каби абсолют вақт ҳам юк. Оламнинг ҳамма жойида бир вақтни курсатадиган дунёвий соат мавжуд емас. Хар бир инерциал санок системасининг уз вақти ва уни ўлчайдиган уз соати бўлади.

3.1. 4. Лоренц алмаштиришлари

Бир инерциал санок системасидан бошқа инерциал системага утганда координаталар ва вақтни алмаштиришнинг янги, тўғри формулаларини юкорида баён етилган икки пастулот асосида келтириб чикариш мумкин. Фараз килайлик, K' система (платформа) K система (ерга) нисбатан OX ук бўйлаб ўзгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (1-расм). Бу холда OY ва OZ уқлар бўйлаб кучиш юк. Шунинг учун уша юналишларда координаталар алмаштириши қуйидагича бўлиши керак.

$$y' = y \quad \text{ва} \quad z' = z \quad (a)$$

Координаталарни тўғри алмаштириш - Галилей алмаштиришлари

$$(x' = \gamma(x - vt) \quad \text{ва} \quad t' = \gamma(t - vx/c^2)) \quad \text{дан}$$

$$x' = \gamma(x - vt), \quad t' = \gamma(t - vx/c^2)$$

Бу формулалардаги коэффициентнинг бир хил бўлиши шарт, бу махсус нисбийлик принципнинг талабидир. Лекин k' - система k - системага нисбатан ҳаракатланса, k - система k' -нисбатан чапга томон ҳаракат килади. Шунинг учун $v' = -v$. Бинобарин, кейинги формулаларни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$x' = \gamma(x - vt) \quad (b) \quad x = \gamma(x' + vt') \quad (v)$$

Бу ердаги K коэффициент факат иккала инерциал санок системанинг нисбий тезлигига боғлиқ бўлиши керак. Бу фикрни ёруглик тезлигининг домийлик принципага таяниб исботлаш мумкин. Айтайлик, вақтнинг **тқт'қ0** пайтида K ва K' системаларнинг координаталар боши, яъни O ва O' нуқталар устма-уст тушган бўлсин. Худди шу пайтда O нуқтадан OX юналишида ёруглик импул си юборайлик. Бу импул s т ва t' вақт утгач Π нуқтага урнатилган экранни ёритади. Иккинчи пастулотга мувофик иккала санок системаси учун ҳам ёругликнинг S тезлиги бир хилдир. Шунинг учун воқеанинг, яъни экран ёритилишининг K ва K' системалардаги координаталари тегишлича қуйидаги тенгламалар билан ифодаланади: $x = ct$, $x' = ct'$

Бу холда (б) ва (в) формулаларни қуйидаги куринишда ёзиш мумкин:

$$ct' = \gamma(ct - vt)$$

$$ct = \gamma(ct' + vt')$$

$$\text{ёки} \quad ct' = \gamma ct (1 - \beta)$$

$$ct = \gamma ct' (1 + \beta)$$

Кейинги икки формулани бири-бирига купайтириб, сўнгра купайтмани tt' га бўлиб, қуйидаги тенгламани хосил қиламиз:

$$c^2 = \gamma^2 c^2 (1 - \beta^2)$$

Бундан К коэффициентни топамиз (мусбат илдиз олинади, манфий илдиз маънога ега эмас):

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3)$$

(3) релятивистик (латинча-нисбийлик) коэффициентини (б) ва (в) тенгламаларга қўйиб, координаталар алмаштиришлари учун қуйидаги формулаларни ҳосил қиламиз:

$$x^1 = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad x^1 = \frac{x^1 + vt^1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{Бу тенгликларнинг унғ ва чап}$$

томонларини С га бўлиб, tx/c эканини назарга олиб t' ва t вақтлар учун қуйидаги формулаларни ҳосил қиламиз:

$$t^1 = \frac{t - \left(\frac{v}{c^2}\right)x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad t = \frac{t^1 + \left(\frac{v}{c^2}\right)x^1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Шундай қилиб, К' ва К системалардаги кузатувчилар учун Ейнштейн пастутлотларини тула каноатлантрувчи алмаштиришлар формулалари қуйидаги умумий курунишда ёзилиши мумкин:

$$x^1 = \frac{(x - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y^1 = y, \quad z^1 = z \quad (4)$$

$$x = \frac{(x^1 + vt^1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$y = y', \quad z = z' \quad (4')$$

$$t^1 = \frac{\left[t - \left(\frac{v}{c^2}\right)x\right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$t = \frac{\left(t + \frac{v}{c^2}x^1\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(4) ва (4')
формулаларни
нисбийлик назарияси
яратмасдан олдин
голланд олими Г.
Лоренц (1853-1928)
бошқа мақсадда
(электродинамика
қонунларини барча
инерциал санок

системаларида бир хил шаклда ифодалаш учун) келтириб чиқарган еди. Шунинг учун (4) ва (4') ни Лоренц алмаштиришлари дейилади. Лоренц алмаштиришларидан фазо ва вақтнинг бир-бирига боғлиқ бўлиши бевосита келиб чиқади, чунки координаталар алмаштиришлари формуласида вақт, вақтни алмаштиришлари формуласида координата иштирок этади. Бундан ташқари кичик тезликларда Лоренц алмаштиришлари Галилей алмаштиришига утади.

3.1. 5. Вақт оралигининг нисбийлиги

Лоренц алмаштиришлари бир вақтlilik тушунчасининг нисбий характерда эканлигини микдор жихатдан аниқлашга имкон беради. Айтайлик, бирор К' системанинг X_1 ва X_2 нуқталарида вақтнинг t' пайтида икки воқеа руй берган (мас. икки чироқ ёниб учган) бўлсин. Классик механика нуқтаи назаридан бир инерциал системада (К' системада), бир

вақтда руй берган икки воқеа бошқа ҳамма инерциал системаларда жумладан К системада ҳам айна шу вақтда юз беради.

Нисбийлик назарияси нуқтаи назаридан еса бошқача хулоса келиб чиқади: бир инерциал системада бир вақтда юз берган икки воқеа, бошқа инерциал системада бир вақтда юз бериши мумкин емас. Табиатда ўзаро алоқадор воқеаларнинг бири, албатта сабаб, иккинчиси еса, албатта окибат бўлиб келади. Масалан, коронги хонани ёритиш учун аввало чироқ ёқиш зарур. Бу ерда чироқ ёниши сабаб, хонанинг ёритилиши окибат бўлади. Нисбийлик назарияси шуни курсатадики, бир вақтлилиқ нисбий бўлсада, сабаб ва окибат ҳеч қачон ва ҳеч бир санок системасида уринларини алмаштиришлари мумкин емас, бундай ҳолларда ҳамиша окибат сабабдан келиб чиқади. Енди стандарт соатлардан бири бошқаларига нисбатан тўғри чизикли текис ҳаракат қилганида қандай ходиса юз беришини курайлик. Нисбийлик назарияси исботлайдики, соатнинг юриши ёки нисбийлик жараёнларининг ўтиши ҳаракат ҳолатига боғлиқ. Ҳаракатланаётган K^1 системадаги соат ҳаракатиз К системадаги соатлардан орқада қолади бошқача айтганда, ҳаракатланаётган систимада вақтнинг ўтиши секинлашади. Бу ходисани вақтнинг секинлашиши дейилади. Бу қонуниятларни аниқлаш учун Лоренц алмаштиришларидан фойдаланамиз. Айтайлик, ҳаракатланаётган K^1 системанинг (М-н, космик кеманинг) бирор X' нуқтасида t_1' вақтда қандайдир воқеа бошлансин-у, t_2' вақтда тамом бўлсин. Масалан, чироқ ёнсин-у, учсин. Шу системада чироқнинг ёниб учиши учун кетган вақт, яъни воқеалар давом этадиган вақт оралиғи қуйидагича бўлади:

$$\Delta t' = t_2' - t_1' \quad a)$$

К системада (м-н, ерда) шу воқеалар орасидаги вақт оралиғи:

$$\Delta t = t_2 - t_1 \quad б)$$

Лоренц алмаштиришларига мувофиқ:

$$t_1 = \frac{\left[t_1' - \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad t_2 = \frac{\left[t_2' - \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Буларни (б) тенгликка қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta t = \frac{\left[t_2' - \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{\left[t_1' + \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{(t_2' - t_1')}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(а) тенгликка асосан буни қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6)$$

Бу мунособат вақтнинг секинлашиши формуласидир. Бу формуладан куринадики, $\Delta t' < \Delta t$, яъни воқеаларнинг (чироқ ёниб учишининг) K' системадаги соат билан ўлчанган вақт оралиғи шу воқеаларнинг К системадаги соатлар билан ўлчанган вақт оралиғидан кичик бўлади.

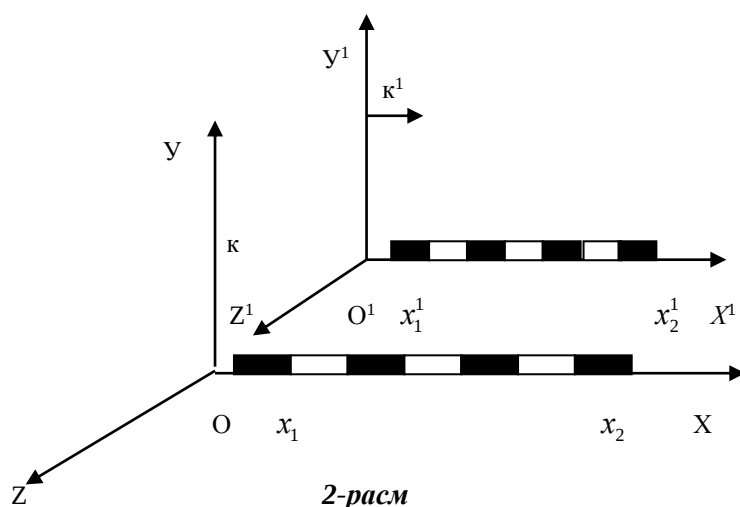
Бунинг маъноси шуки, ҳаракатланаётган системадаги соат ҳаракатиз системадаги соатларга караганда секинроқ юради, орқада қолади.

3.1. 6. Уzunликнинг нисбийлиги

Нисбийлик назариясига асосан узунлик ҳам нисбийдир. Хар қандай жисмнинг узунлигини Лоренц алмаштиришлари нуқтаи назаридан аниқлаш керак. Чизгич K' санок системасида $O'X'$ уқ бўйлаб тинч ётган бўлсин (2-расм). Бу системадаги чизгичнинг узунлиги қуйидагига тенг:

$$l' = x_2^1 - x_1^1 \quad (a)$$

бу ерда X_1 ва X_2 чизгич учларининг t' вақт ўтиши билан узгармайдиган координаталари.



K' система K системага нисбатан ўзгармас в тезлик билан

ҳаракатланади.

Чизгичнинг K системадаги

uzunligini ўлчан учун шу системага тегишли вақт бўйича айнаи бир пайтда чизгич учларининг K системадаги X_1 ва X_2 координаталари

ўлчаб олинган бўлиши зарур: Бу координаталар айирмаси чизгичнинг K системадаги узунлиги бўлади:

$$l \text{ қ } x_2 - x_1 \quad (б)$$

K' системада чизгич учларининг координаталари Лоренц алмаштиришларидан топилади:

$$x_1' = \frac{(x_1 - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad x_2' = \frac{(x_2 - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Бундан

$$x_2^1 - x_1^1 = \frac{(x_2 - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{(x_1 - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{(x_2 - x_1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(a) ва (б) ларни ҳисобга олиб, мунособатни қуйидагича ёзамиз:

$$l = \frac{l^1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (7)$$

Бу мунособат узунлик қисқариши формуласидир. Бу формула жисмнинг узунлиги унинг ҳаракат тезлигига боғлиқ эканини курсатадики, ҳаракатланаётган жисмнинг K системада ўлчанган узунлиги унинг узи тинч турган K' системада ўлчанган узунлигидан кичикдир. Ҳаракат тезлиги канча катта бўлса, ҳаракатланаётган жисмларнинг ўлчамлари ҳаракат юналишида

шунча куп кискаради. Бу ходиса узунликнинг кискариши ёки Лоренц кискариши дейилади.

3.1. 7. Тезликларни қўшишнинг релятивистик қонуни

Бу қонун Лоренц алмаштиришларидан келтириб чикарилади. Айтайлик K' санок системасида (ракетада) бирор жисм OX уқ буйлаб ўзгармас v^1 тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин.

$$v^1 = \frac{x^1}{t^1} \quad (a)$$

K' система (ракета) K системага (ерга) нисбатан худди уша юналишда v нисбий тезлик билан ҳаракатланади. Жисмнинг K системага нисбатан тезлиги қуйидагига тенг:

$$v = \frac{x}{t} \quad (б)$$

Бу тезлик K системадаги (Ердаги) кузатувчи ўлчайдиган натижаловчи тезликдир. Бу тезликни Лоренц алмаштиришлари ёрдамида топамиз. Ҳақиқатан, (4') га мувофиқ:

$$x = \frac{(x^1 + vt^1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad t = \frac{\left[t^1 + \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Буларни (б) га қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$u = \frac{(x^1 + vt^1)}{\left[t^1 + \left(\frac{v}{c^2} \right) x^1 \right]}$$

Бу тенгликнинг сурат ва махражини t^1 га бўлиб:

$$u = \frac{\frac{x^1}{t^1} + v}{1 + \frac{v}{c^2} \frac{x^1}{t^1}}$$

ёки (а) ни ёътиборга олиб, охирида қуйидаги формулага ега бўламиз:

$$u = \frac{v^1 + v}{1 + \frac{v^1 v}{c^2}} \quad (8)$$

Бу тезликларни қўшишнинг релятивистик қонунидир. Бу қонун умумий характерга ега бўлиб, табиатдаги катта-ю-кичик тезликларни қўшишда аниқ натижа беради. Дунёда ёругликнинг C тезлигидан катта тезлик юк. Кушилувчи v' ва v тезликларнинг қиймати ҳар қанча катта бўлганда, яъни ёруглик тезлигига жуда яқин бўлганда ҳам, бари бир, натижаловчи тезлик ёруглик тезлигидан кичиклигича қолеверади. **Мисол.** ерга нисбатан v тезлик билан учиб бараётган ракетадан, худди шу юналишда ёруглик сигнали узатилмокда. Бу сигналнинг ерга нисбатан тезлиги қандай? **ечилиши:** Тезликларни қўшишнинг релятивистик қонунига мувофиқ (v' қ C бўлганидан):

$$u = \frac{c+v}{1+\frac{cv}{c^2}} = \frac{c+v}{\frac{c+v}{c}} = c$$

Бундан шундай хулоса келиб чиқади: жисм ёки жисм заррасининг тезлиги хар қандай санок системасида хам ёругликнинг с тезлигидан катта ёки хатто унга тенг булаолмайди..

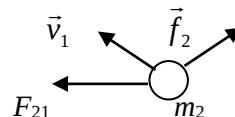
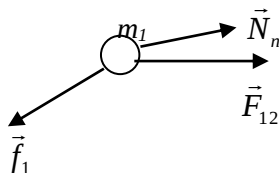
3.2.1 Импул снинг сақланиш қонуни. Реактив ҳаракат. Инсон томонидан импулс нинг сақланиш қонунидан фойдаланиш.

Моддий нуқтанинг импул си деб, массаси билан тезлигини купайтмасига айтилади: $P = mv$. Агар моддий нуқтага куч таъсир етмаётган бўлса, унинг импулси узгармай қолади. Ньютоннинг иккинчи қонунидан:

$$F = \frac{d(mv)}{dt}$$

Агар $F=0$ бўлса, унда $d(mv)/dt = 0$ ва $mv = \text{const}$.

Ўзаро таъсирлашувчи моддий нуқталар системасини куриб чиқамиз. Оддийлик учун фараз қиламиз бу система v_1 ва v_2 тезликларга ега булган m_1 ва m_2 массали икки кismдан иборат бўлсин. m_1 жисмга F_{12} куч, m_2 жисмга F_{21} куч таъсир етаяпти. Бундан ташқари бу жисмларга системага кирмайдиган куч таъсир қилаётган бўлсин. Бу кучлар мувофиқ равишда f_1 ва f_2 бўлсин



(1-расм).

1-расм

Хар иккала жисмга Ньютоннинг иккинчи қонунини тадбиқ етамиз:

$$\frac{d(m_1 v_1)}{dt} = F_{12} + f_1; \quad \frac{d(m_2 v_2)}{dt} = F_{21} + f_2$$

Бу тенгликни кушамиз

$$\frac{d(m_1 v_1)}{dt} + \frac{d(m_2 v_2)}{dt} = F_{12} + F_{21} + f_1 + f_2$$

F_{12} ва F_{21} кучлар таъсир ва акстаъсир кучларидир, шунинг учун Ньютоннинг учинчи қонунидан $F_{12} = -F_{21}$ ва қуйидагиларни хосил қиламиз:

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2) = f_1 + f_2$$

Агар жисмга ташки кучлар таъсир етмаса $f_1 = 0$ ва $f_2 = 0$, бундай системани ёпик дейилади. У ҳолда,

$$\frac{d}{dt}(m_1 v_1 + m_2 v_2) = 0 \quad \text{ёки} \quad m_1 v_1 + m_2 v_2 = \text{const} \quad (1)$$

Бу хулоса хар қандай моддий нуқталар ёпик системаси учун тўғри бўлади. Демак, ёпик система ташкил етувчи жисмларнинг импул си уларни хар қандай ўзаро таъсирида ўзгармас бўлади:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n = \text{const} \quad \Rightarrow \quad \sum_i m_i v_i = \text{const} \quad (2)$$

$$\text{ёки } m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n = m_1 u_1 + m_2 u_2 + \dots + m_n u_n \quad (3)$$

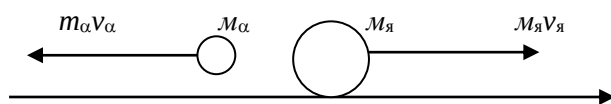
Импулснинг сақланиш қонуни фазонинг бир жинслилигини курсатувчи қонундир. Фазонинг бир жинслилиги шундан иборатки, агар жисмларнинг ёпик системасини бир хил шароитда фазога олиб чиксак, улар олдинги шароитда қолади ва у бошқа физик ходисаларга таъсир етмайди. Бошқача қилиб айтганда, физик қонунларнинг координаталарига нисбатан симметрияси мавжуддир. Импулснинг сақланиш қонунига мисоллар келтирамиз:

А. Кайтиш ходисаси. Бу ходиса макроскопик жисмларга ҳам (ут очар қуролдан отиш, реактив ҳаракат), микрозарраларнинг ўзаро таъсирида ҳам (атом ядросининг парчаланиши) юзага келади. α нурланишда радиоактив элемент ядроси Не атоми ядросини бўлгани учун умумий импулс 0 га тенг:

$$0 = M_{\text{Я}} v_{\text{Я}} + m_{\alpha} v_{\alpha} \quad (4)$$

Ядро ва α -зарра импулсларини X уқида проекциялаймиз (2-расм). Унда импулснинг сақланиш қонуни қуйидаги қурилишни олади:

$$0 = M_{\text{Я}} v_{\text{Я}} - m_{\alpha} v_{\alpha} \quad M_{\text{Я}} v_{\text{Я}} = m_{\alpha} v_{\alpha}$$



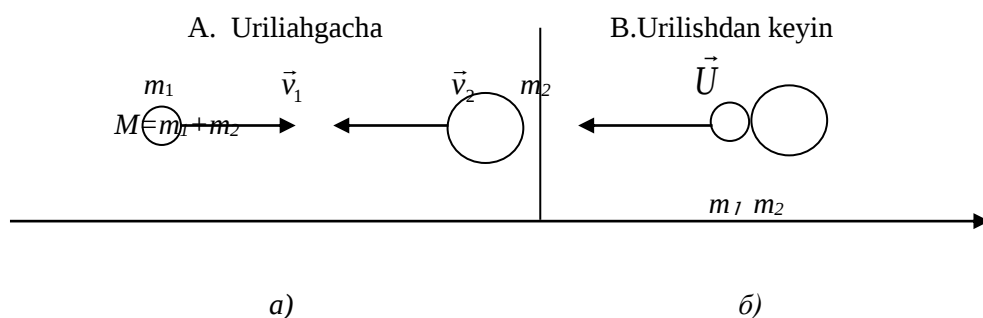
2-расм

Шундай қилиб, турли томонга учган α зарра ва ядроларнинг тезликлари массаларига тесқари пропорционал

$$\frac{v_{\text{Я}}}{v_{\alpha}} = \frac{m_{\alpha}}{M_{\text{Я}}} \quad (5)$$

Шуни айтиш керакки, бу ходисадан тажрибада нейтрино топилган. (5) муносабат ҳар қандай кайтиш ходисалари учун тўғри бўлади, масалан, укчини кундокни елкага маҳкам қисишга, тупни "ствол"и ҳаракатланадиган бўлишини талаб етади.

Б. Шарларнинг ноэластик урилиши. Импулснинг сақланиш қонунидан механиканинг масалаларини ечишда фойдаланилади. Бу масалаларни Ньютон қонунлари асосида ечишда қийинчилик тугилади. Фараз қиламиз m_1 ва m_2 массали жисмлар v_1 ва v_2 тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлсин ва



а)

б)

масса марказлари бир тўғри чизикда ётган бўлсин (3а-расм).

Урилишдан сўнг улар биргаликда v тезлик билан ҳаракатланади (3б-расм). Шарларни

ёпик система деб хисоблаб, уларга импульснинг сақланиш қонунини тадбиқ этамиз.

Урилишгача булган импульслари

$$P_1 = m_1 \vec{v}_1, \quad P_2 = m_2 \vec{v}_2$$

Урилишдан кейин умумий импульс

$$P_2 = (m_1 + m_2) \vec{u}$$

Импульснинг сақланиш қонунини вектор қурилишда ёзсак:

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = (m_1 + m_2) \vec{u} \quad \text{ва} \quad \vec{u} = \frac{(m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2)}{(m_1 + m_2)}$$

Вектор тенгликни X укида проекциялаб масалани ечамиз:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2) u \quad \text{ва} \quad u = \frac{(m_1 v_1 + m_2 v_2)}{(m_1 + m_2)}$$

Демак, импульснинг сақланиш қонунини масаланинг ечимини осонгина топиш мумкин. В. Реактив ҳаракат. Инсон космик фазога чиқишга интилади. Бунинг сабаби келгуси авлод ердаги ҳаёт манбалари: ҳаво, сув, фойдали казилмалардан маҳрум бўлиши мумкин. Бундан ташқари ерда энергия олиш ва фойдаланиш натижасида атроф - муҳитнинг ифлосланиши табиийдир. Коинотда еса иссиқлик олиш имконияти катта. Ҳозирги вақтда космосга чиқишнинг бирдан-бир юли - реактив ҳаракат-жисмнинг узидан бирор қисми ажралгандаги ҳаракатидир. Реактив ҳаракатнинг кенг тарқалган тури ракетанинг учибидир. Суюқ, каттик ёнилғига ишлайдиган ракетадан ташқари фотон ракеталари ҳам мавжуд. Агар учаётган ракетанинг массаси M , dt вақт ичида ёнган ёнилғининг массаси dM , мувофиқ равишда v_n ва dv тезликларга ега бўлса, dt вақт ичида импульснинг узгариши $M dv$ га тенг бўлсин.

Импульснинг сақланиш қонунидан

$$-v_n dM + M dv$$

Тезликнинг иккала томонини dt га бўламиз,

$$v_n \left(\frac{dM}{dt} \right) = -M \left(\frac{dv}{dt} \right) = -Ma \quad (6)$$

Бу ерда a - a ишора газ оқими ва ракета қарама-қарши юналишда ҳаракат қилишини билдиради. Шундай қилиб ракетанинг тезланиши

$$a = \left(\frac{v_p}{M} \right) \left(\frac{dM}{dt} \right)$$

га тенг бўлиб, (6) нинг чап томони ракетанинг тортишиш кучидир. (6) дан қуринадики, тортишиш кучи ёниш маҳсулотлари оқим тезлиги ва масса сарфига тўғри пропорционал. (6) дан фойдаланиб ҳамма ёнилғи ёнганда ракета қандай максимал тезлик олишини аниқлаймиз. Бошланишда ракета ёнилғиси билан M_0 массага ега бўлсин, бунда ёнилғи захирасининг массаси m . Вақт ўтиши билан ёнилғи ёниб ракетанинг массаси M қ $M_0 - m$ га тенг бўлиб ўзгарувчиларни ҳисоблаймиз,

$$dv = -v_p \frac{dM}{M}$$

Интегралласак

$$\int_{v_0}^{v_{\max}} dv = -v_p \int_{M_0}^M \frac{dM}{M}$$

$$\text{Унда } v_{\max} - v_0 = -v_p \ln \frac{M}{M_0} = v_p \ln \frac{M_0}{M}$$

M_0 қ $M_{\text{қ}M_1}$ булгани учун

$$\begin{aligned} v_{\max} &= v_0 + v_p \ln \frac{M+m}{M} \\ \text{Ёки } v_{\max} &= v_0 + v_p \ln \left(1 + \frac{m}{M} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

(7) формула биринчи марта К. Е. Циолковский (1857-1935) томонидан топилган. m/M нисбат Циолковский сони дейилади. Агар бошлангич тезлик $v_0 \neq 0$ бўлса, унда (7) қуйидагича ёзилади.

$$v_{\max} = v_p \ln \left(1 + \frac{m}{M} \right)$$

Масалан, агар $v_{\max}$ қ 2000 м/с, m/M қ 10 бўлса, ракетанинг тезлиги $\sim 4,8$ км/с га тенг бўлиб, m/M нинг ортиши ракета тезлигининг ортишини камайтиради. (7) даги m/M ни камайтиришнинг бир неча усуллари мавжуд:

А) куп боскичли ракеталардан фойдаланиш. Бунда ёнилги ёниб булгандан кейин ёнилги идишлари ташлаб юборилади.

Б) ракета дваигателлари сонини купайтириш юли билан ракетанинг тортиш кучини ошириш.

В) ёниш махсулотлари оким тезлигини ошириш.

Хисоблашлар шуни курсатадики, юлдузлараро парвозларга мавжуд ёнилгилардан фойдаланиб булмайди. Масалан, ракета тезлигини 0,25 км/с га етказишда m/M қ $5 \cdot 10^{3327}$ га тенг бўлади, шунда хам ёнилги газ окими 10 км/с га тенг бўлса, вахоланки, хозирги вақтда газ окими тезлигини 5 км/с дан ошириб булмайди.

4 - МАЪРУЗА

4.1. 1. Табиат кучлари ва уларнинг турлари

Моддий нукталар орасидаги ўзаро таъсир етишда иштирок етадиган табиат кучларини туртта асосий турга ажратиш мумкин: гравитацион, заиф, электромагнит ва кучли (ядровий). Жадвалда бу кучларнинг асосий тавсифлари берилган

Ўзаро таъсир кучлари	Ўзаротаъсир манбаси	Нисбий интенсификация	Таъсир радиуси
----------------------	---------------------	-----------------------	----------------

Гравитацион	Масса	10^{-38}	Узокда н
Заиф	Элементар зарралар	10^{-15}	
Электромагнит	Электр зарядлари	10^{-2}	$10^{-15} м$ узокдан
Кучли (ядровий)	Протон, нейтрон, мезон (адрон)	1	$10^{-15} м$

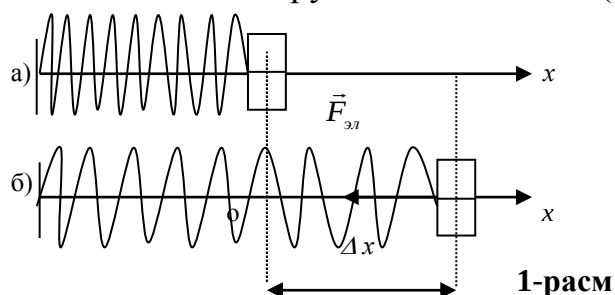
Бошқа томондан, кучларнинг келиб чиқиш табиатига қараб ўқиб ажратиш мумкин:

- 1) бир-бири билан бевосита тегиб турган жисмлар орасидаги кучлар (эластиклик ёки ишқаланиш). Улар келиб чиқишига қараб электромагнит кучлардир.
- 2) Майдонлар воситасида таъсир етувчи - гравитацион ва электромагнит кучлар.
- 3) Ноинерциал санок системасида жисм ҳаракатини тавсифловчи инерция кучлари.

4.1. 2. Эластиклик кучи

Ташки кучлар таъсирида деформацияланган жисмларда юзага келадиган куч - эластиклик кучи дейилади.

Деформация икки хил: эластик ва ноэластик бўлади. Эластик деформацияда ташки кучларнинг таъсири тухтагандан сўнг жисм ўз шакли ва ўлчамларини тиклайди. Ноэластик деформацияда жисм узининг шакли ва ўлчамларини тулик тикламайди. Бошқа томондан деформацияни сиқилиш, чузилиш, буралиш каби турлари мавжуд. Энг оддий деформация-чиққилич чузилаётган ёки қисилётган пружинанинг деформациясини қўриб чиқамиз. Бунинг учун бир томони бириктирилган, иккинчи томони X ўқи бўйича ҳаракатлана оладиган пружинани оламиз. (1а-расм)



1-расм

Пружинани Δx катталиққа чузишда, уни мувозанат вазиятига қайтарувчи $F_{эл}$ кучи пайдо бўлади. Бу ҳолат учун Гук қонуни мавжуд: эластиклик кучи деформация катталиғига тўғри пропорционал.

$$F_{эл} = -kx \quad (1)$$

бу ерда x - силжиш катталиғи; k - пружинанинг бикрлиғи. "-" ишора $F_{эл}$ билан X - ни қарам-қарши юналганлигини билдиради. Инсоннинг ҳаётий

фаолиятида еластиклик кучи катта урин тутади. Айниқса одам скелетининг таянч - системаларида еластиклик кучининг ахамияти жуда каттадир. Урилишдаги юклама вақтида, йикилишида, сакрашда ва бошқа киска муддатли куч юкламалари пайдо булганда, склетга таъсир етувчи куч одамни хусусий огирлигидан 15-20 марта ортиб кетади. Склетнинг еластиклиги ва мустахкамлиги бундай юкламаларга бардош беради. Бошқа еластик жисмлар каби, суяклар, мушаклар, пайлар юклама таъсирида деформацияланади. Инсон танасида деформациянинг хар қандай тури юзага келади.

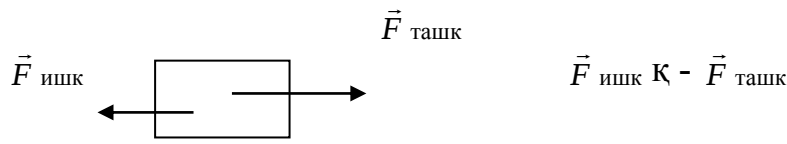
4.1.3. Ишқаланиш кучи

Бир жисм сиртида иккинчи жисмнинг ҳаракатланишидан юзага келадиган куч ишқаланиш кучи дейилади. Бу куч доимо ҳаракат юналишига карама-карши юналган. Ишқаланиш кучининг икки тури мавжуд: ташки-каттик жисмлар орасида, ички-газларда, суюкликларда ва каттик жисмларнинг кисмлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланганда юзага келади.

А. Ташки ишқаланиш уч хил бўлади:

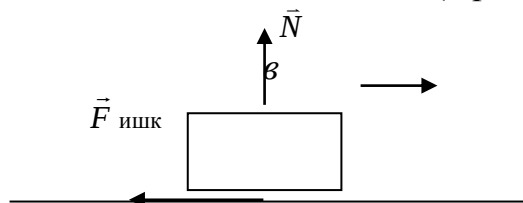
- сирпаниш ишқаланиши;
- думалаш ишқаланиши;
- тинчликдаги ишқаланиш.

Тинчликдаги ишқаланиш кучи- жисмга таъсир етувчи ташки кучлар таъсири уни бирор бир сиртда ҳаракатлантира олмаганда юзага келади. Бу куч доимо ташки кучларга катталиқ жижатидан тенг ва юналиш жижатидан карама-карши бўлади.



2-Расм

Сирпаниш ишқаланиш кучи- бир жисм сиртида иккинчи жисмнинг ҳаракатланишидан юзага келади. (3-расм).



3-расм

Ҳаракатнинг кичик тезликларида сирпаниш ишқаланиш кучини қуйидаги формуладан ҳисоблаш мумкин:

$$| \Phi_{ишк} | = \mu H \quad (2)$$

бу ерда H - босим кучи, μ - ишқаланиш коэффициенти бўлиб, ишқаланаётган жисимлар сиртига боғлиқ.

Думаланиш ишқаланиш кучи- жисмнинг таянч сиртида думаланишдан юзага келади. Бу кучни сон қиймати (2) формуладан ҳисобланади, аммо

думалаш ишқаланиш коэффициенти киритилади. Бу коэффициент сирпаниш ишқаланиш коэффициенти μ дан куп марта кичик бўлади. Ишқаланиш кучини инсон фаолиятида тутган урнини куриб чикамиз. Бу куч биринчи навбатда жисмларнинг ҳаракатланишида "узини курсатади". Одам ерда, сувда, ҳавода ҳаракатланар экан, ишқаланиш кучи баъзан фойдали, баъзан зарарли бўлади. Хусусан, бу куч инсонни фазода ҳаракатланишига ёрдам беради. Аммо ҳаракат тезлигининг ортиб бориши билан энергия ва ёнилги сарфи ортиб кетади. Турли механизмларнинг ишдан чиқиши ишқаланиш кучининг таъсиридир. Ишқаланиш кучи фойдали ҳолларда у оширилади, зарарли бўлган ҳолларда камайтирилади.

Б. Ички ишқаланиш. Ички ишқаланиш кучи ёки ковушқок ишқаланиш газ, суюқлик ёки каттик жисмларнинг бир қисмини

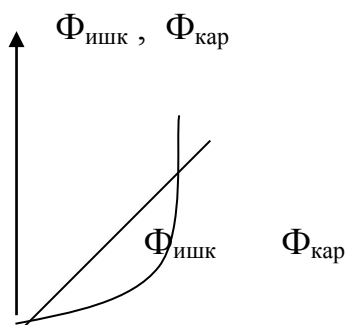
иккинчи қисмига нисбатан ҳаракатланишида юзага келади. Масалан, бу куч газ ёки суюқликнинг трубалардаги ҳаракати вақтида ҳосил бўлади. Кичик тезликларда ички ишқаланиш кучи нисбий силжиш тезлигига тўғри пропорционал бўлиб, тезлик катта бўлганда бу боғланиш ортиб боради. Ички ишқаланиш коэффициенти (ковушқоколик коэффициенти) ни киритиб, $\Phi_{\text{ич. ишк}} \propto v$ деб ёзиш мумкин. Ички ишқаланиш кучи курук ишқаланишдан куп марта кичик. Шунинг учун ишқаланувчи механизмлар ораси мойланади.

Газларда ёки суюқликларда каттик жисмнинг ҳаракатланишида ички ишқаланиш кучидан ташқари, ҳаракатга қаршилик кучи таъсир етиб, унинг қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$F_{\text{кар}} = \frac{\Delta(mv)}{\Delta t} = \rho S v^2 \quad (3)$$

бу ерда v -жисмнинг ҳаракат тезлиги, ρ - муҳитнинг зичлиги, S - жисмнинг кундаланг кесим юзаси.

Шундай қилиб, муҳитда ҳаракатланаётган жисмга икки куч таъсир қилади: суюқ ишқаланиш кучи ($\Phi_{\text{ишк}}$) ва қаршилик кучи ($\Phi_{\text{кар}}$). Кичик тезликларда қаршилик кучи, суюқ ишқаланиш кучидан кичик бўлади, катта тезликларда аксинча бўлади (2 расм) 4-расмдан куринадики $\Phi_{\text{ишк}}$ ва $\Phi_{\text{кар}}$ кучлари қандайдир қийматларда бир-бирига тенг бўлади. Бу ҳолдаги ҳаракатни ўзгармас тезликли ҳаракат дейилади.



4- расм

(3) формуладан куринадики, каршилиқ кучи ҳаракатланаётган жисмнинг шаклига боғлиқ. Каршилиқ кучи кам бўлган жисм шакли томчисомон шакл дейилади. Катта тезликда ҳаракатланадиган ракета, самолёт, кемалар томчисомон шаклда ишланади. Бундан ташқари жисмнинг ўлчамини узгартириб, каршилиқ кучини ошириб ёки камайтириб, тезликни бошқариш мумкин. Масалан, сакраётган парашютчининг тезлиги 60 м/с, кул-оёгини ёйса 40 м/с, парашютни очса тезлиги 5-8 м/с га тенг бўлади. Одам массасига тенг шарнинг тезлиги еса 105 м/с га тенг бўлади.

4.2 Мутлок каттик жисм механикаси

4.2. 1. Мутлок каттик жисм кинематикаси

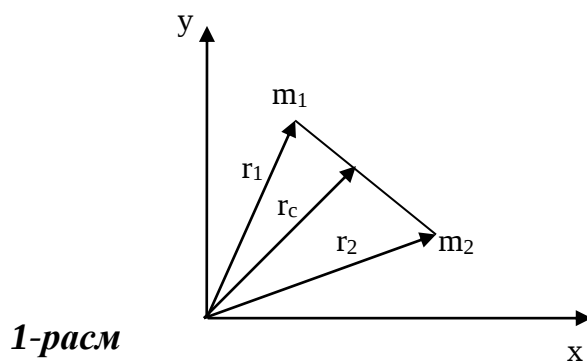
Деформацияланмайдиган каттик жисмлар - мутлок каттик жисмлар (МКЖ) деб аталади. МКЖ нинг ҳар қандай ҳаракати икки оддий ҳаракатдан - илгариланма ва айланма ҳаракатлардан иборат.

А. Илгариланма ҳаракатда МКЖ нуқталари бир хил кучади, шунинг учун бир нуқтанинг ҳаракатини урганиш кифоя қилади. Одатда ҳар қандай нуқтани танламасдан инерция маркази ёки масса маркази деб аталувчи нуқтани танланади. Бир жинсли тортишиш майдонида бу нуқта МКЖ маркази билан мос келади. Моддий нуқталар системалари инерция марказининг ҳолати $\vec{r}$ радиус вектор билан аниқланади:

$$\vec{r}_c = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i} \quad (1)$$

масалан, икки моддий нуқта системаси учун қуйидагича бўлади (1-расм).

$$\vec{r}_c \text{ қ } (m_1 \vec{r}_1 \text{ қ } m_2 \vec{r}_2) / m_1 \text{ қ } m_2$$



1-расм

Каттик жисмнинг инерция марказини курсак,

$$\vec{r}_c = \frac{\int_0^m \vec{r} dm}{m} \quad (2)$$

Каттик жисм тезлиги ва тезланиши қуйидаги муносабатлардан аниқланади.

$$v_c \propto \frac{d\vec{r}_c}{dt} \quad \text{ва} \quad \vec{a}_c = \frac{d^2 \vec{r}_c}{dt^2}$$

(2) дан илгариланма ҳаракатдаги МКЖ импульси қуйидагича бўлади:

$$m\vec{v}_c = \int_0^m \vec{v}_i dm \quad (3)$$

$$\text{моддий нуқта импульси:} \quad m v_c \sum \Delta M_u v_u \quad (4)$$

Инерция маркази ҳаракати тўғрисида теорема: МКЖ ҳаракатида инерция маркази жисмга таъсир етувчи куч таъсирида моддий нуқталар каби қучади. Бу теоремага асосан ва Н ютоннинг иккинчи қонунидан

$$\frac{d(m\vec{v}_c)}{dt} = \vec{F}_{\text{маи}} \quad (5) \quad \text{ёки} \quad a_c \propto \frac{F_{\text{маи}}}{m} \quad (6)$$

МКЖ айланма ҳаракати деб, каттик жисм ташкил топган нуқталар марказлари айланиш уқи деб аталувчи бир тўғри чизик атрофидаги ҳаракатга айтилади. Айланиш уқидан ҳар хил масофада турган нуқталарнинг чизиқли тезликлари ҳар хил бўлиб, бир хил вақт ичида тенг бурчакка бурилади. Бу бурилиш бурчаги айлана ёйини радиусига бўлган нисбати билан аниқланади.

$$\Delta\varphi \propto \frac{\Delta S}{\Delta R} \quad \text{Ўлчов бирлиги} [\Delta\varphi] \propto 1 \text{ рад} \dots 2\pi \text{ рад} \propto 360^\circ$$

Каттик жисм айланиш жадаллигини бурчак тезлик ифодалайди. Уртача бурчак тезлик

$$\omega_{\text{урт}} \propto \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (7)$$

$$\text{Оний бурчак тезлик} \quad \vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\varphi}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \quad (8)$$

Бурчак тезлик ўлчов бирлиги $[\omega]$ 1 рад/с ω ва φ векторлар юналишини унғ кул қонунидан топилади: унғ кул бармоқлари билан айланиш уқини ҳаёлан ушласак, очилган бош бармоқ $\Delta\varphi$ ва ω лар юналишини курсатади. Бурчак тезлик жадаллигини бурчак тезланиш тавсифлайди: Уртача бурчак тезланиш

$$\varepsilon_{\text{урт}} \propto \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} \quad (9)$$

$$\text{Оний бурчак тезланиш:} \quad \varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (10)$$

Бурчак тезланиш ўлчов бирлиги $[\varepsilon]$ 1 рад/с^2 Текис айланиш, айланишлар даври T ва частотаси ν билан ифодаланади: Бир марта айланиб чиқиш учун кетган вақт айланишлар даври дейилади:

$$\omega \propto \frac{\Delta\varphi}{T} = \frac{2\pi}{T}; \quad T \propto \frac{2\pi}{\omega} \quad (11)$$

Вақт бирлиги ичида айланишлар сони айланишлар частотаси дейилади:

$$\nu \propto \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}; \quad \omega \propto 2\pi \nu \quad (12)$$

4.2. 2. Бурчак ва чизиқли тезликлар орасидаги боғланиш

Каттик жисм айланиш бурчак катталиклари ва алохида нуқталар чизиқли катталиклари орасидаги боғланишни куриб чиқамиз. Айлана ёйи радиус билан қуйидаги боғланган

$$\frac{\partial C}{\partial \varphi} P \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (13)$$

Бурчак тезлик ω қ $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ қ $\frac{\partial C}{\partial t}$ $(1/P) \frac{\partial \varphi}{\partial t} P$

$$\text{ёки} \quad v \text{ қ } \omega R \quad (14)$$

Бурчак тезланиш ε қ $\frac{d\omega}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{v}{R} \right) = \frac{1}{R} \frac{dv}{dt} = \frac{1}{R} a_\tau$

$$\text{ёки} \quad a_\tau \text{ қ } \varepsilon R \quad (15)$$

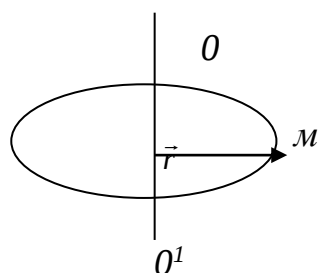
Марказга интилма тезланиш:

$$a_n \text{ қ } \frac{v^2}{R} = \frac{(\omega R)^2}{R} = \omega^2 R = \omega v \quad \text{ёки} \quad a_n \text{ қ } \omega v \quad (16)$$

4.2.3. Айланма ҳаракат динамикаси

Инерция моменти. Куч моменти. Моддий нуқтанинг OO' уқ атрофида айланма ҳаракатини курамиз (2-расм). Моддий нуқта инерция моменти:

$$I \text{ қ } m r^2 \quad (17)$$



2-расм

Каттик жисмни айланиш укига нисбатан моменти

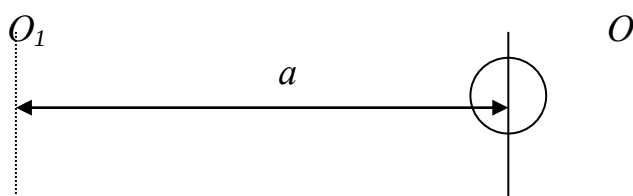
$$I = \int_V dI_i = \int_V r_i^2 dm \quad (18)$$

Баъзи жисмларнинг айланиш укига нисбатан инерция моментларининг ифодалари:

Халка: $I_{қм} R^2$; Цилиндр: $I_{қ} \frac{mR^2}{2}$; Стержен: $I_{қ} \frac{mR^2}{12}$;

Шар: $I \text{ қ } \frac{2}{5} mR^2$

Штейнер теоремаси: Жисмнинг ихтиёрий уқка нисбатан инерция моменти шу жисмнинг инерция марказидан утувчи ва шу ихтиёрий уқка параллел булган уқка нисбатан инерция моменти I_c билан жисм массасининг ундан айланиш укигача булган масофанинг квадратиға купайтмаси йигиндисига тенг: $I \text{ қ } I_c \text{ қ } m a^2$ (19) бу ерда: m - жисмнинг массаси, a - ихтиёрий уқ билан шу уқка параллел, лекин инерция марказидан утувчи айланувчи укигача булган масофа. (3-расм). O_1O_1' - ихтиёрий уқ, $O O'$ - инерция марказидан утувчи уқ.



O_1^1 O^1

3-расм

Жисмнинг айланма ҳаракати кучни қуйилиш жойига боғлиқ. Бу нарсани ҳисобга олиш учун куч моменти деб аталувчи катталиқ киритилган. Куч моменти таъсир етувчи куч билан кучни таъсир чизигидан айланиш укигача бўлган масофа - куч елкаларини қупайтмасига тенг:

$$M \propto \Phi l \quad (20)$$

Ўлчов бирлиги $[M] \propto 1 \text{ Н} \cdot \text{м}$

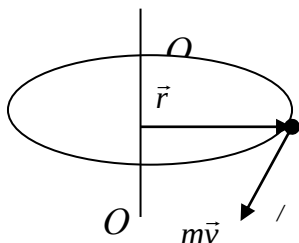
4.3. Импульснинг моментнинг сақланиш қонуни

4.3.1. Каттик жисм импульс моменти

Массаси m бўлган моддий нуқта OO' ўқ атрофида айланаётган бўлсин. (1-расм). Импульс моменти деб қуйидаги катталиққа айтамыз:

$$L \propto r m v \quad (1)$$

$$\text{ёки } L \propto m r^2 \frac{v}{r} \propto I \omega \quad (2)$$



1-расм

Расмдан куринадики, mv ва r орасидаги α бурчак 90° га тенг. Шунинг учун (1) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$L \propto r m v \sin 90^\circ \propto r m v \sin \alpha \quad (3)$$

$$(3) \text{ ни вектор қупайтмаси: } \vec{L} = [\vec{r} m \vec{v}] \quad (4)$$

$$\text{Бошқа томондан (2) дан } \vec{L} = I \vec{\omega} \quad (5)$$

Шундай қилиб, L юналиш жиҳатидан бурчак тезлик вектори ω билан мос тушади. Бутун жисмнинг импульс моменти каттик жисм ҳажми бўйича олинган интегралга тенг.

$$L = \int_V dL = \int_V dI_i \omega = \omega \int_V dI_i = I \omega$$

$$L = I \vec{\omega} \quad (6)$$

4.3.2. Айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонуни

Илгариланма ҳаракат динамикасининг асосий қонуни (Н ютоннинг иккинчи қонуни)ни моддий нуқта учун дифференциал шаклда ёзамиз:

$$\frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{F} \quad (7)$$

Фараз қиламиз, моддий нуқта бу куч таъсирида айлана бўйлаб ҳаракат қилсин. (7) нинг унги ва чап томонини радиус-векторга қупайтирамыз:

$$\vec{r} \frac{d(m\vec{v})}{dt} = \vec{r}\vec{F} \quad \text{ёки} \quad \frac{d}{dt}[\vec{r}m\vec{v}] = [\vec{r}\vec{F}]$$

Куч моменти ва импул с моменти формулаларидан

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \quad (8)$$

(8) ни (6) га қуйсак $\frac{d(I\vec{\omega})}{dt} = \vec{M}$ ёки $I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = \vec{M}$ Натижада айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$I \varepsilon \text{ қ } M \quad (9)$$

$$\text{ёки} \quad \vec{\omega} = \frac{\vec{M}}{I} \quad (10)$$

Кучлар таъсирида айланаётган каттик жисм еришган бурчак тезланиш, ташки кучлар моментига тескари пропорционал ва куч моменти юналишида юналади.

4.3. 3. Импул с моментининг сақланиш қонуни

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \dots + \vec{M}_n = \sum_i \vec{M}_i$$

Ушбу мунособатдан куч моменти 0 га тенг, шунинг учун, $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ Демак эркин жисм импул с моменти ўзгармас бўлади: $\vec{L} = I\vec{\omega} = \text{const}$ (11) механиканинг учинчи асосий сақланиш қонуни- жисмлар механик импул сининг сақланиш қонунидир: ёпик система ташкил етувчи жисмлар импул с моментларининг йигиндиси ўзгармас катталиқдир:

$$I_1\vec{\omega}_1 + I_2\vec{\omega}_2 + \dots + I_n\vec{\omega}_n = I_1^1\vec{\omega}_1^1 + I_2^1\vec{\omega}_2^1 + \dots + I_n^1\vec{\omega}_n^1 \quad (12)$$

Импул сининг сақланиш қонуни айланувчи таянч (Жуковский скамекаси) мисолида куришимиз мумкин. Спорт тошлари (гантеллар)ни кулларини ёйган ҳолда ушлаб турган киши инерция моментини оширади, аммо бурчак тезлик камаяди. Тошларни курагигача қисганида инерция моменти камаяди, асосан бурчак тезлик ортади

$$\text{Яъни} \quad I_1\vec{\omega}_1 = I_2\vec{\omega}_2$$

4.3. 4 Каттик жисм айланма ҳаракатининг кинетик энергияси

Агар жисмга уни ушиб боровчи тезланиш билан айлантирувчи кучлар таъсир этаётган бўлса бажарилган иш қуйидаги мунособатдан аниқ-ланади:

$$\partial A \text{ қ } M \partial \varphi \text{ с о с } \alpha \text{ қ } \vec{M} d\vec{\varphi} \quad (12)$$

Айланма ҳаракат динамикасининг асосий тенгламасидан фойдаланиб $\frac{d(I\omega)}{dt} = M$ (13)

(13) га (12) ни қўйиб, $dA = \frac{d(I\omega)}{dt} d\varphi$, ёки, И ни узгармайди деб ҳисоблаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

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

Бурчак тезлик ω дан, ω_2 га узгаргандаги тулик иш

$$A_k \int dA = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I \omega d\omega = \frac{I \omega_2^2}{2} - \frac{I \omega_1^2}{2} \quad (14)$$

Шундай қилиб, жисмга айлантирувчи момент таъсир еца, кучларни бажарган иши айланма ҳаракат кинетик энергиясини узгаришига тенг бўлади:

$$E_{\text{айл}} \propto \frac{I \omega^2}{2} \quad (15)$$

Умумий ҳолда каттик жисм ҳаракати илгариланма ҳаракат ва айланма ҳаракатлар йигиндисидан иборат

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2} \quad (16)$$

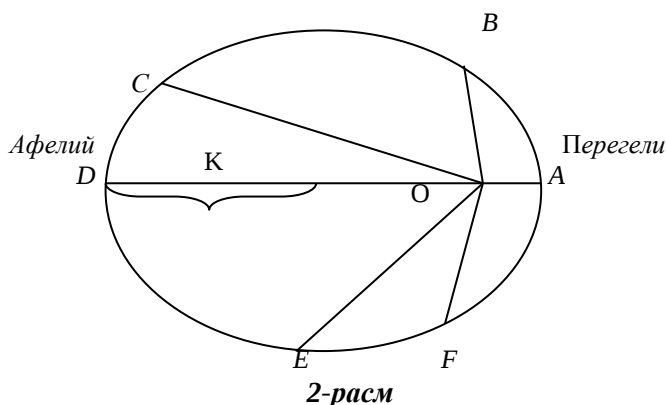
Жисмнинг айланма ва илгариланма ҳаракатларини кинематик ва динамик катталикларини солиштирамиз:

Илгариланма ҳаракат	Айланма ҳаракат
Юл C	Бурилиш бурчаги φ
Кучиш $d\vec{r}$	Бурчакли кучиш $d\vec{\varphi}$
Тезлик $\vec{v}$	Бурчак тезлик $\vec{\omega}$
Тезланиш $\vec{a}$	Айланма ҳаракат
Бурчак тезланиш $\vec{E}$	$\vec{M} = I\vec{E}$
Масса m	Иш
Инерция моменти I	$dA = \vec{F}d\vec{S}$
Куч $\vec{F}$	Иш
Куч моменти $\vec{M}$	$dA = \vec{M}d\vec{\varphi}$
Импулс $\vec{P} = m\vec{v}$	Кинетик энергия
Импулс моменти $\vec{L} = I\vec{\omega}$	$E_k = mv^2/2$
Куч импулс $\vec{F}\Delta t$	Кинетик энергия
Куч моменти импулси $\vec{M}\Delta t$	$E_k = I\omega^2/2$
Динамиканинг асосий тенгламаси:	Импулс сақланиш қонуни - $m\vec{v} = const$
	Импулс моментининг сақланиш қонуни
	$I\vec{\omega} = const$
	Илгариланма ҳаракат $\vec{F} = m\vec{a}$

4.3.5. Кеплер қонунлари

Планеталарнинг ҳаракат қонунларини кашф етишда атокли немис олими Иоганн Кеплернинг (1571-1630) хизмати катта ХУ аср бошларида Кеплер, Марснинг Куёш атрофида айланишини урганиб, планеталар ҳаракатининг учта қонуни аниқлади.

Кеплернинг биринчи қонуни: Хар бир планета еллипс буйлаб айланади ва еллипснинг фокусларидан бирида Куёш туради (2-Расм) - Еллипс: К, С-фокус, ДА-Катта ук, О-Марказ, ДОҚОАқА катта ярим ук, $L = \frac{OS}{OA}$ - чузиклиги (ексцентриситети)



Кеплернинг иккинчи қонуни: Планетанинг радиус-вектори тенг вақтлар ичида тенг юзалар чизади, яъни планета АВ ва СД ёйларни тенг вақтлар ичида чизган бўлса, САВ ва ССД юзалар бир-бирига тенг (2-расм)

Кеплернинг учинчи қонуни: Планеталарнинг Куёш атрофида юлдузларга нисбатан айланиш даврлари квадратларининг нисбати орбиталари катта ярим уқларининг кублари нисбатига тенг.

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{a_1^3}{a_2^3} \quad (17)$$

Кеплернинг бу қонуни планеталарнинг Куёшгача булган уртача масофаларини уларнинг юлдуз даврлари билан боғлайди ва планеталарнинг Куёшгача булган нисбий масофаларини аниқлашга имкон беради.

4.3.6. Космик тезликлар

Кинетик энергия, гравитацион потенциал энергия ва бутун олам тортишиш қонунларидан космик тезликларни ҳисоблашимиз мумкин. ер атрофида айлана буйлаб ҳаракат қилувчи суний юлдошнинг тезлиги биринчи космик тезлик дейилади. Н ютоннинг иккинчи қонунидан:

$$\vec{F} = \vec{F}_{oz} = m\vec{g} = m\vec{a}_n \quad \text{ёки} \quad mg = ma_n = \frac{mv_1^2}{R_{ep}},$$

бундан биринчи космик тезлик

$$v = \sqrt{gR_{ep}} = 7,9 \cdot 10^3 \text{ м/с} = 7,9 \text{ км/с} \quad (18)$$

ернинг тортишишдан чиқиб кетиш учун зарур булган тезлик иккинчи космик тезлик дейилади. Тулик механик энергиянинг сақланиш қонунидан,

$$\Delta E_{\max} \neq 0 \quad \text{ва} \quad x.k \quad e_{\max 2} - e_{\max 1} \neq 0, \quad \text{ёки} \quad e_{k1} \neq E_{n1} \neq E_{k2} \neq E_{n2}$$

Бу ерда $E_{k1} \neq \frac{mv_{II}^2}{2}, \quad E_{n1} = -g \frac{M_{ep}m}{R_{ep}}, \quad e_{k2} \neq 0, \quad e_{n2} \neq 0$

Демак

$$\frac{mv_{II}^2}{2} = -G \frac{M_{ep}m}{R_{ep}} = mgR_{ep}, \quad v_{II} = \sqrt{2gR_{ep}} = \sqrt{2} \cdot v_I \approx 11 \text{ км/с} \quad (19)$$

Куёш системасидан чиқиб кетиш учун зарур булган тезлик учинчи космик тезлик дейилади. (19) дан $\Gamma_K \neq 280 \text{ м/с}^2$ ни, $M_K \neq 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$, $R_{orbK} \neq 1.2 \cdot 10^{11} \text{ м}$ ни ҳисобга оласак учинчи космик тезлик $v_{mK} \neq 42 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ келиб чиқади.

7-МАЪРУЗА

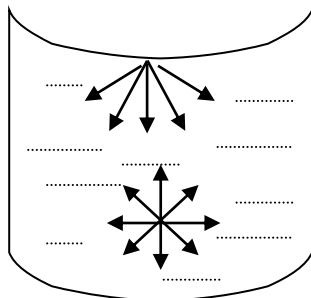
7.1. Суюклик ва газлар механикаси.

7.1.1. Суюклик ва унинг хоссалари.

Инсон ҳаётида суюклик ҳаво каби муҳим модда ҳисобланади: Суюкликлар ичида сув алоҳида урин тутади У ер шари сиртининг 70,89% ни ташкил этади. Бундан ташқари атмосфера таркибида 13-15 минг. км³ сув томчиси, қор ва буг қуринишда мавжуд. Усимликларнинг 409% ни, одам танасининг 70% ни, сув ҳайвонларининг 95 % ни сув ташкил этади.

7.1.2. Сирт таранглиги.

Сув томчиси, шудринг ва х.к. шакллари сферик бўлади. Бунинг сабаби суюклик сиртида таранглик юзага келади. Сув сиртидаги юпка пардани ҳосил бўлишини молекулаларнинг ўзаро таъсиридан тушунтириш мумкин. (1-расм). 1-расмда суюклик ичидаги ва сиртидаги молекулага таъсир етувчи қучларнинг юналиши кўрсатилган.



Суюклик сиртидаги молекулага суюклик ичига юналган қуч таъсир этади, натижада суюклик сирти таранглашади. Бу қуч таъсирида суюклик сирти сферик шаклни олишга интилади, чунки сфера энг кичик юзали шаклдир. Сирт таранглик коэффициенти таъсир етувчи қучни сирт узунлигига бўлган нисбатига тенг.

$$\alpha = \frac{F}{L} \quad (1) \quad [\alpha] \text{ Н/м};$$

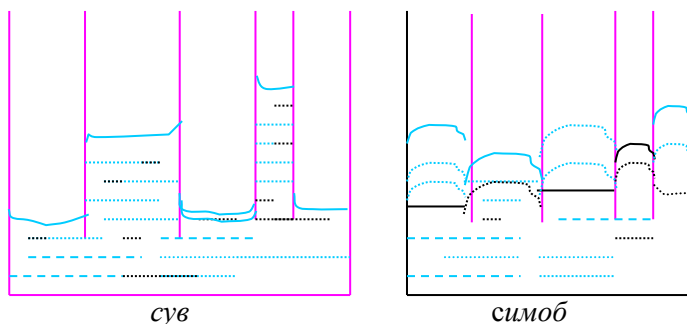
7.1.3. Хуллаш

Шиша идишдаги сувнинг идиш деворларига тегиб турган қисми қутарилган бўлади. Бу ҳодиса хуллаш дейилади. Хуллаш ҳодисаси суюклик ва идиш молекулалари орасидаги ўзаро таъсирга боғлиқ. Сув молекулаларини идиш молекулалари қупрок тортади, симобда еса аксинча, симоб молекулалари идиш молекулаларини қупрок тортади, шунинг учун симоб идишни хулламайди. Кичик диаметрли найларда суюклик устун

атрофидаги суюкликлар сатхларидан кутариляптими ёки пасайяптими куриш мумкин.

(2-расм). Бу ходиса капилярлик деб аталади. Кутарилиш (пасайиш) баландлиги h суюклик сирт таранглигига, четки бурчак ва капиляр радиуси R га боғлиқ:

$$h = \frac{2\alpha \cos \varphi}{\rho_c g r} \quad (2)$$



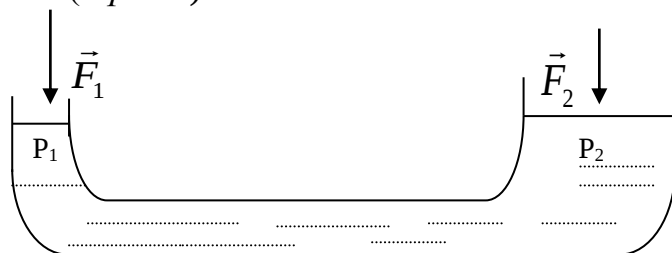
2 - расм

бу ерда ρ_c -суюкликка зичлиги, g - еркин тушиш тезланиши.

7.1.4. Паскал қонуни.

Француз олими Б. Паскал (1623-1622) қонуни: суюклик ва газларга берилган босим суюклик ва газнинг ҳамма томонига бир хил узатилади.

Паскал қонунинг гидравлик пресс, гидравлик тормоз ва х.к.ларда куллаш мумкин. (3-расм)



$$P_1 = P_2 \quad \frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2} \quad \text{ёки} \quad \frac{F_2}{F_1} = \frac{S_2}{S_1} \quad (3)$$

яъни кучлар нисбати юзалар нисбатига тўғри пропорционал.

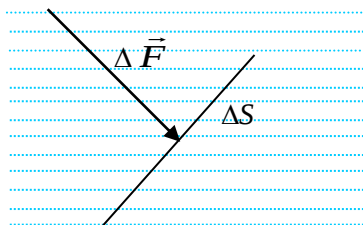
7.1.5. Архимед кучи

Суюкликка ботирилган жисмга суюклик томонидан итариб чиқарувчи куч таъсир этади. Бу ходиса тўғрисида биринчи марта Архимед (е.а.287-212)

фикрлаган. Унинг қонуни шундай таърифланади: суюкликка ботирилган жисмга жисм сиқиб чиқарган суюклик оғирлигига тенг итариб чиқарувчи куч таъсир этади. $\Phi_{\Delta p_c} \approx B$ (4) бу ерда ρ_c -суюклик зичлиги, V - суюкликка ботирилган жисм ҳажми.

7.1.6. Суюклик ва газларда босим

Механиканинг суюкликлар ва газларнинг ҳаракатини ва мувозанатини урганадиган бўлимлари гидромеханика дейилади. Суюкликлар молекулаларининг бирмунча силжувчан бўлиши, ҳажми бўйича кам сиқилувчанлиги уларнинг асосий хоссаси ҳисобланади. Агар бирор идишга солинган суюкликнинг ихтиёрий юзига куч билан таъсир етмак (4-расм), бу таъсир қуйидаги формула билан характерланувчи босим P билан аниқланади: $P = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta S}$



4-расм

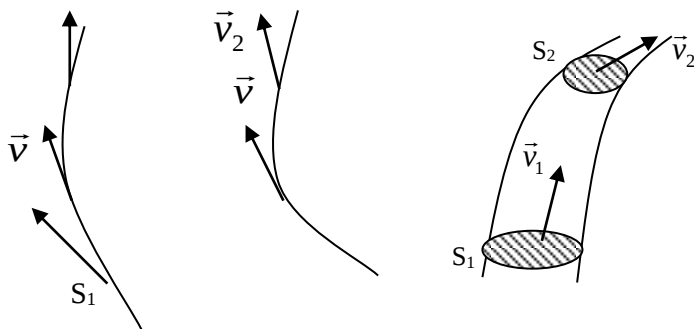
бу ерда $\Delta \Phi$ юзага таъсир етувчи барча кучларнинг тенг таъсир етувчиси бўлиб, у шу юзага тик таъсир этади деб қаралади. Ўлчов бирлиги $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$, $1 \text{ мм. сим. уст.} \approx 133 \text{ Па}$ Икки турли баландликдаги суюкликнинг босимлари P_1 ва P_2 бир-биридан фарқ қилади. Бу фарқ шу баландликлар орасида ётган ва қундаланг кесими бирга тенг бўлган суюклик вертикал устунининг оғирлик кучига тенг, яъни,

$$P_2 \approx P_1 + \frac{\rho V g}{S} = P_1 + \rho g h \text{ ёки } P_2 \approx P_1 + \rho g h \quad (6)$$

бу ерда: ρ - суюклик зичлиги, h - суюклик устунининг баландлиги, $P_2 \approx P_1 + \rho g h$ гидростатик босим дейи-лади.

7.1.7. Суюкликда ҳаракатнинг баъзи хоссалари. Бернулли тенгламаси

1.Оқимнинг узлуксизлиги. Суюклик зарраларини қулатмасдан фазонинг алоҳида нуқталарини қулатиб, шу нуқталардан суюклик зарралари қандай тезлик билан ўтаётганини қайд қилиб бориш юли билан суюклик ҳаракатининг қонуниятларини тушунтириш мумкин. Бу усул Ейлер усули дейилади. Ҳаракатланаётган суюкликда шундай нуқталар ўтказамизки, уларнинг уринмалари ҳар бир нуқтада юналиши V вектор юналиши билан ўтма-уст тушади. Бу чизиклар оқим чизиклари дейилади (5-расм).



5-расм

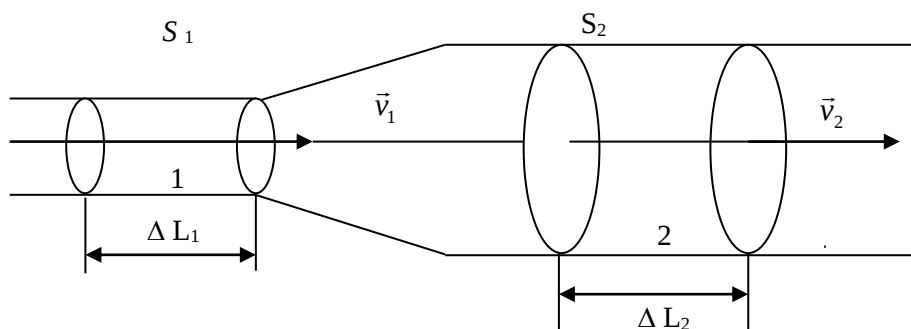
Агар тезлик вектори фазонинг хар бир нуқтасида узгармай колса, у холда S_1 ва S_2

кесимлар орасида суюклик микдори узгармайди. Демак, вақт бирлиги ичида S_1 ва S_2 кесимлароркали оқиб утувчи суюклик микдори бир хил бўлиши керак:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad (7)$$

Яъни сикилмас суюклик учун трубанинг исталган кесимида Sv катталиқ ўзгармас бўлиши керак экан: $Sv = \text{const}$. Бу олинган натижа оқимнинг узлуксизлиқ тенгламаси бўлиб, оқимнинг узлуксизлиги ҳақидаги теоремани мазмунини беради. Бу формулага асосан оқим найининг кесими торроқ бўлса, сикилмас суюклик заррачалари тезроқ ҳаракат қилади ва аксинча.

2. Бернулли тенгламаси. Стационар оқибатган идеал суюкликда (ёпишқоклик ҳисобга олинмайди) S_1 ва S_2 кесимли оқим найини ажратиб олайлик. (6-расм). Бу кесимлар орасидаги суюкликнинг массаси m бўлсин. Бу суюкликнинг Δm масасли бир қисми найининг S_1 кесимидан v_1 тезлик билан Δt вақт да утиб маълум кинетик энергияга ега бўлсин: $E_{k1} = \frac{\Delta m v_1^2}{2}$. S_2 кесимдан утган суюклик кинетик энергияси: $E_{k2} = \frac{\Delta m v_2^2}{2}$.



6-расм

Кинетик энергияни узгариши $E_{k2} - E_{k1} = \Delta A$ ёки

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} = \Delta A$$

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} = \Delta A$$

$$\Phi_2 \Delta L_2 - \Phi_1 \Delta L_1 = P_2 \Delta L_2 - P_1 \Delta L_1$$

Бу формулани зичлик оркали ёзсак:

$$\frac{\rho v_2^2 \Delta L_2}{2} - \frac{\rho v_1^2 \Delta L_1}{2} = \rho S_1 \Delta L_1 - \rho S_2 \Delta L_2$$

Найининг хар хил қисмидаги кесимлардан бир хил вақт ичида утган суюклик

$$S_1 \Delta L_1 = S_2 \Delta L_2$$

ҳажмлари тенг:

$$\text{Яъни } \frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2} = P_2 - P_1 \quad \text{ёки} \quad \rho \frac{v_2^2}{2} + P_2 = \rho \frac{v_1^2}{2} + P_1 \quad (8)$$

(8) идеал сикилмас суюкликлар учун Бернулли тенгламасидир. Бу тенглама хар хил баландликка ега булган нуқталар учун қуйидаги курунишга ега бўлади:

$$\rho \frac{v_1^2}{2} + \rho g h_1 + P_1 = \rho \frac{v_2^2}{2} + \rho g h_2 + P_2 = \text{const} \quad (9)$$

бу ерда биринчи хад $\rho \frac{v^2}{2}$ - динамик босим, иккинчи хад $\rho g h$ - гидростатик босим, учинчи хад статик босим деб аталади. Бу тенгламалардан куринадики, оким тезлиги катта булган жойда босим кичик ва аксинча.

Ламинар ва турбулент оким

Баъзи холларда суюклик гуё аралашмасдан бир-бирига нисбатан сирпанаётган катламларга ажралган холда оқади. Бундай оким ламинар оким дейилади. Ламинар оким стационар окимдир.

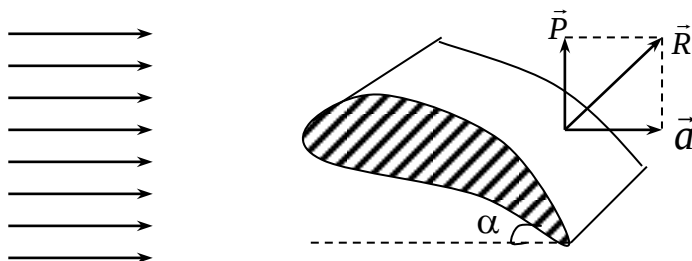
Окимнинг тезлиги ёки кундаланг ўлчамлар узгарса, оким характери кескин узгаради. Суюклик интенсив равишда аралаша бошлайди. Бундай оким турбулент оким дейилади. Турбулент оким ностационар бўлади. Идиш деворлари ёнида турбулент оким тезлиги ламинар оким тезлигига нисбатан кучлирок, кесимнинг колган қисмларида еса купрок узгаради. Инглиз олими О.Рейнол дс оким характери ёки суюкликдаги ишкалиниш унинг номи билан юритиладиган Рейнол дс сони Re га боғлиқ бўлишини аниқлади:

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta} \quad (10)$$

бу ерда η - суюклик ковушқоклиги, ρ - суюкликнинг зичлиги, v - тезлиги, L - суюклик окимига тукнашган жисмнинг ўлчами. Рейнол дс сони критик қийматдан кичик бўлса, ламинар, катта бўлса турбулент оким кузатилади.

7.1.8. Жисмларнинг суюкликлар ва газлардаги ҳаракати.

Жисм суюклик ва газларда ҳаракатланганда унга маълум R куч таъсир курсатади. R кучнинг q ва P ташкил етувчилари, мос равишда, пешона каршилиқ кучи ва кутарувчи куч деб аталади (7-расм)



7-расм

Жисм ковушкок суюкликларда харакатланганда юпка суюклик катлами жисмнинг сиртига ёпишиб ва у билан бирга харакатланиб ёнидаги катламларини ишкаланиш туфайли ергаштириб кетади. Натижада жисм тезлик градиентига ега булган суюклик катлами билан уралиб қолади. Бу катламни чегара катлам дейилади. Унда ишкаланиш кучлари мавжуд бўлиб, натижада пешона каршилиқни вужудга келтиради. Чегара катламнинг мавжудлиги жисмнинг оким харакатини узгартириб юборади. Тула айланиб окиш мумкин булмай қолади. Сиртдаги катламда ишкаланиш кучларининг таъсири жисмнинг сиртидан окимнинг ажралиб чиқишига ва натижада жисмнинг оркасида уюмалар хосил бўлишига олиб келади. Уюрма сохасида босим пасаяди, шунинг учун босим кучларининг тенг таъсир етувчиси 0 дан фаркли бўлиб пешона каршилигини вужудга келтиради. П ва қ - кучларнинг микдори харакатланувчи жисмнинг шаклига, суйрилигига, ўлчамларига, жисмларнинг хаво окимига нисбатан жойлашувига (α - атака бурчагига) боғлиқ. И.Ньютон суюкликлар катламлари орасидаги ички ишкаланиш кучи:

$$F_{uu} = \eta \frac{\Delta v}{\Delta L} S \quad (11)$$

еканини кашф етди. Бу ерда η - ковушкоклик коэффициенти (динамик ковушкоклик), Δv -тезлик, S - суюклик катламларининг юзи. Демак, катламлар орасидаги ички ишкаланиш кучи катламлар юзига тўғри пропорционал. Агар (11) да $\frac{\Delta v}{\Delta L} = 1$ Ск1- бўлса $\eta = \Phi \mu$ бўлади. Ковушкоклик ўлчов бирлиги:

$$[\eta] = \frac{F_u}{\left[\frac{\Delta v}{\Delta L} \right] [S]} = \frac{H_m}{m / c * m^2} = H \frac{c}{m^2} = Pa \cdot c = 10 \Pi$$

(П-пуаз- француз олими Ж.Пуазейл номига куйилган) Кинематик ковушкоклик $\nu = \eta / \rho$

Пуазейл радиуси r булган трубадан, труба охирларида босимлар фарки $P_1 - P_2$ булганда Ламинар окимнинг уртача тезлиги:

$$v = - \frac{\Delta P}{\Delta x} * \frac{r^2}{8\eta} \quad (12)$$

бу ерда $\frac{\Delta P}{\Delta x}$ - босим градиенти.

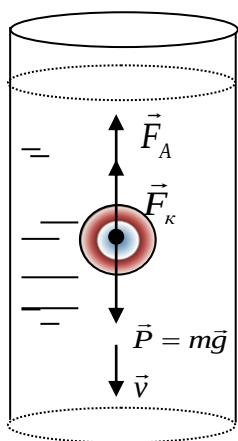
7.1.9. Г.Стокс қонуни.

Радиуси r булган шар ковушкоклиги η - булган суюкликда харакат килса, суюкликни шар- га курсатган каршилиқ кучи F_k динамик ковушкоклик коэффициентга, шарнинг суюкликка нисбатан харакат тезлигига ва шарнинг радиусига тўғри пропорционал: $F_k = -6\pi\eta r v$ (13)

Бу қонун Стокс қонуни деб аталади. Умуман олганда суюклик ёки газ ичида вертикал тушаётган шарчага 3 та куч: пастга юналган огирлик кучи:

$$\vec{P} = m\vec{g} = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho g \quad (r\text{-шарчанинг радиуси, } \rho\text{-унинг зичлиги})$$

2). Архимед кучи: $\vec{F}_A = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 g$ (ρ_0 -суюклик ёки газнинг зичлиги)



3). Шарчанинг ҳаракатига тескари, яъни юкорига қараб юналган қаршилик кучи $\vec{F}_K$ таъсир қилади.

Оғирлик кучи ва Архимед кучи тезликка боғлиқ эмас, қаршилик кучи эса тезликка боғлиқ. Шу сабабли маълум v_0 тезликка еришилгач, Архимед кучи билан қаршилик кучи қушилиб оғирлик кучини мувозанатлай-ди. Натижада шарча тезланишсиз ҳаракат қилади. Бу ҳаракатнинг v_0 тезлигини қуйидагича топиш мумкин:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_0 g + 6\pi r^3 \rho v_0 \quad (14)$$

Бундан

$$v_0 = \frac{2(\rho - \rho_0)gr^2}{9\eta}$$

Демак, шарчанинг ковушқок муҳитда текис тушиш тезлиги, унинг радиуси квадратига тўғри, суюқлик ковушқоклигига тескари пропорционал.

8 - МАЪРУЗА

8.1. Статистик физик элементлари

8.1.1. Статистик физика ва мувозонатли ҳолат

Макроскопик системалар хоссаларини молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида ва математик статистик усуллар билан урганувчи назарий физика бўлими статистик физика деб аталади. Термодинамик системаларнинг ҳолатлари термодинамик параметрлар-система ҳолатини тавсифловчи ҳамма физик катталиклар қийматлари билан аниқланади. Агар термодинамик параметрлардан бири бошқа қийматга ега бўлса, бунда системанинг ҳолати ҳар хил бўлади. Агар ҳолат вақт бўйича ўзгармаса стационар ҳолат дейилади. Стационар ҳолатдаги системани мувозонат ҳолатдаги система дейилади. Асосий термодинамик параметрлар босим, ҳарорат ва ҳажмдир. Термодинамикада система ҳолатлари катталикларини ички ва ташкига ажратилади. Системага таъсир этаётган ташки жисмлар координатасига боғлиқ бўлган параметрлар ташки дейилади. Масалан, газни ҳажми ташки жисм-идиш деворларига боғлиқ бўлгани учун ташки катталик ҳисобланади. Жисм ташкил топган заррачалар тезликларига боғлиқ бўлган катталиклар ички катталиклар дейилади. масалан, босим ва система энергияси. Статистик физика мувозонат ҳолатдаги системаларни куриб чиқади. Статистик физиканинг асосий вазифаси системаларни атом тузилиши нуқтаи назаридан хоссаларини урганишдан иборат. Статистик физикада квант механикасида урганиладиган алоҳида атом, молекула элементар заррачалар хоссалари ва қонунлари асос қилиб олинади.

Куп сонли заррачалардан ташкил топган системалар ҳолатини статистик қонуниятлар билан аниқланади. Бунинг учун физик катталикларни уртача қиймати олинади. Алоҳида зарралар ҳаракатини тавсифлайдиган қонуният (динамик қонуниятлар) лар билан статистик қонуниятлар орасидаги боғланиш шундан иборатки, статистик физика урганадиган макроскопик системалар хоссалари алоҳида зарралар ҳаракат қонунларига боғлиқ.

8.1.2. Системалар ҳолатини ехтимоллиги

Турли системалар ҳолати у ёки бу ехтимоллик билан аниқланади. w_u ҳолатни u ехтимоллиги, бу ҳолат бўлиши мумкин бўлган m_u вақтни, системани кузатиш тула вақтга нисбатини чегарасига айтилади.

$$\omega_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{t_i}{T}$$

Агар бирор M физик катталик ҳолат функцияси бўлса ва M_i қийматларни олса, у вақтда система u ҳолатда дейилади. Система u ҳолати ехтимоллиги, M физик катталик M_u қиймат олиш ехтимоллиги билан устма-уст тушади. Агар M катталикини тула ўлчашлар сони N бўлса, M катталикини M_i қиймат олгандаги ўлчашлар сони N_i га тенг бўлса, унда $\omega_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N}$. Система ҳолатини узлуксиз ўзгаришида, катталиклар оралиғини ҳисобга

олиади. M катталикини M дан $M\delta M$ ораликда олиши мумкин булган қийматлари ехтимоллиги

$$d\omega(M) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{dt_m}{T}$$

Бу ерда δm_m - системани M дан $M\delta M$ ораликда уб ҳолатларда бўлиши вақти. δM интервалда δm_m ва δw_M катталиклар қуйидаги катталикларга пропорционал бўлади.

$$d\omega(M) = \delta(M) dM$$

бу ерда $\sigma(M)$ - ехтимолликлар зичлиги ёки ехтимолликлар таксимот функцияси дейилади. Ҳолатлар ехтимоллигини меёрлаш шarti: Дискрет ҳолатларда $\sum_i \omega_i \ll 1$

Ҳолатларнинг узлуксиз узгаришида $\int d\omega(M) = \int \delta(M) dM = 1$.

M -катталикини статистик уртача қиймати $\bar{M} = \sum_i M \omega_i$ Агар M катталик узлуксиз узгарса $\bar{M} = \int M d\omega(M) = \int M \delta(M) dM$

Бу ерда интеграллаш система ҳолатини ҳамма ҳолатлари бўйича олиади. масалан, бир атомли газ молекуласининг уртача кинетик энергияси:

$$\bar{E}_K = \int_0^\infty E_K f(E_K) dE_K = \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty E_K e^{-\frac{E_K}{kT}} \sqrt{E_K} dE_K = \frac{3}{2} kT$$

8.1.3. Гиббс таксимоти

Атрофдаги жисмлар билан таъсирлашмайдиган ва ўзгармас энергияга ега булган ёпик макроскопик системалар турли ҳолатларининг таксимоти Гиббснинг микроканоник таксимоти деб аталади. Бундай система уйготилган бўлади: энергиянинг ҳар бир қийматига ҳолатларнинг турли қийматлари тўғри келади. Берилган ҳолатнинг $\delta(E)$ уйготиш даражаси е энергияга ега булган ҳолатлар сони деб аталади. Микроканоник таксимот бир хил энергияга ега булган турли ҳолатларнинг тенг ехтимолиятига асосланган. Маълум энергия билан исталган ҳолатда узок вақт бўладиган макроскопик системаларни ергодик системалар дейилади. Бундай системаларда макроскопик система бирор вақт ичида е энергияга ега булган ҳолатда бўлса, вақт ўтиши билан шундай энергияли ҳар қандай ҳолатига уз- узидан утади ва улардан ҳар бирида бир хил узок була олади.

Системанинг $\omega(E_i)$ ҳолати ехтимоллиги Гиббснинг микроканоник таксимотида ифодаланади:

$$\omega(E_i) = C \delta(E_i)$$

Пропорционаллик коеффициенти C меёрлаш шartидан аниқланади:

$$\sum_i \omega(E_i) = 1$$

Макроскопик системаларнинг бирор кисми булган квазиёпик сицтемаларнинг турли ҳолатларини таксимот ехтимоллиги Гиббснинг каноник таксимоти дейилади. Ёпик системанинг бошқа кисмларидан уртача хусусий энергияси катта булган кисми квази ёпик система дейилади.

Масалан, идеал газнинг ҳар бир молекуласи жуда паст ҳароратларда квази ёпик системаларни ҳосил қилади. Унинг хусусий кинетик энергияси ўзаро таъсир энергиясидан катта бўлади. Системалар ҳолати еҳтимоллиги факат энергияга боғлиқ. Гиббснинг квант каноник тақсимотига асослан:

$$\omega(E_i) = \frac{\ell^{-\frac{E_i}{Q}} \delta(E_i)}{\sum_i \ell^{-\frac{E_i}{Q}} \delta(E_i)} = \frac{\ell^{-\frac{E_i}{Q}} \delta(E_i)}{Z}$$

Бу ерда $\omega(E_i)$ - квазиёпик системани e_i энергияли ҳолатда бўлиш еҳтимоллиги, $\delta(E_i)$ - уйғониш даражаси, Q - каноник тақсимот модули ёки

$$Z = \sum_i \ell^{-\frac{E_i}{Q}} \delta(E_i)$$

статистик ҳарорат бўлиб, у энергетик ўлчовларда ифодаланади. kT - статистик йигинди

8.1.4. Максвелл-Бол цман тақсимоти

Максвелл-Бол цман тақсимоти ёки қонуни газ молекуласини майдон потенциали бўлмаган коор-дината ва тезликлар бўйича тақсимланишини ифодалайди. Бу тақсимотнинг купрок ишла-тиладиган формуласи: а)

$$dn_v = \frac{4n_0}{\sqrt{\pi} v_g^3} e^{-\frac{1}{v_g^2} \left(v^2 + \frac{2E_n}{m} \right)} v^2 dv$$

Бу ерда v_g - молекуланинг энг катта еҳтимоллик тезлиги, dn_v - ҳажм бирлиги ичидаги молекулалар сони, E_n - молекула потенциал энергияси $n_0 - E_n \ll 0$ нуқтадаги ҳажм бирлиги ичидаги молекулалар сони

$$dw = \text{const} \frac{1}{(2\pi m kT)^{3/2}} e^{-\frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{2mkT}} dP_x dP_y dP_z * e^{-\frac{E_n(x,y,z)}{kT}} d_x d_y d_z$$

Бу ерда dw - молекулаларнинг фазовий ҳажмда координата ва импул снинг бўлиш еҳтимоллиги. Масалан, Гравитацион майдондаги Бол цман

$$dn(x, y, z) = \text{const} e^{-\frac{mgh}{kT}} dx dy dz$$

тақсимотини курайлик. Тортишиш майдони m массали молекулаларнинг потенциал энергияси: $E_n = mgh$, бу ерда h - баландлик ва g - еркин тушиш тезланиши. Ҳар бир баландликда ҳарорат билан аниқланадиган молекулаларнинг тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти мавжуд. Максвелл тақсимотини импул слар бўйича интегралласак dx, dy, dz ҳажмдаги молекулалар сонини беради:

Газ зичлиги $\sigma = \frac{dn(x, y, z)}{d_x d_y d_z} m$ баландликлар бўйича экспоненциал қонун

асосида камаёди. $\sigma = \text{const} \cdot e^{-\frac{mgh}{kT}}$ Бу ифодадаги ўзгармас (сонст) σ қўлбўлганда, шартдан аниқланади. Шундай қилиб, $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{mgh}{kT}}$ (барометрик

формула). Газ зичлиги $\rho = \frac{KT}{mg}$ баландликда x - марта камаяди. Бу x ни гравитацион майдонда Бол цман таксимоти узунлигининг тавсифи дейилади.

8.2. Газлар молекуляр-кинетик назариянинг асослари

8.2.1. Макроскопик параметрлар

Физиканинг молекуляр физика булимида жисмларнинг ташкил етган заррачалар: атом, молекула ва ионларнинг ўзаро боғлиқлиги ва бу боғланишнинг жисмлар физик хоссаларига таъсири урганилади. Молекуляр кинетик назария ҳамма моддалар энг майда заррачалар-атомлар, молекулалар ва ионлардан тузилган ва бу заррачалар ҳамма **вақт** тухтовсиз ва тартибсиз ҳаракатда бўлади ҳамда заррачалар орасида ўзаро тортишиш ва итаришиш кучлари мавжуд, деб қарайди. Молекулаларнинг тухтовсиз ва тартибсиз ҳаракати иссиқлик ҳаракати ёки иссиқлик дейилади. Моддаларнинг физик хоссаларини ва улардаги физик ҳодисаларни урганишнинг икки хил усули мавжуд: биринчиси термодинамик, иккинчиси-статистик усулдир. Термодинамик усул молекуляр ҳодисаларга ётибор бермайди ва моддалардаги ҳамма физик ҳодисалар энергетик нуқтаи назардан урганилади ва модданинг ҳолати макроскопик параметрлар ёрдамида ифодаланади. Масалан: газларнинг ҳолатлари, ҳолат параметрлари деб аталувчи катталиклар билан ифодаланади, бу параметрларга **ҳажм** (V), **босим** (P), **ҳарорат** (T) қиради. Агар қаралаётган ҳолат термодинамик мувозонатда бўлса, ҳолат тенгламаси:

$$f(P, V, T) = 0 \quad (1)$$

қурилишда ёзилади. Бу тенглама физик бир жинсли модда ёки система учун термодинамик ҳолат тенгламаси дейилади. Клапейрон, Ван-дер Ваал с тенгламаси ҳолат тенгламаларидир. Моддаларнинг физик хоссалари статистик усулда молекуляр-кинетик назариядан фойдаланган ҳолда, модда қуп сонли заррачалар системаси деб, уларнинг энергияси, тезлиги ва импульсини уртача қийматларидан фойдаланган ҳолда чуқурроқ тушунтириб беради.

8.2.2. Молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламаси

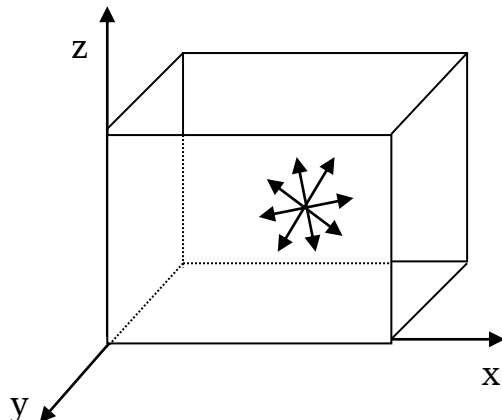
Молекуляр-кинетик назарияга асосан бирор идишдаги газ ҳаракатланаётган молекулаларнинг тупламидан иборат. Хаотик ҳаракат еса молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли мавжуд бўлиб, молекулаларнинг идиш деворига урилишида намоён бўлади. Молекулалар идиш деворига маълум босим қурсатиб, бу босим молекулалар тезлигига (кинетик энергиясига) боғлиқ, яъни

$$P \approx f(\bar{E}) \quad (2)$$

Шу функционал боғланишни ифодалаб, идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламасини топамиз. Газ молекулалари идиш деворига келиб урилганда молекула идиш деворига импульс беради, бу импульснинг сон қиймати молекула импульснинг узгаришига тенг. Идиш деворига уриляётган молекулаларнинг уша деворга берадиган импульс сини ҳисоблаймиз.

Фараз қилайлик, куб шаклдаги идишда p та молекуладан иборат идеал газ бор (1-расм), ҳар бир молекуланинг массаси m га тенг бўлсин. Ҳаракат микдорининг узгариш қонунига асосан куч импулси ҳаракат микдорининг узгаришига тенг. $fx\Delta t = mv_x - (-mv_x) = 2mv_x$

1 секундда молекулаларнинг деворга урилишлар сони $N = \frac{1}{2}n\Delta S v_x \Delta t$ (4) га тенг.



Сабоби шу ΔS юзли девор томон ҳаракат қилаётган молекула-ларнинг улуши $\frac{1}{2}n$ га тенг ва Δt вақт ичида $v_x \Delta t$ масофадаги молекулаларни барчаси урилади. Демак, деворга молекулаларнинг вақт ичида берган куч импулси:

$$F_x \Delta t = N f_x \Delta t \quad (5)$$

$$F_x \Delta t = \frac{1}{2} n \Delta S \Delta t v_x 2m_0 v_x = m_0 v_x^2 n \Delta S \Delta t$$

$\frac{F_x \Delta t}{\Delta S \Delta t}$ нисбат деворга X юналишда берилаётган босимга тенг, яъни

$$P = m_0 n \bar{v}_x^2 \quad (6)$$

$$\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2 \quad (7)$$

бу ерда $\bar{v}^2$ алоҳида молекулалар тезликлари квадратларининг уртача миқдори бўлиб у газ молекулаларининг уртача квадратик тезлиги деб аталади. У ҳолда:

$$P_x = \frac{1}{3} m_0 n v^2 \quad (8)$$

Паскал қонунига асосан барча юналишларда газнинг босими бир хил яъни $P_x = P_y = P_z$. Шунинг учун газ босими $P = \frac{1}{3} m_0 n \bar{v}^2$ (9) Бу (9) тенглама молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидир. (9)ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$P = \frac{2}{3} n \frac{m_0 v_{KB}^2}{2} \quad (10)$$

$\bar{E} = \frac{m_0 v_{KB}^2}{2}$ -молекуланинг кинетик энергияси, шу сабабли молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасини қуйидаги куралишда келтириш мумкин:

$$P = \frac{2}{3} n \bar{E} \quad (11)$$

яъни бу (11) формула газ молекулаларининг идиш деворига босими хажми бирлигидаги молекулалар уртача кинетик энергиясининг $2/3$ кисмига тенглигини курсатади. Бу формулани статистик усул ёрдамида чиқардик газ молекулалари сони, босими, тезликларини, кинетик энергиясини бирдай деб, хаммасини уртача қийматини олдик.

8.2.3. Газ абсолют хароратининг молекулалар уртача кинетик энергиясига боғлиқлиги

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси

$$P = \frac{2}{3} n \bar{E} \quad (12)$$

дан газ босими хажм V ва концентрация n ўзгармас булганда молекулаларнинг уртача кинетик энергиясига боғлиқ булар екан. Хакикатан, тажрибада Вқсонст булганда газнинг босимини киздириш ёки совутиш билан узгартириш мумкин. Демак, газнинг хароратини узгартириш унинг уртача тезлигини ёки уртача кинетик энергиясини узгаришига олиб келади. Бу еса уз навбатида газ босимининг узгаришига сабаб бўлади. Идеал газ учун харорат молекулаларнинг уртача кинетик энергиясининг $2/3$ кисмига тенг деб хисоблаш кулай чунки шунда (12) ифоданинг куруниши соддалашади.

Агар шу тарзда аниқланган хароратни қ харфи билан белгиласак, яъни $Q = \frac{2}{3} \bar{E}$

десак, (12) ифода куйидагича ёзилади. $P_{кнк} \quad (13)$

Бу холда аниқланган харорат энергия бирликларида ўлчанади. Буни еса турмушда куллаш нокулайдир. Агар хароратни градусларда ўлчайдиган бўлсак, у холда энергетик бирликни градусларга утказиш учун қандайдир К коэффициент киритамиз. Бу холда градусларда ва энергетик бирликларда булган хароратлар хамда молекулаларнинг уртача кинетик энергияси орасидаги боғланишни куйидагича ёзиш мумкин.

$$кк \frac{2}{3} \bar{E} кКТ \quad (14)$$

$$\text{Демак,} \quad \bar{E} = \frac{2}{3} КТ \quad (15)$$

Бу ифодадан абсолют хароратнинг физик маъносини куйидагича таърифлаш мумкин. Харорат бу физик катталик бўлиб, модда молекулаларининг илгариланма харакатини уртача кинетик энергиясини таъвсифлайди. Энергия билан харорат орасидаги мунособатни ифодалайдиган коэффициент $K_{к1,38.10^{23} \text{ж/к}}$ - Бол цман доимийси деб аталади.

8.2.4. Молекулалар харакатининг уртача квадратик тезлиги

Агар $T_{к0}$ бўлса (15) дан $е_{к0}$, яъни $V_{кв}$ қ0 бўлади. Демак, абсолют нол хароратда молекуланинг илгариланма тезлиги нолга тенг. Лекин атом ичидаги харакат нолга тенг булмайди. Агар (15) ни куйидагича ёзсак:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} КТ \quad (16)$$

$$\text{бундан} \quad V_{кв} = \sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3КТ}{m_0}} \quad (17)$$

ёки $K_{кP/H_A}$ ни хисобга олсак:

$$v_{KB} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \quad (18)$$

Демак, идеал газ харорати ва моляр массаси маълум бўлса, унинг уртача квадратик тезлигини ҳисоблаб топиш мумкин.

8.2.5. Молекулалар сонининг тезликлар буйича тахсимоти (Максвелл тахсимоти)

Уртача квадратик тезлик молекулалар ҳаракатининг факат статистик тавсифидир. Ҳақиқатда еса молекулалар тезлиги, унинг юналиши ва катталиги молекуляр- кинетик назарияга асосан узлуксизлик узгариб туради. Шу сабабли айнан бир вақтда молекуланинг аниқ тезлигини топиб бўлмайди. Шу тезликлар интервали диапозонини жуда кичик Δv -га тенг интервалчаларга бўламиз. Бу ҳолда ҳар-бир тезликнинг Δv -интервалига бирор Δn -молекулалар сони ёки $\Delta n/n$ улуши тўғри келади.

$$F(v) = \frac{\Delta n}{n \Delta v}$$

нисбат молекуларнинг тезликлари буйича тахсимот функцияси дейилади. Бу тахсимот функциясини инглиз физиги Максвелл ехтимоллар назариясига асосланиб топган еди. Максвелл тахсимотига асосан v, v_0, v_E -ораликдаги тезликка ега бўлган молекулалар сони:

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n_0 v_0^2 e^{-v^2/v_0^2} dv_0 \quad (19)$$

бунда n - идеал газ молекулалари сони: $v_0, v_E/v_E$ нисбий тезлик: v - оний тезлик, v_E - энг катта ехтимолли тезлик бўлиб, купчилик молекулалар тезлигига тўғри келадиган тезликдир.

Максвелл қонунига кура газ ҳолати уч хил тезлик билан тавсифланади:

1. Енг катта ехтимолли тезлик

$$v_0 = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

2. Уртача арифметик тезлик

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,6 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

3. Уртача квадратик тезлик:

$$v_{KB} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

Бу формулаларни таккосласак, $v_{KB} > \bar{v} > v_0$ экани куруниб турибди. Булар орасидаги микдорий мунособат: $v_{KB} \approx 1,09$ $v_0 \approx 1,22$ v_E (20) ёки 1:1,09:1,22 нисбатдадир. Масалан, 0°C хароратда кислород молекуларининг уртача квадратик тезлиги $v_{KB} \approx 460$ м/с деб олинади. У ҳолда $v_0 \approx 423$ м/с ва $v_E \approx 377$ м/с қийматга ега.

8.2.6. Енергиянинг еркинлик даражаси буйича тахсимоти

Жисмнинг еркинлик даражаси деб, унинг фазодаги холатини, вазиятини ва харакатини характерловчи бир-бири билан боғлиқ булмаган мустакил координаталар сонига айтилади. Бир атомли газ учун еркинлик даражаси иқ3, икки атомли газ учун иқ5, уч ва ундан ортик атомли газлар учун иқ6 га тенг. Молекуляр-кинетик назарияга асосан иссиқлик мувозонатида молекулалар тартибсиз харакатда бўладилар. Лекин молекулаларнинг кинетик энергиялари мавжуд булган барча еркинлик даражалари буйича тенг таксимланган бўлади. Бу тушунча энергиянинг еркинлик даражалари буйича тенг таксимланиши ёки энергиянинг еркинлик даражаси буйича тенг таксимланиши хақидаги Бол цман теоремаси хам дейилади. Молекуланинг еркинлик даражасига тўғри келадиган уртача кинетик энергиясин хисоблаш учун (15) формуладан фойдаланамиз:

$$\bar{E} = \frac{3}{2}KT$$

Молекуланинг бир еркинлик даражасига тўғри келадиган e_0 энергия

$$E_0 = \frac{\bar{E}}{3} = \frac{1}{2}KT \quad \text{ёки} \quad E = \frac{i}{2}KT \quad (21)$$

Демак, газ молекуласининг тулик кинетик энергияси унинг еркинлик даражасига ва абсолют хароратига тўғри пропорционал. (21) формулага асосан бир, икки ва уч атомли молекуларнинг тулик энергияси

$$E_1 = \frac{3}{2}KT; \quad E_2 = \frac{5}{2}KT; \quad E_3 = \frac{6}{2}KT = 3KT \quad (22)$$

қуринишда ёзилади. Маълум m массага ега булган газ оламиз. Шу газнинг ички энергияси U_m шу массадаги молекулалар сони N билан бир молекуланинг тулик кинетик энергияси қупайтмасига тенг:

$$U_m = NU = N \frac{i}{2}KT$$

Газнинг бир моли учун N_A , $K = \frac{R}{N_A}$ булгани учун бир мол газнинг ички энергияси U_m учун қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$U_m = N_A \frac{i}{2}KT = N_A \frac{i}{2} \frac{R}{N_A} T \quad \text{ёки} \quad U_m = \frac{i}{2}RT \quad (23)$$

Ихтиёрий m массали газнинг ички энергияси қуйидагича ёзилади:

$$U_m = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2}RT \quad (24)$$

демак, маълум массага ега булган идеал газ ички энергияси еркинлик даражаси сони и ўзгармас булганда, абсолют хароратга тўғри пропорционал булар екан.

9 - МАЪРУЗА

9.1.1. Идеал газ ва изожараёнлар

Идеал газ деб: қуйидаги шартларга бўйсинадиган газларга айтилади.

1. Молекулаларнинг хусусий хажми егаллаган хажмига нисбатан жуда кичик, яъни молекулаларни моддий нукта деб хисоблаш мумкин бўлсин.

2. Молекулалар орасида ўзаро таъсир кучи юк, чунки молекулалар бир-биридан анча узок масофада бўлади. Молекулалар ўзаро тукнашгандагина киска муддатли итаришадиган еластик кучлар пайдо бўлади.

3. Газ молекулалари тартибсиз ҳаракатланаётган абсолют каттик шарчалардан иборат. Шарчалар фақат тукнашгандагина таъсирлашади ва бу таъсир абсолют еластик тукнашиш қонунига буйсунади.

Етарлича катта ҳажми егаллаган ва унга катта булмаган босим таъсир қилаётган реал газ, амалда узини идеал газ каби тутати. Гелий, водород газларининг хоссалари идеал газ қонуниятларига буйсунади. Агар газнинг массаси маълум миқдорда бўлса ва P, V, T параметрлардан бирортаси ўзгармас бўлиб, қолганлари ўзгарса, бундай жараён изожаъён дейилади.

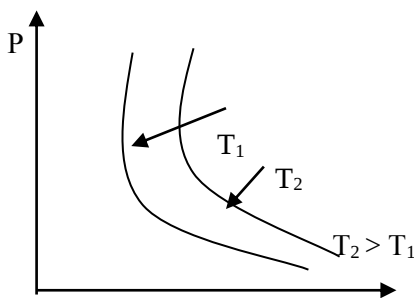
1. Изотермик жараён: ҳарорат ўзгармас бўлганда маълум массали газнинг босими билан ҳажмининг купайтмаси ўзгармайди яъни $T_{қсонст}, PV_{қсонст}$ (1) Бу қонун Бойл -Мариот қонуни дейилади.

Босим билан ҳажм орасидаги боғланишни изотерма дейилади.(1-расм).

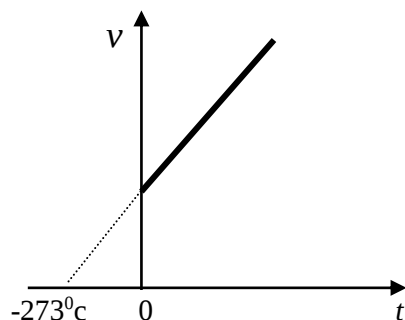
2. Изобарик жараён: босим ўзгармас бўлганда ҳажмнинг нисбий зғариши ҳароратига тўғри пропорционал. Бу қонун Гей-Люссак қонуни деб аталиб, унинг математик ифодаси: $V_{қ}V_0(1_{қ}\alpha t)$ (2)

Бу ерда α қ $1/273K^{-1}$ - ҳажм кенгайишининг термик коеф-фциенти. Ҳажм билан ҳарорат орасидаги боғланиш изобара дейилади (2-расм) Ҳажм билан абсолют ҳарорат орасидаги қуйидагича Боғланишга ега:

$$V_{қ}V_0\alpha t \text{ ёки } \frac{V_1}{V_2} \text{ қ } \frac{T_1}{T_2} \quad (3)$$



1-расм



2-расм

Бу қонундан абсолют ҳароратнинг физик маъноси келиб чиқади: босим ўзгармас бўлганда ҳажм нолга айланадиган ёки ҳажм ўзгармас бўлганда босим нолга айланадиган ҳарорат абсолют ҳарорат дейилади. Бу ҳарорат-273⁰С га тенг бўлиб, у табиатдаги энг паст ҳароратдир (2-расм). Бундан Келвин ва Целсий шкалалари орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

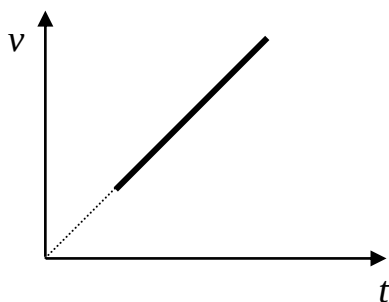
$$T_{\text{К}} = t_{\text{Ц}} + 273 \quad (4)$$

4. Изохорик жараён: ҳажм ўзгармас бўлганда маълум массали газнинг босимини нисбий ўзгариши ҳароратга тўғри пропорционал:

$$P/P_0 = (1/\alpha) \Delta t \quad (5)$$

$$\text{ёки} \quad P/P_0 = \alpha T, \quad P_1/P_2 = T_1/T_2 \quad (6)$$

Ҳажм билан ҳарорат орасидаги боғланиш изохора деб аталади. (3-расм)



3-Расм

9.1.2. Идеал газ ҳолатини тенгламаси

Молекуляр кинетик назария тенгламасидан газ ҳолатини тавсифловчи параметрларни ўзаро боғловчи ҳолат тенгламасини келтириб чиқариш мумкин. Бу параметрларни боғловчи тенгламани ҳолат тенгламаси деб аталади.

$$P/P_0 = (V_0/V) \quad (7)$$

Бу учта параметрлар ўзаро боғлиқ, ва уларнинг ҳар бири қолган иккитасининг функциясидир.

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидан қуйидагини ёзиш мумкин.

$$P/P_0 = (N/N_0) \quad (8)$$

Бу тенгламадан газ концентрацияси $n = N/V$ тенг. Агар газ 1 мол микдорда, ҳажми V_1 ва N_A бўлса, у ҳолда (8) тенглама $p = \frac{N_A}{V_1} kT$ қурунишда ёзилади.

Агар $N_A \cdot k$ универсал газ доимийси эканлигини ҳисобга олсак, тенглама $pV_1 = RT$ (9) қурунишда ёзилади. Бу тенглама 1 мол идеал газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, Менделеев Клапейрон тенгламаси дейилади. $R = 8,31$ Ж/К.мол.

Агар газ 1 мол булмасдан, ихтиёрий m массага ега бўлса, газнинг микдори $\nu = \frac{m}{\mu}$ ифодадан топилади. Бунда μ - моляр масса (9) формуланинг иккала томонини $\nu = \frac{m}{\mu}$ га купай-тирсак $P = \frac{m}{\mu} \nu_1 = \frac{m}{\mu} RT$ ифодани оламиз. Бу ифодада $\frac{m}{\mu} \cdot B_1$ тула хажм B га тенг. Шу тарика: $PV = \frac{m}{\mu} RT$ (9). Бу тенглама, ихтиёрий массага ега булган газ учун ҳолат тенгламаси бўлиб, Менделеев-Клапейрон тенгламаси дейилади.

9.1.3. Реал газлар. Ван-дер-Ваал с теоремаси

Менделеев-Клапейрон тенгламаси билан ифодаланган идеал газлар реал газлар хоссаларидан фарк қилади. Чунки идеал газларда молекулалар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ҳисобга олинмайди. Реал газларни катта босим остида ҳарорати қандай бўлишидан қатъий назар сиқиш қийинлашади. Тажрибалар шуни курсатадики, солиштира иссиқлик сизими, қовушқилиқ каби физикавий катталиклар ҳам реал газларда бошқача бўлади. Молекулалар орасидаги ўзаро таъсирни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Ўзаро таъсир кучлари-итаришиш ва тортишиш мавжудлигидан молекулаларнинг потенциал-энергия си пайдо бўлади. Бу потенциал энергия Ленард-Жонс формуласида ифодаланади.

$W_p = -\frac{a_1}{r^6} + \frac{a_2}{r^{12}}$, бу ерда a_1 ва a_2 лар газнинг кимёвий табиатига боғлиқ булган мусбат коэф-фициентдир. Реал газ молекулалари орасидаги ўзаро таъсир кучи: $F = -\frac{dw_U}{dr} = -\frac{a_1}{r^7} + \frac{a_2}{r^{13}}$, Бу тенгламани биринчи ҳади Ван-дер-Вал с кучи деб аталувчи тортишиш кучи бўлиб, улар уч хил бўлади: Ориентация, индукцион ва дисперсион. Бу кучларнинг пайдо бўлиши электр табиатига ега.

Иккинчи ҳад ўзаро итаришиш кучи бўлиб, квант механикасида тушунтирилади. Юқоридагиларни ҳисобга олиб, голланд физиги Ван-Дер-Вал с реал газлар ҳолат тенгламасини яратди.

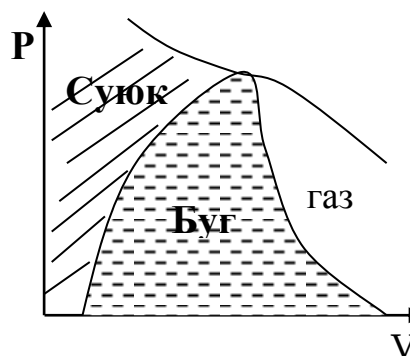
Ҳар бир реал газ молекуласи $V_k \frac{1}{6} \pi d^3$ хажмга ега. Ван-дер-Ваал с буни ҳисобга олди. $V^*_{кВ-в}$ бу ерда $v_{кН_АВ}$ - Ван-дер-Вал снинг хажм қушимчаси v - молекуланинг кимёвий табиатига боғлиқ. Реал газлар молекулалари орасида ўзаро таъсир мавжудлигидан, молекулаларнинг идиш деворларига берадиган босим идеал газларникидан кичик бўлади.

$$P_{uo} = P + \frac{a}{V^2} \quad \text{га}$$

тенг бўлади. a - қушимча молекула кимёвий табиатига боғлиқ булган куоеффициент.Шундай қилиб 1 мол газ учун Ван-дер Ваал с тенгламаси

Исталган m - массали газ учун

4-рasm



5-расм

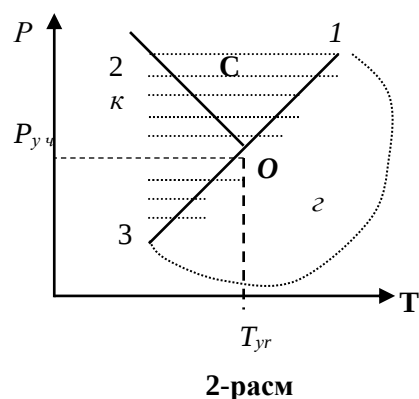
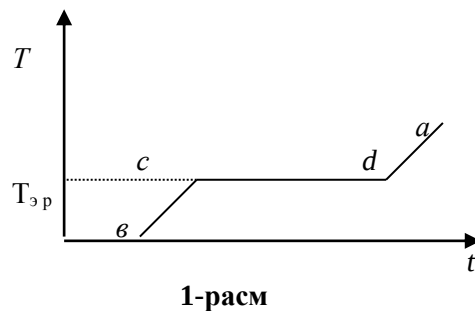
9.2.1. Фазавий ўтишлар

Утишининг икки тури мавжуд (бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга)

1. Модда ҳолатини тавсифловчи параметрлар (ҳажм, босим, ҳарорат ва ҳакозолар) сон қийматалари узгаради, аммо модданинг таркиби, тузилиши узгармайдиган утишлар. Газнинг қисилиши, кенгайиши, исиши, каттик жисмларнинг таркиби, тузилиши ва физик хоссаларининг ўзгармаслиги шундай утишлардир.
2. Модда агрегат ҳолатининг, таркибининг, тузилишининг, физик хоссаларининг узгариши фазавий утишларга киради. Фазавий утишга бугланиш ва конденсация, ериш ва қотиш, металлларнинг ута утказувчан бўлиб қолиши ва ҳ.к. лар киради.

Баъзи фазавий утишларда модданинг агрегат ҳолат-ларининг узгариши юзага келади. Масалан, каттик жисм суяк ва газ ҳолатига утади ва аксинча. Бунда молекулаларнинг ўзаро жойлашуви, улар орасидаги масофа, иссиқлик ҳаракати узгаради. Биз муз-сув-буг системасини олсак, буг уч фаза ва уч

агрегат ҳолатга тўғри келади. Бошқа фазавий ўтишларда модданинг агрегат ҳолатлари сақланади, аммо тузилишида ўзгаришлар юзага келади. Натижада модданинг физик хоссалари ўзгаради. Бундай ўтишларга темир ҳароратини 780° га кутарганда ферромагнитлик хоссасининг юқолиши, ўта ўтказувчанлик ҳодисаси ва ҳ.к. киради. Ҳамаки қиламиз, кристалл жисм қиздирилиш ҳароратининг ортиши билан маълум bc - қисмда каттик ҳолатда қолади (1-расм) c - нуқта кристаллнинг ериши нуқтасига тўғри келади ва ҳар қил кристалл жисм учун ҳар қил қийматга ега.



cd -участқада кристаллга берилган иссиқлик унинг еришига сарф бўлади- кристалл структураси бўзилади. d нуқта еса еришнинг тугаш нуқтаси, da - суюқликнинг қизиш қисми бўлади. Баъзи каттик жисмлар суюқликка айланмасдан, бир юла газ ҳолатига ўтиб кетиш ҳодисаси мавжуд бўлиб, бу жараён сублимация дейилади. Масалан, йодни олсак, у ҳарорат таъсирида тўғридан- тўғри бугга айлана бошқилди. Газ ҳолатдан суюқликка, суюқликдан каттик жисмга айланиш ва аксинча кечаетган фазавий ўтишларни "босим(P)- ҳарорат (T) диаграммасида кузатиш мумкин (2-расм).

Бу расмда туйинган буг босимининг ташқи босимга боғлиқлигини 0-1 егри қизик қурсатади, бу егри қизикнинг ҳар бир нуқтаси газ- суюқлик чегарасида динамик фазавий мувозонатни ифодақилди. 0-2 егри қизик каттик ва суюқ фаза орасидаги чегарани 0-3 еса каттик ва газ фазалари орасидаги

чегарани курсатади. 0-учланма нукта уч фазани бир вақтда мавжуд бўлишини курсатади. Хар кайси модда учун узининг учланма нуктаси бўлади, яъни унинг учта фазаси мувозонатда бўладиган нуктаси мавжуд. Диаграммадан куришиб турибдики, босим узгариши билан ериши, бугга айланиши ва сублимация температуралари узгаради. Фазавий утиш натижасида модданинг хажми ҳам узгаради.

Фазавий мувозонат шароитида P, T орасидаги боғланиш Клапейрон - Клаузиуснинг қуйидаги дифференциал тенгламаси билан ёзилади.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q}{T\Delta V} \quad (1)$$

Бунда $\frac{dP}{dT}$ фазавий мувозонат егри чизиги устидаги хосила, q - фазавий утиш иссиқлиги, ΔV - фазавий утишда хажмнинг узгариши.

9.2.2. Реал газларнинг ички энергияси

Идеал газларнинг ички энергияси асосан газ молекулалари ҳаракатининг кинетик энергиясидан иборат бўлиб, бир мол газ учун

$$U_{\mu} = \frac{i}{2} RT = C_v T \quad (2)$$

куринишда ёзилади. Бу формулада $C_v = \frac{i}{2} R$ бир мол газ учун изохорик жараёнда иссиқлик сизимидир. Реал газлар ички энергиясини урганишда молекулаларнинг узаро таъсири натижасида ички босими P_u нинг вужудга келиши ва шу кучлар таъсирида потенциал энергиянинг узгаришини ҳисобга олиш керак. Молекулаларнинг узаро тортишиш кучи бажарган иш:

$$dA_{\kappa P_u} \partial B_{P_i} = \frac{a}{V^2} \text{ ни ҳисобга олиб,}$$

$$dA = dU_2 = \frac{a}{V^2} dV \quad w_2 = \frac{a}{V} + c$$

Агар молекулалар бир-биридан чексиз узоклашса, $C_{\kappa 0}$ ва

$$U_2 = -\frac{a}{V} \quad (3)$$

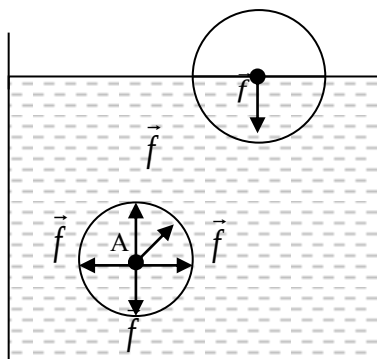
Шундай қилиб, реал газларнинг ички энергияси (2) ва (3) ёрдамида қуйидагича ёзилади: $U = U_{\mu} + U_2 = C_v T - \frac{a}{V}$, $U = C_v T - \frac{a}{V}$ (4)

Демак, реал газнинг ички энергияси газнинг ҳароратига ва хажмга боғлиқ экан.

9.2.3. Суюкликлар ва каттик жисимлар орасидаги айрим ухшашликлар

Суюкликлар-шаклан тез ўзгарувчан бўлиб, сикилиш кобилияти газларга нисбатан жуда кичик. Суюклик молекулалари орасидаги узаро таъсир кучи газ молекулаларининг узаро таъсиридан катта, шу сабабли молекулаларнинг узаро таъсир кучи суюкликлар учун жуда муҳим аҳамиятга эга. Суюклик молекулалари суюкликнинг сиртида ва ичида ҳар хил потенциал энергияга эга, шу сабабли суюклик сиртининг хоссалари суюкликнинг ички қисми хоссаларидан фарқ қилади. Суюклик ичидаги A молекула атрофидаги молекулалар билан узаро таъсир қилиб, бу кучлар узаро компенсацияланган бўлади. В молекуланинг суюклик сиртидан юқори қисмидаги энергия компенсация қилинган бўлиб, ϕ куч молекулани

суюклик ичига (пастга) тортади, чунки бу молекулага таъсир етувчи кучлар тула компенсация килинмаган. Демак суюклик сиртдаги барча молекулаларга, уларни пастга, суюклик ичкарасига тортувчи кучлар таъсир этади.



Яъни, суюкликнинг сирт катлами суюкликка маълум босим беради, бу босим молекуляр босим дейилади. Натижада суюкликнинг сиртки катламидаги молекулалар хажмидаги молекулаларга нисбатан ортикча потенциал энергияга ега бўлади. Бу энергия сирт энергияси ёки еркин энергия деб аталади.

Сиртдаги суюклик молекулалари, суюклик ичидаги молекулаларга нисбатан ортикча энергияга ега бўлиб, унинг сирт катламида тарангликни хосил килади. Сирт таранглик кучи:

$$F_{\text{қал}} \quad (5)$$

Бунда α - сирт таранглик коэффициенти: ℓ - суюклик сирт чегараси узунлик бирлиги, α , н/м хисобида ўлчаниб, суюкликнинг табиатига, таркибига ва хароратига боғлиқ. Суюкликларда молекулалар ички босими бўлиши реал газлар билан суюкликлар уртасида умумийлик борлигидан далолат беради. Бу умумийлик асосида молекулаларнинг ўзаро таъсири ётади. Суюкликлар билан каттик жисмлар уртасида ҳам умумийлик бор, суюкликларнинг куп хоссалари каттик жисмлар хоссаларига ухшаб кетади. Бу ухшашлик каттик жисмлар ериганда ёки ериган каттик жисмлар котганда купрок намоён бўлади.

9.2.4. Хавонинг намлиги

Хавонинг намлиги инсон ҳаётида катта урин тутади. Намлик ошиб кеца хам, камайиб кеца хам одамнинг саломатлигига таъсир этади. Хаво таркибида дунё океанлари бугланиши натижасидаги сув буглари мавжуд. Суюклик сиртида энергияси катта булган молекулаларни чикиб кетиши бугланиш деб аталади. Молекулаларни тартибсиз харакати туфайли улар бир-бири билан тукнашади, натижада улар қайтиб суюкликка тушади. Бу ходиса конденсация дейилади.

Суюликдан чикиб кетаётган ва қайтиб тушаётган молекулалар сони тенглашгандаги буг туйинган буг дейилади. Сувни иситишда сув ичида пуфакчалари хосил бўлиб, улар харорат ортиши билан юкорига кутарилади. Бу ходиса кайнаш дейилади. Кайнашда пуфакчалар ичидаги

туйинган буг босими ортиб боради ва ташки босим билан тенгладшганда юкорига кутарилади, ёрилиб ташқарига буг чикаради. Демак кайнаш ташки босимга боғлиқ бўлиб ташки босим орца кайнаш харорати ортади ва аксинча. Хавонинг куруклиги ёки намлиги унинг таркибидаги сув буглари микдорига боғлиқ бўлади. Хаво таркибидаги бу сув бугларининг босимига парциал босим дейилади. Хаво таркибидаги сув бугларини тавсифлаш учун нисбий намлик деб аталувчи катталики киритилади. Нисбий намлик парциал босимни, туйинган буг босимига булган нисбати билан аниқланади:

$$r = \frac{P_n}{P_T} 100\% \quad (6)$$

Инсон фаолияти учун нисбий намликни 40-60% энг кулай. ерда 33 градус Сда хароратда 100% нисбий намликга ега булган тукайзор, 42 градусда 2% нисбий намликга ега булган сахролар бор. Табиатда хароратни бирданига пасайиб кетиши натижасида нисбий намликни 100% дан ортб кетиши юзага келади. Масалан, кечаси ёки ерта тонгда. Бундай но мувезонат вақтида ортикча сув буглари конденсацияланиб, шудринг тушади, туман ёки булут хосил килади ёки ёмгир ёгади. Порциал босимнинг туйинган буг босимига тенг бўлиши шудринг нуқтаси дейилади.

10 - МАЪРУЗА

10.1.1. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Термодинамика. Хар хил физик жараёнларда иссиқлик эффекти иштирокида энергиянинг узатилиши ва бир турдан иккинчи турга айланишини урганувчи физика булимидир. Термодинамиканинг умумий тушунчаларидан бири термодинамик системанинг тула ва ички энергиясидир. Хар қандай термодинамик системанинг тула энергияси шу системанинг кинетик энергияси (W_k), ташки куч майдони таъсирида хосил бўладиган потенциал энергияси (W_n) ва шу системанинг ички энергиялари йигиндисидан иборат:

$$W_k + W_n = W \quad (1)$$

10.1.1.Иссиқлик. Иссиқлик утказиш. Иссиқлик микдори

Биз биламизки, икки жисм бир-бирига теккизилганда иссиқ жисм совийди (харорати пасаяди) совук жисм исийди. Узок вақт ўтиши билан уларнинг харорати тенлашади, иссиқлик мувезонати юзага келади. Хозирги вақтда иссиқликнинг ўтиши молекуляр- кинетик назариядан тушунтирилади. Иссиқ жисмнинг кинетик энергияси совук жисмдан катта бўлади. Иссиқ жисмни молекулалари совук жисм молекулалари билан тукнашиб бир кисм энергиясини беради, натижада жисм харорати ортади. Иссиқлик узатиш вақтида бир жисмдан иккинчи жисмга энергия узатишнинг ўлчови, иссиқлик микдори деб аталади.

Тажрибалар шуни курсатадики хароратни узгартириш учун кетган иссиқлик микдори жисм масасига ва харорат узгаришига тўғри пропорционал:

$$q_{\text{ққмс}} \Delta T \quad (8)$$

Бу ерда C - солиштира иссиқлик сигими бўлиб, у массаси 1 кг моддани хароратини $1 K^0$ га кутариш учун кетган иссиқлик микдорига тенг. Агар модда каттик суюк ва газ ҳолатларига фазавий утаётган бўлса энергия ютилади ёки чиқади.

- 1 кг каттик жисм ериш хароратида суюқликка айлантириб юбориш учун керак бўлган иссиқлик микдори солиштира ериш иссиқлиги дейилади (p):

$$q_{\text{ққмр}} \quad (9)$$

- 1 кг суюқликни кайнаш хароратида бутунлай бугга айлантириб юбориш учун керак бўлган иссиқлик микдори солиштира бугланиш иссиқлиги дейилади (q):

$$q_{\text{ққмқ}} \quad (4)$$

- 1 кг ёкилги ёнганда ажралиб чиққан иссиқлик микдори солиштира ёниш иссиқлик деб аталади (λ):

$$q_{\text{ққмл}} \quad (10)$$

Таъкидлаганимиздек, иссиқлик микдори молекулаларнинг энергиясидир, демак уни Жоулларда ўлчанади. Аммо иссиқлик микдори (лотинча *салогие*) каллория деб аталувчи ўлчов бирлигига ҳам ега.

- 1 кал - массаси 1 г сувнинг хароратини $14,5^0C$ дан $15,5^0C$ га ошириш учун керак бўлган иссиқлик микдоридир.

Инглиз олими Джеймс Жоул (1818-1889) иш (энергия) бирлиги Жоул билан иссиқлик микдори бирлиги каллория орасидаги боғланишни топди. У аниқ иш., аниқ иссиқлик микдорига эквивалент эканлигини аниқлади. Бу эквивалент иссиқликнинг механик эквиваленти деб аталади:

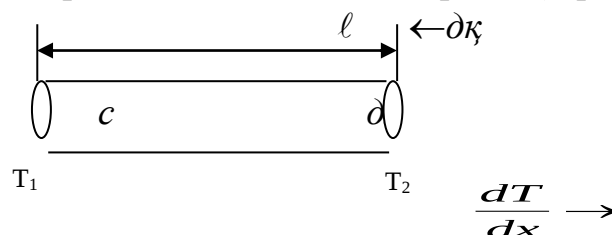
$$4,185 \text{ Жк}1 \text{ кал} = 4,185 \times 10^3 \text{ Жк}1 \text{ ккал}.$$

Агар жисмни турли нуқталарида хароратлар фарқи юзага келса иссиқлик утказувчанлик ходисаси юзага келади. Тажрибалардан маълумки, вақт бирлиги ичида жисмни бир учидан иккинчи учига иссиқлик утказиш хароратлар фарқига, кундаланг кесим юзига тўғри пропорционал ва узунликка тескари пропорционал. $\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \chi S \frac{T_2 - T_1}{\ell} \quad (6)$

бу ерда χ -модда хоссасини тавсифловчи иссиқлик утказувчанлик коэффициенти. (2)ни кичик вақт ичида dx қисмда ёзсак

$$\frac{dQ}{dt} = -\chi S \frac{dT}{dx} \quad (7)$$

бу ерда $\frac{dT}{dx}$ - харорат градиенти, (-) ишора иссиқлик оқими билан харорат градиенти қарама-қарши юналганини билдиради (1-расм)



1-расм

Молекуляр кинетик-назарияга асосан иссиқлик утказувчанлик коэффициенти қуйидагича аниқланади:

$$\chi_{\kappa} = \frac{K_{\Pi} \bar{v} \bar{\lambda}}{2} \quad (11)$$

Бу ерда K - Бол цман доимийси, Π - молекулалар концентрацияси, $\bar{v}$ - молекулаларнинг уртача тезлиги, $\bar{\lambda}$ -молекулаларнинг уртача еркин югуриш узунлиги. Қўп сонли молекулаларни бир жойдан бошқа жойга қўчириш конвекция дейилади. Конвенция табиий ёки мажбурий бўлади. Масалан иссиқ хонага ташқаридан совуқ ҳавонинг қириши ёки вентиляторли иситгичдан ҳавони ҳайдаш. Электромагнит тулқинлар ёрдамида иссиқликни қўчириш ҳодисаси нурланиш деб аталади. Қўёшдан ерга энергиянинг қилиши нурланишдир.

10.1.2. Ички энергия

Иссиқлик жисмнинг тулик энергияси эмас, у иссиқ жисмдан совуқ жисмга берилган энергия миқдори ҳолос. Жисм ташкил топган молекулалар кинетик энергияга эга. Молекулаларнинг барча турдаги энергиялари жисмнинг ички энергиясини ташкил этади:

- тартибсиз ҳаракат кинетик энергияси;
- молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал энергияси;
- атомлар тебранма ҳаракат энергияси;
- атомлар электрон қаватлари энергияси;
- электростатик ва гравитацион майдонлар энергияси;
- электромагнит нурланиш энергияси;

Термодинамик система ички энергияси ҳолат параметрлари P, V, T лар функциясидир. Система ички энергиясининг ўзгариши бошланғич ва охириги ички энергиялар билан ифодаланади:

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

Суюқлик ва қаттиқ жисмларнинг ички энергияси юқоридаги барча энергияларни ўз ичига олади, шунинг учун уни аниқлаш мураккаб. Идеал газлар молекулалари асосан кинетик энергияга эга бўлгани учун, бу энергияни ҳисоблаш қўлайдир.

Бир атомли газ ички энергияси

$$H_A E = N_A \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} RT \quad (12)$$

m -массали газ ички энергияси

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} RT \quad (13)$$

Қўп атомли газлар учун ички энергия қуйидаги формуладан аниқланади:

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT \quad (14)$$

Бу ерда i -молекуланинг еркинлик даражалари сони.

Еркинлик даражалари сони молекулаларнинг фазодаги ҳолатлари координаталари орқали аниқланади. Бир атомли газ учун $ик3$ га тенг X, Y, Z уқлари бўйича илгариланма ҳаракат икки атомли газ учун $ик5$ илгариланма ҳаракатдан ташқари, иккита айланма ҳаракат еркинлик даражаси. Уч атомли газлар учун $ик6$: Илгариланма ҳаракат, айланма ҳаракат ва молекуланинг ўз ўқи атрофидаги ҳаракати.

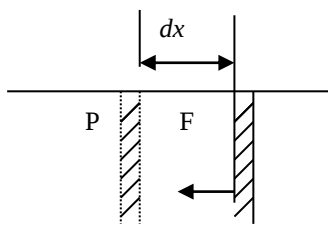
10.1.3. Термодинамикада иш

Механикада иш системанинг кучишидаги энергия ўзгариши ўлчови сифатида аниқланади. Термодинамик система иши ундаги жарёнларга боғлиқлигидан ташқари, унинг ички энергияси ўлчови ҳамдир.

Поршеннинг цилиндрда кенгайишидаги жараёни курамиз (2-расм). Поршенни кучиришда бажарилган иш: $dA = FdX_2$

бу ерда $\Phi_{\kappa PC}$

$$dA = PSdX = PdV \quad (15)$$



2-расм

(15)ни интеграллаб, бажарилган ишни топамиз.

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} PdV \quad (16)$$

Ишни идеал газ ҳолати тенгмасидан фойдаланиб ҳам топиш мумкин:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} PdV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} \frac{RT}{V} dV = \frac{m}{\mu} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (17)$$

Термодинамик системанинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиши бажарилган иш факатгина бошланғич ва охириги ҳолатларга боғлиқ бўлмасдан, жараёнлар турига ҳам боғлиқ.

10.1.4. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Ички энергияга ега бўлган термодинамик система иссиқлик олиши ёки бериши ва иш бажариши мумкин. Тажриба бу ўччала катталиқ бир-бирига боғлиқ эканлигини курсатади. Ҳақиқатда системанинг ички энергиясини иссиқлик миқдори бериш юли ёки унинг ўстида ташки жисмлар иш

бажариши билан узгартириш мумкин. Иссиклик микдори берилса ва ташки жисмлар устида иш бажарилса ички энергия камаяди; Буни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$dU = dQ + dA \quad (18)$$

Иккинчи ҳолатда системанинг узи ташки жисмлар устида иш бажариши мумкин. Унда $\partial A^1_{\kappa} - \partial A$ (18) ни қуйидагича ёзиш мумкин :

$$dU = -dQ + dA^1 \quad (19)$$

(19)да $\partial \kappa$ нинг манфийлиги ситема томонидан иссиклик берилаётганини билдиради.(19) ни бошқача қилиб ёзсак:

$$dQ = dU + dA^1 \quad (20)$$

(20) термодинамиканинг биринчи қонунидир: ситемага берилган иссиклик микдори ташки жисмлар устида иш бажариш ва системанинг ички энергиясини узгартиришига сарф бўлади.

10.1.5. Адиабатик жараён

Термодинамик системаси ички энергиясининг узгариши (20) тенглама бўйича узгаради. Изотермик жараён учун $\Delta T_{\kappa 0}$ ва $\Delta U_{\kappa 0}$, яъни ички энергия узгармайди, унда $\partial \kappa \partial A'$.

Изохорик жараён учун $\partial U_{\kappa} \partial \kappa$, чунки система иш бажармайди.Изобарик жараёнда системанинг энергияси ҳам, ҳажми ҳам узгаради, яъни

$$\partial U_{\kappa} \partial \kappa - \partial A' \text{ ёки } \partial U_{\kappa} \partial \kappa \partial A.$$

Агар система иссиклик олмаса ёки бермаса $d\kappa 0$ бўлади. Бундай жараён адиабатик жараён дейилади ва термодинамиканинг биринчи қонунини қуйидагича ёзиш мумкин :

$$dU = -dA^1 \text{ ёки } dA_c = -dU$$

Бу ифодадан куринадики, газнинг адиабатик кенгайишида ички энергиянинг камайиши, уз навбатида ҳароратни пасайишига олиб келади, аксинча адиабатик қисилишида ички энергиянинг ортиши ва ҳароратнинг кутарилиши юзага келади. Адиабатик жараёни ички ёнув дивигателларида кулланилади: бу двигателларда ҳаво тез сиқилади, натижада ҳарорат 500^0 С гача кутарилади. Бу ҳароратда цилиндрдаги ёнилги алангаланиб кетади.

10.2.1. Иссиклик сизими. Маер тенграмаси

Жоул тажрибага асосланиб, газлар ички энергияси факат ҳароратга боғлиқ $U_{\kappa f}(T)$ бўлишини аниқланади. молекулалар еластик шар ва улар ўзаро таъсир энергияси нолга тенг деб ҳисобланса газнинг ички энергияси (молекулаларнинг кинетик энергияси e га тенг деб олинади) қуйидагича ёзилади:

$$U = E - \frac{i}{2} NKT = \frac{i}{2} RT$$

Иссиклик сизими деб, жисмнинг ҳароратини бир градусга кутариш учун керак бўлган иссиклик микдори билан ўлчанадиган катталиқка айтилади. Агар жисмга $d\kappa$ иссиклик берилганда унинг ҳарорати dT га

узгарса, таърифга асосан жисмнинг исиклик сигими:

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

(1)

бўлади. Бир мол модданинг исиклик сигими моляр исиклик сигими дейилади. Солиштирма исиклик сигими бирлиги Ж/кгК да ўлчанади. Демак, моляр исиклик сигими Ж/К. мол. дир. Турли хил жараёнларда исиклик сигими хар-хил бўлади: изотермик жараёнларда формуладан $dT \neq 0$, $dQ \neq 0$ булгани учун $C \rightarrow \pm\infty$ га тенг. Адиабатик жараёнларда еса $dQ = 0$ булгани учун $C \rightarrow 0$ га тенг бўлади. Изохорик ва изобарик жараёнларда исиклик сигими алоҳида ахамиятга эга. Айтайлик, ички энергия хажм ва хароратнинг функцияси бўлсин, яъни

$U = U(T, V)$ (2) Бунинг тулик дифференциали

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \quad (3)$$

бўлади. Буни термодинамиканинг биринчи қонунига қўйиб қуйидагини ёзамиз

$$dQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + p dV \quad (4)$$

(4) ни dT га бўлиб

$$\frac{dQ}{dT} = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_V \frac{dV}{dT} + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + p \frac{dV}{dT} = C \quad (5)$$

ни ҳосил қиламиз. Бу ерда C - системанинг исиклик сигими дейилади. Фараз қилайлик, жараён ўзгармас хажмда рўй берсин. У ҳолда (5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_V \quad (6)$$

системанинг ўзгармас хажмдаги исиклик сигими дейилади.

Жараён энди ўзгармас босимда рўй берсин. (5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT} \right)_P = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T + P \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_P + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_P \quad (7)$$

(7) ифода системанинг ўзгармас босимдаги исиклик сигими дейилади. (7) ни

$$\left[\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T + P \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_P = C_P - C_V \quad (8)$$

қуйидагича ёзиш мумкин.

Идеал газлар учун Жоул қонунига асосан узгармас хароратда ички энергия хажмга боғлиқ емас, яъни

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_T = 0 \quad (9)$$

$$C_P - C_V = P \left(\frac{dV}{dT} \right)_P \quad (10)$$

Еканлигидан (8) ни

қуринишда ёзиш мумкин. Идеал газ ҳолат тенгламасини формуладан босим ўзгармас бўлганда $PdV = RdT$ ёки $\left(\frac{dV}{dT}\right)_P = \frac{R}{P}$ ни оламиз, ушбу ифодани (10) га

қўйиб, $C_P - C_V$ (11) тенгламани ҳосил қиламиз. (11) идеал газлар учун Маер тенгламаси дейилади. Уни ҳарорат бўйича дифференциаллаб (6) га кура $C_V = \frac{i}{2}R$ (12) ни ҳосил қиламиз. Буни ҳисобга олинса газ ички энергияси

$U = C_V T$ (13) га тен бўлади. (12) дан $R \approx 2$ кал/к.мол га тенг десак, C_V кал/к.мол -бу идеал газ молекулаларининг ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сизимидир. Бундан бир атомли газ учун C_V 3 кал икки атомли газ учун C_V 5 кал куп атомли газ учун C_V 6 кал га тенг бўлади. C_P -лар учун ҳам ўзгармас босимдаги иссиқлик сизими бир атомли газ учун C_P 5 кал, икки атомли газ учун C_P 7 кал, куп атомли газ учун C_P 8 кал, улар нисбати $\rho C_P / C_V$ – бир атомли газ учун 1,67: икки атомли газ учун 1,4: куп атомли газ учун 1,33 га тенг бўлиб, нормал шароитда тажрибага мос келади. Иссиқлик сизими масаласини статистик тушунчалар асосида қуриб утайлик. Системага мос ички энергия

$$U = \frac{\nu PV}{N} \quad (14)$$

формула билан аниқланади. Бу ерда P -босим, V -ҳажм, N -заррачалар сони, i эркинлик даражалар сони. Бу формула ёрдамида C_P , C_V , $C_P - C_V$ ва C_P / C_V учун маълум муносабатларнинг янгича ифодаларини ҳосил қиламиз. (1) дан ν ни ўзгармас қийматида

$$dU + \frac{\nu}{N} PdV + \frac{\nu}{N} VdP \quad (15)$$

деб ёзамиз. Термодинамиканинг биринчи қонуни $dQ = dU + PdV$ ифодасига (15) ни қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$dQ = \frac{\nu}{N} VdP + \left(\frac{\nu P}{N} + P\right)dV \quad (16)$$

(16) дан P қонун ва V қонун бўлганда

$$C_P = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_P = \left(\frac{\nu P}{N} + P\right) \left(\frac{dV}{dT}\right)_P \quad (17)$$

$$C_V = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_V = \frac{\nu}{N} V \left(\frac{dP}{dT}\right)_V \quad (18)$$

ни ҳосил қиламиз. Булар ўзгармас босимдаги ва ўзгармас ҳажмдаги иссиқлик сизими ифодаларидир.

Бизга маълумки: $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$, (19)

яъни, ўзгармас босимда ҳароратни бир бирликка ўзгартиргандаги ҳажмнинг нисбий ўзгариши- ҳажм кенгайишининг термик коэффициенти дейилади.

$$\beta_V = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \quad (20)$$

яъни, ўзгармас ҳажмда ҳароратни бир бирликка орттирилганда босимнинг нисбий ўзгариши босимнинг термик коэффициенти дейилади.

$$\gamma_T = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \quad (21)$$

яъни, ўзгармас ҳароратда босимни бир бирликка узгартирилганда, ҳажмнинг нисбий узгариши- сикилишнинг изотермик коэффициенти дейилади.

$$I = U + PV \quad (22)$$

система энталпияси (иссиклик функцияси) деб аталувчи ҳолат функцияси бўлиб, унинг квазистатистик жараёнда доимий босимдаги ортирмасы системанинг иссиклик миқдори қ ни беради. Ҳақиқатдан ҳам, ўзгармас босимда dQ қ dU қ PdV қ dI бўлади. Шунинг учун I иссиклик функцияси деб аталади. Буларни ҳисобга олиб ўзгармас босимдаги иссиклик сигимини топамиз:

$$C_P = \left(\frac{\partial P}{\partial T} + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{U}{V} + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = (U + PV) \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

ёки $C_{P \text{ қ } I \alpha}$ (23)

Худди шундай ўзгармас ҳажмдаги иссиклик сигимини топамиз:

$$C_V = \frac{vV}{N} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \frac{vV}{N} \frac{P}{R} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = U \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V$$

ёки $C_{V \text{ қ } U \beta_B}$ (24)

10.2.2. Изоражараёнлар ва улардаги бажарилган ишлар

Бирор параметр ўзгармасдан руй берувчи жараён изожаараёнлар дейилади. Идеал газ ҳолат тенгламасини чиқарганда изожаараёнлар билан танишган едик. Иссиклик сигими ифодаларидан термодинамик жараёнлар тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V dP + \frac{C_P - C}{C_V - C} \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P dV = 0 \quad (25)$$

Идеал газ ҳолат тенгламаси /ПВ қ РТ дан

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = \frac{V}{R} \text{ ва } \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = \frac{P}{R}$$

ларни (25) га қуямиз: $\frac{V}{R} dP + \frac{C_P - C}{C_V - C} \frac{P}{R} dV = 0$

Бу тенгламани. P, V га бўлиб, $\frac{dP}{P} + \frac{C_P - C}{C_V - C} \frac{dV}{V} = 0$ ни ҳосил қиламиз.

$$\frac{C_P - C}{C_V - C} = n \quad (26)$$

белгилаш кирицак: $\ell n P + \ell n V = \ell n C$ деб ёза оламиз. Ёки бу ифодани

$$PV^n = C \text{ (C- ўзгармас сон)} \quad (27)$$

қуринишга келтирамиз. Узгармас иссиклик сигимида руй берган жараёнларга политропик жараён дейилади. (26) ифода политропа курсаткичи дейилади. (27) тенгламадан қуйидаги ҳулосалар келиб чиқади:

а) (27) тенгламани $1/n$ даражага қутариб, $PV^{\text{қсонст}}$ ни ҳосил қиламиз, $n \rightarrow \infty$ да V қ сонст , яъни ҳажм ўзгармас еканлиги келиб чиқади. Узгармас ҳажмда руй берувчи жараёнлар изохорик жараёнлар дейилади.

б) n қ 1 бўлганда PV қ C бўлади. Яъни PV қ PT қ C . Бундан ҳарорат ўзгармас еканлиги келиб чиқади. Бундай жараён изотермик жараён дейилади.

в) $n \neq 0$ булганда P қ сонст, яъни босим ўзгармас бўлиб, ўзгармас босимда руй берувчи жараёнлар изобарик жараёнлар дейилади.

г) $n \neq 0$ қ C_P/C_V га тенг бўлса, PV^{γ} қ C хосил бўлади. Адиабатик жараёнларда PV^{γ} қ 0 (28) бўлиб, бу ифода Пуассон тенгламаси дейилади.

Изобарик жараёнларда бажарилган иш P қ сонст булгани учун

$$A = \int_1^2 P dV = P(V_2 - V_1) \quad (29)$$

бўлади. Термодинамиканинг биринчи қонуни изобарик жараёнлар учун қуйидагича ифодаланади:

$$dQ = dU + P dV \quad (30)$$

Изохорик жараёнда бажарилган иш нолга тенг, яъни

$$A = \int_1^2 P dV = 0$$

Термодинамиканинг биринчи қонуни изохорик жараёнлар учун қуйидагича бўлади:

$$dQ = dU \quad (31)$$

Изотермик жараёнларда термодинамиканинг биринчи қонуни

$$dQ = PdV \quad (32)$$

га тенг бўлади. (32) дан куринадики, изотермик жараёнларда системага берилган иссиқлик, системанинг иш бажаришига сарфланар экан. Изотермик жараёнда бажарилган иш

$$A = \int_1^2 P dV = \int_1^2 \frac{RT}{V} dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (33)$$

Адиабатик жараёнлар учун термодинамиканинг биринчи қонуни $dQ = 0$ булгани учун

$$dU = -dA \quad (34)$$

бўлади. (34) дан куринадики, адиабатик жараёнларда системанинг бажарган иши унинг ички энергияси хисобига содир булар экан. Адиабатик жараёнда бажарилган иш

$$A = - \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = -C_V(T_2 - T_1) = C_V(T_1 - T_2) \quad (35)$$

Бунда $T_2 > T_1$, яъни адиабатик кенгайишда идеал газ харорати пасаяди. Чунки иш ички энергия хисобига бажарилади.

10.3.1 Термодинамиканинг иккинчи қонуни

Термодинамиканинг биринчи қонуни системадаги турли хил энергияларнинг ўзаро эквивалентлигини, улар уртасидаги боғланишни курсатиб беради. Мазмунига кура бу қонун энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунидир. Термодинамика-нинг иккинчи қонуни жараёнларнинг бориши ва юналишини аниқлайди. Демак, термодинамиканинг биринчи қонуни энергиянинг сақланиши ва айланишини, иккинчи қонуни еса бу жараёнларнинг қайси юналишда руй бериши мумкинлигини аниқлайди.

Термодинамика иккинчи қонуни бир-бирига эквивалент булаган турлича таърифлари мавжуд:

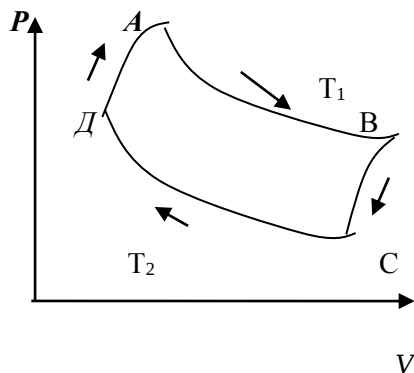
1. С.Карно: исиклик машинасининг ФИК ишчи модданинг турига боғлиқ булмасдан иситгич ва совитгич хароратларнинг фаркига тенг.
2. Клаузиус: исиклик уз-уздан совук жисмдан исик жисмга текиндан утмайди.
3. Планк: исикликни бутунлай ишга айлантирувчи жараёни амалга ошириб булмайди...

10.3.2. Кайтар ва кайтмас жараёнлар

Изоляцияланган системада бирор жараён давомида система А ҳолатдан В ҳолатга утаётган бўлсин. Бунда икки ҳолни кузатиш мумкин:

1. Системанинг дастлабки ҳолатига утишда, ташки муҳитда ҳеч қандай узгариш руй бермайди - кайтувчи жараён
2. Системанинг дастлабки ҳолатига ўтишда албатта ташки муҳитда бирор узгариш руй беради. - кайтмас жараён.

Табиатдаги ҳамма жараёнлар кайтувчан ва кайтмас жараёнлардан иборат. Кайтмас жараёнларда системанинг бошланғич ва охириги ҳолатларида бу ҳолатларни ифодаловчи параметрлар турли хил қийматларга ега бўладилар. Жараён бошида ва охирида система ҳолати узгармайдиган жараёнлар кайтувчан ёки цикллар дейилади. Кайтмас жараёнларга ишқаланиш, газнинг бушликда кенгайиши, исик жисмдан совук жисмга исикликнинг ўтиши, диффузия ва ҳ.к.лар мисол бўлади. Системанинг мувозонат ҳолатга келиши ҳам кайтмас жараёндир. Чунки система бу ҳолатдан уз-уздан ташки таъсирсиз чиқиб кета олмайди. Табиатда чексиз куп цикллар мавжуд. Иситгичдан олинган исикликни максимал ишга айлантирувчи жараёни куриб чиқамиз. Бундай жараёни амалга ошириш учун иккита изотерма ва иккита адиабатдан иборат бўлган циклни куриб утайлик. Ишчи жисм сифатида цилиндрга тулдирилган газ олайлик. Цилиндр ён деворлари ва поршен адиабатик исиклик утказмасин. Цилиндр таги жуда яхши исиклик утказувчан бўлсин. Цилиндрни иситкич устига қўйсак, газ иситгичдан q_1 исиклик миқдори олиб, изотермик равишда кенгаяди (1-расм). Бунда система А ҳолатда P_1, V_1, T_1 катталикларга тенг бўлса, P_2, V_2, T_2 катталиклар билан ифодаланувчи В ҳолатга утади. Цилиндрни иситкичдан олиб, исиклик утказмайдиган тагликка қўямиз. Бунда газ ички энергия ҳисобига адиабатик кенгайиб, харорати пасаяди, система В ҳолатдан P_3, V_3, T_2 катталиклар билан ифодаланувчи С ҳолатга утади. Энди цилиндрни совиткич устига қўямиз. Ташки қуч ҳисобига газ изотермик кесилади ва совитгичга q_2 исиклик миқдори беради.



Система P_4, B_4, T_2 параметрли ҳолатга утади, яна цилиндр-ни совитгичдан олиб, иссиқлик утказиладиган таг-ликка қуямиз ва бунда газни адиабатик кесилиши натижа-сида система дастлабки P_1, V_1, T_1 паремтрли А ҳолатга келади.

Иккита изотерма ва иккита адиабатадан иборат бўлган, ҳамда дастлабки ҳолатига қайтувчи бундай цикл Карно цикли дейилади.

Идеал газ учун Карно циклини текширайлик. А

ҳолатдан В ҳолатга изотермик утишда бажарилган иш.

$$A_{AB} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1 \quad (1)$$

Шунга ухшаш бошқа ишлар: $A_{BC} = \frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1)$ (2)

$$A_{CD} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2 \quad (3)$$

$$A_{DA} = -\frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) = -A_{BC} \quad (4)$$

Айланма жараёнда бажарилган иш

$$A_{\text{К}} = A_{AB} + A_{BC} + A_{CD} + A_{DA} = Q_1 - Q_2$$

Карно циклининг ф. И. К.

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (5)$$

Адиабаталар учун $\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$;

$$\text{Унда Ф.И.К. } \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{\frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6)$$

еқанлигини топамиз. Идеал газ билан ишлайдиган циклни Ф.И.К ҳамма вақт бирдан кичик ва иситкич ҳамда совитгич ҳароратларигагина боғлиқ. Карно циклини текшириш асосида иккита муҳим теорема келиб чиқади:

1. Ҳар қандай реал машинанинг Ф.И.К. Карно цикли билан ишлайдиган машинанинг Ф.И.К. дан катта бўлиши мумкин эмас.
2. Карно циклининг Ф.И.К. ишчи жисм турига боғлиқ бўлмасдан, фақат иситкич ва совитгич ҳароратларигагина боғлиқ. (5) ва (6) формуладан идеал газ билан ишлайдиган Карно цикли учун

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (7)$$

ифодани ҳосил қиламиз. Иситгич ҳарорати T_1 совитгич ҳарорати T_2 бўлган ҳар қандай қайтувчан машинанинг Ф.И.К.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (8)$$

га тенг бўлиб, ишчи моддасига боғлиқ эмас.

10.3.3 Энтропия

Термодинамикага "энтропия" (грекча "энтропия" - узгариш) атамаси 1865 йилда немис физиги Р.Клаузиус томонидан киритилган. Клаузиус маълум физик қонуниятга бўйсунувчи иссиқликнинг ишга айланиш жараёнини, яъни термодинамиканинг иккинчи қонунини аниқ математик равишда ифодалаш учун, махсус ҳолат функцияси - энтропия тушунчаси киритиш зарурлигини курсатди. Бу тушунча жараёнларнинг қайси юналишда боришини аниқлашга имкон яратади. Иссиқликнинг ҳаммаси бошқа тур энергияга тулик айлана олмайди, унинг шу шароитда энергиянинг бошқа турларига айлана олмайдиган қисми энтропия дейилади. Энтропия - ёпик системаларда жараённинг қайтмаслик ўлчови, энергиянинг уз-узига бошқа шаклларга айлана олмайдиган турга утиш ўлчовидир. Энтропиянинг математик ифодасини келтириб чиқарамиз. Карно цикли учун чиқарилган Ф.И.К. ифодаси (7) дан

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \text{ ёки } \frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_1}{T_1} \text{ ёки } \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (9)$$

деб ёзиш мумкин. Олинган ёки берилган иссиқлик миқдорининг шу иссиқлик манбаи ҳароратига нисбати q/T : келтирилган иссиқлик днйилади. (9) дан қуришиб турибдики, $\frac{dQ_1}{T_1}; \frac{dQ_2}{T_2} \dots\dots$,

юлга боғлиқ емас, яъни тулик функциядир.

Агар Карно цикли бир канча кичик цикллардан ташкил топган деб фараз қилинса, у ҳолда (9) тенгламани қўйидагича ёзиш мумкин бўлади:

$$\frac{dQ_1}{T_1} - \frac{dQ_2}{T_2} + \frac{dQ_2}{T_2} - \frac{dQ_3}{T_3} + \dots\dots = 0 \text{ ёки } \sum dQ/T = 0 \text{ ёки } \oint dQ/T = 0 \quad (10)$$

Маълумки $\oint$ -ёпик контур бўйича олинган интеграл нолга тенг бўлса, шундай бир функция борки, унинг тула дифференциали интеграл остидаги ифодага тенг бўлади. Бу функцияни S билан белгиланади ва энтропия деб аталади.

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (11)$$

Энтропия ҳам, худди системанинг ички энергияси сингари системанинг ҳолат функцияси бўлиб, унинг узгариши фақат системанинг дастлабки ва охириги ҳолатларига боғлиқ (жараён борадиган юлга боғлиқ емас). Шунинг учун, система 1 ҳолатдан 2 ҳолатга келса, унинг энтропиясини узгариши:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = S_2 - S_1 \quad (12)$$

билан ифодаланади.

Кайтар жараёнлар учун энтропия ифодаси:

$$dS = \frac{dQ}{T} \text{ ёки } dQ = TdS \quad (13)$$

Кайтмас жараёнлар учун:

$$dS > \frac{dQ}{T} \text{ ёки } TdS > Q \quad (14)$$

(14) ва (15) ни бирлаштириб қўйидагича ёзиш мумкин:

$$dS \geq \frac{dQ}{T} \text{ ёки } TdS \geq Q \quad (15)$$

(15) даги тенглик кайтар ва тенгсизлик кайтмас жараёнларни ифодалайди. (15) тенгламалар термодинамиканинг иккинчи қонунининг асосий тенгламалари бўлиб, Клаузиус тенгсизликлари дейилади.

10.3.4 Энтропия ва ехтимоллик

Ташки таъсирлардан холи булган термодинамик система энг катта ехтимолли холатга утишга ҳаракат қилади. Системанинг турли холатларини тасвирлаш учун термодинамик ехтимоллик тушунчаси киритилади. Бу тушунча уз-уздан юзага келадиган жараёнларда система холатини узгариш юналишини курсатиб беради. Термодинамик ехтимоллик (W) максимал булган холат мувозанатли холат дейилади. Энтропия ва ехтимоллик системанинг мувозанат холатига ўтишида ортиши ва бу холатда уларни максимум қийматга еришиб ўзгармасдан қолиши бир хил хусусиятли табиатга ега эканлигини курсатади. Демак улар орасида маълум боғланиш мавжуд: бу боғланишни Л.Бол цман киритган:

$$S = k \ln W \quad (16)$$

бу ерда k - Бол цман доимийси.

Энтропиянинг термодинамик ехтимоллик билан бевосита боғланиши статистик термодинамикага кура, системадаги молекулаларнинг тартибсизлик ўлчови эканини курсатади. Молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати канча кучли бўлса, яъни тартибсизлик даражаси юкори бўлса, системанинг энтропия қиймати ҳам шунча катта бўлади. Шундай қилиб, қуйидаги хулоса-ларни чиқарашимиз мумкин:

- энтропия-холатнинг бир қийматли функциясидир.
- ёпик системанинг энтропияси ўзгармайди ёки ортади.
- система энтропиясини оширадиган жараёнларгина уз-уздан амалга ошади.
- энтропия максимал қийматга етганда, шу системада мувозанат қарор топади.
- энтропия - аддитив катталиқдир: n та ўзаро таъсирлашмайдиган қисмлардан иборат система энтропияси ҳар бир қисм энтропиялари йигиндисидан иборат.

$$S_{\text{ж}} = S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n \quad (17)$$

-ёпик системанинг энтропияси кайтмас жараёнларда ортиб боради, кайтар жараёнларда ўзгармасдан қолади, лекин у ҳеч қачон камаймайди.

10.3.4. Термодинамиканинг учинчи қонуни

Термодинамиканинг биринчи ва иккинчи қонуни абсолют нол ҳарорат ($T \rightarrow 0^\circ \text{K}$) да энтропияни қийматини топишга имкон яратмайди. Абсолют нол ҳароратда ҳар қандай система минимал энергияга ега бўлади. Ҳар хил моддалар устида паст ҳароратларда утказилган тажрибаларга асосланиб, Нернст 1906 йили абсолют нол ҳароратда ҳар қандай жисм энтропияси нол бўлади деган хулосага келди. Абсолют нол ҳароратда жисм энтропияси мувозанатли холатни тавсифловчи параметрларга боғлиқ булмайди. Нернст теоремасини қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} S = 0 \quad (18)$$

ва термодинамиканинг учинчи қонуни шундай таърифланади: Абсолют нол хароратда ҳамма жараёнлардаги энтропия узгариши нолга тенг. Абсолют нолда энтропия нолга тенг деб олинганда T хароратли ҳолат учун энтропия

$$S = \int_0^T \frac{dQ}{T} \quad (19)$$

Формула билан аниқланади. Маълум босим ва хароратдаги исиклик сизими учун энтропия аниқ қийматга ега.

$$S = \int_0^T \frac{C_P(T, P)}{T} dT \quad (20)$$

Абсолют нол хароратда мувозанатли ҳолатни тавсифловчи ҳамма термодинамик катталиклар хароратга боғлиқ бўлмай қолади. Абсолют нол хароратда энтропия нолга тенг бўлишини ифодаловчи Нернст теоремасига кура энтропиянинг нолига хароратнинг абсолют ноли тўғри келади деб ҳисоблайлик. Мувозанатли тургун ҳолатида система минимал энергияга ега бўлиб, биргина энергетик сатҳга ега бўлган куйи ҳолатдан иборат бўлади. $S_{\text{қКлнW}}$ формулага асосан термодинамик ехтимоллик 1 га тенг бўлса, энтропия бирор чекли қийматга тенглиги келиб чиқади. Бундан энтропиянинг чекли бирор қиймати учун хароратнинг ҳам бирор чекли қиймати (ноли емас) тўғри келиши керак. У ҳолда термодинамиканинг 3 қонунини бошқача таърифлаш мумкин: абсолют нол хароратни олиб бўлмайди.

11 - МАЪРУЗА

11. Кинетика элементлари

11.1. Номувозанатли ҳолат

Мувозанатли ҳолатда системанинг макроскопик параметрлари вақт ўтиши билан узгармайди ва системада ҳеч қандай макроскопик узгаришлар бўлмайди. Системанинг бирор параметри вақт ўтиши билан узгарса унинг ҳолати узгаради. Система ҳолатининг узгариши жараён дейилади. Хар қандай термодинамик система мувозанатли ва номувозанатли ҳолатда бўлиши мумкин. Системада макроскопик жараёнлар тухтамаган ва унга хос макропараметрлари узгариб турувчи ҳолати номувозанатли ҳолат дейилади. Системанинг номувозанатли ҳолатидан мувозанатли ҳолатига ўтиши релаксация дейилади. Мувозанатли ҳолатга утиш учун кетган вақт релаксация вақти дейилади. Мувозанатли ва номувозанатли жараёнлар учун муҳим нарса - бу харорат, босим, зичликнинг биринчисиди системанинг ҳамма ерида бир хил, иккинчисиди хар хил бўлишидир. Жуда секинлик билан утувчи жараёнларни квазистатистик жараёнлар дейилади. Квазистатистик жараёнларда система параметрлари чексиз секин узгаради ва хар доим система мувозанатли ҳолатда қолади. Термодинамикада иккита муҳим хулоса постулот сифатида қабул қилинган:

- А) Изоляцияланган система ертами-кечми мувозанат ҳолатга келади ва бу ҳолатдан уз-уздан чикиб кета олмайди.
- Б) Мувозанатли ҳолатнинг ҳамма ички параметрлари ташки параметр ва ҳароратнинг функциясидир.

Номувозанатли ҳолатда системанинг ички параметрлари ташки параметр ва ҳароратнинг функцияси бўлмай қолади. Шунинг учун системанинг номувозанатли ҳолатини характерлаш учун ташки параметр ва ҳароратдан ташқари бир ёки бир неча (ички) параметрлар бўлиши керак. Масалан, номувозанатли ҳолатдаги газни тавсифлаш учун ҳажм, ҳарорат (энергия) дан ташқари зичликнинг тақсимланиши, ҳароратнинг тақсимланиши берилган бўлиши керак. Умумий ҳолда номувозанатли жараёнлар учун ҳолат тенгламаси $\Phi(P, V, T, x, y, z, t)$ қ 0 қуринишда бўлади. Номувозанатли ҳолатнинг муҳим хусусияти, мувозанат ҳолатга утишга интилишдир. Номувозанатли жараёни мувозанатли жараёндан ажратувчи муҳим фарқи, термодинамик параметрларнинг вақтга боғлиқлигидир.

11.2. Номувозанатли ҳолатлардаги жараёнлар

Максвеллнинг молекулаларни тезликлар бўйича тақсимланиш қонунига бўйсунувчи хаотик ҳаракат ҳолати мувозанатли ҳолат ҳисобланади. Молекулаларнинг хаотик ва Максвелл тақсимланишини, яъни мувозанатли ҳолатни юзага келтирувчи сабаб, молекулаларнинг тукнашуvidир. Молекулаларнинг тукнашуvi уларнинг ўзаро таъсирлари натижасида бўлади. Молекула ҳаракат юналишининг бошқа молекула таъсирида узгариши молекуланинг тукнашуvi дейилади. Баъзан тукнашиш натижасида молекулалар ҳаракат юналишининг узгариши-сочилиш дейилади. Молекулалар тукнашганда уларнинг марказлари яқинлашадиган энг киска масофа молекуланинг эффектив диаметри дейилади. $G = \pi d^2$ катталиқ молекуланинг эффектив кесими дейилади. Молекулаларнинг кетма-кет тукнашиш оралиғида утган масофаси унинг еркин югуриш юли дейилади. Агар вақт бирлигидаги молекулаларнинг урилишлар сони Z га тенг бўлса, уртача еркин югуриш юли қуйидагича бўлади:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{Z} \quad (1)$$

Максвеллнинг молекулаларнинг тезликлар бўйича тақсимланиш қонунидан ва P қ NkT дан еркин югуриш учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\lambda = \frac{\kappa T}{\sqrt{2} C \cdot P} \quad (2)$$

(2) га асосан уртача еркин югуриш юли босимга тесқари пропорционал бўлиб, босим камайиши билан уртача еркин югуриш юли ортишини курсатади. Тартибсиз ҳаракат натижасида Максвелл тақсимланиши қарор топишида энергия, масса ва импульсларнинг маълум юналиши бўйича қучиши руй беради. Бу қучиш ходисалари дейилади. Мувозанатсиз ҳолатдаги жараёнларни урганувчи физика бўлими физик кинетика дейилади.

11.3. Иссиклик утказувчанлик

Номувозанатли ҳолатдаги жараёнларда молекулаларнинг ҳарорати катта жойдан ҳарорати кичик булган жойга ҳаракатланиши кузатилади. Газларда энергияси катта булган жойдан энергияси кичик булган жойга кучиши руй беради. Бундай ходиса иссиқлик утказувчанлик дейилади. Газнинг ҳароратлар фарқи булган жойда иссиқлик оқими ҳосил бўлади. Иссиқлик оқими деб, вақт бирлигида иссиқлик оқимига тик юза бирлигидан утаётган иссиқлик миқдорига айтилади. Иссиқлик оқимининг юналиши ҳарорат пасайиши томон юналган бўлади. Фараз қилайлик, газнинг маълум х юналиши буйлаб ҳарорати узғариб борсин. Х нинг dx узгиришига ҳароратнинг dT узғариши мос келса dT / dx катталиққа ҳарорат градиенти дейилади. Ҳарорати T_1 катламдан T_2 ҳароратли катламга ўтишида ҳарорат узғариши $T_1 - T_2$ бўлса, бу катламлар оралиғини бирорλ катталиқ билан белгиласак, ҳарорат градиенти. $\frac{dT}{dx} \frac{dT}{\lambda}$ (3) бўлади.

Иссиқлик утказувчанлик назариясига асос солган Фур е номи билан аталувчи $Q = -\eta \frac{dT}{dx}$ (4)

формула тажриба асосида аниқланган бўлиб, иссиқлик утказувчанлик жарёни газ, суюқ, каттик жисмларда ҳам намоён бўлади. Бу ерда κ- вақт бирлигида юза бирлигидан утаётган иссиқлик миқдори. η - иссиқлик утказувчанлик коэффиценти, "-" ишораси оқим юналиши ҳарорат пасийиши томонга қараб юналганлигини билдиради. η -нинг физик маъноси (4)дан куринадики, ҳарорат градиенти бир бирликга тенг булгандаги иссиқлик миқдорига тенг булган катталиқдир. Ўлчов бирлиги

$$[\eta] = \frac{\text{ж}}{\text{м} \cdot \text{с}}; [Q] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}; \left[\frac{dT}{dx} \right] = \frac{\text{К}}{\text{м}}$$

11.4. Диффузия

Газнинг иссиқрок қисмидаги "тез" молекулалар совуқрок томонга ҳаракатланар экан "совуқ" молекулалар ҳам иссиқрок томонга силжийди. Натижада идишнинг ҳажм бирлигида заррачалар сони ҳамма ерда бир хил бўлади. Иккинчидан, ҳатто бир ҳароратда ҳам икки хил газ қушилса концентрация катта булган соҳадан кичик булган соҳага молекулаларнинг силжиши руй беради. Ҳамма жойда концентрация бир хил булгунча молекулаларнинг кучиши, яъни масса кучиши диффузия дейилади. Диффузия ходисаси газларда суюқлик ва каттик жисмлардагига қараганда тез бўлади. Молекулалар 1 секунд ичида миллиард марта тукнашар экан, шунча марта юлини узгартиради. Суюқликларда ҳам бирлигидаги молекулалар сони газга қараганда қуп (каттик жисмларда ундан ҳам қуп) ва тукнашишлар сони ҳам катта. Натижада бу жисмларда диффузия ҳам секинлик билан руй беради. Диффузияда ҳам бирлигидаги молекулалар сони катта булган жойдан молекулалар сони кичик булган жойга молекулаларнинг кучиши содир бўлади. Бу жараён ҳамма жойда концентрация бир хил булмагунча давом этади. Идиш бир хил газ билан тулдирилган бўлса ва концентрацияси ҳамма жойда бир хил булмаса, бу газнинг узида ҳам диффузия юзага келади. Бундай ходиса уздиффузия

дейилади. Диффузия таъсирида молекулаларнинг бир жойдан иккинчи жойга кучиши диффузион окимни ҳосил қилади. Диффузион оким, вақт бирлиги ичида бу окимга тик юза бирлигидан утган модда микдорига тенг. Диффузион оким юналиши концентрация пасайиши томон юналган бўлади. Диффузия ходисасини немис физиги Фик аниқлаган.

$$M = -D \frac{d\rho}{dx}$$

(5)

формула билан ифодаланувчи қонуниятга буйсинади. (5) га асосан диффузион оким, яъни вақт бирлигида юза бирлигидан утган модда микдори зичлик градиентига пропорционал. Бу ерда D - диффузия коэффициенти дейилади, M - оким юналишига тик юза бирлигидан вақт бирлигида утган модда микдори. $\frac{d\rho}{dx}$ -зичлик градиенти. (5)дан диффузия коэффициентининг маъноси; зичлик градиенти бир бирликка тенг булгандаги диффузион окимга тенг булган катталиқдир. Ўлчов бирлиги

$$[M] = \frac{\kappa \varepsilon}{m^2 * c}; \left[\frac{d\rho}{dx} \right] = \frac{\kappa \varepsilon}{m^4}; [D] = \frac{M^2}{c}$$

11.5. Ички ишқаланиш

Газнинг стационар ҳаракатидаги бир қисмига бошқа қушни қисмлари фаркли тезликка ега булган "оким тезлиги" билан таъсир етиши мумкин. Бу таъсир тезлиги катта булган қисмлардан тезлиги кичик қисмларга тезликнинг бериши, яъни ҳаракат микдори кучиши билан руй беради. Бундай ходисаларга ички ишқаланиш дейилади.

Газ ва суюқликларда ички ишқаланиш муҳим аҳамиятга ега. Ички ишқаланиш таъсирида газ қатламларининг тезликлари тенглашишга ҳаракат қилади. Бу еса қатламлар биридан иккинчисига импульсларини узатилиши билан содир бўлади. Ҳаракат микдори оқими деб, юза бирлигидан вақт бирлигидан олиб утилган ҳаракат микдорига айтилади. Ички ишқаланиш таъсирида тезлиги катта қатламлар секинлашади, кичик тезликка ега булганлари тезлашади. Суюқликлардаги ламинар ва турбулент оқимлар ҳосил бўлишида ички ишқаланиш содир бўлади.

Ички ишқаланиш натижасида сиртнинг юза бирлигидан вақт бирлигида утган ҳаракат микдори H ютон аниқлаган ушбу формула билан ифодаланади:

$$L = -\eta \frac{dv}{dx} \quad (6)$$

бу ерда η -ковушқоклик ёки ёпишқоклик коэффициенти дейилади. $1/\eta$ -оқувчанлик коэффициент дейилади. (6)дан қуринадики, қатламлардан қатламларга узатилган ҳаракат микдори оқим тезлиги градиентига пропорционал экан. "-" ишора ҳаракат микдорининг кучиш тезлик градиентига тесқари эканлигини билдиради. Ички ишқаланиш коэффициентининг маъноси: тезлик градиенти бир бирликка тенг булгандаги ҳаракат микдорига тенг булган катталикка тенг. Буни баъзан динамик ички ишқаланиш дейилади. Ўлчов бирлиги:

$$[L] = \frac{H}{\mathcal{M}^2}; \quad [\eta] = \frac{HC}{\mathcal{M}^2}; \quad [\eta] = \Pi_{\text{яз}} = 0,1 \frac{Hc}{\mathcal{M}^2}$$

Кинематик ишкаланиш коэффициенти

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (7)$$

Ўлчов бирлиги: $[\nu] = \frac{\mathcal{M}^2}{c} = 10^4 \text{ стокс}$

ДАРСЛИК ВА ЎҚУВ ҚЫЛЛАНМАЛАР РҲЙХАТИ

Асосий дарсликлар ва ўқув қылланмалар:

1. Исмоилов М., Хабибуллаев П., Халиулин М. Физика курси. Т. Ўзбекистон, 2000 й.
2. Ахмаджанов О. И. Физика курси. Т. 1, 2, 3. Т. Ўқитувчи, 1987й.
3. Кодиров О. К. Физика курси (Механика ва молекуляр физика) Т. “Фан”, 2005 й.
4. Назаров У. К., ва бошқалар. Умумий физика курси 1, 2, к., Ўзбекистон, 1992 й.
5. Грибов Л. А., Прокофьева Н. И. Основы физики. М. 1998 г.
6. Детлаф А. А., Яворский Б. М. Курс физики, Т. М. Высшая школа, 1989 г
7. Савельев И. В. Курс обхей физики, Т. 1-3 М, Наука 1998 г.
8. Султонов Н. А. Физика курси. 2002 й.
9. Турғунов Т. Амалий физика. Т. “Ўзбекистон”. 2003 й.
10. Волькенштейн В. С. Сборник задач по обхему курсу физики, М. Наука, 1990 г.
11. Султонов Н. Физика курси. Т. Фан, 2007 й.
12. У. Бегимқулов ва бошқ. “Физикадан практикум”. Т. 2007 й.

қышимча адабиётлар:

1. Савельев И.В. Сборник вопросов и задач по физике. М. 1991 г.
2. Бекжонов Р.Б. ва бошқалар. Физикадан русча-ўзбекча атамалар луғати. Т. “Ўқитувчи”, 1989 й.
3. Чертов Г.А. Физикадан масалалар тўплами. М. 1997 й.
4. Ўлмасова М. Физикадан практикум. Т. 1997 й.
5. Ҳайдарова Ш. Физикадан лаборатория иши. Т. 1989 й.
6. Отақулов Б.О., Пўлатов Ю.П., Халилов Н.А., Физика (Механика бўлими). Тошк., “ЎАЖБИТ” маркази, 2001 й.
7. Фриш С.Е. Умумий физика курси. Т. 1972 й.
8. Тошхонова Ж.А., Ўлмасова М.Н. “Физикадан практикум”. Тош. “Файласуф”. 2006 й.
9. Бозорова С., Комолов Н. Физика (Оптика, атом ва ядро физикаси). Тош. “Алоқачи”. 2007 й.
10. О. қодиров, А. Бойдедаев. Физика курси. 3-қисм. 2005 й.