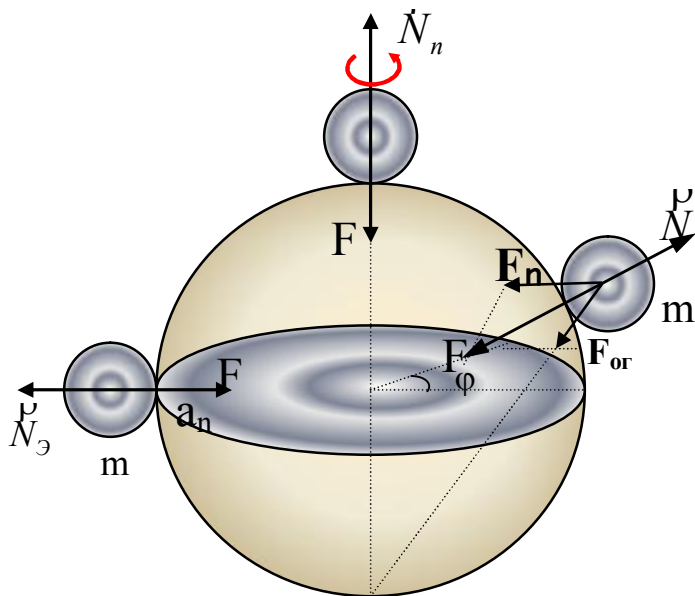


ФИЗИКАДАН
МАЪРУЗАЛАР МАТНИ
(механика ва молекуляр физика)



МУНДАРИЖА.

1. МАЪРУЗА.	1.1. Физика фанининг ахамияти.	3
	1.2. Одам физиканинг урганишда асосий омилдир.	4
	1.3. Чизикли улчамлар.	5
	1.4. Механиканинг физик асослари.	5
2. МАЪРУЗА.	2. Кинематика.	6
	2.1. Санок системаси. Радиус-вектор.	6
	2.2. Траектория, йул, кучиш.	7
	2.3. Тезлик.	8
	2.4. Тезланиш.	9
3. МАЪРУЗА.	3. Харакатнинг тезлиги.	12
	3.1. Ньютон механикаси ва нисбийлик назарияси.	12
	3.2. Галилейнинг нисбийлик назарияси	13
	3.3. Махсус нисбийлик назарияси.	15
	3.4. Лоренц алмаштиришлари.	15
	3.5. Вакт оралигининг нисбийлиги.	17
	3.6. Узунликнинг нисбийлиги	19
	3.7. Тезликларни кушишнинг релятивистик қонуни.	20
4. МАЪРУЗА.	4. Моддий нукта динамикаси.	22
	4.1. Координаталарнинг инерциал системалари.	22
	4.2. Куч, масса.	23
	4.3. Ньютоннинг иккинчи қонуни.	24
	4.4. Ньютоннинг учинчи қонуни.	25
	4.5. Зичлик.	25
5. МАЪРУЗА.	5. Импульснинг сакланиш қонуни.	26
6. МАЪРУЗА.	6. Иш ва энергия.	30
	6.1. Энергия тугрисида тушунча.	30
	6.2. Мехникавий иш.	31
	6.3. Қувват.	32
	6.4. Одамнинг иши ва қуввати.	32
	6.5. Иш ва кинетик энергия.	33
	6.6. Иш ва потенциал энергия.	34
7 МАЪРУЗА.	7. 1. Табиат қучлари ва унинг йуллари.	36
	7.2. Эластиклик қуч.	37
	7.3. Ишқаланиш қучи	37
8 МАЪРУЗА.	8.1. Бутун олам тортишиш қучи. Огирлик қучи.	40
	8.2. Ноинерциал санок системалари.	41
	8.3. Жисмнинг огирлиги. Вазнсизлик.	43
9. МАЪРУЗА.	9. Мутлок қаттиқ жисм механикаси.	45
	9.1. Мутлок қаттиқ жисм кинематикаси.	45

9.2.	Бурчак ва чизикли тезликлар орасидаги боғланиш.	47
9.3.	Айланма ҳаракат динамикаси.	47
10. МАЪРУЗА.	10. Импульс моментининг сакланиш қонуни.	48
10.1.	Каттик жисм импульс моменти.	48
10.2.	Айланма ҳаракат динамикасининг асосий қонуни.	49
10.3.	Импульс моменти сакланиш қонуни.	50
10.4.	Каттик жисм айланма ҳаракатининг кинетик энергияси	50
10.5.	Кеплер қонунлари.	52
10.6.	Космик тезликлар.	53
11 МАЪРУЗА.	11. Суюклик ва газлар механикаси.	54
11.1.	Суюклик ва унинг хоссалари.	54
11.2.	Сирт таранлиги.	54
11.3.	Хуллаш.	55
11.4.	Паскаль қонуни	55
11.5.	Архимед қучи.	56
11.6.	Суюклик ва газларда босим	56.
11.7.	Бернулли тенгламаси.	56
11.8.	Жисмларнинг суюклик ва газлардаги ҳаракати.	59
11.9.	Г. Стокс қонуни.	60
12. МАЪРУЗА.	12. Статистик физика элементлари.	61
12.1.	Статистик физика ва мувозанатли ҳолат.	61
12.2.	Системалар ҳолати эҳтимоллиги	62
12.3.	Гиббс тақсимоти	62
12.4.	Максвелл-Больцман тақсимоти	63
13. МАЪРУЗА.	13. Газлар молекуляр-кинетик назарияси	64
13.1.	Макроскопик параметрлари	64
13.2.	Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси.	65
13.3.	Газ абсолют ҳарорати.	67
13.4.	Молекулалар ҳаракатининг уртача квадратик тезлиги.	67
13.5.	Молекулалар сонининг тезликлар буйича тақсимоти	68
13.6.	Энергиянинг эркинлик даражаси.	69
14. МАЪРУЗА.	14.1. Идеал газ ва изоҳараёнлар.	70
14.2.	Идеал газ ҳолати тенгламаси.	72
14.3.	Реал газлар. Ван-Дер-Вальс тенгламаси.	72
15. МАЪРУЗА.	15.1. Фазавий утишлар.	74
15.2.	Реал газларнинг ички энергияси.	75
15.3.	Суюкликлар ва каттик жисмлар ухшашлиги.	76

15.4. Хавонинг намлиги	77
16. МАЪРУЗА. 16. Термодинамиканинг биринчи конуни. . 78	
16.1.Иссиклик. Иссиклик утказиш. Иссиклик микдори. .78	
16.2.Ички энергия.	80
16.3. Термодинамикада иш.	81
16.4. Термодинамиканинг биринчи конуни	81
16.5. Адиабатик жараён	82
17. МАЪРУЗА. 17.1. Иссиклик сизими. Майер тенгламаси.	82
17.2. Изожараёнлар ва улардаги бажарилган ишлар.	85
18. МАЪРУЗА. 18.1. Термодинамиканинг иккинчи конуни.	87
18.2. Кайтар ва кайтмас жараёнлар	87
18.3. Энтропия.	90
18.4. Энтропия ва эхтимоллик	91
18.5. Термодинамиканинг учинчи конуни	92
19.МАЪРУЗА. 19. Кинетика элементлари.	93
19.1. Номувозанатли холат	93
19.2. Номувозанатли холатлардаги жараёнлар.	93
19.3.Иссиклик утказувчанлик	94
19.4. Диффузия	95
19.5. Ички ишқаланиш.	96
Механика ва молекуляр физикадан	
Таянч сузлар ва иборалар.	97

1 - МАЪРУЗА.

1.1. *Физика фанининг ахамияти*

Физика грекчадан таржимада "табиат" демакдир. Физика - энг қадимий фанлардан бўлиб, модда тузилиши, жисмларнинг ҳаракат турлари, энергиялари ва ўзаро таъсирларини ўрганади ва барча табиий фанлар фойдаланадиган табиат ходисаларининг умумий қонунларини аниқлайди. Қадимда физика тўлиқ маънода табиат тўғрисидаги барча ходисаларни ўрганувчи фан ҳисобланар эди. Инсониятнинг ўзини ўраб турган олам тўғрисидаги онги кенгайиб, чуқурлашгандан сўнггина физиканинг алоҳида қисмлари ва (геология, зоология, ботаника, кимё, астрономия ва х. к. мустакил 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 шартидир. Материянинг ҳаракат шакли бир неча асосий турларга бўлинади: механик, физик, биологик ва социал. Ҳаракат турини ўрганишга қараб фанларни бир-биридан ажратиш имконияти тугилади. Шундан келиб чиқиб, физикани механик ва физик ҳаракатни ўрганувчи фан дейиш мумкин. Ҳаракатнинг физик шаклини молекуляр-кинетик (иссиклик), электромагнит, атом, ядровий ҳаракатларга бўлиш мумкин. Шунинг учун ҳам физикани юқоридаги бўлимлар кўринишида ўрганилади. Материя ҳаракатларининг турлари ўзаро ҳаммадан боғланган. Бу боғланиш янги фанларни пайдо қилади. Физикадан материаллар қаршилиги, иссиклик 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 такомиллашишига боғлиқ дейиш мумкин. Бунинг натижасида ҳозирги замон фундаменталь назариялари пайдо бўлди.

(нисбийлик назарияси, квант механикаси). Тажриба аниклигининг ортиши тажриба техникасини такомиллаштиришга олиб келади, натижада янги физик назариялар пайдо бўлади. Аммо янги назариялар эски назарияларни бутунлай инкор қилмайди, фақатгина уларнинг қўлланиш чегарасини кенгайтиради. Масалан, оптик асбобларнинг такомиллашиши ва улчашлар аниклигининг ортиши Эйнштейн нисбийлик назариясини пайдо бўлишига олиб келди. Аммо бу Ньютон назариясини йўққа чиқармади, балки ёруғлик тезлигига яқин тезликларда қўллаб бўлмаслигини кўрсатиб берди.

Физик тадқиқотнинг яна бир алоҳида томони, аник масалалар ечимдаги назарияларда материянинг ўзи билан эмас балки уларни ифода этувчи "моделлари" дан фойдаланади, масалан, моддий нукта, математик маятник, абсолют қора жисм ва х. к. лардан фойдаланади. Шундан сўнг аник масалалар ечими келиб чиқади.

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

а) Одам организмдаги турли жараёнларнинг мураккаблигига қарамадан, улар орасидан физик жараёнларга яқинларини ажратиш мумкин. Масалан, қон айланиш-суюқлик оқиши (гидродинамика), танада эластик 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 организмни ўрганишда физик асбоблардан фойдаланилади. Бир неча мисоллар келтирамыз:

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

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

в) Термометр-симобни иссиқликдан кенгайтиришига асосланган, кенг тарқалган диагностик асбоб.

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

д) Микроскоп-биологик тадқиқотлар учун...

е) Тола оптикасига асосланган асбоблар-ички органларни кўриш ва консиз жаррохлик учун...

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

з) Атом ва ядро физикаси ютуқларидан рентгенодиагностикада фойдаланилади.

Атроф-мухитнинг хоссалари инсон ҳолатига катта таъсир кўрсатади. Тирик организмнинг яхши ҳолатда бўлиши унинг атроф-мухит билан ўзаро таъсирига боғлиқ. Маълумки, одам организми харорат, намлик, ҳаво босими каби физик катталиклар таъсирини тез сезади.

1.2. Одам физикани ўрганишда асосий омилдир

Юқорида айтиб ўтилгандан маълум бўлдики, инсон физикани ўрганишдаги асосий омилдир. У физикани ўрганиш конунлари билан аникланадиган оламда яшайди. Одамнинг пайдо бўлиши, унинг ҳозирги ва кейинги фаолияти атроф-мухит ўзгаришларига боғлиқ. Одам хусусиятларининг ривожланиши Коинотдаги физик шароитлар ва конунлар билан аникланади. 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 эҳтиёжини кондириш учун физиканинг ютуқларини қўллаб, атроф-мухитдан фойдаланади

1.3. Чизикли ўлчамлар ва вақт - атроф оламнинг асосий катталиклари

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

а) Асосий катталиклардан бири чизикли ўлчамдир. Чизикли ўлчам бирлиги сифатида 1 метр қабул қилинган. Ҳозирги вақтда 1 метр сифатида Криптон-86 атомининг $2P_{10}$ ва $5d_5$ сатҳларга ўтиш нурланишидаги 16507663, 73 тўлқин узунлигига тенг узунлик олинган. Метрнинг эски платина-иридий эталони Севр (Франция) шаҳрида 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 эса ходисалар алмашилиши ва материя ҳолати шаклидир. Фазо ва вақт микдорий ва сифатий узлуксизга эга. Вақтнинг универсал хусусияти-узуклиги, такрорланмаслиги, қайтмаслигидир. Вақтнинг ўлчов бирлиги 1 секунддир. 1 сек. сифатида атом оғирлиги 133 га тенг бўлган цезий изотопининг нурланишидаги икки ўта юпка сатҳлар орасидаги 9192631770 даври олинган

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-Ньютон қонунлари. Бунда макроскопик жисмларни ёруғлик тезлигидан кичик бўлган тезликлардаги ҳаракат қонуниятлари ўрганилади.
- 2) релятивистик механика- Эйнштейн нисбийлик назарияси. Бунда жисмларнинг ёруғлик тезлигига яқин бўлган ҳаракати ўрганилади.
- 3) квант (тўлқин) механикаси (1925 йилда асос солинган)-микроразрлар ҳаракати бўлиб,

Я. Шрёдингер, М. Бор, В. Гейзенберг, П. Дирак ишларида унга асос яратилган. Физика фанининг ривожланишига дунёнинг машҳур олимлари Архимед, И. Ньютон, Г. Галилей, Ж. . Максвелл, Г. Герц, Ж. . Жоуль, А. Эйнштейн, А. С. Попов каби Ўрта Осиёнинг машҳур олимлари Абу Али Ибн Сино (980-1037), Абдурахмон Муҳаммад ибн Аҳмад Беруний (973-1048), Улугбек Муҳаммад Тарагай (1397-1449) қатта ҳисса қўшдилар. Механиканинг физик асослари ўз навбатида уч қисм: динамика, кинематика, статикалардан иборат. Классик механикадан бошлаймиз.

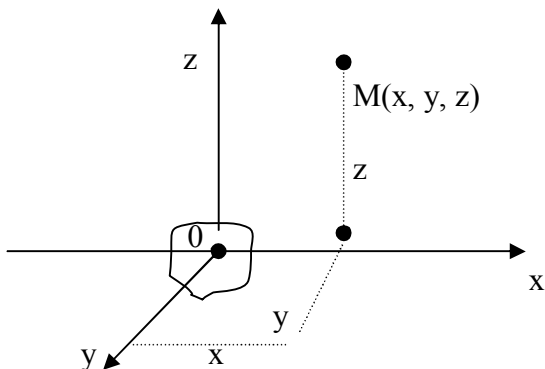
2 - МАЪРУЗА

2. 1. Санок системаси. Радиус-Вектор

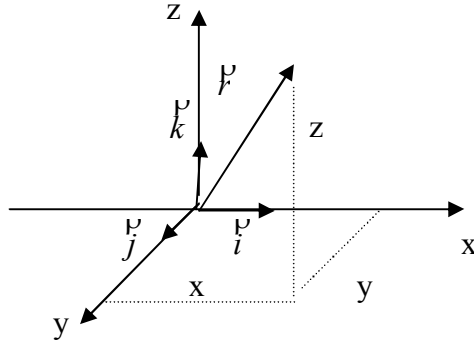
Кинематика жисмларнинг харакатини ўрганиб, бу харакатнинг келиб чикиш сабабларини кўриб ўтмайди. Жисмнинг харакати унинг кисмлари, нукталари харакатлари йигиндисидан иборат. Шунинг учун аввал нукта холатини аниклаб олиб, сўнгра унинг харакати ўрганилади. Шундай килиб, кинематика бўлимида макроскопик жисм харакатини моддий нукта харакати каби ўрганиш мумкин. Бунда макроскопик жисмнинг ўлчамлари у босиб ўтган масофадан кўп марта кичик бўлиши керак.

Жисмнинг холати ва харакати бошка жисмларга нисбатан ўрганилади. Жисм (моддий нукта) холатини аниклашда кисмлари ўзгармайдиган жисм танланади (мас., дарахт, бино, ва х. к.). Бундай жисмни санок боши жисми деб атаймиз. Моддий нукта холатини санок бошига нисбатан аниклаш учун X , Y , Z координата ўкларини ўтказамиз.

Бу уччала ўк биргаликда тўғри бурчакли ёки декарт (француз олими Декарт, 17 аср) координаталар системасини ташкил этади. Бундай санок системасида бирор M нуктанинг холати бу нуктадан YOZ , XOZ , XOY текисликларгача бўлган масофалар билан аникланади. Бу сонларни X , Y , Z билан белгиланади ва куйидагича ёзилади: $M(X, Y, Z)$. M - нуктанинг холатини вектор тушунчаси оркали аниклаш мумкин. Агар координата боши O ни M нукта билан туташтирувчи тўғри чизик ўтказсак (2-расм), уни r радиус-вектор сифатида қабул қилишимиз мумкин.



1- расм



2- расм

Бунда X, Y, Z координаталарнинг сон кийматлари r 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 куйидаги кўринишни олади:

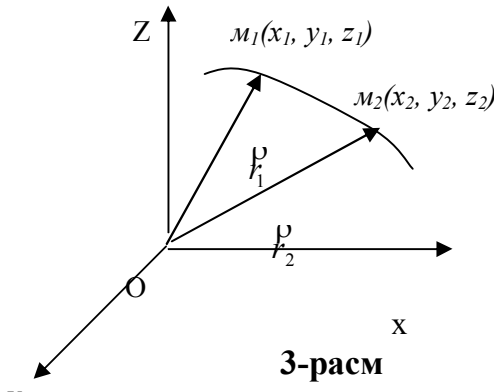
$$X=f_1(t), Y=f_2(t), Z=f_3(t) \quad (1)$$

ёки умумий кўринишда

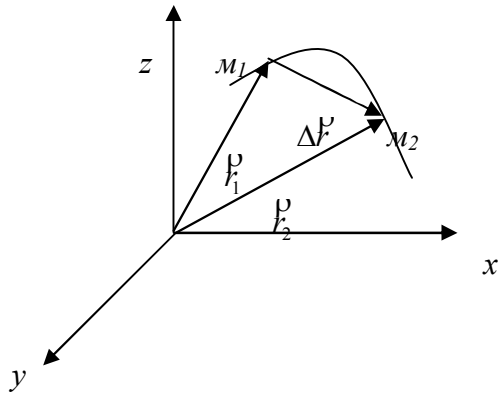
$$r=f(t) \quad (2)$$

2. 2. Траектория, йўл, кўчиш

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



3-расм



4-расм

Шундай килиб, (1) тенглама нафакат харакат тенгласи бўлиб колмасдан, моддий нукта траекториясининг ҳам тенгласидир. Фараз киламиз t_1 вақт моментида моддий нукта. r_1 радиус-вектор билан тавсифланадиган $M_1(x_1, y_1, z_1)$ ҳолатда, t_2 вақт моментида эса r_2 радиус-вектор билан тавсифланадиган $M_2(x_2, y_2, z_2)$ ҳолатда бўлсин. Шундай килиб, моддий нукта $\Delta t = t_2 - t_1$ вақт ичида траекторияни S эгри чизикли қисмини босиб ўтади - бу қисм йўл дейилади. $\Delta r = r_2 - r_1$ (3) вектор харакатни бошлангич ва охириги нукталарини бирлаштиради. Бу вектор кўчиш деб айтилади (4-расм).

2.3. Тезлик

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

$$v_{ypt} = \frac{\Delta r_{1,2}}{\Delta t} \quad (4)$$

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

Агар харакат тўғри чизикли бўлса, ўртача тезлик кўчиш билан

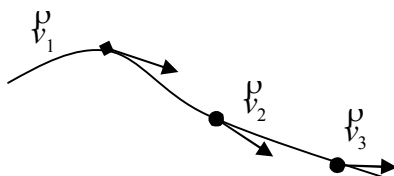
куйдагича боғланган: $v_{ypt} = \frac{\Delta r_{1,2}}{\Delta t} = \frac{s_{1,2}}{\Delta t}$

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

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

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

$$[v] = \frac{[s]}{[t]} = 1 \text{ м / с}$$



5-расм

$\overset{\rho}{r}$ 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 килиб,

$$\overset{\rho}{v} = i v_x + j v_y + k v_z = i \frac{dx}{dt} + j \frac{dy}{dt} + k \frac{dz}{dt} \quad (7)$$

2. 4. Тезланиш

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

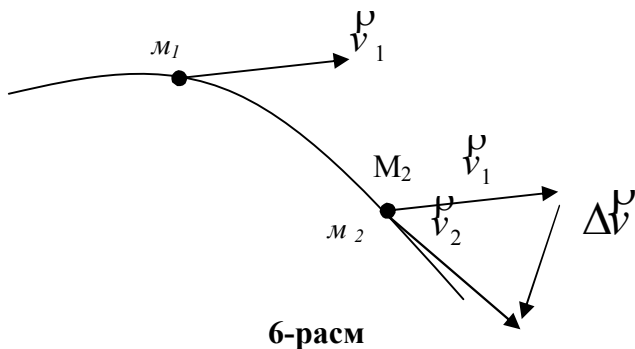
Ўртача тезланиш. Агар t_1 вақтда нуктанинг M_1 холати v_1 тезликга эга бўлса, t_2 вақтда M_2 холати v_2 тезликга эга бўлса v_1 ва v_2 векторларнинг фарқи $\Delta v = v_2 - v_1$ лигидан ўртача тезланиш

куйидагича бўлади:

$$a_{\text{ypt}} = \frac{\Delta v}{\Delta t}$$

Оний тезланиш.

$$\overset{\rho}{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \overset{\rho}{v}}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (8)$$



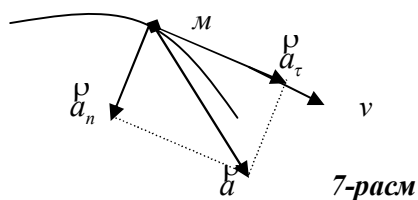
Демак тезланиш тезликдан вақт бўйича биринчи ва радиус-вектордан иккинчи тартибли олинган ҳосиладан иборат.

Шуни кайд қилиш керакки, тезланиш тезликдан фарқ қилган ҳолда траекторияга нисбатан исталган йўналишда бўлиши мумкин. Шундай бўлса ҳам тезланишни икки вектор йиғиндиси сифатида ифодалаш мумкин. Улардан бири тезлик йўналиши билан бир хил бўлса, иккинчиси тезлик йўналишига тик бўлади (7-расм). Биринчисини яъни траекторияга уринма тезланишни тангенциал (a_τ), иккинчисини марказга интилма тезланиш (a_n) еки нормал тезланиш дейилади. Шундай қилиб,

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

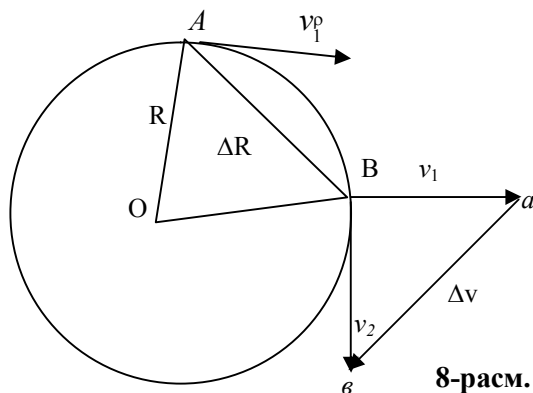
Таърифга асосан тангенциал тезланиш қуйидагича бўлади:

$$|a_\tau| = \frac{dv}{dt}$$



Нормал тезланиш катталигини аниқлаймиз: Фараз қиламиз моддий нукта Δt вақт ичида айлана бўйлаб A нуктадан B нуктага кўчсин (8-расм), бунда v_1 ва v_2 тезликлар ўзгариши Δv бўлади. AOB ва $A B b$ уч-бурчакларнинг ўхшашлигидан

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



8-рasm.

(10) ни иккала томонини Δt га бўламиз:

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

Δt вақтни нолга интилитирамиз. Унда

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

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

Моддий нукта харакатининг баъзи холларини кўриб чиқамиз:

а) $a_\tau = 0$, ва $a_n = 0$, Бунда $R \Rightarrow \infty$ яъни траектория тўғри чизикли ва $v = \text{const}$ лигидан тўғри чизикли текис харакат бўлади.

б) $a_\tau = \text{const}$, $a_n = 0$. Бу холда тўғри чизикли текис ўзгарувчан харакатга тўғри келади кузатилиб, $a_\tau < 0$ - секинланувчан, $a_\tau > 0$ - тезланувчан харакат келади.

в) $a_\tau = 0$, $a_n = \text{const}$. Бунда траектория айланадан иборат бўлиб, харакат текис ўзгарувчан бўлади.

г) $a_\tau = \text{const}$, $a_n = \text{const}$. Агар $a_\tau > 0$ бўлса, моддий нукта тезлиги ошади, аммо $a_n = \frac{v^2}{r}$ лигидан $a_n = \text{const}$ шарт бажарилиши

учун R радиус V^2 га мувофик равишда ортади. Демак бу холда моддий нукта кенгаётган спирал бўйича харакат килади. $a_\tau = 0$ бўлса, тораяётган спирал бўйича харакат юзага келади

3-МАЪРУЗА

3. Харакатнинг нисбийлиги

3.1. Ньютон механикаси ва нисбийлик назарияси

Махсус нисбийлик назарияси 1905 йилда А. Эйнштейн (1879-1955) томонидан яратилди. Бу назария факат инерциал санок системаларида, яъни бир-бирига нисбатан тўғри чизикли текис харакатланаётган санок системаларда юз берадиган табиат ходисаларини ўрганади. Шунинг учун ҳам бу назарияга махсус нисбийлик назарияси дейилади. Эйнштейннинг бу назарияси Ньютон механикасининг фазо, вақт, масса каби физикавий тушунчалар тўғрисидаги тасаввурларини тубдан ўзгартириб юборади.

XX аср бошларигача табиат ходисаларини изохлаш учун механикавий қонуниятларни тадбиқ этиш муваффақиятлари шу қадар кучли эдики, ўша вақтда олимлар ҳар қандай физикавий ходисаларни (иссиқлик, электр, еруғлик) механикаси асосида изохлаб ходисаларнинг механик моделини яшаш мумкин деб ўйлардилар.

Аммо электромагнит ходисаларни, жумладан еруғлик ходисаларини 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 харақати доимо фазода содир бўлсада, жисмлар фазонинг хоссалари (изотроплик, бир жинслилик) га ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди, демак, фазо ўз-ўзича материясиз мавжуд бўла олади. Ньютон динамиканинг асосий қонуни ($F = ma$) ни абсолют деб ҳисобланади, чунки бу қонун абсолют фазодаги харақатни тасвирлайди.

Классик механикада материяга ва унинг харақатига 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 қўйилади.

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

Тажрибалар (А. Майкельсоннинг еруғлик тезлигини аниқлаш буйича) текширишлар (Г. Лоренцнинг қатта тезликли электронлар

харакатига доир) асосида яратилган замонавий илмий тасаввурлар (А. Эйнштейннинг нисбийлик назарияси) бутунлай бошқа нарсани курсатади.

Биринчидан, фазо ва вақт кандайдир мустакил негизлар эмас, балки материянинг умумий ва ажралмас хоссаларидир, яъни материянинг яшаш шаклидир. Фазо айна бир пайтда юз берган табиат ходисаларининг узаро жойлашув тартибини ва жисмларнинг улчови мавжудлигини ифодалайди.

Вақт эса бир-бирини урнини олаётган ходисаларнинг изма-из келиш тартибини, давом этиш муддатини ифодалайди. Шундай қилиб, фазо ва вақт улчанувчан катталиклардир. Хозирги замон тасаввурларига кура, фазо уч улчамли (узунлиги, эни, баландлиги), вақт эса фақат бир улчамлидир. Улар бирликда турт улчамли системадир. Иккинчидан, жисмларнинг еки жисм зарраларининг ҳаракати еруглик тезлиги (300000 км/с) га тенг еки ундан катта булиши мумкин эмас. Еругликнинг вакуумдаги тезлиги табиатда энг катта, яъни чегаравий тезлик булиб, еруглик зарралари- фотонлар шу тезлик билан вакуумда ҳаракатланаолади. Учинчидан, жисмнинг массаси унинг узгармас катталиги эмас, у жисмнинг ҳаракат тезлигига қараб узгаради. Шундай қилиб, юқорида баён этилган ходисаларни тушунтира оладиган ва классик тасаввурларни уз ичига қамраб оладиган янги, умумий назария яратиш зарурияти тугилди. Бундай назария ХХ аср бошларида пайдо булди. Бу Эйнштейннинг махсус нисбийлик назарияси эди. Бу назарияни яратишда машҳур олимлардан Лоренц ва Паункаренинг ҳам ҳиссаси каттадир.

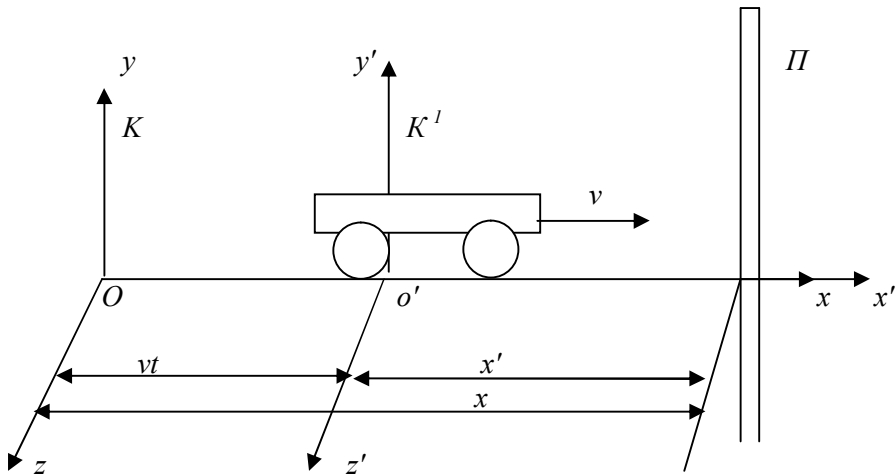
3. 2. Галилейнинг нисбийлик принципи ва алмаштиришлари

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 булганини, қисқаси санок системасини курсатиш зарур.

Санок системалари ичида инерциал санок системаси энг қулайдир, чунки уларда жисм вазиятини осон топилади. Инерция қонуни уринли булган санок системалар, бошқача айтганда, бир-бирига нисбатан тугри қизикли текис ҳаракат қилаётган санок системалар инерциал системалардир. Галилейнинг нисбийлик

принципи куйидагича 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 англатади. Айтилик, бизга иккита инерциал система берилган бўлсин, булардан бирини темир йул екасида турган K^1 кузатувчи, иккинчисини платформада турган K кузатувчи деб олайлик K ва K^1 кузатувчиларни тегишлича XYZ ва $X'Y'Z'$ координаталар системаси билан боғлайлик (1-расм). Кузатиш бошланган пайтда иккала кузатувчи O нуктада яъни O' нукта O нукта устида турган бўлсин. Шу пайтда OX уқдаги Π нукта иккала кузатувчидан бир хил узоқликда бўлади. Агар K^1 система K системага нисбатан OX уқ бўйлаб узгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, t вақт утгач, Π нуктанинг координаталари узгаради. Бу узгаришлар куйидаги



1-расм

формулардан топилади:

K^1 кузатувчининг ҳисоби: $x' = x - vt$, $y' = y$, $z' = z$

K кузатувчининг ҳисоби: $x = x' + vt$, $y = y'$, $z = z'$

Ньютон механикасида вақтни узгармас катталиқ, яъни барча санок системалари учун бир хил деб қабул қилинади: $t' = t$
Шундай қилиб, координаталар ва вақт алмаштириш формулалари куйидагича бўлади:

К' кузатувчининг ҳисоби

$$\begin{aligned}x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t\end{aligned}$$

К кузатувчининг ҳисоби

$$\begin{aligned}x &= x' + vt \\ y &= y' \\ z &= z' \\ t &= t'\end{aligned} \quad (1)$$

Бу формулалар Галилей алмаштиришлари дейилади. Бу формулалардан тезликларни кушишнинг классик конуни келиб чиқади:

(1) даги $x = x' + vt$ тенгликни $t = t'$ га булиб, тезликларни кушамиз:

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

бу ерда $U = \frac{x}{t}$ К-кузатувчи улчайдиган тезлик, $v = \frac{x'}{t'}$

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

Механика конуни нуктаи назаридан жисм ҳар қандай, ҳатто ёруғлик тезлигидан катта тезлик билан ҳаракатланиши мумкин. Аслида бундай булиши мумкин эмас. Тажрибалар ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги абсолютдир, бу барча инерциал системаларда бир хил булиб, ундан катта тезлик мавжуд эмаслигини курсатади. Улардан шундай хулоса чиқади:

- 1) Ёруғлик манбаининг ҳаракати ёруғликнинг тарқалиш тезлигига таъсир курсатмайди, ёруғлик ҳамма йуналишларда бир хил тезлик билан тарқалади.
- 2) Тезликларни кушишнинг классик конуни ва, демак, Галилей алмаштиришларини механик ходисаларга ва умуман олганда электромагнит ходисаларга тадбик қилиб бўлмайди, улар тажрибавий далилларга тугри келмайдиган натижа беради.

3. 3. Махсус нисбийлик назарияси

250 йил мобайнида мутлоқ бенуксон деб ҳисоблаб келинган Ньютон механикасини узгартириш ва тугрилаш шарафига А. Эйнштейн муяссар булди. Эйнштейн бу ишни 1905 йилда "Ҳаракатланаётган жисм электродинамикасига доир" деган

маколасида эълон килди. Эйнштейн физика учун муҳим булган иккита пастулотни баён килди:

1. Барча инерциал санок системаларда табиат конунлари бир хилдир. Бу пастулот махсус нисбийлик принципи дейилади.
2. Барча инерциал санок системаларида ёругликнинг вакуумдаги тезлиги бир хил булиб, у ёруглик манбаининг ҳаракат тезлигига боғлиқ эмас. Бу пастулот ёруглик тезлигининг доимийлик принциpidир.

Махсус нисбийлик принципи ва ёруглик тезлигининг доимийлик принципига асосланган таълимот махсус нисбийлик назарияси дейилади. Бу назарияга асосан, бир санок системада бир вақтда содир буладиган воқеалар, бошқа системаларда айни бир вақтда руй бермайди. Бинобарин, ҳаракат каби бир вақтлилиқ ҳам нисбий тушунчадир; оламда абсолют ҳаракат булмагани каби абсолют вақт ҳам йук. Оламнинг ҳамма жойида бир вақтни курсатадиган дунёвий соат мавжуд эмас. Ҳар бир инерциал санок системасининг уз вақти ва уни улчайдиган уз соати булади.

3. 4. Лоренц алмаштиришлари

Бир инерциал санок системасидан бошқа инерциал системага утганда координаталар ва вақтни алмаштиришнинг янги, тугри формулаларини юкорида баён этилган икки пастулот асосида келтириб чиқариш мумкин. Фараз қилайлик, K' система (платформа) K система (ерга) нисбатан OX уқ буйлаб узгармас v тезлик билан ҳаракатланаётган булсин (1-расм). Бу ҳолда OY ва OZ уқлар буйлаб қучиш йук. Шунинг учун уша йуналишларда координаталар алмаштириши қуйидагича булиши керак.

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

Координаталарни тугри алмаштириш - Галилей алмаштиришлари

$$(x'=x-vt) \text{ ва } (x=x'-v't') \text{ дан} \\ x'=\kappa(x-vt), \quad x=\kappa(x'-v't')$$

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

$$x'=\kappa(x-vt) \quad (\text{б}) \quad x=\kappa(x'+vt') \quad (\text{в})$$

Бу ердаги κ коэффициент фақат иккала инерциал санок системанинги нисбий тезлигига боғлиқ булиши керак. Бу фикрни

ёруглик тезлигининг домийлик принципига таяниб исботлаш мумкин. Айтайлик, вақтнинг $t=t'=0$ пайтида K ва K' системаларнинг координаталар боши, яъни O ва O' нукталар устма-уст тушган булсин. Худди шу пайтда O нуктадан $OХ$ йуналишида ёруглик импульси юборайлик. Бу импульс t ва t' вақт утгач Π нуктага урнатилган экранни ёритади. Иккинчи пастулотга мувофиқ иккала санок системаси учун ҳам ёругликнинг C тезлиги бир хилдир. Шунинг учун воқеанинг, яъни экран ёритилишининг K ва K' системалардаги координаталари тегишлича куйидаги тенгламалар билан ифодаланади: $x=ct$, $x'=ct'$

Бу ҳолда (б) ва (в) формулаларни куйидаги куринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} ct' &= K(ct-vt) \\ ct &= K(ct'+vt') \\ \text{ёки} \quad ct' &= Kt(c-v) \\ ct &= Kt'(c+v) \end{aligned}$$

Кейинги икки формулани бири-бирига купайтириб, сунгра купайтмани tt' га булиб, куйидаги тенгламани ҳосил киламиз:

$$c^2 = K^2(c^2 - v^2)$$

Бундан K коэффициентни топамиз (мусбат илдиз олинади, манфий илдиз маънога эга эмас):

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

(3) релятивистик (латинча-нисбийлик) коэффициентини (б) ва (в) тенгламаларга куйиб, координаталар алмаштиришлари учун куйидаги формулаларни ҳосил киламиз:

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

тенгликларнинг унг ва чап томонларини C га булиб, $t=x/c$ эканини назарга олиб t' ва t вақтлар учун куйидаги формулаларни ҳосил киламиз:

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

Шундай қилиб, K' ва K системалардаги кузатувчилар учун Эйнштейн пастуллотларини тула каноатлантрувчи алмаштиришлар формулалари куйидаги умумий курунишда ёзилиши мумкин:

$$\begin{array}{l}
 x^1 = \frac{(x - vt)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\
 y^1 = y, \quad z^1 = z \quad (4)
 \end{array}
 \quad \left| \quad
 \begin{array}{l}
 x = \frac{(x^1 + vt^1)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\
 y = y^1, \quad z = z^1 \quad (4')
 \end{array}
 \right.$$

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

(4) ва (4') формулаларни нисбийлик назарияси яратмасдан олдин голланд олими Г. Лоренц (1853-1928) бошка максатда (электродинамика қонуларини барча инерциал санок системаларида бир хил шаклда ифодалаш учун) келтириб чиқарган эди. Шунинг учун (4) ва (4') ни Лоренц алмаштиришлари дейлади. Лоренц алмаштиришларидан фазо ва вақтнинг бир-бирига боғлиқ булиши бевосита келиб чиқади, чунки координаталар алмаштиришлари формуласида вақт, вақтни алмаштиришлари формуласида координата иштирок этади. Бундан ташқари кичик тезликларда Лоренц алмаштиришлари Галилей алмаштиришига утади.

3.5. Вақт оралигининг нисбийлиги

Лоренц алмаштиришлари бир вақтlilik тушунчасининг нисбий характерда эканлигини микдор жихатдан аниқлашга имкон беради. Айтайлик, бирор K' сисетаманинг X_1 ва X_2 нукталарида вақтнинг t' пайтида икки воқеа руй берган (мас. икки чирок ёниб учган) булсин. Классик механика нуктаи назаридан бир инерциал системада (K' системада), бир вақтда руй берган икки воқеа бошка ҳамма инерциал системаларда жумладан K системада ҳам айна шу вақтда юз беради.

Нисбийлик назарияси нуктаи назаридан эса бошқача хулоса келиб чиқади: бир инерциал системада бир вақтда юз

берган икки вокеа, бошка инерциал системада бир вақтда юз бериши мумкин эмас. Табиатда узаро алоқадор вокеаларнинг бири, албатта сабаб, иккинчиси эса, албатта оқибат булиб келади. Масалан, коронги хонани ёритиш учун аввало чирок ёкиш зарур. Бу ерда чирок ёниши сабаб, хонанинг ёритилиши оқибат булади. Нисбийлик назарияси шуни курсатадики, бир вақтглилик нисбий булса-да, сабаб ва оқибат ҳеч қачон ва ҳеч бир санок системасида уринларини алмаштиришлари мумкин эмас, бундай ҳолларда ҳамиша оқибат сабабдан келиб чиқади. Энди стандарт соатлардан бири бошқаларига нисбатан тугри чизикли текис ҳаракат қилганида қандай ходиса юз беришини курайлик. Нисбийлик назарияси исботлайдики, соатнинг юриши ёки нисбийлик жараёнларининг утиши ҳаракат ҳолатига боғлиқ. Ҳаракатланаётган K' системадаги соат ҳаракатсиз K системадаги соатлардан орқада қолади бошқача айтганда, ҳаракатланаётган системанинг вақтнинг утиши секинлашади. Бу ходисани вақтнинг секинлашиши дейилади. Бу қонуниятларни аниқлаш учун Лоренц алмаштиришларидан фойдаланамиз. Айтайлик, ҳаракатланаётган K' системанинг (М-н, космик кеманинг) бирор X' нуқтасида t' вақтда қандайдир вокеа бошлансин-у, t_2 вақтда тамом булсин. Масалан, чирок ёнсин-у, учсин. Шу системада чирокнинг ёниб учиши учун кетган вақт, яъни вокеалар давом этадиган вақт оралиғи қуйидагича булади:

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

К системада (м-н, Ерда) шу вокеалар 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 қуйиб, 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:

$$\Delta t^1 = \frac{\Delta t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (6)$$

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

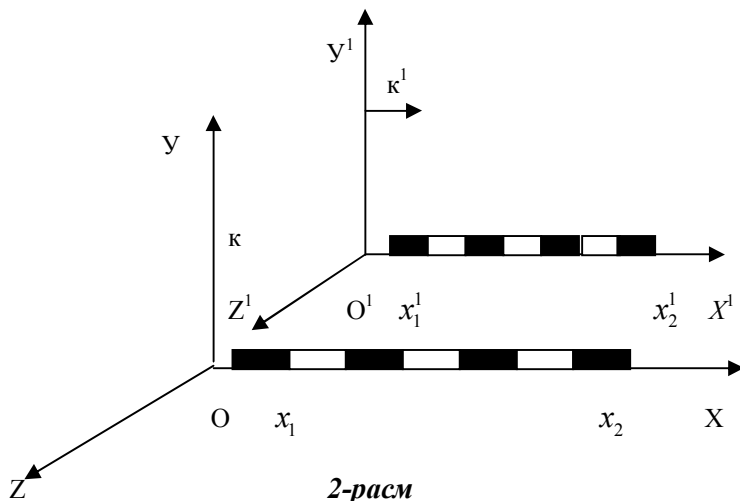
Бунинг маъноси шуки, ҳаракатланаётган системадаги соат ҳаракатсиз системадаги соатларга караганда секинроқ юради, орақада қолади.

3. 6. Узунликнинг нисбийлиги

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

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

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



K' система K системага нисбатан узгармас v тезлик билан ҳаракатланади. Чизгичнинг K системадаги узунлигини улчангунда шу системага тегишли вақт бўйича айни бир пайтда чизгич учларининг K системадаги X_1 ва X_2 координаталари улчаб олинган бўлиши зарур: Бу координаталар айирмаси чизгичнинг K системадаги узунлиги бўлади:

$$\lambda = x_2 - x_1 \quad (6)$$

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

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

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

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

Бу мунособат узунлик қисқариши формуласидир. Бу формула жисмнинг узунлиги унинг ҳаракат тезлигига боғлиқ эканини кўрсатадики, ҳаракатланаётган жисмнинг K системада улчанган узунлиги унинг узи тинч турган K' системада улчанган узунлигидан кичикдир. Ҳаракат тезлиги канча катта бўлса, ҳаракатланаётган жисмларнинг улчамлари ҳаракат йўналишида шунча қисқаради. Бу ҳодиса узунликнинг қисқариши ёки Лоренц қисқариши дейилади.

3. 7. Тезликларни қушишнинг релятивистик қонуни

Бу қонун Лоренц алмаштиришларидан келтириб чиқарилади. Айтайлик K' санок системасида (ракетада) бирор жисм OX ўқ бўйлаб узгармас v^1 тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин.

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

К' система (ракета) К системага (ерга) нисбатан худди уша йуналишда v нисбий тезлик билан харакатланади. Жисмининг К системага нисбатан тезлиги куйидагига тенг:

$$v = \frac{x}{t} \quad (6)$$

Бу тезлик К системадаги (Ердаги) кузатувчи улчайдиган натижаловчи тезликдир. Бу тезликни Лоренц алмаштиришлари ёрдамида топамиз. Хакикатан, (4) га мувофик:

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

Буларни (6) га куйиб, куйидагини хосил киламиз:

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

Бу тенгликнинг сурат ва махражини t^1 га булиб:

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

ёки (а) ни эътиборга олиб, охирида куйидаги формулага эга буламиз:

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

Бу тезликларни кушишнинг релятивистик конунидир. Бу конун умумий характерга эга булиб, табиатдаги катта-ю-кичик тезликларни кушишда аниқ натижа беради. Дунёда ёругликнинг С тезлигидан катта тезлик йук. Кушилувчи v^1 ва v тезликларнинг киймати хар канча катта булганда, яъни ёруглик тезлигига жуда якин булганда ҳам, бари бир, натижаловчи тезлик ёруглик тезлигидан кичиклигича колеваради. **Мисол.** Ерга нисбатан v тезлик билан учиб бараётган ракетадан, худди шу йуналишда ёруглик сигнали узатилмоқда. Бу сигналнинг Ерга нисбатан тезлиги кандай? **Ечилиши:** Тезликларни кушишнинг релятивистик конунига мувофик

($v' = C$ булганидан):

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

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

4 - МАЪРУЗА

4. Моддий нукта динамикаси

5.1. Координаталарнинг инерциал системалари, инерция конуни (Ньютоннинг биринчи конуни)

Динамика механиканинг жисмлар харакати пайдо булиши сабабларини урганувчи булимидир. Шунинг учун хам бу булимда санок системасини танлашга алохида эътибор берилади.

Кинематикада харакатни тавсифлаш учун уни ифодоловчи катталикларни санок системаси билан богламаган эдик. Координаталар системаси билан богланган санок жисми сифатида бир-бирига нисбатан харакатланувчи жисмларни олиш мумкин. Динамикада эса координаталар системаси билан богланган инерциал санок системасини танлашга тугри келади. Инерциал санок системасида моддий нукта унга нисбатан узгармас тезлик билан эркин харакатланаолади. Бунда моддий нукта эркин булиши учун хеч кандай жисм таъсир этмаслиги керак. Уз-узидан маълумки, танланган инерциал санок системасига нисбатан узгармас тезлик билан харакатланаётган бошка санок системалари хам инерциал булади. Инерциал санок системасини танлаш учун бошка жисмлар таъсир этмаётган санок жисминини олиш зарур. Бундай жисм эркин дейилади. Ерга богланган координаталар системасинини инерциал деб хисоблаш мумкин. Аммо узок давом этадиган харакат учун координаталар системасини аник инерциал деб булмайди. Масалан, маятникнинг тебраниш текислиги инерциал санок системасига нисбатан узгармаслиги зарур, аммо унинг тебраниш текислиги вақт утиши билан ер сиртига нисбатан бурилади, учаётган снаряд хам мулжалдан огади ва х. к. Чунки ер уз уки ва Куёш атрофида айланади. Шунинг учун хам Ер билан богланган инерциал санок системаси такрибан инерциал булади. Куёш билан боглик булган инерциал санок системасини аник

дейиш мумкин. Аммо бу сисмтемани хам аник инерциал деб булмайти, чунки Куёшга хам бошка осмон жисмлари (юлдузлар, планеталар ва х. к) таъсир этади. Шундай килиб, инерциал санок системаси тахминий (абстаркт) дир. Аммо уларни кандайдир аниклик билан куллашимиз мумкин. Шундай инерциал санок системалари мавжудки, уларга нисбатан эркин моддий нукта текис ва тугри чизикли харакат килади - бу инерция конунининг мазмунини ташкил этади. Аммо бу бошкача таърифланади. Инерция конуни биринчи марта горизонтал харакат учун Галилей (1561-1642) томонидан кашф этилган: " Агар жисм горизонтал текисликда харакатланса ва бу текислик чексиз ортирилса, бундай жисм текис ва узгармас харакатланади". Инерция конунининг аник таърифини Декарт, кейинрок Ньютон келтирдилар. Ньютоннинг инерция конуни унинг биринчи конуни сифатида таърифланади: "Агар бир жисмга бошка жисм таъсир этмаса, у жисм тинч холатда булади ёки тугри чизикли текис харакатини давом этдиради".

Ньютоннинг юкоридаги таърифини камчилиги шундан иборатки, инерциал санок системалари тугрисида суз юритилмаган. Бунинг урнига абсалют фазо тушунчасини киритди. Натихада маълум булдики, абсалют фазо тушунчаси маънога эга эмас экан. Шундай килиб, Ньютоннинг биринчи конуни куйидагича таърифланади: шундай инерциал санок системалари мавжудки, бирор бир жисмга бошка жисм таъсир этмаса ёки уларнинг таъсирлари узаро компенсацияланса бундай жисм тинч холатда туради ёки тугри чизикли текис харакатини давом этдиради.

4. 2. Куч, масса

Агар танланган инерциал санок системасида моддий нукта тезлиги узгарса, унга бошка кучлар таъсир этапти, дейилади.

Тезликнинг узгариши бу тезланиш олишдир. Тажрибалар курсатадики, тезланишнинг катталиги икки шароитга боглик:

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

Бир жисмнинг бошка жисмга таъсири натижасида жисм деформацияланишини ёки тезланиш олишини тавсифловчи физик вектор катталик куч деб аталади. Куч турли физик табиатга эга булиши мумкин, масалан эластиклик кучи, огирлик кучи, электр

майдонида зарядланган заррачага таъсир этувчи куч ва х. к. Хамма кучлар жисм тезлигини узгартиради ва бу узгариш кучнинг табиатига боглик булмасдан унинг катталигига ва йуналишига богликдир. Куч тезликни катталиқ ва йуналиш жихатидан узгартирадики, тезлик вектор катталиқ булгани учун, куч ҳам вектор катталиқдир. Шунинг учун жисмга таъсир этувчи бир неча кучнинг таъсирини векторларни кушиш усули билан аникланади.

Кучнинг сон кийматини аниклаш учун унинг улчов бирлиги сифатида ишлатиладиган катталиқ танланади. Масалан, улчов сифатида аниқ узунликка чузилган пружинани олиш мумкин. Бу эталонга нисбатан мувонанат шартини куллаб, ушбу кучга сон жихатидан тенг ва йуналиш жихатидан карама-карши куч таъсир этса уларнинг умумий таъсири нолга тенг булади деб айта оламиз. Кучни улчаш учун ишлатиладиган асбоб динамометр дейилади. Бу асбоб чузилаётган пружинада хосил булаётган кучга асосланган.

Жисм томонидан олинган тезланиш унинг узини хусусиятларига ҳам боглик. Бу хусусиятларидан бири инертликдир. Инертликнинг улчови скаляр катталиқ булган масса дур. Классик механикада масса жисмни тавсифловчи катталиқ булиб, жисм холатига боглик булмади, яъни у жисм харакатланиши ёки тинч холатига боглик эмас. Механикада масса жисмнинг бошка жисмлар билан таъсирига ҳам боглик булмади. Массанинг бу хусусиятини Ньютон киритган булиб, унинг катталиги жисмдаги материянинг микдорини аниқлайди.

Ньютондан кейин бошка олимлар ҳам массани материянинг микдори деб тушундилар. Фаннинг ривожланиши бу тушунчаларда карама каршиликларга олиб келди. Нисбийлик назариясига асосан масса узгармас катталиқ булмасдан унинг тезлиги ва энергиясига богликдир. Хароратнинг ортиши билан жисмнинг массаси жуда кам булсада, ортади. Бундан келиб чикадики, "материя микдори" тушунчаси физик маънога эга эмас.

Айтиб утганимиздек, масса скаляр катталиқ булиб, классик механикада у зарраларнинг массаларини йигиндисидан иборат. Унинг бу хусусияти массани улчаш имкониятини яратади. Массанинг улчов бирлиги 1 кг булиб, у Париж шахри якинидаги Севр шахрида сакланадиган платина-ирадий котишмасининг массасидур.

Биз ричагли тарозида жисмнинг массасини улчар эканмиз тарози тоши ва жисмга огирлик кучи бир хил тезланиш беришини

биламиз. Тарози паллалари бир хил тезланиш олишга ҳаракат килади, натижада мувезонат урнатилади.

4. 3. *Ньютоннинг иккинчи қонуни*

Тажрибалар шуни курсатадики, моддий нуктанинг тезланиши жисмга таъсир этувчи кучга тугри пропорционал, массасига эса тесқари пропорционалдир:

$$\rho \frac{F}{m} \quad \text{ёки} \quad a = \frac{F_1 + F_2 + F_3 + \dots + F_n}{m_i} = \frac{F_i}{m} \quad (1)$$

(1) тенглама Ньютон иккинчи қонунининг математик ифодасидир. $F = ma$ (2)

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

$$\begin{aligned} F_{(1)n} + F_{(2)n} + \dots + F_{(n)n} &= ma_n \\ F_{(1)\tau} + F_{(2)\tau} + \dots + F_{(n)\tau} &= ma_\tau \end{aligned} \quad (3)$$

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

$$d(mv) = Fdt \quad (4)$$

(бу ерда $p = mv$ -импульс)

(4) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$F = \frac{d(mv)}{dt} \quad (5)$$

ва Ньютоннинг иккинчи қонунини (Ньтон қонунининг дифференциал шакли) шундай таърифлаш мумкин: инерциал санок системаларида жисм импульсининг узгариш тезлиги катталиқ жихатидан таъсир этувчи кучга тенг.

Классик механикада масса узгармас катталиқ ва (5) ни қуйидагича узгартириш мумкин.

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

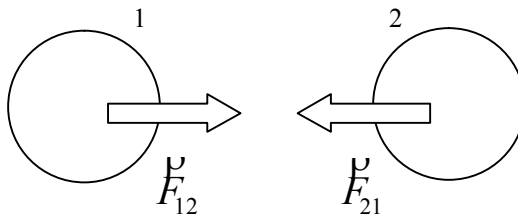
Яъни динамика иккинчи конунининг бошлангич ёзувини пайдо килдик

Кучнинг улчов бирлиги: $[F] = [m] [a] = 1 \text{ кг} * 1 \text{ м/с}^2 = 1 \text{ Н}$

4. 4. Ньютоннинг учинчи конуни

Шу вақтгача жисмлар орасидаги узаро таъсирни бир томонлама курилди: берилган жисмга бошка кучларнинг таъсири. Аммо таъсир бир томонлама булиши мумкин эмас, улар узаро булади. Бу нарса Ньютоннинг учинчи конунида ифодаланади. Фараз килайлик иккита таъсирлашаётган жисмга эгамиз: 1 ва 2 жисм. Агар 1 жисм 2 жисмга F_{12} куч билан таъсир этса, уз навбатида 2 жисм 1 жисмга F_{21} куч билан таъсир этади (1-расм). Тажрибалар курсатадики, инерциал системаларда:

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



(1-расм)

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

Ньютоннинг учинчи конунидан мухим хулоса келиб чикади: икки жисмнинг узаро таъсири уларнинг бир томонга кучишига йул куймайди. Шунинг учун бу жисмларга яна кучлар таъсир эттириш керак. Масалан, от аравани тортяпти, отни арава билан харакатининг сабаби, от хам, арава хам Ер билан таъсирлашади, бунда от билан Ернинг таъсири, арава билан Ер таъсиридан катта булади.

4. 5. Зичлик

Модда зичлиги ρ - хажм бирлиги ичидаги массага тенг булган катталиқдир.

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

Зичликнинг улчов бирлиги: $[\rho] = \frac{[m]}{[v]} = 1 \text{ кг/м}^3$

Зичлик фазода модданинг тахсимотини тавсифловчи катталиқдир.

5 - МАЪРУЗА

5. Импульснинг сақланиш қонуни. Реактив ҳаракат. Инсон томонидан импульснинг сақланиш қонунидан фойдаланиш.

Моддий нуктанинг импульси деб, массаси билан тезлигини купайтмасига айтилади: $P = mv$. Агар моддий нуктага куч таъсир этмаётган бўлса, унинг импульси узгармай қолади. Ньютоннинг иккинчи қонунидан:

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

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

Узаро таъсирлашувчи моддий нукталар системасини қуриб чиқамиз. Оддийлик учун фараз қиламиз бу система v_1 ва v_2 тезликларга эга бўлган m_1 ва m_2 массали икки қисмдан иборат бўлсин. m_1 жисмга F_{12} куч, m_2 жисмга F_{21} куч таъсир этаётди. Бундан ташқари бу жисмларга системага қарши қўйилган куч таъсир қилаётган бўлсин. Бу кучлар мувофиқ равишда f_1 ва f_2 бўлсин (1-расм).



1-расм

Ҳар иккала жисмга Ньютоннинг иккинчи қонунини тадбиқ этамиз:

$$\frac{d(m_1 V_1)}{dt} = F_{12} + f_1; \quad \frac{d(m_2 V_2)}{dt} = F_{21} + f_2$$

Бу тенгликни қушамиз

$$\frac{d(m_1 V_1)}{dt} + \frac{d(m_2 V_2)}{dt} = F_{12} + F_{21} + f_1 + f_2$$

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

$$\frac{d}{dt}(m_1v_1 + m_2v_2) = f_1 + f_2$$

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

$$\frac{d}{dt}(m_1v_1 + m_2v_2) = 0 \quad \text{ёки} \quad m_1v_1 + m_2v_2 = \text{const} \quad (1)$$

Бу ҳулоса ҳар қандай моддий нукталар ёпик системаси учун тугри бўлади. Демак, ёпик система ташкил этувчи жисмларнинг импульси уларни ҳар қандай узаро таъсирида узгармас бўлади:

$$m_1v_1 + m_2v_2 + \dots + m_nv_n = \text{const} \quad \Longrightarrow \quad \sum_i m_i v_i = \text{const} \quad (2)$$

$$\text{ёки} \quad m_1v_1 + m_2v_2 + \dots + m_nv_n = m_1U_1 + m_2U_2 + \dots + m_nU_n \quad (3)$$

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

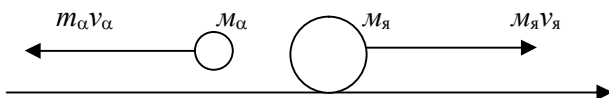
А. Қайтиш ходисаси. Бу ходиса макроскопик жисмларга ҳам (ут очар қуролдан отиш, реактив ҳаракат), микрозарраларнинг узаро таъсирида ҳам (атом ядросининг парчаланиши) юзага келади.

α нурланишда радиоактив элемент ядроси Не атоми ядросини бўлгани учун умумий импульс 0 га тенг:

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

Ядро ва α - зарра импульсларини X уқида проекциялаймиз (2-расм). Унда импульснинг сақланиш қонуни қуйидаги қуринишни олади:

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



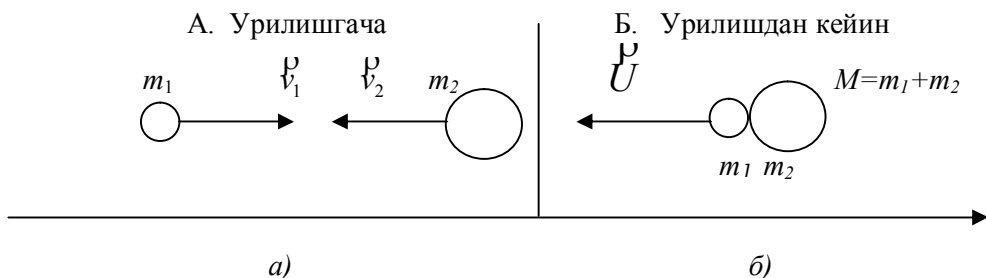
2-расм

Шундай килиб, турли томонга учган α зарра ва ядроларнинг тезликлари массаларига тескари пропорционал

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

Шуни айтиш керакки, бу ходисадан тажрибада нейтрино топилган. (5) муносабат хар кандай кайтиш ходисалари учун тугри булади, масалан, укчини кундокни елкага махкам кисишга, тупни "ствол"и харакатланадиган булишини талаб этади.

Б. Шарларнинг ноэластик урилиши. Импульснинг сакланиш конунидан механиканинг масалаларини ечишда фойдаланилади. Бу масалаларни Ньютон конунлари асосида ечишда кийинчилик тугилади. Фараз киламиз m_1 ва m_2 массали жисмлар v_1 ва v_2 тезлик билан харакат килаётган булсин ва масса марказлари бир тугри чизикда ётган булсин (3а-расм).



3-расм

Урилишдан сунг улар биргаликда v тезлик билан харакатланади (3б-расм). Шарларни ёпик система деб хисоблаб, уларга импульснинг сакланиш конунини тадбик этамиз.

Урилишгача булган импульслари

$$P_1 = m_1 v_1 + m_2 v_2$$

Урилишдан кейин умумий импульс

$$P_2 = (m_1 + m_2)U$$

Импульснинг сакланиш конунини вектор курунишда ёзсак:

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

Вектор тенгликни X укида прекциялаб 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 сакланиш қонунида масаланинг ечимини осонгина топиш мумкин. В. Реактив ҳаракат. Инсон космик фазога чиқишга интилади. Бунинг сабаби келгуси авлод ердаги ҳаёт манбалари: ҳаво, сув, фойдали қазилмалардан маҳрум бўлиши мумкин. Бундан ташқари Ерда энергия олиш ва фойдаланиш натижасида атроф - муҳитнинг ифлосланиши табиийдир. Қоинотда эса иссиқлик олиш имконияти катта. Ҳозирги вақтда космосга чиқишнинг бирдан-бир йули - реактив ҳаракат-жисмнинг узидан бирор қисми ажралгандаги ҳаракатидир. Реактив ҳаракатнинг кенг тарқалган тури ракетанинг ўқишидир. Суюқ, каттик ёнилгига ишлайдиган ракетадан ташқари фотон ракеталари ҳам мавжуд. Агар ўқайтган ракетанинг массаси M , dt вақт ичида ёнган ёнилгининг массаси dM , мувофиқ равишда v_p ва dv тезликларга эга бўлса, dt вақт ичида импульснинг ўзгариши Mdv га тенг бўлсин.

Импульснинг сакланиш қонунидан

$$-v_p dM = Mdv$$

Тезликнинг иккала томонини dt га бўламиз,

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

Бу ерда " - " ишора газ оқими ва ракета қарама-қарши йўналишда 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 қучидир. (6) дан қуринадики, тортишиш қучи ёниш маҳсулотлари оқим тезлиги ва масса сарфига тугри пропорционал. (6) дан фойдаланиб ҳамма ёнилги ёнганда ракета қандай максимал тезлик олишини аниқлаймиз. Бошланишда ракета ёнилгиси билан M_0 массага эга бўлсин, бунда ёнилги захирасининг массаси m . Вақт ўтиши билан ёнилги ёниб ракетанинг массаси $M = M_0 - m$ га тенг бўлиб ўзгарувчиларни ҳисоблаймиз,

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

Интегралласак

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

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

$M_0 = M + m$ булгани учун

$$v_{\max} = v_0 + v_p \lambda n \frac{M + m}{M}$$

$$\text{Ёки } v_{\max} = v_0 + v_p \lambda n \left(1 + \frac{m}{M} \right) \quad (7)$$

(7) формула биринчи марта К. Э. Циолковский (1857-1935) томонидан топилган. m/M нисбат Циолковский сони дейилади. Агар бошлангич тезлик $v_0=0$ булса, унда (7) куйидагича ёзилади.

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

Масалан, агар $v_{\max} = 2000$ м/с, $m/M = 10$ булса, ракетанинг тезлиги $\sim 4, 8$ км/с га тенг булиб, 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 йули 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 $m/M = 5 \cdot 10^{327}$ га тенг булади, шунда хам ёнилги газ икими 10 км/с га тенг булса, вахоланки, хозирги вақтда газ икими тезлигини 5 км/с дан ошириб булмайди.

6 - МАЪРУЗА

6.1. Энергия тугрисида тушунча.

Жисм импульси механик харакатнинг тулик улчови эмас. Масалан, икки бир хил массали шарлар ноэластик урилишдан кейин тухтайди, чунки уларнинг тезликлари хам урилишгача бир хил булган, буни импульснинг сакланиш конуни тасдиқлайди. Аммо бунда шарлар деформацияланади ва исийди. Импульс бу узгаришларни ифода этмайди. Тажрибалар шуни курсатадики,

харорат узгариши билан импульс орасида тугридан-тугри боғланиш йук. Шунинг учун хар кандай харакатни тулик ва ягона улчовини киритиш керак булади. Бу катталиқ бир харакат туридан бошкасига утишда улчов вазифасини уташи зарур. Масалан, станокда металга ишлов беришда унинг исиши, космик кеманинг кизиши, иссиқлик двигателларида иссиқлик энергиясининг механик энергияга айланишни тавсифловчи катталиқ зарур булади.

Таърибалар шуни курсатадики, материя харакатларини турли шаклларга айланишида аниқ микдорий мувофиқлик мавжуд, харакат иссиқ йуқолмайди. Демак, хар кандай харакат шаклини ифодаловчи ягона улчов мавжуд. Бу энергиядир. "Энергия" грекча суз булиб-фаолият демақдир. Биринчи марта "энергия" сузини физикага инглиз олими Томас Юнг (1773-1829) олиб кирган. Энергияга биринчи таърифни 1824-1907 йилларда яшаган инглиз олими Уильям Томсон (Лорд Кельвин) берган: Энергия - система холати булмиш харакатни турли шакллари ва узаро таъсирининг ягона улчовидир. Энергиянинг параметрлар билан боғланишини куйидагича ёзиш мумкин:

$$E = E(x, y, z, v_x, v_y, v_z, P, v, T...) \quad (1)$$

Жисмларнинг харакати туфайли олган энергияси кинетик энергия деб аталади.

$$E(v) = E_k \quad (2)$$

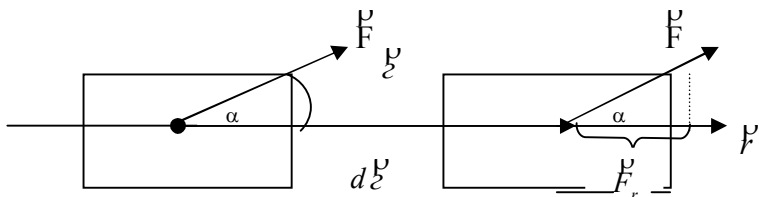
Жисмларнинг узаро таъсиридан юзага келадиган энергияси потенциал энергия деб аталади.

$$E(r) = E_n \quad (3)$$

6.2. Механик иш

Материя харакатининг турли шакллари узаро айланиш хусусиятига эгадир ва бунинг энергия билан аниқланади. Бундай айланиш жараёнлари жисмнинг бирор бир куч таъсири остида кучиши ёки иссиқлик алмашиниши натижасида содир булади. Энергиянинг узгариш улчови, бу ишдир. Шундай қилиб иш-скаляр физик катталиқ булиб, бир жисмдан иккинчи жисмга энергия узатишдаги узгариши, жараёнларда уларни бир турдан иккинчи турга айланиши улчовидир. 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 аникланади (1-расм).



(1-расм)

$$dA = F dr \cos \alpha \quad (4)$$

F ва dr вектор катталиги булганлиги учун

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{\xi} \quad (5)$$

Бошка томондан $F \cos \alpha = F_r$ лигидан $dA = F_r d\xi$ (6)

Кичик кучишларда $dr = dS$ $dA = F dS \cos \alpha = F_s dS$ (7)

(4) ва (7) формулалар узгармас ва узгарувчи кучлар учун ҳам тугри булади. Узгарувчи куч томонидан бажарилган иш (4) ва (7) ларни интеграллаш билан аникланади:

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

Агар $F = \text{const}$ булса, $A_{12} = F_s S = FS \cos \alpha$ (9)

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

$$dA = F dr = (F_1 + F_2 + F_3 + \dots) dr = F_1 dr + F_2 dr + F_3 dr + \dots = dA_1 + dA_2 + dA_3 + \dots$$

Ишнинг улчов бирлиги Жоуль (Ж) дир: $[A] = [F] [S] = 1H * 1m = 1 Ж$

Иш траекторияга боглик булгани учун кучларни консерватив ва ноконсерватив кучларга ажратиш керак. Агар кучларни бажарган иши траектория шаклига боглик булмаса, бу кучларни консерватив кучлар дейлади. Огирлик ва эластиклик кучлари консервативдир. Агар кучнинг бажарган иши траектория шаклига боглик булса, ноконсерватив куч дейлади. Ишканаланиш кучи ноконсервативдир.

6. 3. Кувват.

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

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

Кувватнинг улчов бирлиги Ватт (Вт) дир.

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

$dA = Fds$ булгани учун

$$N = \frac{FdS}{dt} = Fdv \quad (11)$$

(11) кувват билан тезлик орасидаги боғланиш деб аталади.

6. 4. Одамнинг иши ва куввати.

Кун давомида одамнинг иш килиш қобилияти жуда қўп нарсаларга боғлиқ. Одам мускулларининг қучи 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 курсатадики, одам минутига 110-150 кадам босса иш узгармайди, 190 кадам одимласа 210-220 кадам секин югуришдан қўп 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 эргометр дейилади. Одам қисқа муддат ичида катта кувватга эришиши мумкин. Агар спортчи 70 кг массага эга булса 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

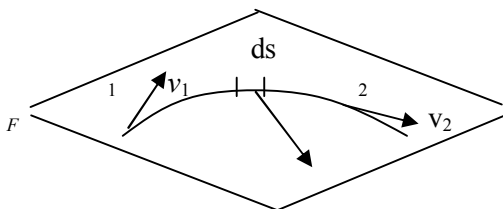
тезликда 60 Вт кувватга эришади. Одам иш бажарганида албатта чарчайди. Бунинг маъноси шуки, иш бажаришда озука химиявий энергияси механик энергияга айланади. Иш бажаришда ёғ ва углеводларнинг ёниши натижасида чиққан энергия механик энергияга айланади. Одамнинг узок вақт иш бажариш қобилияти бардошлилик дейилади. Узокка югурувчилар, иргиш, ядро иргитиш, штанга кутарувчилар танасидаги модда алмашинуви 500 мартагача ортиб кетади.

Инсон юраги - кичик табиий двигател (насос) булиб, у бутун танани кислород ва озука билан таъминловчи қонни айлантиради. Юрак 1 Вт кувват ҳосил қилиб одамнинг умри давомида узлуксиз ишлайди. Юрак минутига 60-80 марта қискариб, ҳар бир қискаришда томирларга 60-70 мл қон хайдайди. Каттиқроқ иш бажарилса минутига 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 эшалонини Европадаги Монблан чуққиси (4810) га чиқариш учун сарфланган ишга тенгдир.

6. 5. Иш ва кинетик энергия.

Жисмга таъсир этувчи кучларнинг бажарган иши жисм энергиясига боғлиқлигини кураимиз.

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



(2-расм)

Бу кучнинг иши нимага сарфланганлигини аниқлаймиз. dS йул элементида бажарилган иш $dA = F_s dS$ булиб, бу ерда F_s (ёки F_τ)-кучларнинг уринма ташкил этувчиси. Ньютоннинг иккинчи қонунидан $F_s = F_\tau = ma = mdv / dt$,

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

$$dS/dt = v \text{ лигидан} \quad dA = mvdv \quad (13)$$

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

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_{v_1}^{v_2} mvdv = \frac{mv^2}{2} \Big|_{v_1}^{v_2} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (14)$$

Бу (14) тенгламадаги

$$E_K = \frac{mv^2}{2} \quad (15)$$

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

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

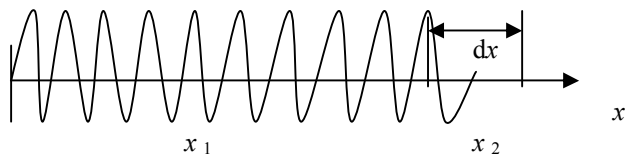
Шундай қилиб, кинетик энергиянинг узғариши бажарилган ишга тенг. Бошқача қилиб айтганда, энергия жисмнинг иш бажариш қобилиятини тавсифловчи катталиқдир.

6. 6. Иш ва потенциал энергия

Жисмлар фақатгина ҳаракати туфайли энергияга (кинетик энергия) эга бўлмасдан, узаро таъсиридан ҳам энергияга эга бўлади- бу энергияни потенциал энергия дейилади. Қуёш атрофида айланаётган Ер, Ердан кутарилган жисм, чузилган ёки сиқилган пружина, зарядланган жисм ва х. к. потенциал энергияга эга бўлади.

А) Эластик пружинанинг потенциал энергияси:

Эластик пружинани X_1 дан X_2 қийматигача қизикли деформацияланганда бажарилган ишни хисоблаймиз (3-расм). $dA = F dx \cos \alpha$



3-Расм

бу ерда $F = -KX, \alpha = 180^0 (\cos 180^0 = -1)$

булгани учун $dA = -kx dx$

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

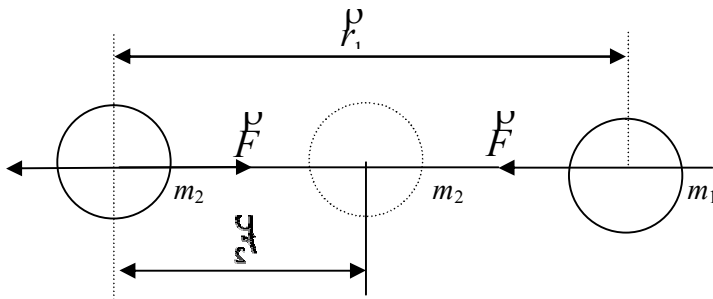
бу ерда
$$E_n = \frac{kx^2}{2} \quad (18)$$

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

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

яъни, потенциал энергия узгаришининг тескари ишораси билан олинган киймати 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 хисоблаймиз (4-Расм)



4-расм

$$dA = Fdr = Fdr \cos 0^0 = Fdr = G \frac{m_1 m_2}{r^2} dr$$

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 килиб бутун олам тортишиш кучи таъсир килаётган жисмнинг потенциал энергияси:

$$E_n = - G \frac{m_1 m_2}{r} \quad (20)$$

Потенциал энергия нолинчи сатхининг узгариш холатини куриб чикамиз. Бунинг учун Ер билан бирор жисм узаро таъсирини оламиз. Жисм Ер сиртида турганда $E_n = 0$, бунда $r = R_E$

$$p(20) \text{ га асосан } E_n = 0 = -G \frac{M_{ep} m}{R_{ep}} + C; \text{ бунда } C = G \frac{m_1 m_2}{R_{ep}}$$

Жисм Ердан h баландликга кутарилса $r = R_{Ep} + h$

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

Алгебраик узгартиришлардан кейин:

$$E_n = GM_{ep} m \left(\frac{1}{R_{ep}} - \frac{1}{R_{ep} + h} \right) = GM_{ep} m \left(\frac{R_{ep} + h - R_{ep}}{R_{ep}^2 + hR_{ep}} \right) = G \frac{M_{ep} m}{R_3^2} \left(\frac{h}{1 + \frac{h}{R_{ep}}} \right)$$

$h \ll R_{Ep}$ деб хисобласак $h / R_{Ep} \ll 1$ булади. Унда

$$E_n = G \frac{M_{ep}}{R_{ep}^2} m h \text{ ва } G \frac{M_{ep}}{R_{ep}^2} = g \text{ лигидан}$$

$$E_n = mgh \quad (21)$$

(21) огирлик кучи таъсир этаётган жисмнинг потенциал энергиясидир.

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

$$E_n + E_k = const \quad (22)$$

Ёпик консерватив системанинг тула энергияси узгармас микдорга тенг. Маълумки, консерватив системада бажарилган иш факат йулнинг бошлангич ва охириги холатига боғлиқ. Консерватив системада иш бажарувчи куч консерватив ёки потенциал куч дейилади. Энергия бир жисмдан иккинчи жисмга утиши, бир турдан иккинчи турга айланиши мумкин, лекин энергиянинг умумий микдори узгармайди. Энергия бордан йук булмайди, йукдан бор булмайди. Бу қонун - энергиянинг сакланиш ва бир турдан иккинчи турга айланиш қонунидир. Бу қонун микрожисмлар механикасида ҳам, классик механикада ҳам уринлидир.

7 - МАЪРУЗА

7. 1. Табиат кучлари ва уларнинг турлари

Моддий нукталар орасидаги узаро таъсир этишда иштирок этадиган табиат кучларини туртга асосий турга ажратиш мумкин: гравитацион, заиф, электромагнит ва кучли (ядровий). Жадвалда бу кучларнинг асосий тавсифлари берилган

Узаро таъсир кучлари	Узаротаъсир манбаси	Нисбий интенсивлиги	Таъсир радиуси
Гравитацион	Масса	10^{-38}	Узокдан
Заиф Электромагнит	Элементар зарралар Электр зарядлари	10^{-15} 10^{-2}	$10^{-15} м$ узокдан
Кучли (ядровий)	Протон, нейтрон, мезон (адрон)	1	$10^{-15} м$

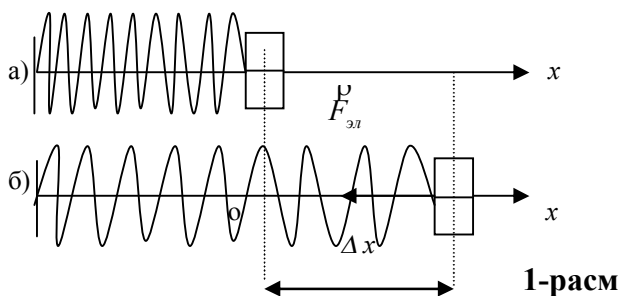
Бошқа томондан, кучларнинг келиб чиқиш табиатига қараб учга ажратиш мумкин:

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

7. 2. Эластиклик кучи

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

Деформация икки хил: эластик ва ноэластик булади. Эластик деформацияда ташки кучларнинг таъсири тухтагандан сунг жисм уз шакли ва улчамларини тиклайди. Ноэластик деформацияда жисм узининг шакли ва улчамларини тулик тикламайди. Бошқа томондан дефор-мацияни сикилиш, чузилиш, буралиш каби турлари мавжуд. Энг оддий деформация-чизикли чузилаётган ёки кисилаётган пружинанинг деформациясини куриб чикамиз. Бунинг учун бир томони бириктирилган, иккинчи томони Х уки буйича харакатлана оладиган пружинани оламиз. (1а-расм)



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

$$F_{эл} = - kx \quad (1)$$

бу ерда x - силжиш катталиғи; k - пружинанинг бикрлиғи. "-" ишора $F_{эл}$ билан X - ни карама-қарши йуналганлиғини билдиради. Инсоннинг хаётий фаолиятида эластиклик кучи катта урин тутади. Айниқса одам склетининг таянч - системаларида эластиклик кучининг ахамияти жуда каттадир. Урилишдаги юклама вақтида, йикилишида, сакрашда ва бошқа қиска муддатли куч юкламалари пайдо булганда, склетга таъсир этувчи куч одамни хусусий огирлигидан 15-20 марта ортиб кетади. Склетнинг эластиклиғи ва мустаҳкамлиғи бундай юкламаларга бардош беради. Бошқа эластик жисмлар қаби, суяқлар, мушаклар, пайлар юклама таъсирида деформацияланади. Инсон танасида деформациянинг ҳар қандай тури юзага келади.

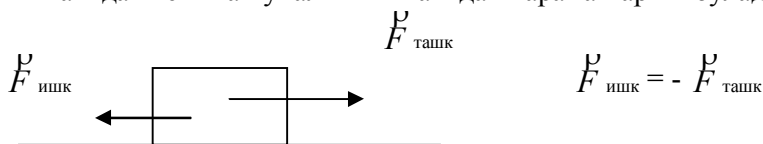
7. 3. Ишқаланиш кучи

Бир жисм сиртида иккинчи жисмнинг ҳаракатланишидан юзага келадиган куч ишқаланиш кучи дейилади. Бу куч доимо ҳаракат йуналишига карама-қарши йуналган. Ишқаланиш кучининг икки тури мавжуд: ташки-қаттиқ жисмлар орасида, ички-газларда, суюқликларда ва қаттиқ жисмларнинг қисмлари бир-бирига нисбатан ҳаракатланганда юзага келади.

А. Ташки ишқаланиш уч хил булади:

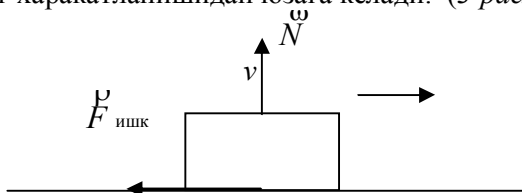
- сирпаниш ишқаланиши;
- думалаш ишқаланиши;
- тинчликдаги ишқаланиш.

Тинчликдаги ишқаланиш кучи- жисмга таъсир этувчи ташки кучлар таъсири уни бирор бир сиртда харакатлантира олмаганда юзага келади. Бу куч доимо ташки кучларга катталиқ жижатидан тенг ва йуналиш жихатидан карама-карши булади.



2-Расм

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



3-расм

Харакатнинг кичик тезликларида сирпаниш ишқаланиш кучини куйидаги формуладан хисоблаш мумкин:

$$| F_{\text{ишк}} | = \mu N \quad (2)$$

бу ерда N - босим кучи, μ - ишқаланиш коэффициенти булиб, ишқаланаётган жисимлар сиртига боглик.

Думаланиш ишқаланиш кучи- жисмнинг таянч сиртида думаланишдан юзага келади. Бу кучни сон киймати (2) формуладан хисобланади, аммо думалаш ишқаланиш коэффициенти киритилади. Бу коэффициент сирпаниш ишқаланиш коэффициенти μ дан куп марта кичик булади. Ишқаланиш кучини инсон фаолиятида тутган урнини куриб чикамиз. Бу куч биринчи навбатда жисмларнинг харакатланишида "узини курсатади". Одам ерда, сувда, хавода харакатланар экан, ишқаланиш кучи баъзан фойдали, баъзан зарарли булади. Хусусан, бу куч инсонни фазода харакатланишига ёрдам беради. Аммо харакат тезлигининг ортиб бориши билан энергия ва ёнилги сарфи ортиб кетади. Турли механизмларнинг ишдан чикиши ишқаланиш кучининг таъсиридир. Ишқаланиш кучи фойдали холларда у оширилади, зарарли булган холларда камайтиради.

Б. Ички ишқаланиш. Ички ишқаланиш кучи ёки ковушқок ишқаланиш газ, суюклик ёки каттик жисмларнинг бир кисмини

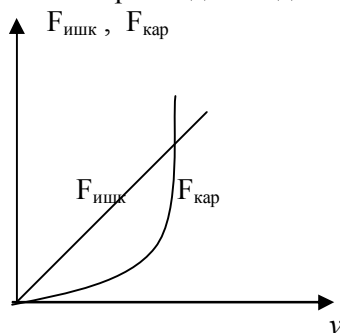
иккинчи қисмига нисбатан ҳаракатланишида юзага келади. Масалан, бу куч газ ёки суюқликнинг трубалардаги ҳаракати вақтида ҳосил бўлади. Кичик тезликларда ички ишқаланиш кучи нисбий силжиш тезлигига тугри пропорционал бўлиб, тезлик катта бўлганда бу боғланиш ортиб боради. Ички ишқаланиш коэффиценти (ковушкоколик коэффиценти) ни киритиб, $F_{ич. ишк} = - \eta v$ 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 қаршилиқ кучи таъсир этиб, унинг қиймати қуйидагига тенг бўлади:

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

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

Шундай қилиб, муҳитда ҳаракатланаётган жисмга икки куч таъсир қилади: суюқ ишқаланиш кучи ($F_{ишк}$) ва қаршилиқ кучи ($F_{кар}$). Кичик тезликларда қаршилиқ кучи, суюқ ишқаланиш кучидан кичик бўлади, катта тезликларда аксинча бўлади (2 расм) 4-расмдан қуринадики $F_{ишк}$ ва $F_{кар}$ кучлари қандайдир қийматларда бир-бирига тенг бўлади. Бу ҳолдаги ҳаракатни узгармас тезлики ҳаракат дейилади.



4- расм

(3) формуладан қуринадики, қаршилиқ кучи ҳаракатланаётган жисмнинг шаклига боғлиқ. Қаршилиқ кучи қам бўлган жисм шакли томчисомон шакл дейилади. Катта тезликда ҳаракатланадиган ракета, самолёт, кемалар томчисомон шаклда ишланади. Бундан ташқари жисмнинг улчамини узгартириб,

каршилик кучини ошириб ёки камайтириб, тезликни бошқариш мумкин. Масалан, сакраётган парашютчининг тезлиги 60 м/с, кулоёгини ёйса 40 м/с, парашютни очса тезлиги 5-8 м/с га тенг булади. Одам массасига тенг шарнинг тезлиги эса 105 м/с га тенг булади.

8 - МАЪРУЗА

8. 1. Бутун олам тортишиш кучи. Оғирлик кучи

Тортишиш кучи- табиатда энг буюк куч. Инсон хаёти бу кучга чамбарчас боғлиқ. Тог жинсларини бирлашиши, планета сувининг йигилиши, денгиз ва океанларнинг пайдо булиши, Ернинг мовий атмосферани ушлаб туриши ва х. к. лар тортишиш кучи туфайлидир. Бу куч булмаганда эди, планеталардан тортиб, майда осмон жисмлари-метеор, астероидлар ҳам коинот коронгиллигига сочилиб кетарди, - умуман коинотнинг тузилиши бузилиб кетарди. Бутун олам тортишиш қонуни шундай таърифланади: Жисмлар бир-бири билан массаларининг купайтмасига тугри пропорционал, ораларидаги масофанинг квадратига тесқари пропорционал булган куч билан тортишади:

$$F = G \frac{mM}{R^2} \quad (4)$$

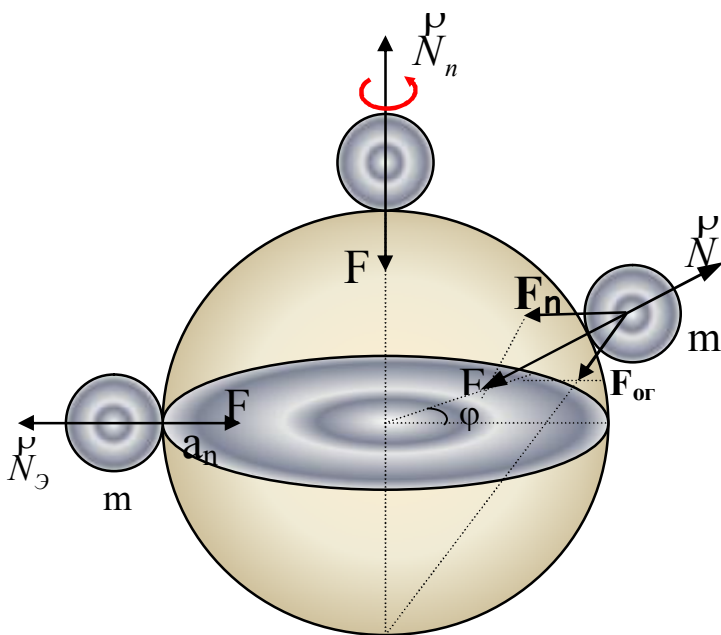
бу ерда $G=6, 62 \cdot 10^{-11}$ Н. м²/кг² - бутун олам тортишиш доимийси булиб, унинг физик маъноси: массалари 1 кг дан булган жисм 1 м масофада $6, 62 \cdot 10^{-11}$ Н куч билан таъсирлашади. Бундан куринадики, микрожисмлар орасидаги тортишиш кучи жуда кичик булиб, аксинча коинот жисмлари орасида катта булади. Бутун олам тортишиш қонуни икки жисм орасидаги тортишиш кучини ифодалаб қолмасдан, ҳозирги замон космологияси асоси-оламимизнинг узгарувчанлигини ҳам қурсатиб беради. Ҳақиқатан Бутун олам тортишиш қонунидан жисмлар узаро таъсирлашиб $a=GM / R^2$ тезланиш олади. Ҳар қандай галактикалар R масофада туриб нисбий манфий a -тезланишига эга булади: бу коинотни узгарувчанлигини билдиради. Ҳақиқатан, осмон жисмлари бир-бирига яқинлашиб - узоклашганда уларнинг тезланиши узгаради, натижада уларнинг зичлиги узгаради. Ньютон уз назариясида буни назарда тутмаган эди. Бизнинг асримишга келиб бу ҳодиса тасдиқланган. Бу назарияга асосан қандайдир $t=0$ вақтда Коинот бир жойга тупланган ва жуда катта зичликка эга булган. "Катта портлаш" дан кейин Коинот кенгайиши бошланган ва бу нарса

хозир хам давом этмоқда. Ер сиртидаги жисм учун (4) формулани куйидагича ёзиш мумкин:

$$F=ma=G \frac{mM_{ep}}{R_{ep}^2} \quad (5)$$

(5) дан $a = g = G M_{ep} / R_{ep}^2 \approx 9,81 \text{ м/с}^2$ Бу тезланиш эркин тушиш тезланиш дейилади.

Огирлик кучи. Ернинг (Марс, Ой...) тортиши туфайли юзага келадиган куч огирлик кучи деб аталади. Огирлик кучи Ер кутблари ва экватордан ташқари, Ер сиртининг ҳамма нукталарида тортишиш кучи билан мос тушмайди (5-расм). Бунинг сабаби Ернинг уз уки атрофида айланишидир. Экватордаги m_1 жисм учун Ньютон иккинчи қонунининг қурилиши: $F+N_3=m_1a_n$



5-Расм

Уларнинг проекциялари $F - N_3 = m_1 a_n$ ёки $N_3 = F - m_1 a_n$
 F_{or} лигидан $F_{or} = F - m_1 a_n$

Кутбларда $a_n = 0$. Унда $F - N_n = m_1 a_n = 0$ Шунга ухшаш $F = N_n = F_{oz}$ Шундай килиб кутбларда $F = F_{oz} = m_1 g$ кучга ma_n кушимча учналик катта эмас. Шунинг учун $F_{oz} = F = mg$

8. 2. Ноинерциал санок системалари. Инерция кучлари

Ньютон конунлари хамма санок системаларида хам бажарилавермайди. Бу конунлар факат инерциал санок системаларида тугри булади. Куёш билан боғланган системани инерциал дейиш мумкин. Хамма инерциал системалар бир-бирига нисбатан текис ҳаракат қилади ёки тинч ҳолатда булади. Инерциал системаларга нисбатан тезланиш билан ҳаракатланадиган системалар ноинерциал системалар дейилади. Ноинерциал системалар механикасига мисол тарикасида тезланиш билан ҳаракатланадиган поездни куриб чиқамиз. Поезд ичидаги нарсалар ҳеч қандай куч таъсир этмасида тезланиш олади. , юклар қуйилган жойидан тушиб кетади, йуловчилар вагон деворига сикилади ва х. к. Ноинерциал санок системасига Ньютоннинг иккинчи қонунини тадбиқ этиш учун инерция қучи деб аталувчи кушимча қучлар киритилади. Ноинерциал санок системасининг ихтиёрий ҳаракатида ва бу системадаги жисмларнинг ҳаракатига инерция қучининг таъсирини ҳисоблаш анча мураккаб масала. Шунинг учун оддийроқ мисол қурамиз. Ноинерциал санок системасидаги тинч турган жисм инерциал санок системасига нисбатан тугри қизикли узгармас тезлик билан ҳаракат қилаётган бўлсин (6-расм).

Маятник урнатилган аравача тугри қизикли текис тезланувчан ҳаракат қилаётган бўлсин. Бунда маятник α бурчакка оғади. Инерциал санок системасида турган қузатувчи (йул четида турган одам) маятникка mg оғирлик қучи ва F_T таранглик қучи таъсир этапти деб ҳисоблайди.

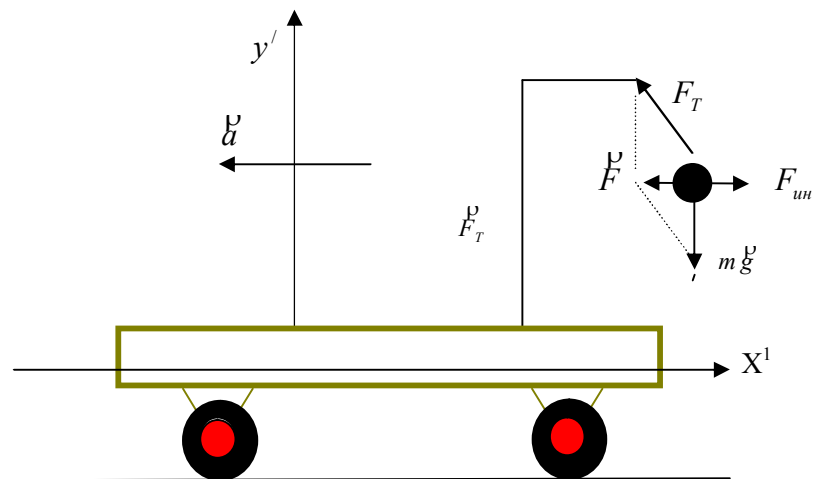
Бу қучларнинг тенг таъсир этувчиси:

$$F = F_m + mg = ma$$

Ноинерциал санок системасида турган қузатувчи (аравачадаги одам) маятник ∞ бурчакка оғишини сезади. Бу қузатувчи Ньютон конунларини қуллаш учун учинчи қучни киритишга мажбур булади:

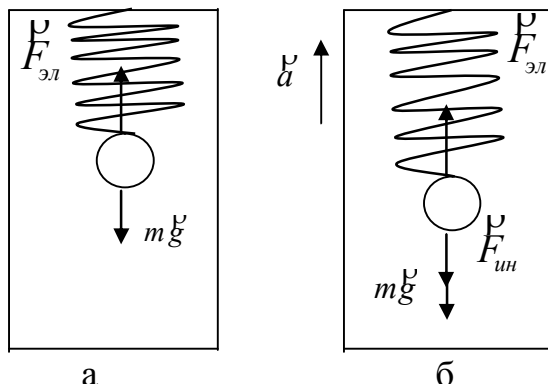
$$F_{ин} = - ma \quad (7)$$

Шундай килиб, инерция қучи жисм массаси билан тезланишининг қупайтмасини тесқари ишораси билан олинган қийматида тенг.



6-расм

Демак ноинерциал санок системасидаги жисмга учта куч: оғирлик кучи, таранглик кучи ва инерция кучи таъсир этиб, уларнинг вектор йиғиндиси нолга тенг, шунинг учун Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан бу системада жисм тезланишга эга эмас. Бошқа мисол кураимиз: Лифт шифтига пружинага бириктирилган m массали жисм осиб қуйилган. Лифт юқорига a -тезланиш билан қутариляпти. "Харакатсиз" кузатувчи (инерциал санок системаси) жисмга оғирлик кучи ва эластик кучи таъсир этади деб ҳисоблайди (7а-расм). Ньютоннинг иккинчи қонунига асосан $F_{эл} - mg = - ma$



7 - расм

"Харакатдаги" кузатувчи жисмга учта куч: mg , $F_{эл}$ ва $F_{ин}$ кучлари таъсир этишини сезади. Бу системага нисбатан жисм тинч ҳолатда бўлгани учун :

$$mg + F_{эл} + F_{ин} = 0$$

Уларнинг проекциялари

$$-mg + F_{эл} - F_{ин} = 0$$

$$\begin{matrix} ёки \\ mg + F_{ин} = F_{эл} \end{matrix}$$

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. Эйнштейн томонидан яратилган нисбийлик назариясининг принцип-ларидан биридир.

8.3. 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 тугри чизикли 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 турак жойи билан аниқланмайди. 76-расмдан маълум бўладики, жисмнинг огирлиги куйидагига тенг бўлади:

$$P = F_{ин} + mg \quad (1)$$

Вазнсизлик. Агар жисм таянчи билан пастга ҳаракат қилаётган бўлса, унда $F_{ин} = -mg$ мувофиқ равишда $P = -mg + mg$ (2)

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

а) "вазнсизлик кутарма" ларида (текшириш асбоблари билан баланд

қурилмадан эркин тушуётган контейнер);

б) Маҳсус траектория ("Кеплер тепаликлари") билан учаётган

самалётларда;

в) Атмосферанинг сийраклашган катламларига чиқарилган ракеталарда,

бунда двигатель учириб куйилади ва ракета эркин тушиш холатига

утади;

2) Иммерсия - зичлиги жисм зичлигига тенг булган суюкликка жисм

чуктириш.

Бунда жисмнинг огирлиги Архимед кучига тенг булиб колиб, вазнсизлик холати юзага келади ва жисм исталган йуналишда эркин куча олади. Мана шу нарсани назарда тутиш керакки, гидравнсизлик хакикий вазнсизликдан суюк мухитни жисмга берадиган каршилиги билан фарк килади.

Вазнсизликни узига хос моделларидан бири антиортостатистик холат - бунда ётган одам юкори кисми горизонтал чизикдан пастда жойлашади. Тажрибалар "бош билан пастга" холатига огиш бурчаги 4 мин. 30⁰ ташкил этади. Огиш канча катта булса, вазнсизлик шунча купаяди. Текширишлар шуни курсатадики, 15 минут 30⁰ бурчак остида туриш одамни вазнсизлик холатига чидамлилигини оширади.

Инсон бир вақтнинг узида хам огирлик кучи, хам таянч реакцияси таъсирида дунёга келади, яшайди. Вазнсизлик холатида таянчнинг булмаслиги одам ва хайвонлар танаси физиологиясида узгаришларни юзага келтиради. Вазнсизлик холати одамнинг куриш, тери ва мускул сезгилари ва бошка фаолиятларига уз таъсирини курсатади. Бу холатда одам йикилаётган ёки боши паст холда учаётгандек сезади. Вазнсизлик холатида кон хам вазнсиз булади. Натижада коннинг кайта таксимланиши пайдо булади: тананинг пастки кисмидан юкорига караб интилади. Айланаётган кон бошкарадиган хажм ва босим одам нерв системасига таъсир килади. Кон айланиш камаяди, натижада буйрак куп сув ишлаб чикади. Шу билан бирга чанкоклик камаяди - сувнинг манфий баланси содир булади. Вазнсизликда юзага келадиган физиологик холатлардан бири суяк ва мускуллар юкланмайди. Одам юрмайди, факат космик кема ичида сузади. Кема ичида харакат килиш учун оёқдан кура куллар купрок ишлайди. Вазнсизлик холатида яшаш учун космонвтлар албатта махсус машклардан утади.

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

$$\left| F_{ин} + mg \right| > mg$$

Одатда юклама куйидаги муносабатдан топилади:

$$\eta = \left| F_{ин} + mg \right| / (mg) = \left| -ma + mg \right| / (mg) \quad (3)$$

Масалан, агар ноинерциал система $a = -4g$ тезланиш билан харакат килса, юкланиш 5 га тенг булади (бешкарра юкланиш). Юкланиш вақтида кон айланиш секинлашади. Хақиқатан, одам юраги сатҳида кон босими 0, 12 атм. ташкил этади. Бош юракдан 30 см баландликда жойлашгани учун $4g$ тезланишда бу кон бошга етиб келади. $8g$ тезланишда кон айланишини таъминлаб туриши учун юрак босимини икки марта ошириш зарур булади. Тананинг "оёк-бош" йуналишида $5g$ юкланишда кон шунчалик огирлашадики, юрак конни бошга етказиб бера олмайди. Бу холда одам куз олдида "кора парда" (куз олди кораяди) сезади ва хушидан кетади. Агар тезланиш "бош-оёк" йуналишда юзага келса, кузлар олдида "кизил парда" пайдо булади ва бошга кон куйилиши юзага келиб, хушидан кетади. Космик кеманинг учиш вақтидаги юкланиши тахминан 5 с давомида $7g - 8g$ ни ташкил этади. $10g$ дан катта юкланишлар космик кемалари тушишида, тез учар самолётларнинг йуналишини бирданига узгартиришида, автомобил халокати вақтида юзага келади. Автомобиль халокати вақтида юкланиш $30g$ дан кичик булса, одам тирик қолиши мумкин.

9 - МАЪРУЗА

9. Мутлок каттик жисм механикаси

9.1. Мутлок каттик жисм кинематикаси

Деформацияланмайдиган каттик жисмлар - мутлок каттик жисмлар (МКЖ) деб аталади. МКЖ нинг хар кандай харакати икки оддий харакатдан - илгариланма ва айланма харакатлардан иборат.

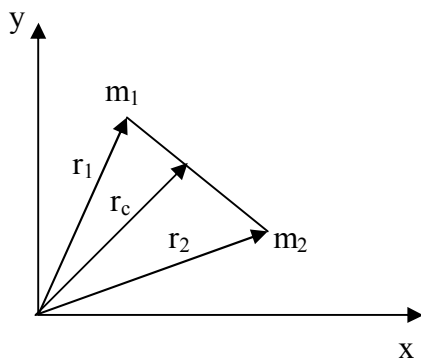
А. Илгариланма харакатда МКЖ нукталари бир хил кучади, шунинг учун бир нуктанинг харакатини урганиш кифоя килади. Одатда хар кандай нуктани танламасдан инерция маркази ёки масса маркази деб аталувчи нуктани танланади. Бир жинсли тортишиш майдонида бу нукта МКЖ маркази билан мос келади.

Моддий нукталар системалари инерция марказининг холати \vec{r}_c радиус вектор билан аникланади:

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

масалан, икки моддий нукта системаси учун куйидагича булади (*1-расм*).

$$\vec{r}_c = (m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2) / m_1 + m_2$$



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 куйидаги муносабатлардан аникланади.

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

(2) дан илгариланма харакатдаги МКЖ импульси куйидагича булади:

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

моддий нукта импульси: $m\vec{v}_c = \sum \Delta m_i \vec{v}_i$ (4)

Инерция маркази харакати тугрисида теорема: МКЖ харакатида инерция маркази жисмга таъсир этувчи куч таъсирида моддий нукталар каби кучади. Бу теоремага асосан ва Ньютоннинг иккинчи конунидан

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

МКЖ айланма харакати деб, каттик жисм ташкил топган нукталар марказлари айланиш уки деб аталувчи бир тугри чизик атрофидаги харакатга айтилади. Айланиш укидан хар хил масофада турган нукталарнинг чизикли тезликлари хар хил булиб, бир хил вакт ичида тенг бурчакка бурилади. Бу бурилиш бурчаги айлана ёйини радиусига булган нисбати билан аникланади.

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

Каттик жисм айланиш жадаллигини бурчак тезлик ифодалайди. Уртача бурчак тезлик

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

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

Бурчак тезлик улчов бирлиги $[\omega] = 1 \text{ рад/с}$ ω ва φ векторлар йуналишини унг кул коидасидан топилади: унг кул бармоклари билан айланиш укини хаёлан ушласак, очилган бош бармок $\Delta\varphi$ ва ω лар йуналишини курсатади. Бурчак тезлик жадаллигини бурчак тезланиш тавсифлайди: Уртача бурчак тезланиш

$$\varepsilon_{\text{урт}} = \frac{\Delta\omega^p}{\Delta t} \quad (9)$$

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

Бурчак тезланиш улчов бирлиги $[\varepsilon] = 1 \text{ рад/с}^2$ Текис айланиш, айланишлар даври T ва частотаси ν билан ифодаланади: Бир марта айланиб чикиш учун кетган вакт айланишлар даври дейилади:

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

Вакт бирлиги ичида айланишлар сони айланишлар частотаси дейилади:

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

9. 2. Бурчак ва чизикли тезликлар орасидаги богланиш

Каттик жисм айланиш бурчак катталиклари ва алохида нукталар чизикли катталиклари орасидаги богланишни куриб чикамиз. Айлана ёйи радиус билан куйидаги богланган

$$dS = R d\varphi \quad (13)$$

Бурчак тезлик $\omega = d\varphi / dt = (dS / dt) (1 / R) = v / R$
 ёки $v = \omega R$ (14)

Бурчак тезланиш $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{v}{R} \right) = \frac{1}{R} \frac{dv}{dt} = \frac{1}{R} a_\tau$
 ёки $a_\tau = \varepsilon R$ (15)

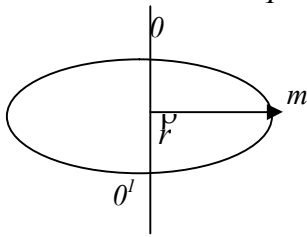
Марказга интилма тезланиш:

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

9. 3. Айланма харакат динамикаси

Инерция моменти. Куч моменти. Моддий нуктанинг OO' уқ атрофида айланма харакатини курамиз (2-расм). Моддий нукта инерция моменти:

$$I = m r^2 \quad (17)$$



2-расм

Каттик жисмни айланиш укига нисбатан моменти

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

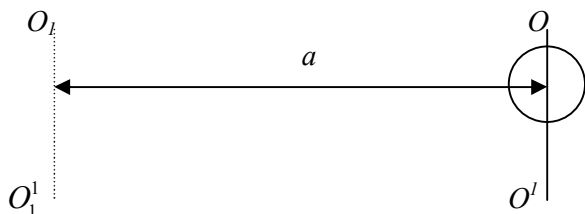
Баъзи жисмларнинг айланиш укига нисбатан инерция моментларининг ифодалари:

Халка: $I = m R^2$; Цилиндр: $I = \frac{mR^2}{2}$; Стержен: $I = \frac{mR^2}{12}$;

$$\text{Шар: } I = \frac{2}{5} mR^2$$

Штейнер теоремаси: Жисмнинг ихтиёрый уқка нисбатан инерция моменти шу жисмнинг инерция марказидан утувчи ва шу ихтиёрый уқка паралел булган уқка нисбатан инерция моменти I_c билан жисм массасининг ундан айланиш укигача булган масофанинг квадратиға купайтмаси йигиндисига тенг: $I = I_c + m a^2$ (19) бу ерда: m - жисмнинг массаси, a - ихтиёрый уқ

билан шу укка параллел, лекин инерция марказидан утувчи айланувчи укигача булган масофа. (3-расм). O_1O_1' -ихтиёрий ук, $O O'$ -инерция марказидан утувчи ук.



3-расм

Жисмнинг айланма харакати кучни куйилиш жойига боглик. Бу нарсани хисобга олиш учун куч моменти деб аталувчи катталиқ киритилган. Куч моменти таъсир этувчи куч билан кучни таъсир чизигидан айланиш укигача булган масофа - куч елкаларини купайтмасига тенг:

$$M = F l \quad (20)$$

Улчов бирлиги $[M] = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}$

10- МАЪРУЗА

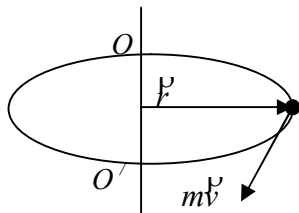
10. Импульснинг моментнииг сакланиш қонуни

10.1. Каттик жисм импульс моменти

Массаси m булган моддий нукта OO' ук атрофида айланаётган булсин. (1-расм). Импульс моменти деб куйидаги катталиқка айтамыз:

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

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



1-расм

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

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

$$(3) \text{ ни вектор купайтмаси: } \overset{P}{L} = [\overset{P}{F} m \overset{P}{v}] \quad (4)$$

$$\text{Бошка томондан (2) дан } \overset{P}{L} = I \overset{P}{\omega} \quad (5)$$

Шундай қилиб, L йуналиш жихатидан бурчак тезлик вектори ω билан мос тушади. Бутун жисмнинг импульс моменти каттик жисм хажми бўйича олинган интегралга тенг.

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

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

10. 2. Айланма харакат динамикасининг асосий қонуни

Илгариланма харакат динамикасининг асосий қонуни (Ньютоннинг иккинчи қонуни)ни моддий нукта учун дифференциал шаклда ёзамиз:

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

Фараз қиламиз, моддий нукта бу қуч таъсирида айлана бўйлаб харакат қилсин. (7) нинг унғ ва чап томонини радиус-векторга қупайтирамиз:

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

Қуч моменти ва импульс моменти формулаларидан

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

(8) ни (6) га қуйсақ $\frac{d(I \overset{P}{\omega})}{dt} = \overset{P}{M}$ ёки $I \frac{d \overset{P}{\omega}}{dt} = \overset{P}{M}$ Натижада айланма харакат динамиксининг асосий тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$I \varepsilon = M \quad (9)$$

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

Қучлар таъсирида айланаётган каттик жисм эришган бурчак тезланиш, ташки қучлар моментига тесқари пропорционал ва қуч моменти йуналишида йуналади.

10. 3. Импульс моментининг сақланиш қонуни

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

Ушбу мунособатдан куч momenti 0 га тенг, шунинг учун,
 $\frac{dL^P}{dt} = 0$ Демак эркин жисм импульс momenti узгармас

булади: $L^P = I\omega^P = const$ (11) механиканинг учинчи асосий сакланиш конуни- жисмлар механик импульсининг сакланиш конунидир: ёпик система ташкил этувчи жисмлар импульс моментларининг йигиндиси узгармас катталиқдир:

$$I_1\omega_1^P + I_2\omega_2^P + \dots + I_n\omega_n^P = I_1^1\omega_1^1 + I_2^1\omega_2^1 + \dots + I_n^1\omega_n^1 \quad (12)$$

Импульсининг сакланиш конуни айланувчи таянч (Жуковский скамекаси) мисолида куришимиз мумкин. Спорт тошлари (гантеллар)ни кулларини ёйган холда ушлаб турган киши инерция моментини оширади, аммо бурчак тезлик камаяди. Тошларни курагигача кисганида инерция momenti камаяди, асосан бурчак тезлик ортади

$$\text{Яъни } I_1\omega_1^P = I_2\omega_2^P$$

10. 4 Каттик жисм айланма харакатининг кинетик энергияси

Агар жисмга уни ушиб борувчи тезланиш билан айлантирувчи кучлар таъсир этаётган булса бажарилган иш куйидаги мунособатдан аниқ-ланади:

$$dA = M d\varphi \cos \alpha = M d\varphi^P \quad (12)$$

Айланма харакат динамикасининг асосий тенгламасидан фойдаланиб

$$\frac{d(I\omega)}{dt} = M \quad (13)$$

(13) га (12) ни куйиб, $dA = \frac{d(I\omega)}{dt} d\varphi$, ёки, I ни узгармайди деб хисоблаб, куйидагини хосил киламиз:

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

Бурчак тезлик ω дан, ω_2 га узгаргандаги тулик иш

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

Шундай килиб, жисмга айлантирувчи момент таъсир этса, кучларни бажарган иши айланма харакат кинетик энергиясини узгаришига тенг булади:

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

Умумий холда каттик жисм харакати илгариланма харакат ва айланма харакатлар йигиндисидан иборат

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

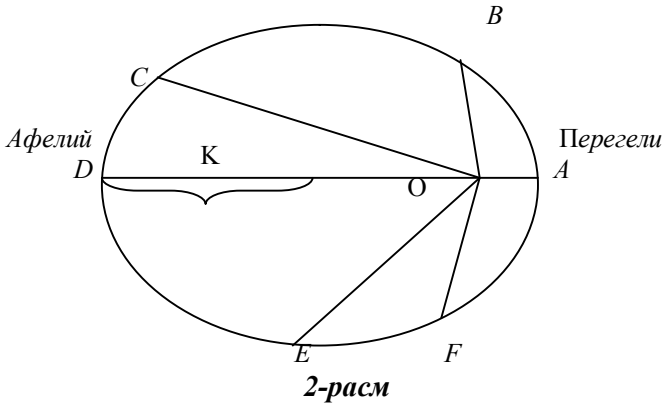
Жисмнинг айланма ва илгариланма харакатларини кинематик ва динамик катталикларини солиштирамиз:

<i>Илгариланма харакат</i>	<i>Айланма харакат</i>
Йул S	Бурилиш бурчаги ϕ
Кучиш $d\overset{P}{v}$	Бурчакли кучиш $d\overset{P}{\phi}$
Тезлик $\overset{P}{v}$	Бурчак тезлик $\overset{P}{\omega}$
Тезланиш $\overset{P}{a}$	Айланма харакат $\overset{P}{M} = I\overset{P}{E}$
Бурчак тезланиш $\overset{P}{E}$	Иш $dA = \overset{P}{F}d\overset{P}{S}$
Масса m	Иш $dA = \overset{P}{M}d\overset{P}{\phi}$
Инерция моменти I	Кинетик энергия $E_k = mv^2/2$
Куч $\overset{P}{F}$	Кинетик энергия $E_k = I\omega^2/2$
Куч моменти $\overset{P}{M}$	Импульс сакланиш конуни - $m\overset{P}{v} = const$
Импульс $\overset{P}{p} = m\overset{P}{v}$	Импульс моментининг сакланиш конуни $I\overset{P}{\omega} = const$
Импульс моменти $\overset{P}{L} = I\overset{P}{\omega}$	Илгариланма харакат $\overset{P}{F} = m\overset{P}{a}$
Куч импульс $\overset{P}{F}\Delta t$	
Куч моменти импульси $\overline{M}\Delta t$	
Динамиканинг асосий тенгламаси:	

10.5. Кеплер конунлари

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

Кеплернинг биринчи конуни: Ҳар бир планета эллипс бўйлаб айланади ва эллипснинг фокусларидан бирида Куёш туради (2-Расм) - Эллипс: К, S-фокус, ДА-Катта уқ, О-Марказ, $DO=OA=A$ катта ярим уқ, $L = \frac{OS}{OA}$ - чузиклиги (эксцентриситети)



Кеплернинг иккинчи конуни: Планетанинг радиус-вектори тенг вақтлар ичида тенг юзалар чизади, яъни планета АВ ва СД ёйларни тенг вақтлар ичида чизган бўлса, SAB ва SCD юзалар бири-бирига тенг (2-расм) Кеплернинг учинчи конуни: 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 конуни планеталарнинг Куёшга булган уртача масофаларини уларнинг юлдуз даврлари билан боғлайди ва планеталарнинг Куёшга булган нисбий масофаларини аниқлашга имкон беради.

10.6. Космик тезликлар

Кинетик энергия, гравитацион потенциал энергия ва бутун олам тортишиш конунларидан космик тезликларни ҳисоблашимиз мумкин. Ер атропоиди айлана буйлаб ҳаракат қилувчи суний йулдошнинг тезлиги биринчи космик тезлик дейилади. Ньютоннинг иккинчи конунидан:

$$F = F_{oz} = mg = ma_n \text{ ёки } mg = ma_n = \frac{mv_1^2}{R_{ep}},$$

бундан биринчи космик тезлик

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

Ернинг тортишишдан чиқиб кетиш учун зарур булган тезлик иккинчи космик тезлик дейилади. Тулик механик энергиянинг сакланиш конунидан,

$$\Delta E_{\max} = 0 \text{ ва х.к } E_{\max 2} - E_{\max 1} = 0, \text{ ёки } E_{k1} + E_{n1} = E_{k2} + E_{n2}$$

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

Демак

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

(19)

Куёш системасидан чиқиб кетиш учун зарур булган тезлик учинчи космик тезлик дейилади. (19) дан $g_k = 280 \text{ м/с}^2$ ни, $M_k = 2 * 10^{30} \text{ кг}$, $R_{орб} = 1.2 * 10^{11} \text{ м}$ ни ҳисобга оласак учинчи космик тезлик $v_m = 42 * 10^3 \text{ м/с}$ келиб чиқади.

11-МАЪРУЗА

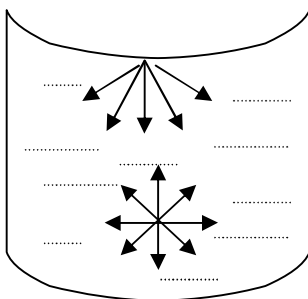
11. Суюклик ва газлар механикаси.

11.1. 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.

11.2. Сирт таранглиги.

Сув томчиси, шудринг ва х.к. шакллари сферик булади. Бунинг сабаби суюклик сиртида таранглик юзага келади. Сув сиртидаги юпка пардани хосил булишини молекулаларнинг узаро таъсиридан тушунтириш мумкин. (1-расм). 1-расмда суюклик ичидаги ва сиртидаги молекулага таъсир этувчи кучларнинг йуналиши курсатилган.



Суюклик сиртидаги молекулага суюклик ичига йуналган куч таъсир этади, натижада суюклик сирти таранглашади. Бу куч таъсирида суюклик сирти сферик шаклни олишга интилади, чунки сфера энг кичик юзали шаклдир. Сирт таранглик коэффициентини таъсир этувчи кучни сирт узунлигига булган нисбатига тенг.

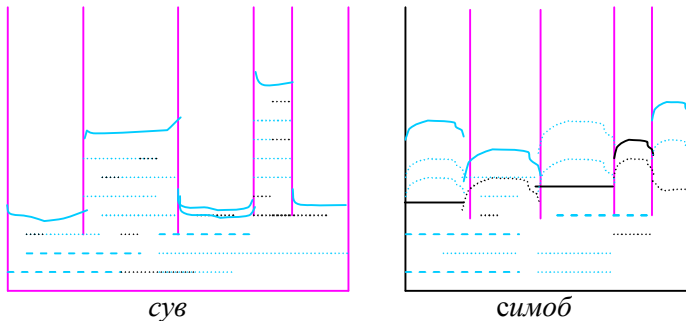
$$\alpha = \frac{F}{L} \quad (1) \quad [\alpha]=1 \text{ н/м};$$

11.3. Хуллаш

Шиша идишдаги сувнинг идиш деворларига тегиб турган кисми кутарилган булади. Бу ходиса хуллаш дейилади. Хуллаш ходисаси суюклик ва идиш молекулалари орасидаги узаро таъсирга боғлиқ. Сув молекулаларини идиш молекулалари купрок тортади, симобда эса аксинча, симоб молекулалари идиш молекулаларини купрок тортади, шунинг учун симоб идишни хулламайди. Кичик диаметрли найларда суюклик устунни атрофидаги суюкликлар сатхларидан кутарилмайтими ёки пасайяптими куриш мумкин.

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

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



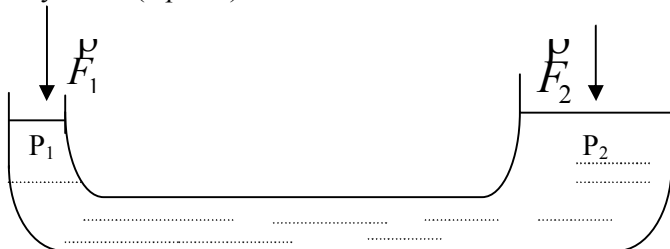
2 - расм

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

11.4. Паскаль конуни.

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

Паскаль конунинг 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 тугри пропорционал.

11.5. Архимед кучи

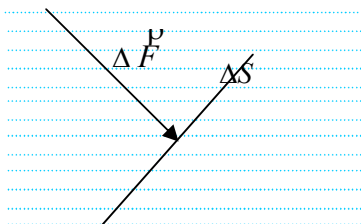
Суюкликка ботирилган жисмга суюклик томонидан итариб чиқарувчи куч таъсир этади. Бу ходиса тугрисида биринчи марта Архимед (э.а.287-212) фикрлаган. Унинг конуни шундай

таърифланади: суюкликка ботирилган жисмга жисм сиқиб чиқарган суюклик оғирлигига тенг итариб чиқарувчи куч таъсир этади. $F_A = \rho_c g V$ (4) бу ерда ρ_c - суюклик зичлиги, v - суюкликка ботирилган жисм ҳажми.

11.6. Суюклик ва газларда босим

Механиканинг суюкликлар ва газларнинг ҳаракатини ва мувозанатини урганадиган булимлари гидромеханика дейилади. Суюкликлар молекулаларининг бирмунча силжувчан булиши, ҳажми буйича кам сиқилувчанлиги уларнинг асосий хоссаси ҳисобланади. Агар бирор идишга солинган суюкликнинг ихтиёрий юзига куч билан таъсир этсмак (4-расм), бу таъсир куйидаги формула билан характерланувчи босим P билан аниқланади:

$$P = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta S}$$



4-расм

бу ерда ΔF юзага таъсир этувчи барча кучларнинг тенг таъсир этувчиси булиб, у шу юзага тик таъсир этади деб қаралади. Улчов бирлиги $1 \text{ Па} = 1 \text{ н/м}^2$, $1 \text{ мм. сим. уст.} = 133 \text{ Па}$ Икки турли баландликдаги суюкликнинг босимлари P_1 ва P_2 бир-биридан фарк қилади. Бу фарк шу баландликлар орасида ётган ва қундаланг кесими бирга тенг булган суюклик вертикал устунининг оғирлик кучига тенг, яъни,

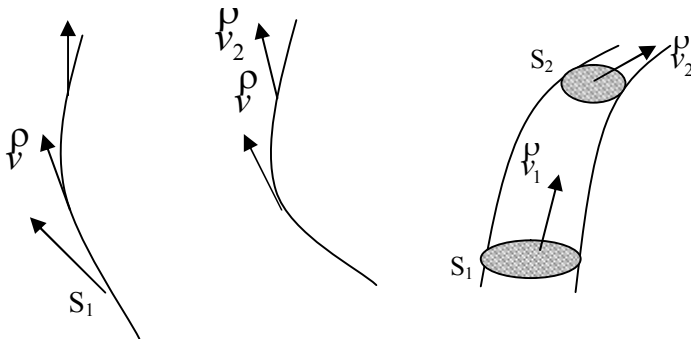
$$P_2 = P_1 + \frac{\rho V g}{S} = P_1 + \rho g h \quad \text{ёки} \quad P_2 = P_1 + \rho g h \quad (6)$$

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

11.7. Суюликда ҳаракатнинг баъзи хоссалари. Бернулли тенгламаси

1. Оқимнинг узлуксизлиги. Суюклик зарраларини қузатмасдан фазонинг алоҳида нукталарини қузатиб, шу

нукталардан суюклик зарралари кандай тезлик билан утаётганини кайд килиб бориш йули билан суюклик харакатининг конуниятларини тушунтириш мумкин. Бу усул Эйлер усули дейилади. Харакатланаётган суюкликда шундай нукталар утказамизки, уларнинг уринмалари хар бир нуктада йуналиши V вектор йуналиши билан устма-уст тушади. Бу чизиклар оким чизиклари дейилади (5-расм).



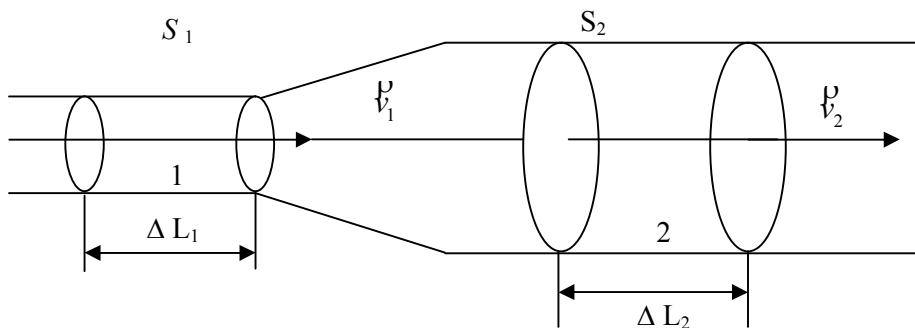
5-расм

Агар тезлик вектори фазонинг хар бир нуктасида 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 булиши керак:

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

Яъни сикилмас суюклик учун трубанинг исталган кесимида Sv катталиқ узгармас булиши керак экан: $Sv = \text{const}$ Бу олинган натижа окимнинг узлуксизлик тенгламаси булиб, окимнинг узлуксизлиги хақидаги теоремани мазмунини беради. Бу формулага асосан оким найининг кесими торрок булса, сикилмас суюклик заррачалари тезроқ харакат килади ва аксинча.

2. Бернулли тенгламаси. Стационар оқаётган идеал суюкликда (ёпишқоклик хисобга олинмайди) S_1 ва S_2 кесимли оким найини ажратиб олайлик. (6-расм). Бу кесимлар орасидаги суюкликнинг массаси m булсин. Бу суюкликнинг dm масасли бир қисми найининг S_1 кесимидан v_1 тезлик билан Δt вақт да утиб маълум кинетик энергияга эга булсин: $E_{k1} = \Delta m \cdot v_1^2 / 2$ S_2 кесимдан утган суюклик кинетик энергияси: $E_{k2} = \Delta m \cdot v^2 / 2$



6-расм

Кинетик энергияни узгариши $E_{к2}-E_{к1}=\Delta A$ ёки

$$\frac{\Delta m v_2^2}{2} - \frac{\Delta m v_1^2}{2} = F_1 \Delta l_1 - F_2 \Delta l_2 = P_1 S_1 \Delta l_1 - P_2 S_2 \Delta l_2$$

Бу формулани зичлик оркали ёзсак:

$$\frac{\rho v_2 \Delta L_2}{2} - \frac{\rho S_1 \Delta L_1 v_1^2}{2} = \rho_1 S_1 \Delta L_1 - \rho_2 S_2 \Delta L_2$$

Найнинг хар хил кисмидаги кесимлардан бир хил вақт ичида утган

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

суюклик хажмлари тенг:

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

(8) идеал сикилмас суюкликлар учун Бернулли тенгламасидир. Бу тенглама хар хил баландликка эга булган нукталар учун куйидаги курунишга эга булади:

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

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.

3. Ламинар ва турбулент оқим

Баъзи ҳолларда суюқлик гуё аралашмасдан бир-бирига нисбатан сирпанаётган қатламларга ажралган ҳолда оқиди. Бундай оқим ламинар оқим дейилади. Ламинар оқим стационар оқимдир.

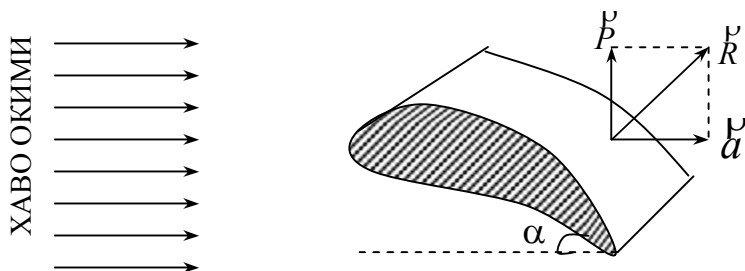
Оқимнинг тезлиги ёки қундаланг улчамлар узгарса, оқим характери кескин узгаради. Суюқлик интенсив равишда аралаша бошлайди. Бундай оқим турбулент оқим дейилади. Турбулент оқим ностационар булади. Идиш деворлари ёнида турбулент оқим тезлиги ламинар оқим тезлигига нисбатан кучлироқ, кесимнинг қолган қисмларида эса қупроқ узгаради. Инглиз олими О.Рейнольдс оқим характери ёки суюқликдаги ишкалиниш унинг номи билан юритиладиган Рейнольдс сони Re га боғлиқ бўлишини аниқлади:

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

бу ерда η - суюқлик қовушқоқлиги, ρ - суюқликнинг зичлиги, V - тезлиги, L - суюқлик оқимига тукнашган жисмнинг улчами. Рейнольдс сони критик қийматдан кичик бўлса, ламинар, қатта бўлса турбулент оқим қузатилади.

11.8. Жисмларнинг суюқликлар ва газлардаги ҳаракати.

Жисм суюқлик ва газларда ҳаракатланганда унга маълум R қуч таъсир қурсатади. R қучнинг Q ва P ташкил этувчилари, мос равишда, пешона қаршилиқ қучи ва қутарувчи қуч деб аталади (7-расм)



7-расм

Жисм қовушқоқ суюқликларда ҳаракатланганда юпка суюқлик қатлами жисмнинг сиртига ёпишиб ва у билан бирга ҳаракатланиб ёнидаги қатламларини ишқаланиш туфайли эргаштириб кетади. Натижада жисм тезлик градиентига эга бўлган

суюклик катлами билан уралиб қолади. Бу катламни чегара катлам дейлади. Унда ишқаланиш кучлари мавжуд булиб, натижада пешона каршилиқни вужудга келтиради. Чегара катламнинг мавжудлиги жисмнинг оқим харакатини узгартириб юборади. Тула айланиб оқиш мумкин булмай қолади. Сиртдаги катламда ишқаланиш кучларининг таъсири жисмнинг сиртидан оқимнинг ажралиб чиқишига ва натижада жисмнинг орқасида уюрмалар хосил булишига олиб келади. Уюрма соҳасида босим пасаяди, шунинг учун босим кучларининг тенг таъсир этувчиси 0 дан фарқли булиб пешона каршилигини вужудга келтиради. P ва Q - кучларнинг микдори харакатланувчи жисмнинг шаклига, суйрилигига, улчамларига, жисмларнинг хаво оқимиға нисбатан жойлашувига (α - атака бурчагига) боғлиқ. И.Ньютон суюкликлар катламлари орасидаги ички ишқаланиш кучи:

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

эканини кашф этди. Бу ерда η - ковушкоклик коэффициенти (динамик ковушкоклик), Δv -тезлик, S- суюклик катламларининг юзи. Демак, катламлар орасидаги ички ишқаланиш кучи катламлар

юзига тугри пропорционал. Агар (11) да $\frac{\Delta v}{\Delta \lambda} = 1$ S=1- булса $\eta = F_{ин}$

булади. Ковушкоклик улчов бирлиги:

$$[\eta] = \frac{F_{ин}}{\left[\frac{\Delta v}{\Delta L} \right] [S]} = \frac{Hm}{m / c * m^2} = H \frac{c}{m^2} = Pa \cdot c = 10 П$$

(П-пуаз- француз олими Ж.Пуазейль номига куйилган)

$$\text{Кинематик ковушкоклик } v = \eta / \rho$$

Пуазейль радиуси r булган трубадан, труба охирларида босимлар фарқи $P = P_1 - P_2$ булганда Ламинар оқимнинг уртача тезлиги:

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

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

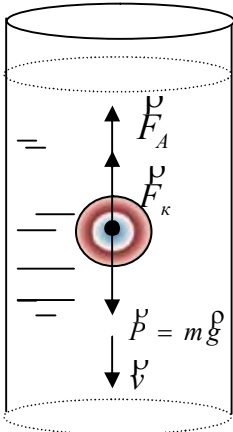
11.9. Г.Стокс конуни.

Радиуси r булган шар ковушкоклиги η - булган суюкликда харакат килса, суюкликни шар- га курсатган каршилиқ кучи F_k динамик ковушкоклик коэффициентга, шарнинг суюкликка

нисбатан ҳаракат тезлигига ва шарнинг радиусига тугри пропорционал: $F_{\kappa} = -6\pi\eta rv$ (13)

Бу конун Стокс конуни деб аталади. Умуман олганда суюклик ёки газ ичида вертикал тушаётган шарчага 3 та куч: пастга йуналган оғирлик кучи: $P = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g$ (r -шарчанинг радиуси, ρ -унинг зичлиги)

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



3). Шарчанинг ҳаракатига тескари, яъни юқорига қараб йуналган қаршилик кучи F_{κ} таъсир қилади.

Оғирлик кучи ва Архимед кучи тезликка боғлиқ эмас, қаршилик кучи эса тезликка боғлиқ. Шу сабабли маълум v_0 тезликка эришилгач, Архимед кучи билан қаршилик кучи қушилиб оғирлик кучини мувозанатлайди. 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 қовушқоқ муҳитда текис тушиш тезлиги, унинг радиуси квадратига тугри, суюклик қовушқоқлигига тескари пропорционал.

12 - МАЪРУЗА

12. Статистик физик элементлари

12.1. Статистик физика ва мувозонатли ҳолат

Макроскопик системалар хоссаларини молекуляр-кинетик тасаввурлар асосида ва математик статистик усуллар билан урганувчи назарий физика булими статистик физика деб аталади. Термодинамик системаларнинг ҳолатлари термодинамик параметрлар-система ҳолатини тавсифловчи ҳамма физик

катталиклар кийматлари билан аникланади. Агар термодинамик параметрлардан бири бошқа кийматга эга булса, бунда системанинг холати хар хил булади. Агар холат вақт буйича узгармаса стационар холат дейилади. Стационар холатдаги системани мувозонат холатдаги система дейилади. Асосий термодинамик параметрлар босим, харорат ва хажмдир. Термодинамикада система холатлари катталикларини ички ва ташкига ажратилади. Системага таъсир этаётган ташки жисмлар координатасига боғлиқ булган параметрлар ташки дейилади. Масалан, газни хажми ташки жисм-идиш деворларига боғлиқ булгани учун ташки катталик хисобланади. Жисм ташкил топган заррачалар тезликларига боғлиқ булган катталиклар ички катталиклар дейилади. Масалан, босим ва система энергияси. Статистик физика мувозонат холатдаги системаларни куриб чиқади. Статистик физиканинг асосий вазифаси системаларни атом тузилиши нуктаи назаридан хоссаларини урганишдан иборат. Статистик физикада квант механикасида урганиладиган алохида атом, молекула элементар заррачалар хоссалари ва конунлари асос килиб олинади.

Куп сонли заррачалардан ташкил топган системалар холатини статистик конуниятлар билан ангикланади. Бунинг учун физик катталикларни уртача киймати олинади. Алохида зарралар харакатини тавсифлайдиган конуният (динамик конуниятлар) лар билан статистик конуниятлар орасидаги боғланиш шундан иборатки, статистик физика урганадиган макроскопик системалар хоссалари алохида зарралар харакат конунларига боғлиқ.

12.2. Системалар холатини эхтимоллиги

Турли системалар холати у ёки бу эхтимоллик билан аникланади. w_i холатни i эхтимоллиги, бу холат булиши мумкин булган t_i вақтни, системани кузатиш тула вақтга нисбатини чегарасига айтилади.

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

Агар бирор M физик катталик холат функцияси булса ва M_i кийматларни олса, у вақтда система i холатда дейилади. Система i холати эхтимоллиги, M физик катталик M_i киймат олиш эхтимоллиги билан устма-уст тушади. Агар M катталикни тула улчашлар сони N булса, M катталикни M_i киймат олгандаги

улчашлар сони N_i га тенг булса, унда $\omega_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N}$. Система холатини узлуксиз узгаришида, катталиклар оралигини хисобга олинади. M катталикни M дан $M+dM$ ораликда олиши мумкин булган кийматлари эхтимоллиги

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

Бу ерда dt_m - системани M дан $M+dM$ ораликда ub холатларда булиши вакти.

dM интервалда dt_m ва $d\omega_M$ катталиклар куйидаги катталикларга пропорционал булади.

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

бу ерда $\sigma(M)$ - эхтимолликлар зичлиги ёки эхтимолликлар таксимот функцияси дейилади. Холатлар эхтимоллигини

меёрлаш шарти: Дискрет холатларда $\sum_i \omega_i = 1$

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

M -катталикни статистик уртача киймати $\bar{M} = \sum_i M \omega_i$ Агар M

катталик узлуксиз узгарса $\bar{M} = \int M d\omega(M) = \int M \delta(M) dM$

Бу ерда интеграллаш система холатини хамма холатлари буйича олинади. масалан, бир атомли газ молекуласининг уртача кинетик энергияси:

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

12.3. Гиббс таксимоти

Атрофдаги жисмлар билан таъсирлашмайдиган ва узгармас энергияга эга булган ёпик макроскопик системалар турли холатларининг таксимоти Гиббснинг микроканоник таксимоти деб аталади. Бундай система уйготилган булади: энергиянинг хар бир кийматига холатларнинг турли кийматлари тугри келади. Берилган холатнинг $\delta(E)$ уйготиш даражаси E энергияга эга булган холатлар сони деб аталади. Микроканоник таксимот бир хил энергияга эга булган турли холатларнинг тенг эхтимоллигига асосланган. Маълум энергия билан исталган холатда узок вакт

буладиган макроскопик системаларни эргодик системалар дейилади. Бундай системаларда макроскопик система бирор вақт ичида E энергияга эга булган ҳолатда булса, вақт утиши билан шундай энергияли ҳар қандай ҳолатига уз-узидан утади ва улاردан ҳар бирида бир хил узок була олади.

Системанинг $\omega(E_i)$ ҳолати эҳтимоллиги Гиббснинг микроканоник тақсимоотида ифодаланади:

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

Пропорционаллик коэффициентини C меъёрлаш шартидан аниқланади:

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

Макроскопик системаларнинг бирор қисми булган квазиёпик системаларнинг турли ҳолатларини тақсимоот эҳтимоллиги Гиббснинг каноник тақсимооти дейилади. Ёпик системанинг бошқа қисмларидан уртача хусусий энергияси катта булган қисми квази ёпик система дейилади.

Масалан, идеал газнинг ҳар бир молекуласи жуда паст ҳароратларда квази ёпик системаларни ҳосил қилади. Унинг хусусий кинетик энергияси узаро таъсир энергиясидан катта булади. Системалар ҳолати эҳтимоллиги фақат энергияга боғлиқ. Гиббснинг каноник тақсимоотига асососан:

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

Бу ерда $\omega(E_i)$ - квазиёпик системани E_i энергияли ҳолатда булиш эҳтимоллиги, $\delta(E_i)$ - уйғониш даражаси, Q - каноник тақсимоот

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

модули ёки статистик ҳарорат булиб, у энергетик улчовларда ифодаланади. $Q=KT$ - статистик йигинди

12.4. Максвелл-Больцман тақсимооти

Максвелл-Больцман тақсимооти ёки қонуни газ молекуласини майдон потенциали булмаган координата ва тезликлар буйича тақсимоотини ифодалайди. Бу тақсимоотнинг қурак ишла-тиладиган формуласи: а)

$$dn_v = \frac{4n_0}{\sqrt{\pi} v_3^3} e^{-\frac{1}{v_3^2} \left(v^2 + \frac{2E_n}{m} \right)} v^2 dv$$

Бу ерда v_3 - молекуланинг энг катта эхтимоллик тезлиги, dn_v - хажм бирлиги ичидаги молекулалар сони, E_n - молекула потенциал энергияси $n_0 - E_n = 0$ нуктадаги хажм бирлиги ичидаги молекулалар сони

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

Бу ерда dw - молекулаларнинг фазовий хажмда координата ва импульснинг булиш эхтимоллиги. Масалан, Гравитацион майдондаги Больцман таксимотини курайлик. Тортишиш майдони

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

m массали молекулаларнинг потенциал энергияси: $E_n = mgh$, бу ерда h -баландлик ва g -эркин тушиш тезлиниши. Хар бир баландликда харорат билан аникланадиган молекулаларнинг тезликлар буйича Максвелл таксимоти мавжуд. Максвелл таксимотини импульслар буйича интегралласак $dx \cdot dy \cdot dz$ хажмдаги молекулалар сонини беради:

$$\text{Газ зичлиги } \sigma = \frac{dn(x, y, z)}{d_x d_y d_z} m \quad \text{баландликлар буйича}$$

экспоненциал конун асосида камаяди. $\sigma = const \cdot e^{-\frac{mgh}{KT}}$ Бу ифодадаги узгармас (const) $h=0$ булганда, шартидан аникланади.

Шундай килиб, $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{mgh}{KT}}$ (барометрик формула). Газ зичлиги $h = \frac{KT}{mg}$ баландликда h - марта камаяди. Бу h ни гравитацион

майдонда Больцман таксимоти узунлигининг тавсифи дейилади.

13 - МАЪРУЗА

13. Газлар молекуляр-кинетик назариянинг асослари

13.1. Макроскопик параметрлар

Физиканинг молекуляр физика булимида жисмларнинг ташкил этган заррачалар: атом, молекула ва ионларнинг узаро

богликлиги ва бу богланишнинг жисмлар физик хоссаларига таъсири урганилади. Молекуляр кинетик назария ҳамма моддалар энг майда заррачалар-атомлар, молекулалар ва ионлардан тузилган ва бу заррачалар ҳамма **вакт** тухтовсиз ва тартибсиз ҳаракатда бўлади ҳамда заррачалар орасида узаро тортишиш ва итаришиш кучлари мавжуд, деб қарайди. Молекулаларнинг тухтовсиз ва тартибсиз ҳаракати иссиқлик ҳаракати ёки иссиқлик дейилади. Моддаларнинг физик хоссаларини ва улардаги физик ходисаларни урганишнинг икки хил усули мавжуд: биринчиси термодинамик, иккинчиси-статистик усулдир. Термодинамик усул молекуляр ходисаларга эътибор бермайди ва моддалардаги ҳамма физик ходисалар энергетик нуктаи назардан урганилади ва модданинг ҳолати макроскопик параметрлар ёрдамида ифодаланади. Масалан: газларнинг ҳолатлари, ҳолат параметрлари деб аталувчи катталиқлар билан ифодаланади, бу параметрларга **ҳажм** (V), **босим**(P), **харорат** (T) киради. Агар қаралаётган ҳолат термодинамик мувозонатда бўлса, ҳолат тенгламаси:

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

қуринишда ёзилади. Бу тенглама физик бир жинсли модда ёки система учун термодинамик ҳолат тенгламаси дейилади. Клапейрон, Ван-дер Ваальс 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 қиймтларидан фойдаланган ҳолда чуқурроқ тушунтириб беради.

13.2. Молекуляр кинетик назариянинг асосий тенгламаси

Молекуляр-кинетик назарияга асосан бирор идишдаги газ ҳаракатланаётган молекулаларнинг тупламидан иборат. Хаотик ҳаракат эса 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

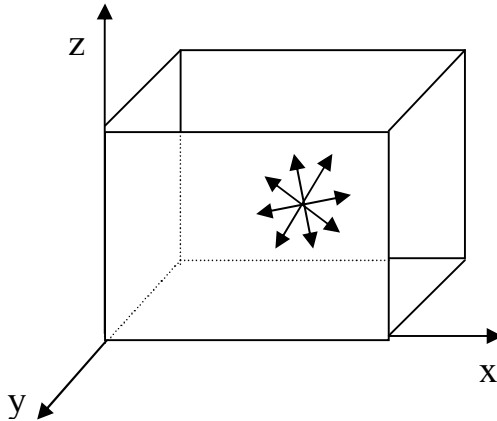
$$P \approx f\left(\frac{U}{E}\right) \quad (2)$$

Шу функционал боғланишни ифодалаак, идеал газ кинетик назариясининг асосий тенгламасини топамиз. Газ молекулалари идиш деворига келиб урилганда молекула идиш деворига импульс

беради, бу импульснинг сон киймати молекула импульснинг узгаришига тенг. Идиш деворига урилайтган молекулаларнинг уша деворга берадиган импульсини хисоблаймиз. Фараз килайлик, куб шаклдаги идишда p та молекуладан иборат идеал газ бор (1-расм), хар бир молекуланинг массаси m га тенг булсин. Харакат микдорининг узгариш конгунига асосан куч импульси харакат микдорининг узгаришига тенг.

$$f_x \Delta t = m v_x - (-m v_x) = 2m v_x$$

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



Сабаби шу ΔS юзли девор томон харакат килайтган молекулаларнинг 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 импульси:

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

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

$\frac{F_x \Delta t}{\Delta S \Delta t}$
яъни

нисбат деворга X йуналишда берилайтган босимга тенг,

$$P = m_0 n v_x^2 \quad (6)$$

$$p_x^2 = p_y^2 = p_z^2 = \frac{1}{3} p^2 \quad (7)$$

бу ерда \bar{v}^2 алохида молекулалар тезликлари квадратларининг уртача миқдори булиб у газ молекулаларининг уртача квадратик тезлиги деб аталади. У холда:

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

Паскаль конунига асосан барча йуналишларда газнинг босими бир хил яъни $P=P_x=P_y=P_z$ Шунинг учун газ босими $P = \frac{1}{3} m_0 n v^2$ (9)

Бу (9) тенглама молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидир.(9)ни куйидагича ёзиш мумкин:

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

$E = \frac{m_0 v_{KB}^2}{2}$ -молекуланинг кинетик энергияси, шу сабабли

молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасини куйидаги курилишда келтириш мумкин:

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

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

13.3. Газ абсолют ҳароратининг молекулалар уртача кинетик энергиясига боғлиқлиги

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламаси

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

дан газ босими хажм V ва концентрация n узгармас булганда молекулаларнинг уртача кинетик энергиясига боғлиқ булар экан. Ҳақиқатан, тажрибада $V=\text{const}$ булганда газнинг босимини киздириш ёки совутиш билан узгартириш мумкин. Демак, газнинг ҳароратини узгартириш унинг уртача тезлигини ёки уртача кинетик энергиясини узгаришига олиб келади. Бу эса уз навбатида газ босимининг узгаришига сабаб булади. Идеал газ учун ҳарорат молекулаларнинг уртача кинетик энергиясининг $2/3$ қисмига тенг деб ҳисоблаш қулай чунки шунда (12) ифоданинг курилиши соддалашади.

Агар шу тарзда аниқланган хароратни Q харфи билан белгиласак, яъни $Q = \frac{2}{3} E^p$ десак, (12) ифода куйидагича ёзилади. $P=nQ$

(13)

Бу холда аниқланган харорат энергия бирликларида улчанади. Буни эса турмушда куллаш нокулайдир. Агар хароратни градусларда улчайдиган булсак, у холда энергетик бирликни градусларга утказиш учун кандайдир K коэффициент киритамиз. Бу холда градусларда ва энергетик бирликларда булган хароратлар хамда молекулаларнинг уртача кинетик энергияси орасидаги боғланишни куйидагича ёзиш мумкин.

$$Q = \frac{2}{3} E^p = KT \quad (14)$$

$$\text{Демак,} \quad E^p = \frac{2}{3} KT \quad (15)$$

Бу ифодадан абсолют хароратнинг физик маъносини куйидагича таърифлаш мумкин. Харорат бу физик катталиқ булиб, модда молекулаларининг илгариланма харакатини уртача кинетик энергиясини таъвсифлайди. Энергия билан харорат орасидаги мунособатни ифодалайдиган коэффициент $K=1,38 \cdot 10^{23} \text{ ж\к-}$ Больцман доимийси деб аталади.

13.4. Молекулалар харакатининг уртача квадратик тезлиги

Агар $T=0$ булса (15) дан $E=0$, яъни $V_{KB}=0$ булади. Демак, абсолют ноль хароратда молекуланинг илгариланма тезлиги нолга тенг. Лекин атом ичидаги харакат нолга тенг булмайди. Агар (15) ни куйидагича ёзсак:

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

$$\text{бундан} \quad V_{KB} = \sqrt{v^{-2}} = \sqrt{\frac{3KT}{m_0}} \quad (17)$$

ёки $K=R/N_A$ ни хисобга олсак:

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

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

13.5. Молекулалар сонининг тезликлар буйича тақсимоти (Максвелл тақсимоти)

Уртача квадратик тезлик молекулалар ҳаракатининг фақат статистик тавсифидир. Ҳақиқатда эса молекулалар тезлиги, унинг йуналиши ва катталиги молекуляр-кинетик назарияга асосан узлуксизлик узгайиб туради. Шу сабабли айнан бир вақтда молекуланинг аниқ тезлигини топиб бўлмайди. Шу тезликлар интервали диапазонини жуда кичик Δv -га тенг интервалчаларга булаемиз. Бу ҳолда ҳар-бир тезликнинг Δv -интервалига бирор Δn -молекулалар сони ёки $\Delta n/n$ улуши тугри келади.

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

нисбат молекуларнинг тезликлари буйича тақсимот функцияси дейилади. Бу тақсимот функциясини инглиз физиги Максвелл эҳтимоллар назариясига асосланиб топган эди. Максвелл тақсимотига асосан $v, v+dv$ -ораликдаги тезликка эга бўлган молекулалар сони:

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

бунда n - идеал газ молекулалари сони: $v_0 = v/v_3$ нисбий тезлик; v - оний тезлик, v_3 - энг катта эҳтимолли тезлик бўлиб, купчилик молекулалар тезлигига тугри келадиган тезликдир.

Максвелл қонунига қура газ ҳолати уч хил тезлик билан тавсифланади:

1. Энг катта эҳтимолли тезлик

$$v_3 = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

2. Уртача арифметик тезлик

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

3. Уртача квадратик тезлик:

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

Бу формулаларни таққосласак, $v_{кв} > \bar{v} > v_3$ экани қуриниб турибди. Булар орасидаги микдорий мунособат: $v_{кв}=1,09 \bar{v}=1,22 v_3$

(20) ёки 1:1,09:1,22 нисбатдадир. Масалан, 0°C хароратда кислород молекуларининг уртача квадратик тезлиги $v_{\text{кв}}=460$ м/с деб олинади. У холда $v=423$ м/с ва $v_s=377$ м/с кийматга эга.

13.6. Энергиянинг эркинлик даражаси буйича таксимоти

Жисмнинг эркинлик даражаси деб, унинг фазодаги холатини, вазиятини ва харакатини характерловчи бир-бири билан боглик булмаган мустакил координаталар сонига айтилади. Бир атомли газ учун эркинлик даражаси $i=3$, икки атомли газ учун $i=5$, уч ва ундан ортик атомли газлар учун $i=6$ га тенг. Молекуляр-кинетик назарияга асосан иссиклик мувезонатида молекулалар тартибсиз харакатда буладилар. Лекин молекулаларнинг кинетик энергиялари мавжуд булган барча эркинлик даражалари буйича тенг таксимланган булади. Бу тушунча энергиянинг эркинлик даражалари буйича тенг таксимланиши ёки энергиянинг эркинлик даражаси буйича тенг таксимланиши хакидаги Больцман теоремаси хам дейилади. Молекуланинг эркинлик даражасига тугри келадиган уртача кинетик энергиясин хисоблаш учун (15)

формуладан фойдаланамиз:
$$\bar{E} = \frac{i}{2} KT$$

Молекуланинг бир эркинлик даражасига тугри 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 эркинлик даражасига ва абсолют хароратига тугри пропорционал. (21) формулага асосан бир, икки ва уч атомли молекуларнинг тулик энергияси

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

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

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

Газнинг бир моли учун $N=N_A$, $K = \frac{R}{N_A}$ булгани учун бир моль

газнинг ички энергияси U_m учун куйидаги 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 куйидагича ёзилади:

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

демак, маълум массага эга булган идеал газ ички энергияси эркинлик даражаси сони i узгармас булганда, абсолют хароратга тугри пропорционал булар экан.

14 - МАЪРУЗА

14.1. Идеал газ ва изожараёнлар

Идеал газ деб: куйидаги шартларга буйсинадиган газларга айтилади.

1. Молекулаларнинг хусусий хажми эгаллаган хажмига нисбатан жуда кичик, яъни молекулаларни моддий нукта деб хисоблаш мумкин булсин.
2. Молекулалар орасида узаро таъсир кучи йук, чунки молекулалар бир-биридан анча узок масофада булади. Молекулалар узаро тукнашгандагина киска муддатли итаришадиган эластик кучлар пайдо булади.
3. Газ молекулалари тартибсиз харакатланаётган абсолют каттик шарчалардан иборат. Шарчалар факат тукнашгандагина таъсирлашади ва бу таъсир абсолют эластик тукнашиш конунига буйсунади.

Етарлича катта хажми эгаллаган ва унга катта булмаган босим таъсир килаётган реал газ, амалда узини идеал газ каби тутади. Гелий, водород газларининг хоссалари идеал газ конуниятларига буйсунади. Агар газнинг массаси маълум микдорда булса ва P, V, T параметрлардан бирортаси узгармас булиб, колганлари узгарса, бундай жараён изожараён дейилади.

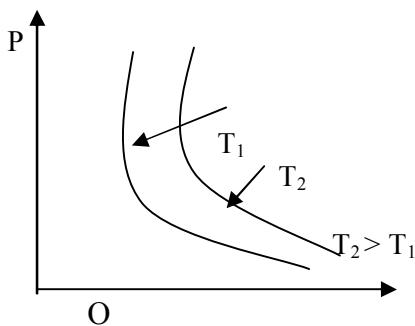
1. Изотермик жараён: харорат узгармас булганда маълум массали газнинг босими билан хажмининг купайтмаси узгармайди яъни $T=const, PV=const$ (1) Бу конун Бойль-Мариот конуни дейилади.

Босим билан хажм орасидаги богланишни изотерма дейилади. (1-расм). 2. Изобарик жараён: босим узгармас булганда хажмининг нисбий згариши

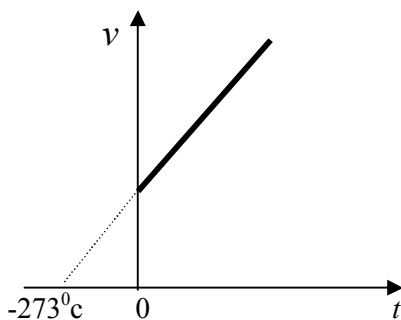
хароратига тугри пропорционал. Бу конун Гей-Люссак конуни деб аталиб, унинг математик ифодаси: $V=V_0(1+\alpha t)$ (2)

Бу ерда $\alpha = 1/273\text{K}^{-1}$ - хажм кенгайишининг термик коэффициенти. Хажм билан харорат орасидаги боғланиш изобара дейилади (2-расм) Хажм билан абсолют харорат орасидаги куйидагича Боғланишга эга:

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



1-расм



2-расм

Бу конундан абсолют хароратнинг физик маъноси келиб чикади: босим узгармас булганда хажм нолга айланадиган ёки хажм узгармас булганда босим нолга айланадиган харорат абсолют харорат дейилади. Бу харорат- 273^0C га тенг булиб, у табиатдаги энг паст хароратдир (2-расм). Бундан Кельвин ва Цельсий шкалалари орасидаги боғланиш куйидагича булади:

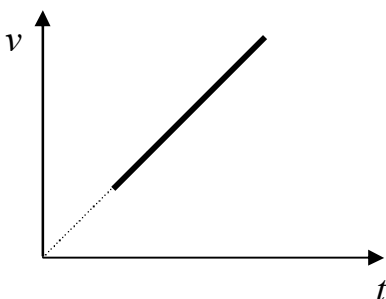
$$T = t + 273 \quad (4)$$

4. Изохорик жараён: хажм узгармас булганда маълум массали газнинг босимини нисбий узгариши хароратга тугри пропорционал:

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

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

Хажм билан харорат орасидаги боғланиш изохора деб аталади.(3-расм)



3-Расм

14.2. Идеал газ ҳолатини тенгламаси

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

$$P=f(V_1T) \quad (7)$$

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

Молекуляр-кинетик назариянинг асосий тенгламасидан қуйидагини ёзиш мумкин.

$$P=nKT \quad (8)$$

Бу тенгламадан газ концентрацияси $n=N/V$ тенг. Агар газ 1 моль микдорда, хажми V_1 ва $N=N_A$ булса, у ҳолда (8) тенглама

$$p = \frac{N_A}{V_1} KT \quad \text{қуринишда ёзилади.}$$

Агар $N_A \cdot K=R$ - универсал газ доимийси эканлигини ҳисобга олсак, тенглама $PV_1=RT$ (9) қуринишда ёзилади. Бу тенглама 1 моль идеал газ учун ҳолат тенгламаси булиб, Менделеев Клапейрон тенгламаси дейилади. $R=8,31$ ж/к.моль.

Агар газ 1 моль булмасдан, ихтиёрий m массага эга булса, газнинг микдори $\nu = \frac{m}{\mu}$ ифодадан топилади. Бунда μ - моляр масса (9)

формуланг иккала томонини $\nu = \frac{m}{\mu}$ га кундай-тирсак

$$P = \frac{m}{\mu} \nu_1 = \frac{m}{\mu} RT \quad \text{ифодани оламиз. Бу ифодада } m/\mu \cdot V_1 \text{ тула хажм}$$

$$V \text{ га тенг. Шу тарика: } PV = \frac{m}{\mu} RT \quad (9). \text{ Бу тенглама, ихтиёрий}$$

массага эга булган газ учун холат тенгламаси булиб, Менделеев-Клапейрон тенгламаси дейилади.

14.3. Реал газлар. Ван-дер-Ваальс теоремаси

Менделеев-Клапейрон тенгламаси билан ифодаланган идеал газлар реал газлар хоссаларидан фарк килади. Чунки идеал газларда молекулалар орасидаги узаро таъсир кучлари хисобга олинмайди. Реал газларни катта босим остида харорати кандай булишидан катъий назар сикиш кийинлашади. Тажрибалар шуни курсатадики, солиштира исиклик сизими, ковшоклик каби физикавий катталиклар хам реал газларда бошкача булади. Молекулалар орасидаги узаро таъсирни хисобга олмаса хам булади. Узаро таъсир кучлари-итаришиш ва тортишиш мавжудлигидан молекулаларнинг потенциал-энергия си пайдо булади. Бу потенциал энергия Ленард-Жонс формуласида ифодаланади.

$$W_P = -\frac{a_1}{r^6} + \frac{a_2}{r^{12}}, \text{ бу ерда } a_1 \text{ ва } a_2 \text{ лар газнинг кимёвий табиатига}$$

боглик булган мусбат коэф-фициентдир. Реал газ молекулалари

$$\text{орасидаги узаро таъсир кучи: } F = -\frac{dw_U}{dr} = -\frac{a_1}{r^7} + \frac{a_2}{r^{13}}, \text{ Бу}$$

тенгламани биринчи хади Ван-дер-Вальс кучи деб аталувчи тортишиш кучи булиб, улар уч хил булади: Ориентация, индукцион ва дисперсион. Бу кучларнинг пайдо булиши электр табиатига эга.

Иккинчи хад узаро итаришиш кучи булиб, квант механикасида тушунтирилади. Юкоридагиларни хисобга олиб, голланд физиги Ван-Дер-Вальс реал газлар холат тенгламасини яратди.

Хар бир реал газ молекуласи $V = \frac{1}{6} \pi d^3$ хажмга эга. Ван-

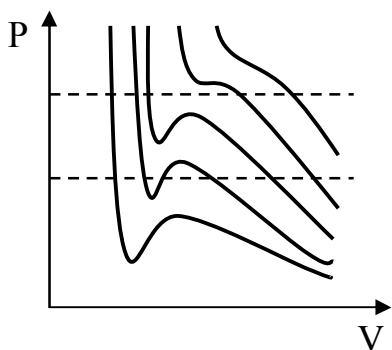
дер-Ваальс буни хисобга олди. $V^* = V - v$ бу ерда $v = 4N_A V$ Ван-дер-Ваальснинг хажм кушимчаси v - молекуланинг кимёвий табиатига боғлиқ. Реал газлар молекулалари орасида уъзаро таъсир мавжудлигидан, молекулаларнинг идиш деворларига берадиган босим идеал газларникидан кичик булади.

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

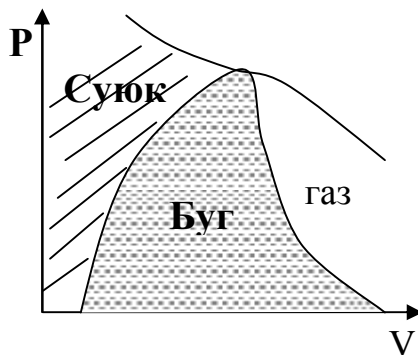
тенг булади. a - кушимча молекула кимёвий табиатига боғлиқ булган куэффицент. Шундай қилиб 1 моль газ учун Ван-дер-

Ваальс тенгламаси $\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$ Исталган m -

массали газ учун $\left(P + \frac{m^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right)\left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT$



4-расм



5-расм

Ван-дер-Ваальс тенгламаси Хажмга нисбатан куб тенглама булиб, бу тенгламани Ван-дер-Ваальс изотермалари орқали ифодаланеди. (4-расм). T_1 -хароратда газ ҳолатида булади. T_4 -Хароратда, AD изобара 4 изотермани уч нуктада (ABC) кесиб ўтади, яъни шу хароратда босимнинг битта қийматиға хажмнинг учта қиймати тугри келади. Бу моддани бир вақтнинг узида уч хил фазавий ҳолатда булишини курсатади. Харорат кутарилиши билан изотермадаги букилиш камайиб боради, 2 изотермада текисланиб, K нуктага келади. K нуктаси тугри келадиган харорат критик харорат дейилади. (5-расм) $T > T_k$ да газ суюқликка айланмайди.

$T_{н2о}=647\text{К}$, $T_{кне}=5\text{К}$, $T_{кн2}=33\text{К}$. Критик хароратда суюк-ликларнинг сирт таранглиги нолга айланиб суюклик ва туйинган буг орасидаги фарк йуколади.

15 - МАЪРУЗА

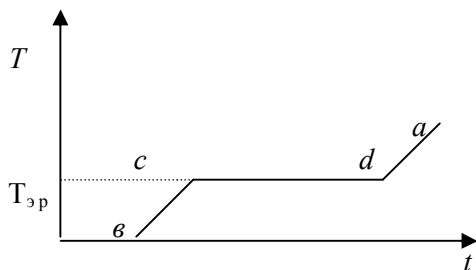
15.1. Фазавий утишлар

Куп реал моддалар уч хил фазада (ёки агрегат ҳолатда): каттик, суюк ва газ ҳолатда учрайди. Бир агрегат ҳолатдан иккинчи агрегат ҳолатга утиш фазавий утиш дейилади.

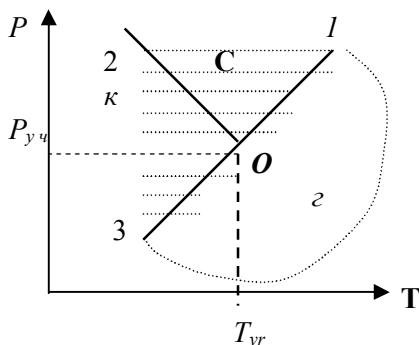
Утишнинг икки тури мавжуд (бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга)

1. Модда ҳолатини тавсифловчи параметрлар (ҳажм, босим, харорат ва ҳакозолар) сон кийматалари узгаради, аммо модданинг таркиби, тузилиши узгармайдиган утишлар. Газнинг кисилиши, кенгайиши, исиши, каттик жисмларнинг таркиби, тузилиши ва физик хоссаларининг узгармаслиги шундай утишлардир.
2. Модда агрегат ҳолатининг, таркибининг, тузилишининг, физик хоссаларининг узгариши фазавий утишларга киради. Фазавий утишга бугланиш ва конденсация, эриш ва қотиш, металлларнинг ута утказувчан булиб қолиши ва х.к. лар киради.

Баъзи фазавий утишларда модданинг агрегат ҳолатларининг узгариши юзага келади. Масалан, каттик жисм суюк ва газ ҳолатига ўтади ва аксинча. Бунда молекулаларнинг узаро жойлашуви, улар орасидаги масофа, иссиқлик ҳаракати узгаради. Биз муз-сув-буг системасини олсак, буг уч фаза ва уч агрегат ҳолатга тугри келади. Бошқа фазавий утишларда модданинг агрегат ҳолатлари сакланади, аммо тузилишида узгаришлар юзага келади. Натижада модданинг физик хоссалари узгаради. Бундай утишларга темир хароратини 780^0 га кутарганда ферромагнитлик хоссасининг йуқолиши, ута утказувчанлик ҳодисаси ва х.к. киради. Фараз қиламиз, кристалл жисм қиздирилиш хароратининг ортиши билан маълум ϵ_c - қисмда каттик ҳолатда қолади (1-расм) c - нуқта кристаллнинг эриши нуқтасига тугри келади ва хар хил кристалл жисм учун хар хил кийматга эга.



1-расм



2-расм

cd -участкада кристаллга берилган иссиқликнинг эришига сарф булади- кристалл структураси бузилади. d нукта эса эришнинг тугаш нуктаси, da -суюқликнинг қизиш қисми булади. Баъзи каттиқ жисмлар суюқликка айланмасдан, бир йула газ ҳолатига утиб кетиш ҳодисаси мавжуд булиб, бу жараён сублимация дейилади. Масалан, йодни олсак, у ҳарорат таъсирида тугридан- тугри бугга айлана бошлайди. Газ ҳолатдан суюқликка, суюқликдан каттиқ жисмга айланиш ва аксинча кечаётган фазовий утишларни "босим(P)- ҳарорат (T) диаграммасида кузатиш мумкин (2-расм).

Бу расмда туйинган буг босимнинг ташки босимга боғлиқлигини $0-1$ эгри чизик курсатади, бу эгри чизикнинг ҳар бир нуктаси газ- суюқлик чегарасида динамик фазовий мувозонатни ифода қилади. $0-2$ эгри чизик каттиқ ва суюқ фаза орасидаги чегарани $0-3$ эса каттиқ ва газ фазалари орасидаги чегарани курсатади. 0 -учланма нукта уч фазани бир вақтда мавжуд бўлишини курсатади. Ҳар қайси модда учун узининг учланма нуктаси булади, яъни унинг учта фазаси мувозонатда буладиган

нуктаси мавжуд. Диаграммадан куришиб турибдики, босим узгариши билан эриши, бугга айланиши ва сублимация температуралари узгаради. Фазавий утиш натижасида модданинг хажми ҳам узгаради.

Фазавий мувозанат шароитида P, T орасидаги боғланиш Клапейрон - Клаузиуснинг куйидаги дифференциал тенгламаси билан ёзилади.

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

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

15.2. Реал газларнинг ички энергияси

Идеал газларнинг ички энергияси асосан газ молекулалари харакатининг кинетик энергиясидан иборат булиб, бир моль газ

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

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

$$dA = P_i dV \quad P_i = \frac{a}{V^2} \text{ ни хисобга олиб,}$$

$$dA = dU_2 = \frac{a}{V^2} dV \quad W_2 = \frac{a}{V} + c$$

Агар молекулалар бир-биридан чексиз узоклашса, $C=0$ ва

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

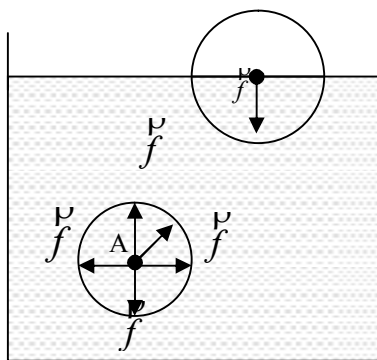
Шундай килиб, реал газларнинг ички энергияси (2) ва (3) ёрдамида куйидагича ёзилади: $U = U_{\mu} + U_2 = C_v T - \frac{a}{V}$,

$$U = C_v T - \frac{a}{V} \quad (4)$$

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

15.3. Суюкликлар ва каттик жисимлар орасидаги айрим ухшашиликлар

Суюкликлар-шаклан тез узгарувчан булиб, сикилиш кобилияти газларга нис батан жуда кичик. Суюклик молекулалари орасидаги уъзаро таъсир кучи газ молекулаларининг уъзаро таъсиридан катта, шу сабабли молекулаларнинг уъзаро таъсир кучи суюкликлар учун жуда мухим ахамиятга эга. Суюклик молекулалари суюкликнинг сиртида ва ичида хар хил потенциал энергияга эга, шу сабабли суюклик сиртининг хоссалари суюкликнинг ички кисми хоссаларидан фарк килади. Суюклик ичидаги А молекула атрофидаги молекулалар билан уъзаро таъсир килиб, бу кучлар уъзаро омпенсацияланган булади. В молекуланинг суюклик сиртидан юкори кисмидаги энергия компенсация килинган булиб, f куч молекулани суюклик ичига (пастга) тортади, чунки бу молекулага таъсир этувчи кучлар тула компенсация килинмаган. Демак суюклик сиртдаги барча молекулаларга, уларни пастга, суюклик ичкарасига тортувчи кучлар таъсир этади.



Яъни, суюкликнинг сирт катлами суюликка маълум босим беради, бу босим молекуляр босим дейилади. Натижада суюкликнинг сиртки катламидаги молекулалар хажмидаги молекулаларга нисбатан ортикча потенциал энергияга эга булади. Бу энергия сирт энергияси ёки эркин энергия деб аталади.

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

$$F = \alpha l \quad (5)$$

Бунда α - сирт таранглик коэффициенти; λ - суюклик сирт чегараси узунлик бирлиги, α , н/м хисобида улчаниб, суюкликнинг табиатига, таркибига ва хароратига боглик. Суюкликларда молекулалар ички босими булиши реал газлар билан суюкликлар уртасида умумийлик борлигидан далолат беради. Бу умумийлик асосида молекулаларнинг уъзаро таъсири ётади. Суюкликлар билан каттик жисимлар уртасида хам умумийлик бор,

суюкликларнинг куп хоссалари каттик жисмлар хоссаларига ухшаб кетади. Бу ухшашлик каттик жисмлар эриганда ёки эриган каттик жисмлар котганда купрок намоён булади.

15.4. Хавонинг намлиги

Хавонинг намлиги инсон хаётида катта урин тутади. Намлик ошиб кетса хам, камайиб кетса 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 кайтиб суюкликка тушади. Бу ходиса конденсация дейилади.

Суюкликдан чикиб кетаётган ва кайтиб тушаётган молекулалар сони тенглашгандаги буг туйинган буг дейилади. Сувни иситишда сув ичида пуфакчалари хосил булиб, улар харорат ортиши билан юкорига кутарилади. Бу ходиса кайнаш дейилади. Кайнашда пуфакчалар ичидаги туйинган буг босими ортиб боради ва ташки босим билан тенглашганда юкорига кутарилади, ёрилиб ташкарига буг чикаради. Демак кайнаш ташки босимга боглик булиб ташки босим ортса кайнаш харорати ортади ва аксинча. Хавонинг куруклиги ёки намлиги унинг таркибидаги сув буглари микдорига боглик булади. Хаво таркибидаги бу сув бугларининг босимига парциал босим дейилади. Хаво таркибидаги сув бугларини тавсифлаш учун нисбий намлик деб аталувчи катталик киритилади. Нисбий намлик парциал босимни, туйинган буг босимига булган нисбати билан аникланади:

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

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

16 - МАЪРУЗА

1. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Термодинамика. Хар хил физик жараёнларда иссиқлик эффекти иштирокида энергиянинг узатилиши ва бир турдан иккинчи турга айланишини урганувчи физика бўлиמידир. 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 ҳосил бўладиган потенциал энергияси (W_n) ва шу системанинг ички энергиялари йигиндисидан иборат:

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

16.1.Иссиқлик. Иссиқлик утқазии. Иссиқлик микдори

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

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

$$Q=mc\Delta T \quad (8)$$

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

- 1 кг каттик жисм эриш хароратида суюқликка айлангириб юбориш учун керак бўлган иссиқлик микдори солиштирма эриш иссиқлиги дейилади (r):

$$Q=mr \quad (9)$$

- 1 кг суюқликни қайнаш хароратида бутунлай бугга айлангириб юбориш учун керак бўлган иссиқлик микдори солиштирма бугланиш иссиқлиги дейилади (q):

$$Q=mq \quad (4)$$

- 1 кг ёкилги ёнганда ажралиб чиккан иссиқлик миқдори солиштирма ёниш иссиқлик деб аталади (λ):

$$Q = m\lambda \quad (10)$$

Таъкидлаганимиздек, иссиқлик миқдори молекулаларнинг энергиясидир, демак уни Жоулларда улчанади. Аммо иссиқлик миқдори (лотинча *calorie*) каллория деб аталувчи улчов бирлигига ҳам эга.

- 1 кал - массаси 1 г сувнинг хароратини 14,5⁰С дан 15,5⁰Сга ошириш учун керак булган иссиқлик миқдоридир.

Инглиз олими Джемс Жоуль (1818-1889) иш (энергия) бирлиги Жоуль билан иссиқлик иқдори бирлиги каллория орасидаги боғланишни топди. У аниқ иш., аниқ иссиқлик миқдорига эквивалент эканлигини аниқлади. Бу эквивалент иссиқликнинг механик эквиваленти деб аталади:

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

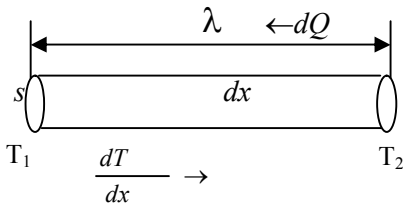
Агар жисми турли нукталарида хароратлар фарқи юзага келса иссиқлик утказувчанлик ходисаси юзага келади. Тажрибалардан маълумки, вақт бирлиги ичида жисми бир учидан иккинчи учига иссиқлик утказиш хароратлар фарқига, кундаланг кесим юзига тугри пропорционал ва узунликка тескари пропорционал. $\frac{\Delta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

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

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

бу ерда $\frac{dT}{dx}$ - харорат градиенти, (-) ишора иссиқлик оқими

билан харорат градиенти қарама-қарши йуналганини билдиради (1-расм)



1-расм

Молекуляр кинетик-назарияга асосан иссиқлик утказувчанлик коэффициентини қуйидагича аниқланади:

$$X = \frac{1}{2} K_{\text{П}} \nu \lambda^{\nu} \quad (11)$$

Бу ерда К- Больцман доимийси, П- молекулалар концентрацияси, ν - молекулаларнинг уртача тезлиги, λ - молекулаларнинг уртача эркин югуриш узунлиги. Куп сонли молекулаларни бир жойдан бошка жойга кучириш конвекция дейилади. Конвенция табиий ёки мажбурий булади. Масалан иссик хонага ташкаридан совук хавонинг кириши ёки вентиляторли иситгичдан хавони хайдаш. Электромагнит тулкилар ёрдамида иссикликни кучириш ходисаси нурланиш деб аталади. Куёшдан Ерга энергиянинг келиши нурланишдир.

16.2. Ички энергия

Иссиклик жисмнинг тулик энергияси эмас, у иссик жисмдан совук жисмга берилган энергия миқдори холос. Жисм ташкил топган молекулалар кинетик энергияга эга. Молекулаларнинг барча турдаги энергиялари жисмнинг ички энергиясини ташкил этади:

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

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

$$\Delta U = U_2 - U_1$$

Суюклик ва каттик жисмларнинг ички энергияси юкоридаги барча энергияларни уз ичига олади, шунинг учун уни аниқлаш мураккаб. Идеаль газлар молекулалари асосан кинетик энергияга эга булгани учун, бу энергияни ҳисоблаш кулайдир.

Бир атомли газ ички энергияси

$$N_A E = N_A \frac{3}{2} K T = \frac{3}{2} R T \quad (12)$$

m -массали газ ички энергияси

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

Куп атомли газлар учун ички энергия куйидаги формуладан аникланади:

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

Бу ерда i -молекуланинг эркинлик даражалари сони.

Эркинлик даражалари сони молекулаларнинг фазодаги ҳолатлари координатлари оркали аникланади. Бир атомли газ учун $i=3$ га тенг X, Y, Z уклари буйича илгариланма ҳаракат икки атомли газ учун $i=5$ илгариланма ҳаракатдан ташқари, иккита айланма ҳаракат эркинлик даражаси. Уч атомли газлар учун $i=6$: Илгариланма ҳаракат, айланма ҳаракат ва молекуланинг уз уқи атрофидаги ҳаракати.

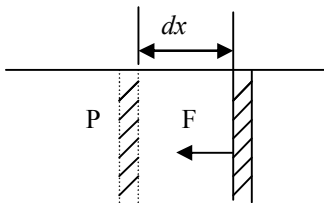
16.3. Термодинамикада иш

Механикада иш системанинг кучишидаги энергия узгариши улчови сифатида аникланади. Термодинамик система иши ундаги жарёнларга боғликлигидан ташқари, унинг ички энергияси улчови ҳамдир.

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

бу ерда $F=PS$

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



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.

16.4. Термодинамиканинг биринчи қонуни

Ички энергияга эга бўлган термодинамик система иссиқлик олиши ёки бериши ва иш бажариши мумкин. Таҷриба бу уччала катталиқ бир-бирига боғлиқ эканлигини курсатади. Ҳақиқатда системанинг ички энергиясини иссиқлик миқдори бериш йули ёки унинг устида ташки жисмлар иш бажариши билан узгартириш мумкин. Иссиқлик миқдори берилса ва ташки жисмлар устида иш бажарилса ички энергия камайди; Буни куйидагича ёзиш мумкин:

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

Иккинчи ҳолатда системанинг узи ташки жисмлар устида иш бажариши мумкин. Унда $dA^1 = -dA$ (18) ни куйидагича ёзиш мумкин :

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

(19)да dQ нинг манфийлиги ситема томонидан иссиқлик берилаётганини билдиради.(19) ни бошқача қилиб ёзсак:

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

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

16.5. Адиабатик жараён

Термодинамик системаси ички энергиясининг узгариши (20) тенглама бўйича узгаради. Изотермик жараён учун $\Delta T=0$ ва $\Delta U=0$, яъни ички энергия узгармайди, унда $dQ=dA^1$.

Изохорик жараён учун $dU=dQ$, чунки система иш бажармайди.Изобарик жараёнда системанинг энергияси ҳам, ҳажми ҳам узгаради, яъни

$$dU=dQ-dA^1 \text{ ёки } dU=dQ+dA.$$

Агар система иссиқлик олмаса ёки бермаса $dQ=0$ бўлади. Бундай жараён адиабатик жараён дейилади ва термодинамиканинг биринчи қонунини куйидагича ёзиш мумкин :

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

Бу ифодадан куринадики, газнинг адиабатик кенгайишида ички энергиянинг камайиши, уз навбатида хароратни пасайишига олиб келади, аксинча адиабатик қисилишида ички энергиянинг

ортиши ва хароратнинг кутарилиши юзага келади. Адиабатик жараёни ички ёнув дивигателларида кулланилади: бу дивигателларда хаво тез сикилади, натижада харорат 500°C гача кутарилади. Бу хароратда цилиндрдаги ёнилги алангаланиб кетади.

17 - МАЪРУЗА

17.1. Иссиклик сигими. Майер тенгламаси

Жоуль тажрибага асосланиб, газлар ички энергияси факат хароратга боғлиқ $U=f(T)$ булишини аникланади. молекулалар эластик шар ва улар узаро таъсир энергияси нолга тенг деб хисобланса газнинг ички энергияси (молекулаларнинг кинетик энергияси E га тенг деб олинади) куйдагича ёзилади:

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

Иссиклик сигими деб, жисмнинг хароратини бир градусга кутариш учун керак булган иссиклик микдори билан улчанадиган катталиқка айтилади. Агар жисмга dQ иссиклик берилганда унинг харорати dT га узгарса, таърифга асосан жисмнинг иссиклик сигими:

$$C = \frac{dQ}{dT} \quad (1)$$

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

$$U = U(T, V) \quad (2) \quad \text{Бунинг тулик дифференциали}$$

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

булади. Буни термодинамиканинг биринчи конунига куйиб куйидагини ёзамиз

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

(4) ни dT га булиб

$$\frac{dQ}{dT} = \left(\frac{dU}{dV} \right)_v \frac{dU}{dT} + \left(\frac{dU}{dT} \right)_v + p \frac{dV}{dT} = C \quad (5)$$

ни хосил киламиз. Бу ерда C - системанинг иссиқлик сизими дейилади. Фараз килайлик, жараён узгармас ҳажмда руй берсин. У ҳолда (5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT} \right)_v = \left(\frac{du}{dT} \right)_v = C_v \quad (6)$$

системанинг узгармас ҳажмдаги иссиқлик сизими дейилади.

Жараён энди узгармас босимда руй берсин. (5) дан

$$\left(\frac{dQ}{dT} \right)_p = \left[\left(\frac{dU}{dT} \right)_T + P \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_p + \left(\frac{dU}{dT} \right)_v = c_p \quad (7)$$

(7) ифода системанинг узгармас босимдаги иссиқлик сизими дейилади. (7) ни куйидагича ёзиш мумкин.

$$\left[\left(\frac{dU}{dT} \right)_T + P \right] \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = C_p - C_v \quad (8)$$

Идеал газлар учун Жоуль қонунига асосан узгармас ҳароратда ички энергия ҳажмга боғлиқ эмас, яъни

$$\left(\frac{dU}{dT} \right)_T = 0 \quad (9)$$

Эканлигидан (8) ни

$$C_p - C_v = P \left(\frac{dV}{dT} \right)_p \quad (10)$$

қуринишда ёзиш мумкин. Идеал газ ҳолат тенгламасини формуладан босим узгармас бўлганда $PdV = RdT$ ёки $\left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{R}{P}$ ни оламыз, ушбу ифодани (10) га қуйиб, $C_p - C_v = R$

(11) тенгламани хосил киламиз. (11) идеал газлар учун Майер тенгламаси дейилади. Уни ҳарорат бўйича дифференциаллаб (6) га

қура $C_v = \frac{i}{2} R$ (12) ни хосил киламиз. Буни ҳисобга олинса газ

ички энергияси $U = C_v T$ (13) га тен бўлади. (12) дан $R \approx 2$

кал/к.моль га тенг десак, $C_v = i$ кал/к.моль-бу идеал газ молекулаларининг узгармас ҳажмдаги иссиқлик сизимидир.

Бундан бир атомли газ учун $C_v = 3$ кал икки атомли газ учун $C_v = 5$ кал қуп атомли газ учун $C_v = 6$ кал га тенг бўлади. C_p -лар учун

хам узгармас 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 $\gamma=C_p/C_v$ – бир атомли газ учун 1,67: икки атомли газ учун 1,4: куп атомли газ учун 1,33 га тенг булиб, нормал шароитда тажрибага мос келади. Иссиқлик сизими масаласини статистик тушунчалар асосида куриб утайлик. Системага мос ички энергия

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

формула билан аниқланади. Бу ерда P -босим, V -хажм, N -заррачалар сони, $i=2\nu$ -эркинлик даражалар сони. Бу формула ёрдамида C_p , C_v , C_p-C_v ва C_p/C_v учун маълум муносабатларнинг янгича ифодаларини хосил киламиз. (1) дан ν ни узгармас кийматида

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

деб ёзамиз. Термодинамиканинг биринчи конуни $dQ=dU+PdV$ ифодасига (15) ни куйиб, куйидагини хосил киламиз:

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

(16) дан $P=const$ ва $V=const$ булганда

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

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

ни хосил киламиз. Булар узгармас босимдаги ва узгармас хажмдаги иссиқлик сизими ифодаларидир.

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

яъни, узгармас босимда хароратни бир бирликка узгартиргандаги хажмнинг нисбий узгариши- хажм кенгайишининг термик коэффициентни дейлади.

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

яъни, узгармас хажмда хароратни бир бирликка орттирилганда босимнинг нисбий узгариши босимнинг термик коэффициентни дейлади.

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

яъни, узгармас хароратда босимни бир бирликка узгартирилганда, хажмнинг нисбий узгариши- сикилишнинг изотермик коэффициенти дейилади.

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

система энталпияси (иссиклик функцияси) деб аталувчи ҳолат функцияси булиб, унинг квазистатистик жараёнда доимий босимдаги ортирмасы системанинг иссиклик микдори Q ни беради. Ҳақиқатдан ҳам, узгармас босимда $dQ = dU + PdV = dI$ булади. Шунинг учун I иссиклик функцияси деб аталади. Буларни ҳисобга олиб узгармас босимдаги иссиклик сизимини топамиз:

$$C_p = \left(\frac{\partial P}{\partial N} + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{U}{V} + P \right) \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = (U + PV) \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

ёки $C_p = I\alpha$ (23)

Худди шундай узгармас ҳажмдаги иссиклик сизимини 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 $C_v = U\beta_v$ (24)

17.2. Изоразжараёнлар ва улардаги бажарилган ишлар

Бирор параметр узгармасдан руй берувчи жараён изожараёнлар дейилади. Идеал газ ҳолат тенгламасини чиқарганда изожараёнлар билан танишган эдик. Иссиклик сизими ифодаларидан термодинамик жараёнлар тенгламасини куйидагича 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 $PV = RT$ дан

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v = \frac{V}{R} \quad \text{ва} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p = \frac{P}{R}$$

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 булиб, $\frac{dP}{P} + \frac{C_p - C}{C_v - C} \frac{dV}{V} = 0$ ни хосил

$$\text{киламиз.} \quad \frac{C_p - C}{C_v - C} = n \quad (26)$$

белгилаш киритсак: $\lambda nP + \lambda nV = \lambda nC$ деб ёза оламиз. Ёки бу ифодани

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

курунишга келтирамиз. Узгармас иссиқлик сизимида руй берган жараёнларга политропик жараён дейилади. (26) ифода политропа курсаткичи дейилади. (27) тенгламадан куйидаги хулосалар келиб чикади:

а) (27) тенгламани $1/n$ даражага кутариб, $PV = \text{const}$ ни хосил киламиз, $n \rightarrow \infty$ да $V = \text{const}$, яъни хажм узгармас эканлиги келиб чикади. Узгармас хажмда руй берувчи жараёнлар изохорик жараёнлар дейилади.

б) $n = 1$ булганда $PV = C$ булади. Яъни $PV = RT = C$. Бундан харорат узгармас эканлиги келиб чикади. Бундай жараён изотермик жараён дейилади.

в) $n = 0$ булганда $P = \text{const}$, яъни босим узгармас булиб, узгармас босимда руй берувчи жараёнлар изобарик жараёнлар дейилади.

г) $n = j = C_p/C_v$ га тенг булса, $PV^j = C$ хосил булади. Адиабатик жараёнларда $PV^j = 0$ (28) булиб, бу ифода Пуассон тенгламаси дейилади.

Изобарик жараёнларда бажарилган иш $P = \text{const}$ булгани учун

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

булади. Термодинамиканинг биринчи конуни изобарик жараёнлар учун куйидагича ифодаланади:

$$dQ = dU + P(V_2 - V_1) \quad (30)$$

Изохорик жараёнда бажарилган иш нолга тенг, яъни

$$A = \int_1^2 PdV = 0$$

Термодинамиканинг биринчи конуни изохорик жараёнлар учун куйидагича булади:

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

Изотермик жараёнларда термодинамиканинг биринчи конуни

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

га тенг булади. (32) дан куринадики, изотермик жараёнларда системага берилган исиклик, системанинг иш бажаришига сарфланар экан. Изотермик жарёнда бажарилган иш

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

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

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

булади. (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.

18 - МАЪРУЗА

18.1. Термодинамиканинг иккинчи конуни

Термодинамиканинг биринчи конуни системадаги турли хил энергияларнинг узаро эквивалентлигини, улар уртасидаги боғланишни курсатиб беради. Мазмунига кура бу конун энергиянинг сакланиш ва айланиш конунидир. Термодинамиканинг иккинчи конуни жараёнларнинг бориши ва йуналишини аниқлайди. Демак, термодинамиканинг биринчи конуни энергиянинг сакланиши ва айланишини, иккинчи конуни эса бу жараёнларнинг қайси йуналишда руй бериши мумкинлигини аниқлайди. Термодинамика иккинчи конуни бир-бирига эквивалент булаган турлича таърифлари мавжуд:

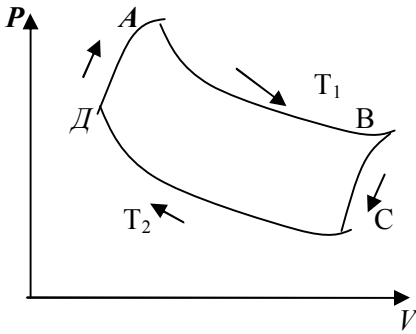
1. С.Карно: исиклик машинасининг ФИК ишчи модданинг турига боғлиқ булмасдан иситгич ва совитгич хароратларнинг фаркига тенг.
2. Клаузиус: исиклик уз-узидан совук жисмдан исик жисмга текиндан утмайди.
3. Планк: исикликни бутунлай ишга айлантирувчи жараённи амалга ошириб булмайди...

18.2. Кайтар ва кайтмас жараёнлар

Изоляцияланган системада бирор жараён давомида система А холатдан В холатга утаётган булсин. Бунда икки холни кузатиш мумкин:

1. Системанинг дастлабки холатига утишда, ташки мухитда ҳеч қандай узгариш руй бермайди - кайтувчи жараён
2. Системанинг дастлабки холатига утишида албатта ташки мухитда бирор узгариш руй беради.- кайтмас жараён.

Табиатдаги ҳамма жараёнлар кайтувчан ва катмас жараёнлардан иборат. Кайтмас жараёнларда системанинг бошлангич ва охириги холатларида бу холатларни ифодаловчи параметрлар турли хил қийматларга эга буладилар. Жараён бошида ва охирида система холати узгармайдиган жараёнлар кайтувчан ёки цикллар дейилади. Кайтмас жараёнларга ишқаланиш, газнинг бушликда кенгайиши, иссик жисмдан совук жисмга иссикликнинг утиши, диффузия ва х.к.лар мисол булади Системанинг мувезонат холатга келиши ҳам кайтмас жараёндир. Чунки система бу холатдан уз-узидан ташки таъсирсиз чикиб кета олмайди. Табиатда чексиз куп цикллар мавжуд. Иситгичдан олинган иссикликни максимал ишга айлантирувчи жараённи куриб чикамиз. Бундай жараённи амалга ошириш учун иккита изотерма ва иккита адиабатдан иборат булган циклни куриб утайлик. Ишчи жисм сифатида цилиндрга тулдирилган газ олайлик. Цилиндр ён деворлари ва поршень адиабатик иссиклик утказмасин. Цилиндр таги жуда яхши иссиклик утказувчан булсин. Цилиндрни иситкич устига куйсак, газ иситгичдан Q_1 иссиклик микдори олиб, изотермик равишда кенгайди (1-расм). Бунда система А холатда P_1, V_1, T_1 катталикларга тенг булса, P_2, V_2, T_2 катталиклар билан ифодаланувчи В холатга утади. Цилиндрни иситкичдан олиб, иссиклик утказмайдиган тагликка куямиз. Бунда газ ички энергия хисобига адиабатик кенгайиб, харорати пасаяди, система В холатдан P_3, V_3, T_2 катталиклар билан ифодаланувчи С холатга утади. Энди цилиндрни совиткич устига куямиз. Ташки куч хисобига газ изотермик кесилади ва совитгичга Q_2 иссиклик микдорини беради.



1-расм

Система P, V, T параметрли холатга угади, яна цилиндри совитгичдан олиб, иссиқлик утказиладиган тағлиққа қуямиз ва бунда газни адиабатик кесилиши натижа-сида система дастлабки P_1, V_1, T_1 паремтрли А холатга келади. Иккита изотерма ва иккита адиабатадан иборат булган, ҳамда дастлабки

холатига кайтувчи бундай цикл Карно цикли дейилади. Идеал газ учун Карно циклини текширайлик. А холатдан В холатга изотермик утишда бажарилган иш.

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

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

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

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

Айланма жараёнда бажарилган иш

$$A = A_{AB} + A_{BC} + A_{CD} + A_{DA} = Q_1 + A_{BC} - Q_2 - A_{BC} = Q_1 - Q_2$$

Карно циклининг ф. И. К.

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

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

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

эканлигини топамиз. Идеал газ билан ишлайдиган циклини Ф.И.К хамма вақт бирдан кичик ва иситкич ҳамда совитгич

хароратларигагина боглик. Карно циклини текшириш асосида иккита мухим теорема келиб чиқади:

1. Хар қандай реал машинанинг Ф.И.К. Карно цикли билан ишлайдиган машинанинг Ф.И.К. дан катта булиши мумкин эмас.
2. Карно циклининг Ф.И.К. ишчи жисм турига боглик булмасдан, фақат иситкич ва совитгич хароратларигагина боглик. (5) ва (6) формуладан идеал газ билан ишлайдиган Карно цикли учун

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

(7)

ифодани хосил қиламиз. Иситгич харорати T_1 совитгич харорати T_2 булган хар 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 булиб, ишчи моддасига боглик эмас.

18.3. Энтропия

Термодинамикага "энтропия" (грекча "entropia" - узгариш) атамаси 1865 йилда немис физиги Р.Клаузиус томонидан киритилган. Клаузиус маълум физик қонуниятга буйсунувчи исикликнинг ишга айланиш жараёнини, яъни термодинамиканинг иккинчи қонунини аниқ математик равишда ифодалаш учун, махсус ҳолат функцияси - энтропия тушунчаси киритиш зарурлигини қурсатди. Бу тушунча жараёнларнинг қайси йуналишда боришини аниқлашга имкон яратади. Исикликнинг ҳаммаси бошқа тур энергияга тулик айлана олмайди, унинг шу шароитда энергиянинг бошқа турларига айлана олмайдиган қисми энтропия дейилади. Энтропия - ёпик системаларда жараённинг қайтмаслик уллови, энергиянинг уз-узига бошқа шаклларга айлана олмайдиган турга утиш улчовидир. 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 микдорининг шу иссиқлик манбаи хароратига нисбати Q/T : келтирилган иссиқлик днйилади. (9) дан куруниб турибдики, $\frac{dQ_1}{T_1}, \frac{dQ_2}{T_2}, \dots$,

йулга боглик эмас, яъни тулик функциядир.

Агар Карно цикли бир канча кичик цикллардан ташкил топган деб фараз килинса, у холда (9) тенгламани куйидагича ёзиш мумкин булади:

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

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

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

Энтропия хам, худди системанинг ички энаргияси сингари системанинг холат функцияси булиб, унинг узгариши факат системанинг дастлабки ва охириги холатларига боглик (жараён борадиган йулга боглик эмас). Шунинг учун, система 1 холатдан 2 холатга 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 куйидагича 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 конунининг асосий тенгламалари булиб, Клаузиус тенгсизликлари дейилади.

Энтропия ва эхтимоллик

Ташки таъсирлардан холи булган термодинамик система энг катта эхтимолли холатга утишга харакат килади. Системанинг турли холатларини тасвирлаш учун термодинамик эхтимоллик тушунчаси киритилади. Бу тушунча уз-узидан юзага келадиган жараёнларда система холатини узгариш йуналишини курсатиб беради. Термодинамик эхтимоллик (W) максимал булган холат мувозанатли холат дейилади. Энтропия ва эхтимоллик системанинг мувозанат холатига утишида ортиши ва бу холатда уларни максимум кийматга эришиб узгармасдан қолиши бир хил хусусиятли табиатга эга эканлигини курсатади. Демак улар орасида маълум боғланиш мавжуд: бу боғланишни Л.Больцман киритган:

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

бу ерда k -Больцман доимийси.

Энтропиянинг термодинамик эхтимоллик билан бевосита боғланиши статистик термодинамикага кура, системадаги молекулаларнинг тартибсизлик улчови эканини курсатади. Молекулаларнинг исиклик харакати канча кучли булса, яъни тартибсизлик даражаси юкори булса, системанинг энтропия киймати хам шунча катта булади. Шундай қилиб, қуйидаги хулоса-ларни чиқарашимиз мумкин:

- энтропия-холатнинг бир кийматли функциясидир.
- ёпик системанинг энтропияси узгармайди ёки ортади.
- система энтропиясини оширадиган жараёнларгина уз-узидан амалга ошади.
- энтропия максимал кийматга етганда, шу системада мувозанат қарор топади.
- энтропия - аддитив катталиқдир: n та узаро таъсирлашмайдиган қисмлардан иборат система энтропияси хар бир қисм энтропиялари йигиндисидан иборат.

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n \quad (17)$$

- ёпик системанинг энтропияси қайтмас жараёнларда ортиб боради, қайтар жараёнларда узгармасдан қолади, лекин у ҳеч қачон қамаймайди.

18.4. Термодинамиканинг учинчи қонуни

Термодинамиканинг биринчи ва иккинчи қонуни абсолют ноль ҳарорат ($T=0^0$ К) да энтропияни қийматини топишга имкон яратмайди. Абсолют ноль ҳароратда ҳар қандай система минимал энергияга эга бўлади. Ҳар хил моддалар устида паст ҳароратларда утказилган тажрибаларга асосланиб, Нернст 1906 йили абсолют ноль ҳароратда ҳар қандай жисм энтропияси ноль бўлади деган ҳулосага келди. Абсолют ноль ҳароратда жисм энтропияси мувозанатли ҳолатни тавсифловчи параметрларга боғлиқ бўлмайди. Нернст теоремасини қуйидагича ёзиш мумкин.

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

ва термодинамиканинг учинчи қонуни шундай таърифланади: Абсолют ноль ҳароратда ҳамма жараёнлардаги энтропия узғариши нолга тенг. Абсолют нолда энтропия нолга тенг деб олинганда T ҳароратли ҳолат учун энтропия

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

Формула билан аниқланади. Маълум босим ва ҳароратдаги иссиқлик сизими учун энтропия аниқ қийматга эга.

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

Абсолют ноль ҳароратда мувозанатли ҳолатни тавсифловчи ҳамма термодинамик катталиқлар ҳароратга боғлиқ бўлмай қолади. Абсолют ноль ҳароратда энтропия нолга тенг бўлишини ифодаловчи Нернст теоремасига қура энтропиянинг нолига ҳароратнинг абсолют ноли тугри қолади деб ҳисоблайлик. Мувозанатли тургун ҳолатида система минимал энергияга эга бўлиб, биргина энергетик сатҳга эга бўлган қуйи ҳолатдан иборат бўлади. $S=K \ln W$ формулага асосан термодинамик эҳтимоллик 1 га тенг бўлса, энтропия бирор чекли қийматга тенглиги келиб чиқади. Бундан энтропиянинг чекли бирор қиймати учун ҳароратнинг ҳам бирор чекли қиймати (ноли эмас) тугри келиши керак. У ҳолда термодинамиканинг 3 қонунини бошқача таърифлаш мумкин: абсолют ноль ҳароратни олиб бўлмайди.

19 - МАЪРУЗА

19. Кинетика элементлари

19.1. Номувозанатли ҳолат

Мувозанатли ҳолатда системанинг макроскопик параметрлари вақт утиши билан узгармайда ва системада ҳеч қандай макроскопик узгаришлар бўлмайди. Системанинг бирор параметри вақт утиши билан узгарса унинг ҳолати узгаради. Система ҳолатининг узгариши жараён дейилади. Ҳар 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 утиши релаксация дейилади. Мувозанатли ҳолатга утиш учун кетган вақт релаксация вақти дейилади. Мувозанатли ва номувозанатли жараёнлар учун муҳим нарса - бу ҳарорат, босим, зичликнинг биринчисидан системанинг ҳамма ерида бир хил, иккинчисидан ҳар хил бўлишидир. Жуда секинлик билан утувчи жараёнларни квазистатистик жараёнлар дейилади. Квазистатистик жараёнларда система параметрлари чексиз секин узгаради ва ҳар доим система мувозанатли ҳолатда қолади. Термодинамикада иккита муҳим хулоса постулот сифатида қабул қилинган:

А) Изоляцияланган система эртами-кечми мувозанат ҳолатга келади ва бу

ҳолатдан уз-узидан чиқиб кета олмайди.

Б) Мувозанатли ҳолатнинг ҳамма ички параметрлари ташқи параметр ва

ҳароратнинг функциясидир.

Номувозанатли ҳолатда системанинг ички параметрлари ташқи параметр ва ҳароратнинг функцияси бўлмай қолади. Шунинг учун системанинг номувозанатли ҳолатини характерлаш учун ташқи 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 $F(P, V, T, x, y, z, t) = 0$ қурилишида бўлади. Номувозанатли ҳолатнинг муҳим хусусияти, мувозанат ҳолатга утишга интилишидир. Номувозанатли жараённи мувозанатли

жараёндан ажратувчи мухим фарки, термодинамик параметрларнинг вақтга боғлиқлигидир.

19.2. Номувозанатли ҳолатлардаги жараёнлар

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

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

Максвеллнинг молекулаларнинг тезликлар буйича тақсимланиш қонунидан ва $P = NkT$ дан эркин югуриш учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\lambda = \frac{\kappa T}{\sqrt{2C} \cdot P} \quad (2)$$

(2) га асосан уртача эркин югуриш йули босимга тесқари пропорционал бўлиб, босим камайиши билан уртача эркин югуриш йули ортишини курсатади. Тартибсиз ҳаракат натижасида Максвелл тақсимланиши қарор топишида энергия, масса ва импульсларнинг маълум йуналиши буйича қучиши руй беради. Бу қучиш ходисалари дейилади. Мувозанатсиз ҳолатдаги жараёнларни урганувчи физика бўлими физик кинетика дейилади.

19.3. Иссиклик утказувчанлик

Номувозанатли ҳолатдаги жараёнларда молекулаларнинг ҳарорати катта жойдан ҳарорати кичик бўлган жойга ҳаракатланиши қузатилади. Газларда энергияси катта бўлган

жойдан энергияси кичик булган жойга кучиши руй беради. Бундай ходиса иссиқлик утазувчанлик дейилади. Газнинг хараоратлар фарки булган жойда иссиқлик окими хосил булади. Иссиқлик окими деб, вақт бирлигида иссиқлик окимига тик юза бирлигидан утаётган иссиқлик микдорига айтилади. Иссиқлик окимининг йуналиши харорат пасайиши томон йуналган булади. Фараз қилайлик, газнинг маълум х йуналиши буйлаб харорати узгариб борсин. Х нинг dx узгиришига хароратнинг dT узгариши мос келса dT / dX катталиқка харорат градиенти дейилади. Харорати T_1 катламдан T_2 хароратли катламга утишида харорат узгариши $T = T_1 - T_2$ булса, бу катламлар оралигини бирор λ катталиқ билан белгиласак, харорат градиенти.
$$\frac{dT}{dX} = \frac{dT}{\lambda} \quad (3)$$
 булади.

Иссиқлик утазувчанлик назариясига асос солган Фурье номи билан аталувчи

$$Q = -\eta \frac{dT}{dX} \quad (4)$$

формула тажриба асосида аниқланган булиб, иссиқлик утазувчанлик жарёни газ, суюқ, каттик жисмларда ҳам намоён булади. Бу ерда Q- вақт бирлигида юза бирлигидан утаётган иссиқлик микдори. η - иссиқлик утазувчанлик коэффициентини, "-" ишораси оким йуналиши харорат пасийиши томонга қараб йуналганлигини билдиради. η -нинг физик маъноси (4)дан куринадики, харорат градиенти бир бирликга тенг булгандаги иссиқлик микдорига тенг булган катталиқдир. Улчов бирлиги

$$[\eta] = \frac{\text{жс}}{\text{м} * \text{с}}; [Q] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}; \left[\frac{dT}{dK} \right] = \frac{\text{к}}{\text{м}}$$

19.4. Диффузия

Газнинг иссиқрок қисмидаги "тез" молекулалар совуқрок томонга харакатланар экан "совуқ" молекулалар ҳам иссиқрок томонга силжийди. Натижада идишнинг хажм бирлигида заррачалар сони ҳамма ерда бир хил булади. Иккинчидан, хатто бир хароратда ҳам икки хил газ қушилса концентрация катта булган сохадан кичик булган сохага молекулаларнинг силжиши руй беради. Хамма жойда концентрация бир хил булгунча молекулаларнинг кучиши, яъни масса кучиши диффузия дейилади. Дуффузия ходисаси газларда суюқлик ва каттик жисмлардагига караганда тез булади. Молекулалар 1 секунд ичида миллиард марта тукнашар экан, шунча марта йулини узгартиради. Суюқликларда хажм бирлигидаги молекулалар сони газга

караганда куп (каттик жисмларда ундан хам куп) ва тукнашишлар сони хам катта. Натижада бу жисмларда диффузия хам секинлик билан руй беради. Диффузияда хажм бирлигидаги молекулалар сони катта булган жойдан молекулалар сони кичик булган жойга молекулаларнинг кучиши содир булади. Бу жараён хамма жойда концентрация бир хил булмагунча давом этади. Идиш бир хил газ билан тулдирилган булса ва концентрацияси хамма жойда бир хил булмаса, бу газнинг узида хам диффузия юзага келади. Бундай ходиса уздиффузия дейилади. Диффузия таъсирида молекулаларнинг бир жойдан иккинчи жойга кучиши диффузион окимни хосил килади. Диффузион оким, вақт бирлиги ичида бу окимга тик юза бирлигидан утган модда микдорига тенг. Диффузион оким йуналиши концентрация пасайиши томон йуналган булади. Диффузия ходисасини немис физиги Фик аниқлаган.

$$M = -D \frac{d\rho}{dx} \quad (5)$$

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 коэффициентини дейилади, M- оким йуналишига 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. Улчов бирлиги

$$[M] = \frac{\kappa z}{m^2 * c}; \left[\frac{d\rho}{dx} \right] = \frac{\kappa z}{m^4}; [D] = \frac{M^2}{c}$$

19.5. Ички ишқаланиш

Газнинг стационар ҳаракатидаги бир қисмига бошқа қушни қисмлари фарқли тезликка эга булган "оқим тезлиги" билан таъсир этиши 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 эга. Ички ишқаланиш таъсирида газ қатламларининг тезликлари тенглашишга ҳаракат килади. Бу эса қатламлар биридан иккинчисига импульсларини узатилиши билан содир булади.

Харакат миқдори оқими деб, юза бирлигидан вақт бирлигидан олиб утилган ҳаракат миқдorigа айтилади. Ички ишқаланиш таъсирида тезлиги катта қатламлар секинлашади, кичик тезликка эга булганлари тезлашади. Суюқликлардаги ламинар ва турбулент оқимлар ҳосил булишида ички ишқаланиш содир булади.

Ички ишқаланиш натижасида сиртнинг юза бирлигидан вақт бирлигида утган ҳаракат миқдори Ньютон аниқлаган ушбу формула билан ифодаланади:

$$L = -\eta \frac{dv}{dx} \quad (6)$$

бу ерда η -ковушқоклик ёки ёпишқоклик коэффициентини дейилади. $1/\eta$ -оқув-чанлик коэффициентини дейилади. (6)дан куринадики, қатламлардан қатламларга узатилган ҳаракат миқдори оқим тезлиги градиентига пропорционал экан."-" ишора ҳаракат миқдорининг кучиш тезлик градиентига тесқари эканлигини билдиради. Ички ишқаланиш коэффициентининг маъноси: тезлик градиенти бир бирликка тенг булгандаги ҳаракат миқдorigа тенг булган қатталиқка тенг. Буни баъзан динамик ички ишқаланиш дейилади. Улчов бирлиги:

$$[L] = \frac{H}{M^2}; \quad [\eta] = \frac{HC}{M^2}; \quad [\eta] = \Pi_{yaz} = 0,1 \frac{Hc}{M^2}$$

Кинематик ишқаланиш коэффициентини

$$v = \frac{\eta}{\rho} \quad (7)$$

улчов бирлиги: $[v] = \frac{M^2}{c} = 10^4 \text{ стокс}$

Механика ва молекуляр физикадан Таянч сўз ва иборалар.

1. Физика,
2. тажриба ҳаракат,
3. фазо,
4. кучиш,
5. санок системаси,
6. тезланиш,
7. улчов бирлик,
8. эркин тушиш,
9. Ньютоннинг биринчи қонуни,
10. масса,
11. инерция,
12. Ньютоннинг иккинчи қонуни,
13. куч,
14. Ньютоннинг учинчи қонуни,
15. ҳаракат микдори,
16. нисбийлик,
17. жисмнинг оғирлиги,
18. консерватив куч,
19. қия текисликдаги ҳаракат,
20. вазнсизлик,
21. реактив ҳаракат,
22. энергия,
23. иш,
24. қувват
25. урилиш,
26. куч моменти,
27. инерция моменти,
28. айланма ҳаракат динамикаси,
29. планеталар ҳаракати,
30. марказга интилма тезланиш
31. деформация, туташ идиш,
32. Архимед кучи,
33. Бернулли тенгламаси,
34. қовушқоқлик,
35. босим,
36. зичлик,
37. суюқликка ташланган жисм ҳаракати
38. Паскаль қонуни,

39. тебраниш,
40. маятник,
41. идеал газ
42. молекула
43. газ конуни
44. холат тенгламаси
45. харорат
46. иссиклик
47. иссиклик сигими
48. Термодинамик параметр
49. Ички энергия
50. Термодинамика конунлари
51. Иссиклик двигатели
52. Энтропия
53. Фазавий утиш
54. Бугланиш
55. Кайнаш
56. буг
57. термодинамик жараён
58. Изотерма
59. Изобара
60. Изохора
61. Корно цикли
62. Молекулаларни тезликлар буйича таксимланиши
63. Статистик физика
64. Кинетик назария
65. Таксимот
66. Реал газлар
67. Хавонинг намлиги
68. Газ босими
69. Градиент
70. Диффузия
71. Сирт таранглилик
72. Капилярлик
73. Кристал ва аморф жисмлар
74. Эриш.

Фойдаланилган адабиётлар

1. Савельев И.В. "Механик тебранишлар ва тулкинлар. Молекуляр физика. Укитувчи 1973 й.
2. Савельев И.В. Механика. Молекулярная физика. Наука. 1989 г.
3. Ахмаджанов О. Механика ва молекуляр физика. Укитувчи. 1987й.
4. Детлаф А.А., Яворский Б.И. Курс физики. М.ВШ. 1989 й.
5. Кодиров О.К. Механика ва молекуляр физика. Укитувчи 1989 й.
6. Абдуллаев Г.А. Физика. Укитувчи 1989 й.

