

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ҚИШЛОҚ ВА СУВ
ХЎЖАЛИГИ ВАЗИРЛИГИ

ТОШКЕНТ ИРРИГАЦИЯ ВА МЕЛИОРАЦИЯ ИНСТИТУТИ
БУХОРО ФИЛИАЛИ

Математика ва Аниқ фанлар кафедраси кафедраси

«Физика»

Маърузалар матни

Бажарди Қурбонов К

ТОШКЕНТ 2014

1- MARUZA

Moddiy nuqta kinematikasi

Kinematika jism harakatini uni yuzaga keltiruvchi sabablarni tekshirmagan holda o'rganish bilan shug'ullanadi. Jismlarning fazodagi o'rnini belgilaydigan jism dekart koordinat tizimining o'qlari bilan fazoviy sano tizimi deyiladi. Agar fazoda biror M moddiy nuqta joylashgan bo'lsa bu jismning sano tizimiga nisbatan egallagan holati M (X_1, Y_1, Z_1) jismni koordinata boshi bilan tutashtiruvchi to'g'ri chiziq OM ga radius vektor (r) deyiladi.

$$r = x_1 i + y_1 j + z_1 k$$

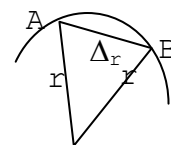
Jismni holatini ifodalovchi X_1, Y_1, Z_1 va r lar vaqtga bog'liq, chunki agar jism harakatda bo'lsa vaqt o'tishi bilan radius boradi. Ya'ni vaqtning funksiyasidir $r=r(t)$, $x=x(t)$, $y=y(t)$, $z=z(t)$. demak sano tizimi va soatga ega bo'lgan holda jismlarning harakatini qaratayotgan bu jism o'lchamlarini e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Bunday jism moddiy nuqta deb ataladi.

Moddiy nuqta o'z harakati davomida qandaydir yo'lni bosib o'tadi. Bosib o'tilgan bu yo'l trayektoriya deyiladi. 1 va 2 nuqta orasidagi to'g'ri chiziq kesmasi esa ko'chish deyiladi.

Tezlik va tezlanish. Fazoning A nuqtasidan boshlab harakatlanayotgan moddiy nuqta Δt vaqtdan so'ng V nuqtaga kelsin. Bunda moddiy nuqtaning ko'chishi $\Delta r = r_2 - r_1$. Moddiy nuqta harakatining qanday jadallik bilan sodir bo'layotganini harakterlash uchun tezlik tushunchasi kiritiladi.

$\vartheta = \Delta r / \Delta t$. demak moddiy nuqtaning o'rtacha tezligi vaqt birligidagi ko'chishni ifodalovchi kattalikdir.

$$\text{Moddiy nuqtaning oniy tezligi } \vartheta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dr}{dt}$$



bo'lib radius vektordan olingan birinchi tartibli hosilani ifodalaydi. To'g'ri chiziqli harakatda ko'chish bosib o'tilgan yo'lga teng, ya'ni $\Delta r = \Delta s$ u holda o'rtacha tezlik

$$\vartheta_{dr} = \Delta s / \Delta t \text{ yoki } \vartheta = s/t.$$

Moddiy nuqta tezligini o'zgarishi tezlanish deb ataluvchi kattalik bilan harakterlanadi. Agar tezlik Δt vaqtda ϑ_0 dan ϑ gacha o'zgarsa ya'ni $\Delta \vartheta = \vartheta - \vartheta_0$ bo'lsa uning o'rtacha tezlanishi

$$a = \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t} = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\Delta t},$$

u holda oniy tezlanish

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\vartheta}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2},$$

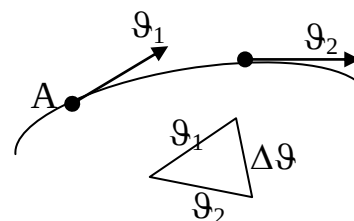
ya'ni $a_{on} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ bo'lib, tezlanish radius vektordan vaqt bo'yicha olingan

ikkinchi tartibli hosilani ifodalaydi.

Normal va tangensial tezlanish. Egri chiziqli harakatda tezlik vektori trayektoriyaning har bir nuqtasiga o'tqazilgan urinma bo'ylab yo'naladi. Agar harakat egri chiziqli tekis bo'lsa tezlikni yo'nalishi o'zgaradi. Tezlikni yo'nalish jihatdan birlik vaqtda o'zgarishini ifodalovchi tezlanishga normal tezlanish deyiladi.

$$a_n = \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t};$$

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta}{\Delta t}$$

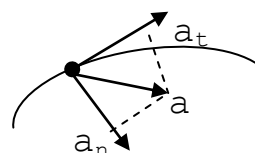


Tezlikni birlik vaqtda son qiymatini o'zgarishini ifodalovchi $\Delta \vartheta_2$ tezlanishga tangensial tezlanish deyiladi.

$$a_t = \frac{\Delta \vartheta_2}{\Delta t}; a_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta_2}{\Delta t} \text{ shakldan}$$

$$\Delta \vec{a} = \Delta a_n + \Delta a_t$$

A nuqtadagi oniy tezlanish



$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{a}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta a_n + \Delta a_t}{\Delta t} \right) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta a_n}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta a_t}{\Delta t} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$$

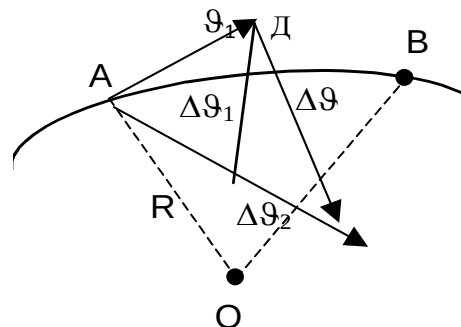
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$$

Tangensial tezlanish trayektoriyaga urinma bo'ylab yo'naladi. Normal tezlanish esa egrilik radiusi bo'ylab markazga tomon yo'naladi. Pifogor teoremasiga asosan rasmdan ko'rinib turibdiki $\triangle AS \sim \triangle OVA$ shuning uchun u holda

$$\frac{AB}{R} = \frac{\Delta \vartheta_1}{\vartheta_1} \quad \text{U holda}$$

$$\Delta \vartheta_1 = \frac{AB}{R} \vartheta_1 = \frac{\Delta S}{R} \vartheta_1 \quad \text{demak,}$$

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vartheta_1}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} \left(\frac{\vartheta}{R} \right) = \frac{v^2}{R}$$



U holda egri chiziqli harakatda umumiy tezlanish

$$a = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt} \right)^2 + \left(\frac{v^2}{R} \right)^2} \text{ ifoda bilan aniqlanadi.}$$

Nazorat savollari.

1. Fizika fani va uni texnika bilan bog'liqligi.
2. Mexanika. Mexanik harakat.
3. Kinematika nimani o'rganadi, trayektoriya, yo'l, ko'chish sanoq tizimi.
4. Tezlik va uning o'lchov birligi.
5. Tezlanish va uning o'lchov birligi.
6. O'zgaruvchan harakatda tezlik va yo'l.
7. Oniy tezlik va oniy tezlanish.

8. Normal tezlanish ta'rifi va formulasi.
9. Tangensial tezlanish ta'rifi va formulasi.

2- MARUZA

Aylanma Harakam Kinemamikasi

Aylanma harakat kinematikasi. Burchakli tezlik, burchakli tezlanish. Aylanma harakat deb shunday harakatga aytiladiki bunda qattiq jismning hamma nuqtalari markazlari bir to'g'ri chiziqli yotadigan aylanalarni chizadi. Aylanma harakatda burchakli tezlik va burchakli tezlanish kattaliklari qabul qilingan.

Burchakli tezlik deb aylanish radiusining birlik vaqtda burilgan burchagini ifodalovchi kattalikka aytiladi. Harakat tekis bo'lib Δt vaqtda aylanish radiusi $\Delta\varphi$ burchakka burilgan bo'lsa burchakli tezlik

$$\omega = \Delta\varphi / \Delta t \quad (1)$$

burchakli tezlikning oniy qiymati

$$\omega_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}$$

Oniy burchakli tezlik burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. Jism bir marta to'liq aylanganida 2π radian burchakka burilgani uchun, birlik vaqtdagi aylanishlar soni ν bo'lsa, burchakli tezlik $\omega = 2\pi\nu$ yoki $\omega = 2\pi/T$

ω ni yo'nalishi o'ng parma qoidasi bilan aniqlanadi. Burchakli tezlikni SI tizimidan o'lchov birligi

$$[\omega] = \text{rad/sek} \quad \text{yoki} \quad [\omega] = 1/\text{sek}$$

Aylanada harakat qilayotgan jismning birlik vaqtda bosib o'tgan yoy uzunligini ifodalovchi kattalikka chiziqli tezlik deyiladi. $\vartheta = \Delta s / \Delta t$

Burilish burchagi $\Delta\varphi$ juda kichik bo'lganda $\Delta s = R\Delta\varphi$ deb olinishi mumkin.

$$\text{U holda } \vartheta = \frac{\Delta s}{\Delta t} = R \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R\omega \quad \vartheta = \omega R$$

Burchakli tezlikning vaqt birligida o'zgarishini ifodalovchi fizik kattalikka burchakli tezlanish deyiladi.

$$\varepsilon = \Delta\omega / \Delta t$$

Harakat ixtiyoriy ravishda o'zgarib borsa burchakli tezlanishning oniy qiymati

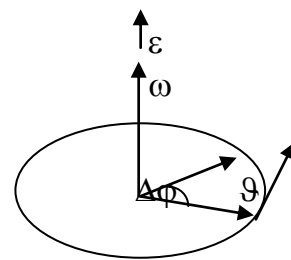
$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt}$$

Demak oniy burchakli tezlanish burchakli tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.

$$\omega = d\varphi / dt$$

bo'lgani uchun oniy burchakli tezlanish

$$\varepsilon = d^2\varphi / dt^2 \quad (7)$$



Demak oniy burchakli tezlanish burilish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

Normal tezlanish

$$a_n = v^2/R = (\omega R)^2/R = \omega^2 R, \text{ chunki } \vartheta = \omega R$$

tangensial tezlanish $a_t = dv/dt = d(\omega R)/dt = R d\omega/dt = R\varepsilon$

U holda egri chiziqli harakatda umumiy tezlanish.

$$a = \sqrt{(\omega^2 R)^2 + (R\varepsilon)^2}$$

harakatlanayotgan oyni ko'z oldimizga keltiraylik. Bular bir-birlarini tortib turadi. Yer oyga qanday kuch bilan ta'sir etsa, o'z navbatida Oy ham Yerga xuddi shunday kuch bilan ta'sir qiladi.

Nazorat savollari.

1. Burchakli tezlik. Oniy burchakli tezlik. O'lchov birligi.
2. Burchakli tezlanish. O'lchov birligi.
3. Nyuton 1-qonuni. Inersial sanoq tizimi.
4. Nyuton 2-qonuni. Kuch massa. Kuchni o'lchov birligi.
5. Nyuton 3-qonuni.
6. Impuls nima.
7. Impulsni saqlanish qonuni.

3- MARUZA

Moddiy nuqta dinamikasi

Dinamikaning asosiy qonunlari. Mexanikaning dinamika qismida moddiy nuqta yoki jismlarning harakatini bu harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar (moddiy nuqta yoki jismlar orasidagi o'zaro ta'sirlar) bilan bog'langan holda o'rganiladi.

Ingliz olimi I.Nyuton olimlarining o'tkazgan tajribalari va ularning asosida o'rta tashlangan fikrlar hamda o'z kuzatishlari asosida dinamika qonunlarini 1687 yilda asosiy uchta qonun sifatida tartibga keltirdi.

Nyutonning birinchi qonuniga asosan. Biror jismga berilayotgan boshqa jismlarning ta'sirlari o'zaro muvozanatlashsa jismning harakat holati o'zgarmaydi. Jismlarning o'z harakat holatini saqlash xususiyatiga inersiya deyiladi.

Ikki fizik kattalik bilan tanishaylik.

1. Kuch-F. Kuch deb jismlarning o'zaro ta'sirlarini ifodalovchi kattalikka aytiladi.
2. Massa- m. Jismlarni inersiyasini o'lchash uchun massa degan kattalik kiritiladi.

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan, jism tezligining o'zgarishi ($\Delta v / \Delta t$) shu jismga ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri proporsional bo'lib uning massasiga teskari proporsionaldir, ya'ni

$$\frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{F}{m} \quad (3)$$

agar jismga bir nechta kuch ta'sir etayotgan bo'lsa, u holda

$$\Delta v / \Delta t = \sum_{i=0}^n F_i / m \quad \text{yoki} \quad \Delta v / \Delta t = \sum F_i / m \quad (4)$$

agar $F = \text{const}$ bo'lsa $\Delta v / \Delta t = \text{const} = a$. U holda

$$a = \frac{F}{m} \quad (5)$$

bu ifodaga asoslanib kuchni o'lchov birligini aniqlash mumkin. (5) dan $F = ma$

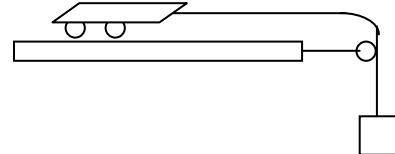
SI tizimida $m = 1 \text{ kg}$, $a = 1 \text{ m/s}^2$

U holda $F = [m][a] = 1 \text{ kg} \cdot 1 \text{ m/s}^2 = 1 \text{ Nyuton} = 1 \text{ N}$

Massasi 1 kg bo'lgan jismga 1 m/s^2 tezlanish bera oladigan kuchni

1 Nyuton deb qabul qilingan.

Nyutonning Shu-qonuni jismlar orasidagi o'zaro ta'sir doimo ikki tomonlama bo'lishini ifodalaydi. Agar M_1 jism M_2 jismga biror F_{12} kuch bilan



ta'sir ko'rsatadi, u holda M_2 jism ham o'z navbatida M_1 jismga F_{21} kuch bilan ta'sir qiladi.

$$F_{12} = -F_{21}$$

Demak ikkita jismning o'zaro ta'siri miqdor jihatdan o'zaro teng bo'lib yo'nalish jihatdan qarama-qarshi bo'ladi. $\rightarrow$

Misol uchun Yer bilan uning atrofidagi orbitada harakatlanayotgan oyni ko'z oldimizga keltiraylik. Bular bir-birlarini tortib turadi. Yer oyga qanday kuch bilan ta'sir etsa, o'z navbatida Oy ham Yerga xuddi shunday kuch bilan ta'sir qiladi.

Jism impuls. Impulsning saqlanish qonuni. Agar bir nechta jism o'zaro ta'sirlashayotgan ularga tashqaridan kuch ta'sir qilmasa bu jismlar tizimi yopiq tizim deyiladi.

Massasi m bo'lgan moddiy nuqta harakatlanib dt vaqtda tezligini Δv ga o'zgartirgan bo'lsin. U holda Nyutonning II-qonuniga asosan

$$d\vec{v}/dt = \vec{F}/m \quad (1)$$

Bundan $m \cdot d\vec{v} = \vec{F} \cdot dt$

yoki $d(m\vec{v}) = \vec{F} \cdot dt \quad (2)$

Bu yerda $m \cdot v = r \cdot \omega$ tezlik bilan harakatlanayotgan m massali moddiy nuqta impuls. Demak impuls mexanik harakat o'lchovidir,

$\vec{F} \cdot \Delta t$ -kuch impuls, $d(m\vec{v}) = d\vec{p}$ - impulsni o'zgarishi

Demak (2) ifodadan

$$d\vec{p} = \vec{F} dt \quad (3)$$

ya'ni jism impulsining o'zgarishi kuch impulsiga teng.

(3)dan $d\vec{p}/dt = \vec{F}$

Faraz qilaylik bizga 2 ta jismdan iborat yopiq tizim berilgan bo'lsin. Massalari m_1 va m_2 bo'lgan bu jismlarning tezliklari $\vec{v}_1$ va $\vec{v}_2$, demak impulslari mos ravishda $\vec{p}_1$ va $\vec{p}_2$ bo'lsin. Jismlar o'zaro ta'sirlashgandan keyin tezliklari $\vec{v}_1^1$ va $\vec{v}_2^1$ bo'lgan bo'lsin. Nyutonning III-qonuniga asosan bu jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari $\rightarrow \rightarrow$

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

Nyutonning II- qonuniga asosan

$$\vec{F}_1 = m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} \quad (2)$$

$$\vec{F}_2 = m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt} \quad (3)$$

(2)va (3) ifodani (1) olsak

$$m_1 \frac{d\vec{v}_1}{dt} = -m_2 \frac{d\vec{v}_2}{dt}$$

yoki

$$d(m_1 \vec{v}_1) = -d(m_2 \vec{v}_2)$$

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

$$\vec{dp}_1 + \vec{dp}_2 = 0$$

$$d(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = 0$$

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \text{const}$$

ya'ni bir jismning impulsi qancha ortsa ikkinchisidiki shuncha kamayadi. Bunga impulsning saqlanish qonuni deyiladi.

NAZORAT SAVOLLARI.

1. Tabiatdagi o'zaro ta'sirning turlari.
2. Og'irlik kuchi. Og'irlik.
3. Elastiklik kuchi. Deformatsiya va uni turlari.
4. Guk qonuni. Yung moduli va uni fizik ma'nosi
5. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish koeffitsiyenti.

4 — MARUZA

Tabiatdagi oʻzaro taʼsirlar

Tabiatdagi oʻzaro taʼsirning turlari. Hozirgi zamon fizikasida oʻzaro taʼsirning toʻrt turi maʼlum.

1.Gravitatsion oʻzaro taʼsir. Bu oʻzaro taʼsir butun dunyo oʻzaro tortishishi natijasida vujudga keladi.

2.Elekromagnit oʻzaro taʼsir.Bu oʻzaro taʼsir elektr va magnit maydonlari tufayli amalga oshiriladi.

3.Kuchli yadroviy oʻzaro taʼsir.Bu oʻzaro taʼsir yadrodagı nuklonlarni yaʼni proton va neytronlarni bir-biriga bogʻlangan holda ushlab turadi.

4.Kuchsiz yoki yemirilish oʻzaro taʼsir. Bu asosan elementar zarralarni yemirilishida namoyon boʻladi.

Kuchli yadroviy va kuchsiz yemirilish oʻzaro taʼsiri yain masofada namoyon boʻladi va ichki kuchlar deb ataladi.

Ogʻirlik kuchi. Maʼlumki mavjud boʻlgan toʻrtta oʻzaro taʼsirning biri gravitatsion oʻzaro taʼsiridir. Gravitatsion oʻzaro taʼsir tabiatdagi barcha jismlar orasida sodir boʻladi va u jismlarning tuzilishi ximiyaviy tarkibiga bogʻliq. Jismlarning oʻzaro tortishishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonida aniqlangan

boʻlib quyidagicha

$$\vec{F}_{12} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

F_{12} -birinchi moddiy nuqtani ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi, γ - gravitatsion doimiy boʻlib uni Kavendish burama torozi yordamida $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$ ekanligini aniqlagan.

Har qanday jism atrofida gravitatsion maydon vujudga keladi. Gravitatsion maydon modda zarralari orasidagi oʻzaro taʼsirni ifodalovchi materiyaning bir turidir.

Yer sirtiga yaqin turgan balandliklardan barcha jismlar Yerga tortilish kuchi taʼsiri ostida Yer sirtiga nisbatan bir hil tezlanish bilan tushadi. Bu Yer bilan bogʻlangan sanoq tizimida m massali har qanday jismga ogʻirlik kuchi deb ataluvchi

$$p = mg$$

kuchi taʼsir qilishini anglatadi, bunda g-erkin tushish tezlanishi.

Jism ogʻirligi deganda jismni tutib turuvchi taglikka yoki osmaga shu jism tomonidan koʻrsatiladigan taʼsir kuchi tushuniladi.

Elastiklik kuchi. Har qanday qattiq jismga tashqi kuchlar taʼsir etsa uni tashkil etgan zarralarining bir-birlariga nisbatani siljishi natijasida jismning shakli oʻzgaradi (siqiladi, choʻziladi, egiladi, buriladi va x.k.z.). Bunga dafomatsiya hodisasi deyiladi.

Agar deformatsiyani yuzaga keltiruvchi kuch har bir konkret jism uchun aniq bo'lgan chegaradan ortiq bo'lmasa, kuchning ta'siri to'xtagandan keyin jism dastlabki o'lchamlarini va shaklini qayta egallaydi va bunday deformatsiya elastik deformatsiya deyiladi. Agar ta'sir etayotgan kuch ana shu chegaradan ortib ketsa, jismning shakli to'liq tiklanmaydi. Bunga oldi yoki plastik deformatsiya deyiladi.

Uzunligi ℓ , ko'ndalang kesim yuzasi S bo'lgan sterjen yuzasiga tik yo'nalgan F kuch ta'sir etayotgan bo'lsin. Bu kuch ta'sirida sterjen $\Delta \ell$ ga uzaygan bo'lsin $\Delta \ell$ -absolyut uzayish, $\Delta \ell / \ell = \varepsilon$ nisbiy uzayish deyiladi, $F/S = \sigma$ kuchlanish. Ingliz

olimi Robert Guk 1660 yilda aniqlangan qonunga ko'ra nisbiy uzayish

$$\text{kuchlanishga proporsional} \quad \frac{\Delta \ell}{\ell_0} = k \frac{F}{S} \quad \varepsilon = k \sigma \quad (1)$$

bunda k - elastiklik koeffitsiyenti bo'lib sterjen materialiga bog'liq. U holda

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \quad \text{yoki} \quad \sigma = \varepsilon E \quad \varepsilon = \frac{\Delta \ell}{\ell_0} \quad \text{ifodada} \quad \Delta \ell = \ell_0 \quad \text{bo'lsa} \quad \varepsilon = 1$$

U holda $\sigma = E$ $[E] = \text{H/m}^2; \text{kg/mm}^2$

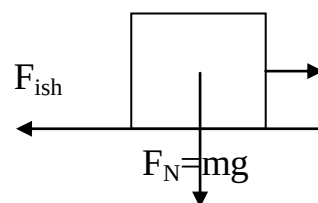
Demak, Yung moduli jism uzunligini 2 marta orttirish uchun zarur bo'lgan kuchlanishni ifodalaydi.

Ishqalanish kuchlari. qattiq jism suyuqlik yoki gazlarda harakatlansa yoki qattiq jism bo'laklari bir-birining sirti bo'ylab harakatlansa, ishqalanish hodisasi ro'y beradi va ishaqlanish kuchi paydo bo'ladi. Ishqalanish dissipativ jarayondir, ya'ni ishqalanish jarayonida jismning kinetik va potensial energiyasining yig'indisi, energiyani nomexanik formalariga aylanib ketib uzluksiz kamayib boradi. Shu sababli ishaqlanish jarayoni natijasida issiqlik ajralishi mumkin yoki ishqalanayotgan sirtlar elektrlanadi va xakozo. Ishqalanish kuchi jismni ishqalanuvchi yuziga bosuvchi (siquvchi) kuchga to'g'ri proporsional bo'lib, jismlarning o'zaro tegib turuvchi yuziga deyarli bog'liq emas.

Gorizontal xarakatlanayotgan jism uchun bosuvchi kuch og'irlik kuchidir

$$F_{\text{ish}} = \mu F_N$$

F_N -bosuvchi, siquvchi kuch μ - ishqalanish koeffitsiyenti bo'lib, jismlarning tegib turgan sirtlarining fizik hossalriga bog'liq.



Dumalanayotgan jismning ishqalanish kuchi $F = \mu_k N/r$ bo'lib, bu

Kulon formulasi deyiladi, bunda μ_k - dumalanish ishqalanish koeffitsiyenti (uzunlik birligida o'lchanadi), N - normal bosim kuchi, r - dumalanayotgan jism radiusi.

Dumalanayotgan jismning ishqalanish kuchi sirpanayotgan jism ishqalanish kuchidan 100-200 marta kam bo'lgani uchun texnikada sirpanish ishqalanishi sharikli yoki silindrli podshipniklar yordamida dumalanish ishqalanishiga aylantiriladi.

NAZORAT SAVOLLARI.

6. Tabiatdagi o'zaro ta'sirning turlari.

7. Og'irlik kuchi. Og'irlik.
8. Elastiklik kuchi. Deformatsiya va uni turlari.
9. Guk qonuni. Yung moduli va uni fizik ma'nosi
10. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish koefitsiyenti.

5- *MARUZA*

Ish. quvvat. energiya

Ish va uni o'lchov birligi. Tabiatda jismlar doimo o'zaro ta'sirda bo'lganligi sababli ularni bir yerdan ikkinchi yerga ko'chirishda ta'sir etuvchi (qarshilik) kuchlarini yengib ish bajariladi. Bajarilgan ish ta'sir etuvchi kuchga, ko'chish masofasiga va qo'yilgan kuchning yo'nalishiga bog'liq

$$A = F_s \cdot s \quad (1)$$

$$A = Fs \cos \alpha \quad (2)$$

Agar kuchni yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan mos tushsa $A = Fs$ (3)

Agar kuch o'zgaruvchan bo'lsa, bajarilgan ishni xisoblash uchun masofa s ni shunday elementar Δs bo'laklarga bo'lamizki bu bo'laklarda kuchni o'zgarmas deb qarash mumkin bo'lsin. Agar Δs_i mosofada bajarilgan elementlar ishni $\Delta A_i = F_{si} \cdot \Delta s_i$ deb olsak umumiy ish bunday elementar ishlarning yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$A = \sum_{i=1}^n \Delta A_i = \sum_{i=1}^n F_{si} \Delta s_i \quad (4)$$

Barcha Δs_i lar nolga intilganda taxminiy (4) tenglik quyidagi aniq tenglikka aylanadi.

$$A = \lim_{\Delta s_i \rightarrow 0} \sum F_{si} \Delta s_i = \int_s F_s ds \quad A = \int_s F_s ds$$

Ishni o'lchov birligi $A = FS$ formuladan foydalanamiz SI tizimida $F = 1\text{ n}$, $S = 1\text{ m}$, $A = 1\text{ nm} = 1\text{ J}$, SGS da $A = 1\text{ dina} \cdot 1\text{ sm} = 1\text{ erg}$.

Quvvat va uning o'lchov birliklari. Mashinalarning ish bajarish tezligini ifodalash uchun quvvat kattaligi qabul qilingan. Quvvat deb vaqt birligida bajarilgan ishni ifodalovchi kattalikka aytiladi.

Agar Δt vaqtda bajarilgan ish ΔA bo'lsa u holda quvvat $N = \Delta A / \Delta t$

$$\Delta A = F \Delta s \quad \text{bo'lgani uchun}$$

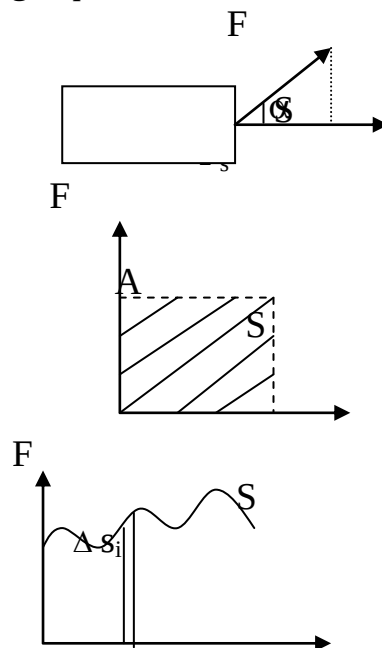
$$N = F \Delta s / \Delta t = Fg$$

$$N = Fg$$

Demak kuchning tezlikka ko'paytmasi harakat quvvatini beradi.

quvvat birliklar: $N = A/t$ ifodadan keltirib chiqariladi. SI tizimida $A = 1\text{ Joule}$ $t = 1\text{ sek}$ $N = 1\text{ Joule}/1\text{ sek} = 1\text{ Vatt}$

Agar jism 1 sek ichida 1 Joule ishni bajarsa uni quvvati 1 Vatt bo'ladi. Texnik birliklar $A = 1\text{ kGm}$ $N = 1\text{ kgm}/1\text{ sek}$



$$t = 1 \text{ sek}$$

shartli ravishda 1 ot kuchi = 75 kgm/s, 1 kgm = 9,8 j.

Energiya xaqida tushuncha. Kuzatishlarning ko'rsatishicha tabiatda bir turdagi harakat ikkinchi tur harakatga, u esa ya'ni boshqa harakatga o'tib turadi. Masalan: bir-biriga tomon harakatlanayotgan ikki shar noelastik urilishdan keyin harakatlarini yoq'otadi, lekin har bir sharning harorati ko'tariladi (qiziydi). Balandlikdan tushayotgan suvning harakati natijasida gidroelektrostansiyalarda elektr toki ya'ni elektr zaryadining harakati vujudga keltiriladi. Elektr asboblarda esa elektr zaryadining harakati issiqlik harakatiga (dazmol, elektroplitka) aylanadi.

Mexanik energiya. Kinetik energiya. Jismning mexanik energiyasi o'zining mexanik harakatini boshqa bir jismga berganda yoki o'zining fazodagi holatini og'irlik yoki elastik kuch ta'sirida o'zgartirganda shu jism bajara oladigan ish bilan o'lchanadi.

Mexanik energiya 2 hil bo'ladi.

1. Kinetik energiya.
2. Potensial energiya.

Kinetik energiya. Jismning mexanik harakati tufayli paydo bo'lgan va jism to'xtaguncha bajarilishi mumkin bo'lgan ish bilan o'lchanadigan kattalikka kinetik energiya deyiladi.

m massali B jism V tezlik bilan harakatlanib qandaydir S jism bilan to'qnashib tormozlansa yo'lining kichik dS bo'lagida dA ish bajaradi.

$$dA = F dS \quad (1)$$

Nyuton II - qonuniga asosan:

$$F = -m \frac{dV}{dt} \quad (2) \text{- tezlik kamayishini ko'rsatadi.}$$

$$(2) \rightarrow (1)$$

$$dA = -m \frac{dV}{dt} ds = -m V dV \quad \frac{-ds}{dt} = V$$

Jism to'liq to'xtaguncha ($V \rightarrow 0$) bajarilgan ish:

$$A = -\int_V^0 m V dV = \frac{mV^2}{2}$$

$$E_k = A = \frac{mV^2}{2}$$

Potensial energiya. Tinch turgan jismni xarakatga keltirish uchun unga biror kuch ta'sir etishi kerak.

Fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga jismni ko'chirishda tashqi kuchlarning bajargan ishi bosib o'tilgan yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay, balki jismning boshlang'ich va oxirgi vaziyatlariga bog'liq bo'lsa, bunday kuchlar konservativ yoki potensial kuchlar deb ataladi. Jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi siqilgan yoki cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi, zaryadlangan jismlarga ta'sir etuvchi elektrostatik kuchlar konservativ kuchlarga misol bo'la oladi.

$$P = mgh$$

Nazorat savollari.

1. Ish nima. Uni o`lchov birligi.
2. Quvvat va uni o`lchov birligi.
3. Energiya xaqida tushuncha. Energiya shakllari.
4. Mexanik energiya. Kinetik energiya.
5. Potensial energiya.

6- MARUZA

Qammiq jism urilishi

Mexanik energiyaning saqlanish qonuni. N ta jismda iborat tizim yopiq tizimni tashkil etayotgan bo`lsin. Tizimdagi jism masalarini  $m_1, m_2, \dots, m_n$ , har bir jismning fazodagi vaziyatini aniqlovchi radius-vektorlarni  $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n$  va har bir i-jismga tizimdagi boshqa jismlarning ko`rsatayotgan ta'sir kuchlarini $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ deb belgilaylik va bu kuchlar faqat konservativ kuchlardan iborat bo`lsin, i-jism uchun Nyutonning ikkinchi qonunini tadbqiq etilsa, quyidagi ifodaga ega bo`linadi:

$$m_i \frac{d\vec{g}_i}{dt} = \vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \vec{F}_{i3} + \dots + \vec{F}_{in} \quad (1)$$

Kuzatilayotgan i-jism shu ta'sir etayotgan kuchlar tufayli dt vaqt ichida $d\vec{r}_i$ siljigan bo`lsin, (1) ning ikkala qismini  $d\vec{r}_i$  ga skalyar ko`paytiramiz:

$$m_i \frac{d\vec{g}_i}{dt} d\vec{r}_i = (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \vec{F}_{i3} + \dots + \vec{F}_{in}) d\vec{r}_i \quad (2)$$

bunda, $\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{g}_i$ ekanligini e'tiborga olib (2) formulani quyidagicha yozamiz:

$$m_i g_i d g_i - (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \vec{F}_{i3} + \dots + \vec{F}_{in}) d\vec{r}_i = 0 \quad (3)$$

bunday formulalarni tizimdagi barcha jismlar uchun yozib, ularni mos ravishda qo`shib chiqsak:

$$\sum_{i=1}^N m_i g_i d g_i - \sum (\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \vec{F}_{i3} + \dots + \vec{F}_{in}) d\vec{r}_i = 0 \quad (4)$$

hosil bo`ladi. Bu formuladagi  $m_i \vec{g}_i d\vec{g}_i$  i-jism kinetik energiyasining,  $\sum_{i=1}^N m_i \vec{g}_i d\vec{g}_i$  esa, tizim kinetik energiyaning o`zgarishini ifodalaydi, ya'ni:

$$\sum_{i=1}^N m_i \vec{g}_i d\vec{g}_i = dE_k \quad (5)$$

(4) ifodadagi $(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} + \dots + \vec{F}_{in}) d\vec{r}_i$ i- jismga ta'sir qilayotgan konservativ kuchlarning bajargan ishi bo`lib, bu kattalik ikkinchi tomondan jism potensial energiyasining o`zgarishiga teng.

Kuzatilayotgan holda ish musbat kattalikdan iborat bo'lib, bu jism potentsial energiyasining kamayishi hisobiga bajariladi, shuning uchun

$$-(\vec{F}_{i1} + \vec{F}_{i2} \dots + \vec{F}_{in}) d\vec{r}_i = dE_p$$

natijada (4) ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$dE_k + dE_p = 0, \quad d(E_k + E_p) = 0, \quad E_k + E_p = \text{const} \quad (6)$$

Bunda, $E_k + E_p = \text{const}$ - tizimning to'la mexanik energiyasi.

Demak, berk tizimda faqat konservativ kuchlar mavjud bo'lsa, tizimning to'la mexanik energiyasi o'zgarmas qiymatga ega bo'lib qoladi. Bu mexanik energiyaning saqlanish qonunidir.

Agar berk tizim konservativ kuchlardan tashqari nokonservativ kuchlar (misol uchun ishqalanish kuchlari) ham mavjud bo'lsa, tizimning to'la mexanik energiyasi vaqt o'tishi bilan kamayib boradi.

Nokonservativ kuchlarning bajargan ishi tufayli tizim mexanik energiyasining kamayishi energiyaning dissipatsiyasi (isrof bo'lishi) deyiladi.

Qattiq jism urilishi. Jismning boshqa bir jism bilan to'qnashishi natijasida xarakat holatini to'satdan o'zgarishi urilish deyiladi.

Urilish jarayonini 2 fazaga bo'lib qarash mumkin.

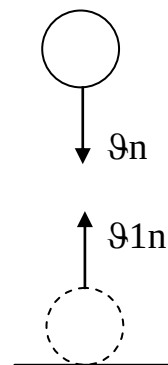
1. Urilgan jismlar deformatsiyalanib bir-biriga yaqinlasha borguncha.

2. Deformatsiyalangan jismlar bir-biridan ajralib ilgari holatiga qaytib kelguncha davom etadi.

Agar jismning urilishidan oldingi tezligi ϑ_n , urilishdan keyingi tezligi ϑ_n^1 bo'lsa, $\varepsilon = \vartheta_n^1 / \vartheta_n$ kattalik tiklanish koeffitsiyenti deb ataladi.

Absolyut noelastik urilish. Absolyut noelastik jismlar urilishi uchun tiklanish koeffitsiyenti nolga teng, ya'ni $\varepsilon = 0$.

Massalari m_1 va m_2 urilishga qadar tezliklari ϑ_1 va ϑ_2 urilishdan keyingi tezliklari esa ϑ_1^1 va ϑ_2^1 bo'lgan sharlar to'g'ri markaziy to'qnashganda impulsni saqlanish qonuniga asosan:



$$m_1 g_1 + m_2 g_2 = m_1 g_2^1 + m_2 g_2^1 \quad (1)$$

Har ikkala jism urilishdan so'ng, bir butun jismdek bir hil tezlik $g_1^1 = g_2^1 = u$ bilan xarakatlanadi, shuning uchun (1) dan urilishdan so'ng sharning tezligi:

$$u = \frac{m_1 g_1 + m_2 g_2}{m_1 + m_2} \quad (2)$$

elastik bo'lmagan jismlar urilishigacha kinetik energiya $E_k = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2}$ bo'lsa, urilishdan so'ng : $E_k = \frac{(m_1 + m_2) u^2}{2}$ ga teng bo'lib qoladi.

Demak, kinetik energiyaning sarflangan qismi yoki deformatsiya ishi

$$E = E_k - E_k^1 = \frac{m_1 g_1^2}{2} + \frac{m_2 g_2^2}{2} - \frac{(m_1 g_1 + m_2 g_2)^2}{2(m_1 + m_2)} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} \cdot (g_1 + g_2)^2 \quad (3)$$

Amalda urilish ikki hil maqsad uchun qo'llaniladi.

1. Jism shaklini o'zgartirish (deformatsiyalash) maqsadida masalan, shtampovka qilish, jismni har xil shakl berish va xokazo. Formuladan ko'rinib turibdiki, bu maqsad uchun qo'zg'almas jismning massasi m_1 , uruvchi jismning massasidan (m_2) dan kattaroq bo'lgani qulayroq.

2. Urilishdan so'ng jismlarni siljishi va shu orqali qarshiliklarini yengish maqsadida, masalan, qoziqni qo'ib yerga kiritish, mix qo'yish va xokazo.

Absolyut elastik jismlar urilishi. Bunday urilishda $\epsilon=1$, Masalalar m_1 va m_2 tezliklari V_1 va V_2 bo'lgan absolyut elastik jismlar bir hil yo'nalishda ilgariylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Energiyani saqlanish qonuniga asosan:

$$\frac{m_1 g_1^2}{2} + W_{\pi 1} + \frac{m_2 g_2^2}{2} + W_{\pi 1} = \frac{m_1 g_1^{12}}{2} + W_{\pi 1} + \frac{m_2 g_2^{12}}{2} + W_{\pi 1} \quad (5)$$

Sharlar gorizontall tekislikda harakatlangani uchun ularni potentsial energiyalari o'zgarmaydi.

$$W_{P1} + W_{P2} = W_{P1}^1 + W_{P2}^1 \quad (6)$$

U holda (5) dan

$$m g_1^2 + m_2 g_2^2 = m_1 g_1^1 + m_2 g_2^1 \quad (7)$$

Impulsni saqlanish qonuniga asosan:

$$m g_1 + m_2 g_2 = m_1 g_1^1 + m_2 g_2^1 \quad (8)$$

(7) va (8) dan

$$v_1^1 = \frac{v_1 (m_1 - m_2) + 2m_2 g_2}{m_1 + m_2}$$

$$v_2^1 = \frac{v_2 (m_2 - m_1) + 2m_1 g_1}{m_1 + m_2}$$

Ba'zi bir xususiy hollarini ko'raylik.

1. Ikkala jismning massalari bir-biriga teng ($m_1 = m_2$). U holda

$$v_1^1 = v_2 \text{ va } v_2^1 = v_1$$

ya'ni, sharlar urilishdan so'ng o'z tezliklarini ayirboshlaydilar.

2. $m_1 \gg m_2$ va $v_1 = 0$ bo'lsin.

U holda $v_2^1 = -v_1$ va $v_1^1 = 0$.

Demak, qo'zg'almay turgan katta jism tinch holatini saqlab qoladi, unga urilgan kichik jism avvalgi tezligi bilan sapchib orqaga qaytadi.

Nazorat savollari.

1. Mexanik energiyani saqlanish qonuni.
2. Energiya dissipatsiya.
3. Qattiq jismlarning absolyut elastik urilishi.
4. Qattiq jismlarning absolyut noelastik urilishlari.

7- MARUZA

Aylanma harakat dinamikasi.

Jismni aylanma harakati. Aylanma harakat deb shunday harakatga aytiladiki, bunda jism barcha nuqtalarining traektoriyalari, markazi aylanish o'qi deyiluvchi bitta chiziqda bo'lgan konsentrik aylanalardan iborat bo'ladi. Qattiq jismni aylanma harakatga keltirish uchun unga biror kuch ta'sir etishi kerak. Lekin qattiq jism har qanaday yo'nalishidagi kuch ta'sirida ham aylanavermaydi:

Qattiq jismning aylanma harakatini dinamika nuqtai nazardan tekshirilganda kuch tushunchasi bilan bir qatorda kuch momenti tushunchasi, massa tushunchasi bilan bir qatorda inersiya momenti tushunchasi ham kiritiladi.

Kuch momenti. Aylanish o'qiga ega bo'lgan biror jismga kuch ta'sir etganda uning qanday harakat qilishi faqat bu kuchning son qiymatiga bog'liq bo'lmay, uning yo'nalishi va qo'yilishiga ham bog'liq. Bularning hammasini birgalikda hisobga olish uchun kuch momenti kattaligi qabul qilingan.

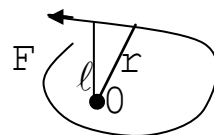
Kuchning ixtiyoriy qo'zg'almas 0 nuqtaga nisbatan momenti (M) deganda 0 nuqtadan kuchning qo'yilish nuqtasiga o'tkazilgan radius vektor (r) va F kuchning vektor ko'paytmasi tushuniladi, ya'ni

$$M=[r \bullet F]$$

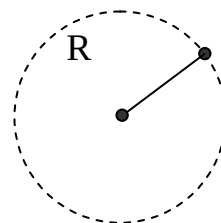
M vektorining moduli $M = Fr \sin \alpha = F \ell$

Bunda $\ell = r \sin \alpha$ bo'lib u kuchning ta'sir chizig'iga

0 nuqtadan o'tkazilgan perpendikulyardir, buni F kuchning 0 nuqtaga nisbatan yelkasi deyiladi.



Inersiya momenti. Biror m massali nuqtaviy jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deb uning massasini aylanish radiusining kvadratiga ko'paytmasi bilan ifodalanuvchi kattalikka aytiladi. $I = mR^2$ qattiq jismning inersiya momenti uning qismlari inersiya momentlarining yig'indisiga teng.



$$I = \sum_{i=1}^n \Delta I_i = \sum \Delta m_i \cdot R_i^2$$

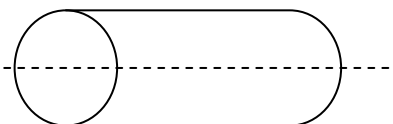
Jismning massalar markazidan o'tmaydigan ixtiyoriy o'qa nisbatan inersiya momenti I shu o'qa paralel bo'lgan va jismning massa markazi orqali o'tuvchi o'qa nisbatan inersiya momenti I_0 bilan jismning m massasining o'qlar orasidagi ℓ masofa kvadratiga ko'paytmasining yig'indisiga teng

$$I = I_0 + m\ell^2$$

bu Gyuygens-Shteyner teoremasi.

Turli shakldagi jismlar inersiya momentlari.

1. Devori juda yupqa trubaning 00¹ simmetriya o'qiga



a
)

momenti (a) $I = mR^2$

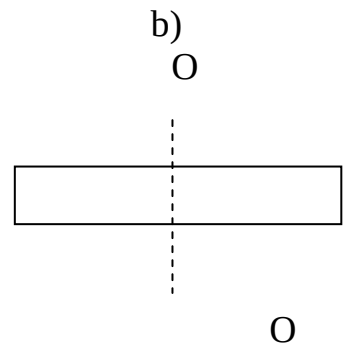
2. Devori qalin trubaning o'qiga nisbatan inersiya momenti (b) $I = m(R_1^2 + R_2^2)/2$

3. Butun sharning massalar markazidan o'tuvchi o'qa nisbatan inersiya momenti $I = 2mR^2$

4. sharning inersiya momenti $I = \frac{2}{5}mR^2$

5. ℓ uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va massalar markazidan o'tuvchi o'qa nisbatan inersiya momenti $I = m\ell^2/12$

6. ℓ uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan o'tuvchi o'qa nisbatan inersiya momenti $I = m\ell^2/3$



Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni.

Massasi m bo'lgan nuqtaviy jism tangensial kuch F ta'sirida radiusi R bo'lgan aylana bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin. Nyutonning

II-qonuniga asosan

$$F = ma_t \quad (1)$$

Bunda $a_t = R\alpha$ bo'lgani uchun

$$F = mR\alpha \quad (4)$$

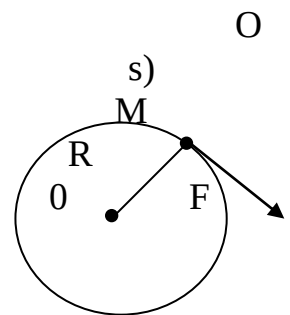
Bu ifodani ikkala tomonini radius R ga ko'paytiramiz.

$$FR = mR^2\alpha$$

Ma'lumki $FR = M$ kuch momenti, $mR^2 = I$ inersiya momenti bo'lgani uchun

$$M = I\alpha$$

Bu aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni yoki aylanma harakat uchun Nyutonni II- qonuni deyiladi



Impuls momenti va uni saqlanish qonuni. qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qiladigan jism berilgan bo'lsin. Shu jismga F kuch qo'yilgan bo'lsa, kuch momenti $M = I\alpha$ $\alpha = \Delta\omega / \Delta t$ bo'lgani uchun $M = \frac{I\Delta\omega}{\Delta t}$ u

holda $M\Delta t = I\Delta\omega = \Delta(I\omega)$

$$M\Delta t = \Delta(I\omega)$$

bunda $M\Delta t$ qattiq jismga ta'sir qilayotgan kuchlar momentining impulsi deyiladi. $I\omega = L$ qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning impuls momenti deyiladi.

$$M\Delta t = \Delta L \quad \text{yoki} \quad Mdt = dL$$

bunda $M = \frac{\Delta L}{\Delta t}$ bo'lib, jismning aylanish o'qiga nisbatan impuls momentinigi hosilasi qo'sha o'q nisbatan kuch momentiga teng. Ma'lumki biror o'q atrofida aylanayotgan qattiq jism uchun dinamikasining asosiy qonuni

$$M = \frac{\Delta L}{\Delta t}$$

bu yerda $L=I\omega$ agar tashqi kuchlar momenti M nolga teng bo'lsa u holda

$$\frac{dL}{dt} = 0, \quad L = \text{const}, \quad I\omega = \text{const} \quad (2)$$

ya'ni impuls momenti o'zgarmas bo'ladi (2) ga asosan berilgan tizimning inersiya momenti necha marta ortsa burchak tezligi ham shuncha kamayadi yoki aksincha. Bu impuls momentining saqlanish qonuni deyiladi.

Nazorat savollari

1. Aylanma harakat va uni harakterlovchi kattaliklar.
2. Kuch momenti, nima va nimalarga bog'liq
3. Inersiya momenti, u nimalarga bog'liq.
4. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni
5. Impuls momenti
6. Impuls momentini saqlanish qonuni.

8- MARUZA

Nisbiylik nazariyasi elemenmlari.

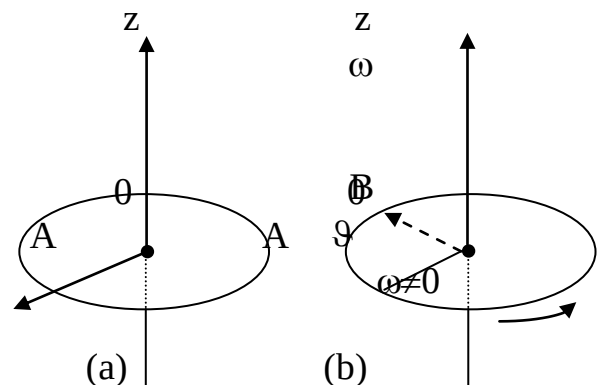
Noinersial sanoq tizimi. Inersiya kuchlari. Ma'lumki Nyuton qonunlari faqat inersial sanoq tizimlarida bajariladi. Inersial sanoq tizimlariga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq tizimlari noinersial sanoq tizimlaridir

Umuman aytganda noinersial sanoq tizimlarida Nyuton qonunlari bajarilmaydi. Lekin agar jismlarning o'zaro ta'sir kuchlaridan tashqari ya'na inersiya kuchlari deb atalgan kuchlarni hisobga olish bilan noinersial sanoq tizimlarida ham Nyuton qonunlarini qo'llash mumkin. Bunday hollarda inersiya kuchlari F_{in} shunday bo'lishi kerakki ular Nyuton kuchlari bilan birga jismga xuddi noinersial sanoq tizimida qolishi mumkin bo'lgan a tezlanish bersin, ya'ni $ma = \vec{F}_n + \vec{F}_{in}$ bunda $\vec{F}_n = ma^1$, a^1 - inersial tizimidagi tezlanish u holda $ma = ma^1 + \vec{F}_{in}$

Inersiya kuchlari sanoq tizimini o'lchanayotgan tizimga nisbatan tezlanishi bilan harakatidan kelib chiqadi.

Jism aylanuvchi sanoq tizimida harakatlanayotgan holda unga markazdan ko'chma inersiya kuchidan tashqari inersion tabiatli yana bir kuch ta'sir etadi. Bu kuchni uni nazariy usulda kashf etgan fransuz fizigi koriolis nomi Koriolis inersiya kuchi deb yuritildi.

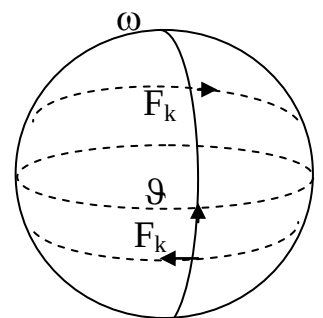
Gorizontaal disk ustida O dan A tomon biror sharchani ϑ tezlik bilan dumalatib yuboraylik. Disk aylanayotgan holda (a) sharcha OA to'g'ri chiziq bo'ylab harakatlanadi. Lekin disk ω burchak tezlik bilan OZ o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan holda sharcha OV egri



chiziq bo'ylab harakatlanadi. Koriolis inersiya kuchi disk tekisligida yotadi, yo'nalishi esa ϑ va ω vektorlar vektor ko'paytmasining yunalishi bilan aniqlanadi $F_k = 2m[\vartheta\omega]$

Umumiy holda $F_k = 2m\vartheta\omega\sin\alpha$ α - ϑ va ω orasidagi burchak. Koriolis inersiya kuchlari Yerning shimoliy yarmidagi jismni ϑ ga nisbatan o'ng tomonga, janubiy yarmidagi jismni esa ϑ ga nisbatan chap tomonga og'dirishga harakat qiladi.

Galileyning nisbiylik prinsipi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki inersial sanoq tizimi ichida o'tkazilgan hech qanday mexanik tajribalar yordamida bu tizimning

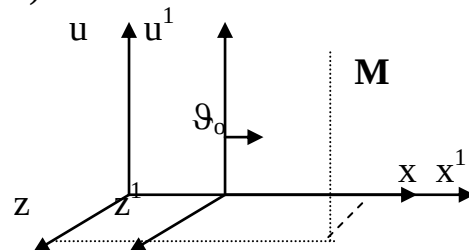


harakat holatini aniqlab bo'lmaydi. Masalan, turtkisiz to'g'ri chiziqli va tekis xarakatlanayotgan poyezd vagoni ichida turib, agar vagon oynasidan qaramasak, vagon tinch turibdimi yoki harakatlanayotibdimi buni bila olmaymiz.

Barcha mexanik hodisalar turli inersial tizimlarda bir hil sodir bo'lganligi sababli hech qanday mexanik tajribalar yordamida berilgan sanoq tizim tinch turibdimi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotganini bilib bo'lmaydi. Bu qonun Galileyning nisbiylik prinsipi deyiladi.

Galileyning koordinat almashtirishlari. Ikkita inersial sanoq tizimi berilgan bo'lsin. Birinchi tizimning koordinata o'qlari $K(x, y, z)$ ikkinchisining $K^1(x^1, y^1, z^1)$ bo'lsin.

Tizimlarning koordinat o'qlari boshlang'ich momentda ustma-ust yotsin. Demak $t=0$ da koordinatalar mos tushadi. Agar K^1 tizim K ga nisbatan x o'qi bo'ylab ϑ_0 tezlik bilan harakatlansa va vaqtni o'tishi ikkala tizimda bir hil bo'lsa, u



holda M nuqta-ni K va K^1 tizim koordinatalariga nisbati holati.

$$(1) \quad \begin{cases} x = x^1 + \vartheta_0 t \\ y = y^1 \\ z = z^1 \\ t = t^1 \end{cases} \quad \text{yoki} \quad (2) \quad \begin{cases} x^1 = x - \vartheta_0 t \\ y^1 = y \\ z^1 = z \\ t^1 = t \end{cases}$$

(1) va (2) tenglamalar Galeliyni koordinat almshtirishlari deyiladi va $\vartheta \ll c$ shart bajarilgandagina to'g'ridir. (1) va (2) tenglamalar tizimini vaqt bo'yicha hosilasini olib M nuqtaning K va K sano tizimlardagi tezliklari orasidagi bog'lanishni topamiz.

$$(3) \quad \begin{cases} \vartheta_x = \vartheta_x^1 + \vartheta_0 \\ \vartheta_y = \vartheta_y^1 \\ \vartheta_z = \vartheta_z^1 \end{cases} \quad \text{yoki} \quad (4) \quad \begin{cases} \vartheta_x^1 = \vartheta_x - \vartheta_0 \\ \vartheta_y^1 = \vartheta_y \\ \vartheta_z^1 = \vartheta_z \end{cases}$$

(3) va (4) tenglamalar klassik mexanikada tezliklarni qo'shish qoidalarini beradi.

Misol, poyezd ϑ_0 tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lib poyezd ustida bir bola ϑ_x^1 tezlik bilan yugurib ketayotgan bo'lsa. U holda bolaning poyezd yaqinlashayotgan ob'ektga nisbatan tezligi $\vartheta_x = \vartheta_x^1 + \vartheta_0$ bo'ladi.

Maxsus nisbiylik nazariyasining postulatleri. Klassik mexanikaga asosan jismlarning absalyut tezligini aniqlab bo'lmaganidan so'ng olimlar elektromagnit to'lqinlar ya'ni yorug'lik nuri yordamida tezlikni absalyut qiymatini aniqlamoqchi bo'lishdi.

Tajribalar natijalarini analiz qilib A.Eynshteyn 1905 yilda maxsus nisbiylik nazariyasini yaratdi. Uning fikricha tabiatda elektromagnit tebranishlarni (yorug'lik nuri) taratuvchi efir moddasi yo'q, shuning uchun tezlikka absalyut qiymat berib bo'lmaydi.

Maxsus nisbiylik nazariyasi asosida ikkita postulat yotadi.

- 1- postulat. Inersial sanoq tizimlari ekvivalent bo'lib tabiatdagi hamma hodisalar ularda bir xil bajariladi. Faqat mexanik yo'l bilan emas balki

optik tajribalar yordamida ham tizimning harakat holatini aniqlab bo'lmaydi.

- 2- Postulat. Yorug'likning vakuumdagi tezligi hamma inersial tizimlarida bir xil bo'lib manba yoki qabul qiluvchining tezligiga bog'liq emas.

Lorens almashtirishi. Yorug'lik tezligining o'zgarmas qiymatiga ega bo'lishi va vaqtning o'tishi har xil sanoq tizimi uchun turlicha bo'lishi Galiley almashtirishlar qoidasini yorug'lik nuri uchun qo'llash mumkin emasligi aniqlandi. Chunki $\vartheta_x = \vartheta_x^1 + \vartheta_0$ dan yorug'lik tezligi uchun $\vartheta_x^1 = s$ u holda $\vartheta_x = s + \vartheta$ bo'ladi, ya'ni $\vartheta_x > s$ bu esa mumkin emas. Niderlandiyalik fizik Xendrik Lorens 1904 yilda nisbiylik nazariyasidan foydalanib $K(x, y, z, t)$ tizim koordinatalarini $K^1(x^1, y^1, z^1, t^1)$ koordinatalariga almashtirish formulalarini aniqladi.

Lorens almashtirishlari quyidagicha

$$\begin{aligned} x &= \frac{x^1 + \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} & x^1 &= \frac{x - \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \\ y &= y^1 & y^1 &= y \\ z &= z^1 & z^1 &= z \\ t &= \frac{t^1 + \frac{\vartheta x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} & t^1 &= \frac{t - \frac{\vartheta x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} \end{aligned}$$

Lorens almashtirishlari $\vartheta < S$ da Galiley almashtirishlariga aylanadi.

Uzunlikning nisbiyligi. Jism uzunligini tezlikka bog'likligi $K^1(x^1, y^1, z^1, t^1)$ sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan va X o'qi bo'ylab joylashtirilgan ℓ_0 sterjenni ko'raylik $K(x, y, z, t)$ tizimga nisbatan sterjen uzunligi $\ell = x_2 - x_1$, K^1 tizimga nisbatan uzunligi $\ell_0 = x_2^1 - x_1^1$, K^1 , K ga nisbatan ϑ tezlik bilan harakatlanadi.

$$\ell_0 = x_2^1 - x_1^1 = \frac{x_2 - \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} - \frac{x_1 - \vartheta t}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} = \frac{\ell}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}}$$

Demak
$$\ell = \ell_0 \sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}$$

ya'ni harakatlanayotgan sterjen uzunligi tinch turgan holatdagi uzunligiga nisbatan $\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}$ ga qisqarar ekan.

Vaqtning nisbiyligi. $K^1(x^1, y^1, z^1, t^1)$ tizimida turgan soatlar $K(x, y, z, t)$ tizimga nisbatan ϑ tezlikda harakat qiladi. K tizimda kuzatilganda bu soatning Δt^1 kursatish tinch turgan soatning Δt_0 ko'rsatishi bilan qanday bog'langanligi ko'raylik Voqyea ro'y berayotgan X nuqta o'zgarmas deb ($x=a$) olamiz, u holda

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{t_2^1 - \frac{g}{c^2}a}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} - \frac{t_1^1 - \frac{g}{c^2}a}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} = \frac{t_2^1 - t_1^1}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}} = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}}$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t_0}{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}}$$

Demak, harakatlanayotgan soatlar qayd qiladigan Δt vaqt oralig'i tinch turgan soatlarning tegishli ko'rsatishlaridan kichik, ya'ni harakatlanayotgan soatlar sekinroq yuradi.

Nazorat savollari

1. Noinersial sanoq tizimi inersiya kuchlari
2. Koriolis kuchlari
3. Galileyning nisbiylik prinsipi
4. Galileyning koordinata almashtirishlari
5. Klassik mexanikada tezliklarini qo'shish
6. Maxsus nisbiylik nazariyasining postulatlar
7. Lorens almashtirishlari
8. Harakatlanayotgan sterjen uzunligi
9. Harakatlanayotgan soatlar yurishning sekinlashishi.

9- MARUZA

Mexanik mebranishlar

Garmonik tebranish va uning xarakteristikalar. Davriy ravishda takrorlanuvchi jarayonga tebranish deb ataladi. Takrorlanayotgan jarayonning fizik tabiatiga qarab tebranishlar bir necha turga ajratiladi.

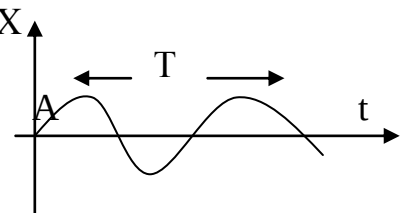
1. Mexanik tebranishlar (tebrangichlarni tebranishi, tor, ko'priklar, mashina qisimlarini tebranishi.....).

2. Elektromagnit tebranishlar (zanjirdagi o'zgaruvchan elektr tokini tebranishi, tebranish konturida elektr va magnit maydonlarni tebranishi va xakazo).

3. Elektromexanik tebranishlar (telefon membranasining tebranishi, elektrodinamik karnay (gromkogovoritel) diffuzori va xokazo).

Bir marta turtki berilganda yeoki muvozanat vaziyatidan chaqirilgandan keyin o'zicha tebranadigan tizimda yuz beradigan tebranishlarga erkin yeoki hususiy tebranishlar deb ataladi. Masalan, ipga osilgan sharcha tebranish konturi va xakazo.

Davriy ravishda o'zgaruvchi tashqi X kuch tasiri ostida bo'ladigan tebranishlar majburiy tebranishlar deb ataladi.



Eng sodda tebranish-garmonik tebranishdir, bunda tebranma harakat qilayotgan jismning

muvozanat holatga nisbatan siljishi x sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

bo'ladi, ya'ni:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

Tebranma harakat quyidagi kattaliklar bilan harakterlanadi:

1. Tebranish amplitudasi. A -muvozanat vaziyatdan eng katta siljishi.

2. Tebranish davri-bir marta to'la tebranish uchun ketgan vaqt, T .

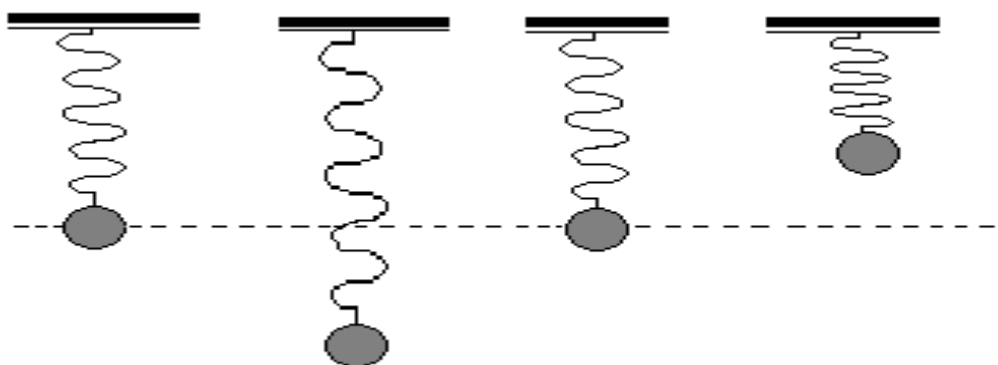
1. Tebranish chastotasi-1sek. davomidagi to'la tebranishlar soni, ν .

$$T = \frac{1}{\nu}$$

2. Siklik chastota- 2π sek. davomidagi to'la tebranishlar soni, $\omega = 2\pi \nu$

3. Tebranish fazasi $(\omega t + \varphi_0)$ tebranuvchi jismni t vaqtdagi holatini harakterlaydi.

Garmonik tebranishning differensial tenglamasi. Bir uchi mahkamlangan, ikkinchi uchiga esa m massali yuk



Bu hol uchun jismni harakat tenglamasini keltirib chiqaramiz:

$$F = F_{el} \quad F = ma; \quad F_{el} = -kx$$

$$v = \frac{dx}{dt} = \dot{x}; \quad a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}$$

u holda: $ma = -kx$ yoki $mx = -kx$
 $mx + kx = 0$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad \frac{k}{m} = \omega^2 \quad \ddot{x} + \omega^2x = 0 \quad (1)$$

Bu holda differensial tenglamaning umumiy yechimi:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

Demak, prujinaga osilgan yukning harakati kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgaruvchan bo'ladi. Pруjinali tebrangichning tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Garmonik tebranish tezligi, tezlanishi va energiyasi. Garmonik tebranayotgan m massali jimning muvozanat vaziyatidan siljishi

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

Uning tezligi: $v = \frac{dx}{dt} = A\omega \cos(\omega t + \varphi_0)$

Tezlanish: $a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin(\omega t + \varphi_0)$

Bunday jismning kinetik energiyasi:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0)$$

ma'lumki, $\omega^2 = \frac{k}{m}$ yoki $k = m\omega^2$

u holda: $E_p = \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0)$

Tebranayotgan tizimining to'liq energiyasi:

$$E = E_k + E_n = \frac{1}{2}KA^2 \cos^2(\omega t + \varphi_0) + \frac{1}{2}KA^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)$$

$$= \frac{1}{2}KA^2 [\cos^2(\omega t + \varphi_0) + \sin^2(\omega t + \varphi_0)] = \frac{1}{2}KA^2$$

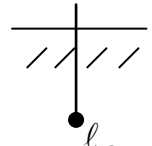
Demak,
$$E = \frac{1}{2}kA^2 = \frac{1}{2}m \cdot \omega^2 A^2$$

Bu formula garmonik tebranayotgan jismning to'liq energiyasini ifodalaydi.

Matematik tebrangich. Matematik tebrangich deb, vaznsiz va cho'zilmaydigan ip bilan shu ipga osilgan va bir nuqtada mujassamlangan massadan iborat ideal tizimga aytiladi.

Hisoblashlarning ko'rsatishicha matematik tebrangichning tebranish chastotasi faqat tebrangich uzunligi bilan, og'irlik kuchi tezlanishiga bog'liq bo'lib, tebrangich massasiga bog'liq emas, ya'ni:

$$\omega^2 = \frac{g}{\ell} \quad (1)$$



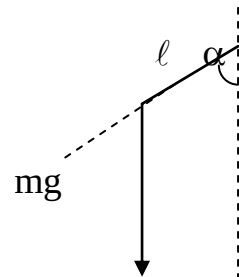
U holda matematik tebrangichning tebranish davri uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}} \quad (2)$$

Fizik tebrangich. Inersiya markazi bilan ustma-ust tushmaydigan qo'zg'almas nuqta atrofida tebranish xususiyatiga ega bo'lgan qattiq jism fizik tebrangich deb ataladi.

Tebranishlarning chastotasi tebrangichning massasiga, tebrangich aylanish o'qiga nisbatan inersiya momentiga va tebrangichning aylanish o'qi bilan inersiya markazi orasidagi masofaga proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$\omega^2 = \frac{mg\ell}{I}$$



U holda, fizik tebrangichning tebranish davri:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg\ell}}$$

Nazorat savollari

1. Mexanik tebranishlar.
2. Garmonik tebranish va uni harakterlovchi kattaliklar.
3. Prujinali tebrangich. Garmonik tebranishni differensial tenglamasi.
4. Garmonik tebranayotgan jism energiyasi.
5. Matematik tebrangich. Tebranish davri.
6. Fizik tebrangich. Tebranish davri.

So`nuvchi va majburiy mebranishlar.

Bir xil chastotali va bir xil yo`nalgan garmonik tebranishlarni qo`shish. Yo`nalishi va chastotalari bir xil bo`lgan, boshlang`ich fazasi va amplitudasi bilan farq qiluvchi ikkita

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Garmonik tebranishlarning qo`shilishini ko`rib chiqaylik, bunda, φ_1 va φ_2 – boshlang`ich faza. Qo`shishni vektor diagramma yordamida bajaramiz. Parallelogramm qoidasiga asosan

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

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{BD}{OD} = \frac{BC + CD}{OE + ED} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$

Natijaviy tebranish tenglamasi:

$$X = X_1 + X_2 = A \cos(\omega t + \varphi)$$

Bunda quyidagi hollar mavjud bo`lishi mumkin.

1) Fazalar farqi π ning juft sonlariga teng bo`lsa, ya`ni $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \cdot n$

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2$$

bunda natijaviy amplituda A kuchayadi.

2) Fazalar farqi π ning to sonlariga teng bo`lsa, ya`ni

$\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$ bo`lsa,

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 = (A_1 - A_2)^2$$

Bunda natijaviy amplituda A susayadi.

3) Agar, $\varphi_1 - \varphi_2 = (2n+1)\pi$ bo`lib,  $A_1 = A_2$  bo`lsa, $A = 0$ bo`lib, amplituda so`nadi.

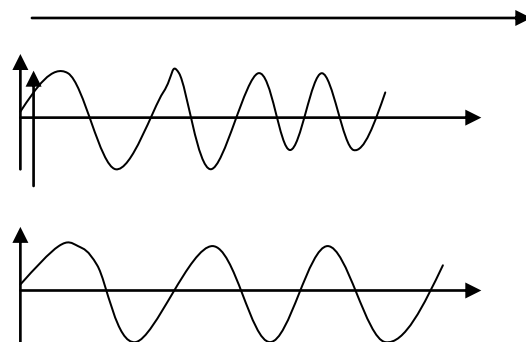
Tepkili tebranish. Bir yo`nalishda sodir bo`layotgan chastotalari bir-biridan kam farq qiladigan (biriniki ω_1 , ikkinchisniki $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$ bo`lgan) amplitudalari esa teng bo`lgan ($A_1 = A_2$) garmonik tebranishlarning qo`shilishi tufayli vujudga keladigan natijaviy tebranish garmonik tebranish bo`lmay, qandaydir murakkab tebranish bo`ladi.

Bunday natijaviy tebranish amplitudasi $A = 2A$ dan $A = 0$ gacha o`zgaradi va davriy ravishda takrorlanib turadi. Bu tebranish amplitudasi tebranayotgan nuqtaga davriy ravishda tepki berib turilganidek o`zgaryapti. Shuning uchun uni tepkili tebranish deb ataladi. Tepkili tebranish amplitudasi:

$$A = 2A_1 \cos \frac{\Delta\omega}{2} t$$

qonuniyat bilan o`zgaradi:

Bu tebranish fazalar farqi 0 dan 2π gacha o`zgaradi.



**So`nuvchi tebranishlar.** Real sharoitlarda. Tebranuvchi moddiy nuqtaning mexanik energiyasi uzluksiz ravishda kamayib boradi, ya`na tebranish so`nuvchi harakterga ega bo`ladi.

So`nuvchi tebranishni harakterlaydigan tenglamada, qarshilik kuchini ham e`tiborga olish kerak. Ma`lumki, qarshilik kuchi tezlikka proporsional:

$$F = -rv = -r \frac{dx}{dt} = -r\dot{x}$$

r-qarshilik koeffitsiyenti. U holda, so`nuvchi tebranishni harakterlaydigan tenglama:

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x}$$

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = 0$$

$$\text{yoki,} \quad \ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$$

$$\text{bunda,} \quad 2\beta = \frac{r}{m}; \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}, \quad \beta - \text{so`nish koeffitsiyenti.}$$

$$\text{Bu tenglamaning yechimi} \quad x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$$

Bunda $\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ bo`lib so`nuvchi, tebranish chastotasi $\omega_0 > \beta$

$$\beta = \frac{r}{2m} = 0 \quad \text{bo`lgandagina, } \omega_s = \omega_0 \text{ bo`ladi.}$$

So`nuvchi tebranish davri hususiy tebranish davridan katta, $T_s > T_0$

$$T_c = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}} \quad T_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$$

So`nuvchi tebranishlarning amplitudasi $A = A_0 e^{-\beta t}$ kamayib boradi.

Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati, ya`ni:

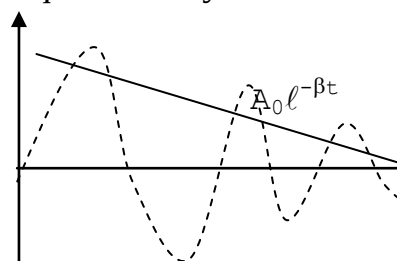
$$\frac{A_{n+1}}{A_n} = \frac{A_0 e^{-(n+1)\beta T_c}}{A_0 e^{-n\beta T_c}} = e^{-\beta T_c}$$

so`nish dekrementi deyiladi.

Ikki ketma-ket amplitudalar nisbati natural logarifmining moduli esa so`nishning logarifmik dekrkmenti deb ataladi.

$$\delta = \left| \ln \frac{A_{n+1}}{A_n} \right| = \beta T_c = \frac{r}{2m} T_c$$

qonuni bo`yicha



Majburiy tebranish. Rezonans. So`nmaydigan tebranishlarni hosil qilish uchun tizimga qo`shimcha tashqi o`zgaruvchan kuch tasir etib turishi lozim. Davriy ravishda garmonik qonun bo`yicha o`zgaruvchi bu

$$F = F_0 \cos \omega t \quad (1)$$

kuchni majbur etuvchi kuch deb ataladi.

F_0 -majbur etuvchi kuch amplitudasi. Dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan, moddiy nuqtaning bunday holdagi harakat tenglamasi

$$\begin{aligned}
m\ddot{x} &= -r\dot{x} - kx + F_0 \cos \omega t \\
m\ddot{x} + r\dot{x} + kx &= F_0 \cos \omega t \\
\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x + \frac{F_0}{m} \cos \omega t &= 0
\end{aligned}
\tag{2}$$

Bu tenglamaning hususiy yechimi majburiy tebranishlarni ifodalaydi va quyidagi ko'rinishda bo'ladi

$$X = A \cos(\omega t + \varphi_0) \tag{3}$$

bunda:
$$A = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta\omega^2}} \tag{4}$$

φ -majbur etuvchi kuch va majburiy tebranish fazalarining farqi.

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Hisoblashlarning ko'rsatishicha ω ning biror orqali qiymatida amplituda maksimal qiymatga erishadi. Bu hodisa, ya'ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi rezonans hodisasi deb ataladi. Bunday holatdagi chastota rezonans chastotasi deyiladi.

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \tag{6}$$

Rezonans chastotasining bu qiymatini (4) ga qo'yib rezonans amplitudasini topamiz:
$$A_p = \frac{F_0}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

Nazorat savollari

1. Bir xil chastotali va bir xil yo'nalgan garmonik tebranishlarni qo'shish.
2. Tepkili tebranish va uni amplitudasi.
3. So'nuvchi tebranishlar differensial tenglamasi va uni yechimi.
4. So'nuvchi tebranishda so'nish dekrementi.
5. Majburiy tebranish differensial tenglamasi va uni yechimi.
6. Rezonans xodisasi. Rezonans chastotasi va amplitudasi.

11- MARUZA

To'lqin jarayonlar

Elastik muxitda to'lqinning hosil bo'lishi. Agar elastik (qattiq, suyuq gaz) muhitning biror joyidagi zarralari tebrantirilsa bu zarralarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida tebranishlar muhitda biror ϑ tezlik bilan zarradan zarraga tarqala boshlaydi. Tebranishlarning biror muhitda (fazoda) tarqalish jarayoni to'lqin deyiladi.

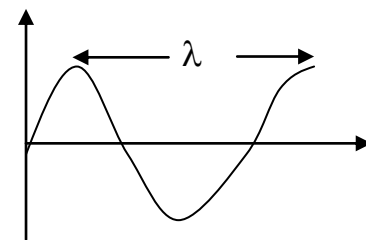
To'lqinning tarqalish yo'nalishi nur deb, ixtiyoriy t vaqtda tebranishlar yetib kelgan muhit zarralarining geometrik o'rinlari esa to'lqin fronti deb ataladi. Bir jinsli va izotrop muhitda nuqtaviy tebranish manbaidan taralayotgan to'lqinlarning fronti sferik shaklda bo'ladi. Bunday to'lqin sferik to'lqin deyiladi. Agar tebranish manbai tekislik shakliga ega bo'lsa, manbaga yaqin sohalaridagi to'lqin fronti ham tekislikdan iborat bo'ladi. Bunday to'lqinlar yassi to'lqinlar deyiladi. Agar zarralar tebranish taralayotgan to'g'ri chiziq bo'ylab tabranayotgan bo'lsa, bunday to'lqin bo'ylama to'lqin deyiladi.

Agar zarralarning tebranish yo'nalishi tebranish tarqalayotgan yo'nalishga tik bo'lsa, bunday to'lqin ko'ndalang to'lqin deb ataladi.

Bo'ylama to'lqin tarqalayotganda zarralar bir-biriga yaqinlashadi va uzoqlashadi. Suyuqlik va gazda faqat bo'ylama to'lqin tarqaladi. Bo'ylama to'lqinlar qattiq jismlarda ham taraladi.

Ko'ndalang to'lqinlar faqat qattiq jismlarda vujudga keladi.

Bir hil fazalarda tebranuvchi nuqtalar orasidagi eng qisqa masofa λ to'lqin uzunligi deyiladi. To'lqin uzunligi, to'lqinning bir davr ichida tarqalgan masofasiga teng, ya'ni $\lambda = \vartheta \cdot T$ (1)



bunda ϑ - to'lqinni tarqalish tezligi, T - tebranish davri. Tebranish davri va chastotasi

(ν) orasidagi $T = 1/\nu$ bog'lanish e'tiborga olib (1) ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$\lambda = \vartheta / \nu \quad (2)$$

Yuguruvchi to'lqin tenglamasi. Biror to'g'ri chiziq bo'yicha to'lqin tarqalayotgan bo'lsin, to'g'ri chizidagi tebranishlar markazi O ni koordinatalar boshi deb qabul qilamiz O nuqtadagi tebranishlar

$$\xi = A \sin \omega t \quad (1)$$

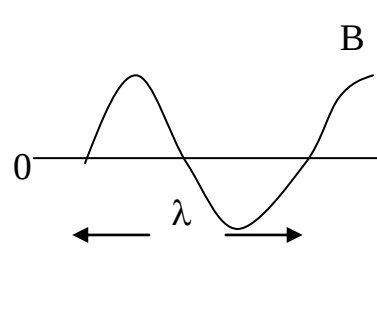
qonun bo'yicha sodir bo'layotgan bo'lsin, bunda t tebranish boshlanganda so'ng o'tgan vaqt. Tebranishlar O nuqtadan tarqalib B nuqtaga $\tau = x / \vartheta$ vaqt o'tgandaan so'ng yetib keladi va B nuqta ham tebrana boshlaydi. B nuqtaning muvozanat vaziyatdan siljishi.

$\xi = A \sin \omega t^1$ (2) $t^1 = t - \tau$ chunki τ - qadar kech tebranadi u holda

$$\xi = A \sin \omega(t - \tau)$$

yoki

$$\xi = A \sin \omega(t - x/\vartheta) \quad (3)$$



Umumiy holda energiya yutilmaydigan muhitda tarqaluvchi yassi toʻlqin tenglamasi

$$x = A \cos[\omega(t - x/\mathcal{G}) + \varphi_0] \quad (4)$$

va $x = A \cos[\omega(t + x/\mathcal{G}) + \varphi_0]$

φ_0 - tebranishlarni boshlangʻich fazasi

$\omega(t-x/(\mathcal{G}))+\varphi_0$ - yassi toʻlqin fazasi. A-toʻlqin amplitudasi.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\mathcal{G}T} = \frac{\omega}{\mathcal{G}} \quad (6)$$

Toʻlin soni boʻlib 2π metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan toʻlqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. (6) ni eʼtiborga olib yassi toʻlqin tenglamasi (5) quyidagicha yoziladi.

$$\xi = A \cos(\omega t - kx + \varphi_0) \quad (7)$$

Eng umumiy holda toʻlqin jarayon tarqalishini quyidagi differensial tenglama ifodalaydi.

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{\mathcal{G}} \cdot \frac{d^2 \xi}{dt^2}$$

Toʻlqin energiyasi. Toʻlqinning muhitda tarqalish jarayonida energiyaning tarqalishi ham sodir boʻladi. Bu energiya zarralar tebranma harakatining kinetik energiyasi va elastik deformatsiyalangan muhitning potensial energiyasidan iborat. Deformatsiyalangan elastik muhit elementar xajmi (ΔV) ning potensial energiyasi

$$E_r = \sigma^2 \Delta V / 2k \quad (1)$$

bunda k-elastiklik koefitsiyenti boʻlib uning qiymati muhit zichligi ρ va shu muhitda toʻlqinning tarqalish tezligi $\mathcal{G}$ bilan quyidagicha bogʻlingan

$$k = 1/\rho \mathcal{G}^2 \quad (2)$$

σ - elastiklik muhitda tebranayotgan zarralarning nisbiy deformatsiyasi boʻlib u quyidagiga teng

$$\sigma = \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{A\omega}{\mathcal{G}} \sin(\omega t - kx) \quad (3)$$

Bu munosabat va (2) ni eʼtiborga olib (1) ni quyidagicha yozamiz.

$$E_p = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V \quad (4)$$

Muhitning xuddi shu ΔV hajmidagi zarralarning kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{m \mathcal{G}^2}{2} = \rho \Delta V (\partial \xi / \partial t)^2 / 2 = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V \quad (5)$$

Tekshirilayotgan xajmda toʻlqinning toʻliq energiyasi

$$E = E_k + E_p = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) \Delta V$$

Muhitning birlik xajmda mujassamlangan toʻlqin energiyasi, yaʼni toʻlqin energiyasining zichligi

$$W = E/\Delta V = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)$$

Toʻlqinning ixtiyoriy nuqtasidagi energiya zichligining vaqt boʻyicha oʻrtacha qiymati

$$W_{o'rt} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Turg'un to'liqlar. Amplitudalari va chastotalari bir hil bo'lgan ikki yassi to'liq bir-biriga qarab harakatlenganda bir-biri bilan uchrashishi natijasida turg'un to'liq vujudga keladi. Amalda turg'un to'liqlar ular to'siqlardan qaytgan vaqtlarda yuzaga keladi.

x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab tarqalayotgan yassi to'liq tenglamasi

$$\xi_1 = A \cos(\omega t - kx) \quad (1)$$

bunda, A-tebranish amplitudasi, $\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi\nu}{T}$ davriy chastota, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ -to'liq soni. to'siqdan qaytib -x yo'nalishida tarqalayotgan to'liq Tenglamasi

$$\xi_2 = A \cos(\omega t + kx) \quad (2)$$

Natijalovchi turg'un to'liq tenglamasi

$$\xi_1 = \xi_1 + \xi_2 = A[\cos(\omega t - kx) + \cos(\omega t + kx)] = A_0 \cos \omega t$$

$$\text{bunda} \quad A_0 = 2A \cos kx = 2A \cos 2\pi x / \lambda$$

Turg'un to'liq amplitudasi $A_0 = 0$ bo'lishi uchun $\cos 2\pi x / \lambda = 0$ bo'lishi kerak. Buning uchun $2\pi x / \lambda = \pm (2n+1) \pi / 2$ shart bajarilishi kerak. Bundan $X_{\text{turg'un}} = \pm (2n+1) \lambda / 4$ bu yerda $n=1,2,3,\dots$. Bu nuqtalar turg'un to'liqning tugunlari deyiladi. (B_1, B_2, B_3) $\cos 2\pi x / \lambda = 1$ bo'lganda turg'un to'liq amplitudasi maksimal, ya'ni $A_0 = 2A$ bo'ladi. Buning uchun $2\pi x / \lambda$ butun sonlarga π ni ko'payitmasiga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm n\pi$$

bundan $X_{\text{do'ng}} = \lambda n / 2$. Bu nuqtalar ($S_1, S_2, S_3, \dots$) turg'un to'liqning do'ngliklari deyiladi. Do'nglik va tugun orasidagi masofa

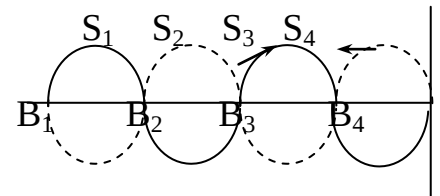
$$X_{\text{tugun}} - X_{\text{do'ng}} = (2n+1) \frac{\lambda}{4} - \frac{\lambda n}{2} = \frac{\lambda}{4}$$

Ikkita qo'shni tugun yoki do'nglik orasidagi masofa $\lambda / 2$ ga teng bo'lib, turg'un to'liq uzunligi deyiladi.

$$\lambda_{\text{turg'un}} = \lambda / 2$$

Nazorat savollari

1. To'liqlarni hosil bo'lish mexanizmi.
2. Yassi va sferik to'liqlar.
3. Ko'ndalang va bo'ylama to'liqlar.
4. To'liq uzunligi va to'liq soni.
5. Yuguruvchi to'liq tenglamasi.
6. To'liq energiyasi.
7. To'liq energiyasini zichligi.
8. Turg'un to'liqlarni hosil qilish.
9. Tugun va do'ngliklar haqida tushuncha.



12- MARUZA

Suyuqliklarning xossalari.

Suyuqlikning harakteri. Muvozanat tenglamasi. Suyuqlik va gazlar o'zlarining xususiyatlari bo'yicha qattiq jismlardan tubdan farq qiladi.

Suyuqlikning egallagan xajmi o'zgarmas kattalikdan iborat bo'lib, suyuqlik o'ziga hos tayinli shaklga ega emas, u o'zi turgan idish shaklini oladi.

Har qanday gaz o'ziga hos shakl va xajmga ega emas. Gazning shakli va xajmi o'zi egallab turgan ixtiyoriy ko'rinishdagi idishning shakli va butun xajmi bilan belgilanadi. Agar biror idishga solingan suyuqlikning ixtiyoriy ΔS yuziga ΔF kuch bilan ta'sir etsak, bu ta'sir quyidagi formula bilan harakterlanuvchi bosimni ifodalaydi.

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

Demak bosim yuza birligiga ta'sir etuvchi kuchni ifodalay ekan. SI da bosim birligi qilib paskal (Pa) qabul qilingan, $1\text{Pa}=1\text{N/m}^2$. Xajm kuchlari bo'lmagan sharoitda muvozanat holatdagi suyuqlikning istalgan iovi uchun

$$\Delta p / \Delta l = 0$$



Shart qanoatlantirilishi lozim. Bundan $p=\text{const}$ degan hulo'sa kelib chiqadi. Demak suyuqlikning bir xil balandlikdagi nuqtalarida bosim bir xil qiymatga ega bo'ladi. Suyuqliklarni harakatlanishi og'ish deb, harakatlanayotgan suyuqlik zarralarining to'plamini oqim deb yuritiladi.

Ikki turli balandlikdagi suyuqlikning bosimlari R_1 va R_2 bir-biridan farq qiladi. Bu farq shu balandliklar orasida yotgan va ko'ndalang kesimi birga teng bo'lgan suyuqlik vertikal ustunining og'irlik kuchiga teng, ya'ni

$$P_2 = P_1 + \frac{\rho V g}{S} = p_1 + \rho g h$$

Demak $p_2 = p_1 + \rho g h$

Bunda, ρ -suyuqlik zichligi, h -balandliklar farqi, $\rho g h = p_g$ - gidrostatik bosim.

Siqilmas suyuqlik gidrostatikasi. Bernulli tenglamasi.

Suyuqlikning oqim chiziqlari bilan chegaralangan

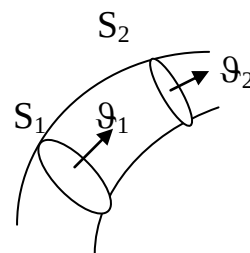
qismi oqim nayi deb ataladi. Suyuqlik S_1 va S_2 kesimga ega bo'lgan trubada oqayotgan bo'lsin. Agar suyuqlik siqilmas bo'lsa, ya'ni uning zichligi hamma yerda bir xil bo'lib o'zgarmasa, u holda S_1 va S_2 kesimlar orasida suyuqlik miqdori o'zgarmaydi.

Demak vaqt birligi ichida S_1 va S_2 kesimlar orqali oqib o'tuvchi suyuqlik miqdori bir xil ya'ni o'zgarmas bo'lishi kerak.

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad (1)$$

Demak, siqilmas suyuqlik uchun trubaning istalgan kesimida

$$S \cdot v = \text{const} \quad (2)$$



1-rasm

Bu oqimning uzluksizlik tenglamasi bo'lib bunga asosan oqim nayining kesimi to'g'ri bo'lsa siqilmas suyuqlik zarrachalari tezroq harakat qiladi va aksincha.

Suyuqliklar harakati tekshirayotganda ko'p hollarda suyuqlikning bir qismining boshqa qismlarga nisbatan harakati vaqtida ishqalanish kuchlari yuzaga kelmaydi deb hisoblash mumkin. Ichki ishqalanish (yopishqoqlik) batamom hisobga olinmaydigan suyuqlik ideal suyuqlik deyiladi.

Yerning tortishish maydonida statsionar oqayotgan ideal suyuqlik ichida ajratib olingan oqim nayini qarab chiqaylik (2- rasm).

Kuzatilayotgan suyuqlik miqdori oqim tufayli Δt vaqt ichida oqim nayi bo'ylab siljib, S_1^1 va S_2^1 kesimlar orasidagi xajmni egallaydi. Siljishda r_1 va r_2 bosim kuchlarining bajarigan ishlari

$$A_1 = r_1 S_1 \vartheta_1 \Delta t \quad (3)$$

$$\text{va } A_2 = -r_2 S_2 \vartheta_2 \Delta t \quad (4)$$

va bunda siljish yo'nalishi kuch yo'nalishiga qarama-qarshidir.

Oqimning uzluksizligini ifodalovchi $S_1 \vartheta_1 \Delta t = S_2 \vartheta_2 \Delta t = \Delta V$ tenglamani e'tiborga olib

suyuqlik miqdorini siljishida bajarilgan ishni quyidagicha yozamiz.

$$A = A_1 + A_2 = r_1 \Delta V - r_2 \Delta V \quad (5)$$

To'la energiyani o'zgarishini kinetik va potensial energiyalarning o'zgarishlaridan iborat deb, uni quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{m \vartheta_2^2}{2} - \frac{m \vartheta_1^2}{2} + mgh_2 - mgh_1 = p_1 \Delta V - p_2 \Delta V$$

Bu tenglamani ΔV ga bo'lib va $\rho = m/V$ suyuqlik zichligi ekanligini e'tiborga qolib

$$\frac{\rho \vartheta_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho \vartheta_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2 \quad (7)$$

ifodani hosil qilamiz.

(7) ifodani umumlashtirib quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

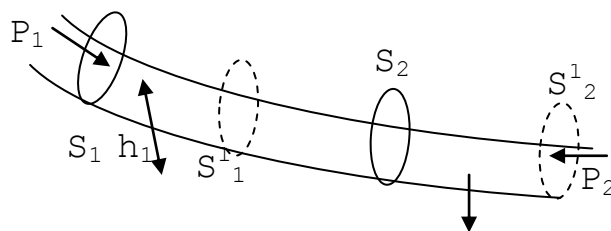
$$\frac{\rho \vartheta^2}{2} + \rho gh + p = \text{const}$$

Bu Bernulli tenglamasi bo'lib bunda, $\rho \vartheta^2/2$ - dinamik bosim, ρgh - og'irlik bosimi, p - statik bosim deb ataladi.

Bernulli tenglamasi ideal suyuqlikning statsionar oqimida ixtiyoriy ravishda tanlab olingan oqim chizig'ining istalgan nuqtalari uchun dinamik, og'irlik va statik bosimlarning yig'indisi o'zgarmas kattalikdan iborat ekanligini ko'rsatadi.

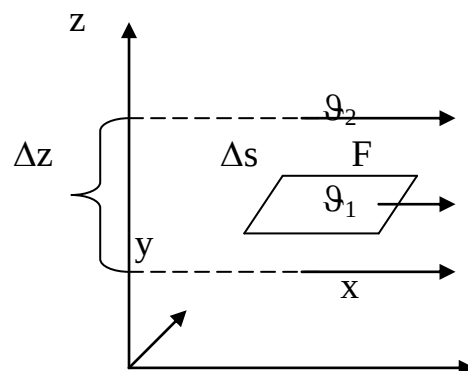
Yopishqoq suyuqlik gidrodinamikasi. Stoks va Puazeyl formulalari.

Hamma real suyuqliklarning bir qatlami ikkinchi qatlamiga nisbatan ko'chganda ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bir - biridan Δz masofada bo'lgan ikki qatlam (1-rasm) mos ravishda



ϑ_1 va ϑ_2 tezliklar bilan oqyapti deb faraz qilaylik.
 $\vartheta_1 - \vartheta_2 = \Delta\vartheta$ bo'lsin. Bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda tezlikning qanchalik tez o'zgarishini ko'rsatuvchi $\Delta\vartheta/\Delta z$ kattalik tezlik gradiyenti deb ataladi. Ichki ishqalanish kuchi f tezlik gradiyentiga proporsional bo'ladi, ya'ni

$$f = \eta \frac{\Delta\vartheta}{\Delta z} \cdot \Delta s \quad (1)$$



Suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lgan η kattalik suyuqlikning ichki ishqalanish koeffitsiyenti yoki yopishqoqlik koeffitsiyenti deyiladi, Δs -suyuqlik qatlamining yuzi.

SI tizimida yopishqoqlik koeffitsiyenti o'lchov birligi

$$[\eta] = \frac{f}{\left[\frac{\Delta\vartheta}{\Delta z} \right] \cdot [\Delta s]} = \frac{H}{m/c} = H^c = \Pi a \cdot c = 10 \Pi$$

Bunda P - puaz. Yopishqoqlik haroratga bog'liq bo'lib, harorat ko'tarilgan sariq yopishqoqlik kamaya boradi.

Suyuqlikning biz ko'rgan oqimi, ya'ni suyuqlik go'yo aralashmasdan bir-biriga nisbatan sirpanayotgan qatlamlarga ajralgan holda oqishi laminar oqim deyiladi. Laminar oqim statsionlar oqimdir.

Oqimning tezligi yoki ko'ndalang o'lchamlari o'zgarsa, oqish harakteri keskin o'zgaradi. Suyuqlik intensiv ravishda aralasha boshlaydi. Bunday oqim turbulent oqim deyiladi. Idish devorlari yonida turbulent oqim tezligi laminar oqim tezligiga nisbatan kuchliroq, kesimning olgan qismlarida esa kamroq o'zgaradi.

Ingliz olimi O. Reynolds oqim xarakteri uning nomi bilan yuritiladigan reynolds soni Re ga bog'liq bo'lishini aniqladi.

$$R_e = \rho \vartheta \ell / \eta \quad (2)$$

bunda η - suyuqlikning yopishqoqligi, ρ - suyuqlikning zichligi, ϑ -suyuqlikning tezligi, ℓ - ko'ndalang kesim uchun xarakterli bo'lgan o'lcham, masalan kesimi kvadrat bo'lsa, kvadratning tomoni, dumaloq kesim bo'lsa, uning radiusi yoki diametri Reynolds soni ma'lum qiymatidan (kritik) kichik bo'lgan hollarda laminar oqim, R_e ning ma'lum qiymatidan (kritik qiymatidan) katta bo'lgan hollarda esa turbulent oqim kuzatiladi. Suvning truba bo'yicha oqimida R_e sonining kritik qiymati $R_{e\text{ kr}}=1200$.

Stoks qonuni. Jism yopishqoq muhit ichida harakat qilganda qarshilik vujudga keladi.

$$F = -6\pi\eta r\vartheta \quad (3)$$

Bu qonun Stoks qonuni deb ataladi.

Puazeyl formulasi. Silindr ko'rinishdagi trubada suyuqlik laminar oqayotgan bo'lsin. Trubaning ko'ndalang kesimi orqali bir sekund ichida oqib chiqadigan suyuqlikning V xajmi

$$V = \frac{\pi(p_1 - p_2)}{8\eta\ell} R^4 \quad (7)$$

Bu ifoda Puazeyl formulasi deb ataladi. Bu formuladan ko`rinadiki, bir sekund ichida trubadan oqib o`tayotgan suyuqlik xajmi trubaning boshlang`ich va oxirgi nuqtalaridagi bosimlar farqiga, truba radiusining to`rtinchi darajasiga to`g`ri proporsional hamda truba uzunligiga va suyuqlikning yopishqoqlik koeffitsiyentiga teskari proporsional ekan.

Nazorat savollari

1. Suyuqliklarning xarakterini tushuntiring.
2. Muvozanat tenglamasi nima.
3. Uzluksizlik tenglamasi.
4. Bernulli tenglamasi.
5. Ichki ishqalanish kuchlari.
6. Laminar va turbulent oqimlar.
7. Reynolds soni.
8. Stoks qonuni.
9. Puazeyl formulasi.

13- MARUZA

Molekulyar fizika va mermodinamika asoslari.

Molekulyar-kinetik va termodinamik usul. Molekulyar fizika va termodinamika jismlardagi mikroskopik jarayonlarni ya'ni jismlar tarkibidagi ko'p miqdordagi atomlar va molekulalar bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni o'rganadi. Bu jarayonlarni o'rganishda turli sifatli, lekin bir-birini o'zaro to'ldiradigan ikki usul qo'llaniladi.

1. Statistik (molekulyar-kinetik) usul.
2. Termodinamik usul.

Modda tuzilishini va uni xossalarini molekulyar-kinetik tasavvurlar asosida, ya'ni molekulalar hamma vaqt betartib harakat holatida bo'lishlari va molekulalar orasida o'zaro ta'sir kuchlari mavjudligi asosida tushuntiruvchi fizikaning bo'limiga molekulyar fizika deyiladi.

Tizimni tashkil etuvchi juda ko'p sonli zarralarning ularning dinamik nuqtai nazardan xarakterlovchi fizik kattaliklar yordamida tizim hususiyatlarini o'rganish usuli statistik yoki molekulyar kinetik usuldir. Tizimning fizik hususiyatlarini termodinamik usul bilan o'rganadigan fizikaning bo'limi termodinamika deb ataladi. Energiyani bir-turdan bosha turga o'tishi va energiya hisobiga ish bajarish bilan bog'liq bo'lgan texnik muammolarning juda katta qismi termodinamik nuqtai nazardan tekshirib hal qilinishi mumkin.

Fizika hodisalarni o'rganishda bir yo'la ham statistik va ham termodinamik usullardan foydalanish natijasida olingan ma'lumotlar bir-birini to'ldiradi. Chunki termodinamik usul orqali hodisani o'rganishda tizimning tuzilishi va uni tashkil etuvchi zarralarning harakatlanish qonunlari hisobiga olinmaydi. Statistik usul esa kuzatilayotgan hodisani tushunishga va bu hodisaning tizimdagi zarralarning qanday hususiyatlariga bog'liq ekanligini aniqlashga yordam beradi.

Muvozanatli jarayonlar va ularni termodinamik diagrammada tasvirlash. Har qanday bir jinsli jismning holatini xarakterlovchi parametrlar ma'lum qonuniyat bo'yicha o'zaro bog'langan bo'ladi. Ulardan birining o'zgarishi boshqa parametrlarni o'zgarishga olib keladi. Masalan aniq massaga ega bo'lgan gazning muvozanatli holati P bosim, V xajm, T haroratdan iborat parametrlar orqali to'la ravishda ifodalanadi.

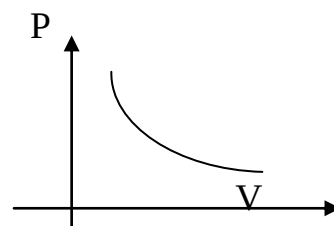
Yuqorida qayd qilingan parametrlardan bittasi o'zgarmas bo'lganda qolgan ikkitasi orasidagi bog'lanishni ifodalaydigan jarayonlar izojarayonlar (izo-teng, bir hil) deyiladi. Bular quyidagi qonunlarda o'z aksini topgan.

1. Boyle- Mariott qonuni. Harorat o'zgarmaganda berilgan gaz massasi uchun gazning bosimi uning xajmiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi, ya'ni $T = \text{const}$, $m = \text{const}$ bo'lsa

$$PV = \text{const} \quad (1)$$

Bu izotermik jarayon bo'lib, uni diagrammada (1-rasm) egri chiziq (giperbola) bilan tasvirlash mumkin. Bu egri chiziq izoterma deb ataladi.

2. Gey-Lyussak qonuni. 1). Bosim o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz



massasining xajmi haroratiga qarab chiziqli ravishda o'zgaradi, ya'ni, $m = \text{const}$, $P = \text{const}$ bo'lsa

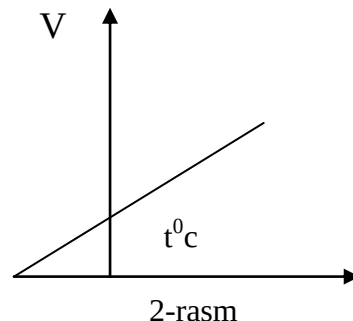
$$V = V_0(1 + \alpha t) \quad (2)$$

Bunda yuz beradigan jarayon izobarik jarayon deb ataladi va diagrammada to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (2-rasm). Bu to'g'ri chiziq izobara deb ataladi.

2). Xajm o'zgarmas bo'lganda berilgan gaz massasining bosimi haroratga qarab chiziqli ravishda o'zgaradi, ya'ni $m = \text{const}$, $V = \text{const}$ bo'lsa

$$P = P_0(1 + \alpha t) \quad (3)$$

Bunday holda yuz beradigan jarayon izoxorik jarayon deb ataladi va diagrammada to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi (3-rasm). Bu to'g'ri chiziq izoxora deb ataladi. Absolyut harorat bilan Selsiy shkalasi bo'yicha hisoblangan harorat o'rtasida quyidagi munosabat o'rinli



$$T = t_0 + 1/\alpha = t_0 + 273,15$$

bunda $t^0 = T - 1/\alpha \quad (4)$

(2) va (3) tenglamalarda selsiy haroratida absolyut haroratga o'tamiz

$$V = V_0(1 + \alpha t^0) = V_0[1 + \alpha(T - 1/\alpha)] = \alpha V_0 T \quad (5)$$

$$\text{va } P = P_0(1 + \alpha t^0) = P_0(1 + \alpha(T - 1/\alpha)) = \alpha P_0 T \quad (6)$$

Bu tenglamalardan quyidagilar kelib chiqadi.

$$V_1/V_2 = T_1/T_2 \quad (P = \text{const}) \quad (7)$$

$$P_1/P_2 = T_1/T_2 \quad (V = \text{const}) \quad (8)$$

(1), (7), (8) tenglamalarga aniq bo'ysunadigan gaz ideal gaz deb taladi.

Gazni tashkil etuvchi molekullarning hususiy xajmlarini e'tiborga olmaslik va molekular orasidagi masofadan qat'iy nazar molekular o'zaro mutloq ta'sirlashmaydi deb hisoblanadigan ideal gaz deb ataladi.

Boyl-Moriart va Gey-Lyussak tenglamalarini birlashtirib ideal gaz holatini tenglamasini topish mumkin.

$$PV = m RT/M \quad (9)$$

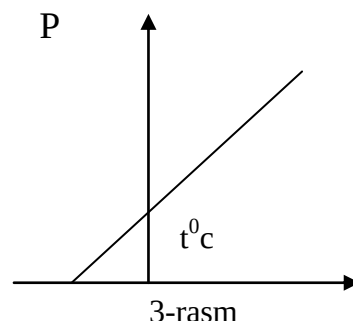
bunda M -gazning molyar massasi.

(9) ifoda m massali ideal gazning holat tenglamasi bo'lib uni oddatda Mendeleev-Klapeyron tenglamasi deb ham ataladi.

Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi. Ideal gaz quyidagi shartlarga bo'ysunadi:

1. Gaz elastik shartlarga o'xshagan va tartibsiz harakatlanuvchi molekullardan iborat.
2. Molekular orasidagi kuchlar faqat ular bir-biriga urilgandagina ta'sir qiladi.
3. Molekullarning o'lchamlari molekular orasidagi o'rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik.

Tartibsiz harakatlanayotgan gaz molekullari idish devoriga ma'lum kuch bilan uriladi. Birlik yuzaga kelib urilgan molekullarning ta'sir kuchlari yig'indisi bosimni hosil qiladi. Bu bosimni ifodalovchi tenglamaga gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasi deyiladi.



Bu tenglamani keltirib chiqarish uchun qirralari $\Delta \ell$ bo'lgan kub shaklidagi idishi olamiz. Uning ichida bir hil m massali n ta molekula joylashgan bo'lsin. Molekulalar faqat o'zaro perpendikulyar 3 ta yo'nalishda harakatlanadi deb faraz qilamiz. Idishning yuzalari va bosim hamma yerda bir hil bo'lgani uchun yuzalarga tomon yo'nalgan molekulalarning soni bir hil bo'lib n/δ ga teng. Har qaysi qarama-qarshi devorlarga tomon yo'nalgan molekulalar soni $n_1=1/3 n$. Molekula ϑ tezlik bilan devorga tik yo'nalgan bo'lsa, devorga urilgandan so'ng uning impulsini o'zgarishi

$$m\vartheta - (-m\vartheta) = 2m\vartheta \quad (1)$$

Ma'lumki impulsni o'zgarishi kuch impulsiga teng.

$$f \Delta t = 2m\vartheta \quad (2)$$

bunda f- molekulani devorga ta'sir kuchi.

Hisoblashlar gaz bosimi uchun quyidagi ifoda o'rinli ekanligini ko'rsatadi.

$$P = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}_k \quad (3)$$

bunda $\frac{n}{\Delta \ell^3} = n_0$ -xajm birligidagi molekulalar soni

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = \bar{W}_k - \text{molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi}$$

(3) gazlar kinetik nazariyasining asosiy tenglamasidir. Demak tartibsiz harakatdagi gaz molekulalarning bosimi xajm birligidagi molekulaning soniga va uning o'rtacha kinetik energiyasiga bog'liq ekan.

Nazorat savollar

1. Molekulyar kinetik va termodinamik usul.
2. Ideal gaz. Termodinamik parametrlar.
3. Izotermik jarayon. Izoterma nima.
4. Izobarik jarayon. Izobara nima.
5. Izoxorik jarayon. Izoxora nima.
6. Ideal gaz holat tenglamasi.
7. Molekulyar kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi.

14- MARUZA

Molekulalar energiyasi.

**Molekulalarning o`rtacha kinetik energiyasi.** Molekulyar-kinetik nazariyaning asosiy tenglamasi  $P = \frac{2}{3} n_0 \bar{W}_k$  ni ikki tomoniga bir mol gaz xajmi  $V_0$  ga ko`paytiramiz u holda

$$PV_0 = \frac{2}{3} n_0 V_0 \bar{W}_k$$

ikkinchi tomonidan, $PV_0 = RT$ va $n_0 V_0 = N_A$, bunda N_A - avagadro soni bo`lib 1 mol gazdagi molekulalar sonini bildiradi $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ mol, u holda

$$RT = \frac{2}{3} N_A \bar{W}_k$$

bundan molekulalarning o`rtacha kinetik energiyasi.

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T \text{ bunda, } \frac{R}{N_A} = k \text{ Bolsman doimiysi bo`lib}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$$

u holda
$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} kT \quad (2)$$

Bu gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o`rtacha kinetik energiyasi bo`lib u gazning absolyut haroratigagina bog`liq ekan. (2) ga asosan (1) ni quyidagicha yozamiz.

$$P = \frac{2}{3} n_0 \frac{3}{2} kT = n_0 kT \quad \text{ya'ni} \quad p = n_0 kT \quad (3)$$

bundan $n_0 = p/kT$

Bir hil bosim va haroratda har qanday gazning hajm birligidagi molekulalar soni bir xil bo`ladi. Normal sharoitda ($p = 10^5 \text{ N/m}^2$, $T = 273 \text{ K}$) 1 m^3 gazdagi molekulalar soni

$$n_0 = \frac{10^5}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 273} = 2,69 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$$

bu Loschmidt sonidir. Molekulalarning issiqlik harakat tezligi. Ma'lumki gaz molekulasini ilgarilanma harakatining o`rtacha kinetik energiyasi

$$\bar{W}_k = \frac{m \bar{v}^2}{2}$$

va
$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} kT$$

formulalar orqali ifodalanadi.

Bulardan
$$\frac{m \bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad k = \frac{R}{N_A}$$

U holda
$$\frac{m \bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N_A} T$$

Bundan gaz molekulalarining oʻrtacha kvadratik tezligi

$$\bar{g}_{\text{KB}} = \sqrt{\frac{3RT}{mN_A}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad \bar{g}_{\text{KB}} = \sqrt{\frac{3RT}{mN_A}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

Haroratni molekulyar kinetik izoxi. Molekulyar-kinetik nazariya nuqtai nazaridan muvozanatli termodinamik tizim harorati shu tizimni tashkil etgan atom, molekula va bosha zarralar issiqlik harakati intensivligini xarakterlaydi.

$$\text{Masalan } W_k = 3 kT/2 \quad (1)$$

ga asosan harorat gaz molekulalarining ilgarilanma harakati oʻrtacha kinetik energiyasining oʻlchovi. Bunda W_k haroratga proporsional ravishda oʻzgaradi. Haroratni oʻzgartirish barcha fizik hossalarga taʼsir qiladi. Bunda jismlarning uzunligi, xajmi, zichligi, elastikligi, elektr oʻtkazuvchanligi harorat taʼsirida oʻzgaradi.

Haroratni miqdoriy jihatdan aniqlash uchun odatda moddalarning xajmi kengaishini haroratga bogʻliqligiga asoslanib ishlaydigan termometrlar keng qoʻllaniladi. Selsiy gradusi boʻyicha termometr shkalasi chizishda hisob boshi qilib normal bosimda ($p = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) muzning erish harorati 0°S , ikkinchi nuqta sifatida suvning qaynash harorati (100°S) olingan. Bu nuqtalar orasi 100 ta teng boʻlaklarga boʻlingan va bunday shkala bir boʻlagining qiymati 1°S .

Termodinamik harorat shkalasida harorat Kelvinda ifodalanadi va T orqali belgilanadi. Kelvin shkalasini tuzishda normal atmosfera bosimidagi muzning erish harorati $273,15 \text{ K}$ deb qabul qilingan. Shuning uchun termodinamik harorat bilan Selsiy orasidagi munosabat

$$T = t + 273,15^\circ\text{S}$$

$T = 0 \text{ K}$ (Selskiy shkalasi boʻyicha $t = 273,15^\circ\text{S}$) harorat absolyut nol harorat deb ataladi.

Energiyani erkinlik darajasi boʻyicha tekis taqsimlanishi.

Maʼlumki gaz molekulalarining ilgarilanma harakatining oʻrtacha kinetik energiyasi $W_k = 3 kT$ (1), k -Bolsman doimiysi. Molekulalarning kinetik energiyasi, umuman, ularning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi, molekulalarning aylanish va tebranish kinetik energiyalarning yitsindisidan iborat. Molekulalarning barcha tur harakatlariga toʻgʻri keladigan energiyani hisoblash uchun erkinlik darajasi degan tushincha kiritiladi. Jismning fazodagi vaziyatini aniqlash uchun zarur boʻlgan erkli koordinatalarning soniga jismning erkinlik darajasi deyiladi. Moddiy nuqtaning fazodagi vaziyati, uchta koordinata bilan (x, y, z) aniqlanadi. Demak moddiy nuqtaning erkinlik darajasi uchga teng. (1) ifodaga asosan molekulalarning uchta erkinlik darajasiga ega boʻlgan ilgarilanma harakatiga toʻgʻri keladigan energiya

$$U = \frac{3}{2} kT \quad (2)$$

Demak hisoblashlar shuni koʻrsatadiki bir atomli molekulaning erkinlik darajasi 3 ga teng (x, y, z), ikki atomli molekula erkinlik darajasi 5 ga (x, y, z, α, β) yoki 6 ga teng ($x, y, z, \alpha, \beta, \ell$). N atomdan tashkil topgan molekulaning erkinlik darajasi 6 dan 3 N gacha qiymatlarga ega boʻlishi mumkin absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi 6 ga teng ($x, y, z, \alpha, \beta, \gamma$). Molekulaning erkinlik

darajasi i ni ilgarilanma, aylanma va tebranma xarakatlar erkinlik darajalarining yig'indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$i = i_{ul} + i_{ayl} + i_{meo}$$

Ilgarilanma harakatda erkinlik darajasi 3 ga teng ekanligini e'tiborga olib, ilgarilanma harakatning har bir erkinlik darajasiga $\frac{1}{2} kT$ energiya to'g'ri keladi degan xulosaga kelimiz. Statistik fizikaning muhim qonunlaridan biri-energiyaning erkinligi darajasi bo'yicha bir xilda taqsimlanish qonuni ilgarilanma, aylanma va tebranma harakatning har bir erkinlik darajasiga o'rtacha $\frac{1}{2} kT$ kinetik energiya to'g'ri kelishini ko'rsatadi.

U holda erkinlik darajasi i bo'lgan molekulaning to'liq energiyasi

$$U_i = i kT / 2 = i (R/N_A) T / 2$$

1 mol gazning ichki energiyasi

$$U_0 = \frac{i}{2} RT$$

Ixtiyoriy m massali gaz ichki energiyasi

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT$$

Demak, ideal gazning ichki energiyasi shu gazni tashkil etuvchi molekulalarning erkinlik darajasiga va gazning haroratiga bog'liq ekan.

Nazorat savollari

1. Gaz molekulalarning o'rtacha kinetik energiyasi.
2. Molekulalarni o'rtacha kvadratik tezligi.
3. Harorat va uni molekulyar kinetik talqin.
4. Energiyani erkinlik darajasi bo'yicha tekis taqsimlanishi.
5. Ideal gaz ichki energiyasi.

15- MARUZA

Molekulalar maqsimomi.

Gaz molekulalarining tezliklari bo'yicha taqsimlanishi.

Maksvell taqsimoti. Muvozanat holatda turgan gaz molekulalari agar gazga hech qanday tashqi kuchlar maydoni ta'sir etmayotgan bo'lsa, o'zaro to'qnashib turadi. Har bir to'qnashish jarayonida, energiya almashinuvi tufayli, molekula o'z tezligini ham miqdori bo'yicha, ham yo'nalishi bo'yicha o'zgartiradi.

Maksvell extimollik nazariyasidan foydalanib 1859 yilda gaz molekulalarining tezlikka qarab taqsimlanish qonunini aniqladi, uning fikricha:

1. Tezliklar ichida extimolliigi eng katta bo'lgan shunday ϑ_e tezlik mavjudki, ko'pchilik molekulalar unga yaqin bo'lgan tezliklarda harakatlanadi. Tezligi ϑ_e dan juda katta va juda kichik bo'lgan molekulalar oz miqdorni tashkil etadi.

2. Harakat tartibsiz bo'lgani uchun aniq bir tezlikda harakatlanayotgan molekulalar sonini hisoblab bo'lmaydi. Lekin ma'lum ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ oraliqdagi tezlikda harakatlanayotgan molekulalar sonini hisoblash mumkin. Buning uchun Maksvell nisbiy tezlikdan foydalanadi. Nisbiy tezlik u deb ϑ oniy tezlikni extimolliigi eng katta bo'lgan ϑ_e tezlikka nisbatiga aytiladi, Ya'ni

$$U = \vartheta / \vartheta_e \quad (3)$$

Maksvell taqsimotiga asosan ϑ , $\vartheta + d\vartheta$ oraliqdagi tezlikka ega bo'lgan molekulalar soni $dn = 4n\vartheta^2 e^{-\vartheta^2/\vartheta_e^2} d\vartheta / \sqrt{\pi}$ (4)

bunda n - ideal gaz molekulalarining umumiy soni, $f(\vartheta) = dn/d\vartheta$ - molekulalarning taqsimot funksiyasi. $f(\vartheta)$ ning $f(\vartheta)$ molekulalar oniy tezligiga bog'liqligini grafik ravishda ifodalasak 1-rasmdagidek ko'rinishdagi bog'lanishni olamiz. Molekulalar taqsimotining Maksvell qonunidan gaz holati uch hil tezlik bilan xarakterlanishi kelib chiqadi.

1. Eng katta extimolli tezlik

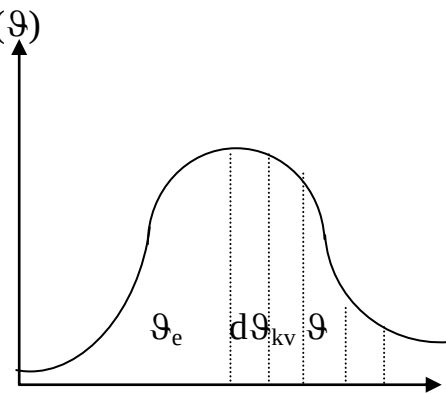
$$\vartheta_e = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

2. O'rtacha arifmetik tezlik. $\bar{\vartheta} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 1,60 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$

3. O'rtacha kvadratik tezlik $\vartheta_{kv} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \approx 1,73 \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$

bu formulalari taqqoslasak, $\vartheta_{kv} > \vartheta > \vartheta_e$ ekani ko'rinish turibdi. Masalan, 0°S haroratda kislorod molekulalari uchun $\vartheta_{kv} = 460$ m/s, $\vartheta = 423$ m/s, va $\vartheta_e = 377$ m/s qiymatga ega bo'ladi.

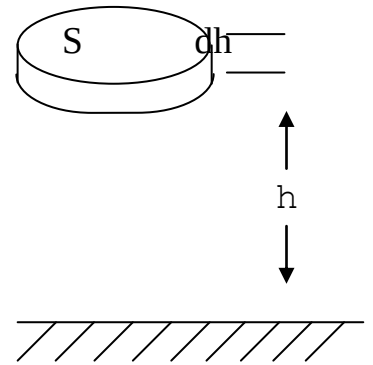
Barometrik formula. Atmosferadagi gaz molekulalariga bir tomondan yerning tortishish kuchi ta'sir etsa, ikkinchi tomondan tartibsiz harakatdagi molekulalarning bosim kuchi ta'sir etadi. Bu ikki kuch atmosferada gaz molekulalarining ma'lum tartibda joylashishiga olib kelgan. Yerga yaqin



joyda atmosfera zichligi katta bo'lib yerdan uzoqlashgan sari zichlik siyraklashib boradi.

Atmosfera bosimini balandlik bo'yicha o'zgarishini ifodalovchi formulani keltirib chiqarish uchun atmosferada ixtiyoriy dh qatlam ajratib olamiz. Biror h balandlikdagi atmosfera bosimini p deb, $h+dh$ balandlikdagi bosimi esa $p+dp$ bo'lsin. dh qatlamning yuzasi S bo'lib uning ichida bir xil m massali n ta molekulalar joylashgan bo'lsin.

Bu xajmdagi molekulalarga ta'sir etuvchi bosim kuchlari va molekulalarning og'irlik kuchi tenglashsa qatlam muvozanat holatida bo'ladi. Muvozanat holat uchun quyidagi tenglama o'rinli



$$(p+dp)S + P = ps \quad (3)$$

1 ta molekulani og'irlik kuchi $P=mg$ bo'lsa n ta molekulani og'irlik kuchi

$$P=nmg \quad (4)$$

(2) ifodadan $n_0=p/kT$, ma'lumki $n_0=n/Sdh$ u holda P og'irlik kuchi uchun quyidagiga ega bo'lamiz.

$$P=n \cdot mg = n_0 s dh mg \quad (5)$$

Buni e'tiborga olib (3) dan quyidagini hosil qilamiz.

$$(p+dp)s + n_0 s \cdot mg dh = ps$$

bundan $dp = -n_0 mg dh$

yoki $dp = -p/kT mg dh$

buni boshqacha yozaylik

$$dp/p = -mg/kT dh \quad (6)$$

Agar Yer sirtidagi ya'ni $h=0$ dagi atmosfera bosimini p_0 deb belgilab biror h balandlikdagi bosimini p desak

$$dp/p = -mg/kT dh$$

bundan $\ln p/p_0 = -mgh/kT$

yoki $p/p_0 = e^{-mgh/kT}$

bundan $p = p_0 e^{-mgh/kT} \quad (7)$

Bu atmosfera bosimining balandlik bo'yicha o'zgarishini ifodalovchi tenglama bo'lib barometrik formula deyiladi.

Bolsman taqsimoti. Molekulalar potensial energiyasi ularni qanday balandlikda turganligi bilan belgilanadi. $h=0$ dagi xajm birligidagi molekulalar soni n_0 , h balandlikdagisi esa n_0^1 deb belgilab $p_0=n_0 kT$, $p=n_0^1 kT$ ekanligini hisobga olib xajmi birligidagi molekulalar sonini balandlikka qarab taqsimlanish qonunini topamiz. Barometrik formula $p=p_0 e^{-mgh/kT}$ dan

$$\begin{aligned} n_0^1 kT &= n_0 kT e^{-mgh/kT} \\ n_0^1 &= n_0 e^{-mgh/kT} \end{aligned} \quad (8)$$

yoki $n_0^1 = n_0 e^{-E_r/kT} \quad (9),$

chunki $E_r = mgh$

Molekulalarni potensial energiya qiymatlari bo'yicha taqsimlanishini ko'rsatuvchi (9) ifoda Bolsman taqsimoti deb yuritiladi.

Gaz molekulalarining o'rtacha erkin yugurish yo'li. Tartibsiz harakatdagi gaz molekulalari doimo bir-biri bilan to'qnashib turadi.

Molekulalarning ikkita ketma-ket urilishlari orasida bosib o'tgan masofasi erkin yo'l uzunligi deyiladi.

Erkin yo'l uzunliklari $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ turlicha bo'lganliklari uchun biz faqat molekulalar o'rtacha erkin yo'li uzunligini ya'ni λ ni hisoblashimiz mumkin. ϑ tezlik bilan harakatlanayotgan r radiusli molekulani olib ko'raylik. Molekula o'z yo'lida markazlari harakat to'g'ri chizig'idan $2r$ dan katta bo'lmagan masofada yotuvchi molekulalarga tegib o'tadi. Demak molekula vaqt birligida radiusi $R=2r$ va ℓ uzunligi son jixatdan molekulaning ϑ tezligiga teng bo'lgan silindr ichida markazlari joylashgan z dona molekulaning barchasiga tegib o'tadi. Bunday silindr ichidagi molekulalar soni

$$z = n_0 V = \pi R^2 \ell n_0 = \pi R^2 \vartheta n_0 \quad (1)$$

molekulalarning vaqt birligidagi o'rtacha to'qnashishlar soni

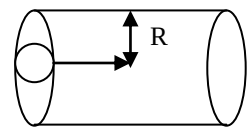
$$z = 4\pi r^2 \vartheta n_0 \quad (2)$$

Agar boshqa molekulalar ham harakatlanadi deb qaralsa

$$z = 4\sqrt{2} r^2 \vartheta n_0 \quad (3)$$

Molekula erkin yo'lining o'rtacha uzunligi λ

$$\lambda = \frac{\bar{\vartheta}}{z} = \frac{\bar{\vartheta}}{4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{\vartheta} n_0} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n_0} \quad (4)$$



$n_0 = p/kT$ bo'lgani (4) ifodadan $\lambda \approx 1/r$ ekanini, ya'ni λ -bosimga teskari proporsional ekanligi ko'rinib turibdi.

Nazorat savollari

1. Gaz molekulalarning tezlikka qarab taqsimlanish qonuni.
2. Gaz holatini uch xil tezlik harakterlanishi.
3. Barometrik formula.
4. Bolsman taqsimoti.
5. Gaz molekulalarini o'rtacha erkin yugurish yo'li.

16 – MARUZA

Termodinamikaning birinchi qonuni

Issiqlik miqdori va sig'imi. Issiqlik deganda biz avvalo jismning isiganlik darajasi haqida tasavvur vujudga keltiramiz. Bir- biriga bevosita tegizilgan ikki jismning ko'proq istilganidan kamroq isitilgani tomon ko'rinmaydigan jarayon energiya uzatish amalga oshadi. Energiya uzatishning bu shakli issiqlik uzatish deb, uzatilgan energiya miqdori deb ataladi.

SI tizimida issiqlik miqdori- Joule hisobida o'lchanadi. Issiqlik miqdori kaloriya hisobida ham o'lchanadi. 1 kal.= 4,18 Joule. Biror modda birlik massasining haroratini 1K oshirish uchun kerak bo'ladigan issiqlik miqdoriga son jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikka shu moddaning solishtirma issiqlik sig'imi (s) deyiladi. Molyar issiqlik sig'im (S) quyidagicha ifodalanadi. $S = s \cdot \mu$

1. O'zgarmas hajmdagi ($V = \text{const}$, izoxorik jarayon) issiqlik sig'imi- c_v . Bunday jarayonda gazga berilgan issiqlik miqdori molekulalarning ichki energiyasini o'zgarishiga sarflanadi, ya'ni gazning ichki energiyasi oshadi $c_v = \Delta u$

Agar 1 mol gazning T haroratdagi ichki energiyasi $u_0 = \frac{i}{2} RT$

va T+1 haroratdagi ichki energiya $u_1 = \frac{i}{2} R (T+1)$

bo'lsa, u holda ichki energiyani o'zgarishi $\Delta u = u_1 - u_0 = \frac{i}{2} R(T+1) - \frac{i}{2} RT = \frac{i}{2} R$

$C_v = \Delta u$ bo'lgani uchun o'zgarmas xajmdagi gazlarning molyar issiqlik sig'imi

$$C_v = \Delta u = \frac{i}{2} R$$

Solishtirma issiqlik sig'im $s_v = C_v / \mu = \frac{i}{2\mu} R$

2. O'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'im C_p (izobarik jarayon $p = \text{const}$). Agar gaz o'zgarmas bosimda izdirilsa uni xajmi kengayadi. Tasharidan berilgan issiqlik energiyasining bir qismi gaz ichki energiyasini o'zgartirsa olgan qismi xajm kengayishida bajarilgan ishga sarflanadi.

$$C_p = \Delta u + \Delta A$$

$\Delta u = C_v$ va $\Delta A = R$ ekanligini e'tiborga olsak

$C_p = C_v + R$ bu ifoda Mayer formulasi deyiladi. $C_v = 1/2 \cdot R$ bo'lgani uchun

$$C_p = \frac{i}{2} \cdot R + R = \frac{i+2}{2} \cdot R$$

O'zgarmas bosimdagi issilik sitsimining o'zgarmas xajmdagi issiqlik sig'imiga

nisbati $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ bo'lib Puasson koeffitsiyenti deyiladi va u gaz

tarkibidagi molekulalarning erkinlik darajasigagina bog'liq.

Termodinamikani birinchi bosh qonuni. Biror tizim masalan gaz ichki energiyasini quyidagi usullar bilan o'zgartirish mumkin.

1. Ish bajarish yo'li bilan, ya'ni $\Delta u = \Delta A_1$ (1)

2. Issiqlik miqdorini uzatish yo'li bilan $\Delta u = \Delta Q$ (2)

3. Issiqlik miqdorini uzatish va ish bajarish yo'li bilan

$$\Delta u = \Delta Q + \Delta A_1 \quad (3)$$

Tashqi kuchlarning tizimga nisbatan bajargan ishi ΔA_1 tizimning tashqi kuchlarga qarshi bajargan ishiga teng. $\Delta A_1 = -\Delta A$ (4)

U holda (3) dan $\Delta u = \Delta Q - \Delta A$ yoki $\Delta Q = \Delta u + \Delta A$

Demak tizimga berilgan issiqlik miqdori uning ichki energiyasini o'zgarishiga va tashqi kuchlarni yengishda bajarilgan ishga sarflanadi. Bu termodinamikaning birinchi bosh qonunidir. Ma'lumki 1 mol gaz ichki energiyasi $U = i RT/2$ $C_v = iR/2$ bo'lganidan $U = C_v T$

Ichki energiyani o'zgarishi esa $\Delta u = C_v \Delta T$ (3)

Gaz xajmini o'zgarimas bosimda cheksiz kichik kengayishida bajariladigan elementar ish $\Delta A = p \Delta V$ (4)

(2) va (4) ni (3) da o'yamiz $\Delta Q = C_v \Delta T + p \Delta V$

Agar jarayon vaqtida tizimning ichki energiyasi o'zgarmasa, ya'ni $\Delta u = 0$ bo'lsa $\Delta Q = \Delta A$ (6) bo'ladi, ya'ni tizimga uzatilgan issiqlik miqdori bajarilgan ishga ekvivalent, (6) da agar $\Delta Q = 0$ bo'lsa $\Delta A = 0$. Demak energiya sarf qilmay turib ish bajarish mumkin emas.

Termodinamika birinchi bosh qonunini izo jarayonlarga qo'llanilishi.

1. Izotermik jarayon. $T = \text{const.}$, $dT = 0$

$$dQ = C_v dT + p dV \quad (1) \text{ dan } dT = 0 \text{ bo'lsa}$$

$$dQ = p dV \quad (2)$$

demak bu jarayon tizimga berilgan issiqlik miqdori tashqi kuchlarni yengishda bajarilgan ishga sarflanadi.

$$dA = p dV \quad (3)$$

Holat tenglamasiga asosan

$$pV = RT \quad (4) \quad p = RT/V \quad (5)$$

$$(5) \rightarrow (3) \quad dA = RT dV/V$$

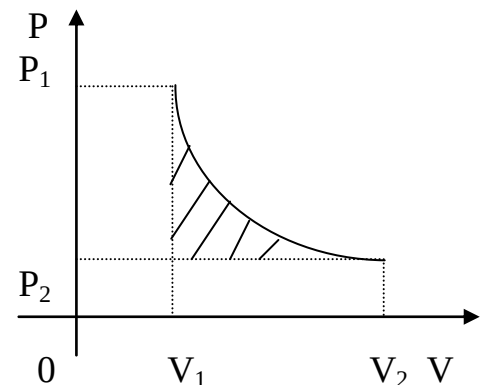
tizim xajmi V_1 dan V_2 gacha o'zgarganda bajarilgan ish

$$A = RT \int_{V_1}^{V_2} dv/v = RT \ln v_2 / v_1$$

$$\text{Demak } A = RT \ln V_2 / V_1$$

Boyl Mariot qonuniga asosan

$$V_2 / V_1 = R_1 / R_2 \text{ dan } A = RT \ln R_1 / R_2$$



Izobarik jarayon. $P = \text{const}$ Bu jarayonda tizimga berilgan issiqlik miqdori ichki energiyani o'zgarishiga va tashqi kuchlarni yengishda bajarilgan ishga sarflanadi $dA = p dV$. Tizim xajmi V_1 dan V_2 ga o'zgarganda bajariladigan ish

$$A = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1)$$

3. Izoxorik jarayon $V = \text{const}$, $dV = 0$

$dQ = C_v dT + p dV$ dan $dV = 0$ bo'lgani uchun

$dQ = C_v dT$ ya'ni $A = 0$

Demak bu jarayonda tizimga berilgan issiqlik miqdori faqat ichki energiyani o'zgarishiga sarflanadi.

Adiabatik jarayon. Tizim holatining o'zgarishi moboynda atrofdagi jismlar bilan tizim orasida issiqlik almashish yuz bermasa, bu holdagi o'zgarishga adiabatik jarayon deyiladi.

Jarayonning adiabatik xarakterining matematik ifodasi $dQ = 0$, u holda termodinamikaning birinchi qonunini ifodasi

$$C_v dT + p dV = 0 \quad (1)$$

Bundan shunday xulosa chiqadiki adiabatik kengayish ($dV > 0$) natijasida gaz soviydi ($dT < 0$) va adiabatik siqilish ($dV < 0$) natijasida gaz isiydi ($dT > 0$).

Adiabatik jarayon uchun Puasson formulasi.

$$pV^\gamma = \text{const} \quad (4)$$

Puasson tenglamasi (4) ni $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ ko'rinishda ham yozish mumkin.

Nazorat savollari

1. Issiqlik miqdori.
2. Solishtirma issiqlik sig'imi.
3. Molyar issiqlik sig'imi.
4. O'zgarmas xajmdagi issiqlik sig'im.
5. O'zgarmas bosimdagi issiqlik sig'im.
6. Mayyor formulasi.
7. Ichki energiyani o'zgartirish usullari.
8. Termodinamika I-bosh qonuni.
9. Izotermik jarayonda bajarilgan ish.
10. Izobarik va izoxorik jarayonlarda bajarilgan ish.
11. Adiabatik jarayon. Adiabata chizig'i.

17- **MARUZA**

Aylanma Jarayon

Qaytar va qaytmas jarayonlar. Biror jarayon avval bir yo`nalishda so`ngra unga teskari bo`lgan yo`nalishda sodir bo`lib, bunda tizim o`zining boshlang`ich holatiga qaytib kelganda tashqi muhitda hech qanday o`zgarish yuzaga kelmasa bunday jarayon qaytar jarayon deb ataladi.

Ideal sharoitda, ya`ni ishqalanishsiz va noelastik urilishsiz sodir bo`ladigan hamma sof mexanik jarayonlar qaytuvchan bo`ladi. Real sharoitda kuzatiladigan issiqlik harakati bilan bog`liq bo`lgan har qanday jarayon qaytmas jarayondir.

Aylanma jarayonlar. Ketma-ket keluvchi bir necha jarayonlardan so`ng tizimning boshlang`ich holatiga qaytib kelishiga aylanma jarayon deyiladi. Gaz xajmini kengaytirib I holatdan II holatga keltiramiz. Bu jarayon davomida tizim tashqaridan Q_1 issiqlik miqdori qolib ichki energiyasini U_1 dan U_2 gacha o`zgartirgan bo`lsa termodinamika I - qonuniga asosan

$$Q_1 = (U_2 - U_1) + A_1 \quad (1) \quad A_1 \text{ (1,2,3,4,5,) yuzaga teng.}$$

Tizimning harakatini bir oz pasaytirgan holda I-holatga keltiramiz. U holda tizim tashqariga. Q_2 issiqlik miqdori berib manfiy $-A_2$ ish bajaradi.

$-Q_2 = (U_1 - U_2) + A_2 \quad (2) \quad -A_2 \text{ (1,2,3,4,5,) yuzaga teng (1 va (2) tenglamani qo`shamiz)}$

$$Q_1 - Q_2 = A_1 - A_2$$

Bunda $A_1 - A_2 = A$ bo`lib I sikl davomida bajarilgan ish

$$A = Q_1 - Q_2$$

Sikl davomida bajarilgan foydali ishchi jism isitgichdan va sovitgichdan olgan issiqlik miqdorining yitsindisiga (ya`ni isitgichdan olgan va sovitgichga bergan issiqlik miqdorining ayirmasiga) teng bo`ladi

Ichki yonish dvigatellarida esa yo`lsi (benzin, kerosin, dizel yo`lsisi) bir vaqtda ham isitgich, ham ishchi jism vazifasini o`taydi. Maxsus urilmalar yo`lsi va havo ralashmasini tayyorlab uni dvigatel silindrining ichiga kiritadi. Aralashma silindr ichida portlashsimon tarzda yonadi.

Issiqlik mashinalarini samaradorlik darajasi f.i.k. deb ataladigan kattalik bilan aniqlanadi.

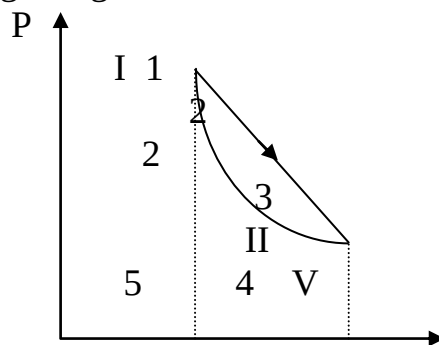
$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Sovitish ko`effitsiyenti

$$\theta = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}$$

Karno sikli va uning ideal gaz uchun foydali ish ko`effitsiyenti.

S. Karno (1796-1832) f.i.k. eng yuqori bo`lgan ideal issiqlik mashinasining sxemasini taklif etdi. Karno yaratgan mashina 2 ta izotermik va 2 ta adiabatik jarayonlardan



iborat sikllik mashinadir.

Tizimni I (P_1, V_1, T_1) holatdan izotermik jarayon bilan II (P_2, V_2, T_1) holatga kengaytiramiz. Bunda tashqaridan olingan Q_1 issiqlik miqdori xajmi kengayishda bajarilgan ishga sarflanadi.

$$Q_1 = A_1 = RT_1 \ln V_2 / V_1 \quad (1)$$

Endi tizimni II- holatdan boshlab adiabatik kengaytirib III (P_3, V_3, T_2) holatga keltiramiz.

Bunda harorat T_1 dan T_2 gacha pasaygan bo'lsa, bajarilgan ish

$$A_2 = S_v(T_1 - T_2) \quad (2)$$

Tizimni III- holatdan IV holatgacha izotermik ravishda siqamiz. Bunda

bajarilgan ish $A_3 = RT_2 \ln V_4 / V_3$ (3)

IV holatdagi gazni adiabatik siqib I- holatga keltiramiz. Bunda bajarilgan ish

$$A_4 = S_v(T_2 - T_1) \quad (4)$$

To'la sikl davomida bajarilgan ish

$$A = A_1 + A_2 + A_3 + A_4 = RT_1 \ln V_2 / V_1 + C_v (T_1 - T_2) + RT_2 \ln V_4 / V_3 + C_v (T_2 - T_1)$$

$$A = RT_1 \ln V_2 / V_1 + RT_2 \ln V_4 / V_3 = RT_1 \ln V_2 / V_1 - RT_2 \ln V_3 / V_4$$

Karno siklini f.i.k.

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{RT_1 \ln V_2 / V_1 - RT_2 \ln V_3 / V_4}{RT_1 \ln V_2 / V_1} \quad (5)$$

Adiabatik jarayon uchun $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ ekanligini e'tiborga olib II-III va IV-I adiabatlar uchun quyidagi ifodalarga ega bo'lamiz

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1} \quad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$$

bunda $V_2 / V_1 = V_3 / V_4$

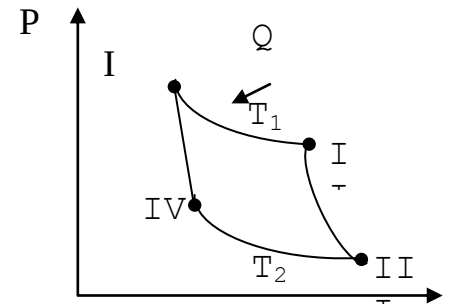
U holda (6) ni (5) ga o'yib quyidagiga ega bo'lamiz

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad \text{yoki} \quad \eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} * 100\% \quad T_1 = 400\text{K} \quad T_2 = 300\text{K} \quad \eta = 0,25$$

Karno sikli bo'yicha ishlaydigan mashina ideal mashina deyiladi. Bunday mashinaning f.i.k. isitgich bilan sovitgichlarning haroratiga bog'liq. Mashina f.i.k. ni oshirish isitgich haroratini oshirib, sovitgich haroratini pasaytirish kerak.

Nazorat savollari

1. Qaytar va qaytmas jarayonlar.
2. Aylanma jarayon. Sikl.
3. Issiqlik mashinasining foydali ish ko'effitsiyenti.
4. Sovitgich mashinasining foydali ish ko'effitsiyenti.
5. Karno sikli.
6. Karno siklini foydali ish ko'effitsiyenti.



Real gazlar.

Termodinamikani ikkinchi bosh qonuni. Agar ishlovchi jismni biror tashqi manbadan olgan issiqlik miqdori Q_1 bo'lib sovitgichga berilgan issiqlik miqdori Q_2 bo'lsa bu mashinaning f.i.k.

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \cdot 100\%$$

Bunda agar $Q_2=0$ bo'lsa $\eta=100\%$ bo'ladi. Bu esa eng foydali mashinadir. Mashinaning f.i.k. 100% bo'lishi uchun ishlovchi jismning ichki energiyasi to'liq

ishga aylanishi kerak. Buning uchun harorati past bo'lgan jism o'z energiyasini to'sridan to'g'ri harorati yuqori bo'lgan jismga uzatishi kerak. Bu mumkin emas. Demak, issiqlik mashinalarining foydali ish koeffitsiyentlarini 100% ilib bo'lmaydi. Ichki energiyani bir yo'la ishga aylantiruvchi mashina urish mumkin emas. Bu termodinamikaning II-qonuni bo'lib, buni birinchi bo'lib fransuz fizigi Saadi Karno 1824 yilda isbotlab berdi.

Entropiya. Harorati T bo'lgan isitgichdan ishlovchi jismga berilgan issiqlik miqdori Q desak, Q/T kattalik keltirilgan issiqlik miqdori deyiladi. Ma'lumki issiqlik mashinasining f.i.k.

$$\eta = (Q_1 - Q_2) / Q_1 \quad (1)$$

Karno sikl bo'yicha ishlaydigan issiqlik mashinasini f.i.k.

$$\eta = (T_1 - T_2) / T_1 \quad (2)$$

(1) va (2) dan $(Q_1 - Q_2) / Q_1 = (T_1 - T_2) / T_1$ bundan $Q_1/T_1 = Q_2/T_2$

Agar Q_2 ni sovitgich tomonidan ishlovchi jismga berilgan issiqlik miqdori desak, u holda $Q_2 < 0$ shuning uchun $Q_1/T_1 = -Q_2/T_2$ yoki $Q_1/T_2 + Q_2/T_2 = 0$. Demak qaytuvchan Karno siklida keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Nazariy tekshirishlarning ko'rsatishicha har qanday qaytuvchan aylanma jarayonda jismga beriladigan keltirilgan issiqlik miqdori uchun quyidagi tenglama o'rinli

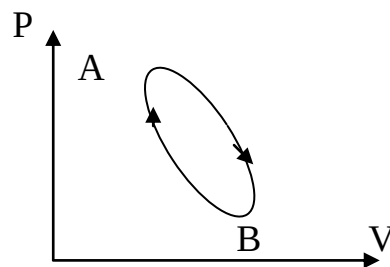
$$\oint dQ/T = 0$$

Tizimning A holatdan B holatga aytuvchan ravishda o'tishdagi keltirilgan issiqlik miqdorini yig'indisini ifodalovchi dQ/T integral jismning dastlabki va oxirgi

holatlari bilangina aniqlanib jarayonning o'tish yo'licha bog'liq emas. Bu hol jismning holati bilan xarakterlanuvchi va A holatda S_A , V holatda S_V qiymatlarga ega bo'ladigan qandaydir S kattalikning mavjudligini ko'rsatadi. Shu bilan birga $S_V - S_A$ ayirma

$$S_V - S_A = \oint dQ/T$$

ya'ni A va V holatlar orasida o'tadigan qaytuvchan ixtiyoriy jarayondagi keltirilgan issiqlik miqdorlarining yig'indisiga teng $S_V - S_A$ ayirma holatning



funksiyasi bo'lgan biror S fizik kattalikning ayirmasidir. Bu fizik kattalik entropiya deyiladi.

Bolsmanning ko'rsatishicha, S entropiya holat extimolligining logarifmiga proporsionaldir.

$$S = k \ln W$$

bunda W -berilgan holatning extimolligi, $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{N/k}$ Bolsman doimiysi.

Real gazlar. Van-der- Vaals tenglamasi. Ma'lumki gazlarning molekulyar kinetik nazariyasi molekulalar orasidagi ta'sir kuchlarini hisobga olmaydi va molekulalarning o'lchamlari molekulalar orasidagi o'rtacha masofaga nisbatan nazarga olmasa bo'ladigan darajada kichik deb hisoblanadi. Bu model ideal gazga mos keladi. Real gazlarni harakteri bosim uncha yuqori bo'lmagan harorat esa yetarlicha yuqori bo'lgan hollardagina

$$PV_0 = RT \quad (1)$$

Tenglama bilan qancha yaxshi tavsiflanadi.

Bosim ortishi va harorat pasayishi bilan bu tenglamadan qancha chetlashishlar kuzatiladi. Chunki bunday hollarda molekulalar xajmi (molekula radiusi 10^{-10}m) va ular orasidagi o'zaro ta'sirni ham hisobga olish zarur.

Real gazlarning xarakterini ifoda etish uchun berilgan juda ko'p tenglamalar ichida Niderlandiyalik fizik Van- der-Vaalsning 1873 yilda aniqlagan tenglamasi eng sodda bo'lishi bilan birga juda yaxshi natijalar berdi.

Bu tenglama (1) ga molekulalar orasidagi o'zaro ta'sirni va molekulalar hajmini hisobga olgan holda hosil qilingan bo'lib quyidagi ko'rinishga ega.

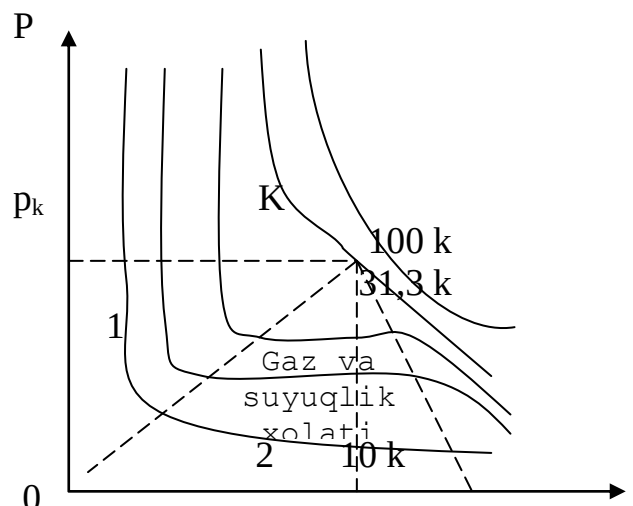
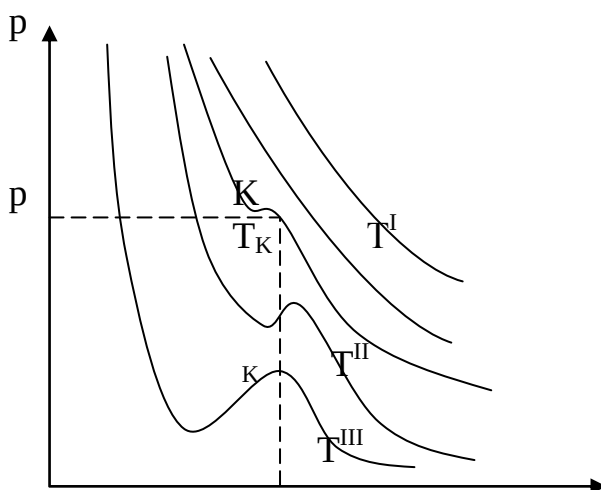
$$\left(P + \frac{a}{V_0^2} \right) (V_0 - b) = RT \quad (2)$$

bunda $\frac{a}{V_0^2}$ - molekulyar bosim,

b- gazni siqilmaydigan qismini xajmi.

r- gazni idish devorlariga ko'rsatadigan bosimi.

a,b - Van-der-Vaals doymiylari bo'lib gazlarni tabiatiga bog'liq bo'lib, ular tajribada aniqlanadi. Van-der-Vaalsning (2) tenglama V_0 ga nisbatan uchinchi darajali algebraik tenglamadir. T ning har hil qiymatlari uchun R ning V_0 ga bog'lanish grafigini chizsak bir nechta izotermalarga ega bo'lamiz. Bunda $T^I > T^{II} > T^{III} > \dots$. Bunday izoterma nazariy izoterma deyiladi.



Karbonat angidrid (SO_2) uchun Irlandiyalik olim T. Endryus (1813-1885) tomonidan tajribada olingan izotermalarni Van-der-Vaals nazariy izotermalari bilan taqqoslashning ko'rsatishicha Van-der-Vaals izotermalaridagi burilishlar soxasi moddaning gazsimon holatdan suyuq holatga yoki aksincha suyuq holatdan gazsimon holatga o'tishiga mos keladi.

1-2 holatda modda faqat gaz holatda

2-3 gazni suyuqlikka aylanishi

3-4 suyuqlik holatini o'zgarishi

Kritik izoterma burilishlar soxasi o'rnida faqat K burilish nuqtasigina bo'ladi. K nuqta kritik nuqta deyiladi. Kritik nuqtadagi moddani holati kritik holat deyiladi. Kritik holat parametrlari.

$$T_k = 8a/27Rb; P_k = a/27b^2; V_k = 3b$$

Agar temperatura kritik haroratdan (T_k) past bo'lsa biror bosim yordamida gazni suyultirish mumkin.

Kritik haroratni mavjudligi tabiatdagi hamma gazlarni ham suyuqlikka aylantirish mumkin degan xulosaga olib keladi. Masalan. Geliy $T_k = 5,30$ K da, Azot $T_k = 1260$ K da, Vodorod $T_k = 33,2$ K suyuq holatga o'tadi.

Real gazlarning ichki energiyasi. Real gazning ichki energiyasini hisoblashda molekulalarning o'zaro ta'sirlanish potensial energiyasini ham e'tiborga olish kerak. Ichki bosim ($P_u = a/V_m^2$) kuchlari 1 mol gazning xajmi V_{m1} dan V_{m2} gacha kengayganda bajargan ish

$$A = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} P_u dV_m = \int_{V_{m1}}^{V_{m2}} \frac{a}{V_m^2} dV_m = -\frac{a}{V_m}$$

U holda real gazning ichki energiyasi molekulalar kinetik energiyalari va potensial energiyalarining yig'indisi tarzida ifodalanadi.

1 mol real gazning ichki energiyasi

$$U_{\text{real}} = C_v T + (-a/V_m) = C_v T - a/V_m$$

Demak real gaz ichki energiyasi harorat va bosimga bog'liq.

Nazorat savollari

1. Termodinamikani ikkinchi bosh qonuni.
2. Entropiya haqida tushuncha.
3. Real gazlar.
4. Van-der-Vaals izotermalari.
5. Kritik holat.
6. Real gaz ichki energiyasi.

