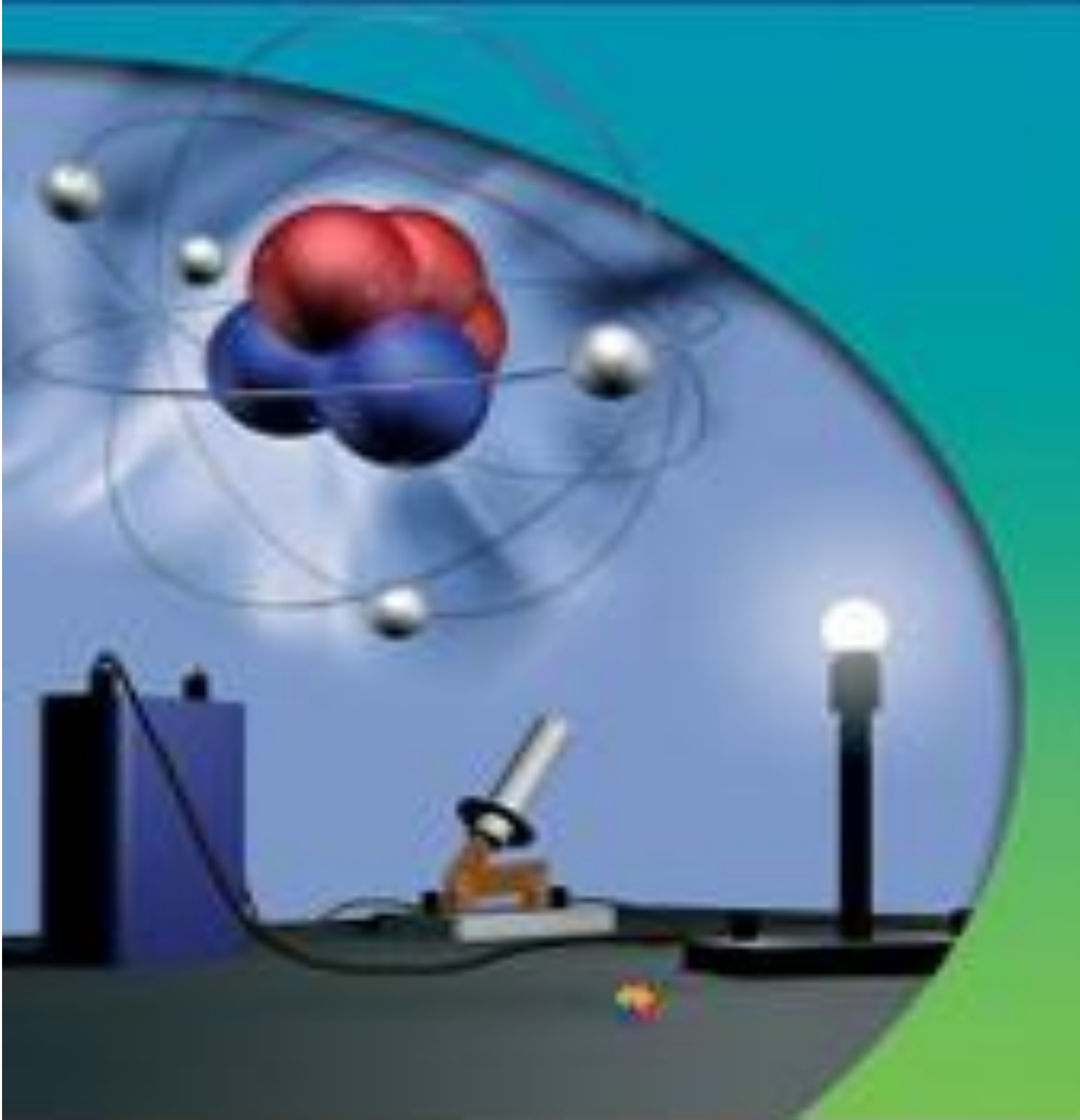
# F I Z I K A

## fanidan

# O' Q U V – U S L U B I Y

# M A J M U A



Fanning o'quv uslubiy majmuasi o'quv dasturiga muvofiq ishlab chiqilgan va BuxMTI o'quv uslubiy kengashida muhokama etilib, foydalanishga tavsiya qilingan (Bayon №__ 2016 yil____)

**Tuzuvchilar:**

M.Z.Sharipov - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi mudiri, dotsent.

M.R.Jumayev - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi mudiri, dotsent.

D.E.Hayitov - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi o'qituvchisi

M.R.Turdiyev - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi o'qituvchisi

N.N.Mirjonova - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi o'qituvchisi

G.K.Kasimova - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi o'qituvchisi

J.O.Majidov - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi o'qituvchisi

**Taqrizchilar:**

S.X.Astanov - BuxMTI, "Fizika" kafedrasi dotsenti,

D.R.Djurayev . - BuxDU "Fizika" kafedrasi dotsenti

Fanning o'quv-uslubiy majmuasi "Fizika" kafedrasining 2016-yil "__" _________ dagi "__" son yig'ilishida muhokamadan o'tgan va fakultet kengashida ko'rib chiqish uchun tavsiya etilgan.

**Kafedra mudiri**: **f.-m.f.n. Sharipov M.Z.**

Fanning o'quv uslubiy majmuasi "Kimyoviy texnologiya" fakultetining 2016-yil "__" _________ dagi "__" son yig'ilishida muhokamadan o'tgan va institut o'quv-uslubiy kengashida muhokama qilish uchun tavsiya etilgan.

**Kengash raisi:** **t.f.n.Ataullayev Sh.N.**

**Kelishildi**:

**O'quv-uslubiy boshqarma boshlig'i:** **dots. Hodjiev Sh.**

# 1- Mavzu Kinematika

## Darsning maqsadi va vazifalari

1. Harakatni tavsiflash .
2. Bir o'lchovli harakatni o'rganish
3. Ko'p o'lchovli harakat tenglamalarini bilish
4. Aylanma harakat qonunlarini o'rganish

Kinematikada nuqtaning ixtiyoriy trayektoriyasini tavsiflashda urinuvchi tekislik va urinuvchi aylana, egrilik markazi va radiusi, bosh normal va boshqa tushunchalardan foydalaniladi.

Egri chiziqning biror M nuqtasidagi **urinuvchi tekislik** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi tekislikning N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Egri chiziqqa M nuqtada **urinuvchi aylana** deb, bu egri chiziqning uchta N, M va R nuqtalaridan o'tuvchi aylananing N va R nuqtalar cheksiz M nuqtaga yaqinlashgandagi chegaraviy holatiga aytiladi. Urunivchi aylana urinuvchi tekislikda yotadi, uning markazi va radiusi egri chiziqning M nuqtasidagi **egrilik markazi** va **egrilik radiusi** deb ataladi. **Bosh normalning** M nuqtadagi **birlik vektori** $\vec{n}$ trayektoriyaning M nuqtasidan egrilik markaziga yo'naltiriladi, **urinmaning birlik vektori** $\vec{\tau}$ - harakat yo'nalishida M nuqtada trayektoriyaga urinma bo'ladi. $\vec{n}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar urinuvchi tekisliklarda yotadi va ular o'zaro ortogonaldir (to'g'ri burchaklidir).

Agar nuqta trayektoriyasi yassi egri chiziq bo'lsa, urinuvchi tekislik hamma nuqtalari trayektoriya yotgan tekislik bilan ustma-ust tushadi.

Agar trayektoriya to'g'ri chiziqli bo'lsa, uning uchun urinuvchi tekislik, urinuvchi aylana, bosh normal, egrilik markazlari mahnoga ega emas. Bunday trayektoriyani tobora to'g'rilanib borayotgan egri chiziqli trayektoriyaning chegaraviy holi sifatiga qarab, to'g'ri chiziqli trayektoriyaning egrilik radiusi cheksiz katta deb hisoblash mumkin.

**Yo'l uzunligi deb, ko'rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan va trayektoriya bo'ylab nuqtaning harakat yo'nalishida o'lchanadigan S masofaga aytiladi.**

Boshqacha aytganda, nuqtaning o'tgan yo'l uzunligi ko'rilayotgan vaqt oraligida nuqta bosib o'tgan trayektoriyadagi hamma qismlarning uzunliklari yig'indisiga teng. Bu taoriflardan kelib chiqadiki, yo'l uzunligi S manfiy bo'lishi mumkin emas. Aytaylik, nuqta trayektoriyaning AB qismi bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsin (1-rasm). Vaqtning boshlang'ich paytida (t=0) radius-vektori $\vec{r}_0 = \vec{r}(0)$ bo'lgan A nuqtada, vaqtning t>0 paytida esa radius-vektori $\vec{r} = \vec{r}$ (t) bo'lgan M nuqtada bo'lsin. Agar nuqta hamma ko'rilayotgan 0 dan t gacha vaqt oraligida ayni bir yo'nalishda harakatlansa, u holda 1-rasmda ko'rsatilgandek, bu vaqtda nuqtaning o'tgan yo'li S(t)= $\cup$ MA. Lekin nuqta yanada murakkabroq ko'rinishda harakatlanishi ham mumkin. Masalan, 0 dan $t_1$<t gacha bo'lgan vaqt oraligida trayektoriyaning A nuqtasidan V nuqtasiga ko'chishi mumkin, so'ngra shu trayektoriya bo'yicha orqaga qaytib, vaqtning t payitida M nuqtada bo'ladi. Bu holda

0 dan t gacha bo‘lgan vaqt oraligida nuqtaning yo‘li $S(t) = \cup AB + \cup BM$ , ya’ni $S(t) > \cup AB$.

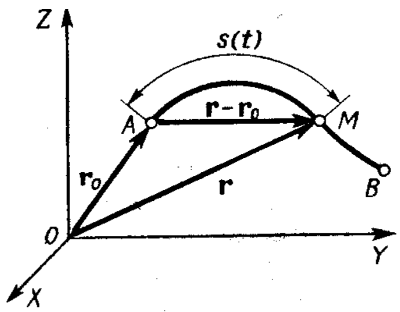
t=$t_1$ dan t=$t_2$ gacha vaqt oraligidagi **nuqtaning ko‘chish vektori** deb, ko‘rilayotgan vaqt oraligida shu nuqta radius- vektorining orttirmasiga aytiladi:

$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}(t_2) - \vec{r}(t_1).$$

Ko‘chish vektori nuqta trayektoriyasining harakatlanuvchi nuqtani $t_1$ vaqt momentidagi holatidan $t_2$ vaqt momentidagi holatigacha mos kelgan qismini tortib turuvchi vatar bo‘yicha yo‘nalgan. Shuning uchun nuqtaning to‘g‘ri chiziqli harakatidan tashqari hamma hollarda ko‘chish vektorining moduli nuqtaning shu vaqt oraligida bosib o‘tgan yo‘li uzunligidan kichik. 1-rasmda 0 dan t gacha vaqt oraligidagi nuqtaning ko‘chish vektori $\vec{r} - \vec{r}_0$ ko‘rsatilgan.

Geometriyadan ma’lumki, biror egri chiziq va uni tortib turuvchi vatar uzunligining farqi shu qism uzunligi ozayishi bilan kamayib boradi. Demak, etarlicha kichik dt(t dan t + dt gacha) vaqt oraligida ko‘rilayotgan trayektoriya bo‘yicha **nuqtaning elementar ko‘chish** vektori d$\vec{r}$ = $\vec{r}$ (t+dt)- $\vec{r}$ (t) moduli bilan shu vaqtdagi yo‘l uzunligi dS=S(t+dt) - S(t) ning farqini hisobga olmasligimiz mumkin. : |d$\vec{r}$ |=dS. Aytilganlardan ma’lumki, d$\vec{r}$ vektor birlik urinma vektor $\vec{\tau}$ kabi trayektoriyaga urinma ravishda nuqta harakati tomon yo‘nalgan. Shunday qilib,

$$d\vec{r} = |d\vec{r}|\vec{\tau} = dS \cdot \vec{\tau}. \qquad (1)$$




(2.1) ga asosan t dan t+Δt gacha har qanday chekli vaqt oraligida moddiy nuqtaning ko‘chish vektorini uch koordinata o‘qlari bo‘ylab nuqta siljishlarining geometrik yig‘indisi ko‘rinishida quyidagicha ko‘rsatish mumkin:

$$\Delta\vec{r} = \vec{r}(t+\Delta t) - \vec{r}(t) = \Delta x\vec{i} + \Delta y\vec{j} + \Delta z\vec{k}. \qquad (2)$$

1 - rasm

Bu yerda $\Delta x = x(t+\Delta t) - x(t),\ \ \Delta y = y(t+\Delta t) - y(t),\ \ \Delta z = z(t+\Delta t) - z(t)$ - moddiy nuqta koordinatalarining ko‘rilayotgan vaqt oraligidagi orttirmalari.

Mexanikada nuqta harakatining yo‘nalishi va jadalligini xarakterlash uchun tezlik deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi. Nuqtaning t dan t + Δt gacha vaqt oralig‘idagi **o‘rtacha tezligi deb,** shu vaqt oraligidagi radius-vektor orttirmasi Δ$\vec{r}$ ni uning davomiyligi Δt ga nisbatiga teng bo‘lgan $<\vec{\mathbf{v}}>$ vektorga aytiladi:

$$<\vec{\mathbf{v}}> = \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t} \qquad (3)$$

O‘rtacha tezlik orttirma vektori Δ$\vec{r}$ kabi, ya’ni nuqta trayektoriyasining mos qismini tortib turuvchi vatar bo‘ylab yo‘nalgan. (Vaqt harakatlanuvchi nuqta koordinatalaridan farqli o‘laroq kamayishi mumkin emas. Shuning uchun nuqta ko‘chishining har qanday davomiyligi Δt>0). Shuningdek, $|\Delta\vec{r}| \leq \Delta S$ , bu erda $\Delta S$ - nuqtaning ko‘rilayotgan vaqt oraligidagi yo‘l uzunligi, u holda

$$|<\vec{\mathbf{v}}>| \leq \frac{\Delta S}{\Delta t}. \qquad (4)$$

(4) dagi tenglik belgisi t dan t+Δt gacha vaqt oraligida nuqtaning to‘g‘ri chiziqli trayektoriya bo‘ylab ayni bir yo‘nalishda harakatlanishiga mos keladi.

**Nuqtaning** t vaqt momentidagi **tezligi** deb, shu nuqtaning radius-vektoridan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng vektor kattalik $\vec{\mathbf{v}}$ ga aytiladi.

$$\vec{\mathbf{v}} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}, \tag{5}$$

yoki

$$\vec{\mathbf{v}} = \lim_{\Delta t \to 0} < \vec{\mathbf{v}} > \quad . \tag{6}$$

Tezlik vektori nuqta trayektoriyasiga urinma bo‘ylab harakat yo‘nalishi tomon yo‘nalgan. (1) dan ko‘rinadiki,

$$\vec{\mathbf{v}} = \frac{dS}{dt}\vec{\tau}, \qquad \upsilon = |\vec{\mathbf{v}}| = \frac{dS}{dt} \quad , \tag{7}$$

ya’ni nuqtaning tezlik moduli bu nuqtaning bosib o‘tgan yo‘lidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng. Vektor $\vec{\mathbf{v}}$ ni $\vec{i}$ , $\vec{j}$ , $\vec{k}$ bazis bo‘yicha, ya’ni to‘g‘ri burchakli dekart koordinatalar sistemalarining o‘qlari bo‘yicha uchta tashkil etuvchilarga ajratish mumkin:

$$\vec{\mathbf{v}} = \upsilon_x \vec{i} + \upsilon_y \vec{j} + \upsilon_z \vec{k} \quad , \tag{8}$$

(5) ga asosan

$$\upsilon_x = \frac{dx}{dt}, \quad \upsilon_y = \frac{dy}{dt}, \quad \upsilon_z = \frac{dz}{dt}, \tag{9}$$

$$\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^2 + \upsilon_y^2 + \upsilon_z^2} = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \, . \tag{10}$$

Agar nuqtaning tezlik vektori $\vec{\mathbf{v}}$ ning yo‘nalishi o‘zgarmasa, u holda nuqta trayektoriyasi to‘g‘ri chiziqli bo‘ladi. Nuqtaning egri chiziqli harakatida uning tezlik yo‘nalishi uzliksiz o‘zgaradi. **Tekis harakatda** nuqtaning υ tezlik moduli o‘zgarmas, nuqtaning t dan t+Δt gacha vaqt oralig‘ida bosib o‘tgan yo‘li $\Delta S=\upsilon \cdot \Delta t$. Bu holda nuqta teng vaqt oraliqlarida teng uzunliklardagi yo‘llarni bosib o‘tadi.

Agar nuqta $\vec{\mathbf{v}}$ tezlik bilan 0X o‘q bo‘yicha to‘g‘ri chiziqli va tekis harakatlansa, u holda uning x koordinatasining vaqtga bog‘lanishini ko‘rinishi $x=x_0+\upsilon_x t$, bu erda $x_0$ – vaqtning boshlang‘ich (t=0) paytidagi x ning qiymati, $\upsilon_x$ - nuqta tezligining 0X o‘qdagi proeksiyasi.

Agar nuqta tezlik vektorining moduli vaqt o‘tishi bilan o‘zgarsa, nuqtaning bunday harakatini **notekis harakat** deyiladi. Nuqtaning t dan t+Δt gacha vaqt oraligida notekis harakatda bosib o‘tgan $\Delta S$ yo‘li

$$\Delta S = \int_t^{t+\Delta t} \upsilon \cdot dt \tag{11}$$

ga teng. Harakat jarayonida tezlik moduli ortsa, ya’ni $\frac{d\upsilon}{dt} > 0$, nuqtaning bunday notekis harakatini **tezlanuvchan harakat** deyiladi. Agarda $\frac{d\upsilon}{dt} < 0$ bo‘lsa, u holda nuqtaning harakatini **sekinlanuvchan harakat** deyiladi.

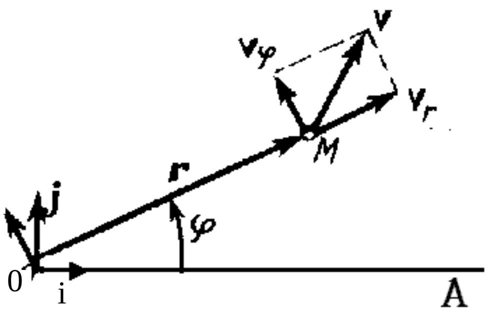
Mexanikada ko‘pincha tezliklari bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi turli sanoq sistemalarida berilgan ikki yoki undan ortiq bir vaqtda ro‘y berayotgan harakatlarni qo‘shilishi sodir bo‘ladigan masalalar bilan ish ko‘rishga to‘g‘ri keladi. Oddiy misol sifatida quyidagi masalani ko‘ramiz: teploxod suvga nisbatan $\vec{\mathbf{v}}_1$ tezlik bilan daryo oqimi bo‘ylab pastga ketayapti; agar daryoning oqim tezligi $\vec{\mathbf{v}}_2$ bo‘lsa, teploxodning qirg‘oqqa nisbatan tezligini toping. Buning javobi har bir maktab o‘quvchisiga ma’lum-teploxodning qirg‘oqqa nisbatan tezligi $\vec{\mathbf{v}}_1$ va $\vec{\mathbf{v}}_2$ tezliklarning geometrik yig‘indisiga teng

$$\vec{\mathbf{v}}=\vec{\mathbf{v}}_1+\vec{\mathbf{v}}_2\ .$$

Lekin bu odatdagi munosabatdan foydalanib, ko‘pchilik u faqat tezlikni vektor harakterining natijasigina bo‘lib qolmay, shuning bilan birga Nyuton mexanikasining asosida yotuvchi fazo va vaqtning xossalari haqidagi tasavvurlar oqibati ham ekanligini o‘ylamaydi. Qirg‘oqqa bog‘langan sanoq sistemasida o‘lchangan tezlikning vektor xarakteridan faqat teploxodning qirg‘oqqa nisbatan natijaviy tezligi $\vec{\mathbf{v}}$ ni topish uchun daryo oqimining tezlik vektori $\vec{\mathbf{v}}_2$ ga teploxodning daryo suviga nisbatan harakatining qirg‘oq bilan bog‘langan sanoq sistemasida o‘lchangan tezlik vektori $\vec{\mathbf{v}}_1{}^*$ ni qo‘shish kerakligi kelib chiqadi xolos: $\vec{\mathbf{v}}=\vec{\mathbf{v}}_1{}^*+\vec{\mathbf{v}}_2$ . Shunday qilib, yuqorida $\vec{\mathbf{v}}$ uchun keltirilgan ifodani isbotlashda $\vec{\mathbf{v}}_1{}^*=\vec{\mathbf{v}}_1$ ekanini isbotlash kerak.

Nyuton mexanikasida ikki voqea o‘rtasidagi vaqt oraliklari va ikki nuqta orasidagi masofalarning invariantligi to‘g‘risidagi ikkita aksiomani o‘rinli ekanligi faraz qilinadi. Demak, ayni bir dt vaqt oralig‘ida teploxod qirg‘oq bilan bog‘langan sanoq sistemasida ham, daryodagi suv bilan harakatlanayotgan sanoq sistemasida ham ayni bir d$\vec{r}$ masofani bosib o‘tadi. Shuning uchun

$$\vec{\mathbf{v}}_1=\frac{d\vec{r}}{dt}=\vec{\mathbf{v}}_1^*\ .$$



2-rasm

**4.** Nuqtaning tekis harakatini tavsiflash uchun ko‘pincha r va φ qutb koordinatalardan foydalanish qulay ekan, bu erda r – qutb 0 dan qaralayotgan M nuqtagacha bo‘lgan masofa, φ esa qutb burchagi bo‘lib, u qutb o‘qi 0A dan soat strelkasiga qarshi yo‘nalishda hisoblanadi (2.3-rasm). M nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezligini o‘zaro perpendikulyar ikkita tashkil etuvchilarga - **radial tezlik $\vec{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}$ va transversal tezlik** $\vec{\mathbf{v}}_\varphi$ larga ajratish mumkin:

$$\vec{\mathbf{v}}=\vec{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}+\vec{\mathbf{v}}_\varphi \qquad \text{va} \qquad \upsilon=\sqrt{\upsilon_r^2+\upsilon_\varphi^2}\ . \qquad (12)$$

$\vec{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}$ va $\vec{\mathbf{v}}_\varphi$ larning qiymatlarini topish uchun M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ning ifodasini quyidagi shaklda yozamiz: $\vec{r}$ =r($\vec{i}$ cosφ + $\vec{j}$ sinφ), bunda $\vec{i}$ – 0A qutb o‘qining orti, $\vec{j}$ - 0A dan $\varphi=\frac{\pi}{2}$ burchak tashkil etuvchi o‘qning orti (2-rasm). U holda M nuqtaning tezligi

$$\vec{\mathbf{v}}=\frac{d\vec{r}}{dt}=\frac{dr}{dt}(\vec{i}\cos\varphi+\vec{j}\sin\varphi)+r\frac{d\varphi}{dt}(-\vec{i}\sin\varphi+\vec{j}\cos\varphi)\,.$$

Bu erda $\vec{i}\cos\varphi+\vec{j}\sin\varphi=\frac{\vec{r}}{r}$ - M nuqtaning $\vec{r}$ -radius-vektor yo‘nalishiga to‘g‘ri keluvchi birlik vektor, - $\vec{i}\sin\varphi+\vec{j}\cos\varphi=\vec{e}_\varphi$ - $\vec{r}$ vektorga ortogonal bo‘lgan birlik vektor.

Shunday qilib,

$$\vec{\mathbf{v}}_r = \frac{dr}{dt}\cdot\frac{\vec{r}}{r}, \qquad \vec{\mathbf{v}}_\varphi = r\frac{d\varphi}{dt}\vec{e}_\varphi . \tag{13}$$

Bu formulalardan ko‘rinadiki, nuqtaning radial tezligi nuqtadan qutbgacha bo‘lgan masofani o‘zgarish jadalligini, transversal tezligi esa – qutb burchagi φ ning o‘zgarish jadalligini, ya’ni nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ ni aylanish jadalligini harakaterlaydi.

dt vaqtda M nuqtaning qutb radius-vektori $\vec{r}$ qutb O atrofida kichik dφ burchakka buriladi va $dS = \frac{1}{2}r^2 d\varphi$ doiraviy sektor yuzasini chizib o‘tadi.

$$\sigma = \frac{dS}{dt} = \frac{1}{2}r^2\frac{d\varphi}{dt} \tag{14}$$

kattalik M nuqtaning **sektorial tezligi** deyiladi.

Nuqtaning to‘g‘ri chiziqli tekis harakatdan tashqari har qanday harakatida uning tezligi o‘zgaradi. Mexanikada nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezlik o‘zgarishi jadalligini xarakterlash uchun tezlanish deb ataluvchi vektor fizik kattalik kiritiladi.

**Nuqtaning $\vec{\mathbf{v}}$ tezligidan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng bo‘lgan $\vec{a}$ vektorga tezlanish deyiladi:**

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\mathbf{v}}}{dt} . \tag{15}$$

Shuningdek, (5) ga asosan nuqtaning tezlanishi $\vec{r}$ radius-vektordan vaqt bo‘yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng:

$$\vec{a} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} . \tag{16}$$

Nuqta tezlanishini $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ bazis bo‘yicha, ya’ni to‘g‘ri burchakli dekart koordinatalar sistemasining o‘qlari bo‘yicha tashkil etuvchilarga ajratish quyidagi ko‘rinishga ega:

$$\vec{a} = a_x\vec{i} + a_y\vec{j} + a_z\vec{k} , \tag{17}$$

bu erda

$$\left.\begin{aligned} a_x &= \frac{d\upsilon_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}, \\ a_y &= \frac{d\upsilon_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2}, \\ a_z &= \frac{d\upsilon_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2}. \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Bu erda $\upsilon_x$, $\upsilon_u$, $\upsilon_z$ – nuqta tezligining komponentlari, x, u va z – lar esa shu nuqtaning ko‘rilayotgan vaqt momentidagi koordinatalari.

Agar nuqta trayektoriyasi tekislikda yotgan egri chiziqdan iborat bo‘lsa, u holda $\vec{a}$ tezlanish shu tekislikda yotadi. Umumiy holda nuqta trayektoriyasi fazoviy egri chiziqdan iborat bo‘lib, $\vec{a}$ tezlanish esa urinuvchi tekislikda yotadi. Urinuvchi tekislikda ikkita tanlangan yo‘nalish bor – trayektoriyaga urinma ($\vec{\tau}$ ort) va bosh normal ($\vec{n}$ ort). Shuning uchun $\vec{a}$ vektorni shu yo‘nalishlar, ya’ni $\vec{\tau}$, $\vec{n}$ bazis bo‘yicha ikkita tashkil etuvchiga ajratish qulaydir:

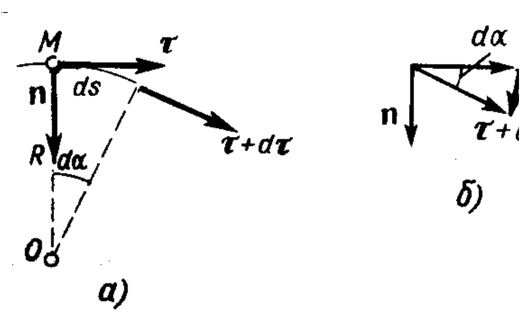
$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \tag{19}$$

$\vec{a}_\tau = a_\tau \vec{\tau}$ tashkil etuvchini nuqtaning urinma yoki **tangensial tezlanishi**, $\vec{a}_n = a_n \vec{n}$ tashkil etuvchini esa nuqtaning **normal tezlanishi** deyiladi. $\vec{a}$ vektor komponentlari $a_n$ va $a_\tau$ larning qiymatini topish uchun nuqta tezligi $\mathbf{v} = \upsilon\vec{\tau}$ uchun (7) munosabatdan foydalanamiz. Shunday qilib,

$$\vec{a} = \frac{d}{dt}(\upsilon\vec{\tau}) = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \upsilon\frac{d\vec{\tau}}{dt} \tag{20}$$

Bu erda $d\vec{\tau}$-nuqtaning kichik dt vaqt ichida trayektoriya bo‘yicha o‘tadigan dS=υdt elementar yo‘lga mos keluvchi trayektoriyaga urinma ortning orttirmasi (3,a-rasm).

Trayektoriyaning bu qismi kichik bo‘lgani uchun uni $d\alpha = \frac{dS}{R} = \frac{\upsilon}{R}dt$ markaziy burchakka to‘g‘ri keladigan, markazi 0 nuqtada bo‘lgan R radiusli urinuvchi aylananing mos qismi bilan ustma-ust tushadi deb hisoblash mumkin.




3 – rasm.

Trayektoriya bo‘yicha kichik dS masofaga ko‘chishda mos holda urinmaning birlik vektori dα burchakka buriladi deb hisoblash mumkin (2.4,b-rasm). Vektorlar $\vec{\tau}$, $\vec{\tau} + d\vec{\tau}$ va $d\vec{\tau}$ ning teng yonli uchburchagidan ko‘rinadiki, dα ning kichikligi sababli $[d\vec{\tau}] = 2[\vec{\tau}]\sin\left(\frac{d\alpha}{2}\right) = d\alpha$ , $d\vec{\tau}$ vektorning yo‘nalishi esa $\vec{k}$ bosh normalning orti bilan mos keladi. Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{\tau}}{dt} = \frac{d\alpha}{dt}\vec{n} = \frac{\upsilon}{R}\vec{n} \ . \tag{21}$$

va nuqta tezlanishi uchun (20) ifodani qulayroq shaklda qayta yozishimiz mumkin:

$$\vec{a} = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} + \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \quad . \tag{22}$$

Nuqtaning urinma tezlanishi (22)dan ko‘rinadiki,

$$\vec{a}_\tau = \frac{d\upsilon}{dt}\vec{\tau} \tag{23}$$

Nuqtaning urinma tezlanishi tezlik modulining o‘zgarish jadalligini xarakterlaydi. Tezlanuvchan harakatda $\frac{d\upsilon}{dt} > 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor nuqtaning $\vec{r}$ tezlik yo‘nalishi bilan mos tushadi, $\vec{a}$ tezlanishning $\mathbf{v}$ yo‘nalishdagi proeksiyasi esa $a_\tau = \left(\frac{d\upsilon}{dt}\right) > 0$ . Sekinlanuvchan harakatda $a_\tau = \left(\frac{d\upsilon}{dt}\right) < 0$ va $\vec{a}_\tau$ vektor $\mathbf{v}$ tezlik bilan qarama-qarshi yo‘nalgan.

Agar nuqtaning tezlik moduli teng vaqt oraliqlarida bir xil kattalikka o‘zgarsa, ya’ni bu harakatda $a_\tau$=const bo‘lsa, nuqtaning bunday harakatini **tekis o‘zgaruvchan harakat** deyiladi. Harakatning **tekis tezlanuvchan** holi uchun $a_\tau$=const>0, harakatning **tekis sekinlanuvchan** holi uchun $a_\tau$=const<0. Tekis harakatda $a_\tau$=0.

(20) va (21) dan ko‘rinadki, nuqtaning normal tezlanishi

$$\vec{a}_n = \upsilon\frac{d\alpha}{dt}\vec{n} = \frac{\upsilon^2}{R}\vec{n} \tag{24}$$

ga teng. U nuqta tezlik vektori yo‘nalishining o‘zgarish jadalligini harakaterlaydi. Normal tezlanish doimo trayektoriyaning egrilik markazi tomon yo‘nalgan bo‘lib, uning $\vec{n}$ bosh normalga bo‘lgan proeksiyasi:

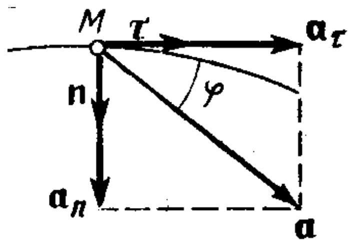
$$a_n = \frac{\upsilon^2}{R} \tag{25}$$

manfiy bo‘lishi mumkin emas. Shu sababdan nuqtaning normal tezlanishini ko‘picha **markazga intilma tezlanish** ham deyiladi. Agar nuqta to‘g‘ri chiziqli harakat qilayotgan bo‘lsa, nuqtaning normal tezlanishi nolga teng bo‘ladi. Nuqtaning aylana bo‘ylab tekis harakatida $a_n$=const, biroq aylananing har xil nuqtasida $\vec{n}$ vektorning yo‘nalishi har xil bo‘lgani uchun $\vec{a}_n = a_n\vec{n}$ vektor o‘zgarib turadi.

Nuqtaning tezlanish moduli

$$a = |\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{d\upsilon}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\upsilon^2}{R}\right)^2} \tag{26}$$

Egri chiziqli harakatda nuqtaning tezlanish vektori har doim trayektoriyaning botiqligi




4- rasm.

tomoniga og‘gan bo‘ladi. 4-rasmda ko‘rsatilgan nuqtaning egri chiziqli trayektoriya bo‘ylab tezlanuvchan harakati holida $\vec{a}$ va $\vec{\tau}$ vektorlar orasidagi burchak φ o‘tkir. Nuqtaning sekinlanuvchan harakatida φ burchak o‘tmas bo‘ladi.

Ko‘lamli jismdagi ihtiyoriy ikki nuqtani tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziq jism bilan birga ko‘chganda o‘zining boshlang‘ich holatidagi yo‘nalishiga parallel qoladigan eng oddiy mexanik harakat qattiq jismning **ilgarilanma harakatidir**.

Er (laboratoriya) sanoq sistemasiga nisbatan, masalan, prujinaga osib qo‘yilgan va vertikal to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tebranish sodir etayotgan sharcha,barqaror dvigatel silindridagi porshen, shaxta ko‘tarmasining kabinasi, tokarlik stanogining keskichi va hokazolar ilgarilanma harakatlanadi. 5-rasmda ilgarilanma harakatlanayotgan kubning ikkita A va B uchlari, shuningdek, AB diagonaldagi C nuqtasining trayektoriyalari ko‘rsatilgan. $A_0$, $B_0$ va $C_0$ nuqtalar vaqtning boshlang‘ich paytidagi kubning holatiga to‘g‘ri keladi. $B_0B$ va $C_0C$ trayektoriyalar $A_0A$ bilan bir xil va $A_0B_0$ to‘g‘ri chiziq bo‘ylab $A_0B_0$ va $A_0C_0$ masofalarga parallel ko‘chirish vositasida u bilan to‘liq ustma-ust tushirilishlari mumkin. Shunday qilib, ilgarilanma harakat qilayotgan jismning hamma nuqtalarinini radius vektorlari dt vaqtda ayni bir kattalik d$\vec{r}$ ga o‘zgaradi: $d\vec{r}_A = d\vec{r}_B = d\vec{r}_C = d\vec{r}$ , bu erda $\vec{r}_A$, $\vec{r}_B$, $\vec{r}_s$ , $\vec{r}$ jism A, B, C nuqtalar va ixtiyoriy M nuqtasining radius vektorlari.

Mos ravishda jismning hamma nuqtalarining tezliklari, shuningdek, ularning tezlanishlari vaqtning har bir paytida bir xil bo‘lishi kerak:

$$\vec{\mathbf{v}}_A = \vec{\mathbf{v}}_B = \vec{\mathbf{v}}_C = \vec{\mathbf{v}} \qquad ва \qquad \vec{a}_A = \vec{a}_B = \vec{a}_C = \vec{a}\,.$$

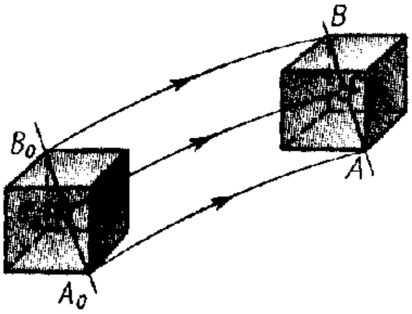
Bu munosabatlardan ko‘rinadki, qattiq jismning ilgarilanma harakatini kinematik tavsiflash uchun uning **qandaydir bir nuqtasining harakatini ko‘rib chiqish etarlidir.**

Nuhoyat, jismning 0X o‘qi bo‘yicha tekis o‘zgaruvchan to‘g‘ri chiziqli ilgarilanma harakati uchun o‘rta maktabdan ma’lum

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau = \vec{a}_x \qquad (27)$$

munosabatlarni esga olamiz. $a_x = \left(\frac{d\upsilon_x}{dt}\right) = const$ bo‘lganligidan

$$\upsilon_x(t) = \upsilon_x(0) + a_x t. \qquad (28)$$




5 – rasm.

$\upsilon_x = \frac{dx}{dt}$ dan jismning qandaydir M nuqtasining x koordinatasini vaqtga bog‘liqligi quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$x(t) = x(0) + \int_0^t \upsilon_x(t)dt = x(0) + \upsilon_x(0)t + \frac{a_x t^2}{2}. \qquad (29)$$

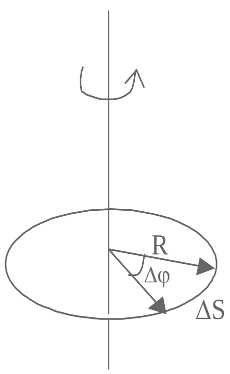
Bu erda x(o) va $\upsilon_x$(o) – vaqtning hisob boshlanishi (t=0) paytidagi x va $\upsilon_x$ ning qiymatlari.

### Moddiy nuqta aylanma harakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog‘lanish. Burchak tezlanish.[1]

Modday nuqta R radiusli aylana bo‘ylab harakatlanayotgan bo‘lsa, uning harakati burchakli tezlik va burchakli tezlanish bilan xarakterlanadi. Moddiy nuqta $\Delta$t vaqt o‘tgach $\Delta\varphi$ burchakka buriladi (6-rasm).

*Burilish burchagining vaqt birligi ichida o‘zgarishi bilan ifodalanadigan vektor kattalik moddiy nuqtaning aylana bo‘ylab burchak tezligi deyiladi.*

$$\omega = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$




6-rasm

ya’ni

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\Delta\varphi}/\Delta t \quad , \qquad (31)$$

$\omega$ – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

[1] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-4

$$V = \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to o} \frac{R \cdot \Delta \varphi}{\Delta t} = R \lim_{\Delta t \to o} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = R \cdot \omega. \qquad (32)$$

Agar ω = const bo‘lsa, harakat aylana bo‘ylab tekis bo‘ladi. Nuqta to‘liq bir marta aylanganda $\Delta\varphi = 2\pi$ va $\Delta t = T$ bo‘ladi. U holda $\Delta\varphi/\Delta t = 2\pi/T$ bo‘ladi. Oxirgi tenglikdan

$$T = 2\pi/\omega . \qquad (33)$$

*Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.*

$$n = 1/T \qquad (34)$$

*yoki*

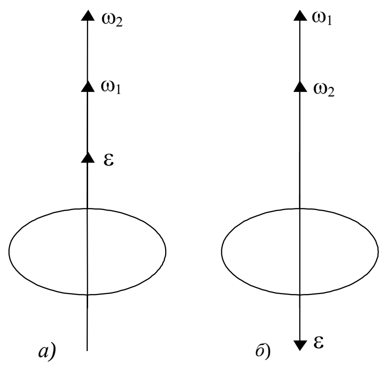
$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi . \qquad (35)$$

*Burchak tezlanish vektor kattalik bo‘lib, burchak tezlikdan vaqt bo‘yicha olingan hosila bilan ifodalanad:.*

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{d}\boldsymbol{\omega}/dt , \qquad (36)$$

*ε = rad/s² da o‘lchanadi.*

(36) - tenglikdan burchak tezlanish aylanish o‘qi bo‘ylab burchak tezlikni ortish yo‘nalishi bo‘ylab yo‘nalganligi kelib chiqadi.




7-rasm.

Agar harakat tekis tezlanuvchan bo‘lsa, vektor **ε** burchak tezlikka parallel (7a-rasm), harakat sekinlanuvchan bo‘lsa, burchak tezlanish (**ε**) burchak tezlikka (**ω**) teskari yo‘nalgan bo‘ladi (7b-rasm).

Har qanday mexanikaviy harakatni tavsiflash uchun bu jismning fazoviy koordinatalarining vaqtga bog’liqligini bilish lozim. Bu vazifani amalga oshirish uchun turli koordinata tizimlari qo’llaniladi. Bulardan eng ko’p qo’llaniladigan koordinata tizimlariga quydagilar kiradi:

1.To’g’ri burchakli dekart koordinata sistemalari

2 Qutb koordina sistemasi va sferik koordinata sistemasi

a) <u>To’g’ri burchakli dekart koordinata sistemalari</u>. Bu koordinata sistemasida moddiy nuqtaning fazoviy vaziyati *xyz* sonlar uchligi bilan aniqlanadi. U holda ixtiyoriy moddiy nyqtaning fazoviy vaziyatini quydagi ko’rinishda yozish mumkin:

$$\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$$

Bu erda $\vec{e}_x\vec{e}_y\vec{e}_z$ mos o'qlarning birlik vektorlari bo'lib, ular o'zaro ortogonaldir. Shuni alohida ta'kidlaymizki, o'ng va chap dekart koordinata sistemalari mavjud bo'lib, aniqlik uchun o'ng dekart koordinata sistemalaridan foydalanamiz.

### 1.4.3 Orbital tezlik [2]

### 1.Orbital tezlikni aniqlash.

**Orbital tezlik, tangensial tezlik,** $\vec{\vartheta}$ aylanma orbitada nuqtaviy massaning burchak tezlik vektori $\vec{\omega}$ va radius vektor $\vec{r}$ (1.38 Fig.)

| Orbital tezlik=burchak tezlik*holat vektori | | | |
|---|---|---|---|
| $\vec{\vartheta}=\frac{d\vec{r}}{dt}=\vec{\omega}\cdot\vec{r}$ | Belgilanishi | Birligi | Nomlanishi |
| | $\vec{\vartheta}$<br>$\vec{r}$<br>$\vec{\omega}$ | m/s<br>m<br>rad/s | orbital tezlik<br>radius vektor<br>burchak tezlik |

**2- Mavzu Dinamika**

**Darsning maqsadi va vazifalari**

2.1 Dinamikaning fundamental qonunlari o'rganish
2.2 Ayrim mexanik kuchlar farqlay olish

---

[2] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-34

2.3 Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi inersial kuchlar bilish

## 1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Inersial sanoq sistemasi tushunchasi. Nyutonning birinchi qonuni. Massa va impuls.

Mexanikaning kinematika qismida harakat qonunlarini o‘rganish bu harakatlarni yuzaga keltirgan sabablar bilan bog‘lanmagan holda olib boriladi. Mexanikaning dinamika bo‘limida esa jismlar harakatini mazkur harakatni yuzaga keltiruvchi sabablar mohiyati bilan bog‘lab o‘rganiladi. Dinamikaning vazifasi asosan ikki qismdan iborat:

1) jism harakati ma’lum bo‘lsa, unga ta’sir etuvchi kuchni aniqlash;

2) jismga ta’sir etuvchi kuch ma’lum bo‘lgan taqdirda harakat qonunini aniqlash.

Bu mulohazalardan har qanday harakat kuch ta’siri ostida mavjud bo‘lishi mumkin, degan xulosa kelib chiqmasligi lozim. Tajriba shuni ko‘rsatadiki, kuch ta’sirida jismlarning tezligi o‘zgaradi, ya’ni ular tezlanish oladilar.

Harakat jarayonida moddiy nuqta (yoki moddiy nuqtalar tizimi) ning koordinatalari, ya’ni radius – vektori o‘zgaradi.

Tajriba ko‘rsatadiki, moddiy nuqtaning berilgan vaqtdagi holati uning radius-vektori **r** va tezligi **V** bilan, ya’ni uning x,y,z koordinatalri hamda koordinata o‘qlari bo‘yicha tezlikning proeksiyalari $\mathbf{V_x}$, $\mathbf{V_y}$, $\mathbf{V_z}$, bilan aniqlanadi. N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning berilgan vaqtdagi holati tizimdagi moddiy nuqtalarining radius - vektorlari $\mathbf{r_1}$, $\mathbf{r_2}$, … $\mathbf{r_N}$ va ularning tezliklari $\mathbf{V_1}$, $\mathbf{V_2}$, …., $\mathbf{V_N}$, bilan ifodalanadi. Demak, har bir moddiy nuqtaning holati bir-biriga bog‘liq bo‘lmagan ikkita vektor kattalik, $\vec{r}$ va $\vec{V}$ bilan aniqlanadi. Har bir moddiy nuqta fazoda 3 tadan erkinlik darajasiga ega bo‘lganligi uchun N ta moddiy nuqtadan iborat tizimning harakatini aniqlovchi kattaliklar soni 6 N ga teng bo‘ladi.

*Jism inertligining o‘lchovi bo‘lib, massa deb ataladigan fizik kattalik xizmat qiladi.* Demak, jismning massasi naqadar katta bo‘lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Massa jismning eng asosiy xossalaridan biridir.

Tajribalarning ko‘rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta’sir etsak, ular olgan tezlanishlar ($a_1$ va $a_2$) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya’ni

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Har qanday jismning massasi etalon sifatida qabul qilingan jism massasi bilan taqqoslash orqali o‘lchanadi. Bu usulda jismlarning erkin tushish qonuniyatidan foydalaniladi. Erkin tushish esa jismlarga Er tortish kuchi ta’sirining natijasidir. Er yuzining har bir nuqtasi uchun jismlarning erkin tushishidagi tezlanishi o‘zgarmas kattalik bo‘lib, g ga teng va massasi m bo‘lgan jismga R = mg kattalikdagi kuch ta’sir etadi. Tarozi pallasiga qo‘yilgan jism pallani *og‘irlik kuchiga* teng kuch bilan bosadi. Shu tufayli ikki jism massalarining nisbati ular og‘irliklarining nisbati kabidir:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{P_1}{P_2}.$$

Jism massasi skalyar kattalik bo‘lib, uning og‘irligi esa vektor kattalikdir. Bu vektor erkin tushish tezlanishi yo‘nalishida Erning markazi tomon yo‘nalgan.

Tajribalarning ko‘rsatishicha, massa additiv kattalikdir, ya’ni jism massasi uning ayrim bo‘laklari massalarning yig‘indisiga teng. Mexanikaviy tizimning massasi tizimning tarkibiga kiruvchi barcha jismlar massalarining yig‘indisiga teng.

*Jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa, uni erkin jism deyiladi.* Lekin tabiatda erkin jismlar mavjud emas, chunki tabiiy sharoitda har qanday jism boshqa jismlar ta’sirida bo‘ladi.

*Nyutonning birinchi qonunini qanoatlantiradigan sanoq tizimlari inersial sanoq tizimlari deyiladi. Boshqacha aytganda, inersial sanoq tizimi deb shunday sanoq tizimiga aytiladiki, unda erkin jism tinch holatda bo‘ladi yoki o‘zgarmas tezlik bilan to‘g‘ri chiziqli harakat qiladi.* O‘z-o‘zidan ravshanki, agar biror inersial sanoq tizimini tanlab olgan bo‘lsak, u holda unga nisbatan to‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan boshqa sanoq tizimlari ham inersial sanoq tizimi bo‘ladi.[3]

Ingliz fizigi Isaak Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" (1687 y) degan asarida dinamika qonunlari bayon etilgan.

*Agar jismga boshqa jismlar ta’sir etmasa, o‘zining tinchlikdagi holatini yoki harakatdagi holatini saqlaydi.*

*Jismni tinch yoki harakatdagi holatini tashqi kuchlar ta’sir etmaganda saqlash xususiyati, jismni inertligi deyiladi. Shuning uchun ham Nyutonning I qonunini inersiya qonuni deb ham aytiladi.* Nyuton birinchi qonunining to‘g‘riligi tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirishdan kelib chiqadi.

*Nyuton qonunlari bajariladigan tizim inersial sanoq tizimi deyiladi.* Bu sistema boshqa inersial sistemaga nisbatan tinch holatda yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatda bo‘lishi kerak. *Koordinata boshi Quyoshda, o‘qlari yulduzlarga qarab ketgan geliotsentrik sistema inersial sanoq sistemasi bo‘ladi.* Bu sistemada Nyutonning birinchi qonuni aniq bajariladi.

Tajribalardan ma’lumki, o‘zgarmas kuch ta’sirida turli jismlar turlicha tezlanishlar oladilar. Jismlar olgan tezlanish jismning hususiyatiga (uning massasiga) bog‘liq bo‘ladi.

## 2. Nyutonning ikkinchi qonuni. Kuch-impulsdan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosila

*Jismning massasi - materiya xususiyatini xarakterlovchi fizikaviy kattalik bo‘lib, u jismning inertligi va gravitatsion xususiyatini ifodalaydi. Jism tezligini o‘zgartirib, unga tezlanish beradigan vektor kattalikka kuch deyiladi.*

Moddiy nuqta mexanik harakatini tashqi kuchlar ta’sirida qanday o‘zgarishi dinamikaning asosiy ikkinchi qonunida bayon etiladi. Ixtiyoriy biror jismga $F_1$, $F_2$,... kuchlar ta’sir etsa, bu kuchlar ta’sirida jism moc ravishda $a_1$, $a_2$,..., tezlanishlar oladi. Biroq $F_1/a_1 = F_2/a_2 = .... = \text{const}$ bo‘lib, bu kattalik jism inertligini ifodalaydi. Agar turli kuchlar biror jismga ta’sir etsa, jism olgan tezlanish kuchlarning teng ta’sir etuvchisiga tug‘ri proporsional bo‘ladi, ya’ni

$$a \sim F \ (m = \text{const}) \qquad (2.1)$$

[3] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-39

Agar turli massali jismlarga bir xil kuch ta’sir etsa, jismlar olgan tezlanishlar turlicha bo‘ladi. Jismlar massalari qancha katta bo‘lsa, ular olgan tezlanishlar shuncha kichik bo‘ladi.

$$a \approx \frac{1}{m} \tag{2.2}$$

(2.1) va (2.2) tengliklardan

$$a = k\frac{F}{m} \tag{2.3}$$

deb yozamiz. (2.3) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. *Bu ifodaga ko‘ra, jism olgan tezlanish kuchga to‘g‘ri, jism massasiga teskari proporsional bo‘ladi. Nyutonning ikkinchi qonuni inersial sanoq sisitemasi uchun o‘rinlidir.* Birinchi qonun Nyuton ikkinchi qonunining xususiy xoli sifatida qaraladi. Sistemaga qo‘yilgan kuchlarning teng ta’sir etuvchisi nolga teng bo‘lganda, jism olgan tezlanish xam nolga teng bo‘ladi.

Halqaro birliklar tizimi (SI) da (2.3) - tenglikdagi proporsional lik koeffitsienti k = 1 bo‘lgani uchun

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

yoki

$$F = ma = m * \left(\frac{dV}{dt}\right) \tag{2.4}$$

bo‘ladi. Jism massasi klassik mexanikada o‘zgarmas miqdor bo‘lgani uchun (2.4) - tenglikni:

$$F = \frac{d(mV)}{dt} \tag{2.5}$$

kabi yozish mumkin. *Moddiy nuqta massasini tezligiga ko‘paytmasi uning harakat miqdorini (impulsini) belgilaydi,* ya’ni

$$R = mV \tag{2.6}$$

Bu tenglikni (2.5) ga qo‘yib

$$F = \frac{dP}{dt} \tag{2.7}$$

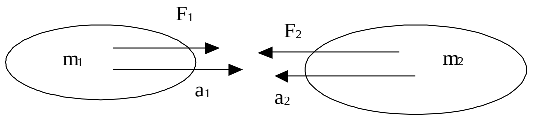
ni hosil qilamiz. (2.7) - tenglik Nyutonning ikkinchi qonunini umumiy ko‘rinishini ifodalaydi. (2.7) ga ko‘ra *jismga ta’sir etuvchi kuch impulsdan vaqt bo‘yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng ekan.*

### 3. Nyutonning uchinchi qonuni. Nyuton qonunlarini zamonaviy talqin etilishi. Moddiy nuqta harakatini klassik usulda ifodalashning chegarasi.

Nyutonning III-qonuniga ko‘ra *ikki jism o‘rtasidagi o‘zaro ta’sir kuchlari miqdor jihatidan teng yo‘nalishi qarama-qarshi bo‘ladi,* ya’ni

$$\mathbf{F_1} = -\,\mathbf{F_2} \tag{2.8}$$

Masalan, massalari $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan turli ishorali zaryadlangan ikki jismni ko‘raylik (2.1-rasm).




8-rasm

$\mathbf{F_1}$ va $\mathbf{F_2}$ kuchlar ta’sirida jismlar $\boldsymbol{a_1}$ va $\boldsymbol{a_2}$ tezlanishlar oladi. Ikkinchi qonunga ko‘ra

$$G‘_1 = m_1\mathbf{a_1} \text{ va } F_2 = m_2\mathbf{a_2} \qquad (2.9)$$

2.8 va 2.9-tengliklardan

$$m_1\mathbf{a_1} = -m_2\mathbf{a_2}$$

yoki

$$a_1 = -\frac{m_2 a_2}{m_1},$$

ya’ni o‘zaro ta’sirlashuvchi jismlar tezlanishlari ularning massalariga teskari proporsional bo‘lib, qarama-qarshi tomonga yo‘nalgan bo‘ladi.

## 4. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema

Ko‘p hollarda bir necha jism (moddiy nuqtalar)dan iborat mexanikaviy tizimning harakat qonunlarini o‘rganish bilan ish ko‘rishga to‘g‘ri keladi. Bunday tizimning harakat qonunlarini o‘rganishda mazkur tizim tarkibidagi jismlarning unda qanday taqsimlanganligini yoki bu jismlar bir-biriga nisbatan tizimda qanday joylashganligini bilish zaruriyati tug‘iladi. SHu munosabat bilan inersiya markazi (massa markazi) degan tushuncha (inersiya markazi va massa markazi atamalari aynan bir maonoda ishlatiladi, chunki jismning massasi uning inersiya o‘lchovidir) kiritiladi.

Inersiya markazi va og‘irlik markazi degan tushunchalar orasida quyidagi farq borligini esdan chiqarmaslik kerak: og‘irlik markazi-bir jinsli og‘irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchungina maonoga ega; inersiya markazi esa hech qanday maydon bilan bog‘liq emas va ixtiyoriy mexanikaviy tizim uchun o‘rinlidir. Og‘irlik kuchi maydonida joylashgan qattiq jismlar uchun inersiya markazi va og‘irlik markazi bir-biri bilan mos tushadi, ya’ni bir nuqtada joylashgan bo‘ladi. Inersiya markazi massaning taqsimlanishini tasvirlovchi geometrik nuqta bo‘lib, uning vaziyati koordinatalar boshiga nisbatan $\vec{r}_c$ radius-vektor bilan quyidagicha aniqlanadi.

$$\vec{r}_c = \frac{m_i\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + ... + m_n\vec{r}_n}{m_1 + m_2 + ... + m_n},$$

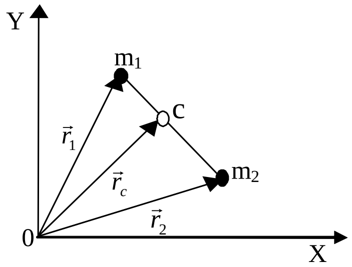
ya’ni:

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{r}_i, \qquad (2.10)$$

bu erda

$m_i$ - tizimga mansub, i-jismning massasi;

$r_i$ - koordinatalar boshi O ga nisbatan i-jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor; $m = m_1 + m_2 + ... + m_n$ - tizimning umumiy massasi.




9-rasm

Soddalashtirish maqsadida ikkita jismdan iborat tizimni olib qaraylik (3.2-rasm). Massalari $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan jismlarning vaziyatlari koordinata boshi O ga nisbatan mos ravishda $\mathbf{r_1}$ va $\mathbf{r_2}$ radius- vektorlar bilan berilgan bo‘lsa, bu ikki jismdan iborat tizimning inersiya markazi

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2}{m_1 + m_2}$$

formula orqali ifodalanib, ikki jismning geometrik markazlarini birlashtiruvchi to‘g‘ri chiziqda yotadi.

(2.10) tenglama vektor orqali ifodalangan tenglamadir, lekin inersiya markazlarining vaziyatini aniqlovchi mazkur radius-vektorni uning koordinata o‘qlaridagi proektsiyalar orqali ham ifodalash mumkin:

$$X_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i x_i\,,\ Y_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i y_i\,,\ Z_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i z_i\,, \qquad (2.11)$$

bunda

m - tizimining umumiy massasi;

$x_i$ ,$y_i$ ,$z_i$ - tizim tarkibidagi i - jismning koordinatalari.

Xususiy holda, agar tizim massalari $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan ikkita jismdan iborat bo‘lsa va ularni X o‘qi bo‘yicha joylashtirsak, inersiya markazining koordinatasi

$$X_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}$$

bo‘ladi. Tizim inersiya markazini aniqlovchi radius-vektor $r_c$ dan vaqt bo‘yicha olingan hosila ($r_c$ ning birlik vaqt davomida o‘zgarishi) inersiya markazining tezligini ifodalaydi:

$$V_c = \frac{dr_c}{dt} \qquad (2.12)$$

(2.10) formulani (2.12) ga qo‘yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$V_c = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{m}\sum_i m_i r_i\right) = \frac{1}{m}\sum_i m_i \frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{m}\sum_i m_i V_i = \frac{1}{m}\sum_i P_i \qquad (2.13)$$

ga ega bo‘lamiz; bu erda $V_i$ va $\rho_i$ mos ravishda i-jismning tezligi va impulsi; ravshanki

$$P = \sum_i P_i = \sum_i m_i V_i \qquad (2.14)$$

tizimning to‘la impulsi bo‘lib, ko‘pincha P-inersiya markazining impulsi ham deyiladi; m-tizimining umumiy massasi ya’ni:

$$m = m_1 + m_2 + \ldots + m_n = \sum_i m_i . \qquad (2.15)$$

Endi (2.14) ni ko‘zda tutib, (2.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$V_c = \frac{P}{m} \text{ yoki } P = mV_s$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga asoan tizimning to‘la impulsidan vaqt bo‘yicha olingan hosila shu tizimga ta’sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig‘indisiga teng:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = m\vec{a}_c = \vec{F}_r, \qquad (2.16)$$

bu erda

***a*<sub></sub>**

$\boldsymbol{a_c}$- inersiya markazining tezlanishi,

$\mathbf{F_r}$- tizimiga ta’sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig‘indisi.

Berk tizimda unga ta’sir etuvchi tashqi kuchlar mavjud emas yoki tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisi nolga teng ($F_t = 0$). U holda oxirigi tenglikdan inersiya markazining tezlanishi

$$a_c = \frac{dV_c}{dt} = 0$$

bo‘ladi. Bundan $V_s$ = const ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha taoriflanadi: *berk tizimning inersiya markazi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo‘ladi.*

Tizim impulsining saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi.

Tizimning massasi uning tarkibidagi ayrim jismlar massalarining yig‘indisiga teng.

Inersiya markazi tushunchasi bir necha jismdan iborat bo‘lgan tizim harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga ega. Shu maqsadda (2.16) formulani quyidagicha yozamiz:

$$m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = \vec{F}_T, \qquad (2.17)$$

ma’lumki, bu erda

$V_s$ - inersiya markazining tezligi,

$F_t$ - tizimga ta’sir etayotgan barcha tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisi (ichki kuchlarning teng ta’sir etuvchisi nolga teng).

Demak, tizim inersiya markazining olgan tezlanishi, ya’ni $dV_s/dt$ tashqi kuchlarning teng ta’sir etuvchisiga to‘g‘ri va tizim tarkibidagi jismlar massalarining yig‘indisiga teskari mutanosibidir.

Ko‘rinib turibdiki, bu formula shaklan massasi m va tezligi V bo‘lgan bitta moddiy nuqtaning tashqi $F_t$ kuch ta’sirida qilayotgan harakatini ifodalovchi tenglamaga o‘xshashdir.

Shuning uchun bu formula inersiya markazining harakat tenglamasini ifodalaydi va u quyidagi xulosaga olib keladi: *tizimning inersiya markazi tashqi kuchlar ta'sirida massasi tizim tarkibidagi barcha jismlarning massasiga teng bo'lgan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. Bu xulosa inersiya markazining harkakati haqidagi teorema deb ataladi.*

(2.17) formuladan ko'rinadiki, inersiya markazining tezligini o'zgartirish uchun tizimga tashqi kuchlar ta'sir etishi kerak; tizim tarkibidagi jismlarning o'zaro ta'siri tufayli vujudga keladigan ichki kuchlar o'sha jismlarning inersiya markaziga nisbatan tezliklarini o'zgartirsa-da, bu kuchlar inersiya markazining holatini, harakat yo'nalishini va tezligini o'zgartira olmaydi.

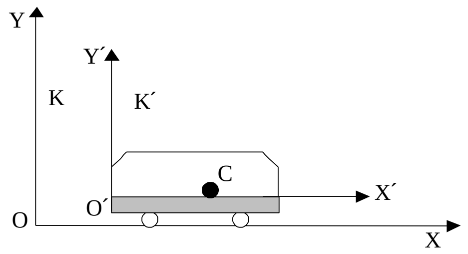
**Ilgarilanma harakat qilayotgan noineriial tizimdagi inersiya kuchlari**

*Tekis va to'g'ri chiziqli (ya'ni inersiyasi bilan) harakatlanayotgan sanoq tizimi inersial tizim deyiladi. Inersial tizimlarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanayotgan sanoq tizimlari noinersial tizimlar deyiladi.*

Yo'lning gorizontal qismida harakatlanayotgan vagon ichidagi jismning vaziyatini ko'raylik (4.1-rasm). K - Er sirti bilan bog'langan sanoq tizimi, K′-vagon bilan bog'langan sanoq tizimi.

K va K′ sanoq tizimida turgan kuzatuvchilar quyidagicha fikr yuritadilar:

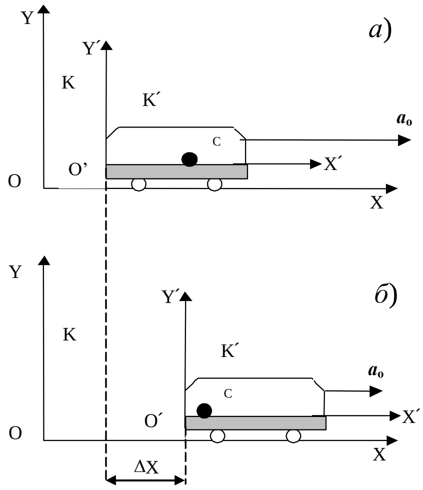
**1.** Vagon harakatlanmaganda uning gorizontal polida turgan sharning og'irlik kuchi polning reaktsiya kuchi bilan muvozanatlashgani uchun, shar o'zining tinch holatini saqlaydi, ya'ni bunday holatda Nyutonning birinchi qonuni bajariladi. Vagon to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakatlanganda ($V_o$ = const) S shar tinchlikdagi vaziyatini o'zgartirmaydi. Er sirti bilan bog'langan sanoq tizimini taqriban inersial sanoq tizimi deyish mumkin. Shuning uchun $K^1$ sanoq tizimi K sanoq tizimiga nisbatan tinch turgan yoki to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan hollarda inersial sanoq tizimi deb hisoblanadi.




10-rasm

**2.** Vagon $\mathbf{a_o}$ tezlanish bilan harakatlanayotgan holda K va $K^1$ tizimlardagi kuzatuvchilarning fikrlari o'zgaradi (11-rasmga qarang).

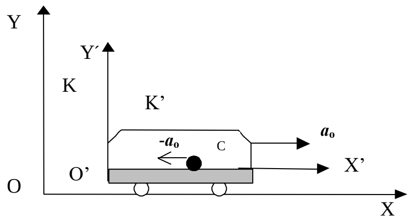
K sanoq tizimidagi kuzatuvchining fikri bo'yicha vagon va u bilan bog'langan jismlar OX yo'nalishda $a_o$ tezlanish bilan harakatlanadi. C shar bilan vagon poli o'rtasidagi ishqalanish kuchi juda kichik bo'lgani uchun shar vagon bilan birgalikda tezlanuvchan harakatda ishtirok etmaydi. Aksincha, Nyutonning birinchi qonuniga asosan, shar o'zining tinchlikdagi holatini saqlaydi. Shuning uchun vagonning tezlanuvchan harakati boshlangan $t_o$ vaqtda (11(a)-rasm qismiga qarang) sharcha tezlanish oladi va harakat boshlanganidan biror Δt vaqt davomida OX yo'nalishda biror ΔX masofaga siljib qoladi. Shu sababli vagon devori va shar orasidagi masofa




11-rasm

oʻzgaradi (11 (b)-rasm).

K′ sanoq tizimidagi kuzatuvchi esa sharni chap tomonga qarab tezlanuvchan harakat qilayotganini qayd qiladi (12-rasm ga qarang). Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan C shar tezlanishga erishish uchun unga biror kuch taʼsir qilishi kerak. Shuning uchun tizimdagi K′ kuzatuvchi S sharga taʼsir etuvchi kuchni axtaradi, lekin topaolmaydi.




12-rasm

Shundan soʻng kuzatuvchi quyidagi fikrga keladi: K′ tizimdagi jismga boshqa jismlar taʼsir etmasada oʻz holatini saqlamaydi, yaʼni, inersiya qonuni bajarilmaydi. Shuning uchun K′ tizimdagi kuzatuvchi mazkur tizimni noinersial sanoq tizimi deb hisoblaydi.

Endi ilgarilanma harakat qilayotgan noinersial sanoq tizimidagi inersiya kuchini koʻraylik. K' sanoq tizimidagi C sharni kuzataylik (12-rasmga qarang). K' tizim K tizimga nisbatan $\boldsymbol{a_o}$ tezlanish bilan oʻng tomonga ilgarilanma harakat qilayotganda K' tizimdagi kuzatuvchi sharni $a'_o$ tezlanish bilan chap tomonga harakatlanayotganini koʻradi. Kuzatishlardan quyidagi hulosalar chiqadi:

1) Jismlarning tezlanishlari ularning massalariga bogʻliq emas.

2) Barcha jismlarning tezlanishlari ($a'_o$) bir hil boʻlib, uning qiymati K' tizimning ilgarilanma harakat tezlanishiga teng, yoʻnalishi esa qarama-qarshi.

Demak, noinersial sanoq tizimlarida jismlar

$$\boldsymbol{a'_o} = -\boldsymbol{a_o} \qquad (2.18)$$

tezlanish bilan harakatlanadi. Aslida $\boldsymbol{a'_o}$ tezlanish K' tizimning K tizimga nisbatan tezlanuvchan ilgarilanma harakati tufayli vujudga keladi. *Shuning uchun noinersial sanoq tizimdagi jismga taʼsir etuvchi bunday kuchlarni (Nyuton kuchlaridan farqlash uchun) inersiya kuchlari deyiladi.* Inersiya kuchlarining jismlarga taʼsiri xuddi oddiy Nyuton kuchlarining taʼsiridek boʻladi. Bu kuchlarni kundalik turmushimizda uchratamiz. Masalan, avtobus keskin oʻrnidan siljiganda yoki toʻxtaganda yoʻlovchilar oldinga yoki orqaga egilishiga majbur etuvchi kuchni sezadilar.

Agar vagon misoliga qaytadigan boʻlsak, jism (shar) olgan tezlanish $a'_o$ inersiya kuchi $F_i$ tufayli vujudga keladi,

$$F_i = m \cdot a'_o \qquad (2.19)$$

2.18 tenglikni hisobga olib 2.19 tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$\mathbf{F_u} = -\,m \cdot a_o\,. \qquad (2.20)$$

Demak, inersiya kuchining yoʻnalishi sanoq tizimining harakat yoʻnalishiga teskari ekan.

Sanoq tizimi oʻzgarmas tezlanish bilan harakatlanganda m massali jismga taʼsir etuvchi inersiya kuchi ham doimiy boʻladi. (2.20) tenglikka koʻra inersiya kuchining qiymati jism massasiga proporsional ekan. Bu hossasi bilan inersiya kuchi ogʻirlik kuchiga (P = mg) oʻxshab ketadi.

Endi, noinersial sanoq tizim uchun harakat tenglamalarini ko‘raylik. Tabiiydirki, bu holda jismga ta’sir etuvchi kuchlarning vektor yig‘indisiga Nyuton kuchlari bilan bir qatorda inersiya kuchi ham qo‘shiladi.

$$m\,\boldsymbol{a} = \sum \mathbf{F_i} + \mathbf{F_i}$$

yoki

$$-\,m\,\boldsymbol{a'_o} = \sum \mathbf{F_i} - \mathbf{F_i} \qquad (2.21)$$

2.21 tenglamada

$\mathbf{a'_o}$ - noinersial sanoq tizimi K' ning inersial sanoq tizimi K ga nisbatan ilgarilanma harakatining tezlanishi,

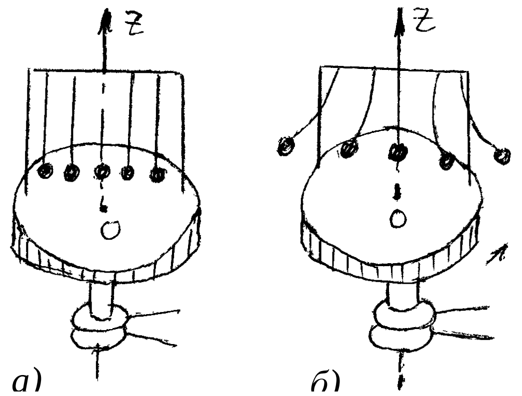
$\sum F_i$ - jismga ta’sir etuvchi Nyuton kuchlarining vektor yig‘indisi,

**a** - inersial sanoq tizimidagi jismning barcha kuchlar ta’sirida erishgan tezlanishi.

## Aylanuvchi sanoq tizimidagi inersiya kuchlari. Markazdan qochma kuch

Aylanuvchi sanoq tizimlaridagi jismlar uchun ham inersiya qonuni bajarilmaydi. Bunga quyidagi tajriba asosida ishonch hosil qilish mumkin. 2.21-rasmda tasvirlangan disk ustiga T - simon sterjen o‘rnatilgan, sterjenga esa sharlar osilgan.

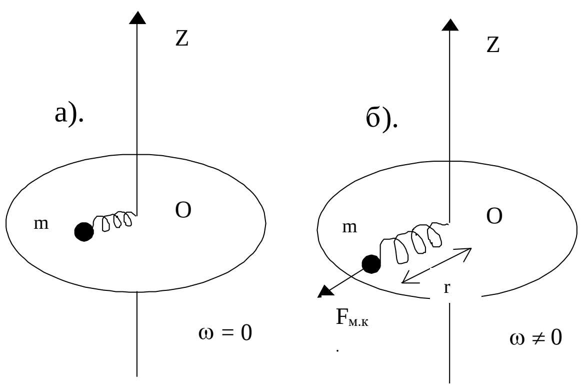
Disk tinch turganda sharlar osilgan barcha iplar vertikal ravishda yo‘nalgan. Agar disk ω burchak tezlik bilan aylantirilsa, sharlarga boshqa jismlar ta’sir etmasada, sharlar tezlanish olib og‘adilar. Demak, mazkur tizimni ham, noinersial sanoq tizimi deb hisoblash mumkin ekan.



13-rasm

Endi qo‘zg‘olmas o‘q atrofida o‘zgarmas burchak tezlik (ω = const) bilan aylanayotgan noinersial sanoq tizimidagi jism harakatini ko‘raylik.

14 - rasmda ko‘rsatilgan disk aylanma harakatga keltirilmaguncha m massali sharcha tinch holatini saqlaydi. Disk OZ o‘ki bo‘ylab yo‘nalgan ω burchak tezlikda harakatlansa, u bilan birgalikda prujinaga maxkamlangan shar ham OZ o‘qi atrofida aylana boshlaydi va sterjen bo‘ylab sirg‘anib prujinani cho‘zadi, Sharcha O aylanish markazidan g masofaga uzoqlashganda cho‘zilgan prujinaning elastiklik kuchi ($F_{el.}$) endi sharni disk markazidan yanada uzoqlashishga yo‘l qo‘ymaydi. Bunga sabab, aylanuvchi sanoq tizimidagi sharga ta’sir etuvchi inersiya kuchi va elastiklik kuchi bir-birini muvozanatlaydi. *Inersiya kuchi disk radiusi bo‘ylab aylanish markazidan tashqariga yo‘nalgani uchun uni markazdan qochma inersiya kuchi ($F_{m.q.}$) deb ataladi.*

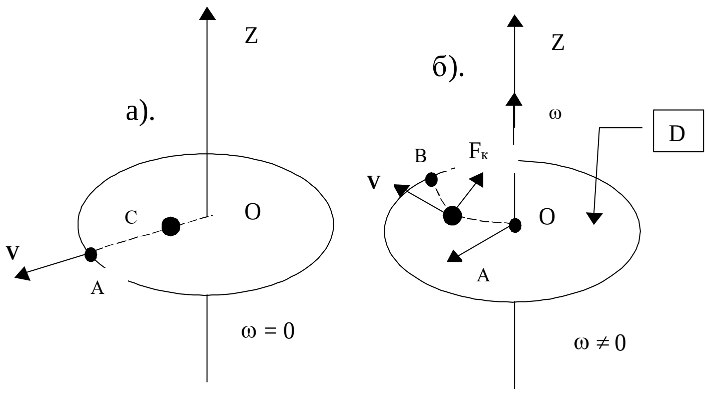


14-rasm

U quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$F_{m.q.} = m \cdot \omega^2 \cdot r, \qquad (2.22)$$

bundagi ω - aylanuvchi sanoq tizimining burchak tezligi, r - aylanish markazi va moddiy nuqtani (m massali sharni) birlashtiruvchi radius - vektor.




15-rasm

14 tenglikka ko‘ra *sharga ta’sir etadigan markazdan qochma inersiya kuchi, sharning massasiga, burchak tezlik kvadratiga va aylanish o‘qidan sharchagacha bo‘lgan masofaga proporsional ekan.*

Aylanuvchi sanoq tizimidagi jismga $F_{m.q}$ dan tashqari Koriolis inersiya kuchi deb ataluvchi kuch ham ta’sir qiladi. 15 (b) - rasmda ko‘rsatilganidek, D disk ω burchak tezlik bilan aylana boshlasa, S shar OA to‘g‘ri chiziq bo‘yicha emas, balki OV egri chiziq bo‘yicha harakatlanadi. Bunga sabab, *sharcha tezligi V ga tik bo‘lgan Koriolis kuchi (Fk) ning sharchaga ta’siridir.* Bu kuch:

$$\mathbf{F_q} = 2m[\mathbf{V},\boldsymbol{\omega}] \qquad (2.23)$$

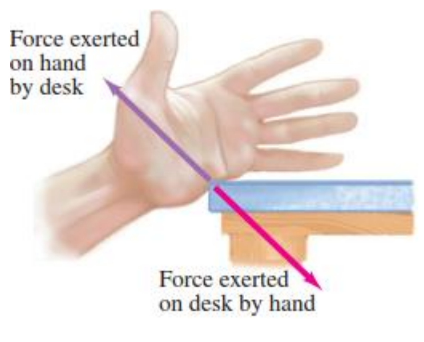
yoki

$$F_k = 2mV \cdot \omega \cdot \text{Sin}\alpha. \qquad (2.24)$$

Demak, tekis aylanuvchi sanoq tizimiga nisbatan jismning harakat tenglamasini tuzish uchun mazkur jismga ta’sir etayotgan Nyuton kuchlari, markazdan qochma inersiya kuchi va Koriolis inersiya kuchining yig‘indisini olish kerak:

$$m\,\mathbf{a} = \sum (\mathbf{F_i} + \mathbf{F_{m.q.}} + \mathbf{F_k}) \qquad (2.25)$$

Biz yashab turgan sayyora - Yer ham, aylanuvchi sanoq tizimidir. Yer bilan bog‘liq bo‘lgan sanoq tizimining noinersial ligi tufayli Yer sirtidagi jismlarga markazdan qochma va Koriolis inersiya kuchlari ta’sir etadi.

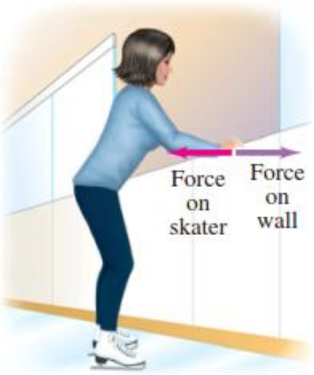



*Rasm 15-1. Agar siz qo’lingiz bilan stolni burchagini itarsangiz stol ham sizni huddi shunday kuch bilan sizni qarama-qarshi kuch bilan itaradi.*

Nyutonning uchinchi qonunining bajarilishini tekshirish uchun quyidagi misolni ko’ramiz. Qo’limiz bilan stolni chekkasini itarsak (Rasm 15-1) Stolham sizni huddi shunday kuch bilan sizni qarama-qarshi kuch bilan itaradi buni qo’limizga tushgan izdan va og’riganidn bilishimiz mumkin.Siz qancha qattiqroq itarsangiz qolingiz shuncha ko’p aks ta’sirni sezadi. Stol tomonidan qo’lga ta’sir qilayotgan kuchnig qiymati qol tomonidan stolga ta’sir qilayotgan kuch qiymatiga teng va teskari yo’nalgan.

Nyutonning uchinchi qonunigayana bir misol ko`rinishidakonkichini keltirish mumkin (rasm 15-2). Konki va muz orasidagi ishqalnish juda kichkina bo`lganligi sababli devordan konkichiga qaytgan kuch konkichini harakatlanishga majbur qiladi.

Tinch holatda turgan qayqdagi odam qo`lidagi qutqaruv balonini uloqtirsa qayiq balon otilgan yo`nalishga qarama qarshi yo`nalishda harakatlana boshlaydi. Odam qutqaruv baloniga kuch bilan ta'sir etadi va balon odamga huddi shu kuch bilan qarama qarshi kuch bilan ta'sir etadi, shu sababli qayiq harakatga keladi.




*Rasm 15-2. Nyutonning uchinchi qonuniga misol. Konkichi devorga suyanmoqda.*

Raketaning havoga ko`tarilishini ham Nyutonning uchinchi qonuni yordamida tushuntirish mumkin (Rasm 15-3).[4]

ADABIYOTLAR:


1. The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012. P-1180.
2. The physics Handbook. Fundamentals and Key equations. By Charles P.Poole, Jr. Hew York, 2001
3. Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume 1
4. Xaydarov A.X., Xomidov T.X. "Fizika kursi". 2.q. F. O'qituvchi. 2008y.


## 3- Mavzu Dinamika

### Darsning maqsadi va vazifalari

3.1 Ish va energiya tasavvur hosil qilish
3.2 Quvvat
3.3 To'qnashuv jarayonlari o'rganish
3.4 Raketalar haqida ma'lumot olish
3.5 Nuqtaviy massalar tizimini bilish
3.6 Logranj va Gamel'ton tenglamalari haqida ma'lumot olish

### Energiya – sistemaning holat funktsiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat

Jismning impulsi haqidagi tushunchani yuqorida ko'rib o'tdik. Impuls (harakat miqdori)ni jism mexanik harakatining muayyan o'lchovi deb qarash mumkin. Lekin

[4] Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume 1 p-81

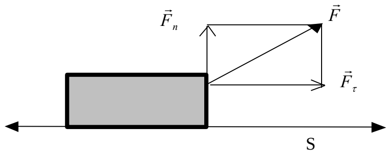
jismning bunday dinamik xarakteristikasi hamma harakat formalari uchun unversal o‘lchov bo‘la olmaydi. Buni quyidagi misollarda ko‘rib chiqamiz.

Agar bir-biriga qarama-qarshi harakatlanib kelayotgan ikkita bir xil, plastilindan yasalgan sharlarning noelastik urilishini kuzatsak, sharlar urilguncha harakatda edi, urilishdan sung sharlar tinch xolatda, ular harakatga ega emas. Bu xolatda impulsni saqlanish qonuni bajarilyapti: urilishgacha sharlarning impulslar yig‘indisi nolga teng, urilishdan keyin ham nolga teng. Lekin sharlar urilishgacha harakatda edi, urilishdan keyin tinch xolatda. Agar biz impulsni harakatning universal o‘lchovi sifatida qarasak, unda harakatga ega bo‘lgan sharlarning harakati yo‘qolishi to‘g‘risida noto‘g‘ri xulosaga kelamiz. Agar sharlarning temperaturasini urilguncha va urilgandan keyin o‘lchasak, temperatura ko‘tarilganini sezamiz. Bunda sharlarning mexanik harakati yo‘qolgani yo‘q, u moddaning molekulyar harakatiga aylanadi. Demak, *impuls harakatning hamma hollarida ham universal o‘lchov bo‘la olmaydi.* Jismlarning ishqalanishi natijasida mexanik harakat issiqlikka aylanadi.

To‘g‘ri chiziqli tekis harakat qilayotgan jismni kuzataylik. Jismlar o‘rtasida ishqalanish mavjud bo‘lganligi uchun jismlar qiziydi, ya’ni bunda jismlarning mexanik harakati shu jismlarni tashkil qilgan molekulalarning xaotik - issiqlik harakatiga aylanadi. Lekin jismning impulsi tug‘ri chiziqli tekis harakatda o‘zgarmay qoladi, ammo u ajralib chiqqan issiqlik miqdorini xarakterlamaydi. Shunday qilib, harakat yo‘qolmaydi, balki materiya harakatining boshqa formalariga o‘tadi.

Demak, harakat shakllarining umumiy o‘lchovi sifatida yangi fizik kattalik bo‘lishi kerak. Bunday fizik kattalik energiyadir. *Energiya xar qanday ko‘rinishdagi materiya harakatining universal miqdoriy o‘lchovidir.* Jismlar sistemasining mexanik harakati holatini aniqlash uchun ularning o‘zaro joylashishini va tezligini bilish etarli bo‘ladi, gaz holatini xarakterlash uchun uni xajmi, temperaturasi va bosimini bilish zarur. *Energiya-sistema holatining funktsiyasidir.*

Jismlar o‘rtasidagi mexanik harakatning almashinuvi yoki mexanik harakatni boshqa harakat formalariga o‘tishi jismlarning o‘zaro ta’siri natijasida amalga oshiriladi. Tajribalar shuni ko‘rsatadiki, bunday jarayonlarda o‘tilayotgan harakatning kattaligi, kuchning ko‘chish kattaligiga ko‘paytmasiga teng ekan. Bu hosil bulgan fizik kattalik ish deyiladi. Demak, *ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish o‘lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o‘tish o‘lchovidir.*



16-rasm

Agar moddiy nuqta o‘zgarmas kuch F (16-rasm) ta’sirida s masofaga ko‘chsa, unda kuchning ishi: [5]

$$A = F_\tau \cdot S. \qquad (3.1)$$

Bunda $F_\tau$ kuch F kuchning ko‘chish yo‘nalishiga proeksiyasi bo‘lib,

$$F_\tau = F \cdot \cos\alpha\ . \qquad (3.2)$$

16–rasmda $\alpha$ - jismning harakat yo‘nalishi bilan F kuch orasidagi burchak. (3.2) ni hisobga olib, (6.1) ni quyidagicha yozamiz:

---

[5] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris,
Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-63

$$A = F \cdot S \cdot \cos\alpha . \qquad (3.3)$$

1) Agar kuch yo‘nalishi bilan ko‘chish yo‘nalishi orasidagi burchak $\alpha<90^o$ bo‘lsa, unda $\cos\alpha>0$. Demak, kuch musbat ish bajaradi (A> 0).

2) Agar $\alpha > 90^o$ bo‘lsa, unda $\cos\alpha < 0$. Bunda kuch manfiy ish bajaradi (A < 0). Masalan, ishqalanish kuchi va tormozlash kuchi;

3) Agar kuch yo‘nalishi ko‘chishga tik yo‘nalgan bo‘lsa, $\alpha = 90^o$, unda $\cos\alpha = 0$, demak, kuchning bajargan ishi nolga teng, ya’ni energiya o‘zgarmaydi. Agar ma’lum bir masofada kuch kattaligi o‘zgaruvchan bo‘lsa, unda bajarilgan ishni hisoblash uchun masofani elementar ko‘chishlarga bo‘lib chiqamiz, bu elementar ko‘chishlarda, kuchni o‘zgarmas kattalik deb hisoblasa bo‘ladi (17-rasm). Xar bir elementar ko‘chishda bajarilgan elementar ishni hisoblab, keyin bu elementar ishlarni algebraik yig‘indisini olsak, unda o‘zgaruvchi F kuchning S masofada bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

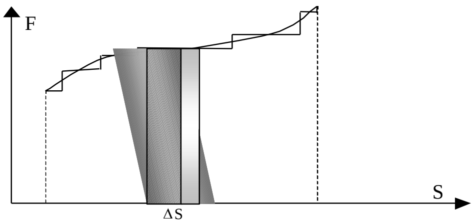
$$A = \sum_{i=1}^{n} \Delta A_i = \sum_{i=1}^{n} F_i \Delta S_i \cos\alpha_i . \qquad (3.4)$$

ΔS nolga intilganda (6.4) dan limit olsak,

$$A = \lim_{\Delta S \to 0} \left( \sum_{i=1}^{n} \vec{F}_i \cdot \Delta \vec{S}_i \right) = \int_S F_\tau dS . \qquad (3.5)$$

(3.5) integralni hisoblash uchun $F_\tau$ kuchning S masofaga bog‘liqligini bilish zarur.

Amalda, faqat kuchning bajargan ishini bilishgina emas, balki qanday vaqt oraligida shu ish bajarilishi ham muxim axamiyatga ega. Shuning uchun kuchning qanday tezlik bilan bajargan ishini xarakterlash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. *Vaqt birligi ichida, F kuch bajargan ishga son jixatdan teng bo‘lgan fizik kattalik quvvat (N) deyiladi:* [6]




17-rasm

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \qquad (3.6)$$

*Agar kuch o‘zgaruvchan bo‘lsa, qurilmaning quvvatini aniqlash uchun (3.6) dan limit olamiz:*

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} , \qquad (3.7)$$

*bunga oniy quvvat deyiladi.* (3.3) ni e’tiborga olsak, (3.7) quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$N = F_\tau \frac{ds}{dt} = F_\tau v, \qquad (3.7')$$

Demak, oniy quvvat son jihatdan tezlik o‘zgarmas bo‘lganda kuchning tangentsial tashkil etuvchisining tezlikka ko‘paytmasiga teng bo‘ladi.

[6] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-70

Ish va quvvat birligini belgilaylik. Xalqaro birliklar sistemasi (SI)da ish birligi qilib, *kuch yo‘nalishida jismni bir metr masofaga bir Nyuton kuch ta’sirida ko‘chirishda bajarilgan ish qabul qilingan.* Bu ishning birligi –joul (J), 1J = 1N ·m. Quvvat birligi qilib Vatt (Vt) qabul qilingan. 1Vatt – bir sekund davomida bir joul ish bajaradigan qurilma yoki mexanizmning quvvatidir, 1Vt = 1J/1s.

*Jismning kinetik energiyasi: jismlarning harakati tufayli hosil bo‘lgan energiya kinetik energiya deyiladi.* Biror m massali jism o‘zgarmas F kuch ta’sirida o‘zining harakat tezligini $\upsilon_1$ dan $\upsilon_2$ qiymatgacha o‘zgartirsin. U vaqtda m massali jismning harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$F = m\frac{d\vartheta}{dt}\ . \tag{3.8}$$

(3.8) tenglamaning ikkala tomonini $\upsilon dt=ds$ ga skalyar kupaytiramiz:

$$FdS = m\frac{d\vartheta}{dt}\vartheta dt = m\vartheta d\vartheta\,. \tag{3.9}$$

Ma’lum bir $S_1$, $S_2$ masofada jismning bajargan ishini hisobga olish uchun (3.9) ning chap va ung tomonlarini $S_1$ va $S_2$ masofalar hamda $\upsilon_1$ va $\upsilon_2$ tezlik intervali orasida integrallaymiz:’

$$\int_{s_1}^{s_2} dA = \int_{s_1}^{s_2} FdS = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} m\vartheta d\vartheta \tag{3.10}$$

(6.10) tenglikning chap tomoni F kuch bajargan to‘la ishga teng, m = const bo‘lsa, o‘ng tomoni quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$A = \frac{m\vartheta_2^2}{2} - \frac{m\vartheta_1^2}{2} \tag{3.11}$$

(3.11) tenglikdagi $\frac{m\vartheta^2}{2} = E$ jismning kinetik energiyasining ifodasidir. Bu holda (3.11) quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$A = \Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} - \frac{m\vartheta_1^2}{2} \tag{3.12}$$

Demak, *jismning kinetik energiyasining o‘zgarishi jismga ta’sir etuvchi kuchning bajargan ishiga son jixatdan teng.* Agar $\upsilon_1 = 0$ bo‘lsa, [7]

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} \tag{3.13}$$

Shunday qilib, m massali jism $\upsilon$ tezlik bilan harakatlanganda, *E* kinetik energiyaga ega bo‘ladi. (3.13) formula xususiy holda, moddiy nuqta kinetik energiyasi deb yuritiladi. Xar qanday mexanik sistemani moddiy nuqtalar sistemasi deb qarashimiz mumkin bo‘lgani

[7] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-66

uchun mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemani tashkil qilgan moddiy nuqtalar kinetik energiyalarini yig‘indisiga teng, ya’ni:

$$E = \sum E_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \vartheta_i^2}{2}, \qquad (3.14)$$

bunda $m_i$ va $\upsilon_i$ -moddiy nuqtaning massasi va tezligi. Demak, xar qanday mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemaga kirgan moddiy nuqtalarning massasi va harakat tezligi bilan aniqlanar ekan.

Bu muxim xulosani qisqacha qilib quyidagicha ta’riflash mumkin: *sistemaning kinetik energiyasi - uning harakat holati funktsiyasidir.*

Bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda bo‘lgan qattiq jismning kinetik energiyasi uning aylanma va ilgarilanma harakatiga mos keluvchi kinetik energiyalar yig‘indisiga teng bo‘ladi.

Aylanma harakatda bulgan qattiq jism kinetik energiyasini qarab chiqaylik. Jismni absolyut qattiq jism deb va uni moddiy nuqta deb qarash mumkin bo‘lgan n ta bo‘lakchaga bo‘laylik. Agar i-bo‘lakning massasi $m_i$, chiziqli tezligi $\vartheta_i$, harakat qilayotgan aylana radiusi $r_i$, aylanma harakat burchak tezligi ω bulsa, bu bo‘lakning kinetik energiyasi

$$E_i = \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (3.15)$$

bo‘ladi. $\vartheta_i = \omega r_i$ ekanini hisobga olsak:

$$E_i = \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2}. \qquad (3.16)$$

Jismning kinetik energiyasi uning bo‘laklarining kinetik energiyalari yig‘indisiga teng:

$$E = \sum_{i=1}^{n} E_i = \sum_{i=1}^{n} \omega^2 \frac{m_i r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 ,$$

bunda $\sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 = I$ bo‘lganidan:

$$E = \frac{I\omega^2}{2} \qquad (3.17)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat kinetik energiyasi (3.13) bilan taqqoslasak, jism massasi o‘rnida jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti, chiziqli tezlik o‘rnida burchak tezlik turganini ko‘ramiz.

Jismga kuch ta’sir qilib, uni qandaydir o‘q atrofida aylanma harakatga keltirganda uning bo‘lakchalari siljiydi. Demak, ish bajariladi. Bu ish aylanayotgan jism kinetik energiyasi o‘zgarishiga teng bo‘ladi. SHu ishni hisoblaylik.

Jism $OO_1$ qo‘zgalmas o‘q atrofida aylanma harakat qilayotgan bo‘lsin. Natijaviy F kuch jismning B nuqtasiga qo‘yilgan bo‘lib, bu nuqta aylanish o‘qidan r uzoqlikda bulsin (6.3-rasm). Jism F kuch ta’sirida Δφ burchakka burilganda, B nuqta V nuqtaga siljib Δ S yoyni chizadi. Unda bajarilgan elementar ish:

$$\Delta A = F\,\Delta S \qquad (3.18)$$

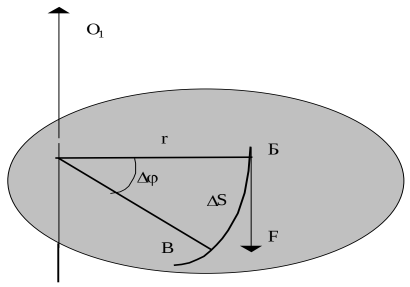
buladi, $\Delta S = r\,\Delta\varphi$ bo‘lgani uchun $\Delta A = Fr\,\Delta\varphi$ bo‘ladi. $Fr = M$ kuch momenti bo‘lganligidan:

$$\Delta A = M\cdot\Delta\varphi$$

Tula ish esa bu ifodani integrallash orqali aniqlanadi:

$$A = \int_0^{\varphi} M d\varphi\,. \qquad (3.19)$$

Agar jismning aylanma harakati davomida kuch momenti o‘zgarmas ($M$ = const) bo‘lsa, (6.19) dan umumiy bajarilgan ish



18-rasm

$$A = M\varphi \qquad (3.20)$$

bo‘ladi. Demak, aylanma harakatda bajarilgan ish kuch momenti bilan burilish burchagi kupaytmasi orqali aniqlanar ekan.Aylana bo‘ylab o‘zgaruvchan harakat uchun (3.20) ifoda quyidagicha yoziladi:

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

Burilish burchagi $\varphi_1$ dan $\varphi_2$ gacha o‘zgarganda burchak tezlik $\omega_1$ dan $\omega_2$ gacha o‘zgargan bo‘lsa, umumiy ishni hisoblash uchun shu chegaralarda yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$dA = \int_{\varphi} dA = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} Md\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I\omega d\omega \qquad (3.21)$$

yoki

$$A = M(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2}\,. \qquad (3.22)$$

(3.22) dan ko‘rinadiki, aylanma harakatda jism kinetik energiyasining o‘zgarishi qo‘yilgan natijaviy kuch momentiga bog‘liqdir.

Jism bir vaqtda ham aylanma, ham ilgarilanma harakatda ishtirok etayotgan bo‘lsin, bunday harakat uchun to‘la kinetik energiya:

$$E = E_{илг} + E_{айл} = \frac{m\vartheta_c^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2}, \qquad (3.23)$$

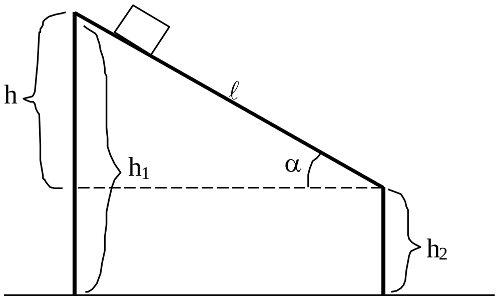
bu erda $m$ - jismning massasi, $I$ - jismning massa markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti, $\omega$ - shu o‘qqa nisbatan aylanma harakatning burchak tezligi, $\vartheta_s$ - massa markazining chiziqli tezligi.

## 2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog‘lanish

*Jismlarning yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan joylashuviga bog'liq bo'lgan energiya potensial energiya deb ataladi.*

Sistemaning potensial energiyasini aniqlash uchun sistemadagi jismlarning o'zaro joylashuvini va ular orasidagi ta'sir kuchlarni bilishimiz kerak.[8]

Misol tariqasida, jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchi tufayli jismning potensial energiyasini o'zgarishini ko'rib chiqaylik. Jismning Er sirtidan ko'tarilish balandligi h, Erning radiusiga nisbatan ancha kichik bo'lsa, R = mg = const deb hisoblash mumkin, m - jismning massasi.




19, *a*-rasm

Agar jism $\ell$ uzunlikdagi qiya tekislik bo'yicha ishqalanishsiz tushaetgan bulsa (19(a)–rasm), og'irlik kuchi bajargan ish quyidagi kattalikka teng bo'ladi:

$$A = R\,\ell\cos\alpha = mg\,(h_1 - h_2) = U_1 - U_2 \qquad (3.24)$$

bu erda

$$h = h_1 - h_2 = \ell\cos\alpha \qquad (3.25)$$

qiya tekislikning balandligi, $\alpha$ -qiya tekislikning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi, U = m g h jismning potensial energiyasi, (6.24) dan ko'rinadiki, *sistema potensial energiyasining o'zgarishi son jixatdan, tashqi kuchlar sistemaning tezligini o'zgartirmasdan bir holatdan ikkinchi holatga o'tkazishda bajargan ishiga teng bo'lar ekan.*

### 3. Potensial maydonda bajarilgan ish. Konservativ va dissipativ kuchlar.

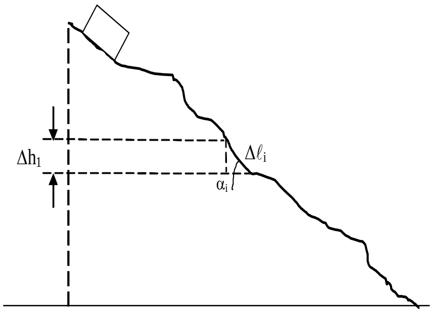
Endi jism harakat trayektoriyasi ixteriy egri chiziqdan iborat bo'lsin (19(b)-rasm). Unda bu egri chiziqni n ta kichik tug'ri chiziqli qismlarga bo'lamiz. Mana shu xar bir elementar qismda og'irlik kuchining elementar bajargan ishi

$$\Delta A_i = r\cdot\Delta\ell_i\cdot\cos\alpha_I = r\cdot\Delta h_i \qquad (3.26)$$

bo'ladi. Bu erda $\Delta h_i$ - vertikal tug'ri chiziq $\Delta\ell_i$ -qismning proeksiyasi. Elementar qismlarda bajarilgan ishlarning yig'indisi, egri chiziqli yo'lda og'irlik kuchi bajargan ishni ifodalaydi:

---

[8] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-67



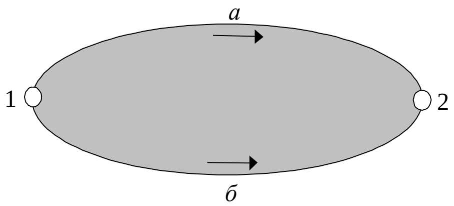
19, *б*-rasm

$$A=\sum_{i=1}^{n}\Delta A_i=\sum_{i=1}^{n}P\Delta h_i=Ph=mgh \qquad (3.27)$$

Shunday qilib, og‘irlik kuchining ishi yo‘lning boshlang‘ich va oxirgi nuqtalarining koordinatalariga bog‘lik xolos. Potensial (konservativ) va dissipativ (nokonservativ) kuchlar: makroskopik mexanikada uchraydigan kuchlar ikkita potensial (konservativ) va dissipativ (nokontservativ) kuchlarga ajratiladi.

Agar berk yo‘l (kontur) bo‘yicha kuchning bajargan ishi nolga teng bo‘lsa, bu kuchlar potensial (yoki konservativ) kuchlar deb yuritiladi.

Faraz qilaylik, sistema biror kuch ta’sirida 1a 2 yo‘l bo‘yicha (20 -rasm) bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o‘tsin. Bunda $A_{1a2}$ ga teng ish bajariladi. Agar sistema ikkinchi vaziyatga 1b2 yo‘l bo‘yicha o‘tsa, unda bajarilgan ish $A_{1b2}$ ga teng bo‘ladi.



20-rasm

Konservativ kuchlarning ta’rifiga binoan $A_{1a2} = A_{1b2}$ . Kuchlar sistemaning konfiguratsiyasiga (koordinatlariga) bog‘lik bo‘lmaganligi uchun $A_{1b2} = -A_{2b1}$ bo‘ladi. Shuning uchun, $A_{1a2} + A_{2b1} = 0$.

Demak, *shu kuch ta’sirida sistema yoki jismni bir holatdan ikkinchi bir holatga ko‘chirishda bajarilgan ish $A_{1a2} = A_{1b2} = A_{12}$ ko‘chish trektoriyasining shakliga bog‘lik bo‘lmaydi, bu kuchni konservativ (yoki markaziy) kuch deb yuritiladi.*

Konservativ kuchlarga og‘irlik kuchlari, elastiklik kuchlari va zaryadlangan zarralarning o‘zaro elektrostatik ta’sir kuchlari ham misol bo‘la oladi.

*Konservativ bo‘lmagan hamma kuchlar nokonservativ (yoki dissipativ) kuchlar deb yuritiladi.*

Dissipativ kuchlarga, ishqalanish kuchlari va suyuqlikda yoki gazda harakatlanaetgan jismga ta’sir qilaetgan qarshilik kuchlari kiradi.

***Elastik kuch bilan potensial energiya orasidagi bog‘lanish.*** Elastik kuch ta’sirida, jism deformatsiyasining kichik (dx kattalikka) o‘zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng bo‘ladi.

$$dA = Fdx = -kxdx \qquad (3.28)$$

Ishning to‘la qiymatini aniqlash uchun (3.28) formulani deformatsiyalanmagan holatdan ($x_o$= 0) deformatsiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A=-\int_{x_0}^{x}kx\,dx=-\frac{kx^2}{2}+\frac{kx_0^2}{2} \quad . \qquad (3.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o‘zgaradi:

$$U_n=\frac{kx^2}{2}-U_0 \ , \qquad (3.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformatsiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (6.30) quyidagicha yoziladi:

$$U_П = \frac{kx^2}{2} \quad . \tag{3.31}$$

Shunday qilib, (3.29) dan ko‘rinadiki, *elastik jism deformatsiyalansa, unda ish deformatsiyalangan jism energiyasining o‘zgarishiga sarf bo‘ladi. (*3*.31) ifodaga deformatsiyalangan jismning potensial energiyasi deyiladi.*

Potensial maydonning xar bir nuktasiga bir tomondan jismga ta’sir etuvchi f kuch vektorining biror qiymati mos kelsa, ikkinchi tomondan, jism U potensial energiyasining ham qiymati mos keladi.

Demak, kuch bilan potensial energiya orasida ma’lum bog‘lanish mavjud bo‘lishi kerak. Ma’lumki, ish potensial energiya hisobiga bajariladi, ya’ni:

$$\Delta A = -\Delta U \tag{3.32}$$

– $\Delta U$ – sistema potensial energiyasining kamayishini ko‘rsatadi.

(3.18) bilan (3.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

$$F_s \Delta S = -\Delta U \ ,$$

bundan

$$F_s = -\frac{\Delta U}{\Delta S} \ . \tag{3.33}$$

(3.33) ifodada $F_s$ – bu F kuchning s ko‘chish bo‘yicha proeksiyasi. $F_s$ ning berilgan nuqtadagi qiymatini topish uchun limitga o‘tish kerak:

$$F_s = -\lim_{\Delta s \to 0} \frac{\Delta U}{\Delta S} \tag{3.34}$$

U, s o‘q bo‘ylab ko‘chirilgandagina emas, hatto boshqa yo‘nalishlar bo‘ylab ko‘chganda ham o‘zgarganligi uchun (3.34) formuladagi limit U dan s bo‘yicha xususiy hosiladan iborot bo‘ladi, ya’ni:

$$F_s = -\frac{\partial U}{\partial S} \tag{3.35}$$

(6.35) munosabat fazodagi ixtyoriy yo‘nalish uchun, xususan, x, y, z dekart koordinata o‘qlari bo‘yicha yo‘nalishlar uchun ham o‘rinlidir; ya’ni:

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial U}{\partial X}\vec{i} + \frac{\partial U}{\partial Y}\vec{j} + \frac{\partial U}{\partial Z}\vec{k}\right) \tag{3.36}$$

Demak, kuch potensial energiyaning teskari ishora bilan olingan gradientiga teng ekan

$$\mathbf{F} = -\text{grad}U. \tag{3.37}$$

## 4. Harakat miqdori (impuls)ning saqlanish qonuni

*Moddiy nuqtalar yoki jismlar to'plamiga mexanik tizim deyiladi.* Tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sirlari tizimning ichki kuchlarini tashkil qiladi. Agar mexanik tizimga tashqi kuchlar ta'sir etmasa tizim yopiq yoki himoyalangan bo'ladi. *Agar bir necha jismlardan tashkil topgan mexanik tizim mavjud bo'lsa, tizimdagi jismlarning o'zaro ta'sir kuchlari, Nyutonning uchunchi qonuniga ko'ra, miqdor jihatidan teng, yo'nalishlari bir-biriga qarama-qarshi bo'ladi, ya'ni ichki kuchlarning geometrik yig'indisi nolga teng bo'ladi.*

Tekshirilayotgan mexanik tizim n ta jismlardan iborat bo'lsin. Tizimdagi jism massalari $m_1$, $m_2$,..., $m_n$ tezliklari $\vartheta_1$, $\vartheta_2$, ..., $\vartheta_n$ ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F', tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi F bo'lsin. Har bir jism uchun Nyuton ikkinchi qonunini tadbiq etamiz:

$$\frac{d}{dt}\left(m_1\vec{\vartheta}_1\right) = \vec{F}_1{}' + \vec{F}_1$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_2\vec{\vartheta}_2\right) = \vec{F}_2{}' + \vec{F}_2$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\frac{d}{dt}\left(m_n\vec{\vartheta}_n\right) = \vec{F}_n{}' + \vec{F}_n$$

Bu tenglamalarni hadma-had qo'shib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\,(\mathrm{m}_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + \mathrm{m}_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + \mathrm{m}_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = \vec{F}_1{}' + \vec{F}_2{}' + ... + \vec{F}_n{}' + \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n$$

Mexanik tizim ichki kuchlarining geometrik yig'indasi nolga teng bo'lganligi uchun

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\,(\mathrm{m}_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + \mathrm{m}_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + \mathrm{m}_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + ... + \mathbf{F}_n$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_n \qquad (3.38)$$

Shunday qilib, mexanik tizim impulsidan vaqt bo'yicha olingan hosila, tizimga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning geometrik yig'indisiga teng ekan.

Mexanik tizim yopik bo'lgani uchun

$$\mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2 + ... + \mathbf{F}_n = 0$$

Shunday qilib,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}(\mathrm{m}_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + \mathrm{m}_2\boldsymbol{\vartheta}_2 + ... + \mathrm{m}_n\boldsymbol{\vartheta}_n) = 0$$

yoki

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=0}^{n}\frac{d}{dt}(m_i\vec{\vartheta}_i) = 0,$$

ya'ni

$$\vec{P} = \sum_{n-1}^{n} m_i \vec{\vartheta}_i = const \qquad (3.39)$$

tenglik harakat miqdorining (impulsning) saqlanish qonunini ifodalaydi: Unga ko‘ra *yopiq mexanik tizimning impulsi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi.* Bu hulosa klassik mexanika uchungina o‘rinli bo‘lib qolmay, balki tabiatning fundamental qonunlaridan biri hisoblanadi.

## 5 Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umumfizikaviy ma’nosi.

*Jismlar harakati energiyasining bir butunligi.* Umumiy holda jism bir vaqtda ham kinetik energiyaga, ham potensial energiyaga ega bo‘lishi mumkin. Bu energiyalarning yig‘indisi to‘la mexanik energiyani tashkil qiladi. Masalan, Er sirtidan h balandlikda Erga nisbatan $\vartheta$ tezlik bilan harkatlanayotgan M jism

$$W = \frac{m\vartheta^2}{2} + mgh \qquad (3.40)$$

to‘la energiyaga ega bo‘ladi.

Potensial va kinetik energiyalar bir-birlariga aylanishi mumkin. M jismning tushish oxiridagi tezligi $\vartheta = \sqrt{2gh}$ ga tengligi uchun uning kinetik energiyasi

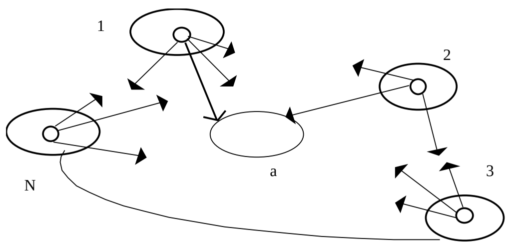
$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{m(\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \qquad (3.41)$$

potensial energiyaga tenglashadi.

Shunday qilib, potensial energiya ekvivalent miqdordagi kinetik energiyaga aylanadi.

Agar sistema N ta jismdan tashkil topgan bo‘lsa, to‘la mexanik energiya butun sistemaning potengtsial energiyasi bilan kinetik energiyasining yig‘indisidan tashkil topadi:

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (3.42)$$




21-rasm

Energiyaning saqlanish qonuni.

Energiyaning saqlanish qonuni tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirish yo‘li bilan chiqarilgan.

Aytaylik, yopiq tizim ichidagi moddiy nuqta massalari $m_1$, $m_2$, ..., $m_n$ tezliklari $\vartheta_1$, $\vartheta_2$, ..., $\vartheta_n$ bo‘lsin. Jismlarga ta’sir etuvchi konservativ kuchlar $F'_1$, $F'_2$, ..., $F'_n$ va teng, ta’sir etuvchi tashqi kuchlar $F_1$, $F_2$, ..., $F_n$ bo‘lsin. $\vartheta \ll c$ bo‘lgan holda moddiy nuqta massalari doimiy bo‘ladi. Nyutonning ikkinchi qonuniga ko‘ra

$$m_1 \frac{d\vartheta_1}{dt} = F_2' + F_1.$$

$$m_2 \frac{d\vartheta_2}{dt} = F_2' + F_2, \tag{3.43}$$

$$\text{.........................},$$

$$m_n \frac{d\vartheta_n}{dt} = F_n' + F_n.$$

Tizimning moddiy nuqtalari dt vaqt oralig‘ida $dx_1$, $dx_2$, ,..., $dx_n$ masofalarga siljisin. 6.43 - tenglamalar tizimini xar ikki tomonini $dx_1$, $dx_2$, ...,$dx_n$ ga ko‘paytirib va $dx_1 = \vartheta_1 \cdot dt$ ekanligini hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$m_1 (\vartheta_1 \cdot d\vartheta_1) - (F'_1 + F_1)\, dx_1 = 0$$

$$m_2 (\vartheta_2 \cdot d\vartheta_2) - (F'_2 + F_2)\, dx_2 = 0$$

$$\text{.....................................................}$$

$$m_n (\vartheta_n \cdot d\vartheta_n) - (F'_n + F_n)\, dx_n = 0$$

Bu tenglamalar tizimini qo‘shib va tizim yopiqligini hisobga olib, ya’ni

$$F_1 + F_2 + \ldots + F_n = 0$$

$$\sum_{i=0}^{n} m_i \vartheta_i d\vartheta_i - \sum_{i=0}^{n} F_1' \cdot dx_1 = 0 \tag{3.44}$$

ni hosil qilamiz.

(6.44) – tenglikdagi ikki ayriluvchilardan birinchisi

$$\sum_{i=1}^{n} m_i \vartheta_i d\vartheta_i = \sum_{i=1}^{n} d\left(\frac{m_i \vartheta_i^2}{2}\right) = dE_k \tag{3.45}$$

ya’ni yopiq tizim kinetik energiyasi o‘zgarishini belgilaydi, va ikkinchisi esa

$$\sum_{i=1}^{n} F_i \cdot dx_i = dE_P \tag{3.46}$$

tenglik tizim ichki konservativ kuchlari bajargan ish - potensial energiyaning o‘zgarishini ifodalaydi. Demak, butun tizim uchun $dE_k + dE_r = 0$ bo‘lishi kerak. Yopiq tizimning to‘liq mexanik energiyasi esa o‘zgarmas kattalikka teng bo‘ladi.

$$W = E_k + E_r = const \tag{3.47}$$

*Ushbu tenglik yopiq tizim uchun mexanik energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi.* Bu tenglikka ko‘ra *yopiq tizimdagi jismlarning o‘zaro ta’sir kuchlari konservativ kuchlardan iborat bo‘lsa, tizimning mexanik energiyasi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi. Yopiq tizimdagi jismlarning o‘zaro ta’siri konservativ kuchlardan iborat bo‘lsa, tizimning mexanik energiyasi boshqa turdagi energiyaga aylanmaydi. Bunday tizimga yopiq* *konservativ tizim deyiladi. Dissipativ tizimda tizimning mexanik energiyasi asta - sekin kamayib boshqa turdagi energiyaga aylanadi.* Tabiatda hamma tizim dissipativ bo‘ladi.

Shunday qilib, energiya yo‘qolmaydi va yangidan paydo bo‘lmaydi, u faqat bir turdan ikkinchi turga o‘tib turadi. Bu qonuniyat materiyaning doimo harakatda ekanligini va hech qachon yo‘qolmasligini ifodalaydi.

Oralarida fakat konservativ kuchlar ta’sir ko‘rsataetgan N jismdan tashkil topgan sistemani qarab chiqaylik (6.6-rasm). Faraz qilaylik, 1 jism ixtieriy trayektoriya bo‘ylab a holatga ko‘chsin. Bunda 1 jismga sistemaning boshqa jismlari tomonidan ta’sir etuvchi kuchlar 1 jismning ko‘chish yo‘liga bog‘lik bo‘lmagan va faqat jismning qolgan barcha jismlarga nisbatan boshlang‘ich va so‘nggi holatlariga bog‘lik bo‘lgan ishni bajaradi. Xuddi shunga o‘xshash barcha N jismlar yangi holatlarga ko‘chgan vaqtda sistemada ta’sir ko‘rsatuvchi konservativ kuchlar bajargan ish faqat jismlarning bir-birlariga nisbatan boshlang‘ich va so‘nggi holatlariga bog‘lik bo‘ladi. Demak, jismlarning xar bir o‘zaro vaziyatiga (xar bir holatga) U potensial energiyaning ma’lum qiymatini ko‘rsatish va bir holatdan boshqa holatga o‘tgan vaqtda konservativ kuchlar bajargan ishini U ning shu holatlarga mos kiymatlarining ayirmasi sifatida qarash mumkin.

$$A_{12} = U_1 - U_2 \,. \qquad (3.48)$$

Sistemaning jismlariga ichki konservativ kuchlardan tashqari, tashqi kuchlar ham ta’sir ko‘rsatadi deb faraz qilaylik. i - jismga qo‘yilgan barcha kuchlar bajargan ishni ichki kuchlar bajargan ($A_{12}$) ish va berilgan jismga ta’sir etuvchi tashqi kuchlar $A_i^{'}$ ishining yig‘indisi sifatida tasavvur qilish mumkin. Biz bilamizki, to‘la ish jism kinetik energiyasini ortishiga sarf bo‘ladi. Demak,

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i \,. \qquad (3.49)$$

(3.49) ifodaning butun jismlar bo‘yicha yig‘indisini olsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\sum (A_{12})_i + \sum A'_i = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \qquad (3.50)$$

(3.50) ifodadagi yig‘indilarning birinchisi sistema boshlang‘ich (birinchi) holatidan sunggi (ikkinchi) holatiga o‘tgan vaqtida konservativ kuchlarning jismlar ustida bajargan ishidan iborat. ish potensial energiyaning jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasi ko‘rinishida yozilishi mumkin:

$$\sum (A_{12})_i = U_1 - U_2 \,.$$

(3.50) ifodaning chap tomonidagi ikkinchi yig‘indi tashqi kuchlar tomonidan sistema jismlari ustida bajarilgan to‘la ishdan iborat. Uni A’ bilan belgilaymiz.

(3.50) ning o‘ng tomoni $E_2 - E_1$ ga, ya’ni sistema to‘liq kinetik energiyasining jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasiga teng ekanligi ravshan.

Shunday qilib, (6.50) formulani quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin ekan:

$$U_1 - U_2 + A' = E_2 - E_1$$

Formuladagi hadlarni tegishli ravishda gruppalab quyidagini topamiz:

$$(E_2 + U_2) - (E_1 + U_1) = A'$$

Nihoyat, sistema to‘la energiyasi W = E + U belgisini kiritsak, quyidagi munosabatni topamiz:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \qquad (3.51)$$

Shunday qilib, oralarida konservativ kuchlar ta’sir etayotgan jismlar sistemasi to‘la energiyasining orttirmasi sistema jismlariga qo‘yilgan tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng ekan.

Agar sistema yopik bo‘lsa, u vaqtda (3.51) ga binoan $\Delta W = 0$, bundan:

$$W = const \qquad (3.52)$$

degan xulosa chiqadi.

(3.52) formula mexanikaning asosiy qonunlaridan biri-energiyaning saqlanish qonuni aks ettiradi.

Mexanikada bu qonun quyidagicha ta’riflanadi: *oralarida faqat konservativ kuchlar ta’sir etayotgan jismlar yopik sistemasining to‘la mexanik energiyasi o‘zgarmaydi.*

Agar yopik sistemaga konservativ kuchlardan tashqari nokonservativ kuchlar, masalan, ishqalanish kuchlari, ta’sir ko‘rsataetgan bo‘lsa, u vaktda sistemaning to‘la mexanik energiyasi saqlanmaydi. Nokonservativ kuchlarini tashqi kuchlar deb qarab quyidagini yozish mumkin:

$$W_2 - W_1 = A_{nk} \qquad (3.53)$$

bu erda $A_{nk}$ - nokonservativ kuchlar bajargan ish. Shuning uchun yopik sistemada ishqalanish kuchlari bo‘lsa, vaqt o‘tishi bilan to‘la mexanik energiya kamaya boradi. Nokonservativ kuchlarining ta’sirida mexanik energiya boshqa nomexanik turdagi energiyalarga aylanadi. Bunday hollarda umumiyroq bo‘lgan saqlanish qonuni bajariladi. *Istalgan tashqi ta’sirlardan himoyalangan sistemada energiyaning barcha turlarining (nomexanik turlarning ham) yig‘indisi o‘zgarmaydi.*

## Impuls momentining saqlanish qonuni.

Ilgarilanma harakatda jism massasi qanday rol o‘ynasa, aylanma harakatda inersiya momenti jism inertligini ifodalaydi va jism massasi vazifasida keladi. Bu ikki kattalik (J va m) o‘rtasidagi farq shundan iboratki, aylanma harakatda bo‘lgan jism turlicha aylanish o‘qlariga ega bo‘lishi va turlicha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Agar jismni aylantiruvchi kuch momenti va inersiya momenti o‘zgarmas kattalikka teng bo‘lsa, shuningdek, jism burchak tezligi t vaqt ichida $\omega_o$ dan $\omega$ gacha o‘zgarsa, 6.53-tenglikni:[9]

$$M = J\frac{\omega - \omega_o}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_o \qquad (3.54)$$

kabi yozamiz. 3.54 - tenglikda Mt - kuch momenti impulsi, $J\omega$ - harakat miqdor momenti. 3.54 - ga ko‘ra *vaqt birligi ichida kuch momenti impulsining o‘zgarishi harakat miqdor momentining o‘zgarishiga teng ekan.*

Yopiq tizim ichidagi aylanma harakatdagi jismlar uchun (M = 0) harakat miqdor

---

[9] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-84

momentining saqlanish qonunining ifodasi:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \ldots + J_n\omega_n = const \qquad (3.55)$$

3.55 - tenglikka ko‘ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig‘idisi o‘zgarmas miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo‘lsa, 3.55 - tenglik:

$$J\,\omega = const \qquad (3.56)$$

ko‘rinishda bo‘ladi. 3.56-tenglikdan *jismning inersiya momenti o‘zgarsa, uning burchak tezligi ham o‘zgarishi kelib chiqadi.* Masalan, J ko‘paysa $\omega$ ozayadi va aksincha. Bunday holni Jukovskiy o‘rindiqida (skamyasida) namoyish qilish mumkin. Odam qo‘lini yozib o‘rindiq (skamya) bilan birga aylanadi va tezda tushiradi. Bunday holda odamni inersiya momenti (J) kamayib burchak tezligi ($\omega$) ortadi. Shuningdek, harakat miqdor momentining saqlanish qonunini "giroskop" deb ataluvchi asboblarda kuzatish mumkin.

## Energiya, impuls va impuls momentining saqlanish qonuni – fazo va vaqt simmetriyasining natijasi.

Fazo va vaqtning simmetriyasi deganimizda vaqtning bir jinsliligi, fazoning esa bir jinsliligi va uning izotropligi tushuniladi. Bu tushunchalar kiritilishi bilan vaqtning bir jinsliligi, fazoning esa bir jinsliligi va izotropligini qanday tasavvur qilish mumkin, degan savolning tug‘ilishi tabiiydir.

Vaqtning bir jinsliligi – o‘tayotgan vaqtning turli paytlari bir-biridan farq qilmaydi demakdir. Shu boisdan, ko‘pincha, vaqtning barcha paytlari o‘zaro muqobil, ya’ni ular teng xuquqli degan ibora qo‘llaniladi.

Misol: ba’zi bir tajriba natijalari biror vaqt o‘tgandan keyin qayta tekshirilib ko‘riladi va ko‘pincha bir hil natija olinadi. Demak, vaqtning bir jinsliligi turli paytlarda o‘tkazilgan tajriba natijalarini taqqoslab ko‘rishga imkon beradi.

Fazoning bir jinsliligi deganimizda uning barcha nuqtalari bir-biriga muqobil ekanligi tushiniladi, ya’ni fazoning hamma nuqtalarining fizik hususiyatlari bir hil. Amaliy jixatdan fazoning bir jinsliligi shunda namoyon bo‘ladiki, jismlarning o‘zaro joylashishlari va tezliklarini o‘zgartirmasdan berk tizimni bir joydan ikkinchi joyga ko‘chirsak, uning hususiyatlari va harakat qonunlari o‘zgarmaydi: avvalgi joyida sodir bo‘ladigan hodisa bir hil sharoit yaratilganda fazoning ikkinchi joyida ham o‘zgarishsiz takrorlanadi. Bu natija fazoning barcha nuqtalarining hususiyatlari bir xil ekanligining isboti, ya’ni fazoning bir jinsliligini namoyon bo‘lishi demakdir.

Fazoning izotropligi shuni bildiradiki, undagi ixtiyoriy nuqtaga nisbatan olingan barcha yo‘nalishlarning hususiyatlari bir-biridan farq qilmaydi, ya’ni fazoda qaysi yo‘nalishni olib qaramaylik, ular bir-biriga muqobil. Mazkur muqobillik shunda nomoyon bo‘ladiki, bir hil sharoit yaratilganda jismlardan tashkil topgan berk tizimni (tadqiqot qurilmalarini, o‘lchash asboblarini, laboratoriyani va boshqalarni) istalgan burchakka burilsa, bu burish barcha kelgusi hodisalarining borishiga ta’sir etmaydi.

### ***a*) Energiyaning saqlanish qonuni – vaqt bir jinsliligi natijasi.**

Vaqtning bir jinsliligi, fazoning bir jinsliligi va izotropligini bilib olganimizdan so‘ng mexanikada energiya saqlanish qonunini isbot qilishga kirishamiz. Ma’lumki, mexanik sistema ustida bajarilgan ish kinetik energiyaning orttirmasiga teng, ya’ni

$$A_{12} = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} = E_2 - E_1 \qquad (3.57)$$

Navbatdagi mulohaza faqat bitta moddiy nuqtaga tegishli bo‘lib, moddiy nuqtalar tizimi uchun ham shunday yo‘l to‘g‘ri bo‘ladi. Potensial funktsiya u ning o‘zi koordinatagagina emas, balki vaqtga ham bog‘liq u=u(x,y,z,t). Potensial maydonda moddiy nuqtani ko‘chirishda bajarilgan ish quyidagi integral ko‘rinishda ifodalanadi:

$$A_{12} = -\int \left( \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy + \frac{\partial u}{\partial z} dz \right)$$

bunga $\frac{\partial u}{\partial t} dt$ ni qo‘shib va ayirib bajarilgan ishni topamiz:

$$A_{12} = -\int du + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

Integrallashdan so‘ng

$$A_{12} = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \qquad (3.58)$$

ifodani hosil qilamiz.
3.57 va 3.58 dan

$$E_2 - E_1 = u_1 - u_2 + \int \frac{\partial u}{\partial t} dt$$

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \quad . \qquad (3.59)$$

Biz bu xulosalarda vaqtning bir jinsliligi xossasidan va sistemaning berk tizimliligi shartidan foydalanmadik, Shuning uchun bu muloxazalar berk bo‘lmagan tizimlar uchun ham o‘rinlidir.

Faraz qilaylik, tizim berk tizim bo‘lsin, unda vaqtning bir jinsliligi uchun U funktsiya vaqtga oshkor bog‘liq bo‘lmaydi, ya‘ni $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$.
Natijada

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \qquad (3.60)$$

Bu tenglama mexanikada energiya saqlanish qonunini ifodalaydi.

Bu qonunning asosida vaqtning bir jinsliligi yotadi. Chunki ana shu xususiyat tufayli berk tizimdagi jarayonlarni sodir bo‘lish qonuniyati bu jarayonlarni vaqt bo‘yicha boshqa paytga ko‘chirilganda ham o‘zgarmaydi.

### ***b*). Impuls saqlanish qonuni – fazo bir jinsliligi natijasi**

Endi impulsning saqlanish qonunini isbotlaymiz. Faraz qilaylik, berk mexanik tizim berilgan bo‘lsin. Tizimga ta’sir qiluvchi kuchlar $F_1$, $F_2$, $F_3$, … ichki kuchlardan iborat bo‘lsin.

Tizimni 1 ixtiyoriy holatdan boshqa bir 2 ixtiyoriy holatga o‘tkazamiz. Unda tizimni tashkil qilgan barcha moddiy nuqtalar bir hil masofaga siljisin va ularning tezliklari yo‘nalish va miqdor jixatidan o‘zgarmay qolsin. Fazoning bir jinsligi sababli bunday siljishda ish bajarilmaydi: $(\mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + \mathbf{F_3}) \cdot \mathbf{r} = 0$. Demak, bu ish r ko‘chish qanday bo‘lishidan qat’iy nazar nolga teng bo‘ladi. Bundan berk tizim uchun $\mathbf{F_1} + \mathbf{F_2} + \ldots = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa Nyutonning II –qonunidan kelib chiqadigan impuls saqlanish qonunini ifodalaydi, ya’ni

$$dP = 0 \text{ yoki } \mathbf{P} = \text{const} \quad . \tag{3.61}$$

Demak, impulsning saqlanish qonuni fazoning bir jinsligi natijasidir, chunki fazoning ana shu xususiyati tufayli berk tizim bir butun holda ko‘chirilganda ham uning impulsi o‘zgarishsiz saqlanadi.

### *v*). Impuls momentining saqlanish qonuni bilan fazoning izotropligi orasidagi bog‘lanish.

Impuls momentining saqlanish qonuni ham berk tizim uchun xuddi impulsning saqlanish qonuni kabi isbotlanadi. Fazoning izotropligidan foydalanib tizimga ta’sir qiluvchi ichki kuch momentlarining geometrik yig‘indisi nolga teng ekanligini isbotlash mumkin:

$$\mathbf{M_1} + \mathbf{M_2} + \ldots = 0 \tag{3.62}$$

Bundan to‘g‘ridan-to‘g‘ri

$$d\mathbf{L} = 0 \text{ yoki } \mathbf{L} = \text{const} \tag{3.63}$$

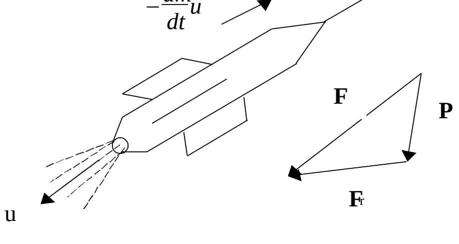
ekanligi kelib chiqadi. Bundan ko‘rinadiki, berk tizim impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligi natijasidir. Chunki fazoning ana shu hususiyatiga ko‘ra berk tizim butun holatda biror burchakka burilganda berk tizimning impuls momenti o‘zgarmaydi.

## 5. Saqlanish qonunlarining qo‘llanilishi
## O‘zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat

O‘zgaruvchan massali jism deganimizda klassik mexanika qonunlariga bo‘ysunib, o‘zining harakati davomida massasi o‘zgaradigan, ya’ni massasi kamayishi yoki ortishi mumkin bo‘lgan jism tushuniladi. Masalan, yoz kunlari ko‘chaga mashinalarda suv sepilishi, raketalar va reaktiv samolyotlarda yonilg‘i yonishi natijasida ularning massasi kamayadi. Erga har-xil meteoritlarning tushishi natijasida Erning massasi ortadi va hakozo. Ammo bunda tezlik ortishi bilan massa o‘zgarmaydi deb hisoblaymiz. Bu hollar uchun Nyutoning ikkinchi qonunini umumiy ko‘rinishda ifodalasak,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{\vartheta})}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\vec{a} \tag{3.64}$$

bo‘ladi.(6.7) formuladan ko‘rinadiki, massasi o‘zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o‘zgaradi, umumiy holda kuch yo‘nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga to‘g‘ri proportsianalligi saqlanmaydi. Agar kuch yo‘nalishi tezlik yo‘nalishi bilan bir yo‘nalishda yoki kuch tezlikka tik holatda yo‘nalsa, tezlanish bilan kuch bir yo‘nalishda bo‘ladi.



22-rasm

Biz yuqorida Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanib, o‘zgaruvchan massali jismga ta’sir etuvchi kuch ifodasini keltirdik. Endi impulsning o‘zgarishidan foydalanib, o‘zgaruvchan massali jism harakatini qarab chiqaylik. Buning uchun vaqt o‘tishi bilan massasi o‘zgaruvchi raketa harakati bilan tanishib chiqamiz.

Harakat davomida raketaning massa markazi o‘zgarmaydi.

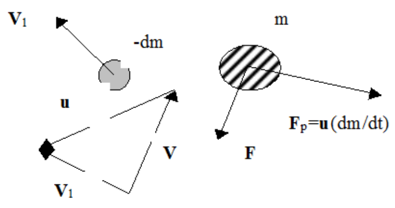
Raketada yongan yonilgidan hosil bo‘lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (22-rasm). Raketaga tasir etuvchi tashqi **F** kuch raketa og‘irligi **P** bilan muxitning qarshilik $\mathbf{F_k}$ kuchlarning yig‘idisiga teng.

Raketaning t vaqtdagi massasi m, uning shu vaqtdagi tezligi $\vartheta$ bo‘lsin. Bu vaqt raketaning impulsi $\mathbf{p_1} = m\vartheta$ bo‘ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi $v_1$ tezlik bilan ajralib chiqsin (23-rasm). t + dt vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impulsi

$$\mathbf{p_2} = [m - (-dm)] \cdot(\vartheta + d\vartheta) + (-dm) \cdot\vartheta_1$$

ga teng bo‘ladi.

Impulsning o‘zgarishi natijasida sistemaga tashqi kuchlar (og‘irlik va muxitning qarshilik kuchi) impulsi ta’sir etadi, ya’ni




23-rasm

$$\Delta p = p_2 - p_1 = [(m + dm)] \cdot(\vartheta + d\vartheta) - \vartheta_1 dm - m\vartheta = \mathbf{F}dt.$$

Qavsni ochib chiqib, dv dm ni juda kichik bo‘lgani uchun tashlab yuborib, hosil bo‘lgan ifodani dt ga bo‘lib yuborganimizda quydagi tenglik hosil bo‘ladi:

$$\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} - \vec{\vartheta}_1 \frac{dm}{dt} + \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} = \vec{F}$$

bundan

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F} + (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta})\frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u}\frac{dm}{dt} \qquad (3.64)$$

*bu o‘zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasini ifodalaydi. Bu Mesherskiy tenglamasi deyiladi.* $\boldsymbol{\vartheta_1 - \vartheta = u}$ *raketa bilan harakatlanuvchi sanoq sistemasiga nisbatan chiqayotgan gazning tezligi bo‘lib, u nisbiy tezlik deyiladi.*

(3.64) da $\frac{dm}{dt} = 0$ bo‘lsa, bu tenglik o‘zgarmas massali jism uchun Nyutonning ikkinchi qonuni ifodasiga o‘tadi.

(3.64) tenglikning o‘ng tomonidagi ikkinchi qo‘shiluvchi $\mathbf{u}\frac{dm}{dt} = \mathbf{F_r}$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta’sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e’tiborga olsak, (6.64) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \qquad (3.65)$$

Bu tenglamani umumiy holda echish ancha murakkab, chunki reaktiv kuchni hisoblash qiyin. Shuning uchun havosiz muhitda, ya’ni tashqi kuchlar mavjud bo‘lmaganda jism harakatini o‘rganishga Mesherskiy tenglmasini qo‘llaylik. Tashqi kuch nol bo‘lgani uchun (6.65) quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = -\vec{u}\frac{dm}{dt} \quad \text{yoki} \quad d\vec{\vartheta} = -\vec{u}\frac{dm}{m} \qquad (3.66)$$

"-" ishorasi harakatlar qarama - qarshi ekanligini ko‘rsatadi va bunda u = /**u**/ desak, (3.66) quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$d\vartheta = -u\frac{dm}{m},$$

Bu ifodani integrallasak,

$$\vartheta = -u\,\ell n\, m + C. \qquad (3.67)$$

Integrallash doimiysini aniqlash uchun quyidagicha boshlang‘ich shart qo‘yaylik, ya’ni t = 0 da $m = m_0$ va $\vartheta = 0$ bo‘lsin. U vaqtda $C = u\,\ell n\, m_0$ bo‘ladi. Buni (3.68) ga qo‘ysak,

$$\vartheta = -u\,\ell n\, m + u \ln m_0 = u\,\ell n\,(m_0/m)$$

yoki

$$\frac{m_0}{m} = e^{\frac{\vartheta}{u}} \qquad (3.69)$$

*Bu munosabatni Siolkovskiy formulasi deyiladi.*

Bu munosabatni klassik mexanika qonunlari asosida keltirib chiqardik va tadbiqini ko‘rdik.

Siolkovskiy formulasi raketaga ma’lum $\vartheta$ tezlik berish uchun zarur bo‘lgan yonilg‘i zapasini hisoblashga imkon beradi. Tezliklar nisbatining turli kiymatlari uchun boshlang‘ich massa ($m_0$) ni oxirgi massa (m) ga nisbatini (3.70) formulada hisoblangan qiymatidan ko‘rinadiki, raketalar katta tezlikka ega bo‘lishi uchun raketa bilan yonmay (zapasda) turgan yonilgining m massasini kamaytirish kerak. Shuning uchun ham o‘z davrida Siolkovskiy taklif qilgan boskichli raketalardan hozirgi davrda kosmik kemalarni uchirishda keng foydalanilmoqda.

Jismga Er sirtidan $v_1$ = 7,9 km/s tezlik berilganda Erning sun’iy yo‘ldoshi sifatida $v_2$=11,2 km/s tezlik berilganda Quyoshning sun’iy yo‘ldoshi sifatida, Quyosh sistemasidan butunlay chiqarib yuborish uchun esa $v_3$ = 42,2 km/s tezlik berish kerak (Bu hisoblar maktab fizika darsligida to‘la bayon etilgan).

## Sharlarning elastik va noelastik urilishi.

*1. Absolyut noelastik va elastik urilishlar.*

Urilish - fazoning kichik sohasida jismlarning qisqa vaqtli o‘zaro ta’sirlashish jarayonidir. Masalan, diametrlari 10 sm dan bo‘lgan ikki po‘lat shar bir - biriga qarab 5 m/s tezlik bilan yaqinlashib to‘qnashganda o‘zaro ta’sir 0,0005 s chamasi davom etadi, holos. Lekin to‘qnashish jarayonida sharlarning bir-biriga tegish sohasida nihoyat katta kuchlar namoyon bo‘ladi. Xususan, yuqorida qayd qilingan misolda urilish chog‘ida ta’sir etadigan kuchning miqdori 40000 N dan ortib ketadi. Urilish chog‘ida jismlar deformatsiyalanadi. Natijada bir - biriga urilayotgan jismlar kinetik energiyalarining barchasi yoki bir qismi elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga va jismlarning ichki energiyasiga aylanishi mumkin. Ichki energiyaning ortishi jismlar temperaturasining ko‘tarilishida namayon bo‘ladi. Urilishlarning ikki chegaraviy ko‘rinishlari bilan tanishaylik.

### a). Absolyut noelastik urilish.

Loy, plastilin, qo‘rg‘oshin kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi. Absolyut noelastik urilishning xarakterli hususiyatlari quyidagilar:

a) urilishda vujudga kelgan jismlar deformatsiyasi saqlanadi; b) deforomatsiya potensial energiyasi vujudga kelmaydi;
v) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformatsiyalanishiga sarf bo‘ladi. Deformatsiya saqlanganligi tufayli energiyannig mazkur qismi kinetik

energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda energiyani bu qismini deformatsiya ishi deb ataladi;

g) urilishdan so‘ng jismlar umumiy tezlik bilan harakatlanadi yoki nisbiy tinch xolatda bo‘ladi.

Shuning uchun absolyut noelastik urilishda faqat impulsning saqlanish qonuni bajariladi. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmaydi.

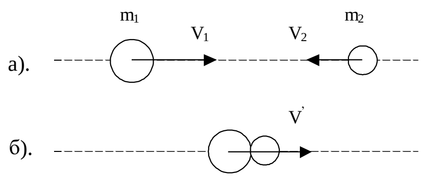
Masalan $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan sharlar $\boldsymbol{\vartheta_1}$ va $\boldsymbol{\vartheta_2}$ tezliklar bilan harakatlanib, absolyut noelastik to‘qnashsin. $\boldsymbol{\vartheta_1}$ va $\boldsymbol{\vartheta_2}$ lar sharlarning markazlarini birlashtruvchi tug‘ri chiziq bo‘ylab yo‘nalgan. Urilishdan keyingi tezlikni **V'** bilan belgilab ikki shardan iborat berk sistema uchun impulsning saqlanish qonunini yozaylik : [10]

$$m_1\boldsymbol{\vartheta}_1 + m_2\boldsymbol{\vartheta}_2 = (m_1+m_2)\,\mathbf{V}'$$

bundan

$$V' = \frac{m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2}{m_1 + m_2} \tag{3.71}$$

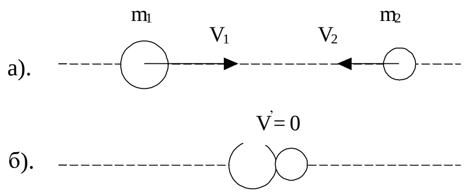
Mazkur ifoda asosida quyidagi hulosalarga kelamiz:



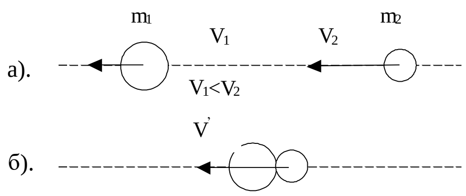

24-rasm

a) sharlar bir - biriga qarab harakatlansa (24-rasm), urilishdan so‘ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo‘nalishi $/m_1\vartheta_1/$ va $/m_2\vartheta_2/$ larga bog‘liq.

b) sharlar bir - biri tomon harakatlansa, lekin $/m_1\vartheta_1/ = /m_2\vartheta_2/$ bo‘lsa (25-rasm), urilishdan so‘ng sharlar mexanik harakatlarini davom ettirmaydi , ya’ni V' = 0;




25-rasm




26-rasm

v) sharlar bir tomonga harakatlansa (26-rasm), urilishdan so‘ng ham ular o‘sha tomon harakatlarini davom ettiradi. [11]

Urilishgacha sharlar ega bo‘lgan umumiy kinetik energiya $\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2^2}{2}$

va urilishdan keyingi umumiy kinetik energiyaning $\frac{m_1 + m_2}{2} * (V')^2$ farqi diformatsiya ishiga ($A_d$) teng:

---

[10] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-88

[11] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-74-76

$$A_D = \frac{m_1\vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2^2}{2} = \frac{m_1 + m_2}{2} * (V')^2 \qquad (3.71)$$

Bundagi V′ o‘rniga uning qiymati (8.7) ni qo‘ysak va bir qator matematik amallardan so‘ng quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$A_D = \frac{m_1 + m_2}{2(m_1 + m_2)} * (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2 \qquad (3.72)$$

Agar to‘qnashayotgan shismlardan biri qo‘zg‘almas bo‘lsa, (6.72) ifoda yanada soddaroq ko‘rinishga keladi. Masalan: $\vartheta_2 = 0$ deb olsak,

$$A_D = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} * (\vartheta_1)^2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * \frac{m_1\vartheta_1^2}{2} \qquad (3.73)$$

bo‘ladi. Agar urilishgacha birinchi jismning kinetik energiyasi $\frac{m_1\vartheta_1^2}{2}$ ekanligini e’tiborga olsak, (3.73) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A_D = \frac{m_2}{m_1 + m_2} * E_1 \qquad (3.74)$$

Shuning uchun kattaroq deformatsiyalarni hosil qilish lozim bo‘lgan hollarda (Masalan: temirchilikda) qo‘zg‘almas jism massasi ($m_2$) uruvchi jismning massasi ($m_1$) dan kattaroq bo‘lgani qulayroqdir. Aksincha, mix yoki qoziq qoqishda bolg‘aniing massasi ($m_1$) mix yoxud qoziqnikidan kattaroq bo‘lgani maoqul.

***b). Absolyut elastik urilish.***

Fil suyagi kabi moddalardan iborat jismlarning urilishi absolyut elastik urilishga ancha yakin bo‘ladi. Absolyut elastik urilishning xarakterli hususiyatlari quyidagilar:

a) urilish chog‘ida jismlarning elastik deformatsiyalanishi vujudga keladi, lekin urilishdan so‘ng butunlay yo‘qoladi, ya’ni jismlarning shakli tiklanadi;

b) jismlarning deformatsiyalanishida kinetik energiya qisman (yoki to‘liq) elastik deformatsiyaning potentsiyal energiyasiga aylanadi, jismlar o‘z shakllarini tiklayotganda esa yana kinetik energiyaga aylanadi, kinetik energiya boshqa turdagi energiyalarga, xususan ichki energiyaga aylanmaydi;

v) urilishdan so‘ng jismlar birgalikda harakatlanmaydi.

Absolyut elastik urilishda sistema impulsining saqlanish qonuni va sistema mexanik energiyasining saqlanish qonuni bajariladi. Mazkur qonunlar massalari $m_1$ va $m_2$ bo‘lgan sharlarning markaziy urilishi uchun quyidagicha yoziladi:

$$m_1\vartheta_1 + m_2\vartheta_2 = m_1 V_1^1 + m_2 V_2^1, \qquad (3.75)$$

$$\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} + \frac{m_2\vartheta_2^2}{2} = \frac{m_1(V_1^1)^2}{2} + \frac{m_2(V_2^1)^2}{2}. \qquad (3.76)$$

Bu tenglamalardagi $\vartheta_1$ va $\vartheta_2$ sharlarning to‘qnashishidan oldingi, $V'_1$ va $V'_2$ esa urilishdan keyingi tezliklari. (3.75) va (3.76) ni birgalikda echib

$$V_1^1 = \frac{2m_2\vartheta_2 \pm (m_1 - m_2)\vartheta_1}{m_1 + m_2}, \quad V_2^1 = \frac{2m_1\vartheta_1 \pm (m_1 - m_2)\vartheta_2}{m_1 + m_2} \qquad (3.78)$$

ifodalarni hosil qilamiz.[12]

Ba'zi xususiy hollarni muhokama qilaylik.

1. Sharlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $\vartheta_2 = 0$. U holda (3.78) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1^1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\vartheta_1, \qquad V_2^1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}\vartheta_1 \tag{3.79}$$

Demak, urilishdan keyingi sharlar tezliklarining kattaliklari ular massalarini nisbatiga bog'lik bo'ladi. Agar sharlardan birining massasi ikkinchisiga nisbatan nihoyat katta, ya'ni $m_2 >> m_1$ shart bajarilsa,

$$V_1' = -V_2' \;, \quad V_2' = 0 \tag{3.80}$$

bo'ladi. Bunday hol elastik shar devorga (devorni massasi va radiusi nihoyat katta deb hisoblanadi) urilganda amalga oshishi mumkin. Shuning uchun devorga urilgan shar tezligining qiymati saqlanadi, yo'nalishi esa teskarisiga o'zgaradi. Boshqacha qilib aytganda, shar devordan elastik ravishda orqaga qaytib ketadi.

2. Massalari teng (ya'ni $m_1 = m_2$) bo'lgan sharlar bir - biri bilan to'qnashgan holda (3.81) ifodalar

$$V_1' = \vartheta_2 \;, \quad V_2' = \vartheta_1$$

ko'rinishga keladi. Demak, sharlar tezliklarini ayriboshlaydi (almashtiradi).[13]

7.3-masala. **Vagonlar to'qnashishadi: Impuls saqlanadi.** 10 tonnalik *A* vagon 24,0 m/s tezlik bilan harakatlanib, tinch turgan huddi shunday *B* vagon bilan to'qnashadi. Agar to'qnashishdan so'ng vagonlar bir-biri bilan ulansa, u holda ularning natijaviy tezligi

7.3–masala rasmi

qanday bo'ladi? 7.5-rasmga qarang.

---

[12] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-90

[13] The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-87

**YECHISHGA YONDASHISH**. Biz o‘z sistemamizni shunday olamizki, unda faqat ikkita vagon qatnashsin. Biz juda qisqa vaqt intervalini ko‘ramiz: to‘qnashish boshlanishidan to oxirigacha, bunda ishqalanish kabi tashqi kuchlarni hisobga olmaymiz. So‘ngra impulsning saqlanish qonunini tatbiq etamiz.

**YECHISH**. Boshlang‘ich to‘liq impuls quyidagicha

$$p_o = m_A v_A + m_B v_B = m_A v_A,$$

chunki, boshlang‘ich holatda $B$ vagon tinch turgan edi ($v_B=0$). O‘ng tomonga yo‘nalishni $+x$ yo‘nalish deb olamiz. To‘qnashishdan so‘ng ikkala vagon birlashib qoladi, shuning uchun ularning tezliklari bir xil bo‘ladi. Uni $v'$ deb belgilaymiz. U holda to‘qnashishdan keyingi to‘liq impuls quyidagiga teng bo‘ladi

$$p = (m_A + m_B)v'.$$

Biz hech qanday tashqi kuch yo‘q deb faraz qildik, shuning uchun impuls saqlanadi:

$$p_o = p$$

$$m_A v_A = (m_A + m_B)v'.$$

$v'$ ni topib quyidaginin olamiz

$$v' = \frac{m_A}{m_A + m_B} v_A = \left(\frac{10^5}{10^5 + 10^5}\right) \cdot 24{,}0 = 12{,}0 \text{ m/s},$$

o‘ngga. To‘qnashishdan keyingi vagonlarning birgalikdagi tezligi $A$ vagonnong boshlang‘ich tezligining yarmiga teng

**IZOH**. Biz belgilashlarni oxirigacha bir xil ushladik, shuning uchun boshqa (bog‘langan) holatlardagi tenglamalarda ham foydalanishimiz mumkin.

**IZOH**. Biz yuqurida ishqalanishni islatmadik. Nima uchun? Chunki, biz to‘qnashishgacha va undan keyingi tezlikni juda qisqa vaqt intervalida olamiz va bu qisqa vaqt oralig‘ida ishqalanish ortib ulgurmaydi, shuning uchun inobatga olinmaydi (biroq, uzoq vaqt emas, chunki ishqalanish hisobiga vagonlar sekinlashadi).

**C mashq**. 7.3-masalada $m_A=m_B$, shuning uchun oxirgi tenglamada $m_A/(m_A+m_B)=1/2$. U holda $v'=v_A/2$. Quyidagi hollarda siz qanday natija olasiz: ($a$) $m_B=3m_A$, ($b$) $m_B$ $m_A$ dan judayam katta ($m_B >> m_A$), ($c$) $m_B << m_A$.

**D mashq**. 50 kg li bola prichal bo‘ylab 2,0 m/s tezlik bilan (gorizontal) yugurdi va massasi 150 kg bo‘lgan shlyupkaga o‘tirdi. Shlyupka prichaldan qanday tezlik bilan uzoqlashadi?

Impulsning saqlanish qonuni jismlarning to‘qnashishi va portlashlarning ayrim turlari kabi yetarlicha sodda bo‘lgan sistemalar bilan ko‘rayotganimizda ayniqsa foydalidir. Masalan, 4 bobda ko‘rilgan *reaktiv dvigatel* ni ta’sir va reaksiya asosida tushunish mumkin, shuningdek, impuls saqlanish qonuni asosida ham tushuntirilishi mumkin. Biz raketa va uning yoqilg‘isini birgalikda berk sistema sifatida ko‘rishimiz mumkin, agarda u uzoq

**26-1 – rasm.** (*a*) Tinch holatdagi raketa yoqilg‘isi bilan biror sanoq sistemasida; (*b*) Xuddi shu sanoq sistemasida orqa tomonidan olov va gazlar chiqayotgan raketa. Yig‘indi impuls vektori $\vec{p}_{gaz}+\vec{p}_{raketa}$ o‘zgarmas qoladi.

koinotda joylashgan bo‘lsa (tashqi kuchlar yo‘q). Raketa bilan bog‘liq sistemada, undan yoqilgi chiqib ketishiga qadar, raketa va uning yoqilg‘isining to‘liq impulsi nolga teng bo‘ladi. Yoqilg‘i yona boshlaganda to‘liq impuls o‘zgarmay qoladi, gazlarning orqaga yo‘nalgan impulsi raketa tomonidan olingan uning oldinga yo‘nalgan impulsi bilan muvozanatlashadi (7.6-rasmga qarang). Shunday qilib, raketa bo‘shliqda tezlashadi. Chiqib ketayotgan gazning Yer yoki havodan itarilishiga zarurat yo‘q (ba’zida shunday deb hato o‘ylashadi). Berk (deyarli) sistemalarda impulsning saqlanishi bajariladigan misollar sifatida to‘pponchadan o‘q otilgandagi orqaga tepki berishni (7.5-masala) va qayiqdan nimadir uloqtirilganda uning harakatlanishini olishimiz mumkin.

7.4-konseptual masala. **Chananing tezlashishi yoki sekinlashishi.** (*a*) Bo‘sh chana ishqalanishsiz muzda sirpanayotganida, unga Syuzan daraxtdan vertikal qulab tushdi. U chanaga kelib tushganda chananing tezligi pasayadimi yoki u avvalgi tezligini saqlab qoladimi? (*b*) Keyinchalik Syuzan chanadan yon boshga dumalab tushadi. U dumalab tushganda chana tezlashadimi, sekinlashadimi yoki avvalgi tezligini saqlab qoladimi?

**JAVOB**. (*a*) Syuzan chanaga vertikal qulagani uchun u boshlang‘ich gorizontal impulsga ega bo‘lmaydi. Shunday qilib, chanaga qulab tushgandan keyingi to‘liq gorizontal impuls boshlang‘ich holatdagisiga teng. Sistemaning massasi oshganligi sababli tezlik kamayishi kerak.

(*b*) Qulash vaqtida Syuzan xuddi chanada bo‘lgandagi kabi gorizontal tezlik bilan harakatlanadi. Chanani tark etish vaqtida u bundan bir oz avvalgi momentdagi impuls kabi impulsga ega bo‘ladi. Chunki, uning impulsi ham, chananiki ham o‘zgamaydi (to‘liq impuls saqlanadi); chana avvalgi tezligini saqlaydi.

7.5-masala. **Miltiqning orqaga tepki berishi.** 20 g massali o‘qni 620 m/s tezlik bilan ota oladigan 5,0 kg massali miltiqning orqaga tepki berish tezligi hisoblansin .

7.5–masala rasmi

**YECHISHGA YONDASHISH**. Bizning miltiq-o‘q sistemamiz tepki bosilishidan avval tinch holatda turibdi. Tepki bosilgandan so‘ng o‘qning gilzasi ichda portlash sodir bo‘ladi. Biz faqatgina o‘q stvolni tashlab chiqib ketgan holdagi miltiq va o‘q sistemasini ko‘ramiz (7.7 b-rasm). O‘q o‘ngga harakatlanadi (+$x$), miltiq esa chapga sapchib ketadi. Portlashning juda qisqa vaqt oralig‘ida biz, tashqi kuchlarni poroxning portlashi hisobiga hosil bo‘luvchi kuchlarning ta’siriga nisbatan kichik deb faraz qilamiz. Shunday qilib, biz impulsning saqlanish qonunini hech bo‘lmaganda taxminan qollashimiz mumkin.

**YECHISH**. $B$ indeks o‘qni $R$ indeks esa miltiqni ifodalasin; oxirgi tezliklar esa shtrixlar bilan ifidalangan. U holda $x$ o‘q bo‘yicha impulsning saqlanish qonuni quyidagicha bo‘ladi:

o‘q otilgunga qadar impuls = o‘q otilgandan keyingi impuls

$$m_B v_B + m_R v_R = m_B v_B' + m_R v_R'$$

$$0 \quad + \quad 0 = m_B v_B' + m_R v_R'.$$

Noma’lum $v_R'$ o‘zgaruvchiga nisbatan yechib quyidagini olamiz

$$v_R' = -m_B v_B' / m_R = -2{,}5 \text{ m/s}.$$

Miltiqning massasi o‘qning massasidan ancha katta bo‘lgani uchun, uning (orqaga tepki) tezligi o‘qning tezligidan ancha kichikdir. Minus ishora shuni ko‘rsatadiki, miltiqning tezligi (va impulsi) $x$ o‘qining manfiy yo‘nalishi bo‘yicha, ya’ni o‘qning yo‘nalishiga teskari yo‘nalgangan bo‘ladi.[14]

ADABIYOTLAR:


1. The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012. P-1180.
2. The physics Handbook. Fundamentals and Key equations. By Charles P.Poole, Jr. Hew York, 2001
3. Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume
4. Xaydarov A.X., Xomidov T.X. “Fizika kursi”. 2.q. F. O‘qituvchi. 2008y.


## 4- Mavzu Qattiq jismlar fizikasi

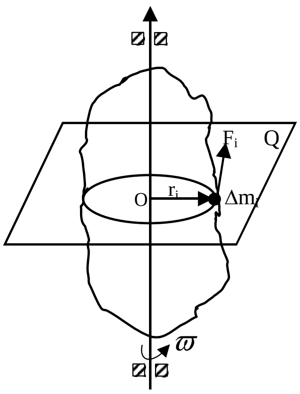
### Darsning maqsadi va vazifalari

[14] Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume 1 p-174-176

4.1. Kinematika
4.2 Statika
4.3 Dinamika
4.4 Inersiya va impuls moment
4.5 Ish, energiya va quvvat
4.6 Giroskop nazariyasini bilish

### 4.1-§. Kuch momenti va impuls momenti

Bir-biriga nisbatan siljimaydigan moddiy nuqtalar to‘plami ***qattiq jism*** deb yuritiladi. Tashqi kuch ta’sirida deformatsiyalanmaydigan jism ***absolyut qattiq jism*** deyiladi.




27. - rasm

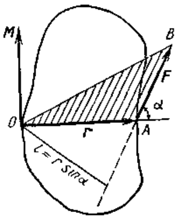
Ixtiyoriy shakldagi qattiq jism qo‘zg‘almas OZ o‘q atrofida *F* kuch ta’sirida aylanayotgan bo‘lsin. Uning zarralari markazi OZ o‘qda yotgan aylanalar chizadi. Jismni kuch qo‘yilgan nuqta chizgan aylanaga urinma bo‘lgan *F* kuch aylantiradi. *F* kuchning ta’siri faqat uning kattaligiga bog‘liq bo‘lmay, u qo‘yilgan *A* nuqtadan aylanish o‘qigacha bo‘lgan masofa $\vec{r}$ ga ham bog‘liqdir. $\vec{F}$ ***aylantiruvchi kuchning kuch qo‘yilgan nuqtadan aylanish o‘qigacha bo‘lgan masofa -*** $\vec{r}$ ***-radius - vektorga ko‘paytmasi aylantiruvchi kuchning momenti deb ataladi*** va *M* harfi bilan belgilanadi:

$$\vec{M} = \vec{F} \cdot \vec{r} \qquad (4.1)$$

*M* ning moduli

$$M = Fr\sin\alpha = Fl \qquad (4.2)$$

3.2 – rasm.

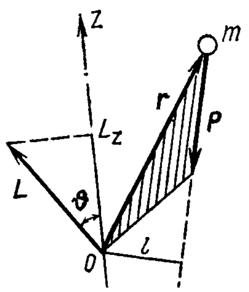



28-rasm

ifoda yordamida aniqlanadi. 28-rasmda, *O* nuqtadan tushirilgan perpendikulyarning uzunligi *l* = r sinα bo‘ladi va uni *F* kuchning *O* nuqtaga nisbatan ***yelkasi*** deb ataladi. α - *F* bilan r orasidagi burchak. *M* ning moduli *OAV* uchburchak (rasmda shtrixlangan) yuzaning ikkilanganiga teng. *M* vektorning yo‘nalishini o‘ng vint qoidasi asosida aniqlanadi. *O* nuqtaga joylashgan o‘ng vintni $\vec{r}$ dan $\vec{F}$ ga tomon burganimizda vint ilgarilanma harakatining yo‘nalishi *M* ning yo‘nalishini ko‘rsatadi.

Jismning harakat tezligi $\vec{\upsilon}$, impulsi $\vec{p}$ va uning fazodagi o‘rnini ifodalovchi radius - vektor $\vec{r}$ bo‘lsin (4.3-rasm). Moddiy nuqtaning berilgan *O* nuqtaga nisbatan impuls momenti deganda, radius-vektorni impuls vektoriga vektor ko‘paytmasi tushuniladi:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}]. \qquad (4.3)$$




29 – rasm.

L vektorining yo‘nalishini, *M* ga o‘xshab o‘ng vint qoidasi asosida topiladi. *0* nuqtaga joylashtirilgan o‘ng vint $\vec{r}$ dan *R* yo‘nalishiga burilganda vintning ilgarilanma harakati $\vec{L}$ ning yo‘nalishini ko‘rsatadi $\vec{L}$ ning modulini

$$L = r\,p\left|\sin(\vec{r}\vec{p})\right| = lp \qquad (4.4)$$

deb yozish mumkin.

### 3.2-§. Qattiq jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti. Shteyner teoremasi

Qattiq jismning aylanma harakatini o‘rganishda inersiya momenti tushunchasidan foydalanamiz. Qattiq jism *i*-elementar bo‘lakchasining massasi ($\Delta m_i$) bilan aylanish o‘qidan *0* nuqtagacha bo‘lgan masofa ($r_i$) kvadratining ko‘paytmasi

$$I_{Zi} = \Delta m_i r_i^2 \qquad (4.5)$$

ni *i* - elementar bo‘lakchaning *OZ* o‘qqa nisbatan ***inersiya momenti*** deb ataladi (4.1-rasm). *n*-ta elementar bo‘lakchalardan tashkil topgan sistemaning inersiya momenti elementar inersiya momentlarining yig‘indisiga teng, ya’ni

$$I_Z = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \qquad (4.6)$$

SI da inersiya momenti $kg{\cdot}m^2$ (kilogramm-metr kvadrat) larda o‘lchanadi. Qattiq jism uchun (3.6) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$I = \int_V r^2 dm \qquad (4.7)$$

Integral qattiq jism egallagan butun hajm bo‘yicha olinadi. Jismning berilgan nuqtadagi zichligi $\rho$ = *const*, ya’ni jism bir jinsli bo‘lsa,

$$I = \rho\int_V r^2 dV \qquad (4.8)$$

hosil bo‘ladi.

(4.8) ifoda har qanday qattiq jismning istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momentini aniqlash imkoniyatini beradi. Misol tariqasida ba’zi jismlarning inersiya momentlarini aniqlashni ko‘raylik.

1. Devori juda yupqa trubaning halqa markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = mR^2$$

2. Devorlari qalin trubaning markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{1}{2}m\left(R_1^2 + R_2^2\right)$$

Trubaning $R_1$ va $R_2$ ichki va tashqi devorlarining radiuslari.

3. Butun silindr (disk) ning markazidan o‘tgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{1}{2} m R^2$$

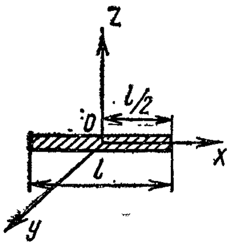
4. Butun sharning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{2}{5} m R^2$$

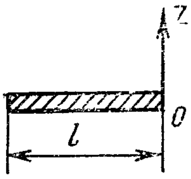
5. Sferaning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti

$$I = \frac{2}{3} m R^2$$

6. $l$ - uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va massalar markazidan o‘tuvchi *OZ o‘q*qa nisbatan inersiya momenti (30-rasm).




30-rasm




**31 – rasm.**

7. $l$ uzunlikdagi ingichka sterjenning uzunligiga tik va uning bir uchidan o‘tuvchi *OZ* o‘qqa nisbatan inersiya momenti (31-rasm).

$$I = \frac{1}{3} m l^2$$

Agar berilgan jismning massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti aniqlangan bo‘lsa, bu o‘qqa parallel istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti aniqlash uchun Shteyner teoremasidan foydalanamiz. U quyidagicha ta’riflanadi: ***berilgan jismning istalgan o‘qqa nisbatan inersiya momenti, I shu o‘qqa parallel va S - jism massalar markazidan o‘tuvchi o‘qqa nisbatan inersiya momenti*** $I_c$ ***bilan jism massasining o‘qlar orasidagi masofa kvadratiga ko‘paytmasining yig‘indisiga teng:***

$$I = I_c + m a^2 \qquad (4.9)$$

## 4.3-§. Aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi

27-rasmga qarasak *OZ* o‘q atrofida aylanayotgan qattiq jismning biror i-bo‘lakchasining kinetik energiyasi

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i \upsilon_i^2}{2} \qquad (4.10)$$

tenglama bilan ifodalanishini bilamiz. Bu yerda $\Delta m_i$ va $\upsilon_i$ - mos ravishda $i$-bo‘lakchaning massasi va chiziqli tezligidir. Chiziqli tezlik bilan burchakli tezlik o‘rtasidagi bog‘lanishni eslasak ($\upsilon_i = \omega r_i$) va buni (3.10) ga qo‘ysak

$$\Delta W_{ki} = \frac{\Delta m_i r_i^2}{2}\omega^2 \qquad (4.11)$$

hosil qilamiz.

Qattiq jism kinetik energiyasi uni tashkil etuvchi hamma bo‘lakchalar kinetik energiyalarining yig‘indisidan iborat

$$W_k = \sum \Delta W_{ki} = \frac{1}{2}\omega^2 \sum \Delta m_i r_i^2 \qquad (4.12)$$

(4.6) ga asosan $\sum \Delta m_i r_i^2 = I_z$ jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti ekanligini e’tiborga olsak,

$$W_k = \frac{I_Z \omega^2}{2} \qquad (4.13)$$

ifoda hosil bo‘ladi.

Demak, qo‘zg‘almas o‘q atrofida aylanayotgan qattiq jismning **kinetik energiyasi shu jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momentining burchak tezlik kvadratiga ko‘paytmasining yarmiga teng**.

Agar jism qo‘zg‘aluvchan o‘qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, ya’ni ham aylanma, ham ilgarilanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi aylanma va ilgarilanma harakat kinetik energiyasining yig‘indisi orqali aniqlanadi.

$$W_k = \frac{I_Z \omega^2}{2} + \frac{m\upsilon_м^2}{2} \qquad (4.14)$$

bunda $\upsilon_m$ - massa markazi ilgarilanma harakatning tezligi.

### 4.4-§. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni

27-rasmdagi aylanayotgan qattiq jismning tekshirilayotgan elementar bo‘lakchasi impulsining $OZ$ o‘qqa nisbatan momenti ($L_{zi}$) (4.4) munosabatga asoslanib hisoblanadi.

$$L_{zi} = P_i r_i = \Delta m_i r_i \, \omega r_i = \Delta m_i r_i^2 \omega \qquad (4.15)$$

Bu ifodani qattiq jismning barcha elementar bo‘lakchalari uchun qo‘llab, so‘ng ularning yig‘indisini olsak, jism impulsining $OZ$ o‘qqa nisbatan momentini hosil qilamiz:

$$L_Z = \sum_{i=1}^{n} L_{Zi} = \omega \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 . \qquad (4.16)$$

Bunda ω=sonst bo‘lganligi uchun yig‘indi belgisidan tashqariga chiqarib yozdik. (3.16) bilan (3.6) ifodani birlashtirib

$$L_z = I_z \, \omega \qquad (4.17)$$

ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, **qattiq jism impulsining qo‘zg‘almas aylanish o‘qiga nisbatan momenti jismning shu aylanish o‘qqa nisbatan inersiya momenti bilan burchak tezlik ko‘paytmasiga teng ekan**.

Ikkinchi tomondan $L_{zi} = [r_i R_i]$ ekanligini eslab, unda vaqt bo‘yicha differensiallash amalini bajarsak:

$$\frac{dL_Z}{dt} = \frac{d}{dt}[r_i P_i] \qquad (4.18)$$

$r=const$ bo‘lganda $\frac{dP_i}{dt} = F_i$ ga teng deb olib bularni (3.18) ga qo‘yamiz va yig‘indiga o‘tib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{dL_Z}{dt} = \sum_{i=1}^{n}[r_i F_i] = \sum_{i=1}^{n} M_{Zi} \qquad (4.19)$$

(3.17) va (3.19) ifodalarni solishtirsak

$$\frac{d}{dt}(I_Z \omega) = M_Z \qquad \text{yoki} \qquad M = I_Z \varepsilon \qquad (4.20)$$

Bu yerda $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ teng bo‘lib, burchak tezlanishdir.

(4.20) ***munosabat qattiq jismning qo‘zg‘almas o‘q atrofidagi aylanma harakatning asosiy tenglamasi deb yuritiladi. U quyidagicha ta’riflanadi: Ixtiyoriy qo‘zg‘almas aylanish o‘qiga nisbatan jism inersiya momenti bilan burchak tezlanishning ko‘paytmasi jismga ta’sir etayotgan kuchlarning shu o‘qqa nisbatan momentlarining algebraik yig‘indisiga teng.***

Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan ($\sum \vec{F} = m\vec{a}$) tezlashuvchi jism, unga ta’sir etuvchi teng ta’sir qiluvchi kuchga egadir. Aylana bo‘ylab harakatlanuvchi jismni, masalan ipga bog‘langan sharchani, aylana bo‘ylab harakatini ushlab turish uchun unga kuch qo‘yilishi shart. Ya’ni markazga intilma tezlanish berish uchun zarur bo‘lgan teng ta’sir etuvchi kuch. Kerak bo‘lgan kuchning qiymatini Nyutonning ikkinchi qonunini kuchning normal tashkil etuvchisiga ishlatib hisoblash mumkin, ya’ni $\sum F_n = ma_n$, bu yerda $a_n$ – markazga intiluvchi tezlanish, $a_n = v^2/r$ va $F_n$ – tik yo‘nalishdagi umumiy (yoki teng ta’sir etuvchi) kuch:

$$\sum F_n = ma_n = mv^2/r.$$

Aylana bo‘ylab tekis harakat uchun ($v$=const), tezlanish $a_n$ ga teng va u har doim aylananing markazi tomonga yo‘nalgan

31.1 – rasm. Jismni aylana bo‘ylab harakatda ushlab turish uchun kuch kerak. Agar tezlik o‘zgarmasa, kuch aylananing markazi tomonga yo‘naladi.

bo‘ladi. Shuning uchun *teng ta’sir etuvchi kuch ham aylananing markazi tomon yo‘nalgan bo‘lishi shart* (31.1–rasm). Teng ta’sir etuvchi kuch zarurdir, chunki agar jismga teng ta’sir etuvchi kuch ta’sir etmasa, u aylana bo‘ylab harakatlanmaydi, balki huddi Nyutonning birinchi qonunida aytilganidek tog‘ri chiziq bo‘ylag harakatlanadi. Teng ta’sir etuvchi kuchning yo‘nalishi uzluksiz shunday o‘zgarib turadiki, u har doim aylana markaziga yo‘nalgan. Bu kuchni ba’zan markazga intilma kuch (“markazga yo‘nalgan”) ham deb ataladi. Biroq, “markazga intilma kuch” kuchning yangi turi ekanligini ko‘rsatmaydi. “Markazga intilma kuch” termini faqatgina aylana bo‘ylab harakatni ta’minlab beruvchi teng ta’sir etuvchi kuchning *yo‘nalishini* tavsiflaydi holos: teng ta’sir etuvchi kuch aylana markaziga tomon yo‘nalgan. Kuch *boshqa jismlarga qo‘llanishi shart*. Masalan, ipga bog‘langan sharchaning aylana bo‘ylab harakatida siz ipni tortasiz, ip esa sharchaga kuch bilan ta’sir qiladi. (Sinab ko‘ring). Bu yerda “markazga intilma kuch” ipga taranglik beruvchi markazga intilma tezlanishni ta’minlaydi. Boshqa hollarda bu kuch og‘irlik kuchi (masalan, Oyda), normal kuch yoki elektr kuchi bo‘lishi mimkin.

Ko‘p tarqalgan yanglishish mavjud, ya’ni aylana bo‘ylab harakatlanayotgan jismga markazdan qochma (“markazdan qochish”) deb ataluvchi tashqi kuch ta’sir qiladi. Bu esa noto‘g‘ri: jismni aylantiruvchi hech qanday *tashqi kuch mavjud emas*. Masalan, uchiga sharcha bog‘langan ipni boshi uzra aylantirayotgan insonni ko‘ramiz (31.2–rasm). Agar qachondir siz shunday qilgan bo‘lsangiz, u holda siz qo‘lingizga tashqariga tortuvchi kuch ta’sir etayotganini his qilasiz. Noto‘g‘ri faraz, sharchani tortuvchi tashqi ta’sir kuchi “markazdan qochma” deb qaralganda va ip orqali qo‘lingizga uzatilganda paydo bo‘ladi. Bu har doim ham ro‘y beravermaydi. Sharchani aylana bo‘ylab harakatda ushlab turish uchun siz ipni *ichkariga* qarab tortishingiz kerak, ip esa bu ichki kuchni sharchaga ko‘rsatadi. Sharcha ipga moduli teng va qarama-qarshi yo‘nalgan kuch bilan ta’sir qiladi (Nyutonning uchinchi qonuni), *bu esa* qo‘lingiz sezayotgan tashqi kuchdir (31-2-rasmga qarang).

31.2 – rasm. Ipning uchiga bog‘langan sharchaning aylanma harakati (pastdan yuqoriga qarash kerak).

31.2–rasmdagi *sharchaga* ip tomonidan ta’sir qilayotgan kuch, siz tomondan ipga ko‘rsatiladigan *ichki* ta’sirga olib keladi. Sharga markazdan qochma kuch ta’sir etmasligining yaqqol isbotlaridan biri ko‘rish uchun, ipni qo‘yib yuborganingizda nima bo‘lishini ko‘rib o‘tamiz. Agar markazdan qochma kuch ta’sir etganda edi huddi 31.3*a*–rasmda ko‘rsatilgandek sharcha tashqariga uchib ketar edi. Biroq, bunday emas; sharcha ipdan uzilgan momentda traektoriyaga urinma bo‘ylab tezlik yo‘nalishida harakatlanadi (31.3*b*–rasm), chunki ichki kuch boshqa ta’sir etmaydi. Bajar va o‘zing ko‘r.

31.3 – rasm. Agar markazdan qochma kuch mavjud bo‘lsa, u holda aylana bo‘ylab harakatlanayotgan sharchani qo‘yib yuborsak u aylanadan tashqari tomonga uchib ketadi (*a*). Aslida esa u aylanaga urinma trektoriya bo‘ylab harakatlanadi (*b*). Uchqunlar aylanayotga charx toshi gardishiga urinma yo‘nalishda to‘g‘ri chiziq uchib chiqadi (*c*).

**5.3-masala. Baholash Sharchani aylantiruvchi kuch (gorizontal).** 150 g massali ipga bog‘langan sharchani 0,600 m radiusli gorizontal aylana bo‘ylab aylantirish uchun odam ipga qanday kuch ko‘rsatishi kerakligini baholang. Huddi 5.1–masala kabi sharcha sekundiga 2,00 marta aylanadi. Ipning massasi hisobga olinmasin.

**YECHISHGA YONDASHISH**. Birinchidan biz sharcha uchun kuch-diagrammasini chizamiz. Sharchaga ta’sir etuvchi kuchlar bu: og‘irlik kuchi $m\vec{g}$, pastga yo‘nalgan va taranglik kuchi $\vec{F}_T$, ip bo‘ylab aylana markaziga, ya’ni ipni ushlab turgan inson qo‘li tomonga yo‘nalgan (chunki inson ipni taranglik kuchiga teng kuch bilan tortmoqda). Sharcha uchun kuch diagrammasi 5.7–rasmda ko‘rsatilgan. Sharchaning og‘irligi ishni qiyinlashtiradi va ipga bog‘langan sharchaning aylanma harakatini ideal gorizontal bo‘lishiga imkoniyat bermaydi. Biz og‘irlik kuchini kichik va $\phi\approx0$ deb faraz qilamiz (5.7–rasm). U holda deyarli gorizontal ta’sir etadi va ihtiyoriy holda ham, sharchaga markazga intilma tezlanish berish uchun muhim bo‘lgan kuchni ta’minlaydi.

$\vec{F}_T$

31.4 – rasm. 5.3–masala

**Yechish**. Biz Nyutonning ikkinchi qonunini normal yo‘nalish uchun tat’biq etamiz va u gorizontal deb faraz qilamiz:

$$(\Sigma F)_n=ma_n,$$

Bu yerda, $a_n=v^2/r$ va $v=2\pi r/T=7{,}54$ m/s. Shunday qilib

$$F_T=mv^2/r\approx14 \text{ N}.$$

**IZOH**. Javobni ikki hona aniqligida olamiz, chunki biz sharchaning og‘irligini hisobga olmadik; u $mg=0{,}150\cdot9{,}80=1{,}5$ N ga, bizning natijamizning tahminan 1/10 ga teng va u kichikdir, biroq $F_T$ hisoblash uchun u yetarlicha kichik deb aniq javob berish mumkin emas.

**5.4-masala. Sharchaniny aylanishi (vertical aylana bo‘ylab).** 150 g massali sharcha uzunligi 1,10 m bo‘lgan arqonga (massasi hisobga olinmaydigan darajada kichik) bog‘langan va aylana bo‘ylab vertical harakatlanmoqda. (*a*) Sharchaning aylana bo‘ylab harakatini davom ettirishi uchun, aylana yoyining eng yuqori nuqtasida sharcha qandaq eng minimal tezlikka ega bo‘lishini aniqlang. (*b*) Sharcha (*a*) nuqtada ikkilangan tezlik bilan harakatlanadi deb faraz qilib, aylana yoyining eng pastki nuqtasidagi taranglik kuchini aniqlang.

31.5 – rasm. 5.4–masala. 1- va 2-holatlardagi kuch-diagrammasi

**YECHISHGA YONDASHISH**. Sharcha aylana bo‘ylab vertical harakat qiladi va uning bu aylanma harakati tekis va barqaror bo‘lmaydi. Radiusni o‘zgarmas deb olamiz, biroq tezlik $v$ og‘irlik kuchi hisobiga o‘zgarib turadi. Binobarin (5.1) formula ($a_n=v^2/r$) aylana bo‘ylab ihtiyoriy nuqtada amal qiladi, va biz uni yuqori va pastki nuqtalar uchun ishlatamiz. Bu ikki nuqta uchun 31.5–rasmda kuch diagrammasi keltirilgan.

**Yechish**. (*a*) Eng yuqori nuqtada (1-nuqta) sharchaga ikkita kuch ta’sir etadi: $m\vec{g}$, og‘irlik kuchi va $\vec{F}_{T1}$, 1-nuqtada arqonga ta’sir etuvchi taranglik kuchi. Ikkalasi ham pastga yo‘nalgan va ularning vector yig‘indisi sharchaga markazga intilma tezlanish $a_n$ beradi. Biz Nyutonning ikkinchi qonunini vertikal yo‘nalish uchun qo‘llaymiz, bunda musbat yo‘nalish qilib pastga yo‘nalishni olamiz, chunki tezlanish pastga yo‘nalgan (markazga qarab):

$$(\Sigma F)_n=ma_n$$

$$F_{T1}+mg=mv_1^2/r. \qquad \text{[yuqorida]}$$

Bu ifodadan biz, 1-nuqtadagi taranglik kuchi $F_{T1}v_1$ tezlik (sharchaning eng yuqoridagi tezligi) ortishi bilan kutilgandagidan kattaroq bo‘lishini ko‘ramiz. Biroq biz sharchaning aylana bo‘ylab harakatini saqlab qolish uchun kerak bo‘ladigan *minimal* tezlikni topishni so‘ragan edik. Arqon unda taranglik mavjud bo‘lib turgan holgacha taranglashib turadi. Agar taranglik yo‘qolsa (chunki $v_1$ juda kichik) arqon bo‘shashib qolishi mumkin va sharcha o‘zining aylanma harakat traektoriyasidan chiqib tushib ketadi. Shunday qilib minimal tezlik $F_{T1}=0$ (sharcha eng yuqori nuqtada) holda bo‘ladi, bu hol uchun ifoda yuqorida berilgan

$$mg=mv_1^2/r. \quad \text{[yuqoridagi minimal tezlik]}$$

Ifodani $v_1$ ga nisbatan yechamiz, bunda aniqlikni (*b*) da ishlatish uchun saqlab qolamiz:

$$v_1=\sqrt{gr}=3{,}283\ \text{m/s}\approx 3{,}28\ \text{m/s}.$$

Bu aylananing eng yuqori nuqtasidagi minimal tezlik bo‘ladi, agarda sharca aylana bo‘ylab harakatni davom ettirsa. (*b*) Sharcha aylananing eng pastki nuqtasida bo‘lganda (31.5–rasmdagi 2-nuqta) arqonga yuqoriga yo‘nalgan $F_{T2}$ taranglik kuchi ta’sir etadi, bunda og‘irlik kuchi $m\vec{g}$ avvalgidek pastga tomonga qarab ta’sir etadi. Musbat yo‘nalishni *yuqoriga* qarab tanlab, Nyutonning ikkinchi qonunini yozamiz

$$(\Sigma F)_n = ma_n$$

$$F_{T2} - mg = mv_2^2/r. \qquad \text{[pastda]}$$

Tezlik $v_2$ (*a*) dagining ikkilangani bo‘ladi, ya’ni 6,566 m/s. $F_{T2}$ ni topamiz:

$$F_{T2} = mg + mv_2^2/r = 7{,}35 \text{ N}.$$

**C mashq**. Poygachi kuzatish charxpalagi o‘zgarmas $v$ tezlik bilan $r$ radiusli aylana bo‘ylab vertikal harakat qilyapti (31.6–rasm). Kuzatish charxpalagining eng yuqori nuqtasida poygachining o‘rindig‘iga ta’sir etuvchi normal kuch, eng pastki nuqtada o‘rindiqqa ta’sir etuvchi kuchga nisbatan kichikroq (*a*), kattaroq (*b*), yoki avvalgidek (*c*) boladimi?

31.6 – rasm. C mashq

**5.5-konseptual masala.** **Teterbol (Ipga bog‘langan koptok).** Teterbol o‘yini ustunga arqon yordamida bog‘langan koptok bilan o‘ynaladi.Koptok urilgandan so‘ng u 31.7–rasmda ko‘rsatilgandek ustun atrofida aylana bo‘ylab harakat qiladi. Tezlik o‘zgarmas bo‘lsa, koptokning tezlanishi va uni vujudga keltiruvchi kuchlar qanday yo‘nalgan bo‘ladi?

**Javob**. Agar koptok rasmda ko‘rsatilganidek gorizontal tekislikda aylansa, u holda tezlanishi yo‘nalishi koptokning gorizontal aylanish traektoriyasining markazi tomon yo‘nalgan bo‘ladi (ustunning yuqori nuqtasiga qarab emas). Tezlanishga sabab bo‘luvchi kuch birinchi qarashda yaqqol ko‘zga tashlanmaydi, chunki gorizontal yo‘nalish bo‘ylab yo‘nalgan hech qanday kuch yo‘qdek tuyuladi. Biroq bu teng ta’sir etuvchi kuchdir (bizning holda $m\vec{g}$ va $\vec{F}_T$ larning yig‘indisi), u tezlanishning yo‘nalishini ko‘rsatishi lozim. Arqon taranglik kuchining vertikal tashkil etuvchisi $F_{Ty}$ koptokning og‘ilik kuchi $m\vec{g}$ bilan muvozanatlashadi. Arqon taranglik kuchining gorizontal tashkil etuvchisi $F_{Tx}$ esa markaz tomon yo‘nalgan markazga intilma tezlanishni hosil qiladi.

31.7 – rasm. 5.5–masala

## MUAMMONING YECHIMI

### Aulana bo‘ylab tekis harakat

1. **Kuch-diagrammasini ching.**Unda ko‘rilayotgan har bir jismga ta’sir etuvchi barcha kuchlar ko‘rsatiladi. Har bir kuchning (arqonning tarangligi, Yerning tortishishi, ishqakanish, reaksiya kuchi va h.k.) manbaini aniqlash imkoniyatingiz borligiga ishonch hosil qiling. To‘g‘ri kelmaydiganlarini qo‘ymang (markazdan qochmaga o‘xshshini).
2. Kuchlardan qaysilari, yoki ularning qaysi tashkil etuvchilari markazga intilma tezlanishni hosil qilishini, ya’ni aylana traektoriyasi bo‘ylab markazga yoki undan tashqariga yo‘naltiruvchi va **normal ta’sir etuvchi kuchlar yoki ularning tashkil etuvchilarinianiqlatng**.
3. Imkon qadar tezlanish yo‘nalishida bo‘lgan bitta o‘qli **qulay koordinatalar sistemasini tanlang**.
4. Normal tashkil etuvchi komponentalar uchun **Nyutonning ikkinchi qonunini qo‘lang**.

$$\Sigma F_n = ma_n = mv^2/r. \quad \text{[normal yo‘nalish]}$$

## 5-3.Shossening egriligi: Surib ketish yoki ketmaslik.

Aylanma harakat dinamikasiga misol qilib avtomobilning egri chiziq bo‘ylab, aytaylikki chapga harakatini olish mumkin. Bunday holatda siz o‘zingizni o‘ng tomondagi eshikka itarishayotgandek sezasiz. Biroq sizni tortuvchi hech qanday sirli markazdan qochma kuch yo‘q. Bunda avtomobil egri chiziq bo‘ylab harakat qilishiga qaramay sizning to‘g‘ri chiziq bo‘ylab yo‘nalgan harakatingiz saqlanib qoladi. Harakatingiz egri chiziq bo‘ylab sodir bo‘lishi uchun, o‘rindiq (isqalanish) yoki mashinaning eshigi (bevosita kontakt) sizga kuch bilan ta’sir etishi lozim (31.8–rasm). Agar mashina egri chiziq bo‘ylab harakatlansa, u holda unga egrilik radiusi bo‘ylab markazga tomon yo‘nalgan kuch ta’sir

31.8 – rasm. Yo‘l mashinaga uni aylana bo‘ylab harakatlanishi uchun egrilik radiusi bo‘ylab ichkariga yo‘nalgan kuch (shinalarga nisbatan ishqalanish) bilan ta’sir etadi. Mashina yo‘lovchiga ichkariga yo‘nalgan kuch bilan ta’sir etadi.

etadi. Tekis yo‘lda bu kuch shina va asfalt orasidagi ishqalanish bilan almashtiriladi.

Agar mashinaning g‘lidiraklari va shinalari sirpanishsiz yoki sirpanish bilan aylansa, shinaning eng pastki nuqtasi ihtiyoriy vaqt momentida asfaltga nisbatan tinch turadi. Shunday qilib, shinalarga asfalt tomondan ta’sir etuvchi ishqalanish kuchi statik ishqalanishdir. Biroq statik ishqalanish yetarlicha katta bo‘lmasa, muz bilan qoplangan sharoitida yoki yuqori tezlikda, statik ishqalanish kuchi $mv^2/r$ ga nisbatan kichik bo‘ladi va mashinani aylanma traktoriyadan to‘g‘ri chiziqli traektoriya bo‘ylab sirib ketadi. 31.9–rasmga qarang. Bazida mashina surib ketilganda yoki sirpanganida ishqalanish kuchi kinetik ishqalanishga aylanadi, u esa statik ishqalanishdan kichik.

**5.6-masala.** **Egri traektoriya bo‘ylab sirib ktish.** 1000 kg massali mashina egrilik radiusi 50 m bo‘lgan egri chiziqli tekis yo‘l bo‘ylab 15 m/s tezlik bilan harakatlanmoqda. Mashina egri chiziq bo‘ylab harakatini davom ettiradimi yoki uni surub ketadimi? Faraz qilamiz: (*a*) yo‘lning qoplamasi quruq va statik ishqalanish koeffitsienti $\mu_s$=0,60; (*b*) yo‘lning qoplamasi muzlagan va $\mu_s$=0,25.

31.9 – rasm. Poyga avtomobili egri chiziq bo‘ylab harakatlanyapti. Shinalarning qoldirgan izlaridan ko‘rinadiki, ko‘pgina mashinalar ularga kerakli markazga intilma tezlanishni olish uchun yetarlicha ishqalanish kuchini sinovdan o‘tkazishadi. Biroq biz shuningdek avtomobillarning shinalariga ta’sir etuvchi kuch yetarlicha bo‘lmaganligi hisobiga qoldirilgan izlarni ham ko‘ramiz va shu sababli ular deyarli to‘g‘ri chiziq bo‘ylab harakatlanishadi.

**YECHISHGA YONDASHISH**. Mashinaga ta’sir etuvchi kuch og‘irlik kuchi *mg* bo‘lib pastga yo‘nalgan, yo‘l tomonidan ta’sir etuvchi reaksiya kuchi $F_N$ yuqoriga qarab, gorizontal isqalanish kuchi esa yo‘l bo‘ylab ta’sir etadi. Ular 31.10–rasmda ko‘rsatilgan bo‘lib, bu rasm mashina uchun kuch-diarrammasidir. Mashina egri chiziq bo‘ylab harakatlanadi, agarda maksimal statik ishqalanis massani markazga intilma tezlanishga ko‘paytmasidan katta bo‘lsa.

**Yechish**. Vertical yo‘nalish (*y*)bo‘ylab tezlanish yo‘q. Nyutonning ikkinchi qonuni bizga shuni aytadiki, agarda yo‘l tekis bo‘lsa uning mashinaga reaksiya kuchi mashinaning og‘irlik kuchiga teng bo‘ladi:

31.10 – rasm. 5.6–masala. Egri chiziqli tekis yo‘lda mashinaga ta’sir etuvchi kuchlar. (*a*) oldidan ko‘rinishi, (*b*) yuqoridan ko‘rinishi

$$0=\Sigma F_y=F_N-mg$$

u holda

$$F_N = mg = 9800\ \text{N}.$$

Gorizontal yo‘nalishda faqatgina ishqalanish kuchi mavjud, va biz uni markazga intilma tezlanishni vujudga keltiruvchi kuch bilansolishtirishimiz kerak, agarda u yetarlisha bo‘lsa. Natijaviy gorizontal kuch hisobiga mashina egri chiziq bo‘ylab harakatlanadi.

$$(\Sigma F)_n = ma_n = mv^2/r = 4500\ \text{N}.$$

Endi havfsiz markazga intilma tezlanishni ta’minlash uchun yetarlicha katta bo‘lishi mumkinligini ko‘rish uchun maksimal umumiy statik ishqalanish kuchini (to‘rtta shinaning har biriga ta’sir etuvchi ishqalanish kuchlarining yig‘indisi) hisoblaymiz. (*a*) $\mu_s$=0,60 va erishuvchi maksimal ishqalanish kuchi (eslatib o‘tamiz, 4-8 bo‘limdan $F_{ish} \leq \mu_s F_N$) quyidagiga teng

$$(F_{ish})_{max} = \mu_s F_N = 0{,}60 \cdot 9800 = 5880\ \text{N}.$$

Kerak bo‘lgan kuch 4500 N, va bu aslida mashinaning egri chiziq bo‘ylab harakatlanishi uchun, yo‘l tomonidan ta’sir etuvchi statik ishqalanish kuchidir. Biroq (*b*) maksimal statik ishqalanish kuchi

$$(F_{ish})_{max} = \mu_s F_N = 0{,}25 \cdot 9800 = 2450\ \text{N}$$

bo‘lishi mumkin.

Mashina surilib ketadi, chunki uni egrilik radiusi 50 m bo‘lgan egri chiziq bo‘ylab 54 km/h tezlik bilan harakatlanishi uchun yer yetarlicha kuch bilan (4500 N kerak) ta’sir eta olmaydi.

Agarda g‘ildiraklar blokirovka qilinsa (aylanish to‘xtasa), qachonki tormozlar ayalmasdan qo‘llangan bo‘lsa, mashinani surilib ketishi yomonlashadi.Agar shinalar g‘ildirasa, u holda statik ishqalanish mavjud bo‘ladi. Agarda g‘ildiraklar blokirovka qilinsa (aylanishdan to‘xtatilsa), shinalar sirpanadi va ishqalanish kuchi, ya’ni kinetik ishqalanish kamayadi. Yanada muhimrog‘i, agarda g‘ldiraklar blokirovka qilinsa ishqalanish kuchining *yo‘nalishi* to‘satdan o‘zgarib qoladi. Statik ishqalanish 31.10*b*–rasmdagidek tezlikka perpendikulyar yo‘nalishi mumkin; biroq agar mashina sirpansa, kinetik ishqalanish tezlikka *teskari* bo‘ladi. Kuch boshqa aylana markaziga yo‘nalmaydi va mashina boshqa egri chiziq bo‘ylab harakatini davom ettermaydi. Yanada yomonroq bo‘ladi, agarda yo‘l ho‘l va sirpanchiq bo‘lsa, tormoz bosilganda g‘ildiraklarni to‘xtatish kichikroq kuch yordamida amalga oshadi, chunki yo‘lga ishqalanish kichikligi hisobiga g‘ildiraklar burilish o‘rniga sirpanishadi. Antiblokirovkali sistemali (ABS) tormozlar sirpanish sodir bo‘luvchi nuqtadan avvalroq nozik sensorlar va tezkor kompyuter yordamida tormozlovchi bosim kuchini chegaralash uchun mo‘ljallangan.

**D mashq**. Yassi (qiya bo‘lmagan) yo‘lda tezlik kattaroq, haydovchi shinalar va yo‘l orasidagi ishqalanish kuchini oshirish uchun furgoniga bir juft qumli qop soldi. Qumli qoplar yordam beradimi?

Yo‘lni qiyalatish surib ketishni kichiklashtirishi mumkin. Qiyalashgan yo‘l tomonidan ta’sir etuvchi va yo‘lga perpendikulyar bo‘lgan reaksiya kuchi aylananing markaziga yo‘nalgan tashkil etuvchiga ega bo‘lib (5.14–rasm), u ishqalanishga bog‘lanishni kamaytiradi. Berilgan qiyalik burchagi θ uchun bitta tezlik mavjud bo‘lib, u uchun barcha kerak bo‘lgan ishqalanishlar yo‘q. Bu reaksiya kuchining gorizontal tashkil etuvchisi $F_N\sin\theta$ egrilik radiusi markaziga intilgan holda sodir bo‘ladi (31.12–rasmga qarang) va u transport vositalariga markazga intilma tezlanish berish uchun kerak bo‘ladigan kuchga tengdir, ya’ni

31.12 – rasm. Qiya tekislik bo‘ylab aylanuvchi mashinaga ta’sir etuvchi va gorizontal hamda vertikal tashkil etuvchilarga yoyilgan reaksiya kuchi.Markazga intilma tezlanish gorizontal yo‘nalgan (qiya tekislikka parallel emas). Shinalarning ishqalanish kuchlari ko‘rsatilmagan, ular avtomobilning tezligiga qarab qiyalik bo‘yicha yuqori yoki pastga yo‘nalishi mumkin. Ishqalanish kuchi tezlikning faqatgina bitta aniq qiymati uchun nolga teng bo‘ladi.

$$F_N\sin\theta=mv^2/r. \qquad \text{[kerakli ishqalanishsiz]}$$

Yo‘lning qiyalik burchagi θ shunday tanlanadiki, “natijaviy tezlik” deb ataluvchi tezlikning aniqqiymati uchun barcha shartlar bajariladi.[15]

## 4.5-§. Impuls momenti va uning saqlanish qonuni

Aylanma harakat qonunlarini ilgarilanma harakat qonunlari bilan solishtirsak, ilgarilanma harakatdagi massa-$m$ o‘rnida aylanma harakatda $I$ - inersiya momenti, kuch o‘rnida, kuch momenti, kattaligi rol o‘ynaydi.

$m$-massali moddiy nuqta $r$ radiusli aylana bo‘ylab $\upsilon$ chiziqli tezlikka erishsa impuls momenti

[15] Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume 1 p-116-117

$$L = m\upsilon r = pr \qquad (4.21)$$

ga teng bo‘ladi.

(4.21) tenglamadagi chiziqli tezlikni $\upsilon=\omega r$ ifoda bilan almashtirsak:

$$L = m\omega r \cdot r = mr^2\omega$$

Bu ifodadagi $I = mr^2$ harakatlanayotgan moddiy nuqtaning inersiya momenti ekanligini eslasak, moddiy nuqtaning impuls momenti uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$L = I\omega \qquad \text{yoki} \quad \vec{L} = I\,\vec{\omega}, \qquad (4.22)$$

bu yerda $L$ yo‘nalishi bilan $\omega$ ni yo‘nalishi mos keladi.

Endi impuls momentining o‘zgarish tezligi nimaga bog‘liqligini aniqlaylik. Buning uchun inersiya momentini ($I=const$) o‘zgarmas deb (4.22) tenglamadan vaqt bo‘yicha hosila olamiz:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\frac{d\vec{\omega}}{dt} = I\varepsilon \qquad (423)$$

Bu tenglamani aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi (4.20) bilan taqqoslab,

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \qquad (4.24)$$

munosabatni hosil qilamiz. ***Demak, moddiy nuqtaning impuls momentining o‘zgarish tezligi unga ta’sir qiluvchi kuch momentiga teng ekan.***

Agar kuch momenti ($\vec{M}=0$) nolga teng bo‘lsa,

$$\frac{dL}{dt} = 0 \qquad (4.25)$$

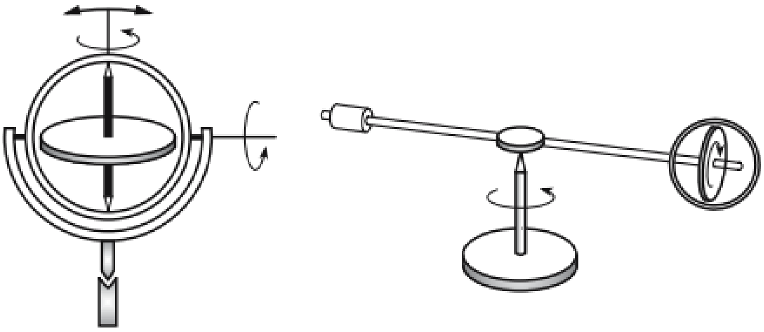
hosil qilamiz. Bu ifoda

$$L = const \qquad \text{yoki} \quad I\omega = const \qquad (4.26)$$

bo‘lgandagina bajariladi. Bu (4.25) ifoda moddiy nuqtalar sistemasi uchun, impuls momentining saqlanish qonunini xarakterlaydi: ***moddiy nuqtalar berk sistemasi impulsining ixtiyoriy nuqtaga nisbatan momenti o‘zgarmaydi.*** [16]

---

[16] The physics Handbook. Walter Benonsoн, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012 P-121



**Savollar**

1. Qattiq jismlarning kuch momenti va impuls momenti qanday qonuniyat asosida bog‘langan?
2. Qattiq jismning aylanish o‘qiga nisbatan inersiya momenti va Shteyner teoremalarini tenglamalarini yozib, ta’riflarni bayon qiling.
3. Ba’zi jismlarni inersiya momentlarini aniqlashda jismlarni shakli va o‘lchamlarining ta’siri qanday hisobga olinadi?
4. Agar jism qo‘zg‘aluvchan o‘qqa nisbatan aylanma harakat qilsa, uning kinetik energiyasi qanday ifodalanadi?

ADABIYOTLAR:


**5.** The physics Handbook. Walter Benonson, John W. Harris, Horst Stocker, Holger Lutz Hew York, 2012. P-1180.

**6.** The physics Handbook. Fundamentals and Key equations. By Charles P.Poole, Jr. Hew York, 2001

**7.** Duglas C. GIANCOLI PHYSICS Principles with applications Volume

**8.** Xaydarov A.X., Xomidov T.X. “Fizika kursi”. 2.q. F. O‘qituvchi. 2008y.