

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS TALIM
VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI O'ZBEKISTON MILLIY
UNIVERSITETI**

Tursunmetov K.A.

MEXANIKA

ma`ruzalar matni

Fizikaning “Mexanika” bo’limi bo’yicha yozilgan mazkur ma’ruzalar matni bakalavrlar uchun mo’ljallangan bo’lib mexanikaning nazariy asoslari, uning maqsadi va vazifalari ochib berilgan.

Ushbu ma’ruzalar matni universitetlarning fizika fakulteti, texnika universiteti va pedagogika institutlari talabalari va o’qituvchilari uchun ham foydalidir.

Ma’ruzalar matni M. Ulug’bek nomidagi
ToshDU o’quv — uslubiy kengash
tomonidan nashrga tavsiya etilgan
(28 iyun 1999 yil, 3 —sonli bayoni)

Tuzuvchilar: prof. K.A.Tursunmetov

Masul muharrir: dots. A.S.Raxmatov

Kirish

Fizika jonli bo'lmagan tabiat hodisalarini umumiy qonuniyatlarini o'rganadi. Shu sababli bu fan nomi yunoncha «Fyuzis» bo'lib, tabiat degan ma'noni anglatadi. Umumiy fizikani asosan quyidagi blimlarga bo'lib o'rganamiz:

→ Mexanika.

→ Molekulyar fizika va termodinamika.

→ Elektr va magnetizm.

→ Optika.

→ Atom va yadro fizikasi.

Tabiatdagi harakat mexanik, issiqlik, elektromagnit va h.z.dan iborat bo'ladi. Bu harakatlarning eng soddasi mexanik harakatdir.

Mexanik harakat deb jismning - moddiy nuqtaning fazodagi vaziyatini boshqa jismlarga nisbatan o'zgarish jarayoniga aytiladi.

Mexanika uch bo'limga ajratiladi: kinematika, statika va dinamika.

Kinematika jismning harakatini, uni kelib chiqish sababini hisobga olmagan holda o'rganib, jismning berilgan vaqt momentidagi vaziyati, harakat tezligi va yo'nalishini aniqlaydi.

Statika jismning yoki jismlar sistemasini muvozanat shart - sharoitlarini va muvozanat buzilgandagi harakati yo'nalishini o'rganadi.

Dinamika jismlarning massasi, ularni o'zaro ta'sirini hisobga olgan holda ularning harakati va bo'layotgan fizik jarayonlarni sababini bilgan holda o'rganadi.

Shuni ta'kidlash kerakki, fizikaning asosiy qonunlarini mantiqan isbot etish mumkin emas. Ularni to'g'ri va noto'g'riligini, kuzatish jarayonida yoki tajribalarga asoslanib aniqlash mumkin.

Fizik jarayon — vaqt bo'yicha jismlar orasidagi bog'langan qonuniyatlarni o'zgarishlarga aytiladi.

Fizika tajriba — tabiatdagi fizik voqea va hodisalarni kuzatish yoki laboratoriya sharoitida ilmiy tajribalar yordamida o'rganishdan iboratdir.

Fizik kattaliklar — bu jismlarning xossalari ifodalab yoki jarayon xarakteristikasini belgilab, ularning o'zgarishi to'g'ridan-to'g'ri o'lchanadi yoki bilvosita aniqlanadi. Ularni berilgan birliklari absolyut (mutlaq) yoki nisbiy kattaliklarda olinadi.

Birlamchi – ya'ni asosiy kattaliklar (SI-sistemasida): kilogramm (kg), metr (m) va sekund (s) — bevosita o'lchanadigan kattaliklardir.

Ikkilamchi – ya'ni hosilaviy kattaliklar: Nyuton (N), kilogramm taqsim metr kub (kg/m^3), metr taqsim sekund (m/s), metr taqsim sekund kvadrat (m/s^2), Joul (J) va boshqa kattaliklar bilvosita aniqlanadi. Fizik kattalikni aniq o'lchash – bu tajriba o'tkazish sifati va ko'zgusidir.

Fizik qonunlar – fizik hodisa va jarayonlarni kuzatish natijasidagi modda harakati, xossalari va xususiyatlari, ular orasidagi ta'sirini natijaviy qilib olimlar tomonidan ifodalanishidir.

Abstaksiya va soddalashtirish – murakkab hodisalarni soddalashtirib o'rganish, ya'ni asosiy va qo'shimcha faktorlarni ajratib, qo'shimcha faktorlarni hisobga olmasdan o'rganishdir.

Masalan: 1) $l_t = l_0 + al_{0t} + bl_0t^2 + \dots$ da $l_t = l_0(1 + at)$ deb olinadi.

2) Suyuqliklar harakati o'rganilganda ularni siqilmas, ichki ishqalansh koeffisienti $h \approx 0$ deb olinadi va h.z.

Vaqt va uzunlik – hamma hodisalar fazoda vaqt bo'yicha ro'y beradi. Uzunlik jism ko'lamining o'lchovi, fazodagi vaziyatning ham o'lchovidir. Vaqt esa jarayonning davomiylik o'lchovidir. Mexanik harakatda kamida ikkita jism qatnashadi. Shuning uchun bu jismlarning birini sanoq sistemasining boshi deb, yani sanoq jism deb qabul qilinadi. Jismning fazodagi vaziyati esa shu sanoq jismga birlashtirilgan koordinatalar sistemasi yordamida aniqlanadi. Masalan: Dekart koordinata sistemasida. x, y, z o'qlarning va ularning kesishgan nuqtasi koordinata boshi deyiladi. Lekin harakat qaralganda hamma vaqt koordinata boshi bo'lishi shart emas, balki ularning vaqt bo'yicha o'zgarishi asosiy ahamiyatga egadir. Harakatlar vaqt davomida ro'y berganligi uchun vaqt sanog'i ham zarur. Demak, sanoq jism, unga biriktirilgan koordinatalar sistemasi va vaqt sanoq birgalikda sanoq sistemasini tashkil qiladi. Barcha harakatlarni sanoq sistemasi yordamida o'rganamiz.

Fizik kattaliklarning o'lchamlari. Fizik kattaliklar biror qandaydir etalon kattaliklar bilan solishtirib o'lchanadi. SI sistemasida mexanikaning asosiy (oddiy) birliklari bu m, s va kg dir. Murakkab birliklar esa shu oddiy birliklar asosida ifodalanadi. Masalan: tezlik birligi:

$$u = \frac{\Delta l}{\Delta t} : [u] \Rightarrow m/c : [u] = [l] \cdot [t]^{-1} \text{ yoki } lt^{-1} \text{ teng.}$$

Tezlanish birligi esa $[a] m/s^2$ va $[a] = lt^{-2}$ teng ekan.

Matematika va fizika bir-biri bilan uzviy bog'langandir. Chunki, matematikasiz fizikani biror qonunining qiymatliy munosabatini ifodalab bo'lmaydi. Quruq matematika ham yo'q. Fizikadagi qiymatliy o'zgarishlar matematika predmetidir.

Fizika va texnika bir-biri bilan jips bog'langandir. Fizikaning barcha yutuqlari texnikada va texnologiyada qo'llaniladi. Shu sababli texnika va texnologiyaniig rivojlanish darajasi fizika fanining rivojlanish darajasiga bog'liq.

Mexanika tarixi Aristotel (eramizdan avvalgi III asr) dan, Nyuton, Beruniylar va undan Eynshtengacha bo'lgan davrni o'z ichiga oladi. Tezliklari yorug'lik tezligidan juda kichik bo'lgan jismlar mexanikasi bu Nyuton (klassik) mexanikasidir. Eynshteyn mexanikasi esa yorug'lik tezligiga yaqin bo'lgan tezlikda harakat qilayotgan jismlar mexanikasidir. Atom va molekulalar o'zaro ta'siri, kvant mexanikasida zarrachalarning harakati va o'zaro ta'siri kvant mexanikasi yordamida o'rganiladi va u Nyuton va Eynshteyn mexanikalarini o'z ichiga oladi. Biz avval tezliklari yorug'lik tezligidan juda kichik bo'lgan (ya'ni $u \ll C$) jismlar harakatini o'rganamiz.

§1. Jism harakati haqida

Tabiatdagi har qanday harakat murakkab harakatdir. Masalan: Avtomobilning yaxlit o'zining harakati va uniing ayrim qismlari: o'qi, g'ildiragining harakati boshqachadir. Shuning uchun biz sistemani soddalashtirib yoki uning biror-bir nuqtasidagi harakatini o'rganamiz. Berilgan masalada o'lchamlarini hisobga olmasak ham bo'ladigan jism moddiy nuqtadan deb ataladi. Demak, jismning o'lchami u harakat qilayotgan fazo o'lchami L dan juda kichik, ya'ni $1 \ll L$. Jism harakati natijasida chizib qoldirgan izi uning harakat traektoriyasi deyiladi. Traektoriya shakliga qarab harakatlarni to'g'ri chiziqli va egri chiziqli (aylana bo'ylab) harakatlarga ajratamiz.

Moddiy nuqta to'g'ri chiziq bo'ylab (masalan x o'qi bo'ylab) harakat qilsin va uning 0 nuqtadan uzoqlashish masofasi x ning vaqtga bog'liq grafigi $x(t)$ berilgan bo'lsin. Uning t_1 momentidan t_2 momentgacha bosib o'tgan yo'li, y'ani traektoriya uzunligi $\Delta s = x_2 - x_1$ ga teng. Shu $\Delta t = t_2 - t_1$ intervalidagi o'rtacha tezlik

$$\bar{u} = \frac{\Delta s}{\Delta t} \text{ yoki } \bar{u} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \text{ ga teng.}$$

Demak, tezlik moddiy nuqtaning vaqt birligida ko'chishi (yoki bosib o'tgan yo'li) ekan.

Agar tezlik vaqt davomida o'zgarmas, ya'ni $u = \text{const}$ bo'lsa, bunday harakat tekis harakat bo'ladi, aksincha notekis harakat bo'ladi.

Berilgan vaqt momentidagi yoki traektoriyaning mu'ayyan nuqtasidagi tezligi *oniy tezlik* deyiladi. Uni kichik, $\Delta t \rightarrow 0$ intervalda aniqlanadi, y'ani

$$u_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta x}{\Delta t} \right) = \frac{dx}{dt}, \quad dx \approx \Delta S_{yol} = \Delta r_{ko'chish} \text{ ga teng desak,}$$

$u = \frac{ds}{dt} = \frac{dr}{dt}$ bo'ladi. Albatta buni modul ko'rinishida to'g'ri chiziqli harakat uchun yozdik.

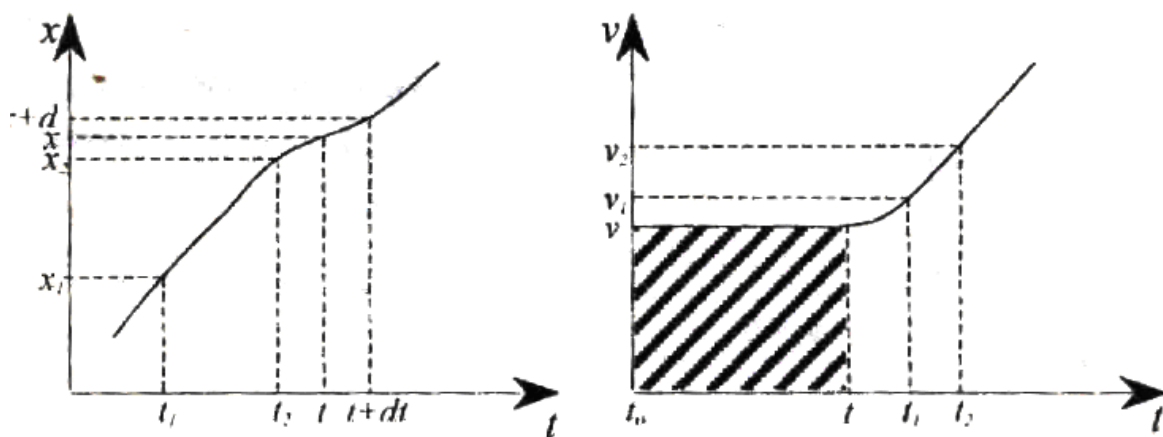
Tezlik koordinatasi x dan t bo'yicha olingan hosilaga teng va unga o'tkazilgan urinmani bildiradi. Demak, $x(t)$ grafigining tikligi tezlikka bog'liq ekan va uning tikligi $\Delta x / \Delta t = \text{tga}$ tezlikni ifodalaydi. Bosib o'tilgan yo'lni tezlik grafigidan hisoblashni ko'raylik.

$$u = \frac{ds}{dt} \quad (1-1)$$

$$ds = u \cdot dt \quad (1-2)$$

$$S = \int_{t_0}^t u dt = u(t - t_0) \quad (1-3)$$

ya'ni, bu grafikning birinchi qismidagi yuzaga teng. Demak, bosib



1-rasm

o'tilgan yo'l tezlik grafigi bilan vaqt o'qi hosil qilgan yuzaga son jihatdan teng ekan.

Endi tezlik vaqt bo'yicha o'zgarsin, ya'ni $u = u(t)$. Agar t_1 momentdagi tezlik u_1 , t_2 – momentdagi tezligi u_2 bo'lsin, u holda

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{u_2 - u_1}{t_2 - t_1} = a \quad (1-4)$$

Tezlikning vaqt birligidagi o'zgarishiga *tezlanish* (a) deyiladi. Yuqoridagi ifodani hosila ko'rinishida ham ifodalash mumkin:

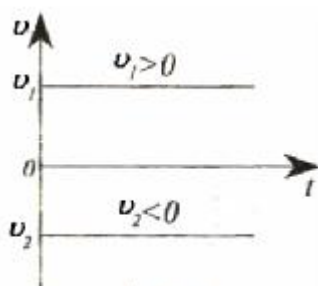
$$a = \frac{du}{dt} = \frac{d^2s}{dt^2} \quad (1-5)$$

Demak, tezlanish tezlikdan olingan birinchi tartibli yoki yo'ldan olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng ekan.

§2. To'g'ri chiziqli tekis harakat

Traektoriyasi tog'ri chiziqdan iborat bo'lib tezligi vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan harakatga to'g'ri chiziqli tekis harakat deyiladi. Uning tenglamalari:

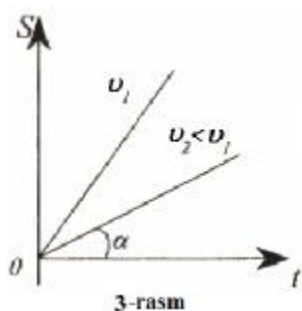
$$1) \dot{u} = \text{const}; \quad 2) \dot{s} = \dot{u} \cdot t; \quad 3) x = x_0 + S_x \dot{u}$$



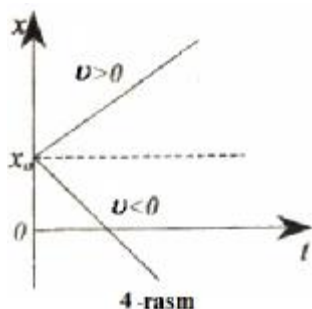
2-rasm

Agar harakat x o'qi bo'yicha bo'lsa, unda ko'chish (yo'l) niig x o'qiga proeksiyasi $s_x = s$ ga teng, tezlik uchun $u_x = u$ ga teng, u holda koordinata tenglamasini $x = x_0 + ut$ ko'rinishda yozish mumkin. To'g'ri chiziqli tekis harakat grafiklari:

Tezlik grafigi $0t$ — vaqt o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqdan iboratdir.



Yo'l grafiginiig tikligi tga moddiy nuqta tezligining son qiymatiga tengdir.



$x = x_0$ – jismning tinch vaziyatini ifodalovchi punktir chiziqli grafikdir.

§3. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat

Traektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lib, bir xil vaqt oraliqlarda tezligi bir xil kattalikka o'zgaradigan harakatga to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat deyiladi, Demak, $\frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \vec{a} = const$ ekan. U holda to'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakatning birinchi tenglamasi, yani tezlanishi

$$\vec{a} = const \quad (3-1)$$

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{a} \quad (3-2)$$

ekanligini nazarga olsak, u holda oniy tezlik (§1 ga qarang)

$$\int du = \int a dt \quad (3-3)$$

teng bo'ladi. Agar tezlik u_0 dan u gacha, vaqt esa 0 dan t gacha o'zgarsa, u holda

$$\int_{u_0}^u du = a \int_0^t dt \quad u - u_0 = at \quad u = u_0 + at \quad (3-4)$$

teng bo'ladi. Endi ko'chish yoki bosib o'tilgan yo'lni hisoblaymiz

$$u = \frac{ds}{dt}; \quad ds = u dt = (u_0 + at) \cdot dt$$

Agar vaqt (t) 0 dan t gacha o'zgarsa, u holda bosib o'tilgan yo'l

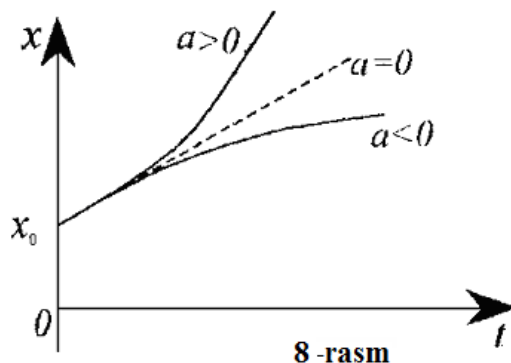
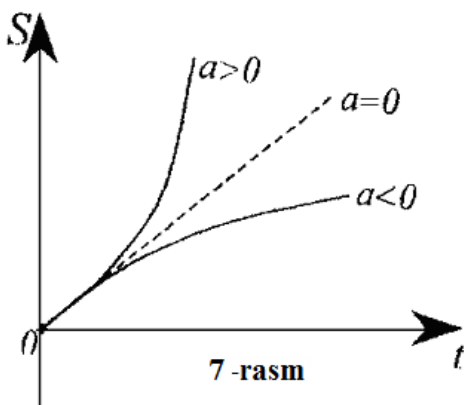
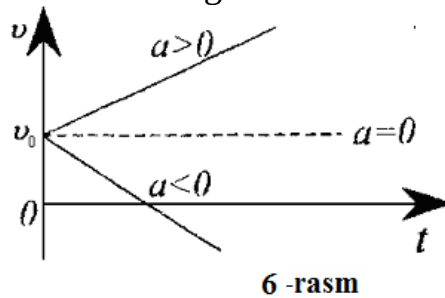
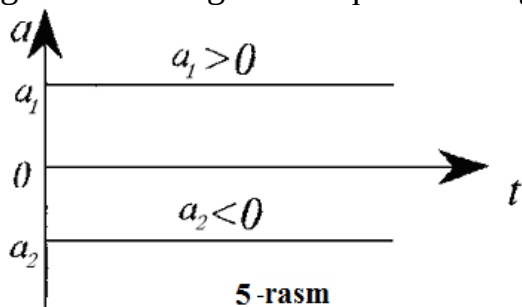
$$S = \int_0^t (u_0 + at) \cdot dt \quad (3-5) \text{ teng bo'ladi. Bundan}$$

$$S = u_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (3-6)$$

Agar yo'l (ko'chish) $S = \Delta x = x - x_0$ ga teng bo'lsa (harakat $\bar{x}$ o'qi bo'yicha), u holda

$$x = x_0 + S = x_0 + u_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (3-7)$$

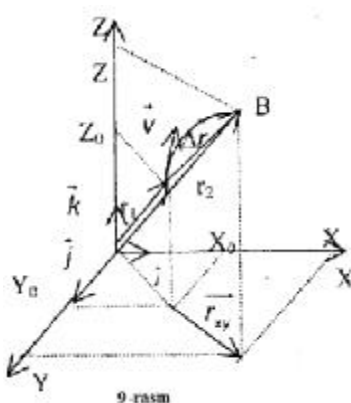
teng bo'ladi. To'g'ri chiziqli tekis o'zgaruvchan harakat grafiklari:



bu yerda $a = 0$ tekis harakatni ifodalaydi.

Agar tezlik va tezlanish vektorlari bir tomonga yo'nalsa ($\vec{u} \uparrow \vec{a}$), u holda *tekis tezlanuvchan harakat*, qarama-qarshi ($\vec{u} \updownarrow \vec{a}$) tomonga yo'nalsa esa *tekis sekinlanuvchan harakat* bo'ladi.

§4. Nuqtaning fazodagi harakati



Moddiy nuqtaning fazodagi harakatini Dekart xyo sistemasida o'rganamiz. Uning boshlang'ich momentidagi t_0 vaziyati $A(x_0, y_0, z_0)$, t vaqtdan keyingisi $B(x, y, z)$ bo'lsin. Yo'l AB yoy uzunligiga, ko'chish $AB = \Delta \vec{r}_k$ ga teng.

Nuqtaning fazodagi vaziyati bilan koordinata boshini tutashtiruvchi va harakat yo'nalashini ko'rsatuvchi vektor $\vec{r}$ r – *radius vektor* deyiladi.

Ko'chish

$$\Delta \vec{r} = \Delta \vec{r}_k = \vec{r}(x, y, z) - \vec{r}(x_0, y_0, z_0) \quad (4-1)$$

ga teng.

Bu yerda x, y, z vaqtga bog'liq holda o'zgaradi, ya'ni

$$\begin{cases} x = x(t) \\ y = y(t) \\ z = z(t) \end{cases}$$

va $\Delta r \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$ ga teng.

Fazodagi yo'nalishni vektor xossalari quyidagicha ifodalaymiz:

$$d\vec{r} = dx\vec{i} + dy\vec{j} + dz\vec{k}$$

bu yerda $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}, -x, y, z$ o'qlar bo'yicha yo'nalgan birlik vektorlaridir. Tezlik esa

$$\vec{u} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dx}{dt}\vec{i} + \frac{dy}{dt}\vec{j} + \frac{dz}{dt}\vec{k} = u_x\vec{i} + u_y\vec{j} + u_z\vec{k} \quad (4-2)$$

ko'rinishida bo'ladi.

Agar harakat bitta, masalan x o'qi bo'yicha bo'lsa, u holda tezliklar $u_y = 0$ $u_z = 0$ teng bo'ladi.

Umumiy holda tezlik moduli $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}$ ga teng bo'ladi.

Tezlanish $\vec{a} = \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}\vec{i} + \frac{d^2y}{dt^2}\vec{j} + \frac{d^2z}{dt^2}\vec{k} = a_x\vec{i} + a_y\vec{j} + a_z\vec{k}$ teng, tezlanish moduli

esa $a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$ (4-4) teng bo'ladi.

Agar harakat tekislikda (masalan xOy da), yani yassi harakat bo'lsa, u holda $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$ va $a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2}$ teng bo'ladi.

Demak, jism fazoda harakat qilganda uning parametrlari x, y, z o'qlari bo'yicha vaqtga bog'liq bo'lar ekan.

§5. Egri chiziqli harakat. Markazga intilma tezlanish

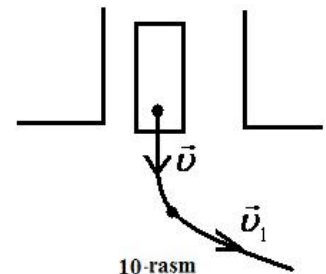
Tabiatda jismlarning harakati murakkab ko'rinishda namoyon bo'ladi. Endi biz egri chiziqli, ya'ni traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lgan harakatni ko'raylik. Masalan: Avtomobil darvozadan chiqib ko'chaga burilayotgan bo'lsin. Bunda tezlikni ham yo'nalishi, ham kattaligi o'zgaradi.

Agar t - momentdagi tezlik $\vec{u}_0$, t_1 - momentdagi tezligi $\vec{u}_1$ bo'lsin, u holda tezlikning o'zgarishi $d\vec{u} = \vec{u}_1 - \vec{u}_0$ teng bo'lib, tezlanish esa

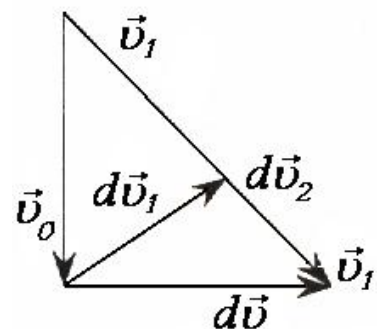
$$\vec{a} = \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (5-1) \text{ teng bo'ladi.}$$

Bu tezlanish tezlik vektorini ham kattaligi, ham yo'nashining o'zgarishini xarakterlaydi. Tezlik vektorini o'zgarishi $d\vec{u} = d\vec{u}_1 + d\vec{u}_2$ ko'rinishda yoziladi. Bu yerda $d\vec{u}_1$ tezlikning yo'nalashini o'zgarishi $d\vec{u} = d\vec{u}_1 + d\vec{u}_2$ ko'rinishda yoziladi. Bu yerda $d\vec{u}_1$ tezlikning yo'nalishini o'zgarishi, $d\vec{u}_2$ esa kattaligini o'zgarishini xarakterlaydi.

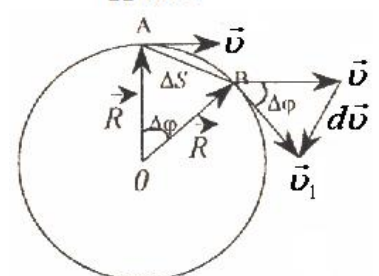
Soddalik uchun tezlikni faqat yo'nalishi o'zgarsin desak, u holda aylanma harakatga mos keladi. Unda tezlanish



10-rasm



11-rasm



12-rasm

$$a_n = \frac{d\dot{u}}{dt} \quad (5-2)$$

ga teng bo'ladi va *markazga intilma tezlanish* deyiladi.

Uni miqdoriy formulasini chizmadan foydalanib chiqaramiz.

$$\left. \begin{aligned} |\Delta \dot{u}| &= du = u \Delta j \\ \Delta S &= u \cdot dt = R \Delta j \end{aligned} \right\}$$

$$\frac{du}{u dt} = \frac{u}{R}, \quad a_n = \frac{u^2}{R}$$

Markazga intilma tezlanish tezlik vektorining o'zgarishini xarakterlaydi va uning, yo'nalishi markazga radius bo'ylab yo'nalgandir.

Markazga intilma tezlanish formulalarini boshqa ko'rinishlarini, ya'ni burchak tezlik w , aylanish chastotasi va aylanish davri orqali ifodalarni keltirib chiqarishni o'quvchilarning o'ziga havola qilamiz. Faqat eslatib o'tamiz,

$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta j}{dt} = w$ ga teng, ya'ni radius vektorining vaqt birligidagi burilish burchagiga *burchak tezlik* deyiladi.

Endi chiziqli tezlik u bilan burchak tezlik w orasidagi bog'lanishni ko'raylik.

Agar Δt vaqtdagi ko'chish $\Delta s = R \Delta j$ ga teng bo'lsa, u holda **oni tezlik**

$$u = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{R \cdot \Delta j}{\Delta t} = R w \quad (5-3)$$

$$u = w R$$

teng bo'lar ekan.

Chiziqli tezlik $\dot{\mathbf{v}} = [\dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{R}}]$ vektor ko'rinishida bo'lsa, u holda $\dot{w}$ ning yo'nalishi o'ng parma qoidasi yordamida aniqlanadi. Unda markazga intilma tezlanish $\dot{\mathbf{a}} = \mathbf{v}^2 / \mathbf{R} = \dot{\mathbf{u}} \mathbf{v}$ yoki $\dot{\mathbf{a}}_n = [\dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{v}}]$ teng bo'ladi. Chizmadagi yo'nalishi esa markazga yo'nalgan (radius bo'ylab) bo'ladi.

Endi burchak tezlik w vaqt bo'yicha o'zgarsin. Agar $t_1 = t_1$ momentda w_1 va $t_2 = t + \Delta t$ momentda w_2 bo'lsa, u holda chiziqli tezlik kattaligi $V = w \cdot R$ ham o'zgaradi. Unda tezlikning birligidagi o'zgarishi tangensial tezlanish

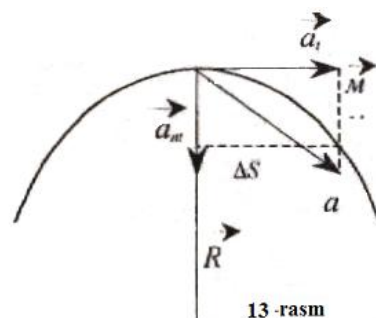
$$\dot{\mathbf{a}}_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \dot{\mathbf{v}}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_2 - v_1}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{[w_2 \dot{\mathbf{R}}] - [w_1 \dot{\mathbf{R}}]}{\Delta t} \quad (5-4)$$

$$\text{va } \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{w_2 - w_1}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta w}{\Delta t} = \dot{w} = \dot{\mathbf{e}} \quad (5-5)$$

burchak tezlanish deyiladi.

Tangensial tezlanish esa $\dot{\mathbf{a}}_t = [\dot{\mathbf{e}} \cdot \dot{\mathbf{R}}]$ ga teng bo'lar ekan. Biz egri chiziqli harakatda w ning o'zgarishi bilan chiziqli tezlikning o'zgarishini ko'rdik. Amalda bir vaqtda egrilik radiusining R o'zgarishi, chiziqli tezlikni o'zgarishiga olib kelar ekan.

Shunday qilib, tangensial tezlanish tezlik



vektorining kattaligini o'zgarishini xarakterlaydi va tezlik vektori yo'nalishida yo'nalgan bo'ladi, ya'ni traektoriyaga urinma bo'ylab yo'nalgandir.

To'la tezlanish $\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_t$ ga teng, moduli esa $a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2}$ teng bo'ladi, yo'nalishi esa chizmada ko'rsatilgandek, natijaviy vektor yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.

Agar harakat fazoda ro'y bersa, har ikkala tezlanishlar (a_n va a_t), ularning komponentalari a_x, a_y, a_z lar orqali ifodalanadi.

Masalada harakat traektoriyasini egrilik radiusini aniqlashda avval markazga intilma tezlanish a_n aniqlanadi va $R = u^2 / a_n$ dan egrilik radiusi aniqlanadi.

Dinamikaning - asosiy qonunlari

§6. Harakat va o'zaro ta'sir

Tabiatdagi harakatlarni kuzatganimizda va o'rganganimizda ixtiyoriy jismning harakati ularning o'zaro ta'siri natijasida vujudga kelganini yoki, uning holati boshqa jism ta'sirida o'zgararganini ko'ramiz.

Masalan: a) aravani harakatga keltirish,

b) harakatdagi aravani to'xtatish.

Bu yerdagi sistemada ishchi — arava — Yer qatnashadi. Ishchi aravaning holatini o'zgartirishda Yerga tayanadi.

Dinamika qonunlari shu jism harakati bilan harakat sababchisi orasidagi bog'lanishlarni o'rganadi yoxud harakatga keltirish va harakatini o'zgartirish sababini o'rganadi.

Bu qonunlarni o'rganishda oddiy harakatlarni va Yerni qo'zg'almas deb unga nisbatan bo'lgan harakatlarni qaraymiz: “Abstraktsiya” va “soddalashtirish” metodlari qo'llaniladi.

Bu qonunni – printsipini osmon planetalari uchun ham qo'llash mumkin. Masalan: quyoshni qo'zg'almas deb Yer harakatini o'rganish va u uchun dinamikaning qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

Harakatni kuzatganimizda, unga biror jism ta'sir qilsa, u o'z holatini o'zgartiradi. Bunda birinchidan tezlik vektori o'zining kattaligini yoki yo'nalishini o'zgartiradi. Bundan kelib chiqadiki, ta'sir o'zaro bo'lganligi buning asosiy sababchisidir. Bundan xulosa shuki – berilgan jismga boshqa jism ta'sirlari uning tezligini aniqlovchi faktordir. Aristotel harakatni ikkiga bo'lgan edi:

1. tabiiy,

2. majburiy.

Uning fikricha: Tabiiy – bu yuqoriga yoki pastga bo'lgan harakatdir, boshqasining hammasi majburiy ekanligini aytgan, lekin bu esa bir tomondan ta'sir $\sim f(u)$ to'g'ri, ikkinchi tomondan berilgan momentda jismning tezligini shu momentdagi ta'sirini aniqlamaydi deyish noto'g'ridir.

Galiley esa buni inkor etdi va quyidagicha xulosaga keladi: Agar jismga tashqi ta'sir bo'lmasa, u o'zini tekis harakatini o'zgartirmaydi yoki tinch holatini saqlaydi. Bu esa dinamikaning I – qonuni fundamentidir. Buning uchun ta'sirning fizik tavsifini ko'ramiz.

§7. Kuch

Odam biror narsa ko'tarayotganda yoki aravachani sudrayotganda o'zining qo'lini kuchini shu jismga uzatadi va harakatga keltiradi. Unda odam o'z tanasida qandaydir kuchlanish sezadi.

Lekin mexanikada bu fiziologik kuchlanish (sezgi) ni emas, balki ikki jism – harakati holatini o'zgarishi o'zaro ta'sir natijasida bo'luvchi fizik sababiyatini tushuntiriladi. Shuning uchun bu fizik sababni – fizik kuchni fiziologik kuchlanish bilan almashtirish yaramaydi. Masalan, aravachaning harakat tezligi kishidagi kuchlanish bilan aniqlanmaydi, balki unga ta'sir etuvchi kuch bilan aniqlanadi.

Jismning o'zaro ta'sirini xarakterlaydigan fizik vektor kattalikga kuch deyiladi. Kuch kattaligi yo'nalishi va qo'yilish nuqtasi bilan xarakterlanadi. Kuchlar bir necha xil bo'ladi:

$$\text{Kuchlar} \begin{cases} \text{og'irlik} \\ \text{ishqalanish} \\ \text{elastic} \end{cases}$$

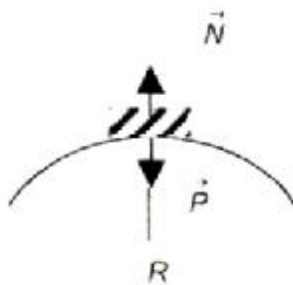
kuchlarga bo'linadi.

Lekin, tabiatda har qanday kuch ta'sirida harakat vujudga kelavermaydi. Masalan: $F < F_{\text{ishq}}$ bo'lganda jism tinch turaveradi. Bu kuchni boshqa kuchlar bartaraf qiladi, ya'ni $\sum \vec{F}_1 = 0$. Jism tashqi kuch ta'sirida harakat qilmasdan, o'zining shaklini o'zgartirishi mumkin. Masalan, deformatsiya hodisasida. Kuchlarning muvozanat shartlarini, ya'ni dinamikaning xususiy hollari statika bo'limida o'rganiladi.

§8. Kuchlarni o'lchash

Statikada kuchlar vaqt bo'yicha o'zgarmaydi. Statikada og'irlik kuchi yoki og'irlik – bu shunday kuchdirki, bunda tinch turgan jism boshqa uni ushlab turgan jismga shunday kuch bilan ta'sir qiladi.

Masalan:

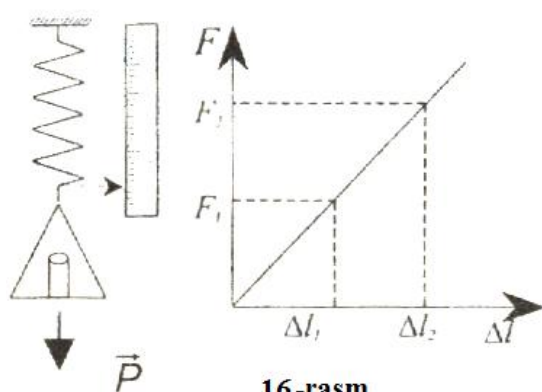


14-rasm



15-rasm

Og'irlik kuchi etaloni (nisbiy og'irlik) bu – platina va iridiy qotishmasidan tashkil topgan bo'lib, u jism Sevrda (Parij, yaqinida) saqlanadi. Chunki, og'irlik kuchi (R) geografik kenglikka bog'liqdir. Bu birlik kilogrammdir ($1 \text{ kg q } 9,81 \text{ N}$). Og'irlik kuchi Er tasirida vujudga keladi. Shuning uchun deyarli hamma vaqt Er radiusi bo'ylab yo'nalgandir. Kuchni o'lchashni



16-rasm

ko'raylik. Kuch kattaligini bilish uchun yukni prujinaga ilamiz. Prujina uzunligi kuch tasirida o'zgaradi. Agar uning deformasiyasi kuch kattaligiga proporsional bo'lsa, bu deformasiya *elastik* bo'ladi. Grafigini chizsak: Deformasiya kattaligi kuchga to'g'ri proporsional ekanligi kelib chiqadi. Bu prinsip kuchlarni o'lchashda ishlatiladi. Mazkur asbobga **prujinali dinamometr** deyiladi.

Buyerda ixtiyoriy F_i ; ga Δl_i to'g'ri keladi. $F \sim \Delta l$ bog'lanishli bo'lgan holda ($F_i = a\Delta l_i$) uni gradiurovka qilish mumkin. Kuch birliklari:

$$[F]_{\text{TEX}} = 1\text{Kz} \cong 1\text{Kk} \cdot 9,8\text{M} \cdot 8^2 \cong 9,8\text{H};$$

$$[F]_{\text{SI}} = 1\text{H};$$

$$[F]_{\text{SGS}} = 10^{-5} \text{H}.$$

§9. Nuqtaga tasir etuvchi kuchlarning muvozanat sharti

Kuchlarii F_1 dan F_2 o'zgartirib, prujinani uzunligining o'zgarishini gradiurovka qilib, undan dinamometr yasadik. Endi shu pritsep asosida quyidagi kuchlarni o'lchaymiz,

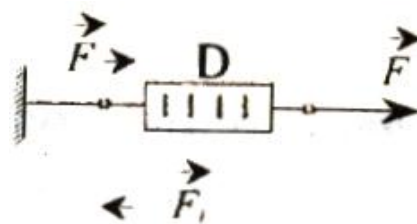
1—misol:

Prujinali dinamometrii kuch bilan tortsak, prujinada elastiklik kuchlari vujudga keladi va $|F_{\text{эл}}| = \dot{F}_1$ bo'lib $\dot{F}_1 + \dot{F} = 0$ bo'ladi.

Bunda $\dot{F}$ - ni yo'nalishini ham ko'rish mumkin.

Demak, kuchni xarakterlaganda uning yo'nalishini ham, kattaligini ham ko'rsatish kerak.

$\dot{F}_1$ va F kuchlar teng va qarama-qarshi bo'lib, bir-birini muvozanatlaydi. Kuch bu – fizik vektor kattalik, ham kattaligi, ham yo'nalishi bilan xarakterlanadi.

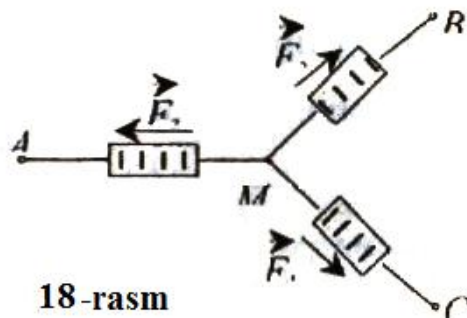


17-rasm

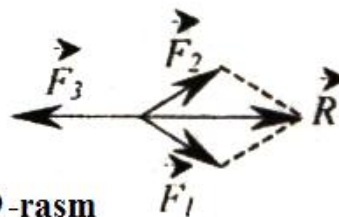
Agar bir nuqtaga bir necha kuchlar tasir etsa va shu kuchlarni bitta kuch bilan almashtirish mumkin. Bu kuchni esa shu kuchlarning **teng ta'sir etuvchi kuchi** deyiladi.

2—misol:

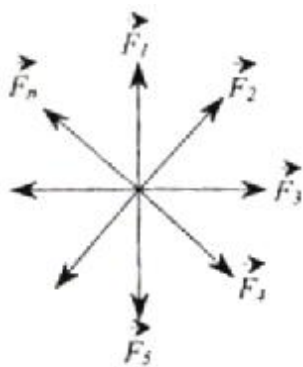
Taxtaga qoqilgan mixga $\vec{F}_1, \vec{F}_2$ va $\vec{F}_3$ kuchlar tasir qilsin. 3 ta kuchni 2 ta kuch ko'rinishiga keltiramiz. $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarni teng ta'sir etuvchisi $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ ga teng. Shuning uchun $\vec{F}_3 = -(\vec{F}_1 + \vec{F}_2)$ bo'lganda ham mixni sug'irsak kuchlar muvozanatda bo'ladi. $\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 = 0$ bo'lganda ham mixni sug'irsak kuchlar muvozanatda bo'ladi. $\vec{F}_3$ kuchning kattaligi $\vec{F}_1$ bilan $\vec{F}_2$ ning teng tashkil etuvchisiga teng, lekin teskari tomonga yo'nalgan ekanligini ko'rish mumkin.



18-rasm



19-rasm



20-rasm

Shu holni n — ta kuch uchun ko'rib chiqish ham mumkin. Agar nuqtaning holati o'zgarmasa, u holda tasir etuvchi kuchlarning yig'indisi nolga teng bo'ladi, yani

$$\sum \vec{F}_i = 0$$

Kuchlarning x yoki y o'qidagi proekstiyalarining yig'indilari ham nolga teng, chunki muvozanatda bo'lganda x o'qi bo'yicha ham y va z o'qi bo'yicha ham,

$$\begin{cases} \sum \vec{F}_{xi} = 0 \\ \sum \vec{F}_{yi} = 0 \\ \sum \vec{F}_{zi} = 0 \end{cases} \quad \text{yoki} \quad \begin{cases} x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_n = \sum_{i=1}^n x_i \\ y_1 + y_2 + y_3 + \dots + y_n = \sum_{i=1}^n y_i \\ z_1 + z_2 + z_3 + \dots + z_n = \sum_{i=1}^n z_i \end{cases}$$

kuchlar yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak ekan.

Agar muvozanat sharti bajarilmasa u holda jism harakatga keladi. Demak, bog'lanishga ega bo'lmagan jismlarga ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisi 0 ga teng bo'lsa, u jismlar muvozanatda bo'ladi.

§10. Nyutoning I-qonuni

Kuch deganda biz endi harakat holatini o'zgartiruvchi va jismlarning o'zaro ta'siri natijasida kelib chiqadigan fizik sababchini tushunamiz.

Endi buni muvozanat shartiga ko'ra qilib aytsak: fizik kattalik – kuch eng kamida ikkita jismni o'zaro ta'sirini xarakterlab, jism harakati holatini yoki shaklini o'zgarishini aniqlaydi.

Mexanik masala ikkiga bo'linadi:

1. Har bir jismga ta'sir etuvchi kuchni aniqlash.
2. Aniq kuch ta'siridagi jism harakatini o'rganish.

Kuch bilan jism harakati orasidagi bog'lanish **dinamikaning asosiy masalasi** bo'lib qoladi. Bu Nyuton tomonidan to'la amalga oshirilgan va u uning nomi bilan Nyutonning I-qonuni deyiladi.

Ta'rif: Agar biror jismga tashqi ta'sir kuchi bo'lmasa u o'zining to'g'ri chiziqli tekis harakatini yoki tinch holatini saqlaydi. Lekin bu qonun amalda murakkabroq ko'rinishda namoyon bo'ladi. Masalan: poezd tekis to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayapti. Unda $F_T \neq 0$, lekin $\sum \vec{F}_i$ yoki $F_l + F_{havo.qarsh.} + F_{ishq.} = 0$ teng bo'lsa, u holda fazoda Nyutonning I-qonuni bajarilish sharti quyidagicha bo'ladi:

$$\left. \begin{aligned} \sum F_{xi} &= 0 \\ \sum F_{yi} &= 0 \\ \sum F_{zi} &= 0 \end{aligned} \right\}$$

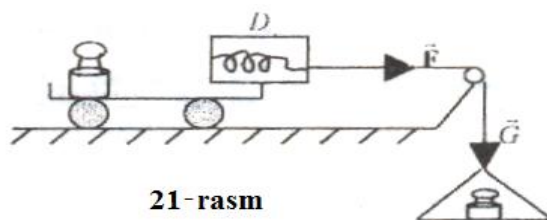
Jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlash xossasiga **inertsia** deyiladi. Shu sababli Nyutonning I-qonuni inertsia qonuni ham deb yuritiladi va u quyidagicha ta'riflanadi: Inertsial sanoq sistemalarida jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa yoki bu ta'sirlar o'zaro kompensatsiyalansa, bu jism o'zining tinch holatini yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

§11. Dinamikaning II-qonuni

Nyutonning birinchi qonuniga binoan, jismga ta'sir etuvchi kuch ($F \neq 0$) nolga teng bo'lmasa, ya'ni $u \neq const$ bo'lmasa, u holda jism to'g'ri chiziqli tekis harakat qilmaydi.

Buni Nyuton o'zining aravachadagi yuk va unga ta'sir qiluvchi kuchlarni o'zgartirib, aravachaning harakatini o'rgandi.

1-hol: $\vec{F} = const$ bo'lganda bosib o'tilgan yo'llar nisbati vaqtlarning kvadratlarining nisbatiga teng ekan, ya'ni $s_1 : s_2 : s_3 = t_1^2 : t_2^2 : t_3^2$. Demak, bundan $\vec{a} = const$ ekan. F_T ortishi bilan yuk o'zgarmaganda, tezlanish ortar ekan, ya'ni F_T ortganda a ortadi, bunda albatta $m = const$ bo'lishi kerak.



21-rasm

2-hol: $\dot{F}_t = \text{const}$ bo'lib yuk massasini oshira borsak, tezlanish kamayib borar ekan, yani $a \sim \frac{1}{m}$. Ikki holni umumlashtirib $F = ma$ deb yozish mumkin.

Demak, jismga ta'sir etuvchi kuch jismni massasi bilan uning tezlanishini ko'paytmasiga teng – bu dinamikaning (Nyutonning) II-qonunidir.

Ba'zi g'arb adabiyotlarida Nyutonning II – qonuni quyidagicha ta'riflanadi: Jismga biror kuch ta'sirida olgan tezlanishni unga ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri proportsional ($a \sim F$) va uning massasiga teskari proportsional ($a \sim 1/m$) deyiladi.

§12. Jismning massasi

Nyuton tajribalaridan olingan xulosalardan biri $F = \text{const}$ bo'lganda, aravachadagi yukning miqdori ortib borishi bilan uning shu tayinli kuch ta'sirida olinadigan tezlanish kamayib boradi. Jismning bu xossasiga inertlik deyiladi.

Demak, jismning inertligi unda bor bo'lgan jism miqdori, ya'ni massasiga bog'liq ekan. Jismning massasi inertlik o'lchovi ekan. Bu xulosa Nyuton qonuniyatlaridan kelib chiqadigan va katta ahamiyatga ega bo'lgan xulosadir.

Inert massa kattaligi Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra $m = \frac{F}{a}$ formuladan aniqlanadi. Ikkita sharchaning elastik prujina orqali ta'sirlashib olgan tezlanishlarini aniqlab ham topish mumkin.

Agar m_1 malum bo'lsa va

$$|m_1 a_2| = |m_2 a_1| \quad \text{dan} \quad m_2 = m_1 \frac{a_1}{a_2}$$

va bundan m_2 aniqlash mumkin.

Bundan tashqari Yerning tortishish kuchi P ta'sirida g tezlanish olgan jismning massasi $m = P/g$ dan ham m ni aniqlash mumkin.

Jismning massasi jismning og'irligi yoki Yerning tortish kuchi (butun Olam tortishish qonuni) orqali aniqlansa, bu massa **gravitatsion massa** deyiladi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, jismning inert va gravitatsion massalarining qiymati bir xil kattalik ekan, yani $m_t = m_g = m$.

Jismning tinch holatdagi massasi m_0 bo'lsa, uning katta (yorug'lik tezligiga yaqin) tezliklardagi massasi esa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{C^2}}}$$

formula bilan aniqlanadi. Klassik mexanikada, ya'ni Nyuton mexanikasida jismning tezligi u yorug'lik tezligida juda kichik, ya'ni $u \ll C$. Shuning uchun $m \cong m_0$.

Shunday qilib, jismning massasi skalyar fizik kattalik bo'lib, jismda bor bo'lgan modda miqdorini va uning inertli va gravitatsion hossalari xarakterlaydi

Massa birliklari: SI sistemasida massa $[m]=1kg$ va SGS da esa $[m]=1g$ ekan.

§13 Nyutonning II-qonunini umumiy ko'rinishi

Jismning harakati, unga tasir etuvchi kuch va tezlanish bilangina xarakterlanib qolmaydi, uning impulsi (harakat miqdori) degan kattalik bilan ham xarakterlanadi.

Jismning impulsi $\vec{K}$ vektor kattalik bo'lib, u tezlik bilan massasini ko'paytmasiga teng, ya'ni $\vec{K} = m\vec{u}$.

$\vec{K}$ ning yo'nalishi tezlik vektori $\vec{u}$ ning bilan bir xil yo'nalgan, ya'ni $\vec{K} \uparrow \vec{u}$.

Impuls birligi: SI sistemasida $[K]=kg \cdot m/s$ va SGS esa $g \cdot sm/s$.

Nyutonning II-qonunini quyidagicha yozamiz:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (13-1)$$

agar $m = const$ bo'lsa, u holda jism

$$\vec{F} = \frac{d(m\vec{u})}{dt} = \frac{d\vec{K}}{dt} \quad \text{yoki} \quad \frac{d\vec{K}}{dt} = \vec{F} \quad (13-2)$$

impulsning vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etuvchi kuchga teng bo'lib, shu kuch yo'nalishi bo'yicha yo'nalgandir.

Agar jismning massasi vaqt bo'yicha o'zgaruvchan bo'lsa, u holda

$$\vec{F} = \frac{dm}{dt}\vec{u} + m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (13-3) \text{ teng.}$$

Shunday qilib, Nyutonning II-qonunining umumiy ko'rinishi quyidagi ko'rinishda bo'lar ekan.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{K}}{dt} \quad (13-4)$$

Endi Nyutonning II-qonunini uning I qonuniga mosligini tekshirib ko'ramiz: Agar

$$\vec{F} = \frac{d\vec{K}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{u}) = 0 \text{ bo'lsa, } \frac{d\vec{u}}{dt} = 0 \quad (13-5)$$

$$\vec{u} = const \text{ yoki } \vec{u} = 0$$

teng bo'ladi. Demak, jismga ta'sir etuvchi kuch $\vec{F} = 0$ bo'lsa, u holda jism tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi.

§14. Kuch imlulsi

Nyutonning II-qonunidan

$\frac{d(m\dot{u})}{dt} = \dot{F}$ $d(m\dot{u}) = \dot{F}dt$ ga teng bo'lsa, u holda jism impulsining o'zgarishi quyidagiga teng bo'ladi.

$$d(m\dot{u}) = d\dot{K} \quad (14-1)$$

Bu yerda $\dot{F} \cdot dt$ **kuch impuls**i deyiladi.

Demak, jism impulsining dt vaqt ichida o'zgarishi shu dt vaqtdagi kuch impulsiga $\dot{F}dt$ ga teng ekan, yani $d\dot{K} = \dot{F}dt$.

Agar kuchni dt vaqt ichida emas, $t_2 - t_1$ vaqt ichidagi ta'sirini qarash kerak bo'lsa, unda $F \cdot \Delta t$ ning yig'indisini olamiz:

$$\sum \dot{F}_i \cdot t_i \Rightarrow \int_{t_1}^{t_2} \dot{F} dt = \dot{B} \quad \text{va} \quad \dot{B} = \dot{F}(t_2 - t_1) \quad (14-2)$$

Kuch impuls doimiy kuchning shu kuch ta'sir vaqtiga ko'paytmasiga teng.

$$\dot{F} = \frac{d(m\dot{u})}{dt} \quad (14-3)$$

bo'lgani uchun

$$\int_{t_1}^{t_2} d(m\dot{u}) = \int_{t_1}^{t_2} \dot{F} \cdot dt = \dot{B}$$

t_1 da $\dot{u}_1$ va t_2 da $\dot{u}_2$ *desak*,

$$\int_{u_1}^{u_2} m \cdot d\dot{u} = \int_{t_1}^{t_2} \dot{F} dt \quad (14-4)$$

teng bo'ladi va unda kuch impuls

$$m\dot{u}_2 - m\dot{u}_1 = B \quad (14-5)$$

teng bo'lar ekan.

Jism impulsining qandaydir vaqt ichida o'zgarishi shu vaqt ichida ta'sir qilayotgan **kuch impuls**iga teng.

Kuch impulsining birligi: $[F\Delta t]_{\text{texn.}} = \text{KG} \cdot \text{S}$, $[F\Delta t]_{\text{SI}} = \text{H} \cdot \text{S}$, $[F\Delta t]_{\text{SGS}} = \text{gH} \cdot \text{S}$.

§15. Nyutonning III-qonuni

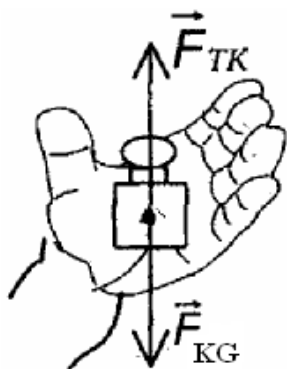
Nyutonning III – qonuni quyidagicha ta'riflanadi. «Ta'sirga teng va qarama-qarshi ta'sir mavjud, yoxud ikki-jism orasida bo'ladigan o'zaro ta'sir bir-biriga teng va qarama-qarashi tomonlarga yo'nalgandir.

Agar ta'sir va o'zaro ta'sirni qarasak, u hamma vaqt ikki va undan ortiq jismlarning orasida bo'lib bir-biriga ta'sir qiladi:

Masalan: Agar A jismga V jismdan F kuch qo'yilsa, u kuchni $\dot{F}_{AB}$ deb belgilaymiz. III-qonunga ko'ra,

$$|\dot{F}_{AB}| = |\dot{F}_{BA}| \quad (15-1)$$

teng, bu esa har qaysi kuchga bitta to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lishini ko'rsatadi. Bundan kelib chiqadiki, kuch-bu ikki jism o'zaro ta'siri natijasidir.



22 - rasm

Misol:

$\dot{\vec{F}}_{TK} + \dot{\vec{F}}_{KG} = 0$ yoki $\dot{\vec{F}}_{TK} = -\dot{\vec{F}}_{KG}$ bu esa qo'l harakat qilsa ham, qilmasa ham o'rinlidir. III-qonun kuchning kattaligi haqida gapirmaydi, chunki ular tengdir. Bunda gap har qaysi jismga qo'yilgan kuchlar ta'siri haqida ketayapti. Nyutonning I, II, III— qonunlari Nyutonga qadar ham aniq edi. Lekin ularni kuch tilida ko'p tajribalar asosida asoslab tushuntira olmagan edilar. Qanday murakkab harakat bo'lmasin, ular bari-bir shu qonunlarga bo'ysunar ekan.

Nyuton qonunlarini amaliyotda qanday tadbiq qilish mumkin? Buning uchun quyidagi misollarni ko'rib chiqamiz:

Kaftdagi tosh. Toshning kaftga ta'sir kuchi shu kaft harakati bilan qanday bog'langan? Birinchida kaft tinch edi: $a = 0$. Agar $a \neq 0$ bo'lsa Yerning toshga ta'sir kuchi – og'irlik kuchi ($F_{T.Yer}$) birgalikda

$$F_{T.Yer} + F_{TK} = m_T \dot{\vec{a}}_T \quad (15-2)$$

teng bo'ladi.

Demak $\dot{\vec{F}}_{T.Yer} > \dot{\vec{F}}_{TK}$, $\dot{\vec{a}}$ yerga yo'nalgan va. $\dot{\vec{F}}_{T.Ep} < \dot{\vec{F}}_{TK}$ da esa $\dot{\vec{a}}$ yuqoriga yo'nalgan bo'ladi.

Kuchlarning kattaligi toshning tezlanish yo'nalishini ko'rsatib, uni kattaligini ham ko'rsatib beradi. Lekin tosh harakati yo'nalishini ko'rsatib bera olmaydi.

Masalan: $\dot{\vec{F}}_{T.Yer} > \dot{\vec{F}}_{TK}$ bo'lganda tosh yerga tezlanish bilan tushayotgan yoki yuqoriga sekinlanuvchan harakat qilayotgan bo'lishi mumkin.

Agar $a = 0$ bo'lsa, $\dot{\vec{F}}_{T.Yer} + \dot{\vec{F}}_{TK} = 0$ bo'ladi, u holda tosh tinch holatda yoki tekis harakat qilishi mumkin.

§16. Jismning Yerni tortish maydonidagi harakati

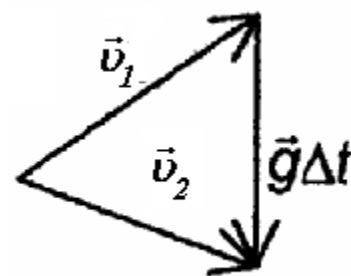
Faqat Yerning tortish kuchi ta'siridagi harakati erkin tushish deb ataladi va Yerning radiusiga nisbatan yaqin masofalarda uning yo'nalishi va tezlanish kattaligi bir xil bo'ladi.

Faqat Yerning tortish maydonidagi (faqat tortishish kuchi ta'siridagi) jismning umumiy harakatini ko'raylik.

Nyutonning II-qonuniga asosan:

$$\frac{\vec{F}_T}{m} = \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{g} \quad (16-1)$$

teng edi. Agar $m = const$ bo'lsa, $\vec{g}$ - pastga yo'nalgan o'zgarmas vektor kattalik, tezlanishdan iborat — bu esa Erning tortish maydonidagi harakatning asosiy xarakteristikasidir.



23 - rasm

$$d\dot{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{g}}t \quad (16-2)$$

$$\text{yoki } \dot{\mathbf{u}}_2 - \dot{\mathbf{u}}_1 = (t_2 - t_1)\dot{\mathbf{g}} \quad (16-3)$$

$\dot{\mathbf{u}}_1$ bu t_1 da esa t_2 momentdagi jism tezliklari.

Tezliklarning o'zgarishi ($\Delta\dot{\mathbf{u}}$) hamma vaqt pastga yo'nalgan.

Masalan: 1) $t_1 = 0$, $u_1 = 0$ bo'lsin;

$$t > 0 \quad u_2 = gt \quad (16-4)$$

teng bo'ladi, bu esa boshlang'ich tezliksiz vertikal erkin tushishdagi jismning tezligiga teng bo'ladi.

2) Agar u_1 boshlang'ich tezlik bilan jism yuqoriga otilgan t_1 momentda uning tezligi kamayib boradi va t_0 vaqtda $u_2 = 0$ bo'ladi, u holda $t_0 = t_2$ teng bo'ladi va uni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$t_2 = t_0 = t_1 + \frac{u_1}{g} \quad (16-5)$$

Shundan so'ng $t_2 > t_0$ bo'lsa, jism pastga harakat qiladi va tezlik $u \sim (t_2 - t_0)$ bo'yicha oshib boradi.

Jism gorizontga qandaydir burchak bilan otilsin, uning boshlang'ich tezligi t_1 momentda u_1 bo'lsin. Unda jism tezligini vertikal tashkil etuvchisi o'zgaradi, gorizont tashkil etuvchisi u_x o'zgarmaydi, chunki, $a \equiv g$ tengdir. U esa vertikal yerga qarab yo'nalgan.

$$\dot{\mathbf{u}} = u_x \dot{\mathbf{i}} + u_y \dot{\mathbf{j}} \quad (16-6)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{x_2} &= u_{x_1} = \text{const} \\ u_{y_2} &= u_{y_1} - g(t_2 - t_1) \end{aligned} \right\} \quad (16-7)$$

$$\left. \begin{aligned} u_{x_1} &= u_1 \cdot \cos a = \text{const} \\ u_{y_1} &= u_1 \cdot \sin a - gt \end{aligned} \right\} \quad (16-8)$$

Endi harakat traektoriyasini topamiz.

Soddalik uchun $t_1 = 0$ $t_2 = t$ bo'lsin. $t_1 = 0$ momentda jism x_1, y_1 koordinata bo'lsin. U $x(t) = u_{x_1} \cdot t$ bo'yicha tekis harakat qiladi va x_1, y_1 bo'yicha tezliklar quyidagicha ifodalanadi.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= u_{x_1} \\ \frac{dy}{dt} &= u_{y_1} - gt \end{aligned} \right\} \quad (16-9)$$

Bundan

$$\left. \begin{aligned} dx &= u_{x_1} \cdot dt \\ dy &= u_{y_1} \cdot dt - gt \cdot dt \end{aligned} \right\} \quad (16-10)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta x &= \int dx = \int u_{x_1} \\ \Delta y &= \int dy = \int u_{y_1} \cdot dt - \int gt \cdot dt \end{aligned} \right\} \quad (16-11)$$

(16-9)dagi birinchi funksiyani o'zgarishi $x(t) - x_{x_0} = u_{x_1} \cdot t$
 $x(t) = x_{x_0} + u_{x_1} \cdot t$

$$x(t) = u_{x_1} \cdot t + C$$

(16-9)dagi formulaga ko'ra

$$y(t) = u_{y_1} \cdot t - \frac{gt^2}{2} + C$$

C - bu yerda $t = 0$ momentdagi x_0, y_0 edi.

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= x_0 + u_{x_1} t \\ y(t) &= y_0 + u_{y_1} \cdot t - \frac{gt^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (16-12)$$

$$y = y_0 + u_y \frac{x - x_0}{u_x} - \frac{g}{2} \cdot \frac{(x - x_0)^2}{u_x^2} \quad (16-13)$$

Demak, harakat traektoriyasi parabola iborat ekan.

§17 Jismning erkin bo'lmagan harakati

Doimiy aniq kuch ta'sirida bo'lib, traektoriyasi va tezligiga oldindan hech qanday chegara qo'yilmaydigan harakatga jismning erkin harakati deyiladi.

Erkin bo'lmagan harakat deb, avvaldan jismning traektoriyasiga yoki tezligiga chegara qo'yiladigan harakatga aytiladi.

Masalan: 1. Ipga bog'langan sharchaning aylanma harakati;

2. Jismning qiya tekislikdagi sirpanishi;

3. Ip bilan boylangan ikkita jism harakati;

4. Vagonning rels bo'ylab harakati;

5. Sharchaning gorizontal tekislikda harakati;

6. Mayatnik va hakazolar.

Erkin bo'lmagan harakatda jism harakatlanayotgan tekislikda qoladi, ya'ni ta'sir etuvchi kuchlarga bog'liq bo'lmagan holda, avvaldan aniq shart-sharoitlar qo'yiladi – bu esa mexanikada bog'lanish deyiladi.

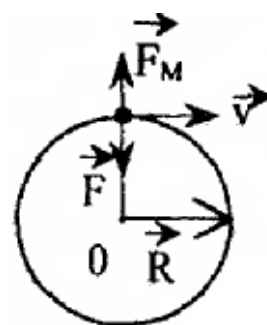
Bog'lanish – bu jismga deformasiya bo'lmaydigan jism orqali amalga oshiradi. Amalda deformasiya bo'lishi mumkin, lekin bu juda sezilarli emas, chunki jism harakatidagi sezilarli darajada ta'sir qilmaydi.

Erkin bo'lmagan harakatda tashqi ta'sir etuvchi kuchlardan tashqari, bog'lanish orqali harakat qilayotgan jismga biror kuch bilan ta'sir etadi – bu kuch **reaktsiya kuchi** deyiladi. Ko'pincha reaksiya kuchlari nomalum bo'lib, ular harakat traektoriyasini bilgan holda aniqlanadi. Bunda dinamikaning II va –III - qonunlari asosida, jismning harakati sharoitini hisobga olgan holda aniqlanadi.

Buni quyidagi misollar orqali ko'rib chiqamiz.

1-misol: Ipga bog'langan sharchaning aylanma harakatini ko'raylik.

Agar ipning sharga ta'sir qiluvchi kuchi $\vec{F}$ ga va $\vec{u}$



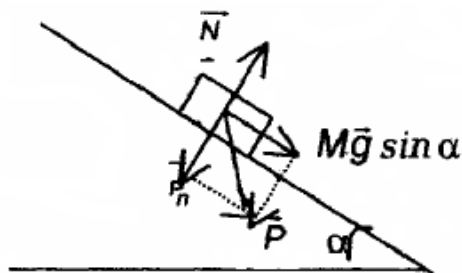
24 -rasm

tezlikga bog'liq bo'lsa, u holda markazga intilma tezlanish $a = \frac{u^2}{R}$ formulasiga ko'ra, Nyutonning II – qonuni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin.

$$F = ma = \frac{mu^2}{R}$$

bu yerda F - reaksiya kuchi. Agar ip uzilmasa $|\vec{F}| = \vec{F}_M$ teng, u holda $\vec{F}$ kuch jismga markazga intilma tezlanish beradi.

Agar bunda jism biror yuzada harakat qilib ishqalanish bo'lmasa va bog'lanish reaksiyasi yuzaga tik bo'lsa, u holda bunday bog'lanishga ideal bog'lanish deyiladi.



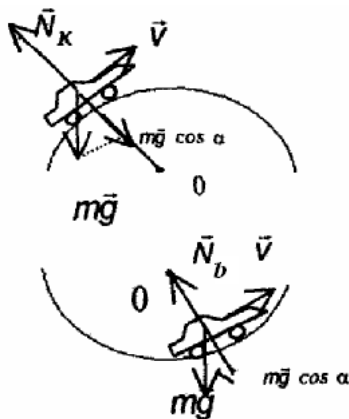
25 - rasm

2-misol:

Ideal qiya tekislikdagi jismning harakatini ko'radigan bo'lsak, u holda tekislik reaksiya kuchi $\vec{N}$ va og'irlik kuchining tashkil etuvchisi P_n ga teng deb qaraladi. Unda tekislikka ta'sir qiluvchi kuch $N = P \cos a$ ga, harakatlanuvchi kuch esa

$$M \cdot \frac{du}{dt} = P \cdot \sin a = Mg \sin a \text{ bo'lsa, tezlanish}$$

$\vec{a} = \frac{du}{dt} = \vec{g} \sin a$ teng bo'ladi, ya'ni $a \neq t$ emas bo'lmaganligi uchun tezlanish vaqtga bog'liq bo'lmas ekan.



26 - rasm

3 – misol tariqasida avtomobilning egri ko'prikdagi harakatini ko'rish mumkin.

Bunda qabariq va botiq ko'prikdagi reaksiya kuchlari quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$N_K = P \cos a - \frac{mu^2}{R} \text{ va } N_b = P \cos a + \frac{mu^2}{R}$$

§18. Impulsning saqlanish qonuni

Massani tezlikga ko'paytmasi harakat miqdori yoki jismning impulsi deyiladi, ya'ni

$$\vec{K} = m\vec{u} \quad (18-1)$$

Nyutonning I va II-chi qonunlariga ko'ra, yopiq sistemada $\sum \vec{K} = \text{const}$ bo'ladi

Masalan: $\frac{d\vec{K}}{dt} = F$ teng bo'lsa, u holda t - vaqt uchun $\vec{K} = \text{const}$ bo'ladi,

u esa o'z navbatida $\sum \dot{\vec{F}} = \text{const}$ olib keladi. Muvozanatlik shartiga ko'ra $\sum \dot{\vec{F}} = 0$ bo'lganda, $\sum \dot{\vec{K}} = \int \sum \dot{\vec{F}} \cdot dt = \text{const}$ bo'ladi.

Endi ayrim misollar ko'rib chiqamiz:

1-misol: ikkita sharcha orasida prujina biror tekislikda siqilib tursin ishqalanish kuchlari bo'lmasin va ikkala ikkita sharcha yengil ip bilan bog'lansin. Massalari esa m_1, m_2 bo'lsin. Ipni uzsak (yondirsak) prujina m_1 ga $\vec{F}_{12}$ kuch bilan m_2 , ga $\vec{F}_{21}$ kuch bilan ta'sir qiladi.

Elastik kuch m_1 va m_2 ga beriladi, u holda

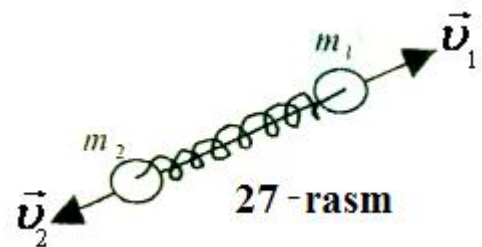
$$\vec{F}_{12} \downarrow \uparrow \vec{F}_{21} \text{ va } \vec{F}_{12} + \vec{F}_{21} = 0 \quad (1)$$

Lekin buni birdaniga bunday yoza olmaymiz. Sababi sharlar tezlanish bilan harakat qiladi.

Shuning uchun Nyutonning III – qonuniga

asosan:

$$\begin{cases} \vec{F}_{1n} + \vec{f}_{n1} = 0 \\ \vec{F}_{2n} + \vec{f}_{n2} = 0 \end{cases} \quad (2)$$



f_{n1} va f_{n2} birinchi va ikkinchi sharchalarning prujinaga ta'sir kuchlari F_{1n} va F_{2n} prujinaning shariklarga ta'sir kuchlaridir. Prujina qo'zg'almas bo'lganda ip va prujinaning massasi nolga teng desak bo'ladi. Shuning uchun:

$$\left. \begin{aligned} \vec{f}_{n1} + \vec{f}_{n2} &= 0 \\ \vec{F}_{1n} &= \vec{F}_{12} \\ \vec{F}_{2n} &= \vec{F}_{21} \end{aligned} \right\} \quad m_1 \vec{a}_1 = \vec{F}_{12} \\ m_2 \vec{a}_2 = \vec{F}_{21} \quad (3) \quad \vec{u}_1$$

$$m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 = 0 \quad (4)$$

$$\vec{a}_1 = \frac{d\vec{u}_1}{dt_1} \quad \vec{a}_2 = \frac{d\vec{u}_2}{dt_2} \quad (5)$$

$$\int \frac{d}{dt} (m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2) = 0 \quad (6)$$

$$m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 = \text{const} \quad (7)$$

Demak

$$\dot{\vec{K}}_1 + \dot{\vec{K}}_2 = 0 \quad (8)$$

yoki

$$\dot{\vec{K}}_1 = -\dot{\vec{K}}_2 \quad (9)$$

va

$$u_i - \frac{1}{m_i} \quad (10)$$

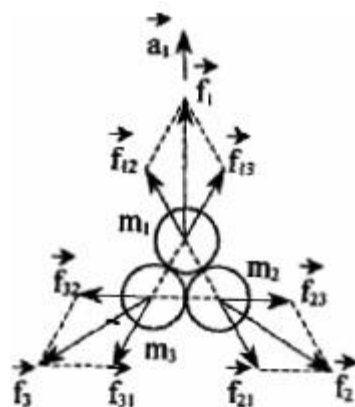
teng bo'lar ekan.

Bu xulosalar sharlarning o'zaro ta'sir kuchi xarakteriga va kattaligiga bog'liq ekanligini ko'rsatadi.

Harakat vaqtida ham, prujina ta'sir etganida ham 6-tenglamadagi shart bajariladi. Ikki jismdan iborat bo'lgan sistemaning impulsi (harakat miqdori) o'zaro ta'sir kuchi natijasida o'zgarmaydi.

Masalan: Sistema 3-shardan iborat bo'lsin va ularning massalari m_1, m_2, m_3 bo'lsin, u holda Nyutonning II-qonuniga ko'ra:

$$\begin{cases} 1\text{-uchun } m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = \mathbf{f}_{12} + \mathbf{f}_{13} \\ 2\text{-uchun } m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = \mathbf{f}_{21} + \mathbf{f}_{23} \\ 3\text{-uchun } m_3 \ddot{\mathbf{r}}_3 = \mathbf{f}_{31} + \mathbf{f}_{32} \end{cases} \quad (11)$$



28 - rasm

Tenglamalari hadma-had qo'shamiz:

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 + m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 + m_3 \ddot{\mathbf{r}}_3 = \sum_{ij} \mathbf{f}_{ij} = 0 \text{ chunki:}$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{f}_{12} + \mathbf{f}_{21} &= 0 \\ \mathbf{f}_{23} + \mathbf{f}_{32} &= 0 \\ \mathbf{f}_{13} + \mathbf{f}_{31} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt}(m_1 \dot{\mathbf{r}}_1 + m_2 \dot{\mathbf{r}}_2 + m_3 \dot{\mathbf{r}}_3) = 0 \quad (13)$$

bu yerda $\ddot{\mathbf{r}}_1, \ddot{\mathbf{r}}_2, \ddot{\mathbf{r}}_3$ - ularning tezlanishlari,

$\dot{\mathbf{r}}_1, \dot{\mathbf{r}}_2, \dot{\mathbf{r}}_3$ - ularning tezliklari.

Shunday qilib

$$\frac{d\mathbf{K}}{dt} = 0 \quad (14)$$

Bu xulosa barcha sistemalarda o'rinli.

Agar

$$\mathbf{K} = \text{const} \quad (15)$$

bo'lsa, u holda

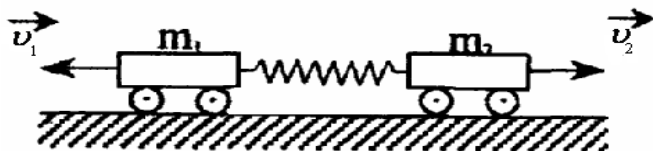
$$m_1 \dot{\mathbf{r}}_1 + m_2 \dot{\mathbf{r}}_2 + m_3 \dot{\mathbf{r}}_3 = \text{const} \quad (16)$$

teng ekan.

Jismlar sistemasining impulsi ichki kuchlarning ta'sirida o'zgarmaydi, uni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$\sum \mathbf{K} = \sum m_i \dot{\mathbf{r}}_i = 0 \quad (17)$$

Bunga misol qilib ikkita aravachani ko'ramiz. Agar aravacha t_1 vaqt ichida



$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{s_2}{s_1} = \frac{u_1}{u_2} \quad u \sim \frac{1}{m}$$

29 - rasm

Jism impulsini saqlanish qonuni ko'p jismli izolyatsiyalangan jismlar sistemalari uchun o'rinlidir. Lekin bunda tashqi sistemaga kirmaydigan boshqa jism tomonidan kuchlar ta'siri bo'lmasligi kerak. Jism impulsini – vektor kattalik bo'lib, uning absolyut (mutloq) kattaligi va yo'nalishi o'zgarishidan qoladi. Jism impulsini biror jism uchun o'zgarishi mumkin, lekin sistema uchun $\sum \dot{K}_i = 0$ bo'ladi, bunda bir jismdan ikkinchi jismga impuls beriladi, lekin yo'qolmaydi. Misol: Ikki sharning noelastik to'qnashishi.

$$\dot{K} = \dot{K}_1 + \dot{K}_2 = m_1 \dot{u}_1 + m_2 \dot{u}_2 = M \dot{u}$$

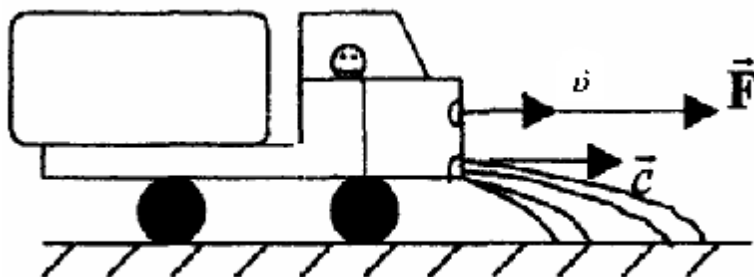
$$\dot{u} = \frac{m_1 \dot{u}_1 + m_2 \dot{u}_2}{m_1 + m_2}$$

§19. O'zgaruvchan massali jism harakati

Tabiatda va texnikada shunday harakatlar mavjudki, unda harakat davomida jismning massasi o'zgarib turadi. $\dot{u}$

Masalan: Suv sepayotgan mashina, uchayotgan raketalar va boshqalar.

Biz suv sepayotgan mashina misolida impuls saqlanish qonunidan foydalanib, uning harakat tenglamasini keltirib chiqaramiz. Jism impulsining o'zgarishi unga ta'sir etuvchi kuch impulsiga teng edi, ya'ni



30 rasm

$$d\dot{K} = \dot{F} \cdot dt \quad (19-1)$$

Mashina massasining kamayishi

$$dM = -m dt \quad (19-2) \text{ ga teng}$$

chunki, $-\frac{dM}{dt} = m$ teng. Bu yerda vaqt birligidagi massani kamayishi. Mashina tezligi u , sepayotgan suvning mashinaga nisbatan tezligi C bo'lsa, uning t momentdagi impulsini $\dot{K}_1 = M \dot{u}$ ga, $t + dt$ momentdagi impulsini

$$K_2 = (M - m dt) \cdot (u + du) + m dt(u + c) \quad (19-3)$$

teng.

U holda (19-3) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$(M - m dt)(u + du) + m dt(u + c) - Mu = F \cdot dt \quad (19-4)$$

Qavslarni ochib, soddalashtirib va $h \cdot dt \cdot du$ hadni nolga teng desak, $M du + m c \cdot dt = F \cdot dt$ hosil bo'ladi.

Ikki tomonini dt bo'yicha differensiallasak, u holda

$$M \cdot \frac{du}{dt} = F - mc \quad (19-5)$$

tenglama hosil bo'ladi.

Bu yerda F — mashina motorini tortish kuchi, $m \cdot c$ harakatga qarshi yo'nalgan bo'lib reaktiv kuch ham deyiladi. Bu tenglama Meshcherskiy tenglamasi bo'lib, o'zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasidir. O'zgaruvchan massali jism uchun Siolkovskiyni

$$M_0 = M \exp\left(\frac{u - u_0}{c}\right) \quad (19-6)$$

tenglamasini keltirib chiqarishni o'quvchilarning o'ziga havola qilamiz.

§ 20. Ish va energiya

Impuls (harakat miqdori) jism harakatining, ya'ni mexanik harakatning karakteristikasi edi. Lekin bu hamma hollarda jism harakatini o'zgarishini tushuntira olmaydi. Masala: Ikkita shar elastik bo'lmagan holda to'qnashsin. Unda ularning impulslari $|m_1 \mathbf{u}_1| = |m_2 \mathbf{u}_2|$ bo'lsa, u holda to'qnashishdan keyin ular to'xtab qoladi. Harakat yo'qoladi degan muammo vujudga keladi, shunda to'qnashguncha va to'qnashgandan keyin impulslar yig'indisi nolga teng bo'ladi.

Lekin, buni bitta shar uchun yozish mumkin emas, chunki to'qnashgandan keyin $u_i = 0$ bo'lganligi uchun jismlar temperaturasi oshdi. Bunda impuls harakatning o'zgarishini o'lchami bo'lmay qoladi. Harakat ko'rinishi mexanik harakatdan issiqlikka aylanadi.

Unda $Q \rightarrow m \dot{\mathbf{u}}_i$ ga, $\sum m \dot{\mathbf{u}}_i$ — ga proporsional emas ekan va Q -skalyar kattalik, $\dot{\mathbf{K}}$ esa vektor kattalik bo'lib bir-biriga proporsional emas ekan. Bu yerda harakat o'lchami — energiya bo'lar ekan.

Energiya — materiyaning hamma ko'rinishidagi harakatining o'lchami ekan (mexanik ham, issiqlik ham). Shuning uchun ikkita misolni ko'rib chiqamiz.

1 — misol. Shar yer ustida yoki stol ustida turibdi.

$$P = F_{Sh.s}$$

$$\dot{P} = \dot{F}_T = g \frac{mM}{R^2} = |\dot{F}_{Sh..s}|, \quad u = 0$$

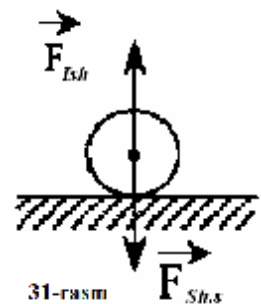
va hech qanday harakat bo'lmaydi.

2 — misol. Harakatdagi parovozning tezligi $u = \text{const}$ bo'lsin va u vagonni tortib bormoqda. Agar harakatni turli chiziqli tekis harakat desak, u holda

$$\dot{F}_n + \dot{F}_B = 0 \quad u = \text{const}$$

Birinchi holda parovozning biror nuqtasiga qo'yilgan kuch qo'zg'almas bo'lsa ikkinchi holdagi nuqtasiga qo'yilgan kuch qandaydir tezlik bilan harakat qilsa, u holda paravozning o'txonasidan energiya ajralib chiqadi. Yoqilg'i yonganda issiqlik energiyasi ajralib chiqadi- Q

$$Q \rightarrow F_m \cdot S$$



31-rasm

bu yerda $F_m \cdot S$ — ishga teng bo'lib, harakatning uzatilish o'lchami ekan. U bir jismdan ikkinchi jismga beriladi.

Shunday qilib, ish (harakatni uzatilishi) bir jismdan ikkinchi jismga harakatni uzatish o'lchovidir yoki energiya bir jismdan ikkinchi jismga o'tish o'lchovidir.

SI sistemasi ish va energiya birligi $1H$ kuchning $1m$ yo'lda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik — $1 J$ olinadi. SGS sistemasida esa ish va energiya birligi 1∂ ina kuchning $1sm$ yo'lda bajargan ishiga teng bo'lgan kattalik — $1erg$ olinadi, ya'ni $1J = 10^7 erg$ ga teng bo'ladi.

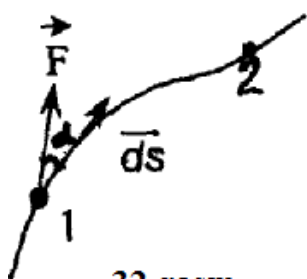
§ 21 Kuchning ishi

Agar, biror jismga boshqa jism ta'sir etib harakatga keltirsa va harakat yo'nalishi shu kuch yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, unda energiya harakatlantiruvchi jismdan, harakatlanuvchi jismga beriladi va bajarilgan ish (A) musbat bo'ladi.

Agar $\vec{F}$ ning yo'nalishi harakat yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lsa, u holda bajarilgan ish manfiy ($A < 0$) bo'ladi.

Agar $\vec{F}$ yo'nalishi harakat yo'nalishi bilan ustma-ust tushmasa, unda birinchi jism $\vec{F}$ kuch bilan ta'sir etib ikkinchi jismni ds masofaga siljitsa, unda bajarilgan ish

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{s}) \quad \text{yoki} \\ dA = F \cdot \cos \alpha \cdot ds \quad (21-1)$$



32-rasm

Demak, ish $\vec{F}$ bilan ds ning skalyar ko'paytmasiga teng ekan.

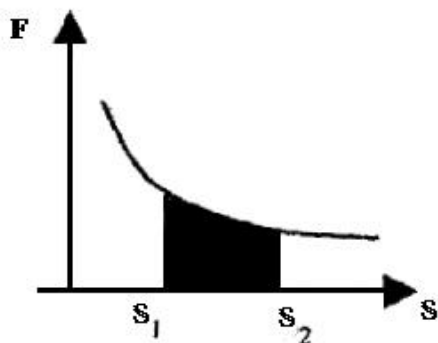
Agar $\vec{F}$ kuch ko'chishga bog'liq holda o'zgarsa, u holda ish quyidagicha hisoblanadi, ya'ni

$$A_{12} = \int_1^2 dA = \int_1^2 (\vec{F} d\vec{s}) = \Delta S$$

ish son jihatidan yuza kattaligiga teng ekan.

Har bir konkret masala uchun bu integral hisoblanib, bajarilgan ishning qiymati topiladi. Ish bajarilishi uchun ta'sir etuvchi kuch F va ko'chish S ning qiymatlari nolga teng bo'lmasligi kerak.

$A = F \cdot S \cdot \cos \alpha$ ning $\alpha = 0$, $\alpha = 90^\circ$, $\alpha = 180^\circ$ bo'lgan hollarini tahlil qilish o'quvchilarning o'ziga tavsiya qilinadi.



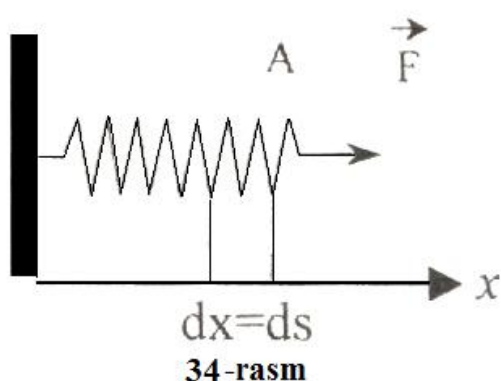
33-rasm

§22. Deformatsiyaning potentsial energiyasi

Jismning yoki sistemaning ish bajara olish qobiliyatini xarakterlaydigan fizik kattalikka energiya deyiladi. Energiyani shartli ravishda ikki turga: potentsial va kinetik energiyaga bo'linadi.

Jismni yoki sistemani boshqa jismlar bilan o'zaro ta'sirlashishi natijasida olgan energiyasiga potentsial energiya deyiladi. Biz bu mavzuda deformatsiyalangan jismning potentsial energiyasini ko'ramiz.

Biror jism ikkinchi jismga ta'sir qilib uning holatini yoki shaklini o'zgartirib ish bajaradi. Bu ish birinchi jismning energiyasini o'zgarishi hisobiga bajariladi.



Masalan:

Faraz qilaylik. A nuqtaga $\vec{F}$ kuch ta'sir qilsa, o'zining holatini o'zgartiradi va prujina cho'zilib, deformatsiyalanib, uning energiya zapasi osha boradi. Bu energiya uning deformatsiya energiyasi deyiladi.

Uni ds ga cho'zishda ham, ds ga qisishda ham bir xil ish bajariladi. Sababi u absolyut (mutloq.) elastik jism bo'lib, uning Δx o'zgarishiga mos keluvchi kuch bir xil.

Olingan deformatsiya energiyasi ish

bajarishga harakat qiladi. Bunda u qisqaradi yoki uzayib boshlang'ich holatiga intiladi.

Guk qonuniga asosan $|F| = kx$ (22-1)

Bu yerda k - qattiqlik (bikirlilik) koeffisienti:

$$[k] = \frac{[F]}{[x]}; \frac{H}{m} \text{ yoki } \frac{gh}{sm}$$

Prujinaning x - dan $x + dx$ ga cho'zilishida bajarilgan ish $\int F \cdot dx$ ga teng, ya'ni

$$A = \int_{x=0}^{x=x_0} F \cdot dx = \int_{x=0}^{x=x_0} Kx \cdot dx = \frac{Kx^2}{2} \quad (22-2)$$

$$A = \int_{x=0}^x F \cdot dx = \frac{Kx^2}{2} - \frac{Kx_0^2}{2}$$

$$\text{yoki } A = W - W_0 \quad (22-3)$$

Bundan

$$W = \frac{kx^2}{2} \quad (22-4)$$

kelib chiqadi, bu esa o'z navbatida deformatsiya potentsial energiyasi k ga x^2 ga proporsional ekanligini ko'rsatadi.

Agar prujina qisilsa, unda cho'zilganda bajargan ishi shu A nuqtaga qo'yilgan jismga beriladi va shuning energiyasiga aylanadi.

§23 Kinetik energiya

Agar biror bir jism $\vec{F}$ kuch ta'sirida $\vec{u}$ bilan harakat qilsa, u harakati natijasida ($\vec{F}$ kuch ta'siridan) energiya zapasiga ega bo'ladi. Bu esa kinetik energiya deyiladi.

Dinamikaning II-qonuniga asosan

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (23-1)$$

ikki tomoni $d\vec{s}$ yo'lga ko'paytiramiz.

$$\vec{F} \cdot d\vec{s} = u \cdot \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{s} \quad (23-2)$$

Agar $\vec{v} = \frac{d\vec{s}}{dt}$ ekanini hisobga olsak va

$$d\vec{s} = \vec{u} \cdot dt \quad (23-3)$$

(23-3) ni (23-2) ga qo'ysak

$$\vec{F} \cdot d\vec{s} = m \vec{u} \cdot d\vec{u} = m \frac{d}{dt} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (23-4)$$

Tezlikning $u_1 = u$ va $u_2 = u_0$ gacha o'zgarishida bajarilgan ish

$$A = \int_{u_0}^u m \cdot d\left(\frac{u^2}{2}\right) = \int_{x_0}^x \vec{F} \cdot d\vec{s} = A \quad (23-5)$$

$$\text{yoki } \int dA = \frac{mu^2}{2} - \frac{mu_0^2}{2} \quad (23-6)$$

va

$$A = \frac{mu^2}{2} - \frac{mu_0^2}{2} = W - W_0 \quad (23-7)$$

yani kinetik energiyaning o'zgarishiga teng ekan.

Agar $u_0 = 0$ bo'lsa, u holda

$$A = \frac{mu^2}{2} = W_K \quad (23-8)$$

teng bo'ladi. Shunday qilib harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi

$W_K = \frac{mu^2}{2}$ ekan, bu esa shu jismning $\vec{F}$ kuch ta'sirida harakatga keltirishda bajarilishga teng.

§24. To'liq noelastik to'qnashish

Birinchi jismning massasi m_1 bo'lib u_1 tezlik bilan harakat qilsa, ikkinchi jism massasi m_2 va u_2 tezlik bilan harakat qilayotgan bo'lsa, u holda to'qnashgandan so'ng, ularning tezligi bir xil bo'lsa, bunday to'qnashish noelastik bo'ladi. Mazkur to'qnashishning tezligi U bo'lsin. Bunday to'qnashishga ikkita loydan yasalgan sharchani bunga misol sifatida ko'rish mumkin. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra:

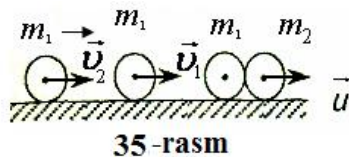
$$\sum \vec{K}_i = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 = \text{const} = m_1 \vec{u} + m_2 \vec{u} \quad (24-1)$$

Bundan

$$\vec{u} = \frac{m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2}{m_1 + m_2} \quad (24-2)$$

To'qnashguncha bo'lgan $W_{1k} + W_{2k}$, to'qnashgandan so'ng energiyalari esa $W'_{1k} + W'_{2k}$ ga teng bo'ladi.

Bunda



$$\left. \begin{aligned} W_{1k} &= \frac{m_1 v_1^2}{2} \\ W_{2k} &= \frac{m_2 v_2^2}{2} \\ W'_{1k} + W'_{2k} &= \frac{m_1 u^2}{2} + \frac{m_2 u^2}{2} \end{aligned} \right\} \quad (24-3)$$

35-rasm

To'qnashish jarayonida energiyaning o'zgarishi

$$\Delta W_k = (W_{1k} + W_{2k}) - (W'_{1k} + W'_{2k}) = \frac{m_1 u_1^2}{2} + \frac{m_2 u_2^2}{2} - (m_1 + m_2) \frac{u^2}{2} \quad (24-4)$$

Bunga esa (24-2) dan U ning ifodasini qo'ysak

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} \left[m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2 - (m_1 + m_2) \frac{(m_1 u_1 + m_2 u_2)^2}{(m_1 + m_2)^2} \right] = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} (u_1 - u_2)^2 \quad (24-5)$$

hosil bo'ladi.

Bunda $u_1 - u_2$ jismlarning to'qnashishgacha bo'lgan nisbiy tezligi.

Yo'qolgan $\frac{1}{2} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} (u_1 - u_2)^2$ energiya –qandaydir effektiv massali (m_0) jismning $\vec{u}_H = \vec{u}_1 - \vec{u}_2$ energiyasi deb qarash mumkin, yani

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} m_0 u_H^2 \quad (24-6)$$

effektiv massa esa

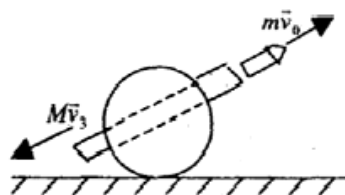
$$m_0 = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \quad (24-7)$$

ga teng.

Agar $m_1 = m_2 = m$ bo'lsa, $m_0 = \frac{m}{2}$ teng bo'ladi.

Agar $m_1 \ll m_2$ bo'lsa, $m_2 \rightarrow \infty$.

$$m_0 = \lim_{m_2 \rightarrow \infty} \frac{m_1}{\frac{m_1}{m_2} + 1} \approx m_1 \quad (24-8)$$



36-rasm

Bunda mexanik energiyaning yo'qolishi kichik jismning kinetik energiyasiga teng bo'ladi. Masalan, m_1 o'q-snaryad m_2 tankga tegsa, $u_2 = \text{const}$ bo'ladi.

To'pdan zambarak otilishida $M \gg m$ va $u_0 \gg u_3$ bo'ladi, yani u_3 tezlik kichik bo'ladi.

§25. Elastik to'qnashish

Ikkita shar (jism) elastik to'qnashsin. Bu sharlar to'qnashganda elastik deformatsiya sodir bo'ladi va deformatsiya kuchi sharchalarning yo'nalishini o'zgartiradi. To'qnashish — bu ikkita elastik muxit orasida bo'lsa yoki burchak ostida to'qnashsa — bu murakkab hodisa bo'ladi. Shuning uchun biz sharchalarning havoda markaziy to'qnashishini ko'rib chiqamiz. Bunday to'qnashishda shar tezliklarining yo'nalishi shar markazlarini tutashtiruvchi to'g'ri chiziq ustida yotadi.

Agar to'qnashish natijasida issiqlik ajralmasa, ya'ni $Q = 0$ bo'lsa va kinetik energiya — jism potentsial energiyasiga yoki keyin potentsial energiya kinetik energiyaga aylansa, u holda bu xodisa uchun impuls (harakat miqdori) saqlanish qonuni va energiya saqlanish qonunini quyidagicha yozamiz.

$$\begin{cases} m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2 = m_1 \vec{u}_1' + m_2 \vec{u}_2' \\ \frac{1}{2}(m_1 \vec{u}_1^2 + m_2 \vec{u}_2^2) = \frac{1}{2}(m_1 \vec{u}_1'^2 + m_2 \vec{u}_2'^2) \end{cases} \quad (25-1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} m_1 \vec{u}_1 - m_1 \vec{u}_1' &= m_2 \vec{u}_2 - m_2 \vec{u}_2' \\ m_1 u_1^2 - m_1 u_1'^2 &= m_2 u_2^2 - m_2 u_2'^2 \end{aligned} \right\} \quad (25-2)$$

ular bir chiziqda yotadi, shuning uchun

$$\left. \begin{aligned} m_1 \vec{u}_1 - m_1 \vec{u}_1' &= m_2 \vec{u}_2 - m_2 \vec{u}_2' \\ m_1 u_1^2 - m_1 u_1'^2 &= m_2 u_2^2 - m_2 u_2'^2 \end{aligned} \right\} \quad (25-3)$$

Endi tenglamalari hadma-had bo'lsak,

$$u_1 + u_1' = u_2 + u_2' \quad (25-4)$$

keyin mazkur tenglamani m_1 ga ko'paytirsak, quyidagi formula kelib chiqadi

$$m_1 u_1 + m_1 u_1' = m_1 u_2 + m_1 u_2' \quad (25-5)$$

Endi (25-3) dagi birinchi ifodaga (25-5) ni hadma-had qo'shsak

$$2m_1 u_1 = m_1 u_2 - m_2 u_2 + m_2 u_2' + m_1 u_2' \quad (25-6)$$

hosil bo'ladi. Bu tenglamadan U_2 topamiz.

$$u_2 = \frac{2m_1 u_1 - m_1 u_2' + m_2 u_2'}{m_1 + m_2} = \frac{2m_1 v_1 - (m_1 - m_2)u_2'}{m_1 + m_2} \quad (25-7) \text{ yoki}$$

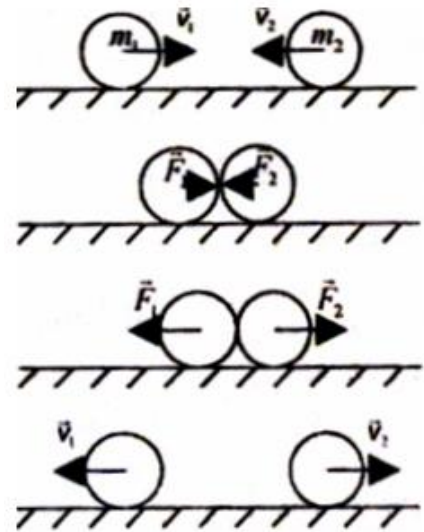
$$u_2 = \frac{2m_1 u_1 + (m_2 - m_1)u_2'}{m_1 + m_2} \quad (25-8)$$

(25-1) tenglamaga U_2 ni ifodasini qo'yib, yani undan U_1 ni topamiz.

$$u_1 = \frac{2m_2 u_2 - (m_2 - m_1)u_1'}{m_1 + m_2} \quad (25-9)$$

agar $m_1 = m_2$ va $u_2 = 0$ teng bo'lsa, u holda $u_1 = 0$ va $u_2 = u_1$ bo'ladi.

Bundan xulosa, massalari teng bo'lgan sharlarning tezliklari almashinadi, yani $u_1 = 0$ va $u_2 = u_1$ ga teng bo'lar ekan.



37-rasm

§26. Yerning tortish maydonida jism energiyasining o'zgarishi

Er ustidagi jismga Erning tortish kuchi doimo ta'sir qilib turadi. Agar jism o'lchami $l \ll R$ bo'lsa, u holda Erning tortish kuchi doimo Yer radiusi (R_{Ep}) bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. Jismni Yer markazidan uzoqdagi holati ya'ni S ni o'zgartirsak, unda ish bajariladi. Bu ish jismning kinetik yoki potentsial energiyasining o'zgarishiga ($A = \Delta W$) teng bo'ladi.

Faraz qilaylik, jism kuch maydonida harakat qilayapti. Bu maydonda Yerning tortish kuch chiziqlari mavjud. Bunda shu kuchga qarshi ish bajarish kerak.

Agar kuch $\vec{F}$ yuqoriga yo'nalgan bo'lsa, u holda bajarilgan ish

$$A = Fh \quad (26-1)$$

teng bo'ladi. Nyutonning II — qonuniga asosan $m\vec{a} = \sum \vec{F}_i$ teng edi. Kinetik energiyaning o'zgarishi esa

$$dW_k = m\vec{u}d\vec{u}, \quad m\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F} - \vec{F}_T \quad (26-2)$$

teng bo'lsa, Erning tortish kuchi $F = mg$ teng bo'ladi. Endi (26-2) ni ds ga ko'paytirib integrallaymiz.

$$m\frac{d\vec{u}}{dt}d\vec{s} = \vec{F}d\vec{s} - F_T d\vec{s} \quad (26-3)$$

va $ds = vdt$ teng ekanligini hisobga olsak, u holda

$$\begin{aligned} F \int_0^h ds - mg \int_0^h ds &= m \int_{u_a}^{u_b} u du \\ Fh - mgh &= \frac{mu_a^2}{2} - \frac{mu_b^2}{2} \\ Fh &= mgh + \frac{mu_a^2}{2} - \frac{mu_b^2}{2} \quad (26-4) \end{aligned}$$

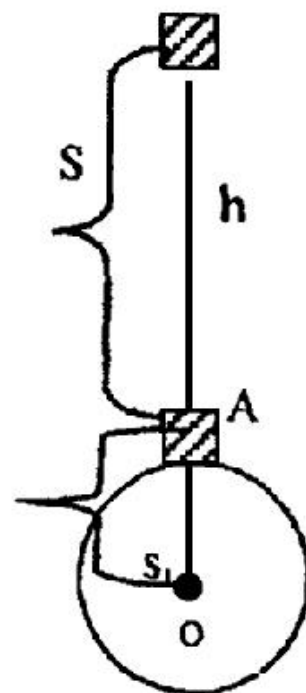
teng ekanligi kelib chiqadi.

Demak bajarilgan ish $A = Fh$ jismning kinetik energiyasining o'zgarishi bilan og'irlik kuchining h yo'lda bajargan ishiga teng ekan.

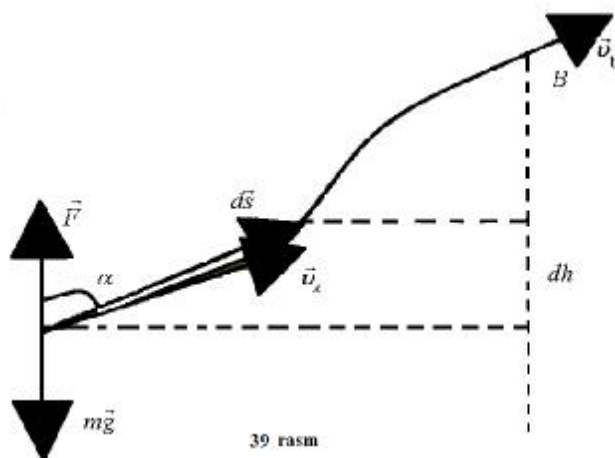
Agar $u_a = u_b$ teng bo'lsa,

$$A = Fh = mgh \quad (26-5)$$

teng bo'lar ekan.



38-rasm



39-rasm

Agar $\int_A^B Fds$ ni chizmadan foydalanib, $dh = ds \cos \alpha$ ni hisobga olib hisoblasak, unda

$$\int_A^B Fds = mgh + \frac{mv_a^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2} \quad (26-6)$$

ni keltirib chiqarish mumkin. Bu bajarilgan ish bosib o'tilgan yo'lining yo'nalishiga bog'liq emas.

Agar jismni B dan A nuqtaga ko'chirsak, unda jism

$$A = W_k = mgh \quad (26-7)$$

energiyaga ega bo'ladi. Buyurda W_k – jismni Erning tortish maydonidagi ko'chirilishida mgh energiya sarf qilinadi yoki mgh energiya olinadi (qandaydir sistema tomonidan) Demak, jism qandaydir W potentsial energiya zapasiga ega ekan. Unda

$$W = mgh = \text{const} \quad (26-8)$$

uchun, $h=0$ bo'lganda Erda $W = \text{const}$ kattaligini aniqlash mumkin. Shu printsipga asosan ikkita jism orasidagi ta'sir etuvchi kuchning potentsial energiyasini hisoblashimiz mumkin.

§27. Energiyaning saqlanish va o'zgarish qonuni.

Faraz qilaylik jism faqat Yerning tasirida harakat qilsin, ya'ni g – tezlanish bilan pastga qarab, bunday harakat Yerning tortish maydonidagi harakat deb ataladi. Avvalgi mavzudan

$$Fh = mgh + \frac{mv_a^2}{2} - \frac{mv_b^2}{2} \quad (27-1)$$

edi, yani $F=0$, bunda tashqi kuch yo'q, u holda

$$mgh + \frac{mv_a^2}{2} = \frac{mv_b^2}{2} \quad (27-2)$$

$$h = h_a - h_b \quad (27-3)$$

$$mgh_a + \frac{mv_a^2}{2} = mgh_b + \frac{mv_b^2}{2} = W_0 = \text{const} \quad (27-4)$$

Bu esa Yerning tortish maydonida harakat qilayotgan jism uchun mexanik energiyaning saqlanish qonunidir. Demak har qanday nuqtada, har qanday vaqtda

$$W_k + W_p = \text{const} \quad (27-5)$$

ekan.

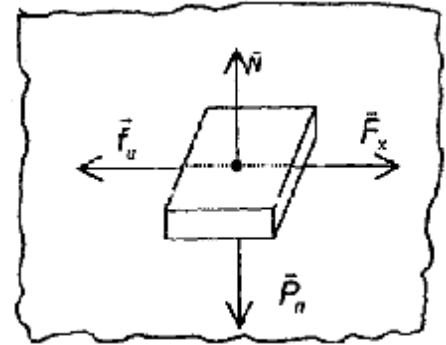
Energiya yo'qolmaydi, bir turdan ikkinchi turga o'tadi, ya'ni $W_k \rightarrow W_p \rightarrow W_k$ ko'rinishda o'zgaradi. Unda ishqalanish kuchi, reaktiv kuch bo'lsa, u holda unga qarshi ish bajariladi jism shu energiyani yo'qotadi. Lekin bu issiqlik energiyaga aylanadi.

§28. Ishqalanish kuchlari

Bir jismning yuzasi bo'ylab ikkinchi jism harakat qilganda uning harakatiga to'sqinlik qiluvchi va ularning bir-biriga tegib turgan yuzalarida vujudga keluvchi kuchga ishqalanish kuchlari deyiladi.

Ishqalanish kuchlari mexanik energiyaning issiqlik energiyasiga aylanishiga olib keladi, Shu sababli bu jarayonni batafsilroq tahlil qilamiz.

Faraz qilaylik, jism boshqa jism yuzasi bo'ylab to'g'ri chiziqli tekis harakat qilsin, ya'ni $\dot{u} = \text{const}$ unda $\vec{F}_{ish} + \vec{f}_u = 0$, va reaksiya kuchi $\vec{N} = \vec{P}_n$ teng bo'ladi, bu yerda $\vec{P}_n$ - normal



40 rasm

bosim kuchi. Agar tashqi kuch $\vec{F}_{TK} = 0$ bo'lsa, u holda $m \frac{d\dot{u}}{dt} = -\vec{f}_u$ teng bo'ladi, buni ds ga ko'paytirsak va $ds = u dt$ ekanligini hisobga olsak, u holda $d(\frac{mu^2}{2}) = -(\vec{f}_u \cdot d\vec{s}) = -dA_u$ teng ekanligi kelib chiqadi. Bu esa ishqalanish kuchlarining bajargan ishi manfiy ekanligini va bu ish (yoki f_u -kuch) jismning kinetik energiyasini kamaytirishga olib kelishini ko'rsatadi. Tajribalar shuni ko'rsatadiki, kinetik energiyaning kamayishi $\Delta W_k \Rightarrow Q$, yani issiqlikka aylanar ekan.

Ishqalanishning turlari: — $\begin{cases} \rightarrow \text{tinch ishqalanish} \\ \rightarrow \text{sirpanish ishqalanish} \\ \rightarrow \text{dumalanish ishqalanish} \end{cases}$

Tinch ishqalanishda $v = 0$, $ds = 0$ va $dA = 0$ teng bo'lar ekan.

Ishqalanish kuchlari jismning shakliga, tezligiga, harakat qilayotgan muhitga va modda turiga bog'liq. Ishqalanish jarayonini shartli ravishda ikki turga bo'lamiz:

1. Qattiq jism yuzalari orasidagi quruq ishqalanish.
2. Gaz yoki suyuq qovushqoq muhitdagi ishqalanish.

Qovushqoq (yopishqoq) muhitdagi ishqalanish kuchlari Nyuton tomonidan o'rganilgan va bu kuchlar jismning shakliga, tezligiga, muhitning zichligi (r) ga va qovushqoqligi (h) ga bog'liq ekan.

Faraz qilaylik, biror jism suyuqlikda $\vec{F}_x$ — kuch tasirida $\dot{u} = \text{const}$ tezlik bilan harakatlansin. Jism tegib turgan qatlam u tezlik bilan, undan keyingi qatlamlar kichikroq tezliklar bilan harakat qiladi.

Bu misolda ikkita ishqalanish, jism bilan suyuqlik va suyuqlik qatlamlari orasidagi ishqalanish kuchlari mavjuddir. Ikki qatlam orasidagi tasir kuchlari

$$f_u = -hS \cdot \frac{\Delta u}{\Delta h} = -hS \cdot \frac{u}{h} \text{ va } \frac{\Delta v}{\Delta h} = \frac{u}{h} = \text{gradu}$$

tezlik gradientiga teng ekan.

Qovushqoqlik koeffisienti $h = \frac{|f_u|}{S \cdot \frac{du}{dh}}$ teng ekan.

Qovushqoqlik kuchlarining mavjudligiga sabab molekulalar orasidagi tutinish kuchlarining mavjudligidir. Molekulalar orasidagi bu kuchlar har xil sistemalar har xil, shuning uchun h yoki m har xil.

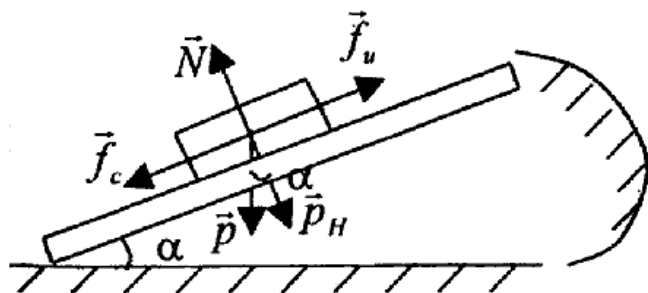
Qovushqoqlik birligi SI sistemasida $[m] = \frac{kg}{m \cdot c}$;

SGS da esa $[m] = \frac{g}{sm \cdot c} = 1n3(nya3)$.

§28(a) Ishqalanish koeffitsientini aniqlash usullari

a) Tribometr usuli.

Tinch holatdagi ishqalanish kuchi shu jismni qo'zg'ata olish momentidagi kuchga teng deyish mumkin, yani $f_{it} = F_x$. Tajribalardan f_{uT} bosim kuchi (P_n) ga, yuza S sifatiga va modda turiga bog'liq bo'lib, $f_{uT} = m \cdot P_n = m \cdot N$ formula bilan aniqlanar ekan. Bu



41-rasm

formula 1699 yilda Amonto tomonidan topilgan va Amonto qonuni deyiladi.

Tinch ishqalanish va sirpanish ishqalanish koeffisientlari triometr degan asbob yordamida o'rganiladi. Bunda burchak o'lchagich yordamida qiya tekislikdagi jismning sirpana

boshlaydigandagi burchak qiymati a_0 - o'lchanadi.

$$f_c = mg \sin a_0, N = P_n = mg \cos a_0 \text{ va } f_u = m \cdot N$$

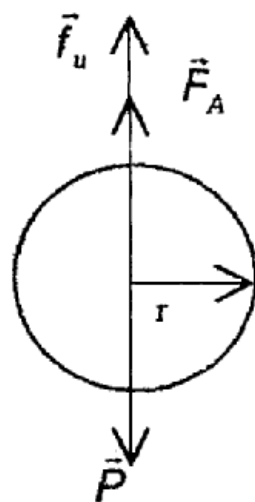
ekanligini hisobga olsak, $m = \tan a_0$ bo'lar ekan. Bu ifodadan m ning har xil sistemalar uchun qiymati aniqlanadi.

b) Stoks usuli. Mazkur usul qovushqoq muhitda sharchaning to'g'ri chiziqli tekis harakati asosida muhitning ichki ishqalanish (qovushqoqlik) koeffisientini aniqlashdan iborat.

Faraz qilaylik, sharcha qovushqoq muhitda harakat qilsin, u holda unga quyidagi kuchlar tasir qiladi:

1. Og'irlik kuchi $P = mg = r \cdot V \cdot g = \frac{4}{3}pr^3rg$, bu yerda sharcha moddasining zichligi, r - sharcha radiusi.

2. Arximed kuchi $F_A = r_c Vg = \frac{4}{3}pr^3g$ bu yerda r_c — suyuqlik zichligi.



42-rasm

3. Ishqalanish — Stoks kuchi $f_u = 6prhu$. Nyutonning II-qonuniga asosan

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = \sum \vec{F}_i \text{ va } m \frac{du}{dt} = P - F_A - f_u = (r - r_c)V \cdot g - 6prmu \text{ teng ekan.}$$

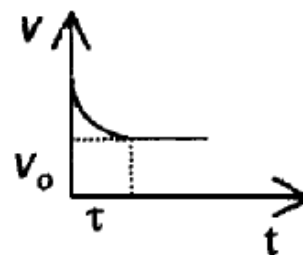
Agar biror t vaqtdan keyin sharchaning harakati to'g'ri chiziqli tekis harakat ($\vec{u} = \text{const}$) bo'lsa, $\frac{du}{dt} = 0$

$$\text{va } \frac{r - r_c}{r} g - \frac{9}{2r^2} \cdot \frac{h}{r} u_0 = 0 \text{ bo'ladi. Bundan}$$

$$u_0 = \frac{r - r_c}{h} \cdot \frac{2r^2 g}{9} \text{ yoki } h = \frac{2}{9} \cdot \frac{r^2 (r - r_c) g}{u_0} \text{ teng ekanligi}$$

kelib chiqadi. Bu ifodadan tajriba natijalari asosida h

ni aniqlash mumkin. Lekin bu qonuniyat uncha katta bo'lmagan tezliklar uchun o'rinli, chunki katta tezliklarda $f_u \sim u^2$ bo'ladi.



43-rasm

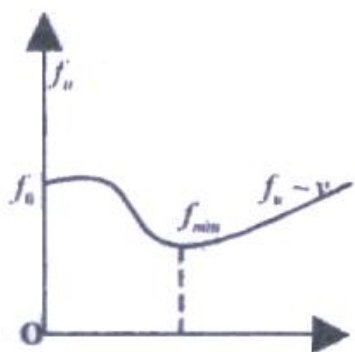
§29. Sirpanish ishqalanish kuchi

Bir jismning ikkinchi jism yuzasi bo'ylab sirpanib harakat qilayotgan jarayonini ko'raylik.

Agar $f_u = m \cdot N$ bo'lsa, $a \neq 0$ yani $a > 0$ bo'ladi.

Jism sirpanib tezligi orta boradi va shu jarayonda ishqalanish kuchini qiymati tezlikka bog'liq holda o'zgara boradi (grafikga qarang).

Jismning tezligi ortishi bilan f_u kamayadi, so'ngra minimumdan so'ng yana orta boradi. Mexanikada $f_u \sim u$ qonunni Kulon qonuni deb yuritiladi.

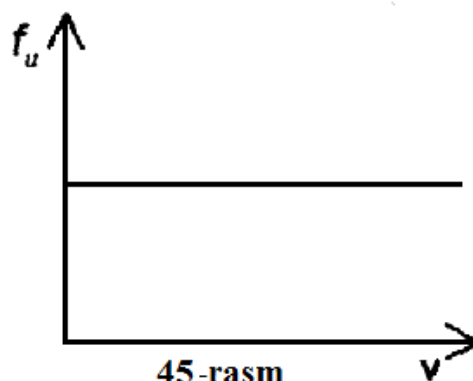


44-rasm

Quruq metallar uchun kichik tezliklarda f_u tezlikka uncha bog'liq emas.

f_0 -tinch

holatdagi, f_u -



45-rasm

sirpanishdagi ishqalanish kuchi P_n proporsionaldir yani $f_u \sim P$ yoki $f = mP_n = mN$ teng. Buyerda f_u -kuch yuzaning mexanik ishloviga, tezligiga va moddalarning aralashmasi bormi-yuqligiga bog'lik bo'ladi.

Moylangan sirlardagi ishqalanish-qovushqoq ishqalanish xarakteriga ega. Bu holda $f_u \sim$ moy qatlamining qalinligiga, turiga va bosim kuchiga bog'liq bo'ladi.

Ishqalanish kuchlari tufayli odam harakat qiladi va jismlar o'zining tinch holatini saqlaydi. Shuning uchun tinchlikdagi ishqalanish kuchlari tutinish

ishqalanish kuchlari deyiladi. Tinch holatdagi ishqalanish texnikada keng qo'llaniladi.

Quruq sirpanish ishqalanish yuza silliqqligidan tashqari sistemadagi moddalar turiga ham bog'liq.

Masalan: metall-metall uchun $m = 0.15 - 0.25$;

metall — yog'och uchun $m = 0.5$;

yog'och — yog'och uchun $m = 0.65$.

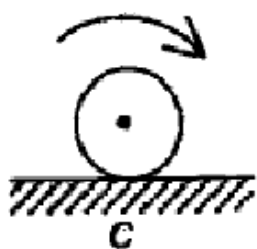
§30. Dumalanishdagi ishqalanish kuchlari

Dumalanishda mavjud bo'lishi mumkin bo'lgan kuchlar quyidagicha:

Ishqalanish kuchlari $\left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \text{dumalanish} \\ \rightarrow \text{sirpanish} \\ \rightarrow \text{tutinish} \end{array} \right.$

Dumalanish ishqalanish kuchlari boshqa ishqalanish kuchlari kabi jismning dumalanishini tormozlaydi. Lekin sirpanish, tutinish ishqalanish kuchlari harakatlanayotgan jismni, tezlashtirishi ham, sekinlashtirishi ham mumkin.

a) Faraz qilaylik, biror jism masalan: silindr qiya tekislik bo'ylab tutushayotgan bo'lsin, bu holda ishqalanishning 3 xili ham mavjud bo'ladi.



46-rasm

Agar sirpanish bo'lmasa, u holda dumalanish va tutinish ishqalanish kuchlari qoladi. Ko'pchilik hollarda dumalanish ishqalanish kuchlari tasiri kichik $m_g \ll m_c$ bo'lganda faqat tutinish ishqalanish kuchlari sodir bo'ladi. Bunda silindrning teginish nuqtasi tekislikka nisbatan ko'chmayotganda, tinchlikdagi kabi mexanik energiya yo'qolmaydi.

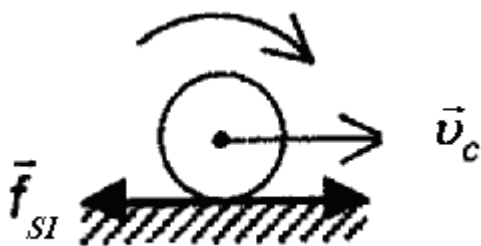
b) Tekislikda ham $m_g = 0$, $m_c = 0$ va $\dot{u} = \text{const}$ bo'lsa, u holda $m_{\text{tut}} = 0$ (urinma o'zaro tasir kuchi 0 ga teng).

v) w_0 - burchak tezlik bilan aylanib turgan silindrning tekislikka qo'yib yuboramiz. Sirpanish kuchlari silindrni ilgarilanma harakatini tezlashtiradi, lekin uning aylanishini sekinlashtiradi.

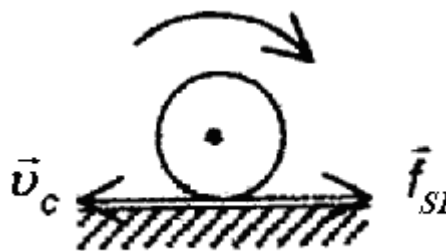
Shuning uchun $u \rightarrow, w \leftarrow$, ya'ni tezligi ortadi, burchak tezligi kamayadi.

Silindrning tekislikka tegib turgan nuqtalarining sirpanish tezligi $u_c = wR - u$ bo'ladi yoki $u = wR - u_c$ teng bo'ladi. Agar $u_c = 0$, $u = wR$ bo'lsa, u holda $m_c \rightarrow 0$ $f_{cu} \rightarrow 0$ bo'ladi, yani harakat tekis bo'ladi.

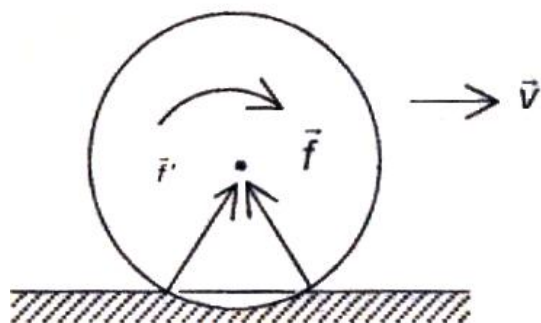
Agar u_c sirpanish tezligi orqaga yo'nalgan bo'lsa, u holda f_c oldinga yo'nalgan va harakat tezligi ortadi. Agar u_c oldinga yo'nalgan bo'lsa, f_{SI} silindr harakatini tormozlaydi.



47-rasm



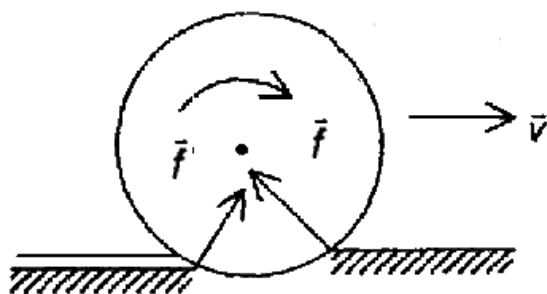
48-rasm



49-rasm

simmetrik $\vec{f} + \vec{f}' = 0$ teng bo'ladi.

Dumalanish sirtining barcha elastik deformatsiya kuchlarining natijaviy silindrga nisbatan yo'nalgan va bu kuchlarning silindr o'qiga nisbatan momenti nolga teng. Shuning uchun m_g - elastik deformatsiyalanganda nolga teng, ya'ni $f_{gu} = 0$, $m_g = 0$ teng ekan. Dumalanish ishqalanishni tushinish uchun deformatsiyani noelastik deb hisoblash mumkin. Bu holat, albatta amalda o'rinalidir. Tekislikmi, silindrmi yoki ikkalasimi deformatsiya qilish, masalani o'zgartirmaydi.



50-rasm

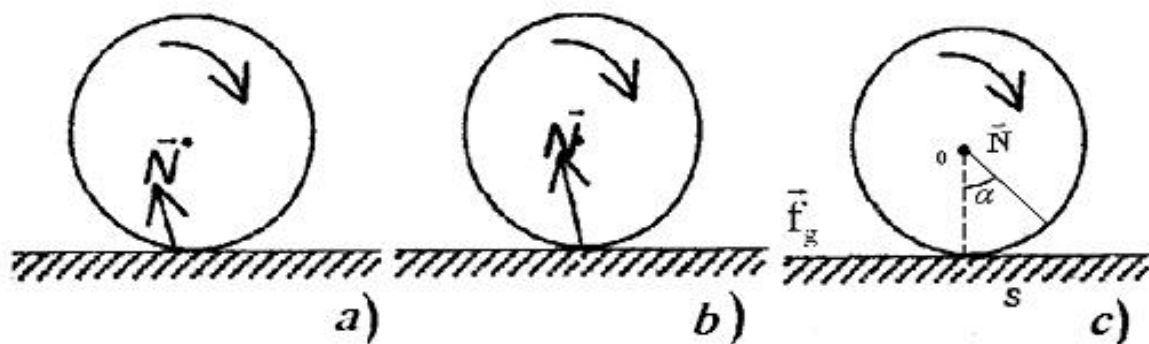
Faraz qilaylik faqat tekislik deformatsiya qilsin, u holda $f' \neq f$ emas, $f' < f$ va ular simmetrik bo'lmaydi.

$\vec{f}_{gx} = \vec{f} + \vec{f}' \neq 0$ va ularning gorizonta tashkil etuvchisi $f_{gx} \neq 0$ bo'lib orqaga yo'nalgan, uning silindr o'qiga nisbatan $M_x = f_{gx} \cdot R$

kuch momenti ham $M_x \neq 0$ va harakat yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lar ekan.

Dumalanish ishqalanish kuchini hisoblash nazariyasi hozirgacha aniq yaratilmagan. Shuning uchun kuchlarning umumiy harakterini ko'raylik. Agar $m_{HAYO} \approx 0$ va $m_c \approx 0$ bo'lsa, unda m_g - mavjudligi tsilindrning harakatini sekinlashtiradi.

Bunda $a_t < 0$ va $a_t = bR < 0$ $b < 0$ ekan.



51-rasm

a) va b) holda $\dot{N}$ kuch musbat tezlanish bergan bo'lardi, aks holda v) rasmda ko'rsatilgandek bo'lar edi.

$\dot{N}$ – kuchning teng tasir etuvchisi, yani gorizontaal tashkil etuvchisi bo'lib, masofa (s) kichik bo'lgani uchun, u juda kichik bo'ladi.

Unda $\dot{N}$ ning absolyut kattaligi $\approx \dot{P}$ ga teng bo'ladi. $\dot{f}_{gu}$ ni esa tajribada olish uchun, unga $\dot{F}$ -tashqi kuch qo'yib $\dot{f}_{gu}$ ga teng qilgan holda olinadi. Bunda $w = const$, $b = 0$, bo'lgani uchun $\dot{N}$ silindr o'qidan o'tadi.

Ikkita $\dot{F}$ -tashqi kuch, $\dot{P}$ -og'irlik kuchi shartga ko'ra, silindr o'qidan o'tadi va

$$P = N \cdot \cos \alpha \quad (30-1)$$

$$F = N \cdot \sin \alpha = \dot{f}_{gu} \quad \alpha \approx 0 \text{ uchun } P \approx N, \quad F \approx Na \approx \dot{f}_{gu}$$

$$\dot{f}_{gu} \approx m_u Na \approx m P_n \frac{S}{R} = m_g \cdot \frac{M_{gu}}{R}$$

teng bo'lar ekan.

Odatda jadvalda (s) kattalikning qiymatlari berilib $\dot{f}_{gu}$, $\dot{f}_{gu} \approx m P \frac{S}{R}$ formuladan aniqlanadi. Ba'zan $M_{gu} = \dot{f}_{gu} \cdot R = P s$ ham ishlatiladi. Ba'zan m_g ni dumalanish ishqalanish kuchi momenti koeffitsienti deyiladi. Bu yerda $m_g \ll m_c$, bo'lgani uchun umuman ishqalanish rolikli yoki sharikli podshipniklar orqali dumalanish ishqalanishga aylantiriladi. Shunday qilib, dumalanish ishqalanish kuchi

$$\dot{f}_{gu} = m_g \cdot \frac{P_n}{R} \quad (30-3)$$

teng ekan. Mazkur formula mexanikada Kulon formulasi deyiladi.

§31. Inertsial sanoq sistemalari

Biz shu vaqtgacha qaralgan harakatda, Yerni qo'zg'almas deb hisoblagan edik. Yer o'z o'qi atrofida aylangan holda Quyosh atrofida harakat qiladi. Mana shu harakatni hisobga olmagandagi xatolikni ko'rib chiqamiz.

Dinamika qonunlari faqat inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi. Masalan: Ikkita sistema olaylik.

Birinchisi $u = 0$, ikkinchisi $u_0 = const$ bilan harakat qilsin.

Ikkinchi sistemaga nisbatan jism $\vec{v}_1$ tezlik bilan harakatlansa, u jism birinchiga nisbatan

$$\vec{u} = \vec{u}_1 + \vec{u}_0 \quad (31-1)$$

bilan harakat qiladi. Agar tezlanishini topsak, u quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\vec{a} = \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{d\vec{u}_1}{dt_1} = \vec{a}_1 \text{ chunki } \frac{d\vec{u}_0}{dt} = 0 \quad (31-2)$$

Bu yerda tezlanish $\vec{a}$ shu qo'zg'aluvchan sistemaga nisbatan aniqlanar ekan.

Demak bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan sistemalarda tezlanish bir xil bo'lar ekan, shuning uchun

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\vec{a}_1 = \text{const} \quad (31-3)$$

Mazkur formula hamma sistemalar uchun o'rinli.

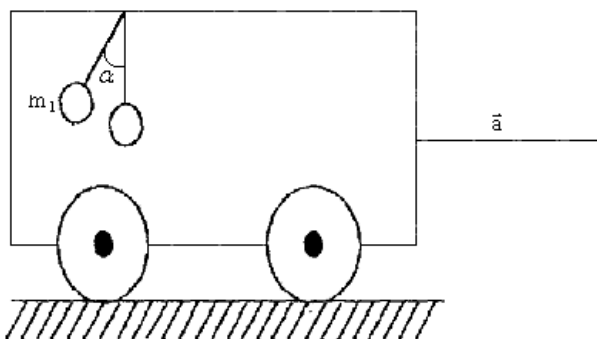
Dinamikada $\vec{a}$, $\Delta\vec{u}(t)$, va $\vec{F}$ - hamma inertsial sistemalarda bir xil ekan.

Inertsial sanoq, sistemalar deb bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakat qiladigan sistemalariga aytiladi. Bu sistemalarda dinamika qonunlarining ta'riflari bir xil bo'ladi, yani bu sistemalar inertsial sanoq sistemalaridir. Sanoq sistemalari bir-biriga nisbatan tezlanish bilan harakat qilsa, bunday sistemalar **noinertsial sanoq sistemalar** deyiladi. Qaysi sistemani bu sistemalar ichidan inertsial sistema deb olish mumkin?

Masalan: Quyosh sistemasidan? Bunda yorug'lik tezligidan juda kichik tezlikka ega bo'lgan sistemani inertsial sanoq sistemasi deb olish mumkin. Quyoshni, quyosh sistemasiga nisbatan inertsial sistema deb qarash mumkin. Yerni ham qandaydir xatolik bilan inertsial sistema deb qarash mumkin.

§ 32. Noinertsial sistemada jism harakati. Inertsiya kuchlari

Noinertsial sistemalarda dinamika qonunlarini umumiy ko'rinishdagi qo'llab bo'lmaydi. Haqiqatda jismga noinertsial sistemada tashqi kuch ta'sir qilganidagina, u tinch holatda bo'ladi, sababi u inertsial sistemaga nisbatan tezlanish bilan harakat qiladi. Masalan, vagon a tezlanish bilan to'g'ri chiziqli tekis harakat qilsin, Unda Yerga nisbatan tezlanishi $\vec{a}$ ga teng.



52-rasm

$$\vec{F}_1 = m\vec{a}_1 \quad (32-1) \quad \text{va}$$

$$\vec{F} = P \tan \alpha \quad (32-2)$$

teng ekan. Buyerda $\vec{F}$ - og'irlik kuchini tashkil etuvchisidir. Lekin, bunda kuchlarni hammasini yerga nisbatan oldik, ya'ni (inertsial sistema — Yer), shuni endi vagonga nisbatan noinertsial sistema deb ifodalash

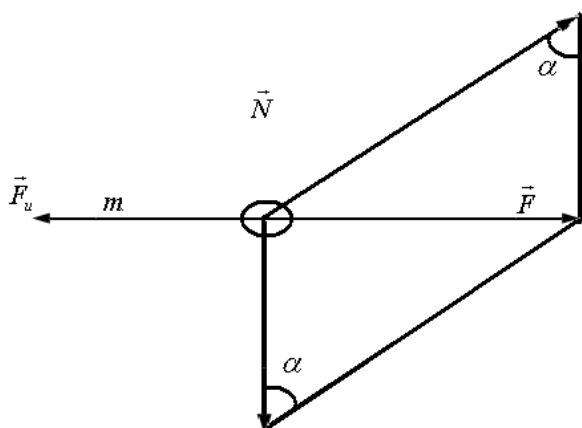
mumkinmi degan savol tug'iladi?

Buning uchun mexanikada tezlanish bilan harakat qilayotgan sistemalar uchun inertsiya kuchlari deb ataladigan kuchlar orqali dinamika qonunlarini

ifodalanadi. Bu esa dinamikaning qonunlarining noinertsial sistemaga nisbatan shu eski ko'rinishda saqlab, harakatni tahlil qilishni osonlashtiradi.

Faraz qilamiz, har bir jismga, tezlanishli sistemadagi jismga nisbatan inertsiya kuchlari ta'sir etsin. Bunda tezlanish $\vec{a}_i$ bo'lsin. Uning shipiga osilgan ip orqali yuk qandaydir α burchakga og'adi. Inertsiya qonuniga asosan yuk orqaga ϕ burchakga og'adi, bu esa a -ga bog'liq bo'ladi.

Vagonda osilgan sharga $\vec{F}_u = -m_i \vec{a}$ (32-3)



53-rasm

kuch tasir qilsin. Vagonga nisbatan tinch bo'lgan jism uchun, inertsial sistema, yani Yerga nisbatan kuchlarning yig'indisi nolga teng.

$$\vec{F}_u + \vec{P} + \vec{N} = 0 \quad (32-4)$$

Agar shu mayatnikni turtsak, u tebranma harakat qiladi. Unda mayatnik muvozanat holati atrofida, yani qiya tekislik atrofida tebranadi. Bundan muvozanat holatida tezlanish ip bo'ylab, $\vec{g} < \vec{w} = \vec{a} + \vec{g}$ va $\sqrt{a^2 + g^2}$ ga

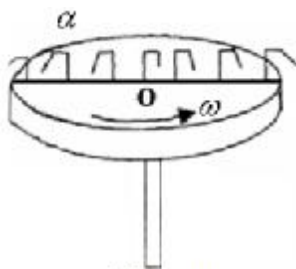
teng. Agar ipni kessak, u vagonga nisbatan burchak bilan to'g'ri chiziqli harakat qiladi. Erga nisbatan parabola bo'yicha harakat qiladi. Dinamikaning ikkinchi qonunini $\vec{a}$ li va $\vec{m}$ li uchun noinertsial sanoq sistemasida quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{F} + \vec{F}_u = m \vec{w}_0 \quad (32-5)$$

buyerda $\vec{w}_0$ - jismning noinertsial sistemadagi tezlanishi va u quyidagi $\vec{w}_0 = \vec{a} + \vec{g}$ formula bilan ifodalanadi, $\vec{F}_u = m\vec{a}$ - inertsiya kuchi, $\vec{F}$ - hamma tashqi kuchlarning teng tashkil etuvchisi.

Inertsiya kuchlarining mavjudligi bu formulada, tezlanish sanoq sistemasining koordinatalarini o'z ichiga oladi va inertsiya kuchlari jismning tezlanishli sistemadagi harakatini aniqlab boradi. Bu ma'noda bu kuch oddiy kuchlardan farq qilmaydi. Lekin, inersiya kuchlarining qarama-qarshi ta'sir etuvchisi yo'q va bu kuch qaysi jism tomonidan qo'yilganini ko'rsatib bo'lmaydi.

§ 33. Aylanma harakat qilayotgan sistemadagi (tinch holatdagi) jismga tasir qiluvchi inertsiya kuchlari



54-rasm

Quyidagi tajribada mayatniklarning og'ish burchaklarini ko'raylik, R ortishi bilan ϕ ham ortib boradi va $w = const$ teng bo'ladi. Hamma mayatniklar tinch holatda, diskka nisbatan, lekin Yerga nisbatan tekis aylanma harakat qilayotgan bo'lsin.

Markazdan qochma kuch

$$F = mw^2 R = \frac{mu^2}{R} \quad (33-1)$$

teng bo'lib *inertsiya kuchini* ifodalaydi. Inertsiya kuchi R -ga bog'lanishi esa quyidagicha

$$F = mw^2 R \quad (33-2)$$

orqali ifodalaymiz.

Agar $\dot{\vec{R}} = -\dot{\vec{N}}$ teng bo'lib, ularning tashkil etuvchi kuchlari, F_u , $\dot{\vec{P}}$ bo'lsa, chizmadan

$$\operatorname{tg} a = \frac{F_m}{P} = \frac{w^2 R}{g} \quad (33-3)$$

teng ekanligi kelib chiqadi. Agar $F_u = F_M \sim R$ teng bo'lsa, u holda $a \sim R$ teng bo'lar ekan.

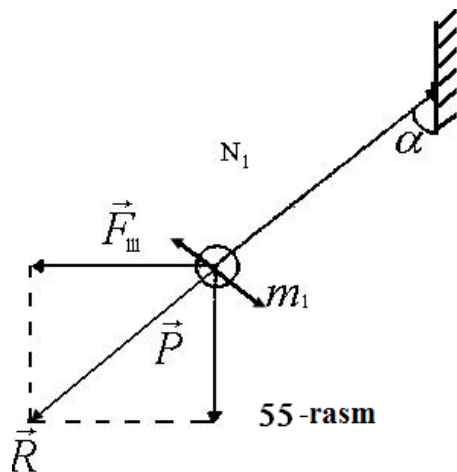
Diskka nisbatan mayatniklarning a -burchakga og'gan holda ular tinch holatda qoladi. Shu holda tinch tursa, unga doimiy

$$\dot{\vec{F}}_u = m\dot{\vec{a}}_u = mw^2 \dot{\vec{R}} \quad (33-4)$$

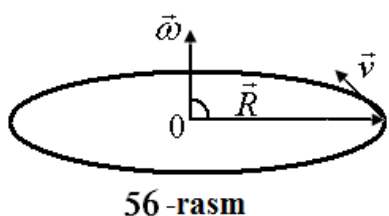
kuch ta'sir qiladi. Lekin natijaviy kuch

$$\dot{\vec{F}}_u + \dot{\vec{P}} + \dot{\vec{N}} = 0 \quad (33-5)$$

teng ekan. Shuning uchun jism diskka nisbatan tinch harakatda bo'ldi.



§ 34. Aylanma harakat qilayotgan sistemadagi jism harakatiga ta'sir qiluvchi inertsiya kuchlari



Aylanma harakat parametrlari $\dot{\vec{w}}$, $\dot{\vec{R}}$ va $\dot{\vec{u}}$ dan iborat ekan. Shu parametrlarning vektor yo'nalishlarini ko'raylik. $\dot{\vec{w}}$ ni shunday olish kerakki, uning uchidagi nuqtaga qarasak, $\dot{\vec{u}}$ yo'nalishi soat strelkasiga teskari yo'nalishda bo'lishi kerak, yoki o'ng dastasini parma

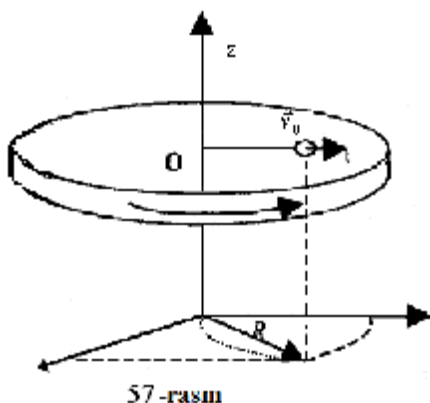
qoidasiga asosan uning burilishi $\dot{\vec{u}}$ ni ko'rsatsa, uning yo'nalishi $\dot{\vec{w}}$ ni ko'rsatadi.

$$\dot{\vec{u}} = [\dot{\vec{w}} \cdot \dot{\vec{R}}] \quad (34-1)$$

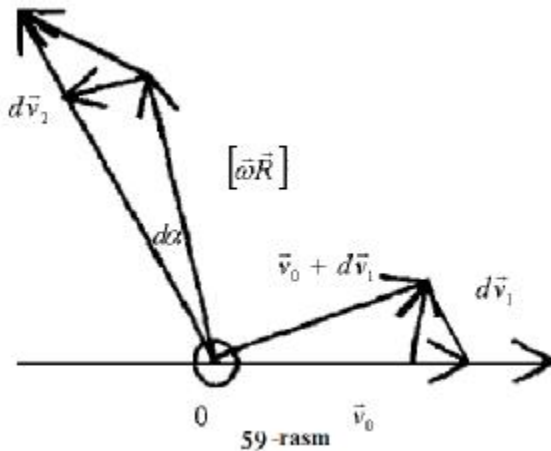
$$\dot{\vec{u}} = [\dot{\vec{w}} \cdot \dot{\vec{R}} \cdot \sin a] \quad (34-2)$$

Agar $\dot{\vec{w}} \perp \dot{\vec{R}}$ bo'lsa, $\sin 90^\circ = 1$ teng bo'ladi, undan $s = w \cdot R$ (34-3), teng bo'ladi.

Endi kichkina sharcha yo'naltirgich bo'yicha aylanayotgan diskda to'g'ri chiziqli harakat qilsin.



Tezligi $\vec{u}_0$ bo'lsin $[x, y, z]$ ga nisbatan sharchaning harakati murakkab bo'ladi. z o'qi bo'ylab o'zgarmaydi, ya'ni $z = \text{const}$. Unda x, y o'qlari bo'yicha harakatini qarab chiqib va inertiya kuchlarini aniqlaymiz. $\vec{w}$ tezlik bilan tekis aylanayotgan diskda radius bo'ylab sharcha harakat qilsin. t -momentda R da bo'lsin. x va y o'qlarda $\dot{R}$ ning o'zgarishini ko'ramiz.



Agar $t + dt$ vaqtda $\dot{R} + d\dot{R}$ bo'lsa, unda $da = w \cdot dt$ (34-4) teng bo'ladi. Tezlik vektorining o'zgarishi uchta tashkil etuvchilar $(d\dot{u})_1, (d\dot{u})_2, (d\dot{u})_3$ dan iborat.

1) $d\dot{u}_1$ - bu R bo'yicha sharni disk bilan burilish natijasida o'zgarish tezligi

$$d\dot{u}_1 = u_0 \cdot da = u_0 w dt \quad (34-5)$$

teng.

2) $d\dot{u}_2$ - aylana R radiusidan $\dot{R} + d\dot{R}$ radiusiga o'tishdagi o'zgarishi natijasida tezlikning o'zgarishi esa

$$d\dot{u}_2 = w(R + dR) - wR = wdR = wu_0 dt \quad (34-6)$$

teng.

3) $d\dot{u}_3$ - aylanma harakat qilayotgan $\dot{v}$ tezlik vektori o'zining yo'nalishini o'zgarishini xarakterlaydi, yani

$$d\dot{u}_3 = wR \cdot da = wR \cdot w \cdot dt = w^2 R \cdot dt \quad (34-7)$$

teng ekan. Endi Δt vaqt juda kichik bo'lsa, u holda $\vec{a}_t$ va $\vec{a}_n$ ni topish mumkin.

$$a_t = \frac{d\dot{u}_3}{dt} = \frac{u_0 w \cdot dt + u_0 w \cdot dt}{dt} = 2wu_0 \quad (34-8)$$

Radial normal tezlanish, esa

$$a_n = \frac{d\dot{u}_2}{dt} = w^2 R \quad (34-9)$$

teng bo'ladi.

$a_t = a_k$ - urinma (tangentsial tezlanish deyiladi) yoki burilish-Koriolis tezlanishi deyiladi, $\vec{a}_n$ esa markazga intilma tezlanish deyiladi.

Tezliklarning tahliliga ko'ra, sharcha 2 ta harakatda bo'lar ekan. Birinchida radius bo'ylab, ikkinchida esa disk bilan birga aylanma harakat qiladi. Undagi kuchlar: f_m - radius bo'ylab

$$f_m = ma_n = mw^2 R \quad (34-10)$$

na R ga perpendikulyar bo'lganda

$$F = m2wu_0 \quad (34-11)$$

teng bo'ladi. Bu kuch esa R ga perpendikulyar-burilish tezlanishi hosil qiladigan kuchdir. Buni misolda ko'raylik. Agar velosiped spitsasida qo'zg'aluvchan sharcha bo'lsa, sharchaga spitsga perpendikulyar $\vec{F}_k$ kuch bilan ta'sir qiladi. Unda

$$\dot{\vec{F}}_u = 2m[\vec{\omega} \vec{u}_0]$$

teng bo'ladi. Bu $\dot{\vec{F}}_u$ inertsia kuchidir va spitsani deformatsiyalashga harakat qiladi. Shu jumladan sharchaga $f_M = mw^2R$ - markazdan qochma kuch tasir qiladi. Inertsia kuchlarini ko'rinishi har xil holatlarga olib keladi.

I. Inertsia kuchlari yo'q.

Noinertsial sistemada Nyutonning I-II-qonunlari o'rganiladi. Bunda kuchlarning yig'indisi a ni aniqlamaydi. Avval inertsial sistema uchun harakat qonunini aniqlab, keyin kinematika qonunlaridan foydalanib, noinertsial sistema uchun harakat qonunini aniqlanadi.

I. Inertsia kuchlari bor.

Bunda dinamikaning asosiy qonunlari o'rinli, lekin tasir etuvchi va inertsia kuchlarini hisobga olish kerak. Ilgarilanma harakatda esa inertsia kuchlari shu sanoq sistemasining hamma nuqtalarida bir hil va jism harakati tezligiga bog'liq emas. Aylanma harakatdagi sanoq sistemasida inertsia kuchlari har xil nuqtalarda har xil va jismning tezlanishiga bog'liq bo'ladi.

§ 35. Yer aylanishining jismlarning harakatiga ta'siri Fuko mayatnigi

Shimoliy yarim shar daryolari o'ng qirg'og'ining yuvilishi inertsia kuchlari tasiri bilan tushintiriladi. (Bor qonuni). Shu yarim shardagi temir yo'llarning o'ng relsi ko'proq yediriladi.

Aytaylik, poezd meridian bo'ylab shimoliy yarim sharda harakatlanyapti, $\vec{v} \parallel OO$ unda $\dot{\vec{v}}$ bo'lsa, u holda parallel o'zgarmaydi. Yerning harakati natijasida $\vec{v}_\perp$ inertsia kuchlari $\dot{\vec{v}}$ mavjud bo'lishiga olib keladi.

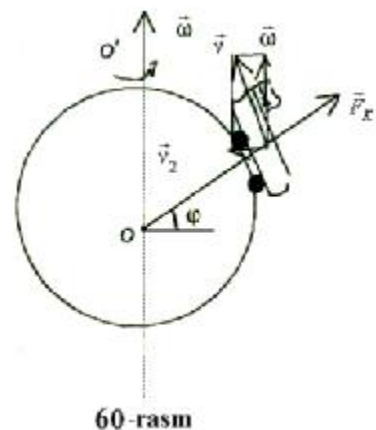
$$\dot{\vec{F}}_K = 2m\vec{\omega} \vec{v}_\perp = 2m\vec{\omega} v \sin j \quad (35-1)$$

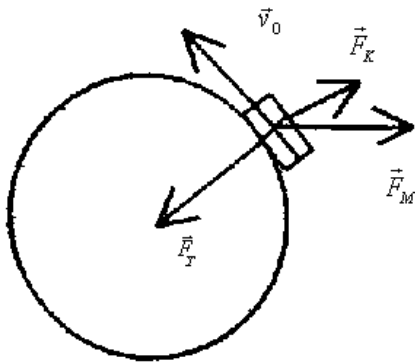
$$\dot{\vec{F}}_K = 2m[\vec{\omega} \vec{u}_0] \quad (35-2)$$

Koriolis kuchi Koriolis tezlanishiga to'g'ri proporsional bo'ladi. Shunday qilib, Koriolis kuchining yo'nalishiga mos daryo qirg'oqlarining shimoliy yarim sharda o'ng qirg'og'i, janubiy yarim sharda chap qirg'og'iyediriladi. Kariolis tezlanishi a_k ni markazdan qochma tezlanish a_n ni Yerdagi hodisalar uchun qo'shimcha qilib hisobga olmaymiz, chunki $a_n \ll g$ va $a_k \ll g$. Agarda ularni hisobga oladigan bo'lsak, jismning harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$m\ddot{\vec{x}} = \vec{F}_T + \vec{F}_{KG} + \vec{F}_K + \vec{F}_M$$

Quyoshning tasir kuchi $\dot{\vec{F}}_{KT}$ $R_{\text{yer quyosh}} \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ km}$ ekanligini hisobga olsak va $m_{\text{jism}} \ll M_{\text{yer}}$ kichik bo'lsa, unda $\dot{\vec{F}}_{KT} \approx 0$ teng ekanligi kelib chiqadi. U holda





61 -rasm

$$m\ddot{\mathbf{r}} \approx g \frac{mM}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{F}_K + \mathbf{F}_M = m\mathbf{g} + 2m[\mathbf{w} \cdot \mathbf{u}] + \mathbf{F}_M \quad (35-3)$$

Fransuz olimi Fuko mayatnikning tebranishlarini kuzatish bilan Yerning aylanishini isbotladi, Mayatnikning qutbda desak, u tebranib Yerning aylanish yo'nalishiga teskari yo'nalishda burila boshlaydi va murakkab traektoriya bo'yicha tebranadi. Buning sababi, unga Yerning aylanishi natijasida Koriolis kuchining

$$F_K = 2M[\mathbf{w} \cdot \mathbf{u}] \quad (35-4)$$

Ta'sir qilishidir.

Qattiq jism mexanikasi

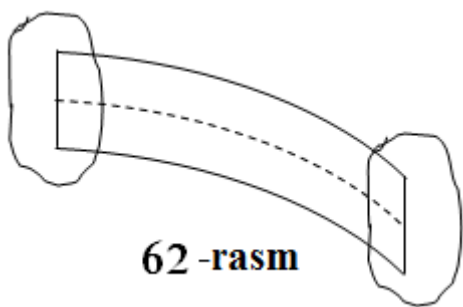
§ 36. Qattiq jismning ilgarilanma va aylanma harakati

Har xil jismlarning berilgan sharoitda deformatsiya qiladi, ya'ni ular o'z shaklini o'zgartirishi mumkin.

Agar jism o'zining shaklini har qanday sharoitda o'zgartirmasa, unday jismlar absolyut qattiq jismlar deyiladi.

Bunda zarrachalar orasidagi masofa $d_i = const$ bo'ladi, ya'ni ikkita ixtiyoriy nuqtalar orasidagi masofa fizik jarayonda o'zgarmasdan qoladi. Demak harakat natijasida shu d_i deyarli yoki umuman o'zgarmasa, bunday jismni absolyut qattiq jism deymiz.

Harakat davomida ularning ixtiyoriy ikki nuqta orasidagi masofa o'zgarmaydi, uning zarralari parallel ko'chadi.

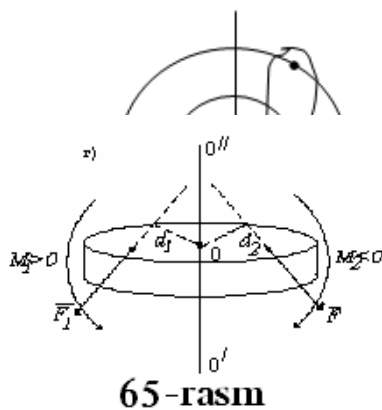


Bunda zarralar orasidagi ta'sir kuchlari mavjud bo'lib, bunday kuchlar ichki kuchlar deyiladi.

Agar boshqa jismlar tomonidan bu zarrachalarga kuch ta'sir etsa, bu kuch tashqi kuch deyiladi

Agar qattiq jism harakati davomida uning ixtiyoriy ikkita nuqtasini tutashtiruvchi chiziq fazoda o'zining yo'nalishini o'zgartirmasa, bunday harakatga qattiq jismning ilgarilanma harakati deyiladi. Bu xolda nuqtalarning traektoriyasi parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi.

Yassi harakat deganda shunday harakat tushuniladiki, bunda, harakatlanayotgan jismning hamma nuqtalari bir tekislikda qoladi.



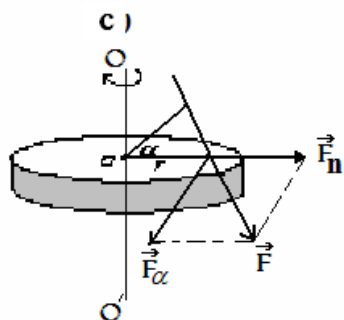
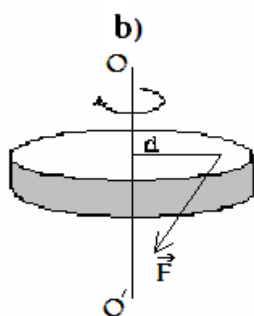
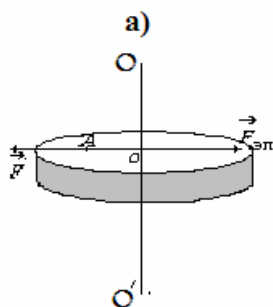
65-rasm

Qattiq jismning aylanma harakati deb shunday harakatga aytiladiki, uning ixtiyoriy nuqtalari konsentrik aylanalar chizadi va bu aylanalar markazi bir to'g'ri chiziqli yotadi, bu to'g'ri chizik aylanish o'qi deyiladi.

Aylanma harakat ham $w = \frac{da}{dt}$ va $e = \frac{dw}{dt}$ parametrlar bilan, hamda $\vec{v} = [\vec{\omega} \cdot \vec{r}]$, parametrlar bilan o'lchanadi hamda tavsiflanadi.

§ 37. Qo'zg'almas o'qqa ega bo'lgan jismning muvozanat sharti

Bog'lanishga ega bo'lmagan jismlar, ya'ni erkin jismlarning muvozanat sharti ularga ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisi nolga teng bo'lishi kerak edi, ya'ni $\sum \vec{F}_i = 0$



64-rasm

Bog'lanishga, ya'ni biror aylanish o'qiga ega bo'lgan jismning muvozanat shartini ko'raylik. Jismimiz absolyut qattiq jism bo'lsin.

1-hol. Kuch rasmda ko'rsatilgandek qo'yilgan bo'lsin. Agar jism muvozanatda qolsa, o'qdagi deformatsiya kuchi F_s bo'lib, $\vec{F}_s + \vec{F} = 0$ shart bajariladi. Bu holda jism tinch qoladi

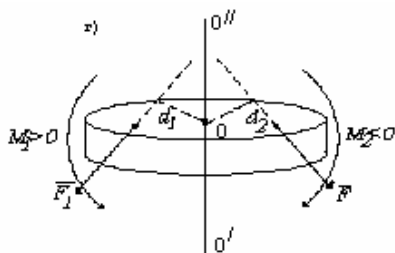
2- hol. Kuch ta'sir chizig'i aylanish o'qidan o'tmasin. Kuch ta'sir chizig'idan aylanish o'qigacha bo'lgan eng qisqa masofa kuch yelkasi deyiladi.

Kuch yelkasining ta'sir etuvchi kuchga ko'paytmasi shu kuchning momenti deyiladi, ya'ni $M = F \cdot d$ b) - holda esa $M = F_1 \cdot r = F \cdot r \cdot \cos \alpha$, bu yerda $r \cdot \cos \alpha = d$, bu yerda F_{II} - o'qni deformatsiyalashga sarf bo'ladi, F_I - esa jismni aylantiruvchi momentni vujudga keltiradi.

$$F_{II} = F \cdot \sin \alpha, \quad F_I = F \cdot \cos \alpha$$

3-hol. 2 ta F_1 va F_2 kuchlar ta'sir qilsin. F_1 kuchning momenti $M_1 = d_1 \cdot F_1$ va $M_1 < 0$, F_2 niki esa $M_2 = d_2 \cdot F_2$, $M_2 > 0$. Kuch

momentlarining algebraik yig'indisi $\dot{\vec{M}}_1 + \dot{\vec{M}}_2 = 0$ nolga teng bo'lsa, bu aylanish o'qiga ega



65-rasm

bo'lgan jism muvozanatda bo'ladi. Demak $d_1 F_1 = d_2 F_2$.

Shunday qilib, jismning muvozanat shartini quyidagicha umumiy holda ta'riflaymiz:

Jismga ta'sir etuvchi kuchlarning vektor yig'indisi yoki ularning momentlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'lsa, jism o'zining muvozanat holatini saqlaydi.

§ 38. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qonuni

Traektoriyasi aylanadan iborat harakatga aylanma harakat deb atalar edi. Faraz qilaylik, harakatdagi qandaydir zarracha: OO' o'qi atrofida ω burchak tezlik bilan harakat qilsin. Uning kinematik parametrlari quyidagicha edi;

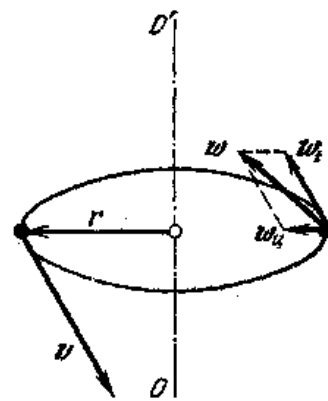
$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (38-1)$$

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (38-2)$$

$\vec{v} = [\omega \cdot \vec{r}]$ (38-3) ekanligini hisobga olsak, u holda tangensial tezlanish

$$\vec{a}_e = \frac{d\vec{v}}{dt} = \left[\frac{d\omega}{dt} \cdot \vec{r} \right] = [\varepsilon \cdot \vec{r}] \quad (38-4) \text{ yoki}$$

$$a_t = \varepsilon \cdot r \text{ ga teng bo'ladi.}$$

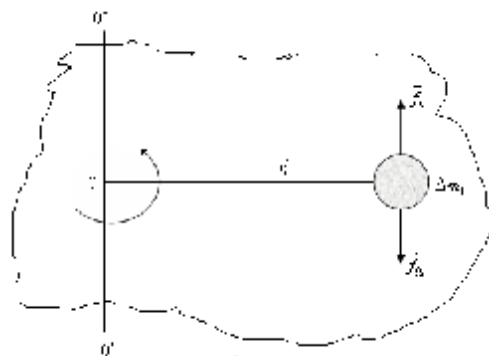


66-rasm

Agar $r = const$ bo'lsa, harakat aylanma harakat bo'lar edi. Endi burchak tezlik ω bilan ta'sir etuvchi kuch momentlari orasidagi bog'lanishni qaraylik.

Agar ta'sir etuvchi kuch momentlari $\Sigma \dot{\vec{M}} = 0$, bo'lsa, jism muvozanatda bo'lar edi. ($\dot{\vec{M}}$ -kvazi vektor kattalik). Aylanma harakatda esa, kuch momentlari, aylanish o'qiga nisbatan noldan farqli bo'lganligi uchun jism aylana bo'ylab harakat qilar ekan.

Jismning Δm_i zarrachasi o'qdan r_i uzoqlikda bo'lsa, agar unga tashqi va ichki kuchlar ta'sir etsa u holda f_t – tashqi boshqa jism tomonidan, f_{iu} - ichki boshqa zarrachalar tomonidan kuchlari tufayli kuchlarning aylana tekisligidagi proeksiyasini qaraymiz.



67-rasm

Aylanma harakatga keltiruvchi natijaviy kuch $\dot{f}_{iT} + \dot{f}_{iu}$ teng bo'lsa u holda $m_i \ddot{\mathbf{r}}_{kt} = \dot{f}_{iu} + \dot{f}_{iT}$ yoki $\Delta m_i r_i \frac{d\omega}{dt} = f_{iu} + f_{iT}$ teng desak, unda 00' o'qqa nisbatan bu kuchlar momentini topish uchun ularni kuch yelkasi ko'paytmasi topiladi.

$$\Delta m_i r_i^2 \frac{d\omega}{dt} = r_i f_{iT} + r_i f_{iu} \quad (38-6)$$

Hamma jismlarning tashkil etuvchi zarrachalar uchun qarasak unda, shu jismga ta'sir etuvchi kuch momentini keltirib chiqaramiz;

$$\frac{d\omega}{dt} \sum \Delta m_i r_i^2 = \sum r_i f_{iT} + \sum r_i f_{iu} \quad (38-7)$$

Ichki kuchlarning momentlarini yig'indisi nolga teng, sababi har bir ta'sir etuvchi kuchga teng qarama-qarshi yo'nalgan kuch mavjud.

$$\text{U holda } \sum [\mathbf{r}_i \dot{f}_{iT}] = \dot{\mathbf{M}} \quad (38-8)$$

Buyerda M-aylantiruvchi kuch momenti, $I = \sum_i \Delta m_i r_i^2$ (38-9) va buyerda I- jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deyiladi. Yuqoridagi tenglama (38-7) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\dot{\mathbf{M}} = I \frac{d\omega}{dt} \quad (38-10) \text{ yoki}$$

$$M = I\epsilon \quad (39-11)$$

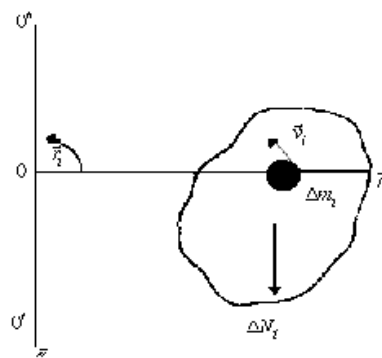
Tashqi kuchlarning aylanish o'qiga nisbatan kuch momenti, shu qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jismning inersiya momenti bilan burchak tezlanishining ko'paytmasiga teng. Bu qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan jism uchun dinamikaning asosiy qonunidir.

Inersiya momentining birligi $[J] = [m] \cdot [r^2] = ML^2$, SI da $\kappa g \cdot m^2$ va SGS da $g \cdot sm^2$.

§ 39. Impuls momenti

Ilgarilanma harakatda jism harakati F -kuch, massa $K = mu$ impuls bilan, aylanma harakatda esa M - kuch momenti, I - inersiya momenti, N - impuls momenti bilan harakterlanadi.

Aylanma harakat qilayotgan jismning yoki zarrachalarning impuls (harakat miqdori) momenti deb, shu jismning (harakat miqdorini) impulsini shu jism



aylanish o'qidan uzoqligi- r_i ning ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$\Delta N_i = \Delta m_i u_i r_i \quad (39-1)$$

$$N = \sum_i N_i = \sum_i \Delta m_i r_i u_i \quad (39-2)$$

$$u_i = \omega r_i \quad (39-3) \text{ bo'lgani uchun}$$

$$N = \sum \Delta m_i r_i \omega r_i = \sum \Delta m_i r_i^2 \omega = I \omega \quad (39-4),$$

$$\dot{N} = I \dot{\omega} \quad (39-5)$$

Demak, jismning impuls momenti (harakat miqdori momenti) $N = I\omega$ ga teng ekan, unda kuch momenti $M = I \frac{d\omega}{dt}$ (39-6) bo'ladi. Momentning vaqt bo'yicha o'zgarishi esa, o'z navbatida kuch momentiga teng bo'ladi, buni quyidagi formula orqali ifodalash mumkin:

$$\frac{dN}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} = M \quad (39-7)$$

Bu formula (39-7) dinamikaning asosiy qonuni bo'lib hisoblanadi.

Shunday qilib, impuls momentidan (N) vaqt bo'yicha hosila olsak, bu jismning aylantiruvchi kuch momentiga teng ekanligi kelib chiqar ekan.

Agar $M = 0$ ga teng bo'lsa, u holda $\frac{dN}{dt} = 0$ bo'ladi. Bunda $N = \text{const}$ bo'lsa,

$I\omega = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi.

Bu esa jismning impuls momenti doimiy bo'lib, jismni o'zining inersiyasi bilan harakatini eslatadi. Ya'ni, jismga ta'sir etuvchi kuchlar momenti o'zgarmaydi. Ularning yig'indisi nolga teng bo'lsa, jismning impuls momentining saqlanish qonuni deyiladi.

Aylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasini topamiz;

$$\Delta E_i = \frac{\Delta m_i u_i^2}{2} = \omega^2 \frac{\Delta m_i r_i^2}{2} \quad (39-8)$$

Umumiy holda $N = J \cdot \omega$ ekanligini hisobga olsak.

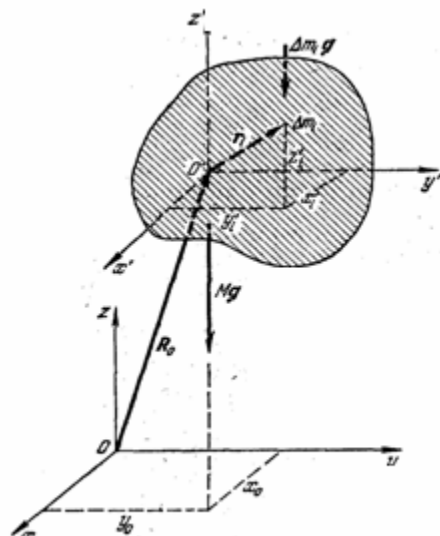
$$E_k = \sum E_{ki} = \frac{\omega^2}{2} \sum \Delta m_i \cdot r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2} = \frac{N^2}{2J} \quad (39-9) \text{ ifoda kelib chiqadi.}$$

§ 40. Qattiq jismning og'irlik va inertsia markazi

Jismning har qanday harakatini qaraganda, uning nuqtasi ahamiyatga ega bo'ladi. Bu nuqta inersiya markazi (massa yoki og'irlik markazi) deyiladi. Og'irlik markazi inersiya markazi bilan ustma-ust tushadi. Agar jismning o'lchami yerning radiusidan juda ham

kichik bo'lsa, u holda har bir nuqtasiga ta'sir qiluvchi kuchlar, bir-biriga parallel bo'lib, Yer tomon yo'nalgan bo'lar ekan. Agar jismni bursak ham, uning teng ta'sir etuvchisi bir nuqtadan o'tar ekan. Bu nuqta esa jismning og'irlik markazi deyiladi.

Agar jismning og'irlik markazidan osib qo'ysak u o'zining istalgan vaziyatida o'z vaziyatini saqlab turadi. Demak og'irlik markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziqqa nisbatan olingan og'irlik kuchi momentlarining yig'indisi nolga teng ekan, ya'ni $\sum P_i d_i = 0$ qo'zg'aluvchan x, y, z koordinatalar sistemasini olamiz va uning markazi ko'rilayotgan jism og'irlik markazidan o'tsin.



69-rasm

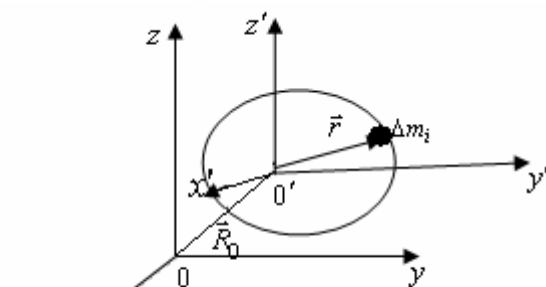
Jism bilan bog'langan x', y', z' to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasini tanlab olmaylikki, uning boshi jismning og'irlik markaziga mos tushsin. Jismning ixtiyoriy zarrachaning koordinatasini x', y', z' orqali belgilaymiz. Jismni shunday buraylikki x', y', z' unda tekislik gorizonta bo'lsin. Jismning barcha zarrachalarining og'irlik kuchlarini og'irlik markazidan o'tuvchi gorizonta o'qlar x', z' ga nisbatan momentlarining yig'indisi nolga teng, ya'ni bu tengliklarni g ga bo'lib yozsak, $\sum \Delta m_i x_i = 0$, $\sum \Delta m_i y_i = 0$, $\sum \Delta m_i z_i = 0$, $\text{ëku} \sum \Delta m_i r_i = 0$. Bu yerda r_i – koordinata boshidan i – nomerli jism zarrachasiga o'tkazilgan radius vektor.

Demak x', y', z' o'qlarning yo'nalishini qanday tanlamaylik yuqoridagi tenglamalar bajarilaveradi va jismning og'irlik markazi O' nuqtada ekanligi kelib chiqaveradi.

Qo'zg'almas XOYZ koordinatalar sistemasiga nisbatan jismning og'irlik markazining

vaziyati R_0 ni quyidagi ifodadan aniqlash mumkin: $\vec{R}_0 = \frac{\sum \Delta m_i (\vec{R}_0 + \vec{r}_i)}{m}$

41. Qattiq jism inersiya markazining harakat qonunini



70-rasm

Agar biror jism, jismning ixtiyoriy uchiga arqon boylab sudralsa, u jism ilgarilanma, ham aylanma harakat qiladi, ya'ni harakat murakkab bo'ladi. Lekin ajablanarlisi shuki, jismga $\vec{F}$ kuch ta'sir

qilganda uning inersiya markazi $\dot{\mathbf{a}}$ – bilan harakat qiladi va $\dot{\mathbf{a}}$ – yoʻnalishi $\dot{\mathbf{F}}$ bilan bir xil boʻladi.

Jismning inersiya markazining harakati shundayki, unda taʼsir etuvchi tashqi kuch - F_{tashqi} va uning massasi inersiya markaziga toʻplangan va qoʻyilgan deb hisoblash mumkin.

Endi buni isbot qilamiz. Buning uchun (40 – 5) formulaga koʻra jismning impulsi jism inersiya markazining tezligi bilan uning koʻpaytmasiga teng ekanligini isbot qilamiz, yaʼni $\dot{\mathbf{K}} = m\dot{\mathbf{u}}_0$.

Faraz qilaylik: qoʻzgʻaluvchan x^1, u^1, z^1 koordinatalar sistemasining fazodagi yoʻnalishi oʻzgarmasin va uning markazi inersiya markazi bilan ustma-ust tushsin.

Agar $x_0 y z$ fazoviy koordinatalar boʻyicha i ta zarralardan iborat jism harakat qilsin, Δm_i - massaga ega boʻlgan zarrachaning tezliklari quyidagicha boʻladi:

$$\dot{\mathbf{u}}_i = \dot{\mathbf{u}}_0 + \dot{\mathbf{u}}_i \quad (41-1)$$

$$\Delta \dot{\mathbf{K}} = \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_i = \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_0 + \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_i \quad (41-2)$$

ga, jism impulsi esa

$$\dot{\mathbf{K}} = \Sigma \Delta \dot{\mathbf{K}}_i = \Sigma \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_0 + \Sigma \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_i \quad (41-3)$$

ga teng boʻladi.

U holda

$$\Sigma \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_0 = \dot{\mathbf{v}}_0 \Sigma \Delta m_i = m \dot{\mathbf{u}}_0 \quad (41-4)$$

Unda

$$\Sigma \Delta m_i \dot{\mathbf{u}}_i = \Sigma \Delta m_i \frac{d\dot{\mathbf{r}}}{dt} = \frac{d}{dt} \Sigma \Delta m_i \dot{\mathbf{r}}_i = 0 \quad (41-5)$$

Shuniig uchun

$$\dot{\mathbf{K}} = m \dot{\mathbf{u}}_0 \quad (40-1)$$

buyurda $\dot{\mathbf{u}}_0$ -inersiya markazi tezligi.

Demak, qattiq jismning impulsi uning massasi bilan inersiya markazining tezligi koʻpaytmasiga teng ekan.

Endi dinamikaning II – qonunini shu jism holati uchun qaraylik:

Faraz qilaylik i -zarraga $\dot{\mathbf{f}}_t + \dot{\mathbf{f}}_{iu}$ kuch taʼsir etsa, $\dot{\mathbf{f}}_{iu}$ boshqa zarralari tomonidan taʼsir qiluvchi ichki kuch.

Zarra impulsining oʻzgarishi

$$\frac{d\Delta \dot{\mathbf{K}}_i}{dt} = \dot{\mathbf{f}}_{it} + \dot{\mathbf{f}}_{iu} \quad (41-7)$$

Buni hamma zarrachalari uchun yozib, summasini olamiz:

$$\sum \frac{d\Delta K_i}{dt} = \sum f_{iu} + \sum f_{iT} \quad (41-8)$$

Bunda $\sum f_{iu} = 0$, chunki ichki kuchlarning teng va qarama-qarshi yo'nalgan kuchlari mavjud.

$\sum f_{iT} = \vec{F}$ bo'lgani uchun

$$\sum_{i=1}^N \frac{d\Delta K_i}{dt} = \frac{dK}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v} \quad (41-9)$$

(41-9) ni quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$m \frac{d\vec{u}_0}{dt} = \vec{F} \quad (41-10)$$

Demak, jism impulsining vaqt bo'yicha o'zgarishi shu jismga (jismning inersiya markaziga) ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisiga teng. Xulosalar: inersiya markazining tezlanishi. $a_0 = \frac{du_0}{dt} = \frac{F}{m}$, ya'ni tashqi kuchlar yig'indisining butun jism massasini nisbatiga teng ekan

a) agar kuchlar bitta nuqtaga qo'yilsa, ya'ni kuch ta'sir chiziqlari bir nuqtada kesishsa yuqoridagi o'rinli

$$m\vec{a}_0 = \sum \vec{F}_i \quad \text{va} \quad \sum \vec{F}_i = 0 \quad \text{bo'lsa} \quad \vec{u}_0 = \text{const} \quad \vec{a}_0 = 0$$

v) agar kuchlar har xil nuqtaga qo'yilib $F = 0$ bo'lsa inersiya markazining tezligi $\vec{u}_0 = \text{const}$, agar kuchlar teng bo'lsa, masalan juft kuchlar bo'lsa u aylanma harakat qiladi.

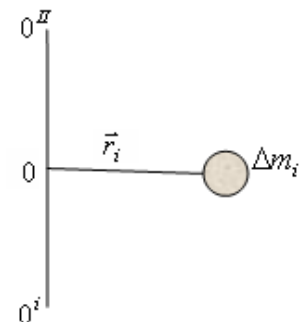
§ 42. Shteyner teoremasi

1. Moddiy nuqtaning inersiya momenti $O'O''$ o'qqa nisbatan $\Delta I_i = \Delta m_i r_i^2$, $I = \sum m_i r_i^2$ desak, nuqtaviy jismning inersiya momenti $I = mr^2$ bo'ladi.

2. Inersiya markazi yoki massa markaziga nisbatan inersiya momenti I_0 bo'lsin, u holda $I_0 = \int dm \cdot r^2$ yoki

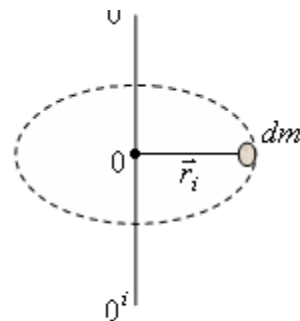
$$I_0 = \sum \Delta m_i r_i^2 \text{ bo'ladi.}$$

3.



71-rasm

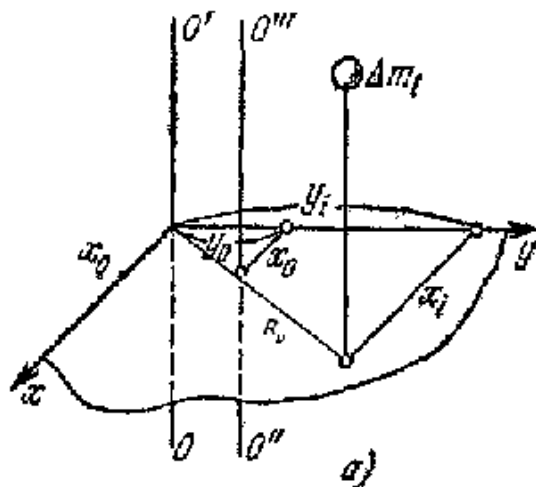
4. Aylanish o'qi inersiya markazidan o'tmasin.
 $\dot{\vec{R}}_i = \dot{\vec{d}} + \dot{\vec{r}}_i$ $\dot{\vec{d}}\{x_0, y_0\}$ soddalik uchun XOY tekisligida yotgan nuqtani ko'ramiz. Moddiy nuqta inersiya momenti $\Delta I_i = \Delta m_i R_i^2$, bu yerda $R_i^2 = (x_0 + x_i)^2 + (y_0 + y_i)^2$ ga teng. U holda $\Delta I_i = \Delta m_i (x_0 + x_i)^2 + \Delta m_i (y_0 + y_i)^2$ jismning inersiya momenti $O'''O^{IV}$ o'qqa nisbatan



72-rasm

$I = \sum \Delta I_i = \sum \Delta m_i (x_0^2 + y_0^2) + \sum \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) + 2x_0 \sum \Delta m_i x_i + 2y_0 \sum \Delta m_i y_i$ ga teng. Bu yerda $\sum \Delta m_i x_i$ va $\sum \Delta m_i y_i = 0$. Shuning uchun $I = md^2 + I_0$ yoki $I = I_0 + md^2$.

5. Ixtiyoriy jismning massa markazidan o'tgan X o'qiga nisbatan inersiya momenti $I_x = m(y^2 + z^2)$. U o'qiga nisbatan inersiya momenti $I_y = m(x^2 + z^2)$, Z o'qiga nisbatan inersiya momenti $I_z = m(x^2 + y^2)$ ga teng. Bulardan



73-rasm

$$I_x + I_y + I_z = 2m(x^2 + y^2 + z^2) = 2mR^2 = 2I,$$

ya'ni $I_x + I_y + I_z = 2I$ teng ekani kelib chiqadi.

6. Yassi plastinka uchun (yassi jism uchun) Z o'qiga nisbatan inersiya momenti

$$I = \sum \Delta m(x^2 + y^2) = I_x + I_y = I_z. \text{ Demak } I_x + I_y + I_z = 2I_z.$$

Shteyner – Gyuygens teoremasining tadbiqu.

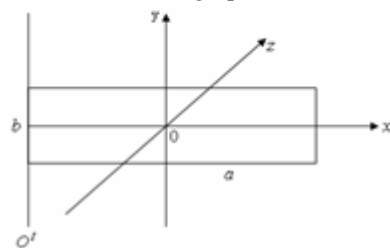
a) bir jinsli sterjen uchun O nuqtadan o'tgan o'qqa nisbatan

$$I_0 = \frac{1}{12} ml^2. \text{ A nuqtadan o'tgan o'qqa nisbatan}$$

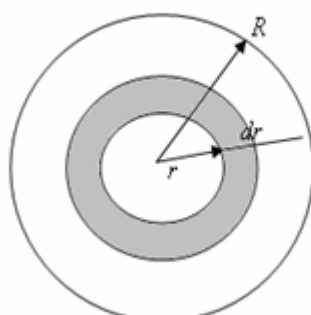
$$I_A = I_0 + m\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{1}{12} ml^2 + \frac{1}{4} ml^2 = \frac{1}{3} ml^2$$



74-rasm



75-rasm



76-rasm

b) tomonlari a va b bo'lgani uchun bir jinsli plastinka uchun $I_0 = 2 \int_0^{\frac{l}{2}} \frac{m}{l} dx \cdot x^2$,

chunki $dm = \frac{m}{l} dx$ $I_A = \int dm \cdot x^2 = \int_0^l \frac{m}{l} \cdot dx \cdot x^2 = \frac{m}{l} \cdot \frac{x^3}{3} \Big|_0^l = \frac{1}{3} ml^2$, $dm = \frac{m}{l} dx$

$$I_x = \frac{1}{12} mb^2 \quad I_y = \frac{1}{12} ma^2 \quad I_z = I_x + I_y = \frac{1}{12} m(a^2 + b^2)$$

v) Disk uchun $I_0 = \int dm \cdot r^2 = \int \frac{m}{s} ds \cdot r^2 = \frac{m}{\pi R^2} \int 2\pi r dr \cdot r^2$

$$I_0 = \frac{2m}{R^2} \int_0^R r^3 dr = \frac{2m}{R^2} \cdot \frac{R^4}{4} = \frac{1}{2} mR^2 \quad \text{d) Sfera uchun } I_0 = \frac{2}{5} mR^2, \quad \text{ye) shar uchun}$$

$$I_0 = \frac{2}{5} mR^2$$

§ 43. Qattiq jism harakati uchun dinamikaning asosiy qonunlari

Qattiq jismning qandaydir XUZ koordinatasiga nisbatan harakatini ko'raylik va uning har bir zarrachasiga ta'sir etuvchi kuch aniq bo'lsin. Koordinata boshi 0 nol bo'lsin, zarrachaga radius – vektori $\vec{R}_i$ va bunga ta'sir etuvchi kuch $\vec{F}_i$ bo'lsin (tashqi kuch) Nyutonning II qonuniga asosan

$$\Delta m_i \frac{d\vec{u}_i}{dt} = \vec{F}_i \quad (43-1)$$

$\vec{R}_i$ – ga ko'paytirsak

$$\Delta m_i \left[\vec{R}_i \cdot \frac{d\vec{u}_i}{dt} \right] = \left[\vec{R}_i \cdot \vec{F}_i \right] \quad (43-2)$$

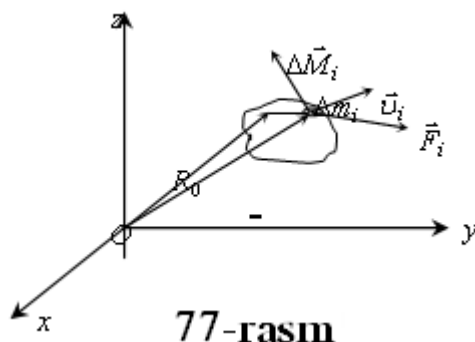
Endi 0 nol nuqtaga nisbatan impuls momenti

$$\Delta \vec{N}_i = \Delta m_i \left[\vec{R}_i \cdot \vec{u}_i \right] \quad (43-3)$$

Undan $\frac{d}{dt}$ bo'yicha hosilasi

$$\frac{d}{dt} \Delta \vec{N}_i = \frac{d}{dt} (\Delta m_i [\vec{R}_i \cdot \vec{u}_i]) = \Delta m_i \left[\frac{d\vec{R}_i}{dt} \cdot \vec{u}_i \right] + \Delta m_i \left[\vec{R}_i \cdot \frac{d\vec{u}_i}{dt} \right] \quad (43-4)$$

$$\frac{d\vec{R}_i}{dt} = \vec{v}_i \quad \text{bo'lgani uchun} \quad [\vec{v}_i \cdot \vec{u}_i] = v^2 \sin a = 0, \quad \frac{d}{dt} \Delta \vec{N}_i = \Delta m_i \left[\vec{R}_i \cdot \frac{d\vec{u}_i}{dt} \right] \quad (43-5)$$



$$\text{Budun } R_i \Delta m_i \frac{du_i}{dt} = \Delta M_i \quad \frac{d(\Delta \dot{N}_i)}{dt} = \Delta \dot{M}_i \quad (43-6)$$

Barcha zarralar uchun

$$\frac{d}{dt} \Sigma \Delta \dot{N}_i = \Sigma \Delta \dot{M}_i \text{ umumiy holda (43-7) } \frac{d\dot{N}}{dt} = \dot{M} \quad (43-8) \text{ va } \frac{d\dot{N}}{dt} = \Sigma \Delta \dot{M} \text{ bo'ladi.}$$

Ichki kuchlar o'zaro kompensasiya bo'ladi. Bu moment esa tashqi kuchlarning momentlaridir. Demak, qattiq jismga ta'sir etuvchi kuchlar momentining yig'indisi shu jismning biror qo'zg'almas o'qqa nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishiga, teng. Yoki qattiq jism impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etuvchi kuchlar momentlarining yo'nalishi bo'ylab yo'nalib, uning kattaligiga teng.

$$\text{Isbot qilish mumkin: } \frac{dN_0}{dt} = M_0 \quad (43-9)$$

Inersiya markazining impuls momentining vaqt bo'yicha o'zgarishi unga ta'sir etuvchi kuch momentiga teng, ya'ni

$$N = I\omega \text{ yoki } \frac{dN}{dt} = I \frac{d\omega}{dt} = I\epsilon = M \quad (43-10)$$

§ 44. Aylanma va ilgariylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasi

Ham aylanma, ham ilgariylanma harakat qilayotgan jismning kinetik energiyasini topish uchun uning ixtiyoriy nuqtasining harakatini ko'ramiz. Qo'zg'almas sanoq sistemasiga nisbatan moddiy nuqta radius – vektori $R_i = \dot{R}_0 + \dot{r}_i, \dot{r}_i$ (44-1)- qo'zg'aluvchan sanoq sistemasiga nisbatan radius vektori

Uning vaqt bo'yicha o'zgarishi

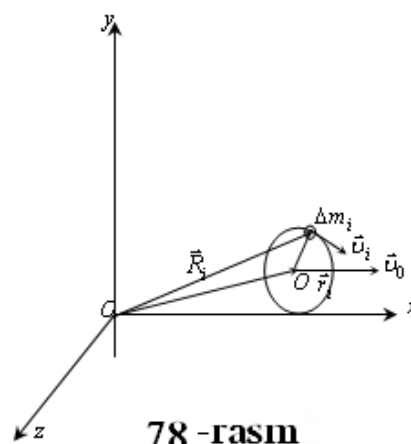
$$\frac{d\dot{R}_i}{dt} = \frac{d\dot{R}_0}{dt} + \frac{d\dot{r}_i}{dt} \quad (44-2)$$

Undan $\dot{u}_i = \dot{u}_0 + \dot{u}_i$ (44-3), ya'ni

$$\frac{d\dot{R}_i}{dt} = \dot{u}_i + \dot{u}_0 = \dot{u}_i \quad (44-4)$$

Moddiy nuqtaning kinetik energiyasi

$$\Delta E_{ki} = \frac{\Delta m_i \cdot u_i^2}{2} = \frac{\Delta m_i}{2} (\dot{u}_0 + \dot{u}_i)^2 \quad (44-5)$$



$$E_k = \Sigma \Delta E_{ki} = \frac{1}{2} \Sigma \Delta m_i (\dot{\mathbf{r}}_0^2 + 2\dot{\mathbf{u}}_0 \dot{\mathbf{u}}_i^1 + \dot{\mathbf{u}}_i^2) \quad (44-6)$$

$$E_k = \frac{1}{2} m \dot{\mathbf{u}}_0^2 + \frac{2}{2} \dot{\mathbf{u}}_0 \Sigma \Delta m_i \cdot \dot{\mathbf{u}}_i^1 + \frac{1}{2} \Sigma \Delta m_i \cdot \dot{\mathbf{u}}_i^2 \quad (44-7)$$

Bu yerda $\Sigma \Delta m_i \cdot \dot{\mathbf{u}}_i^1 = 0$,
chunki $\Sigma \Delta m_i \cdot g r_i = 0$ edi $\dot{\mathbf{u}} = \omega r_i$ (44-8) bo'lgani uchun

$$E_k = \frac{1}{2} m \dot{\mathbf{u}}_0^2 + \frac{1}{2} \dot{\mathbf{u}}_0 \omega \Sigma \Delta m_i \cdot r_i + \frac{1}{2} \Sigma \Delta m_i \cdot \dot{\mathbf{u}}_i^2$$

va natijada

$$E_k = \frac{1}{2} m \dot{\mathbf{u}}_0^2 + \frac{1}{2} I \omega^2 \quad \text{buyurda} \quad \frac{1}{2} m \dot{\mathbf{u}}_0^2 - \text{jismning ilgarilanma harakat kinetik}$$

energiyasi, $\frac{1}{2} I \omega^2$ esa aylanma harakat kinetik energiyasidir. Agar inersiya markazi

$$\text{ko'chmasa} \quad \frac{d\dot{\mathbf{R}}_0}{dt} = 0 \quad \Delta E_k = \frac{\Delta m_i \dot{\mathbf{u}}^2}{2} = \frac{\Delta m_i \omega^2 r^2}{2} = \frac{1}{2} \omega^2 \cdot \Delta m_i r_i^2, \quad \frac{\omega^2 \Sigma \Delta I}{2} = \frac{1}{2} I \omega^2,$$

$$E_k = \Sigma E_{ki} = \omega^2 \Sigma \Delta I_i = \frac{1}{2} I \omega^2$$

Demak, jismning kinetik energiyasi uning aylanma harakat energiyasiga teng. Qattiq jism harakati uchun dinamika qonuni tadbirlari. Misol uchun shar yoki silindrning qiya tekislik bo'yicha harakatidagi tezlanishni aniqlash usullarini keltiramiz.

I - usul

$$1). I_A e = M_a, \quad 2). M_A = F_c r = mg \sin a \cdot r,$$

$$3). u = u_A + \omega r = \omega r \quad 4). \frac{du}{dt} = \frac{d\omega}{dt} r = e r = a e = \frac{a}{r},$$

$$5). I_A \frac{a}{r} = mgr \sin a \quad 6). I_A = I_0 + mr^2$$

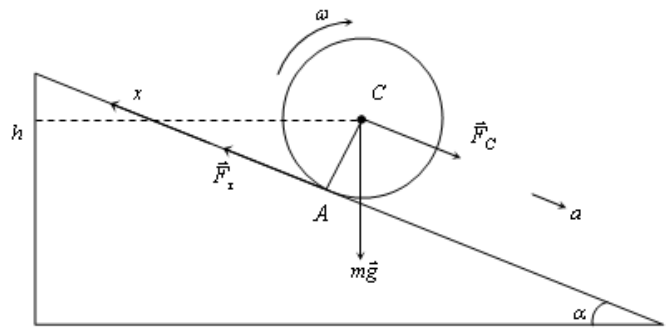
$$7). (I_0 + mr^2) a = mgr^2 \sin a, \quad \left(\frac{I_0}{mr^2} + 1 \right) a = g \sin a, \quad a = \frac{g \sin a}{\frac{I_0}{mr^2} + 1}$$

II - usul

$$1) I_0 e = M_c \quad 2) M_c = Fr$$

$$3) ma = mg \sin a - F = 0, \quad v = \text{Const} \quad a = e r \quad e = \frac{a}{r};$$

$$I_0 \frac{a}{r} = Fr = (mg \sin a - ma)r$$



79 -rasm

$$I_0 a = mgr^2 \sin a - mar^2 \quad (I_0 + mr^2)a = mr^2 g \sin a \Rightarrow a = \frac{g \sin a}{1 + \frac{I_0}{mr^2}}$$

III – usul

$$E_k = E_n \frac{I\omega^2}{2} = mgh = mgx \cdot \sin a \quad \omega^2 = \frac{s^2}{r^2}; \quad h = x \cdot \sin a; \quad \frac{I\omega^2}{2} = \frac{Iv^2}{2r^2}$$

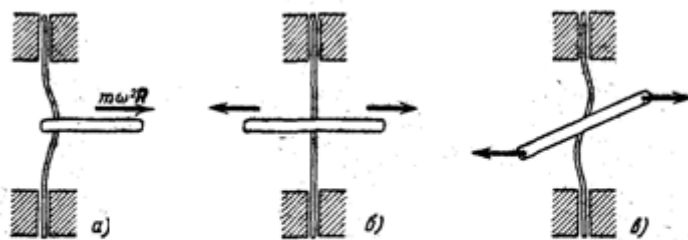
$$\text{Hosila olsak, } \left(\frac{Iu^2}{2r^2} \right)' = (mgx \sin a)' ; \quad \frac{dx}{dt} = u \quad \frac{I}{2r^2} 2ua = mgu \sin a$$

$$Ia = mgr^2 \sin a$$

$$I = I_0 + mr^2 \quad a = \frac{mr^2 g \sin a}{I} = \frac{mr^2 g \sin a}{I + mr^2} = \frac{g \sin a}{1 + \frac{I}{mr^2}} ;$$

$$\frac{I}{m} = r^2 ; \text{ sharning keltirilgan radiusini - } r \text{ desak, } a = \frac{g \sin a}{1 + \frac{r^2}{r^2}} \text{ bo'ladi.}$$

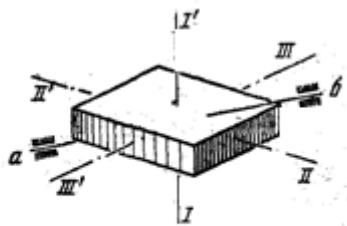
§ 45. Erkin aylanish o'qlari



80 -rasm

Agar jismning aylanish o'qi jismning massa (og'irlik) markazidan o'tmasa, markazdan qochma-inersiya kuchlari o'qqa bosim kuchi beradi va uni deformatsiyalashi mumkin. Agar sterjenning uchiga yaqin

markazdan va unga yaqin nuqtalardan o'q o'tkazib aylantirsak, quyidagi manzaralarni ko'rishimiz mumkin (rasmlarga qarang). Agar o'q massalar markazidan o'tib, inersiya kuchlarining o'qqa tik bo'lgan ixtiyoriy yo'nalishiga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, aylanayotgan jismning o'qqa ta'siri bo'lmaydi. Bunday aylanish o'qlari erkin aylanish o'qlari deyiladi.



81 -rasm

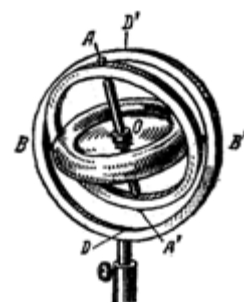
Erkin aylanish o'qlari bo'yicha jismni aylantirsak, u istalgancha uzoq vaqt davom etadi. Agar aylanish o'qi erkin bo'lmasa, u holda bu o'q atrofida (a, b) sof aylanish bajarilmaydi, jism harakati murakkab bo'ladi.

Masalan. I - minimum bo'lgan o'qlar atrofida aylanish turg'un aylanadi, (masalan $II-II^1$) – maksimum bo'lgan o'q atrofida aylanish noturg'un bo'ladi, (masalan $III-III^1$). Turli silindrsimon jismlarning qiya tekislikdan tekis

aylanma harakat qilib, sakrab va “do’mbaloq oshib” harakat qilish hollarini tahlil qilishni o’quvchilarga havola qilamiz.

§ 46. Giroskoplar

Biror bolalar o’yinchog’i – “yula”ni (pildiroqni) aylantirsak u o’z o’qi atrofida aylanib, o’qning uchida (muvozanatda) turadi. Agar uni aylantirib tashlasak ham, u o’zining o’qini yo’nalishini o’zgartirmaydi. Uning bunday holati uning aylanma harakati tamom bo’lgunga qadar saqlanadi. Buni esa giroskop misolida ham ko’ramiz. Bu harakat esa dinamikaning asosiy qonuniga ko’ra tushuntiriladi.



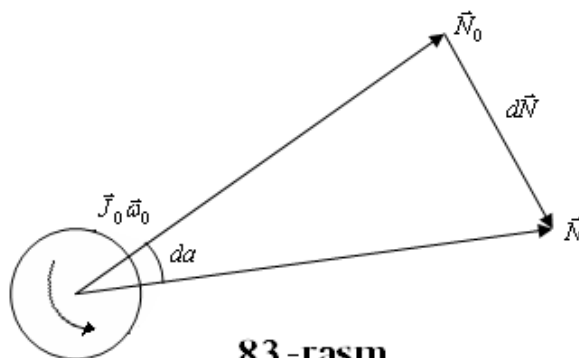
82 -rasm

Giroskop yoki jirooskop deb erkin simmetrik o’qlariga ega bo’lib, o’z o’qi atrofida biror kuch ta’sirida tez aylanma harakat qiladigan sistema (jism - diskka) ga aytiladi.

Giroskop qonunlarini ko’rish uchun diskni massa markazidan o’tgan o’q yordamida 2 – ta halqaga o’rnatamiz. AA^1 - aylanish o’qida va VV^1 o’qida ishqalanish deyarli yo’q. Endi tashqi halqa ham DD^1 atrofida erkin aylanma harakat qilishi mumkin. VV^1 ixtiyoriy ravishda gorizonttal o’q, DD^1 vertikal o’q deb ataymiz. Demak, AA^1 , VV^1 , DD^1 o’qlar giroskopning og’irlik markazida kesishadi.

Giroskop halqalarining ixtiyoriy vaziyatida muvozanat holatini saqlaydi. Demak, uning aylanish o’qlari erkin aylanish o’qlari, giroskop esa erkin giroskop deyiladi.

Agar giroskopdagi diskni tez aylantirib, giroskopning yo’nalishini o’zgartirsak ham, uning ichki halqasiga tayoq bilan ursak ham, u o’zining yo’nalishini o’zgartirmaydi. Agar disk aylanmaganda edi, unda tayoq bilan sal tegsak, u aylanma harakat qilmas edi. Bu esa impuls momentining saqlanish qonuniga asosan tushuntiriladi.



83 -rasm

$$\text{Ishqalanish kuchlari } f_{ishq} = 0 \text{ va } \sum \Delta M_i = \sum_i mgl_i = 0 - \text{bo'lsin.} \quad (1)$$

Demak, harakat qilayotgan diskka hech qanday tashqi kuch momenti ta’sir qilmaydi va undan kelib chiqadiki,

$$\dot{\vec{N}} = I\dot{\vec{\omega}} \quad (2)$$

Impuls momenti vektori o'zining kattaligini va fazodagi yo'nalishini saqlaydi:

$$\frac{d\dot{\vec{N}}}{dt} = \dot{\vec{M}} = 0, \quad \dot{\vec{N}} = \text{const} \quad (3)$$

Impuls momentining yo'nalishi giroskop o'qining yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Shuning uchun giroskop o'qi, pirpirak o'qi o'zining fazodagi yo'nalishini harakati davomida saqlab qoladi.

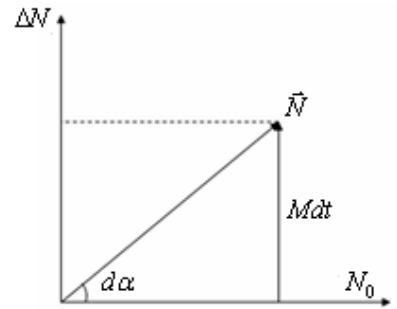
Agar halqaga zarb berib, masalan: dt – ichida impuls momenti

$$d\dot{\vec{N}} = \dot{\vec{M}} \cdot dt \quad (4)$$

ga o'zgartirsak, u holda $dN \ll N$ bo'lib, $\dot{\vec{N}}$ ning yo'nalishini $d\alpha$ - burchakka buradi. Bu holda α - kichik bo'lishi kerak, chunki $dN \ll N$ va

$$\frac{dN}{N} = \sin \alpha \quad (5)$$

Hamda $d\dot{\vec{N}} \perp \dot{\vec{N}}_0$ va giroskopning o'zining yo'nalishini o'zgartirmaydi. Erkin giroskopni kompas sifatida ishlatish mumkin. Sababi, uning o'qi Yerning aylanma harakatida ishtirok etmaydi.



84 -rasm

§ 47. Erkin giroskop o'qining harakati

Erkin giroskopning o'qiga qandaydir kuch bilan ta'sir qilaylik. Diskning aylanish o'qiga nisbatan impuls momenti $\dot{\vec{N}}_0$ unga perpendikulyar bo'lgan o'q bo'yicha o'zgarish $d\dot{\vec{N}}$ bo'lsa, natijaviy impuls momenti

$$\dot{\vec{N}} = \dot{\vec{N}}_0 + d\dot{\vec{N}} = \dot{\vec{N}}_0 + \dot{\vec{M}} \cdot dt \quad (6) \text{ ga va}$$

$$\dot{\vec{M}} \cdot dt = d\dot{\vec{N}} \quad (7)$$

ga teng bo'ladi. Chizmadan $d\alpha = \frac{\dot{\vec{M}} \cdot dt}{N}$ (8) va $d\alpha$ ning vaqt bo'yicha

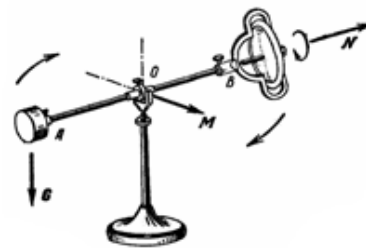
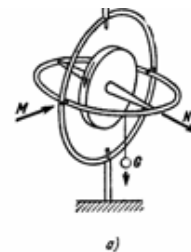
o'zgarishi $\frac{d\alpha}{dt} = l = \frac{M}{N}$ (9) bo'ladi. Bunda $l = \frac{M}{N}$, l - presessiya burchak tezlik

deyiladi va $\frac{M}{N}$ nisbatdan topiladi.

A) G – yuk osamiz. Halqa pastga tushmaydi va vertikal o'q atrofida soat strelkasiga teskari yo'nalishda aylanadi. Yukning bergan kuch momenti

$$\dot{\vec{M}} = [\dot{\vec{R}} \cdot \dot{\vec{G}}] \quad (10) \text{ ga teng.}$$

B) – yuqoriga turtsak, halqa vertikal o'q atrofida soat strelkasi bo'yicha aylanma harakat qiladi. Tayoqchani olib qo'ysak uning aylanishi to'xtaydi. Presessiya to'xtaydi, $l = 0$. Demak giroskop o'qiga ta'sir qiluvchi kuch uning vaziyatini o'zgartirmasdan vaziyat atrofida konussimon sirt hosil qilib, aylanma harakat prisessiya qiladi. Impuls momentiga perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchisi $\dot{\vec{r}}$ hamma vaqt ta'sir etuvchi kuchning momenti M ga bog'liq.

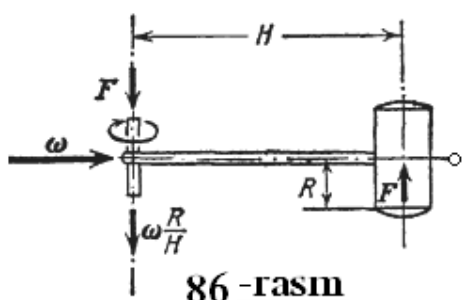


85 -rasm

Qo'yidagi misolni ko'rsak:

Ta'sir etuvchi kuchning momenti yo'nalishida giroskop o'qi prisessiya qilib aylanma harakat qiladi. Lekin giroskop o'qi o'zining boshlang'ich yo'nalishini saqlab qoladi.

§ 48. Giroskopik kuchlar



86 -rasm

Texnikada giroskopik kuchlar hisobga olinib, ulardan ko'p maqsadlarda foydalaniladi. Yugirik silindrda vujudga keluvchi giroskopik kuchlar yugirikning bosim kuchini oshiradi. Shu kuchni hisoblashni ko'ramiz.

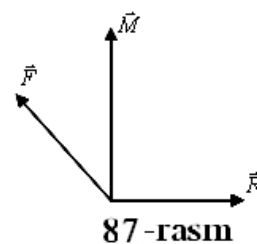
Misol uchun tegirmonning harakati vaqtida yugirik silindrik giroskop tezligi $\dot{\vec{u}} = [\dot{\vec{w}} \cdot \dot{\vec{r}}]$ ilgakda bo'ladi. O'qning musbat uchi tezligi $u = w' \cdot R$ bo'ladi. Bu holda $w' \cdot R = w \cdot r$ bo'lgani uchun $w' = w \cdot \frac{r}{R}$ bo'ladi. Yugirikning impuls momentining gorizonttal tashkil etuvchisi

$$N_r = I \cdot w' = \frac{1}{2} m r^2 w \frac{r}{R} = \frac{1}{2} m \frac{r^3}{R} w \quad \text{ga teng. Chizmadan } da = w dt$$

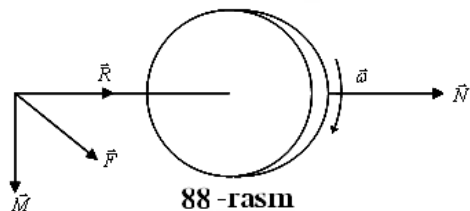
ekanligini hisobga olib, $dN = N_r da$ impuls momentining o'zgarishini topamiz. $dN = N_r w dt = FR dt$ chunki, $dN = M dt = FR dt$.

$$FR dt = \frac{1}{2} m r^2 w^2 \frac{r}{R} dt \quad \text{yo'nalishi} \quad \dot{\vec{F}} \uparrow \uparrow \dot{\vec{w}}^2 \quad \text{bo'lib,}$$

$$F = \frac{1}{2} m \frac{r^3}{R^2} w^2 \quad \dot{\vec{F}}_b \downarrow = \dot{\vec{P}} + \dot{\vec{F}}, \quad F_b > P, \quad \text{demak bosim kuchi } F \text{ kattalikka ko'p}$$



87 -rasm



88-rasm

bo'ladi. Aylanib turgan giroskopni burganimizda, giroskop o'qiga qanday kuch momenti ta'sir qilishini ko'ramiz.

Buni burmoqchi bo'lsak, shu yer tekisligiga perpendikulyar bo'lgan tekislik bo'ylab, unga perpendikulyar yo'nalishda velosiped g'ildiragi keskin harakat qiladi va va uning vaziyatini aniqlash uchun qo'shimcha kuch qo'yilishi talab qilinadi. O'ngga bursak, pastga tushib, chapga bursak yuqoriga chiqib ketadi, presesiya natijasida va bu kuch w ga bog'liq.

Dvigatel o'qlaridagi podshivniklar ham shu giroskopik kuchlar natijasida qo'shimcha kuchlanish oladi. Bu kuchlanish w ga bog'liq bo'lib ayniqsa samolyot harakatida juda ham sezilarli ta'sir qiladi.

§ 50. Butun olam tortishish qonuni

Tabiatdagi barcha jismlar o'zaro tortishadi. Tortishish kuchlari Nyuton tomonidan o'rganilib, 1957 yilda Nyutonning tortishish qonuni yoki «Butun olam tortishish» qonuni kashf etiladi.

Ta'rifi; Massalari m_1 va m_2 bo'lgan va bir-biridan r masofada joylashgan jismlar orasidagi o'zaro tortishish kuchlari shu jismlarining massalarini kuchaytmasiga to'g'ri proporsional ($F \sim m_1 \cdot m_2$) va ular orasidagi

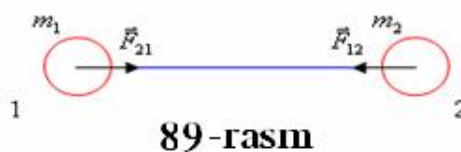
masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir ($\sim \frac{1}{r^2}$), ya'ni

$$F = F_{12} = F_{21} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (50-1)$$

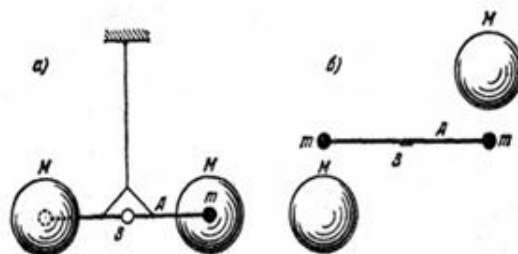
Buyerda γ - tortishish doimiysi yoki gravitasion doimiydir. Uning fizik manosi:

$\gamma = \frac{Fr^2}{m_1 m_2}$, ya'ni $m_1 = m_2 = 1 \text{ kg}$ va orasidagi masofa $r = 1 \text{ m}$ bo'lgandagi jismlar orasidagi

tortishish kuchi, ya'ni $\gamma = F$ ekan.



89-rasm



90-rasm

Moddiy nuqta deb hisoblab bo'lmaydigan jismlar uchun (ya'ni, jism o'lchami $D \sim r$) u jismlarning har bir kichik bo'lagi (zarrachasiga) ta'sir kuchlarini topib, har bir jismlarning barcha bo'laklari bo'yicha vektor yig'indisi topiladi, ya'ni

$$\vec{F} = \sum \Delta \vec{F}_i = \sum \gamma \frac{\Delta m_1 \Delta m_2}{r_i^3} \vec{r}_i.$$

Natijaviy tortishishni kuchlari har bir jismning massalarini markaziga qo'yilgan bo'ladi.

Masalan: bir jinsli sharlar bo'lsa, ular orasidagi tortishish kuchlari (hisoblashlar shuni ko'rsatadi) shu sharlarning markazlariga qo'yilgan bo'ladi. (rasmga qarang)

Tortishish kuchlari tajribada birinchi marta 1798 yilda Kavendish tomonidan buralma tarozi vositasida o'lchanilgan. Kavendish tajribasining sxematik ko'rinishi quyidagicha.

Ikkita muvozanatda turgan m massali, har biri 158 kg dan bo'lgan qo'rg'oshin sharlar tortishish natijasida metall simga osilgan m massali sharlar sistemasi α burchakka buriladi. Burilish burchagi α ko'zguga tushayotgan nur yo'nalishini o'lchash asosida aniqlanadi. Juft kuchlarining momentlari $M = 2F \cdot l$ ni burilish deformasiyasida (simda hosil bo'lgan) bo'ladigan kuch momenti $M = f\alpha$ ni hisoblash orqali aniqlanadi.

Buyerda simning burilish moduli f ni uning tebranish davrini o'lchagan holda topish mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{f}} = 2\pi \sqrt{\frac{ml^2}{2f}}, \text{ buyerda } I = \frac{ml^2}{2} - \text{ sistemasining inersiya momenti. Demak,}$$

f ni aniqlab, F ni o'lchab, tortishish kuchi ni hisoblash mumkin. F ni bo'lgan holda $\gamma = \frac{Fr^2}{mM}$ dan γ uning qiymati aniqlanadi, ya'ni $g = 6,65 \cdot 10^{-11} \text{ H} \cdot \text{m}^2 / \text{kg}^2$ ekan. SGS sistemasida $g = 6,65 \cdot 10^{-8} \text{ s} \cdot \text{m}^2 / \text{g} \cdot \text{s}^2$ yoki g^2 birliklarda o'lchanadi.

Kavendishdan keyin qator tajribalardan γ ning qiymati aniqlandi va Kavendish taklif qilgan γ ning kattaligi amalda tasdiqlanadi.

A) Tortishish doimiysi γ ni bilgan holda Yer sirtidagi erkin tushish tezlanishi g - ni va Yerning massasini aniqlash mumkin. Nyuton qonuniga binoan m massali jismning Yerga tortishish kuchi jismning og'irligiga teng, ya'ni

$$P = \gamma \frac{mM}{R^2} \text{ va } P = mg.$$

Bu tenglamalardan Erning massasi $M = \frac{gR^2}{\gamma}$. Agar $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, Yer radiusi

$R = 6,4 \cdot 10^6$ va γ ning qiymatiga qo'yib hisoblasa, $M = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$ ga teng ekan.

B) Nyuton «Butun olam tortishish» qonuniga binoan Oyning harakatini o'rganadi va uning markaziga tezalinishini aniqladi. $ma_n = \gamma \frac{mM}{r^2}$, buyerda m -Oyning massasi, M -

Yerning massasi, r -Oy traektoriyasining radiusi. $a_n = \gamma \frac{M}{r^2}$; $\gamma = \frac{gR^2}{M}$ ekanligini hisobga

olsak, $a_n = \frac{gR^2}{r^2}$ yoki $\frac{a_n}{g} = \frac{R^2}{r^2}$ ekan. Uning qiymati $a_n = g(R^2/r^2) \cong 0,273 \text{ sm/s}^2$ yoki $2,73 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}^2$

§51. «Inert massasi va tortishish» massasi

«Inert» massa- bu jismning inersiyasi yoki inertligidan aniqlanadigan jismning massasidir. Jismning «inert» - massasi Nyutonning II qonunidan foydalanib aniqlanadi,

ya'ni $m_u = \frac{F}{a}$ yoki $m_z = \frac{F}{g}$. Butun olam tortishish qonuniga asoslanib aniqlangan jismning

massasi «tortishish» yoki gravitasion massasi deyiladi. $P = F_T = \gamma \frac{m_z M}{R^2} = K m_z$ buyerda

$K = \gamma \frac{M}{R^2} = g$ ga teng. Buni Nyuton, $K = g$ ekanligi tajribada tekshirib ko'rdi: Buning

uchun $m_u \cdot g = K \cdot m_g$ va $g = K \frac{m_g}{m_i}$ ni matematik mayatnik yordamida tekshirib ko'rdi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{l \cdot m_g}{K \cdot m_i}}.$$

Tebranish davri T jismning massasiga bog'liq emas, faqat $T \sim \sqrt{l}$ ekan, $\frac{m_g}{m_i} = \text{const}$

bo'lib, $k = g$ va $\frac{m_g}{m_i} = 1$ bo'lsa, $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$ qonuniyat bajarilar ekan.

Demak, $m_i = m_g = m$ ekan, ya'ni $m_i = \frac{F}{a}$ dan $F = 1 \text{ H}$ va $a = 1 \text{ m/s}^2$ bo'lsa

$m_i = 1 \text{ kg}$ uchun $P = P_{\text{tort}} = m_g g$ dan $m_g = \frac{P_{\text{og' }}}{g} = 1 \text{ kg}$ ekan. Matematik mayatnik uchun

$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ ekanligi va $m_g = m_i$ ekanligi Bessel tomonidan, keyinchalik Krilov tomonidan tekshirilib isbot qilingan.

Shunday qilib, jismning massasi undagi modda miqdorini hamda uning gravitasion va inertligini tavsiflaydigan skolyar fizik kattalik ekan.

§ 52. Tortishishning potensial energiyasi

Jismlarning boshqa jismlar bilan yoki ularning o'zini ayrim qismlari orasidagi o'zaro ta'siri natijasida ega bo'lgan energiyasiga potensial energiya deyiladi.

Tortishish potensial energiyasining o'zgarishi tortishish kuchlarining bajarilgan ishining teskari ishorasida olingan qiymatiga teng ekanligini hisobga olamiz.

Tortishish kuchi $F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$, vektor

ko'rinishda $\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r_i^3} \vec{r}_i$ bo'lsa A nuqtadan S

nuqtaga ko'chirilishda bajarilgan elementar ish

$$dA = -(\vec{F} \cdot d\vec{s}) = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r^3} (\vec{r} d\vec{s}), \quad \text{chunki}$$

$$ds \cdot \cos \alpha = dr. \quad dA = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} dr. \quad \text{A nuqtadan V}$$

nuqtaga ko'chirilishda bajarilgan ish r_1 va r_2 (nuqtalardagi) masofalardagi potensial energiyalar ayirmasiga teng, ya'ni

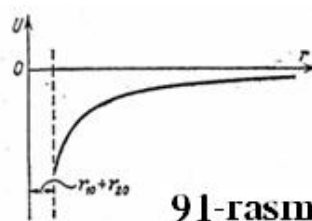
$$A = W_{n2} - W_{n1} = -\gamma \int_{r_1}^{r_2} \frac{m_1 m_2}{r^2} dr$$

$$\text{Bundan } A = W_{n2} - W_{n1} = -\left(\gamma \frac{m_1 m_2}{r_2} - \gamma \frac{m_1 m_2}{r_1} \right)$$

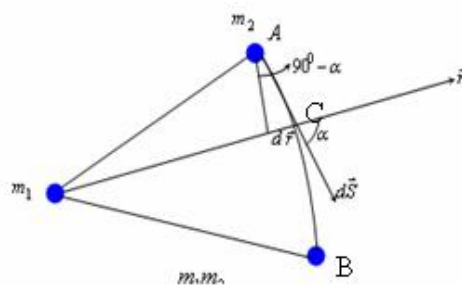
Demak, jismlarining o'zar tortishishi potensial energiyasi maksimumi- jismlarni cheksiz uzoqlashtirilganda, minimumi ular orasidagi masofani eng kichik bo'lganda, ya'ni

$r = r_{10} + r_{20}$ bo'lganda $W_{n\min} = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r_{10} + r_{20}}$ ga teng. Bir jinsli bo'lmagan sistemalar uchun

ham potensial energiya shu prinsipda (tamoyilda) hisoblanadi.

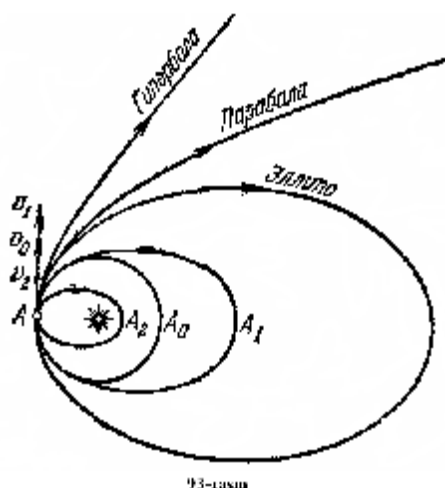


91-rasm



92-rasm

§ 53. Koinot mexanikasining asosiy qonunlari



birida Quyosh yotadi.

2. Planetalar harakati shunday sodir bo'ladiki, Quyosh markazidan planetaga o'tkazilgan radius-vektor teng vaqtlar ichida teng yuzalar chizadi.

3. Planetalarning Quyosh atrofidagi aylanish davrlarining kvadratlari nisbati, orbita ellipslari katta o'qlarining kublarini nisbatiga teng:

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{R_1^3}{R_2^3}$$

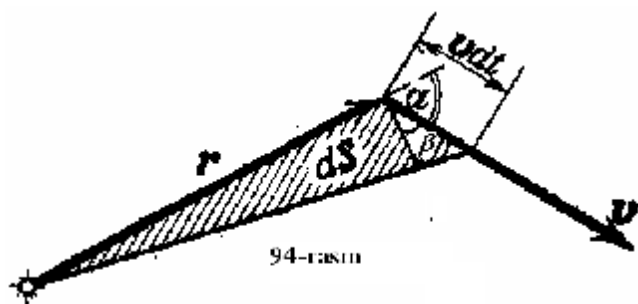
Keplerning birinchi qonuni jismning markaziy kuch maydonidagi harakatini tahlil qilishdan kelib chiqadi va uning traektoriyasini aniqlanadi. Harakat traektoriyasi (bitta) tekislikda yotadi. Faraz qilaylik, planeta traektoriyasi aylanadan iborat bo'lsin. U holda unga

$$\text{ta'sir etuvchi kuchlar } \frac{mv_0^2}{R} = \gamma \frac{mM}{R^2} \text{ va}$$

$$\text{bundan } v_0 = \sqrt{\gamma \frac{M}{R}}; \quad \text{Er uchun}$$

$$u_1 = \sqrt{g \frac{M_{\text{yer}}}{R_{\text{yer}}}} = \sqrt{g R_{\text{ep}}} \approx 7,93 \text{ km/s},$$

ya'ni 1-kosmik tezlik kelib chiqadi.



Demak, orbita bo'yicha planetaning orbita bo'ylab tezligi va orbita radiusi R bir-biri bilan bog'langan bo'lib, planeta massasiga bog'liq

Murakkab nazariy hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, orbita shakli planetaning boshlang'ich tezligi v_0 ga bog'liq ekan.

Agar tezligi v_0 ga teng bo'lsa, traektoriya aylanadan iborat, agar tezligi $u < u_0$ bo'lsa, traektoriya ellipsdagi iborat bo'lib, Quyosh ellipsning uzoqdagi fokusida joylashadi;

Agar tezligi $v > v_0$ bo'lsa traektoriya ellipsdan iborat bo'lib, Quyosh uning yaqin fokusida yotadi.

1. Agar $W < 0$ bo'lsa $v_0 < \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}$ ni traektoriya ellipsdan iborat. Isboti:

$$W = W_k + W_n = \frac{mv^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R};$$

$$\text{Agar } \frac{mv^2}{2} = \gamma \frac{mM}{R^2} \text{ dan } mv^2 = \gamma \frac{mM}{R} \text{ va } W = -\gamma \frac{mM}{2R} < 0$$

2. Agar $W = 0$ bo'lsa, $v_n = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}$ va traektoriya paraboladan iborat bo'ladi.

$W = W_k - W_n = \frac{mv^2}{2} - \gamma \frac{mM}{R} = 0$. Bundan $v_n = \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}} = v_{II}$ - ikkinchi kosmik tezlik kelib chiqadi.

3. Agar $W > 0$ bo'lsa, ya'ni $W_k > W_n$ bo'lsa, $v_e > \sqrt{\frac{2\gamma M}{R}}$ va harakat traektoriyasi giperboladan iborat bo'ladi. Bunda planeta avvalgi boshlang'ich nuqtasiga hech qachon qaytib kelmaydi.

Keplerning ikkinchi qonuni impuls momentining saqlanish qonuni natijasidir.

Quyosh atrofida harakat qilayotgan planetaga doimiy $F = \gamma \frac{mM}{r^2}$ ga teng tortish kuchi ta'sir qilib turadi.

Shu sababli quyoshning markaziga nisabatan planetaning impuls momenti doimiydir, ya'ni $[\mathbf{r} \cdot m\dot{\mathbf{v}}] = \text{const}$ yoki $[\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{v}}] = \text{const}$

Radius-vektor $\mathbf{r}$ dt vaqt ichida chizib o'tgan yuza $ds = \frac{1}{2} r \cdot v \cdot dt \cdot \cos \beta$ (rasmga qarang);

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha \text{ va } \frac{ds}{dt} = \frac{1}{2} r \cdot v \cdot \sin \alpha = \text{const} \text{ yoki } \frac{\Delta s}{\Delta t} = \text{const}. \text{ Bundan } \frac{1}{2} [\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{v}}] = \text{const}$$

Demak, radius vektor r ning vaqt birligida o'tuvchi yuzasi doimiy kattalik ekan. Bundan hulosa shuki, planeta orbita fokusi yaqinida katta tezlik bilan, fokusdan olisda kichik tezlik bilan harakat qiladilar.

Keplerning III- qonunini planetalarning orbitalari aylanadan kam farq qiladi deb oson isbotlash mumkin. Bunda $F_M = F_T$, ya'ni $\frac{mv_1^2}{r_1} = \gamma \frac{mM}{r_1^2}$, $v_1^2 = \gamma \frac{M}{r_1}$, $v_1^2 = \frac{4\pi^2 r_1^2}{T_1^2}$,

$$v_1 = \frac{2\pi r_1}{T_1}, \quad v_1 = \omega r_1$$

$$\text{Shu sababli } \frac{4\pi^2 r_1^2}{T_1^2} = \frac{\gamma M}{r_1}, \quad v_1^2 = \gamma \frac{M}{r_1} = \frac{4\pi^2 r_1^2}{T_1^2}$$

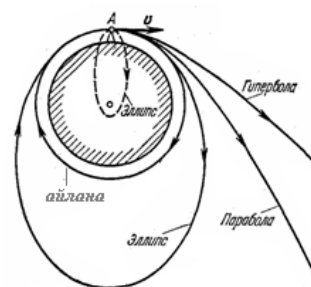
$$\text{Bundan } \frac{r_1^3}{T_1^2} = \frac{gM}{4\pi^2} = \text{const} \quad \text{Xuddi shu tariqa ikkinchi planeta uchun } \frac{r_2^3}{T_2^2} = \frac{\gamma M}{4\pi^2}.$$

Oxirgi formulalardan $\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{r_1^3}{r_2^3}$. Shunday qilib, Keplerning III - qonunini isbot qildik.

§ 54. Yer yo'ldoshi va kosmik snaryadlarning harakati

Yer yo'ldoshlari va kosmik snaryadlarning harakati Kepler qonunlariga bo'ysunadi. Yer atrofida harakat qilib yurgan Yer yo'ldoshlarining soni mingdan ortiq. Ana shularning harakat tezliklarini ko'rib chiqamiz.

Yerdan h balandlikda v tezlik bilan otilgan jism traektoriyasini ko'ramiz.



95 -rasm

$$1) \quad \text{Agar } F_M = F_T \quad \text{ya'ni, } \frac{mv^2}{r} = \gamma \frac{Mm}{r^2} \quad \text{bo'lsa,}$$

$$r = R + h$$

$$v_n = \sqrt{\gamma \frac{M}{r}} = \sqrt{\gamma \frac{M}{R+h}} \quad \text{ga teng}$$

$$\text{Kritik tezlik } v_{kp} = \sqrt{\gamma \frac{M}{R+h}} = \sqrt{g \frac{R^2}{R+h}} = R \sqrt{\frac{g}{R+h}}$$

Agar $h \ll R$, ya'ni $h \approx 0$ bo'lsa, $u_{kp} = u_1 = \sqrt{Rg} \approx 7,93 \text{ km/s}$ -birinchi kosmik tezlik deyiladi. Bu yerda orbita radiusi Yer radiusiga taxminan teng, orbita esa aylanadan iborat.

$$2) \quad \text{Agar } u_n > u_{kr}, \quad W = \frac{mv^2}{2} - \gamma \frac{mM}{r} = 0 \quad \text{va bundan}$$

$$u_{kr} = \sqrt{2 \frac{gM}{R+h}} = R \sqrt{\frac{2g}{R+h}} = \sqrt{2} u_k \text{ bo'lsa planeta (snaryad) traektoriyasi ellipsdan}$$

iborat bo'ladi. Agar $h \ll R$ bo'lsa, $u_{II} = \sqrt{2} u_1 \approx 11,2 \text{ km/s}$ bo'lib, ikkinchi kosmik tezlik deyiladi.

Agar h balandlikdan snaryad shu u_{II} tezlik bilan otlsa u Yerning tortishish doirasidan chiqib ketib, Quyosh yo'ldoshi bo'lib qoladi.

Uchinchi kosmik tezlik harakatlangan snaryadlar quyosh sistemasini tashlab chiqib ketadi va uning tezligi $u_{III} = 16,7 \text{ km/s}$ ga teng.

§ 55. Deformatsiya. Cho'zilish va siqilish deformatssiyalari

Qattiq jismga biror kuch ta'sir etsa, jismning shakli yoki o'lchami o'zgaradi, yoki fizikada aytilishicha qattiq jism deformatsiyalanadi. Qattiq jismning mexanikasini o'rganganimizda jismning deformatsiyalari ancha kichik va ular jismning harakatiga ta'sir ko'rsatmaydi deb faraz qilib, jismning deformatsiyalarini e'tiborga olmagan edik.

Biroq, mexanikaning boshqa ko'p masalalarida kuchlarning jismga ko'rsatadigan ta'siri bilan kuchlar yuzaga keltiradigan deformatsiyalar orasidagi bog'lanish qonunlarini bilish va uni hisobga olish zarur bo'ladi.

Jism tinch turibdimi yoki notekis harakat holatidami, bundan qat'iy nazar, jismga kuch ta'sir etgan barcha hollarda jism deformatsiyalanadi. Masalan: chizg'ichning uchlariga uni cho'zuvchi teng va qarama-qarshi yo'nalgan ikki kuch qo'yilgan; bu kuchlarning ortib borishi bilan chizg'ich cho'ziladi, chizg'ichning alohida zarralari orasidagi masofa ortadi, chizg'ich deformatsiyalanadi. Chizg'ichning uchlariga qo'yilgan kuchlar ortishi bilan barcha zarralar orasidagi masofalar ortadi.

Endi aynan o'sha chizg'ichga uning bir uchiga qo'yilgan kuch ta'sir qiladi deb faraz qilaylik. Chizg'ich bir kuch ta'siri ostida tezlanishi bilan harakat qiladi, xuddi shu sababli, ya'ni kuch ta'siridan chizg'ichda deformatsiyalar paydo bo'ladi. Biroq bunda deformatsiyalar xarakteri oldingi holdagidan boshqacha bo'ladi. Oldingi holda bir jinsli chizg'ichning hamma qismlari bir xil edi, bu holda esa bir jinsli chizg'ichning turli qismlari turlicha deformatsiyalanadi: kuch qo'yilgan va unga yaqin joydagi qismlar uzoqdagi qismlarga qaraganda ko'proq cho'ziladi.

Umuman olganda tashqi kuch ta'sirida qattiq jism shakli yoki hajmining yoki o'lchamining o'zgarishi **deformatsiya** deb ataladi. Agar deformatsiya ni vujudga keltiruvchi kuch ta'siri yo'qolgach, jism o'zining avvalgi shakli va hajmini tiklay olsa,

bunday deformatsiya **elastik deformatsiya**, to'la tiklay olmasa **noelastik deformatsiya** deyiladi.

Deformatsiyalovchi kuch ta'siri to'xtagach, deformatsiyalangan jismning shakli va o'lchamlarini tiklay olish qobiliyati mazkur jismning **elastikligi** deb ataladi. Elastik deformatsiyalanish jarayonida jismning deformatsiyalanishiga qarshilik ko'rsatadigan kuchlar vujudga keladi. Mazkur kuchlar **elastiklik kuchlari** deyiladi va u deformatsiyalovchi kuch yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

Elastiklik kuchlarining vujudga kelishining sababi quyidagicha: deformatsiya jarayonida deformatsiyalanuvchi jism zarralarining orasidagi masofa va ularning o'zaro joylashishi o'zgaradi. Buning natijasida jism zarralari orasidagi ta'sir kuchlarining muvozanati buzilib elastiklik kuchlari vujudga keladi. Bu kuchlar zarralarning deformatsiya jarayonidan avvalgi, dastlabki vaziyatini tiklashga harakat qiladi. Elastiklik kuchlari deformatsiyalanadigan jismning ichida, uning qismlari orasida vujudga kelib, zarralarning vaziyatini o'zgartirgan tashqi kuchlarga qarshi yo'nalgan bo'lib, uni muvozanatlaydi. Bunday deformatsiya **statik deformatsiya** deyiladi. Zarralar orasidagi kuchlar elektromagnit tabiatga ega bo'lgani uchun elastiklik kuchlari ham elektromagnit tabiatga ega bo'ladi.

Eng sodda deformatsiyalardan biri **cho'zilish** yoki **siqilish** deformatsiyasidir. Uzunligi l_0 ga ko'ndalang kesimining yuzi S ga teng sterjenning deformatsiyasini eng sodda model deformatsiyasi sifatida sxematik ravishda tasavvur etish mumkin; bu model bir-biriga prujinachalar bilan birlashtirilgan ayrim massalardan iborat. Modelning eng ostki massasiga tashqi kuch qo'yilganda butun tizim tezlanish bilan harakat qiladi; har bir prujinachaga ta'sir etuvchi kuchlar prujinachadan prujinachaga uzatilishi bilan kamayib boradi. Biror prujinachani cho'zayotgan kuch bu prujinacha orqasida kelayotgan hamma massalarga tezlanish beradi va shuning uchun prujinachalar deformatsiyasi turlicha bo'ladi. Deformatsiyalangan jismning turli qismlari orasida paydo bo'ladigan kuchlar, tashqi kuchlardan farqli ravishda, **ichki kuchlar yoki zo'riqishlar** deyiladi.

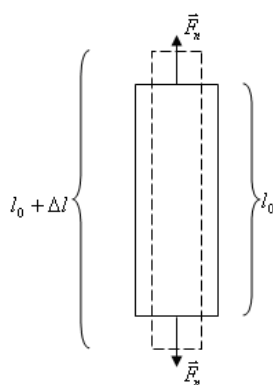
Deformatsiyalar taqsimoti ancha murakkab bo'lgani uchun emas, balki odatda kuchlar bilan deformatsiyalar orasidagi bog'lanish bir qiymatli emasligi va u qo'yilgan kuchlarning kattaligiga va yo'nalishiga hamda boshqa sabablarga bog'liq bo'lgani uchun ham kuchlar bilan deformatsiyalarni bog'lovchi qonunlar umumiy holda juda murakkab bo'ladi.

Faqat elastik jismda kuchlar va deformatsiyalar kattaligi o'zgarishining malum bir intervalida kuchlar deformatsiyalarni bir qiymatli aniqlaydi. Kuch bilan deformatsiya'ni

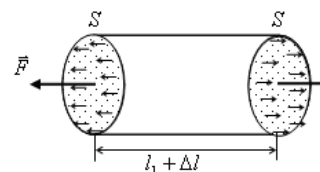
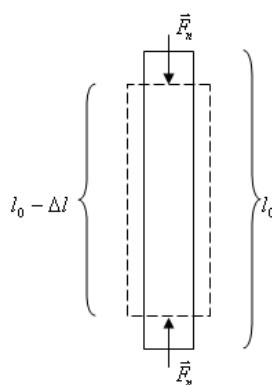
bog'lovchi qonuniyatlarni aniqlash uchun deformatsiya`ning eng sodda turini, ya`ni bir jinsli sterjenning o'z o'qi bo'ylab cho'zilishini yoki siqilishini ko'rib tekshirish qulay.

Agar sterjen materiali bir jinsli bo'lsa, sterjenning istalgan joyida belgilab qo'yilishi mumkin bo'lgan barcha bir xil bo'laklari har qanday nagruzkada bir xil cho'ziladi. Sterjenning uchlariga $\vec{F}_N$ kuchlar ta'sir qilsa, sterjen uzunligi Δl miqdorga o'zgaradi.

Cho'zuvchi kuchlarni musbat deb hisoblaymiz; bu holda Δl ham musbat bo'ladi, ya`ni cho'zuvchi kuch ta'sirida  $\Delta l$  miqdorga uzayadi. **Siquvchi** kuchlarni manfiy deb hisoblaymiz; bu holda  $\Delta l$  ham manfiy bo'ladi, ya`ni sterjen siquvchi kuchlar ta'sirida uzunligi kamayadi. (1-rasm).



96 -rasm



97 -rasm

Deformatsiya`ni xarakterlash uchun sterjen uzayishi Δl ning qiymati emas, balki uning nisbiy uzayishi $\frac{\Delta l}{l_0}$ muhimdir.

Har qanday bir jinsli sterjen uchun $e = \frac{\Delta l}{l_0}$ ning kattaligi bir xil bo'lib, cho'zuvchi F

kuchning kattaligiga bog'liqdir. F kuch ta'sirida sterjenda ichki kuchlar paydo bo'ladi, sterjenning ismlari bir-biriga o'sha ichki kuchlar (zo'riqishlar) bilan ta'sir qiladi. Sterjenning biror bo'lagini fikran kesib olib, (2-rasm) bu bo'lakning muvozanat shartlarini ko'rib chiqamiz.

Muvozanat shartlaridan bu kesmaning uchlariga sterjenning qo'shni qismlari tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar bir-biriga teng bo'lib, qarama-qarshi yo'nalgan degan xulosa chiqadi. Bu xulosa sterjenning har qanday kesmasi uchun to'g'ri bo'lgani sababli, sterjenning har qanday qo'ndalang kesimida F ga teng bo'lgan ichki kuchlar paydo bo'ladi. F zo'riqishni ko'ndalang kesim sirtiga qo'yilgan kuch sifatida tasavvur etish mumkin. Sterjen bir jinsli bo'lgani uchun zo'riqish ko'ndalang kesim bo'ylab tekis taqsimlanadi. Ko'ndalang kesimning birlik yuzasiga ta'sir etuvchi zo'riqish (kuch) kattaligi kuchlanish deb ataladi. Ikkinchi tomondan har xil kesimli sterjenlar uchun bir xil kuch ta'sirida vujudga

kelgan $\frac{\Delta l}{l_0}$ nisbiy deformatsiya sterjen qancha yo'g'on bo'lsa, shuncha kichik bo'ladi.

Bundan, elastik cho'zilish (siqilish) deformatsiyasida uzunlikning $\frac{\Delta l}{l_0}$ nisbiy o'zgarishi $\frac{F_n}{S}$ kattalikka, ya'ni sterjen ko'ndalang kesimining birlik yuzaga to'g'ri keladigan kuchga proporsional bo'lishi kerak. Bu $\frac{F_n}{S} = p_n = s$ kattalik yuqorida aytilgandek kuchlanish deb ataladi. Shunday qilib **kuchlanish** deb, jism ko'ndalang kesimining yuza birligiga ta'sir qiluvchi kuchga aytiladi: $s = \frac{F_n}{S}$ (1)

Jismning o'lchamlari o'zlariga nisbatan necha marta ortganligini yoki kamayganligini ko'rsatuvchi kattalikka **nisbiy deformatsiya** deyiladi: $e = \frac{\Delta l}{l_0}$ (2). Ingliz fizigi Robert Guk deformatsiyalanuvchi jismdagi kuchlanish nisbiy deformatsiyaga proporsional ekanligini aniqlagan: $s \sim \frac{\Delta l}{l_0}$ (3). Cho'zilish yoki siqilish deformatsiyasi bo'layotgan sterjen uchun

Guk qonunini quyidagicha yozish mumkin. $\frac{\Delta l}{l_0} = k \frac{F_n}{S}$ (4). Bunda $k = \frac{1}{E}$ (5) bo'lib, buyerda E Yung moduli yoki elastiklik moduli deb ataladi va jismning elastik xossalarini asosiy xarakteristikasidir.

Yuqoridagi formulalardan quyidagi munosabatlarga ega bo'lamiz:

$$e = \frac{1}{E} s \quad (6) \Rightarrow E = \frac{s}{e}$$

Agar sterjen chiziqli o'lchamining nisbiy o'zgarishi $e = 1$ bo'lsa, $E = s$ bo'ladi.

Demak, **Yung moduli** deformatsiyalanuvchi sterjenning uzunligini 2 marta o'zgartirish uchun zarur bo'lgan kuchlanish kattaligiga teng ekan.

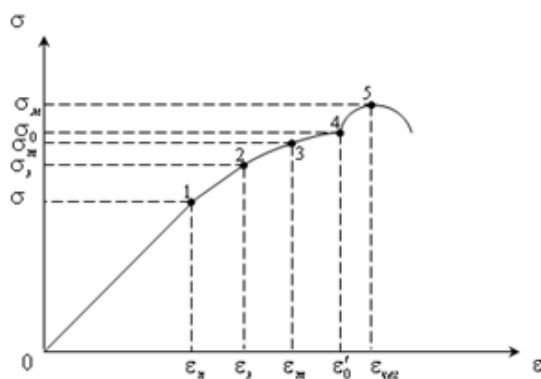
Yung modulining birligi kuchlanish birligi bilan bir xil bo'lib, $\frac{H}{m^2} = Па(Паскаль)$

bilan o'lchanadi. Tajribaning ko'rsatishicha, elastik deformatsiya har bir jism uchun kuchlanishning malum bir aniq qiymatigacha ro'y beradi. Har qanday qattiq jismda faqat ma'lum chegaragacha Guk qonuniga bo'ysunadigan deformatsiyalar bo'la oladi.

Cho'zayotgan F kuch yoki s kuchlanishni asta - sekin orttira borib, sterjen uzayishi, ya'ni nisbiy deformatsiya'ni aniqlab, tajribalar asosida s kuchlanish bilan e orasidagi bog'lanish diagrammasi hosil qilinadi, bu sxematik diagramma 3 - rasmda keltirilgan.

Zo'riqish uncha katta bo'lmaganda, s bilan e deyarli to'g'ri proporsional bo'ladi. 1 - nuqtaga borguncha bog'lanish shunday davom etadi. Chiziqli bog'lanishdan chetlanish

sezila boshlagan paytdagi kuchlanishning $s = s_y$ qiymati proporsionallik chegarasi deb ataladi. Aniqroq aytganda, proporsionallik chegarasi malum qiymatga ega emas, chunki chiziqli bog'lanishdan chetlanishni sezish imkoniyati o'lchashning qay darajada aniqlik bilan o'tkazilishiga bog'liqdir.



98-rasm

Elastik deformatsiyada tashqi kuchning ta'siri to'xtalishi bilan deformatsiya butunlay yo'qoladi, ya'ni jism dastlabki o'lchamlariga qaytadi. Ammo kuchlanish elastiklik chegarasi deb ataluvchi qiymatdan ortiq bo'lganda, boshqa tur deformatsiya - **plastik deformatsiya** vujudga keladi (2-4 sohalar), bu deformatsiya kuchning ta'siri to'xtagandan

so'ng ham butunlay yo'qolib ketmaydi. Plastik deformatsiya elastik deformatsiyaga qaraganda osonroq sodir bo'ladi.

$s = s(e)$ bog'lanish diagrammasining eng sodda ko'rinishi bo'ladi.

1) $s = s(e)$ bog'lanish har xil jismlar uchun har xil bo'lib, ularning ko'rinishi turli materiallar uchun turlicha bo'ladi. Sababi, deformatsiya jarayoni deformatsiyalanuvchi jismning tabiatiga, ya'ni uning strukturasi, zarrachalarning orasidagi ta'sir kuchiga va jismning tarkibiga bog'liqdir.

2) Plastik deformatsiya sohasida (oquvchanlik soha) egri chiziq deformatsiya o'qiga deyarli parallel bo'lib boradi - bu qismda kuchlanishlar deyarli ortmaydi, deformatsiyalar esa ortadi. Plastik deformatsiya sohasida, kuchlarning ta'siri to'xtagach, jismning uzunligi dastlabki uzunligidan katta bo'ladi; unda cho'zilish qoldiq deformatsiyaci caqlanadi.

3) e_r - nisbiy deformatsiya ortishi bilan kuchlanishlar egri chizig'i bir oz ko'tariladi va maksimal qiymatga erishadi. Bunda sterjen uzilib ketish mumkin. Kuchlanishning bunga mos qiymati **mustahkamlik chegarasi** deyiladi (5-nuqta). Agar biror jismning mustahkamlik chegarasi elastiklik chegarasiga yaqin bo'lsa, bunday jism faqat juda kichik qoldiq deformatsiya'ni beradi; bunday jism **mo'rt** deb yuritiladi. Katta plastik deformatsiya bera oladigan jismlar **plastik** jismlar deyiladi; masalan qo'rg'oshin yoki rux simlarda ancha katta plastik va qoldiq deformatsiyalar bera oladi.

4) «Kuchlanish - deformatsiya» egri chizig'ining 0-2 qismiga mos keladigan deformatsiya va kuchlanishlarning kichik qiymatlari sohasi mazkur materialning **elastik deformatsiyalar** sohasidir. e_y dan kichik bo'lgan deformatsiyalardagina sterjen elastik jism

kabi bo'ladi. Sinalayotgan materialning cho'zilishidagi elastik chegarasiga to'g'ri keluvchi $2(s_y, e_y)$ -nuqta s_n va s_y qiymatlari orasida yotadi.

$s(e)$ egri chiziqning bosh qismi to'g'ri chiziqdir; kuchlanish bilan deformatsiya orasidagi bog'lanish bu qismda taxminan 1-nuqtagacha proporsionallik qonuni bilan tasvirlash mumkin: $s = Ee$.

$s = Ee$ munosabatga **Guk qonuni** deb ataladi. Guk qonuni o'rinli bo'ladigan soha proporsionallik sohasi deyiladi; kuchlanish va deformatsiya uchun Guk qonuni o'rinli bo'ladigan holdagi eng kata s_n va e_n qiymatlari **proporsionallik chegarasi** deyiladi.

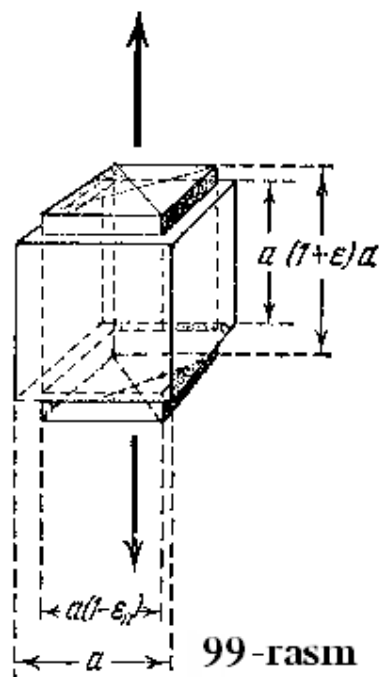
«Deformatsion - kuchlanish» egri chizig'ining elastiklik chegarasidan tashqarida yotgan qismi **plastik deformatsiyalar sohasi** deyiladi va deformatsiyalar bunday bo'lganda sinalayotgan jism elastik bo'lmaydi.

Agar deformatsiya ni plastik deformatsiyalar sohasida yotuvchi biror e_0^1 qiymatgayetkazib, keyin kuch kamaytirilsa, deformatsiya kattaligi bir oz kamayadi. Kuch butunlay olib qo'yilganda e_0 qoldiq deformatsiya e_0^1 kabi qiymatga ega bo'ladi. Plastiklik sohasida qoldiq deformatsiyalar boshlang'ich deformatsiyalarga deyarli teng bo'ladi. Bu sohada, odatda, 2 ta xarakterli nuqta bo'ladi: oquvchanlik chegarasi (2-nuqta) va mustahkamlik chegarasi (5-nuqta). Oquvchanlik chegarasiga erishilgach, material «oqa» boshlaydi; bu esa nagruzka ortirilmagan holda ham deformatsiyalar ortaverishini bildiradi. σ_M mustahkamlik chegarasi - namuna hali yemirilmaydi turadigan holdagi eng katta kuchlanish bu chegaradan ortsa, sinalayotgan namuna yemiriladi.

Sterjenning cho'zilishi va siqilishidagi deformatsiyalar juda sodda bo'ladi. Sterjenda fikran ajralib olingan kub bunday deformatsiyada parallepiped bo'lib qoladi.

Bunda kubning va butun sterjenning ko'ndalang kesimi ham o'zgaradi: cho'zilishda ko'ndalang kesimlar kichrayadi, siqilishda esa kattalashadi.

Tajribalar sterjenning ko'ndalang kesimi kamayishi e uzayishi deformatsiyasiga proporsional ekanini ko'rsatadi. Kubning (4-rasm) ko'ndalang yog'ini (cho'zilish kuchlanishlariga normal bo'lgan yoq) chegaralab turgan qirraning nisbiy qisqarishini e_n bilan belgilasak, $e_n = me$ bo'ladi.



Bu yerda m - ko'ndalang siqilish moduli yoki Puasson koeffitsienti deb ataladi. Ko'ndalangiga siqilish moduli m , Yung moduli kabi, materialning elastiklik xossalarining muayyan xarakteristikasidir.

Sodda mulohazalardan, bir jinsli izotrop materialning ko'ndalangligiga siqilish moduli $(m) \frac{1}{2}$ dan ortiq bo'la olmasligi kelib chiqadi.

Sterjen cho'zilishidan oldin uning ichida fikran ajratib olingan a tomonli biror kubning hajmi a^3 bo'lsin, (4-rasm) deb faraz qilaylik. Agar kubning qirralari sterjen o'qiga parallel bo'lsa, deformatsiyalanganidan so'ng kubning hajmi quyidagiga teng bo'ladi:

$$V = a_1 \cdot b_1 \cdot c_1 = (1 - e_n) a \cdot (1 - e_n) a \cdot (1 + e) a = a^3 (1 + e) (1 - e_n)^2$$

$$V = a^3 (1 + e) (1 - m e)^2 \quad (e_n = m e \text{ ekanligini hisobga oldik.})$$

Cho'zilishda hajm kamaymaydi, shu sababli $\varepsilon > 0$ ekanligini hisobga olib va juda kichik miqdorlarni hisobga olmasak, $m \leq \frac{1}{2}$ kelib chiqadi.

§56. Deformatsiyalangan jism energiyasi va uning zichligi

Dastlabki uzunligi l_0 bo'lgan sterjenga s kuchlanish ta'sir qilganda, uning yangi uzunligi $l = l_0 + \Delta l$ bo'ladi.

$$\frac{\Delta l}{l_0} = a s \quad \text{formulaga ko'ra } \Delta l = a s l_0 \text{ va sterjenning yangi uzunligi:}$$

$$l = l_0 (1 + a s).$$

Bu formuladan ko'rinadiki, elastik deformatsiya chegarasigacha sterjenning uzunligi kuchlanish s ga chiziqli bog'lanishda o'zgaradi. Sterjenni cho'zganda yoki siqqanda tashqi kuchlar ish bajaradi. Sterjenga har bir muayyan vaqt paytida ta'sir qilayotgan kuch -

$$F_n = \frac{ES \Delta l}{l_0} \quad \text{deformatsiya vaqtida bir xil qolmay, balki sterjen uzunligining } \Delta l \text{ o'zgarishiga}$$

proporsional ravishda o'zgarib boradi. Sterjenning uzunligi l_0 qiymatidan $l_0 + \Delta l$ qiymatigacha o'zgarsin; u holda A ish $A = \bar{F}_n \cdot \Delta l$ ga teng bo'ladi.

Bunda $\bar{F}_n$ - kuchning o'rtacha qiymatidir. $\bar{F}_n$ kuchning o'sishi Δl ning uzayishiga chiziqli bog'liq bo'lgani uchun, kuchning o'rtacha qiymati- $\bar{F}_n = 0$ ($\Delta l = 0$ bo'lganda)

bilan $F_n = \frac{ES \Delta l}{l_0}$ ning (Δl ning berilgan qiymatida) o'rta arifmetik qiymatiga teng, ya'ni:

$$\bar{F}_n = \frac{1}{2} \frac{ES}{l_0} \Delta l$$

$$\text{Bundan: } A = \frac{1}{2} \frac{ES}{l_0} \cdot \Delta l^2 \text{ yoki bu ifodani } dA = F_n \cdot d(\Delta l) \text{ va } A = \int dA = \int_0^{\Delta l} \frac{ES}{l_0} \cdot d(\Delta l)$$

integral orqali keltirib chiqarishimiz mumkin.

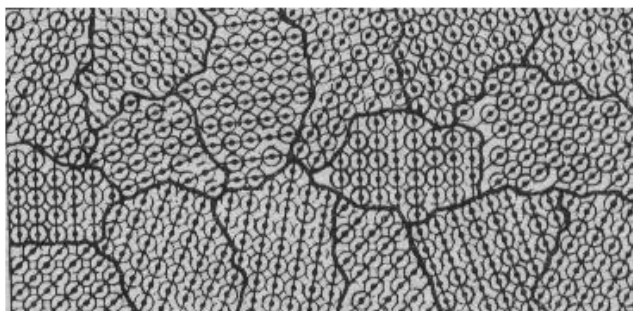
Bu ish elastik deformatsiyalangan sterjenda potensial energiya hosil qilish uchun sarflanadi : $E_p = \frac{1}{2} \frac{ES}{l_0} \Delta l^2$.

Bu energiya`ning hajm birligiga to`g`ri kelgan qismi-ya`ni potensial energiya qismi $\bar{\omega} = \frac{E_p}{V} = \frac{1}{2} \frac{ES \Delta l^2}{l_0 S l_0} = \frac{E \Delta l^2}{2 l_0^2} = \frac{E \epsilon^2}{2}$ ga teng bo`ladi.

Shunday qilib, elastik deformatsiyalangan sterjenning potensial energiyasi absolyut deformatsiya kvadrati - Δl^2 ga proposional ekan.

Yuqoridagi fikrlar metallarga xosdir. Rentgenoskopik tadqiqotlarning ko`rsatishicha, odatdagi holatda metallar bir-biriga nisbatan xaotik joylashgan mayda-mayda kristallchalar to`plamidan iboratdir. Kristallarda atomlar kristall panjara hosil qilib tayinli bir tartibda joylashadi. Agar materialning butun namunasi bir kristalldan iborat (monokristall) bo`lsa edi, uning elastiklik xossalari turli yo`nalishlarda turlicha bo`lar edi. Bunday jismlar **anizotrop jismlar** deyiladi. Haqiqatda esa metallardagi mayda kristallchalar xaotik joylashgan bo`lib, bir-biriga taxminan 5-rasmda sxematik ravishda tasvirlangandek mutlaqo har xil joylashadi. Shuning uchun har xil yo`nalishlar bo`yicha elastik xossalari bir xil bo`lib, metall **izotrop** jismdir.

Elastik deformatsiyalar zonasida kristallchalar siljimasdan va buzilmasdan o`z shaklini o`zgartiradi. Nagruzka olingandan keyin kristallchalar avvalgi holatiga qaytadi.



100-rasm

Plastik deformatsiyalar zonasida esa kristallchalarning shakli

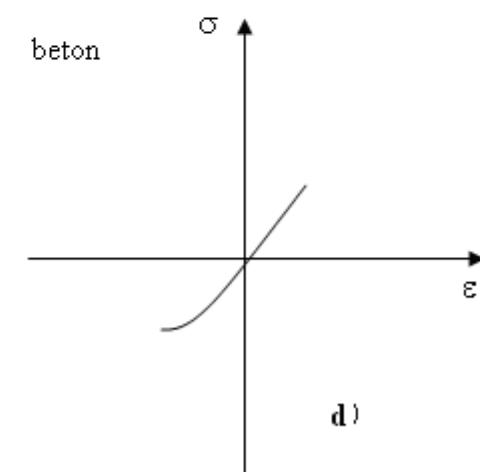
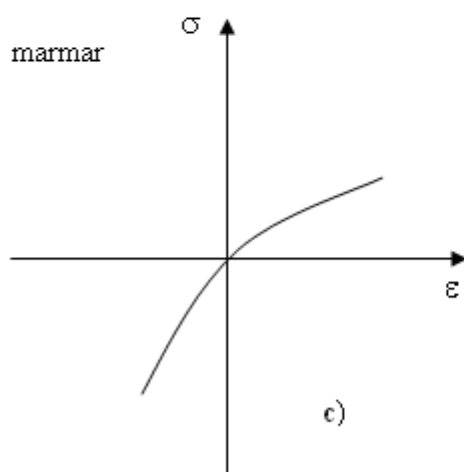
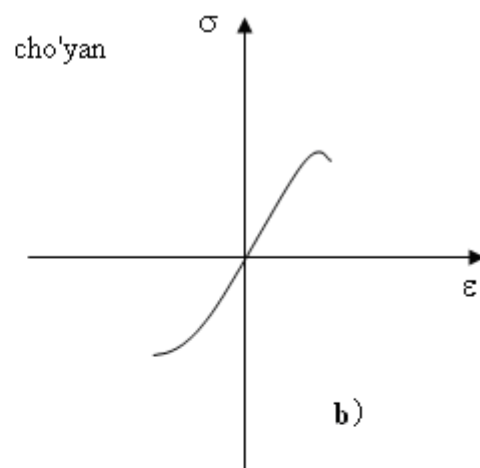
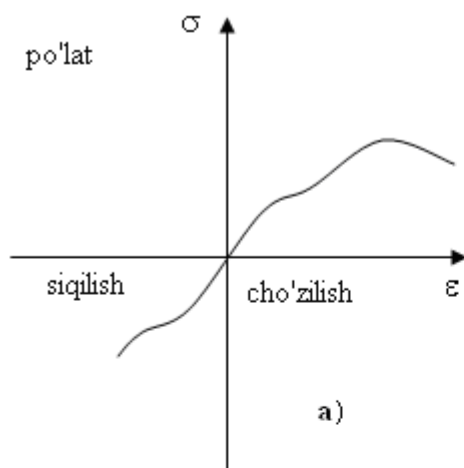
o`zgarishidan tashqari, ularda sirpanish yuz beradi, shuningdek, ular bir-biriga nisbatan siljiydi va sinadi. Endi bu o`zgarishlar nagruzka olingandan keyin yo`qola olmaydi va jism deformatsiyalanganicha qoladi, unda qoldiq deformatsiyalar paydo bo`ladi. Plastik deformatsiyalar texnologiyada muhim ahamiyat kasb etadi: metallarni shtampovka qilish, egish, bolg`alab buyum yasash plastik deformatsiyalar tufayligina mumkin bo`ladi. Agar

metallarda faqat elastik deformatsiyalar bo'lganda edi - metallardan hech narsa yasab bo'lmay edi.

Metall va boshqa materiallarning mexanikaviy xossalari ma'lum bir tarzda tayyorlangan ma'lum o'lcham va ma'lum shaklga ega bo'lgan sterjenlarning cho'zilishiga qarab aniqlanadi. Bu sterjenlar materiallar sinaladigan maxsus mashinalarda cho'zib ko'riladi.

Metallarning siqilishidagi Yung moduli kattaligi cho'zilishdagi moduli kattaligi bilan bir xil bo'ladi. 6 a- rasmda odatdagi po'lat uchun xarakterli bo'lgan «deformatsiya-kuchlanish» egri chizig'i ko'rsatilgan. Siqilishdagi proporsionallik chegarasining qiymati cho'zilishdagi qiymatidan boshqacha bo'ladi va egri chiziqning plastik deformatsiyalar zonasidagi xarakteri ham bir oz boshqachadir.

Boshqa materiallar uchun «kuchlanish-deformatsiya» egri chizig'ining shakli butunlay boshqacha bo'ladi. Cho'yanga oid bu egri chiziq **b)** b-rasmda berilgan. Cho'zilishda cho'yan uchun plastik deformatsiyalar zonasi yo'q bo'ladi. Elastiklik zonasiga yetgandan keyin deyarli sezilarsiz oquvchanlik zonasi bo'ladi va namuna birdaniga yemirila boshlaydi. $\sigma(\epsilon)$ diagrammasi cho'yanning diagrammasiga o'xshagan materiallar mo'rt materiallar deb, po'latga o'xshab plastik deformatsiyalar zonasi ancha katta bo'lgan materiallar esa qovushqoq materiallar deyiladi.



101-rasm

Biror materialni amalda ishlatishda qovushqoq va mo'rt material xossalarining bu farqini bilish juda muhimdir. Agar biror mashina ishlab turganda kuchlanishlar ba'zi joylarda elastiklik chegarasidan katta bo'lsa, qovushqoq materialdan yasalgan mashina sinmaydi, mo'rt materialdan yasalgan mashina esa sinib qoladi.

6 c),d)-rasmda bazi materiallar uchun kuchlanish bilan deformatsiya orasidagi bog'lanish egri chiziqlari taqqoslash uchun berilgan, marmar va beton kabi mo'rt materiallar cho'zilishdan ko'ra siqilishga ancha yaxshi bardosh beradi, ya'ni ularning siqilishdagi mustahkamlik chegaralari cho'zilishdagidan ancha yuqori bo'ladi.

Materialning elastik xossalarini bilgan holda ancha mustahkam va ixcham mashina, inshoot va qurilmalarni ishlab chiqarish va qurish mumkin.

§57. Siljish deformatsiyasi

Siljish moduli siljish deformatsiyasida qattiq jismning elastik xususiyatini xarakterlovchi kattalikdir. Siljish deformatsiyasi qattiq jism qatlamlarining bir-biriga nisbatan parallel siljishidan sodir bo'ladi. Biror jismda, soddalik uchun kub shaklidagi jismda siljish deformatsiyasi hosil qilish uchun uning bir tomoniga u bilan ayni bir tekislikda yotuvchi F kuch bilan ta'sir etamiz. Bu kuch o'zi ta'sir qilayotgan sirtga urinma bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Bu kuch ta'sirida jismning qatlamlari bir-biriga nisbatan siljiydi va ta'sir qilayotgan sirtga tik bo'lgan har qanday ab fizik to'g'ri chiziq (ya'ni qattiq jismning muayyan zarrachalari bilan bog'langan chiziq) biror j burchakka buriladi. Kub shaklidagi jismning ko'ndalang $abcd$ kvadrat kesimi ab^1c^1d rombgga aylanadi, (7-rasm).

Bunda qattiq jismning mahkamlangan pastki gorizontal qatlamidan tashqari hamma qatlamlari siljiydi. Shu bilan bir vaqtda jismda tashqi ta'sir kuchining yo'nalishiga teskari yo'nalishda $\vec{F}_s$ elastiklik kuchi hosil bo'ladi. Deformatsiya muvozanat holatga oid bo'lsa, $\vec{F} = -\vec{F}_s$ bo'ladi. Agar jism bir jinsli bo'lsa, har bir gorizontal kesimga ta'sir qiluvchi kuchlar kesim bo'yicha tekis taqsimlanadi.

Siljish burchagi kichik bo'lganda, j qiymati (7-rasm) $tgj = \frac{bb^1}{d}$ yoki taqriban $j \approx \frac{bb^1}{d}$ ga teng

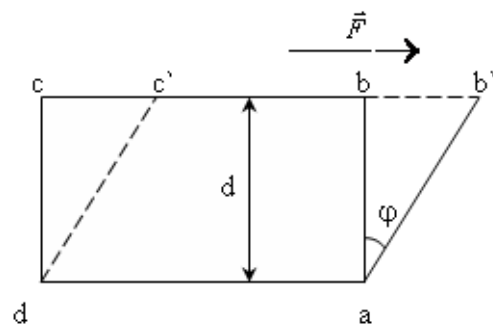
bo'ladi. Bunda $d = ab$ - jismning qalinligi, bb^1 - yuqori qatlamning pastki qatlamga nisbatan siljishining absolyut qiymati. Bundan ko'rinadiki, j siljish burchagi nisbiy siljishni harakterlaydi, shuning uchun Guk qonuni bajariladigan chegaralarda quyidagi tenglikni yozish mumkin:

$$j = n \frac{F}{S},$$

bunda jismning qanday materialdan yasalganligiga bog'liq o'zgarmas son n - siljish koeffisienti deyiladi.

S esa F kuch ta'sir qilayotgan sirtning yuzi. Kuchlanish $s = \frac{F}{S}$ ni kiritib, formulani o'zgartiramiz $j = ns$.

F kuch qaralayotgan kesim tekisligida yotganligi uchun hosil bo'lgan kuchlanish **tangensial kuchlanish** deyiladi. n ga teskari kattalik



7-расм

$$N = \frac{1}{n} \Rightarrow n = \frac{1}{N}, \text{ bu yerda } N \text{ -siljish moduli deyiladi.}$$

Siljish koeffisienti o'rniga formulaga siljish moduli N kiritsak: $j = \frac{1}{N} s$. Bir jinsli izotrop jismlarning ko'pchiligi uchun siljish moduli N son jihatdan, Yung moduli E ning taxminan 0,4 qismiga teng ($N \approx 0.4 E$).

§58. Buralish deformatsiyasi

Bir jinsli doiraviy kesimga ega bo'lgan sterjenning bir asosi sterjen o'qi atrofida ikkinchi asosiga nisbatan biror j burchakka buralgan bo'lsin.

Sterjenning o'qiga perpendikulyar bo'lgan har qanday kesimida ichki zo'riqishlarning sterjen o'qiga nisbatan momenti sterjenni burayotgan kuchlarning momentiga teng. Haqiqatdan ham, buralgan sterjenning biror V qismini fikran kesib olamiz (8-rasm). V qismi tinch turgani uchun unga ta'sir etuvchi kuchlarning momentlari nolga teng. Bu qismga bir tomondan tashqi kuchlarning M momenti, ichki tomondan kesimga urinma yo'nalishda ta'sir etuvchi ichki zo'riqishlarning M^1 momenti ta'sir qiladi; M^1 kattaligi M ga teng bo'lib, qarama-qarshi yo'nalgandir.

Sterjenning qo'zg'almas asosidan l masofada turgan joyidan qalinligi dl yetarlicha kichik bo'lgan disk kesib olib, burilishda bu diskning pastki asosi j burchakka yuqori asosi $j + \Delta j$ burchakka buriladi deb faraz qilamiz. Bu diskdan ichki radiusi r va tashqi radiusi $r + \Delta r$ halqa kesib olamiz (8 b-rasm). U holda bu halqadan kesib olingan hamma kubchalarning surilish deformatsiyasi bir xil bo'lib, ayni bir da burchakka teng bo'ladi. Disk yuqorigi asosi deformatsiyalanmasdan pastki asosiga nisbatan juda kichik dj burchakka burilgani uchun da siljish burchagi xalqaning r radiusiga proporsional bo'ladi. Halqaning yuqorigi sirti pastki sirtiga nisbatan da miqdorda ko'chadi:

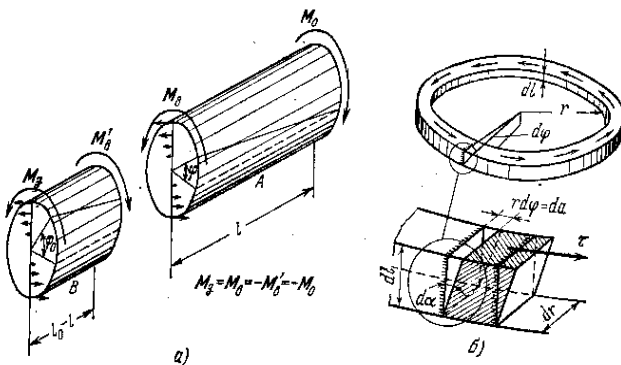
$$da = da \cdot dl = r \cdot dj$$

Shuning uchun siljish burchagi

$$da = r \frac{dj}{dl}, \text{ ya'ni halqaning siljish burchagi}$$

halqa radiusi bilan sterjenning burilish burchagidan uning uzunligi bo'yicha olingan

$$\frac{dj}{dl} \text{ hosila ko'paytmasiga teng.}$$



$s_t = Nda$ va $da = \frac{dj}{d\mathbf{l}} \cdot r$ formulalarga asosan, s_t kuchlanish quyidagicha yoziladi:

$$s_t = Nda = Nr \frac{dj}{d\mathbf{l}}.$$

Shuning uchun halqa sirtidagi zo'riqish $s_t \cdot 2\pi r dr = 2\pi r^2 N \frac{dj}{d\mathbf{l}} dr$.

Bu zo'riqishning sterjen o'qiga nisbatan momenti quyidagiga teng:

$$dM = 2\pi r^3 N \frac{dj}{d\mathbf{l}} dr.$$

Diskning butun sirtidagi zo'riqishlar momenti quyidagiga teng:

$$M = 2\pi N \frac{d\phi}{d\mathbf{l}} \int_0^{d/2} r^3 dr = \frac{\pi d^4}{32} N \frac{d\phi}{d\mathbf{l}}$$

Bu moment sterjenni burayotgan M momentga teng bo'lishi kerak, chunki istalgan ikki qo'shni diskka qo'yilgan momentlar bir-biriga teng.

Oxirgi tenglama shuni ko'rsatadiki, agar sterjen bir jinsli bo'lsa, sterjenning buralish burchagi $\frac{dj}{d\mathbf{l}}$ hosilasi sterjen bo'ylab o'zgarmas bo'ladi. Sterjenning bir-biridan $\mathbf{l}_0$

masofada turgan chetki kesimlarining burilish burchagi quyidagiga teng: $j_0 = \mathbf{l}_0 \frac{dj}{d\mathbf{l}}$ yoki

$$\frac{j_0}{\mathbf{l}_0} = \frac{dj}{d\mathbf{l}}.$$

Bundan: $M_0 = \frac{\pi d^4}{32} N \frac{\phi_0}{\mathbf{l}_0}$ kelib chiqadi.

$\frac{pD^4}{32} \frac{N}{\mathbf{l}_0}$ - kattalik sterjenning buralishdagi qattqlik koeffisienti deyiladi.

Endi W_n - deformatsiya potensial energiyasini aniqlaymiz. F urinma kuchning burishda bajargan ishi, uning hosil qilgan momenti bilan burilish burchagiga ko'paytmasiga teng: $dA = M \cdot dj$.

Buralayotgan vaqtda kuch momenti bir xil qolmaydi, balki uning o'zi j burchakka bog'liqdir. Shuning uchun ham $\Delta A = M \Delta j$ formuladagi ifodani M ning o'rtacha momentining qiymati $M = \frac{1}{2} D j^2$ deb hisoblash kerak. Bundan $A = M j = \frac{1}{2} D j^2$ yoki $\int M dj$ bo'yicha integrallash kerak bo'ladi. Potensial energiya W_n son jihatdan shu ishga

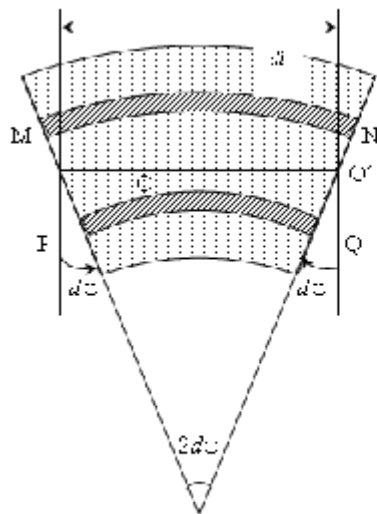
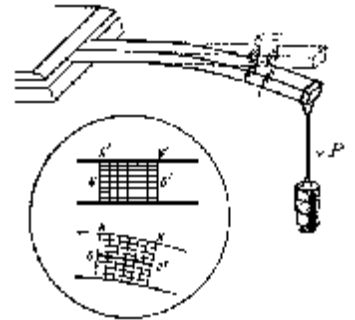
teng: $W_n = \frac{1}{2} D j^2$.

Bu yerda D - buralish moduli, $D = \frac{pNr^4}{2L_0}$, j - buralish burchagi

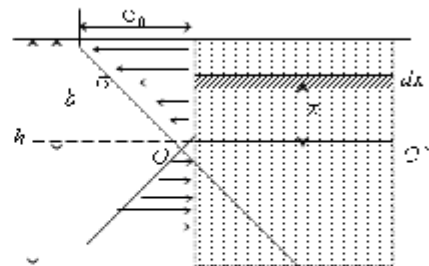
§52. Egilish deformatsiyasi

Sterjenlar (balka, g'o'la) ning o'z o'qiga normal bo'lgan kuchlar ta'siri ostida egilishi qattiq jismning deformatsiyasiga oid juda muhim misol bo'ladi. Sterjen egilganda uning barcha ko'ndalang kesimlari yassiligicha qoladi (9-rasm).

Gorizontal sterjenning bir uchi qattiq mahkamlab qo'yilgan, ikkinchi uchiga yuk osilgan yoki vertikal yo'nalgan $\vec{P}$ kuch qo'yilgan bo'lsin. $\vec{P}$ kuch ta'sirida sterjen egiladi, sterjenning o'qiga perpendikulyar bo'lgan va kuch qo'yishdan oldin vertikal tekislikda turgan har bir ko'ndalang kesimi eguvchi kuch tomonga og'ib yassi bo'lganicha qolaveradi (9- rasm



10 - rasm



11 - rasm

Sterjenning uchiga qo'yilgan kuch momenti ta'siridagi deformatsiya`ni o'rganamiz. Balka (sterjen) dan Δl kichik bo'lak kesib olamiz (10-rasm). Balka deformatsiyalanganda bo'lakning ikkala ko'ndalang kesimi dj burchakka qiyshayib og'ib qoladi. 00^1 o'rta chiziqqa yondashgan qatlamning uzunligi o'zgarmaydi. Shuning uchun bu qatlam «neytral» qatlam deb ataladi. Neytral qatlamdan yuqorida yotgan qatlam cho'ziladi, pastki qatlam siqiladi. qatlamlarning siqilishi yoki cho'zilishi ulardan neytral qatlamgacha bo'lgan masofaga proporsional bo'ladi, chunki deformatsiyalanganda ham ko'ndalang kesim yassi bo'lganicha qoladi.

Agar deformatsiya kattaligi proporsionallik chegarasidan chiqib ketmasa, har bir qatlamdagi normal kuchlanishni uning uzayishi yoki qisqarishiga proporsional deb faraz qilish mumkin. U holda uzunligi $d\mathbf{l}$ bo'lgan bu balkaning ko'ndalang kesimidagi kuchlanishlar 11-rasmda ko'rsatilganidek bo'ladi.

Agar tayinli bir qatlamlardan neytral qatlamgacha bo'lgan masofa x bilan belgilansa, bu yerdagi kuchlanish: $s = s_0 \frac{x}{b}$ bo'ladi, bu yerda s_0 - neytral qatlamlardan b masofadagi uzoq qatlamdagi kuchlanish.

Balkaning hamma kesimlari bir xil bo'lib, to'g'ri to'rtburchak shaklida bo'lsin; u holda neytral qatlam balkaning o'rtasiga joylashgan bo'lib, $b = \frac{h}{2}$ bo'ladi, buyerda h - balka ko'ndalang kesimi bo'yicha balandligi. Shunday qilib, kesimining kengligi a ga teng bo'lgan balkada neytraldan x masofada turgan va qalinligi dx bo'lgan qatlamdagi zo'riqish quyidagiga teng:

$$dF = \sigma a dx = \frac{\sigma_0}{b} x a dx = \frac{2\sigma_0 a}{h} x dx.$$

Ko'ndalang kesimdagi hamma zo'riqishlar juft-juft bo'lib qo'yilgan, shuning uchun hamma kuchlarning natijalovchisi nolga teng, barcha zo'riqishlar momenti qo'yilgan kuchlar juftining M momentiga teng bo'lishi kerak:

$$M = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x dF = \frac{2\sigma_0 a}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} x^2 dx = \frac{2\sigma_0}{h} I$$

Ifodadagi $I = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} ax^2 dx$ miqdor balka ko'ndalang kesimining neytral qatlam orqali

o'tuvchi o'qqa nisbatan «inersiya» momenti deb ataladi.

Balka uchun integraldan $I = \frac{ah^3}{12}$ ekanligi kelib chiqadi. Balkaning ko'ndalang

kesimidagi zo'riqishlar momenti: $M = \frac{s_0}{b} \int ax^2 dx = \frac{s_0}{b} I.$

Bu yerda b - neytral qatlamlardan hisoblangan eng katta masofa, s_0 - maksimal kuchlanish.

Demak, ko'ndalang kesimdagi zo'riqishlarning momenti bilan ko'ndalang kesimdagi maksimal s_0 kuchlanish sodda bog'lanishga ega bo'ladi: $M = s_0 \frac{I}{b} = s_0 w$ va $w = \frac{I}{b}$

buyerdagi w kattalik kesimning qarshilik momenti deb atalib, kesim inersiya momentining eng uzoqdagi qatlamgacha bo'lgan masofaga nisbatiga teng.

Bir uchidan mahkamlangan balka (sterjen) ning $F = P$ kuch ta'sirida egilish deformatsiyasining kattaligi egilish strelasi l quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$l = \frac{P \cdot L^2}{3EI} = \frac{4PL^3}{ab^3E}.$$

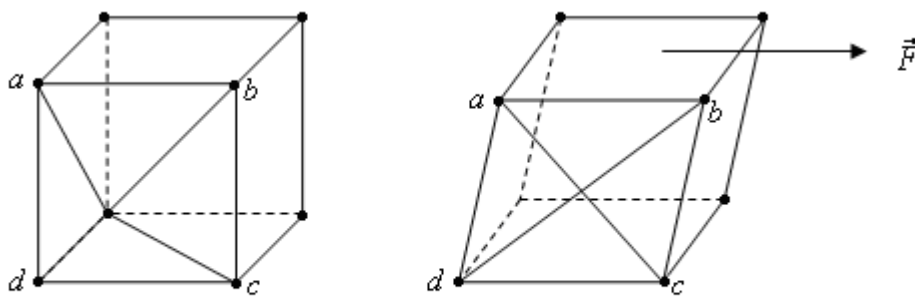
Bu yerda E - Yung moduli, L - balkaning uzunligi.

Agar ikki tayanch ustida yotgan balka (sterjen)ning markaziga pastga qarab yo'nalgan $F = P$ kuch qo'yilgan bo'lsa, u holda L o'rniga $\frac{L}{2}$ va P o'rniga $\frac{P}{2}$ bo'lishini hisobga olib, egilish strelasi $l = \frac{PL^3}{4ab^3E}$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. Bu ifodalardan amaliyotda deformatsiyalanayotgan jism uchun elastiklik moduli-Yung moduli- E ning qiymatini aniqlash mumkin.

§60 Deformatsiyalarni qattiq jismlarning kristall tuzilishi nuqtai nazaridan izohlash

Monokristallardagi siqilish va cho'zilish elastik deformatsiyalari kristall panjaralarning mavjudligi nuqtai nazaridan osongina tushuntirilishi mumkin. Kristall panjarani muvozanati panjarani tashkil qiluvchi zarralar orasidagi tortishish va itarishish kuchlarining o'zaro kompensatsiyalashib turishidan kelib chiqadi. Masalan, ion panjarada kristall siqilganda qo'shni ionlar orasidagi r_0 masofa qisqaradi, itarishish kuchlari tortishish kuchlaridan katta bo'lib qoladi. Buning natijasida, kristallni siqayotgan tashqi kuchga aks ta'sir qiluvchi itarishish yig'indi kuchi vujudga keladi. Ionlar muvozanat holatdan qancha ko'p chiqarilgan bo'lsa, itarishish kuchi ham shuncha ko'p bo'ladi. Tashqi kuchning ta'siri to'xtasa, ionlar o'zlarining muvozanat holatiga qaytadi, panjara dastlabki ko'rinishga keladi. Kristall cho'zganda ham, xuddi shuning kabi, qo'shni ionlar orasidagi masofa ortadi, tortishish kuchlari itarishish kuchlaridan katta bo'ladi, kristall butunligicha tashqi cho'zuvchi kuchga ta'sir ko'rsatadi.

Siljish deformatsiyasi vaqtida panjara qiyshayadi. Agar panjara eng sodda kub ion panjaradan iborat bo'lsa, panjaraning har bir elementar sho'basi (yacheyka) kub shakldan qiyshiq burchakli paralipipedga aylanadi. ac diagonal qisqarib, bd diagonal uzayadi (12-rasm).



12-p acm

Natijada a va s ionlar orasidagi itarishish kuchlari, b va d ionlar orasidagi tortishish kuchlari nisbatan ortiqcha vujudga keladi. Panjara o'zining dastlabki shaklini tiklashga intiladi, bu esa elastik siljish deformatsiyasining vujudga kelishiga sabab bo'ladi.

Siljish hodisasi yuz berganda plastik va qoldiq deformatsiyalarining paydo bo'lishini ham tushuntirish mumkin.

Atomlarning geometrik muntazam joylashganligi tufayli kristallarning fazoviy panjarasida shunday tekislik bo'ladiki, panjaraning bo'laklari biri ikkinchisiga nisbatan o'sha tekisliklar bo'yicha malum darajada siljishi natijasida musbat ionlar yana manfiy ionlar ustiga kelib qoladi. U holda bu ionlar o'zaro xuddi dastlabki panjaradagi kabi joylashib qoladi va ularni o'z o'rniga qaytaruvchi kuchlar bo'lmaydi. qoldiq deformatsiya ning paydo bo'lishi mana shunday vujudga keladi.

Kristall panjaralar nazariyasi kristallarning mustahkamligini hisoblash imkonini beradi. Biroq, monokristallar uchun hisoblab chiqarilgan mustahkamlik chegarasining qiymatlar kuzatishlarda o'lchanadigan qiymatlardan juda ham katta bo'ladi. Sababi real kristallarning panjarasi ideal kristallarning panjarasidan farq qiladi. Real kristallarda hamma vaqt ichki nuqsonlar (defektlar) bo'ladi: zarralar band qilmagan bu joylar, tartib buzilgan joylar bo'ladi. Panjaraning sirtidagi yoki ichidagi juda kichik nuqsonlar butun kristallning parchalanishiga olib boradi.

Polikristall jismlar amalda monokristallardan mustahkamroq bo'ladi. Polikristall jismlarning mexanik xossalari alohida kristallchalarning shakliga va ular orasidagi tutinish kuchlariga bog'liqdir. Odatdagi metallar shular jumlasidandir.

Kristall jismni tashkil qiluvchi ayrim kristallchalar shaklining qanday o'zgarishi, shuningdek ularning vaziyatlarining o'zgarishi butun qattiq jism mexanik xossalarining o'zgarishiga sabab bo'ladi.

Nazorat va takrorlash uchun savollar.

1. Deformatsiya deb nimaga aytiladi ?
2. Elastik va noelastik deformatsiyalarga tarif bering ?
3. Mo'rt jism nima?
4. Guk qonunini tariflang ?
5. Elastiklik koeffisienti nimani bildiradi ?
6. Nima uchun elastiklik kuchlari elektromagnit tabiatga ega ?
7. Sterjen deformatsiyasi uchun Guk qonunini yozib tariflang ?
8. Mexanik kuchlanish nima ? Uning birligi?
9. Yung modulining manosi ?
10. Nisbiy deformatsiya $\frac{\Delta l}{l_0}$ bilan mexanik kuchlanish σ orasidagi bog'lanish grafigini chizib, uni tavsiflang ?
11. Oquvchanlik nimani bildiradi ?
12. Mustahkamlik chegarasi nima ?
13. Mustahkamlik zapasi deb nimaga aytiladi ?
14. Elastik deformatsiya energiyasi formulasini keltirib chiqaring ? (sterjen yoki balka, to'sin uchun)
15. Elastik deformatsiya energiya zichligini formulasini keltirib chiqaring ?
16. Siljish deformatsiyasini tariflang ?
17. Siljish modulini manosini tushuntiring ?
18. Buralish deformatsiyasi deb nimaga aytiladi ?
19. Buralish modulining manosini tushuntiring ?
20. Buralish deformatsiyasida bajarilgan ishni keltirib chiqaring ?
21. Egilish deformatsiyasini tavsiflang ?
22. Egilish deformatsiyasida jism shaklini o'zgarishini tushuntiring.
23. Egilish deformatsiyasida jismning ko'ndalang kesimdagi zo'riqish momenti formulasini keltirib chiqaring ?
24. Bir uchidan mahkamlangan balkaning egilish strelasini aniqlovchi ifodani tavsiflang ?
25. Ikkita uchidan tayanch qo'yilgan balka yoki sterjenning egilish strelasini formulasini yozib, uni tavsiflang ?
26. Izotrop va anizotrop jismlar deb nimaga aytiladi ?
27. Monokristallar nima uchun anizotrop ?
28. Anizotrop jism uchun Guk qonuni qanday yoziladi ? Nega ?

§ 59. Moddaning qattiq, suyuq, gaz holatlari

Hamma jismlar molekula atomlardan tashkil topib, unda molekulalar va atomlar doimiy uzluksiz harakatda bo'ladi.

Lekin bu molekulalar harakati shunday sustki, u jismning umumiy holati va shakliga ta'sir qilmaydi.

Jismdagi molekulalar soni shuncha ko'pki, zarrachalarning harakatini uzluksiz va tekis deb qarash mumkin.

Qattiq jism nimaligini bilamiz. U shakli biror kuch ta'siridagina o'zgarish mumkin, ya'ni deformatsiya natijasida suyuqlik va gazlar- yoki shu holatlarda jism o'z shakliga ega bo'lmaydi. Ular qanday idishga solinsa, shu idish shaklini egallaydi.

Gazlarda esa, molekulalar erkin harakatda bo'ladi va molekulalar to'qnashgunga qadar to'g'ri harakat qilib boradi va idish devorigacha bu davom etadi. Shu shaklda uning molekulalari butun idish hajmini qoplaydi. Shuning uchun gazlar shaklga ega emas va molekulalar orasida deyarli hech qanday tortishi kuchlarni yo'q yoki shu ta'sir kuchlari juda kichik, ya'ni f_m juda kichik.

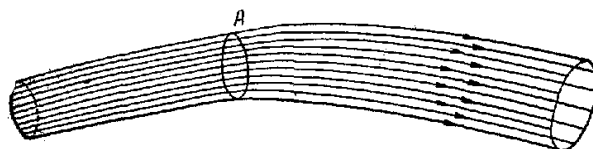
Bundan kelib chiqadiki, suyuqlik o'z shakliga ega bo'lmasa ham, doimiy hajmga ega ekan. Uning hajmi faqat tashqi kuch ta'sirida o'zgarish mumkin.

Lekin suyuqlik molekulalari suyuqlikni tark etib atmosferaga chiqishi uchun ular suyuqlik sirtida qandaydir ish bajarib ketishi kerak.

Bu ish esa bug'dagi yashirin issiqlikka teng edi. Buni molekulyar fizikada ko'rasiz. Demak, xulosa qilib aytganda, qattiq jism hajmga ega, gaz holatidagi jism har ikkalasiga ham ega emas.

§ 60. Suyuqliklarning stasionar oqimi

Suyuqliklarning va gazlarning harakatida ayrim-ayrim zarrachalari orasida ichki ishqalanish kuchlari mavjud. Bu kuchlar ichki ishqalanish kuchlari yoki qovushqoqlik kuchlari deyiladi. Lekin ayrim qismlarda, masalan, havo, suv uchun ishqalanish kuchlari juda kichik. Bunda $f_u \approx 0$ desa bo'ladi. Agar ichki ishqalanish kuchlari juda kichik bo'lsa,



bunday suyuqlik va gaz ideal – suyuqlik yoki ideal gaz deyiladi. Lekin tajribada bularning ideali yo'q va shuning uchun avval $f_u = 0$ deb olib suyuqlarning holati o'rganiladi va so'ngra tuzatmada f_u hisobga olinadi.

Demak sodda hol ko'rib, so'ngra murakkab hol ko'riladi.

Agar suyuqlik oqayotganda uning parametrlari u, P, p, T vaqt bo'yicha o'zgarmasa, ya'ni $u, P, r, T(t) = \text{const}$ bo'lsa, bunday oqish-stasionar oqish deydi.

Aks holda oqim nostasionar bo'ladi. Kinematika nuqtai nazaridan gazning, suyuqlikning ideal holda trubadan, kanaldan oqishi murakkab jarayondir, sababi uning har bir uchastkasida T, P, r, u har xil bo'ladi. Shuning uchun sodda holni ko'raylik.

Suyuqlikning qandaydir uchastkasini ko'raylik. Unda yupqa simdan halqa yasab, uning ichidagi o'tayotgan suyuqlikni qaraylik. Bunda har bir uchastkasida elementar trubalar-naylarga ajratib qarasak ham ularning holatida tezliklari shu A-yuzaga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Agar S-yuza o'zgarmasa demak, u -yo'nalishi o'zgarmas.

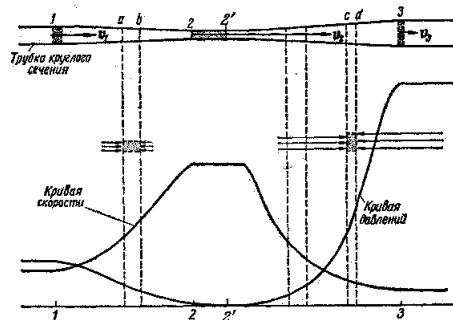
Endi shu trubaning kesimi o'zgaruvchan bo'lsin.

$$\text{Avval } q = \frac{Q}{t} = \frac{\Delta m}{\Delta t} = r u s \quad (1) \text{ ekanligini hisobga}$$

olamiz.

A-da S_1 , tezlik u_1 , V-da S_2 , tezlik u_2 va zichliklar mos ravishda r_1 va r_2 bo'lsin.

$$t = 1s \text{ da oqib o'tgan modda massasi } q = \frac{Q}{t} = r u s$$



teng ekanligidan, oqim uzluksiz stasionar oqim ekanligi holda $q_1 = r_1 u_1 S_1$ va S_1 -dan S_2 -
 $q_2 = r_2 u_2 S_2$

dan (2) o'tgan suyuqlik bir-biriga ulangan trubadan oqqani uchun $q_1 = q_2$ bundan miqdorlarini aniqlanadi. Bundan $r_1 u_1 S_1 = r_2 u_2 S_2 = \text{const}$ yoki $q = r u s = \text{const}$ ekanligi kelib chiqadi.

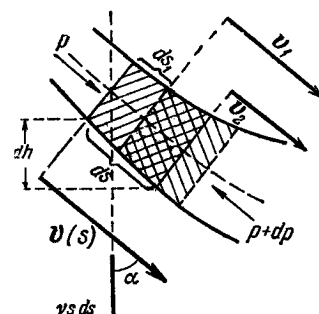
Bu esa massa oqimining doimiylik qonunining yozilishidir.

Agar suyuqlik siqilmasa, unda $r = \text{const}$, u holda $r u s = \text{const}$ dan $u \cdot s = \text{const}$ bo'ladi.

U holda $s \leftarrow, u \rightarrow$ va $s \rightarrow, u \leftarrow$ ekan (rasmga qarang).

§61. Ideal suyuqlik zarrasi uchun dinamikaning asosiy qonunini

Truba kesimi yuzasidan o'tayotgan suyuqlik oqimining P, u, s -ga bog'liqligini bilgan holda, uning bosimi bilan tezlik o'rtasidagi bog'lanishni topish mumkin, ya'ni



$$P=f(u)q?$$

Mas.: qandaydir vertikalga α -burchak hosil trubadan oqayotgan ideal suyuqlikni ko'raylik.

Biror t -momentda

1) x koordinatada bosim p bo'lsin, S -yuza bo'yicha

2) $x=dx$ da esa bosim $p+dp$ bo'lsin.

R-bu yerda ko'p parametrga bog'liq bo'lgani uchun.

$$dp = \frac{dp}{dx} \cdot dx \quad (1)$$

deb yozish mumkin

Kuchlar farqi, ya'ni bosim kuchi

$$F_6 = pS - \left(p + \frac{dp}{dx} \cdot dx \right) \cdot S = -S \cdot \frac{dp}{dx} \cdot dx \quad (2)$$

Ikkinchidan og'irlik kuchining tashkil qiluvchisi F_x ta'sir qiladi.

3) Og'irlik kuchi

$$dP = du \cdot g = S \cdot dx \cdot g$$

buyrda solishtirma og'irlik

$$g = rg \quad (3)$$

ga teng $du = S \cdot dx$ tashkil qiluvchisi:

$$F_0 = gs \cdot dx \cdot \cos a \quad (4)$$

$$dma = dm \cdot \frac{du}{dt}; \quad dm = rs \cdot dx$$

Nyuton qonuniga asosan

$$\sum dF_i = dm_i a_i \text{ yoki } dF_i = \Delta m \frac{du}{dt} \quad (5)$$

$$dm = rS \cdot dx \int -S \frac{dp}{dx} \cdot dx + gS \cdot dx \cdot \cos a = r \cdot S \cdot dx \cdot \frac{dJ}{dt} \quad / : S \cdot dx \text{ ga tenglamani bo'lib}$$

yozamiz:

$$-\frac{dp}{dx} + g \cdot \cos a = r \frac{du}{dt} \quad (6)$$

Bu - suyuq yoki gaz zarrachalari harakati uchun qovushqoq bo'lmagan holdagi harakat qonuni ko'rinishining yozilishidir.

Bu formula stasionar va stasionar bo'lmagan oqimlar uchun ham o'rinalidir.

$$\text{Agar truba gorizontal holatida bo'lsa } \cos a = 0, \text{ chunki } a = 90^\circ \text{ va } -\frac{dp}{dx} = r \frac{du}{dt}$$

bo'ladi (7)

$$a) \frac{dp}{dx} \neq 0 \text{ bo'lsa, } \frac{du}{dt} \neq 0 \text{ bo'ladi, u holda } r \leftarrow u \rightarrow$$

$$b) \frac{dp}{dx} = 0 \text{ bo'lsa, } \frac{du}{dt} = 0 \text{ bo'ladi, u holda } r \rightarrow u \leftarrow$$

bu formulalarning fizik ma'nosi shuki, bosim agarda shu dx masofada kamaysa, umumiy zarrachalari musbat tezlanish oladi, yoki bosimning o'zgarishi jism zarrachalari oladigan tezlanishning teskari ishorali o'zgarishga proporsional,

$$a) r \rightarrow u \leftarrow, r \leftarrow u \rightarrow$$

b) agar $u = \text{const}$ bo'lsa unda

$$\frac{du}{dt} = 0, \quad -\frac{dp}{dx} = 0, \quad p = \text{const} \quad (8) \text{ bo'ladi.}$$

Endi soddaroq holni ko'raylik.

$V = v(x)$ (9) bog'lanish, ya'ni

Tezlik formulasi bo'lib, faqat x ga bog'liq bo'lsin. dt vaqt ichida (t -momentda) $dx_1 = u dt$ ga siljiydi, undagi tezlik

$$u_1 = u(x) + \frac{du}{dx} \cdot dx \quad (10)$$

Unda t va $t + dt$ vaqt orasida tezlikning o'zgarishi.

$$du = u_1 - u(x) = \frac{du}{dx} \cdot dx \quad (11)$$

Bunda $dx_1 = u(x) \cdot dt$ (12) desak, u funksiya uchun

$$\Delta y = \frac{\partial y}{\partial x} \cdot dx \text{ kabi } du = \frac{du}{dx} dx \quad du = \frac{du}{dx} u(x) \cdot dt, dt \text{ bo'yicha hosila olsak}$$

$$\frac{du}{dt} = u \cdot \frac{du}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (13)$$

Demak, suyuqlik zarrachalari tezligining o'zgarishi uning tezlik kvadrati yarmisidan yo'l bo'yicha olingan hosilaga teng. Buni (6) ga qo'ysak

$$-\frac{dp}{dx} + g \cos \alpha = r \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (14)$$

Bu tenglama qovushqoq bo'lmagan suyuqlik yoki gazlarning stasionar oqimi uchun dinamika qonuni ko'rinishidir.

§ 62. Bernulli tenglamasi

Stasionar oqim uchun, qovushqoq bo'lmagan hamda siqiluvchan bo'lmagan suyuqlik zarrachasining harakati uchun dinamikaning asosiy qonunini quyidagicha yozgan edik:

$$-\frac{dp}{dx} + g \cdot \cos \alpha = r \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (62-1)$$

Bunda r - zichlik va g solishtirma og'irlik deb olgan edik va bular harakatga bog'liq bo'lmasin, ya'ni $r = \text{const}$

$$-dh = dx \cdot \cos \alpha \quad (62-2)$$

$\cos \alpha = -\frac{dh}{dx}$ va r -ni differensial ostiga kiritib, (62-1) tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$-\frac{dp}{dx} - g \cdot \frac{dh}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{rv^2}{2} \right) \quad (62-3)$$

$$-\frac{dp}{dx} - g \cdot \frac{dh}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\frac{rv^2}{2} \right) = 0, \text{ bundan}$$

$$\frac{d}{dx} \left(p + gh + \frac{ru^2}{2} \right) = 0 \text{ bo'ladi} \quad (62-4)$$

$$p + gh + \frac{ru^2}{2} = \mathcal{C} = \text{const} \quad (62-5)$$

Bu Bernulli tenglamasi bo'lib, siqiluvchan bo'lmagan suyuqlikning stasionar oqimi uchun dinamikaning asosiy qonunining ko'rinishidir.

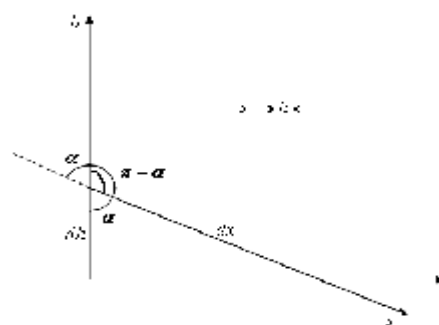
Bunda $-r$ suyuqlik zarrachasiga ta'sir qiluvchi statistik, gh – bosimning h -ga bog'liq holda o'zgarishi bo'lib, gidrostatik bosim, $\frac{ru^2}{2}$ -dinamik bosim deyiladi.

Gorizontal truba bo'yicha suyuqlik uchun $dh=0$ bo'lgani uchun

$$p + \frac{ru^2}{2} = \text{const} \text{ bo'ladi } r \rightarrow v \leftarrow r \leftarrow v \rightarrow$$

Bernulli tenglamasi orqali suyuqlikning oqishi, uning dinamikasi, ya'ni gidrodinamika masalalari hal qilinadi. Bernulli tenglamasi truba bo'ylab harakat qilayotgan suyuqlik zarrachalari energiyasi saqlanishi qonunidan kelib chiqadigan xususiy holdir: P - tashqi kuch ishi uning potensial energiyasi va kinetik energiyasining o'zgarishiga tengdir

Yana shuni takidlash lozimki, Bernulli tenglamasidan u katta bo'lgan sohada p - kichik, u -kichik bo'lgan sohada P – katta bo'lishini ko'rsatadi.



§63. Suyuqlikning idishdan oqishi – Torichelli formulasi

Bernulli tenglamasidan foydalanib ixtiyoriy balandlikdagi idishning ixtiyoriy sathidan oqib chiqayotgan suyuqlik tezligini aniqlash mumkin. Yuza bo'ylab p_0 va u_0 bir xil bo'lsin. Yuza qatlamidagi suyuqlik uchun

$$\frac{ru^2}{2} + h_0g + P_0 = \mathcal{E} = \text{const.} \quad (63 - 1)$$

Demak, oqish uzuluksiz. U holda energiya ning saqlanish qonuni va massa oqimining uzuluksizligi, ya'ni $q = rus = \text{const}$ dan foydalanib

$$\mathcal{E} = \frac{ru_0^2}{2} + gh_0 + P_0 = \frac{ru^2}{2} + gh + P \quad (63$$

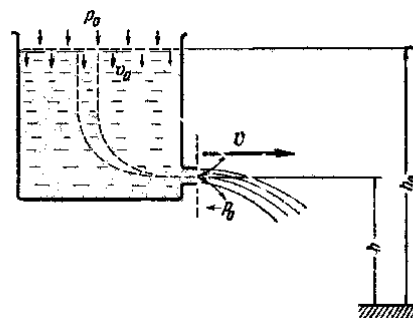
- 2)

tenglikni yozamiz. Suyuqlikni oqib chiqayotgan trubaning diametri idish deametridan va suyuqlik balandligidan juda kichik, u holda

$$p = \text{const} \quad (63 - 3) \quad \text{va idish}$$

$$\text{ichida} \quad p = p_0 \quad \text{deb}$$

hisoblaymiz.



Bu holda tenglama $\frac{r}{2}(u^2 - u_0^2) = rg(h_0 - h)$ ko'rinishiga keladi.

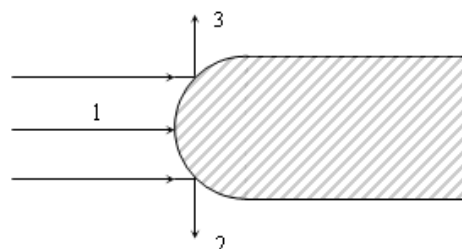
Agar $S_{id} \gg S_{tr}$ ligini hisobga olsak, ya'ni idish yuzasi S_{id} trubaning yuzasi S_{tr} dan cheksiz katta bo'lgani uchun ulardagi suv zarralarining tezliklari. $u_{Tr} \gg u_{id}$ munosabatda bo'ladi, ya'ni $u_0 \approx 0$ deb hisoblash mumkin. Trubadan oqib chiqayotgan suv oqimining tezligi $u = \sqrt{\frac{2g}{r}(h_0 - h)} = \sqrt{2gh_0}$ ga teng bo'ladi. Bu Torlichelli formulasidir. Demak, ideal suyuqlikning trubadan oqish tezligi uni $h_0 - h$ balandlikdan uning erkin tushishidagi tezligiga teng tezlik bilan oqib chiqar ekan.

Bu ixtiyoriy burchak ostida oqib chiqayotgan suv oqimi uchun o'rinalidir.

§ 64. Suyuqlik yoki gaz oqimining jismga ta'siri

Suyuqlik yoki gaz oqimi jismga ta'sir kuchlarini bitta natijaviy kuchga yoki juft kuch momentlariga tenglashtirish mumkin.

1-holda jism faqat 1 ta kuchlar ta'sir qilsin. Bu kuchni ikkita perpendikulyar kuchlarga ajratishimiz



mumkin. 1- chisini oqim bo'ylab – markaziy qarshilik kuchi. 2-si unga perpendikulyar.

Agar jism simmetrik bo'lsa, va simmetriya o'qi oqim bo'ylab yo'nalgan bo'lsa, u holda faqat 1-kuch ahamiyatga ega. Peshona qarshilik kuchi – markaziy qarshilik kuchi yoki peshona kuchi deyiladi. Bu jismning shakliga, o'lchamiga va oqim tezligiga hamda suyuqlikning xossasiga bog'liq:

$$F_{pesh} = C_x \cdot S \cdot \frac{ru^2}{2}$$

Bu kuch $F_{pesh} \sim S, \frac{ru^2}{2}$ va C_x koeffisientlarga bog'liq ekan.

C_x - markaziy qarshilik kuchi koeffisienti doimiy bo'lmay, u Reynolds soniga bog'liq (2-rasmga qarang).

Reynolds soni $R_e = \frac{ulr}{h}$ ga teng bo'lib, u $R_e \sim \frac{1}{h}$.

$R \approx 100$ bo'lganda, shar uchun, $F \sim u$, ya'ni qarshilik kuchi tezlikka to'g'ri proporsional bo'ladi.

Agar $R \approx 1,5 \cdot 10^5$ bo'lsa, C_x - tez o'zgaradi: R_e - suyuqlik oqimining inersiyasi bilan qovushqoqlik oqimidagi nisbiy rol ni aniqlaydi.

R_e - katta bo'lsa inersiya kuchlari, kichik bo'lsa qovushqoqlik qarshilik uchini u ga bog'liqligida asosiy rol ni o'ynaydi.

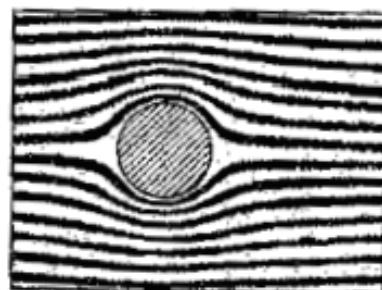
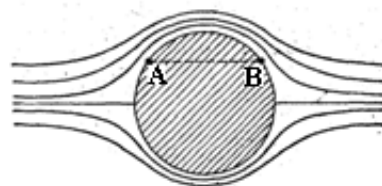
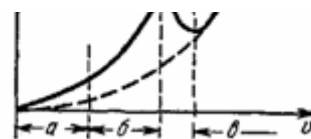
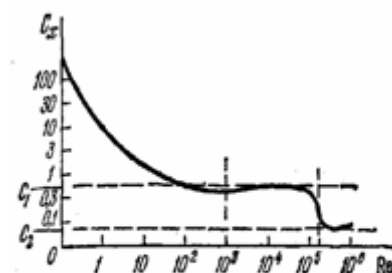
Masalan: shar uchun $R_e \sim F \sim \frac{u_0^3}{gl}$

Qarshilik kuchini tezlikka bog'liqligini tushuntirish uchun ideal suyuqlikdagi oqimga jismning qarshilik kuchini qaraylik. Agar jism sirti silliq shar yoki silindr shaklida deb olsak, jismga ishqalanish kuchlari ta'sir qilmaydi. Faqat statik bosim kuchi ta'sir qiladi deb faraz qilaylik.

A va B nuqtalarda simmetriya nuqtai nazardan oqib o'tayotgan suyuqlik miqdori birday. Demak, unda tezlik ham bir xil.

$$u_A = u_B$$

Undan kelib chiqadiki, jismga ideal suyuqlikda ta'sir qiladigan kuch- $F = 0$.



Nazariy tekshirishlar shuni ko'rsatadiki, uzlukli oqim ro'y berib, jismni aylanib, oqib o'tgan ideal suyuqlikda, jismning qarshilik kuchi nolga teng.

Lekin biz bunday holatni kichik u larda kuzatamiz. Buni tajribada ko'rish mumkin. Katta tezlikda uyurma hosil bo'lib, suyuqlik oqimi o'zgarib oqadi!

Bunda ta'sir etuvchi kuchlar nolga teng emas, sababi jismning orqasi va oldidan ta'sir etayotgan kuchlar teng emas, chunki

$$u_A \neq u_B \quad \text{va} \quad p_A = p_B \sim \frac{\rho u^2}{2} \cdot S \Rightarrow F_n = F_{din}$$

$p_A = p_B$ dan tahminan $\frac{\rho u^2}{2}$ - dinamik bosimga katta. Shuning uchun suyuqlik ideal bo'lishiga qaramay, uyurmani hosil qilib jismdan oqib o'tsa, u holda jismning suyuqlik oqimiga qarshilik kuchi nolga teng emas. Shu sababli suyuqlik jismga, u ideal bo'lganda ham, qandaydir kuch bilan ta'sir qiladi.

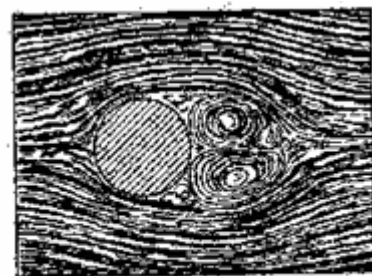
Yopishqoq suyuqliklarda esa, yana sirtga urinma kuchlar suyuqlik tomonidan ta'sir qilib, oqim bilan olib ketishga harakat qiladi. Agar oqim uyurmasiz – uzluksiz bo'lsa ham, agar jism yopishqoq bo'lsa markaziy qarshilik kuchi mavjud. Bu esa jism sirti bo'ylab urinma shaklida yo'nalgan kuchlar yig'indisidan iborat. Agar oqim uzlukli-uyurmali bo'lsa, yana oqimning uzilishi natijasida, bosimlar farqi vujudga kelishi natijasida natijaviy F_o kuch vujudga keladi.

Agar uyurmaga diqqat bilan qarasak, uyurma hosil qilgan suyuqlik oqib uning o'rniga boshqa suyuqlik oqimi (qismi) kelib to'ldiradi. Buning natijasida uyurma kamayib-ko'payib, yo'qolib-paydo bo'lib turadi. Bu esa bosimlar farqini o'zgartirib, uning kattaligini tebrantirib turadi. Buni taxminan o'rtachasini hisoblash mumkin. Ana shu uyurmaning oqimi natijasida jismda

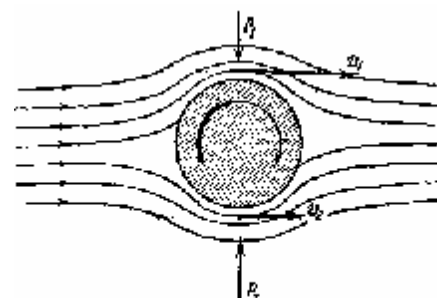
paydo bo'ladigan qarshilik, uyurmaviy qarshilik deyiladi (F_y).

Shunday qilib, qarshilik kuchi $F = F_{din} + F_{ishq} + F_{uyurmaviy}$ ga teng bo'ladi.

Yuqoridagidan xulosa qilib quyidagilarni takidlaymiz. Agar suyuqlik tekis oqib jismni aylanib o'tsa, uning orqasida qandaydir uyurmaviy – harakat qoladi va bu harakat kinetik energiya'ning kamayishi jismlarning qarshilik kuchini yengishga sarf qilingan ishga teng:



6 - rasm



7 - rasm

Xulosa qilib aytganda, jismning yopishqoq suyuqligi oqimdagı markaziy qarshiliklari sabablari uchta:

1. Yopishqoq urinma kuchlar
2. Oqim uzilishidan hosil bo'ladigan bosimlar farqi tufayli
3. Bosim uyurma hosil qilishi natijasida tebranishi

Jismning suyuqlik oqimidagi qarshilik kuchi uning shakliga bog'liq. Shuning asosida poyga avtomobili, samolyot va raketalar shakli tanlab olinadi. O'tkir uchi esa suyuqlikning uyurma qilish ehtimolligini kamaytiradi.

Agar suyuqlik yoki gaz oqimiga aylanma harakat qiliyotgan silindrni qo'ysak, unga ko'tarish kuchiga o'xshash oqimga perpendikulyar kuch ta'sir qiladi.

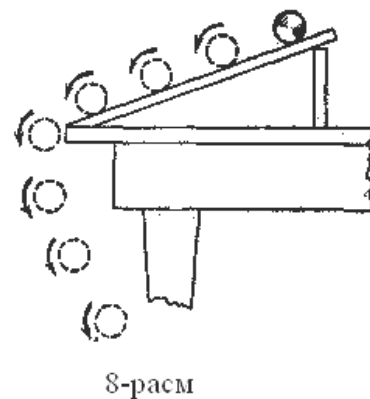
Silindrning chiziqli holati yuqori qismida oqim yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Pastki qismida qarama-qarshi qismlar ham shunday $u_{yu} > u_n$. Demak, bosimlar har xil bo'ladi. Agar kuch ohsa $u \rightarrow$ va $w \rightarrow$ oshadi.

$p_2 - p_1 \sim \vec{F}$ ko'taruvchi kuch bo'ladi. Shu kuch Magnus kuchi deyiladi. Suyuqlik yoki gaz oqimidagi aylanma holat qilayotgan silindrda ko'ndalang kuchlar hosil bo'lishi Magnus effekti deyiladi.

Buni qog'ozdan qilingan silindrning stoldan aylanma harakat qilib tushishidan ko'rsa bo'ladi. Samolyot qanoti va parusni aylanma harakat qilayotgan silindr bilan almashtirish mumkin.

Kemaga qurilgan – Parus o'rniga aylantiruvchi silindrlar bilan almashtirilgan, bu Fletner rotari deb ataladi.

Jismning gaz oqimida harakati, unda ko'taruvchi kuchning vujudga kelishi, Jukovskiy – Kutta formulasini keltirib chiqarishni o'quvchilarga havola qilinadi.



§ 65. Davriy jarayonlar va garmonik tebranma harakat

Tabiatda ro'y beradigan hodisalarning davriy takrorlanishi, davriy ravishda ro'y berishini kuzatamiz. Masalan: Oyning Er atrofida aylanishi, kechasi bilan kunduzning almashinishi, soat mayatnigining tebranishi, aylanma harakat qiluvchi jismlar. Bular qandaydir davrdan so'ng o'z holatini takrorlaydi.

Agar bu harakatlarning biror parametr – $f(t)$ bilan ifodalansa, bunda $f(t) = f(t + T)$ ga teng, ya'ni T - vaqtdan keyin yana shu qiymatga ega bo'lar edi. Buning grafiklarini sin yoki cos funksiyalari qonunlari bilan ifodalash mumkin. Tabiatda harakatlar murakkab harakatlardir. Qandaydir qisqa vaqt intervalida ularning harakatini davriy harakat deb qarash mumkin va unda, bu harakat davriy ravishda o'zgarishi mumkin.

Shu davriy harakatlarning hammasiga – tebranma harakat deb ataladi. Davriy bo'lmagan harakatlar esa tebranma harakatning xususiy holdir. Bularning eng soddasi garmonik tebranma harakatdir. Garmonik harakat deb, parametrlari sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha o'zgaradigan davriy tebranma harakatga aytiladi.

Masalan: Aylana bo'ylab harakat qilayotgan nuqtalarning o'qlarga proeksiyasi kosinus yoki sinuslar qonuni bo'yicha o'zgaradi.

Burilish burchagi

$$a = w \cdot t \text{ va}$$

$$x = R \sin a = R \sin wt \quad (65-1) \text{ bo'ladi, } u = \frac{N}{t} \text{ bo'lgani uchun}$$

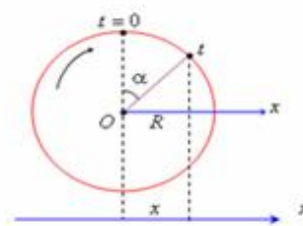
$$w = 2\pi u = \frac{2\pi}{T} \quad (65-2) \text{ va } T = \frac{2\pi}{w} \quad (65-2)$$

Bu yerda T -bir marta aylanish uchun ketgan vaqt, w -siklik chastota.

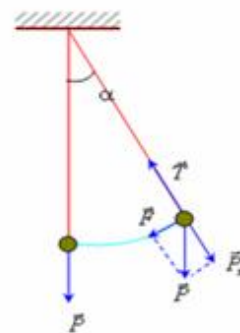
$$u = \frac{1}{T} \quad (65-3) \text{ to'g'ri chastota- bir sekunddagi tebranishlar sonini anglatadi.}$$

Garmonik harakat hamma dvigatellarda uchraydi, qator mexanik sistemalarning asosiy faoliyatini tashkil etadi.

Endi garmonik harakatlarning vujudga kelish sababini ko'raylik. Harakatning sababchisi kuch bo'lsa, unda qanday kuchlar ta'sir etishini ko'ramiz.



- rasm



- rasm

1. **Matematik mayatnikning** tebranma harakatini ko'raylik. Ta'sir etuvchi

$$\begin{aligned} \text{kuchlar: } T &= P \cdot \cos a \\ F &= P \cdot \sin a \end{aligned} \quad (65-4)$$

Muvozanat holatidan chiqqanda, muvozanatga qaytaruvchi F kuch shu yo'nalishda mayatnikning harakatiga sabab bo'ladi. Bu uning hususiy harakati deyiladi. Xususiylab tebranma harakat deb shunday harakatga aytiladiki, bunda unga o'zidagi ichki kuchlar ta'sir qilib, boshqa jismlar tomonidan hech qanday ta'sir qilmaydi.

Agar ipning osilish nuqtasida ishqalanish sezilarli darajada bo'lsa, bunda mayatnik harakati sekinlashib, asta-sekin to'xtaydi.

Unda $W_k \rightarrow Q$, ya'ni uning kinetik energiyasi ishqalanish kuchlariniyengishga sarf bo'ladi. Agar ishqalanish kuchlarini minimumga keltirsak, bunda uning harakati garmonik harakatga yaqinlashadi. Soddalik uchun $F_u = 0$ bo'lsin.

Uning amplitudasi, ya'ni eng katta siljishi

$$x \approx l\alpha, \quad \alpha \approx \sin \alpha \quad (\alpha \leq 11-12^\circ \text{ lapda}) \quad (65-5)$$

Yoy bo'yicha ta'sir qiluvchi kuch:

$$F = mg \sin \alpha \approx mg\alpha \quad (65-6)$$

Unda sharcha harakatining tenglamasi

$m\ddot{x} = -F$ (65-7), minus bo'lishiga sabab F kuch harakatga qarama-qarshi yo'nalganligidir. Harakat tenglamasi

$$m\ddot{x} = -mg \frac{x}{l} \quad (65-8) \text{ yoki}$$

$\ddot{x} + \frac{g}{l}x = 0$ (65-9) ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda F -kuch muvozanat holatiga qaytaruvchi kuch ham deyiladi va muvozanat holatiga yo'nalgan.

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2 \text{ yoki } \omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \text{ bo'lib, } \omega_0 - \text{siklik chastota deyiladi.}$$

$$\text{Harakat tenglamasi va uning yechimi } \ddot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad x = A \sin\left(\sqrt{\frac{g}{l}}t + \varphi_0\right) \quad (65-10)$$

ko'rinishlarda bo'ladi. (65-10), bu yerda $\varphi = \omega_0 t + \varphi_0$ tebranish fazasidir.

$$\text{Agar } x \text{ dan ikki marta hosila olsak } \ddot{x} = -\frac{g}{l} A \sin\left(\sqrt{\frac{g}{l}}t + \varphi_0\right) = -\frac{g}{l} x \text{ va buni (65-9)-}$$

ga qo'ysak, bu yechim harakat tenglamasini qanoatlantiradi.

Demak, mayatnikning tebranma tenglamasi

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \text{ ko'rinishda bo'ladi.}$$

Buyerda A -tebranish amplitudasi, $\varphi = \omega t + \varphi_0$ tebranish fazasi, φ_0 -boshlang'ich fazasi, ya'ni $t = 0$ teng bo'lgandagi tebranish fazasi.

Agar $\varphi_0 = 0$ bo'lsa, unda boshlang'ich fazasiz tebranma harakat bo'ladi.

Tebranish davriydir, ya'ni T -davrda yana takrorlanishi kerak.

Buning uchun (65-10) – da faza 2π ga o'zgarishi kerak, Sin – davriy funksiyadir. Endi matematik mayatnikning tebranish davri T ning ifodasini keltirib chiqamiz. (9) dan

$$\omega_0 = \frac{g}{l} \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T} \quad \text{va} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} \quad \text{bo'lgani uchun ulardan} \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \quad (65-11) \text{ ni}$$

hosil qilamiz. Bu esa matematik mayatnikning tebranish davri formulasi, tebranish chastotasi esa

$$u = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l}} \quad (65-12) \text{ formula bilan aniqlanadi. Shunday qilib, garmonik tebranma}$$

harakat qilayotgan matematik mayatnikning tebranish davri $T \approx \sqrt{l}$ va $T \approx \frac{1}{\sqrt{g}}$, lekin

mayatnik sharchasining mascasiga bog'liq emas ekan.

§ 66. Fizik mayatnikning xususiy tebranishi

Og'irlik markazidan o'tmagan har qanday nuqtasidan osilgan va muvozanat atrofida tebranma harakat qiladigan jism yoki jismlar sistemasiga fizik mayatnik deyiladi. Ixtiyoriy jism olib uni O nuqtasida osilib tebranma harakatga keltiraylik, lekin aylanma harakat qilmasin. Og'irlik markazi A nuqtada bo'lsin. Unda $OA = a$. Muvozanatga qaytaruvchi kuch momenti

$$M = mga \sin \alpha \quad (65-14) \text{ ga teng.}$$

Aylanma harakat uchun dinamikaning qonuniga asosan:

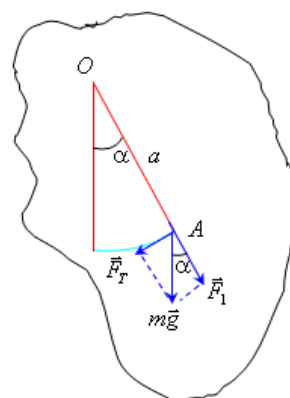
$$I\epsilon = M \text{ yoki}$$

$$I\epsilon = -mga \sin \alpha, \quad \epsilon = \ddot{\alpha} \text{ -burchak tezlanish. (65-15) Kichik burchaklarda } \sin \alpha \approx \alpha,$$

bo'lganligi uchun $I\ddot{\alpha} + mga\alpha = 0$ yoki $\ddot{\alpha} + \frac{mga}{I}\alpha = 0$ (65-16) Bu harakat tenglamasining

yechimi sinus yoki kosinus qonuniyatiga bo'ysunadi, ya'ni;

$$x = A \sin \left(\sqrt{\frac{mga}{I}} t + \gamma_0 \right) \quad (65-17)$$



-pachm

Bu yerda $\omega_0 = \sqrt{\frac{mga}{I}}$ (65-18)-tebranma haraktning siklik chastotasi.

Endi yuqoridagi ifodadan fizik mayatnikning tebranish davrini aniqlaymiz;

$$\omega_0 = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \text{ va } T = \frac{2p}{w_0} = 2p \sqrt{\frac{I}{mga}} = 2p \sqrt{\frac{l_0}{g}} \quad (65-19)$$

Bu yerda $l_0 = \frac{I}{ma}$ (65-20) bo'lib, fizik mayatnikning keltirilgan uzunligidir. Bu shunday kattalikki, bu fizik mayatnikning tebranish davri shu uzunlikdagi matematik mayatnikning tebranish davriga tengdir.

§ 67. Elastik prujinaga osib qo'yilgan yukning tebranishi

Ideal elastik prujinaga osilgan yukning garmonik tebranma harakatini ko'ramiz. Guk qonuniga asosan

$F_T = k\Delta l$ yoki $F_s = -kx$ (65-21). Shuning uchun tebranma harakat tenglamasi

$$m\ddot{x} = F = -kx \quad \text{yoki}$$

$$m\ddot{x} + kx = 0 \quad (65-22) \text{ ko'rinishida}$$

bo'ladi.

Uning ko'rinishini bir jinsli differensial tenglama ko'rinishiga keltiramiz;

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (65-23)$$

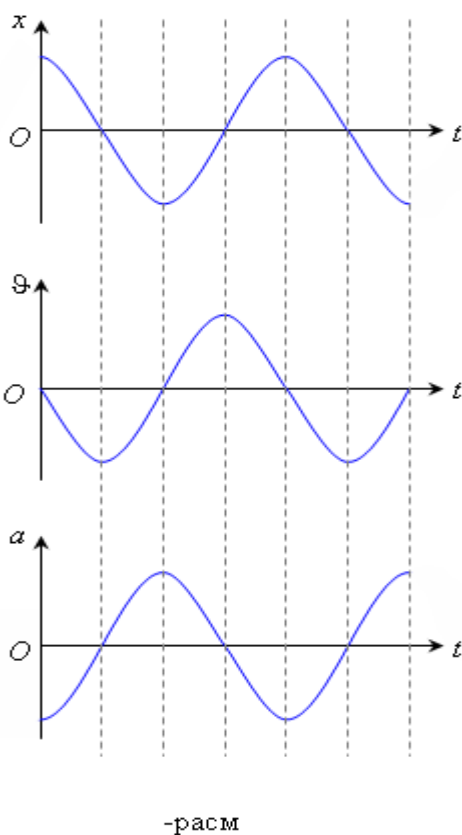
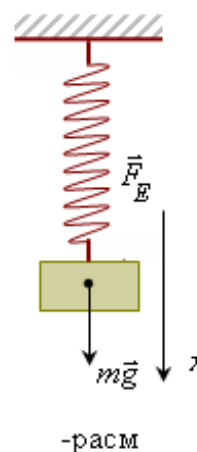
Uning yechimi sin va cos qonuniyati bo'yicha bo'ladi:

$$x = A \sin\left(\sqrt{\frac{k}{m}}t + \varphi_0\right) \quad (65-24)$$

Bu yerda $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ bo'lib, siklik chastotadir.

Mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (65-25), \text{ demak, } T \sim \sqrt{m}, T \sim \frac{1}{\sqrt{k}}$$



bo'lib T - geografik kenglikka bog'liq emas. Mayatnikning tebranma harakat kinetik energiyasi

$$E_k = \frac{mu^2}{2} = \frac{m}{2} \dot{x}^2 = \frac{m}{2} A^2 \omega^2 \cos^2(\omega t + j_0)$$

va potensial energiyasi

$$E_n = \frac{kx^2}{2} = \frac{k}{2} A^2 \sin^2(\omega t + \phi_0) \text{ ga teng}$$

To'la energiyasi esa

$$E_k + E_n = \frac{kA^2}{2} = \text{const ekan.}$$

Endi tebranish davrini topishga Kyoning teoremasini tadbiq etamiz. Umumlashgan koordinata q ni kiritib, kinetik va potensial energiyalar ifodalarini yozamiz.

$$E_n = \frac{a}{2} q^2 = \frac{k}{2} x^2 \text{ va}$$

$$E_k = \frac{b\dot{q}^2}{2} = \frac{m}{2} u^2 = \frac{m}{2} \dot{x}^2 \text{ buyerda } \alpha \text{ va } \beta \text{ lar potensial va kinetik energiyalardagi}$$

koeffisientlar. Teoremaga binoan.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a}{b}} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{2\pi}{T}. \text{ Bu yerdan tebranish davri}$$

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \text{ ga teng ekan va } T \sim \sqrt{m}, T \sim \frac{1}{\sqrt{k}} \text{ bo'lib. Geografik kenglikka bog'liq}$$

emas ekan. Kyoning teoremasini matematik va fizik mayatniklarga tadbiq'ini o'quvchilarning o'zlariga mustaqil tahlil qilishi tavsiya etiladi.

§ 68. Xususiy tebranishda energiya`ning o'zgarishi

Xususiy erkin tebranishlarda ularga ta'sir etuvchi kuch $F \sim x$ dir va ular o'zining muvozanat holati atrofida shu kuch ta'sirida tebranadi. Masalan: plastinkaning tebranishini ko'raylik. Albatta muvozanat holati atrofida tebransin, u holda uning energiyalari

$$E_{k_{\max}} = \frac{mu^2}{2} = \frac{mA^2\omega^2}{2} \text{ (65 -26) va}$$

$$E_{n_{\max}} = \frac{kx_0^2}{2} = \frac{kA^2}{2} \text{ (65 -27) ga teng.}$$

x_1 u va a larning vaqtga bog'liq grafiklarni tahlil qilamiz va $m\omega^2 = k$ ekanligini hisobga olsak, $W_{k\max} = W_{n\max}$ ekan. Lekin $W_{k\Rightarrow\max}$ da $W_{n\Rightarrow\min}$, $W_{p\Rightarrow\max}$ da $W_{k\Rightarrow\min}$ bo'ladi (grafikka qarang). Lekin $E_n \neq E_k \neq E_{n\max} \neq \text{const}$ ekanligini unutmaslik kerak.

§ 69. So'nuvchan tebranma harakat

Tabiatda harakatlarning deyarli hammasi, agar unga davriy kuch ta'sir qilib turmasa, u so'nadi. Oddiy tebranma harakatlar uchun ko'rgan misollarda $F_u \neq 0$ bo'lsin.

$F_u \sim u$ ga murakkab bog'langan. Lekin tebranish tezligi juda kichik bo'lgani uchun $F_u \sim u$, ya'ni

$$F_u \approx h\dot{x} \quad (66-1)$$

Buyerda h -ishqalanish koeffisienti (qarshilik kuchining koeffisienti). Eng sodda tenglamani tebranma harakat, bu prujinali mayatnik harakatidir. Uning uchun harakat tenglamasi.

$m\ddot{x} = -kx - h\dot{x}$ (66-2) ko'rinishda bo'ladi. Tenglamani m ga bo'lib

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (66-3) \quad (\alpha = \frac{h}{2m} \text{ so'nish koeffisienti})$$

belgilashlar kiritsak, harakat tenglamasining ko'rinishi $\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ shaklda bo'ladi. Buning yechimi:

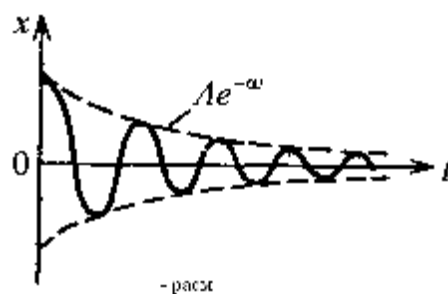
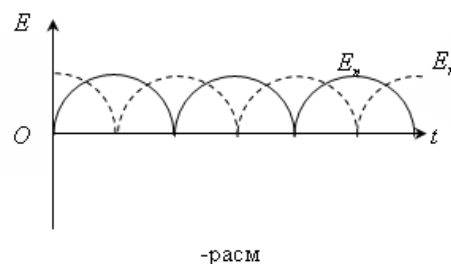
$$x = Ae^{-\alpha t} \cos(\omega t + j_0). \text{ Bu yerda siklik chastota } \omega$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \text{ yoki } \omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{h^2}{4m^2}} \quad (66-4) \text{ ga teng bo'ladi.}$$

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (66-5) \text{ so'nuvchi tebranishlarning shartli tebranish davridir.}$$

α - bu yerda so'nishning tezligini bildiruvchi so'nish koeffisienti deyiladi. Demak, $\alpha = \frac{h}{2m}$ bo'lgani uchun $h \rightarrow 0$ bilan $\alpha \rightarrow 0$ ortadi.

So'nishning tezligini ko'pincha tebranish soniga qarab baholashda so'nish koeffisienti bilan emas, balki, so'nish dekrementi (logarifmik dekrement) bilan baholanadi.



Dekrementning katta-kichikligiga qarab, necha marta tebrangandan so'ng uning muvozanat holatidan siljishining necha marta kamayishi bilan baholanadi.

Agar t_1 momentda uning siljishi x_1 bo'lsa, ya'ni $x_1 = Ae^{-\alpha t_1} \cos(\omega_1 t_1 + \varphi_0)$ (66-6)

va $x_2 = t_1 + T$ dan so'ng x_2 bo'lsin:

$$x_2 = Ae^{-\alpha t_2} \cos(\omega_1 t_2 + \varphi_0 + 2\pi) \text{ va } t_2 = \frac{2\pi}{\omega_1} + t_1$$

$$x_2 = Ae^{-\alpha t_1} \cos(\omega_1 t_1 + \varphi_0 + 2\pi) \cdot e^{-\alpha T_1}$$

$$x_2 = Ae^{-\alpha t_1 - \alpha T_1} \cos(\omega_1 t_1 + \varphi_0 + 2\pi) = x_1 e^{-\alpha T_1} \text{ bundan } \frac{x_1}{x_2} = e^{\alpha T_1} \text{ (66-7)}$$

yoki $\frac{x_1}{x_2} = e^{-\theta}$. Buyerda $\theta = \alpha T_1$ - so'nishning logarifmik dekrementidir. θ - ning

ifodasi $\theta = \ln \frac{x_1}{x_2}$ (66-8).

Shunday qilib, so'nish dekrementi, ketma-ket ikkita bir tomonga siljishlarning kattaliklari nisbati natural logarifmiga teng ekan.

Agar x_2 NT_1 vaqtdan keyin bo'lsa, u holda

$$\ln \frac{x_1}{x_N} = N\theta \text{ teng (66-9).} \quad \text{Chunki } \frac{x_1}{x_N} = e^{N\alpha T_1} = e^{N\theta} \text{ bo'lgani uchun. Bundan}$$

$$N\theta = \ln \frac{x_1}{x_N} \text{ bo'ladi. U ifodadan } \theta = \frac{1}{N} \ln \frac{x_1}{x_N} \text{ (66-10). } N \text{ marta tebrangandan}$$

keyingi siljish orqali θ ni shu ifoda yordamida hisoblash mumkin.

§70. Majburiy tebranish va rezonans

Tashqi davriy ravishda ta'sir qiluvchi kuch ta'sirida bo'ladigan tebranishlarga majburiy tebranishlar deyiladi. Majburiy tebranish tashqi kuch chastotasi bilan tebranadi. Bu tebranishni matematik mayatnik misolida ko'ramiz. Muvozanat holatiga qaytaruvchi kuch

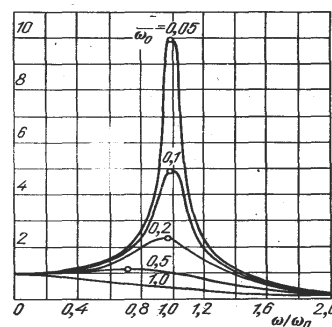
$$F_u = mg \sin \alpha \approx -mg \cdot \frac{x}{l}, \text{ chunki } \alpha = \sin \alpha \approx \frac{x}{l}.$$

Ishqalanish kuchi esa

$$F_u \sim v = k \text{ va } F_u = -h \dot{x} \text{ hamda tashqi ta'sir etuvchi kuch}$$

$$F_T = F_0 \cos \beta t \text{ ga teng bo'lsin.}$$

Harakat tenglamasini Nyutonning II qonuniga asosan



$m\ddot{x} = -kx - h\dot{x} + F_u \cos \beta t$ yoki $m\ddot{x} = -\frac{mg}{l}x - h\dot{x} + F_0 \cdot \cos \beta t$ ko'rinishda yozamiz.

Tenglamaning har ikki tomonini m ga bo'lsak,

$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cdot \cos \beta t$. Bu tenglamaning yechimi

$x = A_M \cos(\beta t + \varphi)$ ko'rinishida bo'ladi. Bu yerda β - tashqi kuch chastotasi, A_M -

majburiy tebranma harakat amplitudasi bo'lib, $A_M = \frac{F_0}{m\sqrt{(\omega_0^2 - \beta^2)^2 + 4\alpha^2\beta^2}}$ ga teng.

$\omega_0 = \beta$ bo'lganda, ya'ni $\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \beta$ da tebranish amplitudasi maksimumga

intiladi, ya'ni rezonans ro'y beradi, ya'ni $A_{\max} = \frac{F_0}{2m\alpha\beta} = \frac{F_0}{h\beta}$, $h \rightarrow 0$ da $A_M \rightarrow \infty$.

Demak, tashqi kuch chastotasi sistemaning xususiy chastotasiga teng bo'lganda sistemaning tebranish amplitudasini keskin oshishiga rezonans hodisasi deyiladi.

Amplitudaning chastotaga bog'liqligi, ya'ni $A = f(\omega)$ egri chizig'i - amplituda rezonans egri chizig'i deyiladi.

§71. Tebranishlarni qo'shish

Bitta X o'qi bo'ylab tarqalayotgan ikkita chastotalari bir xil bo'lgan tebranishlarni qo'shilishidagi natijaviy tebranishlarning tenglamasini keltirib chiqaramiz.

Faraz qilaylik, tebranishlar kosinus qonuni bo'yicha o'zgarsin va

$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_{10})$, ko'rinishida bo'lsin.
 $x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_{20})$

Buyerda A_1 va A_2 - tebranishlar amplitudasi, va φ_{10} va φ_{20} - boshlang'ich fazalari.

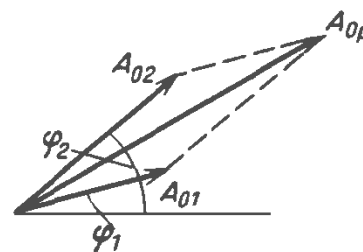
Natijaviy tebranishni $x = x_1 + x_2 = A \cos(\omega t + y)$ ko'rinishida izlaymiz.

Ixtiyoriy vaqt momentida tebranishlar vaziyatlari rasmda ko'rsatilgan vaziyatlarda bo'lsin. U holda tebranishlarning fazalari φ_1 va φ_2 bo'lsin. U holda natijaviy tebranish amplitudasini kosinuslar teoremasidan foydalanib topamiz:

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

Natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasini ham chizmadan foydalanib topamiz:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{y}{x} = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$



Chunki

$$y_1 = A_1 \sin \varphi_1 \quad y_2 = A_2 \sin \varphi_2 \quad \text{va}$$

$$x_1 = A_1 \cos \varphi_1, \quad x_2 = A_2 \cos \varphi_2 \quad \text{ga teng.}$$

Demak tebranishlarni qo'shishda ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$) avval natijaviy tebranish amplitudasi A ni so'ngra boshlang'ich faza φ ni hisoblab, uni $x = A \cos(\omega t + \varphi)$ ko'rinishida yozamiz. Demak, ikkita bir tomonga yo'nalgan bir xil chastotali tebranishlarning natijaviy tebranishi ham garmonik tebranish bo'lar ekan.

§72. Titrash. Tepkili tebranish

Faraz qilaylik, bitta yo'nalishdan ikkita chastotalari har xil lekin bir – biriga juda yaqin bo'lgan tebranishlarni qo'shilishini ko'raylik. Tebranishlar

$$x_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_{10}) \quad \text{va}$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_{20}) \quad \text{ko'rinishida bo'lsin. Natijaviy tebranish}$$

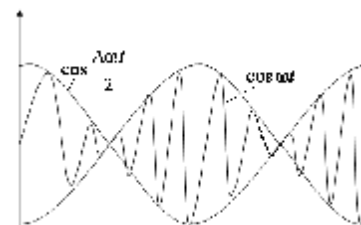
$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_{10}) + A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_{20}) \quad \text{ni umumiy}$$

ko'rinishini tahlil qilamiz. Soddalik uchun $A_1 = A_2 = A$ va $\varphi_{10} = \varphi_{20} = 0$ $\omega_1 = \omega$, $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$ bo'lsin. Shartga ko'ra, chastotalar farqi $\Delta\omega \ll \omega$ bo'lsin. U holda

$$X = A \cos \omega t + A \cos(\omega + \Delta\omega)t = 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \cdot \cos \omega t \quad \text{bo'ladi.} \quad \frac{2\omega + \Delta\omega}{2} \approx \omega \quad \text{deb hisoblaymiz.}$$

Natijaviy tebranish amplitudasi $2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t$ qonuniyat bilan o'zgaradi, chastotasi ω

ga teng bo'ladi va tebranish grafigi rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. bu ko'rinishdagi tebranishlar “titrash” yoki tepkili tebranish deb ataladi va texnikada, qurilishda qo'llaniladi.



§73. O'zaro perpendikulyar (tik) bo'lgan tebranishlarni qo'shish

O'zaro tik bo'lgan va chastotalari ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$) bo'lgan ikkita tebranishlarning qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaramiz va uni tahlil qilamiz. Faraz qilaylik, tebranishlar

$$x = A \cos \omega t$$

$$y = B \cos(\omega t + \varphi)$$

ko'rinishlarda bo'lsin. Bunga misol, prujinali mayatnikni bir vaqtda ham bo'ylama, ham ko'ndalang tebranishini ko'rishimiz mumkin.

Natijaviy tebranish traektoriyasini topamiz. Uning uchun tenglamalardan t ni yo'qotamiz:

$$\cos \omega t = \frac{x}{A}; \quad \sin \omega t = \sqrt{1 - \cos^2 \omega t} = \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

Bularni ikkinchi tenglamaga qo'ysak

$$y = B(\cos \omega t \cdot \cos \varphi - \sin \omega t \cdot \sin \varphi), \Rightarrow \frac{y}{B} = \frac{x}{A} \cos \varphi - \sin \varphi \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}}$$

$$\text{Bunda } \sin j \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2}{A^2}} = \frac{x}{A} \cos j - \frac{y}{B}. \text{ Bu tenglamani}$$

ikkala tomoni kvadratga ko'tarib, soddalashtirsak

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - 2 \frac{xy}{AB} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (70-3) \text{ hosil}$$

bo'ladi.

Bu ellips tenglamasidir. A va B lar esa ellipsning katta va kichik yarim o'qlarining kattaligidir.

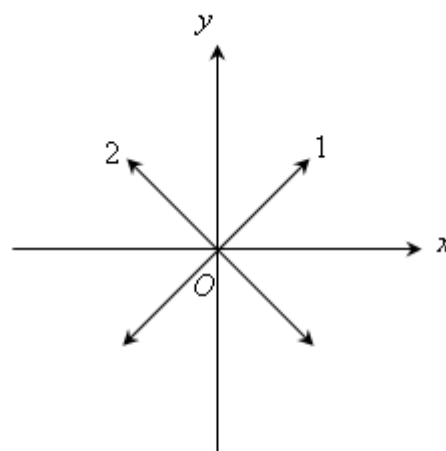
Endi xususiy hollarini ko'ramiz.

1) Fazalar farqi $\varphi = 0$ bo'lsin. U holda

$\cos 0 = 1$ va $\sin 0 = 0$ bo'lgani uchun

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - 2 \frac{xy}{AB} = 0 \Rightarrow \left(\frac{y}{B} - \frac{x}{A} \right)^2 = 0.$$

Bundan traektoriya tenglamasi $y = \frac{B}{A} x$. Bu esa to'g'ri chiziq tenglamasidir (1-grafik).



-pachm

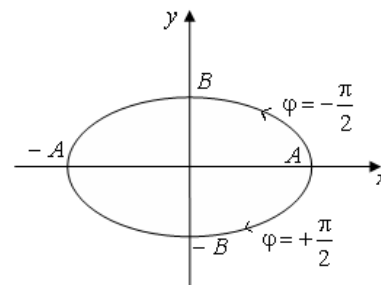
2) Fazalar farqi $\varphi = 180^\circ$ bo'lsa, $\sin 180^\circ = 0$ va $\cos 180^\circ = -1$ bo'lgani uchun tebranish traektoriyasining tenglamasi $y = -\frac{B}{A}x$ ko'rinishida bo'ladi (grafikda ikkinchi to'g'ri chiziq).

3) $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ bo'lsa a) $\varphi = \frac{\pi}{2}$ da $\left. \begin{array}{l} x = A \cos \omega t \\ y = -B \sin \omega t \end{array} \right\}$ va

traektoriya tenglamasi

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1 \text{ ko'rinishda bo'lib, traektoriya ellipsdan}$$

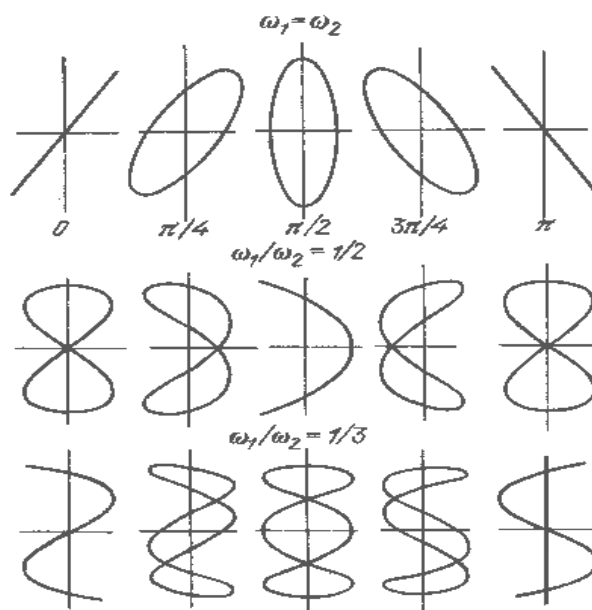
iborat bo'ladi.



b) $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ da $\left. \begin{array}{l} x = A \cos \omega t \\ y = B \sin \omega t \end{array} \right\}$. Bu holda ham

traektoriya tenglamasi ellipsdan iborat bo'ladi, lekin tebranish yo'nalishi a holdagiga nisbatan teskari yo'nalishda bo'ladi.

v) Agar $A = B$ bo'lsa, traektoriya aylanadan iborat bo'ladi, ya'ni $x^2 + y^2 = A^2 = R^2$.



4) Agar chastotalari teng bo'lmasa, bir-biriga karrali teng bo'lsa, masalan $\omega_1 : \omega_2 = 1 : n$ va $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bo'lsa, traektoriya murakkab ko'rinishlarda bo'ladi. Bu traektoriyalar shakllari Lissaju shakllari deyiladi. Har xil chastotali o'zaro tik tebranishlarning qo'shilishi natijasida hosil bo'lgan shakllar – Lissaju shakllaridan bir qatori rasmda ko'rsatilgan.

§74. To'lqinlar

Bizga ma'lumki, biror jismning muhitdagi tebranma harakati shu jism turgan muhitga uzatiladi. Agar tebranish havoda bo'lsa, o'zining harakatini havo zarrachalariga uzatadi. Havo zarrachalarini tebranma harakati barcha yo'nalishda havo bo'ylab tarqaladi. Bu hodisa suyuqliklarda ham, qattiq jismlarda ham ro'y beradi.

Shu tebranishning muhitda vaqt bo'yicha tarqalish jarayoniga **to'lqin** deyiladi.

Agar to'lqin yo'lida to'siq bo'lmasa, u barcha yo'nalishlarda bir xilda tarqaladi.

Ixtiyoriy bir vaqt momentida tebranishlar shu muhitni biror (yuzasiga) sirtiga bir vaqtda yetib boradi. Bu yuza **to'lqin sirti (yuzasi)** yoki **to'lqin fronti** deb ataladi va bu sirtidagi muhit zarrachalari bir xil fazada tebranadi.

To'lqin sirti –sferik sirt bo'lsa → sferik to'lqin,

Yassi sirt → yassi to'lqin deyiladi

Masalan: Tebranishlar suvda tarqalganda, to'lqinlar aylana do'ngliklar hosil qiladi – suv sirtida, suv hajmida esa to'lqin sferik bo'ladi.

Biror silindr ichidagi porshenning tebranma harakati porshen ichidagi gazga berilsin. Buyerda yassi to'lqin vujudga keladi. To'lqin sirti silindr o'qiga perpendikulyar bo'lgan yassi tekislikdan iborat.

Bunda zarrachalarning tebranishi to'lqin tarqalishi yo'nalishi bo'ylab yo'nalgan. Bunday to'lqin **bo'ylama** to'lqin deyiladi. Agar muhitning zarrachalarini tebranish yo'nalishi to'lqin tarqalishi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lsa, bunday to'lqin **ko'ndalang** to'lqin deyiladi. Rubob va boshqa torli asboblarning torini tebranishi ko'ndalang to'lqinga misol bo'la oladi.

Torning tebranishi shu tor bo'ylab tarqalishi oddiy to'lqinga misol bo'la oladi.

Endi tebranishning tarqalish jarayonini ko'raylik.

Do'nglik $c = \frac{dx}{dt}$ tezlik bilan tor (sterjen)

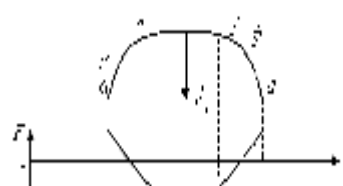
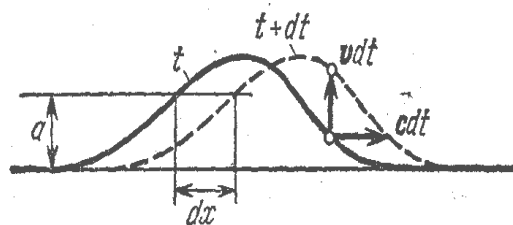
bo'yicha siljiydi, ya'ni c tezlik bilan to'lqin tarqaladi.

Agar torning taranglik kuchi T va $\rho = \frac{m}{l}$ - uzunlik

birligiga to'g'ri keladigan massasi aniq bo'lsa, u holda tor bo'ylab tebranishning tarqalish

tezligi – to'lqin tezligi $c = \sqrt{\frac{T}{\rho}}$ formula

bilan aniqlanadi. Tarqalish vaqtida to'lqin shakli o'zgarmaydi, lekin u c



tezlik bilan siljiydi. Tor zarrachalarini tebranish tezligi $u = \frac{dy}{dt}$ ga teng bo'ladi.

Endi ixtiyoriy vaqt momentidagi torning tebranish ko'rinishini tahlil qilaylik.

Bu shakldan to'lqin qaysi yo'nalishda tarqalishi bilib bo'lmaydi. Shuning uchun F' va F kuchlarini kattaligi va yo'nalishini bilishimiz zarur. F_y kattaligi T ga va torning elastiklik koeffisientiga bog'liq va $F_y \sim T$.

Agar berilgan vaqt momentida tor nuqtalarini harakati malum bo'lsa, unda to'lqin tarqalish yo'nalishini qo'yidagicha rasmdan aniqlash mumkin:

Tebranishning tarqalish tezligi $c = \sqrt{\frac{T}{\rho}}$ va shuning uchun:

a) tarqalish tezligi c torning taranglik kuchi va uning chiziqliy zichligi $\rho = \frac{m}{l}$ ga bog'liq.

b) muhitning elastikligi qancha katta bo'lsa, tebranishlarning tarqalish tezligi shuncha katta bo'ladi.

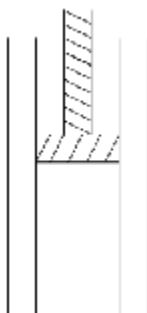
v) Inertligi katta, ya'ni zichligi katta bo'lgan muhitda to'lqin tarqalish tezligi kichikdir.

$$\text{Birliqi } [c] = \frac{[T]^{\frac{1}{2}}}{[\rho]^{\frac{1}{2}}}; \quad \text{SI da } [c] = \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad \text{SGS da } [c] = \frac{\text{sm}}{\text{s}}$$

§75. Yassi sinusoidal to'lqin

Avvalgi mavzuda ko'rgan misolimiz, ya'ni porshenni silindr ichidagi tebranma harakatining uni ichidagi gazga uzatilish jarayonini ko'raylik. Faraz qilaylik, porshen y_0 vaziyatga nisbatan kosinus yoki sinus qonuniga binoan tebranma harakat qilsin, ya'ni

$$y_0(t) = A \sin \omega t$$



U xolda porshen yuzasiga tegib turgan gaz zarrachalari ham shu qonuniyat bo'yicha tebranma harakatga keladi. porshen yuzasidan x masofada turgan zarrachalar $\tau = \frac{x}{c}$ vaqtda kechikib harakatga keladi.

Bunda ixtiyoriy x masofadagi zarrachalarning tebranishini $y(x, t) = A \sin \omega(t - \tau) = A \sin \left(\omega t - \frac{\omega x}{c} \right)$ tenglama bilan ifodalash

mumkin. Bu tenglama yassi yuguruvchi sinusoidal to'lqinning umumiy tenglamasi deyiladi.

Bu tenglama ixtiyoriy vaqt momentidagi sanoq sistemasidan x masofadagi zarrachalari tebranishining (yoki muvozanat holatidan) siljishini ko'rsatadi.

Demak, shu silindrdagi barcha zarrachalar amplitudasi A , siklik chastotasi $\omega = 2\pi\nu$ bo'lgan va fazasi x ga bog'liq bo'lgan garmonik tebranma harakat qiladi.

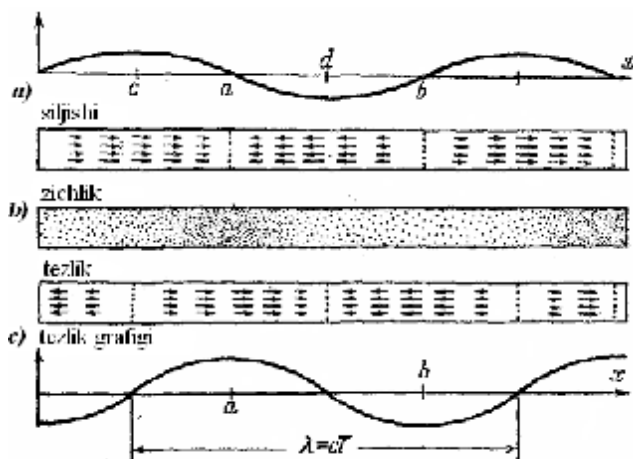
To'lqin fronti shu silindr o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdir va shuning uchun ham to'lqin yassi to'lqindir.

Tebranish tezligi u ni y dan vaqt bo'yicha hosila olib topamiz:

$$u = \frac{dy}{dt} = A\omega \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)$$

Buyerda tezlik amplitudasi $u_m = A\omega$ ga teng.

Bir xil fazada tebranuvchi nuqtalar orasidagi eng yaqin masofa uning to'lqin uzunligidir yoki bitta to'la tebranish vaqtida to'lqinning bosib o'tgan yo'li uning to'lqin uzunligi deyiladi.



$$l = cT = \frac{c}{\nu}; \quad \text{bu yerda } \nu -$$

chastota.

Havoda yoki biror gaz muhitda to'lqin tarqalayotgan bo'lsa, λ ikkita siyraklashgan yoki quyuqlashgan (zichlashgan) sohalar orasidagi

masofadir.

Tovush to'lqini – tovush (chastotasi 20 Gs dan 20kGs gacha bo'yicha) tebranishlari uzatilganda muhit sohalarida bosim o'zgaradi. Demak zichlik ham o'zgaradi. Demak muhitda bosim yoki uning zichligining tebranishlari vaqt bo'yicha uzatiladi.

Demak, mexanik to'lqin harakati – bu muhit zichligining o'zgarishini fazoda tarqalishidir.

Shu jarayonni sxematik – grafik tavsiflaymiz. Rasm va grafiklarning tahlili shuni ko'rsatadiki, tebranishlarning gazda tarqalish jarayoni – bu zarrachalarning harakati uzatilar ekan, demak tebranish energiyasi uzatilar ekan.

Bundan hulosa shuki, tutash muhitlarda tebranishlarning tarqalishi-to'lqin tarqalishi-energiya`ning fazoda tarqalish hodisalaridan biridir.

Endi ikkita sanoq boshidan x_1 va x_2 masofada zarrachalarning tebranish fazalari orasidagi farq, ya`ni faza siljishini topaylik. Buni λ masofadagi tebranishlar orasidagi

fazalar farqi 2π bo'lsa, $\Delta x = x_2 - x_1$ masofadagi fazalar farqi $\Delta\phi$ ni proporsiya asosida topamiz:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\lambda} = \frac{2\pi(x_2 - x_1)}{\lambda}.$$

Bu formuladagi $\frac{2\pi}{\lambda} = k$ to'liq soni deb ataladi va 2π masofada nechta to'liq joylashishini ko'rsatadi. U holda yuguruvchi yassi to'liq tenglamasining ko'rinishi quyidagicha yozamiz:

$$y = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) = A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{cT} x\right) = A \sin(\omega t - kx)$$

Bu tenglamadan ikki marta hosila olib zarrachalarni tezlanishini topamiz:

$$a = \frac{d^2 y}{dt^2} = -Aw \sin w\left(t - \frac{x}{c}\right) = Aw^2 \cdot \sin(wt - kx) = -w^2 y.$$

Bundan ko'rinadiki, tezlanish ham siljish kabi sinus qonuni bo'yicha o'zgaradi, lekin fazasi qarama-qarshi, ya'ni fazalar farqi π ga farq qiladi.

Boshqacha aytganda tezlanish yo'nalishi siljish yo'nalishiga qarama-qarshidir. Uning grafigi va uni tahlil qilish o'quvchilarga havola qilinadi.

§76. To'liq harakat energiyasi

Har qanday tebranayotgan jism yoki sistema muhitda to'liq manbai bo'ladi. U o'zining energiyasini eng yaqin turgan zarrachalarga uzatadi. Bu zarracha tebranish sistemasidan olgan energiya'ni keyingi boshqa zarrachalarga uzatadi. Shunday qilib, tebranish manbaining energiyasi muhit zarrachalari vositasida uzatiladi.

Tebranayotgan sistema yoki jismni o'z energiyasini muhitga berish jarayoni nurlanish deyiladi.

Muhit zarrachalari W_k ning energiyaga ega, shu sababli ular malum tezlik (impuls) olib harakatlanadi. Shu jumladan potensial energiyasiga ham ega, sababi muhit zichligi o'zgaradi, ya'ni davriy ravishda deformatsiyalanadi.

Agar to'liq kelgunga qadar muhit zichligi ρ_0 , to'liq kelgandagi zichligi ρ bo'lsa, u holda hajm birligidagi zarrachalarning kinetik energiyasi

$$W_k = \frac{r_0 + r}{2} \cdot \frac{u^2}{2} \approx \frac{r_0 u^2}{2}, \text{ chunki } \rho_0 \approx \rho. \text{ U holda } W_k = r \cdot \frac{u^2}{2}$$

Tebranish tezligi $u = Aw \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)$ ga tengligini hisobga olsak,

$$W_k = \frac{1}{2} \rho_0 \omega^2 A^2 \cos^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \text{ ga teng bo'ladi.}$$

Muhitdagi zarrachalarning potensial energiyasi W_p ni havoni (gazni) adiabatik siqiladi deb faraz qilib aniqlaymiz. Deformatsiyalangan elastik muhitning potensial energiyasi

$$W_n = \frac{1}{2\mu} \sigma^2 \text{ ga teng.}$$

Buyerda $m = \frac{1}{rc^2}$ muhitning elastiklik koeffisienti, $s = \frac{\Delta y}{\Delta x} \approx \frac{\partial y}{\partial x}$ muhitning nisbiy

deformatsiya kattaligi. U holda $W_n = \frac{1}{2} rc^2 \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2$ ga teng.

$\frac{\partial y}{\partial x} = -A \frac{\omega}{c} \cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)$ ga tengligini hisobga olsak $W_n = \frac{1}{2} r_0 A^2 \omega^2 \cos^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)$ ga teng bo'ladi.

Buyerda zichliklar farqi kam bo'lgani uchun, $r \cong r_0$ deb oldik. Yuqoridagi ifodalardan ko'rinadiki, $W_k = W_n$ ga teng ekan. U holda umumiy energiya (energiya zichligi)

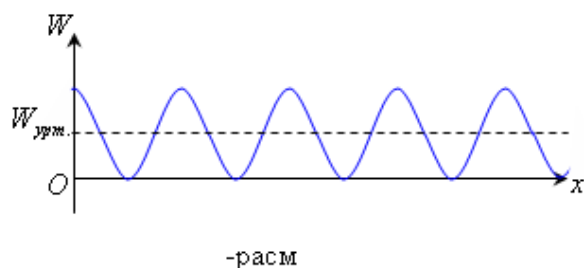
$$W = W_k + W_p = r_0 A^2 \omega^2 \cos^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right) \text{ ga teng bo'ladi.}$$

Shunday qilib to'liq qismining energiyasi zichlikka, amplituda va chastota kvadratlariga to'g'ri proporsional ekan.

Endi yuza birligidan ($\Delta S = 1\sigma$) va vaqt birligida ($\Delta t = 1c$) o'tayotgan energiya'ni, ya'ni energiya oqimini hisoblaylik.

$$U_s = \frac{\Delta U}{\Delta S \cdot \Delta t} = \frac{W \cdot c \cdot \Delta S \cdot \Delta t}{\Delta S \cdot \Delta t} = W \cdot c = r_0 A^2 \omega^2 c \cdot \cos^2\left(\omega t - \frac{\omega x}{c}\right)$$

Bu tenglama birlik yuzadan vaqt birligida berilgan yo'nalishda o'tuvchi energiya'ni ko'rsatadi. Bu tenglamada vektor-kattalik-tezlik s qatnashgani uchun vektor kattalik bo'lib Umov vektori deyiladi.



Texnikada ko'pincha – to'liq intensivligi degan kattalik ishlatiladi. U to'liq o'zi bilan birgalikda «eltayotgan» energiya oqimi zichligining o'rtacha qiymatidir, ya'ni $I = W_{o'rt} \cdot c$ ga teng (yoki $I = \overline{U_s}$).

ga teng bo'lgani uchun (grafikka qarang)

$$W_{o'rtta} = \left(r_0 A^2 w^2 \cos^2 \left(wt - \frac{wx}{c} \right) \right)_{o'rtta} = \frac{1}{2} r_0 A^2 w^2 \text{ bo'lgani uchun}$$

$$I = \frac{1}{2} r_0 A^2 w^2 \cdot c \text{ ga teng.}$$

§77. To'lqin interferensiyasi

Bir necha to'lqinlar amalda bir-biri bilan uchrashib, qo'shilib murakkab natijaviy to'lqinlar hosil qiladi. Biz eng sodda hol, kogerent to'lqinlarning bir-biri bilan qo'shilib, kuchayishi yoki susayishi-interferensiya hodisasini ko'ramiz. Chastotalari bir xil, fazalar farqi vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan to'lqinlar kogerent to'lqinlar deyiladi.

Biz sinusoidal to'lqin tenglamasini kosinusoidal ko'rinishda (o'quv qo'llanmasidagi ko'rinishga o'xshash bo'lishi uchun) olamiz. Bu umumiy fizik manzarani o'zgartirmaydi va faqat trigonometrik o'zgartirishlar biroz farq qiladi.

Faraz qilaylik, 2 ta to'lqin $y_1 = A_1 \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_1}{c} \right)$ va $y_2 = A_2 \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x_2}{c} \right)$ bir tomonga harakat qilib o'zaro uchrashsin. Natijaviy to'lqin tenglamasi $y = A \cdot \cos(\omega t + \Delta\phi)$ ko'rinishda bo'ladi va bu to'lqinlarni tebranishlarni qo'shish kabi qo'shamiz. U holda natijaviy amplituda $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\phi$ va fazalar farqi $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(x_2 - x_1) = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\lambda}$ ga teng bo'ladi.

1. Agar $\Delta\phi = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\lambda} = 2\pi n (n = 0, 1, 2, 3, \dots)$ shart bajarilsa, unda $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$ ning juft karrasiga teng bo'ladi, natijaviy to'lqin amplitudasi $A = A_1 + A_2$ ga teng bo'ladi va to'lqinlar qo'shilib bir-birini kuchaytiradi, ya'ni maksimum sharti bajariladi.

2. Agar $\Delta\phi = \frac{2\pi \cdot \Delta x}{\lambda} = (2n + 1)\pi$ shart bajarilsa, unda $\Delta x = \frac{\lambda}{2}$ ning toq $(2n + 1)$ karrasiga teng bo'ladi va natijaviy to'lqin amplitudasi minimum, ya'ni $A = A_1 - A_2$ ga teng. Bunday holat yoki nuqtalarda to'lqinlar qo'shilib tebranish susayadi, agar $A_1 = A_2$ bo'lsa, $A = 0$ bo'ladi.

Endi bir to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tarqalayotgan ikki kogerent to'lqinlarning qo'shilishi natijasidagi interferensiya hodisasini ko'raylik. Koordinata boshida boshlang'ich fazalar farqi 0 ga teng bo'lgan holni ko'raylik

$$y_1 = A \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

$$y_2 = B \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right)$$

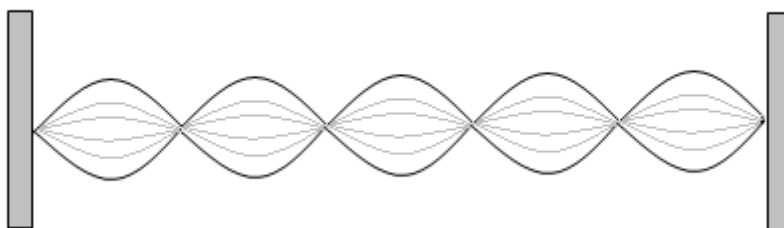
$$y_2 \text{ ni } y_2 = A \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) + (B - A) \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) \text{ ko'rinishda yozamiz.}$$

U holda natijaviy to'lqin tenglamasi

$$y = y_1 + y_2 = A \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + A \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) + (B - A) \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right) =$$

$$2A \cdot \cos \frac{\omega x}{c} \cdot \cos \omega t + (B - A) \cdot \cos \omega \left(t + \frac{x}{c} \right)$$

ko'rinishda bo'ladi.



1-had amplitudasi $2A \cdot \cos \frac{\omega x}{c}$ bo'lgan turg'un to'lqindir.

2-hal amplitudasi $(V-A)$ ga teng bo'lgan yuguruvchi to'lqindir. Agar $A \neq V$ bo'lsa, natijaviy to'lqin turg'un (rasmga qarang) bo'ladi. Tugunlar orasidagi masofa $\frac{\lambda}{2}$ ga teng yoki

tugunlarning (do'ngliklarning) koordinatasi $x = n \frac{\lambda}{2}$ ga teng. Demak, turg'un to'lqinlar bir

to'g'ri chiziq bo'yicha qarama-qarshi yo'nalgan bir xil amplitudali va chastotali to'lqinlarning qo'shilishidan hosil bo'ladi. Bu to'lqinlarning olib o'tayotgan energiyalari teng bo'lganligidan ular hosil qilgan natijaviy turg'un to'lqinda energiya uzatilishi ro'y bermaydi. Demak, natijaviy energiya oqimi nolga teng bo'ladi. Turg'un to'lqin tugunlari orasiga to'g'ri keladigan to'la energiya o'zgarmas bo'ladi.

Turg'un to'lqin tugunlaridagi zarralar siljimagani uchun, ular orqali kinetik energiya uzatilmaydi. Turg'un to'lqin tugunlarida nisbiy deformatsiya vaqt bo'yicha o'zgarmas bo'lgani uchun ular orqali potensial energiya ham uzatilmaydi.

Faqat tugunlar orasidagi qismda kinetik energiya`ni potensial energiyaga va potensial energiya`ni kinetik energiyaga aylanishi kuzatiladi.

Amaliyotda laboratoriya qurilmasi yordamida tovush to`lqini uchun turg'un to`lqin hosil qilinib, undan to`lqin uzunligi λ ni aniqlash mumkin.

§ 78. Tovush va uning tabiati

Elastik muhitda tarqalayotgan to`lqinlarning chastotasi 20 Gs dan (bazi adabiyotlarda 16 yoki 17 Gs) 20000 Gs gacha bo`lsa, bunday mexanik to`lqinlarni inson eshitish organi sezadi. Bunday to`lqinlar-tovush to`lqinlari yoki tovush deb ataladi. Chastotasi 20 Gs dan kichik bo`lgan to`lqinlar infra tovush deb ataladi va buni inson sezmaydi.

Chastotasi 1 Gs dan 10^{13} Gs gacha bo`lgan to`lqinlarni xususiyatini o`rganadigan fizikaning bo`limiga akustika deyiladi.

Tovush ham mexanik bo`ylama to`lqin bo`lib muhitning zichligiga, uning xususiyatiga bog`liq bo`lgan tezlik bilan tarqaladi.

Gazlarda tovush tarqalish tezligi $c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$ -Laplas formulasi bo`yicha hisoblanadi. Bu yerda  $\gamma$  -adiabata ko`rsatkichi, p – (havo) bosimi, ρ – zichligi.

Shuni ta`kidlash kerakki, muhitning harorati doimiy bo`lganda bosimning o`zgarishi zichlikni o`zgarishiga to`g`ri proporsional va $\frac{p}{\rho} = \text{const}$ bo`lgani uchun gazlarda tovushni tarqaliish tezligi bosimga bog`liq bo`lib qolmaydi.

Lekin gazlarda tovushning tarqalish tezligi uning haroratiga bog`liq va bu bog`lanish gaz holat tenglamasiga asosan quyidagicha yozamiz: $c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}$

Buyerda $R = 8,31 \text{ Ж/моль} \cdot K$ –universal gaz doimiysi, μ –gazning molyar massasi.

Demak, tovush tezligi temperatura-haroratga bog`liq, ya`ni $c \sim \sqrt{T}$.

Qattiq jismlarda to`lqinlar ham bo`ylama, ham ko`ndalang tarqaladi, shuning uchun tovushning bo`ylama tezligi $c_o = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, ko`ndalang to`lqin tarqalish tezligi $c_k = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$ formula bilan hisoblanadi.

Bu yerda E -muhit uchun Yung moduli, G -siljish moduli. Qattiq jismlarda bo`ylama to`lqinlarning tarqalish tezligi ko`ndalang to`lqinlarning tarqalish tezligidan deyarli ikki marta katta. (chunki $E > G$).

Shuning uchunyer qimirlashini ikki marta sezamiz, chunkiyer qimirlash markazidan biz turgan joyga bo'ylama to'lqin avvalroq, ko'ndalang to'lqin esa keyinroqyetib keladi.

Tovush tezligi amalda turg'un to'lqin hosil qilinib, tugunlar orasidagi masofani o'lchagan holda aniqlanadi, ya'ni tugunlar orasidagi masofa $d = \frac{\lambda}{2}$ bo'lsa, $\lambda = \frac{c}{\nu}$ dan

$c = \lambda \nu = 2d\nu$ orqali hisoblanadi.

Tovush tarqalayotgan fazoning qismi tovush maydoni deb ataladi. Tovush maydoni tovush bosimi kattaligi bilan xarakterlanadi: $p = ru \cdot c$ yoki $u = Aw \cos w \left(t - \frac{x}{c} \right) = y'$ va

$$p = r \cdot w \cdot A \cdot c \cdot \cos w \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, tovush bosimi va muhit zarrachalarining tezligi bir xil fazada tebranadi. $P_0 = r w A c$ – tovush bosimi amplitudasi deb yuritiladi.

Tovush tarqalayotganda o'z yo'nalishida enegiya olib o'tadi va bu kattalik ko'pincha tovush intensivligi kattaligi bilan xarakterlanadi. Tovush tarqalish yo'nalishiga tik bo'lgan yuza birligidan o'tuvchi energiya oqimiga tovush intensivligi deyiladi va

$I = \frac{1}{2} \cdot r \cdot A^2 \cdot w^2 \cdot c$ formula bilan ifodalanadi. $p_0 = r \cdot w \cdot A \cdot c$ ekanligini hisobga olsak,

$I = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_0^2}{rc}$. Bu yerda rc – kattalik muhitning akustik qarshiligi deyiladi.

Demak, tovush intensivligi tovush bosimi amplitudasining kvadratiga to'g'ri proporsional, muhitning akustik qarshiligiga teskari proporsionaldir.

Tovush muhitda tarqalganda uning energiyasi muhit tomonidan yutiladi. Demak, uning amplitudasi intensivlik to'lqin tarqalish yo'nalishi masofasi bo'yicha kamayib boradi, ya'ni $A = A_0 e^{-br}$ yoki $I = I_0 e^{-2br}$. Buyerda –muhitda tovush amplitudasining so'nish koeffisienti. Tovush tarqalish tezligi va yo'nalishi faqatgina gazning temperaturasiga bog'liq bo'libgina qolmay, balqi undagi gaz harakatiga ham bog'liq. Masalan; havoda shamol tovush tezligining yo'nalishi va kattaligiga sezilarli ta'sir qiladi.

Enli tovush parametrlari bilan tanishamiz;

Tovushning balandligi tovush tebranishining chastotasi bilan harakterlandi. Chastotasi qancha katta bo'lsa, shuncha ovoz baland hisoblanadi.

Tovushning qattiqligi-tovush kuchini harakterlaydi va uning intensivligi bilan harakterlanadi. Quloq seza oladigan tovushning minimal intensivligi eshitish chegarasi deyiladi.

Quloqning tovushni sezish va eshitish sohasi rasmda ko'rsatilgan va uning maksimal qiymati 1000 dan 3000 Gs bo'lgan tovushlar to'g'ri keladi.

Tovush qattiqligini uning intensivligiga bog'liqligi Veber-Fexner tomonidan o'rganilib, tovush intensivligini bilan qattiqligi taqriban logarifmlik qonuniyat bilan o'sishi aniqlandi.

Shu qonuniyatga binoan tovush qattiqligi L – tovush bosimi darajasini ko'rsatuvchi kattaligi sifatida kiritilgan:

$$L = 2k \lg \frac{p}{p_0} \quad \text{yoki} \quad L = k \lg \frac{I}{I_0}$$

Buyerda $p = \sqrt{rvI}$ – u chastotali tovushning o'rtacha kvadratik bosimi, p_0 – shu chastota uchun eshitish chegarasi (chegaraviy bosim).

Agar $k=1$ bo'lsa bellarda, $k=10$ bo'lsa tovush bosimi desibellarda o'lchanadi (Olim A.G.Bell sharafiga qo'yilgan)

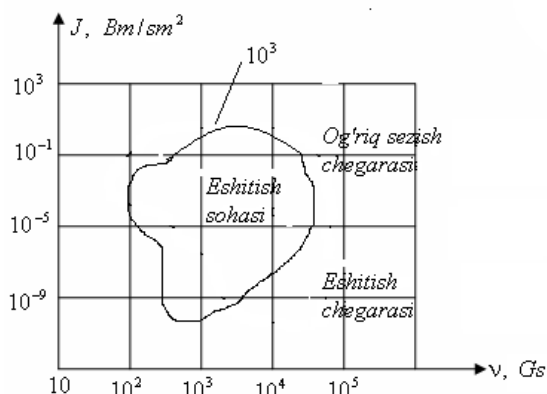
Ayrim tovushlarning xarakteristikallari quyidagicha;

№	Tovush	Desibel-hisobida	Tovush intensivligi J/m^2s yoki Vt/m^2	Effektiv bosim
1.	Soat yurishida chiqqan tovush	20	$1 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
2.	Sekin gaplashganda	40	$1 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-2}$
3.	O'rtacha nutq.	60	$1 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-1}$
4.	Qichqirganda	80	$1 \cdot 10^{-1}$	6,4
5.	Og'riq sezish	120	$1 \cdot 10^3$	$6,4 \cdot 10^2$

Bu kattaliklar -1000 Gs li tovush uchun keltirilgan bo'lib, bu qiymatlar nisbatan taxminiy keltirilgan.

Agar tovush manbai va tovush qabul qiluvchi-priyomnik bir-biriga nisbatan harakatlansa, priyomnik qabul qilgan tovush chastotasi tovush manbai chastotasidan farq qilgan ekan. Bu hodisa Doppler effekti deb ataladi.

1. Tovush manbai muhitda tinch turgan priyomnikka u tezlik bilan yaqinlashayotgan bo'lsa, priyomnikda qabul qilinayotgan chastota ortadi:



$$u^1 = \frac{u}{1 - u/c}$$

2. Agar tovush manbai kuzatuvchi –priyomnikdan u tezlik bilan uzoqlashayotgan bo'lsa, priyomnikda qabul qilinayotgan chastota kamayadi:

$$u^1 = \frac{u}{1 + u/c}$$

3. Agar priyomnik tovush manbaiga u tezlik bilan yaqinlashsa, priyomnik qabul qilgan tovush chastotasi $u^1 = u \cdot \left(1 + \frac{u}{c}\right)$ ga teng bo'ladi, ya'ni priyomnik qabul qilayotgan tovush chastotasi ortgan bo'ladi.

4. Agar priyomnik tovush manбайдan u tezlik bilan uzoqlashayotgan bo'lsa, u qabul qilayotgan chastota kamayadi va $u^1 = u \cdot \left(1 - \frac{u}{c}\right)$ teng bo'ladi.

Bu keltirilgan formulalar tovush manbai va priyomnik bir to'g'ri chiziqda yotgan hol uchun to'g'ridir. Agar ular bir to'g'ri chiziqda yotmasa u va s tezliklarning shu to'g'ri chiziqqa proeksiyasi olinadi.

Ultra tovushlar, ya'ni chastotalari 20 kGs dan yuqori bo'lgan tovushlar ultratovush genratorlari yordamida hosil qilinadi. Ular ko'pincha pezoelektrik effekt asosida kristallar yordamida hosil qilinadi. Bunday kristallarga-kvars, turmalin, segnet tuzi, bariy titanat va boshqa jismlardan kesib olingan plastinkalar kiradi.

Magnitstriksion effekt asosida ishlaydigan kristall plastinkalarda hosil qilinadigan ultratovushlar intensivligi ancha katta bo'ladi va bunday asosdagi generatorlar qishloq ho'jaligida, medisinada va ilmiy tekshirish ishlarida keng ishlatiladi.

Pezoeffekt asosida ishlaydigan generator plastinkasi muhitga tushirilib, u davriy ravishda o'z o'lchamini o'zgartirib (deformatsiyalanib) turadi. Bu esa o'z navbatida plastinkani o'rab turgan muhitga uzatiladi.

Plastinkaning xususiy chastotasi (kvars uchun) $u = \frac{284 \cdot 10^3}{d}$ Gs formula bilan topiladi.

Avvaldan hisoblangan qalinlikdagi plastinka yasab, u yordamida kerakli chastotadagi ultra tovush hosil qilinadi.

Magnitostriksion effekt asosidagi sterjenning hususiy chastotasi $u = \frac{2,5 \cdot 10^5}{l}$ Gs formula bilan hisoblanadi. Bu yerda l – sterjenning sm dagi uzunligi. Ultratovushlar

gidrolakasiyada, exolotlarda, texnikada metallardagi defektlarni aniqlashda, medisinada va farmkologiyada hamda vakuum texnologiyasida keng ishlatiladi.

Nazorat savollar

I GURUH

1. Klassik mexanika nimani o'rgatadi?
2. Fazo va vaqtning asosiy tushunchalari.
3. To'g'ri chiziqli harakatda tezlik va tezlanish.
4. Burchakli tezlik va tezlanish.
5. Aylanma harakatda tezlik va tezlanish. O'lchov birliklari.
6. Erkin tushish.
7. Jismning chiziqli va burchak tezliklarining bog'lanishi.
8. Vertikal otilgan jism harakati.
9. Kuch tushunchasi va o'zaro ta'sir.
10. Elastik kuchlar. Guk qonuni.
11. Nyuton qonunlari.
12. Vazinsizlik.
13. Galileyning nisbiylik prinsipi.
14. Kuch impuls.
15. Jism impuls.
16. Impuls momenti tushunchasi.
17. Diskning inersiya momenti.
18. Sharning inersiya momenti.
19. Butun olam tortishish qonuni.
20. Kavendish va Jolli tajribalari.
21. Og'irlik kuchining bajargan ishi.
22. Garmonik jarayonlar.
23. Matematik mayatnik qonunlari.
24. Kristal va amorf jismlar.
25. Elastik va plastik qattiq jismlar.
26. To'lqin. Yassi to'lqin tenglamasi.
27. Bo'ylama va ko'ndalang to'lqinlar.
28. Ultratovushlar.
29. Ideal suyuq lik va uning harakati.
30. Oqimning uzluksizlik teoremasi.
31. Idishdan suyuqlikning oqib chiqishi.
32. Torichelli formulasi.
33. Magnus effekti.
34. Erkin tushishni aniqlash metodlari.
35. Klassik(mumtoz) mexanikani qo'llanish chegarasi.
36. Mexanik ish va uning birliklari.
37. Quvvat, ish va uning birliklari.
38. Potensial energiya.
39. Ultratovushning qo'llanilishi.
40. Prujininig elastiklik koeffisienti.
41. Mexanik kattaliklarning o'lchov birliklari.
42. Ishqalanish kuchi.
43. Impuls momenti.
44. Umov-Poyting vektori.

45. Tovush va uning parametrlari.
46. Normal, tangensial va to'la tezlanishlar.
47. Massaning tezlikka bog'liqligi.
48. So'nishning logarifmik dekrementi.
49. Mexanik rezonans hodisasi.
50. Majburiy tebranma harakat.

II GURUH

1. Sanoq sistemasi deb nimaga aytiladi.
2. Oniy tezlik tushunchasi.
3. O'rtacha tezlik tushunchasi.
4. Yopiq sanoq sistemasi. Ichki va tashqi kuchlar.
5. Kuchlarni o'lchash. Kuch birliklari.
6. Jism inertligi tushunchasi. Nyutonning II-qonuni.
7. Jism og'irligi. Yuklanish.
8. Additivlik va massaning saqlanish qonuni.
9. Ish va energiya. O'lchov birliklari.
10. Kinetik va potensial energiya.
11. Absolyut noelastik to'qnashuv.
12. Mexanik energiya`ning saqlanish qonuni.
13. Mexanik sistemaning muvozanat sharti.
14. Jism impulsi va kuch impulsi.
15. Inersiya kuchi. Markazdan qochma kuch.
16. Ballistik mayatnik.
17. Fuko mayatnigi.
18. Qattiq jismning ilgarilanma va aylanma harakati.
19. Aylanayotgan jism kinetik energiyasi.
20. Inersiya momenti. O'lchov birliklari.
21. Sterjenning inersiya momenti.
22. Reaktiv harakat
23. Kuch momenti. Kuchyelkasi.
24. Ekvivalent massa tushunchasi.
25. Osmon mexanikasining qonunlari.
26. Kosmik tezliklar.
27. Davriy jarayonlar.
28. Tebranma jarayonlar.
29. Garmonik tebranma harakatda energiya.
30. O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish.
31. Erkin tebranma harakat.
32. Qattiq jism deformatsiyasi. Yung moduli.
33. Mexanik to'lqinlarda interferensiya va difraksiya.
34. To'lqin energiyasi.
35. Turg'un to'lqinlar.
36. Dopler effekti.
37. Bernulli tenglamasi.
38. Qovushqoq suyuqlikning oqishi.
39. Laminar va turbulent oqim.
40. Deformatsiya`ning kuchlanishga bog'liqligi.
41. Jismning inersiya momentini aniqlash usullari.
42. Erkin aylanish o'qlari.
43. Inersiya kuchlari va ularni vujudga kelishi.

44. Deformatsiyalangan prujina energiyasi.
45. Jismning qiya tekislikda harakati.
46. Vaznsiz blokka osilgan jismning harakati.
47. Sirpanish ishqalanish.
48. Prujinali mayatnikning harakat tenglamasi.
49. Fizik mayatnikning tebranma harakat tenglamalari.
50. Fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi.

III GURUH

1. Egri chiziqli harakat.
2. Gorizonttal otilgan jism harakati. Traektoriyasi.
3. Gorizontga burchak ostida otilgan jism harakati. Traektoriyasi.
4. Normal va tangensial tezlanishlar.
5. Ishqalanish kuchi. Ishqalanish koeffisienti.
6. Inersial va noinersial sanoq sistemalari.
7. Aylanish o'qiga ega bo'lgan jismning muvozanat sharti.
8. Absolyut elastik to'qnashuv.
9. Massa markazi harakati haqidagi teorema.
10. Kyonig teoremasi.
11. Impulsning saqlanish qonuni.
12. Koriolis kuchi va uning namoyon bo'lishi.
13. Massa markazi harakati haqidagi teorema.
14. Dinamik aylanma harakat uchun asosiy qonunlar.
15. Giroskoplar va ularning qo'llanilishi.
16. Qiya tekislikdan jismning tushishi.
17. Maksvell mayatnigi.
18. O'zgaruvchan massali jism harakati.
19. Meherskiy tenglamalari.
20. Ilgarilanma va aylanma harakat qilayotgan jism kinetik energiyasi.
21. Gravitasion maydon. Gravitasion maydon kuchlanganligi.
22. Kepler qonunlarining isboti.
23. Gyugens-Shteyner teoremasi.
24. Tebranma jarayonda tezlik va tezlanish.
25. Yukli purjinada garmonik tebranish.
26. Matematik mayatnik.
27. Fizik mayatnik.
28. Bir o'q bo'yicha tebranishlarni qo'shish.
29. Tepkili tebranish (titrash).
30. So'nuvchan tebranma harakat.
31. Deformatsiya energiyasi.
32. Suyuqlik yoki gaz oqimining jismga ta'siri.
33. Siljish deformatsiyasi.
34. Buralish deformatsiyasi.
35. Elastiklik modulini aniqlash usuli.
36. Oberbek mayatnigi.
37. Erning tortish maydonida jism harakati.
38. Erkin giroskop.
39. Giroskop prisessiyasi.
40. Samolyot qanotinig ko'tarish kuchi.
41. Jismning og'irlik va inersiya markazi.

42. Qovushqoq muhitda sharchaning harakati. Stoks formulasi.
43. Blokka osilgan jismning harakati.
44. Jismning noinersial sanoq sistemasida harakati.
45. Aylanma harakat qilayotgan sanoq sistemasida tinch jismga ta'sir qiluvchi kuch.
46. Aylanma harakat qilayotgan sanoq sistemasida harakat qilayotgan jismga ta'sir qiluvchi kuchlar.
47. Erning aylanma harakatini jism harakatiga ta'siri.
48. Impuls momentini saqlanish qonuni.
49. Prujinali mayatnik uchun energiya saqlanish qonuni.
50. Fizik mayatnikning kinetik va potensial energiyasi.

Foydalaniladigan darslik va o'quv qo'llanmalar ro'yxati

Asosiy

1. Strelkov S.P. Mexanika-Toshkent, o'qituvchi, 1977.
2. Sivuxin D.P. Umumiy fizika kursi. 1-tom. Mexanika. Toshkent, o'qituvchi, 1981 y.
3. Tursunmetov K.A., Daliev X.S. Mexanika 1-qism. Toshkent., Universitet 2000 y.
4. Strelkov S.P. va boshqalar. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. Mexanika. Toshkent , o'qituvchi, 1981 y.
5. Chertov A.Vorobev A Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. Toshkent, o'zbekiston, 1988 y.
6. Volkenshteyn S.V Umumiy fizikadan masalalar to'plami
7. Nazirov E.N. va boshqalar. Mexanika va molekulyar fizikadan praktikum. O'zbekiston, T.-2001y
8. Tursunmetov K.A. va boshqalar. Umumiy fizika kursidan praktikum. Mexanika. Universitet. T.-1998y.

Qo'shimcha

9. Ahmadjonov O.I. Fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, o'qituvchi, 1985.
10. Xayken .S.E Fizicheskie osnovi mexaniki. M. «Nauka» 1971.

11. Zaydel I. Elementarnie otsenki oshibok izmereniy M., 1959.