



**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

TOSHKENT KIMYO-TEXNOLOGIYA INSTITUTI

**«OZIQ-OVQAT SANOATI MASHINA VA JIHOZLARI-
MEXANIKA ASOSLARI»
KAFEDRASI**

**Amaliy mexanika fanidan
ma'ruzalar matni
(I qism materiallar qarshiligi)**

TOSHKENT – 2014 yil

Annotastiya

Ushbu o'quv – uslubiy qo'llanma “Amaliy mexanika” fanini “Materiallar qarshiligi” bo'limidan hisob chizma ishlarini bajarishi lozim bo'lgan bo'limlarni o'z ichiga olgan va texnika oliy o'quv yurtlari talabalari uchun mo'ljallangan.

Uslubiy qo'llanmada “Nazariy mexanika” va “Materiallar qarshiligi”ga doir qisqacha nazariy ma'lumotlar, masalalarni echish metodlari keltirilgan.

“Nazariy mexanika” va “Materiallar qarshiligi” bo'limi bo'yicha hisob chizma ishlarini bajarish, talaba tomonidan ilk bor aniq misollar asosida, mustaqil ravishda bajariladigan ishi hisoblanadi. Shuning uchun mazkur qo'llanma talabalar uchun yozilishi ayni muddaodir.

Mazkur o'quv – uslubiy qo'llanma Respublika oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tavsiyalari va ko'rsatmalari hamda ishchi dastur asosida sodda tushunarli tilda yozilgan.

Tuzuvchilar: dots Musaboev B.A., katta o'qituvchilar Inog'omov E.Sh., Shamanov G'.Z., Mo'minov Sh.V., Shernaev A.N.

Taqrizchi: t.f.d. Rizaev A.N.

Mazkur ma'ruza matni “oziq-ovqat sanoati mashina va jihozlari-mexanika asoslari” kafedrası majlisida muxokama qilindi va TKTI “Ilmiy uslubiy kengashi” ga tavsiya etildi.

Bayonnoma №

“___” _____ 2014 y

Uslubiy ko'rsatma TKTI “Ilmiy uslubiy kengashi” da muhokama qilindi va ko'p nusxada nashr etilishga ruxsat berildi.

Bayonnoma №

“___” _____ 2014 y

Kirish. Asosiy tushunchalar. Statikaning asosiy aksiomalari. Bog'lanish reakstiya kuchlari.

Asosiy tushunchalar va ta'riflar

Jismga ta'sir etuvchi kuchlar turlari, ular ustida amallar, kuchlarning muvozanat shartlarini o'rganuvchi nazariy mexanikaning bo'limi statika deb ataladi. Statikani o'rganish uchun zarur bo'lgan asosiy tushuncha va ta'riflarni keltiramiz.

1. Moddiy nuqta. Ko'rilayotgan masalada geometrik o'lchamlarining ahamiyati bo'lmagan jism moddiy nuqta deb ataladi.

2. Mexanik sistema. Har birining holati va harakati boshqalarining holati va harakatiga bog'liq bo'lgan moddiy nuqtalar to'plami mexanik sistema deb ataladi. Ta'rifdan ko'rinadiki mexanik sistema moddiy nuqtalar orasida o'zaro ta'sir mavjud bo'lishini taqozo qiladi.

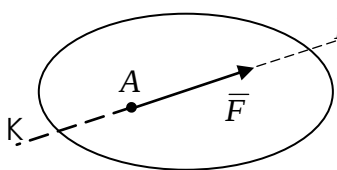
3. Absolyut (mutlaq) qattiq va deformastiyalanuvchi jism. Qattiq jismning ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa har qanday holatda ham o'zgarmasdan qolsa, bunday jism absolyut (mutlaq) qattiq jism deb ataladi. Tabiatda mutlaq qattiq jism mavjud emas. Har qanday qattiq jism bo'lmasin, shunday sharoit mavjud qilish mumkinki, uning ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgarishiga olib kelish mumkin. Bu jism shaklining o'zgarishiga olib keladi. Ikki nuqtasi orasidagi masofa o'zgaruvchi bo'lgan qattiq jism deformastiyalanuvchi jism deb ataladi. Binobarin tabiatda faqat deformastiyalanuvchi jism mavjuddir.

4. Erkin va erkin bo'lmagan jism. Fazoda ixtiyoriy vaziyatni egallashi mumkin bo'lgan jism erkin jism deb ataladi. Quyosh sistemasining sayyorolari bunga misol bo'la oladi. Agar jismning fazodagi vaziyati yoki harakatiga qandaydir chek qo'yilsa, bunday jism erkin bo'lmagan, ya'ni bog'lanishdagi jism deb ataladi.

5. Kuch. Moddiy jismlarning harakati yoki ichki holatining o'zgarishiga sabab bo'luvchi, o'zaro bir-birlariga ko'rsatgan ta'sirlarning miqdor o'lchovi kuch deb ataladi. Jismlarning o'zaro mexanik ta'siri ularni bir-biriga tegib yoki ma'lum masofada turganida ham mavjud bo'lishi mumkin.

Birinchi toifaga jismlarning o'zaro bir-birlariga bosimi, ikkinchi toifaga har xil tortishish kuchlari: sayyoralar orasidagi o'zaro tortishish, elektr, magnit va boshqalar kiradi. Jismga qo'yilgan kuch: miqdor, yo'nalish va qo'yilish nuqtasi bilan xarakterlanadi, ya'ni kuch vektor kattalikdir. SI xalqaro birliklar sistemasida kuch birligi – Nyuton.

Kuch yo'nalishi deb, tinch holatda turgan erkin moddiy nuqtaning qo'yilgan kuch ta'siridan olgan harakatining yo'nalishiga aytiladi. Kuch yo'nalgan to'g'ri chiziq kuchning ta'sir chizig'i deb ataladi (1-shakl).



1-shakl.

Jismning bevosita kuch qo'yilgan nuqtasi kuch qo'yilgan nuqta deb ataladi. Kuch yo'naltirilgan kesma orqali grafik tasvirlanadi. Tanlab olingan masshtabda kesma uzunligi kuch miqdorini ifodalaydi, kesmaning yo'nalishi kuch yo'nalishiga monand, uning boshlanishi yoki oxiri kuch qo'yilgan nuqtaga monand. 1-shaklda $\vec{F}$

kuch A nuqtaga qo'yilgan.

6. Kuchlar sistemasi. Jismga qo'yilgan bir necha kuchlardan iborat bo'lgan $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n)$ to'plam kuchlar sistemasi deb ataladi.

7. Ekvivalent kuchlar sistemasi. Agar jismga qo'yilgan $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n)$ kuchlar sistemasi ta'sirini, uning tinch yoki harakat holatini o'zgartirmay, boshqa kuchlar sistemasi, ya'ni $(\vec{Q}_1, \vec{Q}_2, \dots, \vec{Q}_n)$, bera olsa, unday ikki kuch sistemasi ekvivalent kuchlar sistemasi deyiladi. $(\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n) \Leftrightarrow (\vec{Q}_1, \vec{Q}_2, \dots, \vec{Q}_n)$.

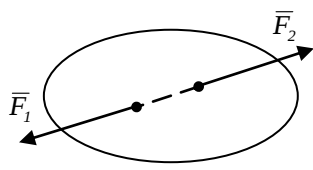
8. Teng ta'sir etuvchi kuch. Berilgan kuchlar sistemasi biror kuchga ekvivalent bo'lsa, bunday kuch teng ta'sir etuvchi kuch deb ataladi. Shuni nazarda tutish kerakki, kuchlar sistemasining jismga bergan ta'sirini yolg'iz bir kuch bera olsa, bunday kuch mazkur kuchlar sistemasining teng ta'sir etuvchisidir $(\vec{Q}_1, \vec{Q}_2, \dots, \vec{Q}_n) \Leftrightarrow \vec{R}$.

9. Muvozanatlashgan kuchlar sistemasi. Erkin jism unga qo'yilgan kuchlar sistemasi ta'sirida tinch holatda qolsa, bunday kuchlar sistemasi muvozanatlashgan kuchlar sistemasi yoki nolga ekvivalent sistema deyiladi. $(\vec{Q}_1, \vec{Q}_2, \dots, \vec{Q}_n) \Leftrightarrow 0$.

Statikaning asosiy aksiomalari.

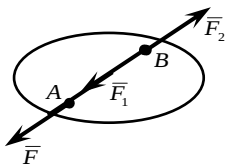
Statikaning asosida isbot talab etilmaydigan, aksioma deb ataluvchi boshlang'ich haqiqatlar to'plami yotadi. Bu aksiomalar tajriba va kuzatishlarning natijasidir. Aksiomalarga asoslanib, statikaning mazmunini tashkil etuvchi teoremlar isbot qilinadi.

1-aksioma. Erkin qattiq jismga qo'yilgan ikki kuch miqdor jihatdan bir-biriga teng $|\vec{F}_1| = |\vec{F}_2|$ va bir chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'lsa, kuchlar sistemasi o'zaro muvozanatlashadi. Bu aksioma oddiy muvozanatlashgan kuchlar sistemasini aniqlaydi (2-shakl).



2- shakl.

2-aksioma. Agar jismga ta'sir etayotgan kuchlar sistemasi qatoriga, muvozanatlashgan kuchlar sistemasini qo'shsak, yoki undan ayirsak, kuchlar sistemasining jismga ta'siri o'zgarmaydi.



3- shakl.

Yuqoridagi ikki aksiomadan quyidagi natija kelib chiqadi:

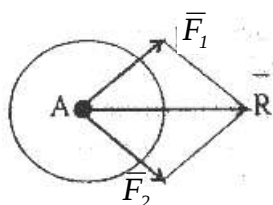
Bu aksiomadan quyidagi natija kelib chiqadi.

Kuchning jismga ta'sirini o'zgartirmay, uning qo'yilish nuqtasini ta'sir chizig'i bo'ylab jismning ixtiyoriy nuqtasiga ko'chirishimiz mumkin. Jismning A nuqtasiga $\vec{F}$ kuch qo'yilgan (3-shakl). Uning ta'sir chizig'ining, u bo'ylab ixtiyoriy B nuqtasiga muvozanatlashgan kuchlar sistemasini, ya'ni miqdor jihatidan F ga teng bo'lgan $F_1 = F_2 = F$ va F ning ta'sir chizig'i bo'ylab yo'nalgan, $(\vec{F}_1, \vec{F}_2) \Leftrightarrow 0$ qo'yamiz.

Ikkinchi aksiomaga asosan bu kuchlar sistemasining jismga ta'siri

o'zgarmaydi. Osonlik bilan ko'rish mumkinki, $\vec{F}$ va $\vec{F}_2$ kuchlar sistemasi muvozanatlashgan kuchlar sistemasini tashkil qiladi. Bu muvozanatlashgan kuchlar sistemasini jismdan olib tashlaymiz. U holda jismning B nuqtasiga qo'yilgan $\vec{F}_1 = \vec{F}$ kuchigina qoladi. Demak, kuch o'zining ta'sir chizig'i bo'ylab jismning ixtiyoriy nuqtasiga qo'yilishi mumkin ekan. O'zining ta'sir chizig'i bo'ylab ixtiyoriy nuqtaga ko'chirish mumkin bo'lgan vektor sirpanuvchi vektor deb ataladi.

3-aksioma. Jismning biror nuqtasiga turli yo'nalishda qo'yilgan ikki kuchning teng ta'sir etuvchisi shu nuqtaga qo'yilgan bo'lib, ularning geometrik yig'indisiga teng bo'ladi. Bu aksioma bir nuqtaga qo'yilgan ikki kuchning yig'indisi, shu nuqtaga qo'yilgan ikki vektorni qo'shish qonuniyatiga asoslanadi (4-shakl). $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarning teng ta'sir etuvchisini R bilan belgilab, 3-aksiomaga asosan quyidagini yozishimiz mumkin:

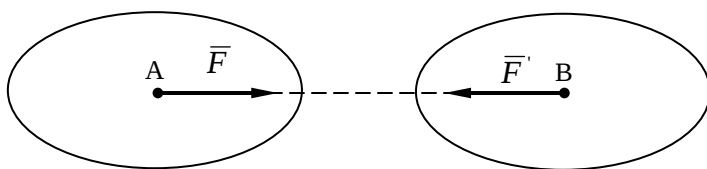


4- shakl.

$$\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

4-aksioma. Ikki jismning bir-biriga ko'rsatgan ta'sir kuchlari o'zaro teng va bir to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. Bu aksioma ta'sir aks ta'sir tenglik aksiomasi deyiladi. Aksioma tabiatda bir tomonlama ta'sir mavjud emasligini ko'rsatadi. Birinchi jism ikkinchi jismga qanday kuch bilan ta'sir etsa (ta'sir), ikkinchi jism birinchi jismga shunday kuch bilan ta'sir etadi (aks ta'sir). Ta'sir va aks ta'sir kuchlarini ikkita jismga alohida-alohida qo'yilganligini osonlik bilan ko'rish mumkin. Shuning uchun bu ikki kuchni muvozanatlashgan kuchlar sistemasi deb qarab bo'lmaydi.

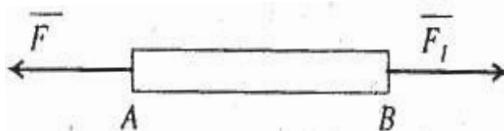
Masalan: agar A jism B jismga $\vec{F}$ kuch bilan ta'sir qilsa, u holda bir vaqtning o'zida B jism ham A jismga shunday kuch bilan ta'sir qiladi: $\vec{F}' = -\vec{F}$ (5-shakl).



5- shakl.

5-aksioma. Berilgan kuchlar ta'sirida deformastiyalangan jism muvozanat holatida absolyut qattiq jismga aylansa, uning muvozanati o'zgarmaydi. Bu aksiomaga qotish prinsipi deyiladi.

Aksiomadan ko'rinadiki, absolyut qattiq jismning muvozanat sharti zaruriydir, ammo ko'p hollarda deformastiyalanuvchi jismning muvozanati uchun etarli emas, haqiqatdan ham, masalan AB sterjenning ikki $\vec{F}$ va $\vec{F}_1$ kuchlar ta'sirida muvozanatini ko'raylik (6-shakl). Bu kuchlar miqdor jihatidan AB to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi yo'nalgan.



6- shakl.

Agar sterjen absolyut qattiq bo'lsa, u holda $\vec{F}$ va $\vec{F}_1$ kuchlarning har qanday miqdorlarida sterjen muvozanatda bo'ladi. Agar sterjen absolyut qattiq bo'lmasa,

kuchlarning miqdori ixtiyoriy bo'lmaydi, chunki sterjenni uzishi mumkin bo'lgan kuchlarning chegaraviy qiymatlari mavjuddir.

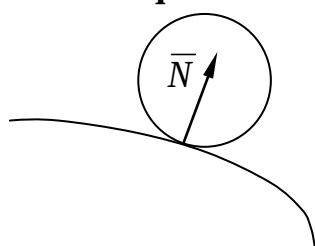
Bog'lanish va bog'lanish reakstiya kuchlari.

Jismning holati va harakatini cheklovchi sabab bog'lanish deb ataladi. Mexanikada bog'lanishlar qattiq yoki elastik jismlar vositasida bajariladi.

Bog'lanishni jismga bergan ta'sirini ekvivalent kuch bilan almashtirish mumkin, uni bog'lanish reakstiyasi deb aytiladi. Jismning bog'lanishga ta'siri bosim deb aytiladi.

6-aksioma. Har qanday bog'lanishdagi jismni erkin jism deb qarash uchun bog'lanishlarni bog'lanish reakstiya kuchlari bilan almashtirish kerak. Bu aksioma bog'lanishdan qutulish prinsipi deyiladi. Bu aksiomaga asosan jismga ta'sir etayotgan kuchlar sistemasi qatoriga bog'lanish reakstiya kuchlarini ham qo'shish kerak. Odatda ular noma'lum bo'lib, berilgan kuchlar sistemasining muvozanat shartlaridan topiladi. Bog'lanishdan qutulish uchun bog'lanish reakstiya kuchining yo'nalishini aniqlash ahamiyatlidir. Bog'lanish reakstiya kuchining yo'nalishini aniqlashda quyidagidan foydalanishimiz lozim. Bog'lanishdagi jismlarning harakati qaysi tomonga cheklangan bo'lsa, reakstiya kuchi shu yo'nalishga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bog'lanishning turlari va bog'lanish reakstiyalari ishqalanish mavjud bo'lmagan bir necha bog'lanishlarda reakstiyalarning yo'nalishlari qanday bo'lishini ko'ramiz.

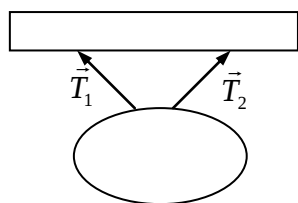
1. Silliqlik sirt. Bunday sirt jismga silliq sirt bilan tegib turgan nuqtasidan sirtga o'tkazilgan normal yo'nalishi bo'ylab harakatiga halaqit beradi. Binobarin, reakstiya kuchi $\vec{N}$ silliq sirt bilan jismning tegib turgan nuqtasidan sirtga o'tkazilgan normal bo'ylab yo'nalgan va shu nuqtaga qo'yilgan bo'ladi (7-shakl).



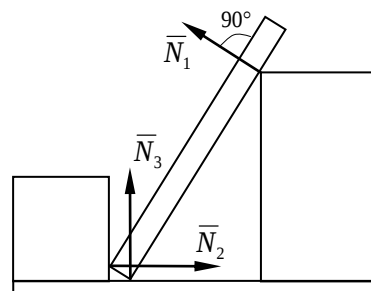
7- shakl.

Agar tegib turgan sirtlardan birortasi nuqta bo'lsa, u holda reakstiya kuchi ikkinchi sirtga o'tkazilgan normal bo'ylab yo'nalgan bo'ladi (8-shakl).

2. Ip (qayish, zanjir, arqon, tros). Agar bog'lanish cho'zil-maydigan ipdan iborat bo'lsa, ip jismning osilish nuqtasidan ip bo'ylab harakatlanishiga chek qo'yadi. Ipning taranglik kuchi ip bo'ylab osilish nuqtasiga tomon yo'naladi (9-shakl).



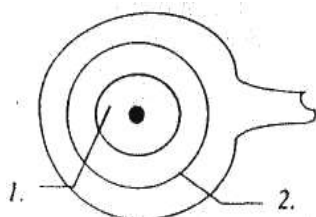
9- shakl.



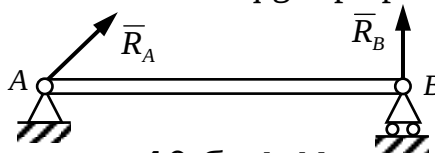
8- shakl.

3. Silindrik sharnir (zoldirli g'ildirak-podshipnik).

Bolt 1 va kiygizilgan vtulka 2 dan iborat qo'zg'almas silindrik sharnir jism bilan mahkam biriktirilgan vtulkaning ichki diametri bilan barobar (10-a shakl). Jism shakl tekisligiga perpendikulyar bo'lgan sharnir o'qi atrofida aylanishi mumkin. Ammo sharnir o'qiga perpendikulyar yo'nalish bo'yicha harakatlana olmaydi.



10-a shakl

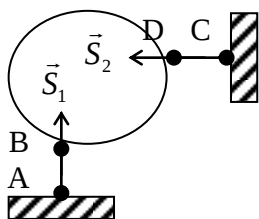


10-6 shakl

Shuning uchun stilindrik sharnirda reakstiya kuchi, sharnir o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotib, sharnir o'qini kesib o'tadi.

Ko'pincha texnikada mustahkam va qo'zg'aluvchan sharnirli tayanchlar uchraydi. 10-b shaklda A mustahkam sharnirli tayanchdir. Bu tayanchda RA reakstiya kuchi sharnir o'qidan o'tib va unga perpendikulyar tekislikda yotib, ixtiyoriy yo'nalishda bo'ladi. B tayanch sharnirli qo'zg'aluvchan tayanchdir. Bunda RB reakstiya kuchi qo'zg'aluvchan tayanch tiralib turgan tekislikning normali bo'ylab yo'nalgan bo'ladi.

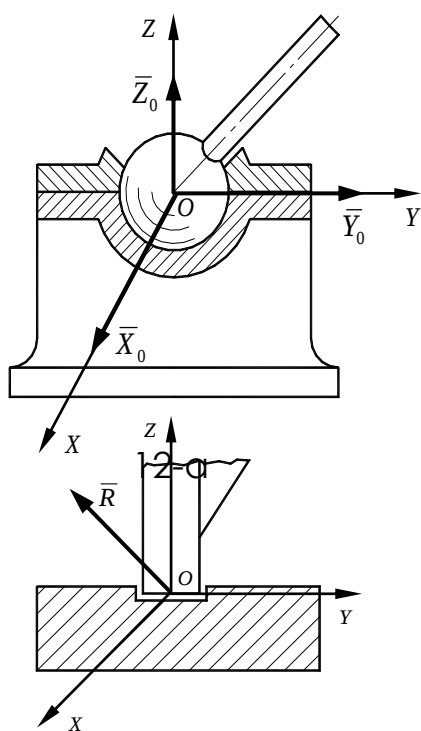
4. Sterjen. Bog'lanish uchlari sharnirlar bilan biriktirilgan AB va CD sterjenlar vositasida bajariladi.



11- shakl.

Sterjen og'irliklarini e'tiborga olmay, u sterjenning A va B (C va D) sharnirlariga qo'yilgan ikki kuch ta'sirida muvozanatda bo'ladi. Binobarin, reakstiya kuchlari sterjenlarning uchlardagi, sharnirlardan o'tuvchi o'qlar bo'ylab yo'nalgan bo'ladi (11-shakl).

5. Zoldirli sharnir va tagtovon (podpyatnik). Bu holda jism har qanday harakat qilishi mumkin, faqat sferik sharnirning markazi qo'zg'almas bo'lib qoladi (12- a shakl).



12-6 shakl

Xuddi shunday bog'lanishni siqib tiralib turgan podshipnik (zoldirli g'ildirak) vositasida bajarilganligini ko'rish mumkin, odatda bu tagtovon (podpyatnik) deyiladi (12-b shakl). Fotoapparatlarning shtatividagi zoldirli tutqich, inson va hayvonlarning ko'pgina suyaklarining birlashgan joylari zoldirli sharnirga misol bo'la oladi. Zoldirli (sferik) sharnir va tagtovon (podpyatnik)larda bog'lanish reakstiya kuchlarining yo'nalishi fazoda ixtiyoriy yo'nalishni olishi mumkin.

Statika qismida quyidagi ikki masala hal qilinadi:

1. Jismga ta'sir qilayotgan kuchlar sistemasi unga ekvivalent bo'lgan soddaroq kuchlar sistemasi bilan almashtiriladi.
2. Kuchlar sistemasi ta'siridagi absolyut qattiq jismning muvozanat shartlarining zarur va etarliligi tekshiriladi. Bog'lanishdagi jism bog'lanishdan xalos qilinganda erkin jism deb qaraladi. Jism unga ta'sir qilayotgan kuchlar sistemasi va reakstiya kuchlari ta'siridan muvozanatda bo'ladi. Muvozanat tenglamalaridan no'malum reakstiya kuchlari aniqlanadi. Keyinchalik jismga har xil kuchlar sistemasi ta'sir etayotganda statikaning ikki asosiy masalasi echiladi.

TAKRORLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Statika nimani o'rgatadi?
2. Statikaning asosiy tushunchalari nimalardan iborat?
3. Bog'lanishlar deb nimaga aytiladi?

4. Bog'lanish reaktsiya kuchi deb nimaga aytiladi?
5. Bog'lanishning qanday turlarini bilasiz?

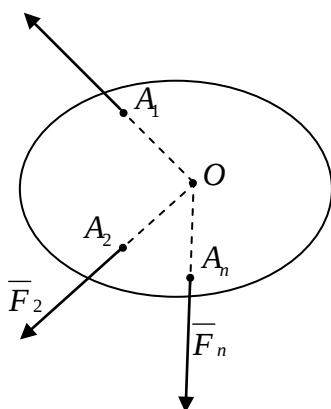
TAYaNCh SO'ZLAR VA IBORALAR

Nazariy mexanika, moddiy nuqta, mexanik sistema, absolyut(mutloq) qattiq jism, erkin va erkin bo'lmagan jism, kuch, kuchlar sistemasi, ekvivalent, teng ta'sir etuvchi kuch, muvozanat, reaktsiya kuchi, bo'lanish, sharnir.

2-MA'RUZA

Bir nuqtada kesishuvchi kuchlar sistemasi. Juft kuch va uning momenti.

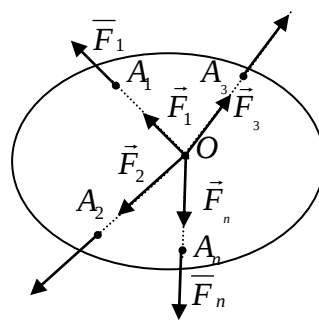
Jismning $A_1, A_2, \dots, A_n$ nuqtalariga $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ kuchlar ta'sir etsin va ularning ta'sir chiziqlari O nuqtada kesishsin.



13-a shakl.

Ta'sir chiziqlari bir nuqtada kesishuvchi kuchlar sistemasi kesishuvchi kuchlar sistemasi deb aytiladi (13-a shakl).

Kesishuvchi kuchlar sistemasi tekislik (fazo)dagi kesishuvchi kuchlar deyiladi, agar ularning ta'sir chiziqlari bir tekislikda joylashgan (joylashmagan) bo'lsa. Ularni ta'sir chiziqlari bo'ylab O nuqtaga ko'chirish mumkin bo'lganligi tufayli, kesishuvchi kuchlar sistemasini bir nuqtaga

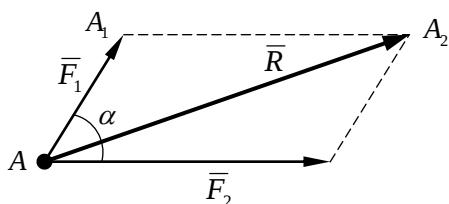


13-b shakl.

qo'yilgan kuchlar sistemasi bilan almashtiramiz (13-b shakl).

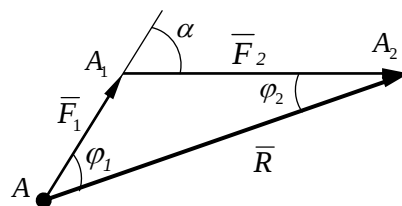
Kesishuvchi kuchlar sistemasi teng ta'sir etuvchisini geometrik usulda aniqlash.

Avvalambor shuni ta'kidlaymizki, parallelogramm aksiomasiga asosan, biror A nuqtada qo'yilgan ikki kuchning teng ta'sir etuvchisi ularga qurilgan parallelogramm diagonaliga (14-a shakl), yoki parallelogrammning yarmini tashkil etuvchi kuch uchburchagining AA_2 tomoniga teng (14-b shakl). Bu holda $\vec{R}$ vektor ikki $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ vektorlarning geometrik yig'indisiga teng, ya'ni



14-a shakl

$\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$. Teng ta'sir etuvchi $\vec{R}$ ni $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarning yo'nalishlari bilan tashkil qilgan burchaklari φ_1 va φ_2 larni hamda uning miqdorini sinuslar va kosinuslar teoremlaridan foydalanib $\triangle AA_1A_2$ dan aniqlanadi



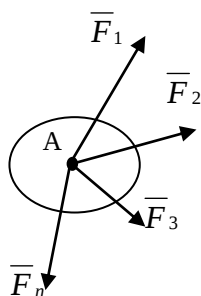
14-b shakl.

$$\frac{F_1}{\sin \varphi_2} = \frac{F_2}{\sin \varphi_1} = \frac{R}{\sin \alpha} \quad (2.1)$$

$$R = \sqrt{F_1^2 + F_2^2 + 2F_1F_2 \cos \alpha} \quad (2.2)$$

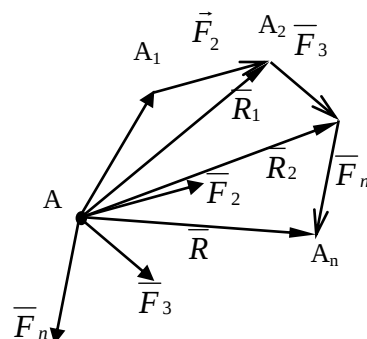
bu erda, α – $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarning yo'nalishlari orasidagi burchak.

Aytaylik, A nuqtada kesishuvchi $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ kuchlarning sistemasi berilgan (15a-shakl). Birinchi ikki aksiomaning natijasidan foydalanib, bu kuchlar sistemasini A nuqtaga qo'yilgan kuchlar sistemasi bilan almashtiramiz.



15-a shakl.

Endi quyidagini qurishni bajaramiz $\vec{F}_1$ kuchining oxiri A1 dan $\vec{F}_2$ kuch vektoriga teng bo'lgan $\vec{A_1A_2}$ vektorni o'tkazamiz, uning oxiridan vektor $\vec{A_2A_3} = \vec{F}_3$, uning oxiridan vektor $\vec{A_3A_n} = \vec{F}_n$ va hokazo. Hamma kuchlarni qo'ygandan keyin, birinchi kuchning boshi A dan oxirgi kuchining oxiri An ga $\vec{AA_n}$ kuch vektorini o'tkazamiz.



15-b shakl.

A1A2...An ko'pburchakni quramiz, u kuch ko'pburchagi deb ataladi. Kuch ko'pburchagida vektorlar oqimiga qarama-qarshi yo'nalishda bo'lgan $\vec{AA_n}$ vektorga kuch ko'pburchagini yopuvchi tomon deyiladi. Kuch ko'pburchagida shtrixlangan vektor yordamida bo'lingan uchburchaklarni qaraymiz (15b-shakl). Kuch uchburchagini qurish usuliga asosan $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlarning teng ta'sir

etuvchisi $\vec{R}_1$, $\vec{AA_2}$ vektor vositasida tasvirlanadi, ya'ni $\vec{R}_1 = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$. $\vec{AA_3}$ vektor, $\vec{AA_2}$ va $\vec{F}_3$ kuchlarining teng ta'sir etuvchisi $\vec{R}_2$ ni tasvirlaydi, binobarin, uchta $\vec{F}_1, \vec{F}_2$ va $\vec{F}_3$ kuchlarining teng ta'sir etuvchisidir. Ya'ni, $\vec{R}_2 = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$ va hokazo. Hamma uchburchaklarni ko'rib chiqib, quyidagi xulosaga kelamiz. Kuch ko'pburchagini yopuvchi $\vec{AA_n}$ tomoni n-ta kuchning teng ta'sir etuvchisini tasvirlaydi, ya'ni:

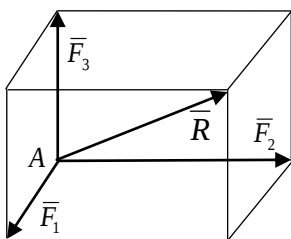
$$\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum \vec{F}_k \quad (2.3)$$

Shunday qilib, kesishuvchi kuchlar sistemasining teng ta'sir etuvchisi, bu kuchlar ustiga qurilgan kuch ko'pburchagining yotuvchi tomoni sifatida geometrik aniqlanar ekan.

Demak, teng ta'sir etuvchi bu kuchlarning geometrik yig'indisiga teng bo'lar ekan. Teng ta'sir etuvchining ta'sir chizig'i kesishuvchi kuchlar sistemasi ta'sir chiziqlarining kesishgan nuqtasidan o'tadi.

Xususiyl holda bir tekislikda yotmagan uchta kesishuvchi kuchlar sistemasini ko'raylik (16-shakl). Bu kuchlarning teng ta'sir etuvchisi, kuchlar ustiga qurilgan parallelepipedning diagonali orqali tasvirlanadi (parallelepiped). Da'voimizning haqligiga kuch ko'pburchagini qurish orqali ishonch hosil qilamiz.

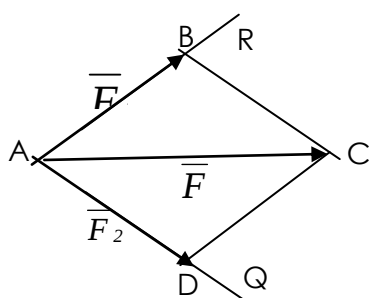
Kuchni tashkil etuvchilarga ajratish.



16- shakl.

Kuchni kesishuvchi tashkil etuvchi kuchlar sistemasiga ajratish deb, shunday kesishuvchi kuchlar sistemasini topishga aytiladiki, uning teng ta'sir etuvchisi berilgan kuchga teng bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda, shunday kuchlar sistemasini topish kerakki, bu kuchlar ustiga qurilgan kuch ko'pburchagining yopuvchi tomoni berilgan kuchga teng bo'ladi. Bir xil yopuvchi tomonga ega bo'lgan har xil kuch ko'pburchaklarini qurish mumkin. Shuning uchun kuchni ta'sir etuvchilarga ajratish masalasini bir qiymatli hal qilish uchun, mumkin bo'lgan tashkil etuvchilar sonini chekllovchi qo'shimcha shartlar berilishi kerak. Tez-tez uchrab turadigan quyidagi ikki holni ko'ramiz:

1. Berilgan $\vec{F}$ kuchni ikkita tashkil etuvchilarga ajratish.



17- shakl

Ularning ta'sir chiziqlarining yo'nalishlari berilgan, AR va AQ $\vec{F}$ kuchi bilan bir tekislikda yotadi. (17-shakl). Buning uchun $\vec{F}$ kuchning oxiridan izlanuvchi kuchlarning ta'sir chiziqlariga parallel qilib to'g'ri chiziqlar o'tkazamiz. Diagonali berilgan $\vec{F}$ kuchi bo'lgan ABCD parallelogramm hosil qilamiz. Uning AB va AD tomonlari izlanuvchi tashkil etuvchi $\vec{F}_1$ va $\vec{F}_2$ kuchlaridir.

2. Berilgan $\vec{F}$ kuchni uchta kesishuvchi tashkil etuvchilarga ajratish.

Kuchlarning ta'sir chiziqlarining yo'nalishlari fazoda AP, AS, AR bo'lgan va $\vec{F}$ kuchi bilan bir tekislikda yotmaydi (18-shakl). Buning uchun shunday parallelepiped qurish etarliki, uning qirralari, ta'sir yo'nalishlari berilgan izlanuvchi kuchlardir. Diagonali esa berilgan kuchdir, u holda parallelepiped qonuniga asosan $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$ kuchlar parallelepiped qirralariga monand bo'lib, kuchning berilgan uchiga yo'nalish bo'yicha tashkil etuvchilaridir.

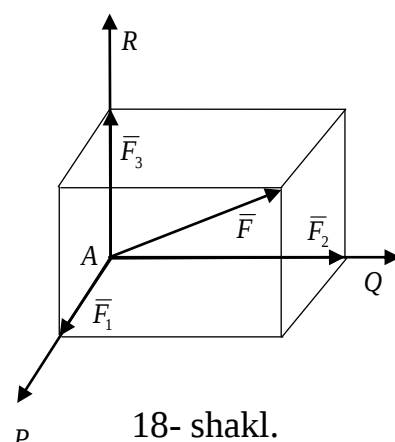
Masala

Gorizont bilan α burchak tashkil qilgan silliq qiya tekislikda og'irligi $\vec{P}$ bo'lgan jism qiya tekislikka parallel bo'lgan OD ip yordamida muvozanatda tortib turibdi (19-shakl). Ipning taranglik $\vec{T}$ kuchi va jismning qiya tekislikka bo'lgan bosimi aniqlansin.

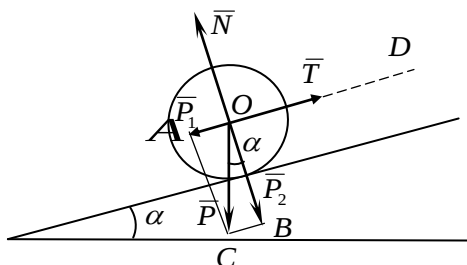
Echish:

Berilgan $\vec{P}$ kuchni qiya tekislikka parallel va unga perpendikulyar bo'lgan yo'nalishlar bo'yicha $\vec{P}_1$ va $\vec{P}_2$ tashkil etuvchilarga ajratamiz.

Buning uchun diagonali $\vec{P}$ kuchiga teng bo'lgan, OA va OB tomonlari tanlab olingan yo'nalishlarga parallel bo'lgan OABC parallelogrammni quramiz. To'g'ri burchakli OBC uchburchakdan quyidagilarni



18- shakl.



19- shakl.

aniqlaymiz:

$$P_1 = P \sin \alpha, \quad P_2 = P \cos \alpha$$

OD ip bo'ylab yo'nalgan $\vec{P}_1$ tashkil etuvchi ip reakstiya kuchi bilan muvozanatlashadi, ya'ni

$$T = P_1 = P \sin \alpha$$

Qiya tekislikka perpendikulyar bo'lgan $\vec{P}_2$ tashkil etuvchi, izlanayotgan shu tekislikka bo'lgan bosimni ifodalaydi. Shuni ta'kidlaymizki, jismga qo'yilgan qiya tekislikning $\vec{N}$ reakstiya kuchi miqdor jihatidan jismning qiya tekisligiga bo'lgan bosimga teng, ya'ni:

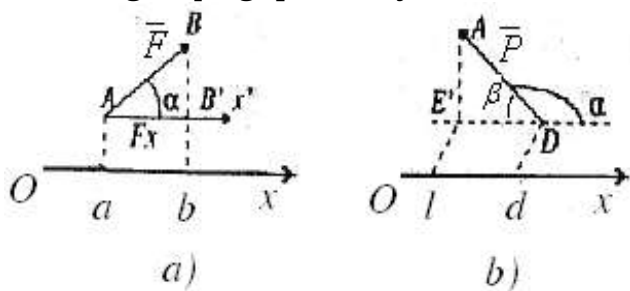
$$N = P_2 = P \cos \alpha$$

Shuning uchun, tayanchga bo'lgan bosimni aniqlasak, unga teng bo'lgan tayanch reakstiya kuchini aniqlagan bo'lamiz.

Kesishuvchi kuchlar sistemasi teng ta'sir etuvchisini analitik usulda aniqlash.

1. Kuchning o'qdagi va tekislikdagi proekstiyasi.

Kuchning boshi hamda oxirini biror o'qdagi proekstiyalari orasiga joylashgan, tegishli ishora bilan olingan, kesma uzunligiga teng bo'lgan skalyar miqdorga kuchning o'qdagi proekstiyasi deb ataladi (20-shakl).



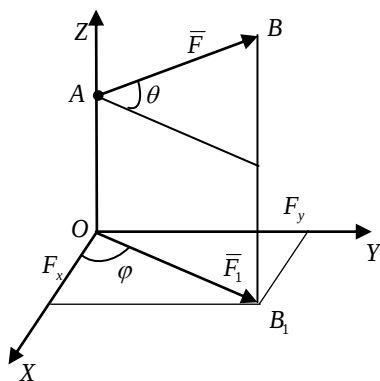
20- shakl.

Kuchning o'qdagi proekstiyasi musbat deb qabul qilinadi, agar proekstiya boshlanish nuqtasidan oxirga qarab ko'chishi o'qning musbat yo'nalishi bilan hamohang bo'lsa (20-a shakl) va manfiy, agar qarama-qarshi bo'lsa (20-b shakl). Berilgan $\vec{F}$ kuchini OX o'qidagi proekstiyasini F_x simvol bilan belgilab olamiz. Vektorning

yo'nalishlari bir xil bo'lgan ikki parallel o'qlardagi proekstiyalari o'zaro teng bo'ladi. Agar vektor bilan o'q bir tekislikda yotmasa, undan foydalanish qulaylik tug'diradi. 20b-shakldan quyidagilarni aniqlaymiz:

$$F_x = ab = AB' = F \cos \alpha$$

$$P_x = -dl = -DE' = -P \cos \beta = P \cos \alpha$$



21- shakl.

Demak, kuchning o'qdagi proekstiyasi, kuch miqdori bilan kuchning o'qning musbat yo'nalishi bilan tashkil qilgan burchak kosinusining ko'paytmasiga tengdir. O'qning musbat yo'nalishi bilan (masalan OX) va $\vec{F}$ kuchi yo'nalishi orasidagi burchakni $(\vec{F}, \wedge \text{ox})$ deb belgilaymiz. Burchak $(\vec{F}, \wedge \text{ox})$ ning kosinusi, yo'naltiruvchi kosinus deb ataladi. Masalalarni echishda kuchning proekstiyasining absolyut qiymatini, kuch miqdorini kuchning ta'sir chizig'i bilan o'q yo'nalishi orasidagi

o'tkir burchak kosinusiga ko'paytma shaklida olish tavsiya etiladi. Proekstsiyaning ishorasi to'g'ridan-to'g'ri shakldan olinadi. Berilgan $\vec{F}$ kuchning tekislikdagi proekstsiyasi deb (21-shaklda OXY tekisligi) $\vec{F}$ kuchning boshi va oxirini shu tekislikdagi proekstsiyalari orasidagi $\vec{F_1} = \vec{OB_1}$ vektorga aytiladi.

Kuchning tekislikdagi proekstsiyasi kuchning o'qdagi proekstsiyasidan farq qiladi, chunki u tekislikda miqdor va yo'nalishga ega bo'lgan vektorli miqdordir. Uning miqdori quyidagiga teng: $F_1 = F \cos \theta$

u erda $\theta \angle \vec{F}$ vektor yo'nalishi bilan uning $\vec{F_1}$ proekstsiyasining yo'nalishi orasidagi burchak. Ko'pgina hollarda kuch bilan bir tekislikda yotmagan o'qdagi proekstsiyasini aniqlash uchun, avvalo, kuchni o'q yotgan tekislikka proekstsiyalab, proekstsiyani shu o'qqa proekstsiyalash kerak (ikki qaytalab proekstsiyalash usuli) masalan, shaklda ko'rsatilgan hol uchun quyidagilarni topamiz:

$$\begin{aligned} F_x &= F_1 \cos \varphi = F \cos \theta \cos \varphi \\ F_y &= F_1 \sin \varphi = F \cos \theta \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.4)$$

2. Kuchning miqdor va yo'nalishini koordinata o'qlardagi proekstsiyalari orqali aniqlash.

Agar $\vec{F}$ kuchning to'g'ri burchakli koordinata o'qlardagi proekstsiyalari berilgan bo'lsa, u holda kuchning miqdori, qirralari kuch proekstsiyalarning absolyut miqdorlariga teng bo'lgan to'g'ri burchakli parallelepipedning diagonal uzunligini hisoblash tariqasida bo'ladi, ya'ni:

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} \quad (2.5)$$

Kuchning yo'nalishi yo'naltiruvchi kosinuslar orqali quyidagicha aniqlanadi.

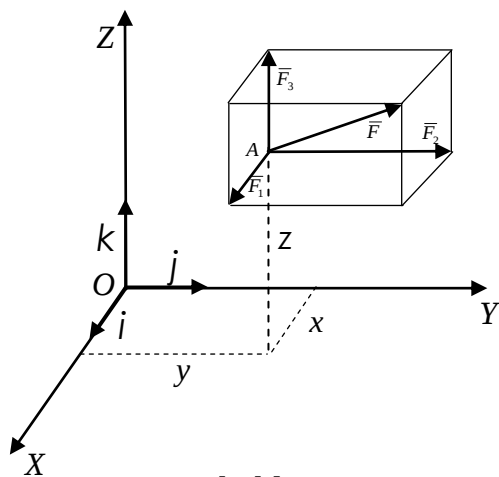
$$\begin{aligned} \cos(\vec{F}, ^\wedge x) &= \frac{F_x}{F} \\ \cos(\vec{F}, ^\wedge y) &= \frac{F_y}{F} \\ \cos(\vec{F}, ^\wedge z) &= \frac{F_z}{F} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ma'lumki, F kuchning to'liq berilishi uchun F_x, F_y, F_z ning proekstsiyalaridan tashqari uning qo'yilish nuqtasining koordinatalarini bilish kerak. Bunday usulga analitik usul deyiladi. 22-shakldan parallelepiped qoidasini e'tiborga olib, koordinata o'qlarining i, j, k birlik vektorlaridan foydalanib, $\vec{F}$ kuchni quyidagi yig'indi shaklida tasvirlash mumkin.

$$\vec{F} = F_x \cdot \vec{i} + F_y \cdot \vec{j} + F_z \cdot \vec{k} \quad \text{yoki} \quad \vec{F} = \vec{F_1} + \vec{F_2} + \vec{F_3}$$

$$\vec{F_1} = F_x \cdot \vec{i}, \quad \vec{F_2} = F_y \cdot \vec{j}, \quad \vec{F_3} = F_z \cdot \vec{k} \quad (2.7)$$

bu erda F_1, F_2, F_3 – kuchning koordinata o'qlari bo'ylab tashkil etuvchilaridir. Yuqoridagi tenglama kuchning koordinata o'qlari bo'ylab tashkil etuvchilarni tasvirlovchi formuladir.



22- shakl.

3. Teng ta'sir etuvchini analitik usulda aniqlash.

Geometriyadan ma'lumki, vektorlar yig'indisining biror o'qdagi proekstiyasi tashkil etuvchi vektorlarning shu o'qdagi proekstiyalarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi. Shunga asosan (2.3)dan quyidagini topamiz:

$$R_x = \sum_{k=1}^n F_{kx}; \quad R_y = \sum_{k=1}^n F_{ky}; \quad R_z = \sum_{k=1}^n F_{kz} \quad (2.8)$$

Shunday qilib, kesishuvchi kuchlar sistemasinnpg to'g'ri burchakli koordinata sistemasi o'qlaridagi proekstiyalari F_{kx} , F_{ky} , F_{kz} ($k=1, 2, \dots, n$) berilgan bo'lsa, u holda teng ta'sir etuvchining proekstiyalari R_x , R_y , R_z (2.8) formula yordamida aniqlanadi. Keyin (2.5) va (2.6) formulalar yordamida teng ta'sir etuvchining miqdori, yo'nalishlari aniqlanadi.

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2}, \\ \cos(\bar{R}, ox) &= \frac{R_x}{R} \\ \cos(\bar{R}, oy) &= \frac{R_y}{R} \\ \cos(\bar{R}, oz) &= \frac{R_z}{R} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Kesishuvchi kuchlar sistemasining geometrik va analitik muvozanat shartlari.

Kesishuvchi kuchlar sistemasiga qo'yilgan shart bajarilsa va ularning teng ta'sir etuvchisi $R=0$ bo'lsa, u holda bu shartga kesishuvchi kuchlar sistemasining muvozanat sharti deyiladi.

1. Muvozanatning geometrik sharti. Ma'lumki, kesishuvchi kuchlarga qurilgan kuch ko'pburchagi yopiq bo'lganda, faqat shu holdagina $\bar{R}=0$ bo'ladi. Kesishuvchi kuchlar sistemasi muvozanatda bo'lishi uchun, kuch ko'pburchagining yopiq bo'lishi zarur va etarlidir.

2. Muvozanatning analitik sharti. Agar $R=0$ bo'lsa, u holda $R_x=0$, $R_y=0$, $R_z=0$ u holda (2.8)ga asosan quyidagini olamiz:

$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = 0, \quad \sum_{k=1}^n F_{ky} = 0, \quad \sum_{k=1}^n F_{kz} = 0 \quad (2.10)$$

Teskarisi, agar (2.10) shart bajarilsa, u holda $R=0$ bo'ladi. Binobarin kesishuvchi kuchlar muvozanatda bo'lishi uchun, ularning uchta koordinata o'qlardagi proekstiyalarining yig'indisi alohida-alohida nolga teng bo'lishi zarur va yetarlidir. Agar kesishuvchi kuchlar sistemasi tekislikda joylashgan bo'lsa, u holda OX va OY o'qlarini shu tekislikda olib, quyidagi muvozanat shartini yozamiz.

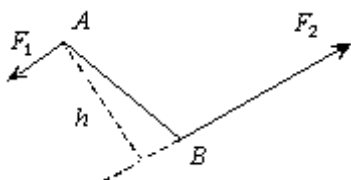
$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = 0, \quad \sum_{k=1}^n F_{ky} = 0 \quad (2.11)$$

Agar (2.10) va (2.11) shartlarda noma'lum reakstiya kuchlari qatnashsa va ularni aniqlashni taqozo qilsa, u holda bu shartlar muvozanat tengdamlari deb ataladi.

Juft kuchlar va juft kuchlar momenti.

Jismning ikki nuqtasiga qo'yilgan miqdor jihatidan teng va qarama-qarshi yo'nalgan ikkita parallel kuch juft kuch deyiladi.

Kuch o'z ta'sir chizig'iga ega bo'lganidek juft kuchlar o'z ta'sir tekisligiga egadir. Juft kuchlar yotgan tekislikka juft kuchlar ta'sir tekisligidir. Juft kuchlar orasidagi eng qisqa masofa h kuchlarni elkasidir.



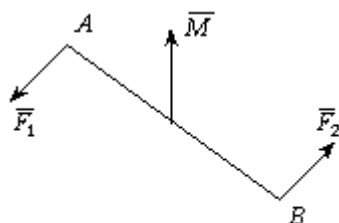
23- shakl.

Juft kuchlarni odatda $(\vec{F}_1, \vec{F}_2)$ deb belgilanadi. Juft kuchlarni bir-biri bilan juft elkasini ko'paytmadan iborat kattalik juftni algebraik momenti deyiladi. (23-shakl)

Agar juftni algebraik momentini M yoki $M(\vec{F}_1, \vec{F}_2)$ deb belgilasak u quyidagiga teng bo'ladi.

$$M = M(\vec{F}_1, \vec{F}_2) = \pm h F_1 = \pm F_2, \quad (2.12)$$

Jismga qo'yilgan juft kuch ta'sir tekisligiga, juft momentiga va juft kuchlar yo'nalishiga ega. Juft kuchlarni bu xususiyatini bitta vektor kattalik: juft kuchlar momenti vektori orqali ifodalash mumkin. Bu vektor shunday vektorki uning miqdori juft kuchlari birini juft yelkasiga ko'paytmaga teng bo'lib, uning uchidan qaraganimizda juft jismni soat millari yo'nalishiga teskari ravishda aylantiradi. (24-shakl).



24- shakl.

Bizga ma'lumki, $M = \pm h F$ bundan $h = r \cdot \sin(\vec{F}, \vec{r})$

$$M = F \cdot r \cdot \sin(\vec{F}, \vec{r})$$

$\vec{AB} = \vec{r}$, shuning uchun

$$\vec{M} = \vec{r} \cdot \vec{F} \quad (2.13)$$

Juft moment erkin vektordir. Uni juft tekisligini ixtiyoriy nuqtasiga qo'yish mumkin. Agar ikkita juft momentlari teng bo'lsa ekvivalent juftlar deyiladi.

Juft kuchlarni qo'shish.

Teorema:

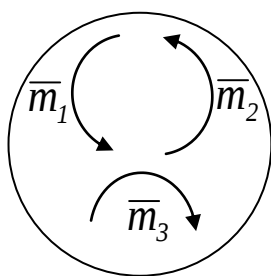
Tekislikda ixtiyoriy joylashgan juftlarni, momenti berilgan juftlar momentlarining algebraik yig'indisiga teng bo'lgan bitta juft bilan almashtirish mumkin.

Isbot:

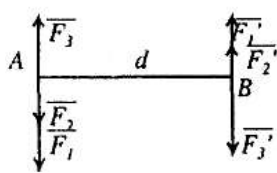
Tekislikda momentlari m_1, m_2, m_3 bo'lgan 3 ta juft joylashgan (25-shakl). Juftlarning ta'sir tekisligida ixtiyoriy AB kesmani, berilgan juftlar uchun umumiy elka uchun tanlab olamiz (26-a shakl) momentlari m_1, m_2, m_3 bo'lgan juftlarni, momentlari

berilgan juftlarni momentlariga teng bo'lgan $(\vec{F}, \vec{F}')$, $(\vec{F}_2, \vec{F}_2')$, $(\vec{F}_3, \vec{F}_3')$ juftlar bilan almashtiramiz, ya'ni $m_1 = F_1 \cdot d$, $m_2 = F_2 \cdot d$, $m_3 = F_3 \cdot d$.

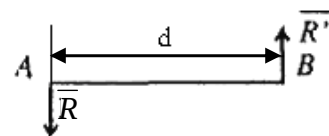
A nuqtaga qo'yilgan kuchlarni bitta kuch $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3$ bilan almashtiramiz. B nuqtaga qo'yilgan kuchlarni bitta kuch



25- shakl.



26-a shakl.



26-b shakl.

$\vec{R}' = \vec{F}_1' + \vec{F}_2' + \vec{F}_3'$ bilan almashtiramiz. Boshqacha aytganda $(\vec{R}, \vec{R}')$ kuchlar sistemasi berilgan juftlarga teng ta'sir etuvchi juftidir (26-b shakl). Teng ta'sir etuvchi juftning momenti quyidagiga teng bo'ladi

$$M = R_1 d = (F_1 + F_2 - F_3) d = F_1 \cdot d + F_2 \cdot d + (-F_3 \cdot d)$$

yoki $M = m_1 + m_2 + m_3$, teorema isbotlandi. Xuddi shunday ixtiyoriy sondagi juftlar uchun quyidagini yozish mumkin,

$$M = \sum_{k=1}^n m_k \quad (2.14)$$

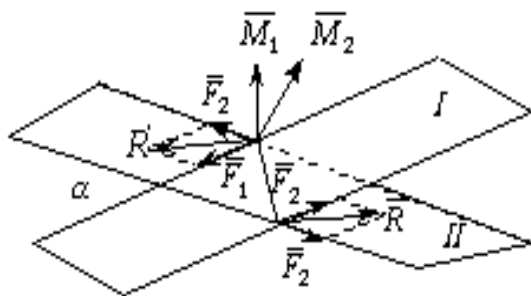
Juftlarning muvozanat sharti.

Bir tekislikda ixtiyoriy joylashgan juftlar muvozanatda bo'lsin. Hamma juftlarni bitta juft bilan almashtirib, muvozanat mavjud bo'lishi uchun yoki $R=0$ yoki $d=0$ bo'lishi kerak degan xulosaga kelamiz. U holda $R \cdot d = 0$, ya'ni juft momenti $M=0$. Bu erdan ko'rinadiki, (2.14) formulaga asosan

$$\sum_{k=1}^n m_k = 0 \quad (2.15)$$

Demak, bir tekislikda ixtiyoriy joylashgan juftlar sistemasi muvozanatda bo'lsa, ular momentlarining algebraik yig'indisi 0 ga teng bo'ladi. Bu xulosaning teskarisi ham o'rinlidir. Ya'ni bir tekislikda ixtiyoriy joylashgan juftlar momentlarning algebraik yig'indisi nolga teng bo'lsa, bu juftlar sistemasi muvozanatda bo'ladi. Haqiqatdan ham agar $\sum m_k = 0$ bo'lsa, u holda $M = R \cdot d = 0$. Bu erdan $R=0$ yoki $d=0$ bo'lishi mumkin. Har ikkala holda ham sistema muvozanatda bo'ladi. Demak (2.15) tenglik juftlar sistemasi muvozanatining zarur va etarli shartini ifodalaydi.

Bir-biri bilan α burchak tashkil etuvchi ikkita kesishuvchi tekisliklar olamiz. I tekislikda yotuvchi juft kuchini $\vec{M}_1$ va II tekislikda yotuvchi juftni moment $\vec{M}_2$ bo'lsin: $M_1 = F_1 \cdot AB$; $M_2 = F_2 \cdot AB$.



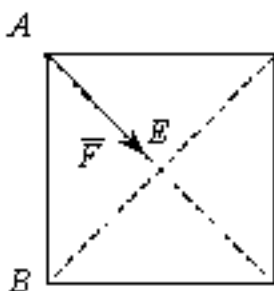
27- shakl.

A nuqtaga va B nuqtaga qo'yilgan kuchlarni qo'shsak: $\vec{R} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ hamda $\vec{R}' = \vec{F}_1' + \vec{F}_2'$ (27-shakl).

Natijada ikkita kuchlar parallelogrammi hosil bo'ladi. Bu parallelogrammlar teng bo'lgani uchun ularni dioganallari ham teng. Provarida ikkita juftni qo'shishi natijasida bitta juft hosil bo'ladi. Bu juftni $\vec{M}$ momentini topamiz. $\vec{M}$ moment $\vec{M}_1$ va $\vec{M}_2$ momentlardan

qurilgan parallelogramm diogonaliga teng: $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2$ yoki $\vec{M} = \vec{R} \times \vec{AB}$. n dan n+1 ni isbotlash usuli orqali har qanday songa ega bo'lgan n ta juft kuchlarning momentini topish mumkin:

$$\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \dots + \vec{M}_n = \sum_{k=1}^n \vec{M}_k \quad (2.16)$$

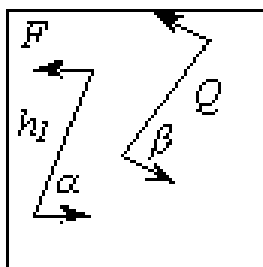


Agar jism unga ta'sir etuvchi juft kuchlar ta'sirida muvozanatda bo'lsa u holda bu juft kuchlarning momentlari yig'indisi nolga teng bo'lishi etarli va zarurdir. ya'ni:

$$\bar{M} = \sum_{k=1}^n \bar{M}_K = 0 \quad (2.17)$$

Masala. Tomonlari $0,2 \text{ m}$ ga teng bo'lgan kvadrat plastinkani A uchiga $F=150 \text{ N}$ kuch qo'yilgan. Bu kuchni V nuqtaga nisbatan momentini toping.

Masalani echish:



$$M_B(\bar{F}) = -BE \cdot F$$

$$BE = \frac{1}{2} \sqrt{(AB)^2 + (AB)^2} = \frac{1}{2} \sqrt{(0,2)^2 + (0,2)^2} = 0,1\sqrt{2} = 0,1414 \text{ m}$$

Masala.

Plitaga uning tekisligiga ikkita juft kuch qo'yilgan.

Agar

$$F = 8H, \quad Q = 5H, \quad AB = 0,25 \text{ m}, \quad CD = 0,20H, \quad \alpha = 60^\circ, \quad \beta = 70^\circ$$

bo'lsa, juft kuchlar momentlarini yig'indisini toping.

$$M_1 = h_1 \cdot F = AB \sin \alpha \cdot F = 0,25 \frac{\sqrt{3}}{3} \cdot 8 = 1,732 \text{ H} \cdot \text{m}$$

$$M_2 = -h_2 \cdot Q = -DC \cdot Q \sin \beta = 0,20 \cdot \sin 75 \cdot 5 = 0,9 \text{ H} \cdot \text{m}$$

$$M = M_1 - M_2 = 0,7924 \text{ H} \cdot \text{m}$$

Masala.

Agar $M_0(\bar{F}) = \bar{i} - \bar{j} + 2\bar{K}$ berilgan bo'lsa, $\bar{F}$ kuchini O nuqtaga nisbatan momentini miqdorini topamiz.

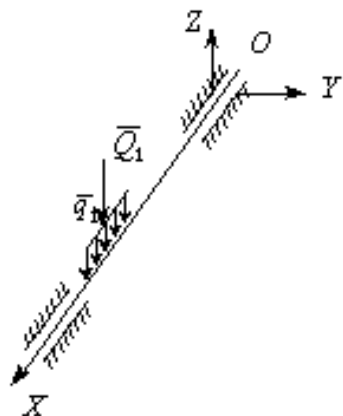
Masalani echish:

$$M_0(\bar{F}) = M_{0X}(\bar{F})\bar{i} + M_{0Y}(\bar{F})\bar{j} + M_{0Z}(\bar{F})\bar{K}$$

Buni nazarda tutsak,

$$M_{0X}(\bar{F}) = 1, \quad M_{0Y}(\bar{F}) = -1, \quad M_{0Z}(\bar{F}) = 2$$

$$\text{Demak, } |\bar{M}_O(\bar{F})| = \sqrt{M_{0X}^2 + M_{0Y}^2 + M_{0Z}^2} = \sqrt{1+1+4} = \sqrt{6} = 2,45 \text{ H} \cdot \text{m}$$



Masala.

Agar $\bar{q} \parallel OZ$ bo'lsa, yoyilgan kuchlarni OU o'qqa nisbatan momentini toping.

$$\text{Berilgan: } q = 3 \text{ H} \cdot \text{m}, \quad OA = 2 \text{ m}, \quad AB = 3 \text{ m}$$

Masalani echish.

Yoyilgan kuchni to'plangan kuchga aylantiramiz:
 $Q = AB, \quad q = 3 \cdot 3 = 9 \text{ H}$

Q kuchi AV ni o'rtasiga qo'yilgan bo'ladi.

$$M_Y(Q) = \left(OA + \frac{AB}{2} \right) \cdot Q = \left(2 + \frac{3}{2} \right) Q = 3,5 \cdot 9 = 31,5 \text{ H} \cdot \text{m}$$

TAKRORLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Kesishuvchi kuchlar sistemasi qanday kuchlardan tashkil topgan?
2. Kesishuvchi kuchlar sistemasining teng ta'sir etuvchisi geometrik usulda qanday aniqlanadi?
3. Kuchni qanday tashkil etuvchilarga ajratish mumkin?
4. Kuchning o'qdagi proekstiyasi qanday aniqlanadi?
5. Teng ta'sir etuvchini analitik usulda qanday aniqlanadi?

TAYANCh SO'ZLAR VA IBORALAR

Kesishuvchi kuchlar, teng ta'sir etuvchi kuch, kuch ko'pburchagi, kuch uchburchagi, kuchni tashkil etuvchilari, kuchni o'qqa proekstiyasi, muvozanat, juft kuch, juft kuch momenti, juftlarni ekvivalentligi, muvozanat, teng ta'sir etuvchi.

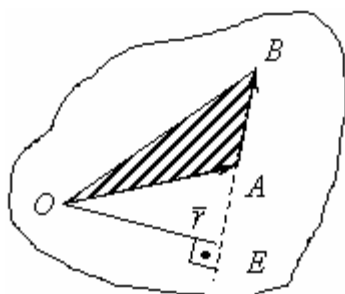
3-MA'RUZA

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi va uning muvozanati. Bosh vektor va bosh moment.

Kuchning nuqtaga nisbatan momenti

Kuchning biror nuqtaga nisbatan algebraik momenti deb, kuch elkasi bilan kuch miqdorini ko'paytmasidan iborat bo'lgan kattalikka aytiladi.

Moment markazi (O) nuqtadan kuchni ta'sir chizig'iga o'tkazilgan perpendikulyar masofa $OE=h$ kuch elkasi deyiladi. (28-shakl).



28- shakl.

bo'yicha ko'chirganiga bog'liq emas.

Agar kuchning ta'sir chizig'i O nuqtadan o'tsa, kuchning algebraik momenti nolga teng: 28-shakldan

Agar $\vec{F}$ kuchini O nuqtaga nisbatan momentini $M_O(\vec{F})$ deb belgilasak,

$$M_O(\vec{F}) = \pm hF \quad (3.1)$$

Agar O nuqtadan qaraganimizda kuch jismni soat mili yo'nalishiga teskari aylantirsa moment ishorasi musbat, aksincha manfiy bo'ladi.

Uning o'lchovi birligi N·m. Algebraik momentning miqdori kuchning ta'sir chizig'i

$$M_O(\vec{F}) = \pm 2SOAB \quad (3.2)$$

SOAB-uchburchak OAB ning yuziga teng.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchning nuqtaga nisbatan momenti vektori.

O nuqtaga nisbatan kuchning algebraik momenti:

$$M_O(\vec{F}) = hF \quad (3.3)$$

Agar $\vec{r}$, A nuqtani radius vektori bo'lsa, 28-shakldan.

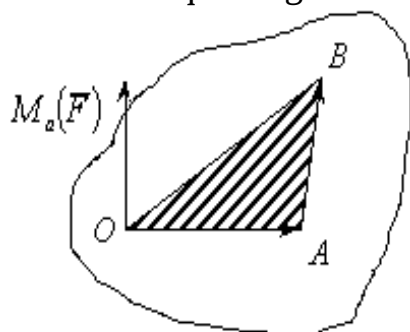
$$h=r\sin(\vec{F} \wedge \vec{r}) \quad (3.4)$$

(3.4.) ni (3.3) ga qo'ysak,

$$M_0(\vec{F})=F \cdot r \cdot \sin(\vec{F} \wedge \vec{r}) \quad (3.5)$$

Vektorlar qoidasiga asosan (3.5) ni quyidagicha yozamiz:

$$\vec{M}_0(\vec{F}) = \vec{r} \times \vec{F} \quad (3.6)$$



bu

29- shakl.

$\vec{M}_0(\vec{F}) = \vec{r} \times \vec{F}$ vektori $\vec{F}$ kuchni O nuqtaga nisbatan momenti vektori deyiladi. (29-shakl).

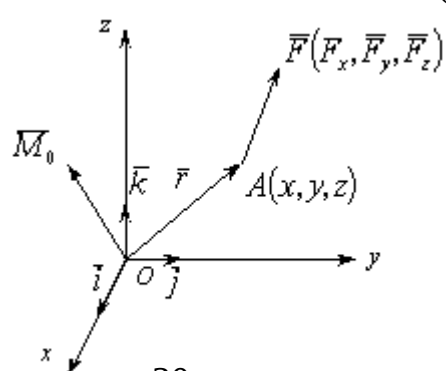
Demak, kuchning biror nuqtaga nisbatan momenti vektori deb shunday vektorga aytiladiki, vektor shu nuqtaga qo'yilgan bo'lib uning miqdori kuchning nuqtaga nisbatan algebraik momentiga teng bo'ladi. Kuchning nuqtaga nisbatan momenti vektori kuch bilan nuqta yotgan tekislikka

perpendikulyar bo'lib, uning uchidan qaraganda jism soat mili yo'nalishiga teskari ravishda aylanadi. Agar $\vec{F}$ kuchni nol nuqtaga nisbatan momenti vektorini miqdorini $M_0(\vec{F})$ deb belgilasak $M_0(\vec{F})=F \cdot h$ bo'ladi. $|M_0(\vec{F})| = F \cdot h \cdot 2 \cos \alpha$

Agar $\vec{F}$ kuchning dekart koordinata sistemasidagi proekstiyalari F_x, F_y, F_z hamda u quyilgan nuqtaning x, y va z koordinatalari berilgan bo'lsa (3.6) ni quyidagicha yozamiz:

$$\vec{M}_0(\vec{F}) = \vec{r} \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \vec{i}, \vec{j}, \vec{k} \\ x, y, z \\ F_x, F_y, F_z \end{vmatrix} = (yF_z - zF_y)\vec{i} + (zF_x - xF_z)\vec{j} + (xF_y - yF_x)\vec{k} \quad (3.7)$$

$\vec{i}, \vec{j}$ va $\vec{k}$ lar birlik vektorlar(30-shakl).



30-шакл.

Belgilashlar kiritamiz:

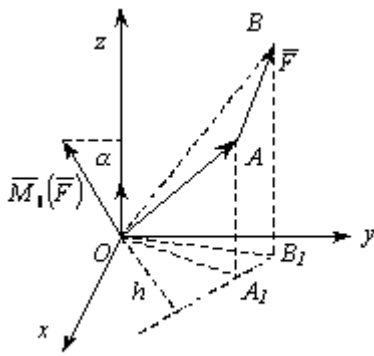
$$\begin{aligned} M_{0x}(F) &= yF_z - zF_y; \\ M_{0y}(F) &= zF_x - xF_z; \\ M_{0z}(F) &= xF_y - yF_x \end{aligned} \quad (3.8)$$

$\vec{M}_0(\vec{F})$ ning miqdori quyidagicha aniqlanadi:

$$|\vec{M}_0(\vec{F})| = \sqrt{M_{0x}^2 + M_{0y}^2 + M_{0z}^2} \quad (3.9)$$

Uning yo'nalishi kosinuslar qoidastga asosan topiladi:

$$\cos(\vec{M}_0 \wedge x) = \frac{M_{0x}}{|\vec{M}_0(\vec{F})|}; \quad \cos(\vec{M}_0 \wedge y) = \frac{M_{0y}}{|\vec{M}_0(\vec{F})|}; \quad \cos(\vec{M}_0 \wedge z) = \frac{M_{0z}}{|\vec{M}_0(\vec{F})|} \quad (3.10)$$



31- shakl.

Endi kuchning tekislikdagi proekstiyasi teshenchasini kiritamiz. Aytaylik $\bar{F}$ kuchi va tekislik berilgan bo'lsin. Kuchning boshi va ohiridan bu tekislikka perpendikulyar to'g'ri chiziqlar o'tkazamiz, u holda $\bar{F}$ kuchni XOU tekislikdagi proekstiyasi $\bar{F}_{xy}$ deb belgilanadi. Uning O nuqtaga nisbatan momenti

$$M_0(F_{xy}) = (xF_y - yF_x) \bar{K} \quad (3.11)$$

bo'ladi. Bunda $Z=0, F_z=0$

Shunday qilib $\bar{M}_0(\bar{F}_{xy})$ momenti vektori z o'qi bilan bo'ylab yo'nalgan bo'ladi va uning z o'qidagi proekstiyasi, $\bar{F}$ kuchning O nuqtaga nisbatan momenti vektorining z o'kidagi proekstiyasi bilan ustma-ust tushadi. Agar kuchning OX, OU va OZ o'qiga nisbatan momentlarini $M_x(\bar{F}), M_y(\bar{F})$ va $M_z(\bar{F})$ desak, $M_x(\bar{F}) = M_{ox}(\bar{F}), M_y(\bar{F}) = M_{oy}(\bar{F}), M_z(\bar{F}) = M_{oz}(\bar{F})$ bo'ladi.

$$|\bar{M}_0(\bar{F})| = M_{0z}(\bar{F}) = M_{oz}(\bar{F}_{xy}) = xF_y - yF_x \quad (3.12)$$

yoki $M_z(\bar{F}) = |\bar{M}_0(\bar{F})| \cos \alpha$

Kuchning biror o'qqa nisbatan momenti kuchning shu o'qda yotuvchi nuqtaga nisbatan momenti vektorlarini mazkur o'qdagi proekstiyasiga teng.

(3.12) dan quyidagi natija chiqadi:

1. Agar kuchning elkasi $h=0$ bo'lsa, kuchning o'qqa nisbatan momenti 0 ga teng.
2. Agar kuch o'qqa parallel bo'lsa, kuchning o'qqa nisbatan momenti 0 ga teng bo'ladi.
3. Agar kuchning ta'siri chizig'i o'qni kesib o'tsa, kuchning o'qqa nisbatan momnti 0 ga teng bo'ladi ($h=0$).

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini bir markazga keltirish.

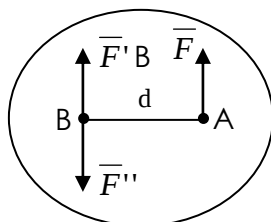
1. Kuchni o'ziga parallel ixtiyoriy nuqtaga ko'chirishga oid teorema.

Teorema:

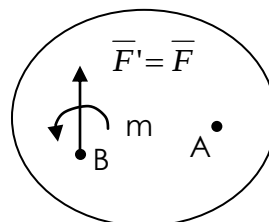
Absolyut qattiq jismning biror nuqtasiga qo'yilgan kuchni jismga ta'sirini o'zgartirmay o'ziga parallel ravishda boshqa ixtiyoriy nuqtaga keltirish, momenti berilgan kuchdan keltirish nuqtasiga nisbatan olingan kuch momentiga teng bo'lgan juft qo'shishni taqozo qiladi.

Isbot:

Jismning biror A nuqtasiga F kuch qo'yilgan bo'lsin.



32-shakl.



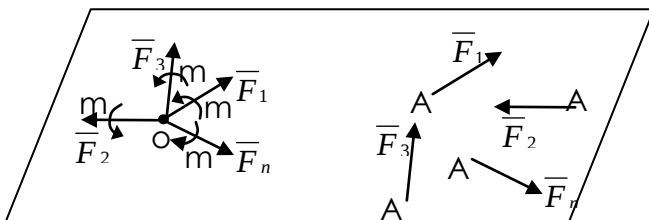
33-shakl.

Jismning ixtiyoriy B nuqtasiga ($AB=d$) tashkil etuvchilari F' va F'' miqdor jihatidan F kuchga teng bo'lgan ya'ni $F'=F''=F$ nolli sistemani kuchga parallel ravishda qo'yamiz (32-shakl). Hosil bo'lgan uchta kuchdan ($\vec{F}, \vec{F}', \vec{F}''$) iborat bo'lgan sistema berilgan F kuchga ekvivalentdir. Bu sistemani F kuch va ($\vec{F}, \vec{F}''$) juftdan tashkil topgan deb qarash mumkin. Binobarin A nuqtaga qo'yilgan F kuchi, B nuqtaga qo'yilgan shunday F' kuchiga va ($\vec{F}, \vec{F}''$) juftga ekvivalentdir. Juft ($\vec{F}, \vec{F}''$) ni qo'shilgan juft deb ataladi. Uning momentini aniqlaymiz $\vec{m}(\vec{F}, \vec{F}'') = F \cdot d = m_B(\vec{F})$.

Binobarin qo'yilgan juftning momenti A nuqtaga qo'yilgan F kuchdan, ko'chirish zarur bo'lgan B nuqtaga nisbatan momentga teng bo'ladi. Bu teoremaning tafsiloti 32 va 33-shakllarda tasvirlangan.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini bir markazga keltirish

Bosh vektor va bosh moment. Qattiq jismga tekislikda ixtiyoriy joylashgan $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ kuchlar sistemasi ta'sir qilsin.



34- shakl.

Tekislikda keltirish markazi deb ataluvchi ixtiyoriy O nuqtani olib, momentlari $m_1, m_2, \dots, m_n$ bo'lgan qo'shilgan juftlarni qo'shib, hamma kuchlarni shu markazga keltiramiz, (34-shakl). Demak ($\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$). Kuchlar sistemasi O nuqtaga qo'yilgan

$\vec{F}_1', \vec{F}_2', \dots, \vec{F}_n'$ kuchlar sistemasiga va bir tekislikda joylashgan momentlari

$$m_1 = m_0(\vec{F}_1), m_2 = m_0(\vec{F}_2) \dots m_n = m_0(\vec{F}_n) \quad (3.13)$$

bo'lgan juftlar sistemasiga ekvivalent bo'ladi.

O nuqtaga qo'yilgan kuchlarni qo'shib, ularni bitta kuch bilan almashtiramiz.

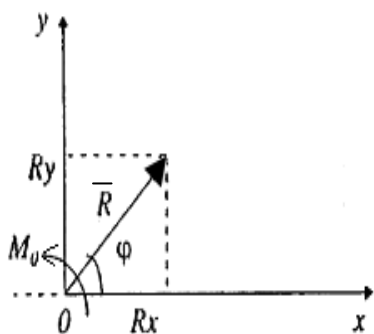
$$\vec{R}' = \sum_{k=1}^n \vec{F}_k \quad (3.14)$$

Modomiki $\vec{F}_k' = \vec{F}_k$, u holda $\vec{R}' = \sum_{k=1}^n \vec{F}_k$ kattalik berilgan kuchlar sistemasining bosh vektori deb ataladi. Binobarin tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini bosh vektori berilgan kuchlarning geometrik yig'indisiga teng ekan. Tekislikda joylashgan qo'shilgan juftlarni jamlab, momenti $M_0 = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ bo'lgan bitta juft bilan almashtiramiz. Formula (3.13)ni e'tiborga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$M_0 = m_0(\vec{F}_1) + m_0(\vec{F}_2) + \dots + m_0(\vec{F}_n)$$

yoki

$$M_0 = \sum_{k=1}^n m_0(\vec{F}_k)$$



35- shakl.

(3.15)

Moment M_o berilgan kuchlar sistemasining O keltirish markaziga nisbatan bosh momenti deb ataladi. Demak, tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini biror markazga nisbatan bosh momenti berilgan sistemaning kuchlaridan keltirish markaziga nisbatan olingan momentlarning algebraik yig'indisiga teng. Olingan natijani quyidagi teorema shaklida keltirish mumkin. Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini umumiy holda, sistemaning bosh vektoriga teng bo'lgan va qandaydir O nuqtaga qo'yilgan bitta kuch va shu tekislikda yotuvchi momenti berilgan kuchlar sistemasining shu nuqtaga nisbatan bosh momentiga teng bo'lgan bitta juft bilan almashtirish mumkin (35-shakl).

Bosh vektor R' ni miqdor va yo'nalishini analitik aniqlash. Koordinata sistemasi boshini keltirish markazi O nuqtada olib (35-shakl) OX va OY o'qlarini o'tkazib, R' ning miqdorini quyidagi formula yordamida aniqlaymiz.

$$R' = \sqrt{(R'_x)^2 + (R'_y)^2} \quad (3.16)$$

Bu erda R'_x va R'_y bosh vektor R' ning koordinata o'qlaridagi proekstiyalaridir (3.14). Tenglikni koordinata o'qlariga proekstiyalab, quyidagini olamiz:

$$R'_x = \sum_{k=1}^n F_{kx}, \quad R'_y = \sum_{k=1}^n F_{ky} \quad (3.17)$$

Ya'ni kuchlar sistemasi bosh vektorining koordinata o'qlaridagi proekstiyalari, kuchlarning shu o'qlardagi proekstiyalarining algebraik yig'indisiga tengdir. Formula (3.16)ga R'_x , R'_y larning qiymatlarini (3.17) formuladan keltirib qo'yib, quyidagini olamiz

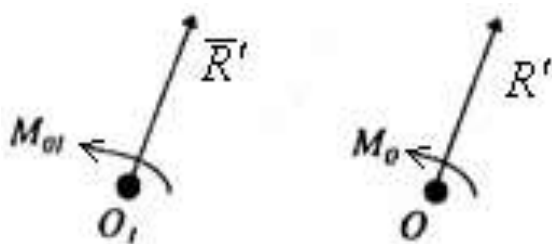
$$R' = \sqrt{\left(\sum_{k=1}^n F_{kx}\right)^2 + \left(\sum_{k=1}^n F_{ky}\right)^2} \quad (3.18)$$

Bosh vektor R' ning yo'nalishi, uni OX o'qi bilan tashkil qilgan φ burchagi orqali quyidagicha aniqlanadi

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R'_y}{R'_x} \quad (3.19)$$

Shuni ta'kidlaymizki, bosh vektor R' keltirish markazini o'zgartirish bilan o'zgarmaydi, chunki berilgan kuchlar sistemasining miqdor va yo'nalishlari o'zgarmas qoladi.

Keltirish markazi o'zgarishi bilan bosh momentning o'zgarishi. Berilgan $(F_1, F_2, \dots, F_n)$ kuchlar sistemasini bir O markazga keltirib, O nuqtaga qo'yilgan R' kuchni va momenti M_o bo'lgan juftni olamiz (36-shakl).



36- shakl.

Keltirish markazi uchun boshqa $O1$ nuqtani olamiz va bu nuqtaga nisbatan bosh momentni M_{o1} deb belgilaymiz, R' kuchni O nuqtadan $O1$ nuqtaga ko'chirish uchun momenti $O1$ nuqtaga qo'yilgan R' kuchdan $O1$ nuqtaga nisbatan olingan kuch momentiga teng bo'lgan ya'ni $m_{o1}(R')$ juftni qo'shish

kerak. Bu juftni kuchlar sistemasining O ga keltirish natijasida hosil bo'lgan juft bilan qo'shib, momenti quyidagiga teng bo'lgan bitta juft hosil qilamiz

$$M_{01} = M_0 + m_{01}(\bar{R}') \quad (3.20)$$

bundan

$$M_{01} - M_0 = m_{01}(\bar{R}') \quad (3.21)$$

Demak, keltirish markazi o'zgarishi bilan bosh momentning o'zgarishi oldingi markazga qo'yilgan bosh vektordan, keyingi markazga nisbatan olingan momentga teng bo'lar ekan.

3. Keltirishning xususiy hollari. Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini sodda hollarga keltirish. Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini biror O markazga keltirishda quyidagi xususiy hollar mavjud

$$1) \bar{R}' = 0, M_0 \neq 0$$

$$2) \bar{R}' \neq 0, M_0 = 0$$

$$3) \bar{R}' \neq 0, M_0 \neq 0$$

$$4) \bar{R}' = 0, M_0 = 0$$

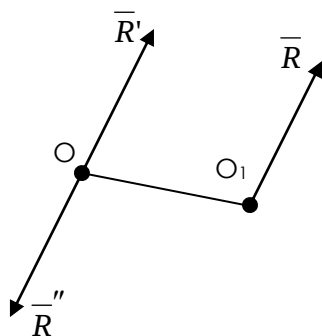
Kuchlar sistemasini bir juftga keltirish.

Agar tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasini bosh vektori nolga teng bo'lib, biror markazga nisbatan bosh momenti nolga teng bo'lmasa, u holda bunday sistema bir juftga keladi. Bunday holda bosh momenti keltirish markazining tanlanishiga bog'liq bo'lmaydi, haqiqatan ham, agar $R' = 0$ bo'lsa, u holda (3.21) formuladan $M_{01} = M_0$ ekanligi kelib chiqadi.

Kuchlar sistemasini bir teng ta'sir etuvchiga keltirish. Teng ta'sir etuvchining momenti haqida teorema

Agar kuchlar sistemasining bosh vektori nolga teng bo'lmasa, u holda bunday sistema bitta teng ta'sir etuvchiga keltiriladi (2 va 3 xususiy hollar). Agar $(\bar{F}_1, \bar{F}_2, \dots, \bar{F}_n)$ kuchlar sistemasini biror O markazga keltirish natijasida bitta kuch $\bar{R} = \sum \bar{F}_k$ va momenti $M_0 = \sum m_0(\bar{F}_k)$ bo'lgan bitta juft hosil bo'lsin. Juft tashkil etuvchi kuchlar miqdorini bosh vektorga teng qilib olib, ya'ni, $\bar{R}' = \bar{R}'' = \bar{R}$ va juft tashkil etuvchi kuchlardan birini O nuqtaga R' bilan qarama-qarshi yo'nalishda joylashtiramiz (37-shakl) juft $(\bar{R}', \bar{R}'')$ ning elkasi quyidagi formuladan aniqlanadi.

$$d = \frac{M_0}{R} \quad (3.22)$$



37-shakl.

Hosil bo'lgan $(\bar{R}', \bar{R}'', \bar{R})$ kuchlar 37-shakl sistemasi bitta $\bar{R}$ kuchga ekvivalent bo'ladi. Darhaqiqat, $\bar{R}$ berilgan $(\bar{F}_1, \bar{F}_2, \dots, \bar{F}_n)$ kuchlar sistemasining teng ta'sir etuvchisi bo'ladi.

Teng ta'sir etuvchining momentiga oid Varinon teoremasi.

Teorema:

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi teng ta'sir etuvchisining shu tekislikda yotuvchi ixtiyoriy nuqtaga nisbatan momenti, berilgan kuchlardan shu nuqtaga nisbatan olingan kuch momentlarining algebraik yig'indisiga teng.

Isbot:

34-shakldan ko'rinadiki, $m_0(\bar{R}) = R \cdot d$. $R = R'$ ekanligi va (3.22) formulani e'tiborga olib quyidagini yozish mumkin

$$m_0(\bar{R}) = M_0 \text{ yoki } m_0(\bar{R}) = \sum_{k=1}^n m_0(\bar{F}_k) \quad (3.23)$$

Teorema isbotlandi.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasining muvozanat shartlari.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi muvozanatlashishi uchun, quyidagi shartning bajarilishi zarur va etarli.

$$\bar{R}' = 0 \quad \text{ba} \quad \bar{M}_0 = 0 \quad (3.24)$$

Agar biror shart bajarilmasa, u holda kuchlar sistemasi teng ta'sir etuvchiga yoki juftga keltiriladi, ya'ni muvozanatda bo'lmaydi. Agar $\bar{R}' = 0$ bo'lsa, u holda sistema momenti M_0 bo'lgan juftga keltiriladi, modomiki $M_0 = 0$, u holda sistema muvozanatda bo'ladi. (3.24) shartdan tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar muvozanatining quyidagi analitik shartlari kelib chiqadi:

1. Muvozanat shartining asosiy ko'rinishi.

Bosh vektor $\bar{R}'$ va bosh moment M_0 quyidagi formulalar yordamida aniqlanadi

$$R' = \sqrt{\left(\sum_{k=1}^n F_{kx}\right)^2 + \left(\sum_{k=1}^n F_{ky}\right)^2}, \quad M_0 = \sum_{k=1}^n m_0(\bar{F}_k)$$

Agar $R' = 0$ va $M_0 = 0$ bo'lsa, u holda

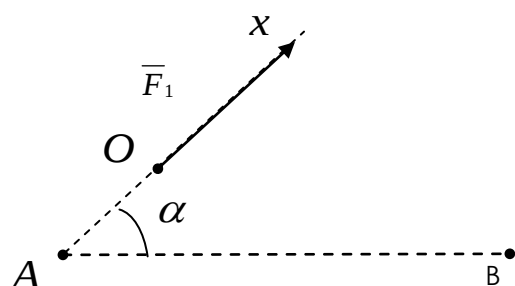
$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = 0, \quad \sum_{k=1}^n F_{ky} = 0, \quad \sum_{k=1}^n m_0(\bar{F}_k) = 0 \quad (3.25)$$

Ya'ni tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar muvozanatda bo'lishi uchun, kuchlarning koordinata o'qlaridagi proektsiyalarining yig'indisi, kuchlarning ta'sir tekisligidagi biror nuqtaga nisbatan olingan momentlarning yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va yetarli. Bog'lanishdagi jismlarning muvozanatiga oid masalalar echishda (3.25) shartda noma'lum reakstiya kuchlari ishtirok etadi va muvozanat tenglamari deb ataladi. Agar noma'lum reakstiyalar soni ular qatnashgan tenglamalar soniga teng bo'lsa, u holda hamma noma'lumlar shu tenglamalardan aniqlanadi. Bunday masalar statik aniq masalalar deb ataladi. Agar noma'lum reakstiyalar soni,

ular qatnashgan tenglamalar sonidan ko'p bo'lsa, u holda bunday masalalar statik aniqmas masalalar deb ataladi.

2. Muvozanat shartining ikkinchi shakli.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi muvozanatda bo'lishi uchun kuchlarning ikkita A va B nuqtalarga nisbatan olingan momentlarining yig'indisi, hamda AB kesmaga perpendikulyar bo'lmagan OX o'qiga proekstiyalarining yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va yetarlidir (38-shakl).



38- shakl.

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^n F_{ix} &= 0 \\ \sum m_A(\bar{F}_i) &= 0 \\ \sum m_B(\bar{F}_i) &= 0 \\ \alpha &\neq 90^\circ \end{aligned} \right\} \quad (3.26)$$

3. Muvozanat shartining uchinchi shakli.

Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar muvozanatda bo'lishi uchun kuchlarning bir to'g'ri chiziq ustida yotmagan uchta A, B va C nuqtalarga nisbatan olingan momentlarining yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va etarlidir.

$$\sum_{k=1}^n m_A(\bar{F}_k) = 0, \quad \sum_{k=1}^n m_B(\bar{F}_k) = 0, \quad \sum_{k=1}^n m_C(\bar{F}_k) = 0 \quad (3.27)$$

Eslatma: (3.26) va (3.27) shartlar isbotsiz taklif etildi.

1. Tekislikda parallel joylashgan kuchlarning muvozanat shartlari.

Agar hamma kuchlar OY o'qiga parallel bo'lsa (39-shakl), u holda

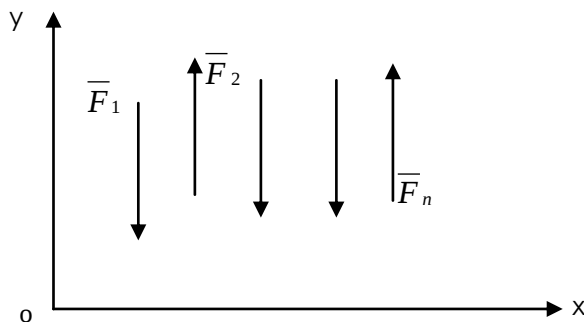
$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = 0,$$

madomiki,

$$\sum_{k=1}^n F_{ky} = \sum_{k=1}^n F_k$$

va muvozanat sharti quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\sum_{k=1}^n F_k = 0, \quad \sum_{k=1}^n m_0(\bar{F}_k) = 0 \quad (3.28)$$



39-shakl.

Demak tekislikdagi parallel kuchlar muvozanatda bo'lishi uchun, kuchlarning algebraik yig'indisi va shu tekislikdagi biror nuqtaga nisbatan olingan momentlarning yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va yetarlidir.

Tekislikda parallel kuchlar muvozanat shartining ikkinchi shakli.

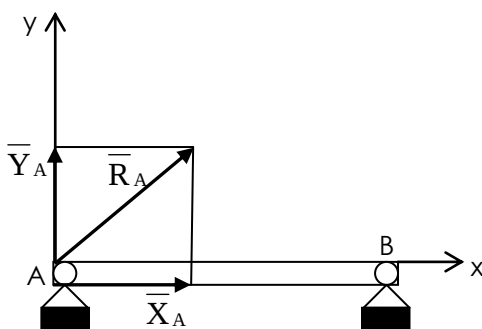
Tekislikda ixtiyoriy joylashgan parallel kuchlar muvozanatda bo'lishi uchun, bu kuchlarga parallel bo'lgan chiziq ustida yotmay turgan ikki A va B nuqtalarga nisbatan olingan kuchlar momentlarining yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur va yetarlidir, ya'ni

$$\sum_{k=1}^n m_A(\bar{F}_k) = 0, \quad \sum_{k=1}^n m_B(\bar{F}_k) = 0 \quad (3.29)$$

Reakstiya kuchlarini aniqlashga doir qo'shimchalar.

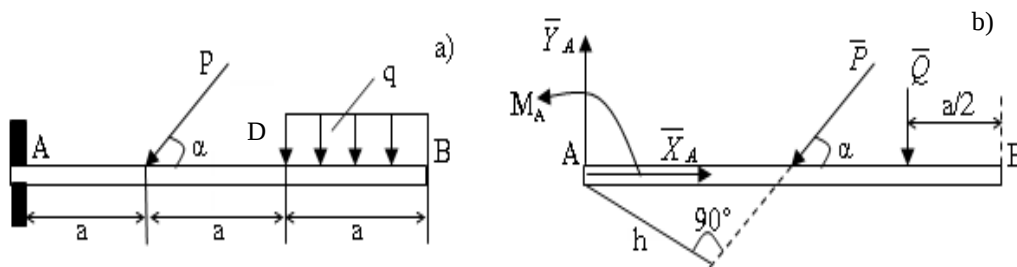
Bog'lanishlarning bir necha xil turlari va ularning reakstiyalari 1-bobda berilgan. Xususan bog'lanish ishqalanishsiz silindrik sharnir vositasida bajarilgan bo'lsa, sharnir bog'lanish reakstiya kuchi silindrik o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotishi ko'rsatilgan edi. Reakstiya kuchining yo'nalishi noma'lum bo'lib, jismga ta'sir etuvchi boshqa kuchlarga bog'liq bo'ladi. Jism tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar ta'sirida muvozanatlashishiga oid masala echiladigan bo'lsa, qo'zg'almas sharnirning reakstiya kuchi R_A ning miqdor va yo'nalishi noma'lum (40-shakl). Shuning uchun uni OX va OY koordinata o'qlari bo'ylab X_A va Y_A tashkil etuvchilar orqali tasvirlab, R_A ning miqdor va yo'nalishi quyidagi formulalar yordamida aniqlanadi

$$R_A = \sqrt{X_A^2 + Y_A^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{Y_A}{X_A}$$



40-shakl.

Qistirib mahkamlangan bog'lanish (41-a shakl). Agar jismga tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar ta'sir qilsa, bu kuchlar sistemasini markazga keltirish natijasida, A nuqtaga qo'yilgan R_A kuchi va momenti M_A bo'lgan juft hosil bo'ladi. Noma'lum R_A reakstiya kuchini koordinata o'qlari bo'ylab X_A va Y_A tashkil etuvchilari orqali tasvirlaymiz.



41-shakl.

Binobarin jismning qistirib mahkamlangan kesmasida reakstiyaning ikkita X_A va Y_A tashkil etuvchilari hamda, momenti M_A bo'lgan reaktiv juft ta'sir qiladi.

Masala.

41a-shaklda ko'rsatilgan to'sinning tayanch reakstiyalari aniqlansin.

Echish:

AB to'sin (balka)ga tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi ta'sir qiladi. Intensivligi q bo'lgan tekis taqsimlangan kuchni to'plangan Q kuch bilan almashtiramiz. Bu kuch DB kesmaning o'rtasiga qo'yilgan va miqdori $Q=q \cdot a$ ga teng. Muvozanat tenglamalarini tuzamiz:

$$\sum_{k=1}^n F_{kx} = 0, \quad X_A - P \cdot \cos \alpha = 0$$

$$\sum_{k=1}^n F_{ky} = 0, \quad Y_A - P \cdot \sin \alpha - Q = 0$$

$$\sum_{k=1}^n m_A(\bar{F}_k) = 0, \quad M_A - P \cdot a \sin \alpha - Q \cdot 2,5 \cdot a = 0$$

Bu tenglamalar sistemasini X_A, Y_A, M_A larga nisbatan echib quyidagilarni olamiz:

$$X_A = P \cdot \cos \alpha; \quad Y_A = P \cdot \sin \alpha + Q = P \cdot \sin \alpha + qa$$

U holda

$$\begin{aligned} R_A &= \sqrt{X_A^2 + Y_A^2} = \sqrt{(P \cos \alpha)^2 + (P \sin \alpha + qa)^2} = \\ &= \sqrt{P^2 + 2Pqa \sin \alpha + (qa)^2} \end{aligned}$$

$$M_A = Pa \sin \alpha + Q \cdot 2,5a = Pa \sin \alpha + 2,5qa^2$$

TAKRORLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Kuchni o'ziga parallel qanday ko'chirish mumkin?
2. Tekislikdagi kuchlarni bir markazga keltirish natijasida nima hosil bo'ladi?
3. Kuchlar sistemasi bir markazga keltirilsa qanday hollar bo'lishi mumkin?
4. Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasining muvozanat shartlari qanday?
5. Tekislikda parallel joylashgan kuchlar sistemasining muvozanat shartlari qanday?

TAYANCh SO'ZLAR VA IBORALAR

Kuch, kuch momenti, muvozanat, kuchlar sistemasi, reakstiya kuchi, bosh vektor, bosh moment, parallel kuchlar.

Nuqta kinematikasi. Qattiq jism harakatining berilish usullari. Tezlik va tezlanishlarni aniqlash.

Nazariy mexanikaning kinematika bo'limida jismlarning harakati bu harakatni vujudga keltiruvchi kuchlarni nazarda tutilmay, faqat geometrik nuqtai nazardan tekshiriladi. Kinematika so'zi grekcha «kinema» so'zidan olingan bo'lib, harakat degan ma'noni anglatadi. Kinematikada harakatning aniqlanish usullari, harakatni kinematik xarakterlaydigan kattaliklar (traektoriya, tezlik va tezlanishlar) aniqlanadi. Jismning harakatini kinematik usulda aniqlash texnikada turli mashina va mexanizmlar qismlarining harakatini o'rganish uchun nazariy baza bo'lib xizmat qiladi. XIX asrning boshlarida texnikaning tez taraqqiy etishi va shu jumladan, mashinasozlikning rivojlanishi, jism harakatini geometrik tekshirish masalasini ilgari surdi. Shu davrdan boshlab kinematika nazariy mexanikaning mustaqil qismi bo'lib ajraldi.

Materiya doimo harakatda bo'lganidan, uni vaqt va fazodan ajratib tasvirlab bo'lmaydi. Olamda harakat qiluvchi materiyadan boshqa hech narsa yo'qdir, harakat qiluvchi materiya esa fazo va vaqtda harakat qiladi. Ta'rifga ko'ra harakat materiyaning ajralmas asosiy xossasidir.

Tabiat to'g'risidagi fanlardan biri bo'lgan nazariy mexanikani o'rganish dunyoga mantiqiy nuqtai nazardan qarash va to'g'ri uslublar asosida fikr yurgizishga yordam beradi. Nazariy mexanikada jismlar harakatining eng sodd shakli-mexanik harakat tekshiriladi. Vaqtning o'tishi bilan moddiy jismlarning fazoda bir-biriga nisbatan ko'chishiga mexanik harakat deyiladi. Kinematikada jismlarning harakati boshqa biror jism bilan bog'langan, koordinata sistemasiga nisbatan tekshiriladi.

Tabiatda mutlaq harakatsiz jism bo'lmagani tufayli mutlaq qo'zg'almas sanoq sistemasi ham mavjud bo'lmaydi. Shu sababli «Harakat» va «Muvozanat» tushunchalari nisbiy tushunchalardir. Agar jismni biror sanoq sistemasiga nisbatan vaziyati vaqtning o'tishi bilan o'zgarmasa, jism mazkur sanoq sistemasiga nisbatan tinch holatda (muvozanatda) bo'ladi. Erdagi jismlarning harakatini tekshirilganda asosiy yoki «qo'zg'almas» sanoq sistemasi uchun odatda erga nisbatan qo'zg'almas bo'lgan sanoq sistemasi olinadi. Tanlab olingan sanoq sistemasiga nisbatan har onda jismning vaziyatini aniqlash mumkin bo'lsa, jismning harakati kinematik aniqlangan deb hisoblanadi. Klassik mexanikada moddiy jismning kuzatilayotgan harakati uch o'lchovli Evklid fazosiga nisbatan tekshiriladi va kattaliklarni aniqlashda Evklid geometriyasidan foydalaniladi. Klassik mexanikada vaqtni universal deb hisoblanadi, ya'ni vaqtni barcha sanoq sistemalari uchun, ularni nisbiy harakatidan qat'iy nazar bir xilda deb qaraladi. Kinematikada matematik nuqtai nazardan qaraganda, vaqtni erkin o'zgaruvchi (argument) sifatida qaraladi va t bilan belgilanadi. Texnika masalalarini echishda vaqtning o'lchov birligi 1 sekund deb qabul qilingan. Kinematikada uchraydigan chiziqli o'lchovlarni (harakatdagi nuqtaning koordinatalari, o'tgan yo'lining uzunligi va h.k) xuddi texnik va xalqaro SI birliklar sistemasida, metrda o'lchanadi. Qattiq jism harakatini kuzatar ekanmiz, ko'pincha uning turli nuqtalari turlicha harakatlanishini ko'ramiz.

Masalan: To'g'ri rels bo'yicha harakatlanayotgan vagon g'ildiragining harakatini olsak, g'ildirakning markazi to'g'ri chiziqli harakatda bo'ladi: G'ildirak to'g'ridagi nuqta esa egri chiziq (sikloida) bo'yicha harakatlanadi. Jism nuqtalarining bir xil vaqtda o'tgan yo'li turli xil bo'ladi. Shu sababli jismning harakatini tekshirishni ayrim nuqtaning harakatini tekshirishdan ya'ni nuqta kinematikasidan boshlash kerak.

Vaqtning o'tishi bilan nuqtaning fazoda qoldirgan iziga traektoriya deyiladi. Nuqta traektoriyasi to'g'ri chiziqdan iborat bo'lsa, u holda nuqtaning bunday harakatiga to'g'ri chiziqli harakat, aks holda egri chiziqli harakat deyiladi.

Nuqta harakatini aniqlash usullari.

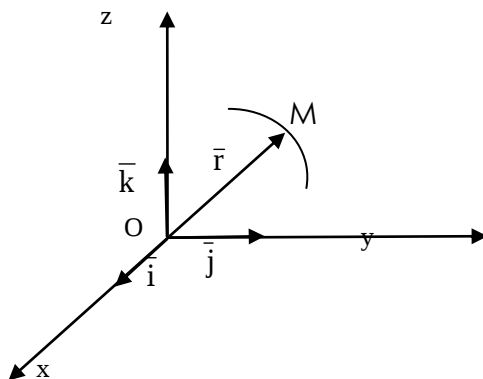
Agar istalgan t vaqt uchun nuqtaning berilgan sanoq sistemasiga nisbatan holati (vaziyati) ma'lum bo'lsa, mazkur sanoq sistemasiga nisbatan nuqtaning harakat qonuni ma'lum bo'ladi. Kinematikada nuqtaning harakat qonuni uchta usulda aniqlanadi:

1. Vektor usuli
2. Koordinata usuli
3. Tabiiy usul

1. Vektor usuli: Bu usulda M nuqtaning holati biror qo'zg'almas markazdan $\vec{r}(t)$ radius vektori bilan aniqlanadi (42-shakl). Vaqtning o'tishi bilan M nuqta harakatlanganda uning $\vec{r}$ -radius vektori ma'lum qonun asosida o'zgaradi. Ya'ni skalyar argument t ning vektorli funksiyasidan iborat bo'ladi.

$$\vec{r} = \vec{r}(t) \quad (4.1)$$

Arap $\vec{r}(t)$ funksiya ma'lum bo'lsa, t vaqtning har bir payti uchun M nuqtaning holati ma'lum bo'ladi.



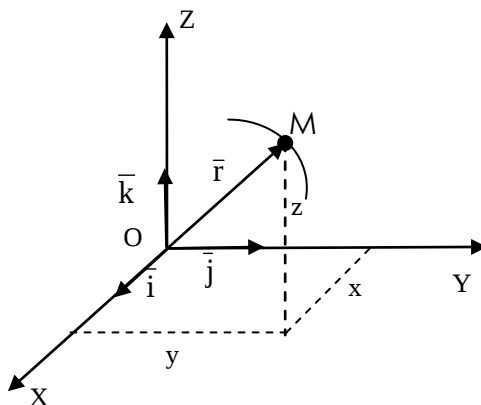
42-shakl.

Shu sababli, (4.1)-tenglamani nuqtaning harakat tenglamasi, yoki harakat qonuni deyiladi. $\vec{r} = \text{const}$ bo'lsa, nuqta tinch holatda bo'ladi. Nuqta harakatini vektor usulida aniqlash harakatni o'rganishni soddalashtiradi, shuning uchun bu usuldan kinematika va dinamikada keng foydalaniladi.

2. Koordinata usuli: Bu usulda harakatlanayotgan M nuqtaning holati uning uchta x, y, z to'g'ri burchakli Dekart koordinatalari orqali aniqlanadi (43-shakl). Nuqta harakatlanganda uning koordinatlari vaqt o'tishi bilan o'zgaradi.

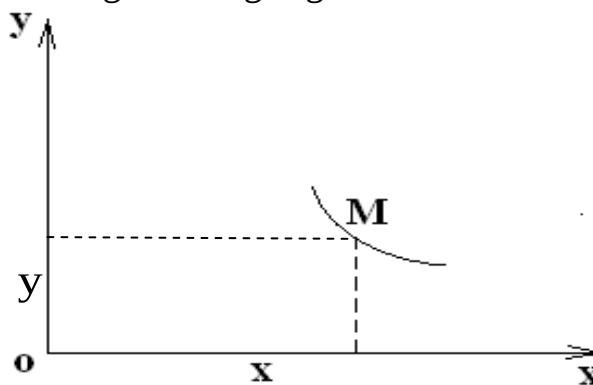
Binobarin, M nuqtaning koordinatlari x, y, z vaqtning bir qiymatli va uzluksiz differensiallanadigan funksiyasidan iborat bo'ladi.

$$\left. \begin{aligned} x &= x(t) \\ y &= y(t) \\ z &= z(t) \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$



43-shakl.

Nuqta koordinatalari bilan t vaqt orasidagi (4.2) munosabatlar berilgan bo'lsa, M nuqtaning fazoda istalgan paytdagi holati ma'lum bo'ladi. Shu sababli nuqtaning Dekart koordinatalaridagi harakat tenglamalari deb ataluvchi (4.2) tenglamalar nuqtaning holatini butunlay aniqlaydi, (4.2) tenglamalardan t vaqtini yo'qotib, nuqta traektoriyasining tenglamasi aniqlanadi. Agar nuqta traektoriyasi bir tekislikda yotsa, u holda OXY tekisligi uchun mazkur traektoriya yotgan tekislikni olamiz (44-shakl). Natijada nuqtaning ikkita harakat tenglamalariga ega bo'lamiz.



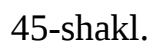
44-shakl.

$$\left. \begin{aligned} x &= x(t) \\ y &= y(t) \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

(4.3) tenglamalarga nuqtaning tekislikdagi harakat tenglamalari deyiladi. Moddiy nuqta o'zining fazodagi harakati natijasida to'g'ri chiziqli yo'lni o'tsa, bunday harakat to'g'ri chiziqli harakat deyiladi. O nuqtani koordinatalar boshi desak, biror M nuqta harakatlanmasdan oldin O da yoki O dan ma'lum uzoqlikda bo'ladi. (45-shakl) Nuqtaning to'g'ri chiziqli harakati bitta

$$x = x(t) \quad (4.4)$$

tenglama bilan aniqlanadi.



OA krivoship doimiy ω burchak tezligi bilan aniqlanadi. Uzunlik $OA=a$, $AB=\ell$. Shatun o'rtasidagi M nuqtaning harakat tenglamasi va traektoriya tenglamasi aniqlansin. Shuningdek B polzunning harakat tenglamasi topilsin. Harakat boshlanishida B polzun o'ngdagi eng chetki holatda bo'lsin. Koordinata o'qlari shaklda ko'rsatilgan $l=a$ bo'lsin.

M nuqtadan koordinata o'qlariga MD va ME perpendikulyarlar tushiramiz. Shakldan (46-shakl)

The diagram shows a mechanical system in a 2D Cartesian coordinate system with origin O . A lever arm AB of total length ℓ is pivoted at point O . The lever arm makes an angle φ with the positive x -axis. A slider block is attached to the lever arm at point B and can move horizontally along the x -axis. A vertical force F is applied to the lever arm at point M , which is located at a distance a from the pivot O along the lever arm. The lever arm is divided into segments $OM = a$ and $MB = \ell - a$. The angle between the lever arm and the horizontal at point B is ψ . A dashed horizontal line DE is drawn through point M to the y -axis at point D and to the x -axis at point E . A dashed vertical line AK is drawn from point A to the x -axis at point K . The lever arm is represented by a solid line, and the slider block is shown as a rectangle on the x -axis with diagonal hatching indicating its contact surface.

46-shakl.

$l=a$ bo'lgani uchun $OA=AB$ bo'ladi, u holda

47-shakl.

Bizda $\varphi = \omega \cdot t$ u holda

$$\left. \begin{aligned} X &= \frac{3a}{2} \cos \omega \cdot t \\ Y &= \frac{a}{2} \sin \omega \cdot t \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

(4.5) tenglamalar sistemasi M nuqtaning harakat tenglamalari bo'ladi. Bu tenglamalardan vaqt t ni yo'qotsak, traektoriya tenglamalasini topamiz. Sinus va kosinus funksiyalarning argumentlari bir xil bo'lsa, vaqt t ni yo'qotish uchun (1) tenglamalarni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \cos \omega t &= \frac{2}{3} \cdot \frac{x}{a} \\ \sin \omega t &= \frac{2}{a} \cdot y \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

(4.6) tenglamalarning ikkala tomonini kvadratga ko'taramiz

$$\left. \begin{aligned} \cos^2 \omega \cdot t &= \frac{4}{9} \cdot \frac{x^2}{a^2} \\ \sin^2 \omega \cdot t &= \frac{4}{a^2} \cdot y^2 \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

o'zaro qo'shib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{4x^2}{9a^2} + \frac{4y^2}{a^2} = 1 \quad \text{ёки} \quad \frac{\frac{x^2}{9a^2}}{\frac{4}{4}} + \frac{\frac{y^2}{a^2}}{\frac{4}{4}} = 1 \quad (4.8)$$

(4.8) ko'rinishdagi traektoriya tenglamasini olamiz. M nuqtaning traektoriyasi

(4.8) tenglama yarim o'qlari $\frac{3a}{2}$ va $\frac{a}{2}$ ga teng bo'lgan va markazi koordinata boshida bo'lgan ellipsdan iboratdir (47-shakl). Endi B polzunining harakat tenglamasini topamiz.

47-shakldan:

$$X = OB = a \cos \omega t + a \cos \omega t = 2a \cos \omega t \quad \text{yoki} \quad XB = 2a \cos \omega t$$

3. Tabiiy usul:

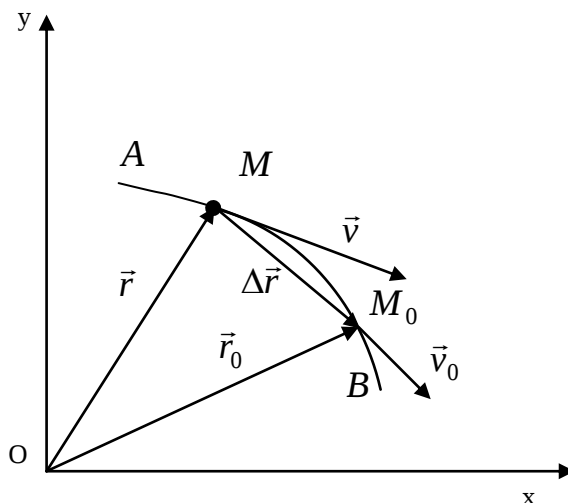
Harakatlanayotgan nuqtaning traektoriyasi oldindan ma'lum bo'lsa, nuqta harakatini tabiiy usulda aniqlash qulay. Nuqtaning traektoriyasi to'g'ri chiziqdan yoki egri chiziqdan iborat bo'ladi. Traektoriyada qo'zg'almas O nuqtani olib, bu nuqtaga nisbatan yoy koordinatasini o'tkazamiz (48a-shakl). Harakatlanayotgan M nuqtaning traektoriyadagi holatini O nuqtadan traektoriya bo'yicha $OM=S$ yoy koordinatasi bilan aniqlaymiz. O nuqtadan bir tomonga qo'yilgan masofani musbat, ikkinchi tomonga qo'yilgan masofani manfiy, deb hisoblaymiz. Vaqtning o'tishi bilan harakatlanayotgan nuqtadan qo'zg'almas O nuqtagacha bo'lgan OM masofa o'zgaradi, ya'ni koordinatasi vaqtning funktsiyasidan iborat:

$$C = f(t) \quad (4.9)$$

Bu munosabatga nuqtaning tabiiy usuldagi harakat tenglamasi yoki harakat qonuni deyiladi.

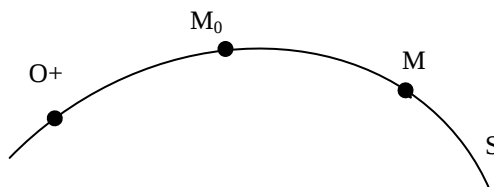
Agar $f(t)$ funktsiya ma'lum bo'lsa, u holda t vaqtning har bir payti uchun

OM ni aniqlab, O nuqtadan traektoriya bo'yicha qo'yamiz. Natijada M nuqtaning berilgan t paytdagi holati aniqlanadi. Shunday qilib, M nuqtaning harakatini tabiiy usulda aniqlash uchun, uning traektoriyasida O qo'zg'almas nuqta (hisoblash boshi) va yoy koordinatasining hisoblash yo'nalishi hamda $C = f(t)$ harakat tenglamasi bo'lishi kerak. Nuqtaning S yoy koordinatasi bilan traektoriya ustidan o'tgan OM yo'li doimo bir xil bo'lavermaydi.



48 a-shakl.

MK vektorni topamiz. Bu vektorni nuqtaning t vaqtdagi tezligi deyiladi. Agar nuqtaning o'rta tezligi V^* bilan belgilasak, agar M nuqtaning harakati O qo'zg'almas nuqtadan boshlanib $\Delta t = t - t_0$ vaqt oralig'ida doimo musbat yo'nalishi bo'yicha bo'lsa, t vaqtda nuqtaning yoy koordinatasi bilan Δt vaqt oralig'ida o'tilgan yo'l o'zaro teng.



48 b-shakl.

Agar t_0 boshlang'ich vaqtda nuqta M_0 holatda bo'lib, Δt vaqtdan keyin M holatni egallasa, u holda Δt oralig'ida nuqtaning bir tomonga harakatlanishi natijasida o'tilgan yo'l:

$$S = \int_{t_0}^t f'(t) dt$$

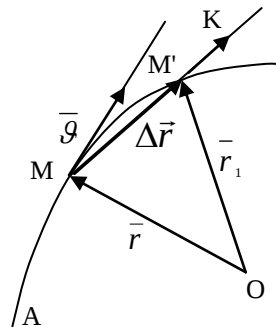
formula bilan aniqlanadi.

Nuqtaning tezligi. Harakat qonuni vektor usulda berilganda nuqtaning tezligi.

Nuqta tezligi vektor miqdor bo'lib, nuqta harakatining berilgan momentdagi

tezligi va bu harakatning yo'nalishini harakterlaydi. Nuqta AB egri chiziqli traektoriya chizgan bo'lsin, $\vec{r} = \vec{r}(t)$ - harakat tenglamasi. Harakatlanayotgan bu nuqta holatini ixtiyoriy olingan qo'zg'almas O nuqtadan o'tkazilgan, uning $\vec{r}(t)$ radius vektori bilan aniqlanadi (49-shakl). Kichik vaqt Δt oralig'ida esa ya'ni $t + \Delta t$ momentda M' holatni olsin. M' nuqtaning radius vektorini $\vec{r}_1$ bilan belgilaymiz. MM' vektor nuqtaning Δt vaqtdagi ko'chishi deb ataladi. MM' ko'chishni vaqt oralig'i Δt ga nisbatini ifodalovchi $\overline{MK}$ vektorni o'rtacha tezlik deyiladi. Agar nuqtaning o'rtacha tezligini $\bar{g}^*$ bilan belgilasak,

$$\bar{g}^* = \frac{\overline{MM'}}{\Delta t} = \overline{MK} \quad \text{ga teng.}$$



49-shakl.

Endi Δt ni nolga intiltirib boramiz, bunda M' nuqta M nuqtaga intiladi. $\bar{g}^*$ vektor yo'nalishining limiti traektoriyaning M nuqtasidagi urinma yo'nalishiga mos keladi, uning moduli esa,

$$\bar{g} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \bar{g}^* = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{MM'}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \overline{MK} = \overline{ML}$$

Ammo $\Delta OMM'$ uchburchakdan $\vec{r}_1 = \vec{r} + \overline{MM'}$, $\overline{MM'} = \vec{r}_1 - \vec{r} = \Delta \vec{r}$ olamiz. Bu erda Δr harakatlanayotgan nuqta radius vektorining Δt vaqtdagi o'zgarishidir. Shuning uchun $\bar{g}^* = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$ va $\bar{g} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$.

Demak,

$$\bar{g} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (4.10)$$

ya'ni, harakatlanayotgan nuqta tezligi bu nuqtaning radius vektoridan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilasiga teng.

Harakat qonuni koordinata va tabiiy usulda berilganda nuqtaning tezligi.

Nuqta harakati koordinat usulda berilgan bo'lsin:

$$\left. \begin{aligned} x &= x(t) \\ y &= y(t) \\ z &= z(t) \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

$\vec{r}$ radius vektorni koordinata o'qlaridagi proekstiyalari orqali yozish mumkin.

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k} \quad (4.12)$$

Bu erda $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ koordinata o'qlari bo'ylab yo'nalgan birlik vektorlardir. Tezlik vektorining koordinata o'qlaridagi proekstiyalari $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ bo'lsin, u holda $\vec{\vartheta}$ ni quyidagicha yozish mumkin.

$$\vec{\vartheta} = \vartheta_x \vec{i} + \vartheta_y \vec{j} + \vartheta_z \vec{k} \quad (4.13)$$

(4.10) va (4.12) ni (4.13) ga qo'ysak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\vartheta_x \vec{i} + \vartheta_y \vec{j} + \vartheta_z \vec{k} = \frac{d}{dt}(x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}) = \frac{dx}{dt}\vec{i} + \frac{dy}{dt}\vec{j} + \frac{dz}{dt}\vec{k}$$

Ifoda ayniyat bo'lgani uchun birlik vektorlar oldidagi koeffitsientlar tegishli bo'lishi kerak:

$$\vartheta_x = \frac{dx}{dt} = \dot{x}; \quad \vartheta_y = \frac{dy}{dt} = \dot{y}; \quad \vartheta_z = \frac{dz}{dt} = \dot{z} \quad (4.14)$$

Demak, tezlik vektorining koordinata o'qidagi proekstiyasi harakatdagi nuqta koordinatasidan vaqtga nisbatan olingan hosilga teng bo'lar ekan.

Vektorning proekstiyalari ma'lum bo'lsa, uning moduli va yo'nalishini topish mumkin. U proekstiyalarga qurilgan parallelopiped diagonaliga teng, shunga ko'ra:

$$\vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 + \vartheta_z^2}$$

Tezlik vektorining yo'naltiruvchi kosinuslari uchun quyidagi formulalarni yozamiz

$$\cos(\vec{\vartheta}, \vec{i}) = \frac{\vartheta_x}{\vartheta}; \quad \cos(\vec{\vartheta}, \vec{j}) = \frac{\vartheta_y}{\vartheta}; \quad \cos(\vec{\vartheta}, \vec{k}) = \frac{\vartheta_z}{\vartheta}$$

Harakat tekislikda bo'lsa, X, Y o'qlarni harakat tekisligida olamiz

$$\vartheta_x = \frac{dx}{dt}; \quad \vartheta_y = \frac{dy}{dt}; \quad \vartheta = \sqrt{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2}$$

$$\cos(\vec{\vartheta}, \vec{i}) = \frac{\vartheta_x}{\vartheta}; \quad \cos(\vec{\vartheta}, \vec{j}) = \frac{\vartheta_y}{\vartheta}$$

Harakat qonuni tabiiy usulda berilganda nuqta tezligi.

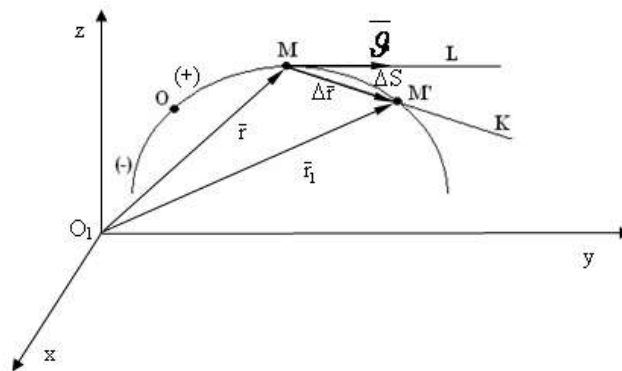
Nuqta berilgan traektoriya bo'ylab $C = f(t)$ qonuniga muvofiq harakatlanayotgan bo'lsin. Nuqta t vaqtda M vaziyatda va $t + \Delta t$ momentda esa M' vaziyatda bo'lsin (50-shakl)

$$\overline{MM'} = \overline{OM'} - \overline{OM} = \vec{S}' - \vec{S} = \Delta \vec{S}$$

bo'ladi.

Traektoriyasi ma'lum bo'lgandagi nuqtaning istalgan momentdagi tezlik vektori urinma bo'ylab yo'naladi. Shuning uchun bizga tezlikning modulini topishgina qoladi. Ma'lumki, tezlik

$$\vec{\vartheta} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{\vartheta}^* = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{MM'}}{\Delta t}$$



50-shakl.

Shakl almashtirish kiritamiz

$$\bar{g} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\overline{MM'}}{\Delta S} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{r}}{\Delta S} \cdot \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t}$$

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{r}}{\Delta S} = \bar{\tau} \quad \text{bo'lgani uchun tezlik moduli}$$

$$g = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} = f'(t) \quad (4.15)$$

bo'ladi. $ds/dt > 0$ bo'lsa, S o'sib boradi. $\frac{ds}{dt} < 0$ bo'lsa harakat teskari sodir bo'ladi,

keyingi holda tezlik moduli uchun $\frac{ds}{dt}$ ning absolyut qiymati olinadi, ya'ni $g = \left| \frac{ds}{dt} \right|$.

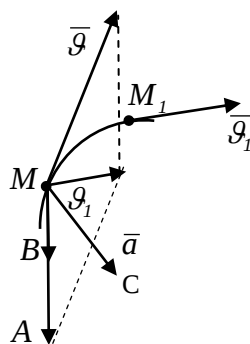
Agar $\frac{ds}{dt} = g = \text{const}$ bo'lsa, harakat tekis bo'ladi ya'ni $S = S_0 + g \cdot t$, agar $t=0$ da $S_0=0$ bo'lsa, $S = v \cdot t$ bo'ladi.

Nuqtaning tezlanishi.

1. Harakat qonuni vektor usulda berilganda nuqta tezlanishi.

Nuqtaning tezlanishi vektor kattalik bo'lib, berilgan daqiqadagi nuqta tezlik vektorining vaqtga qarab o'zgarishini xarakterlaydi. Traektoriya bir tekislikda yotsin (50-shakl).

Harakatlanayotgan nuqta traektoriyada t daqiqada M holatda, tezligi $\bar{g}$ bo'lsin, bu nuqta Δt kichik vaqt oralig'ida, ya'ni $t + \Delta t$ daqiqada M' holatni olsin va tezligi $\bar{g}_1$ bo'lsin, $\bar{g}_1$ vektorni M' nuqtaga parallel ko'chiramiz, uning uchini $\bar{g}_1$ vektorning uchi bilan tutashtiramiz va chizilgan uchburchakning parallelogrammga to'ldiramiz. U holda $\overline{MA} = \bar{g} - \bar{g}_1 = \Delta \bar{g}$ bo'lgani uchun $\overline{MA}$ vektor Δt vaqtda tezlik o'zgarishini ifodalaydi. Endi Δt vaqtga mos keluvchi $\Delta \bar{g}$ vektorni Δt ga nisbatiga teng bo'lgan $\overline{MB}$ vektorni yasaymiz. Ya'ni $\overline{MB} = \frac{\Delta \bar{g}}{\Delta t} = \frac{\overline{MA}}{\Delta t}$ bu vektor nuqtaning Δt vaqtidagi o'rtacha tezlanishi deyiladi.



51-shakl.

Uning Δt nolga intilgandagi daqiqada M nuqtaning haqiqiy tezlanishi vektorini ifodalaydi.

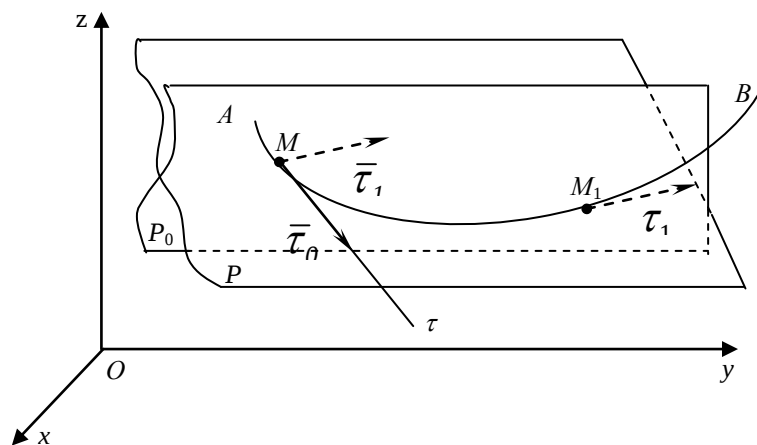
$$\begin{aligned}\bar{a} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \overline{MB} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{g}}{\Delta t} = \frac{d \bar{g}}{d t} \\ \bar{a} &= \frac{d \bar{g}}{d t}\end{aligned}\quad (4.16)$$

Bu vektorni chizmada $\overline{MC}$ vektor bilan ifodalaymiz. $\overline{MC}$ traektoriya tekisligida yotadi.

M nuqta bir tekislikda yotmaydigan egri chiziqli traektoriya bo'ylab harakatlansin (52-shakl).

Egri chiziqda bir-biriga yaqin ikkita M va M1 nuqtalarni olib, hap biri orqali nuqtaning harakati yo'nalishida $M\bar{\tau}$ va $M_1\bar{\tau}_1$ urinmalarini o'tkazamiz. Egri chiziq bir tekislikda yotmagani uchun ikki $M\bar{\tau}$ va $M_1\bar{\tau}_1$ urinmalar orqali bitta tekislik o'tkazib bo'lmaydi. M nuqtadan $M_1\bar{\tau}_1$ ga parallel $M\bar{\tau}_1$ chiziqni o'tkazamiz $\bar{\tau}M_1\bar{\tau}_1$ yotgan tekislikni P0 bilan belgilaymiz. M1 nuqta M ga intilganda P0 tekislikning $M\bar{\tau}$ atrofida aylanib, holati o'zgarib boradi. M1 nuqta M ga intilganda P0 ning egallagan limiti holatini P bilan belgilaymiz.

P tekislikda $M\bar{\tau}$ bilan egri chiziqning juda kichik elementi ham joylashadi. Shunday tekislik egri chiziqning egrilik yoki yopishma tekisligini ifodalaydi. Agar egri chiziq bir tekislikda yotsa, shu tekislik egrilik tekisligi bo'ladi. Egri chiziqning (traektoriyaning) qaralayotgan nuqtasidan o'tgan urinma va shu nuqtaga juda yaqin bo'lgan nuqtalar orqali o'tgan tekislik yopishma tekislik deyiladi. Tezlanish vektorining yopishma tekislikda yotishi uning ta'rifidan ko'rinib turibdi. $\Delta \bar{g}$ tezlik orttirmasi traektoriyaning botiq tomoniga qarab yo'nalgani uchun, tezlanish vektori ham shu tomonga qarab yo'naladi.



52-shakl.

Harakat qonuni koordinata usulda berilgandagi nuqta tezlanishi

Tezlanish vektorining koordinata o'qlaridagi proekstiyalari a_x, a_y, a_z bo'lsin. $\vec{a}$ tezlanishni proekstiyalari orqali ifodalaymiz.

$$\vec{a} = a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k} \quad (4.17)$$

(4.14) va (4.16) formulalarni (4.17) ga qo'yamiz.

$$a_x \vec{i} + a_y \vec{j} + a_z \vec{k} = \frac{d}{dt} (\vartheta_x \vec{i} + \vartheta_y \vec{j} + \vartheta_z \vec{k}) = \frac{d\vartheta_x}{dt} \vec{i} + \frac{d\vartheta_y}{dt} \vec{j} + \frac{d\vartheta_z}{dt} \vec{k} \quad (4.18) \quad \vec{i}, \vec{j}, \vec{k} = \text{const}$$

Yuqoridagi ifoda ayniyat bo'lgani uchun $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ birlik vektorning oldidagi koeffitsientlar tegishli bir-biriga teng bo'lishi kerak:

$$a_x = \frac{d\vartheta_x}{dt}; \quad a_y = \frac{d\vartheta_y}{dt}; \quad a_z = \frac{d\vartheta_z}{dt}; \quad (4.19)$$

Bu formulalarga $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z$ ning qiymatlarini (4.19) keltirib qo'ysak, tezlanish proekstiyalarini koordinatalar orqali ifodalagan bo'lamiz.

$$\left. \begin{aligned} a_x &= \frac{d\vartheta_x}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x} \\ a_y &= \frac{d\vartheta_y}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2} = \ddot{y} \\ a_z &= \frac{d\vartheta_z}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} = \ddot{z} \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

Demak, tezlanish vektorining koordinata o'qidagi proekstiyalari, tezlik vektorining tegishli koordinata o'qidagi proekstiyasining vaqtga nisbatan birinchi tartibli hosilasiga yoki harakatlanayotgan nuqta koordinatasining ikkinchi tartibli hosilasiga teng bo'lar ekan. Tezlanishning moduli va uning yo'naltiruvchi kosinuslari quyidagicha yoziladi.

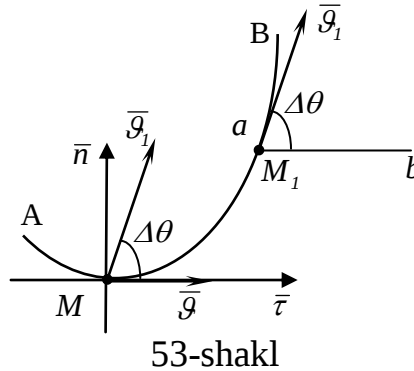
$$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$$

$$\left. \begin{aligned} \cos(\vec{a}, \vec{i}) &= \frac{a_x}{a} \\ \cos(\vec{a}, \vec{j}) &= \frac{a_y}{a} \\ \cos(\vec{a}, \vec{k}) &= \frac{a_z}{a} \end{aligned} \right\}$$

Harakat qonuni tabiiy usulda berilgandagi nuqta tezlanishi.

Nuqtaning harakat tenglamasi tabiiy usulda berilgan bo'lsa, (4.20), nuqta tezlanish vektorini uning tabiiy koordinata o'qlaridagi proekstiyalari orqali aniqlash ancha qulay bo'ladi.

Nuqta AB traektoriya bo'ylab harakatlansin. Traektoriya bo'ylab harakatlanuvchi M nuqta tezlanishining tabiiy koordinata o'qlaridagi proekstiyalarini topamiz (53-shakl).



53-shakl

Buning uchun M nuqtadan traektoriyaning musbat yo'nalishi bo'ylab $\overline{M\tau}$ urinma va traektoriyani botiq tomoniga qarab $\overline{Mn}$ bosh normal o'tkazamiz. Bu ikki urinma va bosh normal traektoriyaning M nuqtasidan o'tgan yopishma tekislikda yotadi. Egri chiziqli harakatda nuqta tezlanishi yopishma tekislikda yotishi bizga ma'lum. Endi biz $\vec{a}$ tezlanish vektorining urinma va bosh normaldagi proekstiyalarini aniqlaymiz. Aytaylik t vaqtda nuqta M holatda bo'lib, uning tezlik vektori $\vec{\mathcal{G}}$ tezlik $t + \Delta t$ vaqt o'tgandan keyin M1 holatga ko'chib, tezligi $\vec{\mathcal{G}}_1$ bo'lsin.

Nuqtaning tezlanish vektorini aniqlaymiz.

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{\mathcal{G}}_1 - \vec{\mathcal{G}}}{\Delta t} \quad (4.21)$$

(4.21) ni $\overline{M\tau}$ va $\overline{Mn}$ tabiiy o'qlarga proekstiyalaymiz.

$$a_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathcal{G}_{1\tau} - \mathcal{G}_\tau}{\Delta t} \quad a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathcal{G}_{1n} - \mathcal{G}_n}{\Delta t} \quad (4.22)$$

M1 nuqtadan M τ ga parallel qilib chiziq o'tkazamiz $\vec{\mathcal{G}}_1$ tezlik vektori bilan ab orasidagi burchakni $\Delta\theta$ bilan belgilaymiz.

$$\mathcal{G}_{1\tau} = \mathcal{G}_1 \cdot \cos \Delta\theta; \quad \mathcal{G}_{1n} = \mathcal{G}_1 \cdot \sin \Delta\theta; \quad \mathcal{G}_\tau = \mathcal{G}; \quad \mathcal{G}_n = 0 \text{ ga teng.}$$

Bu erda $\mathcal{G}$ va $\mathcal{G}_1$ M nuqtaning t va $t + \Delta t$ paytdagi tezliklarining miqdorlaridir. Olingan proekstiyalarni yuqoridagi tengliklarga keltirib qo'yamiz.

$$a_{\tau} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{g_1 \cos \Delta \theta - g}{\Delta t} \right); a_{\tau} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{g_1 \sin \Delta \theta}{\Delta t} \right); \quad (4.23)$$

kelib chiqadi. Bunda $\Delta t \rightarrow 0$ da $M1 \rightarrow M$, $\Delta S \rightarrow 0$, $g_1 \rightarrow g$, $\Delta \theta \rightarrow 0$ ga intiladi.

Natijada $M1$ nuqta M ga yaqinlashganda $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \cos \Delta \theta = 1$ bo'ladi, bu holda

$$a_{\tau} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{g_1 - g}{\Delta t} = \frac{dg}{dt}$$

bo'ladi. Demak,

$$a_{\tau} = \frac{dg}{dt} \quad (4.24)$$

bo'lib, urinma tezlanishi deyiladi.

Urinmalarining orasidagi burchakni $\Delta \theta$ bilan va $MM1 = \Delta S$ bilan belgilaymiz $\frac{\Delta \theta}{\Delta S}$ nisbatga egri chiziqning (traektoriyaning) o'rtacha egriligi deyiladi. Buning $\Delta S \rightarrow 0$ dagi limiti

$$k = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \theta}{\Delta S} = \frac{d\theta}{dS} \quad (4.25)$$

ga egri chiziqning M nuqtasidagi egriligi deyiladi. Egrilikning teskari qiymatiga egri chiziq (traektoriya)ning kuzatilgan $\bar{M}$ nuqtasidagi egrilik radiusi deyiladi va uni

$$\rho = \frac{1}{k} = \frac{dS}{d\theta}$$

deb belgilaymiz. Endi a_n ni topamiz. Buning uchun (4.25) ni o'ng tomoni surat va maxrajini $\Delta \theta \cdot \Delta S$ ga ko'paytiramiz

$$a_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{g_1 \cdot \sin \theta}{\Delta \theta} \cdot \frac{\Delta \theta}{\Delta S} \cdot \frac{\Delta S}{\Delta t} \right) \quad (4.26)$$

Δt nolga intilganda qavs ichidagi har bir ko'paytmaning limiti quyidagicha

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\sin \Delta \theta}{\Delta \theta} = 1$$

hisoblanadi

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} = g; \quad g_1 \rightarrow g \text{ ga intiladi.}$$

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta \theta}{\Delta S} = \frac{d\theta}{dS} = k = \frac{1}{\rho}$$

Shunday qilib, urinma tezlanishining moduli

$$a_{\tau} = \frac{dg}{dt} \quad \text{ëku} \quad a_{\tau} = \frac{d^2 S}{dt^2} \quad (4.27)$$

(4.27) formuladan normal tezlanishining moduli

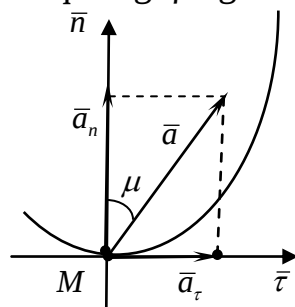
$$a_n = \frac{g^2}{\rho} \quad (4.28)$$

formuladan topiladi.

Egri chiziqli harakatdagi nuqtaning urinma tezlanishining moduli tezlik modulidan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga yoki nuqtaning yoy koordinatasidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng bo'ladi.

Hosilaning ishorasi urinma tezlanishining traektoriyaning qaysi tomoniga yo'nalishini ko'rsatadi. Masalan: agar $\frac{d\vartheta}{dt} > 0$ bo'lsa, a_τ nuqtaning tezligi bilan bir yo'nalishda bo'ladi. Bu holda harakat tezlanuvchan egri chiziqli harakat bo'ladi. Agar $\frac{d\vartheta}{dt} < 0$ bo'lsa, a_τ nuqta tezligiga teskari yo'naladi. Harakat sekinlanuvchan egri chiziqli harakat bo'ladi.

Normal tezlanishning moduli harakati tekshirilayotgan nuqta tezligi kvadratining, egri chiziqlarning shu nuqtadagi ρ egrilik radiusiga nisbatiga teng- $\frac{v^2}{\rho}$



54-shakl.

Hamma vaqt musbat miqdor bo'lgani uchun normal tezlanish hamma vaqt kuzatilayotgan nuqtadan traektoriyaning bosh normali bo'ylab botiq tomoniga yo'naladi. Agar urinmaning birlik vektorini $\vec{\tau}$, bosh normalini $\vec{n}$ bilan belgilasak, urinma va normal tezlanishlarning vektorli ifodasi

$$\vec{a}_\tau = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} \quad \vec{a}_n = \frac{v^2}{\rho} \vec{n}$$

ko'rinishda yoziladi. To'la tezlanishning vektor ifodasi

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n = \frac{dv}{dt} \vec{\tau} + \frac{v^2}{\rho} \vec{n}$$

bo'ladi.

Bu ikki $\vec{a}_\tau$ bilan $\vec{a}_n$ o'zaro tik yo'nalganidan to'la tezlanishning moduli quyidagi formuladan topiladi.

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{\rho}\right)^2}$$

$$\operatorname{tg} \mu = \frac{a_\tau}{a_n}$$

Yo'nalishi a_n formuladan topiladi (54-shakl).

Nuqtaning harakat tenglamasi tabiiy usulda berilsa, uning tezlanishi vektori urinma va normal tezlanish vektorlarining geometrik yig'indisiga teng.

TAKRORLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Kinematika nimani o'rgatadi?
2. Nuqta traektoriyasi deb nimaga aytiladi?
3. Nuqta harakati berilishining qanday usullarini bilasiz va ular qanday bo'ladi?

4. Nuqta harakati qonuni koordinata usulida berilganda uning traektoriyasi qanday aniqlanadi?
5. Nuqta tezligi qanday aniqlanadi va qanday yo'nalishga ega?
6. Nuqta tezligining Dekart koordinata o'qlaridagi proektsiyalari qanday? Nuqta tezligi moduli va yo'nalishi tezlik proektsiyalari orqali qanday aniqlanadi?

TAYaNCh SO'ZLAR VA IBORALAR

Harakat, mexanik harakat, traektoriya, kinematika, sanoq sistemasi, vaqt, tezlik vektori, tezlik, tezlanish, urinma tezlanish, normal tezlanish, tekis harakat, tekis o'zgaruvchan harakat, tezlanish moduli, radius vektor, yoy.

5-MA'RUZA

Qattiq jismning ilgarinlanma va qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati.

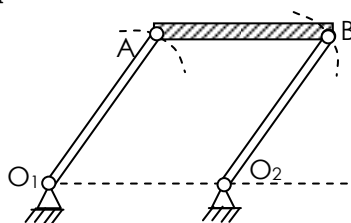
Kinematikada statikadagidek qattiq jismni mutlaq qattiq jism deb qaraladi. Jismning istalgan ikki nuqtasining oralig'i hamma vaqt o'zgarmasdan qolsa, bunday qattiq jismga mutlaq qattiq jism deyiladi. Bundan buyon jism yoki qattiq jism deganda mutlaq qattiq jism tushuniladi. Qattiq jism harakatini kinematik o'rganish bu harakatlanayotgan jismni harakat tenglamalarini tuzish va harakatni xarakterlaydigan kinematik xarakteristikalarini o'rganishdan iborat bo'ladi. Butun jismning harakatlanishi kinematik elementlari: harakat qonuni, tezlik va tezlanishlari ma'lum bo'lgandan keyin jism bo'laklarining harakati o'rganiladi. Jismni tashkil etuvchi bo'laklarning xarakterlariga xos bo'lgan qonuniyatlar aniqlanadi.

Odatda qattiq jism harakatini o'rganish uning sodda harakatlarini o'rganishdan boshlanadi. Jismning ilgarilanma va qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakatlariga jismning sodda yoki asosiy harakatlari deyiladi. Jismning har qanday murakkab harakatlarini shu ikki harakatdan tashkil topgan deb qaraladi.

Qattiq jismning ilgarinlanma harakati.

Jismda olingan har qanday kesma harakat davomida hamma vaqt o'z-o'ziga parallel qolsa, jismning bunday harakatiga ilgarilanma harakat deyiladi. Ilgarilanma harakatdagi jism nuqtalarining traektoriylari istalgan egri chiziq bo'lishi mumkin. Masalan to'g'ri chiziqli relsda harakatlanayotgan vagon kuzovining harakati ilgarilanma harakat bo'lib, kuzov nuqtalarining traektoriylari to'g'ri chiziqdan iborat bo'ladi.

Ikkinchi misol tariqasida 55 a-shaklda ko'rsatilgan



55 a-shakl.

AB sparnik harakatini kuzatamiz. O_1A va O_2B krivoshiplar O_1 , O_2 nuqtalar atrofida aylanganda AB sparnik hamma vaqt o'z-o'ziga pa-rallel qoladi, ya'ni ilgarilanma

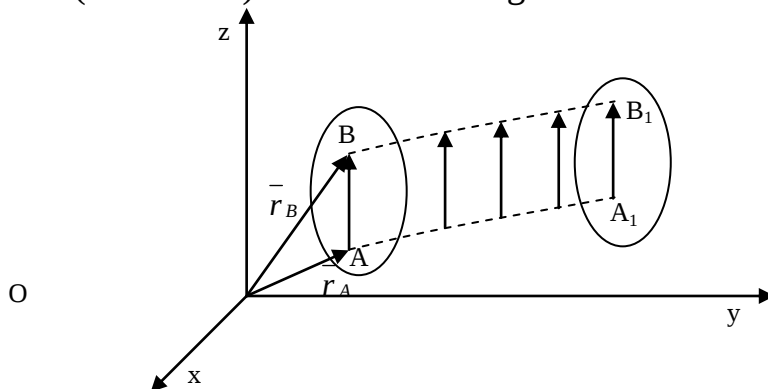
harakat qiladi. Sparnik nuqtalari markazi O1O2 chizig'ida yotgan aylanalar chizadi. Demak, bu holda ilgarilanma harakatdagi AB sparnik nuqtalarining traektoriyalari egri chiziqdan iborat bo'ladi. Ilgarilanma harakatning kinematik xususiyatlarini aniqlaydigan quyidagi teoremani isbotlaymiz.

Teorema: Ilgarilanma harakatdagi qattiq jismning hamma nuqtalari bir xil traektoriya chizadi va har onda jism nuqtalarining tezlik va tezlanishlari bir-biriga teng bo'ladi.

Teoremani isbotlash uchun berilgan OXYZ qo'zg'almas hisoblash sistemasiga nisbatan ilgarilanma harakatni tekshiramiz. Jismning ixtiyoriy A va B nuqtalarini olib, ularning radius vektorlarini o'tkazamiz.

$$\text{Shakldan} \quad \vec{r}_B = \vec{r}_A + \vec{AB} \quad (5.1)$$

tenglikni olamiz (55 b-shakl). Jism harakatlanganda $\vec{r}_B$ va $\vec{r}_A$ lar o'zgaradi.



55 b-shakl.

Ammo AB kesmaning uzunligi va yo'nalishi o'zgarmaydi, chunki qattiq jism ta'rifiga ko'ra AB uzunligi o'zgarmas bo'lib, ilgarilanma harakat ta'rifiga ko'ra doimo o'z-o'ziga parallel qoladi, ya'ni $\vec{AB} = \text{const}$. Shuning uchun tenglamadagi $\vec{r}_B$ va $\vec{r}_A$ vektorlarni o'zgarganda ularning uchlaridagi A va B nuqtalarining chizgan AA1 va BB1 traektoriyalari o'zaro teng AA1=BB1 va AA1 || BB1 bo'ladi. (5.1) dan vaqtga nisbatan hosila olamiz.

$$\frac{d\vec{r}_B}{dt} = \frac{d\vec{r}_A}{dt} + \frac{d\vec{AB}}{dt} \quad \text{bunda} \quad \frac{d\vec{AB}}{dt} = 0$$

bo'lgani uchun

$$\frac{d\vec{r}_B}{dt} = \frac{d\vec{r}_A}{dt} \quad (5.2)$$

A va B nuqtalar ixtiyoriy nuqta bo'lgani uchun ilgarilanma harakatdagi jismning hamma nuqtalarining tezliklari bir xilda bo'ladi degan natijaga kelimiz. (5.2) dan vaqtga nisbatan hosila olamiz.

$$\frac{d\vec{v}_B}{dt} = \frac{d\vec{v}_A}{dt} \quad \text{bundan} \quad \vec{a}_B = \vec{a}_A \quad (5.3)$$

(5.3) tenglikdan ilgarilanma harakatdagi jismning hamma nuqtalarining tezlanishlari bir xilda bo'ladi, degan natijaga kelimiz. Shunday qilib, teorema isbotlandi. Ilgarilanma harakat ta'rifidan va isbotlangan teoremadan jismning ilgarilanma harakati uning biror nuqtasining harakati bilan aniqlanishini ko'ramiz. Bunday nuqta uchun ko'pincha jism og'irlik markazi olinadi.

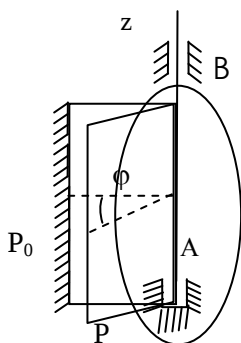
$$\left. \begin{aligned} X_c &= f_1(t) \\ Y_c &= f_2(t) \\ Z_c &= f_3(t) \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

C nuqtaning harakat tenglamalari jismning ilgariylanma harakat tenglamalari bo'ladi. Shuning uchun ilgariylanma harakatdagi jism kinematikasi nuqta kinematikasidan farq qilmaydi.

Ilgariylanma harakatdagi jism nuqtasining $\bar{\vartheta}$ tezligi va $\bar{a}$ tezlanishi jismning hamma nuqtalari uchun bir xilda bo'lgani uchun $\bar{\vartheta}$ tezlikka jismning ilgariylanma harakat tezligi, $\bar{a}$ ga jismning ilgariylanma harakat tezlanishi deyiladi. $\bar{\vartheta}$ va $\bar{a}$ tezlik va tezlanish jismning istalgan nuqtasiga qo'yilgan deb tasvirlanadi. Shuni ta'kidlab o'tamizki, faqat jismning ilgariylanma harakati uchun $\bar{\vartheta}$ va $\bar{a}$ tezlik va tezlanishlar jismning ilgariylanma harakat tezligi va tezlanishi deb ataladi. Ammo jismning boshqa turdagi harakatlarida uning nuqtalari turlicha harakat qiladi. Shuning uchun uning biror nuqtasining harakati bilan aniqlab bo'lmaydi. Bunday holda jism nuqtasining tezligi, tezlanishini jism tezligi va tezlanishi deb atash mumkin emas.

Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati.

Qattiq jism harakatlanganda uning ikki nuqtasi doimo harakatsiz qolsa, qattiq jismning bunday harakatiga qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati deyiladi. Shu qo'zg'almas nuqtalardan o'tgan to'g'ri chiziqqa aylanish o'qi deyiladi. Aylanish o'qida joylashgan jism nuqtalari doimo harakatsiz bo'ladi. Aylanish o'qidan tashqarida joylashgan hamma nuqtalari traektoriyasi aylanish o'qiga tik bo'lgan tekisliklarda joylashgan, markazi aylanish o'qida bo'lgan aylanalardan iborat bo'ladi. Qattiq jismning aylanma harakatini tekshirish uchun aylanish o'qi orqali ikki tekislik o'tkazamiz. Ulardan biri qo'zg'almas P_0 , ikkinchisi jism bilan birlashtirilgan, u bilan birga harakatlanadigan P tekislik bo'lsin. Aylanish o'qini jismning qo'zg'almas A va B nuqtalari orqali yuqoriga yo'naltiramiz va uni Az deb belgilaymiz. Jismni Az o'qi atrofida harakatlanganda P tekislik P_0 tekislikka nisbatan φ burchakka buriladi. Bu burchak aylanish burchagi deyiladi. Aylanish o'qining musbat yo'nalishidan qaraganimizda jism soat milining aylanishiga teskari tomonga aylanma harakatini musbat yo'nalishda deb qaraymiz. Aks holda harakat manfiy yo'nalishda bo'ladi. Demak, burchak P_0 dan P tekislikka qarab soat milining aylanishiga teskari yo'nalishda kesib boradi.



56-ШАКЛ.

Aylanish burchagining o'zgarishi P tekislikni P_0 tekislikka nisbatan harakatlanishini ifodalaydi. Shuning uchun aylanish burchagi φ bilan vaqt orasidagi munosabat

$$\varphi = f(t) \quad (5.5)$$

(5.5) ga jism aylanma harakat tenglamasi deyiladi. Agar (5.5) tenglik berilgan bo'lsa, vaqtning har bir paytdagi jismning holati ma'lum bo'ladi. Aylanish burchagi radianda o'lchanadi, u vaqtning bir qiymatli, uzliksiz, differensiallanadigan funksiyasi bo'ladi. Jism qo'zg'almas o'q atrofidagi holati bitta aylanish burchagi bilan aniqlangani uchun aylanma harakatdagi jism bitta

erkinlik darajasiga ega bo'ladi.

Aylanma harakat burchak tezligi.

Faraz qilaylik, jism t -vaqtda φ burchakka burilgan bo'lib, Δt vaqtdan keyin $\varphi + \Delta\varphi$ burchakka burilsin. $\Delta\varphi$ ning Δt ga nisbati (5.6) ga o'rtacha burchakli tezlik deyiladi. Vaqtning har bir paytdagi burchak tezligini aniqlash uchun (5.6) dan Δt nolga intilgandagi limitni olamiz.

$$\omega^* = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (5.6)$$

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt}; \quad \omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (5.7)$$

Demak, haqiqiy burchak tezligi aylanish burchagidan vaqtga nisbatan olingan birinchi hosilasiga teng, hosilaning ishorasi harakat o'suvchi yoki kamayuvchi

ekanini ko'rsatadi. Masalan, agar $\frac{d\varphi}{dt} > 0$ bo'lsa, harakat o'suvchi bo'lib, φ burchagi

orta boradi, $\frac{d\varphi}{dt} < 0$ bo'lsa, φ burchagi kamayadi va harakat kamayuvchi bo'ladi. Shunday qilib hosilaning ishorasi harakat yo'nalishini aniqlaydi. Burchak tezligi rad/s bilan yoki 1/s bilan o'lchanadi. Aylanma harakatda burchak tezligi $\bar{\omega}$ -aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgan vektor kattalik bilan ifodalanadi. U aylanish o'qining istalgan nuqtasiga qo'yiladi va uning uchidan qaraganimizda jism soat milining yo'nalishiga teskari aylanishini ko'rish kerak.

Agar harakat davomida hamma vaqt ω o'zgarmas bo'lsa, harakat tekis aylanma harakat bo'ladi. Bu o'zgarmasni ω_0 bilan belgilab, (5.7) tenglikka qo'yamiz.

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_0$$

bundan

$$d\varphi = \omega_0 dt$$

Hosil bo'lgan tenglikda boshlang'ich shartlarni hisobga olib, ya'ni, $t=0$ da $\varphi = \varphi_0$, tenglamani integrallaymiz.

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} d\varphi = \int_0^t \omega_0 dt$$

ω_0 -o'zgarmas bo'lgani uchun quyidagi tenglik tekis aylanma harakat tenglamasini olamiz:

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t \quad (5.8)$$

Agar boshlang'ich $t=0$ paytda $\varphi_0 = 0$ bo'lsa, yuqoridagi tenglik quyidagi ko'rinishga keltiriladi.

$$\varphi = \omega_0 t \quad \text{bundan} \quad \omega_0 = \frac{\varphi}{t} \quad (5.9)$$

Kinematika masalalarida ko'pincha tekis aylanma harakat burchak tezligini jismning $t=1$ min ichidagi aylanish soni n ifodasidan foydalanishga to'g'ri keladi.

Jism bir aylananda $\varphi = 2\pi$ burchakka aylanadi. Agar $t = 1$ minut 60 s jism n marotaba aylansa, $\varphi = 2\pi n$ bo'ladi (5.9) tenglikdan foydalanib, ω bilan n orasidagi munosabatni topamiz

$$\omega = \frac{\pi n}{30}$$

Bunda $\omega = \omega_0 = \text{const}$ deb hisoblanadi.

Aylanma harakat burchak tezlanishi.

Burchak tezlanishi aylanma harakat burchak tezligining vaqt birligi ichida o'zgarishini xarakterlaydi. Burchak tezlanishi burchak tezligidan vaqtga nisbatan birinchi hosila yoki aylanish burchagidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi hosilaga teng bo'ladi. Burchak tezlanishini ε bilan belgilaymiz

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (5.10)$$

Burchak tezlanishi rad/s² yoki 1/s² bilan o'lchanadi. Agar ω bilan ε bir xil ishorali bo'lsa, harakat tezlanuvchan, har xil ishorali bo'lsa, harakat sekinlanuvchan bo'ladi. Harakat davomida $\varepsilon = \text{const}$ bo'lsa, bunday harakatga tekis o'zgaruvchan aylanma harakat deyiladi. Tekis o'zgaruvchan aylanma harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishda aniqlanadi

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad \text{dan} \quad \omega = \omega_0 + \varepsilon t$$

tenglikni olamiz, bunda $\varepsilon = \text{const}$. Hosil bo'lgan tenglikni hisobga olgan holda (5.7) formulani quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$d\varphi = (\omega_0 + \varepsilon t)dt$$

Buni yana $t = 0$ da $\varphi = \varphi_0$ boshlang'ich shartlarda integrallab tekis o'zgaruvchan harakat tenglamasini olamiz:

$$\varphi = \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$$

ε ning ishorasi harakatni tezlanuvchan yoki sekinlanuvchan ekanini ko'rsatadi. Agar $t = 0$ da $\varphi = 0$ bo'lsa, $\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}$ tenglik hosil bo'ladi.

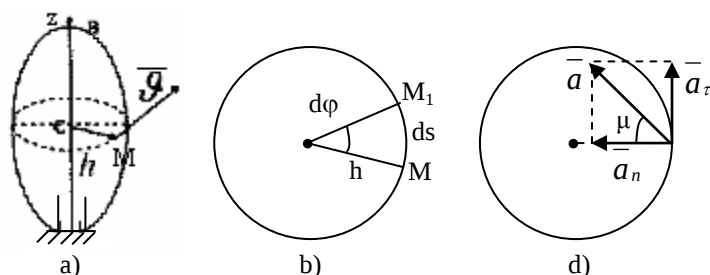
Aylanish o'qining birlik yo'naltiruvchi vektorini $\bar{k}$ bilan belgilasak, aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgan burchak tezlik ϖ vektorining vaqtga nisbatan hosilasi burchak tezlanish vektorini ifodalaydi.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{d\omega}{dt} \bar{k} \quad \text{yoki} \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon \cdot \bar{k}$$

Aylanish o'qi qo'zg'almas bo'lgani uchun $\bar{k} = \text{const}$ bo'ladi. Demak, burchak tezlanishi $\bar{\varepsilon}$ vektori aylanish o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lib, ϖ va $\bar{\varepsilon}$ bir tomonga yo'nalsa, tezlanuvchan, qarama-qarshi tomonga yo'nalsa, harakat sekinlanuvchan bo'ladi.

Aylanma harakatdagi jism nuqtasining tezlik va tezlanishi.

Qattiq jismning nuqtalari harakatlarini xarakterlovchi kinematik elementlari – traektoriya, tezlik va tezlanishlarini topamiz. Buning uchun jismni aylanish AZ (57-a shakl) o'qidan ixtiyoriy masofada joylashgan M nuqtasining tezlik va tezlanishini aniqlaymiz. Faraz qilaylik M nuqta aylanish o'qidan h masofada joylashgan bo'lsin, jism harakatlanganda M nuqta radiusi h bo'lgan markazi aylanish o'qining S nuqtasida joylashgan aylana chizadi. Agar jism Δt vaqt ichida aylanish o'qi atrofida $\Delta \varphi$ burchakka burilsa, M nuqta traektoriya bo'ylab $MM_1 = dS = h \cdot d\varphi$ yoyini o'tadi. (57-b shakl).



57-shakl.

Harakat egri chiziqli bo'lgani uchun M nuqtaning tezligi quyidagi formula bo'yicha topiladi:

$$v = \frac{dS}{dt} = h \frac{d\varphi}{dt} = h\omega \quad (5.11)$$

Demak, aylanma harakatdagi jism nuqtasining tezligi nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofaga proporsional o'zgarar ekan. Tezlik harakat yo'nalishida traektoriyaga urinma bo'ylab yo'naladi. Endi M nuqtaning tezlanishini topamiz. Harakat egri chiziqli bo'lgani uchun M nuqtaning tezlanishi urinma va normal tezlanishlardan tashkil topadi (57-d shakl).

$$a_n = \frac{v^2}{\rho}; \quad a_\tau = \frac{dv}{dt}$$

Bu tengliklarga (5.11) dan v ning qiymatini qo'yamiz:

$$a_n = \frac{d}{dt}(\omega \cdot h) = h \cdot \varepsilon; \quad a_n = \frac{(\omega \cdot h)^2}{h} = \omega^2 \cdot h \quad (5.12)$$

M nuqtaning to'liq tezlanishining miqdori:

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = h \cdot \sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4} \quad (5.13)$$

va yo'nalishi

$$\tan \mu = \frac{|\varepsilon|}{\omega^2} \quad (5.14)$$

(5.14) formulalardan aniqlanadi. (5.11), (5.12) hamda (5.13) formulalar aylanma harakatdagi jism nuqtalarining tezlik va tezlanishlari nuqtadan aylanish o'qigacha bo'lgan masofaga

proporsional ekanligini ifodalaydi. a_n tezlanishi hamma vaqt aylanish markaziga qarab yo'naladi, ammo urinma tezlanish yo'nalishi harakatning tezlanuvchan yoki sekinlanuvchanligiga bog'liq bo'ladi. $\varepsilon > 0$ bo'lsa, harakat tezlanuvchan bo'lib, a_τ

bilan ϑ bir yo'nalishda, $\varepsilon < 0$ bo'lsa, harakat sekinlanuvchan bo'lib, a_τ , ϑ ga teskari yo'naladi.

TAKRORLASH UChUN SAVOLLAR

1. Qattiq jismning qanday harakati ilgariylanma deyiladi?
2. Jismni ilgariylanma harakatida uning nuqtalari traektoriyasi aylanadan iborat bo'lishi mumkinmi?
3. Qattiq jimsning ilgariylanma harakati qanday xossalarga ega?
4. Qattiq jimsning qanday harakati qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat deyiladi? Qattiq jism nuqtasi traektoriyasi nimadan iborat bo'ladi?
5. Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat tenglamasi qanday?
6. Burchak tezlik, burchak tezlanish nima?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Aylanish o'qi, ilgariylanma harakat, aylanma harakat, burchak tezlik, burchak tezlanish, qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakat, burchak vektori va burchak tezlanishi vektori, urinma va normal tezlanish.

6-MA'RUZA

Dinamikaning asosiy tushunchalari va qonunlari.

Dinamika nazariy mexanikaning asosiy bo'limi bo'lib. unda jismlarning mexanik harakat qonunlari shu harakatni vujudga keltiruvchi kuchlarga bog'liq holda o'rganiladi.

Mexanikaning asosiy, birlamchi tushunchasi bo'lgan kuch dinamikada moddiy jismlar harakatini o'zgartiruvchi ta'siri bilan aniqlanadi. Dinamikada jismlarga o'zgarmas kuchlardan tashqari miqdori va yo'nalishi o'zgaruvchan kuchlar ham ta'sir ko'rsatishi mumkin deb qaraladi. Kuchlar aktiv, faol yoki passiv. chunonchi. bog'lanish reakstiya kuchlari bo'lishi mumkin.

Dinamikaning asosiy tushunchalari va ta'riflari.

Massa jismlarning moddiy miqdor o'lchovi bo'lib, dinamikaning asosiy tushunchalaridan biri hisoblanadi. Jismning harakati faqat unga qo'yilgan kuchgagina bog'liq bo'lmay, uning inerlligiga ham bog'liq. Jismning inertligini miqdor jihatdan ifodalovchi fizikaviy kattalik jismning massasi deyiladi. Biz o'rganayotgan mexanika klassik mexanika bo'lib, bunda jismning tezligi yorug'lik tezligidan ancha kichik, uning massasi o'zgarmas, skalyar va musbat kattalik deb qaraladi.

Harakatini o'rganishda o'lchamlari ahamiyatga ega bo'lmagan, lekin massaga ega moddiy jismga moddiy nuqta deyiladi. Moddiy nuqta asl ma'noda, biror jismni anglatgani uchun u shu jismning massasiga teng massaga va shu sababli, jism kabi ta'sirlasha olish xususiyatiga ega bo'ladi. Moddiy nuqta tushunchasiga binoan, mexanik sistema yoki jism massasi uni tashkil elgan moddiy nuqtalar massalarining yig'indisi bilan aniqlanadi. Umumiy holda, jismning harakati faqat ushbu moddiy nuqtalar yig'indisigagina emas, ularning jism bo'ylab taqsimlanishi (jism shakli)ga

ham bog'liq.

Dinamikaning masalasi. Dinamikaning masalasi jismga ta'sir etuvchi kuchlar bilan uning harakatining kinematik xarakteristikalari o'rtasidagi bog'lanish qonunlarini aniqlash va bu qonunlarni harakatning xususiy hollariga tatbiq etishdan iborat. Dinamika masalasini dinamikaning asoschisi Nyuton juda yaxshi ta'riflagan. U aytganki, dinamika «harakatning yuz berishiga ko'ra tabiat kuchlarini bilish, so'ngra bu kuchlar bilan tabiatning boshqa hodisalarini tushuntirishi» zarur.

Dinamikaning asosiy qonunlari.

Dinamikaning asosida tajriba va kuzatishlarda aniqlangan va Galiley-Nyuton qonunlari deb ataluvchi quyidagi qonunlar yotadi. Bu qonunlarga asoslanib mantiqiy yo'l bilan matematika usullarni qo'llash natijasida dinamikaning turli teoremlari va tenglamalari keltirilib chiqariladi. Dinamikaning ushbu qonunlari birinchi bor Galiley va Nyuton tomonidan XVII asrda ta'riflangan. Bu qonunlarning to'g'riligi insonning amaliy faoliyatida, texnikaning rivojlanishida hamon kuzatilib kelinmoqda.

1 - qonun (inerstiya qonuni).

Har qanday kuch ta'siridan holi etilgan moddiy nuqta tinch holatda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'ladi.

Birinchi qonunda qayd etilgan holatda moddiy nuqtaga boshqa jismlar yoki nuqtalar ta'sir etmaydi, ya'ni nuqtaga hech qanday ta'sir kuchlari qo'yilmagan yoki qo'yilgan kuchlar o'zaro muvozanatlashgan bo'ladi. Bu qonun mexanik harakatlarning eng soddasi — jismning yoki nuqtaning boshqa jismlardan to'la ajralgan sharoitdagi harakatini ifodalaydi. ***Qonunga muvofiq nuqtaning o'z holatini saqlash xususiyatiga uning inertligi deyiladi.*** Moddiy nuqtaning bunday holati inerstion holat, harakati ***inerstion harakat deyiladi.*** Birinchi qonunning o'zini esa inerstiya qonuni deb ataladi.

Nuqtaning tinch holati uning inerstion harakat holatining xususiy holi bo'ladi. Galiley - Nyutonning bu qonuniga muvofiq hamma jismlar o'zining inerstion harakat holatini o'zgarishiga qarshilik ko'rsatish qobiliyatiga ega.

2-qonun (dinamikaning asosiy qonuni).

Kuch ta'siridagi moddiy nuqta shu kuchga proporsional va kuch bilan bir xil yo'nalgan tezlanishda bo'ladi.

Agar nuqtaga qo'yilgan kuchni $\vec{F}$, nuqta tezlanishini $\vec{a}$ deb belgilasak, ikkinchi qonun quyidagicha ifodalanadi:

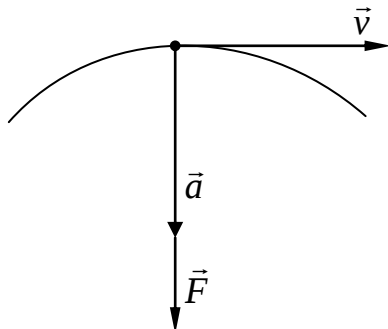
$$m \cdot \vec{a} = \vec{F} \quad (6.1)$$

Bu erda m nuqtaning massasi. Ikkinchi qonun nuqta dinamikasining asosiy qonuni, ushbu qonunni ifodalovchi (6.1) tenglama dinamikaning asosiy tenglamasi deyiladi.

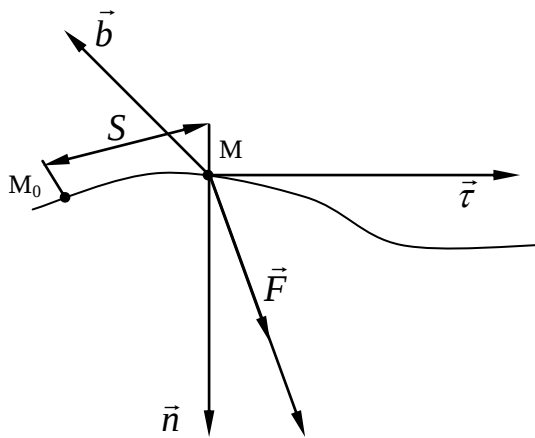
Qo'yilgan ma'lum kuch ta'sirida olgan tezlanishga ko'ra nuqtaning massasini aniqlash mumkin. Chunonchi, og'irlik kuchi P ta'sirida moddiy nuqtaning olgan tezlanishi uning erkin tushish tezlanishi (g) ga teng, demak (6.1) ga ko'ra

$$m = \frac{P}{g} \quad (6.2)$$

Klassik mexanikada harakatdagi jism massasi shu jismning tinch holatdagi massasiga teng deb qaraladi.



58-a shakl.



58-b shakl.

Er sirtidagi har qanday jismga Nyutonning, bizga yaxshi tanish, butun Olam tortishish qonuniga ko'ra

$$F = \gamma \cdot \frac{m \cdot M}{R^2} \quad (6.3)$$

kuch ta'sir qiladi. Bu erda m —Er sirtidagi jismning massasi bo'lib, uni gravitastion massa deyiladi, M, R — Erning massasi va radiusi. Gravitastion (6.3) va inersion (6.2) massalar materiya xususiyatlarining turli tomonlarini aks ettirsa ham ular o'zaro teng deb hisoblanadi.

Nyutonning ikkinchi qonuni birinchi — inersiya qonunini ham o'z ichiga oladi. Haqiqatan ham, agar $F=0$ bo'lsa, (12.1) dan $b = const$ kelib chiqadi. Demak, nuqtaga kuch ta'sir etmasa, u to'g'ri chiziqli tekis harakatdagi inerstion holatda bo'ladi.

Dinamikaning asosiy tenglamasidagi tezlanish nuqtaning absolyut tezlanishi deb tushuniladi.

3-qonun (ta'sir va aks ta'sirning tenglik qonuni).

Ikki moddiy nuqta miqdorlari teng va ularni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab qarama-qarshi yo'nalgan kuchlar bilan o'zaro ta'sirlashadi.

Masalan, A moddiy nuqta V moddiy nuqtaga F_A kuch bilan ta'sir etsa, V nuqta ham A nuqtaga, F_A kuch yotgan AB chiziq bo'ylab teskari yo'nalgan, miqdori F_A ga teng F_B kuch bilan ta'sir qiladi. Dinamikaning asosiy qonuniga muvofiq A va V nuqtalar uchun $F_B = m_A a_A$, $F_A = m_B a_B$ formulalarni yozish mumkin. Uchinchi qonunga ko'ra $F_B = F_A$, $m_A a_A = m_B a_B$ ya'ni Bundan,

$$\frac{a_B}{a_A} = \frac{m_A}{m_B} \quad (6.4)$$

kelib chiqadi, ya'ni ikki moddiy A va V nuqtalarning bir-biriga ta'siri natijasida olgan tezlanishlari massalariga teskari proporstional. Ushbu nuqtalarning tezlanish vektorlari esa AB chiziq bo'ylab qarama-qarshi tomonga yo'nalgan. (6.4) ga ko'ra

ikkita ixtiyoriy A va V jismlarning bir-biri bilan o'zaro mexanik ta'sirlashuvi natijasida olgan tezlanishlarining nisbati har doim ayni shu A va V lar uchun o'zgarmas bo'lib, faqat A va V ning tabiatiga bog'liq.

Dinamikaning birinchi va ikkinchi qonunlari birgina moddiy nuqta uchun yozilgan, uchinchi qonun esa ikki va undan oraliq nuqtalar, ya'ni moddiy nuqtalar sistemasi uchun o'rinli.

4-qonun (kuchlar ta'sirining o'zaro bog'liqmaslik qonuni).

Bir necha kuch ta'siridagi moddiy nuqtaning tezlanishi uning har bir kuch ta'siridan oladigan tezlanishlarning vektorli yig'indisiga teng.

To'rtinchi qonunga ko'ra nuqtaga ta'sir etayotgan kuchlar sistemasini har doim teng ta'sir etuvchi kuch bilan almashtirish mumkin.

Moddiy nuqtaga $F_1, F_2, \dots, F_n$ kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. U holda ularning teng ta'sir etuvchisi

$$\vec{F} = \sum_{k=1}^n \vec{F}_k$$

ga teng. Bu kuchlarning har birining ta'siridan nuqtaning olgan tezlanishlari uchun ikkinchi qonunga ko'ra

$$\vec{F}_1 = m\vec{a}_1$$

$$\vec{F}_2 = m\vec{a}_2$$

.....

$$\vec{F}_n = m\vec{a}_n$$

tenglamalarni yozish mumkin. Tenglamalarning o'ng va chap tomonlarini qo'shib

$$\sum_{k=1}^n \vec{F}_k = m \sum_{k=1}^n \vec{a}_k$$

hosil qilamiz. 4-qonunga ko'ra

$$\vec{a} = \sum_{k=1}^n \vec{a}_k$$

Demak,

$$m\vec{a} = \sum_{k=1}^n \vec{F}_k \quad (6.5)$$

hosil bo'ladi. (6.5) tenglama kuchlar sistemasi ta'siridagi moddiy nuqta uchun dinamikaning asosiy qonunini ifodalaydi.

Ushbu qonunga muvofiq har bir kuch moddiy nuqtaga boshqa kuchlarning ta'siriga bog'liq bo'lmagan holda alohida tezlanish beradi, shu sababli, bu qonun **kuchlar ta'sirining o'zaro bog'liqmaslik qonuni deyiladi**. To'rtinchi qonunni kuchlarni qo'shish aksiomasi—kuchlarning parallelogramm qoidasidan keltirib chiqarish mumkin. shuning uchun to'rtinchi qonunni ba'zan mustaqil qonun emas ham deyiladi.

Inerstial sanoq sistemasi.

Moddiy nuqtaning umuman har qanday jismning mexanik harakati odatda uch

o'lchovli Evklid fazoda biror qo'zg'almas jism bilan biriktirilgan sanoq sistemaga nisbatan kuzatiladi.

Tabiat qonunlarining matematik ifodasini har qanday sanoq sistemada yozish mumkin, lekin inerstial sanoq sistemalaridagina tabiat qonunlari yagona va sodda ko'rinishda matematik ifodalanadi.

Inerstial sanoq sistema deb, Evklid fazoda tezlanishsiz harakatlanayotgan jism bilan biriktirilgan sanoq sistemaga aytiladi.

Kuch qo'yilmagan har qanday moddiy nuqta inerstial sanoq sistemaga nisbatan faqat tinch holda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'ladi. Nyutonning birinchi qonuni ta'rifining mazmuni inerstial sanoq sistemasining haqiqatdan ham mavjud bo'lishini tasdiqlaydi. Umuman, Nyuton qonunlari faqat inertsial sanoq sistemalaridagi kuzatishlar uchun to'g'ri.

Mexanik o'lchov birliklari sistemasi.

Kuch va tezlanish modullari orasidagi $F = ma$ chiziqli bog'lanishga asoslangan holda, mexanik kattaliklarni o'lchash uchun ikki tur birliklar sistemasi kiritiladi. Buning uchun har gal uchta asosiy o'lchov birliklari olinadi.

Birinchi tur birliklar sistemasi. Xalqaro birliklar sistemasi SI. Bu sistemada uzunlik va vaqt birliklari 1 m va 1 s deb olinadi. Uchinchi o'lchov birligi sifatida massa olinadi. Uning etalon birlik massasi deb 1 kg olinadi. U holda kuch o'lchov birligi ushbu uch asosiy birliklardan hosilaviy birlik bo'lib, asosiy qonunning yuqoridagi ifodasiga muvofiq aniqlanadi va 1N deb

$$1N = 1 \frac{kg \cdot m}{s^2}$$

ataladi: ya'ni 1 kg massaga 1 m/s² tezlanish beradigan kuch 1N teng. Aynan shunday, qolgan mexanik kattaliklarning birligi asosiy birliklardan hosilaviy birlik kabi aniqlanadi.

Ikkinchi tur birliklar sistemasi. Birliklarning texnik sistemasi. Bu sistemada asosiy o'lchov birliklari sifatida uzunlik birligi 1 m, vaqt birligi 1 s va kuch birligi 1 kgk (kilogramm-kuch) olinadi. Bu sistemada massa hosilaviy birlik kabi asosiy tenglamadan quyidagicha aniqlanadi:

$$[m] = [F]/[a]$$

va bir massa birligi uchun bir texnik birlik massa qabul qilingan (1 t.b.m.). Dinamikaning asosiy tenglamasiga muvofiq 1 kgk ta'siridan 1 m/s² tezlanish oladigan nuqtaning massa 1 t.b.m. ga teng bo'ladi, yoki 1 kg massaga 1 kgk $g=9,81 \text{ m/s}^2$ tezlanish yoki xuddi shu 1 kg massaga 1 N kuch 1 m/s² tezlanish beradi, ya'ni 1 kgk=9,81 N, 1N=0,102 kgk.

Moddiy nuqta harakatining dijferensial tenglamalari.

Dinamikaning fundamenial qonuni (6.6) dan foydalanib, erkin va bog'lanishdagi moddiy nuqtalar harakatining diffcrensial tenglamalarini keltirib chiqarish mumkin.

Bu tenglamalarning ko'rinishi nuqta harakatining qanday usullarda berilishiga bog'liq bo'ladi. m massali biror M erkin moddiy nuqtaning $\vec{F}$ (yoki $\vec{F} = \sum \vec{F}_k$) kuch

ta'siridagi harakatini tekshiramiz. Nuqtaning a tezlanishini uning radius vektori r orqali aniqlab, (6.7) ga ko'ra, erkin moddiy nuqta harakati uchun differentsial tenglamaning quyidagi vektorli ifodasini yozamiz.

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \vec{F} \quad (6.8)$$

Asosiy tenglamaning (6.8) vektorli ko'rinishidan Dekart koordinata o'qlariga proektsiyalaridagi analitik ko'rinishiga o'tish uchun uning har ikki tomonini Dekart koordinata o'qlariga proektsiyalab, erkin moddiy nuqtaning Dekart koordinatalaridagi harakat differentsial tenglamalarini hosil qilamiz.

$$m\ddot{x} = F_x, m\ddot{y} = F_y, m\ddot{z} = F_z \quad (6.9)$$

(6.9) tenglamalar nuqta koordinatalariga nisbatan ikkinchi tartibli differentsial tenglamalar sistemasini tashkil qiladi.

Bu erda,

$$a_x = \ddot{x}, a_y = \ddot{y}, a_z = \ddot{z}$$

Xususiy hollar. Agar erkin moddiy nuqta harakati tekislikda sodir bo'lsa, masalan, Oxy koordinatalar tekisligida, uning harakat differentsial tenglamasi uchun quyidagini hosil qilamiz:

$$m\ddot{x} = F_x, m\ddot{y} = F_y \quad (6.10)$$

Shuningdek, moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli harakatida, masalan. Ox o'qi bo'ylab, nuqtaning to'g'ri chiziqli harakatining bitta differentsial tenglamasiga kelimiz:

$$m\ddot{x} = F_x \quad (6.11)$$

Moddiy nuqtaning harakat differentsial tenglamalarini tabiiy koordinata o'qlarida ham ifodalash mumkin. Buning uchun nuqta traektoriyasida u bilan birgalikda harakatlanuvchi (qo'zg'aluvchi) tabiiy koordinatalar sistemasini o'tkazamiz. (6.8) ning har ikki tomonini bu sistema o'qlariga proektsiyalaymiz:

$$m \frac{dv}{dt} = F_\tau, m \frac{v^2}{\rho} = F_n, 0 = F_b \quad (6.12)$$

(6.12) tenglama erkin moddiy nuqtaning tabiiy koordinata o'qlardagi harakat differentsial tenglamalarini ifodalaydi. Buni ko'pincha erkin nuqta harakati differentsial tenglamalarining Eyler formulasi deyiladi. (6.12) dagi $F_b = 0$ ekanligi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuch egrilik tekisligida yotishini ko'rsatadi.

Bog'lanishdagi nuqtaning harakat differentsial tenglamalari.

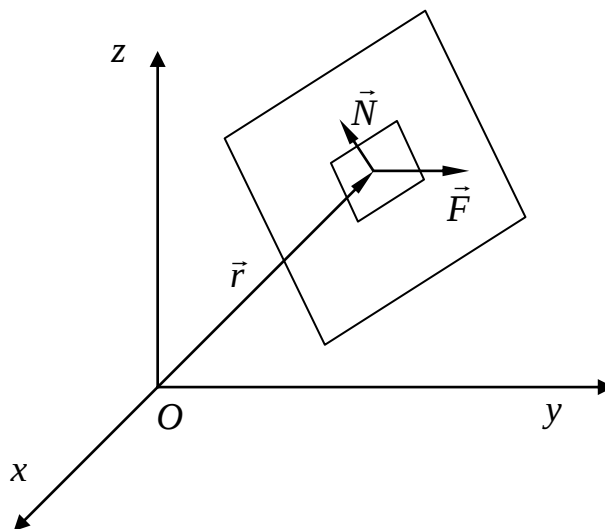
Bog'lanishdagi moddiy nuqta uchun bog'lanishlardan bo'shatish haqidagi aksioma va bog'lanish reaktsiya kuchlariga asoslanib moddiy nuqtaga qo'yilgan barcha kuchlar qatoriga reaktsiya N kuchlarini ham qo'shib erkin nuqta kabi (6.8) tenglamani yozish mumkin.

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{N} \quad (6.13)$$

Koordinata sistemasidagi harakat differentsial tenglamalarni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$m\ddot{x} = F_x + N_x, m\ddot{y} = F_y + N_y, m\ddot{z} = F_z + N_z \quad (6.14)$$

Moddiy nuqtaning harakalida bog'lanish reakstiya kuchlari. umumiy holda, nuqtaga qo'yilgan bog'lanishlarga va ta'sir etuvchi kuchlarga bog'liq bo'libgina qolmay, balki uning harakatining xarakteriga ham bog'liq. Masalan, nuqtaning havodagi yoki birorqarshilik ko'rsatadigan muhit ichidagi harakati tezligiga bog'liq bo'ladi.



59-shakl.

Reakstiya kuchlarining muhim tomoni shundaki, ular masalalarda avvaldan berilmaydi, balki dinamika masalalarini echish natijasida moddiy nuqtaning harakati kabi, berilgan bog'lanishlarga ko'ra aniqlanadi. Dinamikada bog'lanishlarni, statikadan farqli ravishda, dinamik bog'lanishlar yoki dinamik bog'lanish reakstiyalari deb ataladi.

Moddiy nuqta dinamikasining ikki asosiy masalasi.

Moddiy nuqtaning u yoki bu koordinatalar sistemasidagi harakat differentsial tenglamalaridan foydalanib, nuqta dinamikasining ikki asosiy masalasini echish mumkin.

Birinchi masala:

Nuqtaning massasi va harakat qonuniga ko'ra nuqtaga ta'sir etuvchi kuchni topish. Haqiqatan, m massali moddiy nuqtaning harakat tenglamalari Dekart koordinatalarda berilgan bo'lsin:

$$x = f_1(t), y = f_2(t), z = f_3(t)$$

Kuchning koordinata o'qlaridagi proekstiyalari nuqta harakat differentsial tenglamalari (6.1) dan aniqlanadi, ya'ni

$$F_x = m\ddot{x} = m\ddot{f}_1(t); F_y = m\ddot{y} = m\ddot{f}_2(t), F_z = m\ddot{z} = m\ddot{f}_3(t) \quad (6.15)$$

U holda kuchning moduli

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2} = m\sqrt{\ddot{f}_1^2(t) + \ddot{f}_2^2(t) + \ddot{f}_3^2(t)} \quad (6.16)$$

yo'nalishi esa yo'naltiruvchi kosinuslarga ko'ra

$$\cos(\bar{F}^{\wedge}, x) = \frac{F_x}{F}, \cos(\bar{F}^{\wedge}, y) = \frac{F_y}{F}, \cos(\bar{F}^{\wedge}, z) = \frac{F_z}{F} \quad (6.17)$$

formulalardan aniqlanadi.

Ikkinchi masala:

Nuqta massasi va unga ta'sir etuvchi kuch berilganda, nuqtaning harakat qonunini aniqlash. Bu masalaning echilishini ham Dekart koordinatalar sistemasida qaraymiz. Nuqtaga ta'sir etuvchi kuch, umumiy holda, birdaniga bir qancha faktorlarga bog'liq bo'lishi mumkin. $\vec{F} = \vec{F}(t, \vec{r}, \vec{v})$

U holda, (6.9) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= \frac{1}{m} F_x(t, x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}) \\ \ddot{y} &= \frac{1}{m} F_y(t, x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}) \\ \ddot{z} &= \frac{1}{m} F_z(t, x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z})\end{aligned}\quad (6.18)$$

Nuqtaning Dekart koordinatalardagi harakat tenglamalarini aniqlash uchun x, y, z larga nisbatan uchta ikkinchi tartibli differentsial tenglamalar sistemasi (6.2) ni birgalikda integrallash zarur. Matematikaning biror metodi bilan (6.18) ni echib differentsial tenglamalar sistemasining birinchi integraliga erishaylik:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= f_1(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3) \\ \dot{y} &= f_2(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3) \\ \dot{z} &= f_3(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3)\end{aligned}\quad (6.19)$$

Bu erda C_1, C_2, C_3 differentsial tenglamalar sistemasini bir marta integrallash natijasida paydo bo'lgan ixtiyoriy o'zgarmaslar, (6.19) tenglamalarni ham integrallash imkoniga ega bo'lsak, u holda, koordinatalarning hosilalaridan butunlay qutilamiz. Bu integrallash natijasida yana uchta ixtiyoriy o'zgarmaslar; C_4, C_5 va C_6 paydo bo'ladi. Yana ilgariidek, bu ixtiyoriy o'zgarmaslar, uch munosabalga kiradi. Natijada, yuqoridagi (6.18) differentsial tenglamalarning integrallari, umumiy holda, quyidagicha yoziladi;

$$\begin{aligned}f_1(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6) &= 0 \\ f_2(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6) &= 0 \\ f_3(t, x, y, z, C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6) &= 0\end{aligned}\quad (6.20)$$

Bu munosabatlarga koordinatalarning hosilalari kirmaydi; faqat koordinatalar bilan vaqt o'zaro bog'langan.

Topilgan (6.20) harakat tenglamalarni dinamikaning asosiy masalasining aniq bir echimi deb bo'lmaydi, chunki tenglamada oltita ixtiyoriy o'zgarmas son bor. Shunday qilib, masalaning yechimi bir emas, bir necha ko'rinishda topilgan, ya'ni, nuqta berilgan kuch ta'sirida biror aniq yo'nalishda harakatlanmaydi, uning harakati ixtiyoriy o'zgarmaslarning har xil qiymatlariga mos keluvchi harakatlar to'plamidan iborat bo'ladi. Muayyan harakatning qanday sodir bo'lishi boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'ladi. Masalan, og'irlik kuchi ta'sirida harakatlanayotgan nuqtaning traektoriyasi boshlang'ich lezlikning yo'nalishiga qarab, to'g'ri yoki egri chiziqli bo'lishi mumkin. Moddiy nuqtaning boshlang'ich paytdagi holati va tezligini

ifodalovchi shartlar **boshlang'ich shartlar** deyiladi.

Demak, dinamikaning ikkinchi masalasining (yagona) xususiy yechimini aniqlash uchun moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi kuchning xususiyatlarini bilish bilan birga, moddiy nuqta harakatining boshlang'ich shartini ham bilish zarur. Boshlang'ich shart berilmasa, dinamikaning ikkinchi masalasining yechimi nuqtaning biror muayyan harakatini tasvirlamaydi.

TAKRORLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Erkin nuqtaning harakat differentsial tenglamalari Dekart koordinatalarida qanday ifodalanadi?
2. Qanday differentsial tenglamalar nuqta harakatining tabiiy tenglamalari deyiladi?
3. Differentsial tenglamalarga ko'ra qanday masalalar qo'yilgan?
4. Dinamikaning birinchi masalasi qanday qo'yiladi va echiladi?
5. Dinamikaning ikkinchi masalasi qanday qo'yiladi va echiladi?
6. Integrallash doimiylari nima?
7. Nuqta harakatining boshlang'ich shartlari nima?

TAYANCh SO'ZLAR VA IBORALAR

Moddiy nuqta harakatining differentsial tenglamalari, dekart koordinatalarda harakat differentsial tenglamalari, nuqta harakatining tabiiy o'qlardagi differentsial tenglamalari, dinamikaning ikki asosiy masalasi, nuqta harakatining vektorli differentsial tenglamasi, nuqta harakatining Dekart koordinatalarda differentsial tenglamalari, nuqta harakatining tabiiy tenglamalari, inerstiya, massa, og'irlik, gravitatsion massa, inersial sanoq sistema, kuch va tezlanish mutanosibligi, ta'sir va aks ta'sir, kuchlar ta'sirining o'zaro bog'liqligligi, SI o'lchov birliklar sistemasi, texnik birliklar, dinamika masalasi.

7-ma'ruza

Konstruktsiya elementlari va ularning tuzilmalari. Yuklanishlar. Deformatsiya va uning turlari. Kuchlanishlar.

Har qanday mashina yoki inshoot qismlariga nisbatan turli talablar qo'yiladi. U tashqaridan qo'yiladigan yuklar ta'siriga chidamli bo'lishi, ish davomida jism geometrik o'lchamlarini o'zgarmay qolishi, ya'ni ishlatilish davrining boshidan oxirigacha havfsiz ishlashi talab etiladi.

Barcha qattiq jismlar mustahkamlik va birklik xossalariga ega bo'lishi kerak. Barcha mashina qismlari ishlash davomida tashqi kuch ta'siriga turlicha ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun mashina yoki inshoot qismlarining qo'yilgan yuklar ta'siriga bardosh berib turishi ularning o'lchamlariga va qanday materialdan tayyorlanishiga bog'liq.

Konstruktsiya elementlari tashqi kuch ta'siridan mustahkamligini yo'qotishidan oldin, shaklini o'zgartirishi oqibatida emirilishi mumkin. Bunday hollarda konstruktsiya o'z ustuvorligini yo'qotdi deb qabul qilinadi.

Konstruktsiya va konstruktsiya qismlarini mustahkam, birk va ustuvor

bo'lishini ta'minlashni turli yo'llari bor:

1. Konstruktsiya qismlari ko'ndalang kesim o'lchamlarini o'zgartirish;
2. Material turini o'zgartirish;
3. Tayyorlash uchun zarur mehnat davri.

Bu ko'rsatkichlarga ega bo'lish uchun loyihani turli variantlari tayyorlanishi va ulardan eng arzonini, yuqorida qo'yilgan uchta asosiy talabga(mustahkam, bikr, ustuvor) javob beradigani tanlab olinadi.

Materiallar qarshiligi mashina yoki inshoot qismlarini mustahkamlikka, bikrlikka va ustuvorlikka hisoblash usullarini va konstruktsion materiallarni mexanik xarakteristikalarini tajriba yordamida aniqlash yo'llarini o'rgatuvchi fandır.

Materiallar qarshiligi fanidan mexanika fanining qattiq jismlarga oid umumiy natijalaridan keng foydalaniladi. Materiallar qarshiligi mexanikada qabul qilingan qattiq jism tushunchasini bir necha yangi tushunchalar bilan to'ldiradi. Bulardan eng muximi kuchlanish bilan deformatsiya tushunchasidir. Birmuncha oddiy hollarda kuchlanishni deformatsiyadan katiy nazar absolyut qattiq jism mexanikasining usullaridan foydalanib aniqlash mumkin. Bunday masalalar statik aniq masalalar deyiladi. Umuman, kuchlanishni deformatsiyaga bog'lamay aniklab bo'lmaydi. Kuchlanishni deformatsiyasiz aniqlash mumkin bo'lmagan masalalar statik aniqmas masalalar deyiladi. Bu tarzda statik aniqmas masalalar materiallar qarshiligi fanining maxsus usullaridan foydalanib echiladi.

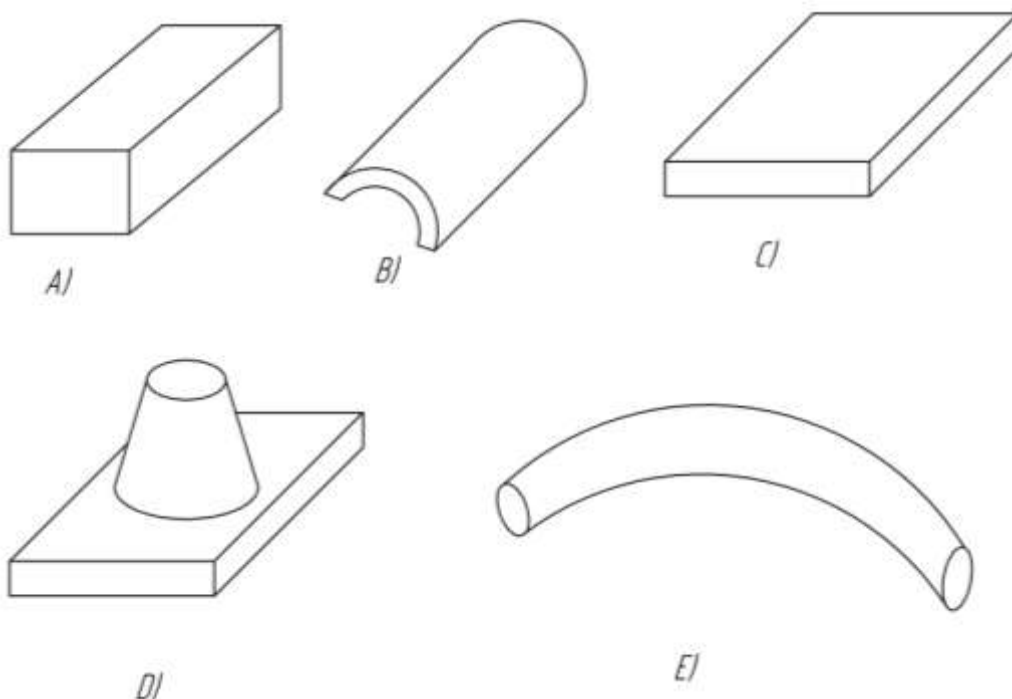
Shuni eslatib o'tish kerakki, inshootlar va mashinalar kandy vazifalarni bajarish uchun mo'ljallanganidan va qanday sharoitlarda ishlatilishidan qat'iy nazar ularning tarkibidagi elementlar asosan to'g'ri sterjenlar, egri sterjenlar, massivlar, yupqa plastinkalar va qobiqdardan iborat bo'ladi. Inshoot va mashinalarni hisoblashda ular tarkibidagi qismlarning mustahkamligi va ustuvorligi ta'min etilsa, shu bilan inshoot yoki mashinaning mustahkamligi butunlay ta'minlangan bo'ladi.

Materiallar qarshiligida ana shu to'g'ri va egri prizmatik sterjenlar, yupqa plastinkalar va qobiqlarning mustahkamligini va ustuvorligini hisoblash yo'l-yo'riqlari beriladi. Shuning uchun ham materiallar qarshiligi inshoot va mashinalarni hisoblash nazariyasining asosi hisoblanadi.

**To'g'ri va egri sterjenlar, plastinalar,
qobiq va massivlar.**

Prizmatik yoki silindrik shakldagi jismlarning ko'ndalang kesim o'lchamlari bo'y o'lchamiga qaraganda bir necha marta kichik bo'lsa, ular **prizmatik sterjenlar** deyiladi. Geometrik o'kdari to'g'ri chiziq bo'lsa, **to'g'ri sterjenlar** deb, egri chiziq bo'lsa **egri sterjenlar** deb ataladi. (60-shakl. A, V).

60-shakl.



Qattik jismning bitta o'lchami boshqa ikkitasiga qaraganda juda ham kichik bo'lsa, bunday yassi jismlar plastina deb, yupqa devorli idishga o'xshash jismlar esa qobiq deb ataladi. (60-shakl. s), d), e).

Mashina va inshoot qismlariga qo'yiladigan kuchlar va ularning turlari.

Kimyo va oziq-ovqat sanoatida ishlatiladigan mashina va mexanizmlar o'z vazifasini o'tashda ularning ba'zi qismlari tashqi kuchlar ta'siriga bevosita duch kelib, o'z navbatida, bu kuchlarni ma'lum tarzda qo'shni elementlariga o'zatadi. Umuman, mashina qismlari o'zlarining xususiy og'irligi, bu qismlarning bir-biriga ko'rsatadigan ta'siri va ularga bevosita ko'yilgan yuklar ta'sirida bo'lishi mumkin.

Mashina va mexanizm qismlariga ta'sir kiladigan kuchlar ikki turga xajmiy va sirtqi kuchlarga bo'linadi. Kuch jism hajmining barcha nuqtalariga qo'yilgan bo'lsa, bunday kuchlar **xajmiy kuch** deyiladi. Masalan, mustahkamligi tekshirilaetgan jismning o'z og'irligi mazkur jism uchun xajmiy kuch xisoblanadi, jism harakatda bo'lsa inerstiya kuchi ham xajmiy kuchlar katoriga kiradi, chunki inerstiya kuchi jismning massasiga bog'likdir. Massa esa jismning butun xajmini koplaydi. Bir-biriga tegib turadigan ikki jismning o'zaro ta'siri ularning urinib turgan nuqtasiga qo'yilgan deb xisoblaniladi.

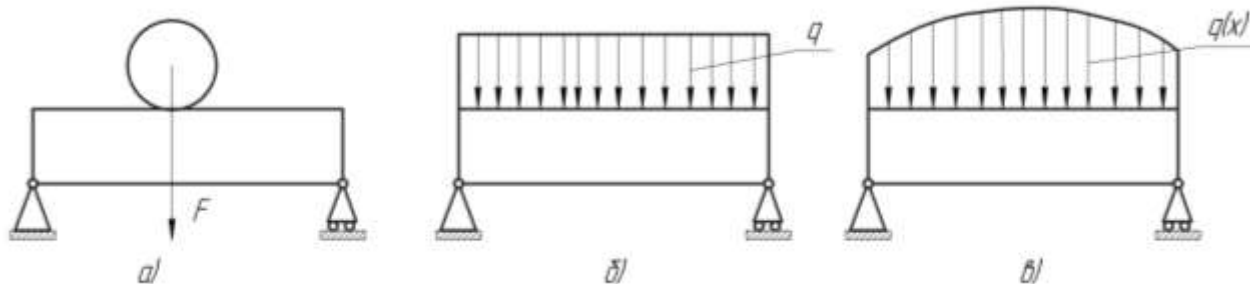
Hakiqatdan esa, jismlarning tegishib turgan joyida deformastiya hosil bo'ladi.

Ularning o'zaro ta'siri urinib turgan nuqtaga qo'yilgan bo'ladi. Bu yuzachaning satxi juda kichik bo'lsada cheklidir. Agar ikki jismning tegishib turgan yuzachasi jism o'lchamlariga qaraganda juda ham kichik bo'lsa, bu yuzachani bir nuqta deb u kuchni esa nuqtaga qo'yilgan to'plangan kuch deb hisoblaymiz. Bu to'plangan kuch jismlarning tegishib turgan yuzasidagi bosimlarning teng ta'sir etuvchisidir. Masalan, ikki uchi bilan tayanch ustida yo'tgan balkaning biror joyiga qo'yilgan og'ir jismning balka sirti bilan tegishgan yuzasi juda kichik bo'lgani uchun bu yuzacha bo'yicha ta'sir qiluvchi kuchlar o'rniga ularning teng ta'sir etuvchisi $\vec{F}$ ni olinadi (61-shakl).

Inshoot qismining ma'lum yuzasi yoki uzunligi bo'yicha qo'yilgan kuch uzluksiz ravishda ta'sir ko'rsatsa, bunday kuch yoyilgan kuch deb ataladi va "q" bilan belgilanadi. Yoyilgan kuchlar ikki turga bo'linadi:

a) tekis tarqalgan; b) notekis tarqalgan.

Agar yoyilgan kuch uzunlik bo'yicha ta'sir qilsa $\frac{H}{M}$ da, yuza bo'yicha ta'sir qilsa $\frac{H}{M^2}$ da o'lchanadi.



61-shakl.

Yuqorida bayon qilingan xillaridagi kuchlar mashina qismlariga statik va dinamik xarakterda ta'sir ko'rsatishi mumkin. Mashina qismlariga kuch ta'siri asta-sekin qo'yilib, oqibatda eng katta qiymatga etkazilsa, bunday kuch **statik kuch** deyiladi. Kuch statik ta'sir etsa, inshoot qismlarida hech kanday tezlanish xosil bo'lmaydi va doimo muvozanatda bo'ladi. Qo'yilgan kuchlar ta'siridagi inshoot qismlarida tezlanishlar hosil bo'lib, ular qisqa muddat ichida o'zgarib tursa, bu tarzda kuchlar dinamik xarakterda deb hisoblaniladi. Masalan, inshoot qismlari zarbali yoki birdaniga qo'yiladigan yohud davriy o'zgarib turadigan kuchlar ta'sirida bo'lishi mumkin.

Deformastiya va uning turlari.

Har kanday qattiq jismga kuch ta'sir qilganda uning geometrik shakli va o'lchamlari birmuncha o'zgaradi. Bu o'zgarish deformastiya deyiladi. Masalan, vertikal sterjen, silindrik prujina o'z o'qi bo'ylab yo'nalgan kuchlar ta'sirida cho'ziladi, ikki tayanchda yotuvchi balka ustidagi yuk ta'sirida egiladi. Deformastiya sof geometrik faktor bo'lib, jismlarning fizik xossalarini ayrim holda tekshirish ham mumkin. Bunday tekshirishni deformastiyaning geometrik nazariyasi deyish mumkin. Biroq kuch ta'siridagi jismning deformastiyasini tekshirganimizda uning geometrik nazariyasi hodisasi to'la ifodalay olmaydi, chunki deformastiya miqdori va xarakteri jismga qo'yilgan kuchga bog'liq bo'lishi bilan birga jism materialining fizik

xossalriga va uning geometrik tuzilishiga ham bog'likdir.

Ko'pchilik qurilish materiallari odatda ularga qo'yilgan yukning ta'siri ostida nihoyatda kichik deformastiyalanadi. Shuning uchun qattiq jismga oid ko'pchilik masalalarni echishda ularning deformastiyalari e'tiborga olinmaydi, va u jism absolyut qattiq deb xisoblaniladi.

Jism kanday kuch ta'siriga duch kelmasin va kanday geometrik shaklda bo'lmasin uning deformastiyasi juda kichik bo'lganidan, xar qanday deformastiyani ikki asosiy turga keltirish mumkin.

Agar ixtiyoriy shakldagi jism fikran cheksiz kichik hajmli, cheksiz ko'p miqdordagi kubchalar yig'indisidan tuzilgan deb qaralsa, bunday jismning deformastiyasi mazkur cheksiz kichik hajmli kubchalar deformastiyalari bilan tasvirlanadi. Bu uzunlikning o'zgarishi va tomonlar tuzgan to'g'ri burchaklarning o'tkir yoki o'tmas burchakka aylanishi bilan ifodalaniladi. Bo'y va en o'lchamlarining o'zgarishi chiziqli deformastiya deb to'g'ri burchaklarining o'zgarishi esa burchak yoki siljish deformastiyasi deb ataladi. Jismning har qanday deformastiyasi ana shu ikki asosiy deformastiyadan iboratdir. Chiziqli deformastiya natijasida jismning oldingi bo'yi uzaysa, jism cho'ziladi, qisqarsa jism siqiladi. Ularning bir-biridan farq qilishi uchun biriga musbat, ikkinchisiga manfiy ishora qo'yiladi.

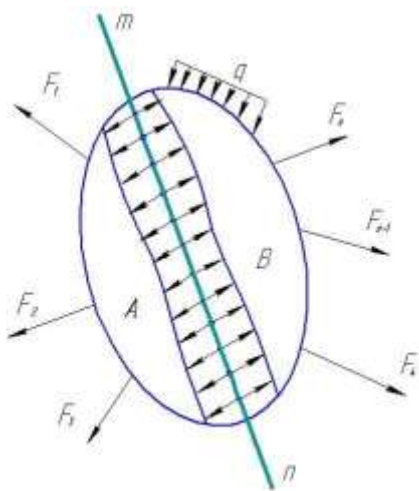
Ichki kuchlar va ularni aniqlash.

Muvozanatlashuvchi tashqi kuchlar ta'siridagi qattiq jism zo'riqish holatida turadi. Bu zo'riqish jismni tashkil qiluvchi zarralar orasidagi ichki kuchlardan iboratdir. Qattiq jismga tashqi kuch qo'yilmaganda ham, unda kuchlar mavjuddir. Qattiq jismda ichki kuchlar mavjud bo'lmasa, uning zarralari ma'lum hajmni qoplovchi bir butun shaklni hosil qilmagan bular edi. Jismni hosil qiluvchi zarralar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari boshlang'ich **ichki kuchlari** deyiladi.

Qattiq jismga tashqi kuchlar qo'yilganda, zarralarini o'zaro muvozanatda tutib turuvchi ichki kuchlar o'zgaradi, boshqacha qilib aytganda, qo'shimcha ichki kuchlar hosil bo'ladi. Qattik jismlarning qarshilik ko'rsatish kobiliyati, asosan, tashqi kuchlar ta'siridan hosil bo'ladigan ana shu qo'shimcha ichki kuchlarga bog'lik bo'lganidan, ular bizni ko'prok qiziqtiradi. Tashqi kuchlar ta'siridan hosil bo'ladigan

deformastiyalarni molekulalar nazariyasi etarli darajada takomillashtirdi. Ammo bu nazariyaning natijalarini amaliy masalalarni echishga tadbiq qilish juda ham murakkab oqibatlarga olib borganidan, materiallar qarshiligida materiallarning mikrotuzilishi nazarga olinmay, makrotuzilishi asosida fikr yurgiziladi. Qattik jism egallagan hajm moddalar bilan zich to'ldirilgan deb faraz kilinadi.

Haqiqatdan ham mashinasozlikda ishlatiladigan materiallar asosan shu hususiyatga ega bo'lgani uchun, bu gipoteza asosida chiqarilgan nazariy xulosalar tajribadan olingan ma'lumotlarga juda mos keladi. Jism egallagan hajmni moddalar bilan zich(to'la) deb



62- shakl.

hisoblovchi gipoteza, materiallar qarshiligi nazariyasini umumiy mexanika nazariyasi asosida tuzishga imkon beradi.

Mexanika qonunlaridan foydalanib, qattiq jismlarda hosil bo'ladigan ichki kuchlarni topish usullarini aniklaymiz. Tashqi kuchlar ta'sirida muvozanatda turgan jismni biror sirt tekislik vositasi bilan ikki kesimga fikran ajratamiz. Masalan, mn tekislik jismni A va V qismlarga ajratsin(62-shakl). Jism mn tekislik bilan A va V qismlarga ajratilishidan oldin muvozanatda edi. Fikran ikki qismga ajratilgan bu jismning har qaysi qismi muvozanatda bo'lishi uchun, ularning kesishdan hosil bo'lgan yuzalari bo'yicha qismlarning o'zaro ta'sirini almashtiruvchi kuchlarni qo'yishimiz kerak. Masalan, A qismining kesim yuzasi bo'yicha V qismining ta'sirini almashtiruvchi kuchlarni qo'ymasak u muvozanatda bo'lmaydi. Bu A va V qismlarning kesim yuzalari bo'yicha qo'yilgan kuchlar, mexanikaning uchinchi qonuniga muvofiq teng va qarama-qarshi yo'nalishda bo'lishi kerak. Har bir kesimning kesim yuzasi bo'yicha ta'sir etuvchi kuchlar **ichki** yoki **elastik kuchlar** deyiladi. Bu erda biz, birinchidan, jismda mavjud bo'ladigan ichki kuchlarni topdiiq ikkinchidan, ularni tashqi kuchlar qatoriga kiritdik. Ichki kuchlarni bu tarzda topish **kesish usuli** deyiladi. Bu usul materiallar qarshiligida juda katta ahamiyatga ega bo'lib, uning vositasi bilan ichki kuchlar topiladi va ularni aniqlash yo'li belgilanadi: jismning ajratilgan har qaysi qismi uchun muvozanat tenglamalarini tuzib, kesim yuzasi bo'yicha qo'yilgan ichki kuchlarning bosh vektori bilan bosh momentini aniklashimiz mumkin. Lekin ichki kuchlarni kesim yuza bo'yicha qanday qonun bilan tarqalishi hakida, umumiy holda, bir narsa deyishga hech kanday asos yo'q. Kesim yuzasi bo'yicha ichki kuchlarning qanday tarqalishi jismning shakliga va tashqi kuchlarning qo'yilishiga bog'likdir(62-shakl).

Deformastiya natijasida jismning kuch qo'yilgan nuqtalari ko'chib tashqi kuchlar "A"ish bajaradi. Bu ishning bir qismi jism zarralariga tezlik berish uchun sarflanadi, ya'ni kinetik energiyaga aylanadi. Ishning qolgan qismi deformastiyaning potentsial energiyasi tarzida jismda to'planadi. Energiya balansi tenglmasi quydagicha yoziladi:

$$A = T + U .$$

Agar yuk statik tarzda qo'yilsa $T = 0$ bo'ladi.

Demaq $A = U$ bo'ladi, ya'ni tashqi kuchlarning bajargan ishi jismda deformastiyaning potentsial energiyasi tarzida to'planadi. Jismdan tashqi kuch olinganda jismda to'planadigan deformastiyaning potentsial energiyasi jismni oldingi holatiga keltirish uchun sarflanadi. Shuning uchun ham jismning o'zida to'plangan energiyani qaytarish qobiliyati uning elastikligi deyiladi.

Kuchlanish va uning turlari.

Tashqi kuch ta'sirida muvozanatda turgan jismni biror mn tekislik bilan fikran kesib (63-shakl), bir qismining muvozanatini tekshiramiz. Masalan, A qismining kesim yuzasi bo'yicha biror qonun bilan yoyilgan elastik kuchlar ta'sir kiladi. Elastik kuchning yuza birligidagi miqdori **kuchlanish** deyiladi. Tekshirilayotgan kesim yuzasining biror M nuqtasi atrofida cheksiz kichik ΔA yuzacha ajratamiz. Bu yuzachadagi ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi ΔF ni ΔA ga bo'lgan nisbatini o'rtacha kuchlanish deyiladi, ya'ni

$$P^{ypm} = \frac{\Delta F}{\Delta A} \quad (7.1)$$

Endi ΔA yuzachani kichraytira boramiz, natijada yuzacha M nuqtaga yaqinlashib, uning qiymati nolga intiladi. ΔF ham miqdorini va yo'nalishini o'zgartirib, ma'lum limitga intiladi, ya'ni

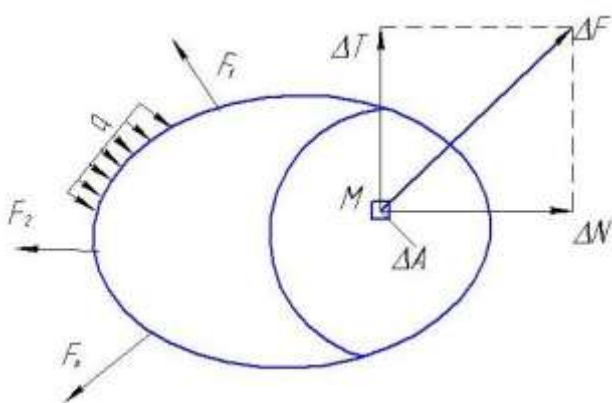
$$P = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta A} = \frac{dF}{dA} \quad (7.2)$$

o'rinli bo'ladi. Bu kattalik M nuqtadagi xaqiqiy kuchlanish deyiladi.

Jismning biror M nuqtasidagi kuchlanishini topish uchun bu nuqtadan bitta tekislik o'tkazishimiz kerak. Ammo bu M nuqta orqali cheksiz ko'p tekislik o'tkazish mumkin. Har kaysi tekislikka tegishli kesim yuzalaridagi kuchlanishlarning turlicha bo'lishi tabiiydir. Demaq jismning biror nuqtasidagi kuchlanishni aniqlashda bu nuqtaning kaysi u kesimdagi yuzaga oid ekanligini oldindan bilish zarur. Tekshirilayotgan kesim yuzasi bo'yicha kuchlanishning qanday qonun bilan yoyilgani ma'lum bo'lsa, (7.2) ifodadan foydalanib, ichki kuchlarning bosh vektori aniqlaymiz:

$$\vec{P} = \int_F \Delta F dA \quad (7.3)$$

Elementar ΔF yuzachadagi ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi ΔF kesim yuzasining normali bo'yicha va yuza bo'yicha yo'nalgan tuzuvchilariga ajratib, ularni mos ravishda ΔN va ΔT deb belgilasak (63-shakl) bu kuchlarga tegishli o'rtacha normal va tangensial kuchlanishlarni topgan bo'lamiz.



$$\sigma = \frac{\Delta N}{\Delta A} \quad \text{o'rtacha normal kuchlanish;}$$

$$\tau = \frac{\Delta T}{\Delta A} \quad \text{o'rtacha tangensial kuchlanish.}$$

Bu kattaliklarni haqiqiy qiymatini ifodalash uchun biror qiymatga cheksiz yaqinlashtirish keraq ya'ni

$$\sigma = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta A} = \frac{dN}{dA}; \quad \tau = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta A} = \frac{dT}{dA};$$

63-shakl.

To'la kuchlanish quyidagicha aniqlanadi:

$$P = \sqrt{\sigma^2 + \tau^2}.$$

NAZORAT SAVOLLARI

1. Qanday deformatsiya elastik va qanday deformatsiya plastik deformatsiya deb ataladi?
2. Brus nima?

3. Kesimning ma'lum nuqtasidagi kuchlanish nima?
4. Kesish usuli nimadan iborat va u nimaga kerak?
5. Qanday yuklar statik yuklar deb ataladi?
6. Statikani nechta asosiy aksiomalari bor?
7. Statikani muvozanat tenglamalari qanday?
8. Haqiqiy kuchlanish formulasi qanday?
9. Materiallar qarshiligida qanday gipotezalar bor?

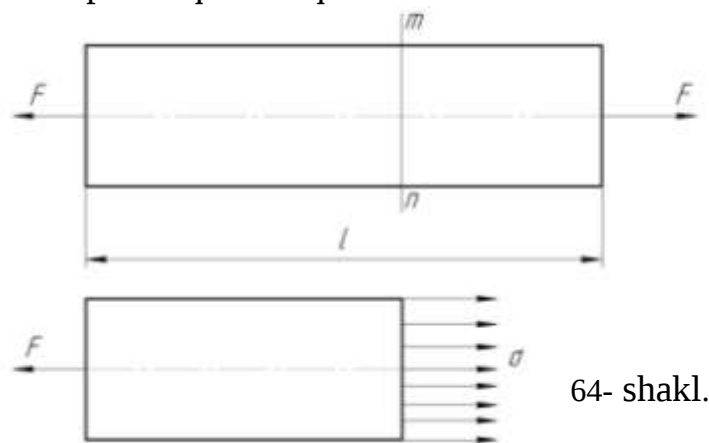
TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Statika, absolyut qattiq jism, kuch, kuchlar sistemasi, mustahkamlik, bikrlilik, ustuvorlik, deformastiya, elastik deformastiya, plastik deformastiya, brus, plita, massiv, qobiq, sterjen, balka, ferma, rama, sirtqi kuch, hajmiy kuch, to'plangan kuch, kesish usuli, zo'riqish kuchlari, statika muvozanat tenglamalari, kuchlanishlar, normal kuchlanish, urinma kuchlanish.

8-Ma'ruza

Cho'zilish va siqilish deformastiyasi. Guk qonuni. Puasson koeffistenti.

Prizmatik sterjen o'zining uchlariga qo'yilgan va o'qi bo'ylab yo'nalgan qarama-qarshi $\vec{F} = -\vec{F}$ kuchlar ta'sirida muvozanatda tursin(64-shakl). Bu tarzdgagi qo'yilgan kuchlar ta'siridan prizmatik sterjen cho'ziladi. Uning ko'ndalang kesimida hosil bo'ladigan zo'riqishlarni topish uchun, kesish usulidan foydalanamiz. Sterjenni uning o'qiga tik biror mn tekislik bilan fikran ikki kiemga ajratib, bir qismini tashlaymiz va boshqa qismining muvozanatini tekshiramiz. Masalan, yuqori qismini tashlab pastki qismini qoldiramiz.



64- shakl.

Tekislik mn ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha ta'sir qiluvchi ichki kuchlar sterjenning pastki uchiga qo'yilgan tashqi F kuchi bilan muvozanatlashadi. Tekislik mn kesim yuzasidagi ichki kuchlar yuzaga tik yo'nalgan bo'ladi. Ularning yuza birligidagi qiymatini, ya'ni kuchlanishni " σ " bilan belgilaymiz. U holda muvozanat

sharti quyidagicha yoziladi:

$$F = \int \sigma dA \quad (8.1)$$

Agar kuchlanish ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha tekis tarqalgan deb karalsa, σ ni integral ostidan chiqarishimiz mumkin. U holda (8.1) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$F = \sigma A \quad (8.2)$$

Bundan cho'zuvchi sterjenning ko'ndalang kesimidagi kuchlanish uchun quyidagicha formulani olamiz:

$$\sigma = \frac{F}{A} \quad (8.3)$$

Prizmatik sterjendagi cho'zuvchi kuch va uning ko'ndalang kesim yuzi ma'lum bo'lsa, undagi kuchlanishni (8.3) formuladan topish mumkin. Endi mustahkamlik sharti tenglamasini (2) ifodaga muvofiq chiqaramiz. F kuch ta'siridan cho'zuvchi sterjenning ko'ndalang kesimida hosil bo'ladigan σ kuchlanish sterjenning materiali uchun belgilangan ruxsat etilgan kuchlanish $[\sigma]$ dan oshmasligi lozim, ya'ni

$$\sigma = \frac{F}{A} \leq [\sigma] \quad (8.4)$$

shartni qanoatlantirish kerak. Bu ifoda mustahkamlik sharti deyiladi. Bundan, F kuchga bardosh beradigan bo'lishi uchun sterjen ko'ndalang kesimining yuzi qanday bo'lishi kerakligini aniqlash mumkin:

$$A \geq \frac{F}{\sigma} \quad (8.5)$$

Cho'zuvchi sterjenning materiali va ko'ndalang kesimining yuzi ma'lum bo'lsa, unga qo'yilishi mumkin bo'lgan cho'zuvchi kuchning miqdorini aniqlash mumkin.

$$F \leq [\sigma] A \quad (8.6)$$

Cho'zuvchi kuchlarni statika tenglamalaridan foydalanib aniqlash mumkin bo'lgan xollarda, tegishli sterjenlar uchun mustahkamlik shartining bajarilishini (8.4) tenglama yordamida tekshirish mumkin.

Prizmatik sterjen bir jinsli parallel tolalardan tuzilgan deb faraz kilinsa, qo'yilgan kuch ta'siridan barcha tolalari bir xilda cho'zilib, sterjen ko'ndalang kesimining yuzasi o'ziga parallel ravishda ko'chadi (65-shakl). Natijada uning l

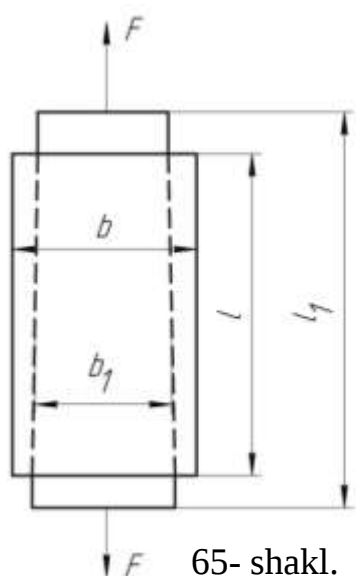
boshlangich uzunligi uzayib, l_1 ga aylanadi. Sterjenning absolyut cho'zilishi quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta l = l_1 - l \quad (8.7)$$

Bu miqdor cho'zilish uchun musbat, siqilish uchun esa manfiy bo'ladi. Deformastiyani sterjen uzunligining qiymatiga bog'lamaslik uchun uzunlik birligiga to'g'ri keladigan deformastiyani tekshiramiz. Uzunlik birligiga to'g'ri keladigan deformastiyaga **nisbiy deformastiya**, ya'ni **nisbiy cho'zilish** yoki **nisbiy siqilish** deyiladi. Nisbiy deformastiyani ε bilan belgilasaq u

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad (8.8)$$

ko'rinishida yoziladi. Sterjenning uzunligi va absolyut cho'zilishi uzunlik birligida o'lchangani uchun nisbiy cho'zilish o'lchovsiz son



65- shakl.

bo'ladi. O'tkazilgan tajribalar prizmatik sterjen bo'yiga cho'zilganda uning kesimi siqilib, bo'yiga siqilganda ko'ndalang kesimi kengayishini ko'rsatadi. Demak, sterjen cho'zilganda bo'y uzayish bilan birga ko'ndalang kesimi ingichkalashadi (65- shakl). Prizmatik sterjenlar ko'ndalang kesim o'lchamlarining o'zgarishi **ko'ndalang deformastiya** deyiladi. Ko'ndalang kesim o'lchami oldin b bo'lib, deformastiyadan keyin b_1 bo'lsa, ko'ndalang deformastiyaning ε_1 deb belgilab, uning uchun:

$$\varepsilon_1 = \frac{b - b_1}{b} \quad (8.9)$$

formula hosil qilamiz. Prizmatik sterjen cho'zilsa (+); sikilsa (—) ishorali bo'ladi.

Tajribalar shuni kursatadiki, ε_1 ko'ndalang deformastiya ε ning bo'ylama deformastiyaga nisbati o'zgarmas son bo'lib, u faqat sterjenning materialiga bog'liqdir. Bu nisbatning absolyut qiymati μ bilan belgilanadi va **Puasson koeffitsienti** deb ataladi:

$$\mu = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} \quad (8.10)$$

Ba'zi materiallar uchun Puasson koeffitsientining qiymatlari jadvallarida berilgan bo'ladi. Barcha materiallar uchun $0 \leq \mu \leq 0,5$ bo'ladi.

Guk qonuni.

Cho'ziluvchi (siqiluvchi) sterjenlarda hosil bo'ladigan fizik xodisalarni tajribada kuzatish mumkin. Cho'zuvchi kuchlanish sterjenning materiali uchun aniqlangan ma'lum chegaradan oshmasa, sterjen elastiklik xossasiga ega bo'ladi, ya'ni sterjendan cho'zuvchi (siquvchi) kuch ta'siri olinsa, u o'zining avvalgi holiga qaytadi. Shu chegaraga tegishli kuchlanish **proporstionallik chegarasi** deyiladi. Bu chegaragacha nisbiy cho'zilish ε bilan cho'zuvchi (siquvchi) kuchlanish σ o'zgarmas nisbatda bo'ladi:

$$\frac{\sigma}{\varepsilon} = E$$

Boshqacha qilib aytganda, proporstionallik chegarasiga to'ri kelgan kuchlanish nisbiy cho'zilishga proporstionaldir:

$$\sigma = E \varepsilon \quad (8.11)$$

Bu formula bilan ifodalangan xulosa **Guk qonuni** deyiladi.

Tajribalardan chiqarilgan (8.11) munosabat materiallar qarshiligi fanining asosidir. Proporstionallik koeffitsienti E cho'zilishdagi (siqilishdagi) **elastiklik moduli** deyiladi. Kuchlanish σ MPa hisobida o'lchanadi, ε esa o'lchovsiz kattalik

bo'lganidan E ham kuchlanish kabi MPa hisobida o'lchanadi. Agar $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$ bo'lsa, $\sigma = E \varepsilon$ bo'ladi. Demak elastiklik moduliga elementning deformastiyasidan keyingi uzunligi deformastiyadan oldingi uzunligidan ikki barobar katta bo'lgandagi holatida hosil bo'ladigan kuchlanish ekan. Bu koeffitsient ma'lum materiallar uchun qat'iy qiymatga ega bo'lib, uning qiymatlari turli materiallar uchun tajriba yo'li bilan aniqlanadi.

Guk qonundan foydalanib, F cho'zuvchi kuch, sterjenning geometrik o'lchamlari A va absolyut cho'zilish Δl orasidagi munosabatni topamiz:

$$\Delta l = \varepsilon l; \quad \varepsilon = \frac{\sigma}{E} \quad (8.12)$$

bo'ladi. (8.11) dan ε ning qiymatini yuqoridagi formulaga qo'yamiz. U holda kuchlanishni (8.Z) dan keltirib qo'ysak

$$\Delta l = \frac{Fl}{EA} \quad (8.13)$$

formulani hosil qilamiz. Demak, prizmatik sterjenning cho'zilishi (siqilishi) cho'zuvchi (siquvchi) kuchga va sterjenning uzunligiga proporsional, elastiklik moduliga va sterjen ko'ndalang kesim yuzasiga teskari proporsionaldir.

EA – miqdor prizmatik sterjenning cho'zilishdagi (siqilishdagi) **bikrligi** deyiladi. Bikrlik tushunchasini teskari ma'nosida tushunish lozim. Ya'ni sterjen qancha cho'zilishga moyil bo'lsa, shunchalik uning bikrligi kam bo'ladi va aksincha.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Cho'zilgan va siqilgan sterjenlarning ko'ndalang kesimlaridagi bo'ylama kuchlar qanday topiladi?
2. Absolyut cho'zilish nima?
3. Guk qonuni nimadan iborat va uning matematik ifodasi qanday yoziladi?
4. Puasson koeffitsienti nima?
5. Ehtiyotlik koeffitsienti nima?
6. Mustahkamlik sharti nima?

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Cho'zilish, siqilish, bo'ylama kuch, epyura, mustahkamlik sharti, ruxsat etilgan kuchlanish, absolyut cho'zilish, nisbiy bo'ylama deformatsiya, elastiklik moduli, guk qonuni, ko'ndalang deformatsiya, Puasson koeffitsienti.

9-Ma'RUZA

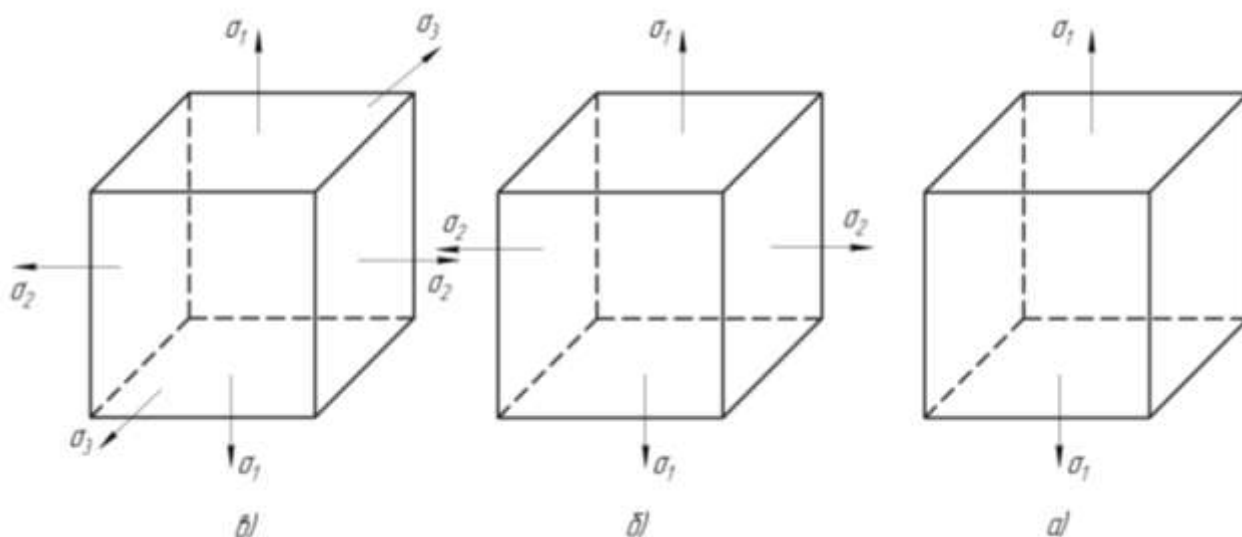
Murakkab kuchlanish xolati. Mustahkamlik nazariyalari.

Elastiklik nazariyasida kuchlangan har bir sterjenning istalgan nuqtasidan bir-biriga tik yo'nalgan uchta bosh yuza o'tkazish mumkinligi isbotlangan.

Agar sterjenning har qanday nuqtasidan uchta bosh yuza bilan cheklangan elementar kubik ajratilsa, uning tomonlariga uchta boshnormal kuchlanish ta'sir qiladi. Bu kuchlanishlarni bosh kuchlanishlar deb ataymiz va mos ravishda $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ bilan belgilaymiz. Kubning kuchlanish holati to'liq jism kuchlanish holatini ifodalaydi.

Nuqta uch xil kuchlanish holatida bo'lishi mumkin, ya'ni (66-shakl).

- a) Chiziqli kuchlanish holatida;
- b) Tekis kuchlanish holatida;
- v) Fazoviy yoki hajmiy kuchlanish holatida.



66-shakl.

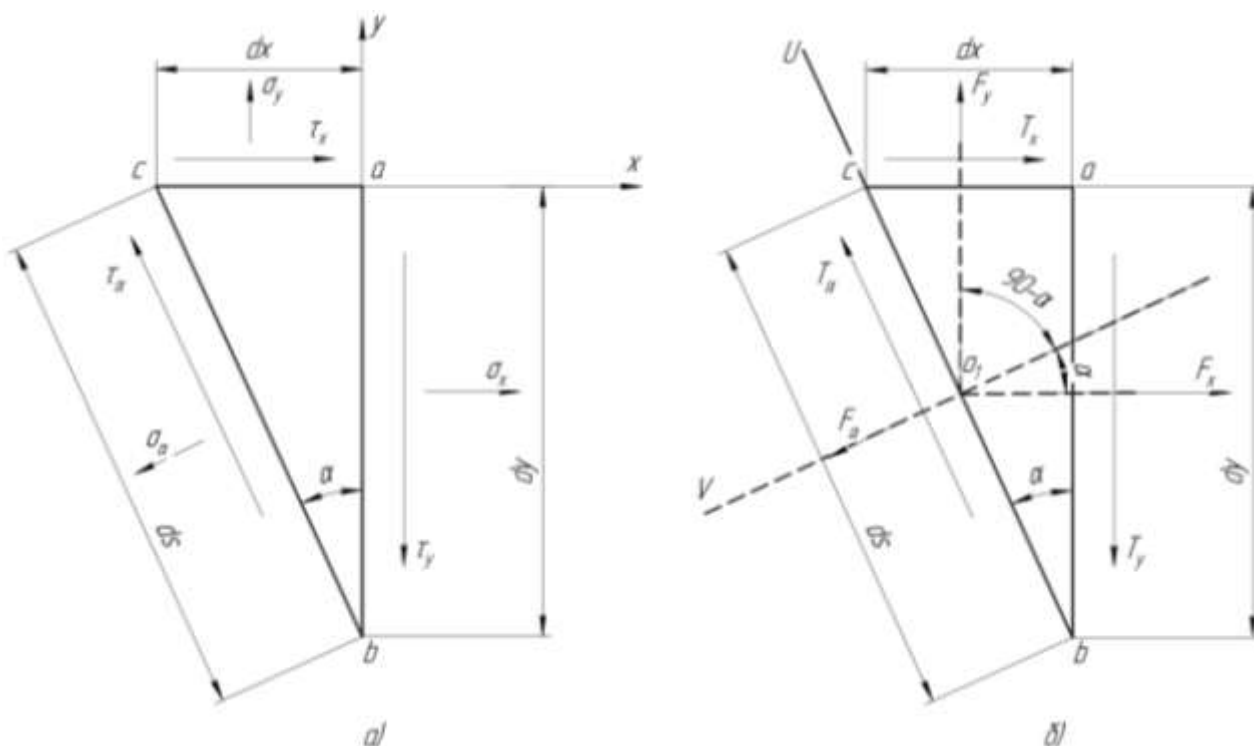
Bosh kuchlanishlardan faqat bittasi ta'sir etsa, nuqta chiziqli kuchlanish holatida, agar ikkitasi ta'sirida bo'lsa tekis kuchlanish holatida, agar uchchalasi ta'sirida bo'lsa, fazoviy yoki hajmiy kuchlanish holatida bo'ladi.

Chiziqli kuchlanish holati cho'zilish yoki siqilish deformastiyasini o'rganishda tanishib chiqildi. Quyida qolgan holatlar bilan tanishamiz.

Tekis kuchlanish(kuchlanganlik) holati.

Tekis kuchlanish holatida bo'lgan sterjen materialining mustahkamligi tekshirishda sterjendagi eng katta normal va eng katta urinma kuchlanishlar qiymati aniqlanadi. Uning uchun tekshirilayotgan nuqta atrofida elementar uchburchak asosli prizma ajratib olamiz. Uning yon tomonlari chizma tekisligiga tik yo'nalgan. Balandligi - dz , asosi esa abc (67-shakl.).

Prizma tomonlariga ajratib olishdan oldingi ta'sir etayotgan kuchlanishlarni olib kelib qo'yamiz.



67-shakl.

Qirralar yuzalariga kuchlanishlarni ko'paytirib to'planma kuch fiyimatlaridan aniqlaymiz. α - burchak ostida yotgan "bc" qirrada hosil bo'ladigan kuchlanishlar "U" va "V" o'qlariga uchlarni proekstiyalab aniqlaymiz, ya'ni

$$\begin{aligned} F_x &= \sigma_x dy dz, & F_y &= \sigma_y dx dy, & P_\alpha &= \sigma_x d\rho dz \\ T_x &= \tau_x dx dz, & T_y &= \tau_y dy dx, & T_\alpha &= \tau_\alpha d\rho dz \end{aligned} \quad (9.1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \sum V &= P_\alpha - (P_x + T_x) \cos \alpha - (P_y - T_y) \cos(90^\circ - \alpha) = 0 \\ \sum U &= T_\alpha - (P_x + T_x) \sin \alpha - (P_y - T_y) \sin(90^\circ - \alpha) = 0 \\ \sum M_{O_1} &= T_y \frac{dx}{2} + T_x \frac{dy}{2} = 0 \end{aligned} \right. \quad (9.2)$$

Urinma kuchlanishlar ikkita perpendikulyar tekisliklarda bir xil qiymatga ega va qarama-qarshi yo'naladi, ya'ni

$$\tau_y = -\tau_x$$

Tenglamalarni echish natijasida quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$\begin{aligned} \sigma_\alpha &= \sigma_x \cos^2 \alpha + \sigma_y \sin^2 \alpha + \tau \sin 2\alpha; \\ \tau_x &= \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin 2\alpha - \tau_x \cos 2\alpha. \end{aligned} \quad (9.3)$$

(3) tenglamadan foydalanib, istalgan tekmslikdagi normal va urinma kuchlanishni aniqlash mumkin.

Perpendikulyar tekisliklardagi kuchlanishlar yig'indisi bir-biriga teng bo'lishi isbotlangan, ya'ni

$$\sigma_{\alpha_1} + \sigma_{\alpha_1+90^\circ} = \sigma_x + \sigma_y = \text{const}$$

Agar σ_x ta'sir etayotgan yuzaga nisbatan α_0 burchak ostida bo'lsa, u holda bu burchak quyidagicha aniqlanadi.

$$\operatorname{tg} 2\alpha_0 = \frac{2\tau_x}{\sigma_x - \sigma_y} \quad \text{yoki} \quad \operatorname{tg} 2\alpha_0 = -\frac{2\tau_y}{\sigma_x - \sigma_y} \quad (9.4)$$

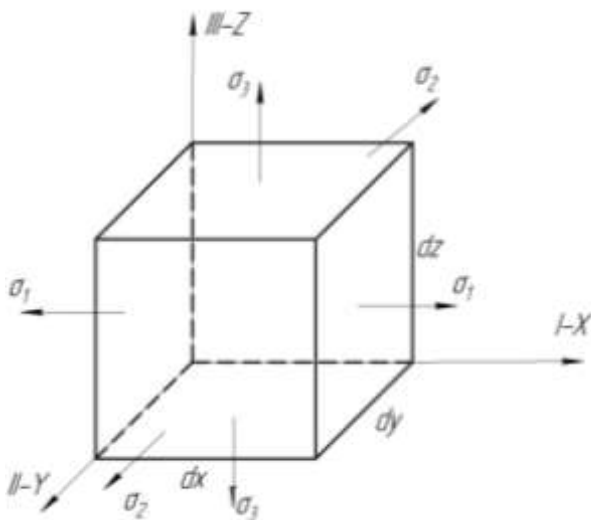
Barcha kattaliklarni o'rniga qo'yib, normal va urinma kuchlanishlarni ekstremal qiymatini aniqlash tenglamalari keltirib chiqariladi, ya'ni

$$\sigma_{\min}^{\max} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_x^2};$$

$$\tau_{\min}^{\max} = \pm \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2} \quad \text{yoki} \quad \tau_{\min}^{\max} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_x^2}.$$

Fazoviy kuchlanish holati.

Hajmiy kuchlanish holatida bo'lgan parallelopipedning deformatsiyasini tekshiramiz. Tomonlariga *I*, *II*, *III* o'qlar bilan parallel yo'nalgan bosh kuchlanishlar qo'yilgan elementning deformatsiyasini aniqlash uchun har qanday bosh kuchlanishdan hosil bo'ladigan deformatsiyalarni mustaqil ravishda topib, so'ng ular yig'iladi (68-shakl).



68- shakl.

Natijada esa quyidagi nisbiy deformatsiya bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish tenglamalari kelib chiqadi:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3)] \\ \varepsilon_2 = \frac{1}{E} [\sigma_2 - \mu(\sigma_1 + \sigma_3)] \\ \varepsilon_3 = \frac{1}{E} [\sigma_3 - \mu(\sigma_2 + \sigma_1)] \end{cases} \quad (9.6)$$

Bu tenglamani tekis kuchlanish holati uchun ham yozish mumkin. Agar $\sigma_3 = 0$ bo'lsa, u holda

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = \frac{1}{E} (\sigma_1 + \mu \sigma_2) \\ \varepsilon_2 = \frac{1}{E} (\sigma_2 - \mu \sigma_1) \end{cases} \quad (9.7)$$

o'rinli bo'ladi.

Mustahkamlik nazariyalari.

Oddiy cho'zilish yoki siqilishda, buralish yoki egilishda, ya'ni sterjenlarga bir tekislik bo'ylab kuch ta'sir etganda mustahkamlik shartini quyidagicha tuzgan edik:

$$\sigma_{\max} \leq [\sigma], \quad \tau_{\max} \leq [\tau] \quad (9.8)$$

Plastik materiallar uchun $[\sigma]$ ruxsat etilgan kuchlanish cho'zilish va siqilishda

bir xil bo'lib, mo'rt materiallar uchun har hil bo'lishi bizga ma'lum. Ruksat etilgan kuchlanish havfli holat boshlanishi oldidagi kuchlanishning bir qismiga teng. Havfli holat plastik materiallar uchun qoldik deformastiyaning mavjud bo'lishi bilan mo'rt materiallar uchun esa materialning darz ketishi bilan xarakterlanadi. Ruksat etilgan kuchlanish bu ikki hol uchun quyidagicha yoziladi:

$$[\sigma] = \frac{\sigma_T}{n} \quad - \text{plastik materiallar uchun}; \quad [\sigma] = \frac{\sigma_l}{n} \quad - \text{mo'rt materiallar uchun}.$$

Oddiy cho'zilish yoki siqilishda materialdagi havfli holatning boshlanishiga oid kuchlanishlar laboratoriya sharoitida aniqlaniladi, ya'ni oqish yoki mustahkamlik chegarasiga to'g'ri keladigan kuchlanishlarning qiymatlarini topish mumkin bo'ladi.

Konstruktsiya elementlari kuchlarining murakkab ta'sirida bo'lsa, uning biror nuqtasida bosh yuzalariga parallel qilib o'tkazilgan uch juft tekislik bilan chegaralangan parallelepipedning tomonlariga uchta σ_1 , σ_2 , σ_3 bosh kuchlanish ta'sir etadi. Bu holat ajratilgan element uchun havfli xolatning boshlanishi shu uchta bosh kuchlanishning kiymatlariga va ularning turli kombinastiyadagi nisbatlariga bog'likdir. Bu kombinastiyalarning hammasini oldindan ma'lum sxemaga solish mumkin bo'lmagani uchun, laboratoriya sharoitida tegishli tajribalar ham o'tkazib bo'lmaydi. Shuning uchun murakkab kuchlanish holatidagi konstruktsiya elementlarining mustahkamlik shartini boshqa usullar bilan aniqlash zarurati tug'aladi. Murakkab kuchlanish holatidagi elementning mustahkamlik shartini oddiy kuchlanish holatidagi sterjen uchun aniqlangan σ_T va σ_l ga bog'lab, aniqlashga to'g'ri keladi. Materiallar uchun mustahkamlikni ifodalovchi faktorlar bosh kuchlanishlar bilan qanday bog'liqlikka qarab turli gipotezalar asosida echiladi.

Masalan, oddiy cho'zilishdagi plastik sterjenda hosil bo'ladigan oqish prostessi qanday sababga bog'ligiga degan savolga turli gipotezalar asosida javob bersa bo'ladi. Oqish prostessi normal kuchlanish oqish chegarasiga erishganda boshlanadi, deb faraz qilish mumkin. Ammo bu holni boshqa nuqtai nazar asosida tushunish ham mumkin. Chunonchi, nisbiy cho'zilish yoki tangensial kuchlanish ma'lum qiymatga erishganda boshlanadi deb faraz qilsa ham bo'ladi. Ko'ramizki, hatto shunday oddiy holda dam tajribada kuzatilayotgan hodisa bir qancha mulohazalarga olib keladi. Materialning mustahkamligiga oid masalalarni echishda shu materialdan hosil bo'ladigan turli kuchlanish va deformastiyalarni alohida-alohida qarab bo'lmaydi. Ular ma'lum munosabatda bo'lib, kuchlanish holatidagi jismda ulardan birortasining mavjud bo'lishi qolganlarini vujudga keltiradi. Ammo aytilgan bu faktorlardan qaysi biri materialning emirilishida asosiy ahamiyatga ega bo'ladi, degan savol tug'iladi.

Materiallarda havfli holatning boshlanishini gipotezalar asosida turli faktorlarga bog'lab, tekshiruvchi nazariyalar **mustahkamlik nazariyalari** deyiladi. Mustahkamlik nazariyasida plastik va mo'rt materiallar uchun havfli holatning boshlanishiga oid kuchlanish va deformastiyalar Guk konunining bajarilish chegarasida yotadi, deb faraz qilinadi. Bu hol mustahkamlik nazariyalarini Guk krnuni asosida tuzib, murakkab kuchlanish holati uchun tegishli hisob tenglamalarini chiqarishga imkon beradi.

Murakkab kuchlanish uchun havfli holatning boshlanishini aniqlaydigan bir qancha mustahkamlik nazariyalari bor: ulardan uchta klassik nazariya hisoblanadi.

Birinchi mustahkamlik nazariyasini 17-asrdayok Galiley ta'riflagan bo'lib, undan keyin ham bu nazariyani bir necha yirik olimlar tavsiya etganlar. Bu nazariyaga muvofiq murakkab kuchlanishdagi jismning havfli holati unda hosil bo'ladigan eng katta normal kuchlanish shu jism materialidan yasalgan namunaning oddiy cho'zilish yoki siqilishdagi havfli holatiga tegishli normal kuchlanishga erishganda boshlanadi.

Murakkab kuchlanishdagi bosh kuchlanishlar $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ bo'lsa, son jixatdan eng katta normal kuchlanish σ_1 ga teng bo'ladi. Birinchi nazariyaning ta'rifiga ko'ra, havfli holat boshlanishi oldida: plastik materiallar uchun $\sigma_1 = \sigma_{oK}$, mo'rt materiallar uchun esa $\sigma_1 = \sigma_e$ o'rinli bo'ladi.

Murakkab kuchlanish holatidagi jismda havfli holat boshlanmasligi uchun, undagi eng katta normal kuchlanish shu jism namunasiining oddiy kuchlanish holatiga tegishli ruxsat etilgan kuchlanishdan oshmasligi kerak. Ya'ni mustahkamlik koeffitsienti (n) ni ikkala hol uchun ham bir xilda olsak,

$$\sigma_1 \leq [\sigma] \quad (9.9)$$

shart kelib chiqadi. Ammo o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, kuchlanishning qiymati bir tomonlama siqilayotgan namunaning mustahkamlik chegarasiga qaraganda bir qancha katta bo'lganda ham har tomonlama siqilayotgan jism bardosh berib turadi. Bu holda jismning qarshilik ko'rsatish qobiliyati birinchi nazariyani aniqlanishiga qaraganda ancha yuqoridir. Ya'ni birinchi nazariyaga muvofiq har tomonlama siqilayotgan jism kuchlanishning qiymati shu jism namunasiining bir tomonga qarab siqilishdagi mustahkamlik chegarasiga etganda namuna emirilishi kerak. Bu misolda σ_2 bilan σ_3 ni e'tiborga olinmasligi, birinchi nazariyani qat'iy emasligini ko'rsatadi. Bu nazariya cho'zilishga qarshi ko'rsatuvchi mo'rt materiallar uchun tajribaga mos keladi.

Ikkinchi mustahkamlik nazariyasini birinchi marta 1682 yilda Mariot taklif qilgan bo'lib, u murakkab kuchlanish holatidagi jismning eng katta nisbiy cho'zilishi asosida hisob yurgizish kerak degan fikrni bayon etgan edi. O'z vaqtida bu nazariyaning to'g'riligini bir necha olimlar o'z tekshirishlari bilan tasdiqladilar. Bu nazariyaga muvofiq murakkab kuchlanish holatidagi jismda havfli holat uning eng katta nisbiy cho'zilishi shu jism materialidan yasalgan namunaning oddiy cho'zilishdagi havfli holatiga tegishli nisbiy cho'zilishga erishganda boshlanadi.

Murakkab kuchlanishdagi eng katta nisbiy deformatsiya ε bo'lsin. Ikkinchi nazariyaga ko'ra havfli xolat boshlanganda $\varepsilon_1 = \varepsilon_T$ plastik materiallar uchun, $\varepsilon_1 = \varepsilon_B$ mo'rt materiallar uchun.

Mustahkamlik koeffitsienti (n) ni murakkab va oddiy kuchlanish holatlari uchun bir xilda deb qabul qilsak, bu nazariyaga muvofiq hisob tenglamasini tuzish uchun quyidagi shartni olamiz:

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_1 = \frac{1}{\varepsilon} [\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3)] \leq [\varepsilon] \quad (9.10)$$

Bunda $[\varepsilon]$ - namunaning oddiy cho'zilishdagi (siqilishdagi) ruxsat etilgan kuchlanishi

$[\sigma]$ ga tegishli nisbiy deformastiyasi. Shuning uchun u:

$$[\varepsilon] = \frac{[\sigma]}{E} \quad (9.11)$$

bo'ladi. Buni ko'zda tutib (9.10) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) \leq [\sigma] \quad (9.12)$$

Bu formuladan bosh kuchlanishlarning uchchalasi qatnashadi. Bu jihatdan mazkur nazariya birinchi nazariyaga qaraganda muvofiklashganga o'xshab ko'rinadi. Ammo bu nazariyaning natijalari ham tajriba natijalariga ko'ra ayrim hollarda ziddir. Masalan, bu nazariyaga muvofiq o'zaro ikki yo'nalishdagi siquvchi kuchlar ta'siriga duch kelgan kubikning mustahkamligi bir tomonga qarab siqilayotgan kubikning mustahkamligidan yuqori bo'lishi 'kerak. Lekin tajriba aynan teskarisini tasdiqlaydi. Mo'rt materiallar uchun bu nazariya tajriba bilan bir xil keladi. Bosh kuchlanishlarning ishorasi har hil bo'lsa, masalan, kubik ikkita o'zaro tik tomondan siqilib, bu tomonlarga tik yo'nalish bo'yicha cho'zilsa, holda, eng katta nisbiy cho'zilish oddiy holatdagi nisbiy cho'zilishdan kattaroq bo'ladi. Ana shunday sharoitda ishlayotgan konstruktsiya elementlari bu nazariya asosida hisoblanilsa, u haqiqiy holatga ancha yaqinlashadi. Shunga ko'ra ko'pchilik holatlarda yuqorida aytilgan sharoitda ishlaydigan mashina elementlari bu nazariya asosida mustahkamlikka hisoblaniladi.

Uchinchi mutahkamlik nazariyasiga muvofiq kuchlanishda havfli xolatning boshlanishiga asosiy sabab qilib eng katta tangensial kuchlanish olinadi. Uchinchi nazariyani 1773 yilda Kulon kiritgan bo'lib, bu nazariya ko'p vaqtlar tan olinmadi. Chunki o'sha vaqtlarda ishlatilgan materiallar uchun, ya'ni siqilishga qarshilik ko'rsatuvchi materiallar uchun bu nazariyani tadbik etishni zaruriati yo'q edi. Ammo olingan ikki nazariyaning ko'pgina holatlarda tajriba oqibati bilan mos kelmasligi cho'zilish va siqilishda bir hilda karshilik ko'rsatuvchi plastik materiallarning vujudga kelishi Kulon nazariyasidan yana foydalanishga majbur etdi. Bu nazariyaga ko'ra murakkab kuchlanish holatidagi jismda havfli xolat undagi maksimal tangensial kuchlanish shu jism materialidan yasalgan namunaning oddiy cho'zilishdagi havfli holatiga tegishli tangensial kuchlanishga erishganda boshlanadi.

Oddiy cho'zilishda plastik materiallar uchun havfli holat kuchlanish oqish chegarasiga erishganda boshlanadi. Ya'ni,

$$\tau_{\max} = \tau_{oky}$$

teng bo'ladi. Havfli holat boshlanmasligi uchun τ_{oky} o'rniga $[\tau]$ ni qo'yishimiz kerak.

$$\tau_{\max} = [\tau] \quad (9.13)$$

Bu holda mustahkamlik koeffitsienti (n) murakkab kuchlanish bilan oddiy kuchlanish uchun bir hilda olinadi. Murakkab kuchlanishda eng katta va eng kichik bosh kuchlanishlar tegishli σ_2 va σ_3 bo'lsa, u holda

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2}$$

bo'ladi. Oddiy kuchlanish holati uchun esa

$$[\tau] = \frac{[\sigma]}{2}$$

bo'ladi. Bu ifodalarni (9.13) ga qo'ysak, uchinchi nazariyaga muvofiq mustahkamlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\sigma_1 - \sigma_3 \leq [\sigma] \quad (9.14)$$

Bu nazariyaning natijalari tajribadan chiqqan natijalarga ancha yaqin keladi. Bu ayniqsa plastik materiallar uchun yaxshi natijalar beradi. Bu nazariya asosida hisoblanilgan konstruktsiya elementlarining mustahkamligi ba'zan keragidan ortiq bo'ladi. Kamchiligi o'rtacha bosh kuchlanishning qiymatini e'tiborga olinmasligidir. Buning natijasida fazoviy va tekis kuchlanish holatlari orasida hech qanday farq qolmaydi.

O'tkazilgan tajribalar jismning qarshilik ko'rsatish qobiliyatiga " σ_2 " ni borligini tasdiqlaydi. Ammo tekis kuchlanish holatidagi inshoot va mashina qismlarining mustahkamligini tekshirishda bu nazariyaning yuqoridagi ikki nazariyaga qaraganda afzalligi shubhasizdir.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Chiziqli kuchlanish holati nima?
2. Tekis kuchlanish holati nima?
3. Fazoviy kuchlanish holati nima?
4. Bosh yuzalar deb qanday yuzalarga aytiladi?
5. Qanday kuchlanish holati sof siljish deyiladi?
6. Qanday mustahkamlik nazariyalari mavjud?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Bosh yuzalar, bosh normal kuchlanishlar, hajmiy kuchlanish, tekis kuchlanish, chiziqli kuchlanish, normal kuchlanish, urinma kuchlanish, hajmiy kuchlanish holati, tekis kuchlanish holati, chiziqli kuchlanish holati, mustahkamlik nazariyasi.

10-MA'RUZA

Siljish. Sof siljishdagi Guk qonuni.

Mashina qismlari va konstruktsiya elementlari, ularga qo'yilgan kuchlar ta'siridan konstruktsiya elementlarining alohida qismlari bir-biriga nisbatan siljiydi, natijada ular ishdan chiqadi. Siljishga ishlaydigan konstruktsiya elementlari mustahkamlikka tekshiriladi. Buning uchun siljish deformastiyasi natijasida hosil bo'ladigan urinma (tangenstial) kuchlanishni aniqlash zarur.

AV prizmatik sterjen bir-biriga teng va qarama-qarshi tomonlarga qarab sterjenning o'qiga tik yo'nalgan ikkita $\bar{Q}$ va $-\bar{Q}$ kuchlarning ta'sirida bo'ladi deb faraz qilamiz(69-shakl). Bu kuchlar etarli darajada katta bo'lsa, sterjenni ab chiziq, bo'yicha ikki qismga ajratishi mumkin. Bu hodisa **kesilish** deyiladi. Temirning qaychi bilan kesilishi bunga misol bo'la oladi. Bu kuchlar bir-biriga qarama-qarshi bo'lsa ham bir chiziq bo'ylab yo'nalmasligi kerak. Chunki kesuvchi asbobning pichokdari unchalik o'tkir bo'lmasa ham ular bir-biriga yaqin ikki parallel tekisliklarda joylashgan bo'lishi kerak. Biz bu tekisliklarni pq va mn bilan belgilasak, bu tekisliklar $\bar{Q}$ va $-\bar{Q}$ kuchlar ta'sirida bir-biriga nisbatan siljib ularda bu siljishga qarshilik ko'rsatuvchi tangenstial kuchlanishlar paydo bo'ladi(69-shakl).

Bu kuchlanishlarni kesim yuzasi bo'yicha teng tarkalgan deb faraz qilamiz va uni τ bilan belgilaymiz. U holda:

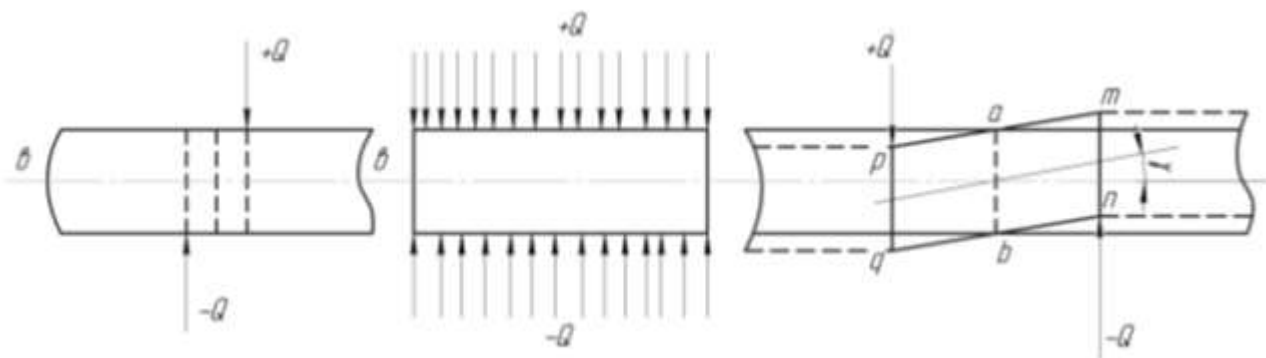
$$\tau = \frac{Q}{A} \quad (10.1)$$

bo'ladi.

Elastiklik chegarasigacha siljish deformastiyasi(69-shakl) nuqtali chiziq bilan ko'rsatilganidek $mnpq$ elementning qiyshayishi bilan tasvirlanadi.

To'g'ri burchakli elementar $mnpq$ parallelepipedning siljish deformastiyasi to'g'ri burchagini qiyshayishi bilan tasvirlanadi. Bu qiyshayishni esa γ burchak ifodalaydi. Shuning uchun bu burchak siljish burchagi deyiladi.

Umuman, siljish deformastiyasi sof siljish tariqasida hech qachon uchramaydi. Tangenstial kuchlanishning kesiluvchi kesim yuzasi bo'yicha qanday tarqalganligi ham bizga ma'lum emas. Ammo siljish deformastiyasiga duch kelgan elementlarning cho'zilishi juda kichik bulgani uchun, ularni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Shuning uchun faqat tangenstial kuchlanish ta'sirida bo'lgan elementlarning sof siljishi deb qaraymiz.

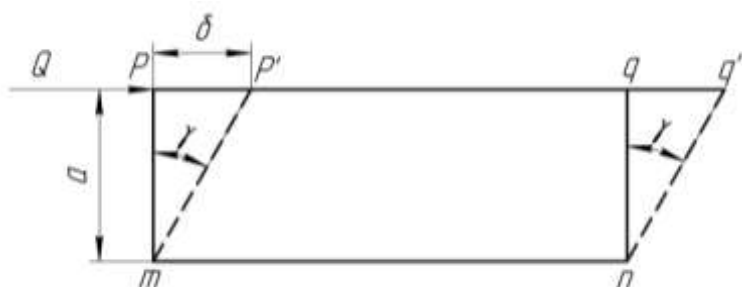


69-shakl.

Agar $mnpq$ elementni ajratib, uning mn tomonini qo'zgalmas qilib mahkamlasak va pq tomoniga siljituvchi kuch ko'ysak, bu kuch ta'sirida pq tomoni mn nisbatan biror $pp' = \delta$ mikdorga siljiydi. Biz buni absolyut siljish deymiz. Buning natijasida $mnpq$ element qiyshayib, uning to'g'ri burchaklari γ burchakka o'zgaradi (70-shakl). rr' ning rm ga nisbatini nisbiy siljish deymiz. Agar $pm = qn = a$ bo'lsa, u nisbiy siljish quyidagicha yoziladi:

$$\frac{pp'}{mp} = \frac{\delta}{a} = \operatorname{tg} \gamma \quad (10.2)$$

Juda kichik deformastiyani tekshirayotganimiz uchun, u burchak ham juda kichik miqdor bo'ladi.



70- shakl.

Demak,

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \gamma &= \gamma \\ \frac{\delta}{a} &= \gamma \end{aligned} \quad (10.3)$$

bo'ladi, ya'ni nisbiy siljish to'g'ri burchagining torayishiga yoki kengayishiga teng bo'ladi. Bu burchak sof sil-

jishdagi jism deformastiya-sini to'la aniqlaydi. Oddiy cho'zilishdagi nisbiy cho'zilish bilan unga tegishli normal kuchlanishni bog'lovchi oddiy munosabatga o'xshash munosabat sof siljishdagi nisbiy siljish bilan tangensial kuchlanish orasida ham bor.

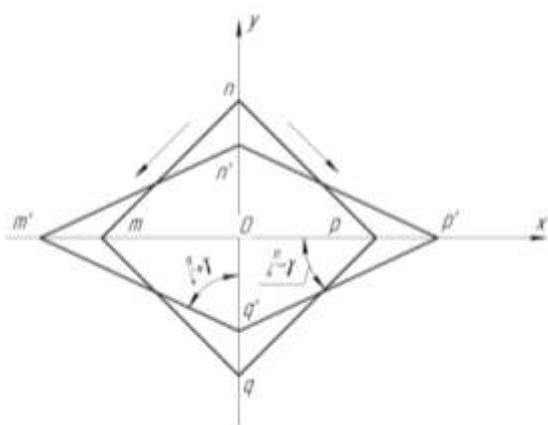
Nisbiy siljish γ bilan unga tegishli tangensial kuchlanish orasidagi munosabat

$$\tau = G \cdot \gamma \quad (10.4)$$

siljishdagi (buralishdagi) Guk konunidir. Bu erda G proporstionallik koeffistienta bo'lib, u siljish moduli yoki ikkinchi tur elastiklik moduli deyiladi. U fizik ma'nosi jihatdan. " E " ra o'xshashdir. G ni E kabi bevosita (10.Z) ifodadan aniqlash qiyin, chunki siljish burchagi γ ni tajribadan aniqlash oson emas. Biroq G bilan E ning munosabatini analitik usulda topish mumkin. Kuchlanish va deformastiya orasidagi munosabatga ko'ra tekshirilayotgan hol uchun nisbiy deformastiya

$$\varepsilon = \frac{\tau}{E}(1 + \mu)$$

ε bilan γ orasidagi munosabatni (71-shakl)dan topamiz:



71- shakl.

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} \right) = \frac{on'}{op'} = \frac{on(1-\varepsilon)}{op(1+\varepsilon)} = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}$$

ε va γ ning kichikligini e'tiborga olib, bu ifodani o'ng va chap tomonlarini quyidagicha topish mumkin:

$$\frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} = 1 - 2\varepsilon;$$

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\gamma}{2} \right) = \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi}{4} - \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}}{1 + \operatorname{tg} \frac{\pi}{4} \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}} = \frac{1 - \frac{\gamma}{2}}{1 + \frac{\gamma}{2}} = 1 - \gamma$$

Demak,

$$1 - \gamma = 1 - 2\varepsilon \Rightarrow \gamma = 2\varepsilon.$$

Bu holda nisbiy siljish, son jihatdan olganda nisbiy cho'zilishning ikki hissasiga teng bo'ladi.

ε ning qiymati quyidagi formulalar orqali aniqlanib, r bilan γ orasidagi munosabatni topamiz:

$$r = \frac{E}{2(1+\mu)} \gamma \quad (10.5)$$

chiqqan natijani (10.4) formula bilan solishtirib, G uchun quyidagi formulani hosil qilamiz:

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)} \quad (10.6)$$

Materiallar uchun E bilan μ ma'lum bo'lsa, G ni (10.6) formuladan topish juda

oson. Agar $\mu = 0,33$ bo'lsa, $G = \frac{3E}{8}$ bo'ladi.

Kesilish va siljishdagi kuchlanish.

Siljishga qarshilik ko'rsatuvchi inshoot va mashina elementlarining mustahkamligini hisoblash uchun, tegashli ruxsat etilgan kuchlanishlar ma'lum bo'lishi kerak. Ammo siljishdagi elastik deformatsiyani va unga tegishli elastiklik chegarasini tajriba vositasi bilan aniqlash qiyin bo'lganligi uchun ruxsat etilgan kuchlanishni mustahkamlik nazariyalaridan foydalanib aniqlaymiz. Siljishga qarshilik ko'rsatuvchi material uchun cho'zilish va siqilishdagi ruxsat etilgan kuchlanish ma'lum bo'lsa, mustahkamlik nazariyalaridan foydalanib hisob tenglamalarini tuzish oson. Sof siljishda esa,

$$\sigma_1 = \tau, \quad \sigma_3 = -\tau$$

bo'ladi.

Eng katta normal kuchlanish nazariyasining po'lat kabi material uchun tadbiq etilmasligi xaqida yuqorida aytib o'tgan edik. Shuning uchun siljishga qarshilik ko'rsatuvchi elementlarning mustahkamlik shartini eng katta deformatsiya nazariyasi asosida tuzishdan boshlaymiz. Plastik materiallar uchun bu nazariyani tadbiq qilish to'g'ri bulmasa ham keyingi yarim asr mobaynida mashinasozlik sohasida bu nazariya keng tadbiq etilmokda.

$$[\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3)] \geq [\sigma]$$

biz tekshirayotgan hol uchun:

$$[\tau - \mu(-\tau)] \geq [\sigma] \quad \text{yoki} \quad \tau(1+\mu) \geq [\sigma]$$

Bu tenglamadan mustahkamlik shartini qanoatlantiruvchi tangensial kuchlanishning mikdori aniqlaymiz:

$$\tau \leq \frac{[\sigma]}{1+\mu} = [\tau] \quad (10.7)$$

Mazkur tengsizlikning o'ng tomonidagi kasr sof siljishdagi ruxsat etilgan kuchlanishdir. Po'lat uchun $\mu = 0,33$ bo'lsa, u holda

$$[\tau] = 0,8[\sigma] \quad (10.8)$$

Mustahkamlik shartini eng katta tangensial kuchlanish nazariyasiga muvofik yozamiz:

$$\sigma_1 - \sigma_3 \geq [\sigma_3] \quad \text{yoki} \quad \tau - \mu(-\tau) \geq [\sigma]$$

bundan esa,

$$\tau \geq \frac{[\sigma]}{2} = [\tau]$$

Demak,

$$[\tau] = 0,5[\sigma] \quad (10.9)$$

bo'ladi. Nihoyat energetik nazariyaga ko'ra:

$$\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1\sigma_3} \leq [\sigma] \quad \text{yoki} \quad \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2} \leq [\sigma]$$

Bundan esa,

$$\tau \geq \frac{[\sigma]}{\sqrt{3}} = [\tau]$$

Demak,

$$[\tau] = 0,57[\sigma] = 0,6[\sigma] \quad (10.10)$$

Ko'ramizki, har xil nazariyalar asosida chikarilgan natijalar bir-biridan farq qilmokda. Shuning uchun bu holda qaysi nazariyaning mustahkamlik shartiga asos bo'lishi muhim ahamiyatga egadir.

Hozirgi vaqtda plastik materiallar uchun eng ishonchli nazariya energetik nazariya bo'lgani sababli siljishdagi ruxsat etilgan kuchlanish uchun quyidagi ifodani olishni tavsiya etiladi:

$$[\tau] = 0,6[\sigma] \quad (10.11)$$

NAZORAT SAVOLLARI

1. Qanday kuchlanish holati sof siljish deyiladi?
2. Siljishdagi Guk qonuni qanday ifodalanadi?
3. Siljishdagi mustahkamlik sharti qanday ifodalanadi?

Tayanch SO'Z VA IBORALAR

Siljish, nisbiy deformastiya, siljish burchagi, sof siljish, statik moment.

11-Ma'ruza

Tekis kesim yuzalarining geometrik xarakteristikalar.

Cho'zilish yoki siqilish va siljish deformastiyalarini tekshtrishda sterjenning ko'ndalang kesim yuzi sterjenning mustahkamligi va bikrligini xarakterlovchi miqdor ekanligini ko'rdik.

Ammo bruslarning buralish va egilish deformastiyasini hamda kuchlanishni tekshirishda uning mustahkamlik yoki bikrligini kesim yuzaga ko'ra murakkabroq geometrik xarakteristika aniqlaydi.

Ular quyidagicha:

1. Tekis kesim yuzalarining o'qqa nisbatan statik momentlari (S).
2. Tekis kesim yuzalarining inerstiya momentlari (I).

Nazariy mexanikaning statika qismida tekis shakllarning og'irlik markazini tanlaganda koordinatalar sistemasiga nisbatan quyidagi formulalardan foydalanib kelingan edi:

$$X_C = \frac{\int x dA}{A}; \quad Y_C = \frac{\int y dA}{A} \quad (11.1)$$

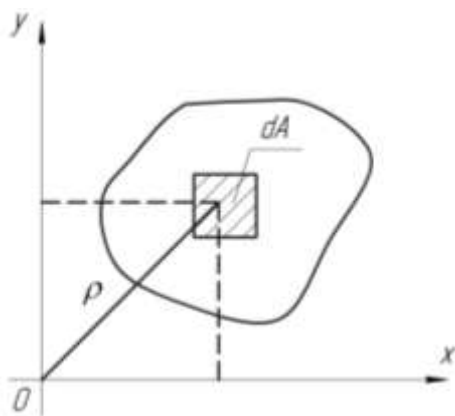
bunda F tekis shaklning yuzi(72-shakl.).

Bu formulaning o'ng tomonidagi kasrlarning surati tekis shaklning "u" va "x" koordinata o'qlariga nisbatan statik momentlaridir. Biz buni " S_x " va " S_y " bilan belgilasak u holda,

$$S_x = \int_A y dA, \quad S_y = \int_A x dA \quad (11.2)$$

Demak, tekis shaklning biror o'qqa nisbatan statik momenti deb tekis shakldan ajratilgan elementar yuzachalarning o'qqacha bo'lgan oraliqlariga ko'paytmalarning yig'indisiga aytiladi. Bu ta'rifga asosan tekis shaklning og'irlik markazini anikdovchi (11.1) formulani quyidagicha yozamiz:

$$X_C = \frac{S_y}{A}; \quad Y_C = \frac{S_x}{A} \quad (11.3)$$



72- shakl.

Koordinata o'qlaridan biri yoki ikkalasi tekis shaklning og'irlik markazidan o'tsa, bunday o'qlar markaziy o'qlar deyiladi. Markaziy o'qlarga nisbatan statik momentlari nolga tengdir.

Tekis kesim yuzalarining inerstiya momentlari.

Tekis shakllarning biror o'qqa nisbatan inerstiya momenti deb kesimdan ajratilgan hamma elementar yuzachalarni shu o'qqacha bo'lgan oraliq kvadratiga ko'paytirishdan hosil bo'lgan ko'paytmalarning yig'indisiga aytiladi. Inerstiya momentini I harfi bilan belgilanib, uning ostiga o'q ishorasi qo'yiladi:

$$I_x = \int_F y^2 dA; \quad I_y = \int_F x^2 dA \quad (11.4)$$

Sterjen buralish deformastiyasini tekshirayotganimizda polyar inerstiya momenta quyidagi formula orqali aniqlanilgan edi:

$$I_p = \int_F \rho^2 dA; \quad \rho^2 = x^2 + y^2$$

Tekis kesim polyar inerstiya momenta bilan va o'zaro tik markaziy o'qlarga nisbatan olingan inerstiya momentlari orasidagi munosabatni quyidagi formula orqali ifodalaymiz.

$$I_p = \int_F (x^2 + y^2) dA = \int_F x^2 dA + \int_F y^2 dA \quad (11.5)$$

yoki

$$I_p = I_x + I_y$$

Bu formula markazdan qochuvchi inerstiya momentini aniqlash formulasi

deyiladi. Uning ta'rifi quyidagicha: tekis shaklning o'zaro tik koordinata o'qlariga nisbatan markazdan qochuvchi inerstiya momenta deb kesimdan ajratilgan hamma elementar yuzachalarni koordinata o'qlarigacha bo'lgan oraliqlarga ko'paytirishdan hosil bo'lgan ko'paytmalarning yig'indisiga aytiladi.

$$I_{xy} = \int_F xy dF \quad (11.6)$$

Markazdan qochuvchi inerstiya momenti ham uzunlik o'lchovining to'rtinchi darajasida o'lchanadi (masalan, sm^4 , m^4 , mm^4). Markazdan qochma inerstiya momentining qiymati o'qlarning vaziyatiga qarab musbat, manfiy va nol bo'lishi mumkin.

Oddiy kesimlarning inerstiya momentlari.

1. Asosi b , balandligi h bo'lgan to'g'ri to'rtburchakning asosidan o'tuvchi x o'qiga nisbatan inerstiya momentini aniqlashda x o'qidan u masofada eni b ga va qalinligi dy ga teng bo'lgan elementar yuzachani ajratamiz (74-shakl), ya'ni

$$dA = b dy.$$

$$I_x = \int_F y^2 dA = \int_F y^2 b dy \quad (11.7)$$

Integrallashda u ning 0 dan h gacha o'zgarishini hisobga olib, quyidagi tenglamaga ega bo'lamiz:

$$I_x = \int_0^h y^2 b dy = \frac{bh^3}{3} \quad (11.8)$$

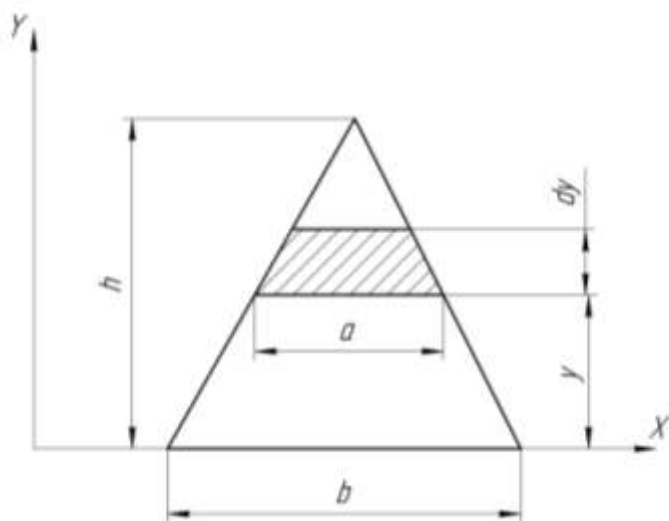
To'g'ri to'rtburchakning asosiga parallel holda markazdan o'tuvchi x_0 o'qiga nisbatan inerstiya momenta quyidagi formula orqali aniqlanadi.

$$I_{x_0} = I_{x_1} - \left(\frac{h}{2}\right)^2 \cdot A = \frac{bh^3}{3} - \left(\frac{h}{2}\right)^2 \cdot bh = \frac{bh^3}{12}$$

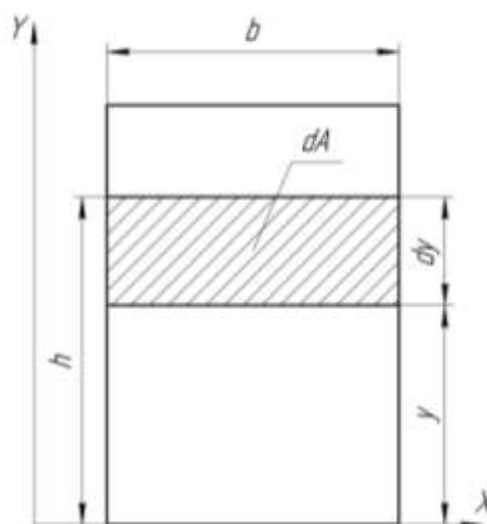
2. Asosi b ga balandligi h ga teng uchburchakning asosidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inerstiya momentini quyidagicha hisoblaymiz (73-shakl). Uchburchakning asosidan u masofada bo'lgan biror elementar yuzachani ajratamiz. Bu yuzacha to'g'ri turtburchak deb qaralsa, uning balandligi dy bo'lib, asosi a ni uchburchaklarning o'xshashlik sharti bilan topamiz. Inerstiya momentining ta'rifi muvofiq:

$$I_{x_1} = \int_0^h y^2 \left(1 - \frac{y}{h}\right) b dy = \frac{bh^3}{12}$$

bo'ladi.



73-shakl.



74-shakl.

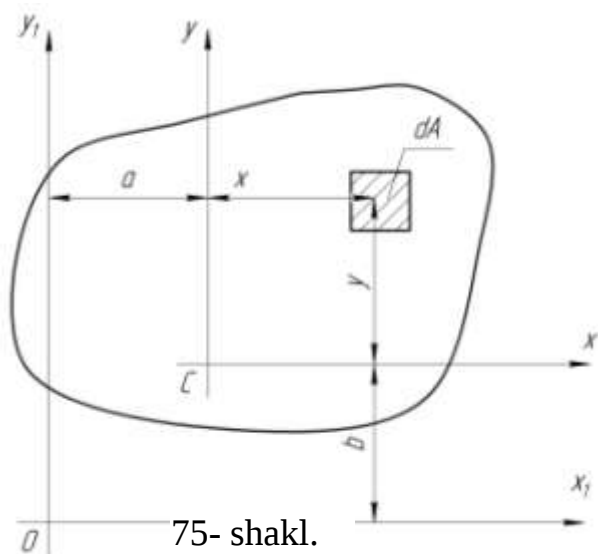
Uchburchakning asosiga parallel bo'lib, uning markazidan o'tuvchi x o'qiga nisbatan inerstiya momentini quyidagi formuladan foydalanib aniqlaymiz:

$$I_x = I_{x_1} - \left(\frac{h}{3}\right)^2 A = \frac{bh^3}{36}.$$

O'qlar parallel ko'chirilganda inerstiya momentlarini o'zgarishi.

Tekis shaklning markaziy o'qlari x va u ga nisbatan inerstiya momentlari I_x , I_y va markazdan qochuvchi inerstiya momenta I_{xy} ma'lum bo'lsin (75-chizma). x va u o'qlariga parallel va ulardan a va b masofada bo'lgan x_1 va y_1 o'qlarini o'tkazib, bu o'qlarga nisbatan shaklning inerstiya momentlari I_{x_1} , I_{y_1} va $I_{x_1y_1}$ ni aniqlaymiz. Tekis shaklning biror dA elementning oldingi va yangi o'qlariga nisbatan koordinatalari o'zaro quyidagicha bog'langan.

$$x_1 = x + a, \quad y_1 = y + b$$



75- shakl.

Inerstiya momentlarining ta'rifidan foydalanib, yangi x_1 va y_1 , o'qlariga nisbatan ularning ifodasini tuzamiz:

$$I_{x_1} = \int_A y_1^2 dA = \int_A (y + b)^2 dA;$$

$$I_{y_1} = \int_A x_1^2 dA = \int_A (x + a)^2 dA;$$

$$I_{x_1y_1} = \int_A x_1 y_1 dA = \int_A (x + a)(y + b) dA. \quad (11.9)$$

Yuqoridagi formulalarga muvofiq $\int_F x dA$ va $\int_F y dA$ tekis shaklning x va u o'qlariga nisbatan statik momentlaridir. Ammo x va u o'qlar markaziy bo'lgani

uchun ular nolga tengdir. $\int_A dA = A$ bo'lib, u tekis shaklning butun yuzidir.

$\int_A x^2 dA = I_y$, $\int_A y^2 dA = I_x$ ekanligini ko'zda tutilsa, yuqoridagi tengliklar quyidagicha yoziladi:

$$\begin{aligned} I_{x_1} &= I_x + b^2 F \\ I_{y_1} &= I_y + a^2 F \\ I_{x_1 y_1} &= I_{xy} + abF \end{aligned} \quad (11.10)$$

Ko'ramizki, koordinatalar o'qi markaziy o'qdan uzokdashtirilgan sari tegishli inerstiya momenti o'qlar oralig'ining kvadrati bilan tekis shakl yuzaning ko'paytmasiga oshib boradi. Markazdan kochuvchi inerstiya momenti ham koordinata o'qlarining o'zaro parallel ko'chishi natijasida o'zgaradi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Tekis kesim yuzining statik momenti deb nimaga aytiladi?
2. Statik momentning o'lchov birligi nima?
3. Tekis shakl yuzining inerstiya momenti deb nimaga aytiladi?
4. Inerstiya momentining o'lchov birligi nima?
5. Polyar inerstiya momenti qanday topiladi?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Statik moment, inerstiya momenti, kesim og'irlik markazi, kesimlarni yuzlari, og'irlik markazi, markazdan qochirma inerstiya momentlari, geometrik harakteristika, koordinata o'qlari, turli shaklli kesimlar.

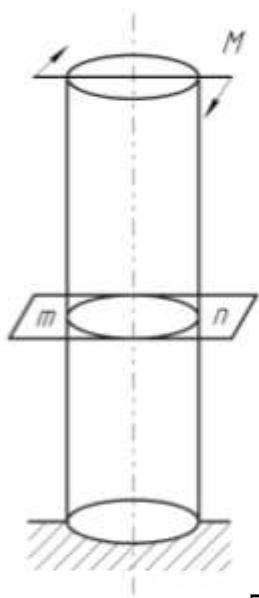
12-Ma'ruza

Buralish. Asosiy tushunchalar. Burovchi moment. Valni buralishdagi mustahkamlik sharti.

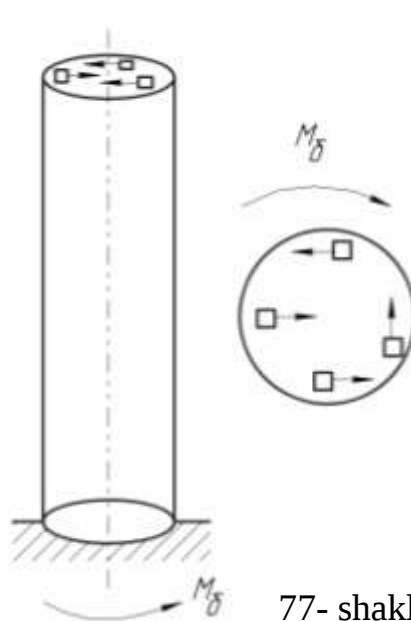
Prizmatik sterjenning bir uchi mahkamlanib boshqa uchiga uning ko'ndalang kesimida yotuvchi juft kuch qo'yilsa, sterjenning ko'ndalang kesimlari mahkamlangan kesimga nisbatan aylanib, sterjen buraladi. Buralish deformastiyasi tajribada juda ko'p uchraydi. Masalan, vagon o'qi, transmission va tirsakli vallar, fazoviy konstruktsiya elementlari, prujinalarining o'ramlari, bolt va hokozalar asosan buralish deformastiyasiga qarshilik ko'rsatadi.

Qilindrik sterjenning bir uchini mahkamlab, ikkinchi uchini kesimga juft kuch ta'sir ettirilsa, sterjen buraladi (76-shakl); uning ko'ndalang kesimlari mahkamlangan kesimga nisbatan aylanadi. Shuning uchun bu juft kuch momenti burovchi moment deb ataladi va "Mb" bilan belgilanadi.

Agar biz tekshirayotgan sterjenni uning o'qiga tik o'tkazilgan mn tekislik bilan ikki qismga ajratib, bir qismini, masalan, yuqori qismini tashlab yuborsak qolgan pastki qismini yuqori uchiga tashlab yuborilgan qismning tepa uchiga qo'yilgan juft kuchga ekvivalent bo'lishi kerak, aks holda muvozanat sharti ta'minlanmagan bo'ladi. Shuning uchun, biz tekshirayotgan qismining tepa uchidagi kesim yuzasi bo'yicha tarqalgan ichki kuchlar M_ϕ momentli juft kuchga keltiriladi. Bu ichki kuchlardan xosil bulgan juft kuch kesim yuzasiga etgani uchun bunga tegishli kuchlanishlar tangensial kuchlanishlar bo'ladi (77-shakl).



76-шакл.



77- shakl.

Endi bu tekshirilaetgan pastki qism uchun muvozanat tenglamasini tuzamiz. Kesim yuzasidan biror elementar dA yuzachani ajratsak, undagi ichki kuch τdA bo'ladi. Bu kuchning stilindr o'qiga nisbatan olingan momentini dM_τ desak, muvozanat tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\int dM_\tau = M_\phi \quad (12.1)$$

Elementar yuzacha dA ga qo'yilgan $r dF$ kuchning elkasini ρ desak, u holda $dM_\tau = \rho r dA$ bo'ladi va yuqrridagi muvozanat tenglamasiga qo'yib,

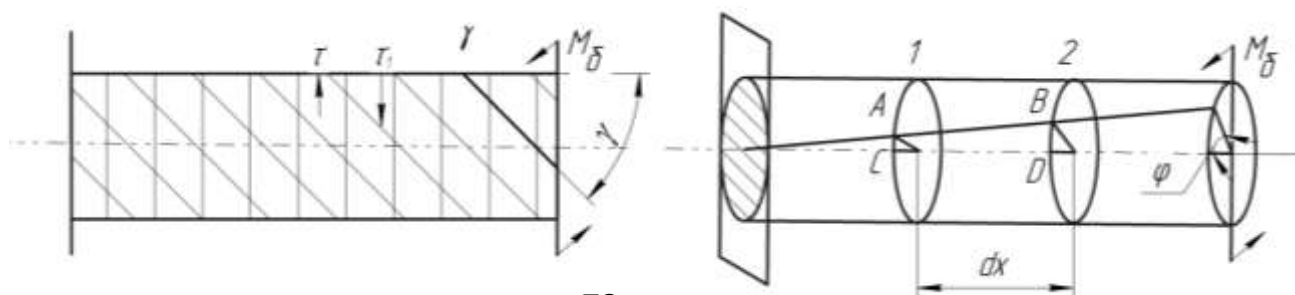
$$\int \rho r dF = M_\phi \quad (12.2)$$

tenglikni hosir qilamiz. Ammo kesim yuzasi bo'yicha tangensial kuchlanishning qanday qonun bilan tarqalganligi bizga ma'lum bo'lmaganligi uchun, bu tenglamadan hozircha buralishdagi tangensial kuchlanishni aniqlab bo'lmaydi. Buralishdagi kuchlanishni aniqlash masalasini statika tenglamalaridan foydalanib oxiriga etkazish mumkin emas. Demaq masala statik aniqmas ekan. Qo'shimcha tenglamani buraluvchi stilindrning deformastiyasini tekshirish yo'li bilan tuzamiz.

Buralishda hosil bo'ladigan deformastiyalarni aniqlashdan oldin, bu sohada o'tkazilgan tajribalarning natijalari bilan tanishib chikamiz. Doiraviy stilindr buralishga sinalganda, quyidagi xulosalar chiqarilgan.

1. Buralayotgan stilindrning barcha yasovchilari bir xilda γ burchakka og'adi va stilindir sirtida chizilgan kvadratlar bir xilda qiyshayib, romb shaklini oladi (78-

shakl).



78-шакл.

2. Har bir ko'ndalang kesim qo'shni kesimga nisbatan stilindir o'qi atrofida ma'lum burchakka aylanadi. Bu burchak **buralish burchagi** deyiladi. Buralish burchagi burovchi momentga va ko'ndalang kesimlar oralig'iga proporsionaldir.

3. Deformastiyagacha tekis bo'lgan ko'ndalang kesim yuzaga stilindr buralgandan keyin ham tekisligicha, kesim gardishi aylanalgicha, radiusi esa to'g'ri chiziqligicha qoladi(78-shakl). Buralayotgan stilindrik sterjen sxematik ravishda, markazlari bilan bitta umumiy o'qqa o'rnatilgan qattiq tangalar to'plamidan tuzilgan deb tasavvur qilinsa, stilindrik sterjen buralganda tangalarning ko'rinishi va o'lchamlari o'zgarmasdan, ular bir-biriga nisbatan umumiy o'q atrofida aylanadi.

Keltirilgan bu tajribalarning natijalaridan foydalanib doiraviy kesimli stilindr uchun buralishda hosil bo'ladigan deformastiya va kuchlanishlarning ko'ndalang kesim yuzasi bo'yicha qanday qonun bilan o'zgarishini aniqlashimiz mumkin.

Buralayotgan stilindrik sterjen sirtidagi ikkita qo'shni ab va cd yasovchi va ikkita bir-biriga cheksiz yaqin ko'ndalang kesimlar 1-1 va 2-2 bilan chegaralangan $AVSD$ to'g'ri to'rt burchaklikni ajratamiz. Sterjenning deformastiyalanishi natijasida 1-1 kesim φ va 2-2 $\varphi + r\varphi$ kesim burchaklarga aylanadi. Yuqorida keltirilgan tajriba natijalariga muvofiq bu kesimlarning yuzasi tekisligicha qoladi, O_1A_1 , O_2B_1 , O_1C va O_1D_1 radiuslari to'g'ri chiziq bo'lib, kesimlar oraligi dx o'zgarmaydi. 2-2 kesim 1-1 kesimga nisbatan $d\varphi$ burchakka aylangani uchun, yuqorida aytilgan $ABCD \rightarrow B_1O_2$ element qiyshayib, $A_1B_1C_1D_1O_1O_2$ ga aylanadi. Bu qiyshayish natijasida $AVSD$ niig to'g'ri burchaklari torayadi va kengayadi. Ajratilgan elementning materilali siljish deformastiyasiga duch kelib, bu deformastiya kiyshayish burchagi bilan, ya'ni nisbiy siljish bilan xarakterlanadi. Bu burchak sterjen sirtidagi $A_1B_1C_1$ to'g'ri burchakdagi $BA_1B_1 = \gamma$ burchakka tengdir. Siljish deformastiyasi qiyshaygan element tomonlarida hosil bo'ladigan tangential kuchlanishlar ta'sirida vujudga kelishi bizga ma'lum. V nuqta oldidan ajratilgan yuzalardagi tangential kuchlanishlar tasvirlangan. Bu kuchlanishlarni siljish deformastiyasi (γ) orqali ifodalashimiz mumkin. Buning uchun $\tau = G\gamma$ tenglamadan foydalanamiz. AV elementning absolyut siljishi $BB_1 = r d\varphi$ bo'ladi. Nisbiy siljish γ uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\gamma = \frac{BB_1}{A_1B} = r \frac{d\varphi}{dx} \quad (12.3)$$

O'zgarmas qiymatli burovchi moment tasiridan buralgan doiraviy kesimli sterjen

uchun $\frac{d\varphi_x}{dx}$ o'zgarmas miqdor bo'lib, sterjenning uzunlik birligiga to'g'ri kelgan buralish burchagidir (θ), u holda (12.3) tenglik quyidagiga teng bo'ladi,

$$\gamma = r \theta.$$

Agar ρ – radiusli bo'lsa $\gamma_\rho = \rho \theta$ o'rinli bo'ladi.
Demak, V nuqtadagi tangensial kuchlanish

$$\tau_B = G \cdot \gamma = G \cdot r \frac{d\varphi}{dx} \quad (12.4)$$

Endi, ko'ndalang kesimning biror boshka L nuqtasidagi kuchlanishii topamiz. Bu L nuqta kesim markazidan ρ oralikda bulsin. Dastlab L nuqtadagi nisbiy siljish (γ_ρ) ni aniklashimiz lozim.

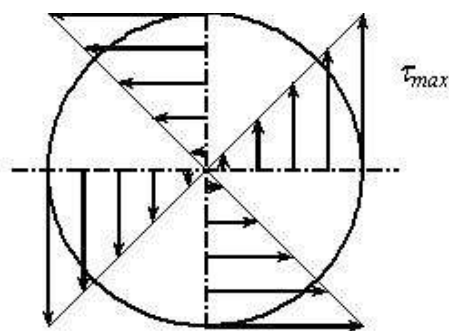
$$\gamma_\rho = \rho \frac{d\varphi}{dx}$$

Demak, bu L nuqtadagi kuchlanish:

$$\tau_\rho = G \cdot \rho \frac{d\varphi}{dx} \quad (12.5)$$

bo'ladi. Buralayotgan sterjen ko'ndalang kesimning har bir nuqtasidagi nisbiy siljish va tangensial kuchlanish mazkur nuqtadan kesim markazigacha bo'lgan oraliq (ρ) ga to'g'ri proporsional bo'lib, bunda kuchlanishning eng katta qiymati kesimning gardishida bo'lib, markazida nolga aylanadi (79-chizma).

Endi bu kuchlanishni burovchi moment orqali ifodalash kerak. Buning uchunlshng qiymati (12.5) dan (12.2) ga olib borib ko'yamiz.



79- shakl.

$$\int_F G \rho \frac{d\varphi}{dx} \rho dF = M_R \quad (12.6)$$

Bu integral ostidagi $G \frac{d\varphi}{dx}$ miqdor integrallash o'zgaruvchisiga bog'lik bo'lmagan-ligi uchun uni integraldan tashqariga chiqarish mumkin:

$$G \frac{d\varphi}{dx} \int_F \rho^2 dA = M_R \quad (12.7)$$

Elementar dA yuzacha bilan mazkur yuzachadan kesim markazigacha bo'lgan oraliqning kvadrati ko'paytmalaridan kesimning butun yuzasi bo'yicha olingan $\int_F dA \rho^2$ yig'indi kesim yuzasining polyar inerstiya momenti deyiladi va I_p orkali belgilanadi.

$$I_p = \int_F \rho^2 dA \quad (12.8)$$

Bu integral ifoda ko'zda tutilsa, yuqoridagi tenglik quyidagicha yoziladi:

$$GI_p \frac{d\varphi}{dx} = M_\delta \quad (12.9)$$

Bu tenglikdan stilindrik sterjenning uzunlik birligiga to'g'ri keladigai buralish burchagi uchun quyidagi formulani hosil kilamiz:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{M_\delta}{GI_p} \quad (12.10)$$

Buni (12.5) tenglamaga qo'yilsa, buralishdagi tangensial kuchlanishni topiladi,

$$\tau = \frac{M_\delta}{I_p} \cdot \rho \quad (12.11)$$

Bu kuchlanish kesimning gardishida, ya'ni $\rho_{\max} = r$ bo'lganda eng katta qiymatga erishadi:

$$\tau_{\max} = \frac{M_\delta \rho_{\max}}{I_p} = \frac{M_\delta \cdot r}{I_p} \quad (12.12)$$

Bu formulani quyidagi ko'rinishda ham yozish mumkin:

$$\tau_{\max} = M_\delta / I_p / \rho_{\max} = \frac{M_\delta}{W_\delta} \quad (12.13)$$

W_δ - buralishdagi qarshilik momentidir.

Mustahkamlik shartiga muvofiq maksimal tangensial kuchlanish ($\tau_{\max}$) tegishli ruxsat etilgan kuchlanishdan oshmasligi shart, ya'ni

$$\tau_{\max} = \frac{M_\delta}{W_p} \leq [\tau] \quad (12.14)$$

Burovchi moment M_δ ma'lum va material uchun ruxsat etilgan $[\tau]$ kuchlanish tanlangan bo'lsa, bu tenglamadan foydalanib, mustahkamlikni ta'min etuvchi qarshilik momentini va u orqali buraluvchi stilindrning diametrini aniqlash mumkin. Va aksincha, diametri va ruxsat etilgan kuchlanish ma'lum bo'lsa, burovchi momentni aniqlash mumkindir.

Buralishdagi deformastiyalarni aniqlash.

Sterjenning bir uchi mahkamlangan bo'lsin. Shu uchidan x masofadagi kesimning aylanish burchagini buralish burchagi deb atagan edik. Agar (12.10) tenglamani x bo'yicha integrallasak,

$$\varphi_x = \frac{M_\delta}{GI_p} x + C \quad (12.15)$$

kelib chikadi. Ixtieriy o'zgarmas (S) ni sterjenning mahkamlangan kesimi

ko'zg'almasligini ifodalovchi shartdan topamiz: $x=0$ bo'lganda kesim qo'zg'almaydi, ya'ni $\varphi=0$ bo'ladi. Shuning uchun ($C=0$):

$$\varphi_x = \frac{M_\delta}{GI_p} x \quad (12.16)$$

Sterjenning uzunligi l bo'lsa, eng katta buralish burchagi shu uzunlik birligi aniqlangai kesimda bo'ladi:

$$\varphi = \frac{M_\delta \cdot l}{GI_p} \quad (12.17)$$

Bu formula cho'zuluvchi sterjenning absolyut cho'zilishini aniqlash uchun keltirib chiqarilgan formulaga o'xshashdir.

GI_p -ko'paytma buralishdagi bikrlilik deb ataladi va har bir material uchun material turiga ko'ra aniqlanadi.

O'zgaruvchan yuk ta'sirida ishlaydigan mashinalar uchun buralish burchagini qiymati $\varphi = 0,15^\circ - 0,20^\circ$ bo'lishi kerak.

Doiraviy stilindrik ko'ndalang kesimining polyar inerstiya momenti va qarshilik momenti.

Polyar inerstiya momenti $I_p = \int r^2 dA$ ni hisoblash uchun ko'ndalang kesim yuzasida ρ va $\rho + d\rho$ radiuslari bilan chegaralangan halqa ajratamiz (80-shakl). Bu halqadan dF_i elementar yuzacha olib, oldin halqa yuzi uchun $\rho^2 dA_i$ ko'paytmalarining yig'indisini hisoblaymiz. Uni dI_p deb belgilasak:

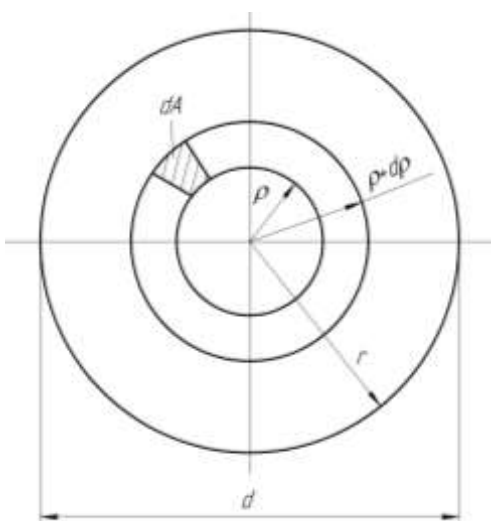
$$dI_p = \sum_{i=1}^n \rho^2 dA_i \quad (12.18)$$

bo'ladi. Halqaning barcha elementar zarrachalari doira markazidan bir xil masofada turgani uchun ρ^2 ni yig'indi ishorasidan tashqari chiqarishimiz mumkin, u holda

$$dI_p = \rho^2 \sum_{i=1}^n dF_i \quad (12.19)$$

bo'ladi. Halqaning yuzi asosan $2\pi\rho$ va balandligi " $d\rho$ " bo'lgan ingichka to'g'ri to'rtburchak yuziga teng, ya'ni

$$\sum_{i=1}^n dF_i + 2\pi\rho d\rho \quad (12.20)$$



80- shakl.

tenglikni inobatga olib kesimning polyar inerstiya momenti uchun quyidagi integralni hosil qilamiz.

$$I_p = \int_0^r 2\pi \rho^3 d\rho = \frac{\pi r^4}{2} \quad (12.21)$$

Polyar inerstiya momenti doiraviy kesimning diametri orqali ifodolasak (12.1) quyidagicha yoziladi:

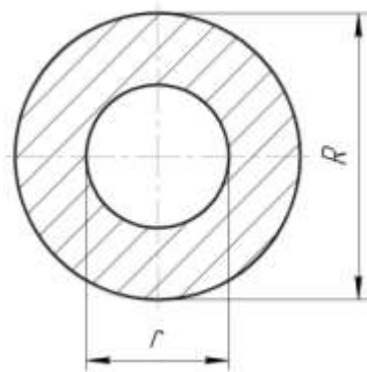
$$I_p = \frac{\pi d^4}{32} = 0,1d^4 \quad (12.22)$$

Bunday hollarda buralishdagi qarshilik momenti esa

$$W_p = \frac{I_p}{\rho_{\max}} = \frac{\pi r^4}{2r} = \frac{\pi r^3}{2} = \frac{\pi d^3}{16} \approx 0,2d^3 \quad (12.23)$$

Buralishga ishlayotgan stilindrik sterjen val vazifasini o'tasa uni engillashtirish maqsadida o'rta qismi o'yib tashlanadi, u holda val truba shakliga kiradi.

Bu tadbir valning buralishiga qarshilik ko'rsatish qobiliyatini ko'p kamaytirmaydi, chunki asosiy kuchlanish ko'ndalang kesimning gardishida bo'lib, o'rta qismida kamayadi va markazda nolga teng. Bunday konstruktsiya elementlarining polyar inerstiya momenti bilan buralishdagi qarshilik momentini quyidagicha hisoblaymiz.(81-shakl).



81- shakl.

$$I_p = 2\pi \int_r^R \rho^3 d\rho = \frac{\pi}{2}(R^4 - r^4) \quad (12.24)$$

yoki

$$I_p = \frac{\pi}{32}(D^4 - d^4) \approx 0,1(D^4 - d^4) \quad (12.25)$$

Ushbu

$$W_p = \frac{I_p}{\rho_{\max}} = \frac{\pi(R^4 - r^4)}{2R} = \frac{\pi(D^4 - d^4)}{16D} \quad (12.26)$$

ko'rinadiki, polyar inerstiya momenti va qarshilik momenti har bir kesim uchun ma'lum bir qiymatga ega bo'lib, ko'ndalang kesimning o'lchamlariga bog'liqdir.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Burovchi moment deb nimaga aytiladi?
2. Buralishdagi mustahkamlik sharti orqali qanday masalalarni hal etish mumkin?
3. Buralish burchagi epyurasi qanday chiziladi?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Burovchi moment, juft kuch, mustahkamlik sharti, buralishdagi ruxsat etilgan kuchlanish, epyura, val, sterjen, buralish burchagi.

Egilish. Egilishda ichki zo'riqish kuchlari. Defferenstial bog'lanishlar.

To'g'ri o'qli prizmatik sterjen o'qiga tik yo'nalgan kuchlar yoki sterjenning geometrik o'qi orqali o'tuvchi tekislikda yotgan juft kuchlar ta'sirida egiladi. Bunday kuchlar ta'sirida sterjenning to'g'ri chiziqli gnometrik o'qi egri chiziqqa aylanadi. Sterjenning bunday deformistiyasi egilish deyiladi. Egilishga qarshilik ko'rsatuvchi sterjenlar(bruslar) balka deb ataladi. Balka kesimida hosil bo'ladigan zo'riqish kuchlarini aniqlash uchun kesish usulidan foydalaniladi.

Balkaga qo'yilgan yuklar uning simmetriya tekisligida yotsa, bunday egilish tekis egilish deyiladi. Aks holda qiyshiq egilish sodir bo'ladi.

Ko'p ishlatiladigan balkalar ko'ndalang kesimi kamida bitta simmetriya o'qi bo'lganligi uchun tekis egilish eng ko'p holdir.

Balkaga qo'yilgan tashqi kuchlardan tashqari, tayanchlardagi qarshilik kuchlarita'sir qiladigan ham balkaga tashqi kuchlar qatoriga kiradi. Shuning uchun balkalarning hisobini chiqarish tayanch reakstiya kuchlaridan aniqlashdan boshlanadi.

Tayanchlarning turlari va reakstiyalari.

Balkalarda hosil bo'ladigan egilishlar etarli darajada kichik bo'lgani uchun muvozanat tenglamalarini tuzishda ularni absolyut qattiq deb qarash mumkin, ya'ni balkalarning deformastiyasi ularga qo'yilgan kuchlarning bir-biriga nisbatan joylashuviga hech kanday ta'sir ko'rsatmaydi, deb faraz qilamiz.

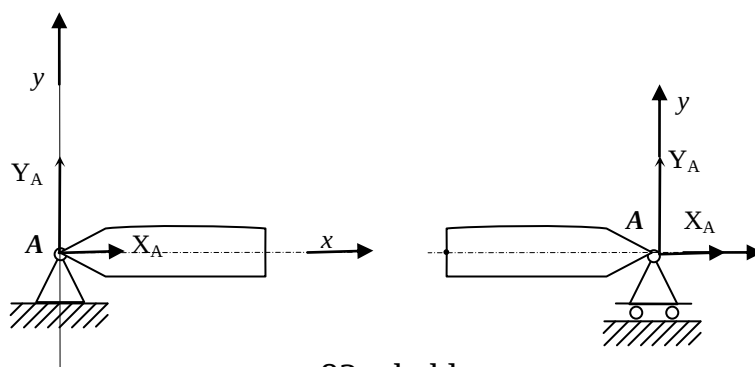
Tayanchlar asosan quyidagi uch turdan iborat bo'ladi:

1. Stilindrik sharnirli qo'zg'almas tayanch.
2. Stilindrik sharnirli qo'zg'aluvchan tayanch.
3. Qistirib mahkamlangan tayanch.

Stilindrik sharnirli qo'zg'almas tayanch.

Tayanch tekisligi $m \sim n$ ga biriktirilgan katta tayanch yostig'i (D) ga balkaning uchi stilindrning sharnir vositasi bilan tutashtiriladi (82-shakl). Tayanch reakstiyasi A sharnir markazi orqali o'tgani uchun qo'yilgan nuqtasi ma'lumdir. Miqdori va yo'nalishi uning OX va OU o'qlardagi proekstiyalari orqali aniqlaniladi.

Balkaning uchi tayanchga bu tarzda biriktirilganda u gorizoital va vertikal yo'naliqda ko'cha olmaydi, faqatgina sharnir o'qi atrofida aylana oladi.



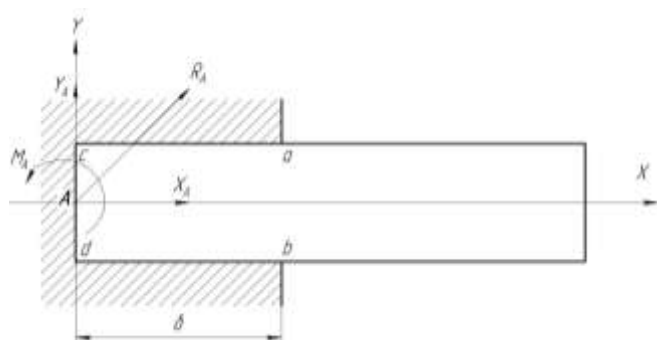
82- shakl.

Silindrik sharnirli qo'zg'aluvchan tayanch.

Bunday tayanchlar balkaning uchini gorizantal ko'chishiga va ko'ndalang kesimini aylanishiga qarshilik ko'rsatmaydi(82-shakl). Bu turdagi tayanchlarda faqat tayanch tekisligiga tik yo'nalgan bittagina vertikal reakstiya hosil bo'ladi.

Qistirib mahkamlangan tayanch.

Bunday tanyach balkaning qisilgan uchining hech qanday ko'chishiga yo'l qo'ymaydi. Bu holda balkaning uchidan bir qismi masalan, $AA_1 = \delta$ qismi tayanchga biriktirilgan holda qistirilib mahkamlanadi(83-shakl). Balkaning qistirilgan qismi as , cd , db yuzalaridagi reaktiv bosimlar qisilgan qism markaziga qo'yilgan bir bosh



83- shakl.

vektor bilan balkaning egilish tekisligida yotuvchi bosh moment M ga keltiriladi.

R_A balkaning mahkamlangan uchini vertikal va gorizantal yo'nalishidagi ko'chishiga qarshilik ko'rsatsa, MA balka uchining erkin aylanishiga qarshilik ko'rsatadi, shuning uchun MA reaktiv moment deb ataladi.

Demak, qistirib mahkamlangan balka uchun reakstiya kuchi soni uchta: (X_A , Y_A va MA) bo'ladi.

Reakstiya kuchlarini aniqlash uchun balkaning muvozanatini tekshiramiz. Balka qo'yilgan yuklar va tayanch reakstiyalari ta'sirida muvozanatda turadi. Bu kuchlarning hammasi bir tekislikda yotgani uchun, muvozanat tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\sum X = 0, \quad \sum Y = 0, \quad \sum M = 0 \quad (13.1)$$

Shuning uchun, statikaning tenglamalaridan faqat uchta noma'lum reakstiyani aniqlash mumkin. Tayanch reakstiyalarining soni uchtdan ortiq bo'lmagan balkalar statik aniq balkalar deb ataladi va aksincha, tayanch reakstiyalari soni uchtdan ortiq bo'lgan balkalar statik aniqmas balkalar deyiladi.

Ichki zo'riqish kuchlari.

Tashqi kuchlar konstruktsiya elementiga ta'sir etganda konstruktsiyada ichki zo'riqish kuchlari vujudga keladi: ko'ndalang kesimning har bir nuqtasida normal kuchlanish σ va urinma kuchlanish τ ta'sir qiladi. Normal kuchlanish eguvchi momentdan va urinma kuchlanish kesuvchi kuchdan hosil bo'ladi.

1. **Kesuvchi kuch Q** – ko'ndalang kesim tekisligiga ta'sir etib, uning og'irlik markazidan o'tadi.

2. **Eguvchi moment M** – ko'ndalang kesim tekisligiga perpendikulyar ta'sir etadi.

Kesish usulidan foydalanib, ichki kuchlarni aniqlaymiz. Bunda balkaning har bir kesimini ikki bo'lakka ajratib, fikran ajratilgan qismidan birini tashlab yuborib, uning ta'sirini almashtiruvchi kuchlarni ikkinchi qismiga qo'yamiz. Bu kuchlar shu kesimdagi ichki kuchlarga ekvivalentdir. Ichki kuchlardan birini ifodalovchi juft kuch M eguvchi moment deb ataladi. Zo'r qish kuchlarini ifodalovchi bosh vektor R ni vertikal Q , gorizontal N kuchlarga ajratamiz. Bu kuchlarni topish uchun balkaning qoldirilgan qismining muvozanatini tekshiramiz, ya'ni (13.1) ga ko'ra $\sum X = 0$, $N_x = 0$ o'rinli bo'ladi.

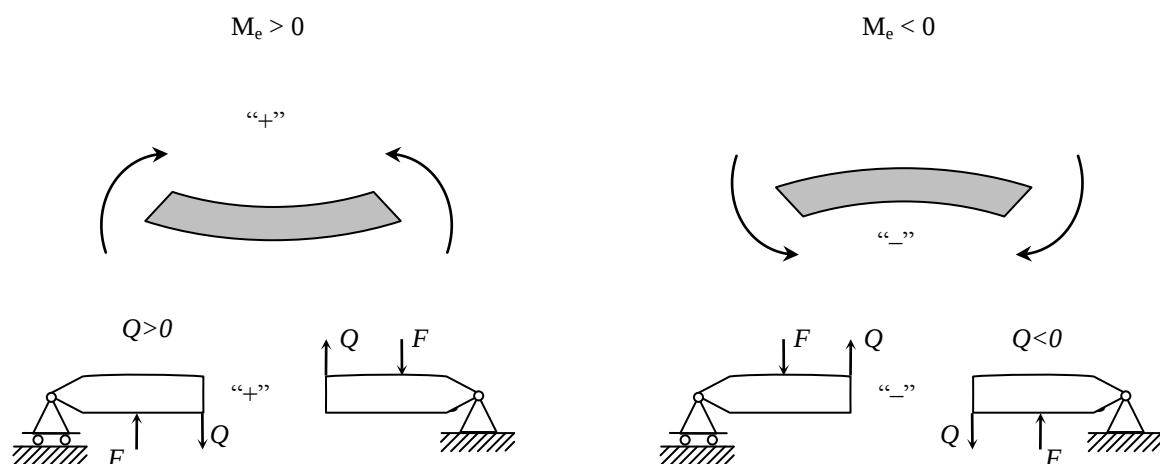
Balka qismida hosil bo'ladigan eguvchi moment balkaning qoldirilgan qismiga qo'yilgan kuchlardan kesim markaziga nisbatan olingan statik momentlarning algebraik yig'indisiga tengdir.

$$\sum M_{\text{„}} = \sum_{\text{чан}} M_{\text{э}} = - \sum_{\text{yhэ}} M_{\text{э}} \quad (13.2)$$

Kesuvchi Q – kuchi balkaning qoldirilgan qismiga qo'yilgan hamma kuchlardan balkaning vertikal o'qiga nisbatan olingan proekstiyalarning algebraik yig'indisiga tengdir.

$$\sum Q_Y = \sum_{\text{чан}} Q_Y = - \sum_{\text{yhэ}} Q_Y \quad (13.3)$$

Agar eguvchi moment balkaning ustki tolalarini siqib, pastki tolalarini cho'zsa, ishora musbat aksincha esa manfiy bo'ladi (84-shakl). Agar balkaning chap tomoniga qo'yilgan tashki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi shu kesimda pastdan yukoriga o'ng tomoniga qo'yilgan tashki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi – yuqoridan pastga yo'nalgan bo'lsa, Q – kuchi musbat aksincha esa manfiy olinadi (84-shakl).



84- shakl.

Balkaning ko'ndalang kesim yuzasida egilish deformastiyasi natijasida ham normal, ham tangensial kuchlanishlar yuzaga keladi. Normal kuchlanish faqat eguvchi momentga, tangensial kuchlanish esa faqat kesib o'tuvchi kuchga bog'likdir, ya'ni

$$\sigma = \sigma(M), \quad \tau = \tau(Q) \quad (13.4)$$

Bu xulosa normal va tangensial kuchlanishlarni bir-biridan qat'iy nazar aniqlashga imkon beradi. Oldin balkaga qo'yilgan kuchlar sistemasining hamma ko'ndalang kesimlarida bir xil eguvchi moment beradigan holni tekshiramiz, ya'ni balka davomida $M=const$ bo'lsin. Unday bo'lsa D.I.Juravskiy teoremasiga ko'ra

$Q = \frac{dM}{dx} = 0$ bo'ladi. Balkaning hususiy og'irligi hisobga olinmaganda bunday holning mavjud bo'lishi mumkin. Masalan, bir uchi qistirib mahkamlangan balkaning boshqa uchiga juft kuch qo'yilgan bo'lsa, uning barcha ko'ndalang kesimlaridagi eguvchi momentlar bir xil bo'lib, o'zgarmas kiyamatga ega va $Q=0$ bo'ladi yoki uchlari bilan ikki tayanchga mahkamlangan balkaga tayanchdan bir xil masofadagi S va D nuqtalarga R kuchi qo'yilgan bo'lsa, SD oralig'ida $M=const$ bo'lib, $Q=0$ bo'ladi. Bunday egilish sof egilish deyiladi.

Yuqorida keltirilgan mulohazalar asosida sof egilish nazariyasining gipotezalarini quyidagicha ta'riflaymiz:

a) sof egilishda balkaning deformastiyagacha tekis bulgan ko'ndalang kesimlari deformastiyadan keyin ham tekisligicha koladi. Bu qoida ko'pincha tekis ko'ndalang kesim gipotezasi yoki Bernulli gipotezasi deyiladi. Bu gipotezani 1705 yilda Ya.Bernulli o'z ishlarida bayon etgan.

b) balkaning bo'ylama tolalari kesimning kengligi bo'yicha o'zaro hech qanday kuchlanish ko'rsatmaydi, normal kuchlanishlar ta'siridan tolalar faqat cho'ziladi yoki siqiladi.

Tolalar balkaning kengligi bo'yicha bir xilda deformastiyalanadi. Shuning uchun normal kuchlanish ham balkaning balandligiga o'zgarib, kengligiga o'zgarmaydi. Bu gipotezalar sof egilish uchun tajriba natijasining xulosalari bo'lgan holda ko'ndalang egilish uchun taqribiy ahamiyatga egadir. Ammo ko'pchilik hollarda bu gipotezalarini tadbqiq qilish natijasida ro'y beradigan xatolarni amaliy masalalarni echishda e'tiborga olmasak ham bo'ladi.

Balkaning materiali uchun ruxsat etilgai kuchlanishi $[\sigma]$ cho'zilish va siqilish uchun bir xil bo'lsa, ko'ndalang kesim shakli va o'lchamlari ma'lum bo'lgan balkaning mustahkamlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\sigma_{\max} = \frac{M_{\max}}{W_x} \leq [\sigma] \quad (13.5)$$

Ma'lumki yuk ta'siridagi balkaning materiali berilgan bo'lsa, uning mustahkamligini ta'min etuvchi ko'ndalang kesimini tanlash uchun oldin qarshilik momentini aniqlash lozim.

$$W_x = \frac{bh^2}{6}; \quad (13.6)$$

Masalan,

$$W_x = \frac{bh^2}{6} \text{ (turtburچak uchun);} \quad W_x = \frac{bd^3}{32} \text{ (aylana uchun);}$$

Balkaning materiali va ko'ndalang kesimining yuzi ma'lum bo'lsa, unga qo'yilishi mumkin bo'lgan yukni quyidagicha aniqlaymiz:

$$M = [\sigma] \cdot W_x \Rightarrow F = \sigma \frac{W_x}{l}$$

Neytral o'q kesimiing simmetriya o'qi bo'lsa, buning ustiga, balkaning materiali cho'zilish va siqilishga bir xilda qarshilik ko'rsatmasa, mustahkamlik shartini cho'zuvchi va siqiluvchi qismlar uchun alohida tuzish zarur. Ruxsat etilgan kuchlanishlar tegishli va $[\sigma_1]$ va $[\sigma_2]$ bo'lsa, qarshilik momentini W_1 siqiluvchi zona uchun esa W_2 bilan belgilab, mustahkamlik shartini quyidagicha yozamiz:

$$[\sigma_{qy3}] = \frac{M_{\max}}{W_1} \leq [\sigma_{qy3}] \quad , \quad [\sigma_{cuk}] = \frac{M_{\max}}{W_2} \leq [\sigma_{cuk}] \quad (13.7)$$

Prokat va quyma po'latlar uchun egilishdagi ruxsat etilgan kuchlanish oddiy cho'zilishdagidek olinadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Mustahkamlik sharti nima?
2. Tayanchlarni sxematik ravishda qanday ko'rsatiladi?
3. Tayanchlarning qanday turlari bo'ladi?
4. Kesimdagi eguvchi moment, kesuvchi kuch va bo'ylama kuch nima va ular qanday aniqlanadi?
5. Eguvchi moment va kesuvchi kuch epyuralarining vazifalari qanday?
6. Egilish bilan cho'zilish deformastiyasi birga kelgan holda balkaning mustahkamlik sharti qanday yoziladi?
7. Qanday kesimlar havfli kesim deb hisoblanadi?

TAYANCH SO'Z VA IBORALAR

Egilish, balka, tekis egilish, sharnirli qo'zg'aluvchi tayanch, sharnirli qo'zg'almas tayanch, qistirib mahkamlangan tayanch, konsol, statik aniq balkalar, statik aniqmas balkalar, kesuvchi kuch, eguvchi moment, bo'ylama kuch, epyura, yoyilgan kuch.

14-Ma'ruza

Murakkab qarshilik. Asosiy tushunchalar. Cho'zilish bilan egilish va buralish bilan egilishning birgalikdagi ta'siri.

Sterjenning ko'ndalang kesimlarida bir vaqtning o'zida bir nechta ichki zo'riqish kuch faktorlari hosil bo'lishi mumkin. Bunday hollarda ikkita yoki uchta kuch faktorlarining birgalikdagi ta'sirlarini inobatga olgan holda mustahkamlikka tekshiriladi. Bu hodisa murakkab deformastiya yoki murakkab qarshilik deyiladi. Bunday deformastiyalar jumlasiga quyidagilar kiradi:

1. Murakkab egilish (qiyshiq egilish);

2. Markaziy bo'lmagan siqilish;
3. Cho'zilish bilan egilishning birgalikdagi ta'siri;
4. Egilish bilan buralishning birgalikdagi ta'siri va boshqalar.

Bunday masalalarni hal qilish quyidagi tartibda bajariladi:

a) Kesish usulidan foydalanib, sterjen kesimlarida hosil bo'ladigan zo'riqish kuch faktorlarini aniqlash;

b) Havfli kesimni aniqlash imkonini beruvchi zo'riqish kuchlari epyuralari qurish;

v) Kuchlar ta'sirini bir-biriga halal bermaslik hususiyatidan foydalanib, normal va urinma kuchlanishlarni aniqlash;

g) Ko'ndalang kesim yuza bo'yicha kuchlanishlarning taqsimlanish qonunini talqin qilinib, havfli nuqta belgilash va shu nuqta uchun mustahkamlik shartini tuzish.

Ko'chishni aniqlash talab etilganda ham kuchlar ta'sirini bir-biriga halal bermaslik qoidalaridan foydalaniladi.

Cho'zilish bilan egilishning birgalikdagi ta'siri

Ko'pincha inshoot elementlariga qo'yilgan kuchlar uning geometrik o'qlaridan turli burchaklar ostida kesib o'tadi. Bunday hollarda sterjen egilish bilan birga cho'zilish yoki siqilishga duch keladi. Bu esa murakkab kuchlanishni hosil qiluvchi oltita parametrdan uchta M_y , M_z va N_x qolishini taqozo qiladi. Bu masalani yuqori birlikka ega bo'lgan brus misolida qarab chiqamiz. Hisoblash davomida kuchlar ta'sirining mustaqillik prinsipiga amal qilamiz.

Havfli kesimni aniqlash maqsadida M_y , M_z va N_x epyuralarini quramiz. Kesimni tahminiy biron nuqtasidagi normal kuchlanish quyidagicha aniqlanadi.

$$\sigma = \frac{N_x}{A} + \frac{M_y}{I_z} z + \frac{M_z}{I_y} y \quad (14.1)$$

Neytral o'q o'rnini aniqlash uchun (14.1) tenglamani o'ng qismini nolga tenglab aniqlanadi.

$$\frac{N_x}{A} + \frac{M_y}{I_z} z + \frac{M_z}{I_y} y = 0$$

Bu chiziq koordinata boshidan o'tmaydi. Neytral o'q o'rnini to'g'ri chiziq tenglamasi shaklida yozish mumkin, ya'ni:

$$\frac{z}{a_z} + \frac{y}{a_y} = 1,$$

bu erda
$$a_z = -\frac{I_y}{A} \cdot \frac{N_x}{M_y}, \quad a_y = -\frac{I_z}{A} \cdot \frac{N_x}{M_z},$$

$i_y = \sqrt{\frac{I_y}{A}}$, $i_z = \sqrt{\frac{I_z}{A}}$ - brus ko'ndalang kesimi bosh inerstiya radiuslaridir.

a_z va a_y - neytral bilan z va y o'qlarini kesib o'tuvchi kesmalar.

Plastik materiallar uchun havfli nuqta neytral o'qdan eng uzoq masofada bo'ladi. Bizni hol uchun "A" nuqtadir.

Mustahkamlik sharti "A" nuqta uchun:

$$\sigma_{\max} = \frac{N_x}{A} + \frac{M_y}{I_z} z_A + \frac{M_z}{I_y} y_A \leq [\sigma]$$

Ikkita simmetriya o'qiga ega bo'lgan kesimlar uchun (to'g'ri to'rtburchak, qo'shtavr) mustahkamlik sharti quyidagicha yoziladi.

$$\sigma_{\max} = \frac{N_x}{A} + \frac{M_y}{W_y} z_A + \frac{M_z}{W_z} y_A \leq [\sigma]$$

$$W_y = W_z = \frac{\sqrt{M_y^2 + M_z^2}}{[\sigma]}$$

- doiraviy ko'ndalang kesim uchun to'g'ri to'rt burchak yoki

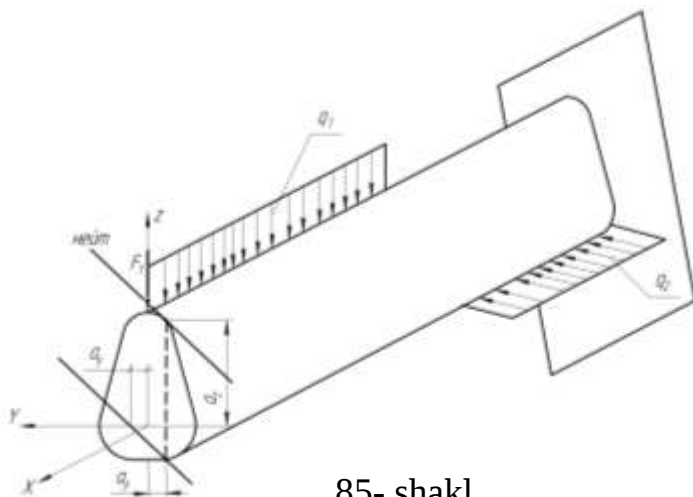
$$W_y > \frac{M_y + \frac{W_y}{W_z} M_z}{[\sigma]}$$

qo'shtavr kesimi uchun

Buralish bilan egilishning birgalikdagi ta'siri.

Bunday hollarda brus ko'ndalang kesimida eguvchi va burovchi moment hosil bo'ladi, ya'ni M_y va M_z , ko'ndalang kuchlar Q_y va Q_z hisobga olinmaydi.

Havfli kesimni aniqlash uchun ichki zo'riqish kuchlari epyuralarini qurish kerak bo'ladi. Ba'zi hollarda havfli kesimni birdan aniqlash qiyin bo'ladi. Shuning uchun bir nechta kesimlarni mustahkamlikka tekshiriladi.



85- shakl.

Mustahkamlikka hisoblash asosan ekvivalent kuchlanish bo'yicha bajariladi. Ekvivalent kuchlanishlar mustahkamlik nazariyalaridan foydalangan holda quyidagi formulalar yordamida aniqlanadi(85-shakl):

$$\sigma_{\text{эКВ}}^{\text{III}} = \sqrt{\sigma^2 + 4\tau^2} \leq [\sigma]$$

$$\sigma_{\text{эКВ}}^{\text{IV}} = \sqrt{\sigma^2 + 3\tau^2} \leq [\sigma]$$

$$\sigma_{\text{эКВ}}^{\text{V}} = \frac{1-k}{2}\sigma + \frac{1+k}{2}\sqrt{\sigma^2 + 4\tau^2} \leq [\sigma]$$

bu erda $r = \frac{[\sigma_r]}{[\sigma_c]}$;
yoki

$$M_{\text{эКВ}}^{\text{III}} = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2} \leq [\sigma]$$

$$M_{\text{yqa}}^{\text{IV}} = \sqrt{0,75M_x^2 + M_y^2 + M_z^2} \leq [\sigma] \quad \text{yoki} \quad \frac{\sqrt{M_y^2 + 0,7M_z^2}}{W} \leq [\sigma]$$

Mustahkamlik sharti

$$\sigma_{\text{эКБ}} = \frac{M_{\text{эКБ}}}{W} \leq [\sigma], \quad M_{\text{эКБ}}^V = \frac{M_{\text{кел}}}{W} \leq [\sigma]$$

bu erda $M_{\text{кел}}$ -mustahkamlik nazariyasidagi keltirilgan moment.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Murakkab qarshilikda qanday kuchlar ta'siridan hosil bo'ladi?
2. To'g'ri to'rtburchak shakldagi kesimning inerstiya momenti qanday topiladi?
3. Cho'zilish bilan egilishning birgalikdagi ta'siridan qanday deformastiya hosil bo'ladi?
4. Doira shakldagi kesimning inerstiya momenti qanday topiladi?
5. Buralish bilan egilishning birgalikdagi ta'siridan qanday qarshilik hosil bo'ladi va bu kuchlanishlarning nomi qanday ataladi?

TAYANCh SO'Z VA IBORALAR

Murakkab qarshilik, murakkab deformastiya, burovchi moment, eguvchi moment, inerstiya momenti, siljish, cho'zilish, siqilish, sterjen, balka.

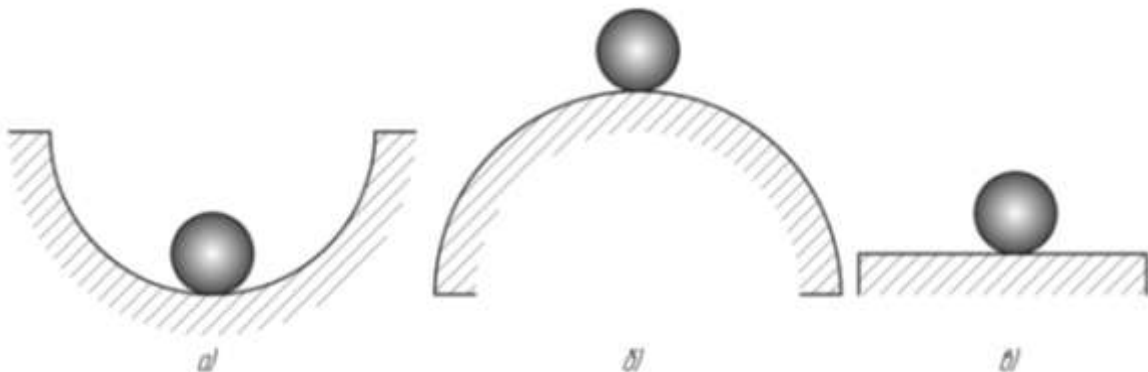
ma'ruza-15

Ustuvorlik. Kritik kuch. Eyler formulasi.

Qattiq jismlarning muvozanati ikki xil bo'ladi:

1. Ustuvor muvozanat holat;
2. Noustuvor muvozanat holat.

Misol, po'lat shar harakatlanayotgan tekisligini shakliga qarab ustuvor(86, a)-shakl), noustuvor(86, b)-shakl) va befarq(86, v)-shakl) muvozanat holatda bo'ladi, ya'ni:



86- shakl.

Muvozanatning ustuvorligini ta'min etish uchun ingichka sterjen muvozanatini buzilish sabablarini o'rganish lozim.

Bir uchi qistirib mahkamlangan ingichka sterjen o'q bo'ylab yo'nalgan asta-sekin o'zgaradigan siquvchi kuch ta'sirida bo'lsin(87-shakl). Kuchning miqdori

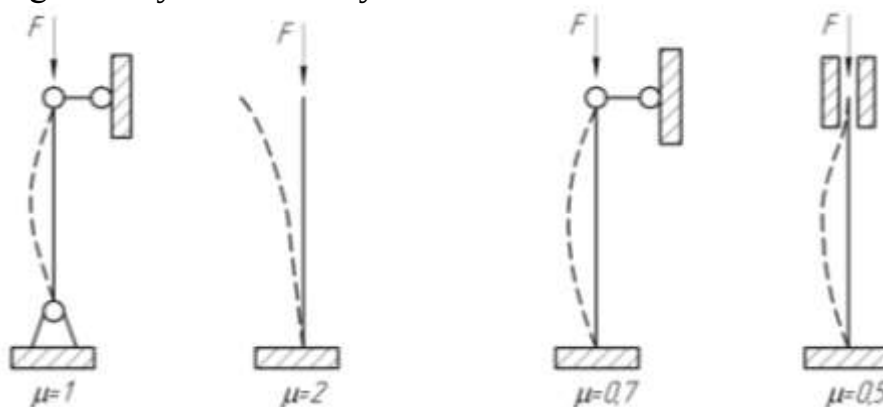
kattalashgani sari sterjenning oldingi muvozanat holatiga qaytishi qiyinlasha boradi. Kuchning qiymatini oshirib borish natijasida sterjen to'g'ri chiziqli muvozanat holatga qayta olmay egilgancha qoladi. Kuchning bu qiymati kritik qiymat yoki kritik kuch deyiladi va F_{kp} bilan belgilanadi. Bu kritik kuch Eyler formulasi yordamida aniqlanadi,

$$F_{kp} = \frac{\pi^2 EI_{\min}}{(\mu l)^2} - \text{egilgan holdagi muvozanatni ta'min etuvchi eng kichik qiymatdir;}$$

$\mu = \frac{1}{n}$ - uzunlikni (sterjen) keltirish koeffisienti bo'lib, qiymati sterjen uchlarini mahkamlash turlariga bog'liqdir;

n - sinusoida yarim to'liqlari soni;

$I_{\min}$ - ko'ndalang kesim yuzani inerstiya momenti.



87- shakl.

Siquvchi kuchni ruxsat etilgan qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$[F] = \frac{F_{kp}}{[n_y]}$$

bu erda: $[n_y]$ - ustuvorlikni talab etiladigan ehtiyot koeffisienti.

Agar sterjenga ko'ndalang turtki ta'sir etmasa, siqilgan sterjen kritik holatda ham o'zining to'g'ri chiziqli muvozanat holatini saqlaydi, shuning uchun kritik kuchlanishni quyidagi formula asosida aniqlanadi, ya'ni

$$\sigma_{kp} = \frac{F_{kp}}{A} = \frac{\pi^2 E I_{\min}}{i_{\min}^2 A} = \frac{\pi^2 E}{\lambda}$$

bu erda: $\lambda = \frac{\mu l}{i_{\min}}$ - sterjen egiluvchanligi;

$i_{\min} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{A}}$ - sterjen ko'ndalang kesimini minimal inerstiya radiusi.

Eyler formulasidan foydalanish uchun quyidagi shart bajarilishi lozim.

$$\sigma_{\epsilon d} = \frac{\pi^2 E}{\lambda} \leq \sigma_{d'o}$$

bu erda: $\sigma_{d'o}$ - sterjen materialini proporstionallik chegarasiga to'g'ri kelgan kuchlanish.

Eyler formulasini qo'llanish chegarasi.

Sterjen egiluvchanligi orqali ifodalanadi, ya'ni

$$\lambda \geq \lambda_{uez}$$

$$\lambda_{uez} = \pi \sqrt{\frac{E}{\sigma_{ny}}}$$

bu erda, turli materiallar uchun turli qiymatlarga ega bo'ladi. Masalan, St3 uchun $\lambda_{uez} = 100$; St5 uchun $\lambda_{uez} = 90$; cho'yan uchun $\lambda_{uez} = 80$.

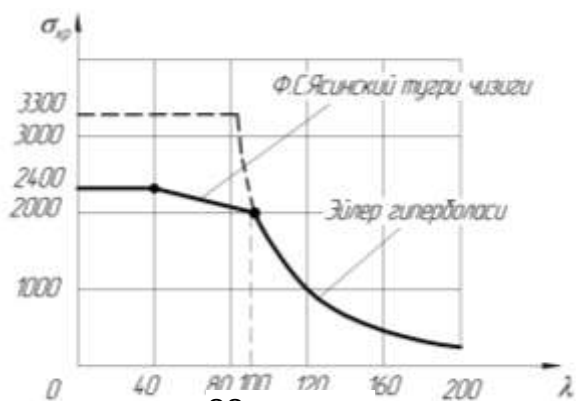
Ko'pincha egiluvchanlik yuqorida ko'rsatilgan chegaralaridan kichik bo'lgan hollar uchrab turadi. Bunday hollarda Eyler formulasidan foydalanib bo'lmaydi, chunki kritik kuchlanish proporstionallik chegarasidan ortib ketadi va Guk qonuni o'z kuchini yo'qotadi.

Bunday hollarda F.S.Yasinskiy tomonidan tavsiya etilgan quyidagi formulalardan foydalaniladi:

$$\sigma_{sp} = a - b\lambda$$

bu erda "a" va "b" – materialni xossasiga bog'liq bo'lgan koeffisientlar. Ularning qiymatlari tajribalarga asoslanib topiladi.

Masalan, St3 uchun $40 \leq \lambda \leq 100$ bo'lganda $a=3100$ kg/sm² va $b = 11,4$ kg/sm² bo'ladi. $\lambda < 40$ bo'lganda kalta sterjenlar faqat mustahkamlik uchun hisoblanadi. St3 markali po'lat uchun kritik kuchlanishni to'la grafigi keltirilgan(88-shakl).



88-шакл.

kamaytirish koeffisienti.

Shunday qilib, siqilgan sterjenning ustuvorlik sharti quyidagicha yoziladi:

$$\sigma = \frac{F}{A_{Bpyumo}} \leq [\sigma] \cdot \varphi$$

" φ " ni qiymatlarini " λ " ga bog'liq holda jadvaldan olinadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Qanday kuch kritik kuch deb ataladi?

2. Eyler formulasi qanday ko'rinishga ega?
3. Uzunlikni keltirish koefitsienti nima?
4. Eyler formulasini qo'llanish chegarasi qanday?
5. F.S.Yasinskiy formulasini qo'llanish chegarasi qanday?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

Ustuvor, befarq, noustuvor, kritik kuch, Eyler formulasi, siqilgan sterjen, ustuvorlikning ehtiyot koefitsienti, kichik bikrlilik tekisligi, sterjen uzunligi, minimal inerstiya momenti.

16-ma'ruza

O'zgaruvchan kuchlanish holatida bo'lgan materiallarni mustaxkamligini tekshirish.

Konstruktsiya qismlari materialini o'zgaruvchi yuklar ta'siriga qarshilik ko'rsatishi, statik yuklar ta'siriga qarshilik ko'rsatishidan farq qiladi.

Ko'p marta takrorlanadigan o'zgaruvchan yuklar ta'siridagi mashina qismlari bilinar-bilinmas plastik deformatsiya oqibatida birdaniga sinadi. Bu material statik kuch ta'sirida uzoq muddat ishonchli ishlashi mumkin. Shuning uchun xam bu masalani o'rganish katta ahamiyat kasb etadi.

O'zgaruvchi kuchlanishlar ta'siridan material sirtida darzlar hosil bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan u chuqurlashib boradi. Darz chuqurlashgan sari, ko'ndalang kesimni qarshilik ko'rsatishi ham kamayib boradi. Natijada namuna darz ketgan joydan emiriladi.

O'zgaruvchi yuklar ta'siridan darzlarni chuqurlashishi natijasida materialning emirilishi "toliqish" deb ataladi.

Sistematik ravishda tebranuvchan kuchlanishning maksimal qiymati ma'lum chegaradan o'tishi bilan materialda toliqish sodir bo'ladi. Kuchlanishni bu qiymati toliqish chegarasi yoki chidamlilik chegarasi deb ataladi.

Davriy o'zgaruvchan kuchlanishning eng katta qiymati, chidamlilik chegarasiga oid qiymatga erishguncha material toliqmasdan uzoq vaqt o'zgaruvchan yuklar ta'siriga qarshi tura oladi, ya'ni

$$\sigma_{\max} = \frac{\sigma_f}{k_f}$$

bu erda σ_f - chidamlilik chegarasiga to'g'ri kelgan kuchlanish, k_f - chidamlilik koefitsienti.

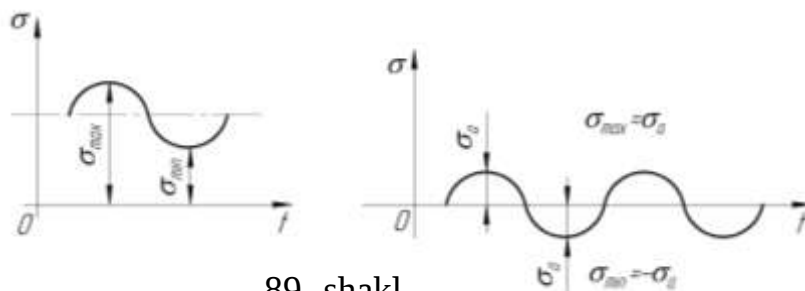
Buning uchun σ_f bilan $\sigma_{\max}$ qiymatlarini hisoblash usullarini bilish kerak.

To'la kuchlanishni " σ " bilan ifodalab, tebranuvchan kuchlanishni bir marta takrorlanishi $\sigma_{\max}$ ni $\sigma_{\min}$ gacha tushishi va yana $\sigma_{\max}$ gacha ko'tarilish davri "stikl" deyiladi.

O'zgaruvchan kuchlanish turlari quyidagilardan iborat:

1. Simmetrik stikl bilan o'zgaruvchan kuchlanish;

Tebranuvchan kuchlanishlarning eng maksimal qiymati $\sigma_{\max}$ va minimal qiymati $\sigma_{\min}$ son jihatdan bir-biriga teng bo'lib, ishoralari teskari bo'lgan hol (89-shakl).



89- shakl.

2. Teskari simmetrik stikl bilan o'zgaruvchan kuchlanish, ya'ni tebranuvchan kuchlanishning $\sigma_{\max}$ qiymati uning $\sigma_{\min}$ ga teng bo'lmagan holat (90-shakl). Bu holda $\sigma_{\min}$ ning ishorasi har xil bo'lishi mumkin.

Kuchlanishlar ayirmasining yarmi kuchlanish stiklining amplitudasi deyiladi.

$$\sigma_a = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}$$

$\sigma_{\max}$ va $\sigma_{\min}$ ni yig'indisini yarmi kuchlanish stiklini amplitudasi deyiladi.

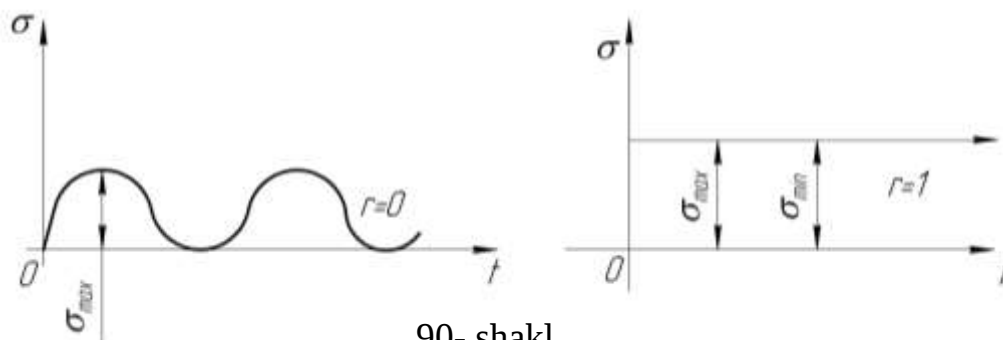
$$\sigma_a = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2}$$

$$\frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}} = r$$

$\sigma_{\max}$ -stikl xarakteristikasi; simmetrik stikl uchun $r = -1$;

Agar $r = 1$ bo'lsa, $\sigma_{\max} = \sigma_{\min}$, $\sigma_a = 0$ bo'lib, kuchlanish davriy bo'lmaydi (90-shakl.).

Agar $r = 0$ bo'lsa, material bir xil ishoradagi davriy kuch ta'sirida bo'lsa, ya'ni kuchlanish $\sigma_{\max}$ ga etgundan keyin nolgacha kamayib, yana $\sigma_{\max}$ gacha ko'tariladi (90-shakl.).



90- shakl.

- 1) $r = -1$; $\sigma = 0$ - simmetrik stikl;
- 2) $r = 0$; $\sigma_{\min} = 0$ -tepki (pulsastiyalanuvchi) tashqi stikl;
- 3) $r \leq 0$; $\sigma \neq 0$ - nosimmetrik stikl;

4) $r=1$; $\sigma_a=0$ - o'zgarmas kuchlanish (hususiy hol).

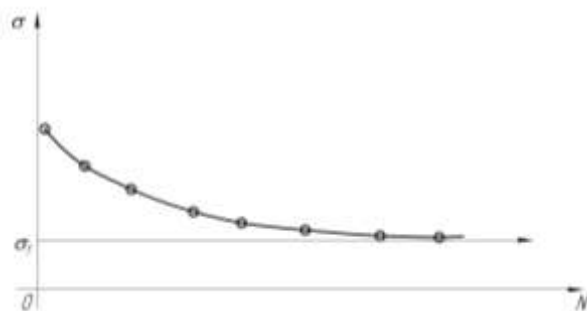
r ni qiymatiga qarab, σ_f - ni (chidamlilik chegarasi) aniqlash uchun maxsus sinov mashinalarining ko'pchiligi material uchun eng havfli bo'lgan simmetrik stiklni hosil qiladi.

Simmetrik stikli namunani egish uchun o'tkaziladigan tajribalardan olinadi. Tajriba o'tkazishda 6-10 dona namuna tayyorlanadi va ular ketma-ket raqamlar bilan nomerlanadi. Birinchi namunani statik sinov mashinasiga qo'yib, u σ_1 kuchlanishni olguncha yuklanadi.

$$\sigma_1 = (0,5 \div 0,6) \sigma_\epsilon$$

σ_ϵ -materialni mustahkamlik chegarasi.

Keyin namunani tebranuvchan kuchlanish ta'siriga chidamliligini sinash mashinasiga qo'yib, u $+\sigma_1$ dan $-\sigma_1$ gacha o'zgaruvchan kuchlanish ta'sirida to namuna singunga qadar tebratiladi. Bu tajriba bir necha marotaba takrorlash natijasida stikllar soni aniqlanadi(91-shakl).



91- shakl.

Tajribalar shuni ko'rsatadiki, qora metallar uchun (po'lat) stikllar soni $10 \cdot 10^6$ ga etganda namuna sinmasa, $n=\infty$ da ham sinmaydi, ya'ni $\sigma_N = \sigma_f$. Bunday kuchlanish charchash chegarasi yoki chidamlilik chegarasi deb ataladi. Chidamlilik chegarasiga to'g'ri kelgan kuchlanish- σ_r ; Simmetrik stikl uchun σ_{-1} ; Tepki stikli bilan bo'lsa σ_0 va boshqalar.

Po'lat namuna uchun $\sigma_{-1} = (0,4 \div 0,5) \sigma_\epsilon$;

$$\sigma_{-1} \approx 4000 + \frac{1}{6} \sigma_\epsilon$$

Yuqori mustahkamlikka ega po'lat uchun

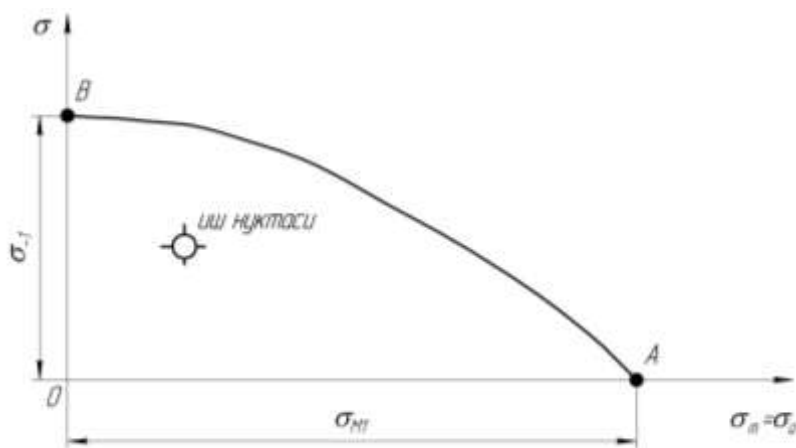
Rangli metallar uchun $\sigma_{-1} = (0,25 \div 0,5) \sigma_\epsilon$.

Buralish va siljishda:

Oddiy po'lat uchun $\tau_1 \approx 0,56 \sigma_{-1}$;

Yuqori ligerlangan plat va cho'yan uchun $\tau_1 \approx 0,86 \sigma_{-1}$;

Nosimmetrik stikl uchun chidamlilik chegarasi diagrammasi quyidagicha chiziladi(92-shakl).



92- shakl.

A – oddiy cho'zilishdagi mustahkamlik chegarasiga to'g'ri keladi;

B – simmetrik stiklga tekshirishdagi qiymatiga to'g'ri keladi.

Detalning toliqishga qanchalik bardosh berishini hisoblash uchun chidamlilik chegarasi deb ataladigan tushuncha kiritiladi. Kuchlanish simmetrik stikl bilan o'zgarganda ruhsat etilgan kuchlanish quyidagicha aniqlanadi:

$$[\sigma_{-1}] = \frac{\sigma_{-1}}{n}$$

Materiallarning toliqishiga qarshi choralar quyidagilardan iborat:

1. Materiallarni bir jinsliligini ta'minlash, ya'ni kuchlanish konstantrastiyasini qo'zg'atuvchi manbalarni yo'qotish;
2. Detal shaklida kuchlanish konstantrastiyasini qo'zg'atuvchi keskin o'tishlar bo'lmasligini ta'minlash;
3. Detal sirti toza bo'lishi, ya'ni ozgina bo'lsa ham tirnalgan joyi bo'lmasligi kerak, chunki o'sha joydan toliqish darz chiziqlari hosil bo'ladi.
4. Termik ishlash yo'li bilan detal sirti mustahkamlanadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. O'zgaruvchan kuchlanishlarning qanday turlari mavjud?
2. Chidamlilikka hisoblashda detalga ta'sir etuvchi yuklanish qanday stikl bilan o'zgaradi?
3. Kuchlanishlar qanday stikl bilan o'zgaradi?
4. Qanday stikl turlari mavjud?
5. Materiallarning toliqishga mustahkamligini oshirish uchun qanday choralar ko'riladi?

TAYaNCh SO'Z VA IBORALAR

O'zgaruvchan kuchlanish, stikl, toliqish, nosimmetrik stikl, simmetrik stikl, tepki(pulsastiyalanuvchi) stikl, o'rtacha kuchlanish, stikl amplitudasi.

Foydalanilgan adabiyotlar

1. Iosilovich G.B. i drugie. «Prikladnaya mexanika», Moskva, Vysshaya shkola, 1989 g, 351 str.
2. Rashidov T.R., Shoziyatov Sh., Mo'minov K.B., «Nazariy mexanika asoslari», Toshkent, O'qituvchi, 1990 y, 584 b.
3. Shoxaydarova P., Shoziyatov Sh., Zoirov J., «Nazariy mexanika» Toshkent, O'qituvchi, 1991y, 408 b.
4. Usmonxo'jaev H.H., «Mexanizm va mashinalar nazariyasi» Toshkent O'qituvchi 1981 y, 520 b.
5. Mansurov K.M., «Materiallar qarshiligi kursi» Toshkent O'qituvchi 1983 y, 504 b.
6. Sulaymanov I., «Mashina detallari»—Toshkent O'qituvchi 1981 y, 306 b.
7. Nigmatullaev S.I., Qo'llanma, «Amaliy mexanika», Toshkent O'zbekiston. 2003 y, 128 b
8. Jo'raev A., Tojiboev R. “Amaliy mexanika”, Toshkent, “Fan va texnologiya” 2007 y., 288 b.
9. Karimov R.I., Saliev A., “Amaliy mexanika”, Toshkent, “Fan va texnologiya” 2005 y. 275 b.
10. Turanov X.T. Prikladnaya mexanika v sfere gruzovyx perevozok: Uchebnoe posobie dlya studentov vuzov jeleznodorozhnogo transporta. – Ekaterinburg: UrGUPS, 2008.-347 s.
11. Ivanov M.N., Finogenov V.A. “Detali mashin” Moskva -2008 y. Vysshaya shkola 408 s.
12. Turanov X.T., Teoreticheskaya mexanika v zadachax gruzovyx perevozok. Novosibirsk: Nauka, 2009 gg, 376 s.
13. “Amaliy mexanika” ma'ruzalar matni. TXTI, 2010 y. 310 b.

Qo'shimcha adabiyotlar

14. O'razboev M.T., «Materiallar qarshiligi» Toshkent O'qituvchi 1973 y, 512 b.
15. Gulomitdinov S.Z. va boshqalar. «Amaliy mexanika fanidan laboratoriya amaliyoti buyicha uslubiy ko'rsatmalar». Toshkent, 2002 y, 96 b.
16. Arkusha A.I., Frolov M.I. Texnicheskaya mexanika Moskva Vysshaya shkola 1983 y, 447 b
17. Kudryavstev V.N. “Kurovovoe proektirovanie detaley mashin” Mashinostroenie. 1984 y. 400 b.
18. Barakaev N.R. va boshqalar. Amaliy mexanika fanidan hisob chizma ishlarini bajarish uchun uslubiy qo'llanma va topshiriqlar (Zo'riqishdagi konstruktsiya elementlarini hisoblash) Toshkent 2005 y., 40 b.
19. Shamanov G'.Z. va boshqalar. Amaliy mexanika fanidan kurs loyiha va hisob chizma ishlari uchun topshiriqlar va ularni bajarish bo'yicha uslubiy ko'rsatma (yuritmaning kinematik hisobi va elektrodvigatel tanlash), Toshkent 2005 yil, 56 b.
20. Chernavskiy S.A., Bokov K.N., Chernin I.M., Istkovich G.N., Kozinstov V.P. “Kurovovoe proektirovanie detaley mashin” Moskva, Mashinostroenie, 1988 y., 416 b.
21. Valiev M.Yo. Amaliy mexanika bo'yicha Hisob grafik ishlari uchun metodik ko'rsatma va topshiriqlar «Cho'zilish va siqilishda sterjenlarning mustaxkamligi va bikrligini hisoblash. Toshkent 1988 y. 32 b.
22. Tojiboev R.N va boshqalar. «Mashina detallari kursidan masalalar to'plami» Toshkent. O'qituvchi 1992 y, 144 b.
23. Yo'ldoshbekov S.A. «Materiallar qarshiligi» Toshkent. O'qituvchi 1995 y, 192 b.
24. Bardzilovskiy V.P. «Prikladnaya mexanika», Vysshaya shkola 1986 y, 190 b.
25. Obodovskiy B.A., Xanin S.E. «Materiallar qarshiligidan misol va masalalar» Toshkent. O'qituvchi 1980 y, 400 b.
26. Kachurin V.K. «Materillar qarshiligidan masalalar to'plami» Toshkent. O'zbekiston 1993 y, 336 b.
27. Vinokurov E.F., i drugie «Soprativlenie materialov» Raschetno-proektirovochnye raboty. Vysshaya shkola, 1987 y. 227b.
28. E.Kreyszig, Advanced Engineering Mathematics. Wiley and Sons, New York, 1988.

M U N D A R I J A

1-MA'RUZA.	Kirish. Asosiy tushunchalar. Statikaning asosiy aksioma-lari. Bog'lanish reakstiya kuchlari	1-7
2-MA'RUZA.	Bir nuqtada kesishuvchi kuchlar sistemasi. Juft kuch va uning momenti	8-16
3-MA'RUZA.	Tekislikda ixtiyoriy joylashgan kuchlar sistemasi va uning muvozanati. Bosh vektor va bosh moment	17-26
4-MA'RUZA.	Nuqta kinematikasi. Qattiq jism harakatining berilish usullari. Tezlik va tezlanishlarni aniqlash	27-41
5-MA'RUZA.	Qattiq jismning ilgarinlanma va qo'zg'almas o'q atrofidagi aylanma harakati	42-47
6-MA'RUZA.	Dinamikaning asosiy tushunchalari va qonunlari	
7-ma'ruza.	Konstruktsiya elementlari va ularning tuzilmalari. Yukla-nishlar. Deformatsiya va uning turlari. Kuchlanishlar	43-63
8-Ma'ruza.	Cho'zilish va siqilish deformatsiyasi. Guk qonuni. Puasson ko- effisienti	64-67
9-Ma'RUZA.	Murakkab kuchlanish xolati. Mustahkamlik nazariyalari	67-74
10-MA'RUZA.	Siljish. Sof siljishdagi Guk qonuni	75-78
11-Ma'ruza.	Tekis kesim yuzalarining geometrik xarakteristikalarini	79-82
12-Ma'ruza.	Buralish. Asosiy tushunchalar. Burovchi moment. Valni bura- lishdagi mustahkamlik sharti	83-88
13-Ma'ruza.	Egilish. Egilishda ichki zo'riqish kuchlari. Defferenstial bog'lanishlar	89-93
14-Ma'ruza.	Murakkab qarshilik. Asosiy tushunchalar. Cho'zilish bilan egi- lish va buralish bilan egilishning birgalikdagi ta'siri	94-96
15-ma'ruza.	Ustuvorlik. Kritik kuch. Eyler formulasi	97-99
16-ma'ruza.	O'zgaruvchan kuchlanish holatida bo'lgan materiallarni mustax- kamligini tekshirish	100-103
Foydalanilgan adabiyotlar		104
Mundarija		105

