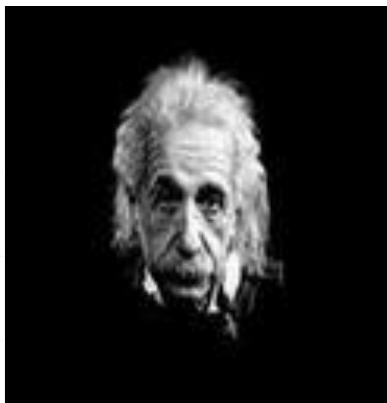




O'zbekiston Respublikasi

Oliy va O'rta maxsus ta'lim vazirligi

Z.M.Bobur nomidagi Andijon Davlat Universiteti

Abduboqiev O'. A.

M E X A N I K A

O'quv qo'llanma



Umumkasb fanlar qatoriga kiruvchi "Mexanika" fanidan darslik ADU o'quv uslubiy xay'ati tomonidan (1999 yil 4 sentyabrda) qo'llanishga tavsiya etilgan. U o'quv adabiyotlari tanlovida ishtirok etgan ("Ma'rifat" gazetasi 2002 yil 5 oktabr, № 79, 9-bet, № 209)

ADU Ilmiy Kengashining 3 iyul 2007 yildagi (- bayonnoma) yig'ilishida darslik sifatida nashr etishga tavsiya qilingan.

Taqrizchilar: fizika-matematika fanlari doktori I.N. Karimov, fizika-matematika fanlari doktori V.G'. Miladjonov, texnika fanlari doktori R.O'. Aliyev.

Muharrirlar: dotsent O'. Rahimov, dotsent A. Ortiqov.

S O' Z B O S H I

Universitetning fizika-bakalavr" (5.44.01.00) mutaxassis-ligida Umumiy fizika kursining "Mexanika" bo'limi bo'yicha 65 soat ma'ruza, 54 soat amaliy va 80 soat laboratoriya mashg'uloti uchun ish hajmi ajratilgan. Talabalarning mustaqil bilim olish uchun esa, mos ravishda 27 soat, 27 soat va 40 soat vaqt belgilangan.

"Mexanika"da moddiy nuqta va qattiq jism kinematikasi va dinamikasi, urilish, tortishish maydonida harakat, noinertsial sanoq sistemasida harakat, qattiq jismning mexanik xossasi, gaz va suyuqliklar mexanikasi, nisbiylik nazariyasi elementlari, tebranish, to'lqin va akustika elementlari bayon etilgan.

Mexanikadan darslikdada fan, texnikaning zamonaviy taraqqiyot darajasi, fizika o'qitish uslublari va muallifning ko'p yillik muallimlik tajribasi natijalari o'z aksini topgan. Unda hodisalarning fizikaviy mazmunini yoritishga alohida ahamiyat berilgan.

I. O'zbekiston respublikasi davlat ta'limi standartida ko'rsatilgan

maqsadlarga erishish uchun "Fizika-bakalavr" mutaxassisligida quyidagilarni amalga oshirish lozim.

1. Talabalarga mexanikaga oid fizik qonunlar va tamoyillari ularning matematik ifodalari bilan Yetkazish;
2. Talabalarni fizik hodisalarga oid fizik kattaliklarni aniq o'lchanishining asosiy usullari, tajribada olingan natijalarni qayta ishlash va tahlil qilish, muhim fizik asbob - uskunalar, tajriba natijalarini qayta ishlashda EHM dan foydalanishning eng sodda usullari bilan tanishtirish;
3. Talabalarda tajribalar o'tkazish ko'nikmalarini hosil qilish, ularni fizikaviy tajribalarni avtomatlashtirishning asosiy tamoyillari bilan tanishtirish, fizikaviy g'oyalarni to'g'ri talqin qilishga o'rgatish, fizik masalalarni to'g'ri Yechish, fizik kattaliklarning qo'lamini baholay bilish;
4. Talabalarda fizikaviy modellar va ilmiy farazlarning qo'llanishi chegaralari to'g'risida aniq tushuncha hosil qilish.
5. Ularda fizikani o'rganishga qiziqish uyg'otish.
6. Talabalarga mexanika fani rivojlanishining muhim bosqichlari haqida o'zbek allomalarining unga qo'shgan hissalarini va tutgan o'rni to'g'risida tushunchalar berish kerak.

Davlat ta'lim standarti talabiga ko'ra "Mexanika" fanini o'qib o'rgangan talaba quyidagilarni bilishi shart.

1. Qo'yilgan har bir aniq vazifalar mazmunini umumiy qonunlar bilan bog'lash fizika sohasi va unga Yaqin bo'lgan fanlar bo'yicha qo'yilgan vazifalarni Yechishda mexanika qonunlari bilan boshqa bilim sohalarini birgalikda qo'llash. Asosiy fizikaviy o'lchov asbob-uskunalaridan foydalana bilish, sodda amaliy vazifalarni qo'yish va ularni Yechish, olingan natija larni qayta ishlash, tahlil qilish va baholay bilish hamda umumiy xulosalar chiqarish.
2. Sodda fizik hodisalarga matematik modellar tuzish va bu tuzilgan modellarni o'rganishda mumkin bo'lgan matematik apparatlarni, matematik hisoblash usullarini qo'llash.
3. Ish davomida o'quv va ma'lumotnoma adabiyotlardan foydalana bilish, boshqa qo'shimcha ma'lumot manbalarni aniqlay bilish va ulardan foydalana bilish.

"Mexanikadan" o'quv dasturida ko'rsatilgan barcha mavzularni, unga ajratilgan dars soatlari imkoniyati doirasida (ma'ruzalar orqali ham) talabalarga to'laligicha bayon qilib berishining imkoni yo'q. SHunga ko'ra, ushbu dasturda berilgan barcha mavzular ma'ruza darslarida, mashq va laboratoriya amaliy darslari hamda talabalarning mustaqil ishlari uchun ajratilgan soatlarda to'laligicha, ular bir-birini to'ldiradigan tarzda va maqsadga muvofiq foydalanilgan holda bajarilishi mumkin. Ushbuni inobatga olib, fan Yuzasidan fizika-bakalavr

mutaxassisligi talabalari bajarishlari zarur bo'lgan ish hajmini Yaqqol va Yahlit holda ko'rsatish uchun "Mexanika" bo'yicha paragrafga bo'lingan dastur mundarijada keltiriladi.

Paragrafdagi bandlar nazorat va o'z-o'zini sinash savollari sifatida qaralishi mumkin.

Talabalarning kitob ustida ishlashlarini hisobga olib, darslikni oxirida dasturdagi adabiyotlar va bir necha qo'shimcha adabiyotlar bir qismi ro'yxati havola etiladi.

§1. K I R I S H.

- 1.1 Fizika predmeti.
- 1.2 Fizika fan sifatida.
- 1.3 Fizika metodikasi.
- 1.4 Fizika mazmuni va strukturasi.
- 1.5 Fizikaning boshqa fanlar bilan aloqasi.
- 1.6 Xalq xo'jaligi va ishlab chiqarish rivojlantirishda fizikaning roli.
- 1.7 "Fizik" mutaxassisi tayyorlashda "umumiy fizika kursi"ning o'rni.

1.1. Fizika predmeti.

Ongimizga bog'liq bo'lmagan, undan tashqaridagi ob'ektiv borlik materiya deyiladi. Materiya ikki ko'rinishda; modda va maydon ko'rinishda namoyon bo'ladi. Materiya uzluksiz harakatda bo'lib, doim uzluksiz rivojlanadi. Oddiy siljishlardan tortib to murakkab fikrlash protsesslargacha umuman materiyaning har qanday o'zgarishiga harakat deyiladi.

Materiyaning modda ko'rinishiga tabiatdagi barcha jismlar, ularni tashkil etuvchi moddalar Yulduzlararo moddalar, elementlar zarralar va xokazolar misol bo'ladi. Maydon ko'rinishga esa elektromagnit maydoni, gravitatsion maydonlar misol bo'ladi. Bular materiyaning konkret formalari bo'lib, ularga harakat va rivojlanishning konkret formalari mos keladi. Materiya harakat yoki harakatsiz materiyalarning bo'lishi mumkin emas.

1.2. Fizika fan sifatida

Fizika - jonsiz tabiat tuzilishi va uning eng oddiy shakldagi harakatlarini o'rganadigan fandir. Fizikaning predmeti-materiyaning eng umumiy xususiyati modda va maydonni hamda harakatning umumiyroq shakli qonuniyatlarini urganishdan iboratdir. Fizika fan sifatida umumiy qonuniyatlarni aniqlaydi, qolgan tabiiy fanlar va texnika esa bu konuniyatlarni alohida xolatlar uchun qo'llab foydalanadi. "Fizika" so'zi Yunoncha "tabiat" ma'nosini anglatuvchi so'zdan olingan. Aristotel fizikani fan sifatida (tabiatshunoslik) shakllantirdi. Fizika tajribaga asoslangan fandir.

Modda harakatining soddalariga mexanik, molekulyar-issiqlik, elektromagnit, atom va Yadro ichida bo'ladigan harakatlar kiradi. Mexanik harakat-materiya harakatning eng sodd formasidir.

Tabiatdagi barcha o'zgarishlar (harakatlar) ma'lum ketma-ketlikda, oz va ko'p davomiylilikda sodir bo'ladi. Tabiatda bir onda sodir bo'luvchi hodisa yo'q. Materiyaning uzluksiz va cheksiz rivojlanishi ma'lum vaqtda namoyon bo'ladi.

Mavjud protsesslardan ajralgan alohida "Absolyut vaqt" bo'lishi mumkin emas. Demak, vaqt jarayon va hodisa davomiyligi o'lchovidir.

Barcha moddiy jismlar ma'lum ko'lam (uzulik, Yuza, hajm)ga ega bo'lib ko'lamsiz (materiya) modda bo'lmaydi.

Barcha jismlar bir-biriga nisbatan qandaydir xolatda joylashgan bo'lib, ulardan ikkitasi bir onda bir joyda bo'lmaydilar. Materiya fazo ham, fazosiz materiya ham bo'lishi mumkin emas. Materiyaning egallagan o'rni fazodir.

Fazo va vaqt materiyaning mavjudligi formasidir. Fazoda ko'lam uzunlik o'lchov birligi, vaqt esa vaqt birligi bilan xarakterlanadi.

1.3. Fizika metodikasi

Asosiy qator hodisalar uchun umumiy bo'lgan ob'ektiv mavjud bog'lanishlar fizik qonunlar deyiladi. Hodisalar ob'ektiv borlikda sodir bo'lganidan qonunlar ham ob'ektiv bo'ladi. Fizik jarayon va hodisalarni o'rganishda kuzatish va tajriba natijalariga suyanadi. Ilmiy tadqiqot metodlari quyidagilardir.

1. Kuzatish deganda, hodisalarni tabiiy shart sharoitlarda boshqa hodisalar orasidagi mavjud hamma bog'lanishlarni saqlagan holdagi o'rganish tushuniladi.
2. Fizik tajriba deganda hodisalarni sun'iy laboratoriya sharoitida ikkinchi darajali ahamiyatga ega bo'lgan bog'lanishlarni xisobga olmay qayta o'tkazib ko'rish tushuniladi. Ma'lum o'lchashlar yordamida miqdori aniqlanishi mumkin bo'lgan protseslar yoki jism xususiyati xarakteristikasiga fizik kattalik deyiladi.

Fizika qonuniyatlari fizik kattaliklar orasidagi miqdoriy bog'lanish ko'rinishda ifodalaniladi. Matematik apparat topilgan bog'lanishni miqdoriy ifodalabgina qolmay ularni tekshirib Yangisini topishga ham imkon beradi.

3. Gipoteza Yaratish-hodisalarni tushuntirish uchun ilgari surulgan "Ilmiy faraz" lardir. Tajriba natijalari bilan tasdiq etilgan gipoteza nazariyaga o'tadi. Bu Yerdagi tajriba haqiqat kriteyriysi bo'lib xizmat qiladi. Demak, fizikada Ilmiy tadqiqot usullari kuzatish, tajriba va gipoteza ("ilmiy faraz")lardir.

1.4. Fizika kursining tuzilishi va asosiy bo'limlarning qisqa xarakteristikasi. Fizika mazmuni va strukturasi.

Materiyaning harakati mexanikaviy, elektromagnit, issiqlik va boshqa ko'rinishlarga ega. Harakatning qaysi turi o'rganilishiga qarab umumiy fizika kursi mexanika, molekulyar fizika, elektr va magnitizm, optika, atom va Yadro fizika bo'limlariga bo'linadi.

Mexanikada (gazsimon, suyuq va qattiq) jismlarning bir-biriga nisbatan ko'chishdan iborat harakatlari, elastiklik harakatlari o'rganiladi. Mexanik harakat-materiya harakatning eng sodda shaklidir. Molekulyar issiqlik harakatlarni (molekulyar kinetik nazariyasi va termodinamika), elektr va magnitizmni jismlarning elektr va magnit harakatlarini (elektrodinamika), optikada molekula va atomlar ichidagi harakatlarni, atom va Yadro fizikada uni ichida sodir bo'luvchi harakat va o'zgarishlarni (elektron nazariya, radioaktivlik, kosmik nurlar, elementar zarralar) o'rganadi.

1.5. Fizikaning boshqafanlar bilan aloqasi

Fizika bilan boshqa tabiiy fanlar orasiga keskin chegara qo'yib bo'lmaydi. Qator fanlar fizik qonunlarni qo'llab ish ko'radilar (fizik ximiya, astrofizika, geofizika, biofizika, va boshqalar). Fizikaning boshqa fanlar bilan aloqasi ikki tomonlama bo'lib fizika o'z taraqqiyotida boshqa fan Yutuqlaridan foydalansa, fizika Yutuqlarini boshqa tabiiy fanlar qo'llaydi. Fizikaning turli bo'limlaridan turli texnika fanlari kelib chiqadi, o'z navbatida texnika o'z Yutuqlari bilan fizika rivojiga yordam beradi.

Matematika murakkab nazariy masalalarni Yechib fizikaga yordam bersa, fizika matematika oldiga turli muammolarni qo'yib uni rivojlantiradi.

1.6. Halq xo'jaligi va ishlab chiqarish rivojida fizikaning roli.

Xalq xo'jaligi va ishlab chiqarishning shu kundagi darajasini fizika fani Yutuqlarisiz tasavvur etib bo'lmaydi.

Elektrlashtirish, transport, aloqa vositalari, avtomatika, radio va televideniya, turli mexanizm va mashinalar, fan va texnikaning turli tarmoqlarining rivoji fizika bilan bog'liqdir.

7. "Fizik" mutaxassis tayyorlashda Umumiy fizika kursining o'rni.

Umumiy fizika o'qitish bo'lajak "fizik" mutaxasislarning tabiat haqidagi dunyoqarashini kengaytirishdan, materialistik dunyoqarashini rivojlantirishga va fizika bilan bog'liq fanlarni mustaqil o'rganishga tayyorlashdan iborat. Bundan tashqari, tabiat qonunlarining ob'ektiv harakatlarini tushunishga, vatanparvarlikni tarbiyalashga, politexnik ta'limni amalga oshirishga yordam beradi.

Sinash savollari.

1. Fizika predmeti nimadan iborat?
2. Fizika fani tadqiqot usullarini ayting.
3. Xalq xo'jaligi va ishlab chiqarishda fizikaning qanday o'rni bor ?

§2. MEXANIKA. KIRISH.

- 2.1 Mexanika predmeti.
- 2.2 Mexanika tarixidan.
- 2.3 Abstraktsiyalar va modellarning cheklanganaligi.
- 2.4 Fizik kattaliklar va ularni o'lchash.
- 2.5 Fizik tushuncha va kattaliklarni aniqlash.
- 2.6 Fizik kattaliklarni o'lchash birliklari va birliklar tizimi. Asosiy va hosilaviy birliklar. Birliklarning xalqaro tizimi.
- 2.7 Koordinatalar tizimi. Fazo va geometriya. Geometriya va tajriba. Vektorlar va koordinatalar usulida ifodalash, koordinatalar va vektorlarning proektsiyalarini almashtirish.
- 2.8 Vaqt tushunchasi. Davriy jarayonlar, soatlarni sinxronlashtirish.

2.1. Mexanikaning vazifasi. Mexanika predmeti.

1. Mexanika materiya harakatining eng sodda shakli haqidagi ta'limotdir. Bunday harakat jismlarning yoki jism qismlarining bir-biriga nisbatan ko'chishidan iborat bo'ladi. Mexanika predmeti-materiya harakatini ko'chishdan iborat eng sodda shaklini va undagi qonuniyat-larini o'rganishdir. Mexanika ham, hamma tabiiy fanlar kabi, o'zining qonun qoidalarini tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish yo'li bilan aniqlaydi. Jismlarning ko'chishini kuzatish eng sodda tajribalardir. Odamlar kundalik turmushda va har qanday ishlab chiqarish jarayonida jismlarning ko'chishini ko'radilar. SHuning uchun mexanik tasavvurlar juda Yaqqol bo'ladilar. Mexanikani boshqa tabiiy fanlardan oldinroq keng rivojlanganiga ham sabab ana shu.

2.2. Mexanika tarixidan

Mexanikaning asosiy qonunlarini Galiley (1564-1642) anchagina oydinlashtirgan edi. Nyuton (1642-1727) ularni uzul-kesil ta'riflab berdi. Peterburg fanlar akademiyasida ko'p yil ishlagan Leonard Eyler (1707-1783) birinchi bo'lib mexanikaning qonunlariga analitik ko'rinish berdi va mexanikaning taraqqiyotida katta rol o'ynadi. Ammo "klassik mexanika" deb atalgan, Galiley, Nyuton mexanikasi ma'lum jismdagi harakatlarini, Ya'ni tezliklari uncha katta bo'lmagan va o'lchamlari kishi tanasining o'lchamlariga Yaqin bo'lgan jismlar (otilgan tosh) ning harakati yoki o'zi juda katta bo'lgan jismlar (planetalar)ni harakatini kuzatish natijasida vujudga kelgan. Klassik mexanikaning taqribiy xarakterga ega bo'lishiga sabab ana shu. Fanning keyingi taraqqiyoti natijasida ma'lum bo'ldiki, agar tekshirilayotgan jismlar juda ko'p atomlardan iborat bo'lsa (makroskopik jismlar) va ularning tezligi yorug'lik tezligiga qaraganda nihoyat darajada kichik bo'lsa, klassik mexanika haqiqatni juda aniq aks ettira oladi. Tezligi yorug'lik tezligiga Yaqin bo'lgan makroskopik jismlarning harakat qonunlari Eynshteyn tomonidan kashf etilgan nisbiylik nazariyasida bayon etiladi.

Mexanika kinematika, statika va dinamika bo'limlariga bo'linadi. ko'p adabiyotlarda kinematika alohida va statika bilan dinamika birga qaraladi. Kinematika-o'rin almashtirishning o'zini vaqtga bog'lab tekshiradi yoki boshqa jismga nisbatan harakatlanuvchi jism harakati shu harakatni keltirib chiqaruvchi sababni qaramagan holda o'rganadi. Dinamika jism harakati bilan u jismga ta'sir etuvchi kuchlar orasidagi bog'lanishni o'rganadi. Statika-kuchlar ta'sirida jismning muvozanat holatini o'rganadi, bu holda kuchlar bir-birini muvozanatlaydi.

Mexanikaning taraqqiyoti kishilik jamiyatining madaniy tarixi bilan uzviy bog'langandir. Misr piramidalari va qadimiy qurilmalarining boshqa qoldiqlari qadimiy xalqlar asosiy muvozanat qonunlari haqida muayyan bilimlarga ega bo'lganlar deb hisoblashga majbur qiladi. CHunki, bunday bilimga ega bo'lmay turib, bunaqa buyuk inshootlarni Yaratish mumkin bo'lmasdi.

Yunon faylasufi Aflotun (bizning eramizdan oldingi 384-322 yillar) o'zining "Fizika" asarida qadimiy kishilarning mexanika sohasidagi bilimlarini umumlashtirdi; biroq kuch va harakatni bog'lovchi asosiy qonunni u noto'g'ri ta'riflagan edi. Bu qonun XIX asrdan keyingina aniqlandi. Barcha mashinalarning tuzilishi asoslangan bosh qonuni richag muvozanat qonuni va suzuvchi jismlarning muvozanat qonunlari mashhur Arximed (bizning eramizgacha III asr) tomonidan juda aniq ko'rsatilgan edi. SHu vaqtdan boshlab mexanika to'la ma'noda fan sifatida taraqqiy qila boshladi.

XYII asrga kelibgina G. Galiley (1564-1642) jismlar harakatining asosiy qonunini to'g'ri ochib berdi. Bu qonun hamda o'z zamonidagi olimlarning Yutuqlarini bilgan holda ulug' I. Nyuton (1642-1727) bir necha o'n yillardan so'ng mexanik harakatning asosiy qonuniyatlarini aniqladi va ularni shunday ravshan va ihsam shaklda bayon qildiki, u hozirgacha amaliy va texnikaviy masalalarni Yechishda ham, ilmiy tadqiqotlarda ham

qo'llanilmoqda. Eyler mexanika qonunlariga analitik ko'rinish berdi. Keyingi tadqiqotlar mexanikaning asosiy qonuniyatlariga umumiyroq shakl berdilar va murakkab mexanikaviy hodisalarni tahlil qilish usullarini takomillashtirdilar. Avvalo L. Eyler, D. Bernulli, J. Dalamber, J. Lagranj va boshqa mashhur olimlarning asarlaridan iborat bo'lgan tadqiqotlarning buyuk natijalari haqida nazariy mexanika kurslarida gap boradi.

Mexanika taraqqiyotining Yangi bosqichi A. Eynshteyn (1879-1956) undan oldin o'tgan olimlarning fundamental ishlaridan boshlagan. Bu ishlar yorug'lik tezligidan kichik har qanday tezlik bilan harakatlanayotgan jismlarning harakat qonunlarini o'ziga oluvchi mexanikaqonunlarning ulkan umumlashmasidan iborat bo'lib, endilikda Nyuton mexanikasini Eynshteyn mexanikasini bir qismi deb hisoblash mumkin. Beruniy, Ulug'bek, Ibn sino, O'razboev, Xabibullaev, Bekjonov, M.A. Azizovlarning fizikaga qo'shgan hissalari kattadir. Fizika sotsial-ekonomika faktorlari ta'sirida rivojlanadi. Revolyutsiyadan ilgari bunday faktorlar dunyo fizikasiga o'z hissasini qo'shgan rus fiziklarni tarbiyaladi. Mendeleev, Lebedev, Stoletov, Jukovskiy va boshqalar dunyo faniga o'z hissasini o'shgan materiyalist olimlardir. Sovet fiziklari bu olimlarning traditsiyalarini davom ettirishmoqdalar. Atomni o'rganishdagi ishlar salmog'i kattadir. V.F. Mitkevich (elektro- magnitizm), A.A. Chernishev (yuqori kuchlanish va chastota texnikasi), L.I. Mandelshtam, G.S. Landsberg (kombinatsion sochilish), L.A. Artsimovich, M.A. Leontovich (yuqori temperaturali plazma), S.N. Vernov (oy va Yer magnit maydoni), B.M. Vull, D.N. Nasledov (yarim o'tkazgichli kvant generatori), V.A. Fok (kvant maydon nazariyasi), L.D. Landau (kondensirlangan muhit nazariyasi), N.G. Basov, A.M. Proxorov (Kvant generatorlari), I.E. Tamm, P.A. Cherenkov, I.M. Frank (Cherenkov effekti) kabi olimlarni dunyo tan olgan.

2.3. Abstraktsiyalar va modellarning cheklanganligi.

Fizik tadqiqotlarda murakkab hodisa va jarayonlarni o'rganishda asosiy hodisa va jarayonning o'rganib, asosiy bo'lmaganlarini inobatga olmay hodisani shartli sxemasini yaratish ilmiy abstraktsiya deyiladi. (moddiy nuqta, to'g'ri chiziq, nuqtaga qo'yilgan kuch, ideal suyuqlik va gaz, absolyut qattiq jism va xakozo).

Hodisa va hodisalarning majmuasini tushuntirishda model tushunchasidan ham foydalaniladi. O'rganiladigan hodisaning avvaldan ma'lum bo'lgan tushunchalar yordamida Yaratilgan ko'rgazmali manzarasi model deb ataladi (atomning planetalar modeli, yorug'likning to'lqin modeli, Yadroning tomchi modeli, kvarklar modeli va xakozo). Haqiqat jarayonini faqat qismangina aks ettiruvchi yoki hodisaning faqat muayyan tomonigina aks ettiruvchi abstraktsiya va model cheklangandir. (Erning quyosh atrofidagi harakatida uni moddiy nuqta sifatida qarash mumkin, lekin o'z o'qi atrofidagi harakatida uni moddiy nuqta sifatida qarab bo'lmaydi).

Tajribalarda isbotlangan abstraktsiyalar va modellar natijasida nazariyalar Yaratilgan. Tajriba natijalarini umumlashtiruvchi va tabiatning ob'ektiv qonunlarini aks ettiruvchi asosiy g'oyalar sistemasi fizik nazariya deb ataladi.

2.4. Fizik kattaliklar va ularni o'lchash.

Materiyaning har qanday o'zgarishiga harakat deyiladi. Jismlarda vaqt o'tishi bilan sodir bo'luvchi qonuniy bog'langan o'zgarishlar majmuasi fizik hodisadir. Fizik hodisadagi o'zgarishlar (harakatlar) ketma-ket tizimi jarayondir. Har qanday jarayon davomiyligi vaqtdir. Qator hodisalar uchun umumiy bo'lgan ob'ektiv mavjud bog'lanishlar fizik qonunlar deyiladi. Jismlarning xossalari yoki jarayonlarning xarakteristikasi (tavsiflovchisi) fizik kattalik deyiladi. Bir xil tabiatli kattaliklarni solishtirish o'lchashdir.

2.5. Fizik tushuncha va kattaliklar.

Fizik hodisa va jarayonlarni tavsiflash uchun fizik tushunchalar va iboralar qabul etiladi. Kattaliklar uchun esa "Fizik atamalar" aniqlanadi va qabul etiladi. Fan va texnika taraqqiyotiga bog'liq holda tushuncha, iboralar va atamalar takomillashtiriladi.

2.6. Birliklar va birliklar sistemasi.

Fizik tajribalarda o'lchash ishlarini qulaylashtirish uchun ma'lum kattaliklar birlik sifatida qabul etiladi va ular asosiy birliklar hisobalanadi, ular yordamida keltirib chiqarilgan birliklar esa, hosilaviy birlik deyiladi. Birliklar majmuasi birliklar sistemasi

deyiladi. Hozir fizikadagi ko'p qo'llanilayotgan sistema Xalqaro birliklar sistemasidir (SI). SI birliklar sistemasida 9 ta asosiy birlik mavjud. metr (m), kilogramm (kg), sekund (s), amper (A), Kelvin (K), mol (μ), kandela (kg), radian (rad), steradian (str).

2.7. Koordinatalar tizimi.

Jism harakati biror qo'zg'almas jismga yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi jismga nisbatan, eng murakkab holda esa, aylanma harakat qiluvchi jismga nisbatan qaraladi. Dekart yoki qutb koordinata sistemasi shu jismga o'rnatiladi. Bu sistema soat bilan birga sanoq sistemasini tashkil qiladi.

Dekart koordinata sistemasi o'zaro perpendikulyar uch o'qdan (x, y, z) iborat. Qutb koordinata sistemasi esa O qutb (markaz)dan o'tuvchi gorizontaal chiziq va r radius vektoridan iborat. Gorizontaal chiziq va r oraliq'idagi burchak φ erkin o'zgaruvchi hisoblanadi. M moddiy nuqtaning fazodagi holati Dekart koordinata sistemasida 3 o'zgaruvchi x, y, z bilan aniqlanadi va M (x, y, z) ko'rinishda yoziladi. Qutb koordinata sistemasida M moddiy nuqta holati φ -MON burchak yordamida aniqlanadi. (2-rasm).

Markazlari O o'zaro mos kelgan har ikki sistemada M nuqtasini aniqlovchi koordinatalar x, y, z qutb koordinata sistemasidagi radius-vektor proektsiyalariga r_x, r_y, r_z ga mos keladi. Demak, ikki sistemada o'zaro koordinata almashtirish mumkin. Fizikada geometriya elementlaridan, vektor va ular ustida amallardan keng foydalaniladi.

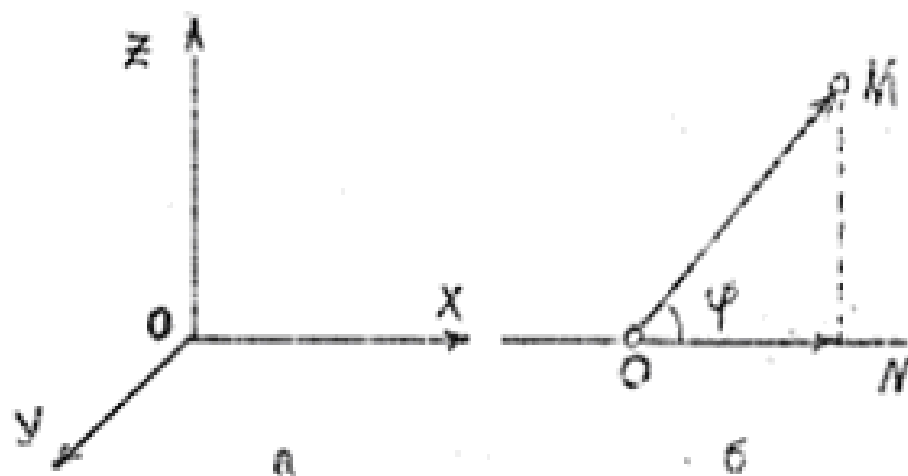
2.8. Vaqt tushunchasi.

Har qanday jarayon davomiyligi vaqtdir. Vaqt birligi etib SI birliklar sistemasida sekund (s) olingan. Tabiatdagi jarayonlar davomiyligi shu birlik bilan solishtirib o'lchanadi. Tabiatda sodir bo'luvchi davriy jarayonlar vaqt o'lchashda foydalaniladi. Turli mayatniklarning tebranish davri T 1 sekundga yoki unga karrali vaqtga moslanadi (sinxronlashtiriladi). Vaqtning sistemadan tashqari minut (min), soat, sutka, oy, yil, asr va xokazo kabi birliklari ham amalda foydalaniladi. (Masalan: soatning sekund strelkasi 60 sekundda bir aylansa, minut strelkasi bir soatda bir aylanadi).

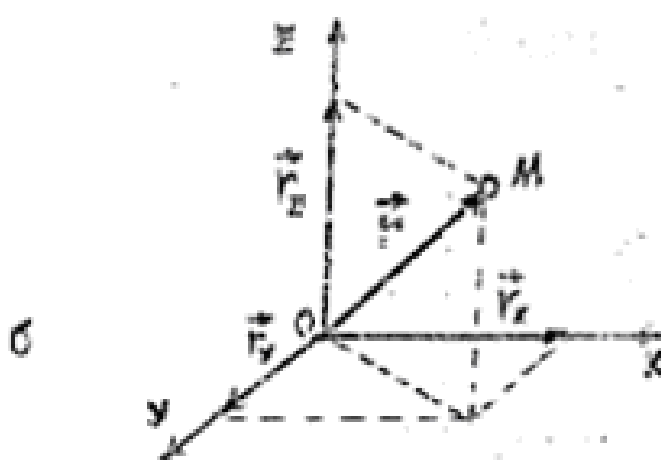
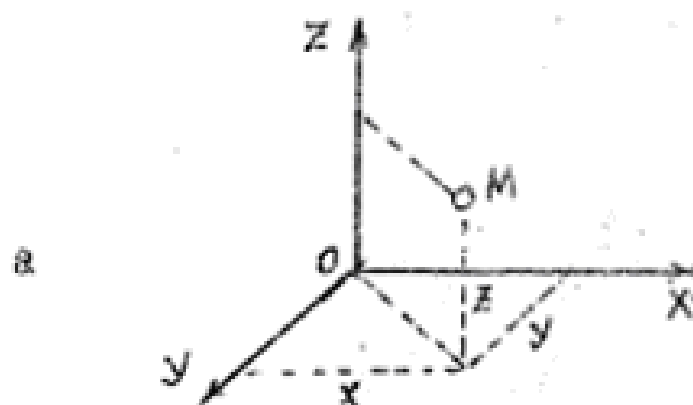
\Sinash savollari.

1. Mexanika predmetini ayting?
2. Fizik kattaliklar va ularni o'lchashni bayon eting?
3. Birliklarning xalqaro tizimini ayting?
4. Koordinatalar tizimini bayon eting?

§ 2 rasmlari



1 -rasm



2-rasm

I BOB. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI.

§3 . MODDIY NUQTA KINEMATIKASI.

- 3.1 Moddiy nuqta va uning harakati.
- 3.2 Koordinat sistemasi va harakat diagrammalari.
- 3.3 Siljish va siljish vektori. Yo'l.
- 3.4 Tezlik va tezlik vektori.
- 3.5 Tezlanish va tezlanish vektori.
- 3.6 Bosib o'tilgan yo'l formulasi yoki harakat tenglamalari.

3.1. Moddiy nuqta va uning harakati.

Eng sodda mexanik harakat moddiy nuqtaning harakatidir. Berilgan masalada tekshirilayotgan jismning o'lchamlarini va shaklini hisobga olmaslik mumkin bo'lsa va o'lchami nuqta deb olinib massasi shu jism massasiga teng faraziy real jism moddiy nuqta deb ataladi. Ko'pincha ma'lum bir real jism, masalaning qo'yilishiga qarab, yoki moddiy nuqta sifatida, yoki o'lchamlari chekli bo'lgan jism sifatida qaraladi. Masalan: Snaryadning fazoda uchib borish haqidagi masalada uni moddiy nuqta deb olish mumkinligi va mumkin bo'lmagan hol, Yer sharining qo'yosh atrofida aylanishda uni moddiy nuqta deb olinishi va olib bo'lmasligi mumkin.

Moddiy nuqta harakatlanuvchi chiziq traektoriya deyiladi. Jism harakati traektoriyasiga qarab to'g'ri chiziqli va egri chiziqli harakatga bo'linadi. Harakat tezlikka qarab to'g'ri chiziqli va egri chiziqli harakatga bo'linadi. Harakat jadalligi bir tekis o'zgarsa, harakatni tekis o'zgaruvchan harakat deyiladi. Harakat jadalligi ortsa, tezlanuvchan harakat, kamayganda esa, sekinlanuvchan harakat sodir bo'ladi. Tekis o'zgaruvchan harakat, tekis tezlanuvchan vatekis sekinlanuvchan harakatlardan iborat bo'ladi.

3.2. Koordinat sistemasi va harakat diagrammalari.

Jismning harakati qo'zg'almas boshqa jism yoki bir-biriga nisbatan qo'zg'almas bo'lgan jismlarga nisbatan qaraladi. U sanoq boshlanadigan jism bo'ladi. Jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun koordinatalar sistemadan foydalaniladi. Klassik mexanikada fazo va vaqt bir jinsli (barcha nuqtalari fizik jihatdan teng qiymatli) va izotrop (turli yo'nalishlarda xususiyatlari bir xil) deb olinadi. Bir jinsli va izotrop fazoda koordinata boshi O bog'langan jism sanoq boshi sistemasi bo'ladi. (3-rasm).

Fazoda biror M moddiy nuqta vaziyatini a) uchta koordinatalar x, y, z , b) yoki uchta sferik koordinatalar r, α, β belgilaydi (4-rasm). Sferik koordinatalar r, α, β kordinatalariga o'tishda quyidagi ifodadan foydalaniladi.

$$x=r\sin\alpha\cos\beta, y=r\sin\alpha\sin\beta, z=r\sin\alpha, \text{ va aksincha, } r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$
$$\operatorname{tg}\beta = \frac{y}{x},$$

$$\cos \alpha = \frac{z}{r} = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (2)$$

Jismning fazodagi vaziyatini belgilash uchun foydalanadigan sanoq boshlanadigan jism, koordinat sistemasi va soat birgalikda sanoq sistemasi deb ataladi.

Jism harakati vaqtga bog'liq holda $x=\varphi_1(t)$, $y=\varphi_2(t)$, $z=\varphi_3(t)$ holda yoki $S=\varphi(t)$, $v=\varphi(t)$ ko'rinishdagi diagrammalar yordamida aniqlanadi (5-rasm).

3.3. Siljish va siljish vektori. Bosib o'tilgan yo'l.

Moddiy nuqtaning dastlabki vaziyati A nuqta yoki r_0 radius-vektor bilan, keyingi vaziyati esa, V nuqta yoki r radius-vektor bilan aniqlanadi. (6-rasm).

Radius-vektorlar ayirmasi $r-r_0=\Delta r$ yoki A va V nuqtalarni birlashtiruvchi, A dan V tomon yo'nalgan $\overrightarrow{AB}$ moddiy nuqtaning ko'chishidan iborat bo'ladi. Bu vektor moddiy nuqtaning dastlabki va oxirgi vaziyati haqida axborot beradi. Moddiy nuqtaning A va V nuqtalari orasidagi vaziyatlarni ifodalovchi nuqtalar tizmasi AV (yoyni yoki) yo'lini tashkil etadi. Bu moddiy nuqtaning harakat traektoriyasini tashkil etadi. Egri chiziqli uzunligi S moddiy nuqtaning bosib o'tgan yo'li bo'ladi. Bosib o'tgan yo'l moddiy nuqtaning dastlabki vaziyatidan oxirgi vaziyatiga qanday vaziyatlar orqali Yetib kelganligi haqida axborot beradi.

3.4. Tezlik va tezlik vektori.

Moddiy nuqta A nuqtadan V nuqtaga Δt vaqtda ko'chgan bo'lsin. Bosib o'tilgan yo'l ΔS va siljish Δr bo'lsa, moddiy nuqtaning o'rtaga ko'chish jadalligi yoki ko'chish tezligi

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t} \approx \frac{\Delta r}{\Delta t} \quad (1)$$

bo'ladi. Vaqtning kichik oralig'i dt da, bosib o'tilgan yo'lning kichik oralig'ini qarasak

$$v = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} \quad \text{ёки} \quad v = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{dr}{dt} \quad (2)$$

oni tezlikni beradi.

Tezlik vaqt birligida bosib o'tilgan yo'lni ko'rsatuvchi fizik kattalikdir. Tezlik vektor kattalikdir. Vaqtning kichik oralig'i dt qaralganda dr ning moduli $|dr|$ bir-biridan kam farqlanadi. SHu sababli tezlik

$$v = |\vec{v}| = \frac{|dv|}{dt} = \frac{dS}{dt} \quad (3)$$

ko'rinishda yozilish mumkin.

Tezlik SI birliklari sistemasida metr taqsim sekund($\frac{m}{s}$) larda o'tiladi.

$$[v] = \frac{[S]}{[t]} = \frac{m}{s}$$

Tezlikning o'lchamligi $[v] = \frac{L}{T} = LT^{-1}$.

3.5. Tezlanish va tezlanish vektori.

Tezlik o'zgarishini (xarakterlash) ifodalash uchun tezlanish kattaligi kiritilgan. Moddiy nuqtaning tezligi t vaqt davomida $\Delta v = v - v_0$ ga o'zgarsa, uning tezlanishi

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dS}{dt} \right) = \frac{d^2 S}{dt^2} \approx \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (1)$$

Ifoda yordamida aniqlanadi. Tezlanish-vaqt birligida tezlikning o'zgarishiga teng bo'lib, tezlikdan olingan birinchi tartibli hosila yoki bosib o'tilgan yo'ldan (siljishdan) olingan ikkinchi tartibli hosila yordamida ifodalanadi. Tezlanish vektor kattalikdir. Tezlanishning SI birliklari sistemasidagi o'lchov birligi m/c^2

Tezlanishning o'lchami $[a] = LT^{-2}$.

Tekis harakatda $v = \text{const}$, aq0 tezlanuvchan harakatda $a > 0$, sekinlanuvchan harakatda esa $a < 0$ bo'ladi. To'g'ri chiziqli tekis va o'zgaruvchan harakatlarda tezlik va tezlanish vektori traektoriya bilan ustma-ust tushadi. Egri chiziqli harakatda esa, qaralayotgan nuqtaga o'tkazilgan urinma yo'nalishida bo'ladi (7-rasm).

Egri chiziqli harakatda tezlanish tangensial va normal tezlanishlardan iborat.

3.6. Bosib o'tilgan yo'l yoki harakat tenglamalari.

Moddiy nuqtaning to'g'ri chiziqli tekis harakati va tekis tezlanuvchan harakati eng sodda xarakatlardan hisoblanadi.

Vaqt o'tishi bilan tezlik o'zgarmasa, bir xil vaqtlar oralig'ida teng masofalar bosib o'tilgan harakat to'g'ri chiziqli tekis harakat bo'ladi va uning harakat tenglamasi

$$S = vt \quad (1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

Moddiy nuqtaning dastlabki tezligi v_0 , t vaqtdan keyingi tezligi v va tezlanish a ga teng bo'lsa, uning tezligi

$$v = v_0 + at \quad (2)$$

va bosib o'tgan yo'li esa

$$S = v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (3)$$

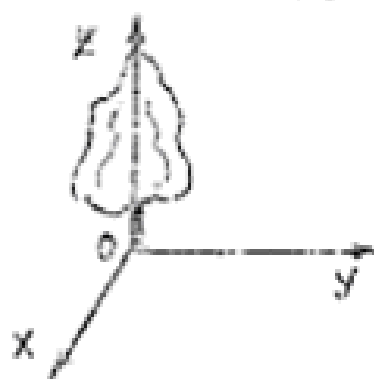
ifoda yordamida aniqlanadi. Sekinlanuvchan harakatda tezlanish manfiy ekanidan tezlik.

$$v = v_0 - at \quad (4)$$

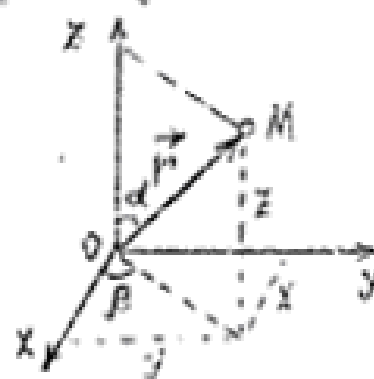
va bosib o'tilgan yo'l

$$S = v_0 t - \frac{at^2}{2} \quad (5)$$

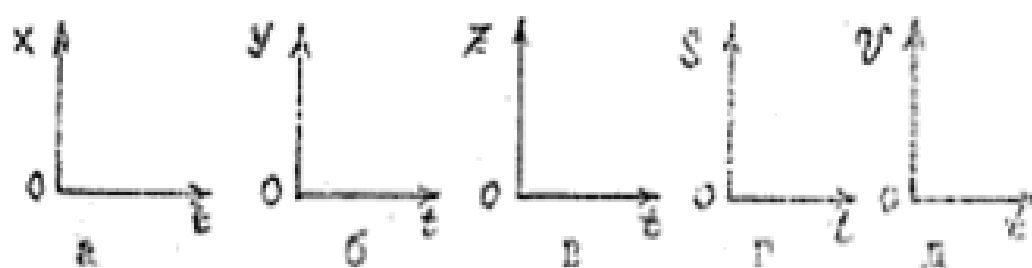
§ 3 rasmlari



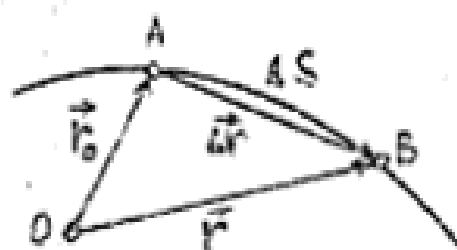
3-rasm



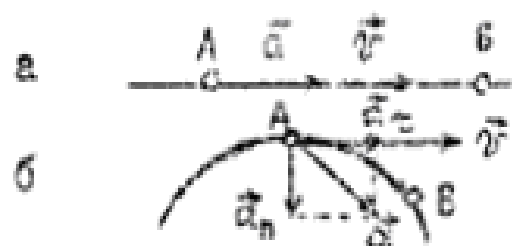
4-rasm



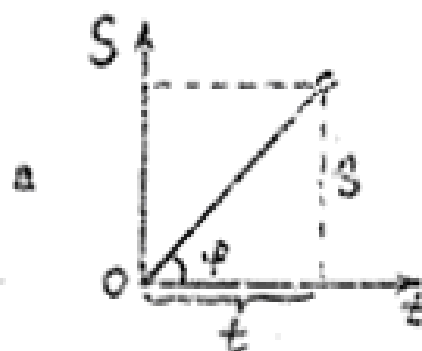
5-rasm



6-rasm



7-rasm



8-rasm

ifoda yordamida aniqlanadi.

Bosib o'tilgan yo'l [s,t] diagramma (8-rasm) yordamida aniqlanadi. Unda $v = tg\varphi = \frac{S}{t}$ bo'ladi.

Tekis tezlanuvchan harakatda

$$a = tg\varphi = \frac{v}{t}; v = at; S = v_0t + \frac{vt}{2} = v_0t + \frac{at^2}{2}$$

bo'lib, yo'l [v,t] diagramma yordamida topiladi (8-rasm) b) tekis sekinlanuvchan harakatda ($a < 0$) bosib o'tilgan yo'l s (8-rasm, v)(v,t digramma yordamida aniqlanadi.

Sinash savollari.

1. Kinematika nimani o'rgatadi?
2. Kinematikada qanday harakat diagrammalaridan foydalaniladi?
3. Siljish va bosib o'tilgan yo'l tushunchalarini izohlang?
4. Tezlik va tezlanish kattaliklarini tushuntiring?

§4. EGRI CHIZIQLI HARAKAT.

- 4.1 Nuqtaning aylana bo'ylab harakati.
- 4.2 Burchak siljish, burchak tezlik, burchak tezlanish.
- 4.3 Chiziqli va burchak kattaliklari orasidagi bog'lanish.
- 4.4 Burchak tezlik va tezlanish vektorlari.
- 4.5 Egri chiziqli harakatda harakat tenglamasi.

4.1.Nuqtaning aylana bo'ylab xarakati

Harakatlanuvchi jism traektoriyasi egri chiziqdan iborat bo'lsa, harakat egri chiziqli harakat deyiladi. Egri chiziqli harakatning tezlik vektori $\vec{v}$ har bir berilgan onda (momentda) traektoriyaga o'tkazilgan urinma bo'yicha, harakat yo'nalgan tomonga yo'nalgan bo'ladi.

Aylana bo'ylab harakat eng sodda egri chiziqli harakatdir. Egri chiziqning AV qismida tezlikning o'zgarishi $\Delta v = v_2 - v_1$ ikki tashkil etuvchiga $\Delta v = \Delta v_r + v_n$ (1) ajratish mumkin (9-rasm).

Bu holda tezlanish

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v}{\Delta t} = \frac{dv}{dt} \quad (2)$$

va (2) da

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_r}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_n}{\Delta t} = a_r + a_n \quad (3)$$

egri chiziqli harakatdagi umumiy tezlanish o'zaro perpendikulyar tezlanishlardan iborat. U urinma bo'yicha yo'nalgan tangentsial tezlanish a tezlik qiymati o'zgarishini, radius bo'yicha

yo'nalgan chiziqli tezlikka yoki urinmaga perpendikulyar bo'lgan tezlikning yo'nalishini o'zgarishni ko'rsatuvchi normal (markazga intilma) tezlanish a_n dan iboratdir. Tangentsial tezlanish qiymati chiziqli tezlikdan olingan hosilaga yoki yo'ldan olingan ikkinchi tartibli hosilaga teng bo'ladi. Normal tezlanishning son qiymati

$$a_r = \frac{dv}{dt} \quad (1)$$

$$a_n = \frac{v^2}{R} \quad (2)$$

v va R ga bog'liqdir. Umumiy tezlanish qiymati

$$a = \sqrt{a_r^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2} \quad (3)$$

To'g'ri chiziqli harakatda $a_n = 0$ va $a_r \neq 0$ bo'ladi, lekin egri chiziqli harakatda $a_n \neq 0$ $a_r \neq 0$ bo'lishi mumkin. Egri chiziqli tekis harakatda $v = \text{constant}$ ekanidan faqat $a_n \neq 0$ bo'lib, $a_r \neq 0$ ma'lum bajariladi.

Aylana bo'ylab tekis harakatda $a_n \neq 0$ va $a_r \neq 0$ shart bajariladi.

4.2. Burchak siljish, burchak tezlik, burchak tezlanish.

Qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchan qattiq jismning nuqtalari markazlari aylanish o'qida yotuvchi aylanalar bo'ylab harakatlanadilar. Aylana radiuslari farqli bo'lishi mumkin ekanidan, nuqtalarning chiziqli tezliklari v va tezlanishlari a_r farqlanadilar. SHu sababli bu holda nuqtalar harakatini burchak kattaliklari bilan xarakterlanadi. Qattiq jismning aylanma harakatini nuqtalar harakatlanuvchi aylana radiusi orqali aniqlash mumkin.

Vaqtning Δt oralig'ida radius $\Delta \varphi$ burchakka burilgan bo'lsin, nuqtaning aylanish jadalligi burchak tezlik ω bilan ifodalanadi.

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi}{\Delta t} = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1)$$

Burchak tezlik ω burchak siljishidan olingan I tartibli hosilaga teng. Burchak tezlik vektor kattalik bo'lib, Parma qoidasi yordamida aniqlanadi. U chiziqli vektor $\vec{v}$ ga tik bo'lib, o'q bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Nuqtaning aylanish davri T , chastotasi $\nu = \frac{1}{T}$ bo'lsa,

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

ifoda yordamida aniqlanadi. Burchak tezligining o'zgarish jadalligi burchak tezlanish orqali xarakterlanadi. Burchak tezlanish ε burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosilaga teng.

$$\varepsilon = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \omega}{\Delta t} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (3)$$

Burchak tezlanish ham vektor kattalik bo'lib, aylanish o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. Tezlanuvchan harakatda ε va ω vektorlar yo'nalishi mos kelsa, sekinlanuvchan harakatda teskari bo'ladi (11-rasm).

4.3. CHiziqli va burchak kattaligi orasidagi bog'lanish.

Burchak tezlik $[\omega] = \frac{rad}{s}$ da, burchak tezlanish

esa $[\varepsilon] = \frac{rad}{s^2}$ da o'lchanadi.

Nuqtaning Δt vaqt oralig'idagi bosib o'tgan yoyi S , burilish burchagi $\Delta\varphi$ aylana radiusi R bo'lsa, $(\sin \Delta\varphi = \frac{S}{R}, \sin \Delta\varphi \approx \Delta\varphi, \Delta\varphi \approx \frac{S}{R}, S = R\Delta\varphi)$ (12-rasm).

$$S = R\Delta\varphi \quad (4)$$

ifodani olish mumkin. Uni differentsillab,

$$v = \omega R \quad (5)$$

ni olamiz. (4) ni ikki marta differentsiallab

$$\frac{d^2 S}{dt^2} = R \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \quad \text{ёки} \quad a_\tau = \varepsilon R \quad (6)$$

ni olamiz.

4.4. Burchak tezlanish va tezlanish vektori orasidagi bog'lanish.

Burchak tezligi vektori ω , radius vektor R va chiziqli tezlik v vektorlar o'zaro perpendikulyardir (13-rasm).

$$v = [\omega, R] \quad (1).$$

Normal (markazga intilma) tezlanish, burchak tezlik ω va radius vektor R orasida

$$a_n = \omega^2 R \quad (2)$$

bog'lanish mavjud bo'lib, (a_n radius bo'ylab, markazga yo'nalgan).

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R = \frac{4\pi^2}{T^2} R = 4\pi^2 \nu^2 R \quad (3)$$

o'rinlidir.

Tangentsial tezlanish, burchak tezlanish ε va radius-vektor orasida

$$a_\tau = [\varepsilon, R] \quad (4)$$

bog'lanish bo'lib, son qiymati orasida

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt}(\omega R) = R \frac{d\omega}{dt} = \varepsilon R \quad (5)$$

munosabat mavjud (14-rasm).
Umumiy tezlanish vektori

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_r \quad (6)$$

tenglikdan aniqlanib, son jihatdan

$$a = \sqrt{a_n^2 + a_r^2} = R\sqrt{\omega^4 + \varepsilon^2} \quad (7)$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Tezlanish vektori $\vec{a}$ va chiziqli tezlik $\vec{v}$ orasida θ burchak mavjud bo'lib, u burchak o'tkir bo'lsa, harakat tezlanuvchan $\theta=90^\circ$ to'g'ri bo'lsa, tekis harakat, o'tmas bo'lsa, sekinlanuvchan harakat bo'ladi. va

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a_n}{a_t} = \frac{\omega^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

munosabat o'rinalidir.

4.5. Egri chiziqli harakatda harakat tenglamasi.

Tekis aylanma harakatda burchak tezlanish $\varepsilon=0$ bo'lib, burchak tezlik $\omega=\text{constant}$ (o'zgarmas) bo'ladi. Burilish burchagi

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

munosabat yordamida aniqlanadi.

Tekis tezlanuvchan aylanma harakatda

$$\varepsilon = \text{const}, \omega = \omega_0 + \varepsilon t \quad (2)$$

burchak tezlanish doimiy bo'lib, burchak tezligi o'zgaradi. Burilish burchagi

$$\varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon^2 t}{2} \quad (3)$$

formuladan topiladi. Harakat tekis sekinlanuvchan bo'lsa, burchak tezlik

$$\omega = \omega_0 - \varepsilon t \quad (4)$$

kamaya boradi. Burilish burchagi

$$\varphi = \omega_0 t - \frac{\varepsilon t^2}{2} \quad (5)$$

tenglikdan topiladi.

Egri chiziqli harakat tekis tezlanuvchan bo'lganda (3) ifoda, tekis sekinlashuvchan bo'lganda (5) ifoda harakat tenglamasini ifodalaydi.

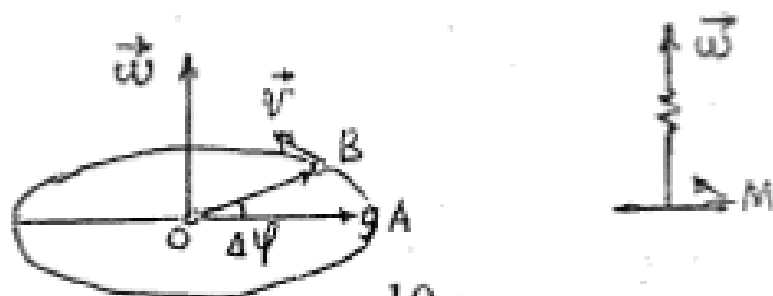
Sinash savollari.

1. Egri chiziqli harakatda burchak siljish, burchak tezlik va burchak tezlanish fizik kattaliklarin tu shuntiring.
2. Egri chiziqli harakatda harakat tenglamalarini yozing va izohlang.

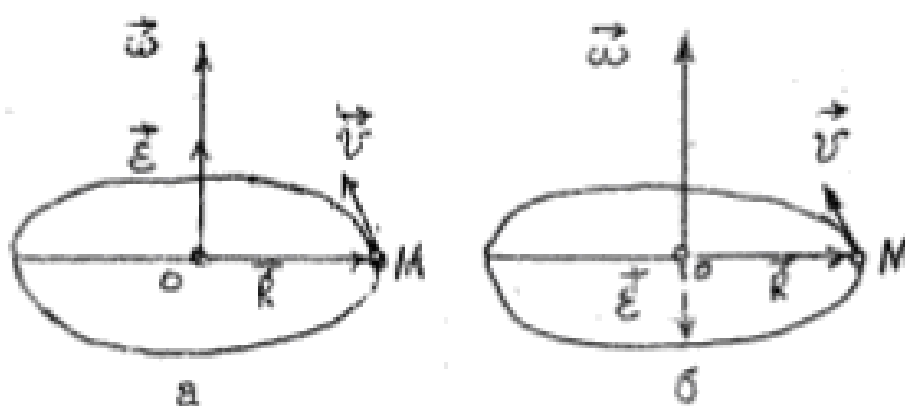
§ 4 rasmlari



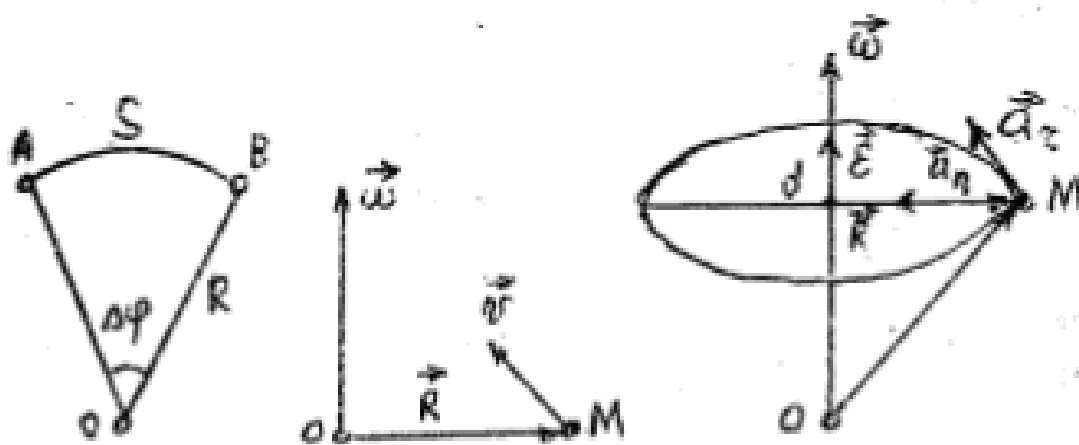
9-rasm



10-rasm



11-rasm



12-rasm

13-rasm

14-rasm

II BOB. QATTIQ JISM KINEMATIKASI.

§5. QATTIQ JISM KINEMATIKASI.

- 5.1 Qattiq jismlarning erkinlik darajasi.
- 5.2 Qattiq jism harakatining tashkil etuvchilari.
- 5.3 Ilgarilanma harakat. Yassi harakat.
- 5.4 Burchak siljish va burchak tezlik vektorlari.
- 5.5 Burchak tezlanish va burchak tezlanish vektori. Oniy aylanish o'qi.

5.1. Qattiq jismning erkinlik darajasi.

Jismning bog'lik bo'lmagan harakatlari soniga erkinlik darajasi deyiladi. Qattiq jismning bog'liq bo'lmagan barcha harakatlari soniga erkinlik darajasi soni deyiladi.

Moddiy nuqta holati uchta koordinata bilan aniqlanganidan uning erkinlik darajasi soni $i=3$ ga, moddiy nuqtalar sistemasiniki esa $i=3n$ bo'ladi, bunda n -sistemadagi nuqtalar soni. Qattiq jismning erkinlik darajasi soni deb, uning fazodagi holatini to'la aniqlovchi koordinatalari soniga aytiladi. Qattiq jism faqat tekislikda harakatlansa u ikkita koordinata bilan aniqlanadi va erkinlik darajasi $i=2$ ga teng bo'ladi (15-rasm).

Biror nuqtaga osilgan matematik mayatnik markazi shu nuqtada yotgan r radiusli sferik sirtida harakatlanadi.

Agar jism faqat chiziqli bo'ylab harakatlansa, uni holati bir koordinata bilan aniqlanadi, erkinlik darajasi $i=1$ bo'ladi (15 b-rasm).

Qattiq jismning biror nuqtasi qo'zg'almas bo'lsa, uning harakati 3 ta o'q atrofida bo'lib, erkinlik darajasi $i=3$ bo'ladi. (15e-rasm) Qo'zg'almas o'q atrofidagi harakatida esa, $i=1$ bo'lib (15v-rasm), shu o'q bo'yicha ko'chganda $i=2$ bo'ladi (15g-rasm). Erkin qattiq jism erkinlik darajasi $i=6$ ga teng bo'ladi (15d-rasm).

Demonstratsiya: 1) shar, 2) matematik mayatnik, 3) V-mayatnik, 4) blok, 5) Uzun o'qli jism, 6) Erkin jism.

5.2. Absolyut qattiq jismning harakatining tashkil etuvchilari.

Qattiq jismning ilgarilanma harakati deb shunday harakatini aytiladiki, bunday jismning istalgan ikkita nuqtasini birlashtiruvchi har bir chiziqli fazoda o'z yo'nalishini doimiy saqlaydi. Ilgarilanma harakat to'g'ri chiziqli bo'lmasligi ham mumkin. Ilgarilanma harakatda qattiq jism burilmasdan harakat qiladi hamda uning istalgan chizig'i o'z-o'ziga parallel ko'chadi, Ya'ni jismning barcha nuqtalarining ko'chish istalgan vaqt oraligida birday bo'ladi. SHu sababli qattiq jismning ilgarilanma harakatida uning barcha nuqtalari bu vaqt momentida birday tezlikka va demak, birday tezlanishga ega bo'ladi. SHunday qilib, jismning ilgarilanma harakati- eng sodda harakatdir; Biror bitta nuqtaning harakatini bilgan holda, biz barcha qolgan nuqtalarining harakatini aniqlashimiz mumkin. (Bunda $s_1=s_2=...=s_n$, $v_1=v_2=...=v_n$, $a_1=a_2=...=a_n$ bo'ladi).

Demak, qattiq jismning (massa yoki inertsia markazining) harakatini to'la harakterlamoq uchun uning bitta nuqtasining harakatini bilish kifoya qiladi.

Aylanma harakat deb shunday harakatni aytiladiki, bunda jism barcha nuqtalarining traektoriyalari, markazi aylanish o'qi deyiluvchi bitta chiziqda bo'lgan kontsentrik aylanalardan iborat bo'ladi.

5.3. Ilgarilanma xarakat. Yassi xarakat.

Qo'zg'almas aylanish o'qi jism bilan muttassil bog'langan nuqtalardan o'tib, ular jismning harakati vaqtida tinch holatda qoladi. Aylanish o'qi jismdan tashqarida yotishi yoki jism ichidan o'tishi mumkin. Qo'zg'almas o'q atrofida bo'ladigan aylanma harakat hamma vaqt Yassi harakat bo'ladi. Yassi harakatga tsilindrni tekislikda dumalanishini misol keltirish mumkin.

SHunday qilib, qattiq jismning Yassi harakatini ikkita harakatining- v_0 tezlikli ilgarilanma harakat bilan ω burchak tezlikli aylanma harakatning yig'indisi sifatida tassavvur qilish mumkin.

R radius-vektorli nuqtaning jism aylanishi tufayli Yuzaga kelgan v chiziqli tezligi quyidagiga teng.

$$v' = [\omega r] \quad (1)$$

Demak bu nuqtaning jism murakkab harakat qilgan vaqtdagi tezligi quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin (16-rasm).

$$v = v_0 + [\omega r] \quad (2)$$

SHunday nuqtalar mavjudki, (ular jismning ichida yoki uning tashqarisida yotishi mumkin) ular ikkala-ilgarilanma va aylanma harakatda ishtirok etib turib, qo'zg'almas qoladi.

Haqiqatan ham, berilgan v_0 va ω uchun doim shunday r vektorni topish mumkinki bunda (4) ifoda nolga teng bo'ladi. Bunday radius-vektorlar bilan aniqlanadigan nuqtalar qaralayotgan vaqt momentida harakatsiz bo'ladi. Bu $v=0$ tezlikli nuqtalar bir to'g'ri chiziq ustida yotib oniy aylanish o'qi deb ataluvchi o'qni hosil qiladi.

Oniy aylanish o'qning vaziyati qo'zg'almas sanoq sistemasiga nisbatan va jismning o'ziga nisbatan umuman aytganda, vaqt o'tishi bilan o'zgara boradi. Dumalayotgan tsilindr uchun (17-rasm) oniy O' o'q tsilindrning tekislikka tegib turgan chizig'i bilan ustma-ust tushadi. Silindr dumalaganda oniy o'q ham tekislik bo'ylab (ya'ni ko'chmas sanoq sistemasiga nisbatan) ham tsilindr sirti bo'ylab ko'chib Yuradi.

Umumiy holda qattiq jism harakatini oniy o'q atrofida aylanish v' bilan shu o'q bo'ylab ilgarilanma ko'chishdan v_0 iborat deb tasavvur qilish mumkin.

Demonstraktsiya:

1) g'ildirakning a qo'zg'almas o'q atrofida aylanishi ($\frac{dS_{\text{uu}}}{dt} = v' = \omega r$), b) uni

g'ildirashi va bunda oniy o'q $O'O'$ ning ko'chishi, OO' o'qning ilgarilanma harakati ko'rsatiladi.

2) Silindrning dumalashida $O'O'$ o'q va dumalayotgan cirtga chizib ko'riladi].

Demonstraktsiya: Aylanma harakatga oid plakatlar ko'rsatib izohlanadi].

5.4. Burchak siljish, tezlik va burchak tezlanish.

Qo'yilgan kuch ta'sirida deformatsiyalanmaydigan jism absolyut qattiq jism deyiladi. Bundan so'ng absolyut qattiq jismni "Qattiq jism" deb ataladi.

Qattiq jism ilgarilanma va aylanma harakat qiladi. Qattiq jismning ilgarilanma harakati shunday harakatki, bu harakat davomida shu jismda olingan va unga nisbatan ko'zg'almaydigan ixtiyoriy to'g'ri chiziq o'zining dastlabki vaziatiga parallel ko'chadi. Bu harakatda qattiq jismning hamma nuqtalari bir xil tezlik v va tezlanishda harakatlanadi. Aylanma harakat-bu shunday harakatki bunda qattiq jismning hamma nuqtalari markazlari bir

to'g'ri chiziqda yotadigan aylanalarni chizadi, bu to'g'ri chiziq aylanish o'qi bo'ladi. Qattiq jism birdaniga ilgarilanma va aylanma harakatda qatnashib, aylanish o'qini o'zgartirib turish mumkin.

a) Qattiq jismning burchak ko'chishi (burilish) $\Delta\varphi$ vektor kattalik bo'lib, u aylanish o'qida yotadi va o'ng vektor qoidasidan aniqlanadi. U aksial o'q vektordir. Burchak tezlik deb radius burilishini ko'rsatuvchi $\Delta\varphi$ ga to'g'ri va shu $\Delta\varphi$ burchakka burilish uchun ketgan vaqt Δt ga teskari proportsional fizik kattalikka aytiladi (18-rasm).

$$\omega = k \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}, k = 1 \text{ da } \omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \text{ rad/s}$$

Burchak tezlik birligi rad/s yoki 1/c va c⁻¹ da o'lchanadi. Burchak tezlik va chiziqli tezlik orasidagi munosabatni qaraylik. Δt vaqtda $\Delta\varphi$ ga burilganda B nuqta aylana bo'ylab ΔS yoyga buriladi (18-rasm).

Unda chiziqli tezlik

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (1)$$

ikkinchi tomondan $\sin\Delta\varphi \approx \Delta\varphi$ deb olsak,

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta S}{R} \text{ va bundan } \Delta S = \Delta\varphi R \quad (2)$$

ni olamiz. (1) va (2) dan chiziqli tezlik uchun

$$v = \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi \cdot R}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \cdot R = \omega \cdot R \quad (3)$$

burchak tezlik $\omega = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$ ekanidan, $\omega = \text{const}$ bo'lsa, v tezlik R ga bog'liq bo'ladi.

$$v = \omega R \quad (4)$$

R-aylanish o'qidan V nuqttagacha masofa. Jismning har xil nuqtalari har xil chiziqli tezlikka ega bo'ladi. Chunki, v R va ω ning funktsiyasidir ($v=f(\omega, R)$). Burchak tezlik va aylanish davrini qaraylik.

Bir davrda $t=T$ jism 2π burchakka teng yoyni bosib o'tadi, bunda burchak tezlik

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (5)$$

Bir aylanish uchun T vaqt ketsa, vaqt birligi uchun aylanish soni yoki chastota qo'yidagicha bo'ladi.

$$n = \frac{1}{T} \quad (6)$$

Bundan burchak tezlik uchun

$$\omega = 2\pi n \quad (7)$$

ni topamiz.

Aylanayotgan jismning har bir nuqtasi aylana bo'yicha harakat qilib, quyidagi normal

tezlanishga ega bo'ladi: $a_n = w_n = \frac{v^2}{R} \quad (8)$

Chiziqli tezlikning $v=\omega R$ ifodasidan foydalansak normal tezlanish uchun

$$w_n = \frac{(\omega R)^2}{R} = \frac{\omega^2 R^2}{R} = \omega^2 R \quad (9)$$

$$a_n = w_n = \omega^2 R$$

ifodani olamiz.

Normal tezlanish $a=\omega^2 f(R)$ dir. SHuning uchun R-ortsa, ortadi. $a_n=w_n$ ortadi.

$\omega = \frac{2\pi}{T}$, $\omega = 2\pi n$ dan foydalansak, normal tezlanish uchun

$$a_n = \omega^2 R = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot R \quad (10)$$

$$a_n = \omega^2 R = 4\pi^2 n^2 R \quad (11)$$

tengliklar o'rinli bo'ladi.

Tekismas aylanma harakat.

Agar aylana bo'yicha bo'lgan harakat tekismas bo'lsa, berilgan paytdagi burchak tezlik tushunchasi kiritiladi.

U

$$\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \varphi}{\Delta t} \right), \omega = \frac{d\varphi}{dt} \quad (1)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi.

SHuning uchun v va ω orasidagi munosabat

$$v = \omega R, \quad v = R \frac{d\varphi}{dt} \quad (2)$$

o'rinli bo'ladi, yoki tekis harakatdagiday bo'ladi.

Tekismas harakatda ω ga o'zgarib turganligidan burchak tezlanish $\varepsilon = \beta$ kattaligi kiritiladi. Tekis aylanma harakatda

$$\varepsilon = \beta = \frac{\Delta \omega}{\Delta t} \text{ ёки } \beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2 \varphi}{dt^2}, \quad (3)$$

Tekis aylanma harakatda

$$\varepsilon = \beta = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta \omega}{\Delta t} \right), \beta = \frac{d\omega}{dt} \quad (4)$$

o'rinli bo'ladi.

5.5. Burchak tezlanish va burchak tezlanish vektori.

Oniy aylanish o'qi.

Burchak tezlik ω shunday vektorki, u parma qoidasiga bo'ysunadi. Vektorning yo'nalishni parmaning ilgarilanma harakati bilan, aylanish yo'nalishni esa parma dastasi aylanish bilan moslashtiramiz (10-rasm).

- 1) uni son qiymati ω son qiymatiga teng.
- 2) aylanma harakat bo'layotgan tekislikka tik olingan.
- 3) vektor uchidan qaraganda aylanish yo'nalishi soat strelkasiga teskaridir.
- 4) ω aylanish o'qida yotganidan u "o'q vektor" (aksial vektordir).

Izoh: agar vektor uchidan qaraganda soat strelkasi yo'nalishida bo'lsa, u vektor psevdovektor bo'ladi. $\vec{\omega}$ ning orttirmasi $\Delta \vec{\omega}$ vektor ekanidan tezlanish ham vektor bo'ladi. $\vec{\varepsilon} = \vec{\beta}$ ham o'q (aksial) vektordir.

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t}; \quad \beta = \frac{d\omega}{dt} \quad (1)$$

$\varepsilon = \beta$ ham aylanish o'qi bo'yicha yo'nalib, $\beta = \varepsilon$ ortsa, $\varepsilon = \beta$ va $\Delta\omega$ ω yo'nalishda, kamaysa.

$\varepsilon = \beta$ va $\Delta\omega$ ω yo'nalishga teskaridir.

Chiziqli tezlik v ba ω parma qoidasiga asosan bog'langan va R skalyar holida

$$v = \omega R = \omega R \sin 90^\circ \quad (2)$$

Ular vektor holida qaralsa, ω ba R o'zaro perpendikulyar bo'ladilar. Shuning uchun ularni vektor ko'paytmasi moduli

$$|\omega R| = \omega \cdot R \cdot \sin 90^\circ \quad (3)$$

$$v = [\omega \cdot R] \quad (4)$$

tenglik o'rinli bo'ladi. Chiziqli tezlik vektori aylanma harakatda burchak tezlik ω va radius vektorlar vektor ko'paytmasiga teng. (11-rasm)

Normal tezlanish vektori

$$a_n = \omega_n^2 R = -\omega^2 R \quad (5)$$

ixtiyoriy nuqtadan markazga radius bo'yicha radius-vektorga R teskari yo'nalgan. Radius vektordan ω^2 marta kattadir.

Chiziqli tezlik ortsa, ω tangentsial tezlanish yo'nalishi v vektor bilan mos bo'ladi.

Burchak tezlanish yo'nalishi $\beta = \varepsilon$ tezlik ω ortsa, u bilan mos bo'ladi (11-rasm).

tangentsial tezlanish a va ε , R orasidagi munosabat

$$a_t = \omega_t^2 R = [\beta \cdot R] = [\varepsilon \cdot R] \quad (6)$$

Agar ω kamaysa $\beta = \varepsilon$ vektor ω ga teskari yo'naladi. SHuning uchun ω_t va $\beta = \varepsilon$ ishoralari o'zgarganida ifoda tartibi o'garmaydi.

Umumiy tezlanish

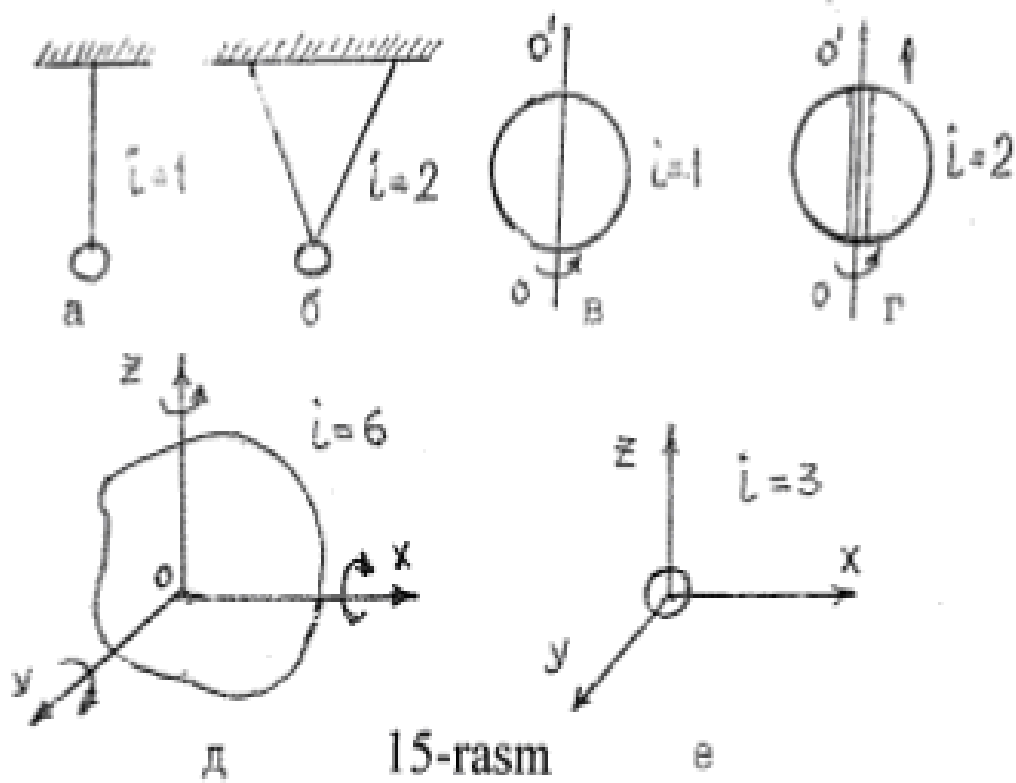
$$a = a_n + a_t \quad a = \sqrt{a_n^2 + a_t^2} = \sqrt{\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + (\beta \cdot R)^2} = R\sqrt{\omega^4 + \beta^2}$$

ifodadan topiladi.

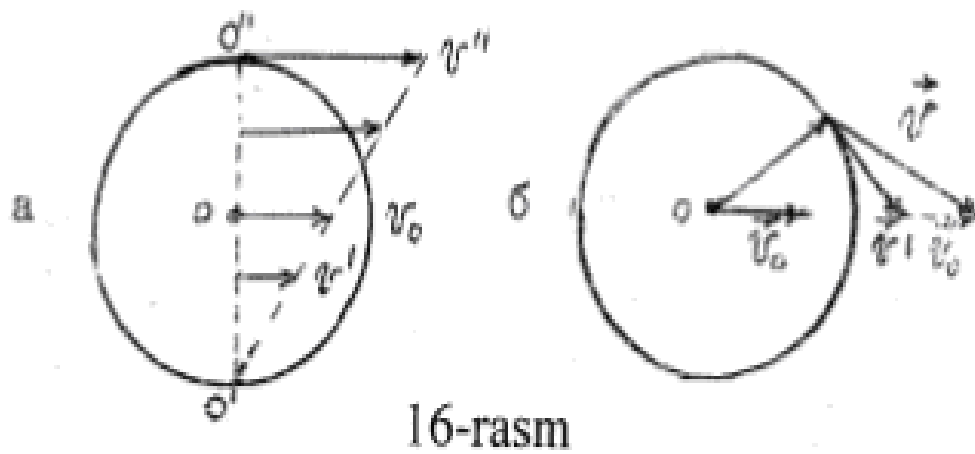
Sinash savollari.

1. Qattiq jismning ilgarilanma harakati va aylanma harakatini izohlang.
2. Qattiq jismning aylanma harakatida burchak siljish, tezlik va tezlanish vektori kattaliklarini izohlang.

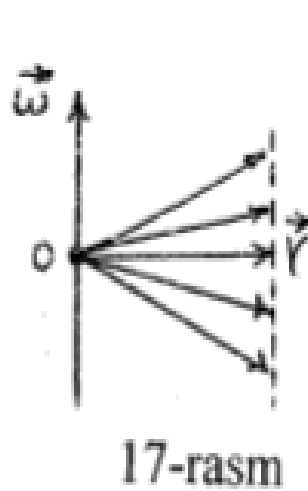
§ 5 rasmlari



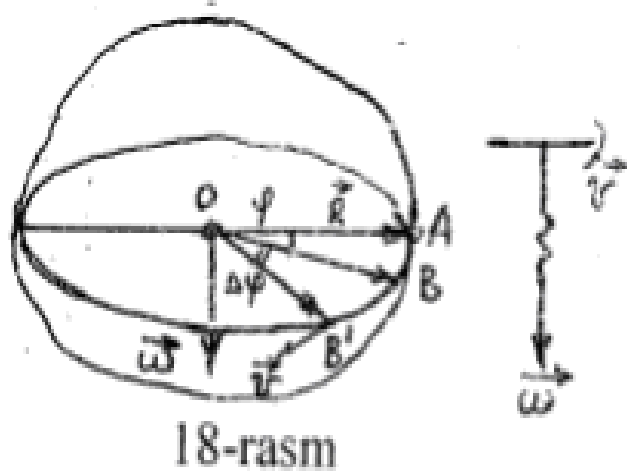
15-rasm



16-rasm



17-rasm



18-rasm

III BOB. TEBRANMA HARAKAT

§6. TEBRANMA HARAKAT

- 6.1 Tebranma harakat. Tebranish amplituda, faza, chastotasi.
- 6.2 Garmonik tebranma harakat. Siljish. Tebranma va aylanma harakatlar orasida bog'lanish, vektor diagrammalar.
- 6.3 Tebranma harakatda tezlik va tezlanish.
- 6.4 Bir xil yo'nalishdagi bir xil va turli chastotali tebranishlarni qo'shish.
- 6.5 O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish. Lissaju figuralari.

6.1. Tebranma harakat. Tebranish. Tebranish amplitudasi, faza, chastotasi.

Jismning teng vaqtlar oralig'ida bir vaziyatdan o'tadigan harakati tebranma harakat deyiladi.

Vaqtning birday oraliqlarida jism ayni bir yo'nalishda va vaziyatdan o'tsa, bunday tebranma harakat davriy harakat deyiladi. Turli tebranma harakatlar uchun taalluqli bo'lgan, "muvozanat holat" mavjud bo'lib, tebranuvchi jism tebranish boshlanguncha va oxirida bu holatga kelib, tashqi kuch ta'sir etmasa cheksiz uzoq vaqt turishi mumkin. Tebranma harakatni takrorlanishni xarakterlovchi quyidagi belgilar bor:

- a) tebranish qonunlarining matematik ifodasining mavjudligi;
- b) tebranuvchi sistemaning tebranishni hisobga olin boshlagan holatga (nuqtaga) qaytib ketguncha ketgan vaqt;
- v) tebranuvchi jismning muvozanat holatidan eng chetga chiqishi.

Tebranuvchi harakatlar o'zlarining murakkablik darajasi bilan farqlanadilar. Davriy tebranma harakat tebranma harakatlar orasida soddasidir. Davriy tebranma harakatlarni xarakterlovchi quyidagi fizik kattaliklar mavjud.

- a) Tebranuvchi nuqta (yoki jism)ning to'la bir tebranishi uchun ketgan vaqt davr deyiladi va T bilan belgilanadi.
- b) Vaqt birligida tebranishlar soniga yoki davrning teskari qiymatiga teng kattalik tebranish chastota deb ataladi. Chastota ν bilan belgilanadi va birligi SI sistemada Gerts (Gts) bo'lib, u 1 sekundda bir tebranishga teng.

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (1),$$

- v) 2π sekunddagi tebranish soniga teng kattalikka tsiklik yoki aylanma chastota deyiladi.

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

- g) muvozanat vaziyatidan chetlatish-siljish deyiladi. U vektor kattalikdir.

- d) Tebranma harakatda muvozanat vaziyatdan eng katta chetlashishga teng kattalik amplituda deyiladi va ko'p hollarda A bilan belgilanadi. Tebranma harakat qiluvchi nuqta (yoki jism) vaziyatini belgilovchi burchak kattaligini faza deyiladi va quyidagicha tenglik o'rinlidir.

$$\varphi = \omega t \quad (3)$$

Kuzatilayotgan nuqta harakat bog'lanishda yoki $t=0$ bo'lganda muvozanat holatida bo'lmasa, boshlang'ich faza φ_0 tushunchasi kiritiladi. To'la faza $\varphi = \omega t + \varphi_0$ kabi yoziladi.

Tebranma harakatlar davriy va davriy bo'lmazligi mumkin. Fizikada asosan davriy tebranma harakat o'rganiladi. Bunday harakatlarning matematik ifodasi davriy funktsiya ko'rinishda bo'ladi (plakat 12).

$$F(t)=f(t+T) \quad (4)$$

Muhitlarda materiyaning barcha ko'rinishlarida sodir bo'luvchi tebranma harakatlarni tebranishlar deyiladi. Tebranishlarni mexanik, optik, elektr usulida yozib olish mumkin. (plakat 13).

Tebranishlar tovush, yorug'lik, radioto'lqinlarining paydo bo'lishi va tarqalishi, seysmik to'lqinlar kelib chiqishi, zirillash (vibratsiya)lar va boshqa hodisalarning asosini tashkil etadi. Sanab o'tilgan hodisalardagi qonuniyatlar fizikaning tebranishlar haqidagi ta'limot bo'limida o'rganiladi. Bu ta'limotning dastlabki rivoji Galiley va Gyuygensning mayatnik harakatini o'rganishga oid ishlari bo'ldi. Bu ta'limot fizikaning turli bo'limlarida tebranishning alohida xususiy hollarini o'rganish bilan bog'liq holda ham rivojlanib bordi. Tebranishlarni o'rganishda vibratsiyaga oid ishlarni hal etishda Lagranj, elektromagnit hodisalarni hal etishda U. Tomson (Kelvin), Maksvell va Gertslar, akustik hodisalarni o'rganishda Reyleylarning hissalarini kattadir. Tebranish haqidagi ta'limot alohida fan sifatida XX asrdagina rivojlandi. Bu ta'limotning keyingi rivoji asosan radio texnika Yutuqlariga bog'liq bo'lib, A.S. Popovning elektromagnit energiyasini uzoq masofalarga uzatishga oid ishlari asosiy rol o'ynadi. Tebranish haqidagi ta'limot rivojlanishida rus va sovet fiziklari (P.N.Lebedev, B.B.Golo'tsin, N.E.Jukovskiy, A.N.Krilov, L.I.Mandelstam va boshqalar) ning xizmatlari katta. Sovet fiziklari hozirgi davrda bu ta'limot rivojida oldingilar qatoridadir. O'zbek fiziklaridan P.K.Xabibullaev, R.Raxmatullin, M.K.Qoraboev, O.S.Mergelyan, A.Mamadalimov va boshqalar tebranish sohasi rivojiga katta hissa qo'shdilar.

6.2. Garmonik tebranma harakat. Tebranma va aylanma harakatlar orasida bog'lanish. Vektor diagramma. Siljish.

Fizik kattaliklarni davriy ravishda sinus va kosinus qonuni bo'yicha o'zgarishiga garmonik tebranish deyiladi. Tebranuvchi jismning muvozanat holatidan chetlashishi siljish deyiladi. Eng sodda garmonik harakatda siljish kattaligi sinus va kosinus funktsiyasi bilan ifodalanadi. Biror moddiy nuqta M radiusi $R=OM_0=A$ ga teng aylana bo'ylab, soat strelkasiga teskari yo'nalishda burchak tezlik bilan aylansin (19-rasm). Harakat boshlanishida ($t=0$) nuqta M_0 holatda bo'lsa, t vaqt o'tgach

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

Burchakka burilib, M holatni egallaydi. M nuqtaning x,y o'qlardagi proektsiyalarini P va Q bilan belgilaylik. P va Q nuqtalari M nuqta aylana bo'ylab harakatlanganda O nuqta Yaqinida davriy takrorlanuvchi siljishlarga ega bo'ladi. Bu siljishlar vaqtga sinus yoki kosinus qonuni bilan bog'langan.

$$OP=X=A\cos\varphi=A\cos\omega t \quad (2)$$

$$OQ=Y=A\sin\varphi=A\sin\omega t$$

Demak, M nuqtaning x,y o'qlardagi proektsiyalari O nuqta atrofida garmonik tebranma harakat qiladi, chunki bu harakat sinus va kosinus funktsiyasi bilan ifodalanadi. Tebranma harakatga tegishli davr, chastota, amplituda, faza kabi fizik kattaliklar aylana bo'ylab harakatga ham tegishli ekani kelib chiqadi.

Agar garmonik tebranuvchi nuqtaning $t=0$ dagi fazasi φ_0 bo'lsa, tebranishning t ga bog'langan umumiy tenglamasi

$$X=A\cos(\omega t+\varphi_0) \quad (3)$$

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

yoki

$$\begin{aligned}x &= A \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_0\right) = A \cos(2\pi\nu t + \varphi_0) \\y &= A \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi_0\right) = A \sin(2\pi\nu t + \varphi_0)\end{aligned}\quad (3')$$

ko'rinishda yoziladi. Boshlang'ich faza o'zgartirilsa,

$$\begin{aligned}X &= A \sin(\omega t + \varphi_0) \\Y &= A \cos(\omega t + \varphi_0)\end{aligned}\quad (4)$$

tenglamalar o'rinli bo'ladi. Bu Yerdan $\omega t + \varphi$ ifoda to'la faza, φ_0 -boshlang'ich fazadir. Garmonik harakatning asosiy xossasi uning davriyligidir. Vaqtning turli onlarida tebranuvchi nuqta holatini kuzataylik. Gul ochilish jarayonida, quyoshning ko'rinish harakatida va jamiyatning rivojlanishida vaqt o'tib borishi bilan u jarayonlarning turli holatlari yoki fazalarini misol keltirish mumkin.

Boshlang'ich faza $\varphi_0=0$ bo'lganda tenglama

$$X = A \cos \omega t$$

$$Y = A \sin \omega t$$

ko'rinishda bo'ladi.

a) Bu holda harakat boshlanishda ($t=0$) da $X=A$, $Y=0$ bo'lib, nuqta M vaziyatda bo'ladi.

b) $t = \frac{\pi}{2\omega}$ sekundda esa, $\cos \frac{\pi}{2} = 0$, $\sin \frac{\pi}{2} = 1$ bo'lib, $x=0$, $y=A$ bo'ladi, nuqta V vaziyatga keladi.

v) $t = \frac{\pi}{\omega}$ da esa, $\cos \pi = -1$ va $\sin \pi = 0$ bo'lib, $x=-A$ va $y=0$ ga teng bo'ladi, nuqta S vaziyatda bo'ladi.

g) $t=2\pi$ da esa, $\cos 2\pi = 1$ va $\sin 2\pi = 0$ bo'lib, $x=A$ va $y=0$ ga teng bo'lib, nuqta Yana qaytib M vaziyatini oladi. Bu holda tebranish davri $T=2\pi$ ga teng bo'ladi.

Ayrim masalalarda tebranishni amplituda vektori A ko'rinishda geometrik tasvirlash mumkin (20-rasm). Bu tebranishning vektor diagrammasi deyiladi. Vektor diagrammada amplitudalari $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ bilan berilgan boshlang'ich fazalari φ_{01} va φ_{02} tebranish diagrammasi berilgan. Vektor diagrammada harakatlanuvchi moddiy nuqta holati o'zgarib borishi bilan holatga bog'liq holda siljish tenglamasida faza o'zgarib boradi (21-rasm).

$\vec{OA} = \vec{A}$ tebranish amplitudasiga tengligidan

$$OA = X = A, \quad OB' = X_1 = A \cos \alpha \quad (5)$$

$$OC' = X_2 = A \cos(\omega t + \alpha)$$

o'rinlidir. 20-rasmda berilgan tebranishlarning tsiklik chastotalari ω_1 va ω_2 bo'lsa, ularni ifodalovchi tenglamalar

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

$$Y = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (6)$$

ko'rinishda bo'ladi. Tebranishlarning umumiy fazalari orasidagi farq

$$(\omega_1 t + \varphi_{01}) - (\omega_2 t + \varphi_{02}) = \Delta \varphi \quad (7)$$

faza farqi yoki faza siljishi deyiladi. Bu faza siljishi $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlari orasidagi burchakka teng bo'lib, $\omega_1 = \omega_2$ shart bajarilsa, tebranish davomida $\Delta \varphi$ o'zgaradi, lekin $\omega_1 \neq \omega_2$ bajarilsa, vektorlar orasida faqat boshlang'ich faza farqi mavjud bo'lib, u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi, chunki tebranishlar bir xil va o'zgarmas burchak tezliklarda sodir bo'ladi.

$$\Delta \varphi = \varphi_{02} - \varphi_{01} = \text{sonst} \quad (8)$$

Vaqtga bog'liq holda tebranish jarayonini tasvirlash uchun tebranish grafigi chiziladi. Gorizonttal o'qqa vaqt t yoki unga proporsional kattalik $\varphi = \omega t$ radianlarda qo'yiladi, vertikal o'qqa esa siljish kattaligi X qo'yiladi. Tebranish qonuniga bog'liq holda uning grafigi kosinusoida yoki sinusoida bo'ladi (22-rasm).

1-grafik. $X = A \sin \omega t$ grafigi sinusoidadir.

2-grafik esa $X = A \cos \omega t$ grafigi kosinusoidadir.

6.3. Garmonik tebranma harakatning tezligi va tezlanishi.

Garmonik tebranma harakat tenglamasidan foydalanib bunday harakatdagi nuqta tezligi va tezlanishni aniqlash mumkin. Tezlik vaqt birligida siljish o'zgarishga

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

siljishga proporsional bo'lgan va muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan kuch ta'sirida tebranishga aytiladi.

Garmonik tebranishni keltirib chiqaruvchi kuchni qaytaruvchi kuch, k ni esa qaytaruvchi kuch koeffitsienti deyiladi.

3b. Tebranuvchi jism energiyasi.

Tebranuvchi jism (material nuqta) kinetik energiyasi, elementar fizikadagi kinetik energiya ifodasini hisobga olsak,

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

Tebranishning chetki nuqtalarida energiya nolga teng bo'lib, muvozanat vaziyatidan o'tishda maksimal qiymat oladi.

Tebranuvchi nuqtaning potentsial energiyasi muvozanat vaziyatiga nisbatan biror

$$|F| = |-kx| = kx \quad (2)$$

kuch ta'siridagi dx siljish kattalgiga bog'lik bo'ladi va u kuch ta'sirida dx siljishda bajarilgan ishga teng.

$$E_n = \int_0^x F dx = \int_0^x kx dx = \frac{1}{2} kx^2 \quad (3)$$

Siljishning

$$X = A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (4)$$

qiymatini qo'ysak, $m\omega^2 = k$ ni hisobga olib,

$$E = \frac{1}{2} m \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2} \sin^2(\omega t + \varphi_0) \quad (5)$$

Tebranayotgan nuqtaning potentsial energiyasi chetki nuqtalarda maksimal bo'lib, muvozanat vaziyatida nolga teng bo'ladi (24-rasm).

$$\text{Tebranma harakatda to'la energiya } E = E_k + E_n = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2} = 2\pi^2 A^2 \nu^2 m \quad (6)$$

kinetik va potentsial enargiyalar tsig'indisiga teng bo'lib, u o'zgarmaydi, faqat kinetik energiya ortsa, potentsial energiya shuncha miqdorga kamayadi va aksincha.

Garmonik tebranuvchi jism energiyasi jism massasiga, amplitudasi va chastotasi kvadratiga proporsional bo'ladi (6-formula).

6.4. Bir xil davrli yo'nalishlari bir xil ikkita garmonik tebranishlarni qo'shish.

a) Bir nuqta bir vaqtning o'zida bir xil yo'nalishda sodir bo'layotgan bir necha garmonik tebranishda qatnashishi mumkin. U tebranishlardagi siljishlarning umumiy tashkil etuvchisi o'zaro mustaqil bo'lgan siljishlarning geometrik yig'indisiga tengdir. Jism bir vaqtning o'zida ikkita garmonik tebranma harakatda qatnashsin. U tebranishlar bir yo'nalishda sodir bo'lib, tebranish chastotalari teng, lekin boshlang'ich fazolari φ_{01} va φ_{02} , hamda amplitudalari A_1 va A_2 turlicha bo'lsin:

$$\begin{aligned} y_1 &= A_1 \sin(\omega t + \varphi_{01}) \\ y_2 &= A_2 \sin(\omega t + \varphi_{02}) \end{aligned} \quad (1)$$

Natijaviy tebranish tashkil etuvchi tebranishlar yig'indisiga teng bo'ladi.

$$y = y_1 + y_2 \quad (2)$$

y_1 va y_2 larning qiymatini qo'yib, trigonometrik almashtirishlardan so'ng

$$Y = (A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}) \sin \omega t + (A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}) \cos \omega t \quad (3)$$

tenglikni olamiz. Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\begin{aligned} A \cos \varphi &= A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02} \\ A \sin \varphi &= A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02} \end{aligned} \quad (4)$$

(4) tenglama sistemasini Yechib A_1 , A_2 , φ_{01} , φ_{02} kattaliklarning qiymatlarini uchun A va φ ni topish mumkin. (4) va (3) ifodadan foydalanib,

$$y = A \cos \varphi \sin \omega t + A \sin \varphi \cos \omega t \quad (5)$$

yoki

$$y = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (6)$$

natijaviy siljish tenglamasini olamiz. (Plakat 414) Bir xil davrli (chastotali) bir tomonga yo'nalgan ikki tebranish qo'shilishi natijasida yo'nalishi va davri qo'shiluvchi tebranishlarniki bilan bir xil tebranish hosil bo'lib, bu hodisa interferentsiya deyiladi. (4) tenglik yordamida natijaviy tebranish amplitudasi A va boshlang'ich fazasini φ topish mumkin.

Tengliklarni kvadratga ko'tarib ko'shishdan so'ng amplituda

$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + 2A_1A_2(\cos \varphi_{01} \cos \varphi_{02} + \sin \varphi_{01} \sin \varphi_{02}) + A_2^2, \\ A^2 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}) \end{aligned} \quad (7)$$

ifodasini, tenglamalarni hadlab bo'lib,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_{01} + A_2 \sin \varphi_{02}}{A_1 \cos \varphi_{01} + A_2 \cos \varphi_{02}} \quad (8)$$

faza ifodasini olamiz. (7) tenglamadan tebranish amplitudasi A tebranishlar fazalar farqi $\varphi_{01} - \varphi_{02}$ ga bog'liq ekanini ko'rinadi.

Bir yo'nalishda bir xil chastota bilan ikki garmonik tebranishda qatnashuvchi jismning natijaviy tebranishi shu yo'nalishda va berilgan chastota bilan garmonik tebranadi (25-rasm).

Agar qo'shiluvchi tebranishlar orasidagi fazo farqi $\Delta \varphi = 0$ yoki $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 2n\pi$ ga teng. ($n=0,1,2,\dots$) bo'lsa, natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalari yig'indisiga teng bo'ladi.

$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 = (A_1 + A_2)^2 \\ A &= A_1 + A_2 \end{aligned}$$

Bu holda $A_1 = A_2$ bo'lsa, $A = 2A_1 = 2A_2$ tenglik bajarilib, natijaviy tebranish amplitudasi tashkil etuvchilaridan 2 marta ortiq, energiyasi esa 4 marta ortiq bo'ladi.

Agar tebranish fazalari farqi toq π ga farq qilsa yoki $\varphi_{01} - \varphi_{02} = (2n+1)\pi$ bunda $n = 0,1,2,\dots$ amplituda uchun

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

yoki

$$A = |A_1 - A_2|$$

tenglikni olamiz. Bu Yerdagi amplitudalar ayirmasining absolyut qiymati $A \geq 0$ shartni qanoatlantiradi. Bu holda tashkil etuvchi tebranishlar amplitudalari ayirimi natijaviy tebranish amplitudani beradi. Tebranishlar bir-birini susaytiradi (26-rasm).

Agar $A_1 = A_2$ natijaviy tebranish amplitudasi $A = 0$ bo'lib, jism tinch holda turadi.

Chunki tebranishlar bir-birini sundiradi. Agar faza farqi toq $\pi/2$ ga yoki $\varphi_{02} - \varphi_{01} = \frac{2n+1}{2}\pi$ ga teng ($n=0,1,2,3,\dots$) bo'lsa, amplituda

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2$$

yoki

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$$

tenglikdan farqlanadi. Bu holda natijaviy tebranish energiyasi tashkil etuvchi tebranishlar energiyalari yig'indisiga teng bo'ladi. (27-rasm).

Tepki.

Bir yo'nalishda sodir bo'layotgan, amplitudalari o'zaro teng ($A_1 = A_2 = A_0$) va chastotalari bir-biridan ham farq qiluvchi $\omega_1 - \omega_2 \neq 0$ chastotali tebranishlarning qo'shilishini qaraylik. Tebranishlarning tenglamasi

$$y_1 = A_0 \sin(\omega_1 t + \varphi_{01})$$

$$y_2 = A_0 \sin(\omega_2 t + \varphi_{02}) \quad (1)$$

ko'rinishda bo'lsin. Ularning qo'shilish natijasida hosil bo'lgan tebranish amplitudasi A qo'shiluvchi tebranishlarning fazalari farqiga bog'liq bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan $\varphi_{01} - \varphi_{02}$ o'zgarib turganidan amplituda ham o'zgaruvchan bo'ladi. Hisob boshini $\varphi_{01} = \varphi_{02}$ holatdan qarasak, tenglamalar quyidagi ko'rinishni oladi.

$$y_1 = A_0 \sin \omega_1 t$$

$$y_2 = A_0 \sin \omega_2 t \quad (2)$$

Natijaviy siljish kattaligi

$$y = y_1 + y_2 = A_0 \sin \omega_1 t + A_0 \sin \omega_2 t =$$

$$= A \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \cdot \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \quad (3)$$

tenglik yordamida ifodalanib, u chastotasi $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ga teng, amplitudasi vaqt o'tishi bilan $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ chastota bilan o'zgaruvchi tebranishni beradi (plakat 403).

Amplitudasi bunday davriy o'zgaruvchi tebranish tepki tebranish deyiladi. Amplituda va natijaviy chastotani quyidagicha belgilab,

$$A = A_0 \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t, \quad \omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \quad (4)$$

Natijaviy siljish tenglamasini $y = A \sin \omega t$

6.5. O'zaro perpendikulyar tebranishlarni qo'shish.

Lissajy figurasi.

a) O'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda sodir bo'layotgan bir xil chastotali garmonik tebranishlarda qatnashayotgan

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

$$y = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

tebranishlarni qaraylik, (1) tenglamalar ustida bir qator matematik amallar bajarib, t ni yo'qotsak, moddiy nuqta natijaviy harakati traektoriyasining tenglamasini hosil qilamiz;

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2)$$

Bu tenglamani quyidagi xususiy hollar uchun muhokama qilamiz: $\varphi_1 = \varphi_2$, $\Delta\varphi = \pm\pi$, $\Delta\varphi = \pm\pi/2$ hollarda to'g'ri chiziq, ellips yoki aylanani, $\omega_1 \neq \omega_2$ da esa Lissaju figuralarini olamiz.

1) $\varphi_2 - \varphi_1 = 0$ Ya'ni $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3$ bo'lsin. U holda (2) tenglamani quyidagi ko'rinishida yozish mumkin.

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{ёки} \quad \left(\frac{x}{A_1} - \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

Bundan

$$y = \frac{A_2}{A_1} x \quad (3)$$

ifodani olamiz. U to'g'ri chiziq tenglamasidir. Mazkur to'g'ri chiziq koordinata boshidan o'tadi (28-rasm). uning OX o'qi bilan hosil qilgan burchagining tangensi A_2/A_1 ga teng. Moddiy nuqtaning natijaviy harakati ana shu to'g'ri chiziq bo'yicha sodir bo'ladi. Uning muvozanat vaziyatidan siljishi

$$\begin{aligned} S &= \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{A_1^2 \cos^2(\omega t + \varphi) + A_2^2 \cos^2(\omega t + \varphi)} = \\ &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2} \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned} \quad (4)$$

munosabat bilan aniqlanadi.

Demak, moddiy nuqtaning natijaviy harakati ω chastota va

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$$

amplituda bilan sodir bo'luvchi garmonik tebranma harakatdir.

2) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm\pi$ bo'lsin. U holda (2) ifoda

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} + \frac{2xy}{A_1 A_2} = 0 \quad \text{ёки} \quad \left(\frac{x}{A_1} + \frac{y}{A_2} \right)^2 = 0$$

ko'rinishga keladi. Bundan

$$y = -\frac{A_2}{A_1} x \quad (5)$$

tenglama hosil bo'ladi. Bu tenglama 28b-rasmda tasvirlangan to'g'ri chiziq tenglamasi bo'lib, moddiy nuqtaning natijaviy harakati shu to'g'ri chiziq bo'yicha sodir bo'ladi.

3) $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm\pi/2$ bo'lsin. U holda (2) ifoda

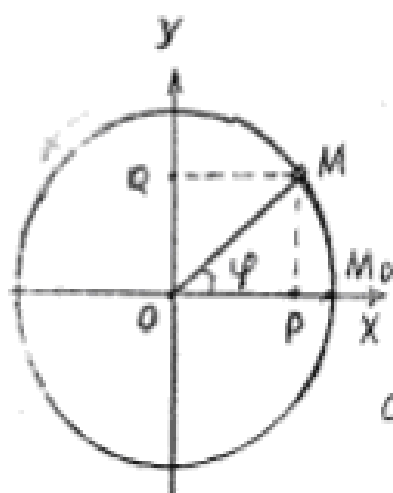
$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1 \quad (6)$$

ko'rinishga keladi. Bu ifoda Yarim o'qlari (A_1 va A_2) OX va OY o'qlari bo'yicha yo'nalgan ellipsning tenglamasidir (29-rasm).

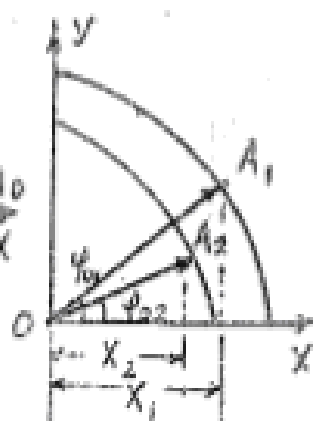
$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$ bo'lgan holda moddiy nuqtaning xarakati shu ellips bo'yicha soat strelkasining xarakati yo'nalishi bo'ylab, bo'lganda esa soat strelkasining harakatiga teskari yo'nalishda sodir bo'ladi. Agar qo'shiluvchi tebranishlar amplitudalarining qiymatlari teng bo'lsa (ya'ni $A_1 = A_2$) natijaviy harakat traektoriyasi aylanadan iborat bo'ladi.

Demak, jismning aylanma harakati (umumiy holda ellips bo'yicha) o'zaro perpendikulyar tekisliklarda sodir bo'luvchi ikki garmonik tebranishga ajratish mumkin ekan.

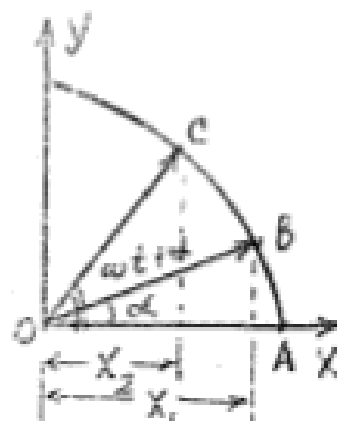
§ 6 rasmlari



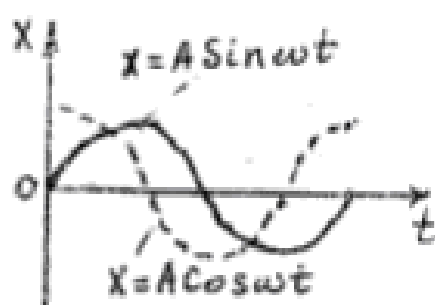
19-rasm



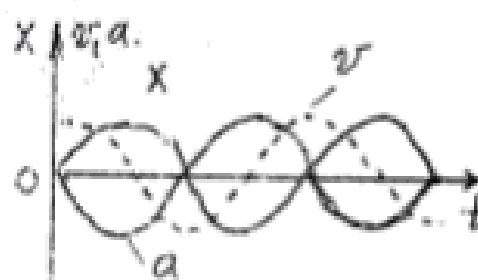
20-rasm



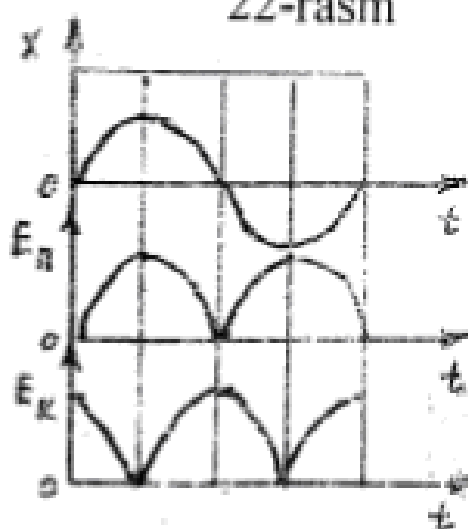
21-rasm



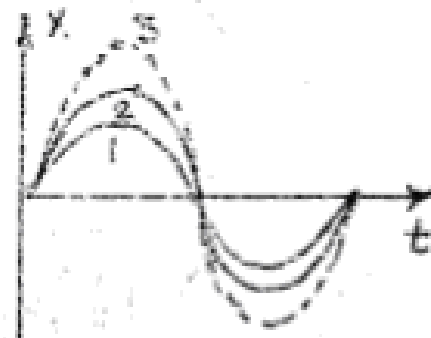
22-rasm



23-rasm

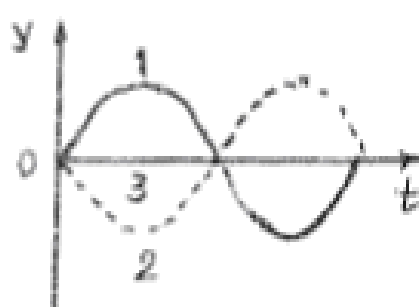


24-rasm

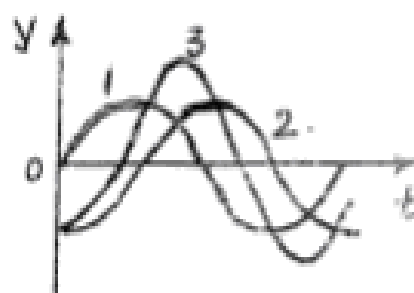


25-rasm

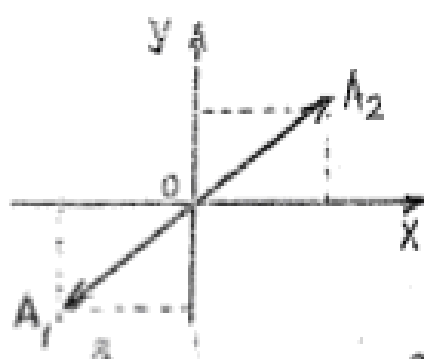
§ 6 rasmlari



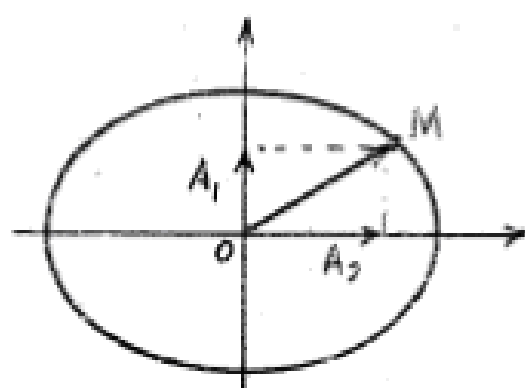
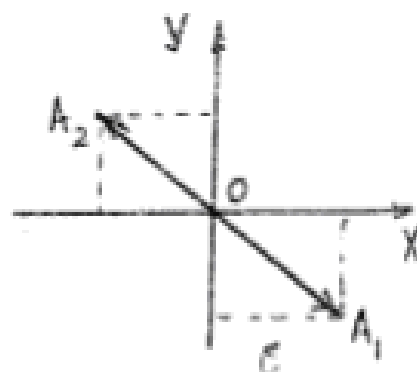
26-rasm



27-rasm



28-rasm



29-rasm

Линсажу фигураци	/	○	○	○	\	○	○	○	/
$\Delta\varphi$	0	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3}{4}\pi$	π	$\frac{5}{4}\pi$	$\frac{3}{2}\pi$	$\frac{7}{4}\pi$	2π

30-rasm

- 4) Ellips tenglamasini $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{3}{2}\pi$ bo'lgan hol uchun olish mumkin. Faqat bu holda moddiy nuqta ellips bo'ylab soat strelkasi yo'nalishiga teskari yo'nalishda harakatlanadi.
- b) Agar $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ ixtiyoriy bo'lsa, moddiy nuqta traektoriyasi ellipsdan iborat bo'lib, u tomonlari $2A_1$ va $2A_2$ ga teng to'g'ri to'rtburchak ichida joylashadi (30-rasm).

Sinash savollari.

1. Qanday harakat tebranma harakat deyiladi.
2. Tebranma harakatni tavsiflovchi kattaliklarni toping.
3. Tebranishlarni qo'shishni bayon eting.

IV BOB. MODDIY NUQTA DINAMIKASI.

§7. MODDIY NUQTA DINAMIKASI.

- 7.1 Dinamikaning vazifasi.
- 7.2 Kuch haqida tushuncha. Kuchlar ta'sirining mustaqillik printsipli. Tabiatda kuchlar fundamental o'zaro ta'sirlari.
- 7.3 Nyutonning I qonuni Inertsial sanoq sistemasi.
- 7.4 Nyutonning II qonuni. Massa va uni o'lchash, massaning additivligi Impuls.
- 7.5 Nyutonning III qonuni.
- 7.6 Galileyning nisbiylik printsipli.
- 7.7 Nyuton mexanikasining qo'llanilish chegarasi.

7.1. Dinamikaning vazifasi.

Moddiy nuqta kinematikasini qaraganimizda mexanik harakat qonunlarini o'rgandik, lekin unda harakatlarni vujudga keltiruvchi sabablar bilan qiziqmadik. Materialistik ta'limot "harakat materiya bilan chambarchas bog'liq bo'lgan xususiyat" deb hisoblaydi. Boshqacha qilib aytganda, harakat doimo mavjud edi va bundan keyin ham mavjud bo'laveradi, materiya va uning harakati paydo bo'lib qolmaydi va yo'qolmaydi. Materialistik ta'limotini ana shu xulosalariga asoslinib "harakat qaerdan vujudga kelgan" degan savolga javob izlamay, balki jismlar harakatining o'zgarishlari (ya'ni tezlik o'zgarish va tezlanishning vujudga kelishi), bu o'zgarishlarning sababi va ular orasidagi, miqdoriy bog'lanishlar haqidagi dinamika masalalari bilan shug'ullanaylik. Dinamika qonunlari jismning harakati bilan uni Yuzaga keltirgan yoki bu harakatni o'zgartiruvchi sabablar orasidagi bog'lanishni o'rganadi. SHu sababli dinamika mexanikaning asosiy bo'limidir. Dinamikaning asosiy qonunlari I.Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari"(1687y) kitobida ifodalangan. Bu qonunlar Nyutongacha va uning o'zi tomonidan olingan tajriba va nazariy izlanishlar umumlashtirilishidan iboratdir.

7.2. Kuch. O'zaro ta'sirlar.

Tabiatdagi jismlar o'zaro ta'cirdadir. Kuch - kamida ikkita jismning o'zaro ta'sirini xarakterlovchi yoki jism harakat holatining o'zgarishini, jism shaklining o'zgarishini, yoki har ikkalasini birgalikda o'zgarishini aniqlovchi fizikaviy kattalik. Kuch harakatni bir jismdan ikkinchi jismga uzatuvchi vositadir. Bitta jism bilan boshqalarning mexanikaviy o'zaro ta'siri

yoki boshqalarning muayyan jismga ta'siri endi boshqa barcha jismlarning muayyan jismga ta'sir kuchlari yordamida aniqlanishi mumkin.

Jismlarning o'zaro ta'siri ular bir-biriga tegib turganida yoki biror maydon orqali (gravitatsion maydon, elektromagnit maydon..) bo'lishi mumkin.

O'zaro ta'sirlar va kuchlar.

O'zaro ta'sirlarni asosan 4 turga

1. Gravitatsion..
2. elektromagnit.
3. Kuchli.
4. Kuchsiz.

ajratish mumkin. Gravitatsion o'zaro ta'sir universal bo'lib, barcha jismlar orasida sodir bo'ladi. Lekin u makro jismlar orasida asosiy rol o'ynaydi, mikro dunyoda uning roli juda sezilarlidir. Elektromagnit o'zaro ta'sir gravitatsion o'zaro ta'sirdan kuchli bo'lib, elektromagnit maydon orqali sodir bo'ladi. Bo' o'zaro ta'sir atom va molekulalar orasida sodir bo'ladi. Kuchli (yadroviy) o'zaro ta'sirlar atom Yadrosi ichida sodir bo'lib, elektromagnit o'zaro ta'sirdan Yuzlarcha marta kattadir. Mikrozararlardagi qisqa

yashovchanlik yoki turg'unmaslik kuchsiz o'zaro ta'sir bilan xarakterlanadi. Klassik mexanikasida gravitatsion va elektromagnit o'zaro ta'sirlar qaraladi.

Kuchlar.

1. Tortishish (gravitatsion) kuchlari.
2. Elastiklik kuchlari (elektromagnit o'zaro ta'sir).
3. Ishqalanish kuchlari (zararlarda orasidagi o'zaro ta'sir. Elektromagnit o'zaro ta'sir).

Jism yoki jismlar to'plamini sistema deb qarash mumkin. Sistemaga kirmovchi jismning undagi jismga ta'siri tashqi kuch, sistemaga kiruvchi jismlar orasidagi yoki jism qismlari orasidagi o'zaro ta'sir ichki kuch deyiladi.

Tabiatda elastiklik, elektr, magnit, elektromagnit, gravitatsion, og'irlik kuchlari mavjud. Kuchlarni ta'sir va aks ta'sir yoki qarshilik kuchlariga (ishqalanish reaksiya kuchlar) iga ajratish mumkin. Kuch vektor kattalikdir. U son miqdori va yo'lanishi bilan xarakterlanadi. Kuchlar parallelogram qoidasiga ko'ra qo'shiladi. Kuch statik va dinamik usulda o'lchanadi. Statik usulda (prujinali tarozi, dinamometr, boshqa tarozilar yordamida) ma'lum kuchga solishtirish orqali, dinamik usulda esa massali jismga bergan tezlanishi a topish orqali aniqlanadi.

Kuchning SI sistemasidagi birligi 1 nyuton (n) bo'lib, 1kg massali jismga 1m/s^2 tezlanish beruvchi kuchga teng. Sistemada 1 dina(dn)= 10^{-5} H, texnik sistemada esa $1\text{kG}\approx 9,8\text{n}$ olingan. Bir jismga ta'sir etuvchi kuchlarning har biri mustaqildir. Bu kuchlarning superpozitsiya (mustaqilik) printsipli deyiladi.

7.3.Nyutonning I qonuni.

1687 yili I.Nyutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" nomli kitobi nashr etildi. U bu kitobda harakatlarni o'rganishga doir o'zigacha bo'lgan barcha ma'lumotlarni umumlashtirgan va dinamikaning uchta asosiy qonunini bayon etdi. SHu sababli dinamika qonunlari Nyuton qonunlari deb nomlandi. Nyutonni I qonuni quydagicha ta'riflanadi" agar jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, u o'zining tinch yoki to'g'ri chiziqli harakat holatini saqlaydi. Tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sanoq sistemasi inertsial sanoq sistemasi deyiladi. Inertsial sanoq sistemasiga nisbatan tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sanoq sistemasi ham inertsialdir

Jismning tinch yoki to'g'ri chiziqli tekis harakat holatini saqlash hodisasini inertsiya deyiladi. Jismning tinch holati ($v=0$) inertsiya bo'yicha harakatning xususiy holi deb qaraladi. Nyutonning I qonuni tashqi kuch ta'sir etmaganda bajariladi va inertsial sanoq sistema-

lardagina o'rinli bo'ladi. SHu sababli bu qonuni inertsia qonuni deb ataladi. Uni "Inertsial sistemalarda jism o'z tezligini o'zgartirmaydi" kabi ta'riflash mumkin. Inertsia qonuni ikki tomoniga bir xil uzunlikda ip bog'langan jismni shtativga o'rnatib namoyish etish mumkin (31-rasm).

Jismning quyi qismidagi ip keskin tortilsa, jism inertsia tufayli harakatga kelib ulgurmaydi, quyi ipga $P+F$ kuch tasir etib, ip quyidan uziladi (31-rasm, b) Quyidagi ip asta tortilganda jism F kuch ta'sirida harakatlanadi va Yuqori ipga $P+F$ kuch ta'sir etib u uziladi (31-rasm v).

7.4.Nyutonning II qonuni.

Materiya o'zaro uzviy bog'langan ikki ko'rinishda modda va maydon ko'rinishida mavjuddir. Lekin ular sifat jihatdan farqlanadi, inertlik xossasi ikki ko'rinishga ham taalluqlidir. Inertlikning miqdoriy xarakteristikasi massadir.

Massa materiyaning inertlik o'lchovidir. Massa skalyar kattalikdir, u m bilan belgilanadi va u additiv xossaga egadir.

$$(m=m_1+m_2=m_2+m_1)$$

SI sistemada massa birligi kilogrammdir. Massaning gramm ($1g=10^{-3}$ kg), tonna ($1t=10^3$ kg) birligidan ham foydalaniladi. Jism massasi statik usulda (tarozilarda) yoki dinamik usulda uning tezlanishiga qarab o'lchanadi. Jismlar orasidagi o'zaro ta'sir ularning tezligini o'zgartiradi va tezlanish olishini keltirib chiqaradi. Jismlarning o'zaro ta'sirining miqdoriy o'lchovi $\vec{F}$ kuchdir. Jismlarning o'zaro ta'siri natijasida olgan tezlanishining miqdori ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri va jism massaga teskari proporsionaldir.

$$a = \frac{F}{m} \quad (1)$$

Tezlanish vektori a va kuch vektori F orasidagi bog'lanish ushbu ko'rinishda yoziladi

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \text{ yoki } \vec{F} = m\vec{a} \quad (2)$$

Nyutonning II qonuni 32-rasmida ko'rsatilgan qurilma yordamida namoyish etish mumkin. Bu Yerda palla va undagi Yuklar og'irligi P ta'sir etuvchi kuch F ni, telejka va undagi Yuklar esa m massani belgilaydi.

a) Palladagi Yukni orttira borsak, F ortadi. Telejkadagi Yuk o'zgartirilmaydi ($m=\text{constant}$). Jism tezlanishi ta'sir etuvchi kuchga proporsional ekanini ko'rinadi.

$$a \sim F$$

b) Palladagi Yukni o'zgartirmasak ta'sir etuvchi kuch doimiy bo'ladi. Telejkadagi Yukni orttirsak, massa ortib boradi. Telejka harakatini kuzatib jism tezlanishi massaga teskari proporsional ekanini kuzatamiz.

$$a \sim 1/m$$

v) Demak, jismning tezlanishi ta'sir etuvchi kuchga to'g'ri massasiga teskari proporsional bo'ladi.

$$a \sim F/m$$

g) Bunda kattaliklar bir xil sistemada olinganda Nyuton II qonuni ifodasini $a=F/m$ ko'rinishida yozamiz.

Impuls.

Jism massasi va tezligi ko'paytmasi bilan xarakterlanuvchi fizik kattalik

$$k=mv \quad (3)$$

impuls deyiladi. Impuls vektor kattalikdir.

$$\vec{k} = m\vec{v} \quad (4)$$

Jism tezlanishi va tezligi orasidagi bog'lanishni hisobga olib

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (5)$$

impuls o'zgarishni

$$d\vec{k} = d(m\vec{v}) = m d\vec{v} \quad (6)$$

ko'rinishida ifodalasak, (2) Ifodani quyidagi ko'rinishida yozish mumkin.

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \frac{d\vec{k}}{dt} \quad (7)$$

Nyuton o'zining II qonunini (7) ko'rinishida havola etgan edi. Jism impulsning o'zgarish tezligi unga ta'sir etuvchi tashqi kuch bilan aniqlanada. Bu dinamikaning asosiy qonunidir.

Jismga birdan ortiq kuch ta'sir etgan holda, u kuch larning teng ta'sir etuvchisi olinadi.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (8)$$

7.5.Nyutonning III qonuni.

Ikki jism orasidagi o'zaro ta'sirda doim ta'sir va aks ta'sir kuchi mavjud bo'ladi. Agar bir jism ikkinchi jismga $\vec{F}_{21}$ kuch bilan ta'sir etsa, ikkinchi jism birinchi jismga $\vec{F}_{12}$ aks ta'sir etadi. Kuchning ta'sir yoki aks ta'sir kuch ekanini tanlab olinadi. Nyutonning III qonuni "O'zaro ta'sirlashuvchi jismlarga ta'sir etuvchi kuchlar miqdor jihatdan teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgandir.(33-rasm)

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

Bu kuchlar turli jismga qo'yilgan bo'ladi.

7.6.Galileyning nisbiylik printsipli.

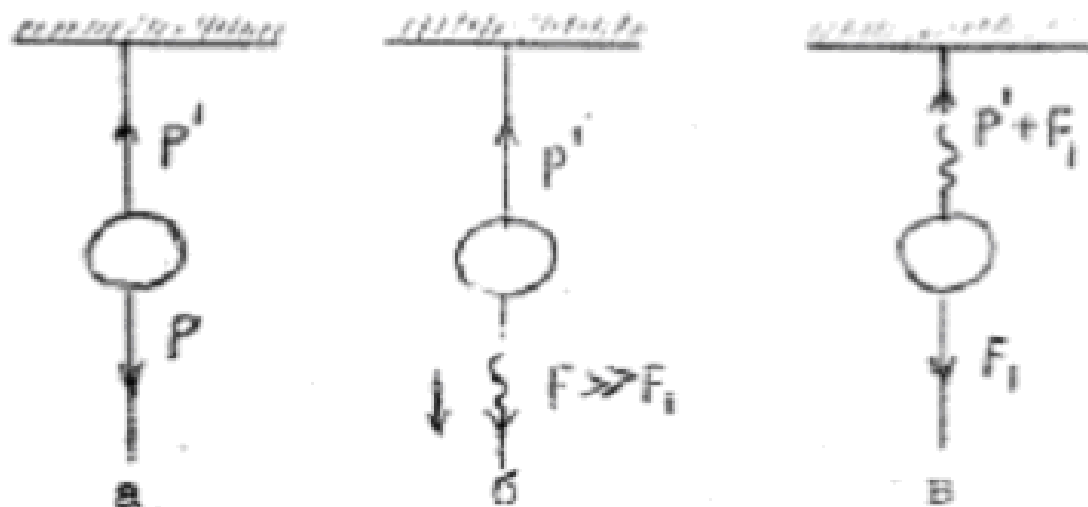
Tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sistema inertsial sistema va inertsial sistemaga nisbatan tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sistemalar ham inertsialdir. Barcha inertsial sistemalar teng huquqlidir. Mexanik hodisalar barcha-sida bir xil kechadi va bunday sistemalarda Nyuton qonunlarining ko'rinishi bir xildir. Inertsial sistemada o'tkazilgan har qanday mexanik tajribada uning tinch turgani o'ki biror o'zgarmas tezlik bilan harakat qilayotgannini aniqlab bo'lmaydi. Bu qoida tajriba najidasida Galiley tomonidan aniqlangan bo'lib, u Galileyning nisbiylik printsipli deyiladi. A.Eynshten bu printsiplni ixtiyoriy tabiatga ega bo'lgan hodisalar uchun umumlashtirdi.

Kuchlarning tabiati bir xil ekanligidan ularni ta'sir va aks ta'sir kuchlariga ajratish shartlidir. Kuchlar alohida jismlarga qo'yilgani sababli ular bir-birini muvozanatlamaydi.

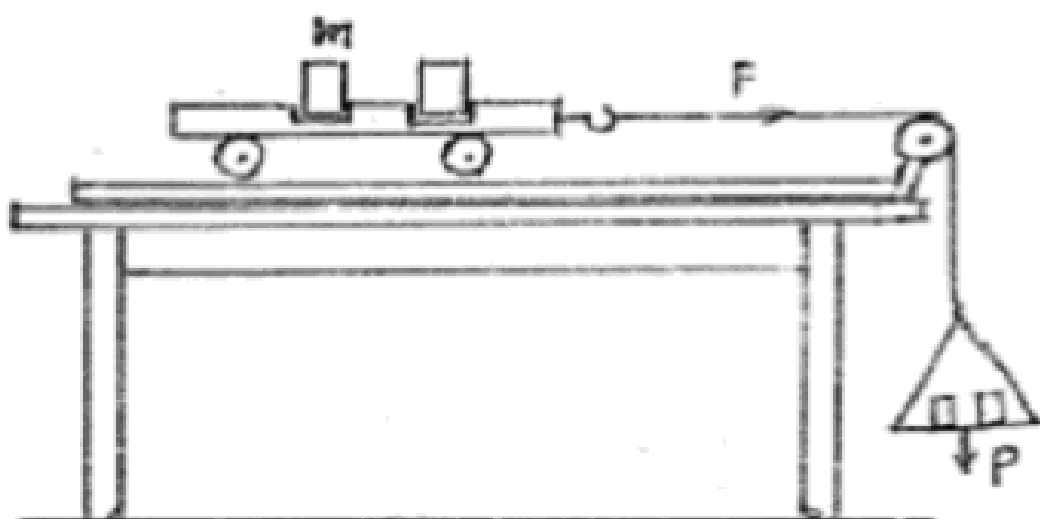
Masalan, 46-rasmdagi jismlarning o'zaro ta'sirida $\vec{F}_{12}$ kuch birinchi jismga, $\vec{F}_{21}$ kuch ikkinchisiga qo'yilgan.

Ta'sir kuchi bir-biriga tegadigan jismlardan birining deformatsiyanishi yoki tezlanish olishi tarzida namoyon bo'lsa, aks ta'sir kuchi ikkinchi jismning deformatsiyanishi yoki tezlanish olishi sifatida namoyon bo'ladi. Demak, ikki jismning o'zaro ta'sir kuchlari kattalik jihatidan teng bo'lib, jismlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziqli bo'ylab qarama-qarshi yo'nalgan. Bu xulosa ham Nyuton uchunchi qonunining ta'rifi bo'lib, qonunning matematik ifodalanishi qo'yidagichadir:

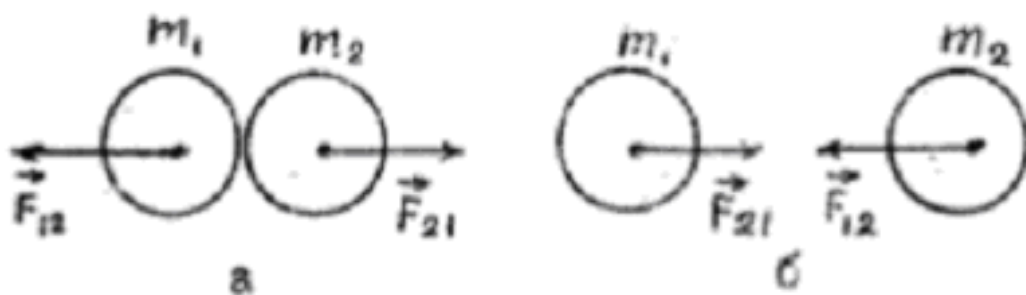
§ 7 rasmlari



31-rasm



32-rasm



33-rasm

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (1)$$

Nyuton II qonuniga ko'ra birinchi jism ikkinchi jismga nisbatan

$$\vec{a}_1 = \frac{\vec{F}_{12}}{m_1} \quad (2)$$

ikkinchi jism esa

$$\vec{a}_2 = \frac{\vec{F}_{21}}{m_2} \quad (3)$$

tezlanish oladi (1,3) ifodalardan

$$\vec{a}_1 = -\frac{m_2}{m_1} \vec{a}_2 \quad (4)$$

munosabatini olamiz (46 - rasm).

Sinash savollari.

1. Dinamika nimani o'rganadi?
2. Dinamikaning asosiy qonunlarini bayon eting.
3. Nyuton mexanikasining qo'llanish chegarasini ayting.

§8. GALILEY ALMASHTIRISHLARI.

- 8.1 Galiley almashtirishlari va nisbiylik printsipli.
- 8.2 Inertsial sanoq sistemalari va nisbiylik printsipli. Uzunlik va vaqtning invariantligi. Tezliklarni qo'shish. Tezlanishning invariantligi.
- 8.3 Nyuton mexanikasining qo'llanish chegarasi.

8.1. Galiley almashtirishlari.

Moddiy nuqta (yoki jism) harakatini inertsial sanoq sistemasi K va unga nisbatan v_0 bilan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi K' sanoq sistemasiga nisbatan qaraymiz. Soddalik uchun K' sistema K sistemaga nisbatan OX o'q yo'nalishda harakatlanadi. deb olamiz (34-rasm). $t=0$ vaqtda K va K'sanoq sistemasi bir-birining ustiga tushadi. $t=0$ da K' sanoq sistemasining boshi K sanoq sistemasida $x=v_0 t$; $y=0$, $z=0$ koordinata bilan aniqlanuvchi nuqtada joylashgan bo'ladi. Mexanikada barcha sanoq sistemalarda vaqt o'tish absolyut va o'zgarmas deb isbatsiz qabul etilgan va $t=t'$ deb olinadi.

K va K' sanoq sistemalari koordinatalari orasida ushbu munosabat mavjud.

$$x=x'+v_0 t, y=y', z=z', t=t',$$

$$\text{yoki} \quad x'=x-v_0 t, y'=y, z'=z, t'=t. \quad (1)$$

(1) munosabatlar Galiley almashtirishlari deyiladi. Bu munosabatni umumiy holda 35-rasmga asoslanib quyidagicha yozish mumkin.

$$\vec{r}'=\vec{r}-\vec{r}_0=\vec{r}-\vec{v}_0 t$$

$$\vec{r}=\vec{r}'+\vec{r}_0=\vec{r}'+\vec{v}_0 t \quad (2)$$

K va K' sanoq sistemalariga nisbatan olingan tezliklari orasidagi munosabat

$$\vec{u}' = \vec{u} - \vec{v}_0 \quad \text{yoki} \quad \vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}_0 \quad (3)$$

bu Yerda

$$v = \frac{dr}{dt}, u' = \frac{dr'}{dt}, v_0 = \frac{dr_0}{dt}, r_0 = v_0 t;$$

tezlanishlari orasidagi munosabat esa

$$a' = a \quad \text{yoki} \quad a = a' \quad (4)$$

bu Yerda

$$\vec{a} = \frac{d\vec{u}}{dt}, \quad \vec{a}' = \frac{d\vec{u}'}{dt}$$

ifodalar bilan aniqlanadi. (3) ifoda vektor ko'rinishda tezliklarni qo'shilish qonuni deyiladi.

$$\begin{aligned} u_x &= u'_x + v_0, \quad u_y = u'_y, \quad u_z = u'_z \\ \text{yoki} \quad u'_x &= u_x - v_0, \quad u'_y = u_y, \quad u'_z = u_z \end{aligned} \quad (5)$$

8.2. Nisbiylik printsipli.

Yorug'lik tezligidan kichik tezliklarida barcha inertsial sanoq sistemalarda jism massasi bir xil qiymatga ega deb qaraladi.

$$m = m' \quad (6)$$

Dinamikaning ikkinchi qonuni ifodasi bir xil bo'lib, (4) va (6) ga ko'ra kuchlar tengdir.

$$\vec{F} = m\vec{a}, \quad \vec{F}' = m\vec{a}' \quad \text{va} \quad \vec{F} = \vec{F}' \quad (7)$$

(3) va (5) ifodalardan foydalanib kinetik energiya va impuls formulalarini yozish mumkin.

Bu kattaliklarning K va K' sanoq sistemalardagi qiymatlari bir-biridan v_0 bilan aniqlanuvchi doimiy miqdorga farqlanadi. Lekin tenglamaning umumiy ko'rinishi o'zgarmaydi. 36-rasm va (1) ifodalardan foydalanib, AV kesma uzunligini K va K' sanoq sistemasiga nisbatan aniqlaylik. K sistemada kesma uzunligi $AV=l$.

$$l = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (8)$$

K' sistemaga nisbatan esa

$$l' = \sqrt{(x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2} \quad (9)$$

bo'lganidan $l=l'$ kelib chiqadi.

Bir sanoq sistemasidan ikkinchi sanoq sistemasiga o'tganda biror kattalikning qiymati o'zgarmasa, bu kattalik mazkur almashtirishga nisbatan invariant va aksincha bo'lsa, variant deyiladi.

Masalan: Galiley almashtirishlariga nisbatan vaqt massa, kuch, uzunlik, potentsial energiya invariantligi, koordinata, tezlik, impuls, kinetik energiya esa variant kattalikdir. Impulsining va energiyaning saqlanish qonunlari K dan K' sistemaga o'tganda absolyut qiymati

o'zgarsada, lakin tenglama ko'rinishi o'zgarmaydi. SHu bois Galiley almashtirishiga nisbatan bu qoidalar kovariant deyiladi.

Tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sistema inertsial sistema va inertsial sistemalarga nisbatan tinch turuvchi yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi sistemalar ham inertsialdir. Yuqoridagi fikrlar asosida, mexanik hodisalar barcha inertsial sanoq

sistemalarida bir xil kechishni va bunday sistemalarda Nyuton qonunlarining ko'rinishi birxil ekanini ko'rdik. Demak, barcha inertsial sanoq sistemalari teng xuquqlidir. Tajriba asosida Galiley 1636 yili quyidagi qoidani aniqladi.

Inertsial sistemada o'tkazilgan har qanday mexanik tajribada uning tinch turgani yoki biror o'zgarmas tezlik bilan harakat qilayotganini aniqlab blmaydi. Bu Galileyning nisbiylik printsiipi yoki nisbiylikning mexanik printsiipi deyiladi. Unga asoslanib, dinamikaning uchala qonuni, impuls va energiyaning saqlanish qonunlari barcha inertsial sanoq sistemalarda o'rinni degan xulosani ayta olamiz.

A. Eyshteyn (1905 y) Galiley nisbiylik printsiipini ixtiyoriy tabiatga ega bo'lgan hodisalar uchun umumlashtirdi.

8.3. Nyuton mexanikasining qo'llanish chegarasi.

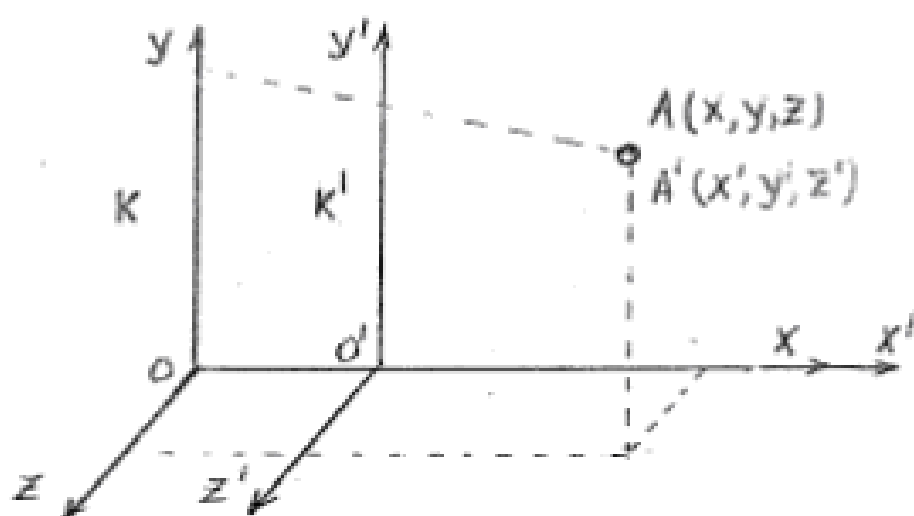
Nyuton qonunlari yorug'lik tezligidan kichik tezliklarda harakatlanuvchi makroskopik jismlar harakatini izohlashda o'rindir, lekin u mikrozarralar harakatini va yorug'lik tezligiga Yaqin va teng tezlikda harakatlanuvchi jismlar harakatini izohlashda qo'llab bo'lmay-di. Mikrozarralar harakatini kvant mexanikasi qonunlari izohlaydi. Lekin makroskopik jismlar harakatini izohlashda kvant mexanikasi va Nyutonning klassik mexanikasi qonunlari mos keladi.

Nyuton mexanikasini yorug'lik tezligiga Yaqin tezlikda harakatlanuvchi zarralarga (relyativistik zarra) qo'llab bo'lmaydi. U zarralar harakati A.Eynshteynning (1905y) maxsus nisbiylik nazariyasi asosida Yaratilgan relyativistik mexanika qonunlariga bo'ysunadi. Unda Nyuton mexanikasidagi absolyut fazo va absolyut vaqt tushunchalari o'zgartirildi va jism massasi, o'lchami va hodisaning davomiyligi jism tezligiga bog'ligi hisobga olindi. Nyuton mexanikasi qonunlari umumiyroq kvant mexanikasi qonunlarining xususiy holi ekani aniqlandi (bu moslik printsiipidir). (1926 yil, N.BOR).

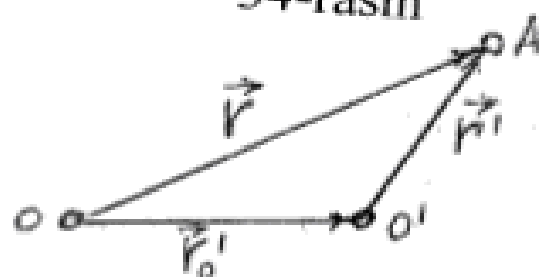
Sinash savollari.

1. Galileyning koordinat almashtirishlarini bayon eting.
2. Inertsial sanoq sistemasi deb qanday sistemaga aytiladi?
3. Galileyning nisbiylik printsiipini ayting.

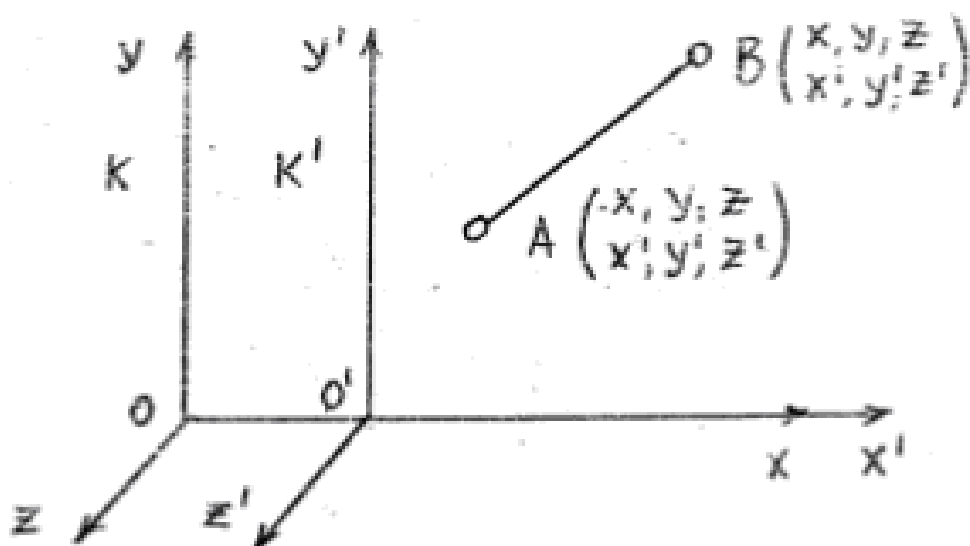
§ 8 rasmlari



34-rasm



35-rasm



36-rasm

§9. MODDIY NUQTA MOMENTLARI.

9.1 Moddiy nuqtaning kuch va impuls momenti.

9.2 Momentlar tenglamasi.

9.3 Markaziy kuch ta'siridagi moddiy nuqta impuls momentining saqlanishi.

1. Moddiy nuqtaning kuch va impuls momenti.

O nuqtasi kuch vektorining momenti va impuls vektorining momenti qaralayotgan qo'zag'almas boshlang'ich nuqta bo'lsin. Bu boshlang'ich nuqta qutb yoki markaz deyiladi. Bu nuqtadan F kuch qo'yilgan nuqtaga o'tkazilgan radius - vektorni r bilan belgilaylik (37-rasm). Biror nuqta (markaz) ga nisbatan kuch momenti deb, F kuchining r radius vektorga vektor ko'paytmasiga aytiladi.

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] \quad (1)$$

Qoidadan ko'rinadiki, kuchning qo'yilish nuqtasini kuchning ta'sir chizig'i bo'ylab ixtiyoriy nuqtaga ko'chirilganda ham kuch momenti M o'zgarishsiz qoladi. Haqiqatan, kuch momenti son jihatdan F kuch va radius-vektor yordamida tuzilgan parallelogramm Yuziga tengligidan, kuchning qo'yilish nuqtasi A bo'lganda OAVS parallelogramm va qo'yilish nuqtasi A' bo'lganda OA'V'S parallelogramm Yuziga teng bo'ladi. Bu parallelogrammlar teng asosli va bir xil balandlikka egadirlar.

Kuch momenti vektorining yo'nalishi parma qoidasi yordamida aniqlanadi. U vektor kuch va radius vektor yotgan tekislikka perpen-dikulyar bo'lib, parma dastasining harakat yo'nalishi kuch yo'nalishiga, parma harakati kuch momenti yo'nalishiga mos keladi. (38-rasm).

Ta'sir etuvchi kuchlarning soni birdan ortiq bo'lsa, vektorlarning qo'shish qoidasidan foydalanib, teng ta'sir etuvchi kuch momentini topamiz.

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{F}] = [\vec{r} \cdot \vec{F}_1] + [\vec{r} \cdot \vec{F}_2] + \dots + [\vec{r} \cdot \vec{F}_n] \quad (2)$$

Biror nuqtaga nisbatan bir necha kuchlarning momenti shu kuchlarning teng ta'sir etuvchisining qaralayotgan nuqtaga nisbatan kuch momentiga teng bo'ladi.

b) Impuls vektori O qutbdan o'tuvchi moment o'qiga perpendikulyar tekislikda yotsin (39-rasm). Biror qutbga nisbatan impuls momenti deb, r radius - vektor bilan impuls vektorining vektor ko'paytmasiga aytiladi.

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{K}] = [\vec{r} \cdot (m\vec{v})] \quad (3)$$

Impuls vektorining son miqdori r va mv vektorlaridan tuzilgan parallelogramm Yuziga teng bo'ladi. Impuls momenti vektorining yo'nalishi parma qoidasi yordamida aniqlanadi: dasta harakat yo'nalishi impuls vektori K yo'nalishida bo'lsa, parmaning ilgarilanma harakat yo'nalishi impuls momenti L yo'nalishiga mos keladi. Demak, biror F kuchning nuqtaga nisbatan momenti vektordan iborat. O'qqa nisbatan shu kuch kattalik bo'lmay, F kuchning nuqtaga nisbatan momentining qaralayotgan o'qqa proektsiyasidan iborat bo'ladi.

9.2. Momentlar tenglamasi.

Nyutonning ikkinchi qonunidan foydalanib, impuls momenti va kuch orasidagi quyidagi munosabatni topish mumkin. Qutb qo'zg'almas bo'lsin. Impuls momentining (3) ifodasini differentsiallab

$$\dot{\vec{L}} = [\dot{\vec{r}} \cdot \vec{K}] + [\vec{r} \cdot \dot{\vec{K}}] \quad (1)$$

ifodani olamiz. (1) ifodaning o'ng tomonidagi birinchi ifodada $\mathbf{K}$ moddiy nuqta tezligi bo'lib, impuls bilan $\mathbf{K} = m\mathbf{v}$ orqali bog'langan. SHu sababli $\mathbf{K} = m\mathbf{v}$ va $\mathbf{K} = m\mathbf{v}$ vektorlar (kollinear) parallel vektorlar ekanidan ularning ko'paytmasi nolga teng bo'ladi. Natijada

$$\mathbf{K} = [\mathbf{r} \times \mathbf{K}] = \mathbf{M}$$

tenglikni olamiz. Bu momentlar tenglamasi deyiladi.

Qo'zg'almas markazga nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha olingan hosilasi shu nuqtaga nisbatan kuch momentiga teng bo'ladi.

$$\dot{\mathbf{K}} = \mathbf{M} = [\mathbf{F}_T \mathbf{r}].$$

(2) ifodani keltirib chiqarishda moddiy nuqtaning massasi m ning o'zgarishi yoki o'zgarmasligi haqida shartlashilmadi. SHu sababli bu ifoda nisbiylik printsipli ruxsat etuvchi katta tezliklarda yoki relyativistik mexanikada ham o'rinli bo'ladi. Momentlar tenglamasini ixtiyoriy sistema uchun umumlashtirish mumkin.

Biror markazga nisbatan moddiy nuqtalar sistemasining impuls momenti uni tashkil etuvchi moddiy nuqtalarning shu markazga nisbatan impuls momentlarining vektor yig'indisiga tengdir.

Sistemadagi moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlarning momenti alohida kuchlarning momentlari vektor yig'indisiga teng bo'ladi. Oldingi paragrafdagi (2) ifodaga ko'ra bircha kuch momentlari yig'indisi o'rniga, dastlab teng ta'sir etuvchi kuchni topib, so'ng shu kuch momentini aniqlash kifoya.

Qaralayotgan markazga nisbatan impuls momenti ham avval impuls vektorlarining teng ta'sir etuvchisi topilib, so'ng sistemaning impuls momentini aniqlanadi.

Sistemani tashkil etuvchi barcha moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi ichki va tashqi kuchlarning momentlarini vektor yig'indisini qaraylik. F_{ik} k-nyqtaning i-nuqtaga ta'sir kuchi bo'lsa, shu kuch yo'nalishida lekin teskari yo'nalgan F_{ki} kuchi mavjud bo'lib,

$$F_{ik} = -F_{ki}$$

u kuch i-nuqtaning k-nuqtaga ta'sir kuchidir.

Kuch momentlarini hisoblashda barcha kuchlarning ta'sir nuqtasini markazga ko'chirsak, ichki kuchlarning yig'indisi 0 ga teng bo'ladi. Demak, Nyutonning uchinchi qonunidan foydalanib, ichki kuchlarni hisobga olmaslik mumkin. U holda (2) tenglama o'rniga

$$\dot{\mathbf{L}} = \mathbf{M}_{\text{mav}} = [\mathbf{F}_m, \mathbf{F}] \quad (3)$$

tenglamani olish mumkin.

Qo'zg'almas markazga nisbatan impuls momentining vaqt bo'yicha olingan hosilasi shu nuqtaga nisbatan tashqi kuchlar momentlarining geometrik yig'indisiga teng.

9.3. Markaziy kuch ta'siridagi moddiy nuqta impuls momentining saqlanishi.

Agar qo'zg'almas markazga nisbatan tashqi kuchlarning momenti nolga teng bo'lsa, shu nuqtaga nisbatan sistemaning impuls momenti vaqt davomida o'zgarmas bo'ladi. Bu impuls momentining saqlanish qonuni deyiladi. Xususiyl holda bu qonun ajratilgan sistema uchun o'rinli bo'ladi.

$$L = \text{constant}, M = 0$$

Moddiy nuqtalar sistemasiga markaziy kuchlar ta'sir etayotgan bo'lsin. sistemaga kiruvchi barcha moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlar yo'nalishi qo'zg'olmas O markazdan o'tadi. Bunday kuchlarning markazga nisbatan momenti nolga tengdir. SHu sababli O markazga nisbatan sistemaning impuls momenti vaqt davomida o'zgarishsiz saqlanishi zarur.

Hatto bu xulosa, kuchlar tezlikka bog'liq holda bo'lganda ham o'rinli bo'ladi.

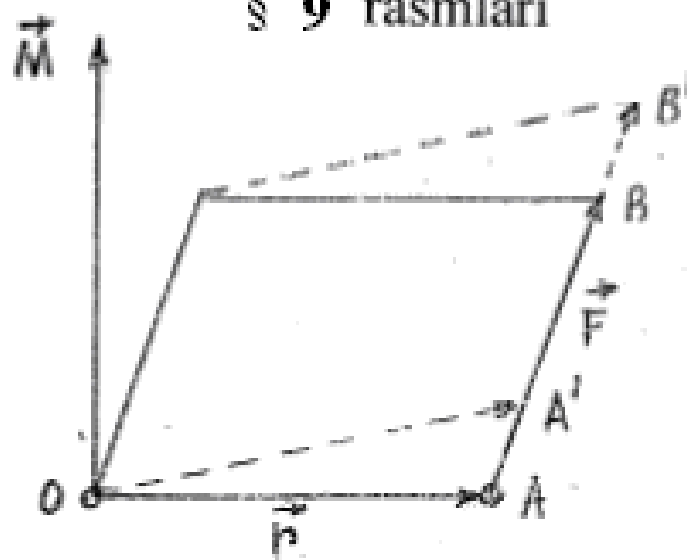
Energiya va impulsning saqlanish qonunlari bilan bir qatorda impuls momentining saqlanish qonuni ham fizikaning fundamental qonunlaridir. Atom fizikasida impuls momenti

tushunchasi umum-lashtiriladi. Klassik mexanikaning qonunlari va tushunchalarini har doim atom va Yadro ichidagi hodisalarga va elementar zarrachalarga qo'llash mumkin emas. Impuls momenti ham shunday tushunchalardan bo'lib, keyinchalik uni kengaytirilishi qaraladi. Bu Yerdan biz impuls momenti mexanik tushunchasini umumlashtiramiz va barcha fizik jarayonlar uchun saqlanish postulatini aytamiz.

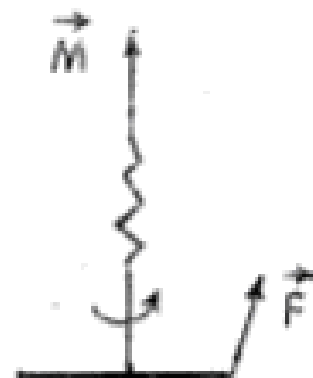
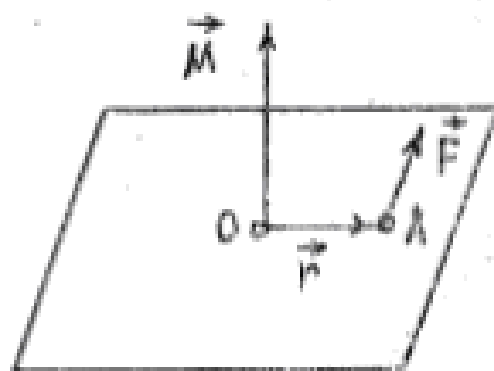
Sinash savollari.

1. Moddiy nuqtaning kuch momenti ifodasini yozing va izohlang.
2. Moddiy nuqta impulsi va impuls momenti ifodasini yozing va uni tushuntiring.
3. Momentlar tenglamasini bayon eting.

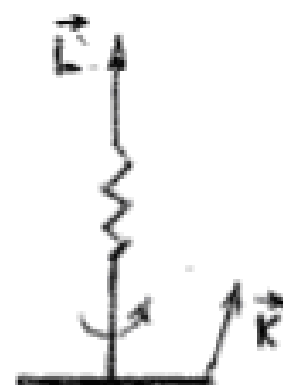
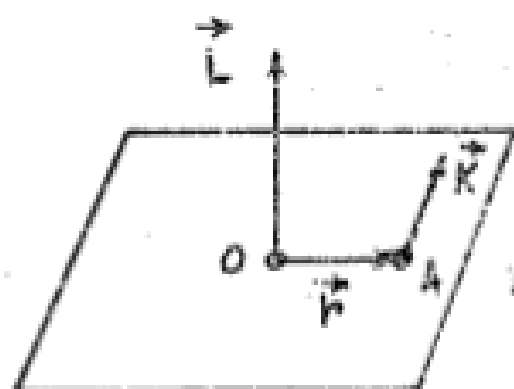
§ 9 rasmlari



37-rasm



38-rasm



39-rasm

§10. ISH. QUVVAT. ISH VA QUVVAT BIRLIGI. ENERGIYA.

- 10.1 Ish. Kuchlar. Kuch ta'sirida o'zgarish.
- 10.2 Mexanik ish.
- 10.3 Ish birligi.
- 10.4 Quvvat.
- 10.5 Quvvat birligi.
- 10.6 Energiya haqida tushuncha.
- 10.7 Kinetik energiya.
- 10.8 Potentsial energiya va kuch.
- 10.9 Moddiy nuqtaning potentsial kuchlar maydonida to'la energiyasining saqlanish qonuni.

10.1. Ish. Kuchlar. Kuchlar ta'sirida o'zgarish.

Jismlar orasidagi o'zaro ta'sir tabiatiga qarab, kuchlarni elastik, tortishish, ishqalanish, elektir va maginit, Yadro va boshqa kuchlarga bo'lish mumkin. Jismning yoki uning qismlari orasidagi vaziyatgagina bog'liq bo'lgan kuchlar mavjud. Ularning jism ustida bajarilayotgan ishi yo'l shakliga bog'liq bo'lmay, faqat jismning fazodagi boshlang'ich va so'nggi holatlarigagina bog'liq bo'lishi mumkin. Bu holda kuchlar maydoni potentsial maydon deyiladi. Kuchlarning o'zlari esa potentsial yoki konservativ kuchlar deyiladi.

Konservativ kuchlarga gravitatsion maydondagi tortishish kuchlari, kuchlar markaziy maydondagi (og'irlik maydondagi) kuchlarni misol qilib olish mumkin.

Bajargan ishi jism bir holatdan ikkinchi holatga qanday yo'l bilan o'tganligiga bog'liq bo'lgan kuchlar nokonservativ kuchlar deyiladi. Qattiq jismlar orasida hosil bo'luvchi ishqalish kuchlari, gaz va suyuqlik harakatida namoyon bo'luvchi yopishqoqlik kuchlari yoki barcha qarshilik (dissipativ) kuchlari, giroskopik, Lorents kuchi nokonservativ kuchlardir.

Kuch ta'sirida.

- a) jism o'z vaziyatini o'zgartirib, bir joydan ikkinchi joyga siljishi,
- b) jism qismlari bir-biriga nisbatan siljishi yoki deformatsiyalanishi,
- v) aqliy ish jarayonida esa, biotok harakati, nerv sistemalarining taranglanishi (deformatsiyasi), Yurakning qonni ko'proq miyaga Yuborishi va boshqa harakatlar sodir bo'ladi.

Demak, kuch ta'sirida moddiy borliqning bir bo'lagini harakat qilib, siljishi kelib chiqishini anglash mumkin.

Klassik mexanika ko'z bilan kuzatiladigan jismlarning nisbiy siljishini, kvant mexanikasida oddiy holda vositasiz ko'zga ko'rin-maydigan jismlar harakatini, katta tezliklarda sodir bo'luvchi harakatlarni, biofizikada esa biologik ob'ektlarda kuch ta'sirida o'zgarishlarni o'rganadilar.

Jismlarning o'zaro ta'sirlashishi natijasida mexanik harakat bir jismdan ikkinchi jismga uzatilishi yoki boshqa turdagi harakatlarga o'tishi mumkin. Jismning ta'sirlashishgacha va ta'sirlashishdan so'ng holatlarini miqdoriy o'lchovini hisoblab undagi harakat o'zgarishini topish mumkin.

Materiya harakati barcha turlarining universal o'lchovi sifatida energiya kattaligi olingan. Jarayon davomida harakatning miqdoriy o'zgarishini topish uchun u jismning dastlabki va ohirgi holatlarining energiya farqlarini aniqlash zarur.

Energiyaning bu farqi ish deb ataladigan fizik kattalik bilan o'lchanadi.

10.2. Mexanik ish.

Kuch qo'yilgan jismning siljishini xarakterlash uchun mexanik ish yoki ish kattaligi qabul etilgan.

Ish harakatni kuch vositasida bir jismdan boshqa jismga uzatish o'lchovidir, yoki energiyani bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir.

Kuchning va ko'chishning yo'nalishlari turlicha bo'lganda ishning kattaligi kuchning ko'chish yo'nalishiga proektsiyasining ko'chish kattaligiga ko'paytmasiga tengdir yoki ish kattaligi kuch vektorining ko'chish vektoriga skalyar ko'paytmasiga tengdir.

Jismga ta'sir etuvchi F kuch o'zgarmas bo'lib, uning ta'sirida jism S masofaga ko'chgan bo'lsa, kuch va siljish orasidagi burchak $F \wedge S = \alpha$ deb belgilasak, bajarilgan ish uchun

$$A = F_s S = F S \cos \alpha \quad (1)$$

ifodani yozaolamiz. Bu Yerdan F_s kuch F ning siljish S yo'nalishga proektsiyasidir. (40- rasm).

Kuch o'zgaruvchi bo'lganda elementar dS yo'lda bajarilgan elementar dA ish

$$dA = F dS \cos \alpha \quad (2)$$

olinadi. To'la ishni topish uchun elementar ishlar yig'indisini olamiz.

$$dA = \int F dS \cos \alpha \quad (3)$$

Kuchning to'g'ri burchakli koordinat sistemasi o'qlaridagi proektsiyalari bo'yicha bajarilgan elementar ish

$$dA = F_x dx + F_y dy + F_z dz \quad (4)$$

to'la ish esa,

$$dA = \int (F_x dx + F_y dy + F_z dz) \quad (5)$$

formulalar yordamida aniqlanadi.

Bajarilgan ish burchakka bog'liq bo'ladi:

a) agar $\alpha < \pi/2$ bo'lsa, $\cos \alpha > 0$ bo'ladi. Kuchning ishi musbat bo'lib ($A > 0$), ta'sirga uchragan jism energiya oladi.

b) agar $\pi/2 < \alpha < 3\pi/2$ bo'lsa, $\cos \alpha < 0$, bo'ladi. Kuchning ishi manfiy bo'lib ($A < 0$), ta'sirga uchragan jism energiya beradi.

v) agar $\alpha = \pi/2$ bo'lsa, $\cos \alpha = 0$ bo'ladi. Kuch ish bajarmaydi va energiya uzatilishi sodir bo'lmaydi.

10.3. Ish birligi.

SI sistemasida ish birligi sifatida Joul (J) qabul qilingan: (j-1 nyuton(n) kuch ta'sirda jismni 1m masofaga ko'chirishdagi bajarilgan ishning miqdoridir, Ya'ni

$$[A] = [F] \cdot [S] = N \cdot m = J.$$

ishning o'lchamligi- $[A] = L^2 M T^{-2}$.

$$1 J = 10^7 \text{ dn} \cdot \text{sm} = 10^7 \text{ erg} = 1/9,8 \text{ kgm},$$

$$1 \text{ kgm} = 9,8 J.$$

O'zgarmas F kuchning S masofadagi ishi A ,

$$A = \vec{F} \cdot \cos(\vec{F} \wedge \vec{S}) = F S \cos \alpha$$

10.4. Quvvat.

Vaqt birligida bajarilgan ishga teng kattalik quvvat deb ataladi.

$$N = \frac{A}{t} \quad (1)$$

turli vaqtlar orasida turli ish bajarilganda vaqtning kichik Δt oraligidagi ΔA ish qaraladi va quvvatning o'rtacha qiymati

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \quad (2)$$

formula yordamida aniqlanadi. Ta'sir etuvchi kuch o'zgaruvchan bo'lganda, oniy quvvat.

$$N_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \quad (3)$$

tenglik yordamida aniqlanadi.

Bajarilgan ish ifodasidan foydalanib oniy quvvat uchun

$$N_{on} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{(F_s \Delta S)}{\Delta t} = F_s \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = F_s V \quad (4)$$

$$N_{on} = F_s V = \vec{F} \vec{V}$$

bog'lanishni olamiz. (4) ga ko'ra quyidagini yozamiz.

Quvvat ta'sir etuvchi kuch va harakat tezligi vektorlarining skalar ko'paytmasiga teng. (41 rasm).

10.5. Quvvat birligi.

[Vt, J/s, erg/s, kgm/s].

Quvvat birligi sifatida Si sistemasida vatt(vtt) olingan: 1 Vt-1s davomida 1j ish bajaradigan ish bajaruvchi quvvatdir.

$$[N] = [A]/[t] = J/c = Vt.$$

quvvat o'lchami- $[N] = L^2 MT^{-3}$.

10.6. Energiya haqida tushuncha.

Jismlar mexanik harakati yoki holatining o'lchovi harakat miqdori kattaligidir. Jism harakatining turli shakllari (mexanik, ishqilik, elektro-magnit va boshqa) mavjud ekanidan va ular jismlardagi harakat o'zgarishlari natijasida bir-biriga o'tishi mumkin ekanidan harakat miqdori o'lchov sifatida yetarli bo'lmay qoladi. Buni teng massali, bir xil tezlikda bir-biriga tomon harakatlanuvchi sharlar misolida izohlash mumkin. Ular to'qnashguncha Mexanik harakatda edilar, lekin to'q-nashgach to'htab qoldilar, harakat yo'qoldi. Lekin bu harakat sharlardagi ishqilik miqdorini orttirishga sarflanib, undagi molekulalar harakatini o'zgartiradi. Bu o'zgarishni harakat miqdori tushunchasi bilan tushunib bo'lmaydi.

Materiyaning barcha o'zgarishlarida o'zgarmas kattalik va umumiy o'lchov energiyadir.

Materiyaning harakati abadiy bo'lganidan, energiya materiyaning barcha shakllarida namoyon bo'luvchi materiya harakati (mexanik, ishqilik, elektramagnit va boshqalar)ning Yagona miqdoriy o'lchovidir.

Sistema holatini aniqlovchi fizikaviy kattaliklar holat parametrlari deyiladi. Masalan, jismlar sistemasining mexanik harakati holatini tezlik va ularning o'zaro joylashishining berilishi bilan aniqlasak, gaz holatini aniqlash uchun uning bosimi, hajmi, temperaturasini berilishi zarur. Energiya holat parametrlari bilan miqdoriy bog'langan bo'ladi.

Energiya sistema holatining funktsiyasidir.

Jismlarning o'zaro ta'siri natijasida mexanik harakat jismlar orasida taqsimlanishi, Mexanik harakatning bir turi boshqa turga o'tishi mumkin. SHu kabi barcha jarayonlarida berilgan harakat miqdori bajarilgan ishga proporsional bo'ladi.

Ish bir jismdan boshqa jismga harakatni uzatish o'lchovidir yoki energiyaning bir jismdan boshqa jismga o'tish o'lchovidir.

Sodda qilib aytganda, mexanik ish energiya o'zgarishining o'lchovidir. Tabiatda materiya harakati uzluksiz va cheksizligidan mavjud materiyaning energiyasi yo'qolmaydi va yo'qdan paydo bo'lmaydi. Bu tabiatning asosiy qonuni energiyaning saqlanish qonunidir. Xar bir jism va jismlar sistemasi muayyan energiya zapasiga egadir. Barcha protsesslar va hodisalarda energiya bir jismdan boshqa jisimga yoki jismning bir qismidan boshqa qismiga o'tadi. Lekin materiya harakatining turli shakllari bir-biriga o'tishi mumkin. Demak, materiya harakatining turli shakllari mavjud, energiya barcha shakldagi harakatlarining Yagona o'lchovidir. Qisqalik uchun mexanikaviy energiya, "Issiqlik energiya", "Elektr energiya" va xokazo deyiladi. Bundan energiyaning turli ekani kelib chiqmaydi. Buni "Jismning mexanik harakatiga mos kelgan energiya kattaligi", "issiqlik harakatiga mos kelgan energiya kattaligi", va xokazo deb tushunmoq zarur.

Bajarilgan ish energiya o'zgarishning o'lchovi ekanidan ish va energiya birligi bir xildir. Si sistemasida energiya birligi (joul =1j va SGS sistemasida 1 erg va praktik sistemada 1kGm olinadi.

10.7. Kinetik energiya.

Jismning tekis harakat kinetik energiyasi.

a) Moddiy nuqta (jism yoki sistema) kuch ta'sirida tezligini o'zgartiradi, yoki tezlanish oladi. Kuchning qo'yilish nuqtasi ko'chadi, kuch ta'siri kelib chiqayotgan sistema ish bajaradi, harakatlanyotgan jism (sistema) energiyasi o'zgaradi. Kuch ta'sirda harakatlanayotgan jismning energiyasi kinetik (grekcha kinema-harakat so'zidan olingan) energiya deyiladi.

Jismning kinetik energiyasi kattaligini yoki harakat energiyasini jismning ushbu harakatini Yuzaga keltirish uchun bajarilishi zarur bo'lgan ish kattaligi bo'yicha aniqlash mumkin. F kuch m massali jisimga ta'sir qilsin va uning v_1 tezlikdagi holatidan v_2 tezlikkacha o'zgartirsin. Jism harakati tezligi bu kuch ta'sirida v_1 dan v_2 gacha (o'zgarguncha) Δt vaqtda ΔS masofa bosib o'tgan bo'lsin. Bajarilgan ish kattaligi

$$A = \vec{F} \cdot \Delta S \quad (1)$$

bo'lib, $F = \text{constant}$ ekanidan, harakat tekis tezlanuvchan bo'ladi.

Tezlanish.

$$a = \frac{v_2 - v_1}{\Delta t} = \frac{\Delta v}{\Delta t} \quad (2)$$

bo'lganidan, ta'sir etuvchi kuch kattaligi.

$$F = ma = m \frac{\Delta v}{\Delta t} = m \frac{v_2 - v_1}{\Delta t} \quad (3)$$

tenglamadan, bosib o'tilgan yo'lni esa,

$$\Delta S = v \cdot \Delta t = \frac{v_2 + v_1}{2} \Delta t \quad (4)$$

tenglamadan topamiz (1), (3) va (4) ifodalaridan foydalanib bajarilgan ish uchun

$$A = F \cdot \Delta S = m \frac{v_2 - v_1}{2} \cdot \frac{v_2 + v_1}{2} \cdot t = m \frac{v_2^2 - v_1^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (5)$$

tenglik o'rnlil bo'ladi.

Demak, bajarilgan ish energiyaning orttirmasiga son jihatidan teng ekan. Kinetik energiyani E_k bilan belgilasak(44-rasm),

$$E_k = mv^2/2 \quad (6)$$

va bundan foydalanib (5) ni

$$\begin{aligned} A &= E_{k2} - E_{k1} = \Delta E_k \\ A &= \Delta E_k \end{aligned} \quad (7)$$

ko'rinishda yozamiz.

Demak, ma'lum v tezlikda ketayotgan jismni to'xtatish uchun ($v_2=0$) unga qarshi

$$A = \Delta E_k = mv^2/2$$

tenglik bilan aniqlanuvchi manfiy ish bajarish zarur.

b) Relyativistik mexanikada kinetik energiya.

Relyativistik mexanikada jism massasi tezlikka bog'liq bo'lganidan

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (1)$$

bajarilgan ishni hisoblashda

$$A = \int (v dp) = \int (v d(mv)) = \int [v d(mv)] \quad (2)$$

buni hisobga olmoq zarur. (14) ifoda $v=P/m$ ni hisobga olib,

$$P^2 + (m_0 c)^2 = (mc)^2 \quad (3)$$

tenglikni olamiz. Differentsiallagach

$$p dp = c^2 dm \quad (4)$$

va $p dp = p dp$, $p = mv$ ni hisobga olib $v dp = c^2 dm$ tenglikni olamiz.

$$A_{12} = \int v dp = \int_{m_1}^{m_2} c^2 dm = c^2 (m_2 - m_1) = c^2 \Delta m. \quad A = c^2 \Delta m$$

Relyativistik mexanikada ish massa orttirishi bilan aniqlanadi.

$$A = \Delta mc^2 = \Delta E$$

Moddiy nuqta (zarrachaning) to'la yoki relyativistik energiyasini

$$E = mc^2$$

bilan belgilaymiz. Bu holda

$$A_{12} = E_2 - E_1 \quad (5)$$

moddiy nuqta tinch turganda energiya yoki tinch holatdagi energiyasi

$$E = m_0 c^2 \quad (6)$$

bo'ladi. Kinetik energiya zarra harakatiga bog'liq bo'lgan relyativistik energiya qismidir.

$$Ek = E - E_0 = (m - m_0)c^2, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad \text{dan yoki} \quad Ek = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} - 1 \right).$$

(7)

Bajarilgan ishni kinetik energiya ayrimasi ko'rinishda yozish mumkin.

$$A_{12} = Ek_2 - Ek_1 \quad (8)$$

tinch holatdagi E_0 va to'la relyativistik energiya E va impuls orasidagi munosabat.

$$E^2 = E_0^2 + (pc)^2 \quad (9)$$

faqat elementar zarralar uchungina to'g'ri bo'lmay, moddiy nuqtalar sistemasi uchun ham to'g'ri bo'ladi.

10.8. Potentsial energiya va kuch. Potentsial energiya haqida tushuncha.

Sistemada faqat konservativ va girooskopik kuchlar ta'sir etsa, sistema uchun potentsial (lotincha potentia-imkoniyat so'zidan olingan) energiya tushunchasini tatbiq etish mumkin. Sistemaning ma-terial nuqtalari koordinatalari xarakterlovchi biror holatini boshlang'ich (nol) holat deb olamiz.

Sistemaning potentsial energiyasi faqat uning koordinatalari funksiyasidir. Potentsial energiya qiymati sistemaning qaysi holati boshlang'ich holat uchun qabul qilinishiga bog'liq bo'lib, u bir qiymatli emasdir. SHu sababli, sistemaning ikki holati orasidagi potentsial energiya farqi haqida fikr Yuritiladi. Qaralayotgan va boshlang'ich holat orasidagi potentsial energiya farqi, sistemani qaralayotgan holatdan boshlang'ich holatga o'tishda konservativ kuchlar bajargan ishga teng bo'ladi.

Sistema 1 vaziyatdan 2 vaziyatga o'tishini A_{12} ish, E_{p1} va E_{p2} potentsial energiyalar orqali

$$A_{12}=E_{p1}-E_{p2} \quad (1)$$

tenglik yordamida ifodalanadi. (42-rasm). Demak, konservativ kuchlar ishi potentsial energiya kamayishiga tengdir. Potentsial energiya kamayishi kinetik energiya ortishiga teng ekanidan

$$E_{k2}-E_{k1}=E_{p1}-E_{p2} \quad (2)$$

va bundan

$$E_t=E_k+E_p \quad (3)$$

natijani olamiz. Faqat konservativ kuchlar mavjud sistemada to'la energiya o'zgarishsiz qoladi. Potentsial energiya kinetik energiya va aksincha aylanish bo'lishi mumkin, lekin to'la energiya o'zgarmaydi. Bu inergiyaning saqlanish qonunidir.

b) Bir jinsli tortishish maydonida potentsial energiya.

Jismning potentsial energiyasi jism va Yer markazi orasidagi masofaga bog'liq bo'lib, nol sirt deb olingan nuqtadan Yer markazigacha masofaga bog'liq potentsial energiya E_p bilan nol sirtidan h balandlikkacha oralikka bog'liq bo'lgan potentsial energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi.

$$E_p=E_{nh}+E_{p0} \quad (4)$$

qaralayotgan misolimizda $\Delta E=E_{ph}=A$ o'rinlidir.

v) Deformatsiya potentsial energiyasi.

Deformatsiyalanmagan holda prujinaning elastik energiyasini nol deb olsak, uning elastik (potentsial) energiyasi

$$E_{II} = \frac{1}{2} kx^2 \quad (5)$$

formula yordamida aniqlanadi.

g) Ikkita moddiy nuqta orasidagi gravitatsion tortishish potentsial energiyasi.

Gravitatsion kuch markaziy kuch bo'lganidan, u konservativ kuchdir va shuning uchun potentsial energiya to'g'risida gap Yurita olamiz.

Odatda cheksiz masofada turuvchi jismlar orasidagi potentsial energiya $E=0$ bo'ladi. SHu shartga ko'ra

$$E_n = -\gamma \frac{Mm}{R} \quad (4)$$

Ikki jism orasidagi o'zaro tortishish kuchiga bog'liq potentsial energiya cheksizlikda $E_{p\max}=E_{p\infty}=0$ bo'lganidan, masofa kamaygan sari energiya maksimal qiymatdan kamayadi yoki u manfiydir.

Potentsial maydonning har bir nuqtasiga bir tomondan jismga ta'sir etuvchi F kuch vektorining biror qiymati mos kelsa, ikkinchi tomondan, jism Y_e potentsial energiyasining ham biror qiymati mos keladi. Bundan jismga ta'sir etuvchi kuch bilan uning potentsial energiyasi orasida bog'lanish bo'lishi kerak. SHu bog'lanishni topish uchun jismni kichik ΔS masofaga siljirilgan vaqtda maydon kuchlari bajargan elementar ΔA ishni hisoblaylik. Bu ΔS siljish fazoda ixtiyoriy tanlab olgan ΔS yo'nalish bo'ylab sodir bo'ladi deb qabul qilamiz (43- rasm).

Bu ish quyidagiga teng:

$$\Delta A = F_s \Delta S = F \Delta S \cos \alpha \quad (1)$$

F_s - kuchning S yo'nalishga proektsiyasi. Bajarilgan ish potentsial energiya hisobiga bajarilgandan uning ΔS yo'li kamayishiga teng bo'ladi.

$$\Delta A = -\Delta E_p \quad (2)$$

(1) va (2) ni solishtirib, quyidagini olamiz.

$$F_s \Delta S = -\Delta E_p$$

bundan

$$F_s = -\frac{\Delta E_n}{\Delta S} \quad (3)$$

(3) ifoda F_s kuchning ΔS masofadagi o'rtacha qiymatini beradi. Berilgan nuqtadagi qiymati shu ifodadan $\Delta S \rightarrow 0$ dagi limitini olish orqali topiladi.

$$F_s = -\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta E_n}{\Delta S} \quad (4)$$

Potentsial energiya S yo'nalishdagina emas boshqa yo'nalishlarda ham o'zgaradi. SHu sababli (4) ifoda Y_e dan S yo'nalishi bo'yicha xususiy hosiladir.

$$F_s = -\frac{\partial E_n}{\partial S} \quad (5)$$

(5) ifoda fazoviy koordinat sistemasining x, y, z o'qlari uchun ham to'g'ri.

$$F_x = -\frac{\partial E_n}{\partial x}, F_y = -\frac{\partial E_n}{\partial y}, F_z = -\frac{\partial E_n}{\partial z} \quad (6)$$

(6) ifodalar F kuch vektorining koordinata o'qlariga proektsiyalarini ifodalydi. Agar bu proektsiyalar ma'lum bo'lsa koordinata o'qlaridagi birlik vektorlarni i, j, k deb olsak (ular o'klaridagi ortlar ham deyiladi) kuchni quyidagicha yozamiz

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial E_n}{\partial x} i + \frac{\partial E_n}{\partial y} j + \frac{\partial E_n}{\partial z} k \right) \quad (7)$$

(7) ifoda vektor ekanidan uni skalyar son Y_e ning gradienti (grad) deyiladi va shunday belgilanadi

$$\vec{F} = -\text{grad} E_n; \text{grad} E_n = \left(\frac{\partial E_n}{\partial x} i + \frac{\partial E_n}{\partial y} j + \frac{\partial E_n}{\partial z} k \right) \quad (8)$$

matematikada simvolik vektor qabul etilib, uni "nabla-operator" yoki "Gamilton operatori" deyiladi.

$$\nabla = \frac{\partial E_n}{\partial x} i + \frac{\partial E_n}{\partial y} j + \frac{\partial E_n}{\partial z} k \quad (9)$$

bundan

$$\vec{F} = -\text{grad} E_n = -\nabla E_n \quad (10)$$

kelib chiqadi.

10.9. Ichki energiya. Energiya saqlanishning umumiy qonuni.

Sistemaga ishqalish kuchlari va umuman qarshilik kuchlari (dissipativ kuchlar) ham ta'sir etsin. Bunday holda potentsial energiya ortmagan holda kinetik energiya kamayishi, kinetik energiya ortmagan holda potentsial energiya kamayishi mumkin. Erkin tebranayotgan matematik mayatnikning vaqt o'tishi bilan to'xtab qolishi, elastiklik chegarasidan o'tkazib, cho'zilgan prujinaning holatlarida to'la mexanik energiya kamayadi yoki yo'qaladi. Bunday holda "yo'qolgan energiya dissipativ kuchlarga qarshi ish bajarishga sarflanadi", deyiladi. Bu dissipativ kuchlarning fizik tabiatini ochib beradi.

Makroskopik mexanika jismlarning atom tuzilishini hisobga olmaydi, makroskopik jism yoki uning makroskopik qismlarning potentsial va kinetik energiyalarini hisobga oladi, xolos. Dissipativ kuchlar ta'sir etuvchi sistemada yo'qotilgan kinetik yoki potentsial energiya shu sistemani tashkil etuvchi atom va molekulalarning tartibsiz kinetik energiyasiga va o'zaro ta'sir potentsial energiyasiga aylanadi. Sistemani tashkil etuvchi atom va molekulalarning to'la energiyasi E deyiladi. Bu energiya sezgi organlarimiz vositasida issiqlik sifatida seziladi.

Jismning issiqligi shu jismni tashkil etuvchi atom va molekulalarning tartibsiz harakat energiyasi ekanligi XIX asr ikkinchi Yarimida izohlanadi, va shu vaqtdan boshlab energiya saqlanish qonuni deb, tan olinadi.

Energiya mexanikadagina kinetik va potentsial energiyalarga ajratiladi va boshqa harakat shakllariga mos energiyalarini qamrab ola olmaydi.

Energiyani uni biror turiga kiritish qaralayotgan masalaga bog'liq bo'ladi. Makroskopik mexanikada siqilgan gazning elastik energiyasi potentsial energiya deb qaraladi.

Molekulyar fizikada esa gaz elastikligi molekulalarning issiqlik harakati yordamida izohlanadi.

Bu holda gaz elastikligi molekulalarning kinetik energiyalari yordamida izohlanadi.

Energiyaning saqlanish printsipi qator hodisalarda o'z tatbiqini topish bilan birga hali tekshirilmagan sohalarida asosiy mezon bo'lib hisoblanadi.

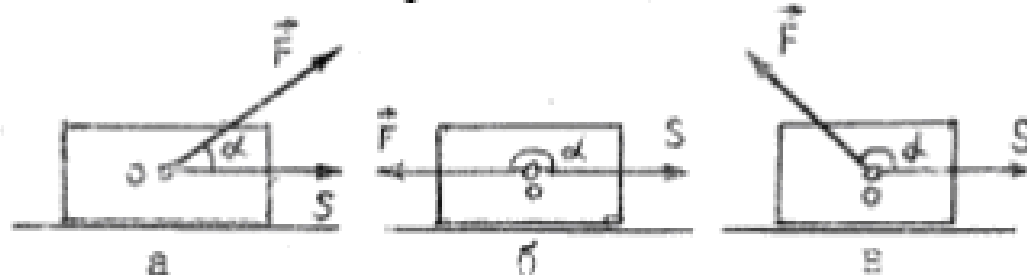
Hodisalarda bu qonundan chetlanishish mavjuddek bo'lib ko'rinishi, mumkin va Yangi xodisalarni ochishga yordam beradi. Radioaktivlikning va neytrinoning ochilishi bunga misol bo'laoladi.

Natijada energiya saqlanish printsipini makroskopik mexanikadan tashqari uning qonunlarini tatbiq etib bo'lmaydigan fizik hodisalarga ham qo'llash mumkin.

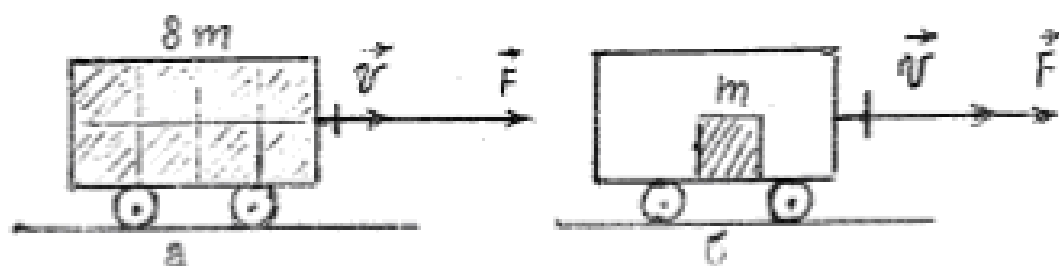
Sinash savollari.

1. Mexanik ish ifodasini yozing va unga ta'rif bering.
2. Quvvat deb nimaga aytiladi?
3. Energiya deb nimaga aytiladi?
4. Kinetik va potentsial energiya formulasini yozing va izohlang.
5. Energiya saqlanish qonunini bayon eting.

§10 rasmlari



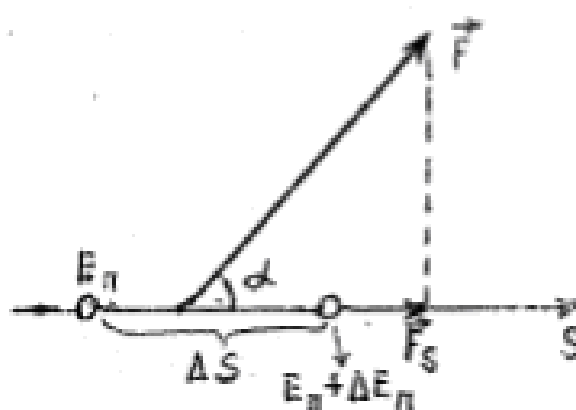
40-rasm



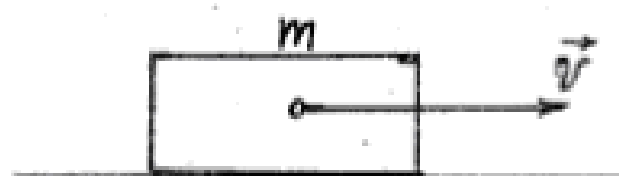
41-rasm



42-rasm



43-rasm



44-rasm

IV BOB. MODDIY NUQTALAR SISTEMASINING DINAMIKASI.

§11. MODDIY NUQTALAR SISTEMASINING DINAMIKASI. SAQLANISH QONUNLARI.

- 11.1 Moddiy nuqtalar sistemasi. Ichki va tashqi kuchlar. Berk sistema.
- 11.2 Moddiy nuqtalar sistemasining harakati. Massa markazi. Massa markazi koordinatalari. Massa markazi harakati.
- 11.3 Impuls saqlanish qonuni va undan kelib chiquvchi xulosalar.

11.1. Moddiy nuqtalar sistemasining dinamikasi. (Mexanik sistemalar dinamikasi.) Ichki va tashqi kuchlar. Massa markazi.

Bir yoki ikki jism harakat qonunlarini o'rganish tabiat va texnikada uchraydigan barcha mexanik harakat masalalarini hal etmaydi. O'zaro ta'sirda bo'lgan bir necha jismlar yoki moddiy nuqtalar moddiy nuqtalar sistemasi yoki mexanik sistemasi deyiladi. Sistema harakati davomida uni tashkil etuvchi jismlarning shakli va o'lchamlari hisobga olinmasa, qaralayotgan harakat moddiy nuqtalar sistemasi harakati deb qaraladi.

Sistemaga kiruvchi jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari ichki kuchlar, sistemasi tarkibidagi jism bilan unga kirmaydigan boshqa jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari tashqi kuchlar deyiladi.

Tashqi ta'sir kuchlarining umumiy ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lgan sistema berk (yopiq, ajratilgan) sistema deyiladi.

Masalaning qo'yilishiga qarab bir kuchni ichki yoki tashqi deb qarash mumkin. Masalan, quyosh sistemasini Yagona sistema deb qarasak, planetalar va quyosh orasidagi o'zaro ta'sir kuchlar ichki kuchlar, har bir planetani olib ularni harakatini qarasak, Yer sirtidagi hodisalarni kuzatsak, u tashqi kuch bo'ladi.

Biror tashqi kuch ta'sirida moddiy nuqtalar sistemasining barcha nuqtalari bir-biriga nisbatan ko'chib, o'zlarining harakat holatlarini o'zgartiradilar. Sistemani to'la o'rganish uchun uni tashkil etuvchi barcha nuqtalarning harakatini o'rganmoq zarur. Buning uchun har bir nuqtaga Nyuton qonunlarini tadbiq etib, har bir nuqta uchun harakat tenglamasini tuzib sistema harakatini aniqlash mumkin. Lekin bu usul bilan sistema harakatini aniqlash ayrim tez sodir bo'luvchi jarayonlarda (urilishlarda) kuchlarni aniq funktsiya sifatida ifodalash og'ir ekanidan yoki sistema juda ko'p moddiy nuqtalar majmuasi ekanidan murakkablashib ketadi. Mexanik sistemaning massa markazi yoki inertsia markazi tushunchasi kiritilishi bilan bu masalani Yengil hal etish mumkin. Elementar fizika kursida jismning qismlariga ta'sir etuvchi og'irlik kuchlarning umumiy ta'sir etuvchisi qo'yilgan nuqta og'irlik markazi deb atalgan edi.

Og'irlik kuchiga bog'liq bo'lmagan, sistemaning massa markazi tushunchasi umumiyroq tushunchadir.

11.2. Massa markazi.

Ikki moddiy nuqtaning massa markazi deb, ular orasidagi masofani massalariga teskari proportsional miqdorda bo'luvchi nuqtaga aytiladi. m_1 va m_2 massali moddiy nuqtalarning qo'zg'olmas sistema dagi koordinatlari x_1, y_1, z_1 va x_2, y_2, z_2 bo'lsin (45-rasm). Moddiy nuqtalarni

birlashtiruvchi kesmani m_1/m_2 nisbatda bo'luvchi nuqtaning koordinatlari x, y, z kesma oxiridagi nuqta koordinatlari bilan quyidagicha bog'langan analitik geometriya qoidalariga ko'ra:

$$\frac{x_2 - x}{x - x_1} = \frac{m_1}{m_2}, \quad \frac{y_2 - y}{y - y_1} = \frac{m_1}{m_2}, \quad \frac{z_2 - z}{z - z_1} = \frac{m_1}{m_2}. \quad (1)$$

(1) ifodalarni x, y, z ga nisbatan Yechib,

$$x_{c1} = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}, \quad y_{c1} = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}, \quad z_{c1} = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2}{m_1 + m_2} \quad (2)$$

Massa markazi koordinatlarini topamiz.

Uchta moddiy nuqtaning massa markazi deb, ulardan ikkitasining massa markazi S_1 bilan uchinchi moddiy nuqta orasidagi masofani birinchi ikkitasi massasi yig'indisi $m_1 + m_2$ bilan uchinchisining massasi m nisbati $m_1 + m_2 / m_3$ kabi bo'luvchi S_2 nuqtaga aytiladi. Ikki moddiy nuqtaning massa markazini topgan kabi uch moddiy nuqta uchun ham massa markazi koordinatlarini aniqlash mumkin (46-rasm).

$$x_{c2} = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad y_{c2} = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad (3)$$

$$z_{c2} = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2 + m_3 z_3}{m_1 + m_2 + m_3}$$

sistemaga to'rtinchi, beshinchi va xokazo moddiy nuqtalarni qo'shib n ta moddiy nuqtadan iborat sistema uchun massa markazi koordinatlarini topa olamiz.

$$x_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + \dots + m_n x_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}, \quad y_c = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2 + \dots + m_n y_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}, \quad (4)$$

$$z_c = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2 + \dots + m_n z_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n}$$

$$x_c = \frac{\sum m_i x_i}{\sum m_i}, \quad y_c = \frac{\sum m_i y_i}{\sum m_i}, \quad z_c = \frac{\sum m_i z_i}{\sum m_i} \quad (5)$$

Umumiy holda, sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar holatini, shu sistema bilan bog'langan va koordinatalari boshiga nisbatan vaziyatini belgilovchi radius vektorlar ($r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$) yordamida aniqlash mumkin.

Sistemaning massa markazi yoki inertsia markazi shunday nuqtaki, uning radius-vektori moddiy nuqtalarning radius-vektorlari bilan

$$C = R_c = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + m_n r_n}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{m_1 r_1 + \dots + m_n r_n}{M} \quad (6)$$

ifoda yordamida bog'langan. Bu Yerde sistemaning umumiy massasi $M = m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n$. Sistemaning massa markazi S harfi bilan belgilanadi.

$$C = R = \frac{\sum m_i r_i}{\sum m_i} = \frac{\sum m_i r_i}{M} \quad (7)$$

11.3. Impuls saqlanish qonuni va undan kelib chiquvchi xulosalar.

Tashqi kuchdan ajratilgan (berk) sistema berilgan. Sistema ikkita jismdan tashkil topgan. Jismlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi ta'sir davomida o'zgarmas bo'lsin. Nyutonning II qonuniga ko'ra birinchi jismning harakat miqdori o'zgarishi $\Delta(mv)$, ikkinchi jism tomonidan Δt vaqtda ta'sir etib turuvchi kuch F impulsiga teng bo'ladi.

$$\Delta(mv)_1 = F_{12}\Delta t_1 \quad (1)$$

Ikkinchi jismning harakat miqdorining o'zgarishi esa, birinchi jism tomonidan ikkinchi jismga ta'sir etuvchi kuch F impulsiga teng.

$$\Delta(mv)_2 = F_{21}\Delta t_2 \quad (2)$$

Nyutonning uchinchi qonuniga muvofiq

$$F_{12} = -F_{21} \quad (3)$$

va o'zaro ta'sir vaqtlari tengligidan

$$\Delta t_1 = \Delta t_2 = \Delta t \quad (4)$$

harakat miqdorlarining o'zgarishi orasida

$$\Delta(mv)_1 = -\Delta(mv)_2 \quad (5)$$

yoki

$$\Delta(mv)_1 + \Delta(mv)_2 = 0 \quad (6)$$

munosabatlar o'rinli bo'ladi.

Demak, o'zaro ta'sir kuchlarining tabiatiga va o'zaro ta'sir vaqtiga bog'liq bo'lmagan holda ajratilgan ikki jismning umumiy harakat miqdori (impulsi) o'zgarmaydi.

Bu natijani bir necha o'zaro ta'sir etuvchi jismlarga va vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchi kuchlarga ham tadbiq etish mumkin. Kuch o'zgaruvchi bo'lganda, o'zaro ta'sir vaqti oraligi Δt ni shunday kichik dt vaqt oraliklariga bo'lib qaraladiki, bu oraliklardi kuchni talab etilgan aniqlik bilan o'zgarmas deb olish mumkin. Har dt vaqt oraligi uchun (6) munosabat bajariladi va undan Δt oralik uchun ham bajarilishi kelib chiqadi.

Olingan natijani n ta jismdan iborat sistema uchun tadbiq etish uchun yopiq (berk) sistema tushunchasini kiritamiz. Tashqi ta'sir kuchlarining umumiy ta'sir etuvchisi 0 ga teng bo'lgan sistema berk (yopiq) sistema deyiladi.

Massalari $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ bo'lgan jismlar yopiq sistemani tashkil etsin.

Har bir moddiy nuqta (jism) qolgan moddiy nuqtalar tomonidan bo'lgan ta'sir natijasida harakat miqdorining o'zgarishi mos ravishda

$$d(mv)_1; d(mv)_2; \dots; d(mv)_n; \quad (7)$$

bo'ladi.

m_1 massali moddiy nuqtaga boshqa moddiy nuqtalar tomonidan bo'lgan ta'sir kuchlarini $F_{12}, F_{13}, F_{14}, \dots, F_{1n}$ bilan, massasi m_2 bo'lgan nuqtaga ta'sir kuchlarni $F_{21}, F_{23}, F_{24}, \dots, F_{2n}$ va xokazo, bilan belgilaylik. (Bunda indeks qaysi nuqtaga kuch ta'sir etayotganini, ikkinchi indeks qaysi nuqta tomonidan kuch ta'sir etayotganini ko'rsatadi.)

Har bir nuqta uchun dinamikaning ikkinchi qonunini qo'llaylik:

$$\left. \begin{aligned} d(mv)_1 &= (\overset{p}{F}_{12} + \overset{p}{F}_{13} + \dots + \overset{p}{F}_{1n})dt; \\ d(mv)_2 &= (\overset{p}{F}_{21} + \overset{p}{F}_{23} + \dots + \overset{p}{F}_{2n})dt; \\ &\dots\dots\dots \\ d(mv)_n &= (\overset{p}{F}_{n2} + \overset{p}{F}_{n3} + \dots + \overset{p}{F}_{n,n-1})dt; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Tenglamalarning soni sistemani tashkil etuvchi moddiy nuqtalar soniga teng. Harakat miqdorlari o'zgarishlarining geometrik yig'indisini olib, sistemaning umumiy harakat miqdorini topamiz. (8) ifodani chap tomonining yig'indisi dt vaqtdagi harakat miqdori

o'zgarishni topamiz. (8) ifodani chap tomondagi yig'indisi dt vaqtdagi harakat miqdori o'zgarishi, o'ng tomoni esa sistemaga ta'sir etuvchi barcha kuchlarning impulsini topamiz. Sistema yopiq ekanidan na tijaviy kuch nolga tengdir. Haqiqatan Nyuton III qonuniga muvofiq har bir ta'sir etuvchi kuch F_{ik} ga aks ta'sir kuchi F_{ki} mos keladi:

$$\vec{F}_{ik} = -\vec{F}_{ki}, \text{ ёки } \vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \vec{F}_{23} = -\vec{F}_{32}, \vec{F}_{31} = -\vec{F}_{13} \text{ va xokazo.}$$

Bu kuchlarning umumiy ta'sir kuchi nolga teng. Demak, istemaning harakat miqdori o'zgarishi nolga teng bo'ladi.

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} = 0 \quad \sum_{i=1}^n d(mv)_i = d \sum_{i=1}^n (mv)_i = 0 \quad (9)$$

yoki

$$\sum_{i=1}^n (mv)_i = \text{const} \quad (10)$$

Yopiq sistemaning to'la harakat miqdori butun harakat davomida o'zgarimas kattalikdir (Harakat miqdorining saqlanish qonuni).

Bu qonun fizikaning fundamental qo-nunlaridan bo'lib, makroskopik va mikroskopik jismlardan tuzilgan sistemalar uchun ham teng kuchli bajariladi.

Agar sistemaning biror moddiy nuqtasiga tashqi kuch ta'sir etsa, u harakat miqdorini o'zgartiradi. Sistemaning mos nuqtalariga ta'sir etuvchi umumiy ta'sir kuchlarini $F_1, F_2, F_3, \dots, F_n$ bilan belgilab, (8) tenglamalarni quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$\left. \begin{aligned} d(mv)_1 &= (\vec{F}_{12} + \vec{F}_{13} + \dots + \vec{F}_{1n})dt + \vec{F}_1 dt; \\ d(mv)_{21} &= (\vec{F}_{21} + \vec{F}_{23} + \dots + \vec{F}_{2n})dt + \vec{F}_2 dt; \\ &\dots\dots\dots \\ d(mv)_n &= (\vec{F}_{n2} + \vec{F}_{n3} + \dots + \vec{F}_{nn-1})dt + \vec{F}_n dt; \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Tenglamalarni chap va o'ng tomonlarini yig'indisini olib, chap tomonida harakat miqdori to'la o'zgarishi vektorini, o'ng tomonida natijaviy tashqi kuch impulsini olamiz.

$$d \sum_{i=1}^n (mv)_i = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i dt, \quad \vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (12)$$

Ichki kuchlar yig'indisi nolga tengligini hisobga olsak, natijaviy tashqi kuchni F bilan belgilab,

$$d \sum_{i=1}^n (mv)_i = \vec{F} dt \quad (13)$$

tenglikni olamiz.

Jismlar sistemasi harakat miqdorining to'la o'zgarishi natijaviy tashqi kuch impulsiga teng bo'ladi. (13) tenglikni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\frac{d}{dt} \left\{ \sum_{i=1}^n (mv)_i \right\} = \vec{F} \quad (14)$$

Moddiy nuqtalar sistemasi harakat miqdorining to'la o'zgarishidan vaqt bo'yicha olingan hosila sistema nuqtalariga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning umumiy tashkil etuvchisiga tengdir.

11.4. Mexanik sistemaning massa markazi harakati.

Mexanik sistemaning ilgarilanma harakatini sistemaga kiruvchi barcha jismlarning massasi mujassamlashgan bir nuqtaning-massa markazining harakati sifatida qarash mumkin.

Mexanik sistemaning to'la harakat miqdori sistema massa markazi kabi harakatlanuvchi va massasi sistema massasiga teng moddiy nuqtaniki kabi bo'ladi.

$$M\vec{v}_c = \sum (m\vec{v})_i \quad (1)$$

(1) ifodani vaqt bo'yicha differentsiallaylik va §2 ning (14) ifodasi bilan solishtiraylik. Har ikkala ifodada sistema harakat miqdori to'la o'zgarishi vektoridan hosila qatnashmoqda. Demak, (1) ifoda differentsiali kuchni beradi.

$$\frac{d(M\vec{v}_c)}{dt} = \vec{F} \quad M \frac{d\vec{v}_c}{dt} = \vec{F}, \quad M\vec{a}_c = \vec{F} \quad (2)$$

Bu yerda $K=M\vec{v}_c$ -massa markazining harakat miqdori, $\vec{F}$ -sistemadagi biror jismga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning umumiy tashkil etuvchisidir.

Mexanik sistemaning massa markazi, sistemani tashkil etgan jismlarga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning umumiy tashkil etuvchisi ta'siridagi sistemaning massasi to'plangan bir moddiy nuqtaday harakatlanadi. Bu massa markazining harakati haqidagi teoremdir.

Agar mexanik sistema yopiq bo'lsa, $\vec{F}=0$ bo'lib, sistema impulsining doimiyligi sharti bajariladi:

$$K=M\vec{v}_c=\text{constant}$$

Yopiq mexanik sistemaning massa markazi tinch turadi yoki tekis va to'g'ri chiziqli harakat qiladi.

Mexanik sistemaning massa markazi haqidagi qonun sistemani tashkil etuvchi alohida jismlarning harakatini to'la yoritmasada, sistema harakatining muhim tomonlarini oydinlashtirib beradi.

Sinash savollari.

1. Berk sistema deb qanday sistemaga aytiladi?
2. Moddiy nuqtalar sistemasi massa markazi koordinatlari ifodasini yozing.
3. Moddiy nuqtalar sistemasi uchun impuls saqlanish qonunini bayon eting.

§ 11 rasmlari



$$x_{c_1} = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}, \quad y_{c_1} = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}, \quad z_{c_1} = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2}{m_1 + m_2}$$

45-rasm



$$x_{c_2} = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3}{m_1 + m_2 + m_3}, \quad y_{c_2} = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3}{m_1 + m_2 + m_3},$$

$$z_{c_2} = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2 + m_3 z_3}{m_1 + m_2 + m_3}$$

46-rasm

§12. O'ZGARUVCHAN MASSALI JISM VA SISTEMA KINEMATIKASI.

- 12.1 O'zgaruvchan massali jism va sistema harakati.
- 12.2 Mesherskiy tenglamasi.
- 12.3 Siolkovskiy formulasi.

12.1. O'zgaruvchan massali jism va sistema harakati.

Tabiatda jism yoki sistemaning shunday harakati ham kuzatiladi, unda jism yoki sistemadan biror miqdorda modda yo'qotilishi yoki qo'shilishi hisobiga umumiy massa o'zgarib boradi. Masalan, Ko'chaga suv sochayotgan mashina massasi sochilayotgan suv hisobiga uchib borayotgan raketa yoki samolyot yonish natijasida hosil bo'lgan gazning chiqishi hisobiga massasi kamayib borsa, meteoritlar tushishi hisobiga Yerning massasi, harakati davomida Yuk ortilayotgan vagonning massasi ortilgan Yuk hisobiga ortib boradi. Kichik tezliklardagi ($v \ll c$) harakat qonunlari sanab o'tilgani kabi kamayish yoki ortishdan iborat o'zgarishini hisobga olib o'rganiladi. YOrug'lik tezligiga Yaqin tezliklarda ($v \approx 0$) esa, massani tezlikka bog'liq holda o'zgarishni ham nazarda tutiladi.

Uchib borayotgan raketa yoki reaktiv samolyotni va undan yonish natijasida hosil bo'lgan gazni ikki jismdan iborat sistema deb qarash mumkin. Og'irlik kuchi va gravitatsion kuch va havoning qarshilik kuchi qaralayotgan sistemalar uchun tashqi kuch bo'ladi. Soddalik uchun bu kuchlarni e'tiborga olmasak, yoki raketa vaznsizlik holatida bo'shliqda harakatlansa, sistema tashqi kuchlar ta'siridan holi bo'lib, uni yopiq sistema deb olish mumkin bo'ladi. Harakat davomida massasi o'zgarib boruvchi jismlar mexanikasining umumiy qonunlari I.V.Mesherskiy (1859-1935 y.) va K.E.Siolkovskiy (1857-1935 y.) lar tomonidan tadqiq qilingan. K.E. Siolkovskiy ularni reaktiv kosmik kemandi texnikaviy loyihasi ishlashga tadbii qildi. Parvozdagi raketa o'zgaruvchi massali jismdir.

12.2. Mesherskiy tenglamasi.

O'zgaruvchan massali jism xarakat tenglamasini oddiy raketa harakatidan keltirib chiqaramiz (47-rasm).

Raketani porox yonib borsada, og'irlik markazi o'zgarmaydigan, o'lchami va shaklini hisobga olmasa bo'ladigan kichik jism deb qa-raymiz. (Moddiy nuqta kabi). Raketaviy yonilg'i yonishdan hosil bo'l-gan gaz (massasi dM), yonish natijasida hosil bo'lgan kuchning tabiati-ga bog'liq bo'lmagan holda, raketa bilan (massasi M) faqat kontakt holdagina o'zaro ta'sirda bo'ladi, deb olamiz. Gaz zarralari raketadan chiqishi bilan o'zaro ta'sir to'xtaydi. Raketaning massasi M uzluksiz o'zgaradi deb qaraymiz (Massaning sakrab o'zgarishi ko'p pog'onali raketada sodir bo'ladi). Bu massada vaqt bo'yicha hosila mavjud deb olishga, imkon beradi. Natijada raketani o'zgaruvchan M massali moddiy nuqta deb qaraymiz.

Vaqtning biror t momentida raketaning massasi M , qo'zg'olmas koordinat sistemasiga nisbatan tezligi v bo'lsin (48-rasm). Kichik vaqt oralig'i dt da raketadan dM massali gaz otilib chiqsin, gazning qaralayotgan qo'zg'almas koordinat sistemasiga nisbatan tezligi u bo'lsin. Raketa massasi kamayganidan gaz massasiga teng massa yo'qotilganidan massa o'zgarishi dM ni manfiy ($dM < 0$) deb olamiz.

Raketaga ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning (og'irlik kuchi va qarshilik kuchi) umumiy ta'sir etuvchisi F . Gazning raketadan ajralish paytidagi reaktiv kuchni F_r deb belgilaymiz. Bu holda F_r reaktiv kuch ichki kuch bo'ladi.

Harakat miqdorining o'zgarishi tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining impulsiga teng bo'ladi.

$$Mdv - u dM + v dM = F dt \quad (4)$$

(4) tenglikni gruppalashdan so'ng dt ga bo'lib, o'zgaruvchi massali moddiy nuqta uchun harakat tenglamasini olamiz.

$$M \frac{dv}{dt} = F + (u - v) \frac{dM}{dt} \quad (5)$$

Bu o'zgaruvchan massali jismlar harakati uchun I.V.Meherskiy tenglamasidir. Raketaning massasi harakat davomida kamayganidan $dM/dt < 0$, xarakat davomida jism massasi ortsa $dM/dt > 0$ shart bajariladi. $dM/dt = 0$ shart bajarilganda, harakatlanuvchi jism massasi o'zgarmas bo'lib ($M = \text{const}$), (5) tenglama Nyutonning II qonuniga o'tadi. Tenglikdagi $(u-v)$ tezlik gazning raketaga nisbatan tezligi bo'lib, uni nisbiy tezlik deyiladi, uni V bilan belgilasak, (5) tenglamani ($V = u-v$)

$$M \frac{dv}{dt} = F + V \frac{dM}{dt} = F + F_p \quad (6)$$

ko'rinishda yozi olamiz. Bu Yerdan $V \frac{dM}{dt} = F_p$ ifoda otilib chiqqan dM massali gaz tomonidan M massali raketaga ta'sir etuvchi reaksiya kuchi yoki reaktiv kuchni ko'rsatadi. Reaktiv kuchni yo'nalishi uchib chiquvchi gazning tezlik yo'nalishiga qarama-qarshi bo'lib, u raketaga qo'yilgan bo'ladi. Bu Yerdan $V = u-v$ nisbiy tezlik, u -gaz tezligi, v -raketa tezligi, V -gazning raketaga nisbatan tezligi. vaqtning ixtiyoriy momentida jism massasi bilan uning tezlanishning ko'paytmasi $M \cdot dv/dt$ jismga qo'yilgan tashqi kuch umumiy ta'sir etuvchisi F bilan reaktiv kuchlarning F vektor yig'idisiga teng bo'ladi.

Yer shariga yaqin harakatlanuvchi raketaga Yer tortish kuchi va havoning qarshilik kuchi ta'sir etib, shu tashqi kuchni tashkil etadi. Raketa tezlanishi reaktiv kuchga bog'liq bo'lib, uni miqdori va yo'nalishni o'zgartirib raketani boshqarish mumkin. Agar raketadan chiquvchi gazning nisbiy tezligi $V = u-v = 0$ bo'lsa, (6) ifoda

$$M \frac{dv}{dt} = F \quad (7)$$

ko'rinishni oladi. (7) ifodaning ko'rinishi o'zgarmas massali moddiy nuqta harakat tenglamasi kabi bo'lsada, bu o'zgaruvchan massali moddiy nuqta harakat tenglamasidir, chunki raketaning massasi M vaqtga bog'liqdir.

$$M = f(t) \quad (8)$$

12.3. Siolkovski formulasi.

K.E.Siolkovski o'zining reaktiv texnika tadbiqiga oid ishlari bilan o'zgaruvchan massali jism mexanikasiga katta hissa qo'shdi. 1903 yili uning raketaning to'g'ri chiziqli harakatiga oid "Reaktiv priborlar yordamida koinotni tekshirish" asari chop etildi. U reaktiv harakatdan foydalanish mumkin ekanini asosladi va isbotlab berdi. Uning ishlarida kosmosga parvoz etish uchun zarur bo'lgan tezlikni olish shartlarini aniqladi. Raketaning boshlang'ich massasi va uning tezligi orasidagi bog'lanishni ko'rsatuvchi formulasi amaliy ishlarda hozir ham o'z kuchini yo'qotmadi.

1911-1914 yillardagi ishlarida Yer tortish kuchini Yengish uchun zarur bo'lgan yoqilg'i miqdorini o'rgandi, katta tezlikdagi gaz oqimini olish uchun Yuqori kaloriyalı yoqilg'i ishlatishni taklif etdi. Siolkovski uzoq masofali suyuqlikli raketalar kashfiyotchisi va planetalararo parvoz nazariyasining asoschisi hisoblanadi. U ko'p pog'onali raketa nazariyasi g'oyasini ishlab chiqib, vaqtning biror oraligida uzuluksiz o'zgaruvchan massali va biror momentida sakrab o'zgaruvchi massali jism harakati qonuniyatlarini aniqlashda o'z hissasini

qo'shdi. Siolkovskiy qo'ygan o'ziga xos muammolar reaktiv texnika rivojida hal etuvchi rol o'ynadi. Katta tezliklarda sodir bo'luvchi reaktiv raketaning mumkin bo'lishligi omillarini qarab chiqaylik. Buning uchun tashqi kuchlar ta'siri (havoning qarshilik kuchi, og'irlik kuchi) dan holi bo'lgan havosiz joyda va Yer sharidan Yetarli uzoq masofadagi raketa harakatini qaraylik. Otilib chiquvchi gaz harakat tezligining yo'nalishi u raketa harakati yo'nalishi v bilan bir to'g'ri chiziqda bo'lib, faqat qarama-qarshi yo'nalgan. Bu Siolkovskiyning birinchi masalasiga mos keladi. Bu massalarning Yechimi natijasida Siolkovskiy formulasini va uning natijalarini olamiz. Qabul etilgan shartlarga suyanib, massasi o'zgaruvchan jism tezligi va harakat qonunini topamiz. Bu holda raketaning harakat tenglamasi ($F=0$ ni hisobga olsak).

$$M \frac{dv}{dt} = -V \frac{dM}{dt} \quad (1)$$

yoki tezlik o'zgarishi

$$dv = -V \frac{dM}{M} \quad (2)$$

ifodalarini olamiz.

Massa vaqtga bog'liq ekanidan $M=M_0 f(t)$ bo'ladi. Va bunda $f(t)$ -massaning o'zgarish qonuniyatini ko'rsatuvchi funktsiyadir. Boshlang'ich massa aniq qiymatli $M=M_0$ bo'lganidan, $t=0$ vaqt boshida $f(t)=f(0)=1$ shart bajariladi. (2) Ifodani integrallab va boshlang'ich shartni hisobga olib,

$$v = -v \ln(t) + c \quad (3)$$

va $t=0$ da $f(0)=1$ va $v=v_0$ ekanidan $C=v$, unda

$$v = v_0 - V \ln f(t) = v_0 + V \ln M_0/M \quad (4)$$

tenglik o'rinli bo'ladi. (4) tenglamani

$$\frac{v - v_0}{V} = \ln \frac{M_0}{M} \quad \text{yoki} \quad M_0 = M_p e^{\frac{v-v_0}{V}} \quad M_p = M_0 e^{-\frac{v-v_0}{V}} \quad (5)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (4) va (5) tenglamalar Siolkovskiy formulasi deyiladi. Bu Yerda v_0, v -vaqtning t_0 va t paytidagi tezliklar, V -gazning nisbiy tezligi.

(4) va (5) formulalardan o'zgaruvchan massali jism tezligi gazning nisbiy tezligi V ga va moddiy nuqtaning boshlang'ich massasi M_0 yonish jarayonidan keyin qolgan massa M_r ga bog'liq ekanini ko'rsatadi. Agar yonish jarayonida sarf langan yonilg'i massasi m (raketadan chiqib ketuvchi gaz) bo'lsa, dastlabki tezlik va $v=0$ bo'lganda yonish jarayoni oxiridagi tezlik uchun

$$v = V \ln \frac{M_p + m}{M_p} \approx 2,3V \lg \left(1 + \frac{m}{M_p} \right) = 2,3V \lg(1+z). \quad (6)$$

ifodani olamiz. $m/M=Z$ nisbatni TSolkovskiy soni deyiladi. Bunda ($M_0=M_p+m$ $M_p=M$), ($v_1-v_0 \Rightarrow v_1, v_0=0$).

(4) tenglamadan foydalanib, $v=\text{constant}$ holi uchun bosib o'tilgan yo'l uchun

$$dS = v_0 dt - V \ln f(t) dt \quad (7)$$

va integrallashdan so'ng esa

$$S = S_0 + v_0 t - V \int_0^t \ln f(t) dt \quad (8)$$

formulalarni olamiz.

Kosmik tezliklar

$$F_M = \frac{mv^2}{R_c} \quad (1') \quad \frac{mv_1^2}{R_{ep}} = mg \quad (1) \Rightarrow v_1 = \sqrt{gR_{ep}}$$

$$P = mg \quad (2')$$

$$P = F_M \text{ dan}$$

$$v_1 = 8 \text{ km/c (1957 y)}$$

Yer tortish kuchini yengib biror r radiusli aylanadi harakatlanadi.

2) Yer sirtidan cheksiz uzoqlashish uchun

$$v_2 = \sqrt{2}v_1 = \sqrt{2gR_{ep}} \quad (2)$$

(traektoriyasi-giperbola) tezlik olishi kerak. $v_2 = 11 \text{ km/s. (1959y 2,1,59)}$.

3) Quyosh sistemasidan chiqish uchun.

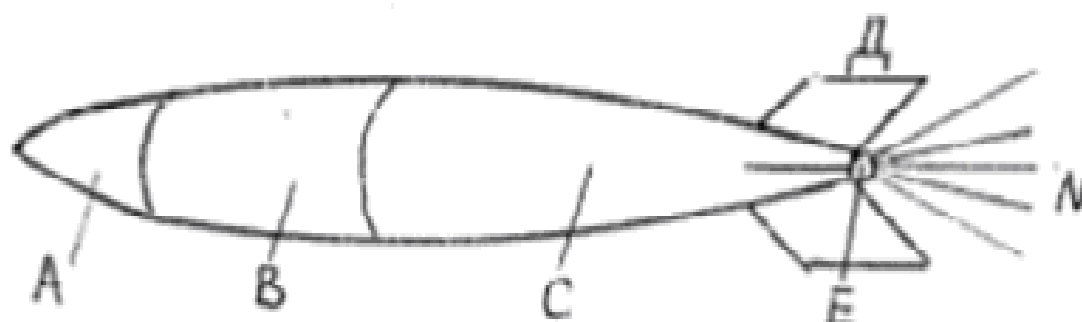
$$v_3 = \sqrt{v_0^2(\sqrt{2}-1)^2 + v_2^2} \quad (3)$$

(traektoriyasi-giperbola) tezlikka ega bo'lish kerak, bu Yerda $v_0 = 30 \text{ km/c}$ -erning quyosh atrofidagi tezligi. Uchinchi kosmik tezlik $v_3 = 16,75 \text{ km/c}$ ga teng. Bu tezlikka 1961 yili 12 aprelda kosmonavt Yu.Gagarin boshqargan raketa erishdi.

Sinash savollari.

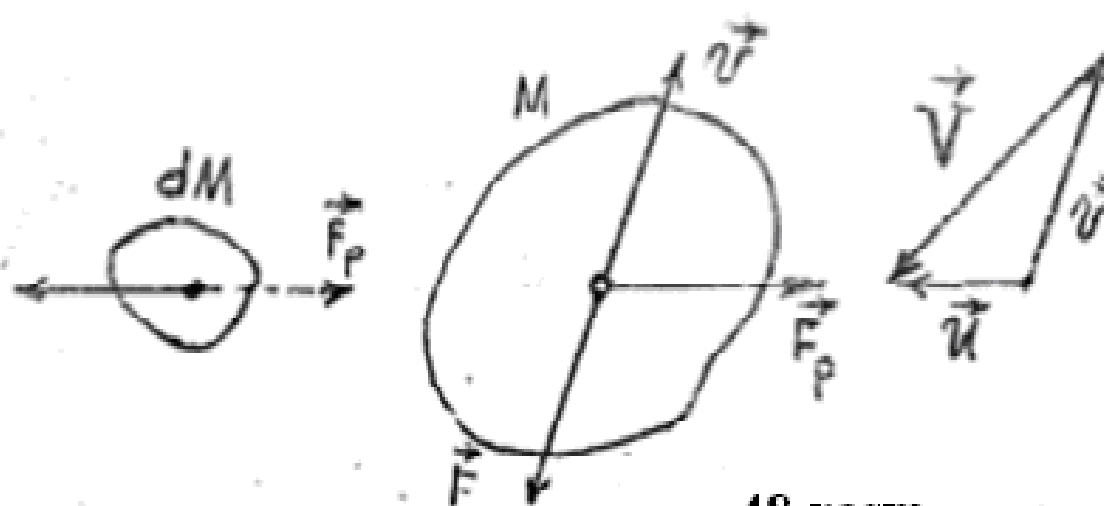
1. O'zgaruvchan massali jism deb qanday jismga aytiladi?
2. Mesherskiy tenglamasi ifodasini yozing va izohlang.
3. Siolkovski formulasi yozing va uni tushuntiring.

§ 12 rasmlari



A-portlovchi modda, B-portlovchi moddali
granata, C-poroxli reaktiv kamera,
Д-stabilizator, E-soplo, N-gaz oqimi.

47-rasm



48-rasm

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \vec{V} \frac{dM}{dt}; \quad \vec{F}_p = \vec{V} \frac{dM}{dt}$$

Mesherskiy formulasi

§13. URILISH.

- 13.1 Urilish. Tiklanish koefitsienti.
- 13.2 Absolyut noelastik jismlarning urilishi.
- 13.3 Absolyut elastik jismlarning urilishi.

13.1. Urilish. Tiklanish koefitsienti.

Jismning boshka jism bilan to'qnashib qisqa vaqt orasida harakatining o'zgartirishiga urilish deyiladi.

Ikki jism (sharlar) to'qnashishini qaraylik. (49-rasm). A va B jismlarning to'qnashish nuqtalaridan o'tuvchi va nuqtaga perpendikulyar chiziqqa urilish chizig'i deyiladi. Urilish chizig'i jismlarning markazidan o'tsa, urilish markaziy urilish deyiladi (50-rasm).

Bir jinsli materialdan Yasalgan sharlarning urilishi doim markaziy bo'ladi. Urilishgacha jismlar urilish chizig'i bo'yicha harakatlanayotgan bo'lsalar, urilish to'g'ri, aks holda qiyali (burchak ostida) urilish deyiladi.

Jismlarning urilishdan keyingi nisbiy tezliklar bilan urilishgacha nisbiy tezliklari nisbati tiklanish koefitsienti deyiladi. Faraz qilaylik birinchi shar urilishgacha V_1 tezlikka, ikkinchi shar esa v_2 tezlikka, urilish so'ng esa mos ravishda v_1' va v_2' tezlikka, ega bo'lsinlar (51-rasm). u holda tiklanish koefitsienti ε quyidagi formuladan topiladi.

$$\varepsilon = k = \frac{|v_1' - v_2'|}{|v_1 - v_2|} = \frac{\Delta v'}{\Delta v} \quad (1)$$

Tiklanish koefitsientini h balandlikdan tashlangan sharni, polga urilgach h balandlikka ko'tarilishidan aniqlash mumkin. Energiya saqlanish qonunidan foydalanib Yuqoridan tashlangan shar urilish oldidan $v_1' = \sqrt{2gh_1}$ tezlikka, urilishdan so'ng esa $v_2 = \sqrt{2gh_2}$ ni aniqlash mumkin. tajribida $v_1=0$ va $v_2'=0$ bo'lganidan tiklanish koefitsienti uchun

$$k = \frac{|v_1 - v_2|}{|v_1' - v_2'|} = \frac{v_2}{v_1'} \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{2gh_2}}{\sqrt{2gh_1}} = \sqrt{\frac{h_2}{h_1}}.$$

Agar tiklanish koefitsienti nolga teng bo'lsa, urilish absolyut noelastik deyiladi. Urilishdan so'ng jismlar bir butun jismdek, bir xil tezlik bilan harakatlanuvchi qoldiq deformatsiyali urilishiga absolyut noelastik urilish deyiladi.

Agar tiklanish koefitsienti birga teng bo'lsa, urilish absolyut elastik deyiladi. Absolyut elastik urilish deb, jismlarning shunday qisqa o'zaro ta'siriga aytiladiki, urilish paytida jismlarda hosil bo'lgan deformatsiya to'la yo'qolib, urilishgacha jismlar ega bo'lgan kinetik energiya urilishdan so'ng Yana to'la kinetik energiyaga aylanadi.

V.V.Raykovskiy (1952 y) turli materiallarda tiklanish koefitsienti qiymatini aniqlanadi.

Uriluvchi jismlar	ε
alyuminiy-alyuminiy	0,23
Bronza-bronza	0,4
CHo'yan-cho'yan	0,6
Po'lat-po'lat	0,7
Polistrolplastmassa-po'lat	0,95
Fil suyagidan sharlar	0,9

Urilishning mohiyati shundan iboratki, uriluvchi jismlarning nisbiy harakatidagi kinetik energiya qisqa vaqt ichida elastik deformatsiya energiyasiga va u yoki bu miqdorda molekulalar harakat energiyasiga (ichki energiyaga) aylanadi; urilish energiyaning uzatilishiga, umuman aytganda, urilayotgan jismlar orasida energiyaning taqsimlanishiga olib keladi.

Urilish jarayonini ikki fazaga bo'lish mumkin. Birinchi faza davomida jismlar bir-biriga Yaqinlashadilar, har ikkala jism reaksiya kuchlariga qarshi ish bajaradi; ularning umumiy kinetik energiyalari kamayadi; nisbiy tezliklari nolgacha kamayadi. Bundan so'ng ikkinchi faza boshlanadi: Bir vaqtning o'zida jismlar o'z shakllarini tiklay borar ekan, bir-birlaridan uzoqlasha boshlaydi, reaksiya kuchlari foydali ish bajaradi, sistemaning kinetik energiyasi ortadi, nihoyat jismlar bir-biridan ajralishadi va shu bilan urilish jarayoni tugaydi.

Kuzatishlar urilishdan keyingi nisbiy tezlik v' o'zining ilgarigi qiymati v dan kichikligini ko'rsatadi. Bu shuning bilan tushuntiriladiki, biz amalda hech qachon ideal elastik moddalar va ideal silliq sirtlar bilan ish ko'rmaymiz. Ideal noelastik jismlardagi urilishlarda ikkinchi fazadagi jismlarning o'z shakllarini to'la tiklashi kinetik energiya ning orta borishi va jismlarining ajralishi sodir bo'lmaydi.

Urilishdagi fizik hodisalar ancha murakkab bo'lib, unda deformatsiyalanadi, elastik kuchlari va ishqalish kuchlari hosil bo'ladi, jismlarda tebranish va to'lqinlar hosil bo'ladi va xokazo.

13.2. Absolyut noelastik jismlarning urilishi.

Absolyut noelastik jismlarning urilishida dissipativ kuchlar ta'sirida mexanik energiyaning ma'lum qismi jismlarning ichki energiyasiga aylanadi. Bu holda to'qnashgan jismlar to'qnashish jarayonidan so'ng bir jismday bir xil tezlikda harakatlanadilar. Absolyut noelastik urilishga quyidagilar misol bo'ladi; xarakatdagi mishenga urilib, unda qolgan o'qning harakati; ikkita plastilin yoki loydan Yasalgan sharlarning urilishidan keyingi harakati; ma'lum xatolik bilan qaralgan qo'rg'oshin sharlarning harakati.

Noelastik urilishda jismlarda sodir bo'lgan qator fizik jarayonlar to'xtaydi. Bu fizik jarayonlarni qaramay harakat miqdori va energiya saqlanish qonunidan foydalanib, ikki sharning markaziy noelastik urilishini qaraylik. Sharlarning massasi m_1 va m_2 urilishgacha tezliklari v_1 va v_2 bo'lsin.

Urilishdan so'ng u jismlar bir jismday (umumiy massa m_1+m_2) va bir xil tezlikda ($v_1'=v_2'$) harakatlanganidan keyingi umumiy tezlikni U deb olaylik. Sharlarning urilishgacha impulsi yig'indisi $m_1v_1+m_2v_2$ urilishdan so'ng esa, $(m_1+m_2)U$ bo'lganidan

$$m_1v_1+m_2v_2=(m_1+m_2)U \quad (1)$$

bajariladi va undan umumiy tezlik

$$u = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2)$$

ifodadan topiladi.

Urilishgacha sharlarning umumiy kinetik energiyasi

$$E_{k1} = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 \quad (3)$$

va urilishdan so'nggi kinetik energiyasi

$$E_{k2} = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) U^2 \quad (4)$$

bo'ladi. (2) formuladan foydalanib (4) ni

$$u = U = \frac{(m_1 v_1 + m_2 v_2)^2}{2(m_1 + m_2)} \quad (5)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

Noelastik urilishda kinetik energiyaning ma'lum qismi ichki energiyaga aylanadi yoki jismlarni deformatsiyalash ishiga sarflanadi. Uning miqdori (3) va (5) dan aniqlanadi.

$$\Delta E_k = E_{k1} - E_{k2} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2 = A_{\text{deform}} \quad (6)$$

Amalda quyidagi xususiy hollar uchraydi:

a) Uruvchi jism harakatlanadi ($v_1 \neq 0$), uriluvchi harakatlanmaydi ($v_2 = 0$); b) uruvchi jism harakatsiz ($v_1 = 0$) va uriluvchi jism harakatlanadi ($v_2 \neq 0$). Birinchi holda deformatsiya ishi

$$\begin{aligned} A_{\text{deph}} = \Delta E_k &= \frac{m_1 m_2 v_1^2}{2(m_1 + m_2)} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1 v_1^2}{2} = \mu \cdot E_{k1}; \\ &= E_{k1} \cdot \frac{1}{1 + m_1/m_2} \end{aligned} \quad (7)$$

Bu yerda $\mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2}$ -ikkinchi sharning keltirilgan massasi, $E = \frac{m_1 v_1^2}{2}$ -birinchi

shar kinetik energiyasi. (6) ifodadan quyidagi xulosani ayta olamiz. Ikkita absolyut noelastik jismlarning urilishda keltirilgan massalar bilan nisbiy tezlik kvadrati ko'paytmasini Yarmiga teng kinetik energiya deformatsiya ishiga aylanadi.

(7) tenglikdan ko'rinadiki, urish natijasida harakatsiz jismni siljitish zarur bo'lsa, masalan, qoziqni Yerga qoqib kiritish, mix qoqish, pona qoqish va xokazalarda deformatsiya ishidan tashqari energiyadan

$$\Delta E = E_{k1} - \Delta E_k = E_{k1} - A_{\text{def}}$$

foydalaniladi. Bu holda uruvchi jism massasi m_1 uriluvchi jism massasidan (m_2) katta bo'lishi zarur. Natijada deformatsiya ishi ΔE_k kichik bo'ladi (52-rasm).

Urilish maqsadi jism shaklini o'zgartirish (deformatsiyalash), masalan, metallni toblash, chekish, shtampovka qilish yoki jismlarni maydalash bo'lsa, qo'zg'almas jism massasi m_2 uruvchi jism massasi m_1 dan katta bo'lishi zarur. SHu sababli sandon vazmin qilib Yasaladi. Bunda $m_1/m_2 \rightarrow 0$ bo'lib, uruluvchi jismning kinetik energiyasi deformatsiya ishiga aylanadi.

13.3. Absolyut elastik jismlarning urilishi.

Jismlar urilishi natijasida ularning ichki energiyasi o'zgarmasa, ularda deformatsiya ishi uchun energiya sarflanmasa, bunday urilish absolyut elastik jismlarning urilishi deyiladi.

Bunday urilishda potentsial energiyaga aylangan kinetik energiya yana qayta kinetik energiyaga aylanadi. Makroskopik jismlarda bunday holat uchramaydi, lekin unga Yaqin hodisalar uchraydi. Bu fil suyagidan va plastmassadan Yasalgan sharlarning urilishida kuzatiladi.

Atom, molekula va elementar zarralar harakati kvant qonuniga bo'ysunadi. Ularning holatlari va ularga mos energiya qiymatlari diskret qiymatlarni qabul qiladi. SHu sababli uruluvchi jismlardagi kinetik energiya zarraning bir muvozanatdagi energiyasidan unga Yaqin qo'zg'algan holatdagi energiyasiga o'zgartirishga Yetarli bo'lmasa, zarralar absolyut elastik uriladilar. Agar zarralarning kinetik energiyasi bir zarrani yoki ikkala zarrani qo'zg'olgan holatga o'tkazishga Yetarli bo'lsa, kinetik energiyaning bir qismi sarflanib, ularning kinetik energiyalari kamayadi. Bu holda zarralarning urilishi noelastik bo'ladi. Sodda uchun m_1 va m_2 massali va tezliklari mos ravishda v_1 va v_2 urilishni qaraylik. Bunda tiklanish koeffitsienti $\varepsilon=1$ bo'ladi. Elastik jismlarning urilishida qisilish fazasi deb atasa bo'ladigan birinchi fazaning oxirida har ikkala jismning tezligi noelastik urilishdagidek bir xil bo'ladi.

Demak, birinchi jism tezligining o'zgarishi $u-v_1$ va ikkinchisniki esa $u-v_2$ bo'ladi. Ikkinchi faza (tiklanish fazasi) davomida jismlar to'la elastik bo'lganligi va deformatsiya butunlay yo'qolib ketganligi sababli jismlarning o'zaro reaksiya impulsleri xuddi birinchi fazasidek bo'ladi va jismlar tezliklarining o'zgarishlari ham ikkinchi faza davomida birinchi faza davomidagidek bo'ladi. SHu sababli urilish oxirida birinchi jism tezligining to'la orttirmasi $2(u-v_1)$, ikkinchi jismniki esa, ikki $2(u-v_2)$ bo'ladi; ularning urilishdan keyingi tezliklari

$$v_1' = v_1 + 2(u - v_1) = 2u - v_1;$$

$$v_2' = v_2 + 2(u - v_2) = 2u - v_2 \quad (1)$$

bo'ladi. (1) ifodalardagi u o'rniga noelastik urilishdagi

$$u = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2)$$

qiymatini qo'yib, keyingi tezliklar uchun

$$v_1' = \frac{2m_2 v_2 + v_1(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2}; \quad v_2' = \frac{2m_1 v_1 + v_2(m_2 - m_1)}{m_1 + m_2} \quad (3)$$

ifodalarni olamiz.

(3) ifodani impuls saqlanish qonuni

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v_1' + m_2 v_2' \quad (4)$$

va energiya saqlanish qonunidan

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} \quad (5)$$

foydalanib, sharlarning urilishdan keyingi tezliklar v_1' va v_2' topish mumkin.

Xususiyl holda sharlarning massasi teng bo'lsa ($m_1 = m_2$, sharlar o'z tezliklarini ayri boshlaydilar.

$$v_1' = v_2 \text{ va } v_2' = v_1$$

Agar urilishgacha birinchi jism tinch turgan bo'lsa, ($v_1' = 0$) urilishdan so'ng harakatdagi jism to'xtaydi, Tinch turgan jism esa, uriluvchi jismning tezligi ($v_1' = v_2$) bilan harakatlana boshlaydi.

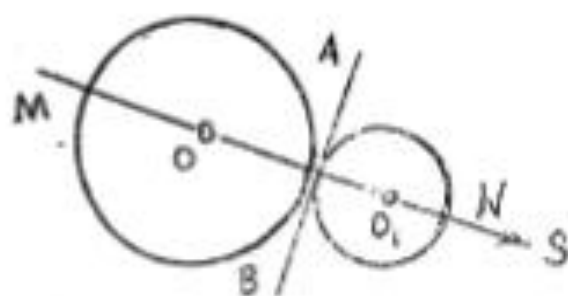
Tinch turgan jismning massasi m_2 uruluvchi jism massasi m_1 dan juda katta ($m_2 \gg m_1$) bo'lsa, unda qo'zg'olmay turgan katta jism tinch holatini saqlab qoladi, unga urilgan kichik jism avvalgi tezligi bilan sapchib orqaga qaytadi ($v_2 = 0$, $v_1' = -v$). Urilish jarayonining davomiyligi (vaqti) masalasi ma'lum ahamiyatga ega. Gerts (1881 y) elastiklik nazariyasiga asoslanib urilish paytida jismlarning deformatsiyalanishi nazariyasini taklif etdi va bu nazariyada urilish vaqti masalasini ham hal etdi. Masalan diametri 2,5, nisbiy tezliklari 7 sm/c bo'lgan ikkita jez sharchalarining urilish vaqti taqriban 0,0002 sekundgacha, tezlik 7m/s bo'lganda esa 0,0001 s davom etishi aniqlandi. Gamburger (1886 y) va rus tadqiqotchilari Nelyubov (1902 y) hamda

Dinniklarning (1909 y) tajribalari po'lat sharlar uchun Gerts nazariyasiga mos keladigan natijalar berdi, kam elastik va noelastik jismlar uchun Gerts nazariyasini tadbiq etib bo'lmaydi.

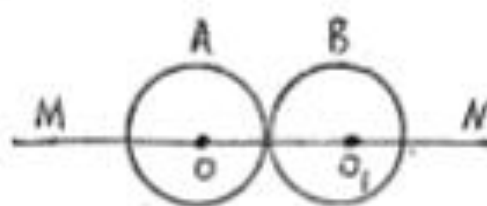
Sinash savollari.

1. Urilish jarayonini tushuntiring.
2. Absolyut noelastik jismlarning urilishini bayon eting.
3. Absolyut elastik jismlarining urilish hodisasini bayon eting.

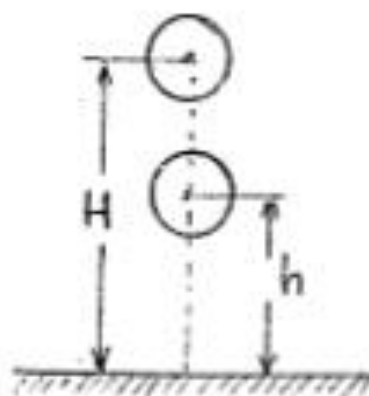
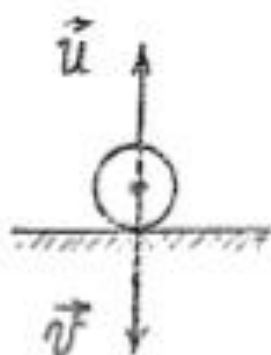
§ 13 rasmlari



49-rasm

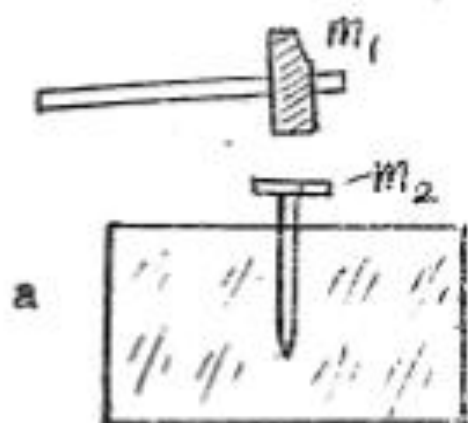


50-rasm



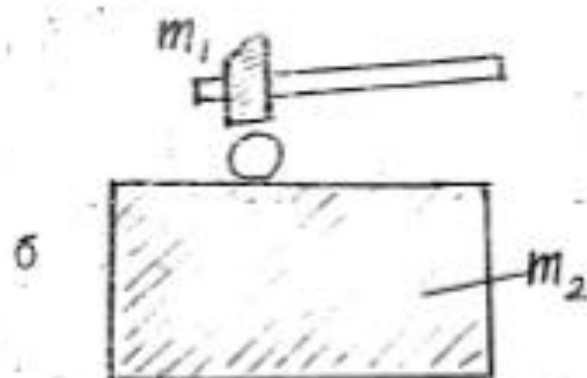
$$\varepsilon = k = \frac{|\vec{u}|}{|\vec{v}|} = \sqrt{\frac{h}{H}}$$

51-rasm



$$m_1 > m_2$$

$$\Delta E = E_{K1} - A_{Ae\phi}.$$



$$m_2 > m_1$$

$$\Delta E \approx A_{Ae\phi}.$$

52-rasm

§14. FIZIKADA SAQLANISH QONUNLARI

- 14.1 Moddiy nuqtalar sistemasining energiyasi.
- 14.2 Impuls momentining saqlanish qonuni.
- 14.3 Saqlanish qonunlarining fazo va vaqtning simmetriya xossalari bilan bog'lanishi. Fizikada saqlanish qonunlarining o'rni.

14.1. Moddiy nuqtalar sistemasining energiyasi.

Moddiy nuqtalar sistemasi berilgan. Agar kuch ta'sirida sistemaning mexanik holati o'zgarsa, bu kuchlar potentsial maydon kuchlari yoki konservativ kuchlar bo'ladi.

Faqat konservativ kuchlar mavjud sistema konservativ sistema deyiladi. Konservativ sistemada mexanik energiya boshqa turdagi energiyaga o'tishi kuzatilmaydi. Bu ideal berk sistemalaridagina bajariladi.

Nokonservativ (dissipativ) kuchlar ham mavjud bo'lgan sistema nokonservativ sistema deyiladi. Bu kuchlar ta'sirida sistemada mexanik o'zgarishlaridan tashqari, mexanik bo'lmagan o'zgarishlar (sistema qismlarining qizishi, sovishi, elektr va magnitlanishi va xokazo) bo'lishi mumkin.

Har bir i -moddiy nuqtaga sistemadagi boshqa moddiy nuqtalar tomonidan ta'sir etadigan konservativ ichki kuchlar yig'indisi $\sum \vec{f}_i$, nokonservativ (dissipativ), ichki kuchlar yig'indisi $\sum \vec{f}_i'$, shu moddiy nuqtaga ta'sir etadigan tashqi kuchlar yig'indisini $\vec{F}_i = \sum \vec{F}_i$ deb belgilaylik. Moddiy nuqta uchun Nyutonning ikkinchi qonuni quyidagicha yoziladi.

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = f_i + f_i' + F_i \quad (1)$$

f_i -konservativ kuch, f_i' -dissipativ kuch, F_i -tashqi kuch.

Bu tenglikning ikkala tomonini dt vaqt davomidagi i -moddiy nuqtaning ko'chish masofasi ds_i ga ko'paytiraylik:

$$m_i \frac{dv_i}{dt} \cdot dS_i = f_i dS_i + f_i' dS_i + F_i dS_i \quad (2)$$

(2) tenglikning chap tomonidagi hadni

$$-A_{\text{mau}} = m_i \frac{dv_i}{dt} \cdot dS_i = m_i dv_i \cdot \frac{dS_i}{dt} = m_i dv_i \cdot v_i = d\left(\frac{m_i v_i^2}{2}\right) = dE_{ki} \quad (3)$$

kabi o'zgartirib, uni i -moddiy nuqta kinetik energiyasining o'zgarishga tengligini aniqlaymiz. $f_i ds_i$ ifoda i -moddiy nuqtaning boshqa moddiy nuqtalar kuchlarining maydonida potentsial energiyasini kamayishini ($-dE_{pi}$) ko'rsatadi.

$$A_{\text{kon}} = f_i dS_i = -dE_{pi} \quad (4)$$

(2) va (4) ifodalardan ushbu tenglikni olamiz.

$$dE_{ki} + dE_{pi} = f_i' dS_i + dE_{si} \quad (5)$$

(5) ifodani sistemadagi n ta moddiy nuqta uchun yozib, ularni hadma-had qo'shsak,

$$\sum_{i=1}^n dE_{ki} + \sum_{i=1}^n dE_{pi} = \sum_{i=1}^n f_i' dS_i + \sum_{i=1}^n F_i dS_i \quad (6)$$

tenglamani hosil qilamiz. Sodda matematik almashtirishlar yordamida

$$d\left(\sum_{i=1}^n E_{ki} + \sum_{i=1}^n E_{pi}\right) = \sum_{i=1}^n f_i' dS_i + \sum_{i=1}^n F_i dS_i \quad (7)$$

va bundan

$$d(E_{kc} + E_{pc}) = A_{dis} + A_{tash} \quad (8)$$

E_{ks} va E_{pc} -mos ravishda sistemaning kinetik va potentsial energiyasi, $A_{duc} = \sum_{i=1}^n f_i' dS_i$ sistemadagi moddiy nuqtalar orasida ta'sir etadigan barcha nokonservativ (dissipativ) kuchlarning bajargan ishi, $A_{mau} = \sum_{i=1}^n F_i dS_i$ -tashqi kuchlarning bajargan ishi, sistemaning to'la mexanik energiyasini E_t bilan belgilasak, $E_t = E_{kc} + E_{pc}$

$$dE_t = A_{dis} + A_{tash} = d(E_{kc} + E_{pc}) \quad (9)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

Demak, moddiy nuqtalar sistemasi uchun to'la mexanik energiyaning o'zgarishi ichki nokonservativ kuchlar A va tashqi kuchlar bajargan A_t ishlarning yig'indisiga teng. (9) tenglik berk bo'lmagan nokonservativ sistema uchun o'rindir.

Agar sistema berk bo'lsa, tashqi kuchlarning bajargan ishi ($A_t=0$) nolga teng bo'ladi (9) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi.

$$dE_t = A_d \quad (10)$$

Moddiy nuqtalar berk sistemasi uchun mexanik energiyaning o'zgarishi sistemadagi moddiy nuqtalar orasida ta'sir etadigan nokonservativ kuchlar bajaradigan ishga teng. Nokonservativ (ishqalish) kuchlarining bajargan ishi tufayli sistema mexanik energiyasi kamayadi. Buni energiyaning dissipatsiyasi deyiladi. Bu holda mexanik energiya boshqa turdagi issiqlik energiyasiga aylanadi. Sistema berk bo'lganda moddiy nuqtalar orasida nokonservativ kuchlar ta'sir etmasa (sistema konservativ bo'lsa) $A_d=0$ bo'lib, (10) ifoda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$dE_t=0, \quad d(E_{kc} + E_{pc})=0 \quad (11)$$

$$(11) \text{ ifodadan } E_t = E_{kc} + E_{pc} = \text{constant} \quad (12)$$

Moddiy nuqtalar orasida faqat konservativ potentsial kuchlar ta'sir etadigan berk sistemaning to'la mexanik energiyasi o'zgarmaydi. Bunday konservativ sistemada kinetik E_{ks} va potentsial E_{pc} energiyalar bir-biriga aylanishi sodir bo'ladi. Konservativ sistemada mexanik energiya boshqa turdagi energiyaga aylanmaydi. Agar berk sistemada dissipatsiya kuchlari ham mavjud bo'lsa, u sistema nokonservativ bo'ladi va mexanik energiya boshqa tur energiyalarga aylanadi. Dissipatsiya kuchlariga qarshi bajarilgan ish $A_d = dE_{is}$ ichki energiya o'zgarishini keltirib chiqaradi. Bu holda sistemani tashkil etuvchi mikrozarralarning issiqlik harakat energiyalarining yig'indisidan iborat ichki energiya dE_{is} ga o'zgaradi. Bu holda

$$dE_{uc} = d\sum_{i=1}^n E_{ni} = A_d \quad (13)$$

o'rinli bo'lib, $A_{tash} \neq 0$ da (8) ni quyidagicha yoziladi.

$$d(E_{kc} + E_{pc} + E_{ic}) = A_{tash} \quad (14)$$

$A_{tash}=0$, $F_i=0$ bo'lsa (sistema berk bo'lsa), $dE_{is}=A_d$ dan

$$d(E_{kc} + E_{pc} + E_{ic}) = 0$$

$$d(E_{kc} + E_{pc} + E_{ic}) = 0 \quad (15)$$

(15) tenglikdan

$$E_{kc} + E_{pc} + E_{ic} = \text{constant} \quad (16)$$

tenglamani olamiz. Bu berk sistema uchun energiya saqlanish va aylanish qonunidir.

Berk konservativ sistemada mexanik (kinetik va potentsial) energiya va ichki energiya o'zgarishsiz qoladi, lekin bir tur energiya boshqa turga o'tishi mumkin.

Energiya-harakatning umumiy o'lchovi va materiya barcha ko'rinishlari o'zaro ta'sirining o'lchovidir. Materiya va harakat kabi energiya bordan yo'qolmaydi va yo'qdan bor bo'lmaydi. Faqat energiya bir turdan boshqa turga o'tadi. Energiya jarayon funktsiyasi bo'lmay, u sistema holati funktsiyasidir.

14.2. Moddiy nuqtalar sistemasining impuls momenti, berk sistemalarda impuls momentini saqlanish qonuni.

a) O bosh nuqta qo'zg'almas bo'lganda unga nisbatan qaralayotgan impuls momenti L va kuch momenti M moddiy nuqta lar sistemasi uchun bir moddiy nuqtaniki kabi bo'ladi. Bu holda sistema massasi uning markazi S ga to'plangan deb qaraladi. O nuqtaga nisbatni impuls momenti

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{k}] = [\vec{r}(M\vec{v}_c)] \quad (1)$$

va kuch momenti

$$\vec{L} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_{\text{mau}} \quad (2)$$

Agar tashqi kuchlarning qo'zg'almas O sanoq boshiga nisbatan momenti nolga teng bo'lsa, sistema berk bo'lsa, u holda sistemaning shu sanoq boshiga nisbatan impuls momenti vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. $M_{\text{tash}}=0$ bo'lsa,

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{k}] \vec{L} = \frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \quad \vec{L} = [\vec{r}(M\vec{v}_c)] = \text{const} \quad (3)$$

Bu qonun sistema uchun impuls momenti saqlanish qonuni deyiladi. Impuls, energiya va impuls momenti saqlanish qonunlari fizikaning muhim fundamental qonunlaridir.

b) L va M vektorlarning qaralayotgan o'qqa nisbatan proektsiyasi shu o'qqa nisbatan impuls va kuch momenti deyiladi. x, y, z o'qlariga nisbatan impuls momentlari L_x, L_y, L_z esa M_x, M_y, M_z bo'ladi.

Tashqi kuchlar momentlari nolga teng bo'lgan berk sistema uchun $M_x=0, M_y=0, M_z=0$ bo'lib,

$$\frac{dL_x}{dt} = M_x, \quad \frac{dL_y}{dt} = M_y, \quad \frac{dL_z}{dt} = M_z \quad (4)$$

ifodalar

$$\frac{dL_x}{dt} = 0, \quad \frac{dL_y}{dt} = 0, \quad \frac{dL_z}{dt} = 0. \quad (5)$$

ko'rinishni olib,

$$L_x=\text{const}, L_y=\text{const}, L_z=\text{const} \quad (6)$$

o'qlarga nisbatan impuls momenti o'zgarmasligini olamiz. Bu qo'zg'almas o'qqa nisbatan impuls momenti saqlanish qonuni deyiladi.

v) Sistemaning massa markazi S qo'zg'olmas sistemaga nisbatan tezligi v_c , impulsini $k=mv_c$ va massa markazi radius-vektorini O bosh nuqtaga nisbatan r_c deb olsak, bosh nuqtaning harakat tezligini v_c desak, uning impuls momenti quyidagicha bo'ladi.

$$\vec{L} = [\vec{r} \vec{k}] \quad (6')$$

(6') ni differentsiallab, kuch momenti M ni topamiz.

$$\dot{\vec{L}} = \left[\dot{\vec{r}} \vec{k} \right] + \left[\vec{r} \dot{\vec{k}} \right] \quad (7)$$

bu Yerdan $\vec{k}=\vec{v}-v_0$ ni beradi, $[\vec{r} \vec{k}] = [\vec{r} \vec{v}]$ ni bersa, $[\vec{v} \vec{k}] = 0$ bo'lib,

$$\dot{L} = M - [v_0 k] = \dot{M} - m[v_0 v_c] \quad (8)$$

bo'ladi. Alohida moddiy nuqta uchun L_i , M_i , K_i demak
 $L_i = M_i - [v_0 k_i]$ o'rinli bo'lib,

$$\dot{L} = \sum L_i, \quad M = \sum M_i, \quad K = \sum K_i$$

dir.

(b) xarakatlanuvchi nuqtaga nisbatan momentlar tenglamasidir. Agar S va O nuqta ustma-ust tushsa, $v_0 = v_c$ bo'lib, (8) tenglik (2) tenglamaga o'tadi. Massalar markaziga nisbatan va qo'zg'almas nuqtaga nisbatan kuch va impuls momentlar bir xildir.

14.3. Saqlanish qonunlarining fazo va vaqtning simmetriya xossalari bilan bog'lanishi. Fizikada saqlanish qonunlarining roli.

Energiyaning saqlanish qonuni vaqtning bir jinsliligini natijasi, impulsning saqlanish qonuni-fazoning bir jinsliligining natijasi, impuls momentining saqlanish qonuni fazoning izotropligining natijasidir.

Saqlanish qonunlarini keltirib, chiqarishda kuchlar ta'sir va aks ta'sirning tenglik qonuniga bo'ysunadi deb faraz qilinadi.

Agar Nyutonning II qonuniga fazo va vaqtning simmetriya xossasi Ya'ni fazo va vaqtning bir jinsliligi shuningdek, fazoning izotropligi qo'shilsa, u holda sanab o'tilgan saqlanish qonunlarini Nyutonning II qonunidan hosil qilish mumkin.

Vaqtning bir jinsligi, agar ikkita istalgan vaqt momentida yopiq sistemaning barcha jismlarini mutlaqo bir xil sharoitga qo'yilsa, shu vaqt momentlaridan boshlab undagi barcha hodisalar mutlaqo birday o'tishni bildiradi. Bu energiyaning vaqtga bog'liq emasligidan, qator fizik qonunlarning vaqtga bog'liq emasligidan ko'rinadi.

Fazoning bir jinsliligi, agar jismlarning yopiq sistemasini fazoning bir joyidan ikkinchi joyiga ko'chirib, undagi barcha jismlarni avvalgi o'rinda qanday sharoitda bo'lgan bo'lsa, o'shanday sharoitda tutilsa, u holda bu barcha kelgusi hodisalarning borishiga ta'sir etmasligini bildiradi. Bu holda sistema impulsi o'zgarmaydi $k = Mv_c = \text{const}$.

Fazoning izotropligi, agar jismlarning yopiq sistemasida jismlarni fazoda ixtiyoriy burchakka burib, avvalgiday sharoitda tutilsa, u holda bu barcha kelgusi hodisalarning borishiga ta'sir etmasligini bildiradi. Sistemaning impuls momenti doimiy $L = \text{constant}$. Bu Yerdagi yopiq sistemadeganda butun koinot tushunilmaydi, balki uni "yopiq sistema" deb qaralishi mumkin bo'lgan bo'lagi tushuniladi.

Fazo va vaqtning aytib o'tilgan simmetriyasi tajriba faktlarining fundamental umumlashmasidir.

Impuls, impuls momenti va energiyaning saqlanish qonunlari fizikaviy fundamental qonunlari bo'lib, ular materiyaning ob'ektivligi va yo'qolmasligi, hamda harakatning abadiyligi haqidagi falsafa ta'limotini o'zida aks ettiradi.

Sinash savollari.

1. Moddiy nuqtalar sistemasi energiyasi ifodasini yozing va izohlang.
2. Moddiy nuqtalar sistemasi impuls momenti va impuls momenti saqlanish qonuni ifodalarini yozing va izohlang.
3. Saqlanish qonunlarining fazo va vaqt simmetriya xossalari bilan bog'lanishini bayon eting.

§15. ABSOLYUT QATTIQ JISM-MODDIY NUQTALAR SISTEMASI. QATTIQ JISM MASSA (INERTSIYA) MARKAZINING HARAKATI.

- 15.1 Erkinlik darajasi va bog'lanishlar xaqida tushuncha.
- 15.2 Absolyut qattiq jism.
- 15.3 Qattiq jism-moddiy nuqtalar sistemasi. Massa (inertsia) markazining harakati.

15.1. Erkinlik darajasi va bog'lanishlar xaqida tushuncha.

Nuqtaning fazodagi holatini to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasida 3 ta koordinata x, y, z bilan aniqlaymiz. Huddi shu kabi, kutb koordinata sistemasida ham nuqta holatini aniqlaymiz. Nuqta holatini bir qiymatli aniqlash uchun o'zaro bog'liq bo'lmagan uchta koordinata zarur.

Jismning yoki jismlar sistemasining holatini aniqlovchi erkin o'zgaruvchilarning soniga erkinlik darajasi soni deyiladi.

Erkin qattiq jismning erkinlik darajasi 6 ga tengdir. Agar qattiq jism erkin bo'lmasa ma'lum bog'lanishlar qo'yilgan bo'lsa uning erkinlik darajasi kamayadi. Absolyut qattiq jism bir nuqtasi bilan bog'langan bo'lsa, u shu nuqta atrofida aylana olsa, uning bu nuqtasi 3 ta koordinata bilan aniqlanganidan erkinlik darajasi soni 3 ga teng bo'ladi. Aylanuvchi jism mahkamlangan o'q bo'ylab ko'chsa, erkinlik darajasi 2 ga teng bo'ladi.

Agar jism qo'zg'olmas o'qqa mahkamlangan bo'lsa va u shu o'q atrofida aylansa. Uchburchakning ikki uchi mahkamlangan bo'ladi. Bu holda 6 erkin o'zgaruvchidan 5 tasi berilgan bo'lib (ikki nuqta va ular orasidagi masofa) jism holatini aniqlash uchun birgina koordinataning berilishi shart. Demak, aylanish o'qiga bog'langan jismning erkinlik darajasi birga tengdir.

Bayon etilgan fikrlar moddiy nuqtalar sistemasi uchun ham to'g'ridir. Sistema n ta moddiy nuqtalardan tashkil topgan bo'lsin. Moddiy nuqtalar harakatiga chegara qo'yilmasa, sistema holatini aniqlash uchun $3n$ ta koordinata berilishi zarur.

Ayrim holda moddiy nuqtaning harakati chegaralanadi. Sistemani aniqlovchi $3n$ koordinatalariga qo'shimcha shartlar (bog'lanishlar) kiritiladi. Sistemadagi moddiy nuqtalar holatini aniqlash uchun $3n$ dan kamroq koordinatalarining berilishi Yetarli bo'ladi. Masalan, α sondagi koordinatalar Yetarli bo'lsin. $3n-\alpha$ sondagi koordinatalar "bog'lanishlar" yordamida tenglamalardan aniqlanishi mumkin.

Moddiy nuqtalar holatini aniqlashda ixtiyoriy α kattalik $q_1, q_2, q_3, \dots, q_\alpha$ berilishi mumkin. Bunday o'zgaruvchilar "umumlashgan koordinatalar" deyiladi. Umumlashgan koordinatalar" vaqtning funktsiyasi sifatida aniqlansa sistemaning harakati to'la aniqlanadi. "Umumlashgan koordinatalar" dan vaqt bo'yicha hosila "Umumlashgan tezlik" bo'ladi va u $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dot{q}_3, \dots, \dot{q}_\alpha$ kabi belgilanadi. Moddiy nuqta-ning aylana bo'ylab harakatida uning holatini markaziy burchak bilan aniqlash mumkin. U burchak radiusi-vektorining $t=0$ momenti bilan biror Δt vaqt momenti orasidagi o'zgarishga teng bo'ladi. Bu holda umumlashgan tezlik burchak tezlikka mos keladi. Mexanik sistema holatini aniqlovchi umumlashgan koordinatalar" ixtiyoriy olinishi mumkin. Lekin jism holatini aniqlovchi koordinatalar soni har doim α ga teng bo'ladi. SHu son sistemaning erkinlik darajasi bo'ladi.

15.2. Absolyut qattiq jism.

Materiyaning modda ko'rinishi turli jismlar holida namoyon bo'ladilar. Turmushda "qattiq jism" tushunchasi ostida oddiy sharoitda o'z shakliga ega bo'lgan jismga aytiladi. Fizikada esa kristall tuzilishga ega jismlarigina qattiq jismlarga kiritilib, amorf qattiq jismlarni suyuqliklar qatoriga kiritiladi. Biz o'rganmoqchi bo'lgan qattiq jism mexanikasi oddiy sharoitda o'z shakliga ega bo'lgan har qanday qattiq jismga tegishlidir.

Kristall tuzilishli qattiq jismlarni soddalik uchun "kristallar" deb ataylik. Kristallar ma'lum shaklga ega bo'lgan elementar kristallardan iborat bo'ladi. Ayrim kristallardagi bu elementar kristallchalar ko'zga ko'rinadigan bo'ladi (monokristallar: kvarts, osh tuzi va xokazo), boshqalari esa mayda ko'zga ko'rinmaydigan kristallardan iborat bo'ladilar (polikristallar: barcha metallar).

Kristallarni tashkil etuvchi elementar kristallar aniq geometrik shakl bo'yicha qonuniy holda joylashgan atom va molekulalardan iborat bo'ladi. Barcha elementar kristallar bir-biri bilan va shuningdek, har bir kristalldagi atom va molekulalar bir-biri bilan o'zaro ma'lum kuchlar bilan bog'langan bo'ladilar. Demak, jismdagi har bir zarrachani alohida moddiy nuqta deb qarasa, jismni o'zaro bog'langan moddiy nuqtalar sistemasi sifatida qarash mumkin.

Tabiatdagi mavjud barcha jismlar biror tashqi kuch ta'sirida o'z shaklini ma'lum darajada o'zgartiradilar yoki deformatsiyalanadilar.

Qo'yilgan kuch ta'sirida deformatsiyalanmaydigan faraziy qattiq jism absolyut qattiq jism deyiladi. Har qanday sharoitda bir sistemaga tegishli absolyut qattiq jismlarning ikitasi orasidagi masofa yoki shu jismning ikki zarrasi orasidagi masofa o'zgarishsiz, doimiy qoladi. Lekin harakati vaqtida real jism shakli o'zgarmaydigan yoki juda oz o'zgaradigan hollarda bu jismning harakat qonunlarini absolyut qattiq jismning qonunlari sifatida qarash mumkin. Qisqalik uchun bundan buyon absolyut qattiq jismni "qattiq jism" deb ataymiz.

15.3. Qattiq jism- moddiy nuqtalar sistemasi. Massa(inertsiya) markazining harakati.

Absolyut qattiq jismni massalari m bo'lgan moddiy nuqtalar sistemasining harakati sifatida qarash mumkin. Moddiy nuqtalarning bir-biriga nisbatan vaziyati o'zgarmas bo'lsin. Sistemadagi har bir moddiy nuqtaga ichki F_{ip} va F_{it} tashqi kuchlar ta'sir etadi. Yer tortish kuchi ta'siridagi jismga ichki kuchlar va tashqi kuch (og'irlik kuchi) ta'sir qiladi. Sistemadagi (elementar zarra) moddiy nuqtaning tezligi v_i bo'lsin.

Har bir moddiy nuqta uchun Nyuton ikkinchi qonunini yozaylik:

$$\frac{d}{dt}(m_i v_i) = F_{iu} + F_{im} \quad (1)$$

bu Yerda F_{iu} - qaralayotgan moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi ichki kuchlarning teng ta'sir etuvchisi, F_{it} - berilgan moddiy nuqtaga qo'yilgan barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi. Qattiq jismga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisini olamiz:

$$\sum_{i=1}^n \frac{d}{dt}(m_i v_i) = \sum_{i=1}^n F_{iu} + \sum_{i=1}^n F_{im} \quad (2)$$

lekin ichki kuchlar yig'indisi

$$\sum_{i=1}^n F_{im} = 0 \quad (3)$$

shartni qanoatlantirgani sababli

$$\frac{d}{dt} \sum_{i=1}^n (m_i v_i) = \sum_{i=1}^n F_{iu} \quad (4)$$

o'rinli bo'ladi. Jismning to'la harakat miqdoridan vaqt bo'yicha hosila unga ta'sir etuvchi tashqi kuchlar yig'indisiga teng. (2) ifodani

$$\sum_{i=1}^n m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{im} \quad (5)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Jismning massasini esa M bilan belgilaylik,

$$M = \sum_{i=1}^n m_i \quad (6)$$

ta'sir etuvchi tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisini esa F bilan belgilaylik.

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_{im} \quad (7)$$

Qattiq jism faqat ilgarilanma harakat qilsa, barcha moddiy nuqtalarning tezlanishlari ham bir xil bo'ladi. ($v_1=v_2=\dots=v_n$, $a_1=a_2=\dots=a_n$) (5)-(7) ifodalardan qattiq jismning ilgarilanma harakat tenglamasini yozamiz.

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} \quad (8)$$

F vektor tashqi kuchlarining bosh vektori yoki tashqi kuchlarning natijaviy vektori deyiladi. (8) ifoda bilan moddiy nuqta harakat tenglamasini solishtirsak, qattiq jism harakati M massasi shu jism massasiday moddiy nuqtaga teng ta'sir etuvchi tashqi kuch F ta'sir etganday harakat qiladi. Bu xulosa qattiq jismning ilgarilanma harakatigagina tegishlidir.

Moddiy nuqtalar orasidagi masofa o'zgarmasligi sababli, qattiq jism harakati uning bir nuqtasini qarash bilan kifoyalanish mumkin. Aytilgan solishtirish natijasida, massasi jism massasi M ga teng va teng ta'sir etuvchi tashqi kuch F ta'sirida qattiq jismday harakatlanuvchi nuqta jismning massa markazidir.

$$M\vec{a}_c = \vec{F} \quad (9)$$

Massasi jismning masasiga teng bo'lgan moddiy nuqta jismga qo'yilgan barcha kuchlar ta'sirida qanday harakatlansa, qattiq jismning inertiya markazi ham shunday harakatlanadi.

Agar qattiq jismning massasi bilan unga ta'sir etuvchi kuchlar aniq bo'lsa, (9) ifodadan jism inertiya markazining harakatini aniqlash mumkin.

Ilgarilanma harakat uchun bu tenglama faqat inertiya markazining emas, balki jismning istalgan boshqa nuqtasining tezlanishini aniqlab beradi.

Moddiy nuqtalar sistemasidagi kabi qattiq jismning harakat miqdori uning massasi M bilan massa markazi harakat tezligi v_c ko'paytmasiga teng.

$$K = Mv_c \quad (10)$$

Jismga ixtiyoriy kuchlar sistemasi ta'sir etsa, uni teng ta'sir etuvchi va juft kuchlarga ajratish mumkin. Kuchlar faqat birgina teng ta'sir etuvchiga keltirilsa, bu kuch ta'sirida jism ilgarilanma harakatlanadi, faqat juft kuchga keltirilsa, aylanma harakat qiladi.

Agar natijaviy tashqi kuch F massa markazdan o'tuvchi chiziq yo'nalishida ta'sir etsa, harakat miqdori o'zgarishi

$$d(Mv_c) = Fdt \quad (11)$$

tenglamadan topiladi. Bu holda og'irlik kuchi maydonidagi qattiq jisimning massa markazi og'irlik markazi bilan ustma-ust tushadi.

Agar natijaviy tashqi kuch F massa markazidan o'tuvchi chiziqqa parallel bo'lsa, jism ilgarilanma va aylanma harakat qiladi. Jism massa markazi harakat miqdorining o'zgarishi (11) ifoda yordamida aniqlanib yo'nalishi kuch yo'nalishida bo'ladi.

Sinash savollari.

1. Erkinlik darajasi va bog'lanishlarni ta'sirlashtirish.
2. Absolyut qattiq jism deb qanday jismga aytiladi.
3. Qattiq jismni moddiy nuqtalar sistemasi sifatida ko'rib qarash mumkinligini izohlang.

§16. QATTIQ JISM DINAMIKASI.

- 16.1 Qattiq jismning harakat tenglamalari tizimi.
- 16.2 Inertsia tenzori haqida tushuncha. Inertsia tenzorining momentlari va ularning fizikaviy mazmuni.
- 16.3 O'qqa nisbatan inertsia momentini hisoblash. Gyuygens teoremasi.
- 16.4 Aylanma harakat kinetik energiyasi.
- 16.5 Qattiq jism harakatining kinetik energiyasi.

16.1. Qattiq jismning harakat tenglamalari tizimi.

Qattiq jism ilgarilanma, aylanma va ikkala harakat birgalikda sodir bo'lganda, birlashtirishi mumkin. Qattiq jismning ilgarilanma harakatiga tegishli harakat tenglamalarini «moddiy nuqta kinetikasi» (3-ma'ruza), aylanma harakatiga tegishli harakat tenglamalarini «qattiq jism kinetikasi» (5-ma'ruza), "moddiy nuqtalar sistemasi dinamikasi" (11-ma'ruza) va "Qattiq jism mexanikasi" (15-ma'ruza) mavzulari asosida olish mumkin.

Ilgarilanma harakatda qattiq jismning barcha nuqtalari tezligi v_i , tezlanish a_i , bosib o'tgan yo'llari S_i aylanma harakatda esa burchak tezligi ω_i , burchak tezlanishi ϵ_i , bu-rilish burchaklari φ_i bir xil bo'ladi. Aylanma harakatda qattiq jism nuqtalari

$$v = \omega r \quad (1)$$

chiziqli tezlik bilan,

$$a = \epsilon r \quad (2)$$

tangentsial tezlanishi

$$a_n = v^2 / r \quad (3)$$

normal tezlanishi bilan harakatlanadi. Aylanma harakatda nuqtaga (jismga) tangentsial ta'sir etuvchi kuch

$$F_t = ma_t = m\epsilon r \quad (4)$$

normal (markazga intilma) kuch esa

$$F_n = m\omega^2 r \quad (5)$$

tenglamalar yordamida aniqlanadi.

b.m massali moddiy nuqta massasi bilan undan O markazgacha masofa kvadratining ko'paytmasiga teng kattalik shu moddiy nuqtaning aylanish markaziga nisbatan inertsia momenti deyiladi.

$$I = mr^2 \quad (1)$$

OO' o'q atrofida aylanuvchi qattiq jismning inertsia momenti esa qattiq jism elementlari inertsia momentlari yig'indisiga teng bo'ladi

(53 - rasm).

$$I = \sum_{i=1}^n I_i = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = M \sum_{i=1}^n r_i^2 \quad (2)$$

Qattiq jismning impuls momenti elementar impuls momentlari yig'indisiga teng

$$L = \sum_{i=1}^n K_i r_i = \sum_{i=1}^n (m_i v_i) r_i = \sum m_i \omega \cdot \sum r_i^2 = (M \sum r_i^2) \omega = I \omega \quad (3)$$

Qattiq jism biror kuch ta'sirida aylanma harakatga kelishda dt vaqtda impuls momenti o'zgarishi

$$\frac{dL}{dt} = \frac{d}{dt} I \omega = I \frac{d\omega}{dt} = I \varepsilon = \sum \left(m_i \frac{d\omega}{dt} \right) r_i^2 = M \quad (4)$$

kuch momentiga teng bo'ladi.

$$M = I \varepsilon \quad (4')$$

(4) ifoda qattiq jism aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasidir. Bunda massa rolini inertsia momenti I, tezlanish rolini burchak tezlanishi, kuch rolini kuch momenti bajaradi. Aylanish o'qiga nisbatan kuch momenti bo'lmasa (M=0) impuls momenti L=Iω doimiy bo'ladi. Bu aylanma harakat uchun impulsmomenti saqlanish qonunidir.

16.2. Inertsia tenzori.

Qattiq jismning dm massali elementiga ko'ra uning inertsia momenti (54-rasm).

$$\int r_{\perp}^2 dm = \int (r_1^2 - r_{11}^2) dm \quad (5)$$

ifoda yordamida topiladi. Unda

$$r_{11} = (Sr) = xS_x + yS_y + zS_z$$

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 1$$

(S- birlik vektor) shartlar bajariladi. Ularni hisobga olsak, inertsia momenti uchun

$$I = I_{xx} S_x^2 + I_{yy} S_y^2 + I_{zz} S_z^2 + 2I_{xx} S_x S_y + 2I_{yz} S_y S_z + 2I_{zx} S_z S_x \quad (6)$$

ifoda o'rinli bo'ladi. (6) ifodani umumiy holda

$$I = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 I_{ij} S_i S_j \quad (7)$$

ko'rinishda yoziladi. x,y,z bosh inertsia o'qlari, ularga nisbatan inertsia momentlari "bosh inertsia momentlari" deyiladi.

$$I_{xx} = \int (y^2 + z^2) dm$$

$$I_{yy} = \int (z^2 + x^2) dm$$

$$I_{zz} = \int (x^2 + y^2) dm \quad (8)$$

oraliq o'qlarga nisbatan inertsia momentlari

$$I_{xy} = I_{yx} = - \int xy dm$$

$$I_{yz} = I_{zy} = - \int yz dm$$

$$I_{zx} = I_{xz} = - \int zx dm \quad (9)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. (8) va (9) ifolardan yoki (7) ni yoyilmasi yordamida

$$\begin{pmatrix} I_{xx} & I_{xy} & I_{xz} \\ I_{yz} & I_{yy} & I_{yz} \\ I_{zx} & I_{yz} & I_{zz} \end{pmatrix} \quad (10)$$

kattaliklar to'plamini olamiz. Bu kattaliklar to'plami "jismning O nuqtasiga nisbatan inertsia tenzori" deyiladi. Inertsia tenzori simmetrik tenzordir, Ya'ni $I_{ij}=I_{ji}$. To'plam elementlari tenzor komponentlari deyiladi.

16.3.O'qqa nisbatan inertsia momentlarini hisoblash Gyuygens-Shteyner teoremasi.

Jism inertsia momentini hisoblash va tajribada aniqlash mumkin. Jismda modda tekis taqsimlansa inertsia momentini hisoblash

$$I = \int r^2 dm \quad (1)$$

integralni hisoblashga olib keladi. Bu Yerdan r dm elementdan aylanish o'qigacha masofa. Bu ko'rinishdagi integral analitik ko'rinishda faqat to'g'ri geometrik shaklli jism uchun alohida sonli hisoblanadi. Umumiy holda esa 2-bandning (6)-(9) ifodalaridan foydalanib jism inertsia momentini hisoblanadi.

Dekart koordinat o'qlariga nisbatan inertsia momentlari yig'indisi jismning koordinat boshiga nisbatan momentlari yig'indisidan 2 marta kattadir (55-rasm).

$$I_x + I_y + I_z = 2I_0 \quad (2)$$

Jismning ixtiyoriy o'qqa nisbatan inertsia momenti I_a uning massa markazidan o'tuvchi berilgan o'qqa parallel o'qqa nisbatan inertsia momenti I_0 bilan ma^2 kattalik yig'indisiga teng.

$$I_a = I_0 + ma^2 = m(r_0^2 + a^2) \quad (3)$$

Bu Gyuygens-Shteyner teoremasi deyiladi. (56-rasm)

Aylanish o'qi (z o'qi) disk markazidan o'tgan hol uchun inertsia momentini hisoblaylik (57-rasm). Diskning dM massali elementi uchun

$$Rdm = mdR \text{ yoki}$$

$$dm = \frac{m}{R} dR \quad (4)$$

ifoda o'rinli bo'lib, i-bo'lakka inertsia momenti

$$I'_{zi} = dm x_i^2 \quad (5)$$

shart bajarilganda

$$I'_{zi} = \left(\frac{m}{R} dR \right) \cdot R^2 = mRdR \quad (6)$$

bajariladi. To'la inertsia momenti uchun

$$I_z = \sum_{i=1}^n I'_{zi} = \int_0^R mRdR = m \frac{R^2}{2} \Big|_0^R = \frac{mR^2}{2} \quad (7)$$

ifodani olamiz.

Ba'zi bir jinsli geometrik to'g'ri shaklli jismlarning inertsia momentlarini hisoblashni talabga havola etamiz.

1. Ingichka halqaning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momenti

$$I = mR^2 \quad (8)$$

2. Qalin devorli tsilindrning o'qiga nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{1}{2} m(R_1^2 + R_2^2) \quad (9)$$

3. Sterjen o'qiga tik bo'lib, o'rtasidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momenti

4.

$$I = \frac{1}{12} me^2 \quad (10)$$

5. SHarning uning markazi orqali o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momenti

$$I = \frac{2}{5} mR^2 \quad (11)$$

16.4. Aylanma harakat kinetik energiyasi.

O'q atrofida aylanma harakat qilayotgan qattiq jismning Δm_i massali elementi uchun

$$E_i = -\frac{\Delta m_i v_i^2}{2} \quad (1)$$

o'rinlidir. Bu Yerdan v_i -element tezligi. CHiziqli tezlik v_i va burchak tezlik ω aylanish o'qidan elementigacha masofa bilan bog'lanishni hisobga olib, element kinetik energiyasini

$$E = \frac{\Delta m_i R_i^2}{2} \omega^2 \quad (2)$$

ifoda yordamida aniqlaymiz. Qattiq jism kinetik energiyasi

$$E = \sum_{i=1}^n E_i = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i R_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n I_i = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (3)$$

ifodani olamiz.

16.5. Qattiq jism harakatining to'la kinetik energiyasi.

Qattiq jism ilgarilanma harakat va aylanma harakat qilsa, umumiy kinetik energiya shu harakatlarga tegishli kinetik energiya yig'indisiga teng bo'ladi.

Qattiq jismning ilgarilanma harakat kinetik energiyasi

$$E_u = \frac{mv^2}{2} \quad (1)$$

aylanma harakat kinetik energiyasi

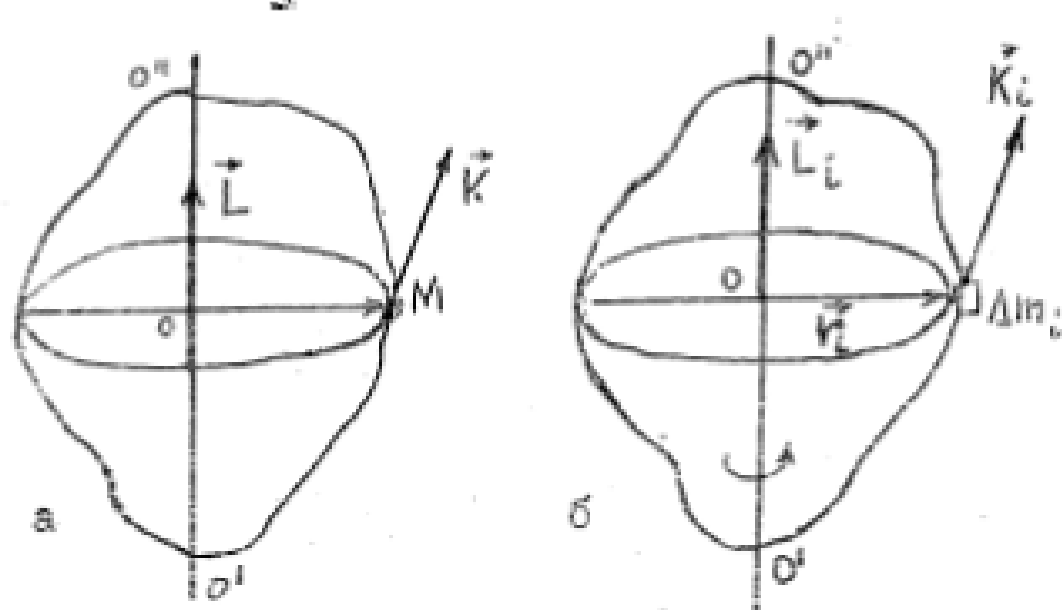
$$E = \frac{1}{2} I \omega^2, \quad (2)$$

ifodalar yordamida aniqlanganidan, to'la kinetik energiya uchun

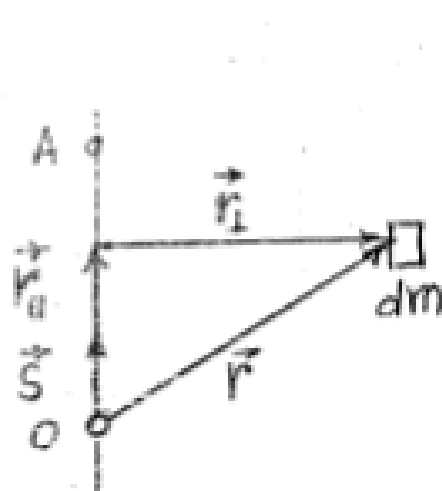
$$E_m = E_u + E_a = \frac{mv^2}{2} + \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (3)$$

ifodani olamiz.

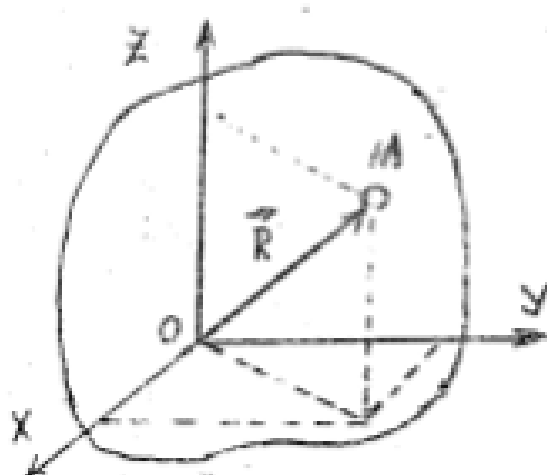
§ 16 rasmlari



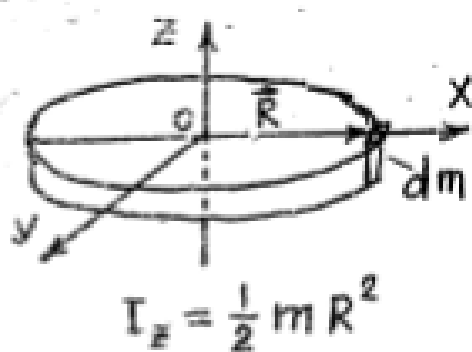
53-rasm



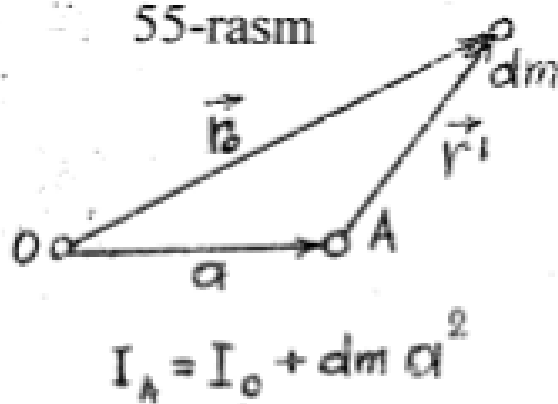
54-rasm



55-rasm



57-rasm



56-rasm

Sinash savollari:

1. Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatida tezlik va tezlanishni bayon eting.
2. Qattiq jismning qo'zg'almas o'q atrofida aylanma harakatida kuch momenti, impuls momenti va inertsia momentini bayon eting.
3. Aylanma harakat dinamikasining asosiy qonuni ifodasini yozing va uni izoxlang.
4. Gyuygens-SHteyner tenglamasini yozing va uni tushuntiring.
5. Inertsia momentlarini hisoblash usullarini ayting.

§17. QATTIQ JISMNING YASSI HARAKATI. GIROSKOPLAR.

- 17.1 Qattiq jismning Yassi harakati. Maksvell tebrangichi. Fizik tebrangich. Nuqta va qotirilgan qattiq jismning harakati.
- 17.2 Erkin aylanish o'qi. Erkin o'qqa nisbatan harakatning turg'unligi. Nutatsiya.
- 17.3 Giroskoplar. Giroskop o'qining pretsessiyasi. Girokopik tebrangich. Tuxumsimon pildiroq. Giroskoplarning qo'llanilishi. Girokopik kuchlar.

17.1. Qattiq jismning yassi harakati.

17.1a. Ekvivalent kuch va jism.

Aylanma harakatda bir xil kuch ularning (aylanish o'qiga nisbatan) qo'yilish nuqtasiga qarab turlicha burchak tezlanishini keltirib chiqaradi. Aylanish o'qidan uzoqlashgan sari kuch kattaligi o'zgarmagan xolda burchak tezlanishi ortadi. Lekin kuch momentlari o'zaro teng turli kuchlar ta'sirida bir xil burchak tezlanishini olamiz.

$$\varepsilon = M/I = Fr/I = F(r/I)$$

Momentlari teng va bir xil aylanishni keltirib chiqaruvchi kuchlar ekvivalent kuchlar deyiladi. $M_1=M_2=\dots=M_n$ bo'lsa, $F_1\sim F_2\sim\dots\sim F_n$.

Kuch momentini orttirish uchun turli moslamalar (richag, turli rukoyatkalar, rul barankasi,...) ishlatiladi. Inertsia momentlari bir xil bo'lgan turli jismlar bir xil momentli kuchlar ta'sirida bir xil tezlanishlar oladilar.

$$\varepsilon = Fr/I$$

Inertsia momentlari bir xil bo'lgan bir xil aylanma harakatga keluvchi jismlar ekvivalent jismlar deyiladi.

17.1b. Juft kuchlar momenti.

Qattiq jismga F_1 va F_2 kuchlar qo'yilgan bo'lib, $F_1=F_2=F_3$ bajarilsin, qattiq jismni kuchlar yotuvchi tekislik bo'yicha kesamiz.

O nuqtaga nisbatan kuch momentlari

$$M_1 = F_1 OA \cos \alpha_1 \quad (1)$$

$$M_2 = F_2 OB \cos \alpha_2$$

bajariladi (58-rasm). Kuch momentlari o'zaro teskari yo'nalishda bo'lib ikkisi ham kuchlar yotgan tekislikka perpendikulyardirlar. Momentlarning yig'indisi ularning algebraik yig'indisiga tengdir.

$$M = F_1 OA \cos \alpha = F_2 OB \cos \alpha_2 \quad (2)$$

$F_1 = F_2 = F_3$ ni hisobga olsak,

$$M = F_1 (OA \cos \alpha + OB \cos \alpha_2) = Fd$$

$$M = Fd \quad \vec{M} = [\vec{F} \vec{d}] \quad (3)$$

bajariladi. Bu Yerdan d-juft kuchlar Yelkasidir. Juft kuchlar momentining vektori son jixatdan kuchlardan biri F bilan juft kuch Yelkasi d ko'paytmasiga teng. Juft kuchlar yo'nalishi parma dastasi yo'nalishida bo'lsa, parma ilgarlanma harakat yo'nilish kuch momenti yo'nalishida bo'ladi (59-rasm).

17.1v. Fizik va Maksvell mayatniklari harakati davomida tekislik bo'yicha harakatlanganidan, uning harakati yassi bo'ladi.

Fizik mayatnik inertsia momenti massa markazidan o'tuvchi o'qqa nisbatan inertsia momenti

$$I_0 = \frac{1}{12} m l^2 \quad (3)$$

va ma yig'indisiga teng.

$$I = I_0 + m a^2 = \frac{1}{12} m l^2 + m a^2 \quad (4)$$

Uning tebranish davri esa

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mga}} = 2\pi \sqrt{\frac{\frac{1}{12} m l^2 + m a^2}{mga}} \quad (5)$$

Unda tashqi ta'sir kuchi F bo'lganda, R reaksiya kuchi juft kuchlardan biriga o'xshaydi (60-rasm).

Maksvell mayatnigi uzunligi l bo'lgan ipga osilgan massasi M bo'lgan disk va disk maxkamlangan m massali o'qdan iborat bo'lsa uning inertsia momenti l uzunlikdagi fizik mayatnik inertsia momenti I_m (umumiy massa (M+m) bo'ladi), diskning inertsia momenti I_d , o'qning inertsia momentlari I_0 yig'indisiga teng bo'ladi (61-rasm).

$$I = I_m + I_d + I_0 \quad (6)$$

Uning tebranish davri esa

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{(M+m)gl}} = 2\pi \sqrt{\frac{I_m + I_d + I_0}{(M+m)gl}} \quad (7)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

17.2. Aylanishning erkin o'qi.

Aylanish o'qi qattiq jismning massa markazidan o'tmagan o'qqa markazdan qochirma kuchlar ta'sir qiladi. Aylanish o'qi qattiq jismning markazidan o'tsa qochirma kuchlar jufti hosil bo'lib, ular bir birini kompensatsiyalaydi va aylanuvchi qattiq jism o'qqa ta'sir qilmaydi. Simmetrik jismlardagi massa markazidan o'tuvchi simmetriya o'qlari unga misol bo'ladi. Masalan, to'g'ri burchakli parallelepipedning yoqlari o'rtasidan o'tuvchi AA, SS, VV o'qlar simmetriya o'qlaridir (62-rasm).

Qattiq jism aylanma xarakat qilganida tayanch nuqtalariga ta'sir etmaydigan o'qlar erkin o'qlar deyiladi.

Tashqi kuch bo'lmaganda erkin o'q atrofidagi harakat uzoq davom etadi.

17.3. Giroskop.

a). Simmetriya o'qi atrofida juda tez aylanayotgan simmetrik jism giroskop deyiladi.

Kardan osmasiga mahkamlangan giroskop fazoda ixtiyoriy yo'nalishni oladi, u uch o'q atrofida aylana oladi. Bunday giroskopni erkin giroskop deyiladi. Giroskoplarga tashqi kuch ta'sir etsa, ularda giroskopik effektlar kuzatiladi.

63-rasmda chizilgan diskning AA' o'qiga F tashqi kuch ta'sir etsa VV' o'q yo'nalishida

$$d\vec{L} = \vec{M}dt \quad (1)$$

impuls momenti orttirmasi hosil bo'ladi. Natijaviy impuls momenti

$$\vec{L} = \vec{L}_0 + d\vec{L} \quad (2)$$

impuls momentining o'zgarishi aylanish o'qini fazoda buradi.

Giroskop o'qining o'zgarimas burchakli tezlik bilan burilishini pretsessiya deyiladi. Pretsessiya burchagi

$$d\alpha = \frac{dL}{L} = \frac{Mdt}{L} \quad (3)$$

ifodadan, pretsessiya burchak tezligi esa

$$\omega_n = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{M}{L} \quad (4)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Demak, giroskop o'qi aylanishining burchakli tezligini tashqi kuchlar momenti M belgilar ekan.

$$\omega_n = f(M) \quad (5)$$

Giroskop massa markazidan tayanch nuqtasigacha masofa l, uni OO yo'nalishdan og'diruvchi F va p=mg juft kuch momenti (64-rasm)

$$M = mgl \sin \varphi = mgd \quad (6)$$

d-kuch Yelkasi, impuls o'zgarishi

$$dL = Mdt = \omega_p l \sin \varphi dt \quad (7)$$

va L=Iω dan, pretsessiya burchak tezligi

$$\omega_n = \frac{mgl}{I\omega} \quad (8)$$

ifodani olamiz.

Tayanch nuqtasi massa markazidan Yuqorida bo'lgan giroskop giroskopik tebrangich bo'ladi. Uning tebranish davri $T=2\pi L/M$ ifoda yordamida aniqlanadi. Giroskopik tebrangichlar samolyotlar va kemalarda sun'iy gorizont yoki sun'iy vertikal xosil qilish uchun foydalaniladi. v. Pildiroqlarni massa markazi tayanch nuqtasidan Yuqorida bo'lgan, tayanch nuqtasi xarakatlanuvchi giroskoplar sifatida qarash mumkin. Ular orasida eng soddasi tuxumsimon pildiroqdir. Pildiroq ko'rinishdagi giroskoplarining impuls va kuch momentlari aylanish tufayli kelib chiquvchi mos momentlar bilan giroskop massa markazi mos momentlari yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$L=L_a+L_c \text{ va } M=M_a+M_c.$$

17.3b. Giroskopning qo'llanilishi.

Giroskopning tez aylanishida sodir bo'luvchi barcha hodisalar giroskopik hodisalar deyiladi. Bu hodisalar ilmiy texnik tadbiqqa ega.

Fan va texnikada simmetrik giroskop alohida ahamiyatga ega. Giroskop shaklining o'qi yoki giroskopning geometrik o'qi deb atalgan o'q aylanish simmetriyasiga ega bo'lgan giroskopga simmetrik deyiladi. Biz asosan simmetrik giroskopni qaraymiz. Giroskopning biror nuqtasi mahkamlangan bo'ladi. Giroskop o'qining mahkamlangan nuqtasi giroskopning tayanch nuqtasi deyiladi. Odatda giroskop aylanayotgan aylanish o'qidagi biror O nuqtani tayanch nuqta sifatida qaraladi. Umumiy holda giroskop harakatini tayanch nuqta va shu nuqtadan o'tuvchi oniy o'qning harakatlari yig'inlisi sifatida qarash mumkin. Giroskop aylanishining asosiy qonunlarini aniqlash uchun uning diskning massa markazidan mahkamlab qo'yish ma'quldir. Diskni mahkamlash ikkita halqada "kardan" osmasi vositasida amalga oshiriladi. Disksimon jism giroskop AA' o'qqa biriktirilgan bo'lib, u ichki halqada mahkamlangan podshipniklarda mumkin qadar kichik ishqalanish bilan aylanadi. Ichki halqa o'z navbatida podshipniklarga tayanuvchi VV' o'q atrofida aylana oladi. VV' o'qni gorizont deb olsak u giroskop o'qi bilan 90 burchak hosil qiladi. Tashqi halqa taglikning qo'zg'olmas DD' o'qi atrofida aylana oladi. DD' o'q yo'nalishi ham DD' tashqi halqa o'qiga perpendikulyar yoki vertikal desak, barcha o'qlarning kesishish nuqtasi diskning massa markazidan o'tmog'i zarur (65,66-rasm).

Agar halqalar o'z o'qlariga nisbatan simmetrik bo'lsalar, u holda disk va halqalar, og'irlik kuchlarining umumiy tashkil etuvchisi uchta o'qning kesishish nuqtasiga qo'yilganligi sababli har qanday holatda muvozanatda qoladi. Bunday biriktirishda giroskopni massalar markazida biriktirilgan simmetrik qattiq jism deb qarash mumkin. Giroskopning o'qi vertikal va gorizont o'qlar atrofida burilib, fazoda istalgan yo'nalishni olish mumkin. Disk ham o'z o'qi atrofida ixtiyoriy burchakga burilishi mumkin. Natijada disk mahkamlangan O nuqta (giroskop markazi) qo'zg'olmagan holda u turli vaziyatlarni egallashi mumkin. Ishqalanish kuchlari va halqalarning impuls momentlarini nazarga olmaslik mumkin bo'lsa, giroskopni erkin giroskop deb ataladi.

Disk o'z o'qi atrofida aylanmayotgan vaqtda kichik tashqi kuch bilan uni ixtiyoriy o'q atrofida aylantirish mumkin. Disk o'z o'qi atrofida aylantirilsa, o'q yo'nalishida impuls momenti

$$L=I\omega$$

hosil bo'lib, u giroskop o'qining fazoda ayni bir vaziyatda saqlanishga olib keladi. Harakatlanuvchi giroskopni tagligi bilan turli yo'nalishda harakatlantirsak, bursak, halqalarga katta bo'lmagan kuch ta'sir etsak (yog'och bilan urib qo'ysak) disk o'z harakatini va yo'nalishini o'zgartirmaydi.

Chunki giroskop o'qining yo'nalishi turli ta'sirgacha va keyin ham impuls momenti yo'nalishida qoladi.

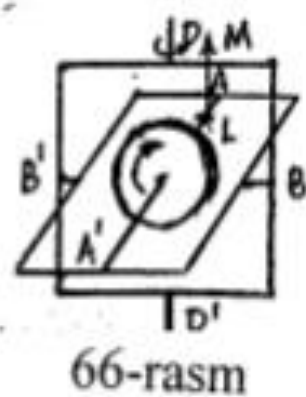
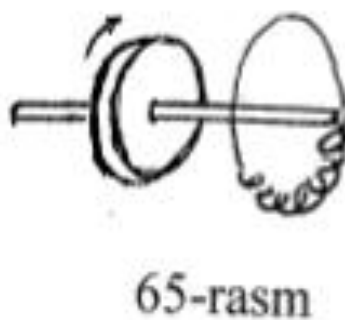
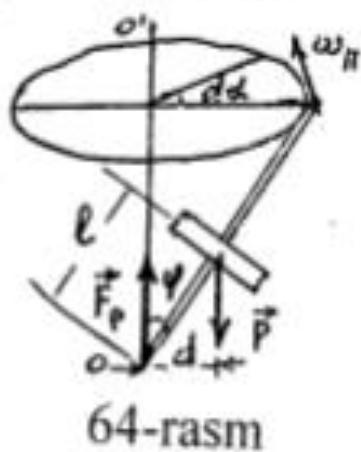
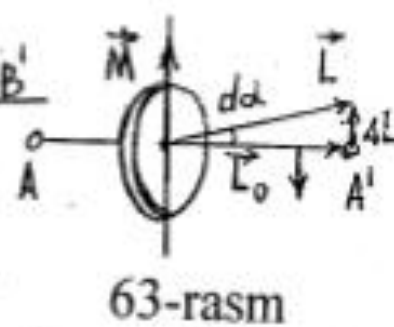
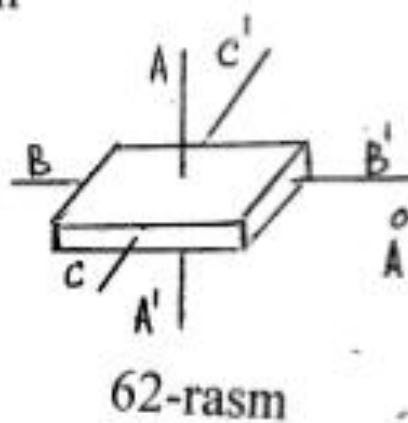
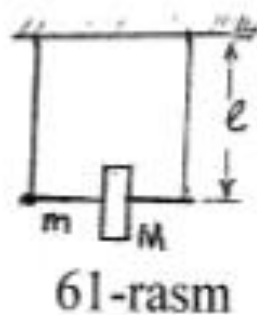
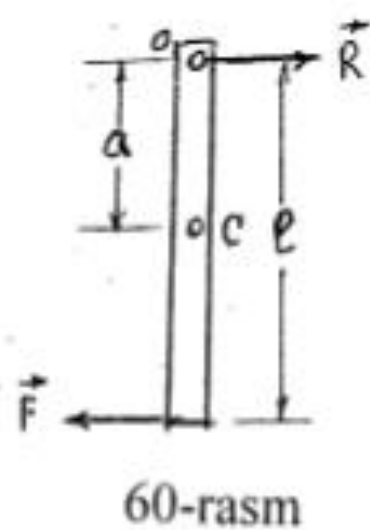
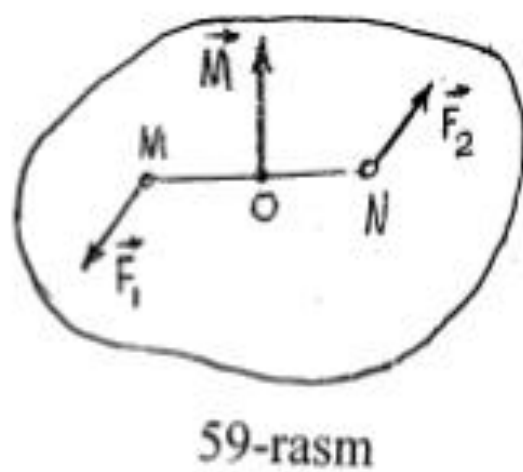
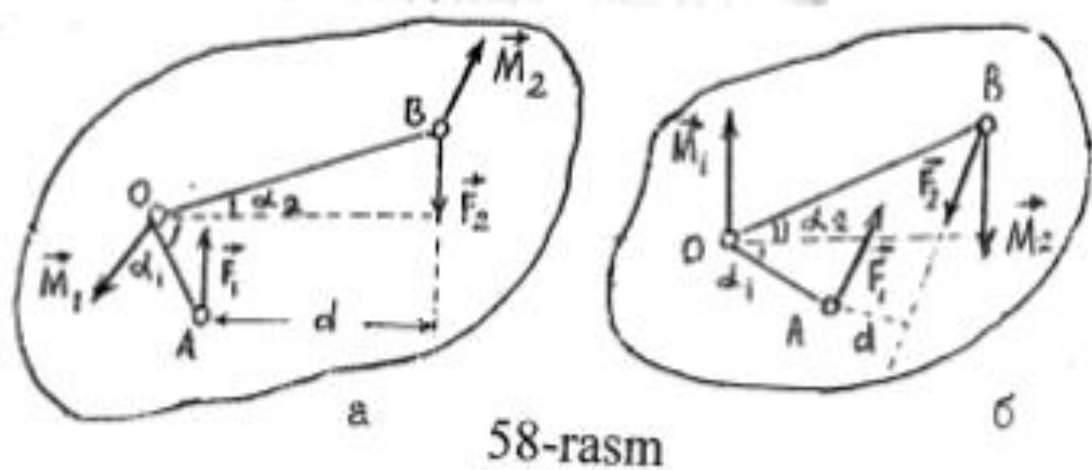
Nazariy jihatdan bunday erkin giroskoplardan kompas sifatida foydalanish mumkin. Lekin tabiatda ishqalanish kuchi mavjudligidan bunday giroskoplarni qisqa vaqt ishlovchi kompaslardagina foydalanish mumkin.

Giroskopik kompaslar samolyot va paraxodlarda ishlatiladi. Ayniksa, magnit maydoni kuchli rayonlarda magnit strelkali kompasni ishlatish qiyinlashadi, bu holda giroskopik kompas qulaydir.

Sinash savollari.

1. O'qqa nisbatan inertsia momentini hisoblash usullarini ayting.
2. Aylanishning erkin o'qi nima?
3. Giroskop deb nimaga aytiladi?
4. Turli fizik mayatniklar haqida so'zlang.

§ 17 rasmlari



§18. QATTIQ JISMNING MUVOZANAT SHARTLARI.

- 18.1 Qattiq jismning erkinlik darajasi.
- 18.2 Qo'zg'almas o'qqa ega jismning muvozanat shartlari.
- 18.3 Turg'un va turg'unmas muvozanatlar.

18.1. Qattiq jismning muvozanat shartlari.

Erkin qattiq jismning erkinlik darajasi soni 6 ta ekanidan, o'zaro bog'liq bo'lmagan harakatlari soni ham 6 ta bo'ladi. Bu harakatlarni 6 ta tenglama yordamida xarakterlash mumkin. Harakatning 3 tasi ilgarilanma va 3 tasi o'qlar atrofida aylanma harakatlardir. Tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi bilan qattiq jism massa markazi koordinatlarini bog'lovchi tenglamalar massa markazi harakati tenglamalaridir.

$$\begin{aligned} \frac{d(mv_x)}{dt} = F_x, \quad \frac{d(mv_y)}{dt} = F_y, \quad \frac{d(mv_z)}{dt} = F_z. \\ m \frac{d^2x}{dt^2} = \sum F_{ix} = F_x, \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = \sum F_{iy} = F_y, \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = \sum F_{iz} = F_z, \quad (1) \\ ma_x = F_x \quad ma_y = F_y \quad ma_z = F_z \end{aligned}$$

bu Yerdagi $\sum F_{ix}=F_x$, $\sum F_{iy}=F_y$, $\sum F_{iz}=F_z$ tashqi kuchlar teng ta'sir etuvchisining x,y,z laridagi tashkil etuvchilardir.

Tashqi kuchlar momentlari bilan x,y,z o'qlari atrofida burilish burchaklari φ_x , φ_y , φ_z orasidagi munosabat qattiq jism aylanma harakati asosiy qonunidan topiladi.

$$\begin{aligned} I_x \frac{d^2\varphi_x}{dt^2} = \sum M_x, \quad I_y \frac{d^2\varphi_y}{dt^2} = \sum M_y, \quad I_z \frac{d^2\varphi_z}{dt^2} = \sum M_z \\ I_x \frac{d\omega_x}{dt} = M_x; \quad I_x \varepsilon_x = M_x; \quad I_y \frac{d\omega_y}{dt} = M_y; \quad I_y \varepsilon_y = M_y; \quad (2) \\ I_z \frac{d\omega_z}{dt} = M_z; \quad I_z \varepsilon_z = M_z; \end{aligned}$$

Qattiq jism x,y,z o'qlar bo'ylab harakatlanmasligi va ular atrofida aylanmasligi uchun yoki qattiq jism muvozanatda bo'lishi uchun (1) va (2) dagi tengliklarning barchasi nolga teng bo'lishi zarur.

$$\begin{aligned} \sum F_x=0, \sum F_y=0, \sum F_z=0, \\ \sum M_x=0, \sum M_y=0, \sum M_z=0, \end{aligned} \quad (3)$$

yoki

$$\begin{aligned} F_x=0, F_y=0, F_z=0, \Rightarrow F=0 \\ M_x=0, M_y=0, M_z=0 \Rightarrow M=0 \end{aligned} \quad (3')$$

Kuchlar sistemasi ta'siridagi qattiq jism muvozanatda bo'lishi uchun koordinat o'qlaridagi barcha kuchlarning proektsiyalari yig'indisi va u o'qlarga nisbatan kuch momentlari yig'indisi nolga teng bo'lishi zarur.

(3) tengliklar bajarilishi uchun

$$mv_x = m \frac{dx}{dt} = \text{const} \tan t, \quad m \frac{dy}{dt} = mv_y = \text{const} \tan t, \quad m \frac{dz}{dt} = mv_z = \text{const} \tan t, \quad (4)$$

shartlarni bajarilishi zarur.

(4) tengliklar koordinat o'qlari bo'yicha impuls (harakat miqdori) ni va impuls momenti (harakat miqdori momenti) ni bildiradi. $k=mv$ va $L=I\omega$ ifodalarning tashkil etuvchilari

$$\begin{aligned} k_x=\text{const}, k_y=\text{const}, k_z=\text{const} \quad (5) \\ L_x=\text{const}, L_y=\text{const}, L_z=\text{const} \end{aligned}$$

va

bajariladi.

Kuchlarning sistemasi ta'siridagi qattiq jism muvozanatda bo'lishi uchun o'qlar bo'yicha harakat miqdori va uning momenti o'zgarmas bo'lishi zarur.

Umumiy holda harakat miqdorlari yig'indisini K , impuls momentlari yig'indisini L deb olaylik.

$$K = \sum K_i = K_x + K_y + K_z, \quad L = L_x + L_y + L_z$$

Kuch ta'siridagi qattiq jism muvozanatda bo'lishi uchun impuls va impuls momenti o'zgarmas bo'lishi zarur.

$$\begin{aligned} K &= \text{const}, & L &= \text{const}, \\ k &= mv = \text{const}, & L &= I\omega = \text{const}, \\ F &= 0, & M &= 0 \end{aligned}$$

18.2. Qo'zg'almas o'qqa ega jismning muvozanat shartlari.

Absolyut qattiq jism berilgan bo'lib, uning A va V nuqtalariga o'zaro teng va qaramaqqarshi yo'nalishda AV chiziq bo'ylab ikki kuch ta'sir etsin. Bunday kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga tengligidan u kuchlar qattiq jismni (harakatga keltirmaydi) holatini o'zgartirmaydi. Bunda F ta'sir chizig'i AV bo'ylab, A punktdan V nuqtaga ko'chirish mumkin, chunki F_1 va F_2 ning ham yig'indisi nolga tengdir (67-rasm).

Kuchning qattiq jismga ta'sirini kattaligi va yo'nalishi ta'sir chizig'i bo'yicha ko'chirganda o'zgarmaydigan sirpanuvchan vektor bilan ko'rsatish mumkin. Muayyan nuqta bilan bog'langan vektorlarni qutbiy vektor deyiladi.

O'q atrofida aylanuvchi jism holati ta'sir etuvchi kuchlar momenti va impuls momentiga bog'liqdir. Kuch va impuls momenti kuch Yelkasiga bog'liqdir. Jismning aylanish o'qi bilan kuchning ta'sir chizig'i orasidagi eng qisqa masofani muayyan o'qqa nisbatan kuch Yelkasi deb ataladi.

Son jihatdan kuchning Yelkaga ko'paytmasiga teng bo'lgan fizikaviy kattalikni o'qqa nisbatan kuch momenti deb ataladi. Odatda jismni soat strelkasi yo'nalishida aylantiruvchi momentni musbat, teskari aylantiruvchi momentni manfiy deb olinadi.

Ixtiyoriy ta'sir etuvchi kuchni aylanish o'qiga perpendikulyar tekislikda yotuvchi F va aylanish o'qiga parallel F kuchlarga ajratish mumkin. absolyut qattiq jism bo'lganda F kuch jism holatini o'zgartirmaydi. Muvozanat shartini qarashda F_0 kuchni hisobga olmaslik mumkin. F_n kuch aylantiruvchi moment hosil qilib momentning kattaligi

$$M = F_n h \quad (1)$$

bilan aniqlanadi. Bu moment son jihatdan aylantiruvchi tashkil etuvchi kuch F_a va kuchning qo'yilish nuqtasidan o'qqacha masofa R ko'paytmasiga tengdir (68-rasm).

$$M = F_a R \quad (2)$$

Bu holda F kuch Yelka R ga va aylanish o'qi OO' ga perpendikulyardir. Bu holda qattiq jism muvozanatda bo'lishi uchun kuch momenti nolga teng bo'lishi zarur.

$$M = F_a R = 0 \quad \text{yoki} \quad F_a = 0 \quad (3)$$

Qattiq jismga ta'sir etuvchi kuchlarning umumiy aylantiruvchi tashkil etuvchisi nolga teng bo'lsa qattiq jism muvozanatda bo'ladi.

Aylanish o'qiga nisbatan momentlar yig'indisi nolga teng bo'lganligidan muvozanat mavjud bo'ladi.

$$M = \sum M_i = \sum F_i R = 0$$

18.3. Turg'un va turg'unmas muvozanatlar.

Vaqtning ma'lum onida muvozanatda bo'lgan jism vaqt o'tishi bilan o'z muvozanatini saqlashi va saqlay olmasligi mumkin. Bu o'zgarish muvozanat vaziyatidan juda oz bo'lsada chetga chiqqan jismda tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi dastlabki chetlashishni orttirish yoki kamaytirishga qarab ikki turli bo'ladi.

Jismni muvozanat vaziyatidan biroz (kichik) chetlatilganda tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi chetlashishni kamaytirish tomon yo'nalgan bo'lsa, jism muvozanati turg'un muvozanat deyiladi. $\Delta F_k < 0$

Sferik chuqurlik tubidagi shar oz miqdorda chetlatilsa, uni muvozanat holiga qaytaruvchi F_q kuch hosil bo'ladi. Muvozanat holida og'irlik kuchi $P=mg$ va reaksiya kuchi R o'zaro muvozanatda bo'ladi. (69-rasm). Muvozanat vaziyatidan chetlatilgan jismga ta'sir etuvchi reaksiya kuchi yo'nalishi o'zgarib, qaytaruvchi kuch F_q chetlatishni kamaytirish tomonga yo'nalgan bo'ladi. Bu holdagi muvozanat turg'un muvozanatga misol bo'ladi.

Jismni muvozanat vaziyatidan biroz chetlatilganda tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi chetlatishni orttirish tomon yo'nalgan bo'lsa, jism muvozanati turg'unmas muvozanat bo'ladi.

Sferik sirt ustida turgan shar muvozanati turg'unmas muvozanatga misol bo'ladi (70-rasm).

Muvozanat vaziyatidan chetlatilgan jismda tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng holida qolsa, bunday muvozanatni farqsiz muvozanat deyiladi. Jismning Yassi tekislik ustidagi harakati va tinch holatiga mos muvozanatlik farqsiz muvozanatdir (71-rasm).

Konservativ kuchlar (tortishish kuchi, elastik kuch) ta'sir etayotgan qattiq jismdagi muvozanat sistemaning minimal potentsial energiyali holiga mos keladi.

Konservativ kuchlar ta'sir etuvchisi sistemada

$$E_k + E_p = \text{const}$$

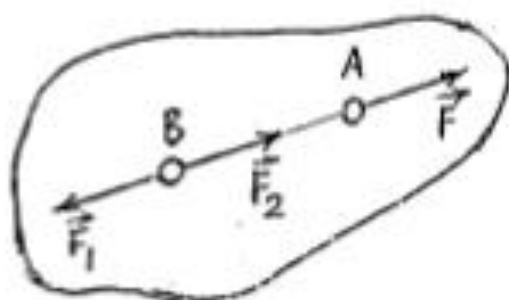
lekin sistema minimal potentsial energiya holida muvozanatda bo'lsa, energiya o'zgarishi bo'lmaydi va sistema turg'un muvozanatda bo'ladi.

Tortishish maydonida jism massa markazi og'irlik markazida bo'ladi. Og'irlik markazi eng quyi nuqtada bo'lganda, muvozanat turg'un bo'ladi (72-rasm).

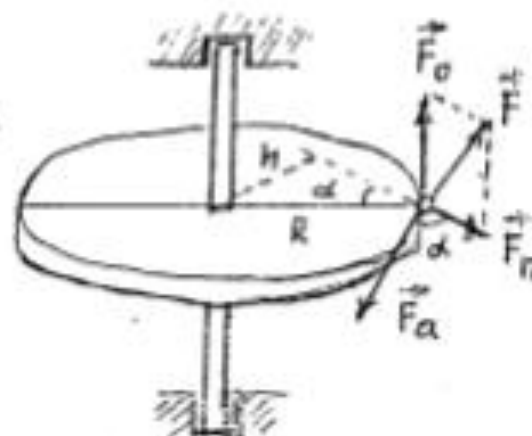
Sinash savollari.

1. Qattiq jismning muvozanat shartlarini tushuntiring.
2. Qo'zg'olmas o'qqa ega bo'lgan jismning muvozanat shartlarini bayon eting.
3. Turg'un, turg'unmas va farqsiz muvozanatni ayting.

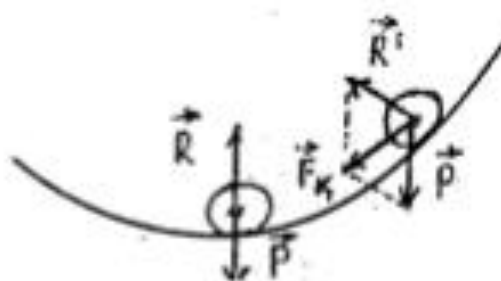
§ 18 rasmlari



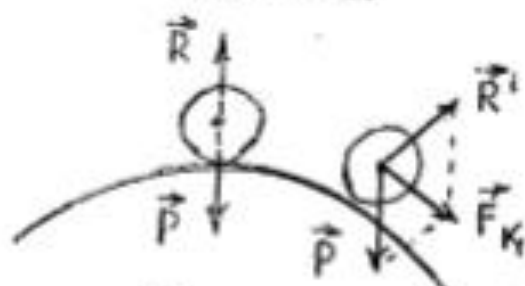
67-rasm



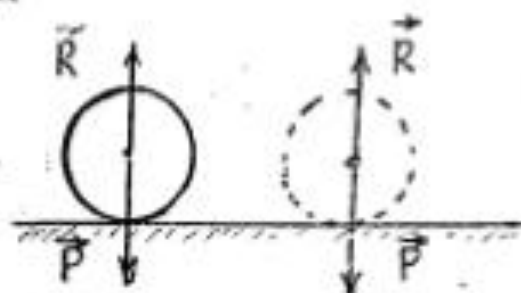
68-rasm



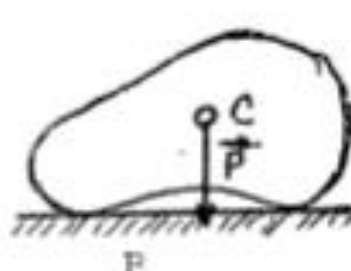
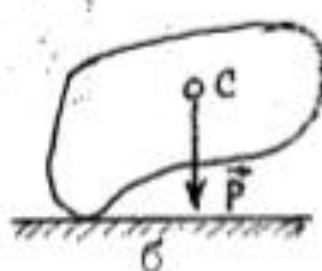
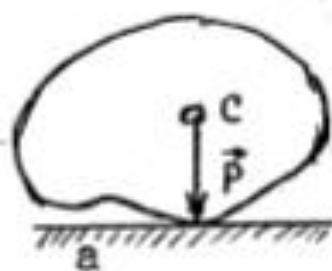
69-rasm



70-rasm



71-rasm



72-rasm

§19. ISHQALISH MAVJUDLIGIDAGI HARAKAT.

- 19.1 Quruq ishqalish qonunlari. Tinch va sirpanish ishqalish. Tebranish ishqalanish.
- 19.2 Suyuqlikli ishqalish. Qovushoq muhitda jism harakati. Stoks formulasi.
- 19.3 Tabiatda va texnikada ishqalanishning ahamiyati.

19.1. Quruq ishqalanish qonunlari.

Jismlarning har qanday harakatiga (o'zgarishga) qarshilik (dissipativ) kuchlar mavjud bo'lib, bir-biriga tegib turgan jismlarning bir-biriga nisbatan va jism qismlarining bir-biriga nisbatan ko'chishidagi qarshilik kuchlarini ishqalanish deyiladi. Ishqalanish kuchlari turlicha bo'lib, ularni umumiy xossasi shundan iboratki, bu kuchlarga qarshi ish bajarish natijasida ishqaluvchi jismlarning ichki energiyasi o'zgaradi yoki jism (yoki uning qismlarining) issiqlik energiyasi o'zgaradi.

Jism qismlarining bir-biriga nisbatan harakatiga qarshilik qiluvchi harakat yo'nalishiga urinma kuchga ichki ishqalish kuchi deyiladi. Suyuqlik va gazlardagi ishqalish kuchlari ichki ishqalish (yopishqoqlik) kuchlaridir.

Ikki jismning tegib turgan joyida u nuqtaga urinma jismlarning bir-biriga nisbatan ko'chishga to'sqinlik qiluvchi kuchlarga tashqi ishqalanish kuchlari deyiladi. Ikki qattiq jismni qovushoq suyuqlik bilan ajratish moylash deb ataladi.

Qovushoq suyuqlik bilan ajratilgan ikki qattiq jismni bir-biriga nisbatan sirpanishda suyuqlik qatlamlari orasida ishqalish sodir bo'ladi. Moyning qalin qatlamida vujudga keluvchi ishqalishni gidrodinamik ishqalish deyiladi. Qatlam qalinligi 0.1 mikron bo'lsa, ishqalishni chegaraviy ishqalish deyiladi. Moylanmagan jismlar orasidagi ishqalish quruq ishqalish deyiladi.

Tashqi ishqalish statik (tinch holatdagi) va kinematik(harakat holatdagi) ishqalishlarga bo'linadi. Statik ishqalish ishqalish tinch turuvchi jismlar orasida va kinematik ishqalish esa bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi jismlar orasida paydo bo'ladi. O'zaro tegib turuvchi jismlarning bir-biriga nisbatan harakatiga qarab ishqalishni sirpanish, aylanish, dumalash va tebranish ishqalishlariga ajratish mumkin.

b) Statik (tinch holatdagi) ishqalanish.

Stol ustida R og'irlikdagi brusok turgan bo'lsin.(73-rasm). Brusok stolga R og'irlik bilan ta'sir etsa, shu kuch yo'nalishda stol ham brusokka R reaksiya kuchi (bosim kuchi) ta'sir etadi. Lekin ular muvozanatda bo'ladilar.

Lekin brusokka F kuch qo'yilsa, u kuchga teng, lekin yo'nalishi teskari bo'lgan ishqalish kuchi vujudga keladi. Bu kuch tinch holdagi ishqalanish kuchidir.

Ta'sir etuvchi kuchni orttira borib, shunday eng katta F topamizki, bu kuch ta'sirida jism harakatlana boshlaydi. Qator tajribalarga asoslanib

sirpanish ishqalanish qonuniyatiga xos bu xulosani 1699 yili Fransuz fizigi G. Amonton, 1785 yili italiya olimi SH.Kulon aniqladi. Ularning statik ishqalanish qonuni quyidagicha aytiladi va Amonton-Kulon qonuni deyiladi.

Statik ishqalishdagi maksimal kuch tayanchga tik ta'sir etuvchi bosim kuchiga to'g'ri proporsionaldir.

$$F=k P=kmg \quad (1)$$

k -statik ishqalanish koeffisienti deyiladi.

Agar jism qiya tekislikda turgan bo'lsa, unga og'irlik kuchi R , bosim kuchi $P'=P\cos\alpha$ tushiruvchi kuch $P''=R\sin\alpha$ va reaksiya kuchi $P'=R$, statik ishqalish kuchi F ta'sir qiladilar (74-rasm). Bu Yerda $P'=R\cos\alpha$, $P''=P\sin\alpha$ tengliklar o'rinlidir. Qiya tekislikda ma'lum holat uchun ishqalish burchagi topiladiki $R\sin\varphi=F_{\max}=kR=kP\cos\varphi_0$, $k=\tan\varphi$ tenglik o'rinli bo'ladi.

Ishqalish koefitsienti va qiyalik burchagi orasidagi munosabat

$$K=\tan\varphi \quad (2)$$

bo'ladi. (bu Yerda $\varphi=F_{\max}$ holatdagi α burchakning xususiy qiymati).

Statik ishqalish kuchidan kichik bo'lgan o'zaro tegib turgan jismlarning bu nuqtasiga urinma kuch jismlarni bir-biriga nisbatan sirpantiradi.

Demak, tinchlikdagi maksimal ishqalanish kuchi koefitsienti jismning qiya tekislikda sirpanish boshlanadigan burchakning tangensiga teng.

Texnikada (2) tenglik bilan xarakterlanuvchi "tuzibqolish" ("zastoy") hodisasidan texnikada keng foydalaniladi: Remenli, friksion, uzatishlar, lentali transporterlarda va xokazo. Bu hodisaga detallar va jismlarni mix va vint bilan mahkamlash, transportni Yer sharida Yurish misol bo'ladi. Agar statik ishqalish koefitsienti kichik bo'lsa, (muzlagan, asfalt yo'lda) tortish kuchi, avtomobilni harakatlantirishga Yetarli bo'lmasligi mumkin.

v) Kinematik ishqalish.

Sirpanish ishqalanish uchun Amoniton-Kulon qonuni tinch holatdagi ishqalanish kabi.

$$F_{\text{sirt}}=k'P \quad (1)$$

k' -sirpanish ishqalish koefitsienti,

R -normal bosim kuchi.

Sirpanish ishqalish koefitsienti tegib turuvchi jismlar sirtlariga va shu jismlar materialiga bog'liqdir. U jismlarning harakat tezligiga bog'liq bo'lib, kichik tezliklarda tinch holatdagi va kinematik ishqalanish koefitsientlari teng bo'ladi.

$$k'=k \quad (2)$$

aks holda $k'>k$ bo'ladi.

Sirpanish ishqalanishni keltiruvchi sabablarni qaraylik. Biror jism ikkinchi jismga nisbatan ko'chsa, tegib turuvchi sirtlar o'zgarishi mumkin.

Jismlarga ta'sir etuvchi kuch F , chegaraviy qiymatni o'zgaradi.

$$F<k_0P \quad (3)$$

so'ngra ta'sir etuvchi kuch qiymati

$$F\geq F_{\max}=k_0P \quad (4)$$

shartni qanoatlantirsa, tegib turuvchi sirtlarni tutilishini Yengib jism bir-biriga nisbatan sirpana boshlaydi.

Jismlar orasidagi ishqalishni kamaytirish uchun tegib turuvchi sirtlarning silliqiligini Yaxshilash zarur. Lekin silliqilanish ma'lum chegaradan o'tgach tegib turuvchi jismlarning molekular orasidagi molekulyar kuchlar kuchayib ketadi. Natijada tik ta'sir etuvchi bosimning "effektiv" qiymati ortib ketadi (Molekulyar kuchlar hisobiga). Bu hodisani hisobga olib B.V.Deryagin quyidagi sirpanish ishqalanish qonunini taklif etdi.

$$F_{\text{cp}}=k(P+P_0) \quad (5)$$

P_0 -tegib turuvchi sirtlarda molekulyar kuchlarning teng ta'sir etuvchisi hisobiga paydo bo'lgan qo'shimcha tik ta'sir etuvchi kuch, K -haqiqiy sirpanish ishqalish koefitsienti.

Zarralar orasidagi masofa ortishi bilan ular orasidagi ta'sir kuchi kamayadi. Molekular aro kuchlarning bosimini N deb belgilasak, tegib turuvchi sirtni S deb olsak, kuch kattaligi $P_0=NS_0$ bo'ladi. Ikki hadli sirpanish ishqalish qonuni

$$F_{\text{sp}}=k(P+NS_0) \quad (6)$$

ko'rinishni oladi. g'adir-budirligi katta jismlar uchun (6) ifoda (1) ga o'tadi. CHunki bu holda $NS \rightarrow 0$ ni hisobga olmaslik mumkin.

Aylanma va tebranma harakatda ishqalanish.

Jismlar harakatidagi ishqalishlar aylanma va tebranma harakatda ham mavjuddir.

Tebranma harakatda (tekislikda silindrik jism tebranishi) jism tegib turuvchi nuqtalardan o'tgan oniy o'q atrofida tebranadi. Aylanma harakatda esa (kompas strelkasining uchlikdagi harakati) tegib turuvchi nuqtalar uzoq kontaktda bo'ladilar. Bu holda ishqalish tegib turuvchi nuqtalarning sirpanishidan kelib chiqadi. Ishqalishni kamaytirish uchun uchlikni o'tkirlab Yuzani kamaytirish bilan, hamda uchlik va tayanch Yuza qattiqligini orttirish bilan ishqalish kamaytiriladi. SHar tinch holda tayanchga normal bosim kuchi R va reaksiya kuchi R bir-birini kompensasiyalaydi.

SHar yoki silindrik jism tekislikda tebransa, jismlarning tegib turuvchi sirtida deformasiya paydo bo'ladi. Natijada reaksiya kuchi qo'yilishi nuqtasida vertikaldan og'adi(75-rasm,a). CHunki, jism F kuch ta'sirida v tezlikda oniy o'q atrofida tebranadi. Tebranish o'qi deformasiyaga ko'ra Aga ko'chadi. Bu esa reaksiya kuchining R va R tashkil etuvchilarini keltirib chiqaradi. R tebranishdagi ishqalish kuchi F bo'ladi (75-rasm,b).

$$F_{tebr}=R_t$$

Bir tekis tebranishda tortish kuchi F bilan kompensasiyalanadi $F=F_{tebr}=R_t=F_t$.

Reaksiya kuchi simmetriya o'qi Odan o'tganidan unga nisbatan momenti nolga teng. Bunda tashkil etuvchilar uchun(normal tashkil etuvchisi F normal bosim kuchiga teng).

$$F_{tebr} \cdot r = R k_t = P k_t \quad (7)$$

$$F_t \cdot r = F k_t$$

Tebranishdagi ishqalanish kuchi uchun Kulon qonuni

$$F_{tebr} = k \cdot P / r \quad (8)$$

o'rinlidir. k -tebranish ishqalish koeffisienti. r aylanish o'qidan massa markazigacha masofa.

Turli jismlar uchun sirpanish ishqalish koeffisienti k_{sp} va tebranish ishqalish koeffisienti k jadvalda keltirilgan.

	Materiallar	K_{sp}
	Po'lat-po'lat	0,12-0,17
	Temir cho'yan	0,18
	Metall-yog'och	0,4-0,6
	Po'lat-muz	0,027
	Materiallar	K_t
	Temir gardish-rels	0,003
	Temir gardish asfalt	0,1
	Temir gardish- qum	0,3-0,5
	Rezina shina-qattiq tuproq	0,4

9) Ishqalish kuchlarini o'lchash.

Ishqalish kuchlari tribometr deb ataluvchi qurilmada o'lchanadi. Tribometrni gorizonttal yoki gorizontga ma'lum α burchak ostida joylashtirib qiya tekislik hosil qilish mumkin. Ikkala holda ham ishqalish kuchlari dinamometrda o'lchanadi. Harakatlanuvchi B jism kontr jism, A sirt esa (qiya tekislik, stol tekisligi) asosiy jism deyiladi. Ishqalish kuchi va sirtga qisuvchi bosim kuchi aniqlangach ishqalish koeffisienti hisoblanadi.

19.2. Qovushoq ishqalanish.

Muhitda (suyuqlik yoki gazda) harakatlanuvchi jismga muhit tomonidan bo'ladigan qarshilik kuchlari qovushoq(yopishqoqlik) ishqalanish kuchlari deyiladi. Bu kuch jism shakliga, harakat tezligiga va muhitning zichligi va qovushoqligiga bog'liqdir. Qovushoqlik ortib borishi bilan ishqalish kuchlari ham ortadi.

Qovushoq ishqalish kuchini va bir-biriga nisbatan harakatlanuvchi jismlar nisbiy tezligini o'lchash yordamida qovushoqlik ishqalish koeffisientini o'lchash mumkin. Buni birinchi bo'lib Nyuton aniqladi.

$$F_u = k_q S \cdot v/h \quad (1)$$

h -sirtlar orasidagi masofa, k_q - qovushoqlik koeffisienti, bu Yerdagi $h \ll S$ bajarilishi zarur, S -sirpanuvchi sirt Yuzasi tajribalar II sirtidan I sirt tomon Yaqinlashsa, zarralarning tezligi ortishi aniqlanadi. (76-rasm). Sirtlar orasidagi suyuqlik yoki gazni qatlamlarga ajratsak, ishqalish kuchlari shu sirtlar orqali uzatiladi.

Havoning qovushoqlik koeffisienti aylanuvchi disk bilan prujinali taroziga biriktirilgan S Yuzali sirt orasidagi ta'sirdan aniqlash mumkin. (76-rasm,v). Bunda strelka burilishiga qarab, A disk aylanishi, V jism sirti ma'lum holda k_q hisoblanadi.

Qovushoqlik koeffisienti SI sistemada $kg/m \text{ sek}$, SGS sistemada $g/sm \text{ sek}$ larda o'lchanadi.

Ba'zi moddalar uchun $g/sm \text{ sek}$ larda qovushoqlik koeffisienti keltirilgan.

No	Modda	Qovushoqlik koeffisienti	Temperatur a
1	Havo	0,00018	16 ⁰ S
2	Suv	0,0114	15 ⁰ S
3	Gliserin	13,93	18 ⁰ S
4	Benzin	0,0053	18 ⁰ S
5	Mineral moy	0,833	50 ⁰ S

Muhitning qovushoqligi unda harakatlanuvchi sharchaning harakat tezligini o'lchash bilan ham aniqlanadi. Bunda qovushoqlik kuchi uchun (Stoks formulasi).

$$F_q = 6\pi k_q r v$$

ifoda olinadi, bunda r -sharcha radiusi, v -tezligi.

b) SHarchaning qovushoq muhitda tushishi.

Suyuqlik yoki gazda vertikal tushayotgan jismga uchta kuch; og'irlik kuchi

$$P = mg = \rho V g, \quad (1)$$

gidrostatik itarib chiqaruvchi kuch (Arximed kuchi)

$$F_A = \rho_c V g \quad (2)$$

va ishqalanish (qovushoqlik) kuchi (Stoks kuchi) ta'sir qiladi. (77-rasm).

$$F_i = 6\pi k_q r v \quad (3)$$

Bu ifodalarda va v -sharcha radiusi va hajmi, ρ va ρ_s -shar va suyuqlik zichliklari.

SHarchaning harakati dastlab tezlanuvchan, keyin tezlanish asta-sekin kamaya boradi va nihoyat harakat deyarli tekis bo'lib qoladi va shunda sharcha qancha yo'l bosib o'tganini topamiz. Ishqalish koef-

fisienti η qancha katta va sharcha radiusi

r qancha kichik bo'lsa, uning tekis harakati shuncha tezroq bo'ladi. $v = \text{constant}$ bo'lganda

$P = F_A + F_u$ bo'lib, $V = \frac{4}{3}\pi r^3$, $v = \frac{\Delta l}{\Delta t}$ ga ko'ra $\rho V g = \rho_s V g + 6\pi\eta r v$ bajariladi. Uni soddalashtirib,

ushbuni olamiz. $(\rho - \rho_s)V g = 6\pi\eta r v$ va undan ichki ishqalish koeffisienti uchun

$$\eta = \frac{(\rho - \rho_s)V g}{6\pi r v} = \frac{2}{q} \cdot \frac{r^2}{v} (\rho - \rho_s) g = \frac{2}{q} \cdot \frac{r^2 \Delta t}{\Delta l} (\rho - \rho_s) g$$

$$\eta = \frac{2}{q} \cdot \frac{r^2 \Delta t}{\Delta l} = (\rho - \rho_s) g$$

tenglikni olamiz.

Tajribada Δt , Δl , r o'lchanadi va η hisoblanadi. Foydalanilgan shar radiusi r mikrometr yoki

shtangensirkulda o'lchanadi. Suyuqlik zichligi jadvaldan olinadi va shar materiali eichligi jadvaldan olinadi. SHar harakatlangan masofa Δl chizg'ichda, Δt sharni Yurish vaqti sekunderda o'lchanadi (78-rasm).

19.3. Tabiatda va texnikada ishqalanishning ahamiyati.

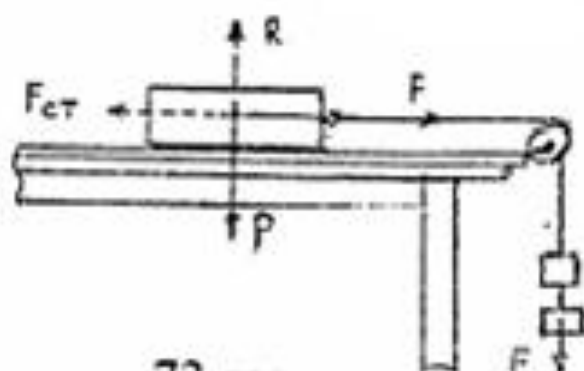
a) Ishqalanish zararli holda uni kamaytiriladi. Kamaytirish uchun moylash, podshipniklar (sharikli, rolikli, Yassi) qo'llaniladi. Ayrim holda har ikklasi birga qo'llaniladi.

b) Ishqalanish foydali hollarda u orttiriladi. Ishqalanishni orttirish uchun sirtning g'adirbudirligi orttiriladi. Buni shinalardagi note-kislik, relsga sepilgan qum, poyavzallardagi sirtning notekisligidan olish mumkin.

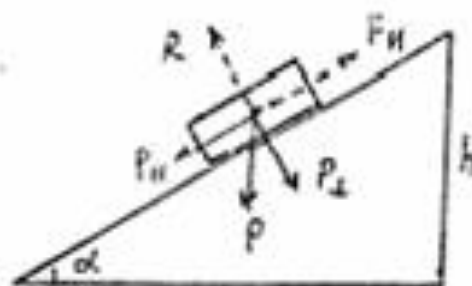
Sinash savollari.

1. Amonton-Kulon qonuni ifodasini yozing va uni tushuntiring.
2. Qovushoq ishqalish kuchi uchun Nyuton formulasini yozing.
3. Qovushoq muhitda harakatlanuvchi jism uchun Stoks formulasini yozing va izohlang.

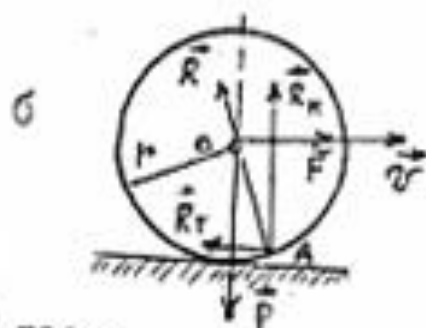
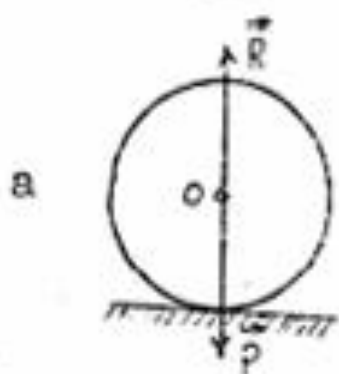
§ 19 rasmlari



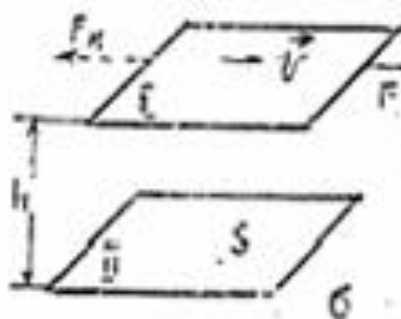
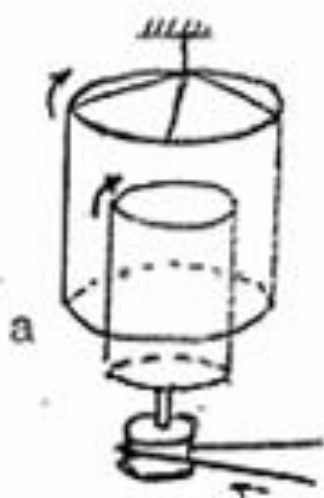
73-rasm



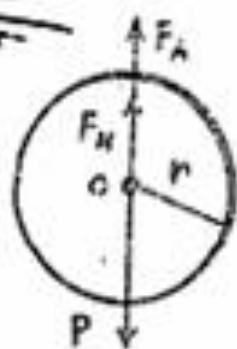
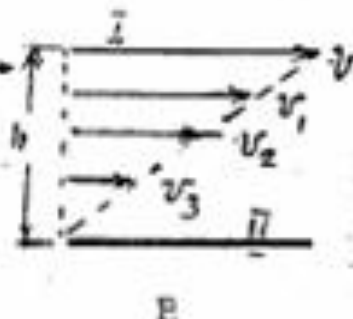
74-rasm



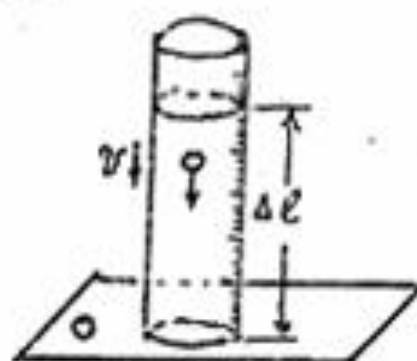
75-rasm



76-rasm



77-rasm



78-rasm

§20. SUYUQLIK VA GAZLAR MEXANIKASI.

20.1. Hidrostatika, Suyuqlik va gazlarda bosim.

20.2. Tinch holdagi suyuqlik va gazdagi bosim. Paskal qonuni

20.3. Yuqoriga ko'taruvchi kuch (Arximed kuchi) jismlarning suzish sharti.

20.1. Hidrostatika elementlari. Suyuqlik va gazlarda bosim.

Suyuqlik va gazlarning harakati Nyuton qonunlariga bo'ysunadi. Qattiq jismdan farqli o'laroq bu jismlar shakl o'zgarishiga qarshilik qilmaydilar. Bu farq jismning turli agregat holatida molekulalararo kuchlarning farqlanishidan kelib chiqadi. Jismlarning molekulyar tuzilishi va molekulyararo hodisalar molekulyar fizikada bayon etiladi.

Muvozanat holatda suyuqlik o'zi turgan berilgan idish shaklini egallaydi. Gaz esa o'zi turgan hajmini to'la egallaydi. Muvozanat holatda suyuqlikning og'irlik markazi esa quyi holatda bo'lib gaz bilan chegaraviy sirti erkin sirtini hosil qiladi. Og'irlik kuchi shu sirtga tikdir. Suyuqlikka ta'sir etuvchi to'la og'irlik kuchi uning har bir elementi massasiga ta'sir etuvchi og'irlik kuchlari yig'indisidan iborat ekanidan bu kuchni hajmiy yoki massaviy kuch deb ataladi. Suyuqlikning erkin sirtiga hajmiy kuchlardan tashqari atmosfera bosimi va boshqa kuchlar ta'sir etishi mumkin. Bu kuchlar ham o'z navbatida erkin sirtga tik bo'ladi.

Suyuqlik hajmini o'zgartirish uchun ancha katta kuch talab etilganidan ko'p hollarda hajm o'zgarishini hisobga olmay uni siqilmas deb qarash mumkin.

Qattiq jismdan iborat devor bo'lmagan holda kichik hajmli suyuqlik tomchi shaklini oladi. Bu hodisa sirtqi qatlamdagi molekulalar holati bilan xarakterlanadi va biz bu holatni qaramaymiz. Suyuqlikni bir jinsli uzluksiz muxit deb olamiz.

Qattiq jismlardan farqli ravishda suyuqlik va gazlar muvozanat holida shakl elastikligiga ega emas. (Suyuqlikning Yupqa parda va sirt qatlami bundan mustasnodir) ular faqat hajmiy elastiklikka ega bo'ladi. Muvozanat holatda turgan suyuqlik va gazdagi kuchlanish hamma vaqt o'zi ta'sir qilayotgan Yuzaga perpendikulyar bo'ladi. Tangensial (urinma) kuchlanishlar jismdagi elementar hajmlarning faqat shaklinigina o'zgartiradi (siljishlar), lekin umumiy hajmning kattaligini o'zgartirmaydi. Suyuqlik va gazlarda bunday deformasiyalar uchun zo'riqish talab qilinmaydi, shu sababli bunday muhitlarda muvozanat holatda tangensial kuchlanishlar vujudga kelmaydi. Mexanika nuqtai nazaridan suyuqliklar va gazlarni muvozanat holatda tangensial kuchlanishlar mavjud bo'lolmaydigan muhitlar sifatida ta'riflash mumkin.

Suyuqlik va gazlarda normal kuchlanish bu jismlar ichiga tomon yo'nalgan bo'ladi va u bosim harakteriga ega. Shu sababli ularni o'rganishda bosim tushunchasidan foydalanamiz.

Birlik Yuzaga tik ta'sir etuvchi kuch bosim deyiladi. Bosimni

$$P = \frac{F}{S}, \quad P = \frac{\Delta F}{\Delta S}, \quad P = \frac{dF}{dS}. \quad (1)$$

ko'rinishlarda yozish mumkin. SI birlik sistemasida kuch N'yuton (N) da, Yuza m^2 da o'lchanadi, bosim esa $N/m^2 = \text{Paskal}$ larda o'lchanadi,

$$1 \text{ Па} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ м}^2} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м} / \text{с}^2}{\text{м}^2} = 1 \text{ кг м}^{-2} \text{ с}^{-2}, [p] = L^{-1} M T^{-2} \text{ - o'lchamlikka ega bo'ladi. Bosim skalyar}$$

kattalidir: Qaralayotgan Yuza kichik bo'lganda yoki elementar Yuza bo'lganda, ($dS = \Delta S n$ bunda normal) ta'sir etuvchi kuch quyidagi ifodalardan topiladi.

$$\Delta F = p \Delta S, \quad dF = p dS \quad F = p S \quad (2)$$

Suyuqlik va gazlardagi bosim uning siqilganligidan kelib chiqadi.

Tangensial kuchlanishlar vujudga kelmagani uchun suyuqliklarning kichik diformasiyalariga nisbatan elastik xususiyatlari faqat bitta elastik doimiy bilan: ciqiluvchanlik koefisenti

$$\gamma = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dV}{V} \quad (3)$$

bilan yoki bunga teskari kattalik - har tomonlama siqilish moduli

$$k = \frac{1}{\gamma} = -V \frac{dP}{dV} = -\frac{dP}{(dv/V)} \quad (4)$$

bilan harakterlanadi. Temperatura o'zgarishsiz sodir bo'luvchi diformasiyalarida bu koefisientlar izotermik koefisientlar

$$\gamma = -\frac{1}{V} \cdot \left(\frac{dV}{dp} \right)_{T=\text{const}}, \quad K = -V \left(\frac{dP}{dV} \right)_{T=\text{const}} \quad (5)$$

ko'rinishda, issiqlik almashinishsiz sodir bo'lsa adiabatik koefisientlar deb olinadi.

Suyuqliklar siqiluvchanligining kichikligi ko'p hollarda hajmining o'zgarishlarini mutlaqo hisobga olmaslik imkonini beradi. U holda absolyut siqilmas suyuqlik tushunchasi kiritiladi. Bu ideallashtirish bo'lib undan ko'p hollarda foydalanadi. Gazlarda suyuqliklarga nisbatan siqiluvchanlik Yetarli darajada kattaroqdir. Lekin ularning xassalari bir biriga Yaqin bo'lib ko'p qonuniyatlar har ikkisi uchun aytilayotgan muloxazalar, aloxida takidlanmagandan tashqari holda gazlar uchun ham tegishli bo'ladi.

Muvozanat xolatida suyuqlikning (gazning) bosimi R uning zichligi r va temperaturasi T o'zgarishi bilan o'zgaradi. Bosim bu parametrlarning qiymati bilan bir qiymatli aniqlanadi. Bu kattaliklar orasidagi ushbu munosabat

$$P=f(\rho,T) \quad (6)$$

holat tenglamasi deb ataladi.

Agar suyuqlik harakatda bo'lsa unda normal kuchlanishlar bilan bir qatorda tangensial kuchlar ham vujudga kelishi mumkin. Ammo tangensial kuchlar suyuqlikning deformatsiyalari (siljishlari) bilan emas, ularning tezliklari bilan, Ya'ni deformatsiyalarning vaqt bo'yicha hosilalari bilan aniqlanadi. SHuning uchun ularni ishqalanish kuchlari yoki qovushoqlik kuchlari qatori ga qo'shiladi. Ular ichki ishqalanishning tangensial kuchlari yoki siljish kuchlari deb ataladi.

Tangensial kuchlar bilan bir qatorda ichki ishqalanishning normal yoki hajmiy kuchlari xam mavjud bo'lishi mumkin. Odatdagi bosimning R kuchlaridan bu uchlar shu bilan farq qiladiki, ular

ham suyuqlikning siqilish darajasi bilan emas, siqilishning vaqt o'tishdagi o'zgarish tezligi bilan aniqlanadi. Bu kuchlar tez o'tadigan jarayonlarda ahamiyatga ega bo'lib, tezlik nolga intilgan limit holda ichki ishqalanishning hamma kuchlari yo'qoladi. Suyuqliklar muvozanati va tashqi kuchlar ta'sirida harakatini o'rganuvchi mexanika bo'limi gidromexanika deb ataladi. Suyuqliklar muvozanati gidrostatikada, tashqi kuchlar ta'sirida harakati esa gidrodinamikada qaraladi. Gazlar muvozanati aerostatika, tashqi kuch ta'sirida harakati aerodinamikada qaralib, umumiy holda aeromexanika deb ataladi.

20.2. Tinch holatdagi suyuqlik va gazda bosim taqsimoti. Paskal qonuni.

Suyuqlik yoki gazda uzunligi Δl va kesim Yuzi ΔS ga teng silindrik bo'lakcha ajrataylik. (79- rasm). Agar qaralayotgan bo'lak uchlarida p bosim farqi bo'lib, unga ma'lum yo'nalishda $F=\Delta P \cdot \Delta S$ kuch ta'sir etsa, suyuqlik (gaz) harakatga kelib, u harakatga kelar edi. Hajmiy kuchlar bo'lmaganda, suyuqlik (gaz) muvozanatda bo'lishi uchun $\Delta p/\Delta l=0$ shart qanoatlantirishi zarur, bunda $p=\text{const}$ degan xulosa chiqadi. Muvozanatdagi suyuqlik (gazning)

ixtiyoriy yo'nalishda barcha nuqtasidagi bosimi bir xil bo'lib, turli yo'nalishlarga bir xil uzatiladi. Bu Paskal (1623 - 1662 yil) qonunidir. Bu suyuqlik va gazga berilgan tashqi bosim kuchi barcha yo'nalishlarda bir xil o'zgarishsiz uzatiladi, deb ham ifodalash mumkin. Hajmiy kuchlar iavjud bo'lgan holni qaraylik, hajmiy kuchlar vertikal yo'nalganligi sababli gorizontol bo'lakcha uchlaridagi kuchlar tengligidan $P_1\Delta S=P_2\Delta S$, bosimlar ham tengligi kelib chiqadi.(80-rasm) Bunday bir xil balandlikdagi gorizontol tekisliklar teng bosimli (izbarik) tekisliklar deyiladi. Silindrik bo'lakcha vertikal bo'lsin (81- rasm). Bu holda silindr asosiga uning o'qi bo'ylab ko'rsatiladigan bosim kuchdan tashqari hajm kuchi $\rho gh\Delta S$ ham ta'sir etadi. Bu holda muvozanat sharti

$$F_2=F_1+F_m \quad (1)$$

$$p\Delta S= p\Delta S+\rho gh\Delta S \quad (2)$$

ko'rinishida yoziladi. ΔS ga qisqartirib

$$P_2=p_1+\rho gh \quad (3)$$

natijani olamiz. Agar sanoq boshi $h=0$ olinsa, bu holdagi tashqi bosim P_0 deb qaralsa, ixtiyoriy h xol uchun umumiy bosimni quyidagicha yozish mumkin

$$P_2=p_0+\rho gh \quad (4)$$

koordinatalar boshi suyuqlikning erkin sirtidan olinsa, $P_0=P_a$ atmosfera bosimi bo'ladi. Atmosfera bosimidan tashqari qo'shimcha tashqi bosim bo'lganda $P_0=P_a+p$ (p -qo'shimcha tashqi bosim) o'rinli bo'ladi. (4) tenglama gidrostatik tenglama deb ataladi. Bu Yerd $P_g=\rho gh$ gidrostatik bosim deb ataladi. Gidrostatik bosim idish shakliga bog'liq bo'lmay, faqat idish tubi va suyuqlik sirti orasidagi masofaga (h ga) bog'liq bo'ladi va birjinsli suyuqlikda tutash idishlari h

bir xil. Idish yon devorlaridagi gidrostatik bosim suyuqlik ustuni balandligiga bog'liq bo'ladi. Suyuqlikdagi bosim turli manometrlarda o'lchanadi.

20.3. Qattiq jismlarning suzishi. Arximed qonuni.

Arximed (287 - 212 yil eramizgacha) suyuqlikka botirilgan jismning og'irligi shu jism siqib chiqargan suyuqlik og'irligi qadar kamayishini aniqladi. Agar suyuqlik ichiga botirilgan jism mexanik muvozanatda ushlab turilsa, atrofdagi suyuqlik jism siqib chiqargan hajmdagi suyuqlikning og'irligiga son jihatdan teng gidrostatik bosim kuchi bilan ta'sir qilib, uni itarib chiqarishga intiladi. Bu itarib chiqaruvchi kuch Yuqoriga yo'nalgan bo'ladi va jism siqib chiqargan suyuqlikning massalari markazi orqali o'tadi. U nuqtani jismning suzuvchanlik markazi deb ataymiz. Suzuvchi jismlarning muvozanati va turg'unligi shu nuqtaning o'rni bilan aniqlanadi. Jismning muvozanatda bo'lishi uchun uning og'irligi siqib chiqargan suyuqligining og'irligiga teng bo'lishi va suzuvchanlik markazi A jismning o'z massalari markazi bilan bitta vertikalda yotishi zarur. Agar massa markazi S suzuvchanlik markazi A dan pastda bo'lsa, muvozanat turg'un, aksincha Yuqorida bo'lsa noturg'un bo'ladi. (82- rasm) A va S bir vertikalda yotmasa(a,b), yoki S nuqta A nuqtadan Yuqorida(bir vertikalda) bo'lsa, muvozanat turg'unmas(v) bo'ladi. g holda turg'un muvozanat bo'ladi (82-rasm,g).

g) Atmosferadagi gazlar havo bosimini keltirib chiqaradi. Uning qiymati gaz ustini h balandligiga, temperatura T ga va gaz molyar massasi M ga bog'liq bo'ladi. Bu bog'lanish balandlik ortishi bilan bosim eksponensial kamayishi kabi bo'lib, quydagi ifodalardan aniqlanadi.

$$P_n = P_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (1). \quad P_n = P_0 e^{-\frac{\rho_0 gh}{P_0}} \quad (2)$$

bu Yerda $\mu = m_1 N_0 = \rho \cdot \frac{N_A}{n_0} = m_1 \cdot \frac{R}{k}$ bo'lib, m_1 -bir dona molekula massasi, ρ_0, P_0 -er sirtidagi xavo zichligi va bosimi.(1) va (2) ifodalar barometrik formulalar deb Yuritiladi. Yer sirtidagi bosim $P=760 \text{ mm s.u.}=10^5 \text{ Pa}$, $T=273^\circ \text{ C}$ deb olsak (2)dan

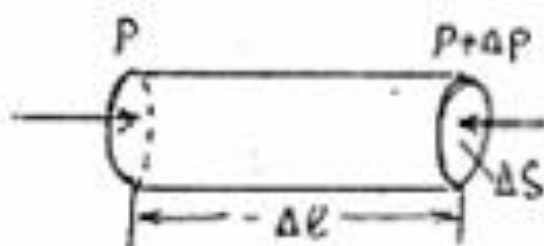
$$h = 18,4 \lg \frac{P_0}{P_h} \text{ KM.} \quad (3)$$

bog'lanishni topish mumkin. P_h ni bilgan xolda balandlik h ni aniqlash mumkin. Atmosfera bosimi barometr-aneroid va simobli barometrda o'lchanadi.

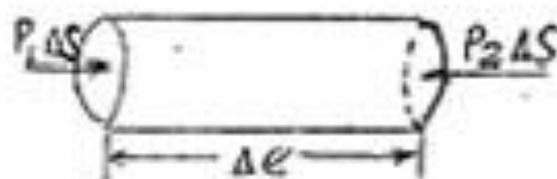
Sinash savollari.

1. Suyuqlik va gazdagi bosimni qanday kuchlanishlar keltirib chiqaradi.
2. Paskal qonunini bayon eting.
3. Hidrostatik tenglamani yozing va tushuntiring.
4. Arximed qonunini bayon eting.

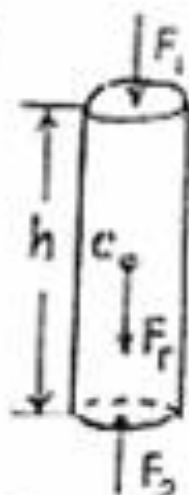
§ 20 rasmlari



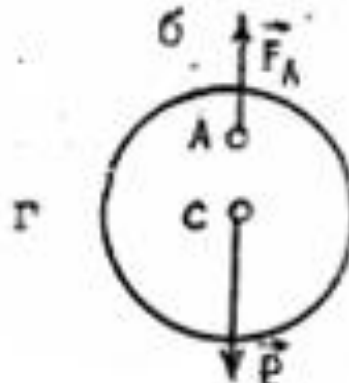
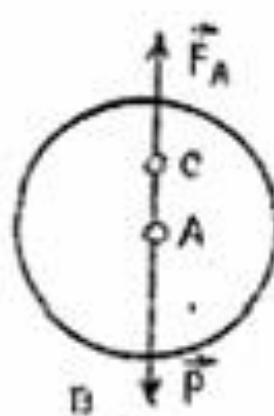
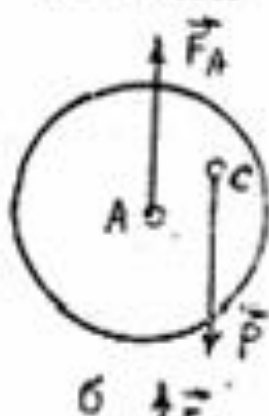
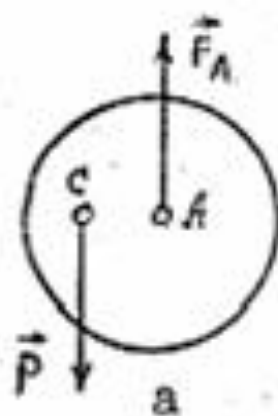
79-rasm



80-rasm



81-rasm



c-massa markazi, A-suzuvchanlik markazi

82-rasm

§21. SUYUQ VA GAZ HOLATIDAGI JISMLARNING OQISHI.

- 21.1. Suyuqlik stasionar oqishi.
- 21.2. Bernulli tenglamasi.
- 21.3. Bernulli tenglamasidan kelib chiquvchi xulosalar. Torichelli formulasi.
- 21.4. Oqimning reaksiya kuchi.

21.1. Suyuqlikning stasionar oqishi. Uzlaksizlik tenglamasi.

Suyuqlik yoki gazning oqish qonunlarini ideal suyuqlik uchun qaraylik. Bu qonunlar gazlar uchun ham o'rinli bo'ladi.

Qovushoqligi yo'q deb olingan, faraziy suyuqlik ideal suyuqlik deyiladi. Tabiatda ideal suyuqlik bo'lmaydi, lekin u suyuqlik harakati qonunlarini qarashda soddalik va qulaylik tug'diradi. YO'pishqoqlikni hisobga olib, olingan qonuniyatlarga tuzatmalar kiritilsa, real suyuqliklar (gazlar) qonunini olamiz.

Tezlik bosim, zichlik, temperatura va boshqa kattaliklarning hammasi oqayotgan suyuqlik egallab turgan fazoning har bir joyida hamma vaqt doimiy bo'lib qolaversa, suyuqlik (gaz) ning oqishi stasionar (barqaror) oqim deyiladi. Aks holda harakat beqaror (nostasionar) oqim deb ataladi, oqim qonunlari Yanada murakkablashadi.

Suyuqlik yoki gazning harakati yo'nalishi bo'ylab chiziqlar o'tkazaylik. Bu chiziqning yo'nalish qaralayotgan nuqtadagi suyuqlik yoki gaz zarrasining tezligi yo'nalishi bilan mos bo'lsin. Bu chiziqlarni oqim chiziqlari deyiladi. Oqim chiziqlarini suyuqlikda ingichga rangli suyuqlik va gazda ingichka tutun (rangli gaz) kiritish bilan kuzatish mumkin.

Barqaror oqimda oqim chiziqlari vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Yo'nalishi qaralayotgan nuqtadagi suyuqlik (gaz) zarrasining tezligi yo'nalishi bilan mos bo'lgan chiziq oqim chizig'i deyiladi.

Oqim chiziqlari bilan chegaralangan suyuqlik yoki gazning qismiga oqim nayi deyiladi. Oqim nayi ichidagi suyuqlik sharra deb ataladi (83-rasm). Stasionar oqimda A nuqtadan o'tuvchi kesimni qarasak, barcha oqim chiziqlari tezligi bir xil bo'ladi. Oqim nayining kesim Yuzasi $<S$ bo'lgan ixtiyoriy ko'ndalang kesimimdan Δt vaqtda o'tgan suyuqlikning massasi uning zichligi ρ va va tezligi v bo'lsa,

$$\Delta m = \rho v \Delta S \Delta t = \rho \Delta S (v \Delta t) \quad (1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. (84-rasm). Bu asosi ΔS va balandligi $v \Delta t$ ga teng silindrik sirt ichdagi suyuqlikdir.

Oqim nayining ixtiyoriy ikkita ΔS_1 va ΔS_2 yuzali ikki kesimini qarasak, massa saqlanish qonuniga ko'ra bu kesimlardan teng vaqtlarda o'tgan massalar bir xil bo'ladi. Qaralayotgan kesimlarda zichliklar ρ_1 va ρ_2 tezliklar v_1 va v_2 bo'lsa,

$$\rho_1 v_1 \Delta S_1 \Delta t = \rho_2 v_2 \Delta S_2 \Delta t \quad (2)$$

bundan vaqt birligida o'tuvchi massalar

$$\rho_1 v_1 \Delta S_1 = \rho_2 v_2 \Delta S_2 \quad (3)$$

bo'ladi. Bu ixtiyoriy kesim uchun to'g'ridir.

Oqim stasionar bo'lganda vaqt birligida ixtiyoriy kesimdan o'tuvchi massa miqdori o'zgarmasdir.

$$m=\rho v\Delta S=\text{const} \quad (4)$$

Bu suyuqlik va gazlar oqimi uchun uzluksizlik (doimiylik) qonunidir. Suyuqlik yoki gazni siqilmaydigan deb olsak, kesimlarda zichlik o'zgarish bo'ladi va (3) tenglikni

$$v_1\Delta S_1=v_2\Delta S_2 \quad (5)$$

ko'rinishda yozish mumkin. (5) dan

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} \quad (6)$$

munosabatni olamiz. Bu munosabat stasionar oqimda ixtiyoriy ikki kesim uchun to'g'ri. (6) dan

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

olish mumkin. Umumiy holda $v\Delta S=\text{constant}$ ko'rinishida, siqilmaydigan suyuqlikda tezlik va kesim Yuza ko'paytmasi o'zgarish bo'ladi. (6)chi ifodadan stasionar oqimda oqim nayi bo'ylab suyuqlik (gazning) oqim tezligi nayning ko'ndalang Yuzasiga teskari proporsional ekanligi ko'rinadi. Bu xulosa

ko'ndalang kesim Yuza tekis o'zgaruvchi katta kesim Yuzali naylar uchun ham o'rinlidir. Bu holda kesim Yuza kichrayib borgan Yerdagi tezlik ortib boradi (bosim kamayadi) kesim Yuza ortib borgan qismda esa tezlik kamayadi (bosim ortib boradi) (85-rasm). Demak, kesim Yuzasi kichik bo'lgan oqim nayida bosim kichik va katta bo'lgan jismda bosim katta bo'ladi.

21.2. Bernulli tenglamasi.

Siqilmaydigan va ideal suyuqlik stasionar oqimini qaraylik. Oqim nayining A va V nuqtalarida uning o'qiga perpendikulyar tekislik kesim Yuzalari mos ravishda ΔS_1 va ΔS_2 bo'lsin. Bu Yuzachalarning har birida ixtiyoriy nuqtasining tezligi v va v bo'lsin. (86-rasm). Biror Δt vaqtda

A nuqtadagi kesim A, V nuqtadagi kesim V holatni oladi, AV hajm esa A_1V_1 hajmga o'tadi. Bu suqlik ustunini ko'chirishda tashqi kuchlar bajargan ishni qaraylik u ikki qismdan iboratdir: a) Og'irlik kuchini ishi, b) bosim kuchining ishi.

Ishni hisoblashda AA hajmni VV ga ko'chirishdagi ishni topish bilan chegaralanish mumkin. Og'irlik kuchining ishi kuch bilan balandliklar farqi ko'paytmasiga teng.

$$A_{0k}=P(h_1-h_2)=mg(h_1-h_2) \quad (1)$$

Oqim nayining A kesimini A ga ko'chirishdagi bosim kuchining ishi bosim kuchi bilan ko'chirish kattaligi ko'paytmasiga teng.

$$A_{b1}=p_1\Delta S_1l_1 \quad (2)$$

Bu Yerdagi $p_1\Delta S_1$ kesimdagi bosimdir. V dagi kesimni V ga ko'chirishdagi ishi esa,

$$A_{b2}=P_2\Delta S_2l_2 \quad (3)$$

tenglikdan topiladi.

Ishqalish bo'lmaganda barqaror oqimda tashqi kuchlarga qarshi ish suyuqlik kinetik energiyasi o'zgarishiga tengdir.

$$mg(h_1 - h_2) + p_1\Delta S_1l_1 - p_2\Delta S_2l_2 = \quad (4)$$

(4) tenglikda ΔS_1l_1 , ΔS_2l_2 - ajratilgan hajmdagi suyuqlikdir

va uni v bilan belgilasak, $\rho=\text{const}$ ekanidan $v\Delta S_1l_1=v\Delta S_2l_2$ bo'ladi.

$$mg(h_1 - h_2) + (p_1 - p_2)V = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} \quad (5)$$

(5) tenglamada $m=\rho v$ ekanidan, v ga qisqartirsak,

$$\rho g(h_1 - h_2) + (p_1 - p_2) = \frac{\rho v_2^2}{2} - \frac{\rho v_1^2}{2} \quad (6)$$

yoki

$$\rho g h_1 + p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = \rho g h_2 + p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} = \text{const} \quad (7)$$

tenglamalarni olamiz va ularni har ikki tomonini ρg ga qisqartirib,

$$h_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = h_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} = \text{const} \quad (8)$$

ni olamiz. (5)-(8) tenglamalar Bernulli tenglamasi deyiladi. Bernulli bu ishni 1738 yili matbuotda e'lon etgan.

(7) ifodada barcha hadlar bosimni ko'rsatsa, (8) ifodada barcha hadlar uzunlik o'lchamiga egadir. SHu sababli (7) ifoda uch bosim tengligi deyiladi. (8) Ifoda esa uch balandlik tengligi deyiladi. (7) ifodadagi $\rho v_1^2/2$, $\rho v_2^2/2 - \Delta S_1$ va ΔS_2 kislardagi dinamik bosimni, R_1 va P_2 -statik bosim, $\rho g h_1$ va $\rho g h_2$ geodezik bosimni ko'rsatadi.

(8) ifodadagi h - geodezik balandlik, P statik balandlik, $v^2 / 2g$ - dinamik balandlikni ko'rsatadi.

Suyuqlikdagi dinamik va statik bosimlar yig'indisi Pito trubkasida o'lchanadi. (87-rasm). Tezlik naylari Pito trubkasi ko'rsatishi bilan manometrik trubka ko'rsatishlari ayrimasiga teng bo'ladi. Kichik diametrli trubalarda chegaraviy qatlam oqim nayini to'ldiradi va bunda yopishqoqlikni albatta xisobga olish zarur bo'ladi.

Siqilmaydigan suyuqlikning ishqalishsiz barqaror qismida uch balandlik - geodezik, bosim va tezlik balandliklarining yig'indisi oqim nayi ixtiyoriy kesimi uchun o'zgarmas kattalikdir. gorizontol nay uchun ($h_1=h_2$)(8) ifoda

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

ko'rinishni oladi va bundan quyidagini olamiz.

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = P_2 + \frac{\rho v_2^2}{2}, \quad \text{ёки} \quad P + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const} \quad (10)$$

Ishqalishsiz oquvchi gorizontol trubada statik va dinamik bosimlar yig'indisi o'zgarmasdir.

21.3. Bernulli tenglamasidan kelib chiquvchi natijalar.

a) Idish sirti Yuzasi S (88-rasm) teshik kesim Yuzasi S dan katta bo'lganidan v tezlik tirqishdagi suyuqlik tezligidan juda kichikdir, Ya'ni

$$v_0 \ll v_1, \quad v \approx 0.$$

Yuqorida aytilganlarni hisobga olib, Bernulli tenglamasini quyidagi ko'rinishda va yozish mumkin.

$$H = h_0 - h_1 = v_1^2 / 2g$$

va bundan

$$v_1 = \sqrt{2g(h_0 - h_1)} = \sqrt{2gH} \quad (1)$$

tezlik ifodasini olamiz. Bu tenglik Torichelli formulasi deb ataladi.

b) Torichelli formulasini tekshirishning turli usullari mavjud bo'lib, ulardan soddasi vaqt birligi ichida teshikdan oqib chiquvchi suyuqlikning hajmiy sarfini o'lchashdir.

Bunga ko'ra S_1 kesimli teshik orqali suyuqlikning vaqt birligi ichidagi sarfi

$$Q = S_1 \sqrt{2gH} \quad (2)$$

bu Yerdagi $Q=S_1 v_1$ ga teng. Aslida, o'lchangan hajm Q hisoblangan hajm Q dan kichik bo'ladi, Ya'ni

$$Q = \mu Q = \mu S_1 \sqrt{2gH} \quad (3)$$

μ -sarf koeffisienti. Chunki, ishqalish kuchi va havo qarshiligi hisobiga o'lchangan hajm kichik bo'ladi. Sarf koeffisienti har xil suyuqliklar uchun va turli shakldagi teshiklar uchun turlicha bo'ladi.

v) Turli tirqishlar uchun sarf koeffisienti.

Yupqa devordagi yumaloq tirqish uchun sarf koeffisienti $\mu=0,61-0,64$ (89-rasm,a), silindrik tirqish uchun $\mu=0,514$, cuyri qilingan tirqish uchun $\mu=0,96-0,98$ bo'ladi.

g) Asosan gazlardagi bosimni o'lchashga mo'ljallangan asbob Pito-Prandtl trubkasi Torichelli formulasi bilan hisoblanishi mumkin. U suyuqlik shakldagi jismga statik bosim

R_{st} ni va dinamik bosim R_{d} ni o'lchovchi monometrlarni ulangan

asbobdir. Manometr bosimlar ayirmasini ko'rsatadi. (90-rasm). Oqim tezligini orttirib, bosimni kamaytirishga asoslangan bir qancha texnik va turli qurilmalar mavjud. Bularga suv oqimli nassos, karbyurator misol bo'ladi.

Pulvirizator ham shunga asoslangan.

d) Gidrodinamika qonunlarini tekshirish usullardan Yana biri turli balandlikda joylashgan teshiklardan gorizontol oqayotgan suyuqlik oqimlarining kesishish nuqtasini topishdir. (91-rasm). Suyuqlikning qovushoqligini hisobga olmasdan ikkita oqimning o'zaro kesishish nuqtasini topish mumkin. Torichchelli tenglamasidan foydalanib tirqishlardan oqib chiquvchi suyuqlik tezliklari uchun

$$v_1 = \sqrt{2ga} \quad \text{va} \quad v_2 = \sqrt{2g(a + h_1 - h_2)}$$

ifodalarni yozamiz. U holda suyuqlik oqimlarining teshiklardan oqib chiqib o'zaro kesishguncha ketgan vaqtlari mos ravishda

$$h = \frac{gt^2}{2}, \quad t = \sqrt{\frac{2h}{g}}$$

$$t_1 = \sqrt{\frac{2(h_1 - h_3)}{g}} \quad \text{va} \quad t_2 = \sqrt{\frac{2(h_2 - h_3)}{g}}$$

bo'ladi. Kesishish nuqtasida oqimlar idishdan birxil b masofada bo'ladi. Suyuqlikning oqib tushishida tezlikning gorizontol tashkil etuvchisi o'zgarmaydi, Ya'ni

$$b = v_1 t_1 = v_2 t_2$$

$$a(h_1 - h_2) = h_1(h_2 - h_3) - h_2(h_2 - h_3).$$

$$a(h_1 - h_2) = (h_1 - h_2)(h_2 - h_3) \cdot \frac{1}{h_1 - h_2}$$

$$a = h_2 - h_3$$

Bu tenglikni yuqoridagi tengliklarni xisobga olgan holda

$$\begin{array}{l} a(h_1 - h_3) = (a + h_1 - h_2)(h_2 - h_3) \\ \text{eki} \quad \quad \quad a = h_2 - h_3 \end{array}$$

ko'rinishda yoza olamiz.

Demak, oqib chiqayotgan suyuqlik oqimlarining kesishish nuqtasidan pastki teshikkacha va yuqoridagi teshikdan suyuqlik satxigacha bo'lgan masofalar o'zaro teng bo'ladi.

e) Har xil kesimli naylarda oqayotgan suyuqlikning bosimi-minibilgan holda, shu suyuqlikning har bir sekunddagi sarfini aniqlash mumkin. Bizga devorida uncha katta

bo'lmagan teshiklarga ega bo'lgan o'zgaruvchan kesimli shisha nay berilgan bo'lsin. Nay gorizontali joylashtirilgan bo'lib, teshiklarga vertikal ingichka naychalar payvandlangan. Vertikal naychalar nayning shu kesimidagi bosimini o'lchashga imkon beradigan manometrlar bo'lib xizmat qiladi (92-rasm). Gorizontali nay uchun Bernulli tenglamasi va uzluksizlik tenglamasiga ko'ra suyuqlik sarfi $Q = \gamma v_1 S_1 = \gamma v_2 S_2 = \gamma v_3 S_3$ bo'lib, vaqt birligidagi sarf uchun

$$Q = g \sqrt{\frac{2(p_2 - p_1)\rho}{\frac{1}{S_1^2} + \frac{1}{S_2^2}}} \text{ tenglik o'rinli bo'ladi.}$$

21.4. Oqimning reaktiv kuchi.

Vaqt birligi ichida oqim nayining kesim Yuzasi dS bo'lgan qismidan tezligi v ga teng bo'lgan oqib o'tgan suyuqlik miqdori

$$Q = \rho v dS \cos \alpha \quad (1)$$

bo'ladi. Bu Yerdan suyuqlik zichligi, α - dS Yuza va oqim orasidagi burchak. Qaralayotgan hajmning biror sirtidan chiqib ketayotgan suyuqlikning harakat miqdori

$$\vec{K} = \rho v dS \cos \alpha \cdot \vec{v} \quad (2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

Egri oqim nayining A va B nuqtalaridagi harakat miqdorini qarasak, kesim Yuzalari tengligidan A kesimga keluvchi va B dan chiquvchi suyuqlik miqdori bir xil bo'ladi, demak u kesimlarda harakat miqdorlari modullari teng, lekin yo'nalishi tikdir. Ularning ayirmasi F kuchga teng bo'lib, son jixatdan

$$\Delta K = F \sqrt{2} K_B = \sqrt{2} K_A \rho S v^2 = \sqrt{2} \rho (Sv) \cdot v \quad (3)$$

ifoda bilan aniqlanadi (93-rasm).

Oqib chiqayotgan suyuqlikning jo'rakka ko'rsatadigan reaksiyasi harakat miqdori o'zgarishining F vektoriga teng va unga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, O nuqta orqali o'tadi va bu nuqta kirayotgan va chiqayotgan suyuqlik harakat miqdorlari yo'nalishlari kesishgan nuqtani bildiradi.

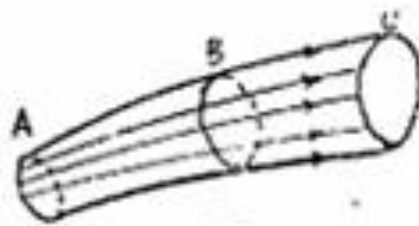
$$\vec{F} = \vec{K}_B - \vec{K}_A = \vec{R} \quad \vec{F} = - \vec{R} \quad |\vec{F}| = |\vec{R}| \quad (4).$$

Reaksiya kuchini R bilan belgilaymiz. U reaktiv kuch deyiladi. U reaktiv dvigatel va turbinalarda qo'llaniladi.

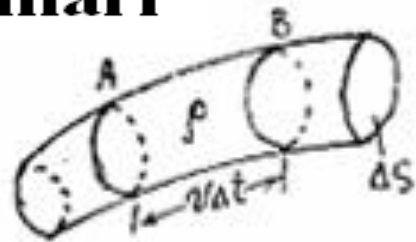
Sinash savollari.

1. Stasionar (barqaror) va barqaror bo'lmagan oqimni tushuntiring.
2. Suyuqlik va gaz uchun uzluksizlik qonunini bayon eting.
3. Bernulli tenglamasi ifodasini yozing va uni izoxlang.

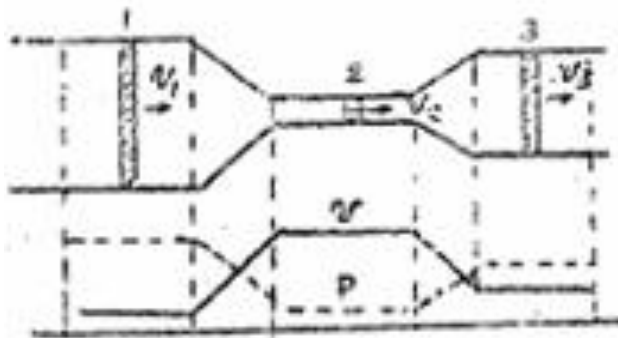
§ 21 rasmlari



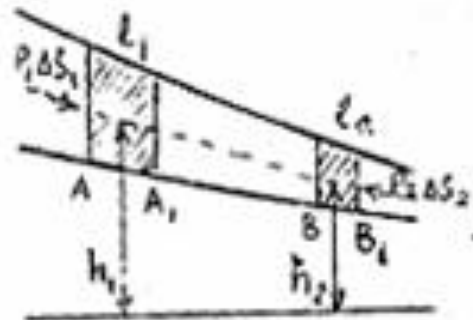
83-rasm



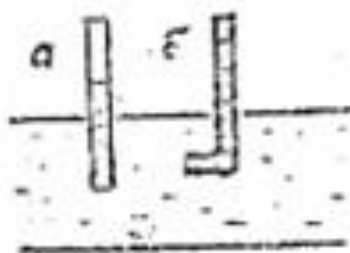
84-rasm



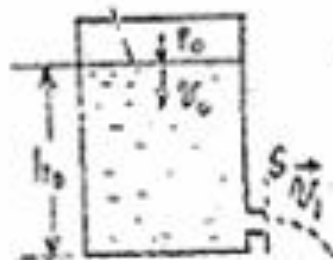
85-rasm



86-rasm



87-rasm



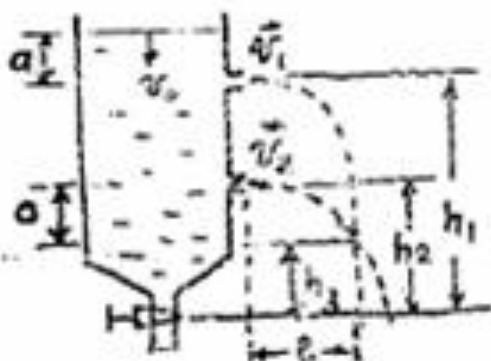
88-rasm



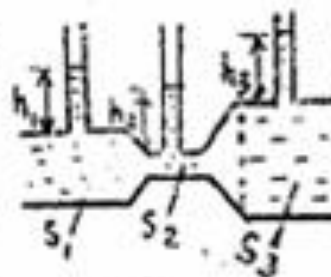
90-rasm



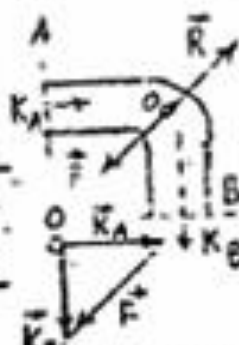
89-rasm



91-rasm



92-rasm



93-rasm

§22. QOVUSHOQ SUYUQLIK VA GAZLARNING HARAKATI.

- 22.1. Yopishqoq suyuqliklar harakati.
- 22.2. Stasionar oqim va Puazeyl formulasi.
- 22.3. Laminar va turbulent oqim.
- 22.4. Reynolds soni.
- 22.5. Suyuqlik va gaz oqimidagi jism.

22.1. Yopishqoq suyuqliklar harakati.

a) Real suyuqliklarda suyuqlik elementiga bosim kuchlaridan tashqari ichki ishqalish kuchlari yoki yopishqoqlik kuchlari ham ta'sir etib, ular oqim chiziqlariga urinma holda bo'ladilar. Suyuqlik yoki gazlardagi ichki ishqalish kuchlarining mavjudligini quyidagi ichki tajribada ko'rsatish mumkin. Teng kesimli trubaning bir necha Yeriga bosimni ko'rsatuvchi naylar (pezometrlar) qo'yilgan (94-rasm).

A idishdan oqayotgan suyuqlik bosimi kamayib borayotganini pezometrlardagi suyuqlik ustuni balandligidan $h_1 < h_2 < h_3 < h_4$ bilish mumkin. Bunda bosim kuchi ishqalanish kuchiga qarshi ish bajaradi va bosim kamayadi.

Silindrik idishdagi suyuqlik aylantirila boshlanganda idish devoriga yopishib turuvchi suyuqlik dastlab unga ergashib harakatga kelsa, oz harakat energiyasi asta-sekin keyingi qatlamlarga ham o'tadi. (95-rasm,a). SHu kabi 95-rasm, b) dagi qurilmada ham buni kuzatish mumkin. Bunda A idishdagi tinch suyuqlik, V idish aylanish hisobiga aylanma harakatga keladi. Ichki ishqalish bo'lmaganda idish devoridan naridagi suyuqlik impuls saqlanish qonuniga ko'ra harakatlanmasligi zarur edi.

b) Yopishqoqlik kuchlarining miqdoriy bog'lanishlarini aniqlash uchun o'zaro parallel SD va AV cheksiz plastinkalarni olaylik. (96-rasm). SD va AV plastinkalar orasidagi balandlik h ga teng, plastinka eni l va bo'yi L ular orasidagi masofadan juda kattadir. SHuning uchun ular cheksiz

plastinkalar deyiladi. SD plastinkaning AV ga nisbatan o'zgarmas q tezlikda harakatlantirish uchun doimiy F qo'yish zarur. AV plastinka SD ni muvozanatda saqlash uchun shu kuchga teng lekin teskari yo'nalishda F kuch qo'yish zarur. Bu kuch kattaligi tezlik v , plastinka Yuzasi $S=IL$ ga to'g'ri va ular orasidagi masofaga teskari proporsionaldir.

$$F = \eta \cdot S \frac{v_0}{h} \quad F = \eta \cdot (Ll) \frac{v_0}{h} \quad (1)$$

Bu Nyuton formulasi deyiladi. CHunki bu formula qator eksperimental natijalarga asoslanib u tomonidan aniqlangan. Bu Yerda η -ichki ishqalanish koeffisienti yoki suyuqlik yopishqoqligi (oddiy qilib yopishqoqlik) deb ataladi. Bu koeffisientning suyuqlik turiga bog'liq bo'lib, uning holatini aniqlovchi garmetrlarga bog'liq bo'ladi (temperatura, bosim, ...).

Agar AV plastinka v_1 va SD plastinka v_2 tezlik bilan tekis harakatlanayotgan bo'lsa, ishqalish kuchi uchun umumiy formulani

$$F = \eta \cdot S \frac{v_2 - v_1}{h} \quad (2)$$

yoza olamiz. Bu Nyuton formulasidir. $V_0=v_2-v_1$, $S=Ll$ desak,

$$F = \eta \cdot Ll \frac{v_0}{h} \quad (2')$$

YO'pishqoq suyuqlik uning chegarasidagi qattiq jism sirtiga yopishib turadi. Qattiq jism sirtiga nisbatan harakatsiz ($v=0$) dir. SHu sababli "harakat tezligi v_1 va v_2 platinkalar" ibora o'rniga "tezligi v_1 va v_2 bo'lgan AV va SD chegarasidagi "Cuyuqlik chegaraviy qatlam harakati to'g'risida gapirish to'g'ri bo'ladi.

v) Ichki ishqalish kuchlarini umumiy holini topish uchun X yo'nalishda oquvchi suyuqlikni qaraylik. Agar suyuqlik tezligi faqat U koordinataga bog'liq bo'lsa, $v_x=v_x(y)$, $v_y=v_z=0$ shart bajariladi. U o'qiga perpendikulyar bo'lgan U va U+dy tekisliklar bilan kesaylik (97-rasm,a).

U tekisligida suyuqlik qatlamiga Yuqorisidagi U+dy tekislik (qatlamidagi) suyuqlik tomonidan U ga perpendikulyar va X yo'nalishda

$$\tau_{yz} = \eta \frac{dv_x}{dy} \quad (3)$$

ta'sir etuvchi urinma kuchlanish bo'ladi. (3) Ifodani v_x vaqtga bog'liq bo'ladigan, tekis bo'lmagan harakatga ham tadbiq etish mumkin. Quyi chegara U tekisligiga ta'sir etuvchi urinma kuchlanish dy qatlam kichik ekanidan son qiymati τ_{yk} dan kam farq qilib yo'nalishi x yo'nalishda bo'ladi.

g) X yo'nalishda oquvchi suyuqlikda AVSD parallelepiped ajrataylik kuchlanish tenzori simmetrik ekanidan τ_{yx} va τ_{xy} kuchlanishlar mavjuddir.

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \eta \cdot \frac{dv_x}{dy} \quad (4)$$

Demak, urinma kuchlanish oqimga parallel (xoy) tekisligidagina ta'sir etmay, unga perpendikulyar tekislikda ham ta'sir etadi. AVSD parallelepipedning barcha qirralari bo'ylab ta'sir etuvchi kuchlanishlar

$$\begin{aligned} \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \eta \cdot \left(\frac{dv_x}{dy} + \frac{dv_y}{dx} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \eta \cdot \left(\frac{dv_y}{dz} + \frac{dv_z}{dy} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} &= \eta \cdot \left(\frac{dv_z}{dx} + \frac{dv_x}{dz} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

tengliklar yordamida ifodalanadi(97-rasm,b).

Suyuqlik siqilmaydigan bo'lsa, (5) tengliklar yordamida suyuqlik harakatini belgilovchi differensial tenglamani aniqlash mumkin. Siqiluvchan bo'lganda esa, urinma kuchlanishlardan tashqari normal kuchlanishlarni ham hisobga olinish zarur.

22.2. Stasionar oqim va Puazeyl formulasi.

Katta trubalarda xo'llovchi suyuqlik oqqanda, kamroq yopishqoqlik suyuqlik bo'lganda ishqalish kuchlari chegaraviy qatlamdagina Yuzaga chiqadi. Bu chegaradan tashqarida suyuqlik bir xil maksimal tezlik v_0 ga erishadi.

Kichik diametrli (kapillyar) trubalarda bu to'g'ri kelmaydi. CHegaraviy qatlam trubani to'ldiradi. Suyuqlik tezligi chegaraviy sirtida nolga teng bo'lib, truba markazida maksimal qiymatda bo'ladi (98-rasm).

$$V_0 = \frac{P_1 - P_2}{4\eta \cdot l} \cdot R^2 \quad (1)$$

Tezlik parabolik qonun bo'yicha o'zgaradi. (1) ifodadan bosim farqi uchun

$$\Delta p = p_1 - p_2 = 4\eta \cdot \frac{lv_0}{R^2} \quad (2)$$

ifodani olamiz.

Silindrda r va rdr radiusli halqadagi suyuqlik sarfini hisoblasak, (98-rasm,b).

$$dQ = 2\pi r dr \rho v = \rho (2\pi r dr v) = \rho V \quad (1)$$

v-tezlik. Barcha silindr bo'yicha esa

$$V = \frac{P_1 - P_2}{4\eta \cdot l} \cdot R^2 \quad \text{hisobga olsak,} \quad V_0 = \frac{P_1 - P_2}{4\eta \cdot l} \cdot R^2 \quad (3)$$

Suyuqlik sarfi bosim farqi, oqim nayi radiusining to'rtinchi darajasiga R^4 va zichlikka ρ to'g'ri chiziqliq ishqalish koefitsienti va suyuqlik ustuni balandligiga teskariproporsionaldir. Bu Puazel formulasi deyiladi.

Kesim Yuzidan o'tuvchi suyuqlik kinetik energiyasi

$$E_k = \int_0^R \frac{\rho \cdot v^2}{2} \cdot 2\pi R v dr = \frac{1}{4} Q_0^2 = Q(\bar{v})^2 \quad (4)$$

har bir sekundda $P_1 - P_2$ o'zgarishda bajarilgan ish

$$A = \int v(p_1 - p_2) 2\pi r dr = \frac{P_1 - P_2}{\rho} Q \quad (5)$$

Ichki qarshilik kuchlari ham ish bajaradi lekin u ish manfiydir.

$$A' = -\frac{4\eta \cdot v_0 l}{\rho R^2} Q = -\frac{4v v_0 l}{R^2} Q \quad (6)$$

oqim stasionar bo'lsa, $P_1 = P_2$ bo'ladi. Ishqalish hisobiga kinetik energiya yo'qotish quyidagi shartga olib keladi.

$$\frac{v_0 R^2}{16vt} \gg 1 \quad (7)$$

Bu Yerdav kinetik yopishqoqlikdir.

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (8)$$

Biror t vaqtda oqib o'tgan suyuqlik miqdori (3) ifodadan

$$Q \cdot t = \pi \rho \frac{p - p}{8\eta l} R^4 t \quad (9)$$

massaning $m = \rho V$ ifodasidagi, hajmni topaylik, $m = Qt$ ekanidan

$$\rho v = Q_t, \quad v = \frac{Q_t}{\rho}$$

$$V = \frac{\pi(p_1 - p_2)R^4 t}{8\eta l} \quad (10)$$

(3) va (10) ifoda Puazayl formulasi deyiladi. Bu qonuniyat bir-biridan bexabar 1839 yili Gagen va 1840 yili fransuz fizigi Puazayl tomonidan eksperimental o'rnatildi. Gagen trubada suyuqliklar harakatini, Puazeyl suyuqlikning kapilyardagi harakatini o'rgandi. Puazeyl formulasiga asoslanib, suyuqlikning yopishqoqligi eksperimental aniqlanadi va u Puazeyl usuli deyiladi.

22.3. Lominar va turbulent oqim.

Suyuqlik harakatini ikki turga lominar va turbulent oqimiga bo'linadi. Lominar oqim deb, suyuqlik qatlamlari o'z harakati davomida bir-biri bilan aralashmadan va ko'ndalang yo'nalishda harakatlanmay qiladigan oqimga aytiladi. Lominar so'zi lotincha lomina-"plastina" so'zidan olingan(99-rasm). Turbulent oqimda suyuqlik qatlamlarida to'g'ri chiziqli harakat yo'qolib, undagi zarralar murakkab egri chiziqlar bo'yicha harakatlanadilar. Turbulent so'zi lotincha turbulentus-"notinch" so'zidan olingan. Bu turdagi oqimlar quyidagi ikki tajriba yordamida izohlanishi mumkin. M idishning yonidagi A jo'mrakdan rezina trubka S yordamida V shisha trubka o'rnatiladi va trubka uchiga rezina qo'yib, u qisqichda qisib qo'yiladi (100-rasm). A jo'mrak ro'parasida rangli suyuqlik qo'yilgan. N idish qo'yilgan. Agar D qisqich ochib oqim Yuzaga keltirilsa, tezlik kichik bo'lganda rangli suyuqlik M idishdagi suv bilan aralashmay harakatlanadi. Bu Lominar oqimdir. Tezlikni orttirish uchun V idishning og'dirsak kritik tezlik deb ataluvchi tezlikdan so'ng rangli suyuqlik M idishdagi suvni bo'yaydi, u bilan aralasha boshlaydi, harakati fluktuatsiali (suyuqlikning tezligi va bosimi, gazning temperaturasi va zichligi noregulyar o'zgaradi) harakatlanadi. Rangli suyuqlik zarrasi to'g'ri chiziqli emas, Murakkab traektoriya bo'ylab harakatlanadi (101-rasm).

Havo oqimida tezlik kichik bo'lganda ipning to'g'ri chiziq bo'yicha joylashuvi (lominar oqim) va tezlik ortsa, egri chiziqli holatini olishi (turbulent oqim) turini o'zgarishini ko'rsatadi (101-rasm,b). Bu rasmlarda havo tezligi $v_1 < v_2$ bo'ladi.

22.4. Reynolds soni.

Nyuton formulasi tezlikning ma'lum oralig'idagina qo'llab bo'ladi. Kichik tezliklarda (Masalan, havoda tezlik 1m/sek bo'lganda) yopishqoqlik asosiy rol o'ynab, peshona qarshiligi tezlik kvadratiga bog'liq bo'lmay, tezlikning birinchi darajasiga proporsional bo'ladi. Katta tezliklarda esa (havoda tovush tezligidan katta tezliklarda) peshona qarshiligi oqim tezligi kubiga proporsional bo'ladi.

$$F \sim v^3$$

Peshona qarshiligi koeffitsienti S (gidrodinamik yoki aerodinamik koeffitsient) $\frac{\rho l v}{\eta}$ kattalik

Reynolds soni nomi bilan mashhurdir. Bu Yerdal jismning chiziqli harakteristik o'lchamidir.

$$R_e = \frac{\rho l v}{\eta} \quad (1)$$

$$c = f(R_e)$$

Bunda ikkala kattalik R_e va S lar o'lhamsiz kattaliklardir.

$$\text{Silindrik truba uchun Reynolds soni } R_e = \frac{\rho D v}{\eta}$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu Yerda D truba diametridir. Oqimning lominar turi turbulent turiga o'tuvchi kritik tezlik chegarasiga mos Reynolds soni kritik Reynolds soni deb ataladi.

$$R_e = \frac{\rho D v}{\eta} \quad (2)$$

Silindrik truba uchun $R_{ekr} \cong 2300$.

22.5. Suyuqlik va gaz oqimidagi jism.

Suyuqlik yoki gazda harakatlanuvchi jismga kichik tezliklarda ishqalish kuchi asosiy qarshilik kuchi bo'lsa, katta tezliklarda jism orqasida uyurma hosil bo'lib (102-rasm), old tomonda P_1 va orqada P_2 bosim farqi $\Delta P = P_1 - P_2 > 0$ bo'ladi. Bu bosim farqi qarshilik kuchini keltirib chiqaradi. Suyuqlik yoki gaz harakatlanib jism harakatsiz bo'lganda ham shu kabi jarayon va hodisalar ro'y beradi.

Ularning nisbiy harakat tezligi ortishi bilan "Peshona qarshiligi" ortadi. Uyurma hosil bo'lib, p bosim hosil bo'lishini tajribada kuzatish mumkin. Suyri shaklli jismlarda uyurma kam hosil bo'lib, $\Delta p = P_1 - P_2$ kichrayadi. Muhitning jismga ta'sirini Nyuton formulasi yordamida hisoblanadi.

$$F = c \frac{\rho}{2} \cdot v^2 S = \frac{1}{2} c \rho v^2 S \quad (1)$$

S -peshona qarshilik koeffisienti ρ -zichlik, v -jism va suyuqlikning nisbiy tezligi, S -harakat yo'nalishiga perpendikulyar yo'nalishda jismning kesim Yuzi.

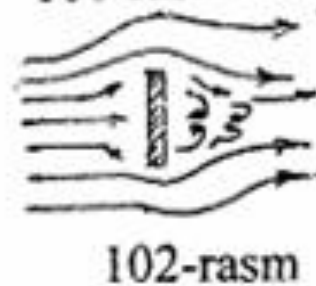
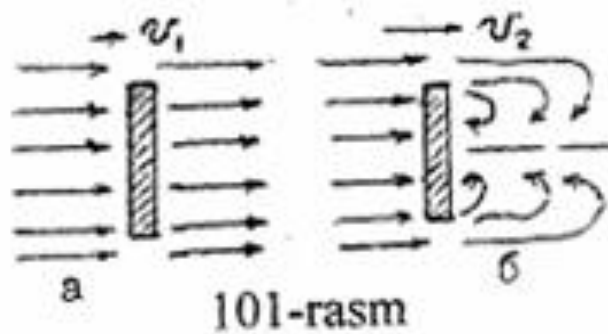
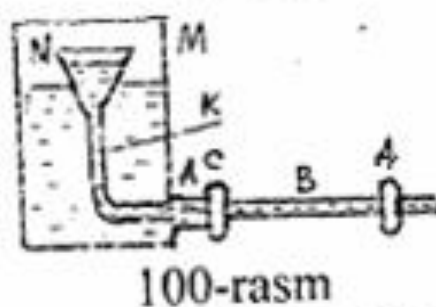
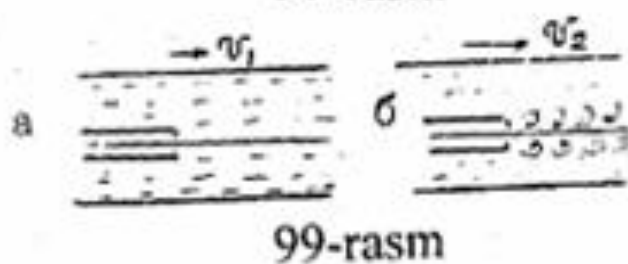
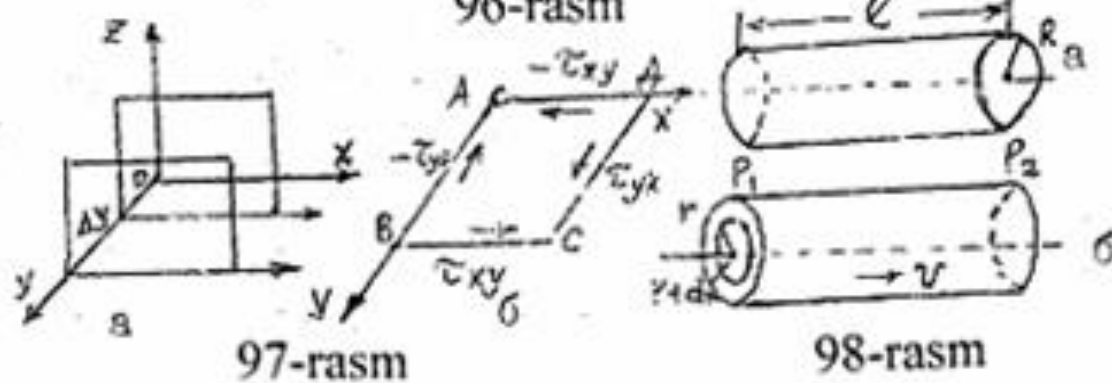
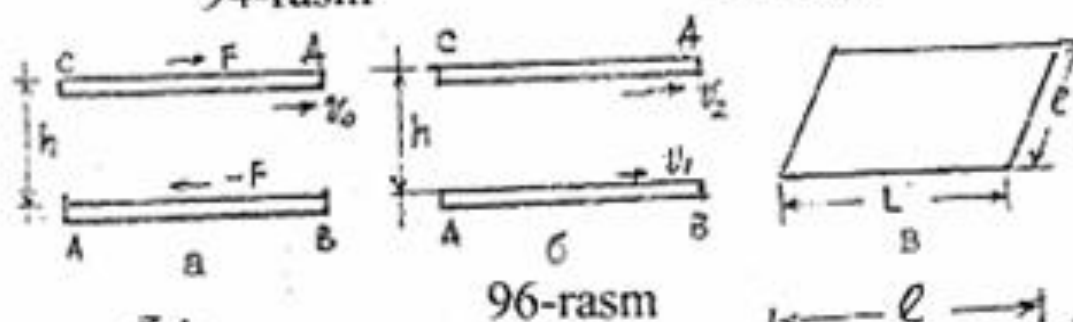
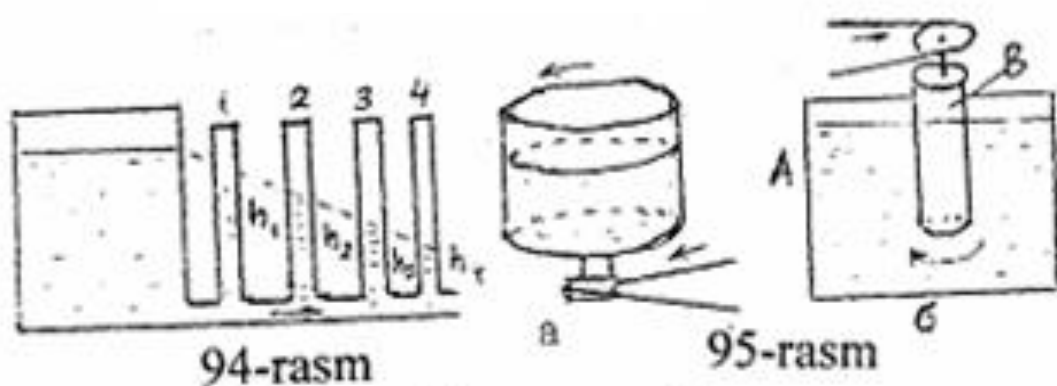
Peshona qarshiligi koeffisienti S disk uchun 1, shar uchun 0,48, Yarim shar uchun 1,43, suyri shaklli jism uchun esa 0,05 ga teng ekanligi tajribada aniqlangan. Erkin tushayotgan jismda q ortishi bilan qarshilik kuchi ortadi va bu tezlikni kamaytirish tomon yo'nalgan bo'ladi. Havoning jismga qarshilik kuchi F uning og'irlik kuchiga tenglashsa $P = F$ jism tekis (inersiya bilan) tusha boshlaydi.

Jismning hajmi kattalashishi va massasi kamayishi bilan unga bo'ladigan harakatdagi suyuqlik yoki gazning qarshiligi ortadi.

Sinash savollari.

1. Qovushoq muhit qatlamlari orasidagi ishqalish kuchi uchun Nyuton formulasini yozing.
2. Suyuqlik sarfi uchun Puazeyl formulasini yozing va izohlang.
3. Lominar va turbulent oqimni bayon eting.
4. Reynolds soni qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi

§ 22 rasmlari



YIII BOB. NOINERSIAL SANOQ SISTEMALARI.

23. NOINERSIAL SANOQ SISTEMALARDA HARAKAT.

- 23.1. Noinersial sanoq sistemalarda harakat. Noinersial sanoq sistemasi. Inersiya kuchlari.
- 23.2. To'g'ri chiziqli harakat qiluvchi NSSda inersiya kuchi.
- 23.3. Tekis aylanuvchi NSS. Markazga intilma inersiya Koriolis kuchi.
- 23.4. Yerda inersiya kuchining namoyon bo'lishi. Fuko mayatnigi.

23.1. Inersial va noinersial sanoq sistemalari.

Tinch yoki tezlanishsiz harakat qiluvchi sistema inersial sanoq sistemasi deyiladi. Dinamika qonunlarining ta'riflari faqat inersial sanoq sistemalari uchungina birday bo'ladi. Harakatsiz (I) sanoq sistemaga nisbatan v_0 tezlikda harakatlanuvchi sistema (II) uchun jism harakatini qaraylik. (II) sistemaga nisbatan jism tinch tursa, I ga nisbatan tezligi v_0 , II ga nisbatan tezligi v_0 bo'lsa, I ga nisbatan $v = v_1 + v_0$ bo'ladi (103- rasm). v tezlik o'zgarmas ekanidan II ga nisbatan tezlanish I ga nisbatan tezlanishga teng bo'ladi. Birbiriga nisbatan to'g'ri chiziqli tekis harakatlanuvchi har qanday sanoq sistemasiga nisbatan tezlanish birday bo'ladi.

Jismlar orasidagi ta'sir kuchi ular orasidagi masofaga, ularning nisbiy tezligi va vaqtga bog'liq bo'ladi. Bu kattaliklar bir sistemadan ikkinchisiga o'tishda o'zgarmaydi. Demak, ta'sir etuvchi kuch va massa qaysi sistemaga nisbatan qarashimizga bog'liq emas. Bunday sistema-larning barchasi inersial sistema deyiladi. Galileyning inersiya qonuni shunday sistemalardagina bajariladi. Bu Galileyning nisbiylik prinsipi deyiladi.

Inersial sanoq sistemalarga nisbatan tezlanish bilan harakatlanuvchi sanoq sistemalarini noinersial sistemalar deyiladi. YOrug'lik tezligidan kichik tezliklarda quyosh sistemasi bilan bog'langan, o'qlari qo'zg'olmas Yulduzlarga nisbatan o'zgarmas yo'nalishga ega bo'lgan jismlarning markazlari bilan bog'langan sistemani olish mumkin. Yer va u bilan bog'langan sanoq sistemalarini faqat taqribangina bunda biror xatolikka yo'l qo'yib, inersial sistema deyish mumkin.

Nisbiylik nazariyasida bu muammo bir oz boshqacharoq Yechiladi. Birinchidan harakatni tasvirlash uchun barcha inersial sanoq sistemalar teng xuquqli deb tahmin qilinadi.

Bir-biriga nisbatan tekis va to'g'ri chiziqli harakat qilayotgan sanoq sistemalari ichidan biror imtiyozlisini ajratib bo'lmaydi.

Ikkinchidan, dinamika qonunlari istalgan inersial sanoq sistemasida birday ko'rinishga ega (invariant). Galileyning nisbiylik prinsipi faqat Nyuton qonunlarining inersial sistemalarga nisbatan invariantligini tasdiqlaydi xolos.

Eynshteynning nisbiylik prinsipi bu tasdiqni elektrodinamika qonunlariga hamda fizikaning boshqa qonunlariga yoyadi.

23.2. To'g'ri chiziqli harakat qiluvchi noinersial sanoq sistemasida harakat va inersiya kuchlari.

Jism harakati tezlanishli sistemaga nisbatan qaralsa, u holda dinamikaning birinchi va ikkinchi qonuni odatdagi ko'rinishda tadbiq qilib bo'lmaydi. Noinersial sistemaga nisbatan tinch holat inersial sistemaga nisbatan biror kuch ta'sirida biror tezlanish bilan harakatlanishga mos keladi.

Masalan, temir yo'l poezdining vagoni a tezlanish bilan to'g'ri chiziqli harakatlanmoqda (104-rasm,b). Vagondagi stolchada tuguncha bo'lib, u Yerga nisbatan tezlanishga ega, demak **a** tezlanish beruvchi kuch ta'sir qilib, bu kuch tugunchaning stol sirtiga ishqalanish kuchidir. Vagon shipiga ipda osilgan Yuk shunday osilib turibdiki, ip vertikal osilgan holda qolmay balki tezlanish yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishga og'adi. Tezlanish a vektorning kattaligi o'zgarishi bilan ipning vertikal og'ish burchagi bilan α ham o'zgaradi. (104-rasm,b).

Yukka 2 ta kuch ipning taranglik kuchi N va Yukning Yerga tortilish kuchi P ta'sir qiladi. Bu kuchlarning yig'indisi, ularning F teng ta'sir etuvchisi vagon tezlanishi tomonga yo'nalgan.

$$\vec{F}_1 = m_1 \vec{a}_2 \quad F_1 = Ptg\alpha = mgtg\alpha \quad (1)$$

Mexanikada tezlanishli sanoq sistemaning harakatini inersiya kuchlari deyiluvchi maxsus kuchlarni kiritish bilan hisobga olinadi. Stolchadagi Yukka tezlanishga qarama-qarshi

$$F_u = -m\vec{a} \quad (2)$$

mayatnikka esa

$$F_{1u} = -m_1 \vec{a} \quad (3)$$

inersiya kuchlari ta'sir etadi. Vagonga nisbatan tinch holatda stoldagi Yuk va mayatnik uchun

$$F + F_1 = 0 \quad (4)$$

va

$$F_{1u} + P + N = 0 \quad (5)$$

shart bajarilishi zarur (105-rasm).

Massasi m bo'lgan jismning a tezlanishli noinersial sanoq sistemadagi harakatida dinamikaning ikkinchi qonunini shunday ta'riflamok kerak.

$$\vec{F} + \vec{F}_u = m\vec{\omega}_0 \quad \vec{F} + \vec{F}_u = m\vec{\omega}_0$$

ω_0 -jismning noinersial sistemadagi tezlanishi, $F_1 = -ma$ - inersiya kuchi, F - jismga ta'sir etuvchi barcha tashqi kuchlarning teng ta'sir etuvchisi.

Inersiya kuchlarining mavjudligi koordinatalar sistemasining tezlanuvchan harakatini hamda inersiya kuchlari jismning tezlanishli sanoq sistemadagi harakatini belgilaydi. Bu ma'noda ular jismning odatdagi o'zaro ta'sir kuchlaridan farq qilmaydi. Lekin, bu kuchlar aks ta'sir etuvchiga ega emas, hamda inersiya kuchi ta'siri kelib chiqadigan jismni ko'rsatib bo'lmaydi. Ba'zida inersiya kuchini "sohta kuch" deb atalsada, u kuch realdir. Chunki u koordinatalar sistemasining tezlanishli harakatini aks ettirishi sababli inersiya kuchi realdir.

23.3. Aylanuvchi sanoq sistemada tinch holatda turgan jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchlari.

a) Aylanuvchi koordinatalar sistemasida tinch turuvchi jismga og'irlik kuchi $P = mg$ ipning taranglik kuchi N va bu kuchlar natijasida paydo bo'luvchi markazga intilma kuch

$$F_M = m\omega^2 R = \frac{mv^2}{R} \quad (1)$$

ω -burchak tezlik, R aylanish o'qidan jismgacha masofa.

Jism aylanma harakatlanuvchi sistemada tinch turganidan markazga intilma kuchga son jihatidan teng, lekin yo'nalishi unga teskari markazdan qochma inersiya kuchi ham ta'sir etadi.

$$\vec{F}_u = m\omega^2 R \quad \vec{F}_u = (m\omega^2)R \quad (2)$$

bunda R vektor o'qdan tashqariga yo'nalgan.

Aylanuvchi koordinatalar sistemasida tinch holatda turgan jismga ta'sir etuvchi inersiya kuchlari jism shu koordinatalar sistemasida egallab turgan joyiga bog'liq. $F_i=f(R)$

Bunday sistemada qator inersiya kuchlari mavjudki, uni keyin ko'ramiz. Aytilganlarni diskka o'rnatilgan ko'p mayatniklarning og'ishidan tushuntiriladi (106-rasm).

Vaznsizlik hodisasi.

b) Vaznsizlik holati kuzatiladigan barcha qurilmalar faqat tortishish kuchi ta'siridagina tezlanuvchan harakat holatida-erkin tushish holatida bo'ladi. Bu hodisa kosmik kemada, sun'iy yo'ldoshda, liftida va samolyotda kuzatilishi mumkin.

Liftida og'irligi P ga teng Yuk turibdi. Lift a tezlanish bilan erkin ushayotgan bo'lsin (107-rasm). Liftga Yuk tomonidan Q og'irlik kuchi bosadi, lekin lift o'z navbatida Yukka $Q'=Q$, lekin yo'nalishi teskari reaksiya kuchi bilan ta'sir etadi. Jism massasi m deb olsak, unga a tezlanish beruvchi kuch

$$P-Q=ma \quad (1)$$

bo'ladi, lekin $Q=Q'$ ekanidan

$$P-Q=ma \quad (2)$$

yoki bu ifodadan

$$Q=P-ma \quad (3)$$

bosim kuchini topa olamiz. P kuch o'zgarmaydi, lekin bosim kuchi lift tezlanishiga bog'liq holda o'zgaradi. Bu Yerdagi $F_i=-ma$ inersiya kuchidir.

Liftni tezlanishli sanoq sistemasi deb olsak, u holda liftidagi barcha jismlarga inersiya kuchi $-ma$ qo'yilgan bo'ladi va (3) tenglamani quyidagicha talqin qilish mumkin: bosim kuchi tortishish kuchi P hamda jismga qo'yilgan inersiya kuchi $(-ma)$ yig'indisi bilan belgilanadi. (3) ifodada $P=mg$ ekanini hisobga olsak,

$$Q=m(g-a)=mg-ma \quad (4)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

(4) dan ko'rinadiki, $a=g$ da $Q=0$ ni topamiz, Ya'ni bosim kuchi nolga teng, jism og'irligini yo'qotadi, vertikal g tezlanish bilan harakatlanayotgan liftida vaznsizlik hodisasi kuzatiladi. Inersiya kuchi tortishish kuchiga teng va qarama-qarshi yo'nalgan-bu kuchlarning yig'indisi nolga teng.

Vaznsizlikni prujinali mayatnik osilgan erkin tushuvchi ramka yordamida N.A.Lyubimov tajribada kuzatgan(108-rasm).

23.4. Aylanuvchi sanoq sistemasida harakatlanayotgan jismga ta'sir qiluvchi inersiya kuchlari.

Aylanayotgan diskka nisbatan biror yo'naltiruvchi bo'yicha to'g'ri chiziqli va tekis harakatlanayotgan kichik sharchani qaraylik. Sharcha disk radiusi bo'yicha v_0 tezlik bilan to'g'ri chiziqli va tekis harakatlanayotgan bo'lsin. Stol harakatsiz sanoq sistemasi ekanidan, u inersial koordinat sistemasi bo'la oladi. U bilan bog'langan (x,y) koordinat sistemasi ham inersial bo'ladi. Bu sistemaga nisbatan sharcha harakati notekis, egrichiziqli, uning markazining traektoriyasi spiraldan iborat bo'lib, uning tezlanishi traektoriya bo'yicha harakatga ancha murakkab bog'lanishga ega.

Aylanuvchi koordinatalar sistemasida harakatlanuvchi jismga ta'sir qiluvchi inersiya kuchini aniqlash uchun dastavval bu jismning harakatsiz koordinatalar sistemasi (x,y) ga nisbatan tezlanishni aniqlash lozim.

Disk tekis aylanayotgan holatni qaraylik. Nuqta shu diskda harakatlansin, uning stolcha (x,y) sistemaga nisbatan tezlanishni qaraylik (109-rasm). Nuqta t vaqt momentda aylanish

o'qida R masofada joylashgan bo'lib, uni (x,y) tekislikda R vektor bilan belgilaymiz. Nuqtaning (x,y) sistemaga nisbatan tezligi ikki tashkil etuvchidan iborat (110-rasm).

a) Diskka nisbatan harakat tezligi v ga teng bo'lib, R radius bo'yicha yo'nalgan;

II. b) R radiusga tik va $[\omega R]_{\perp R} = v_a = [\omega R]$ ga teng, bunda ω -diskning aylanish burchak tezligi vektori, tezlikning uni tashkil etuvchilari dt vaqt davomida

$$d\alpha = \omega dt \quad (1)$$

burchakka buriladilar. Radial tashkil etuvchining absolyut kattaligi o'zgarmaydi, radiusga tik yoki tangensial tashkil etuvchining kattaligi esa

$$dR = v_0 dt \quad (2)$$

ekanidan, ω ga ko'paytirganda

$$\omega dR = \omega v_0 dt [dv_\alpha = \omega dR] \quad (3)$$

ga o'zgaradi va shu miqdorda ortadi. Tezlikning dt vaqtdagi orttirmasi 3 qismdan iborat. dv_1, dv_2, dv_3 . Ulardan dv_1, dv_2 radiusga tik va tezlikning $[\omega R]$ tangensial tashkil etuvchisi bo'yicha bir tomonga yo'nalgan, dv ortirma aylanish o'qi tomonga yo'nalagan. Ularni yo'nalishni qarashda dt va $d\alpha$ lar cheksiz kichikligini hisobga olinadi.

Tezlik orttirmalarining kattaligi.

1) dv ortirma R radius bo'yicha nisbiy harakat tezligi disk radiusi bilan birgalikda burilishidan Yuzaga keladi:

Agar (1) ifoda nazarga olinsa ortirma kattaligi ushbuga teng.

$$dv_1 = v_0 d\alpha = v_0 \omega dt \quad (4)$$

2) dq ortirma harakat vaqtida nuqta katta aylana tezliklarga o'tishidan Yuzaga keladi.

$$dv_{a1} = dv_2 = \omega(R + dR) - \omega R = \omega dR = \omega v_0 dt \quad (5)$$

3) dq ortirma nuqta aylana bo'yicha disk bilan birga aylanish hamda tezlikning radiusga tik $[\omega R]$ tashkil etuv chisi o'z yo'nalishini o'zgartirishda Yuzaga keladi: bu orttirmaning kattaligi

$$dv_3 = \omega R d\alpha = \omega R \omega dt = \omega^2 R dt \quad (6)$$

Tezlikning Yetarlicha kichik dt vaqt ichidagi orttirmasini bilgan holda tezlanish komponentalari kattaliklarini aniqlash mumkin. Tezlanishning tangensial va radiusga tik komponentasi

$$W_k = \frac{dv_1 + dv_2}{dt} = \frac{2\omega v_0 dt}{dt} = 2\omega v_0 \quad W = 2\omega v_0 \quad (7)$$

Tezlanishning radial komponentasi esa

$$W_m = \frac{dv_3}{dt} = \frac{\omega^2 R dt}{dt} = \omega^2 R \quad W_m = \omega^2 R \quad (8)$$

Radial komponenta (8) markazga intilma tezlanishga teng.

$$W_M = \omega^2 R = \frac{v_0^2}{R} \quad (8')$$

Tezlanishning tangensial tashkil etuvchisi burilish (yoki Koriolis) tezlanish deyiladi.

$$W_M = 2\omega v_0 \quad (7')$$

Demak, ikkita harakatda ishtirok etayotgan nuqtaga (I-disk markazida radius bo'yicha, II-disk bilan birga aylana bo'yicha) ikkita kuch biri radius bo'yicha

$$f = m\omega^2 R \quad (9)$$

Ikkinchisi radiusga tik hamda miqdori

$$F = M2\omega v_0 \quad (10)$$

ga teng bo'lgan kuchlar ta'sir etadi. U kuchlardan f-markazga intilma kuch, ikkinchisi esa burilish tezlanishning vujudga keltiruvchi Koriolis kuchidir.

Burilish tezlanish v_0 nisbiy harakat tezlaniga tik bo'lib, ω va v_0 vektorlarning vektor ko'paytmasiga tengdir.

$$\vec{W}_k = 2[\vec{\omega} \vec{v}_0] \quad (11)$$

Diskdagi sharcha harakatini aylanayotgan diskka nisbatan qaraylik. SHarga diskka nisbatan radius bo'yicha tekis va to'g'ri chiziqli harakatlandi. Bu harakat esa dinamik qonunlarning o'rinli bo'lsa, sharchaga hech qanday kuch ta'sir qilmasligi lozim edi. Biroq sharchaga 2 ta kuch markazga tomon

$$f = -m\omega^2 R$$

va radiusga tik

$$\vec{F} = 2[\vec{\omega} \vec{v}_0]_m$$

kuchlar ta'sir etmoqda. F kattaligi doimiydir, lekin f radius R ga bog'liq o'zgaradi.

Bu kuchlarning kattaligi va yo'nalishi biz harakatni harakatsiz (x,y) sistemaga yoki (harakatlanuvchi) aylanuvchi sanoq sistemaga nisbatan qarayotganimizga bog'liq emas. SHu sababli, dinamika birinchi va ikkinchi qonunlarining ta'rifi inersial sanoq sistema uchun qanday bo'lsa, aylanuvchi koordinatalar sistemasiga nisbatan ham shunday bo'lishi uchun tezlanish va to'g'ri chiziqli harakatlanayotgan sistema holidagidek, inersial kuchlarini kiritish mumkin.

F_k -kegayning sharga bosim kuchini (kegay sharni ichki tomonida uni aylanma harakat qildirish uchun bosadi).

F_{nk} -egilgan kegay tomondan chiquvchi kuchga qarama-qarshi tomonga yo'nalgan inersiyal kuchi.

f_M -sharga radius bo'yicha ipning markaziga intilma tezlanish beruvchi ipning taranglik kuchi.

f_{uM} -markazdan qochma kuch.

SHarga kegay tik yo'nalishda biroq egilgan kegayning F kuchi ta'sirida u

$$F_{ik} = -2m[\vec{\omega} \vec{v}_0]$$

ga teng va egilgan kegay tomonidan chiquvchi kuchga qarama-qarshi tomonga yo'nalgan inersiya kuchi (Koriolis yoki burilish kuchi) bilan muvozanatlashadi (111-rasm).

SHarchaga radius bo'yicha ipning markazga intilma tezlanish beruvchi taranglik kuchi, f qo'yilgan. Bu kuch markazdan qochma inersial kuchi $f_{im} = m\omega^2 R$ bilan muvozanatlashadi. Kengayning bosim kuchini F va ipning taranglik kuchini f muvozanatlovchi bu inersiya kuchlarining mavjudligi sharcha aylanuvchi koordinatalar sistemasida kegay bo'yicha tekis harakat qiladi.

Xulosalar:

1. Inersiya kuchlari yo'q.

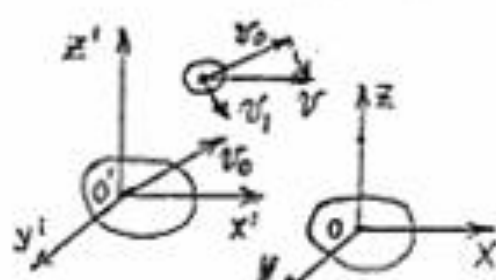
Noinersial sanoq sistemada dinamikaning I va II qonunlari o'rinli emas, jismlarning o'zaro ta'siri hali jismlarning tezlanishni belgilamaydi. SHu sababli dastavval muayyan jismning inersial sanoq sistemaga nisbatan harakatini dinamika nuqtai nazaridan tahlil qilish lozim.

Jismning shu sistemaga nisbatan harakati topilgandan keyingina kinematik qonunlari asosida uning noinersial sanoq sistemasi harakatini ham aniqlash mumkin.

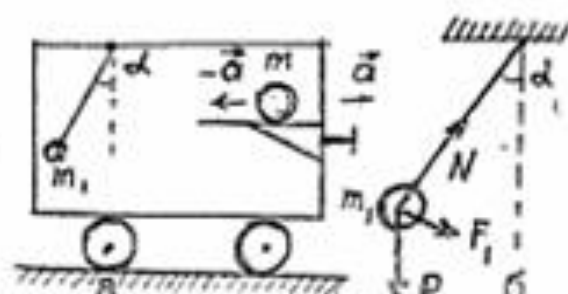
Sinash savollari.

1. Noinersial sanoq sistemasi deb qanday sistemaga aytiladi?
2. Aylanuvchi sanoq sistemasida qanday inersiya kuchlari
3. paydo bo'ladi.
4. Vaznsizlik hodisasini tushuntiring.
5. Koriolis kuchi formulasini yozing va uni izohlang.

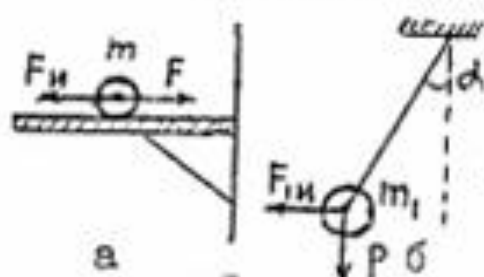
§ 23 rasmlari



103-rasm



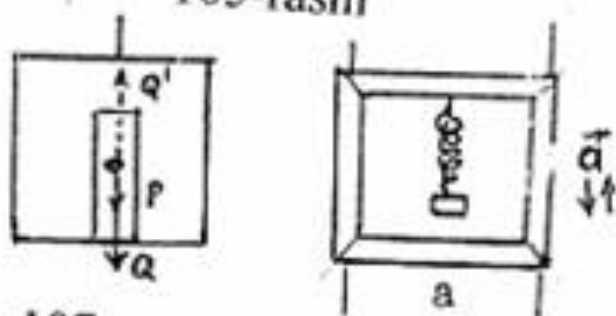
104-rasm



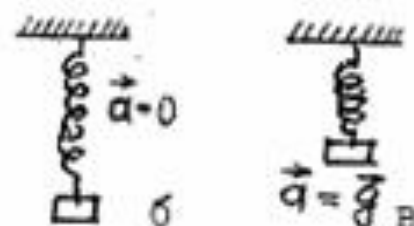
105-rasm



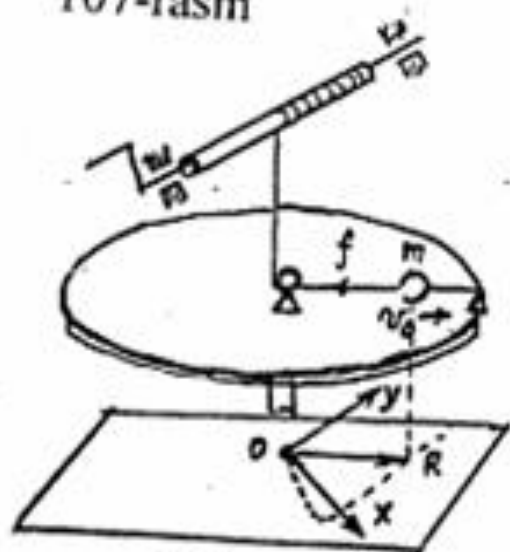
106-rasm



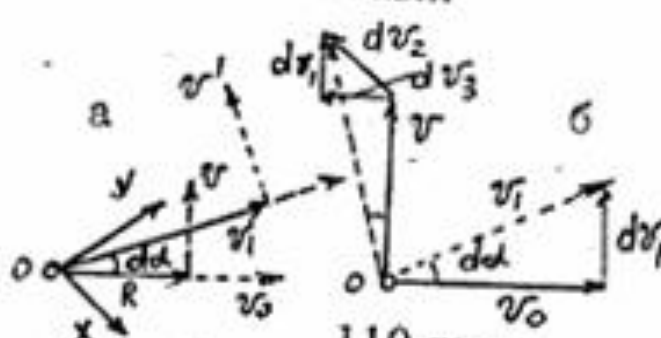
107-rasm



108-rasm



109-rasm



110-rasm



111-rasm

IX BOB. MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI.

§24. MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI. (MNN - STO)

- 24.1. Yorug'lik tezligining doimiyligi.
- 24.2. Maxsus nisbiylik nazariyasi. Eynsheyn postulatlar. MNNda sanoq sistemasi. MNNda bir vaqtliklikning nisbiyligi. Lorens almashtirishlari. MNNda uzunlik kesmasi va vaqt oralig'ining nisbiyligi.
- 24.3. Lorens almashtirishlaridan kelib chiquvchi natijalar.
- 24.4. Tezliklarni almashtirishning relyativistik konuni.
- 24.5. Relyativistik dinamika. Nyuton ikkinchi qonunining relyativistik ko'rinishi massa va energiya orasidagi bog'lanish. MNNda to'la erengiya. MNNda energiya va impulsning saqlanish qonuni.

24.1. Yorug'lik tezligining doimiyligi.

Yorug'likning tabiati va tarqalish qonunlarini o'rganish 19 asrning asosiy muammolaridan biri edi. Daniya olimi Ryomer Yupiter yo'ldoshlarining tutilishini kuzatib, Yorug'lik tezligini birinchi bo'lib aniqladi. 1831 yili Fizo shaffof muhitlar harakatini "efir"ga ta'sirini aniqlash uchun tajriba o'tkazdi. U Yorug'likning bir dastasini Yarim shaffor plastikasini ikkiga ajratib, u dastalarini suv harakatini yo'nalishida va unga teskari yo'nalishida harakatlantirib, nurlar yo'l farqi asosida interferensiya xoshiyasini kuzatdi. U efining suvga ergashmasligini aniqladi. 1728 yili Bradley Yulduzlarning ko'rinma harakati (Yorug'lik aberrasiyasi)ni o'rganib efining Yerga ergashmasligi va efirga nisbatan absolyut tezlik mavjud emasligini aniqladi.

1887 yili Maykelson va Morli Yorug'lik va Yerning tezliklarini qo'shish qonunlarini tekshirishga qaratilgan tajriba o'tkazdilar.

Ular foydalangan interferometrning bir Yelkasi Yer harakati yo'nalishga mos kelsa, ikkinchi Yelkasi unga tikdir. Ular tajribasida Yer harakati tezligi kattaligida ta'siri sezilmadi. XX asr boshida Yorug'lik tezligi uchun quyidagi xulosa qabul etildi. "Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi doimiy bo'lib, yorug'lik manbaining va yorug'likni qabul etuvchining harakatiga bog'liq emas".

1905 yili A.Eynshteyn maxsus nisbiylik nazariyasini Yaratishda bu natijani postulat sifatida qabul qildi: "Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi manbaining harakatiga bog'liq emas".

24.2. Maxsus nisbiylik nazariyasi.

a) Eynshteyn postulatlar.

Eynshteyn quyidagi ikki postulati yordami bilan inersial sistemalari mexanikadagina emas, balki tabiatning hamma hodisalari uchun teng huquqli ekanligini ko'rsatdi. Eynshteyn postulatlar:(1905 yil "Maxsus nisbiylik nazariyasini"ni Yaratdi.)

a) Barcha inersial sistemalar teng huquqlidir.

b) Yorug'likning bo'shliqdagi tezligi manbaining harakatiga bog'liq emas.

b) MNN da bir vaqtliklikning nisbiyligi.

Bir inersial sanoq sistemasidan boshqasiga o'tganda vaqt o'zgarishni hisobga olish kerak, absolyut vaqt yo'q. Voqealarning bir vaqtda Yuz berishligi nisbiydir, binobarin ikki voqea orasida o'tgan vaqt sanoq sistemasiga bog'liq. Bir sistemadan boshqa (harakatlanuvchi) sistemaga o'tishda vaqtning o'zgarishi tezlik bo'ylab yo'nalgan koordinatagagina bog'liq bo'ladi. Bir inersial sanoq sistemasidan boshqasiga o'tganda koordinatalar va vaqt almashtirishni qaraylik. Bizga AX va VX sistemada berilgan bo'lib, VX sistemaga, XA nisbatan tezlikda harakatlanadi va ular uzunlik va vaqt (tamonlari) mashtablari bir xil bo'lsin. $t=t'=0$ vaqt paytida koordinat boshlari ustama-ust tushsin va V sistema yo'nalishda tezlikda harakatlanish (112- rasm).

Galiley almashtirishlarida $u_x = u'_x + v$ edi.

Lorens almashtirishda esa

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}$$

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 + \frac{u_x v}{c^2}}$$

$t=t'=0$ Paytda koordinatalar boshida yorug'lik chaqnagan bo'lsin.

Biror t vaqt o'tgach Yorug'lik A sistemada ct radiusli sferada yotgan nuqtalarga Yetib boradi, xuddi shunga o'xshash V sistemada ham t' vaqt qtda yorug'lik ct masofa bosib o'tadi. Sistemada yorug'lik Yetib borgan

nuqtalarning geometrik o'rni Eynshteyn postulatlariga

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2 \quad (1)$$

tenglamasini, V sistemada esa

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2 \quad (2)$$

tenglamani qanoatlantiradi.

Fazo va vaqt bir jinsli deb hisoblab turli sistemalarning koordinatalari bilan ulardagi vaqt o'rtasidagi chiziqli bog'lanish bor, deb faraz qilaylik. Uholda koordinatalar bir-biriga

$$x' = \gamma(x - vt), \quad x = \gamma(x' + vt) \quad (3)$$

ko'rinishda bog'lanadi. Bu bog'lanish quyidagidan kelib chiqadi: o' nuqta

A sistemaga nisbatan v tezlik bilan harakat qiladi va $t=0$ paytda $x=0$ va $x'=0$ nuqtalar ustma - ust tushadi. Koeffisient γ va β ga bog'liq bo'lgan, Galiley almashtirishidagi kabi birga aylanuvchi koeffisientdir.

Sistemalar faqat X yo'nalishida harakatlansa

$$\begin{aligned} y' &= y \\ z' &= z \end{aligned} \quad (4)$$

shart bajariladi.

V sistemadagi vaqt A sistemasidagi vaqt va koordinataga chiziqli bog'langan bo'ladi: shuning uchun

$$t' = at + bx \quad (5)$$

ko'rinishda yozib olaylik. Bunda $v \ll c$ bo'lganda $a \rightarrow 1$, $b \rightarrow 0$ bo'luvchi noma'lum koeffisientdir.

(3)-(5) ni (2) ga quyib quyidagini olamiz:

$$\gamma^2 (x - vt)^2 + y^2 + z^2 = c^2 (at + bx)^2 \quad (6)$$

γ , a va v koeffisientlarning qiymatlarini shunday tanlash kerakki (6) va (1) tenglamalar ekvivalent bo'lishi kerak. Buning uchun quyidagi shartlar bajarilishi zarur.

$$\gamma^2 - c^2 b^2 = 1, \gamma^2 v - c^2 ab = 0, c^2 a^2 - \gamma^2 v^2 = c^2.$$

Ikkinchi tenglamadan b ni topib birinchi tenglamaga quyib va uchinchi tenglamani e'tiborga olib

$$a^2 = \gamma^2$$

ekanini topamiz. Unda uchinchi tenglamadan

$$\gamma^2 = \frac{c^2}{c^2 - v^2} = \frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} = \frac{1}{1 - \beta^2}$$

ekanini topamiz. So'ngra ikkinchi tenglamadan

$$b = -\gamma \frac{v}{c^2}$$

fizikaviy ma'nosiga ko'ra, γ bilan a noldan katta shuning uchun (113-rasm)

$$\gamma = a = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (7)$$

o'rinlidir. SHu yo'l bilan A sistema koordinatlarini V sistema koordinatlariga almashtirishning Eynshteyn pastulotlariga bo'ysunadigan formulalarini topamiz:

$$\left. \begin{aligned} t' &= \gamma \left(t - \frac{vx}{c^2} \right) \\ t &= \gamma (t' + vt') \\ y' &= y \\ z' &= z \\ \gamma &= (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(8) sistemani A sistema koordinatalariga nisbatan Yechib, avvalgiga teskari almashtirish (B dan A ga) o'tish formulalarini olish mumkin:

ular bunday bo'lsa,

$$\left. \begin{aligned} t &= \gamma \left(t' + \frac{vx'}{c^2} \right) \\ x &= \gamma (x' + vt') \\ y &= y' \\ z &= z' \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(8) va (9) sistema v ning ishorasi bilan farqlanadi. Sistema X, Y, Z o'qlar i bo'yicha harakatlenganda ham shu qonuniyat o'rinli bo'ladi. Bu sistemalar Lorens almashtirishlari bo'lib, uni Lorens elektromagnit hodisalari nazariyasida topgan (1904y). Bu almashtirish universal xarakterga ega bo'lib, u faqat fazo va vaqtgagina bog'liq. $v < c$ bo'lganda bu almashtirish Galileynikiga o'tadi. Gamma koeffisientning ko'rinishi v har doim S dan

kichikligini ko'rsatadi. Sanoq sistemalari har doim moddiy jismlarga bog'liq bo'lib, ularning nisbiy tezligi S dan ortiq bo'lolmaydi.

Yorug'lik tezligi harakatning eng katta tezligidir. Bu xulosa nisbiylik nazariyasining asosiy xulosalaridan biridir.

24.3. Lorens almashtirishlaridan kelib chiquvchi natijalar.

Koordinatalar bilan vaqt o'rtasidagi bog'lanishdan kelib chiqadigan birqancha xulosalarni Lorens almashtirishlaridan foydalanib keltirib chiqarish mumkin. Lorens almashtirishlari chiziqli munosabatlar ekanidan ular orttirmasi uchun ham to'g'ri bo'ladi.

$$\left. \begin{aligned} \Delta t &= \gamma \left(\Delta t' + \frac{v}{c^2} \cdot \Delta x' \right) \\ \Delta x &= \gamma (\Delta x' + v \Delta t') \\ \Delta y &= \Delta y' \\ \Delta z &= \Delta z' \end{aligned} \right\} \quad (1) \quad \left. \begin{aligned} \Delta t' &= \gamma \left(\Delta t - \frac{v}{c^2} \cdot \Delta x \right) \\ \Delta x' &= \gamma (\Delta x + v \Delta t) \\ \Delta y' &= \Delta y \\ \Delta z' &= \Delta z \end{aligned} \right\} \quad (1')$$

a. Bir vaqtda Yuz berishlikning nisbiyligi.

Turli A va V (harakatlanuvchi) inersial sistemalarda qayd qilinadigan vaqt farqini miqdor jihatdan aniqlaylik. Vaqtning o'tishi faqat x va x' koordinatalargagina bog'liq bo'ladi.

A sistemada ikki voqea Δx masofada bir vaqtda Yuz bergan deb faraz qilaylik, bular uchun $\Delta t=0$, bu voqea uchun V sistemada vaqt farqi $\Delta t'$ bo'ladi. (1) ifodaning birinchi tengligidan

$$(\Delta t')_{\Delta t=0} = -\gamma \frac{v}{c^2} \Delta x. \quad (2)$$

A sistemada bir vaqtda sodir bo'luvchi voqealar V sistemada turli paytlarda qayd etiladi. Harakatlanuvchi sistemaning oldindagi nuqtadagi voqea V tezlik va x ortgan sari voqea tobora oldinroq Yuz beradi.

$$(\Delta t') = f(v, \Delta x) - \frac{v}{c^2} \Delta x - \text{ortsa, } \Delta t' \text{-kamayadi.}$$

Buni A sistemadagi yorug'lik chaqnashi bilan sinxronlashtirilgan A va B soatlar yordamida kuzatish mumkin (114-rasm,a).

Bu sistema uchun $\Delta t=0$, lekin harakatlanuvchi V sistemadagi soatlar orasi Δx bo'lganda, undagi soatlarni A va V bilan ro'para kelganda solishtirsak, oldindagi V dagi soat orqada qoladi.

SHuningdek, V sistemada bir vaqtda Yuz beruvchi voqealar ($\Delta t'=0$ va $\Delta x' \neq 0$) A sistemada Δt vaqtdan so'ng qayd etiladi.

$$(\Delta t)_{\Delta t'=0} = \gamma \frac{v}{c^2} \Delta x'. \quad (3)$$

buni (1) ning ikkinchi tengligidan olinadi. Harakat yo'nalishida joylashgan nuqtadagi voqea oldin Yuz beradi.

V sistemada bir-biridan $\Delta x'$ masofa turgan ikki soat olib, bu soatlarga qarab ular yonidan o'tuvchi A sistemadagi soatlarni kuzatsak, A dagi v soat ilgarilab ketadi. Chunki bunda harakat teskaridan bo'ladi (114- rasm,b).

Demak, A sistemada uning Yaqinidagi o'tuvchi V sistemaning soatlari ko'rsatgich vaqt A ning soatlari bo'yicha turli paytlarda qayd qilinadi. Hamisha Δt ni Yaqindan o'tayotgan soatlar ayni bir vaqtni ko'rsatadigan qilib tanlab olish mumkin. (1) ning I cidan

$$\Delta t = \frac{v}{c^2} \Delta x.$$

ekani kelib chiqadi. SHuning uchun harakat yo'nalishida ketinda turgan soatlarda vaqtni Δt qadar oldin qayd etish kerak. Sistemalardagi soatlarning Yurishi nisbiydir. Vaqt nisbiydir.

b) Masofalarning qisqarishi.

V sistemada uzunligi $l_0 = \Delta x'$ bo'lgan va X o'qi bo'ylab joylashgan sterjen berilgan (115-rasm). V sistemada uni chizg'ich yordamida o'lchash oson. Sterjen A sistemaga nisbatan harakatlanayotgan bo'lsa, A sistemada $l_0 = \Delta x'$ sterjening uchlarini X o'qida A ning soatlariga qarab ayni bir paytda qayd etish lozim: bu kesma $l_x = \Delta x$ bo'lsin. $l_0 = \Delta x'$ bilan vaqtning 0 qiymatidagi kesma uzunligi orasidagi bog'lanishni topaylik. (1) ning uchinchisidan

$$(\Delta x')_{\Delta t=0} = \gamma \Delta x \quad l_x = \frac{l_0}{\gamma} = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (4)$$

ekanligi kelib chiqadi.

Bunda l_0 -tinch turgan sterjen uzunligi, l_x -harakatlanayotgan shu sterjen uzunligi. l_x -harakatlanayotgan sterjen " qisqaradi".

Uzunlik nisbiydir, u o'zi o'lchanayotgan sanoq sistemasiga bog'liq bo'ladi. Bu mulohazani harakatlanuvchi V sistema uchun ham olish mumkin. Uzunlikning nisbiyligi vaqtning nisbiyligi kabi o'zarodir. Bunda uzunlikning o'zgarishi faqat x va x' o'qlar bo'ylab, sistemalarning harakat tezligi bo'ylab hisoblanadigan koordinatalar ayirmasi o'zgaradi, xolos.

24.4. Tezliklarni almashtirishning relyativistik qonuni.

Lorens almashtirishlariga asoslangan mexanikani Nyuton mexanikasidan farq qilish maqsadida relyativistik mexanika deb Yuritiladi. Relyativistik mexanika qoidalari klassik mexanika qoidalaridan farqlanadi. Xususan A inersial sanoq sistemasiga nisbatan v tezlik bilan Ox o'q yo'nalishida to'g'ri chiziqli tekis harakatlanayotgan V sanoq sistemasidagi moddiy nuqtaning Ox o'q yo'nalishidagi harakat tezligi u_x' bo'lsin. Moddiy nuqtaning A sanoq sistemasidagi tezligi U_x ning qiymati klassik mexanikadagi tezliklarni ko'shish qoidasiga asosan, $U_x = v + u_x$ shaklida aniqlanadi. Relyativistik mexanikada A sistemadagi tezlik

$$u_x = \frac{dx}{dt} \quad (1) \quad u_x' = \frac{dx'}{dt'} \quad (1')$$

ifodadan topiladi. Koordinata dx va vaqt dt orttirmalarining ifodalaridan

$$dx = \frac{dx' + v dt'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ba} \quad dx' = \frac{dx - v dt}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2)$$

$$dt = \frac{dt' + v/c^2 dx'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{ba} \quad dt' = \frac{dt - v/c^2 dx}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2')$$

foydalanib (1) ni hisobga olib U_x ni hisoblash mumkin.

$$u_x = \frac{u_x + v}{1 + \frac{v}{c^2} u_x'} \quad \text{va} \quad u_x' = \frac{u_x - v}{1 + \frac{v}{c^2} u_x} \quad (3)$$

Demak, klassik mexanikasidagi $u_x = u_x' + v$ qoidani relyativistik mexanikasida qo'llab bo'lmaydi. (3) ifodada yorug'likning vakumdagi tezligi S dan katta tezliklarni inkor etuvchi nisbiylik nazariyasini prinsipi o'z aksini topadi. Relyativistik mexanikasidagi tezliklarni qo'shish qoidasiga asosan $v = 200000 \text{ km/c}$, $u_x = 150000 \text{ km/c}$ bo'lsa,

$$u_x = 262500 \text{ km/s} \quad (4)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

YOrug'lik tezligi harakatning eng katta tezligidir.

24.5. Relyativistik dinamika.

Nisbiylik nazariyasining inersial sistemalarining teng xuquqlilik prinsipiga asosan, fizika qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil ko'rinishga ega bo'ladi, yoki Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi lozim. Eynshteyn ko'rsatishicha, moddiy nuqta dinamikasining asosiy qonuni.

$$F = \frac{dP}{dt} \quad (1)$$

Lorens almashtirishlariga nisbatan kovariant bo'lishi uchun moddiy nuqta impulsi.

$$P = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot U = mU \quad (2)$$

Bu ifodadagi relyativistik massa tinch xoldagi massa bilan

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3)$$

kabi bog'langan. Jismning tezlikka bog'liq bo'lgan massasi v c ga Yaqinlashgan sari ortib boradi. Jismning tezligi $v=c$ bo'lganda uning harakat xoliga mos kelgan massa cheksiz ortadi (116- rasm).

Massaning tezlikka bog'liq ortishi zamonaviy tezlatgichlarda turli elementar zarralarni tezlatishda kuzatiladi. Nyutonning ikkinchi qonuni umumiy ko'rinishi relyativistik shaklda quyidagicha yoziladi.

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 U}{\sqrt{1-\beta^2}} \right) = F \quad (4)$$

Energiya va massaning o'zaro bog'lanishi.

Tinch holdagi massasi m_0 ga teng jismga F kuch ta'sir etib, u kuch ta'sirida jism to'g'ri chiziq bo'ylab ds masofaga ko'chsin.

Mazkur kuchning bajargan ishi jism kinetik energiyasi o'zgarishiga teng bo'ladi.

$$dE = dA = Fds \quad (1)$$

lekin kuch ifodasini xisobga olsak

$$F = \frac{d(mv)}{dt} \quad (2)$$

$$dE = \frac{d(mv)}{dt} dS \quad (3)$$

bo'ladi.

$$\frac{dS}{dt} = v \text{ ekanini hisobga olib}$$

$$dE = v d(mv) = v^2 dm + mv dv \quad (4)$$

yozish mumkin. Jismning relyativistik massasi ifodasidan foydalanib

$$m^2 c^2 = m^2 v^2 + m_0^2 c^2 \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. (5) ni differensiallab

$$c^2 dm = v^2 dm + mv dv \quad (6)$$

bog'lanishni olamiz. (4) va (6) dan

$$dE = c^2 dm \quad (7)$$

bog'lanishni olamiz. (7) ni integrallab $E = c^2(m - m_0)$ (8)

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (9)$$

natijani olamiz. Ushbu belgilashni kiritib

$$E_p = W = mc^2 m_0 c^2 + E = W_0 + E \quad (10)$$

bog'lanishni olamiz.

(10) munosabat nisbiylik nazariyasining asosiy natijalaridan biridir. U Eynshteyn kashf etgan energiya va massaning o'zaro bog'lanish qonunini ifodalaydi. Bu Yerda W -jismning ixtiyoriy holatdagi relyativistik to'liq energiyasi, W_0 - jismning tinch holatdagi energiyasi, E -jismning kinetik energiyasi. Nisbiylik nazariyasida energiya va massa uzviy bog'liqdir. Jism massaning ortishi uning energiyasini ortishi bilan birgalikda Yuz beradi.

Energiya va impuls orasidagi bog'lanish.

Jismning relyativistik impulsi

$$p = mv = \frac{mv_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1)$$

va relyativistik energiyasi

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. (1) ifodani S ga ko'paytirib, (2) ni esa shu holda kvadratga ko'tarib

$$p^2 c^2 = m^2 v^2 c^2 = \frac{m_0^2 v^2 c^2}{1-\beta^2} \quad (3)$$

va $W = Pc$ ga asosan

$$W^2 = m^2 c^4 \quad (4)$$

so'ng (4) dan (3) ni ayrib

$$W^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 - m^2 v^2 c^2 = m^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \quad (5)$$

ni hosil qilamiz. (5) da o'zgartirish kiritib

$$W - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad (6)$$

bu Yerda

$$W = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (7)$$

natijasini olamiz. (7) munosabat relyativistik energiya va impuls orasidagi munosabatni ifodalaydi. Asosiy xulosalardan biri: tinch holdagi massaga ega bo'lmagan zarralarni (foton, neytrino, ..) ham relyativistik energiyaga egadir.

$m_0=0$ da (7) ifodadan

$$W=pc \quad (8)$$

bog'lanishni olmiz.

Klassik mexanikaning qo'llanish chegarasi.

Lorens almashtirishlaridagi $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ifoda 1 dan farq qilmaydi, chunki v tovush

tezligiga teng bo'lsa ($v=300$ m/s) $\beta^2 = \left(\frac{v}{c}\right)^2 = 10^{-12}$ ga, kosmik tezliklarida esa $\beta^2 = \left(\frac{v}{c}\right)^2 = 10^{-9}$ ga

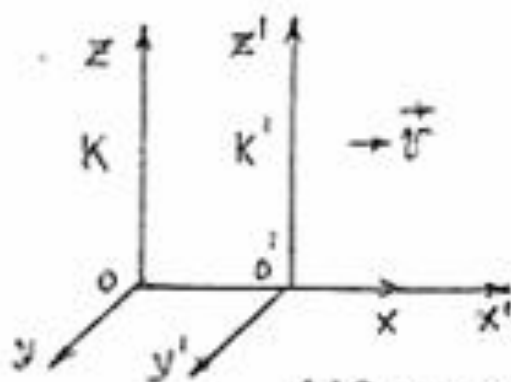
teng bo'ladi. Bu hollarda Lorens almashtirishlari $v < c$ ekanidan Galiley almashtirishlariga o'tadi. Demak, Galiley almashtirishlari Lorens almashtirishlarining xususiy xoli hisoblanishi mumkin. Galiley almashtirishlari o'rinli bo'lgan Nyuton mexanikasi kichik tezliklarida harakatlanuvchi jism va sanoq sistemalari uchun qo'llanishi lozim.

Bu xulosada moslik prinsipi aks etib, u zamonaviy fizikaning asosiy prinsiplaridan biridir. Moslik prinsipi 1926 yili A. Bor tomonidan kiritildi. Bu prinsipiga asosan, klassik nazariyani rivojlantirish va umumlashtirish tufayli vujudga kelgan Yangi nazariya chegaraviy hollarda eski (klassik) nazariyaga o'tishi lozim. Nisbiylik nazariyasi klassik mexanikaning qonun va tasavvurlarini bekor qilmaydi, aksincha ularni rivojlantiradi va umumlashtiradi xamda klassik mexanikaning chegaralarini belgilab beradi.

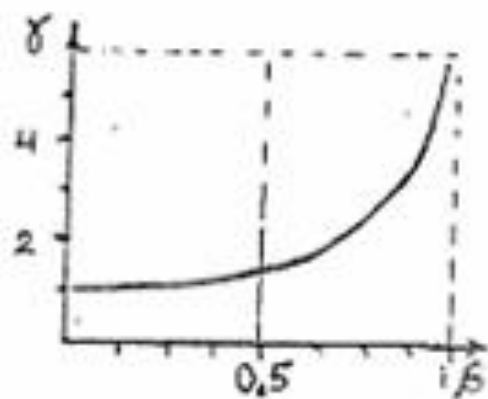
Sinash savollari.

1. Eynshteyn pastulatlarini bayon eting.
2. Lorens koordinat almashtirishlarini bayon eting.
3. Tezlikka bog'liq holda uzunlik, vaqt va massa o'zgarishini ko'rsatuvchi formulalarni yozing va ularni izohlang.
4. Energiya va massa o'zgarishlar uchun Eynshteyn formulasini yozing.

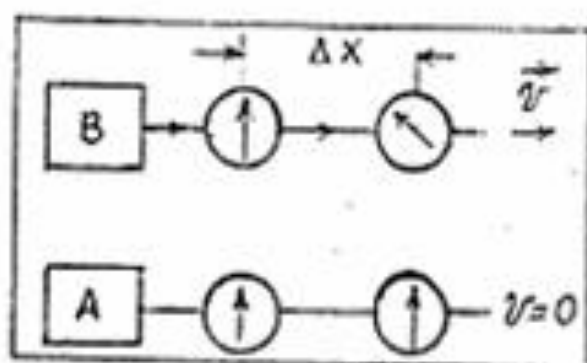
24-ma'ruza rasmlari



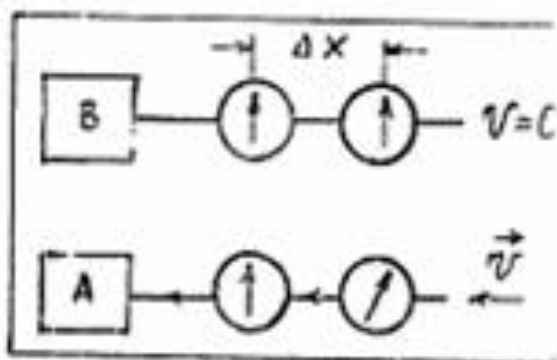
112-rasm



113-rasm

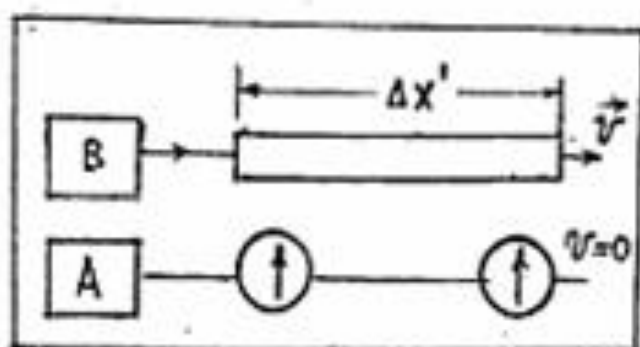


a

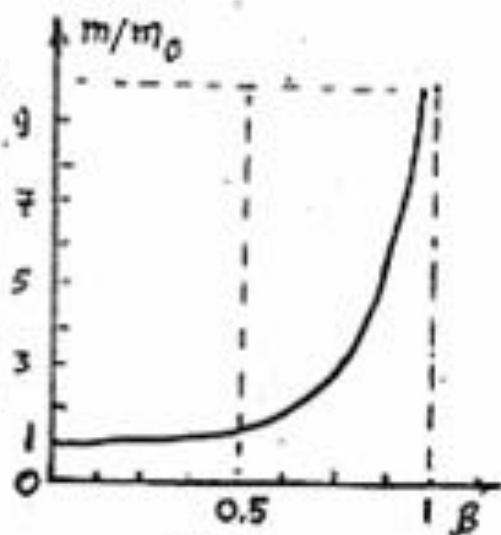


b

114-rasm



115-rasm



116-rasm

X BOB. ELASTIKLIK KUCHLARI

§25. QATTIQ JISMLARDAGI DEFORMASIYA VA KUCHLANISHLAR.

- 25.1. Qattiq jismlarning elastiklik xossalari. Bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan deformasiya. Elastik va qodiq (plastik) deformasiya. Kuchlanish Deformasiya turlari. Bir o'qli siqilish va cho'zilish deformasiyasi. Oddiy siljish. Egilish va buralish. Deformasiyalarning miqdoriy tavsifi. Guk qonuni. Yung moduli. Puasson koeffisienti.
- 25.2. Deformasiyaning kuchlanishga bog'liqligi, elastiklik chegarasi, mustahkamlik, murtlik, Qoldiq deformasiya.
- 25.3. Elastik deformasiya energiyasi. Qattiq jismning elastiklik xossalari. Yahlit muxit va uning elementi.

25.1.Qattiq jismning elastiklik xossalari.

Shar qanday jismga tashqi kuch ta'sir etganda uning shakli o'zgaradi. Jism qismlarining bir-biriga nisbatan holati tashqi kuch ta'sirida o'zgarishiga deformatsiya deyiladi. Demak, jism tashqi kuch ta'sirida ma'lum miqdorda deformasiyalanadi. Deformasiyalangan jismning turli qismlari orasida paydo bo'ladigan kuchlar, tashqi kuchlardan farqli ravishda, ichki kuchlar yoki zo'riqishlar deb ataladi.

Jismlar deformasiyasini o'rganishda uni qismlarga (elementlarga) ajratamiz. Qo'shni elementlarning qaralayotgan elementga ta'sir kuchlari tashqi kuchlar deb qaraladi.

Har bir elementga ta'sir etuvchi kuch Nyutonning II qonuniga muvofiq unga tezlanish beradi. Qaralayotgan elementga ta'sir etuvchi kuchni (zo'riqishni) boshqa elementga ko'chira olmaymiz. Demak, ichki kuchlarni tashqi kuchlar kabi o'ziga parallel xolda ta'sir chizig'i bo'ylab ko'chira olmaymiz.

Deformasiyalanuvchi Yaxlit muxit elementi quyidagi shartlarni qanoatlantirishi zarur:
Tashqi kuchlarni uning chegarasida doimiy deb
oladigan darajada kichik bo'lishi,

Elementdagi atom va molekulalar soni uning xolatini belgilovchi kattaliklarni o'rtachasini aniqlashga imkon berarli darajada katta bo'lishi zarur.

Bu o'zaro zid talablar turli muxit uchun bajarilishi mumkin. Misol uchun gazni olib qaraylik. Uning 1cm^3 da $n=2,7\cdot 10^{19}$ dona molekula bor(Loshmidt soni). Agar element uchun tamonlari 0,01 mm li kubiklarni olsak, bu xajmda $p=2,7\cdot 10^{10}$ dona molekula bo'ladi. Demak, elementga qo'yilgan talablar bajariladi.

B) Qattiq jism deformasiyasi.

Qattiq jismga tashqi (F_T) kuch ta'sir etsa, jismda xosil bo'lgan ichki kuchlar teng ta'sir etuvchisi, NyutonIII qonuniga ko'ra, son jixatidan taashqi kuchga teng, yo'nalishi unga qarama-qarshi bo'lgan F_e elastiklik kuchi bo'ladi. Bu kuch elektromagnit tabiatiga egadir. Deformasiyaning birtamonlama va xar tamonlama cho'zilish va siqilish, siljish, buralish va egilish turlari mavjud. Murakkab deformasiyalarni cho'zilish va siqilishdan iborat soddadeformasiyalarga ajratish mumkin. Tashqi kuchlar tasiri olinganidan sung deformasiyalangan

jism o'zining avvalgi xolatini tiklay olsa, bunday deformasiya elastik deformasiya va jism avvalgi xolatini tiklay olmasa, bunday deformasiya plastik (qoldiqli) deformasiya deyiladi.

Deformasiyalangan jismning qismlari birbiriga nisbatan xolatini o'zgartirib, ular siljishi mumkin. Siljish kattaligi cho'zilish va siqilishda

chiziqli o'lchamining absolyut o'zgarishi Δl (yoki nisbiy o'zgarishi $\Delta l / l_0$), bilan uch tamonlama cho'zilish va siqilishda xajmning absolyut o'zgarishi ΔV (xajmning nisbiy o'zgarishi $\Delta V / V_0$) bilan, siljish va buralish deformasiyalarida siljish burchagi va buralish burchagi bilan, egilish deformasiyasida esa egilish strelasi bilan xarakterlanadi.

Qattiq jismning barcha nuqtalari orasida absolyut ΔX yoki nisbiy deformasiya $\varepsilon = \Delta X / X_0$ bir xil bo'lsa, bunday deformasiya bir jinsli, aks xolda, bir jinsli bo'lmagan deformasiya deyiladi. Biz faqat bir jinsli deformasiyalarni va ular uchun Guk qonunlarini qaraymiz.

Qattiq jismlardagi deformasiya Yuza birligiga ta'sir etuvchi kuch yoki kuchlanish (zo'riqish) bilan xarakterlanadi.

$$\sigma = \frac{F}{S} \quad (1)$$

Ta'sir etuvchi kuch zo'riqishga proporsionaldir.

$$F = \sigma \cdot S \quad (2)$$

Qattiq jismning elastik xossasini aniqlash uchun kuchlanishga bog'liq xolda deformasiya o'zgarishini

$\varepsilon = f(\sigma)$, yoki deformasiyaga bog'lik xolda kuchlanish uzgarishini $\sigma = f(\varepsilon)$ karaymiz.

25.2. Deformasiya turlari. Guk konuni.

a) Cho'zilish va siqilish deformasiyasi.

Cho'zuvchi yoki bosuvchi kuchlanish Yuza birligiga ta'sir etuvchi taranglovchi va bosuvchi kuchga teng bo'ladi.

$$\sigma_t = \frac{F_T}{S} \quad \text{va} \quad \sigma_p = \frac{F_p}{S} \quad (1)$$

Nisbiy cho'zilish (yoki siqilish) ni bo'ylama deformasiya (117-rasm).

$$\varepsilon_b = \Delta l / l \quad (2)$$

kesimning nisbiy o'zgarishini esa ko'ndalang deformasiya deyiladi.

$$\varepsilon_k = \Delta d / d \quad (3)$$

Ko'ndalang deformasiya ε_k kattaligini bo'ylama deformasiya ε_b kattaligiga nisbati Puasson koeffisienti deyiladi.

$$\mu = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_b} \quad (4)$$

Deformasiyalar uchun Guk qonuni quyidagicha ta'riflanadi; Deformasiyalar ularni vujudga keltiruvchi kuchlanish (kuch) larga proporsionaldir.

Elastik kuchlanishlar tenzori simmetrik tenzordir, Ya'ni $\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (ij = x, y, z) \quad (5)$

Cho'zilish va siqilish deformasiyasi uchun Guk qonuni quyidagicha yoziladi.

$$\sigma = E \varepsilon = \frac{1}{\alpha} \varepsilon \quad (6)$$

Bu Yerdan Ye- elastiklik (YUng) moduli, α -elastiklik koeffisienti

Yung moduli nisbiy deformasiya birga teng ($\varepsilon = 1$) bulgandagi kuchlanishga (σ) teng koeffisientdir.

b) Siljish deformasiyasi.

Siljish deformasiyasida ta'sir etuvchi kuch jismga urinma xolda ta'sir etadi.(118-rasm). Ta'sir etuvchi tashqi kuch F jism qatlamlarini gamma burchakka siljitadi. Bu deformasiya uchun Guk qonuni, $\sigma=F/S$ ni xisobga olganda

$$\sigma=G \gamma \quad \text{va} \quad F=G\gamma S \quad (7)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu Yerde G siljish moduli bo'lib, Yung moduli bilan

$$G<0,5 E \quad (8)$$

kabi bog'langan.

v) Buralish deformasiyasi

Jismning bir tamoni maxkamlangan bo'lib, uning erkin uchiga M kuch momenti ta'sir etsin(119-rasm) Buralish deformasiyasi uchun Gukqonuni

$$\varphi=\frac{M}{K} \quad (9)$$

ko'rinishda yoziladi. Undan kuch momenti uchun

$$M=K \cdot \varphi \quad (10)$$

ifodani olamiz. Bu Yerde K buralish moduli bo'lib, jism o'lchamlari va siljish moduli bilan

$$K=\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\gamma^4}{h} G \quad (11)$$

kabi bog'langan.

g) Egilish deformasiyasi.

Egilish deformasiyasida egilish strelasi (()) tushunchasi kiritiladi. Jismning qanday maxkamlanganligiga va kuchning ta'sir nuqtasiga bog'liq xolda ismsiz A koeffisient turli qiymat qabul etganidan λ uchun

$$\lambda=A \frac{h^3 F}{ab^3 E} \quad (12)$$

ta'sir kuchi va Yung moduli uchun esa

$$F=\frac{\lambda ab^3 E}{Ah^3} \quad (13)$$

$$E=A \frac{h^3 F}{\lambda ab^3} \quad (14)$$

ifodalarini yozish mumkin (120-rasm). Buralish deformasiyasi uchun Guk konuni

$$\sigma=E \cdot \frac{\lambda b^2}{Ah^3} = E\varepsilon \quad (15)$$

kurinishda yoziladi. Bu Yerde $\varepsilon = \frac{\lambda b^2}{Ah^3}$

3. Deformasiyaning kuchlanishga bog'liqligi.

Qattiq jismlarning mexanik xossalarini o'rganishda nisbiy deformasiya (ε) ga kuchlanishning bog'liqligi tekshiriladi. Jism cho'zilganda jism qismlari orasidagi tortishish kuchlari ortadi, itarishish kuchlari kamayadi va aksincha. (121- rasm).

Ushbuni hisobga olib, jismning muvozanat xolidan (0 nuqta) boshlab deformasiyani orttira boshlasak, unga bog'liq xolda A nuqtagacha elastiklik soxasi (Guk qonuni bajariluvchi soxa), so'ng AV orasida plastiklik soxasi, VS orasida esa oquvchanlik soxasi kuzatiladi. A nuqta elastiklik chegarasi, V nuqta mustaxkamlik chegarasi, S esa mo'rtlik chegarasini ko'rsatadi.

Defomasiyani kamaytirsak kuchlanish VDM yo'nalishda kamayadi, qayta orttirsak MNS yo'nalishda o'zgaradi va elastiklik yopiq chizig'i (gisterezisi) olinadi (122-rasm), Gisterezis xalqasi qattiq jismning mexanik xossalarini to'la xarakterlaydi.

25.4. Elastik deformatsiya energiyasi.

Jism deformatsiyalanganda tashqi kuchning bajargan ishi to'la potensial energiyaga aylanadi. Hajm birligidagi energiya (energiya zichligi) Umov vektori bilan aniqlanadi.

$$\rho = \frac{1}{2} E \varepsilon^2 = \frac{1}{2} \sigma \varepsilon = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E}$$

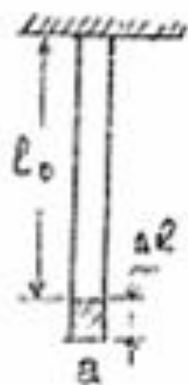
Sinash savollari

Qattiq jismlardagi elastiklik kuchlarining tabiatini ayting.

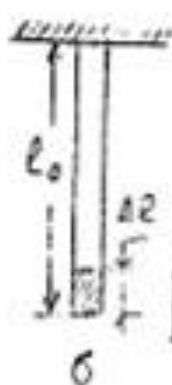
Deformatsiya turlarini bayon eting.

Turli deformatsiyalar uchun Guk qonuni ifodasini yozing va uni izoxlang.

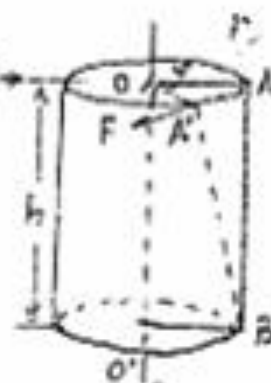
§ 25 rasmlari



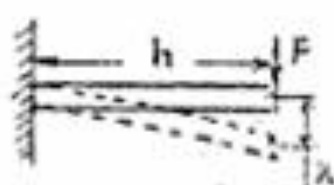
117-rasm



118-rasm

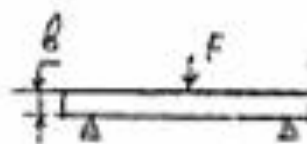


119-rasm



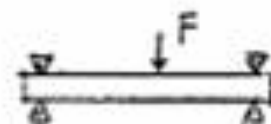
$$A = \frac{1}{3}$$

a



$$A = \frac{1}{48}$$

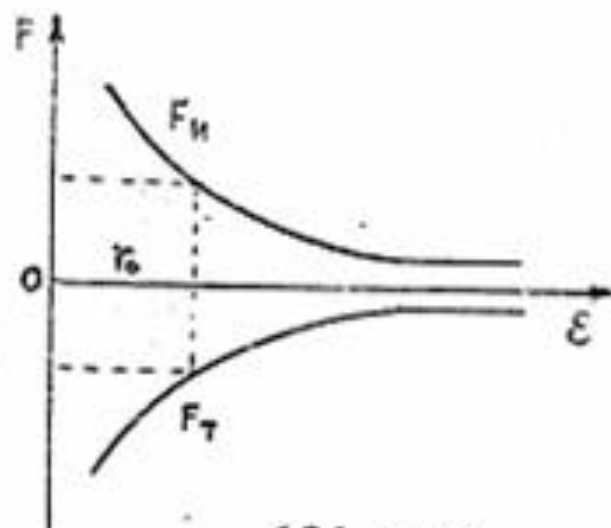
b



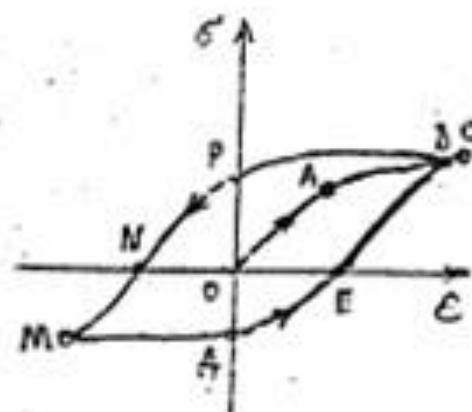
$$A = \frac{1}{192}$$

b

120-rasm



121-rasm



122-rasm

XI BOB. TEBRANISH VA TO'LQIN. AKUSTIKA.

§26. TEBRANMA XARAKAT. SO'NUVCHI TEBRANISH.

- 26.1. Tebranma xarakat. Garmonik tebranishlar va ularni kompleks ko'rinishda ifodalash. Erkin (xususiy) tebranishlar.
- 26.2. So'nuvchi tebranishlar. So'nishning logarifmik dekrementi.

26.1. Tebranma xarakat. Garmonik tebranishlar.

Tebranma xarakatlar orasida eng soddasi garmonik tebranish ekani ko'rib o'tildi. (6-ma'ruza). Garmonik xarakatda siljish

$$X = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

yoki

$$X = A e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (2)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Tebranuvchi muxit zarrasining siljish tezligi

$$v = \frac{dx}{dt} = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (3)$$

va tezlanishi

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2} = -A \omega^2 \sin(\omega t + \varphi) = -\omega^2 x \quad (4)$$

ifodalardan aniqlanadi.

Tebranuvchi jism massasi m bo'lganda ta'sir etuvchi kuch kattaligi

$$F = ma = -(m\omega^2)x = -kx \quad (5)$$

ifodadan aniqlanadi. (5) ifodadan dinamik ta'rif kelib chiqadi: Garmonik tebranish deb, nuqtaning muvozanat vaziyati arofida siljishga proporsional bo'lgan va muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan kuch tasirida tebranishni aytiladi. Bu kuchni qaytaruvchi kuch, K koeffisientni qaytaruvchi kuch koeffisienti deyiladi.

Prujinali va buralma mayatnikda bu kuch elastiklik kuchi, koeffisient esa elastiklik koeffisienti (bikrlik) deyiladi. Matematik, fizik, ag'darma va maksvell mayatniklarida esa, kuch kvazielastik kuch bo'lib, K qaytaruvchi kuch koeffisienti bo'ladi.

Muvozanat xoliga nisbatan siljish kattaligi elastik kuchlari kabi bog'lanish qonuniyatlariga ega bo'lgan, tabiatan elastik bo'lmagan kuchlar kvazielastik kuchlar deyiladi.

(5) ifodadan $k = m\omega^2$ ekanidan, garmonik tebranishning chastotasi uchun quyidagini olamiz.

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (6)$$

Tebranuvchi sistemani muvozanat vaziyatidan, chiqarib, so'ng tebranishga imkon berilsa, sistema ω chastota bilan tebranadi va bu tebranish erkin(xususiy) tebranish bo'ladi.

So'nmas xususiy garmonik tebranishlarning differensial tenglamalari quyidagi ko'rinishlarda yozish mumkin.

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} + kx &= 0 \\ \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x &= 0 \\ \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega^2 x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Bu tenglamalarning Yechimi (1) va (2) ko'rinishlarda yoziladi. Turli sistemalar uchun tebranish davri, chastotasi, differensial tenglamasi ifodalarini yozaylik. (123, 124-rasm)

	Mayatnik	Davr, T	Chastota, ω	Differensial tenglama
1	Matematik mayatnik	$2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$	$\sqrt{\frac{g}{l}}$	$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{g}{l}x = 0$
2	Prujinali mayatnik	$2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$	$\sqrt{\frac{k}{m}}$	$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0$
3	Fizik mayatnik	$2\pi\sqrt{\frac{I}{mgl}}$	$\sqrt{\frac{mgl}{I}}$	$\frac{d^2x}{dt^2} + \left(\frac{mgl}{I}\right)x = 0$

Garmonik tebranma xarakat kinetik energiyasi $E_k = \frac{mv^2}{2}$, potensial energiyasi $E_n = \frac{kx^2}{2}$ va to'la energiyasi $E_T = E_k + E_n$ ifodalar yordamida aniqlanadi.

26.2. So'nuvchi tebranishlar.

Erkin tebranishlar aslida so'nuvchi tebranishlardan iborat bo'ladi. Chunki unga bir marta berilgan energiya vaqt o'tishi bilan ishqalanishni Yengish uchun va atrof muxit zarralarini xarakatlantirish ishiga sarflanadi. Energiya to'la sarflangach, so'nuvchi tebranish to'xtaydi.

Tebranishga qarshilik kuchini

$$F_u = -rv = -r \frac{dx}{dt} = -r\dot{x} \quad (1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. So'nuvchi tebranishning xarakat tenglamasi

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F_k + F_u = -kx - r \frac{dx}{dt}, \quad (2)$$

Differensial tenglamasi

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2 \frac{r}{2m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m}x = 0, \quad (3)$$

differensial tenglama Yechimi esa

$$X = A_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (4)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

Bu Yerda

$$\delta = \frac{r}{2m} \text{ -so'nish (yutilish) koeffisienti,} \quad (5)$$

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} \text{ -sistema (mayatnik) xususiy chastotasi} \quad (6)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \text{ -tebranish chastotasi} \quad (8)$$

$$A = A_0 e^{-\delta t} = A_0 e^{-\frac{r}{2m}t} \text{ tebranish amplitudasi}$$

(125-rasm).

Tebranishning T davr davomida o'zgarishi–so'nish dekrementi.

$$n = \frac{A(t)}{A(T+t)} = e^{\frac{r}{2m}T} = e^{\delta T}, \quad (9)$$

So'nishning logarifmik dekrementi esa quyidagi ifoda yordamida topiladi.

$$\theta = \delta T = \ln \frac{A(t)}{A(T+t)} \quad (10)$$

Tebranish amplitudasi $Y_e = 2,7$ marta kamaygan vaqt – relaksasiya vaqti deyiladi.

$$\tau = \frac{1}{\delta} = \frac{2m}{r} \quad (11)$$

Bu Yerda

$$r = \frac{2m}{T} \theta = \frac{2m}{T} \ln \frac{A(t)}{A(T+t)} \quad (12)$$

ishqalish koeffisientini ko'rsatadi. Tebranuvchi sistemaning asilligi

$$Q = \frac{\pi}{\theta} = \frac{\pi}{\delta T} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{1}{2\delta} = \frac{\omega_0}{2\delta} \quad (13)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

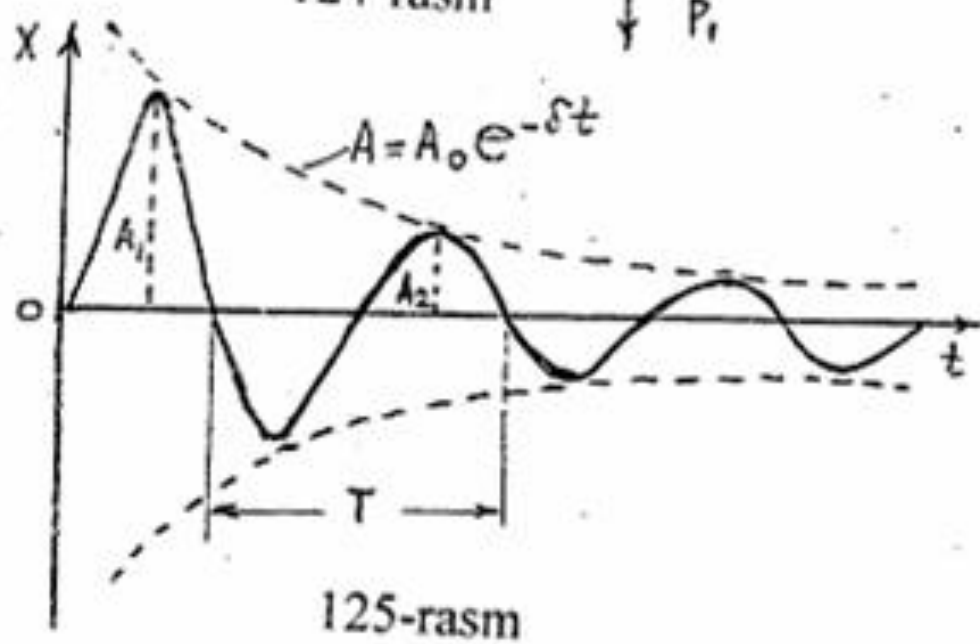
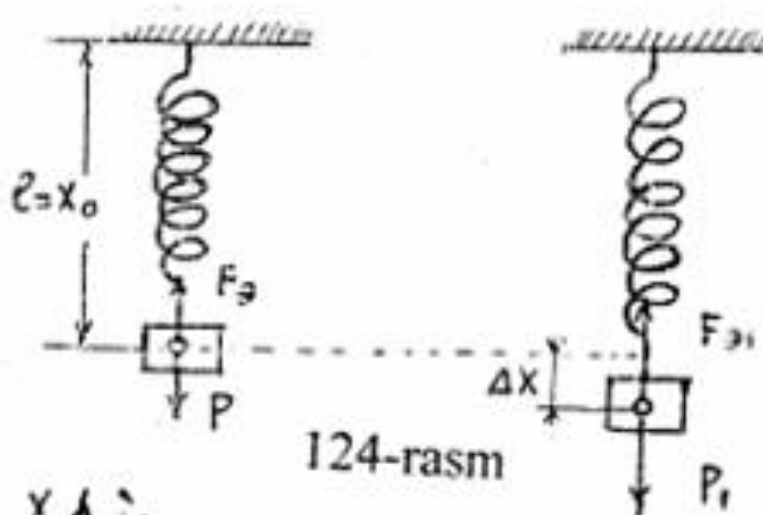
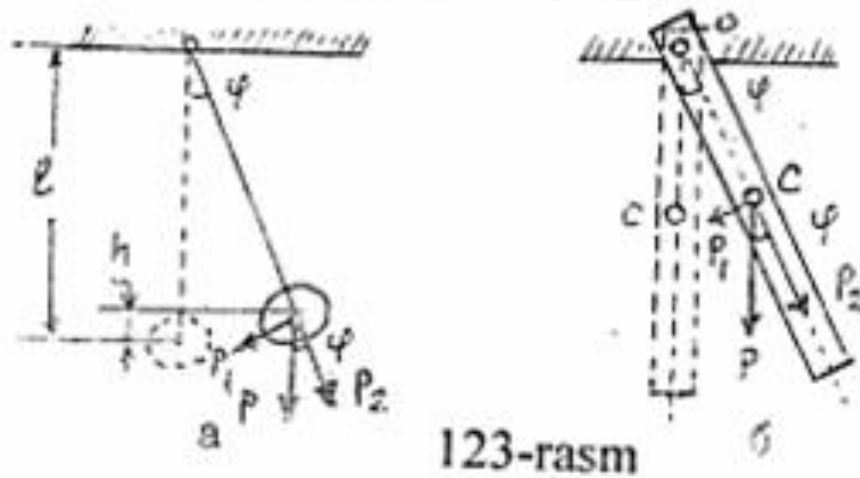
Tajribada so'nuvchi tebranish davri T, relaksasiya vaqti τ o'lchanadi, sistema massasi m tarozida tor-

tiladi va boshqa kattaliklar (5)-(13) ifodalar yordamida hisoblanadi.

Sinash savollari.

1. Matematik mayatnik tebranish davri va differensial tenglamasi ifodasini yozing.
2. Prujinali mayatnik tebranish davri va differensial tenglamasi ifodasini yozing.
3. Fizik mayatnik tebranish davri va differensial tenglamasi ifodasini yozing.
4. So'nuvchi tebranish differensial tenglamasi va uning Yechimi ifodasini yozing va izohlang.

§ 26 rasmlari



§27. MAJBURIY TEBRANISHLAR.

- 27.1. Majburiy tebranishlar.
- 27.2. Rezonans.
- 27.3. Parametrik rezonans CHiziqli va nochiziqli sistemasi haqida tushuncha.
- 27.4. Avtotebranish.
- 27.5. Bog'langan sistemalarda tebranishlar haqida tushuncha.

27.1. Majburiy tebranish.

Ishqalish kuchi mavjud bo'lgan muhitda

$$F_u = -r \frac{dx}{dt} = -r\dot{x} \quad (1)$$

so'nmas tebranish olish uchun ishqalish (qarshilik) kuchini Yengish uchun sarflangan energiyani to'ldirib turish zarur. Bu biror tashqi majbur etuvchi kuch ta'siri yordamida

$$F_M = F_0 \cos \omega t \quad (2)$$

amalga oshiriladi. O'zgaruvchan tashqi kuch ta'sirida sodir bo'luvchi tebranishga majburiy tebranish deyiladi.

Majburiy tebranishning harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + F_0 \cos \omega t = F_k + F_u + F_M \quad (3)$$

yoki

$$m\ddot{x} + kx + r\dot{x} = F_0 \cos \omega t \quad (4)$$

$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x + 2\frac{r}{2m}\dot{x} = \frac{F_0}{m} \cos \omega t \quad (5)$$

Bu Yerda so'nish koeffisienti

$$\delta = \frac{r}{2m} \quad (6)$$

xususiy chastotani

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (7)$$

massa birligidagi majburiy kuch

$$f_0 = \frac{F_0}{m} \quad (8)$$

belgilansa, (5) ni quyidagicha

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\delta\dot{x} = f_0 \cos \omega t \quad (9)$$

$$\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t \quad (10)$$

ko'rinishni oladi. Majburiy tebranishda siljish.

$$X = A \cos(\omega t + \psi) \quad (11)$$

bu yerda

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\delta^2\omega^2}} = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (2\delta\omega)^2}} \quad (12)$$

boshlang'ich faza esa

$$\psi = \arctg\left(\frac{2\delta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}\right) \quad (13)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. (11) ni (10) ga qo'yib, (12) va (13) olinadi.

(11) ifoda siljishni ko'rsatuvchi funksiya barqaror majburiy tebranishni ifodalaydi. Bu tebranish chastotasi majbur etuvchi kuch chastotasiga teng bo'lgan garmonik tebranishdan iborat.

Majburiy tebranish amplitudasi (11) va (12) ga ko'ra majbur etuvchi kuchga proporsionaldir.

$$A \sim F_0 \quad A = f(F_0, \omega)$$

Majburiy tebranish faza jihatdan ta'sir etuvchi kuch tebranishidan ψ qadar orqada qoladi (13).

$F_0 = -r\ddot{x} = 0$ bo'lganda harakat tenglamasi sodda ko'rinishni oladi, chunki $r=0$ da, $\delta=0$ bo'lib, $A=f_0(\omega_0^2 - \omega^2)$ va $\psi=0$ bo'ladi.

27.2. Rezonans.

Majburiy tebranish amplitudasi xususiy ω_0 va majburiy tebranish chastotasi ω va ta'sir kuchiga bog'liqdir.

$A=f(\omega_0, \omega, F_0)$. Agar $r=0$, $\omega \ll \omega_0$ bo'lsa, $A \sim F_0/k$ bo'ladi.

Majburiy tebranishlar chastotasi ω , sistema xususiy chastotasiga ω_0 yaqinlashsa, nazariy jihatdan majburiy tebranish amplitudasi cheksizlikka intiladi.

$$A \rightarrow \infty$$

Real holda Yutilish bo'lganidan amplituda maksimal bo'ladi. (12) ifoda mahraji differensialini nolga tenglab, rezonans chastota uchun ushbuni olamiz.

$$\omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} = \sqrt{\left(\frac{k}{m}\right)^2 - 2\left(\frac{r}{2m}\right)^2} \quad (1)$$

$\omega_0 \rightarrow \omega$ bo'lganda $A \rightarrow A_{\max}$ bo'lish hodisasi rezonans hodisasi deyiladi. Rezonans sodir bo'luvchi majburiy kuch chastotasi rezonans chastota ω , amplituda esa rezonans amplituda A_p deyiladi.

$$A = F_0 / 2m\delta_0 \sqrt{\omega^2 - \delta^2}, \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad \delta = \frac{r}{2m}, \quad f_0 = \frac{F_0}{m} \quad (2)$$

Cistema majburiy tebranish amplitudasining majburiy kuch chastotasiga $A=f(\omega)$ bog'lanish grafigi amplituda rezonans chizig'i deyiladi. (126-rasm).

$$\frac{A}{F_0} = f\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) \text{ bog'lanish keltirilgan.}$$

Majburiy kuch chastotasi ω o'zgarishi bilan $\Delta\psi$ o'zgaradi. $\omega \ll \omega_0$ da $\Delta\psi \rightarrow 0$ bo'ladi. Bunda majburiy kuch va majburiy tebranish fazasi mos keladi.

Agar $\omega \rightarrow \omega_0$ intilsa, $\Delta\psi = -\pi/2$ bo'ladi, bunda kuch tebranishdan $\pi/2$ ga oldinda bo'ladi.

Chastota ortib borsa, $\omega \gg \omega_0$ bo'lib, $\Delta\varphi = -\pi$ bo'lib, tebranish va kuch orasidagi farq $\Delta\varphi = 180^\circ$ bo'ladi.

Majburiy kuch chastotasi ω o'zgarishi bilan faza farqi $\Delta\varphi$ ning o'zgarishini ko'rsatuvchi grafik rezonansning egri chizig'i deyiladi. Sinish koeffitsiyenti ortishi bilan amplituda rezonans egri chizig'i egriligi kamayadi. Lekin rezonansdan uzoq nuqtalarda o'zgarish kam bo'ladi. Shu kabi δ ortishi bilan rezonans faza egri chizig'i egriligi ham kamayadi (127-rasm).

Rezonans hodisasi turmush va texnikada katta ahamiyatga egadir. U foydali bo'lsa, kuchaytirib, zararli holda susaytiriladi.

27.3. Parametrik rezonans.

Tebranuvchi sistemaning biror parametri tebranish davrida o'zgarishi hisobiga rezonans hodisasi ro'y berishi parametrik rezonans hodisasi deyiladi.

Matematik mayatnik uzunligi l bo'lsin. Lekin uni o'zgartirish mumkin. Muvozanatdan chetki hollarda uzaytirib, muvozanatga yaqinlashgach kamaytiraylik. Natijada, rezonans hodisasi ro'y beradi. Mayatnik energiyasi ip uzunligini o'zgartirishga sarflanayotgan ish hisobiga ortadi. Mayatnik tebranayotganada ip ning taranglik kuchi o'zgarib turadi. Chetki holatlarda (nolga teng) kichik va o'rta holda (tezlik maksimal) ortib ketadi.

Shuning uchun mayatnikni uzaytirgandagi tashqi kuchning manfij ishi mayatnikni qisqartirgandagi bajariladigan musbat ishdan kichikroqdir. Natijada tashqi kuchning bir davr ichida bajargan ishi musbat bo'ladi.

27.4. Avtotebranish.

Real sistemalarda so'nuvchi tebranishlar vaqtida sistemaning energiyasi muhitning qarshiligini yengishga sarflanadi. Agar energiyaning bunday kamayishi to'ldirib turilsa, tebranishlar so'nmas tebranishlarga aylanadi. Sistemaning energiyasi tashqaridan beriladigan turtki hisobiga to'ldirib turilishi mumkin. Lekin bu turtkilar sistemaga uning tebranishlari bilan bir hil taktda berilib turilishi kerak, aks holda ular tebranishni susaytirishi, hatto butunlay to'xtatib qo'ishi mumkin.

Tebranuvchi sistema tashqi ta'sirni o'zi boshqarib, berilayotgan turtkilarni (qo'shimcha energiyani) o'zining harakatiga sozlab turadigan qilish ham mumkin. Ana shunday sistema avtotebranuvchi sistema deyiladi, u bajaradigan so'nmas tebranishlar avtotebranishlar deb ataladi.

Bunday sistemaga misol sifatida soat mehanizmini olish mumkin. Unda soatning mayatnigi egri richag (anker) bilan bir o'q bilan mahkamlangan bo'lib, ko'tarilgan toshning yoki buralgan prujining potensial energiyasini davr T ning ma'lum momentida teng miqdorda berib turadi.

27.5. Bog'langan sistemalar.

Tebranuvchi sistemalar orasida ularning tebranishlarini bir-biri bilan qandaydir umumlashtiruvchi "bog'lanish" o'rnatilishi mumkin. Bu holda sodir bo'luvchi tebranishlar "bog'langan tebranishlar deyiladi", sistema esa "bog'langan sistema" deb ataldi.

Bunday sistemaga misol qilib, uzunligi l ga teng mustahkam ipga osilgan va bir-biri bilan rezina yoki prujina bilan bog'langan ikki matematik mayatnikni (128-rasm,a) yoki prujina bilan bog'langan 2 prujinali mayatnikni olish mumkin (128-rasm,b). Sistemada mayatniklar soni va bog'lanishlar soni ikki va undan ortiq bo'lishi mumkin (128-rasm,v).

Bog'lanmagan holda mayatniklarning xususiy tebranish chastotalarini $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots, \nu_n$ (umumiy ν_i) deb olsak, bog'lanishli holdagi tebranishlarini normal tebranish chastotalari $\nu_1', \nu_2', \nu_3', \dots, \nu_n'$ (umumiy ν_i') deb belgilasak, $\nu_i \neq \nu_i'$ bajariladi.

Bog'lanish tufayli bog'langan sistemalarining chastotalari ν_i , har qaysi sistemaning bog'lanmagan holatdagi xususiy chastotalari ν_i' dan birmuncha farq qiladi. Agar bog'lanmagan sistemalar 2 ta bo'lsa, har birining tebranishi turli chastotali ikki tebranishning qo'shilishi natijasidan iborat bo'ladi va

shu sababli ikki bog'langan sistemadan har birining tebranishi tepki harakteriga ega bo'ladi. Bog'lanish qancha "kuchli" bo'lsa, bunday "tepish"larning davri shunchali kichik (chastotasi katta) bo'ladi.

Bog'langan sistemadagi normal tebranishlar v_1' va v_2' ning(sistema 2 ta bo'lsa) qo'shilishidan hosil bo'ladi. n ta bo'lsa, v_i larning barchasini qo'shilishidan hosil bo'ladi.

Bog'langan sistemaning eng kichik chastotasi

$$(\Sigma v_i')_{\min} < v_{i \min} \quad (1)$$

eng kichik xususiy chastotasi ($v_{i \min}$) kichik, eng katta chastotasi esa ($\Sigma v_i'$) eng katta xususiy chastotadan katta bo'ladi.

$$(\Sigma v_i')_{\max} < v_{i \max} \quad (2)$$

sistema 2 ta ligida

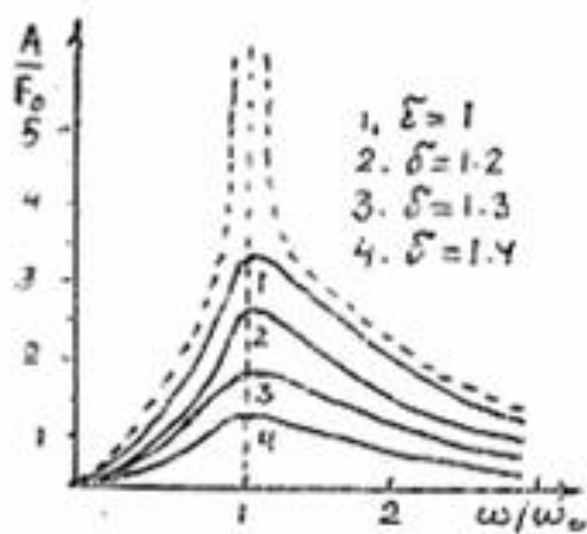
$$|v_1' - v_2'| > |v_1 - v_2| \quad (3)$$

shart bajariladi.

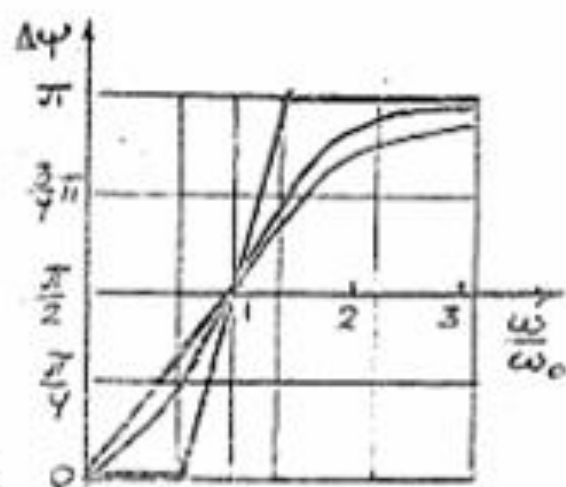
Sinash savollari.

1. Majburiy tebranish deb qanday tebranishga aytiladi? Uning differensial tenglamasini yozing.
2. Rezonans hodisasini bayon eting.
3. Parametrik rezonans hodisasini izohlang.
4. Bog'langan sistemalarni va ular tebranishlarini bayon eting.

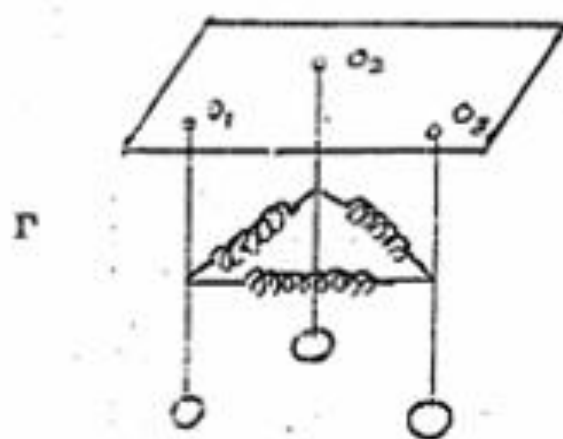
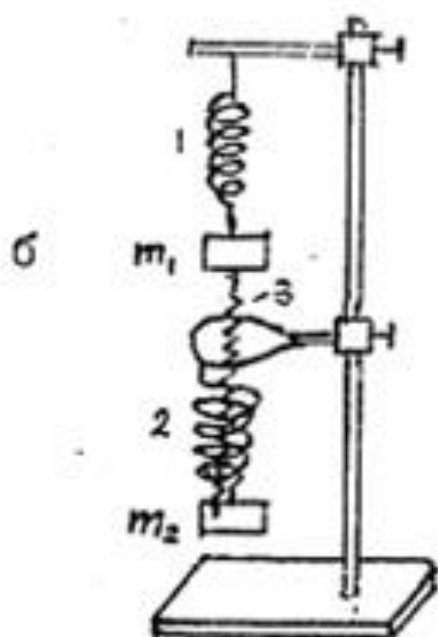
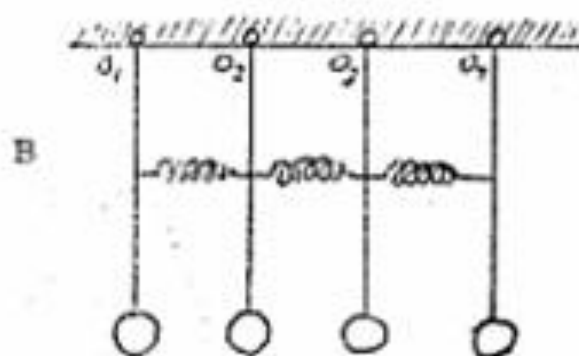
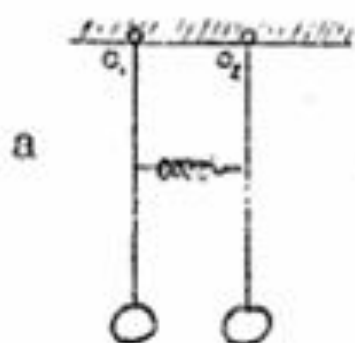
§ 27 rasmlari



126-rasm



127-rasm



128-rasm

§28. TO'LQIN VA UNING TENGLAMASI.

- 28.1. To'lqin. Tebranishning bir jinsli elastik muhitda tarqalishi. Bo'ylama va ko'ndalang to'lqin. To'lqin tarqalish tezligi. Yassi, sferik va silindrik to'lqin.
- 28.2. Garmonik Yugiruvchi (tarqalivchi) to'lqin tenglamasi. Tarqaluvchi to'lqinda oniy siljish, deformasiya, tezlik va tezlanish.
- 28.3. Tarqaluvchi to'lqin energiyasi. Energiya oqimi. Umov vektori. To'lqin intensivligi.

28.1. To'lqin. Tebranishning bir jinsli elastik muhitda tarqalishi.

Bir nuqtasi muvozanat vaziyatidan chiqarilsa, u nuqtaga qo'shni nuqtalarning holatida ham o'zgarish hosil qiluvchi bog'lanish bilan bog'langan muhitni yoki elastik muhitni qaraylik. Muhit bir jinsli

bo'lsin. Bir jinsli muhit deb, barcha nuqtalarning fizik xossalari bir xil bo'lgan muhitga aytiladi. Agar shu muhitning birgina nuqtasi tebranma harakat qilsa, u o'ziga qo'shni boshqa nuqtalarga ham ta'sir etib ularni tebrantiradi va hakoza. Muhitning tebranish yetib borgan nuqtalari muvozanat vaziyati atrofida tebrana boshlaydilar. Natijada elastik muhitning bir nuqtasida hosil qilingan deformasiya muhitning fizik xossasiga bog'liq bo'lgan ma'lum tezlik bilan bir nuqtasidan boshqa atrofdagi nuqtalarga ham uzatila boshlaydi yoki tebranish tarqala boshlaydi. Bu muhitdagi tebranishning (tarqalishidan) ketma-ket uzatilishidan tarqaluvchi to'lqin hosil bo'ladi.

Tebranishning muhitda tarqalishi to'lqin jarayondir. To'lqinning tarqalish yo'nalishi nur deyiladi.

Agar muxit zarrasi nur bo'ylab tebransa to'lqin bo'ylama, nur yo'nalishga tik tebransa to'lqin ko'ndalang to'lqin deyiladi. Bo'ylama to'lqin ketma-ket keluvchi muhitning zichligi va siyraklanishlaridan iborat. Zichlanish va siyraklanish deformasiyalari ta'sirida elastik kuchi hosil bo'luvchi muhitlar (qattiq jismlar, suyuq va gaz jism)da bo'ylama to'lqin tarqaladi (129-rasm). Suyuq va gaz jismlarda faqat bo'ylama to'lqin, qattiq jismda esa ko'ndalang va bo'ylama to'lqinlar hosil bo'ladi. Ko'ndalang to'lqin 129-rasm(b)da ko'rsatilgan. Qattiq jismda buralishdan hosil bo'lgan deformasiyaning tarqalishida ko'ndalang to'lqin, qattiq jism sirtida esa, sirtqi to'lqin hosil bo'ladi. Suv sirtida ham sirtqi to'lqin hosil bo'ladi, unda zarrachalar ellips va aylanma traektoriyalar bo'yicha harakatlanadilar. Bunda Yer tortish kuchi asosiy rol o'ynaydi

(129- rasm). Davrga teng vaqtda to'lqin tarqalgan masofa to'lqin uzunligi deyiladi. U to'lqin tarqalish tezligi v va davr T bilan quyidagicha bog'langan.

$$\lambda = vT \quad (1)$$

CHastotasi ν va davr T orasidagi munosabatdan

$$\nu = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu \quad (2)$$

kelib chiqadi.

To'lqin uzunligi birday fazolarda tebranuvchi nuqtalar orasidagi eng qisqa masofadir. U bo'ylama to'lqinda ketma-ket keluvchi ikki zichlik yoki siyraklanish orasidagi, ko'ndalang to'lqinda ikki do'nglik yoki chuqurliklar orasidagi eng qisqa masofaga tengdir.

Bo'ylama to'lqin tarqalish tezligi v qattiq jismda elastilik koeffisienti yoki Yung moduli Y_e va ρ zichlik bilan

$$v_{\Delta k} = \sqrt{\frac{1}{\alpha \rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3)$$

tenglik orqali, suyuqlikda esa, haqiqiy siqilishning adiabatik koeffisienti va adiabatik siqiluvchanlikning hajmiy moduli k bilan quyidagicha

$$v_{\Delta c} = \sqrt{\frac{1}{\beta \rho}} = \sqrt{\frac{k}{\rho}} \quad (4)$$

tenglik orqali, gazlarda esa adiabata koeffisienti, gaz bosimi va zichligi orqali

$$v_{\delta r} = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (5)$$

bog'langan.

Qattiq jismlardagi ko'ndalang to'lqin tarqalish tezligi siljish moduli N bilan quyidagicha bog'langan

$$v_{kk} = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (6)$$

Demak, qattiq jismda bo'ylama to'lqin tarqalish tezligi $v_n = \sqrt{E/\rho}$, ko'ndalang to'lqin tarqalish tezligi (6) bo'ladi. Tebranish Yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni to'lqin fronti, birday fazalarda tebranayotgan nuqtalarning geometrik o'rni to'lqin sirti deyiladi. To'lqin fronti to'lqin sirtining xususiy holdir. To'lqin frontining shakli uning tipini belgilaydi: Yassi, sferik, silindrik to'lqinlar mavjud. Agar tebranish manbai nuqtaviy bo'lib bir jinsli muhitda tarqalsa, to'lqin fronti sfera bo'ladi. To'lqin fronti tekislik bo'lsa, to'lqin Yassi bo'ladi. Muhitning fizik xossalari (xususiyl holda to'lqin tarqalish tezligi) barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil bo'lsa, bunday muhit izotropik muhit deyiladi.

Izotrop muhit bir jinsli yoki birjinsli bo'lmasligi mumkin. Izotrop muhitda to'lqin nuri to'lqin sirtga normaldir. Yassi to'lqinda nurlar o'zaro paralleldirlar. Nuqtaviy manbaining izotrop va birjinsli muhitdagi to'lqin fronti sfera bo'lib, u to'lqin sferik to'lqin hosil qilib to'lqin nuri radius yo'nalishda bo'ladi.

Golland fizigi Gyuygens XVII asr oxirida to'lqin fronti ma'lum bo'lsa, u momentdan keyingi to'lqin frontini qurish usulini taklif etdi.

To'lqin frontini har bir nuqtasi elementar ikkilamchi to'lqinlar manbai bo'ladi (130-rasm,a). Barcha elementar to'lqinlarning birlashtiruvchi chizig'i Yangi to'lqin frontini tashkil etadi. Bu Gyuygens prinsipi nomi bilan ma'lumdir. O'rtasida to'siq bo'lgan A va V idishdagi suvga O nuqtadagi to'lqin tarqala boshlasa s nuqta Yangi manbai bo'ladi (130- rasm,b)

28.2. To'lqin tenglamasi.

To'lqin tenglamasi to'lqinli prosessda qatnashayotgan tebranuvchi nuqta siljishi S bilan uning muvozanat holi koordinatalari va vaqt orasidagi munosabatni ifodalaydi. Yo'nalish OX bo'yicha tarqaluvchi to'lqin uchun bu munosabat umumiy shaklda quyidagicha yoziladi.

$$S=f(x,t) \quad (1)$$

Agar S va X bir to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lsalar, to'lqin bo'ylama bo'ladi, agar ular o'zaro perpendikulyar bo'lsalar to'lqin ko'ndalang bo'ladi. Vaqtning ixtiyotiy t momentida to'lqinni har bir nuqtasi holatini aniqlashga imkon beruvchi tenglamani keltirib chiqaraylik. O nuqta tebranish manbai bo'lsin. Bu holda to'lqin Yassi to'lqin bo'lsin. OX o'qi bo'ylab, so'nmasdan barcha nuqtalarning amplitudalari bir xil A ga teng, deb olaylik. Koordinatasi $X=0$ bo'lgan nuqtaning tebranish tenglamasi

$$S=y=A \cos \omega t \quad (2)$$

ifodalaydi (131- rasm.)

Bu Yerda A-tebranish amplitudasi, ω -doiraviy chastotasi, t tebranish boshlanishidan hisoblangan vaqt. Tebranish V nuqtaga v tezlikda X masofani bosib τ -vaqtda Yetib kelsin.

$$\tau = \frac{X}{v} \quad (3)$$

Demak, V nuqta O nuqtaga nisbatan shuncha vaqt kechroq tebrana boshlaydi. V nuqtaning muvozanat vaziyatdan siljishi

$$S = y = A \cos \omega t' = A \cos \omega(t - \tau) = A \cos\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (4)$$

bo'ladi. Bu Yerda t'-V nuqta tebrana boshlagandan boshlab hisoblangan vaqt (2) va (3) ifodalardan foydalanib

$$y = A \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v} x\right) = A \cos(\omega t - kx) \quad (5)$$

ifodani topamiz. Bu Yerda k to'liq soni yoki to'liq vektori deyiladi.(5) tenglama istalgan nuqtaning istalgan vaqt momentidagi siljishini aniqlashga imkon beruvchi to'liq tenglamasidir. Kosinus argumenti

$$\varphi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \omega t - kx$$

to'liq fazasi deyiladi.

Qaralayotgan holda to'liq Yassi bo'lgani uchun to'liq fronti OX o'qiga perpendikulyar bo'lgan, X=constant tekislik bo'ladi (132-rasm).

Tebranish qayd etilgan fazasining tarqilish tezligi (v ga $\rightarrow$ fazoviy tezlik) deyiladi. Faza o'zgarmas holda

$$\varphi = \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const}$$

uni differensiyallab

$$0 = \omega(dt - dx/v)$$

undan

$$v = dx/dt$$

faza tezligi v to'liq tarqalish tezligining o'ziginasi ekanini topamiz. To'liqlar garmonik tenglama bilan berilmay, balki to'liqlar gruppasi bilan berilsa, grupp tezligi yoki energiya uzatilish tezligi tushunchasi kiritiladi.

(5) ifodada x o'rniga -x olinsa teskari tomonga yo'nalgan to'liqni olamiz.

$$y = A \cos\left(\omega t + \frac{\omega}{v} x\right) = A \cos(\omega t + kx) \quad (6)$$

Siklik chastotasi va chastota orasidagi

$$\omega = 2\pi v$$

va to'liq uzunligi bilan to'liq soni orasidagi munosabatni

$$k = 2\pi/\lambda$$

hisobga olib (6) ni quyidagicha yozamiz.

$$y = A \cos\left(2\pi vt - \frac{2\pi}{\lambda} x\right) = A \cos 2\pi\left(vt - \frac{x}{\lambda}\right) \quad (7)$$

Demak to'liq harakat vaqt $[y=f_1(t)]$ va $[y=f_2(x)]$ fazoda davriydir.

a) Fazoda aynan bir nuqtani olib, koordinata boshi shu nuqtaga joylashgan deb olinsa, $X=0$ o'rinli bo'ladi. To'lqin tenglamasida

$$y' = A \cos \omega t \quad (8)$$

tanlab olingan nuqta uchun vaqt bo'yicha davriy bo'lgan tenglamasini topamiz.

b) Vaqtning biror momentida siljishlarning fazoda taqsimlanishini ko'rsatuvchi, fazoda davriy bo'lgan to'lqin tenglamasini (6) dan $t=0$ dagi ko'rinishni

$$y'' = A \cos \omega \frac{x}{v} = A \cos \left(\frac{\omega}{v} x \right) = A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \quad (9)$$

olamiz. (7) ifoda

$$\alpha = \frac{\omega}{v} x = \frac{2\pi}{\lambda} x = 2\pi \frac{x}{\lambda} = kx$$

berilgan nuqta uchun o'zgarmas bo'lib, shu nuqta tebranishining boshlang'ich fazasi deyiladi. Koordinatalar boshigacha X_1 va X_2 masofa bilan xarakterlanuvchi 2 ta nuqtaning faza farqi

$$\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi \frac{x_2 - x_1}{\lambda}; \quad \Delta\alpha = \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta x \quad - \text{faza farqi}$$

bo'lib, $\frac{x_2 - x_1}{\lambda} = 1$ ёки $x_2 - x_1 = \lambda$ bajarilsa, faza farqi

$$\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi$$

ga teng bo'ladi.

Bunday nuqtalarda siljishning x_1 va x_2 qiymatlari teng bo'lib, yo'nalishi ham bir xil bo'ladi. Bu ikki nuqta birday fazada tebranuvchi nuqtalar deyiladi.

To'lqinlarning yo'l farqi Yarim to'lqin uzunligiga teng

$$x_2 - x_1 = \lambda/2$$

bo'lganda faza farqi

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \pi$$

ga teng bo'lib, qarama-qarshi fazalarda siljiydigan bo'ladi, siljish yo'nalishi qarama-qarshi, siljish kattaligi absolyut qiymatlari teng bo'ladi.

$$|y_1| = |y_2|$$

(5) ifodadan siljish tezligi va tezlanishni x ni o'zgarmas deb t bo'yicha hosila olib topamiz.

$$v = \frac{dy}{dt} = -A\omega \sin(\omega t - kx)$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2y}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t - kx) = -\omega^2 x$$

Siljish tezlik va tezlanish grafigi 133-rasmda berilgan. (5) va (6) ifodalar muhitda tarqaluvchi to'lqinni ifodalovchi umumiy differensial to'lqin tenglamasini Yechimlaridan biridir. Differensial tenglamani topish uchun (5) ni vaqt va koordinata bo'yicha ikki marta differensiallaymiz.

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -A\omega^2 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (10)$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -A \frac{\omega^2}{v^2} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = \frac{1}{v^2} \left[-A\omega^2 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (11)$$

va (10) va (11) ni taqqoslab $\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{d^2y}{dt^2}$; va uning Yechimi

$$y = A \cos(\omega t - kx) \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} \quad (12)$$

bir o'lchamli to'lqin tenglamasini olamiz. (12) tenglama umumiy bo'lib, ixtiyoriy fizik kattalikning o'zgarishi shu tenglamaga mos kelsa, bu hol shu fizikaviy kattalik v tezlik bilan to'lqin shaklida tarqaladi demakdir.

28.4. To'lqin harakat energiyasi, Energiya oqimi. Umov vektori.

Tebranuvchi sistema (muhit) to'lqin harakat manbai bo'ladi. Uning energiyasi hisobiga muhit zarralari tebranadi. U zarralar energiyasini o'ziga qo'shni zarralarga uzatadi va hakoza. Tebranuvchi jismning atrof muhitga energiya uzatishi nurlanish deyiladi. Bunda mexanik energiya to'lqin ko'rinishda uzatiladi. Energiyaning muhitda ko'chish haqidagi masala Moskva universiteti professori N. A. Umov (1874) tomonidan hal etilgan. Mexanik energiyasining to'lqin ko'rinishda uzatilishini qaraylik. Buning uchun to'lqinda energiya taqsimotini topamiz. To'lqin tomonidan qo'zg'otilgan muhit bo'lagining hajmi v va massasi m , ρ -zichligi bo'lsin. Kesim Yuzasi S bo'lganda Δx masofadagi ikki kesim orasi uchun

$$V = m/\rho = S\Delta x \quad (1)$$

bajariladi. SHu kesimlardagi siljish farqi $\Delta y = \Delta S$ hisobiga, ular Δx masofada ekanini, kesimlar orasida $\Delta S/\Delta x$ nisbiy deformasiya va elastik kuch

$$\Delta F = -k \frac{\Delta y}{\Delta x} \cdot S \quad (2)$$

hosil bo'ladi.

To'lqinning cheksiz kichik bulagining potensial energiyasi

$$U = \frac{k v}{2} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \quad (3)$$

to'lqin tenglamasi Yechimidan X bo'yicha hosila olib,

$$U = \frac{k v}{2} \cdot \frac{k^2 \omega^2}{v^2} \cdot \sin^2 \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (4)$$

tenglamani olamiz. Kinetik energiya

$$E_k = \frac{m v^2}{2} = \frac{1}{2} \rho v A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (5)$$

tenglik bilan ifodalanadi.

Potensial va kinetik energiya bir xil fazada tebranadi. To'la energiya ajratilgan sistemada o'zgarmas kattalikdir.

To'lqinda esa

$$E = E_k + U = \frac{v}{2} \left(\frac{k}{v^2} + \rho \right) A^2 \omega^2 \sin^2 \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (6)$$

to'lqin energiya o'zgarib turadi.

$$\left(\text{Bu yerda } v = \sqrt{\frac{k}{\rho}} \Rightarrow v^2 = \frac{k}{\rho} \quad \frac{k}{v^2} = \frac{k}{k/\rho} = \rho \text{ bo'ladi.} \right)$$

Elastik to'lqinda kinetik energiya uzatilishi tezlik to'lqini tarqalishi bilan, potensial energiya esa deformasiya to'lqini tarqalishi bilan bog'liqdir. Deformasiyalangan qism to'lqinda

harakatlanib o'z energiyasini qo'shni qismlarga uzatadi. Energiya to'lqin tarqalish tezligida ko'chadi. To'lqin tarqalishda bir davr davomida siljish va deformasiya o'z ishorasini 2 marta o'zgartirsa, energiya uzatilish yo'nalishi o'zgarmaydi. Vaqtning biror t momentida muhit qismidagi energiya T davr davomida to'lqin uzunligiga teng masofagacha ko'chadi. Tezlik

$$v = \sqrt{\frac{k}{\rho}} \text{ dan}$$

$$E = \rho A^2 \omega^2 V \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] \quad (7)$$

tenglikni olamiz.

Muhit qismidagi to'lqin energiya muhit zichligi, amplituda kvadrati, muxit zarrasi tebranish chas-

tatasiga to'g'ri proporsionaldir. Umov energiya oqimi va energiya zichligi tushunchalarini kiritdi. Hajm birligidagi energiya energiya zichligi deyiladi.

$$E = \frac{E}{V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \right] - \text{energiya zichligi} \quad (8)$$

Energiya zichligi davr davomida o'zgarib turadi. Davr davomidagi o'rtacha energiya zichligi

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \frac{1}{T} \int_0^T \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) dt = \frac{\rho A^2 \omega^2}{T} \int_0^T \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) dt = \\ &= \rho A^2 \omega^2 \left[\frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) dt \right] = \frac{1}{2} \rho^2 A^2 \omega^2 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{chunki } \sin^2 \alpha \text{ 1 davrda } \frac{0+1}{2} = 0,5 \text{ qiymat qabul qiladi.}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

To'lqin tarqalish yo'nalishiga tik o'tkazilgan S Yuzadan vaqt birligida o'tuvchi energiya miqdoriga energiya oqimi deyiladi. Bir davr davomida v tezlik bilan S ga va balandligi vT ga teng silindrdagi energiya to'lqin olib o'tganidan energiya oqimi

$$Q = \varepsilon v T S \quad (10)$$

bo'ladi. Vaqt birligidagi energiya oqimi

$$\bar{q} = \frac{Q_n}{E} = \bar{\varepsilon} v S \quad \text{yoki} \quad \bar{q} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 v S \quad (11),$$

tenglik o'rinlidir.

Vaqt birligida Yuza birligidan o'tuvchi energiya oqimiga energiya oqim zichligi deyiladi.

$$\bar{I} = \bar{Q} = \frac{q}{S} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 v = \bar{\rho} v \quad \text{To'lqin tarqalish tezligi vektor ekanidan energiya oqimi}$$

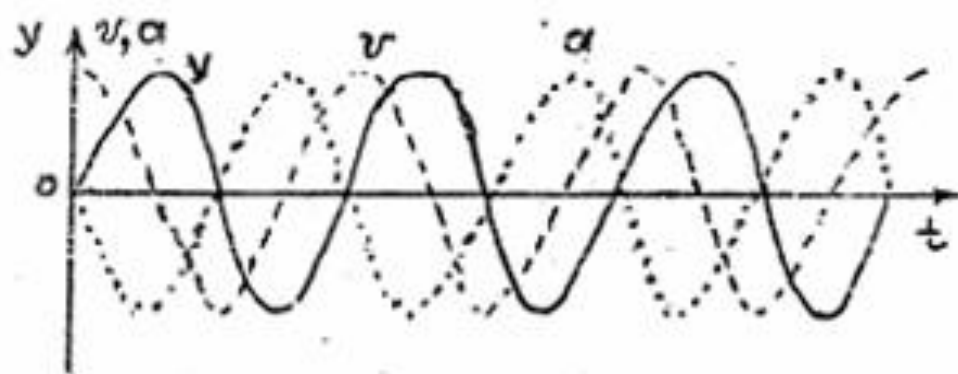
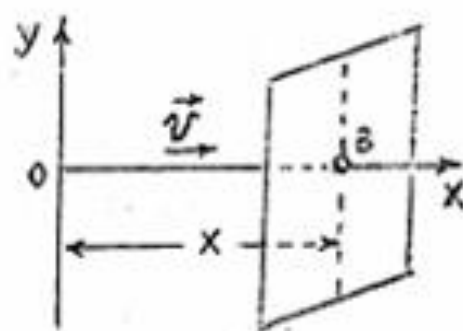
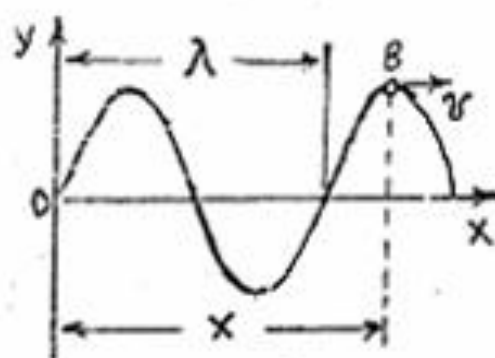
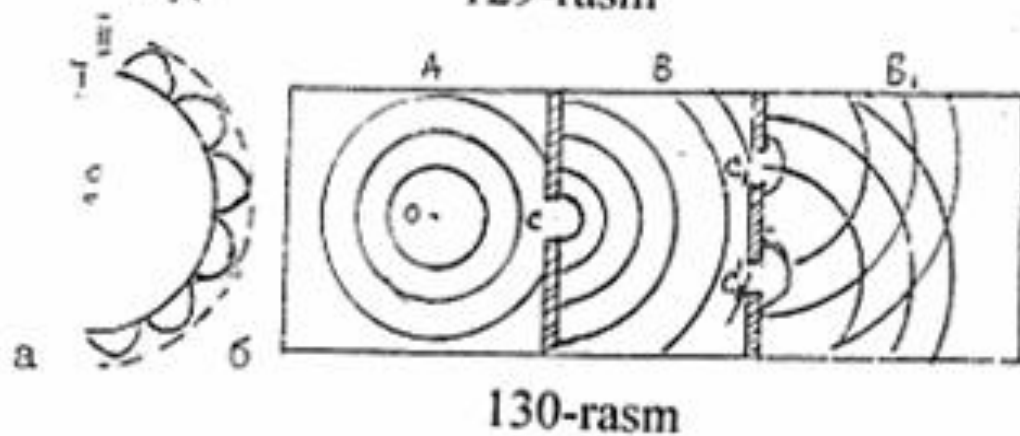
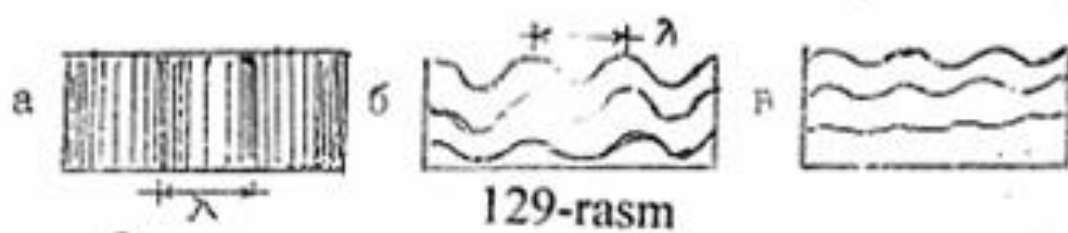
zichligi ham yo'nalishi to'lqin tarqalish yo'nalishda bo'lgan vektordir. Bu vektorni Umov vektori (13) deyiladi. $\bar{Q} = \bar{\varepsilon} v$

Energiya oqimi zichligi to'lqin intensivligi ham deyiladi va I bilan belgilanadi va Umov vektori deyiladi.

$$\bar{Q} = \bar{I} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 v = \bar{\varepsilon} v \quad (14)$$

Intensivlik yoki energiya oqimi zichligi Vt/m² larda o'lchanadi.

§ 28 rasmlari



Sinash savollari.

1. To'lqin deb nimaga aytiladi. To'lqin turlarini bayon eting.
2. To'lqin tarqalish tezligi ifodalarini yozing va izohlang.
3. To'lqin tenglamasi va uning Yechimi ifodasini yozing.
4. To'lqin uchun Umov-Poynting vektori ifodasini yozing va uni izohlang.

§29. TO'LQIN INTERFERENSIYASI. QAYTISH. TURG'UN TO'LQIN VA UNDA ONIY SILJISH, TEZLIK VA ENERGETIK MUNOSABAT.

- 29.1. To'lqin interferensiyasi. Superpozitsiya prinsipi.
- 29.2. To'lqinlarning qaytishi.
- 29.3. Turg'un to'lqin. Siljishning oniy taqsimoti, tezlik, energetik munosabat.

29.1. To'lqin interferensiyasi.

Muhitda bir necha manbadan hosil qilingan to'lqinlar tarqalayotgan bo'lsin. Muhitning barcha to'lqin o'tayotgan va ular ustma-ust tushayotgan sohasini qaraylik. Bunda muhitning bu sohadagi har bir zarrasi to'lqinlar alohida-alohida tarqalgan vaqtdagi tebranishlarining geometrik yig'indisiga teng tebranishlar qiladi. Bu to'lqinlarining mustaqillik yoki qo'shilish prinsipi (superpozitsiya prinsipi) deyiladi. To'lqinlarning qo'shilish prinsipi har bir to'lqinning muhitda boshqa to'lqinlar bor-yo'qligiga bog'liq bo'lmagan holda mustaqil tarqalishini bildiradi. Har bir to'lqin proses qolgan hamma to'lqinlar bo'lmagan holdagidek Yuz beradi.

To'lqinlar bir-birini qoplagan sohada tebranishlar ustma-ust tushib, ular qo'shilishi mumkin. Bu to'lqin interferensiyasi hodisasi deyiladi.

Muhitning har bir nuqtasidagi natijaviy tebranish shu nuqtaga kelgan tebranishlar yig'indisidan iborat. Ixtiyoriy nuqtadagi muhit zarrasining siljish kattaligi shu nuqtaga Yetib kelgan to'lqinlar vujudga keltirgan barcha siljishlarning algebraik yoki vektor yig'indisiga teng. To'lqinlarning qo'shilish natijasi ustma-ust tushuvchi to'lqinlarining davri (chastotasi), amplitudasi va fazalari nisbatiga bog'liqdir. Agar bir xil tabiatli ikki to'lqinning yo'nalishi bir xil, chastotasi (davri) va to'lqin uzunligi bir xil bo'lsa, to'lqin maydonining barcha nuqtalarida bunday to'lqinlar uchun faza farqi doimiy bo'ladi. Bunday to'lqin manbalari kogerent (soherere-bog'lanishda bo'lgan) manbailar deyiladi.

Faza farqiga bog'liq holda, biror nuqtada to'lqinlar bir-birini kuchaytirib interferensiya hosiyasining maksimumini hosil qilsa, boshqa bir nuqtasida to'lqinlar bir-birini susaytiradilar va interferension mini-mumni hosil qiladi.

S_1 va S_2 kogerent manbailardan V nuqtada sodir bo'lgan interferensiyasini qaraylik. S_1 manbaidan keluvchi to'lqinning B nuqtada hosil qilgan tebranishini (134- rasm,a).

$$S_1 = y_1 = A_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_1\right) = A_1 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda}\right) \quad (1)$$

S_2 manbaidan Yeluvchi to'lqinning shu nuqtada hosil qilgan tebranish esa

$$S_2 = y_2 = A_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r_2\right) = A_2 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda}\right) \quad (2)$$

siljishlarni ko'rsatuvchi tengliklar bilan ifodalanadi. Bu Yerda A_1 va A_2 S_1 va S_2 manbaidan keluvchi to'lqinlar amplitudasidir.

B nuqtaning natijaviy tebranishni u_1 va u_2 siljishlarning vektor yig'indisi sifatida topamiz. Natijaviy tebranish amplitudasi qo'shiluvchi tebranishlar fazalari farqiga bog'liq.

Natijaviy tebranish amplitudasi A faza farqlari juft sonligi π ga farqlansa, eng katta qiymatga erishib, A_1 va A_2 yig'indisiga teng bo'ladi. Natijaviy tebranish amplitudasi umumiy holda

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)} \quad (3)$$

ifodadan topilib, $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ bo'lgan xususiy holda, $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 1$ bo'lib, (3) dan

$$A = A_1 + A_2 \quad (4)$$

tenglik o'rinli bo'ladi.

Faza farqi juft sonligi π ga farqlansa,

$$\Delta\alpha = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda}\right) = 2n\pi, \quad (5)$$

(bu Yerda $n=0,1,2,\dots$) shart bajarilib, undan

$$2\frac{r_1 - r_2}{\lambda} = 2n \text{ yoki } \Delta = r_1 - r_2 = 2n\frac{\lambda}{2} = n\lambda \quad (6)$$

to'lqin nurining yo'l farqi nolga yoki to'lqin uzunligiga karrali bo'ladi.

Nurlar yo'li ayirmasi nolga yoki to'lqin uzunligi kar rasiga teng bo'ladigan nuqtalarda A aplituda maksimum bo'ladi. (134-rasm,b).

Agar qo'shiluvchi to'lqinlarning faza farqi toq sonligi λ ga farq qilsa, $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = -1$ bo'lib, (3) tenglikdan

$$\Delta\alpha = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda}\right) = (2n + 1)\pi, \quad (7)$$

tenglik bajarilib, nur yo'li farqi

$$r_1 - r_2 = (2n + 1)\frac{\lambda}{2} \text{ yoki } \Delta = (2n + 1)\frac{\lambda}{2} - \text{minimum} \quad (8)$$

tenglikdan topiladi.

Nur yo'li farqi toq sonligi yarim to'lqin uzunligiga karrali bo'lgan nuqtalarda natijaviy to'lqin amplitudasi minimum bo'ladi. $A_1 = A_2$ bajarilganda, tebranishlar bir-birini to'la so'ndiradi (134-rasm,v), chunki $A=0$ bo'ladi.

29.2.To'lqinlarning qaytishi.

Muhit chegaralangan bo'lsa, tarqaluvchi to'lqinlar ikki muhit chegarasidan qaytadi.To'lqin tarqaluvchi metall sterjinning ikkinchi uchi havo bilan chegaradosh bo'lsin.Zichlanish sterjenning chetki qatlamiga Yetganda uning zarralari to'lqin tarqalish yo'nalishida tezlik oladilar.

CHegaraviy qatlam muhit zarralari harakatiga qarshilik qilmaganidan, unda chetki zarra tezligi yo'nalishiga teskari yo'nalishli kuchlanish hosil bo'ladi. Natijada chetki, qatlam zarralari o'z tezligini yo'qotadilar, cho'zilgan joydagi zarralar esa, Yuguruvchi to'lqin o'tganda olgan tezligi yo'nalishida tezlik oladilar. Natijada chegaraviy qatlam oldidagi navbatdagi qatlam chegara tomon siljishidan, u o'z navbatida o'z oldidagi qatlamini cho'zadi. Natijada siqilgan deformasiya to'lqini erkin chegaradan qaytishda cho'zilish deformasiyasiga almashib, avvalgi yo'nalishga teskari yo'nalishda tarqaladi. Qaytgan to'lqinda zarracha tezligi va siljish yo'nalishi Yuguruvchi to'lqindagi tezlik va siljish yo'nalishida bo'ladi. Deformasiya o'z ishorasini o'zgartiradi. (Siqilish cho'zilish deformasiyasiga o'tadi). Siljish va cho'zilish deformasiyalari tarqalishida ham shu kabi holat kuzatiladi.

To'lqinning zichligi kamroq muhitdan qaytishda deformasiya ishorasi o'zgaradi, zarralarning tezligi va siljishi yo'nalishi o'zgarishsiz qoladi.

CHetki qismi mahkamlangan sterjenda qaytish jarayoni avvalgiga teskari bo'ladi. CHetki qatlamga Yetib kelgan siqilish deformasiyasi shu yo'nalishda chetki qatlamdagi zarralarni siljita olmaydi. SHu sababli u qo'shni qatlamga qaytib, teskari yo'nalishda tarqalishi zarur. Natijada zarralarning

tezligi yo'nalishi ishorasini o'zgartiradi. Tarqaluvchi to'lqinda zarracha tezligi yo'nalishi chegara tomonga bo'lsa, qaytishda chegaradan sterjen tomonga yo'naladi.

Zichroq muhitdan to'lqinning qaytishida deformasiya ishorasi saqlanadi, lekin tezlik va siljish yo'nalishi teskarisiga o'zgaradi.

29.3. Turg'un to'lqinlar.

To'lqinlar interferensiyasida turg'un to'lqin hosil bo'ladigan xususiy holat alohida ahamiyatga ega. Bunday to'lqin amplitudalari bir xil va chastotasi bir xil bo'lgan qarama-qarshi tarqalayotgan to'lqinlarning uchrashuvidan hosil

bo'ladi. Biror sanoq boshi deb qaralayotgan O nuqtada faza farqlari nolga teng bo'lgan o'ngga va chapga tomon tarqaluvchi to'lqinlar uchun to'lqin tenglamalari

$$\begin{aligned} y_1 &= A \cos 2\pi \left(\gamma t - \frac{x_1}{\gamma} \right) = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \\ y_2 &= A \cos 2\pi \left(\gamma t + \frac{x_2}{\gamma} \right) = A \cos \omega \left(t + \frac{x}{v} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

ko'rinishda yoziladi. Ikkila to'lqinlarning qo'shilishidan hosil bo'lgan natijaviy tebranish uchun quyidagi tenglikni yozamiz (135-rasm).

$$y = y_1 + y_2 = A \cos 2\pi \left(\gamma t - \frac{x}{\gamma} \right) + A \cos 2\pi \left(t + \frac{x}{v} \right) \quad (2)$$

va trigonometrik formulalardan foydalanib, o'zgartirish kiritib

$$\begin{aligned} y &= 2A \cos \left(2\pi \frac{x}{\lambda} \right) = A \cos 2\pi \gamma t \\ y &= 2A \cos \left(\omega \frac{x}{v} \right) = 2A \cos kx \cos \omega t \\ y &= 2A \cos \left(\frac{x}{v} \right) \cos \omega t = 2A \cos kx \cos \omega t \end{aligned} \quad (3)$$

ifodani olamiz.

Bu (3) chastotasi v ga teng, amplitudasi tebranayotgan nuqtadan tebranish boshlangan nuqtagacha masofaga bog'liq bo'lgan

$$a = 2A \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \quad (4)$$

turg'un to'liqin tenglamasidir.

(3) ifodadan ko'rinadiki, to'liqinning barcha nuqtalari garmonik tebranadi. Turli nuqtalarning tebranish amplitudasi (4) turlicha bo'ladi. Kosinus noldan birgacha qiymat qabul qilganidan turg'un to'liqin amplitudasi

$$0 < a < 2A$$

orasida o'zgaradi. Amplituda eng katta $2A$ ga teng nuqtalar do'ngliklar, amplitudasi eng kichik - 0 ga teng nuqtalar tugunlar deyiladi. Do'ngliklarda amplituda $a=2A$ ga tengligidan (4) ifodaga ko'ra, uning koordinatalari

$$\begin{aligned} A \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) &= 1 \quad \text{da} \quad 2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm n\pi \\ x &= \pm n \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

ifodadan topiladi. Ikkita ketma-ket do'nglik orasidagi masofa turg'un to'liqin uzunligi λ deyiladi va u tarqaluvchi to'liqin uzunligi Yarmiga teng.

$$\Lambda = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda}{2} = (n+1)\frac{\lambda}{2} - n\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2} \quad (6)$$

Do'ngliklarda har ikki to'liqinning tebranishlari doim bir xil fazada bo'ladi (136-rasm).

Tugunlarda amplituda $a=0$ bo'ladi. (4) ifodadan kosinus nolga tengligidan foydalanib, tugunlarning koordinatlari

$$x = \pm(2n+1)\frac{\lambda}{4} = \pm(2n+1)\frac{\lambda}{4} \quad (7)$$

ifodani topiladi. Ikki tugun orasi ham $\lambda/2$ ga teng. Tugundan eng Yaqin do'nglikkacha masofa

$$(2n+1)\frac{\lambda}{4} - n\frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{4}, \quad n=1 \quad \Delta k = \frac{\lambda}{4} \quad (8)$$

Ketma-ket keluvchi do'nglik va tugun orasi $\lambda/4$ ga teng.

Tugun qo'shiluvchi to'liqlar qarama-qarshi fazada tebranganlarida hosil bo'ladi. Turg'un to'liqin ifodasi (2) dan ko'rinadiki, to'liqinning barcha nuqtalari vaqtning bir momentida muvozanat nuqtalaridan o'tadilar, shu kabi muvozanat vaziyatidan eng chetka chiqish ham bir vaqtda sodir bo'ladi.

Devorga mahkamlangan shnurda hosil bo'luvchi to'liqinni qaraylik (137-rasm,a). To'liqin zichligi kam $\rho_1 < \rho_2$ muhitdan qaytsa, qaytish nuqtasida do'nglik, zichligi $\rho_1 > \rho_2$ katta muhitdan qaytsa, tugun hosil bo'ladi. Keyingi $\rho_1 > \rho_2$ holatda faza qarama-qarshiga o'zgarib amplituda kichik bo'ladi, bu "yarim to'liqin uzunligi yo'qotish" deyiladi (137-rasm,b).

(3) ifodani x bo'yicha differensiallab deformasiyani, t bo'yicha differensiallab tezlikning o'zgarish qonunini topamiz.

$$\varepsilon = \frac{\partial y}{\partial x} = -2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cos \omega t. \quad (9)$$

$$v = \frac{dy}{dt} = -2\omega a \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} a \cdot \sin \omega t. \quad (10).$$

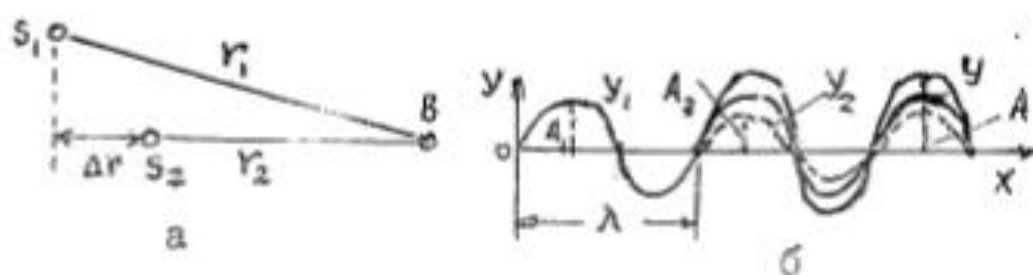
Bu Yerda (9) ifoda deformasiya turg'un to'liqinini, (10) esa tezlik turg'un to'liqinini ifodalaydi. Bu tenglamalarning ko'rinishidan tezlikning tugun va do'ngliklari siljishning tugun va do'ngliklari bilan ustma-ust tushadi, degan xulosaga kelamiz: deformasiyaning tugun va do'ngliklari esa mos ravishda tezlik va siljishning do'ngliklari bilan ustma-ust tushadi. Siljish va deformasiya maksimal qiymatga, v tezlik esa nulgga aylanadi va aksincha. SHunga mos ravishda

bir davr ichida turg'un tulqin energiyasi ikki marta goh batamom potensial energiyaga (u asosan to'ldinning tugunlari yonida, Ya'ni deformasiyaning do'ngliklari joylashgan Yerdagi mujassamlashadi), goh batamom kinetik energiyaga (u asosan to'ldinning do'ngligi yonida, Ya'ni tezlikning do'ngligi joylashgan Yerdagi mujassamlashadi) aylanadi. Natijada energiya har bir tugundan unga qo'shni do'ngliklarga va do'ngliklardan qo'shni tugunlarga ko'chib turadi. To'ldinning istalgan kesimida o'rtacha energiya oqimi nolga teng bo'ladi (137-rasm).

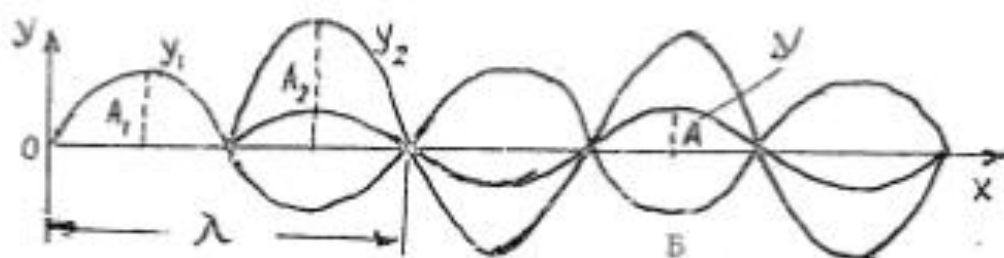
Sinash savollari.

1. To'ldin interferensiyasi hodisasini bayon eting.
2. Interferensiyada maksimum va minimum shartini ayting.
3. Turg'un to'ldin tenglamasini yozing va izohlang.

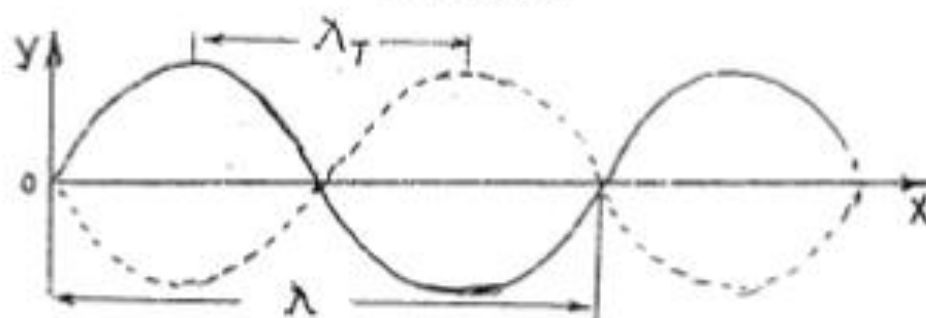
29-ma'ruza rasmlari



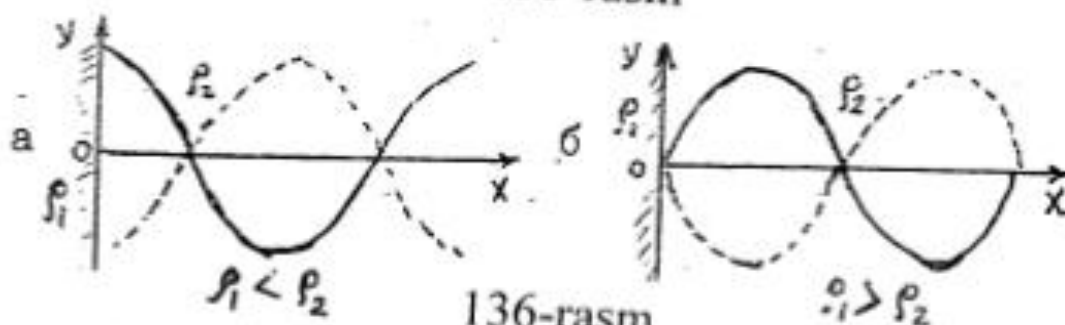
134-rasm



135-rasm



136-rasm



137-rasm

§30. AKUSTIKA

- 30.1. Tovushning tabiati. Tovushning balandligi. Tovush bosimi. Tovush to'liqining energiyasi.
- 30.2. Katta amplitudali to'liqlar va noxizigiy akustika haqida tushuncha.
- 30.3. Sirtiy tovush to'liqlari va ulardan foydalanish.
- 30.4. Ultratovush.
- 30.5. YOpiq hajmlarda tovush to'liqlari. Rezonatorlar.
- 30.6. Doppler samarasi.

30.1. Tovushning tabiati. Tovushning balandligi. Tovush bosimi. Tovush to'liqining energiyasi.

Elastik muhit zarralari tebranishlarning muhitda tarqalishiga tovush 0 deyiladi. Tovush to'liqlari chastotasi $0-10^{13}$ Gs gacha bo'ladi. U shartli ravishda infratovushlar ($0-16$ Gs), fiziologik tovush (16 Gs- 20000 Gs), ultratovush (20000 Gs- 10^9 Gs) va gipertovushlarga ($10^9 - 10^{13}$ Gs) ajratiladi.

Tovush elastik to'liq tabiatga egadir. Shu bois tebranish va to'liqlar haqida 6, 26-28-ma'ruzalarda bayon etilgan fikrlar tovush to'liqlariga ham taalluqlidir.

Tovush to'liqlari chastotasi diapazonida tebranuvchi elastik muhitdagi ixtiyoriy jism tovush manbai bo'ladi: Turli cholg'u asboblari, pezoelektrik va magnitostriksion nurlatgichlar, ma'lum uzunlik va hajmdagi jismlar tovush manbailaridir.

Tovush to'liqlarining fronti Yassi, sferik va silindrik bo'lishi mumkin.

Tovush buylama to'liq (barcha muhitlarda), ko'ndalang to'liq (qattiq jismlarda) va sirtqi to'liq (qattiq jismlarda va suyuqliklarda) sifatida tarqaladi.

Tovushning gazda tarqalish tezligi Nyuton-Laplas formulasi bilan aniqlanadi:

$$v_r = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (1)$$

bu Yerda $\nu = \frac{C_p}{C}$, R - gaz universal doimiysi, T –termodinamik temperatura, μ - gaz molyar massasi.

Suyuqliklarda tovush tezligi

$$v_c = \sqrt{\frac{k}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\rho\beta}} \quad (2)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu Yerda K - hajmiy siqilish moduli, β -hajmiy siqilish koeffisienti.

Tovush qattiq jismlarda bo'ylama to'liq sifatida

$$v_{\kappa\sigma} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3)$$

va ko'ndalang to'liq sifatida

$$v_{kk} = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \quad (4)$$

tarqaladi. Bu Yerda E, N, ρ - muhitning elastiklik, siljish modullari va zichligi.

Suyuqlik va qattiq jismlarda tovush sirtqi to'liq sifatida tarqalishi mumkin. Sirtqi to'liqni buylama va ko'ndalang to'liqlarga ajratish mumkin.(3) va (4) ifodalarning vektor yigindisidan sirtqi to'liq tarqalish tezligini topish mumkin.

Tovush to'liqini harakat tenglamasi (siljish) ni quyidagi ko'rinishda yozaylik:

$$Y = A \sin \omega(t - \frac{x}{u}) = A \sin(\omega t - \frac{\omega}{u} x) \quad (5)$$

Bu holda muhit zarrasining ko'chish tezligi

$$v = \frac{dy}{dt} = A \frac{\omega}{u} \cos \omega(t - \frac{x}{u}) \quad (6)$$

Tezlanish esa

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin(t - \frac{x}{u}) = -\omega^2 y \quad (7)$$

tenglik yordamida aniqlanadi.

Tovush to'liqini kinetik energiyasini $E_k = \frac{mv^2}{2}$ va potensial energiyasini ($k=m\omega^2$ ni hisobga olsak).

$E_n = \frac{ky^2}{2}$ ifodalardan to'la energiyani $E=E_k+E_n$ ifoda yordamida aniqlash mumkin. To'la energiya uchun

$$E = \frac{1}{2} m\omega^2 A^2 \quad (8)$$

ifodani, hajm birligidagi energiya zichligi uchun esa

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \quad (9)$$

Vaqt birligida tovush tarqalish Yunalishiga tik Yuzadan o'tuvchi energiya zichligi (intensivlik Yeki balandlik)

$$E = \varepsilon u = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 U \quad (10)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

Tovush to'liqini tarqalishida bosim o'zgarishi

$$dp = \rho v U = \rho U \omega A \cos \omega(t - \frac{x}{u}) \quad (11)$$

ifoda yordamida aniqlanadi.

30.2. Katta amplitudali to'liqlar va noxizigiy akustika haqida tushuncha.

Muhit tinch xolda tovush tezligini U , tovush to'liqinida muhit zarrasining ko'chish (siljish) tezligi amplitudasini V bilan belgilasak

$$M = v_0 / u_0 \quad (1)$$

bog'lanish akustik Max soni deyiladi. Max sonining 0.001 dan 1 gacha qiymatlari katta amplitudali to'liqlarga mos kelsa, 1 va undan ortiq qiymatlari "zarba" to'liqlariga mos keladi.

Katta amplitudali to'liqin hosil bo'lishi akustik Reynolds soni bilan ham xarakterlanadi.

$$R_C = \frac{\rho v_0 \lambda}{\eta} \quad (2)$$

bu Yerdagi ρ -muhit zichligi, v_0 -muhit zarrasi siljish tezligi amplitudasi, λ - to'liqin uzunligi, η -qovushoqlik koeffitsienti.

Reynolds sonining katta qiymatlarida va Max sonining birdan kichik qiymatlarida katta amplitudali to'liqin ko'rinishi sinusoidal shakldan old fronti tiklangan arrasimon shaklga o'tadi. Bu xolda tovush to'liqlarida noxizigiy hodisalar ro'y beradi. ω_1 va ω_2 chastotali tovush to'liqlarining uzaro ta'sirida

$$\omega_{nm} = n\omega_1 \pm m\omega_2 \quad (3)$$

chastotali tovush to'liqlari hosil bo'ladi. (bu Yerdagi n va m butun sonlar).

30.3. Sirtiyl tovush to'liqlari va ulardan foydalanish.

Suyuqlik sirtida og'irlik kuchi va inersiya ta'sirida gravitasion yoki kapillyar sirtqi to'liqin hosil bo'ladi. Unda zarra harakati to'liqin tarqalish Yunalishida suyuqlik sirtiga tik tekislikda sodir bo'lib, umumiy xolda, ellips bo'yicha bo'ladi. To'liqin amplitudasi chuqurlik ortishi bilan kamayadi.

Qattiq jismlarda elastik kuchlari va inersiya ta'sirida suyuqlikdagi sirtqi to'liqin kabi Reley to'liqini hosil bo'ladi. Reley to'liqini tarqalish tezligi ko'ndalang to'liqin tezligidan kamroq bo'ladi. Ularda dispersiya kuzatilmaydi.

Qattiq jismlarda sof tangensial kuchlanishlar ta'sirida sof sirtqi to'liqlar - Lyav to'liqlari hosil ($V_{\text{sirt}} = V_S = 0.9V_k$ bo'ladi. Ularning tarqalish tezligi to'liqin uzunligiga λ bog'liqdir-dispersiya kuzatiladi. Lyav to'liqini tezligi Reley to'liqini tezligidan kattaroqdir.

Qattiq jismlardagi sirtqi to'liqlardan fan va texnikada keng foydalaniladi. Muhit sirti va sirtqi qatlamlarni o'rganishda, radiokomponentalar va EHM qismlari tayerlashda sirtqi to'liqlardan foydalaniladi.

Suyuqlikdagi va Yer sirtidagi sirtqi to'liqlar gidrometereologiyada qo'llaniladi.

30.4. Ultratovush.

Ultratovush deb chastotasi 20000 Gs dan 10^9 Gs gacha bo'lgan tovushlarni aytiladi. Uning to'liqin uzunligi qisqa ekanidan o'zi tarqalaetgan muhit bilan o'zaro ta'sirlashishi alohidadir.

Ultratovushlar manbai sifatida pezoelektrik va magnitostriksion nurlatgichlardan foydalaniladi. Pezoelektrik nurlatgichlar 1kVt gacha, magnitostriksion nurlatgichlar esa, 10kVt gacha energiya nurlatishi mumkin. Turli moslamalar yordamida katta energiyali tor tovush dastalarini olish mumkin.

Ultratovushning xossalari uning xalq xo'jaligining turli tarmoqlarida (fanda, texnikada, medisinada, geologiyada, gidrolokasiya va boshqalar) keng foydalanilishiga imkon bermoqda.

Fanda modda tuzilishini va uning xossalarini o'rganishda, medisinada diagnostika va davolashda, geologiyada kon qidirish ishlarida, gidrolokasiyada suvdagi jism o'lchamlari va ungacha masofani aniqlashda, texnikada Yaxlit jismlarning ichki tuzilishini va undagi kamchiliklarni aniqlash, turli jismlarni tozalash, qayta ishlov berish, detallar Yasash va xokazolarda ultratovush usullari keng qo'llanilmokda.

30.5. Yopiq jismlarda tovush to'liqlari. Rezonatorlar.

Ma'lum hajmga ega bo'lgan gaz va suyuqlik, ma'lum chiziqli o'lchamga ega bo'lgan qattiq jism uz xususiy tebranish chastotasiga ega bo'ladi.

Qattiq jism uzunligi l (138-rasm) tovushning shu jismda tarqalish tezligi U bo'lganda, unda hosil bo'lishi mumkin bo'lgan tovush chastotalari

$$v = (n + 1) \frac{u}{2l} \quad (1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu Yerda $n=1,2,...,n=0$ dagi

$$v_0 = \frac{u}{2l} \quad (2)$$

jismning asosiy toni - xususiy chastotasidir. Bu jism v_0 chastotali tovush to'liqini o'tganda, rezonans xolati kuzatiladi va to'liqin amplitudasi ortadi. Jism v_0 chastotali tovush uchun rezonatoridir.

Butilkaga havo qamalgan bo'lsin (139-rasm). Havoda tovush tarqalish tezligi U bo'lganda, butilka idishning hajmi V , idish tirqishi uzunligi l va ko'ndalang kesimi S ga teng bo'lsa, uning ichidagi havoning xususiy tebranish chastotasi

$$v_0 = \frac{u}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{lV}} \quad (3)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Demak, v_0 chastotali tovush uchun bu idish rezonatoridir.

d qalinlikdagi plastinka (membrana) lardagi tebranish chastotalari uchun

$$v = (2n + 1) \frac{u}{2d} \quad (4)$$

o'rinli bo'lib, xususiy chastota

$$v_0 = \frac{u}{2d} \quad (5)$$

formula bilan ifodalanadi. Membrana uchun bu rezonans chastotadir(140-rasm).

Rezonatorlar tovush manbai sifatida Yeki tovushni tarkibiy qismini o'rganishda "analizator" sifatida foydalaniladi.

Rezonatorlarning xususiy chastotalari (v_0) dan boshqa tebranish chastotalari (v_i) obertonlar deyiladi.

30.6. Doppler samarasi.

To'liqin manbai bilan kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakatlanishi natijasida kuzatuvchi qabul qiladigan tebranishlar chastotasining o'zgarishiga Doppler samarasi deyiladi.

Tovush manbaining tezligini v_M , kuzatuvchi tezligi v_k bilan belgilaymiz. Tovushning muhitdagi tezligi v bo'lsin. Agar manbai qabul etuvchi tomon harakatlansa, uning tezligi musbat ($v_M > 0$), manbai qabul etuvchidan uzoqlashsa, uning tezligi manfiy ($v_M < 0$), deb olinadi. Agar kuzatuvchi manbaiga Yaqinlashsa, kuzatuvchi tezligi musbat ($v_k > 0$), uzoqlashganda esa, manfiy ($v_k < 0$) deb olinadi.

Manbai va kuzatuvchi tinch turganda tovush chastotasi v_0 , birbiriga Yaqinlashganda v_1 va birbiridan uzoqlashganda esa v_2 desak, kuzatuvchi qabul etadigan tovush chastotalari uchun

$$v_1 = v_0 \frac{v + v_k}{v - v_M} \quad \text{va} \quad v_2 = v_0 \frac{v - v_k}{v + v_M}$$

ifodalar o'rinlidir.

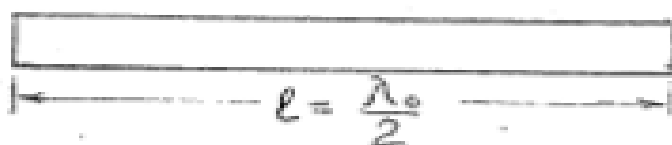
Demak, manbai va kuzatuvchi orasidagi masofa qisqarsa, qabul etiladigan tovush chastotasi ortadi ($v_1 > v_0$), aks holda tovush chastotasi kamayadi ($v_2 < v_0$).

Doppler samarasi yorug'lik to'liqlarida ham kuzatiladi. Bu samaradan foydalanib manbai tezligini aniqlash mumkin.

Sinash savollari

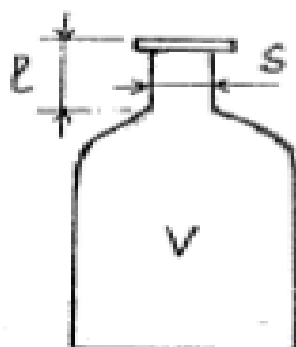
1. Tovush manbailariga misollar keltiring.
2. Tovushni tavsiflovchi kattaliklarni ayting.
3. Turli muhitlar uchun tovush tarqalish tezligi ifodasini yozing.
4. Doppler samarasi hodisasini bayon eting.

§ 30 rasmlari



$$\nu = (n+1) \frac{u}{2l}, \quad \nu_0 = \frac{u}{2l}$$

138-rasm



$$\nu_0 = \frac{u}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{eV}}$$

139-rasm



$$\nu = (2n+1) \frac{u}{2d}, \quad \nu_0 = \frac{u}{2d}$$

140-rasm

XII BOB. BUTUN OLAM TORTISHISH QONUNI.

§31. BUTUN OLAM TORTISHISH QONUNI.

- 31.1. Sayyoralar harakati.
- 31.2. Nyutonning olam tortishish qonuni. Tortishish doimiysi va uni o'lchash.
- 31.3. Og'ir va inert massa. Og'irlik va inersiya kuchining ekvivalentligining Eynshteyn prinsipi.

31.1. Kepler qonunlari.

Nyutonning butun olam tortishish qonunini kashf qilishiga planetalar harakatining Kepler (1571-1630) tomonidan ochilgan uchta qonuni asos bo'ladi.

1. Barcha planetalar fokuslaridan birida Quyosh joylashgan ellipslar bo'ylab harakatlanadi.
2. Planetaning radius-vektori teng vaqtlar ichida teng Yuzlar chizadi.
3. Planetalarning quyosh atrofida aylanish davrlarining kvadratlari nisbatlari ular orbitalarining katta Yarim o'qlari kublarining nisbatlariga teng.

$$\frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{R_2^3}{R_1^3} \quad \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2 = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^3 \quad (*)$$

Keplerning I qonuni planetalar markaziy kuchlar maydonida harakatlanishni ko'rsatadi. Jismning

markaziy kuch maydonidagi traektoriyasi Yassi tekislikdan-fokusi kuchlar markazi bilan ustma-ust tushuvchi giperboladan, paraboladan yoki ellipsdan iborat ekanligini ko'rsatadi.

Soddalik uchun orbitalarni ellips emas, aylanalar deb qarash mumkin. Markazga intilma kuch va tezlanish ifoda-sini quyidagicha yozish mumkin.

$$F = \frac{mv^2}{r} \quad \text{bunda} \quad a = \frac{v^2}{r} \quad (1)$$

v-planeta harakat tezligi

$$v = \omega r = 2\pi v r = \frac{2\pi}{T} r, \quad (2)$$

r-orbita radiusi,

T-planetaning quyosh atrofida aylanish davri

(1) ifodada (2) ifoda hisobga olinsa,

$$a = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot r \quad (3)$$

T-planetaning quyosh atrofida aylanish davri.

(1) va (3) ifodalardan planetalarga ta'sir etuvchi kuchlar quyidagiga teng.

$$F = ma = \frac{mv^2}{r} = \frac{4\pi^2}{T^2} mv \quad (4)$$

Ikki planeta uchun yozib, u kuchlar nisbatini olsak

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 a_1}{m_2 a_2} = \frac{m_1 r_1 T_2^2}{m_2 r_2 T_1^2} = \frac{m_1 v_1}{m_2 v_2} \left(\frac{T_2^2}{T_1^2} \right) \quad (5)$$

Kepler uchinchisi qonuniga ko'ra ($r \sim R$ desak)

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 v_1}{m_2 v_2} \cdot \frac{r_2^3}{r_1^3} \approx \frac{m_1 r_1 r_2^3}{m_2 r_2 r_1^3} = \frac{m_1 r_2^2}{m_2 r_1^2} = \frac{m_1}{r_1^2} \div \frac{m_2}{r_2^2} \quad (6)$$

(6) ifodadan ta'sir kuchi massaga to'g'ri va R^2 ga teskari proporsional ekani ko'rinib turibdi.
 $F \sim m$

$$F \approx \frac{1}{R^2} \quad \text{bundan} \quad F = k \frac{m}{r^2} \quad (7)$$

(7) da proporsionallik koeffisienti quyosh massasiga proporsionaldir $k = \gamma M_q$. Nyuton (1687 yili e'lon etgan) qonuniga ko'ra

$$F = \gamma \frac{m M_k}{r^2} \quad (8)$$

Keplerning ikkinchi qonuni impuls momentining saqlanish qonuni xulolasidir (141-rasm). dt vaqt ichida radius-vektor chizgan dS Yuza uchburchakning vdt asosining uchburchak balandligi l ga (u planeta impulsining quyoshga nisbatan Yelkasi bilan ustma-ust tushadi) ko'paytmasi Yarmiga teng.

$$dS = \frac{1}{2} l v dt = \frac{L}{2m} dt \quad (9)$$

($L = mvl$ - planeta impuls momenti) $dS/dt = L/2m$ – sektorial tezlik deyiladi.

Kuchlarning markaziy maydonida impuls momenti o'zgarmaydi, demak, planetaning sektorial tezligi ham o'zgarmasligi kerak.

Bu vaqtning teng oraliklari ichida radius-vektor teng Yuzalar chizishini bildiradi.

31.2. Butun olam tortishish qonuni.

Tabiatdagi barcha jismlar tuzilishi va ximiyaviy tarkibiga bog'liq bo'lmagan holda, o'zaro gravitasion ta'sir etishadilar. Jismlarning o'zaro tortishishini ifodalovchi qonun Nyuton tomonidan

aniqlangan bo'lib (1687 y), u butun olam tortishish qonuni (Gravitasiya qonuni) deb Yuritiladi va u quyidagicha ta'riflanadi:

Ixtiyoriy ikki moddiy nuqta massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan kuchlar bilan bir-birini tortishadi. Massalari m_1 va m_2 jismlar orasidagi masofa r ga teng bo'lganda tortishish kuchi

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}. \quad (1)$$

formuladan topiladi. (1) ifodani vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi.

$$\vec{F} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r} \quad (2)$$

bu Yerdagi γ -gravitasion (tortishish) doimiysi. Bu jismlarning o'zaro ta'sir kuchini biror O sanoq sistemasiga nisbatan qarasak, m_1 massali jism holati r_1 radius-vektori, m_2 massali jism holati esa r_2 radius-vektori yorda-mida aniqlanadi va birinchi moddiy nuqtadan ikkinchi

moddiy nuqtaga yo'nalgan vektor $\vec{F}_{12} = \vec{F}_2 - \vec{F}_1$ va ikkinchi moddiy nuqtadan birinchi moddiy nuqtaga yo'nalgan vektor $\vec{F}_{21} = \vec{F}_1 - \vec{F}_2$ yordamida aniqlanadi (142-rasm).

Bunda F_{12} -birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi, F_{21} -ikkinchi moddiy nuqtaning birinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi:

$$\vec{F}_{12} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{F}_{12}}{r} \quad (3)$$

$$\text{yo} \quad \vec{F}_{21} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{F}_{21}}{r} \quad (4)$$

ifodalar yordamida aniqlanadi. Nuqtalar aro radius vektorlar o'zaro qarama-qarshi yo'nalishga ega ekanidan $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$

o'zaro tortishish kuchlari ham miqdor jihatdan teng bo'lsada $|\vec{F}_{12}| = |\vec{F}_{21}|$ ularning yo'nalishi

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (5)$$

F_{12} birinchi moddiy nuqtaga, F_{21} esa ikkinchi moddiy nuqtaga qo'yilgan bo'lib, ular bir-birini kompensasiyalamaydi.

Agar jismlarni moddiy nuqtalar deb hisoblash mumkin bo'lmasa, ularning o'zaro tortishuvi, u jismlarni hayolan elementar bo'lakchalarga ajratib, so'ng ayrim jismlar elementar bo'lakchalari orasidagi tortishish kuchlarining yig'indisini topish orqali aniqlanadi.

Bo'lakchalar orasidagi o'zaro tortishish kuchi

$$\Delta F = \gamma \frac{(\Delta m_1)_i \cdot (\Delta m_2)_k}{r_{ik}^2} \quad (6)$$

jismlar qismlari orasidagi tortishish kuchi uning yig'indisiga teng bo'ladi.

$$F = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \Delta F_{ik} = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \gamma \frac{(\Delta m_1)_i (\Delta m_2)_k}{r_{ik}^2} \quad (7)$$

sharsimon jismlar uchun (1)-(4) ifodalarni qo'llash mumkin, bunda jism massalari ularning geometrik markazida mujassamlashagan deb hisoblash va $\vec{F}$ o'rniga sharlarning markazlari orasidagi masofani olish zarur.

Gravitasion o'zaro ta'sir kuchlari turli (gaz, suyuqlik va qattiq jism holidagi) muhitlarda va vakuumda joylashgan jismlar orasida ham sodir bo'ladi. Ma'lum oraliqda turgan jismlar orasidagi o'zaro ta'sir Gravitasion (tor-tishish) maydoni vositasida uzatiladi.

Gravitasion kuchlar ta'siri seziladigan fazo sohasi gravitasion yoki tortishish maydoni deb ataladi.

Har qanday jism atrofida gravitasion maydon mavjuddir. Bu maydonning ixtiyoriy nuqtasiga kiritilgan jismlarga maydonni vujudga keltirgan jism tomon yo'nalgan kuch ta'sir etadi.

31.2b. Gravitasion doimiyni o'lchash.

Gravitasion doimiyni 1798 yilda Kavendish Kulonning burama tarozisi yordamida o'lchagan. Uning xozirgi vaqtdagi o'lchashlar asosida topilgan qiymati $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ H.m}^2.\text{kg}^{-2}$.

Olam tortishish qonuni ifodasidan

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1)$$

ko'rinadiki, $m_1 = m_2 = 1 \text{ kg}$, $r = 1 \text{ m}$ bo'lsa, tortishish doimiysi son jihatdan o'zaro ta'sir kuchiga teng bo'ladi (143-rasm).

$$\gamma = F.$$

Bundan quyidagi xulosani aytish mumkin:

Gravitasion doimiyning qiymati massalari 1 kg dan bo'lgan ikki moddiy nuqta orasidagi masofa 1m bo'lgan taqdirda ular orasidagi o'zaro tortishish kuchining miqdoriga teng.

31.3. Og'ir va inert massa.Og'irlik va inersiya kuchining ekvivalentligining Eynshteyn prinsipi.

m massali jismga F kuch ta'sir etsa, Nyuton II qonuniga ko'ra, jism tezlanishi

$$a=F/m \quad (1)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu Yerda jismning m massasi uning "inert"ligini ifodalaydi. SHu sababli (1) da m o'rniga m_i yozaylik va u inert massani bildirsin.

$$a=F_i/m_i \quad (2)$$

Bu jism Yerning tortishish maydonida bo'lsa, Yer tortishish kuchi ta'sirida jism g tezlanish oladi

$$F = \gamma \frac{mM_e}{R_e^2} = m \cdot \left(\frac{\gamma M_e}{R_e^2} \right) = mg \quad (3)$$

bu Yerda

$$g = \left(\frac{\gamma M_e}{R_e^2} \right) = \frac{F}{m} \quad (4)$$

Jism massasi m Yer bilan tortishish gravitasion xossani xarakterlaydi. SHu sababli (3) va (4) ifodada m massani gravitasion massa m_g deb belgilaylik

$$F = m_g \left(\frac{\gamma M_e}{R_e^2} \right) = m_g g \quad \text{lekin } F_r = F_r \quad m_u a = m_g g \quad (5)$$

(2) va (5) dan

$$a = \frac{F}{m_u} = \left(\frac{\gamma M_e}{R_e^2} \right) \cdot \frac{M_r}{m_u} = g \cdot \frac{m_r}{m_u} \quad (6)$$

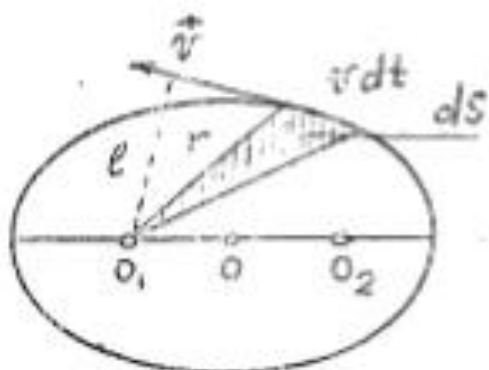
kelib chiqadi. $a=g$ bo'lishi uchun $m_g=m_i$ bajarilishi kerak, lekin $a=g$, demak, $m_g=m_i$. jismlarning inert va gravitasion massalari bir-biriga proporsionaldir. Bu Eynshteyn prinsipidir. Fizik kattaliklar ayni bir birliklar sistemasida olinsa, $m_g=m_i$ kelib chiqadi. Gravitasion va inert massalarning ayniy

ligini Eynshteyn "Umumiy nisbiylik nazariyasi"ga asos qilib olgan. Gravitasion va inert massalar tengligini 1899 yili Etvesh 10^{-8} kg aniqlikda, 1964 yili Dikke $3 \cdot 10^{-11}$ kg aniqlikda, 1971 yili Braginskiy va Panov 10^{-12} kg aniqlikda tekshirdilar.

Sinash savollari.

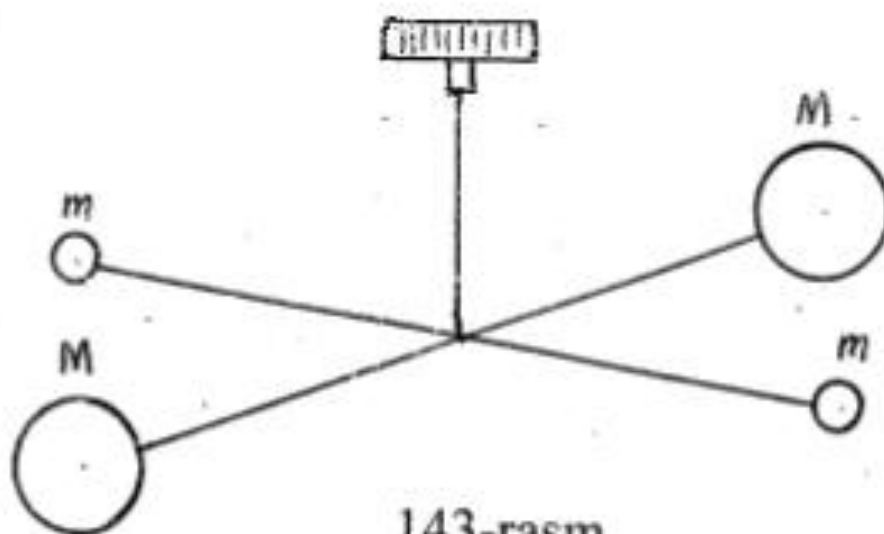
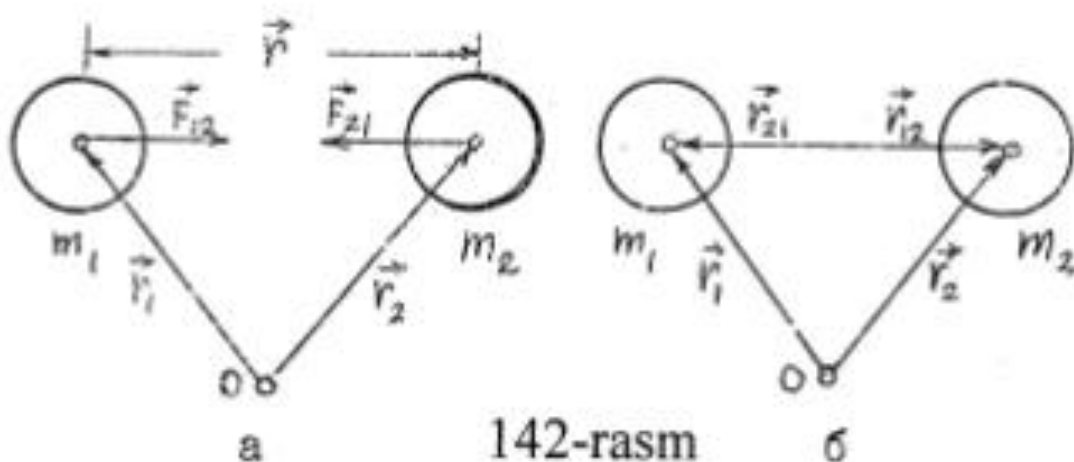
1. Kepler qonunlarini ayting?
2. Butun olam tortishish qonunini bayon eting
3. Tortishish doimiysini kim va qachon aniqladi?

§ 31 rasmlari



$$ds = \frac{1}{2} l v dt, \quad L = m v l, \quad v_c = \frac{ds}{dt} = \frac{L}{2m}$$

141-rasm



§32. TORTISH MAYDONI XAQIDA TUSHUNCHA.

- 32.1. Tortishish maydoni haqida tushuncha. Tortishish maydoni kuchlanganligi va potentsiali. Ostrogradskiy-Gaus teoremasi,
- 32.2. Markaziy tortishish maydonidagi harakatga energiya va impuls momenti saqlanish qonunini tadbiiq etish.
- 32.3. Birinchi, ikkinchi va uchunchi kosmik tezlik.
- 32.4. Kosmik fazoni tadqiq etish va o'zlashtirishda fizika fani va texnikaning Yutuqlari.

32.1. Tortishish maydoni haqida tushuncha va uning materiya ekani.

a) Har qanday jism atrofida materiyaning aloxida ko'rinishi tortishish (gravitasion) maydon mavjud. U maydon qaralayotgan jism tamonidan boshqa jismga biror kuch ta'sir qilishda namoyon bo'ladi. U Yerdagi kuchlarda superpozitsiya prinsipi bajariladi va qiymati butun olam tortish qonunidan topiladi.

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1)$$

Nyuton bu qonunni 1687 yili kashf etgan. Biror jismga boshqa jism tomonidan ta'sir kuchlari vektor qoidasiga ko'ra qo'shiladi va teng ta'sir etuvchi kuch topiladi. Fazoda tortishish kuchi uzluksiz tarqaladi.

b) Kuchlanish. Potensial energiya. Agar tortishish maydoniga juda kichik massali jism kiritib, maydonning shu nuqtasidagi maydonning vektor xarakteristikasini topish mumkin.

$$\vec{p} = \frac{\vec{F}}{m}; \quad \vec{p} = \gamma \frac{M}{r^2} = \gamma \frac{M}{r^3} \vec{r} \quad (2)$$

Bu kuchlanishdir. Bu berilgan nuqtadagi birlik massaga ta'sir etuvchi kuchga teng kattalikdir. Qaralayotgan nuqtada birlik massaga ta'sir etuvchi kuchga teng kattalik kuchlanish deyiladi.

$$\vec{p} = \frac{\vec{F}}{m} = \gamma \frac{M}{r^2} \quad (2')$$

Nuqtaviy M massali (massasi O nuqtaga to'plangan) va R masofadagi uning hosil qilgan kuchlanishi.

$$\vec{p} = -\gamma \frac{M}{R^3} \vec{R} \quad (3)$$

ga tengdir.

Har qanday jismning maydon kuchlanish chiziqlari shu jism massa markaziga cheksizlikdan keluvchi radial chiziqlardan iborat bo'ladi. Maydon kuchlanganligini katta yoki kichikligi kuchlanish vektori zichligi bilan xarakterlanadi. Bir nuqtadagi bir necha jism hosil qilgan kuchlanish superpozitsiya prinsipiga ko'ra topiladi. U vektor yig'indisidan iborat.

$$\vec{p} = \sum \vec{p}_i \quad (4)$$

Kuchlanish vektori oqimi qaralayotgan Yuzadan tik o'tuvchi kuchlanganlik chiziqlari bilan belgilanadi.

$$dN = \vec{p} \cdot d\vec{S} \quad dN = \vec{p} \cdot d\vec{S} \quad (5)$$

YUza vektori musbat yo'nalishini olish ixtiyoriydir. (144-rasm). Odatda berk sirtidan chiquvchi oqim musbat deb qaraladi. Rasmdagi markazi O va radiusi R ga teng shar sirtidagi oqim

$$N = \int \vec{F} \cdot d\vec{S} = -\gamma \frac{M}{R^2} 4\pi R^2 = -4\pi\gamma M \quad (6)$$

$\vec{F}$ va $d\vec{S}$ yo'nalishi teskaridir.

Sirt ichida massa bo'lmasa sirt bo'ylab oqim nolga teng. Birnecha jism hosil qilgan oqim yig'indi oqimga teng.

Ostrogradskiy-Gaus teoremasi.

Bir necha manba M_i tomonidan hosil qilingan kuchlanganlik vektori oqimi qaralayotgan sirt ichidagi manbalar oqimlarinigina yig'indisiga tengdir.

$$N = \int_S \vec{F} \cdot d\vec{S} = -4\pi\gamma \left(\sum M_{iBM} \right) \quad (7)$$

$$\sum M_{iBH} = M_{BM} \quad N = -4\pi\gamma M_{BM}$$

Bu teorema turli to'g'ri shaklli sirt orqali oqimni va uni yordamida davomida kuchlanganlikni topishga yordam beradi.

Masalan: Ichi bo'sh shar ichki qism kuchlanish $G=0$ ga teng. Bir jinsli shar ichki qismida esa

$$\vec{F} = -\gamma \frac{M}{R_0^3} \vec{R} \quad (8)$$

ρ -shar markazidan nuqtagacha masofa, R_0 . shar radiusi.

Shar sirtida esa

$$\vec{F} = -\gamma \frac{M}{R_0^3} \vec{R} \quad (9)$$

ifoda o'rinli bo'ladi.

Bir jinsli maydonda

$$F = \text{constant} \quad (10)$$

bajariladi.

Maydonni xarakterlovchi skalyar kattalikdan biri uning bashargan ishiga teng kattalik- potensialdir. U maydonda m massali jismni dl masofaga ko'chirishda bajarilgan ishga teng.

$$A = \int \vec{F} \cdot d\vec{l} = -\gamma M \int_1^2 \frac{m}{R^2} dl \cos(\vec{dl}, \vec{F}) \quad (11)$$

lekin

$$dl \cos(\vec{dl}, \vec{F}) = dR \quad (12)$$

$$A = -\gamma M m \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{R^2} = -\gamma m M \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = m(\varphi_1 - \varphi_2); \quad (13)$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \gamma M \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \Delta\varphi$$

$$\varphi_1 = -\gamma \frac{M}{R_1} + \text{const} \quad (14)$$

$$A = M \Delta\varphi$$

Bajarilgan ish jism boshlang'ich holatlarigagina bog'liq bo'lib, yo'l shakliga bog'liq emas. Bu Yerdan funksiya potensial funksiya yoki oddiy potensial deyiladi. Potensial ham kuchlanish kabi nuqta funksiyasi bo'lib vaqt va boshqa katta lik bog'liq emas. Bu Yerdan

$$\varphi = -\frac{M}{R} + \text{const} \quad (15)$$

funksiya potensial funksiya yoki oddiy potensial deyiladi. Potensial kuchlanish kabi «nuqta funksiyasi» bo'lib vaqt va boshqa kattalikka bog'liq emas. Cheksizlikda potensial $\varphi > 0$ desak potensial uchun

$$\varphi = -\gamma \frac{M}{R} \quad (16)$$

ifodani yozamiz (145-rasm).

Nuqtaviy M massa uchun ixtiyoriy nuqta potentsiali manfiydir. Berk kontur bo'ylab tortishish kuchi bajaragan ishi nolga tengdir.

$$A = \oint \vec{F} d\vec{l} = m \oint \vec{\Gamma} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (17)$$

Bu ifoda $\vec{\Gamma}$ vektorining sirkulyasiyasidir. Kuchlanganlik vektori sirkulyasiyasi tortishish maydonida nolga tengdir.

Agar biror nuqtadagi potentsiali φ ga teng tortishish maydoniga biror m massali jism shu nuqtaga kiritilsa, potensial energiya

$$W_p = m\varphi \quad (18)$$

ga teng bo'ladi. Bundan uni

$$W = -\gamma \frac{mM}{R} \quad (19)$$

ko'rinishda yozish mumkin. M massali jism energiyasi cheksizlikda nol bo'lishi, maydon kuchlari ish bajarishi uchun energiya manfiydir. Harakatlanuvchi nuqta kinetik energiya oladi.

Potensial nol nuqtadan m massali jism qancha uzoq tursa, potensialenergiya shuncha ko'p bo'ladi.

$$A = m(\varphi_1 - \varphi_2) = m\Delta\varphi = mG(h_1 - h_2) = W_p \quad (20)$$

Ishqalish xisobga olinmasa, faqat konservativ kuchlar ishtirok etsa, tortishish maydonida energiya o'zgarmaydi.

$$W = W_k + W_p = \text{constant} \quad (21)$$

Bu energiya saqlanish qonunidir.

32.2. Olam tortishish qonunidan kelib chiqadigan ba'zi xulosalar.

1. Yer massasini aniqlash.

Olam tortishish qonunidan foydalanib, Yer massasini aniqlashni birinchi bo'lib, Nyuton tomonidan taklif etilgan edi. Massasi ma'lum tog' yordamida 1736 yili Buge Yer massasini aniqladi. Yer massasini aniqlashning Joli qo'l-lagan usuli aniqroq natija beradi (146-rasm). Bu usulda richagli tarozining pallalaridan biri (V) ostiga ip yordamida Yana bir palla (V') osilib u shaxtaga tushiriladi. Tarozining ustki pallalariga m massali jismlar qo'yib muvozanat holiga keltiriladi. Lekin o'ng palladagi tosh Yuqori palladan (V) quyidagicha olib qo'yilsa, Yer markazi bilan u jism orasidagi masofa $R' = R - \Delta R$ bo'lib qoladi va natijada Yer o'ng tomonni $p+q$ kuch bilan tortadi (bu Yerda q kuch (og'irlik) ΔR hisobiga paydo bo'ladi).

$$p + q = \gamma \frac{Mm}{(R - \Delta R)^2} \quad (1)$$

Er radiusi R ga nisbatan ΔR juda kichikligidan (1) ni

$$p + q = \gamma \frac{Mm}{R^2} \quad (2)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

γ ni aniqlash uchun V' palladagi Yukka m_1 massali Yuk d masofagacha Yaqinlashtiriladi. Tortishish qonuniga ko'ra m va m_1 massali jism orasidagi tortishish kuchi

$$F = \gamma \frac{m_1 m}{d^2} \quad (3)$$

ifodadan topiladi.

(3) dan γ ni topish uchun

$$\gamma = \frac{F_1 d^2}{m_1 m} \quad (4)$$

(2) va (4) ifodalardan Yer massasi uchun

$$M = \frac{(p+q)R^2}{\gamma m} = \frac{(p+q)R^2}{\left(\frac{F_1 d^2}{m_1 m}\right) \cdot m} = \frac{(p+q)m_1 R^2}{F_1 d^2} \quad (5)$$

tenglikni olamiz. Bu usul yordamida Yer massasi uchun $M=6 \cdot 10^{27}$ g aniqlandi. (*)

Yer radiusi R ga ko'ra uni hajmini aniqlash mumkin. Massa va hajm ma'lum bo'lgach, uning o'rtacha zichligini topish mumkin.

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3}; \quad (6)$$

$$\bar{\rho} = 5,52 \frac{2}{\text{cm}^3} = 5,52 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Erning ustki qatlamlari zichligi undagi tuproq tarkibiga bog'liq bo'lib, 2,8 g/sm atrofidadir. Markazga Yaqin qatlamlarniki esa $R=11-13 \text{ g/sm}^3 = 11-13 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

2. Adams va Levere (1846) XarUran harakatida noaniqlikni sezib, qandaydir noma'lum osmon jismi mavjudligi va uning koordinatalarini aytdilar. Keyinroq Neptunni aniqladilar. 1930 yili shu usulda Pluton sayorasi aniqlandi.
3. Yer shari atrofida Oy aylanganidan Yer-oy tortishish kuchi ta'sirida Yer sharidagi suv sathi oy tomondan tezlanish olsa ($\Delta a > 0$), teskari tomonda kamayadi ($\Delta a < 0$). Bundan A nuqtada suv tezlanishi ortib sath oldinga so'rilib, do'nglanadi. S nuqtada esa, orqada qolib sirt do'nglanadi. Natijada suv sathi ko'tariladi yoki unga perpendikulyar joyda satx kamayadi.
4. Tortishish qonunidan foydalanib Kavendish tortishish doimiysini aniqladi.

$$\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{HM}^2}{\text{kg}^2}$$

5. Yer sirtida erkin tushish tezlanishi aniqlandi.

$$g = \gamma \cdot \frac{M_{\text{ep}}}{R_{\text{ep}}^2} \approx 9,8 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

6. Tezlanish qiymatiga qarab, Quyosh massasi aniqlanadi.

$$M_{\text{quyosh}} = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg} \approx 0,3 \cdot 10^6 M_{\text{er}} \approx 3 \cdot 10^5 M_{\text{er}}$$

7. Planetalar harakatidagi noaniqliklardan foydalanib, ularning va boshqa sayyoralarning massalari topiladi. Quyosh massasi boshqa planetalardan juda katta. SHuning uchun massa markazi quyosh olinib, uni qo'zg'almas deb olinadi. Kichik elementar zarralarda olam tortishish qonuni amal qilsada, undagi boshqa kuchlar kattaligidan, tortishish kuchini aniqlash og'irroqdir.

32.3. Kosmik tezliklar.

Jism Yer atrofida radiusi Yer radiusi $R_{er}=6,37 \cdot 10^6$ m dan kam farq qiladigan aylana orbita bo'ylab harakatlanishi uchun u aniq bir v_1 tezlikka ega bo'lishi kerak: bu v_1 tezlikning kattaligini jism massasining markazga intilma tezlanishga ko'paytmasi jismga ta'sir etuvchi og'irlik kuchiga teng ekanligi shartidan topish mumkin.

$$F_{m \cdot n} = P$$

$$F_{m \cdot n} = \frac{mv^2}{R_{ep}}, \quad P = mg \quad (1) \quad (1,2)$$

$$\frac{mv_1^2}{R_{ep}} = mg \Rightarrow v_1 = \sqrt{gR_{ep}}$$

(2) ifoda bilan aniqlanuvchi v , I kosmik tezlik deyiladi. Uning qiymati quyidagiga teng.

$$v_1 = \sqrt{gR_{Yer}} = \sqrt{9,8 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \frac{m}{s}} = 8 \frac{km}{s}$$

Tezligi v_1 ga teng jism Yerga tushib ketmaydi, lekin Yer tortish kuchini Yengib u kuch ahamiyatsiz bo'lgan sohaga uzoqlashmaydi. Buning uchun II kosmik tezlikka erishish zarur. 2-kosmik tezlikni topish uchun jismni Yer sirtidan uzoqlashtirish uchun zarur ish topiladi (147-rasm). Markaziy kuch maydonida bajarilgan ish yo'l shakliga bog'liq emas. Yer markazidan o'tuvchi to'g'ri chiziq bo'ylab dr masofaga ko'chirishdagi ish

$$dA = fdv = \gamma \frac{mM_{ep}}{r_{ep}^2} dv \quad (3)$$

$v=R_{er}$ dan $v \approx \infty$ gacha bajarilgan ish

$$A = \int dA = \int_{R_{ep}}^{\infty} \gamma \frac{mM_{ep}}{r^2} dv = -\gamma \frac{mM_{ep}}{r} = \gamma \frac{M_{ep}m}{R_{ep}} \quad (4)$$

Og'irlik kuchini $P=mg$ Yerga tortilish kuchiga tenglashtirib

$$mg = \gamma \frac{mM_{ep}}{R_{ep}} \Rightarrow \gamma \frac{mM_{ep}}{R_{ep}} = mgR_{ep}$$

olamiz va buni (4) bilan solishtiri

$$A=mgR_{er} \quad (5)$$

jism (5) ishni bajarib, Yer tortishish kuchini Yengib ketishi uchun uning energiyasi

$$E = \frac{mv_2^2}{2} = A = mgR_{ep}$$

ga teng bo'lishi kerak.

$$\frac{mv_2^2}{2} = mgR_{ep} \quad v_2 = \sqrt{2gR_{ep}} = \sqrt{2}v_1 \quad v_2 = 11 \frac{km}{s} \quad (6)$$

32.4. Kosmik fazoni o'zlashtirishda fizika fani va texnika yutuqlari.

Kosmik fazoni o'zlashtirishda Sobiq Sovet ittifoqining Yutuqlari beqiyosdir. U 1957 yili I kosmik tezlikka, 1959 yili II kosmik tezlikka erishdi. 1961 yili esa, Sovet ittifoqi grajdani Yu.Gagarin

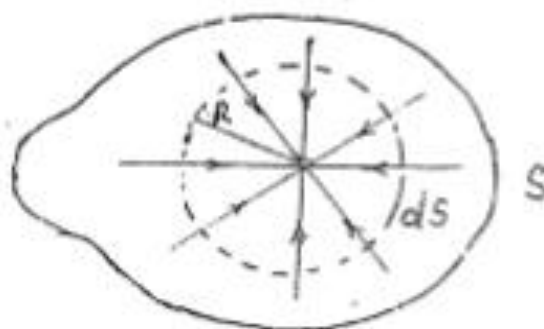
kosmosga parvoz etdi. SHu kunda kosmosni zabt etishda Amerika, Xitoy, Hindiston va boshqa mamlakatlarning Yutuqlari bor. Kosmik kemalar yordamida radio, telefon va televizion aloqalar qilish Yerni va boshqa osmon jismlarini o'rganish amalga oshirildi. Oyga va boshqa sayyoralarga avtomatik stansiyalar Yuborilmoqda, astronavtlar faoliyat ko'rsatmoqdalar.

Kosmik fazoni o'zlashtirish fan va texnika rivojiga turtki bo'lmoqda.

Sinash savollari.

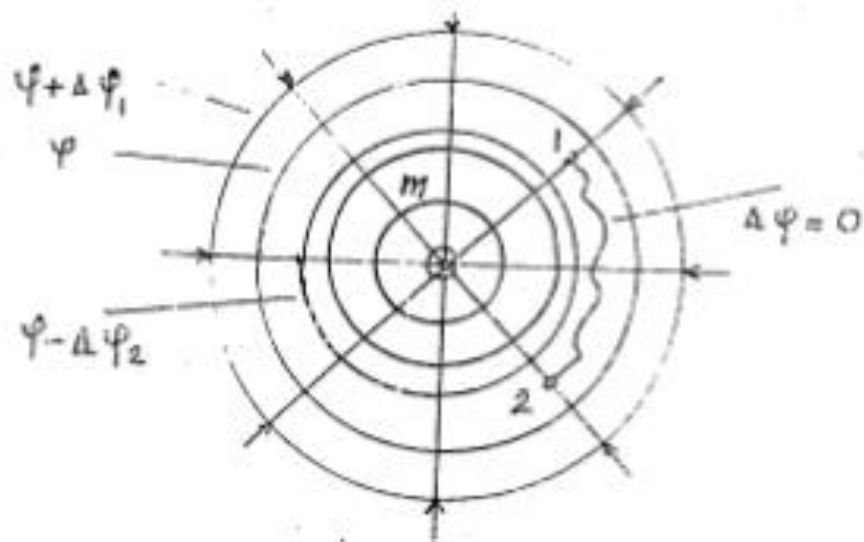
1. Tortishi maydonini harakterlovchi kattaliklarni ayting.
2. Tortishi maydoni uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasini ayting va teoremaning matematik ifodasini tushuntiring.
3. Butun olam tortishish qonunidan kelib chiquvchi xulosalarni bayon eting.
4. I,II,III kosmik tezliklarni tushuntiring.

§ 32 rasmlari



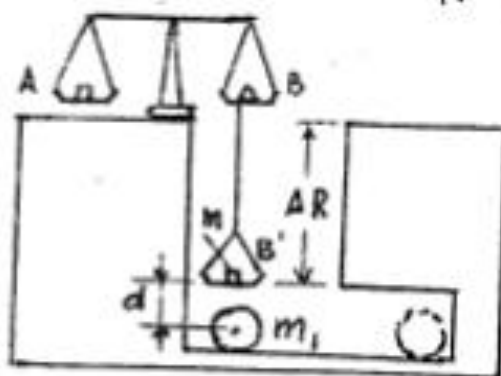
$$\vec{r} = -\gamma \frac{M}{R^3} \vec{R}, \quad N = -4\pi\gamma M.$$

144-rasm

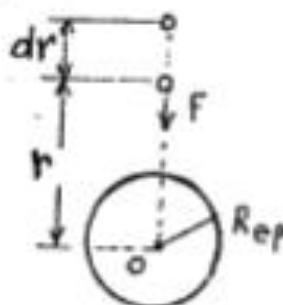


$$\varphi = -\gamma \frac{M}{R}, \quad A = \Delta E_n = m \Delta\varphi.$$

145-rasm



146-rasm



147-rasm

MEXANIKADAN ADABIYOTLAR

1. NAMUNAVIY DASTURDA. ASOSIY.

1. Sivuxin.D.V. Umumiy fizika kursi. I-jild. Mexanika. Toshkent. O'qituvchi. 1981.
2. Strelkov.S.P. Umumiy fizika kursi. Mexanika. Toshkent. O'qituvchi 1977.
3. Хайкин.С.Е. Физические основы механики. Москва. Наука. 1971г.

QO'SHIMCHA.

4. Axmadjonov O. Fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent. O'qituvchi. 1987 yil.
5. У. Киттел, У. Найт, М. Рудерман. Механика.«Наука». 1984год. Ф.Крауфорд. Волны. Москва, «Наука», 1974 год.

II. MEXANIKADAN KUTUBXONADAGI ADABIYOTLAR.

1. Sivuxin.V. Umumiy fizika kursi. Mexanika. «O'qituvchi», Toshkent, 1981yil.
2. Strelkov S.P. Mexanika. «O'qituvchi», Toshkent, 1977 yil.
3. Хайкин С.Е. Физические основы механики. Москва. «Наука», 1971.
4. Axmadjonov O. Fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent. O'qituvchi. 1987 yil.
6. Берклеевский Курс физики.1-том.Механика. Москва. «Наука». 1984г., Ф.Крауфорд. Волны. Москва, «Наука», 1974год.
7. Детлаф. А.А, Яворский.Б.М., Мияковская Л.Б. Курс физики. Том И, «Высшая школа», Москва, 1977г.
8. ЗисманГ.А., Тодес О.М. Курс общей физики. Том И, Москва, «Наука», 1974г.
9. Putilov K.A. Fizika kursi. I-tom. «O'qituvchi», Toshkent, 1981yil.
10. Архангелский М.М. Курс физики. Механика. «Просвещение», Москва, 1975г.
11. Римкеевич П.А. Курс физики. «Высшая школа», Москва, 1975г.
12. Пол Р.В. Механика, акустика, учение о теплоте. Москва, «Наука», 1971г.
13. Savelev I.P. Umumiy fizika kursi. I-tom. «O'qituvchi», Toshkent, 1973 yil.
14. Гершензон Е.М., Малов Н.Н. Курс общей физики. Москва, «Просвещение» 1987г.
15. Матвеев А.Н. Механика и теории относительности. «Высшая школа», Москва, 1978г.
16. Александров Н.В., Яшкин А.Я. Курс физики. Механика. «Просвещение», Москва, 1978г.
17. Шелябин О. Д. Физические основы механики и акустики. «Высшая школа», Москва, 1981г.
18. Frish S.E., Timoreva A.V. Umumiy fizika kursi. I-tom. «O'qituvchi», Toshkent, 1972 yil.
18. Raxmatullaev M. Umumiy fizika kursi. Mexanika. «O'qituvchi» Toshkent, 1995 yil.

AMALIY MASHG'ULOTLAR UCHUN ADABIYOTLAR.

19. Volkenshteyn V.S. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami. Toshkent, «O'qituvchi» 1969 yil.
20. Strelkov S.P., Sivuxin D.V., Ugaryov V.A., Yakovlev I.A. Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami, Toshkent, «O'qituvchi» 1981 yil.
21. Иродов И.Е. Задачи по общей физики. Москва, «Наука», 1988г.

LABORATORIYA MASHG'ULOTLARI UCHUN ADABIYOTLAR.

22. Деденко Л.Г., Киселёв Д.Ф., Петерсон В.К., Слепков А.И. Общий физический практикум. Механика. Издательство МГУ., 1991г.
23. Belyankin A.G., Motulevich G.K., CHetverikova Ye.S., Yakovlev I.A. Fizikadan praktikum. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent. «O'qituvchi», 1973 yil.
24. Parpiev Q.G', Abdubog'iev O'.A., SHukurov O'.SH, Umumiy fizika kursidan praktikum. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent. «O'qituvchi», 1978 yil.

MUNDARIJA.

S O'Z B O S H I	3
-----------------------	---

KIRISH

§1: Kirish. Fizika predmeti	5
§2: Mexanika. Mexanika predmeti	9

I bob. MODDIY NUQTA KINEMATIKASI.

§3: Moddiy nuqta kinematikasi	15
§4: Nuqtaning egri chiziqli harakati	20

II bob. QATTIQ JISM KINEMATIKASI.

§5: Qattiq jism kinematikasi	26
------------------------------------	----

III bob TEBRANMA HARAKAT

§6: Tebranma harakat	34
----------------------------	----

IV bob. MODDIY NUQTA DINAMIKASI.

§7: Moddiy nuqta dinamikasi	46
§8: Galiley almashtirishlari	53
§9: Moddiy nuqta momentlari	57
§10: Ish, quvvat, energiya	62

V bob. MODDIY NUQTALAR SISTEMASINING DINAMIKASI.

§11: Moddiy nuqtalar sistemasining dinamikasi	74
§12: O'zgaruvchan massali jism dinamikasi	82
§13: Urilish (to'qnashuv)	88
§14: Fizikada saqlanish qonunlari	95

VI bob. QATTIQ JISM MEXANIKASI.

§15: Qattiq jism mexanikasi	101
§16: Qattiq jismning qo'zgalmas o'q atrofida aylanma harakati ...	106
§17: Qattiq jismning qo'zgalmas nuqta atrofidagi aylanma harakati ...	112
§18: Qattiq jismning muvozanat shartlari	119

VII BOB. ISHQALISH KUCHLARI.

§19. Ishqalanish mavjudligidagi harakat	124
§20. Suyuqlik va gazlar mexanikasi..	132
§ 21 Suyuq va gaz holatidagi jismlarning oqishi	138
§22. Qovushoq suyuqlik va gazlarning harakati.....	146

VIII BOB. NOINERSIAL SANOQ SISTEMASI.

§23. Noinersial sanoq sistemalarida xarakat..	154
---	-----

IX BOB. MAXSUS NISBIYLIK NAZARIYASI

§24. Maxsus nisbiylik nazariyasi(MNN).	162
---	-----

X BOB. ELASTIKLIK KUCHLARI.

§25. Qattiq jismlardagi deformasiya va kuchlanishlar.....	174
---	-----

XI BOB. TEBRANISH VA TO'LQIN. AKUSTIKA.

§26. Tebranma xarakat. So'nuvchi tebranish.....	180
§27. Majburiy tebranishlar.	185
§28. To'lqin va uning tenglamasi.	191
§29. To'lqin interferensiyasi va difraksiyasi. Turg'un to'lqin.	200
§30. Akustika.	207

XII BOB. BUTUN OLAM TORTISHISH QONUNI.

§31. Butun olam tortishish qonuni..	214
§32. Tortishish maydoni haqida tushuncha.....	220
Adabiyotlar.	229
Mundarija	231

Ma'ruza matnlari bo'yicha taklif va muloxazalaringizni ADU "Umumiy fizika" kafedrasiga bildirishingizni mamnuniyat bilan qabul qilamiz.

Takliflar va muloxazalar.

