O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI XALQ TA'LIMI VAZIRLIGI

Muqimiy nomidagi Qo'qon Davlat pedagogika instituti

MEXANIKA

fanidan

MA'RUZALAR MATNI

Qo'qon – 2005 y.

Ushbu ma`ruzalar matni 5140200-fizika-astronomiya yo`nalishi bo’yich ta’lim olayotgan bakalavrlar uchun «Mexanika» fanining Davlat standarti asosida tuzilgan ishchi dasturiga muvofiq tayyorlandi.

Ma`ruzalar matnlari sarlavha, reja, asosiy matn, nazorat uchun savollar, foydalanilgan adabiyotlar va tayanch so’z va iboralardan tashkil topgan. Asosiy matnda zaruriy ma`lumotlar berilgan bo`lib, ular talabalarning ushbu fan asoslarini o`rganishlarida va maktabda mehnat hamda chizmachilik predmetlari bo`yicha darslarni o`tishlarida nazariy asos vazifasini o`taydi.

Tuzuvchilar: A. Qodirov, f.m.f.n., dotsent.
M. Yo’ldashyeva, o’qituvchi.

Taqrizchilar: M. Meliboyev, f.m.f.n.
B. Mamadaliyev, o’qituvchi.

Ushbu ma`ruza matnlari Fizika kafedrasining 2005 yilning ____ avgustidagi majlisida muhokama qilingan (1-sonli bayonnoma).

Kafedra mudiri: I. M. Qo’qonboyev, f.m.f.n., dotsent

Fizika-matematika fakul`teti ilmiy-uslubiy kengashining 2005 yilning ____ avgustidagi yig`ilishida ko`rib chiqilgan va nashr e`tishga tavsiya e`tilgan (1-sonli bayonnoma).

Fakul`tet dekani: I.I Qo`qonboev, f.m. f. n., dotsent

Qo’qonDPI O`quv-uslubiy kengashining 2005 yilning ___sentyabridagi ____yig`ilishida ko`rib chiqilgan va nashr etishga tavsiya e`tilgan (1-sonli bayonnoma).

I bob. Kirish.

1-MA'RUZA. FIZIKA FANI XAQIDA

Reja:

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot.

2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika.

3. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

Tayanch so'z va iboralar: *Fizika, materiya, harakat, fizik qonun va hodisa, tajriba, kuzatish, eksperiment, gipoteza, fizik nazariya, fizik model, fizika va boshqa fanlar, fizika va texnika, fizik kattaliklar, asosiy va qo'shimcha birliklar.*

1. Fizika fani. Fizikaviy tadqiqot usullari, gipoteza, nazariya, amaliyot.

*Fizika grekcha «**P**hysis» so'zidan olingan bo'lib, tabiat ma'nosini bildiradi. Fizika fani boshqa fanlar kabi bizni o'rab olgan moddiy dunyoni-materiyaning ob'ektiv xossalarini o'rganadi.*

Materiya tushunchasi ob'ektiv reallikni ifodalaydigan falsafiy kategoriya bo'lib, *bu ob'ektiv reallikni inson o'z sezgilari bilan idrok qiladi, undan nusha oladi va aks ettiradi.* Materiya bizni sezgi organlarimizga bog'liq bo'lmagan holda yashaydi.

Materiya ikki ko'rinishda – modda (elementar zarralar -elektron, proton, neytron v. b., atom va molekulalar, ionlar, fizik jismlar) va fizik maydonlar (gravitasion, kuchli, kuchsiz, elektronmagnit) shaklida bo'ladi.

Fizika materiya harakatining eng umumiy ko'rinishlarini va ularni bir-biriga aylanishlarini o'rganadi. Masalan, Er va osmon jismlarining xammasi ximiyaviy jixatdan sodda yoki murakkabligidan qat'iy nazar fizika kashf qilgan butun dunyo tortishish qonuniga bo'ysunadi. Hamma tabiatda bo'ladigan jarayonlar fizika aniqlagan qonunga – energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadi.

Fizika barcha tabiat fanlarining muvaffaqiyatli rivojlanishi uchun zarur bo'lgan tadqiqot uslublarini ishlab chiqadi va zarur asboblar yaratishga imkon beradi. Masalan, mikroskopning biologiya fani taraqqiyotidagi, spektral analizning kimyodagi, rentgen analizning tibbiyot taraqqiyotidagi, teleskopning astronomiyadagi ahamiyati kattadir.

Stoletovni fotoeffekt hodisasi ustida olib borgan ishlari xozirgi zamon televideniyasi va avtomatikasining taraqqiyotida keng qo'llanilmokda. Fizika fanining qishloq xo'jaligi maxsulotlari ishlab chiqarishdagi roli ham kattadir. 1778 yili Komov "Dexqonchilik xaqida" degan kitobida shunday deb yozgandi: "Dexqonchilik deyarli boshqa fanlar qatori butun fizika bilan chambarchas bog'likdir, uning o'zi ham amaliy fizikaning bir qismidir". Qishloq xo'jalik o'simliklarining hayot faoliyati jarayonlari o'simlik rivojlanayotgan muxitning fizik sharoitlariga: yorug'lik, issiqlik, temperatura, namlik, bosim va x.k. larga bog'liq bo'ladi. Bu sharoitlarni o'rganish fizikaning vazifalaridan biri hisoblanadi.

Fizik qonunlar tajribalardan olingan ma'lumotlarni umumlashtirish natijasida topiladi. Fizik qonunlar *fizik hodisalar* orasidagi ob'ektiv ichki bog'lanishni va fizik kattaliklar orasidagi real munosabatlarni ifodalaydi.

Tabiatdagi mavjud jismlarning vaziyatini, xususiyatlarini va harakatlarini o'rganishda hamda ular bilan bog'liq bo'lgan jarayonlarni tasvirlashda qo'yilgan maqsadning mohiyatiga ko'ra *fizika*da har hil soddalashtirilgan o'xshatmalardan (*model*lardan) foydalaniladi, ya'ni mavjud ob'ektlarni ularning ideallashgan nusxasi-modeli bilan almashtiriladi. SHu maqsadda fizikaning mexanika bo'limida moddiy nuqta, mutlaq nuqta (absolyut) qattiq jism, uzluksiz (yaxlit) muhit deb ataladigan mexanikaviy o'xshatmalardan (modellardan) foydalaniladi.

O'rganilayotgan sharoitda geometrik o'lchamlari va shakli hisobga olinmaydigan hamda massasi bir nuqtaga to'plangan deb qaraladigan har qanday jism moddiy nuqta deb ataladi. Moddiy nuqta tushunchasi ilmiy abstraksiya hisoblanadi. Bu tushunchani kiritganda biz asosiy e'tiborni o'rganilayotgan hodisaning bosh mohiyatini aniqlab beruvchi tomonlarga qaratib, boshqa xususiyatlar (jismning geometrik o'lchamlari, tarkibi, ichki holati va bu xolatning o'zgarishi kabi xususiyatlar) ni inobatga olmaymiz. Fizika fanida faqat birgina jism o'rganilmasdan bir necha jismlar to'plami ham o'rganiladi. Bu jismlarni moddiy nuqtalar to'plami (tizimi) deb qarash mumkin. Bitta makroskopik jismni ham xayolan mayda bo'lakchalarga bo'lib, bu bo'lakchalarni o'zaro ta'sirlashuvchi moddiy nuqtalar tizimi (sistemasi) deb tasavvur qilish mumkin.

Mutlaq (absolyut) qattiq jism deb ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi masofa uning harakati davomida o'zgarmaydigan jismga aytiladi. Tabiatda mutlaq qattiq jismning o'zi mavjud emas. Ma'lumki xar qanday kattiq jism tashqi kuch ta'sirida deformasiyalanadi, ya'ni geometrik o'lchamlari, shakli biror darajada o'zgaradi. Lekin qo'yilgan masalaning mohiyatiga qarab ko'p hollarda deformasiya tufayli bo'ladigan o'zgarishlarni hisobga olmasa ham bo'ladi. Mutlaq qattiq jism har qanday makroskopik jism kabi bir-biri bilan qattiq bog'langan moddiy nuqtalar tizimidan iborat deb tasavvur qilinadi.

Suyuqliklar, gazlar va deformasiyalanadigan jismlarning harakatini hamda muvozanatini o'rganishda uzluksiz muhit tushunchasi qo'llaniladi. Ma'lumki, har qanday moddiy jism atom va molekulalardan tashkil topgan bo'lib, diskret tuzilishga ega. Lekin masalani soddalashtirish maqsadida moddani uzluksiz yaxlit (muttasil) muhit deb qarab, uning atom va molekulardan tuzilganligi e'tiborga olinmaydi.

Jismlarning harakat qonunlarini o'rganishda fazo va vaqt tushunchalarini aniq tasavvur qilish muhim ahamiyat kasb etadi. Ma'lumki, hamma moddiy jismlar hajmga ega bo'lganlaiklari uchun ular muayyan joyni egallaydi va bir-birlariga nisbatan qandaydir tarzda joylashgan bo'ladi. Jism o'z harakati tufayli vaziyatlarini (o'rinlarini) o'zgartiradi. Bu o'zgarish, tabiiyki, fazoda sodir bo'ladi va ma'lum vaqt oralig'ida amalga oshadi. Har qanday mexanikaviy jarayon biror vaqt oralig'ida fazoda sodir bo'ladi. *Vaqt-hodisalarning ketma-ket o'zgarish tartibini ifodalaydigan fizikaviy kattalikdir.* Jismlar harakatini fazo va vaqtdan ajralgan holda tasavvur qilib bo'lmaydi. SHuning uchun ham jismlarning mavjudligi va ularning harakatlari fazoda va vaqt ichida sodir bo'ladi, deb qaraladi.

Harakatning kinematik tavsifi deganda istalgan vaqtda jismning fazodagi vaziyatini boshqa biror jismga nisbatan aniqlash tushuniladi.

Ixtiyoriy paytda jismning fazodagi vaziyatini aniqlashda qo'llaniladigan vaqtni o'lchovchi asbob (masalan, soat) va sanoq boshi (O nuqta) bilan bog'liq koordinatalar tizimi sanoq tizimi deyiladi.

Kinematik jarayonlar haqida aniq tasavvur hosil qilish uchun yuqoridagi misollarda jismning harakatini olib qaradik. Lekin "jism" o'rnida "moddiy nuqta" tushunchasini ishlatish ancha qulaylik tug'diradi.

Fizik hodisalarni o'rganish *tajriba* asosida boshlanadi. Hodisalarni tabiiy sharoitlarda o'rganish asosida tajriba orttirish - *kuzatish* deb, hodisalarni sun'iy sharoitda, ya'ni *laboratoriya* sharoitlarda amalga oshirib tajriba o'tkazishni esa *eksperiment* deb atash odat bo'lib qolgan. Albatta, eksperiment kuzatishga nisbatan bir qator afzalliklarga ega. Birinchidan, eksperimentda axborot olish uchun sarflanadigan vaqtni tejash mumkin.

Masalan, tabiiy sharoitlarda biror hodisa ro'y berishi uchun bir necha sutkalab, hattoki oylab kutishga to'g'ri keladi. Laboratoriyalarda esa bu hodisani istalgan vaqtda amalga oshiriladi. Ikkinchidan, tabiiy sharoitlarda amalga oshayotgan tajribada hodisaga bir necha faktorlarning ta'siri aks etgan bo'ladi. Laboratoriyada esa sun'iy ravishda shunday sharoitlar yaratish mumkinki, natijada faktorlardan faqat birining o'zgarishi hodisaning o'tish jarayoniga qanday ta'sir ko'rsatishini tekshirish imkoniyati tug'iladi. Boshqacha qilib aytganda, eksperimentda "tozaroq sharoitlar" yaratish mumkin. Bu esa tajribada aniqlanayotgan kattaliklarni aniqroq o'lchashga imkoniyat yaratadi.

Umuman, tajriba deganda faktlarni qayd qilishnigina emas, balki faktlarni sistemaga keltirish, hodisa yoxud jarayonni xarakterlovchi fizik kattaliklar orasidagi bog'lanishni ham sifat, ham miqdoriy jihatdan aniqlashni tushunish lozim.

Tajribalarda yig'ilgan axborotlar hodisani tushuntirish uchun *gipoteza* (ilmiy faraz)lar yaratishga asos bo'lib xizmat qiladi. Gipotezani mantiqan rivojlantirish tufayli vujudga keladigan natijalar tajribalarda tasdiqlanmasa, bunday gipoteza sinovdan o'tmagan, ya'ni xato gipoteza xisoblanadi.

Aksincha, gipotezadan kelib chiquvchi natijalar tajribalarda tasdiqlangan taqdirda gipoteza *fizik nazariya*ga aylanadi. Fizik nazariya bir sohadagi bir qator hodisalarni, ulaning mexanizimi va qonuniyatlarini tushuntira olishi kerak. Bundan tashqari, fizik nazariya qayd qilinmagan yangi hodisalarni oldindan aytib bera oladi. Agar bu yangi hodisalar tajribada qayd qilinsa, nazariya yana sinovdan o'tgan bo'ladi. SHuni ham qayd qilmoq lozimki, nazariyalar ham vaqt o'tishi bilan rivojlantiradi. Eksperiment texnikasini o'sishi bilan yangi hodisalar kashf etiladiki, ularni tushuntirishga nazariya ojizlik qilishi mumkin. Bu hollarda nazariyaga "tuzatma" kiritiladi. Demak, fizik nazariyalarning yaratilishi va sinalishi tajribalar bilan boshlanadi hamda tajribalar bilan isbotlanadi va rivojlantiriladi.

2. Fizika fanining boshqa fanlar bilan aloqasi. Fizika va texnika.

Fizika bizning eramizdan ilgariroq vujudga kelgan fan, o'sha vaqtda uning tarkibiga hozir ximiya, astronomiya, biologiya, geologiya deb nom olgan bir qator tabiiy fanlar ham kirgan. Keyinchalik, ular mustaqil fanlar darajasida shakillangan. Umuman, fizika va boshqa tabiiy fanlar orasida keskin chegara mavjud emas. Bu so'zlarning dalili sifatida ximiyaviy fizika, geofizika, biofizika kabi birlashgan fanlarning vujudga kelishini ko'rsatish mumkin. Boshqacha qilib aytganda, fizikani barcha tabiiy fanlarning poydevori deb hisoblash mumkin. SHuning uchun ham Abu Rayhon Beruniy va Abu Ali ibn Sino kabi buyuk mutafakkir olimlarimizning ilmiy meroslarida ham fizikaga oid talaygina original fikrlar topilyapti.

Fizikaning va texnikaning rivojlanishi o'zaro chambars-chars bog'liq. Ajoyib fizik kashfyotlar ertami-kechmi texnikada katta o'zgarishlar yasaydi. Masalan, elektromagnit to'lqinlarni tarqatish va qayd qilish, ya'ni radioaloqaning ixtiro qilinishi radiotexnikaga hayot bag'ishladi. Ikkinchi misol, neytronlar va ular ta'sirida og'ir yadrolar bo'linishining kashf qilinishi yadroviy energetikaga asos soldi. O'z navbatida texnika taraqqiyoti fizikaning rivojlanishini rag'batlantiruvchi muhim omildir. Birinchidan, texnika fizika fani oldiga yangi vazifalar qo'yadi. Ikkinchidan fiziklarni yangi materiallar, aniqroq asboblar va qurilmalar bilan ta'minlaydi. Masalan, hozirgi vaqtda yadroviy tadqiqotlarni zamonaviy texnika taraqqiyotini o'zida mujassamlashtirgan qurilmalar (yadroviy reaktor, sinxrofazotron, yarimo'tkazgichli mikrosxemalar, elektron-hisoblash mashinalar)siz tasavvur qilib bo'lmaydi, albatta.

Fizika fani erishayotgan yutuqlar falsafiy dunyoqarashlarni rivojlantiradi. Masalan, XIX asr oxiri va XX asr boshidagi fizik kashfiyotlar (radioaktivlik, elektron massasining tezlikka bog'liq ravishda o'zgarishi, energiya va massaning o'zaro bog'liqligi, elektron-pozitron juftining annigilyasiyasi, nisbiylik nazariyasi va shunga o'xshash) ko'pgina fizik tasavvur va tushunchalardan voz kechishni talab qildi. Bu esa bir qator olimlar tomonidan dunyoni idealistik talqin qilish yo'lidagi bahonalardan biri bo'ldi.

Vaholanki, fan rivojlanishi bilan tabiatda sodir bo'luvchi hodisalarning mohiyatini anglashda inson bilimi boyib boradi. Tabiiy fanlarga, xususan fizikaga, tugallangan fan deb qarash mumkin emas. Fizika fani uzluksiz rivojlanib boradi, bu rivojlanish jarayonida fizik tushunchalar, qonuniyatlar boyiydi va chuqurlashadi. Materiya tuzilishi haqidagi birorta ham fizik tasavvurni tugallangan deb hisoblash mumkin emas.

Fizik tasavvurlar ob'ektiv reallikdan taxminiy nusxa (kopiya) bo'lib, ular ko'pqirrali xaqiqatning ayrim bosqichlarini aks ettiradi.

SHuning uchun dialektik materializm pozisiyasidan fizika yutuqlariga yondashish "krizis"larni bartaraf qiladi va fanning rivojlanishiga ko'maklashadi. O'z navbatida, fizikaning yutuqlari dialektik materializmning rivojlanishiga kattagina hissa qo'shadi. Bunda akademik S.I.Vavilovning quyidagi so'zlarini eslash o'rinli: "Fizika prinsiplari va qonunlarining, asosiy tushunchalari va ta'riflari-ning nihoyat keng harakteri bu fanni falsafa bilan yaqinlashtiradi. Fizika fanning mohiyati haqidagi aniq tasavvurlarga ega bo'lmasdan turib falsafiy jihatdan ma'lumotli bo'lish mumkin emas".

Fizika fanning taraqqiyoti boshqa fanlarning rivojlanishiga ham hissa qo'shayapti. Masalan, ximiya va biologiya fanlarida oxirgi kashfyotlarning aksariyati nazariy va ekspermental fizika metodlariga tayangan holda amalga oshyapti. SHuning uchun ham S.I. Vavilov fizikani zamonaviy fanning "shtabi" deb atagan. Demak, ilmiy-texnik taraqqiyot bilan baravar qadam tashlaydigan har bir injener fizikaning asosiy qonunlariga oid bilimni egallashi shart.

3. Fizikaviy kattaliklar va ularning o'lchov birligi. Fizikaviy birliklarning xalqaro sistemasi.

1960 yil oktyabrda fizik kattaliklarning Xalqaro sistemasi qabul qilindi. 1961 yilning 24 avgustida oldingi ittifoqda «Sistema internasionalg'naya» so'zlarining bosh xarflari bo'yicha SI («Es – I» deb o'qiladi) tarzida belgilangan birliklar sistemasi tasdiqlandi. SI da ettita asosiy birlik va ikki qo'shimcha birlik qabul qilingan.

- Asosiy birliklar:
    - *Uzunlik, metr (m).* Kripton-86 atomining $2R_{10}$ va $5d_5$ sathlari orasidagi o'tishga mos bo'lgan nurlanishining vakuumdagi to'lqin uzunligidan 1650763,73 marta katta bo'lgan uzunlik 1 metr deb qabul qilingan.
    - *Massa, kilogramm (kg).* Kilogrammning xalqaro prototipining massasini 1 kilogram deb qabul qilingan.
    - *Vaqt, sekund (s).* Seziy - 133 atomi asosiy holatining ikki o'ta nozik sathlari orasidagi o'tishiga mos bo'lgan nurlanish davridan 9192631770 marta katta vaqt 1 sekund deb qabul qilingan.
    - *Elektr tokining kuchi, amper (A).* Bir amper tok vakuumdagi bir-biridan bir metr masofada joylashgan ikki parallel cheksiz uzun, lekin kesimi juda kichik to'g'ri o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgichlarning har bir metr uzunligiga $2 * 10^{-7}$ N Amper kuchi tahsir qiladi.

- *Termodinamik temperatura, Kelvin (K).* Suvning uchlanma nuqtasini xarakterlovchi termodinamik temperaturaning 1/273,16 ulishi 1 Kelvin deb qabul qilingan.
- *Modda miqdori, Molg' (Molg').* Uglerod – 12 ning 0,012 kg massasidagi moddaning miqdori 1 mol deb qabul qilingan.
- *YOrug'lik kuchi, kandela (kd).* $540 * 10^{12}$ Gs chastotali monoxromatik nurlanish chiqarayotgan manba yorug'ligining energetik kuchi 1/683 Vt/Sr ga teng bo'lgan yo'nalishdagi yorug'lik kuchi 1 kandela deb qabul qilingan.

➢ Qo'shimcha birliklar:
- *YAssi burchak, radian (rad).* Aylanada uzunligi radiusga teng bo'lgan yoyni ajratadigan ikki radius orasidagi burchak 1 radian deb qabul qilinadi.
- *Fazoviy burchak, steradian (sr).* Uchi sfera markazida joylashgan va shu sfera sirtidan radius kvadratiga teng yuzli sirtni ajratuvchi fazoviy burchak 1 steradian deb qabul qilingan.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Fizika fani nimani urganadi?
2. Materiya turlariga misollar keltiring.
3. Fizika fani yutuqlarining boshqa fanlar taraqqiyotiga ta'siri.
4. Xalqaro birliklar tizimidagi asosiy fizik kattaliklar nimalardan iborat?

II bob. Kinematika.

2-MA'RUZA. KINEMATIKA ELEMENTLARI. MODDIY NUQTANING TO'G'RI CHIZIQLI VA EGRI CHIZIQLI HARAKAT KINEMATIKASI

Reja:

1. Mexanik xarakat - materiya xarakatining eng sodda turi.

2. Materiya, vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi. Moddiy nuqta.

3. Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.

4. Aylanma xarakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.

6. Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqi. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi.

Tayanch so'z va iboralar: *Harakat, moddiy nuqta, ko'chish, traektoriya, yo'l, vaqt, tezlik, oniy tezlik, tekis o'zgaruvchan xarakat, tekis egri chiziqli harakat, tezlanish, oniy tezlanish, normal va tangensial tezlanish, burchak tezlik va tezlanish.*

1. Mexanik harakat - materiya xarakatining eng sodda turi.

2. Materiya, vaqt, fazo tushunchasi, sanoq sistemasi. Moddiy nuqta.

Materiya harakatining fazodagi xar qanday o'zgarishiga harakat deyiladi. Materiya harakatining eng sodda turi mexanik harakat bo'lib, u jismlar yoki jism qismlarining fazoda bir-biriga nisbatan siljishini ifodalaydi. Mexanik xarakatni fazo va vaqtdan ajratilgan xolda tassavur etib bo'lmaydi, chunki xar kanday xodisa fazoning qaeridadir va qachondir sodir bo'ladi.

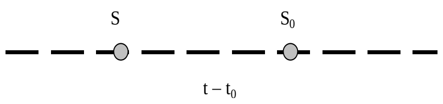
Harakatni tekshirilayotgan jismning turli paytlarda fazodagi vaziyatlarini aniqlash uchun sanoq sistemasi qabul qilinadi. Har bir harakat biror sanoq sistemasiga nisbatan qaralishi kerak. Biror jismni uloqtirib, uning uyga nisbatan qilayotgan harakatini ko'rsak, bu holda uy sanoq jismini tashkil qiladi. Sanoq sistemasi uchun yana soat mexanizmi va koordinata sistemasi olinadi. Koordinata sistemasini shunday tanlab olinadiki, bunda uning boshlanish nuqtasi jism harakatining tekshira boshlash nuqtasiga to'g'ri kelishi kerak.

Moddiy nuqta deganda, shakli, o'lchami va tuzilishi ko'rilayotgan masala uchun axamiyatga ega bo'lmagan, lekin ma'lum massaga ega bo'lgan jism tushuniladi.

3. Moddiy nuqta kinematikasi: tezlik, tezlanish, normal va tangensial tezlanishlar.

Moddiy nuqtaning qoldirgan izi to'g'ri chiziqli bo'lib, teng vaqtlar ichida teng yo'llarni o'tsa. moddiy nuqtaning bunday harakatiga to'g'ri chiziqli tekis xarakat deyiladi. Jismlar teng vaqtlar oraliqlarida xar hil yo'llarni bosib o'tishlari mumkin. Harakatlar orasidagi bu farqni xarakterlash uchun tezlik tushunchasi kiritiladi.

Vaqt birdigi ichida bosib o'tilgan yo'l bilan ifodalanadigan kattalikka tezlik deyiladi.



2.1-расм

Agar jism $t - t_0$ vaqt ichida $S - S_0$ yo'lni bosib o'tsa, (2.1-rasm) tezlikning matematik ifodasi:

$$V = \frac{S - S_0}{t - t_0} \qquad (2.1)$$

Agar $S_0 = 0$ va $t_0 = 0$ bo'lsa,

$$V = \frac{S}{t} \qquad (2.2)$$

Moddiy nuqtaning tezligi vektor kattalik bo'lib, SI birliklar sistemasida m/s (metr bo'lingan sekund) da o'lchanadi.

Harakatni bir ondagi tezligini harakterlash uchun vaqtni shunday kichraytirib boramizki, natijada o'rtacha tezlik bir ondagi tezlikka yaqinlashib boradi, ya'ni

$$V = \lim_{\Delta t \to o}\left(\frac{\Delta S}{\Delta t}\right) = \frac{dS}{dt}; \qquad V = \frac{dS}{dt} \qquad (2.3)$$

2.3-tenglikdan ko'rinadiki, tezlikning son qiymati yo'ldan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli hosila bilan ifodalanar ekan.

Jism harakati teng vaqt oraliqlarida bir hil (Δv) miqdorga o'zgarib boradigan harakatga tekis o'zgaruvchan harakat deyiladi. Bunday harakat tekis tezlanuvchan va tekis sekinlanuvchan harakatlarga bo'linadi. Agar moddiy nuqta tezligi $t - t_o$ vaqt davomida $V - V_o$ ga o'zgarsa, jism olgan tezlanish: $a = \frac{V - V_o}{t - t_o}$ bilan ifodalanadi. t = 0 va $V_o = 0$ hol uchun moddiy nuqta tezlanishi

$$a = \frac{\vartheta}{t} \qquad (2.4)$$

ga teng bo'ladi va m/s^2 da o'lchanadi. Moddiy nuqtaning ihtiyoriy vaqtdagi tezligi

$$V = V_o + at \qquad (2.5)$$

bosib o'tilgan yo'l uzunligi

$$S = V_o t + \frac{at^2}{2} \qquad (2.6)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar 2.6 tenglikda $V_o = 0$ bo'lsa,

$$S = \frac{at^2}{2} \qquad (2.7)$$

bo'ladi. Yo'l bilan tezlik orasidagi bog'lanish:

$$S = \frac{V^2 - V_o^2}{2a} \qquad (2.8)$$

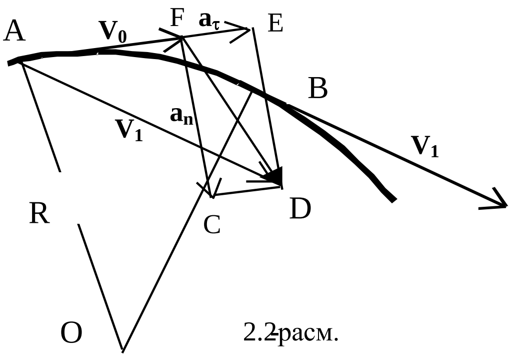
yoki

$$V^2 = V_o^2 + 2aS \qquad (2.9)$$

formulalar bilan ifodalanadi.

Egri chiziqli harakatda jism tezligining son qiymati o'zgarmas bo'lsa, bunday egri chiziqli harakat tekis egri chiziqli harakat deyiladi. Bunday harakatdagi moddiy nuqtaning normal va tangensial tezlanishlarini ko'raylik (2.2-rasm).

A va V nuqtadagi tezliklar ayirmasi: $\mathbf{V_1} - \mathbf{V_o} = \mathbf{a}t = \mathbf{FD}$. Teng ta'sir etuvchi **FD** ni **FC** va **FE** ga ajratamiz.



2.2расм.

FD t dona **a** lardan iborat. **FD** ni **a** tasini olib $\mathbf{a_\tau}$ va $\mathbf{a_n}$ tashkil etuvchilarga ajratamiz. **AV** = dS deb olsak, V nuqta A nuqtaga yaqinlashtirilganda E nuqta AD ustiga tushadi. SHunday shartda ΔOAB ~ ΔAED; OA = R; AB = S;

$$\frac{S}{R} = \frac{DE}{V} \qquad (2.10)$$

$$S = V * t \qquad (2.11)$$

$$\frac{a_n}{a} = \text{Sin}\,\alpha \qquad a_n = a * \sin\alpha \qquad (2.12)$$

$$\frac{DE}{at} = \sin\alpha;$$

$$DE = at * \sin\alpha \qquad (2.13)$$

2.12-tenglikni hisobga olib

$$DE = a_n * t \qquad (2.14)$$

2.11 va 2.14 - tengliklarni hisobga olib, 2.10 - tenglikni

$$Vt/R = a_n * t/V;$$

$$a_n = V^2t/Rt = V^2/R;$$

$$a_n = V^2/R \qquad (2.15)$$

Egri chiziqli harakatda tangensial tezlanish

$$a_\tau = dV/dt \qquad (2.16)$$

bilan ifodalandi.

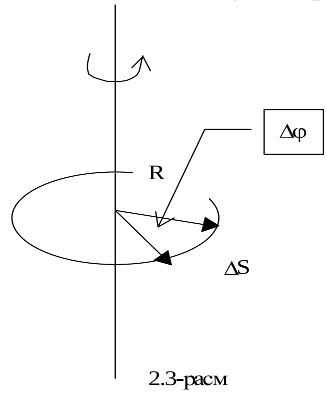
2.15 - tenglik egri chiziqli harakatda normal tezlanishni ifodalaydi va egrilik radiusi bo'ylab markazga yo'nalgan bo'ladi. Tangensial tezlanish egri chiziqqa urinma holda yo'nalgan bo'lib, tezlikni o'zgarishini ifodalaydi. Jismning to'liq tezlanishi:

$$\mathbf{a} = d\mathbf{V}/dt = \mathbf{a_\tau} + \mathbf{a_n}\,, \qquad (2.17)$$

ya'ni $\mathbf{a_\tau}$ va $\mathbf{a_n}$ larning geometrik yig'indisiga teng bo'ladi.

4. Aylanma xarakat kinematikasi: burchak tezlik, chiziqli tezlik va ular orasidagi bog'lanish. Burchak tezlanish.

Modday nuqta R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan bo'lsa, uning harakati burchakli tezlik va burchakli tezlanish bilan xarakterlanadi. Moddiy nuqta Δt vaqt o'tgach $\Delta\varphi$ burchakka buriladi (rasm 2.3).



2.3-расм

<u>Burilish burchagining vaqt birligi ichida o'zgarishi bilan ifodalanadigan vektor kattalik moddiy nuqtaning aylana bo'ylab burchak tezligi deyiladi.</u>

$$\omega = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{\Delta\varphi}{\Delta t},$$

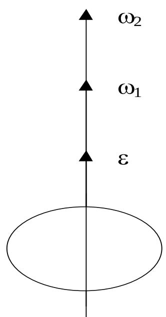
ya'ni

$$\boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\Delta\varphi}/\Delta t \quad , \qquad (2.18)$$

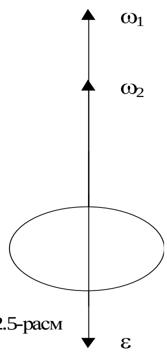
ω – radian/s.

Moddiy nuqtaning chiziqli tezligi

$$V = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta S}{\Delta t} = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{R\cdot\Delta\varphi}{\Delta t} = R\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = R\cdot\omega, \quad (2.19)$$



2.4-расм



2.5-расм

Agar ω = sonst bo'lsa, harakat aylana bo'ylab tekis bo'ladi. Nuqta to'liq bir marta aylanganda $\Delta\varphi = 2\pi$ va $\Delta t = T$ bo'ladi. U holda $\Delta\varphi/\Delta t = 2\pi/T$ bo'ladi. Oxirgi tenglikdan

$$T = 2\pi/\omega \qquad (2.20)$$

<u>Vaqt birligi ichidagi aylanishlar soni, aylanish takrorligi deyiladi.</u>

$$n = 1/T \qquad (2.21)$$

<u>yoki</u>

$$n = 1/(2\pi/\omega) = \omega/2\pi. \qquad 8.22)$$

<u>Burchak tezlanish vektor kattalik bo'lib, burchak tezlikdan vaqt bo'yicha olingan xosila bilan ifodalanadi.</u>

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{d\omega}/dt\,, \qquad (2.23)$$

<u>$\varepsilon = rad/s^2$ da o'lchanadi.</u>

2.23 - tenglikdan burchak tezlanish aylanish o'qi bo'ylab burchak tezlikni ortish yo'nalishi bo'ylab yo'nalganligi kelib chiqadi.

Agar harakat tekis tezlanuvchan bo'lsa, vektor $\boldsymbol{\varepsilon}$ burchak tezlikka parallel (2.4-rasm), harakat sekinlanuvchan bo'lsa, burchak tezlanish ($\boldsymbol{\varepsilon}$) burchak tezlikka ($\boldsymbol{\omega}$) teskari yo'nalgan bo'ladi (2.5-rasm).

Hosila va integrallning fizikaviy masalalarga tadbiqi. Absolyut qattiq jismning erkinlik darajasi

Hosila tushunchasi sof matematikaviy nuqtai nazardan faqatgina uzluksiz funksiyalar uchun, aniqrog'i, funksiyalarning uzluksizlik sohasidagina mazmunga ega. Fizikada ixtiyoriy fizikaviy kattalik bir yoki bir nechta kattaliklarning funksiyasi sifatida qaralishi mumkin. Masalan, jism bosib o'tgan yo'l vaqtning funksiyasi, ya'ni harakatdagi jismning bosib o'tgan yo'li harakatlanish vaqtiga bog'liq bo'ladi. Bu bog'lanish oshkor bo'lmagan ko'rinishda s = s(t) shaklda yoziladi. SHuningdek, harakat tezligi va tezlanishi ham vaqtning funksiyasi sifatida $\upsilon = \upsilon(t)$ va $\alpha = \alpha(t)$ ko'rinishida yozilishi mumkin. Ba'zi fizikaviy kattaliklarni, jumladan, tezlik va tezlanishni ham koordinatalarning funksiyasi sifatida ifodalash mumkin. Bunday kattaliklarga eng oddiy misol-jism zichligidir.

Haqiqatan ham, umumiy holda jism zichligi hajmning turli bo'laklarida turlicha bo'lishi mumkin. Masalan, havo molekulalarining zichligi oddiy sharoitda Er sirtiga yaqin joylashgan qatlamlarda kattaroq bo'lib, balandlik ortgan sari kamaya boradi. Agar koordinatalar tizimining Er sirtiga tik yo'nalgan o'qini Z orqali belgilasak, bu bog'lanish funksional ko'rinishda $\rho = \rho(Z)$ kabi yoziladi. Jismlarning zichligi hajmga bog'liq bo'lgani uchun umumiy holda $\rho = \rho(x,y,z)$ funksiya yordamida aniqlanadi.

Endi zichlik tushunchasi vositasida fizikaviy masalalarda xosila tushunchasining ishlatilish mazmunini qarab chiqaylik. Ta'rifga asosan, jismning o'rtacha zichligi uning hajm birligiga to'g'ri keluvchi massasiga son jihatidan teng, ya'ni $\rho_{o'} = m/V$

Agar bizni biror elementar hajmdagi zichlik qiziqtirsa

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V}$$

formuladan foydalanamiz; bunda Δm - elementar hajmi (ΔV) dagi massa.

Matematikaviy nuqtai nazardan jismning biror bir "nuqta"dagi zichligi

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{dm}{dV}$$

formula bilan, ya'ni jism massasidan hajm bo'yicha olingan hosila sifatida aniqlanishi lozim.

SHuni alohida ta'kidlash lozimki, massadan hajm bo'yicha (fizikaviy mazmunda) hosila olishda hajmning cheksiz kichik orttirmasi o'rniga chekli kichik orttirmasidan foydalanish xisoblashda xatoliklarga olib kelmaydi, aksincha, $\Delta V \to 0$ deb qaralganda kelib chiquvchi qator xatoliklarni bartaraf qilib, matematikaviy ifodaga fizikaviy mazmun beradi.

Ma'lumki, differensial tushunchasi cheksiz kichik orttirma mazmuniga ega. Modomiki, fizikaviy kattaliklarning matematikaviy mazmundagi cheksiz kichik orttirmasi mavjud emas ekan, demak ularning matematikaviy mazmundagi differensiali haqida gapirish mumkin emas. Ammo fizikada fizikaviy nuqtai nazardan cheksiz kichik deb qarash mumkin bo'lgan orttirmalar uchun ham df va dy belgilashlardan foydalaniladi. Xuddi shunigdek, fizikaviy kattaliklarni ifodalovchi funksiya va argumentlar orttirmalari nisbatining argument orttirmasi nolga intilgandagi limiti deyarli barcha xollarda mavjud bo'lmaganligidan fizikada hosila sifatida etarli darajada kichik qilib olingan orttirmalar nisbatidan foydalaniladi va bu hosila

$$f' = \frac{df}{dy}$$

kabi belgilanadi. Bu o'rinda fizikaviy kattaliklar uchun

$$\frac{df}{dy} \neq \lim_{\Delta y \to 0} \frac{\Delta f}{\Delta y}$$

ekanligini yodda tutish lozim.

Matematika va fizika fanlarida ishlatiluvchi hosila tushunchalari mazmun jihatdan farq qilganlari kabi integral tushunchasi ham xar holda turlicha mazmunga egadir. Matematikada integrallash amali

$$\lim_{\Delta y \to 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i$$

limitga o'tish sifatida ta'riflanadi, ya'ni

$$\lim_{\Delta y \to 0} \sum_{i=1}^{\infty} f(y_i) \Delta y_i = \int_a^b f(y) dy$$

Ammo fizikada $\Delta u \to 0$ kattalikni aniqlash (o'lchash) mumkin emas. Qolaversa, f(y) biror fizikaviy kattalikni ifodalaganda qaralayotgan limit ko'p hollarda mavjud bo'lmaydi.

Agar Δu_i etarli darajada kichik, lekin argumentning shu qiymatlari bo'lgan darajada katta bo'lsa $\sum_{i=1}^{\infty} f(y)\Delta y_i$ yig'indi muayyan fizikaviy mazmunga ega bo'ladi. SHunga ko'ra fizikada integral yig'indining limiti sifatida emas, balki etarli darajada kichik bo'lgan juda ko'p qo'shiluvchilarning yig'indisi sifatida aniqlanadi, ya'ni:

$$\int_a^b f(y)dy = \sum_{i=1}^{n} f(y_i)\Delta y_i$$

Xususan agar f(y) funksiya tezlikning vaqtga bog'liqligini ifodalasa,f(y) = $\upsilon(t)$ bo'ladi; u holda ta'rifga asosan Δt vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'l

$$\Delta s_i = V_i * \Delta t$$

formula bilan aniqlanadi. Agar biror etarli darajada katta vaqt oralig'ida bosib o'tilgan yo'lni xisoblamoqchi bo'lsak, tabiiy ravishda, elementar vaqtlar oraliqlarida bosib o'tilgan yo'llarning yig'indisini olishimiz kerak, ya'ni (bu va bundan keyingi o'rinlarda yig'indi $\sum_i$ ko'rinishda berilgan bo'lsa, $\sum_{i=1}^{n}$ mazmunida tushunilsin).

$$s = \sum_i s_i = \sum_i \upsilon_i \Delta t_i$$

Umumiy xolda tezlik vaqt davomida o'zgarib borganligidan, hisoblash to'g'ri bo'lishi uchun Δt vaqt oralig'ini shunday tanlashimiz kerakki, bu oraliqda tezlik deyarli o'zgarmay qolsin. Bu holda

$$\sum_i V_i \Delta t_i = \int_{t_1}^{t_2} V(t)dt$$

tenglik o'rinli bo'ladi. Demak,

$$s = \int_{t_1}^{t_2} V(t)dt$$

Fizikada integrallash amalidan fizikaviy kattaliklarning o'rtacha qiymatlarini hisoblashda ham foydalaniladi. Haqiqatan ham ma'lumki, o'rtacha tezlik yuqorida ko'rsatilgandek

$$V_y = \frac{s}{t_2 - t_1}$$

formula bilan hisoblanadi. Ammo s ning ifodas

ini integral yordamida yozsak, bu formula

$$V_y = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} V(t)dt$$

ko'rinishiga o'tadi.

SHunday qilib, matematika amallarini fizik masalalarga rasman qo'llashda formulalarning shakli o'zgarmasa ham, ularning mazmuni ma'lum darajada o'zgaradi. Bunday o'zgarishlar fizikaviy masalani echishni qulay ko'rinishga keltirish uchun sun'iy ravishda emas, balki fizika qonunlari va hodisalarning mohiyatidan kelib chiqib, tabiiy ravishda amalga oshirildi.

Moddiy nuqta (jism) larning harakatini va istalgan paytda ularning fazodagi vaziyatini tavsiflashda erkinlik darajalari soni degan tushuncha kiritiladi. *Moddiy*

<u>nuqtaning fazodagi holatini to'liq aniqlashga imkon beruvchi bir-biriga bog'liq bo'lmagan (mustaqil) kattaliklar soni uning erkinlik darajalari soni deyiladi.</u>

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Mexanik harakat deb qanday harakatga aytiladi?
2. Vaqt va fazo tushunchasi nimadan iborat?
3. To'g'ri chiziqli tekis harakatda tezlik, tezlanish deb nimaga aytiladi?
4. Egri chiziqli harakatda moddiy nuqtaning normal va tangensial tezlanishlari qanday yo'nalishga ega?
5. Moddiy nuqtaning doiraviy harakatida chiziqli tezlik va burchak tezlanish deb nimaga aytiladi?

III –bob. Dinamika.

3-MA'RUZA. MODDIY NUQTA DINAMIKASI

Reja:

1. Dinamikaning asosiy vazifasi klassik mexanikada holat tushunchasi.
2. N'yutonning birinchi qonuni. Massa va kuch.
3. N'yutonning ikkinchi qonuni.
4. N'yutonning uchinchi qonuni.
6. Massa markazi. Massa markazining harakati haqidagi teorema.

<u>*Tayanch so'z va iboralar:*</u> *Massa va uning birligi, kuch va uning birligi, og'irlik kuchi, erkin jism, inertlik, inersiya, inersial sanoq tizimi, N'yutonning birinchi qonuni, dinamikaning asosiy qonuni, impul's, ta'sir, aksta'sir, N'yutonning uchinchi qonuni, massa markazi, og'irlik markazi.*

1. Dinamikaning asosiy vazifasi. Klassik mexanikada holat tushunchasi.

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

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

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

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

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

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

Jism inertligining o'lchovi massa deb ataladi. Demak, jismning massasi naqadar katta bo'lsa, uning inertligi ham shu qadar oshadi. Massa jismning eng asosiy xossalaridan biridir.

Tajribalarning ko'rsatishicha shakllari bir xil, massalari esa m_1 va m_2 bo'lgan jismlarning har biriga bir xil tashqi kuch bilan ta'sir etsak, ular olgan tezlanishlar (α_1 va α_2) mazkur jismlarning massalariga teskari mutanosibdir, ya'ni

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

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

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

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

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

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

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

2. N'yutonning birinchi qonuni. Massa va kuch

1. Ingliz fizigi Isaak N'yutonning "Natural falsafaning matematik asoslari" (1687 y) degan asarida dinamika qonunlari bayon etilgan.

Agar jismga boshqa jismlar ta'sir etmasa, o'zining tinchlikdagi xolatini yoki harakatdagi holatini saqlaydi.

Jismni tinch yoki harakatdagi holatini tashqi kuchlar ta'sir etmaganda saqlash xususiyati, jismni inertligi deyiladi. SHuning uchun ham N'yutonning I qonunini inersiya qonuni deb ham aytiladi. N'yuton birinchi qonunining to'g'riligi tajribalardan olingan natijalarni umumlashtirishdan kelib chiqadi.

N'yuton qonunlari bajariladigan tizim inersial sanoq tizimi deyiladi. Bu sistema boshqa inersial sistemaga nisbatan tinch holatda yoki to'g'ri chiziqli tekis harakatda bo'lishi kerak. *Koordinata boshi Kuyoshda, o'qlari yulduzlarga qarab ketgan geliosentrik sistema inersial sanoq sistemasi bo'ladi.* Bu sistemada N'yutonning birinchi qonuni aniq bajariladi.

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

3. N'yutonning ikkinchi qonuni

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

Moddiy nuqta mexanik harakatini tashqi kuchlar ta'sirida qanday o'zgarishini dinamikaning asosiy ikkinchi qonunida bayon etiladi. Ixtiyoriy biror jismga G'_1, G'_2,... kuchlar ta'sir etsa, bu kuchlar ta'sirida jism moc ravishda a_1, a_2,..., tezlanishlar oladi. Biroq $G'_1/a_1 = G'_2/a_2 = ... =$ sonst bo'lib, bu kattalik jism inertligini ifodalaydi. Agar turli kuchlar biror jismga ta'sir etsa, jism olgan tezlanish kuchlarning teng ta'sir etuvchisiga tug'ri proporsional bo'ladi, ya'ni

$$a \sim F \ (m = \text{sonst}) \qquad (3.1)$$

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

$$a \approx \frac{1}{m} \qquad (3.2)$$

3.1 va 3.2 tengliklardan

$$a = k\frac{F}{m} \qquad (3.3)$$

yozamiz. 3.3 - tenglik N'yutonning ikkinchi qonunini ifodalaydi. *Bu ifodaga ko'ra, jism olgan tezlanish kuchga to'g'ri, jism massasiga teskari proporsional bo'ladi. N'yutonning ikkinchi qonuni inersial sanoq sisitemasi uchun o'rinlidir.* Birinchi qonun N'yuton ikkinchi qonunining xususiy xoli sifatida qaraladi. Sistemaga qo'yilgan kuchlarning teng ta'sir etuvchisi nolga teng bo'lganda, jism olgan tezlanish xam nolga teng bo'ladi.

Halqaro birliklar tizimi (Si) da 3.3 - tenglikdagi proporsionallik koeffisenti k = 1 bo'lgani uchun

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

yoki

$$F = ma = m * \left(\frac{dV}{dt}\right) \qquad (3.4)$$

bo'ladi. Jism massasi klassik mexanikada o'zgarmas miqdor bo'lgani uchun 3.4 - tenglikni:

$$F = \frac{d(mV)}{dt} \qquad (3.5)$$

kabi yozish mumkin. *Moddiy nuqta massasini tezligiga ko'paytmasi uning harakat miqdorini (impul'sini) belgilaydi,* ya'ni

$$R = mV \qquad (3.6)$$

Bu tenglikni 3.5 ga qo'yib

$$G' = dR/dt \qquad (3.7)$$

ni hosil qilamiz. 3.7 - tenglik N'yutonning ikkinchi qonunini umumiy ko'rinishini ifodalaydi. 3.7 ga ko'ra *jismga ta'sir etuvchi kuch impul'sdan vaqt bo'yicha olingan birinchi tartibli xosilaga teng ekan.*

4. N’yutonning uchinchi qonuni

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

$$\mathbf{G'_1} = -\,\mathbf{G'_2} \tag{3.8}$$

Masalan, massalari m_1 va m_2 bo’lgan turli isimli zaryadlangan ikki jismni ko’raylik (3.1-rasm).

$\mathbf{G'_1}$ va $\mathbf{G'_2}$ kuchlar ta’sirida jismlar $\mathbf{a_1}$ va $\mathbf{a_2}$ tezlanishlar oladi. Ikkinchi qonunga ko’ra

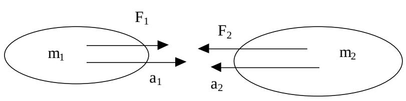
$$G'_1 = m_1\mathbf{a_1} \quad \text{va } F_2 = m_2\mathbf{a_2} \tag{3.9}$$

3.8 va 3.9-tengliklardan

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

yoki

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



3.1-расм.

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

6. Massa markazi. Massa markazining harakati xaqidagi teorema

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

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

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

ya’ni:

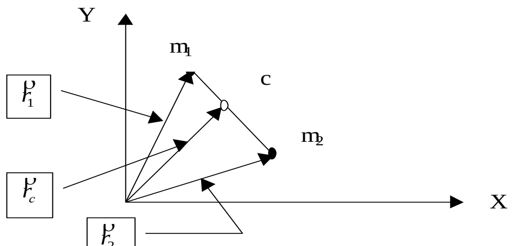
$$\vec{r}_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i\vec{r}_i, \tag{3.10}$$

bu erda

m_i - tizimga mansub, i-jismning massasi;

r_i - koordinatalar boshi O ga nisbatan i-jismning vaziyatini aniqlovchi radius-vektor;

$m = m_1 + m_2 + \ldots + m_n$ - tizimning umumiy massasi.



3.2-расм.

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

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

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

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

$$X_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i x_i,\ Y_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i y_i,\ Z_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i z_i, \tag{3.11}$$

bunda

m - tizimining umumiy massasi;

x_i ,y_i ,z_i - tizim tarkibidagi i - jismning koordinatalri.

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

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

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

$$V_c = \frac{dr_c}{dt} \tag{3.12}$$

(3.10) formulani (3.12) ga qo'yib, inersiya markazining tezligi uchun

$$\upsilon_c = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{m}\sum_i m_i r_i\right) = \frac{1}{m}\sum_i m_i\frac{dr_i}{dt} = \frac{1}{m}\sum_i m_i V_i = \frac{1}{m}\sum_i P_i \tag{3.13}$$

ga ega bo'lamiz; bu erda V_i va ρ_i mos ravishda i-jismning tezligi va impul'si; ravshanki

$$P = \sum_i P_i = \sum_i m_i V_i \tag{3.14}$$

tizimning to'la impul'si bo'lib, ko'pincha P-inersiya markazining impul'si ham deyialadi; m-tizimining umumiy massasi ya'ni:

$$m = m_1 + m_2 + \ldots + m_n = \sum_i m_i. \tag{3.15}$$

Endi (3.14) ni ko'zda tutib, (3.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

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

N'yutonning ikkinchi qonuniga asoan tizimning to'la impul'sidan vaqt bo'yicha olingan hosila shu tizimga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisiga teng:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = m\vec{\alpha}_c = \vec{F}_r, \tag{3.16}$$

bu erda

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

$\mathbf{F_t}$ - tizimiga ta'sir etayotgan tashqi kuchlarning vektor yig'indisi.

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

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

bo'ladi. Bundan V_s = sonst ekanligi kelib chiqadi. Bu xulosa inersiya markazining saqlanish qonunini ifodalaydi va u quyidagicha ta'riflanadi: *<u>berk tizimning inersiya markazi to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qiladi yoki tinch holatda bo'ladi.</u>*

Tizim impul'sining saqlanish qonunidan massaning additivlik qonuni kelib chiqadi.

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

Inersiya markazi tushunchasi bir necha jismdan iborat bo'lgan tizim harakatini tavsiflashda ancha qulayliklarga ega. SHu maqsadda (3.16) formulani quyidagicha yozamiz:

$$m\frac{d\vec{V}_c}{dt} = \vec{F}_T, \tag{3.17}$$

ma'lumki, bu erda

V_s - inersiya markazining tezligi,

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

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

Ko'rinib turibdiki, bu formula shaklan massasi m va tezligi V bo'lgan bitta moddiy nuqtaning tashqi F_t kuch ta'sirida qilayotgan harakatini ifodalovchi tenglamaga o'xshashdir. SHuning uchun bu formula inersiya markazining harakat tenglamasini ifodalaydi va u quyidagi xulosaga olib keladi: *<u>tizimning inersiya markazi tashqi kuchlar ta'sirida massasi tizim tarkibidagi barcha jismlarning massasiga teng bo'lgan moddiy nuqta kabi harakatlanadi. Bu xulosa inersiya markazining harkakati haqidagi teorema deb ataladi.</u>*

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

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. N'yuton birinchi qonuni qanday hollarda bajariladi?
2. Massa, kuch tushunchalariga ta'rif bering.
3. N'yuton ikkinchi qonuni umumiy ko'rinishi ifodasini yozing va tushuntiring.
4. N'yuton uchinchi qonunini ta'riflang.
5. Massa markazi haqidagi teoremani izohlang.

4-MA'RUZA. SAQLANISH QONUNLARINING QO'LLANILISHI

REJA:

1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat
2. SHarlarning urilishi.
3. Markaziy maydondagi harakat.
4. Kepler qonunlari.

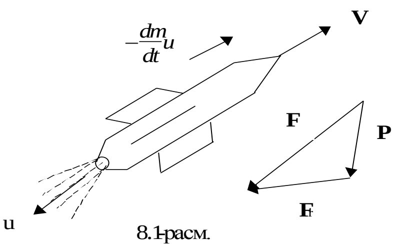
<u>Tayanch so'z va iboralar:</u> Tashqi kuch, reaktiv kuch, Mesherskiy tenglamasi. Siolkovskiy tenglamasi, boshlang'ich massa, oxirgi massa, bosqichli raketa, kosmik tezlik,

og'irlik kuchi, su'niy yo'ldosh, absolyut elastik va noelastik urilish, elastik deformasiya, ichki energiya, kinetik energiya, diformasiya ishi, gravitasion maydon, gravitasion kuch, sinov jism, maydon kuchlanganligi, kuchlanganlik vektori va chiziqlari, markaziy maydon, markaziy kuch, Kepler qonunlari.

1. O'zgaruvchan massali jismlarning harakati. Reaktiv harakat

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

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d(m\vec{\vartheta})}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{\vartheta}\frac{dm}{dt} + m\vec{a} \qquad (4.1)$$



8.1-расм.

bo'ladi.(4.1) formuladan ko'rinadiki, massasi o'zgarishi bilan tezlik kattaligi ham o'zgaradi, umumiy holda kuch yo'nalishi bilan mos tushmaydi va tezlikning kuchga to'g'ri proporsianalligi saqlanmaydi. Agar kuch yo'nalishi tezlik yo'nalishi bilan bir yo'nalishda yoki kuch tezlikka tik holatda yo'nalsa, tezlanish bilan kuch bir yo'nalishda bo'ladi.

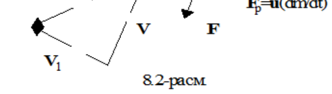
Biz yuqorida Nptonning ikkinchi qonunidan foydalanib, o'zgaruvchan massali jismga ta'sir etuvchi kuch ifodasini keltirdik. Endi impul'sning o'zgarishidan foydalanib, o'zgaruvchan massali jism harakatini qarab chiqaylik. Buning uchun vaqt o'tishi bilan massasi o'zgaruvchi raketa harakati bilan tanishib chiqamiz. Harakat davomida raketaning massa markazi o'zgarmaydi.

Raketada yongan yonilgidan hosil bo'lgan gaz massasi raketadan chiqish (ajralish) vaqtidagina u bilan tasirlashadi. Gaz uzluksiz chiqib turganligi uchun raketaning massasi ham uzluksiz kamayib turadi (4.1-rasm). Raketaga tasir etuvchi tashqi **F** kuch raketa og'irligi **R** bilan muxitning qarshilik $\mathbf{F_k}$ kuchlarning yig'idisiga teng.

Raketaning t vaqtdagi massasi m, uning shu vaqtdagi tezligi ϑ bo'lsin. Bu vaqt raketaning impul'si $\mathbf{r_1} = m\vartheta$ bo'ladi. dt vaqtda raketadan gaz massasi v_1 tezlik bilan ajralib chiqsin (4.2-rasm). t + dt vaqtda harakat davomida sistema (raketa + gaz) ning impul'si

$$\mathbf{r_2} = [m - (-dm)] * (\vartheta + d\vartheta) + (-dm) * \vartheta_1$$

ga teng bo'ladi.



8.2-расм

Impul'sning o'zgarishi natijasida sistemaga tashqi kuchlar (og'irlik va muxitning qarshilik kuchi) impul'si ta'sir etadi, ya'ni

$$\Delta\mathbf{r} = \mathbf{r_2} - \mathbf{r_1} = [(m + dm)] * (\vartheta + d\vartheta) - \vartheta_1\,dm - m\vartheta = \mathbf{F}dt.$$

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

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

bundan

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = m\vec{a} = \vec{F} + (\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta})\frac{dm}{dt} = \vec{F} + \vec{u}\frac{dm}{dt} \qquad (4.2)$$

bu o'zgaruvchan massali jismning harakat tenglamasini ifodalaydi. Bu Mesherskiy tenglamasi deyiladi. $\boldsymbol{\vartheta}_1 - \boldsymbol{\vartheta} = \mathbf{u}$ *raketa bilan harakatlanuvchi sanoq sistemasiga nisbatan chiqayotgan gazning tezligi bo'lib, u nisbiy tezlik deyiladi.*

(4.2) da $\frac{dm}{dt} = 0$ bo'lsa, bu tenglik o'zgarmas massali jism uchun N'yutonning ikkinchi qonuni ifodasiga o'tadi.

(4.2) tenglikning o'ng tomonidagi ikkinchi qo'shiluvchi $\mathbf{u}\frac{dm}{dt} = \mathbf{F_r}$ ajralib chiqayotgan gaz massasi dm tomonidan m massaga ta'sir etuvchi reaktiv kuchdir. Uni e'tiborga olsak, (4.2) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_p \qquad (4.3)$$

Bu tenglamani umumiy holda echish ancha murakkab, chunki reaktiv kuchni hisoblash qiyin. SHuning uchun havosiz muhitda, ya'ni tashqi kuchlar mavjud bo'lmaganda jism harakatini o'rganishga Mesherskiy tenglmasini qo'llaylik. Tashqi kuch nolp bo'lgani uchun (4.3) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = -\vec{u}\frac{dm}{dt} \qquad \text{yoki} \qquad d\vec{\vartheta} = -\vec{u}\frac{dm}{m} \qquad (4.4)$$

"-" ishorasi harakatlar qarama - qarshi ekanligini ko'rsatadi va bunda u = /**u**/ desak, (4.4) quyidagi ko'rinishga keladi:

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

Bu ifodani integrallasak,

$$\vartheta = -u\,\lambda n\, m + C \qquad (4.5)$$

Integrallash doimiysini aniqlash uchun quyidagicha boshlang'ich shart qo'yaylik, ya'ni t = 0 da m = m_0 va ϑ = 0 bo'lsin. U vaqtda C = u λn m_0 bo'ladi. Buni (4.5) ga qo'ysak,

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

yoki

$$(m_0/m) = e^{\vartheta/u} \qquad (4.6)$$

Bu munosabatni Siolkovskiy formulasi deyiladi.

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

Siolkovskiy formulasi raketaga ma'lum ϑ tezlik berish uchun zarur bo'lgan yonilg'i zapasini hisoblashga imkon beradi. Tezliklar nisbatining turli kiymatlari uchun boshlang'ich massa (m_0) ni oxirgi massa (m) ga nisbatini (4.6) formulada hisoblangan qiymatidan ko'rinadiki, raketalar katta tezlikka ega bo'lishi uchun raketa bilan yonmay (zapasda) turgan yonilgining m massasini kamaytirish kerak. SHuning uchun ham o'z davrida Siolkovskiy taklif qilgan boskichli raketalardan hozirgi davrda kosmik kemalarni uchirishda keng foydalanilmoqda.

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

2. SHarlarning urilishi.

1. Absolyut noelastik va elastik urilishlar.

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

a). Absolyut noelastik urilish.

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

a) urilishda vujudga kelgan jismlar deformasiyasi saqlanadi; b) deforomasiya potensial energiyasi vujudga kelmaydi;

v) jismlar kinetik energiyalarining bir qismi jismlarning deformasiyalanishiga sarf bo’ladi. Deformasiya saqlanganligi tufayli energiyannig mazkur qismi kinetik energiya tarzida tiklanmaydi, balki jismlar ichki energiyasiga aylanadi. Odatda energiyani bu qismini deformasiya ishi deb ataladi;

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

SHuning uchun absolyut noelastik urilishda faqat impul’sning saqlanish qonuni bajariladi. Mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajarilmaydi.

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

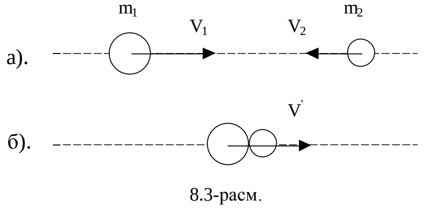
$$m_1\vartheta_{1}+m_2\vartheta_{2}=(m_1+m_2)\,\mathbf{V'}$$

bundan

$$V' = \frac{m_1\vec{\vartheta}_1 + m_2\vec{\vartheta}_2}{m_1 + m_2} \qquad (4.14)$$

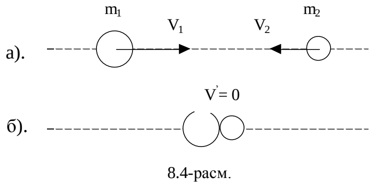
Mazkur ifoda asosida quyidagi hulosalarga kelamiz:

a) sharlar bir - biriga qarab harakatlansa (4.3-rasm), urilishdan so’ng ikkala sharning birgalikdagi harakatining yo’nalishi $/m_1\vartheta_1/$ va $/m_2\vartheta_2/$ larga bog’liq.

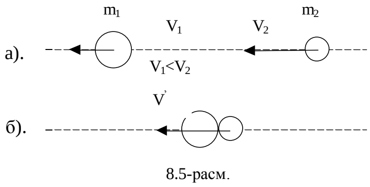


8.3-расм.

b) sharlar bir - biri tomon harakatlansa, lekin $/m_1\vartheta_1/ = /m_2\vartheta_2/$ bo’lsa (4.4-rasm), urilishdan so’ng sharlar mexanik harakatlarini davom ettirmaydi , ya’ni V' = 0;



8.4-расм.



8.5-расм.

v) sharlar bir tomonga harakatlansa (4.5-rasm), urilishdan so’ng ham ular o’sha tamon harakatlarini davom ettiradi.

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

va urilishdan keyingi umumiy kinetik energiyaning $\frac{m_1+m_2}{2}*(V^{'})^2$

Farqi diformasiya ishiga (A_d) teng:

$$A_D=\frac{m_1\vartheta_1^2}{2}+\frac{m_2\vartheta_2^2}{2}=\frac{m_1+m_2}{2}*(V')^2 \tag{4.15}$$

Bundagi V' o'rniga uning qiymati (4.14) ni qo'ysak va bir qator matematik amallardan so'ng quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$A_D=\frac{m_1+m_2}{2(m_1+m_2)}*(\vartheta_1+\vartheta_2)^2 \tag{4.16}$$

Agar to'qnashayotgan shismlardan biri qo'zg'almas bo'lsa, 4.16 ifoda yanada soddaroq ko'rinishga keladi. Masalan: $\vartheta_2=0$ deb olsak,

$$A_D=\frac{m_1m_2}{2(m_1+m_2)}*(\vartheta_1)^2=\frac{m_2}{m_1+m_2}*\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} \tag{4.17}$$

bo'ladi. Agar urilishgacha birinchi jismning kinetik energiyasi $\frac{m_1\vartheta_1^2}{2}$ ekanligini e'tiborga olsak (4.17) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$A_D=\frac{m_2}{m_1+m_2}*E_1 \tag{4.18}$$

SHuning uchun kattaroq deformasiyalarni hosil qilish lozim bo'lgan hollarda (Masalan: temirchilikda) qo'zg'almas jism massasi (m_2) uruvchi jismning massasi (m_1) dan kattaroq bo'lgani qulayroqdir. Aksincha, mix yoki qoziq qoqishda bolg'aniing massasi (m_1) mix yoxud qoziqnikidan kattaroq bo'lgani ma'qul.

b). Absolyut elastik urilish.

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

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

b) jismlarning deformasiyalanishida kinetik energiya qisman (yoki to'liq) elastik deformasiyaning potensiyal energiyasiga aylanadi, jismlar o'z shakllarini tiklayotganda esa yana kinetik energiyaga aylanadi, kinetik energiya boshqa turdagi energiyalarga, xususan ichki energiyaga aylanmaydi;

v) urilishdan so'ng jismlar birgalikda harakatlanmaydi.

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

$$m_1\vartheta_1+m_2\vartheta_2=m_1V_1^1+m_2V_2^1 \tag{4.19}$$

$$\frac{m_1\vartheta_1^2}{2}+\frac{m_2\vartheta_2^2}{2}=\frac{m_1(V_1^1)^2}{2}+\frac{m_2(V_2^1)^2}{2} \tag{4.20}$$

Bu tenglamalardagi ϑ_1 va ϑ_2 sharlarning tuknashishidan oldingi, V'_1 va V'_2 esa urilishdan keyingi tezliklari. (4.19) va (4.20) ni birgalikda echib

$$V_1^1=\frac{2m_2\vartheta_2\pm(m_1-m_2)\vartheta_1}{m_1+m_2},\quad V_2^1=\frac{2m_1\vartheta_1\pm(m_1-m_2)\vartheta_2}{m_1+m_2} \tag{4.21}$$

ifodalarni hosil qilamiz.

Ba'zi xususiy hollarni muhokama qilaylik.

1. SHarlardan biri tinch turgan bo'lsin, ya'ni $\vartheta_2=0$. U holda (4.21) ifodalar quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1^1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\vartheta_1, \quad V_2^1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2}\vartheta_1 \tag{4.22}$$

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

$$V_1' = -V_2', \quad V_2' = 0 \tag{4.23}$$

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

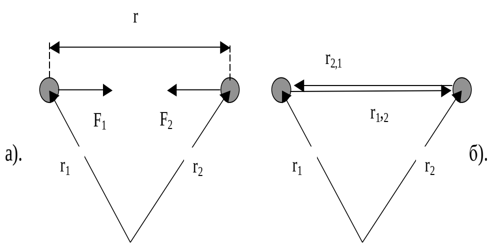
2. Massalari teng (ya'ni $m_1 = m_2$) bo'lgan sharlar bir - biri bilan to'qnashgan holda (4.21) ifodalar

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

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

3. Markaziy maydondagi harakat

Jismlarning o'zaro tortishini ifodalovchi qonun N'yuton tomonidan aniqlangan bo'lib, u butun olam tortishish qonuni (ba'zan gravitasion qonuni) deb yuritiladi: ixtieriy ikki moddiy nuqta (ular joylashgan muhitdan qat'iy nazar) massalarining ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan F_1 va F_2 kuchlar bilan bir-birini tortishadi (4.6(a)-rasm), ya'ni



8.6-расм

$$\mathbf{F}_{1,2} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{12}}{r} \tag{4.24}$$

bunda $\mathbf{F}_{1,2}$ - birinchi moddiy nuqtaning ikkinchi moddiy nuqtaga tortishish kuchi γ - gravitasion doimiy, m_1 va m_2 - mos ravishda birinchi va ikkinchi moddiy nuqtalarning massalari, r - moddiy nuqtalar orasidagi masofa, $\mathbf{r}_{1,2} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ esa birinchi moddiy nuqtadan ikkinchi moddiy nuqtaga yo'nalgan vektor. (4.24) da $\mathbf{r}_{12}$ vektorni ikkinchi moddiy nuqtadan birinchi moddiy nuqtaga yo'nalgan $\mathbf{r}_{2,1} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ vektor bilan almashtirsak (4.6(b)- rasm), ikkinchi moddiy nuqtaga ta'sir etuvchi

$$\mathbf{F}_{2,1} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}_{21}}{r} \tag{4.25}$$

kuchni hosil qilamiz, $\mathbf{r}_{1,2} = -\mathbf{r}_{2,1}$ bo'lganligi uchun $\mathbf{F}_{1,2} = -\mathbf{F}_{2,1}$. Agar (4.24) yoki (4.25) ifodalarda $m_1 = m_2 = 1$kg va r = 1m deb olsak, $\gamma = |F_{1,2}| = |F_{2,1}|$ bo'ladi. Demak, 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. Gravitasion doimiyni 1798 yilda Kavendish burama tarozi yordamida o'lchagan. Uning hozirgi vaqtdagi o'lchashlar asosida topilgan qiymati quyidagicha:

$$\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11}\ N \cdot m^2 \cdot kg^{-2}.$$

Agar o'zaro ta'sirlashuvchi jismlarni moddiy nuqta deb hisoblash mumkin bo'lmasa, bu jismlar hayolan elementar bo'lakchalari orasidagi tortishish kuchlarining yig'indisi hisoblanadi. Lekin sharsimon jismlar uchun (4.24,4.25) ifodalarni qo'llash mumkin, bunda jism massalari ularning geometrik markazida mujassamlashgan deb hisoblash va r o'rniga sharlarning markazlari orasidagi masofani qo'yish lozim.

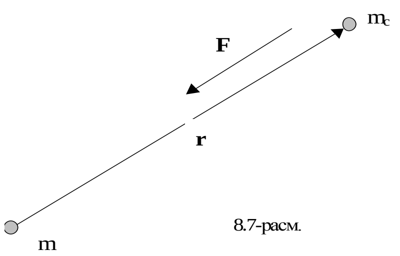
Gravitasion o'zaro ta'sirning xarakterli hususiyatlaridan biri shundaki, u jismlar vakuumda joylashgan holda ham sodir bo'laveradi. Buning sababini zamonaviy tushunchalar asosida quyidagicha talqin qilinadi. Bir-biriga tegib turmaydigan (ya’ni biror masofa uzoqlikda joylashgan) jismlarning xar qanday o’zaro ta’sirlashishi o’zgacha hususiyatli vositachi-maydon orqali sodir bo’ladi. Umuman, maydon deganda biror kuch ta’siri seziladigan fazo sohasi tushuniladi. Gravitasion kuchlar ta’siri seziladigan fazo sohasi esa gravitasion maydon yohud tortishish maydoni deb ataladi.

Xar qanday jism atrofida gravitasion maydon vujudga keladi. Bu maydonning ixtiyoriy nuqtasiga kiritilgan jismlarga maydonni vujudga keltirgan jism tomon yo’nalgan kuch ta’sir etadi. Ana shu ta’sirlarga asoslanib gravitasion maydon hossalari haqida fikr yuritiladi. Maydonni tekshirishda qo’llaniladigan jismlarni "sinov jismlar" deb ataylik. "Sinov jism"larni tanlashda quyidagi ikki shartga amal qilamiz:

1) "Sinov jism"ning o’lchami nihoyat kichik (ya’ni nuqtaviy) bo’lsin, chunki uning yordamida maydon nuqtalarining hossalari tekshiriladi;

2) "Sinov jism"ning massasi mumkin qadar kichik bo’lishi lozim, chunki uni maydonning biror nuqtasiga kiritilganda maydon sezilarli darajada buzilmasin.

Gravitasion maydonni xarakterlovchi asosiy kattaliklardan biri -maydon kuchlanganligi bilan tanishaylik.



8.7-расм.

Massasi m bo’lgan jism maydonining ihtiyoriy tanlab olingan nuqtasiga massasi m_0 bo’lgan "sinov jism"ni kiritaylik (4.7-rasm). m jism joylashgan nuqtani koordinata boshi sifatida qabul qilsak, "sinov jism" joylashgan nuqtaning radius vektori **r** bo’ladi. "Sinov jism"ga ta’sir etadigan kuch maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yo’nalgan, ya’ni r ga teskari yo’nalgan bo’lib, u (4.24,4.25) ga asosan quyidagicha yoziladi:

$$\mathbf{F_c} = -\gamma\,\frac{mm_c}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \qquad (4.26)$$

bundagi (–) ishora **F** va **r** larning yo’nalishlari qarama-qarshi ekanligini hisobga oladi. (4.26) dan ko’rinishicha, "sinov jism" ga ta’sir etadigan kuchning miqdori m ga bog’liq. SHuning uchun gravitasion maydon ixtiyoriy nuqtasining kuchlanganligi sifatida maydonning muayyan nuqtasiga kiritilgan birlik massali "sinov jism" ga ta’sir etadigan kuch bilan xarakterlanuvchi kattalik qabul qilinadi va uni G harfi bilan belgilanadi:

$$\mathbf{G} = \frac{\vec{F}_c}{m_c} = -\gamma\frac{m}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \qquad (4.27)$$

Gravitasion maydon kuchlanganligining yo’nalishi ham huddi "sinov jism" ga ta’sir etadigan kuchnikidek maydonni vujudga keltiruvchi jism tomon yo’nalgan. O’lchov birligi esa tezlanishning o’lchov birligi bilan bir hil va xalqaro birliklar tizimi (SI) da m/c^2 bo’ladi.

Gravitasion maydonni grafik tasvirlash uchun kuchlanganlik chiziqlari (yohud kuch chiziqlari)dan foydalaniladi. Kuchlanganlik chiziqlari quyidagi ikki shartga rioya qilingan holda o’tkaziladi:

1) kuchlanganlik chizig’ining xar bir nuqtasiga o’tkazilgan urinma va maydonning muayyan nuqtasidagi kuchlanganlik vektori (4.7-rasm) ustma-ust tushishlari lozim;

2) kuchlanganlik chiziqlarining yo’nalishiga tik qilib joylashtirilgan birlik yuzlar orqali o’tayotgan chiziqlar soni maydonning shu sohalaridagi kuchlanganlikka proporsianal bo’lishi lozim, ya’ni maydon kuchlanganligi kattaroq bo’lgan sohalarda kuchlanganlik chiziqlari zichroq bo’lishi lozim.

Bu shartlarga asoslanganda izolyasiyalangan moddiy nuqta gravitasion maydonining kuchlanganlik chiziqlari nuqta tomon yo’nalgan radial to’g’ri chiziqlardan iborat bo’ladi.

SHuningdek sferik shakldagi izolyasiyalangan jism gravitasion maydonining kuchlanganlik chiziqlari ham radial to'g'ri chiziqlar bo'ladi. (4.8-rasm). Bu rasmlarda tasvirlangan maydonlarni, ya'ni *xar bir nuqtasining kuchlanganlik vektori radius bo'ylab maydon markazi tomon yo'nalgan maydonlarni markaziy maydonlar deb ataladi.*

Lekin aksariyat hollarda biror jism gravitasion maydonini tekshirilayotganda uning atrofidagi jismlar maydonlarini ham etiborga olish lozim bo'ladi.

4. Kepler qonunlari

N'yutonning butun olam tortishish qonunini kashf qilinishiga planetalar harakatining Kepler tomonidan ochilgan uchta qonun asos bo'ldi:

1. Barcha planetalar berk traektoriya, ya'ni ellips bo'yicha harakatlanadi, uning fokuslaridan birida Quyosh joylashgan.
2. Planetalarning radius vektorlari teng vaqtlar ichida teng yuzalar chizadi.
3. Planetaning Quyosh atrofida aylanish davrining kvadratlari nisbatlari ular orbitalarining katta yarim o'qlari kublarining nisbatlariga teng.

Keplerning birinchi qonuni planetalar markaziy kuchlar maydonida harakatlanishini ko'rsatadi. Xaqiqatdan ham, biz jismning markaziy kuch maydonidagi traektoriyasi yassi tekislikda fokusi kuchlar markazi bilan ustma - ust tushuvchi giperboladan, paraboladan yoki ellipsdan iborat ekanligiga ishonch hosil qilishimiz mumkin.

Soddalashtirish uchun orbitalar ellips emas, aylanadan iborat (shunday faraz qilish mumkin, chunki hamma planetalarning orbitalari aylanadan kam farq qiladi) deb olib, planetaning harakat tezlanishini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$a_n = \vartheta^2/r \qquad (4.28)$$

bu erda

ϑ - planetaning harakat tezligi,

r - orbitaning radiusi,

ϑ ni $2\pi r/T$ bilan almashtiraylik (T - planetaning quyosh atrofida aylanish davri):

$$a_n = 4\pi^2 r / T^2 \qquad (4.29)$$

So'ngi ifodaga asosan planetalarga Quyosh tomonidan ko'rsatilgan tapsir kuchlarining nisbati quydagicha yoziladi:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 a_1}{m_2 a_2} = \frac{m_1 r_1 T_2^2}{m_2 r_2 T_1^2} \qquad (4.30)$$

Kepler uchinchi qonuniga binoan aylanish davrlari kvadratlarining nisbatini orbitalar radiuslarining kublari nisbati bilan almashtirib quyidagini topamiz:

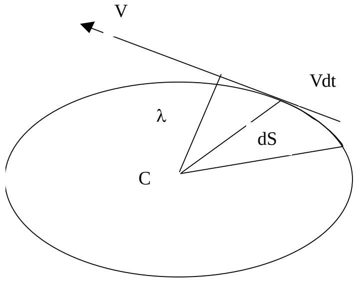
$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1}{r_1^2} : \frac{m_2}{r_2^2} \qquad (4.31)$$

SHunday qilib *Keplerning uchinchi qonunidan planetaning Quyoshga tortilish kuchi planetaning massasiga to'g'ri proporsional va undan Quyoshgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional degan hulosa chiqadi:*

$$F = k\,(m/r^2) \qquad (4.32)$$

Proporsionallik koeffisenti k o'z navbatida Quyoshning M_k massasiga proporsionaldir deb faraz qilib, N'yuton bizga ma'lum bo'lgan quyidagi butun olam tortishish qonunini ifodalovchi formulani topdi:

$$F = \gamma \frac{mM_k}{r^2} \qquad (4.41)$$



8.8-расм.

Keplerning ikkinchi qonuni impul'’s momenti saqlanish qonunining hulosasidir. 4.8-rasmda ko’rinib turibdiki, dt vaqt ichida radius-vektor chizgan dS yuz uchburchakning ϑdt asosining uchburchak asosiga tushirilgan perpendikulyar (u planeta impul’sining Quyoshga nisbatan elkasi bilan ustma - ust tushadi) ko’paytmasining yarmiga teng:

$$dS = \frac{1}{2}\lambda\vartheta dt = \frac{L}{2m}dt \qquad (4.42)$$

(L -planetaning impul’s momenti bo’lib, u mϑλ ga teng).

<u>*dS/dt ifoda sektorial tezlik deyiladi.*</u> SHunday qilib sektorial tezlik ϑ_c = dS/dt = L/2m

Kuchlarning markaziy maydonida impul’s momenti o’zgarmaydi, demak, planetaning sektorial tezligi ham o’zgarmasligi kerak. Bu vaqtning teng oraliqlari ichida radius - vektor teng yuzlar chizishni bildiradi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. O’zgaruvchan massali jism harakatini tushuntiring va tenglamasini yozing.
2. Reaktiv kuch deganda nimani tushunasiz?
3. Siolkovskiy formulasini yozing.
4. Kosmik tezliklar haqida nima bilasiz?
5. Absolyut elastik va noelastik uriulishlarni tushuntiring.
6. Absolyut noelastik urulishda impul’sning saqlanish qonuni bajariladimi?
7. Absolyut elastik urulishda mexanik energiyaning saqlanish qonuni bajariladimi?
8. Butun olam tortishish qonunini ayting va formulasini yozing.
9. Gravitasiya doimiysining fizik ma’nosini tushuntiring.
10. Gravitasion maydon deb nimaga aytiladi?
11. Gravitasion maydon kuchlanganligi deb nima qabul qilingan?
12. Kepler qonunlarini ayting?

IV bob. Ish va energiya.
5-MA’RUZA. ISH, ENERGIYA VA QUVVAT

Reja:

1. Energiya – sistemaning xolat funksiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat.

2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog’lanish.

3. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma’nosi. Saqlanish qonunlari – fazo va vaqtning simmetriyaligi natijasidir.

<u>*Tayanch so’z va iboralar:*</u> *Ish, mexanik ish, musbat va manfiy ish, quvvat, o’lchov birliklari, energiya, kinetik energiya, tizimning holat funksiyasi, yuqoriga ko’tarilgan jismning potensial energiyasi, deformasialangan jismning potensial energiyasi, konservativ, nokonservativ va dissipativ kuchlar, fazo va vaqtning simmetriyaligi.*

1. Energiya – sistemaning xolat funksiyasi sifatida. Ilgarilanma va aylanma harakatda ish va kinetik energiya. Quvvat

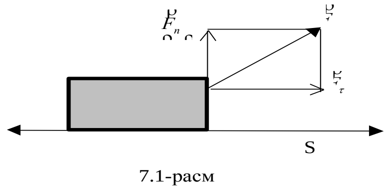
Jismning impul'si haqidagi tushunchani yuqorida ko'rib o'tdik. Impul's (harakat miqdori)ni jism mexanik harakatining muayyan o'lchovi deb qarash mumkin. Lekin jismning bunday dinamik xarakteristikasi hamma harakat formalari uchun unversal o'lchov bo'la olmaydi. Buni quyidagi misollarda ko'rib chiqamiz.

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

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

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

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



7.1-расм

Agar moddiy nuqta o'zgarmas kuch F (5.1-rasm) ta'sirida s masofaga ko'chsa, unda kuchning ishi:

$$A = F_\tau * S \qquad (5.1)$$

Bunda F_τ kuch F kuchning ko'chish yo'nalishiga proeksiyasi bo'lib,

$$F_\tau = F * \cos\alpha \qquad (5.2)$$

5.1–rasmda α - jismning harakat yo'nalishi bilan F kuch orasidagi burchak. (5.2) ni hisobga olib, (5.1) ni quyidagicha yozamiz:

$$A = F * S * \cos\alpha \qquad (5.3)$$

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

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

3) Agar kuch yo'nalishi ko'chishga tik yo'nalgan bo'lsa, $\alpha = 90^{o}$, unda $\cos\alpha = 0$, demak, kuchning bajargan ishi nolga teng, ya'ni energiya o'zgarmaydi. Agar ma'lum bir masofada kuch kattaligi o'zgaruvchan bo'lsa, unda bajarilgan ishni hisoblash uchun masofani elementar ko'chishlarga bo'lib chiqamiz, bu elementar ko'chishlarda, kuchni o'zgarmas kattalik deb hisoblasa bo'ladi (5.2-rasm). Xar bir elementar ko'chishda bajarilgan elementar ishni hisoblab, keyin bu elementar ishlarni algebraik yig'indisini olsak, unda o'zgaruvchi F kuchning S masofada bajargan ishi quyidagicha ifodalanadi:

$$A = \sum_{i=1}^{n} \Delta A_i = \sum_{i=1}^{n} F_i \Delta S_i \cos\alpha_i \qquad (5.4)$$

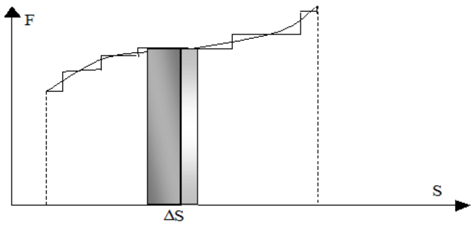
ΔS nolga intilganda (5.4) dan limit olsak,

$$A = \lim_{\Delta S \to 0} \left(\sum_{i=1}^{n} F_i * \Delta S_i\right) = \int_S F_\tau dS \qquad (5.5)$$

(5.5) integralni hisoblash uchun F_τ kuchning S masofaga bog'liqligini bilish zarur.

Amalda, faqat kuchning bajargan ishini bilishgina emas, balki qanday vaqt oraligida shu ish bajarilishi ham muxim axamiyatga ega. SHuning uchun kuchning qanday tezlik bilan bajargan ishini xarakterlash uchun quvvat tushunchasi kiritiladi. _Vaqt birligi ichida, F kuch bajargan ishga son jixatdan teng bo'lgan fizik kattalik quvvat (N) deyiladi_:

$$N = \frac{\Delta A}{\Delta t} \qquad (5.6)$$



7.2-расм

Agar kuch o'zgaruvchan bo'lsa, qurilmaning quvvatini aniqlash uchun (5.6) dan limit olamiz:

$$N = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta A}{\Delta t} = \frac{dA}{dt} \qquad (5.7)$$

bunga oniy quvvat deyiladi. (5.3) ni e'tiborga olsak, (5.7) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$N = F_\tau \frac{ds}{dt} = F_\tau v \qquad (5.7')$$

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

Ish va quvvat birligini belgilaylik. Xalqaro birliklar sistemasi (SI)da ish birligi qilib, _kuch yo'nalishida jismni bir metr masofaga bir N'yuton kuch ta'sirida ko'chirishda bajarilgan ish qabul qilingan._ Bu ishning birligi –joulp (J), $1J = 1N * m$. Kuvvat birligi qilib Vatt (Vt) qabul qilingan. 1Vatt – bir sekund davomida bir joulp ish bajaradigan qurilma yoki mexanizmning quvvatidir, $1Vt = 1J/1s$.

Jismning kinetik energiyasi: jismlarning harakati tufayli hosil bo'lgan energiya kinetik energiya deyiladi. Biror m massali jism o'zgarmas F kuch ta'sirida o'zining harakat tezligini υ_1 dan υ_2 qiymatgacha o'zgartirsin. U vaqtda m massali jismning harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$F = m\frac{d\vartheta}{dt} \qquad (5.8)$$

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

$$FdS = m\frac{d\vartheta}{dt}\vartheta dt = m\vartheta d\vartheta \qquad (5.9)$$

Ma’lum bir S_1 - S_2 masofada jismning bajargan ishini hisobga olish uchun (5.9) ning chap va ung tomonlarini S_1 va S_2 masofalar xamda υ_1 va υ_2 tezlik intervali orasida integrallaymiz:

$$\int_{s_1}^{s_2} dA = \int_{s_1}^{s_2} FdS = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} m\vartheta d\vartheta \qquad (5.10)$$

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

$$A = \frac{m\vartheta_2^2}{2} - \frac{m\vartheta_1^2}{2} \qquad (5.11)$$

(5.11) tenglikdagi $\frac{m\vartheta^2}{2} = E$ jismning kinetik energiyasining ifodasidir. Bu holda (5.11) quyidagi ko’rinishda yoziladi:

$$A = \Delta E = E_2 - E_1 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} - \frac{m\vartheta_1^2}{2} \qquad (5.12)$$

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

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} \qquad (5.13)$$

SHunday qilib, m massali jism υ tezlik bilan harakatlanganda, *E* kinetik energiyaga ega bo’ladi. (5.13) formula xususiy holda, moddiy nuqta kinetik energiyasi deb yuritiladi. Xar qanday mexanik sistemani moddiy nuqtalar sistemasi deb qarashimiz mumkin bo’lgani uchun mexanik sistemaning kinetik energiyasi shu sistemani tashkil qilgan moddiy nuqtalar kinetik energiyalarini yig’indisiga teng, ya’ni:

$$E = \sum E_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (5.14)$$

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

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

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

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

$$E_i = \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (5.15)$$

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

$$E_i = \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2} \qquad (5.16)$$

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

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

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

$$E = \frac{I\omega^2}{2} \qquad (5.17)$$

Bu formulani ilgarilanma harakat kinetik energiyasi (5.13) bilan taqqoslasak, jism massasi o'rnida jismning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti, chiziqli tezlik o'rnida burchak tezlik turganini ko'ramiz.

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

Jism OO_1 qo'zgalmas o'q atrofida aylanma harakat qilayotgan bo'lsin. Natijaviy F kuch jismning B nuqtasiga qo'yilgan bo'lib, bu nuqta aylanish o'qidan r uzoqlikda bulsin (5.3-rasm). Jism F kuch ta'sirida $\Delta\varphi$ burchakka burilganda, B nuqta V nuqtaga siljib ΔS yoyni chizadi. Unda bajarilgan elementar ish:

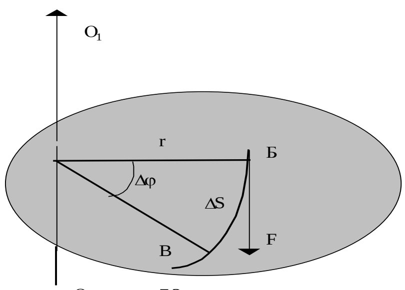
$$\Delta A = F\,\Delta S \qquad (5.18)$$

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

$$\Delta A = M{*}\Delta\varphi$$

Tula ish esa bu ifodani integrallash orqali aniqlanadi:

$$A = \int_0^{\varphi} M d\varphi\,. \qquad (5.19)$$



7.3-расм.

Agar jismning aylanma harakati davomida kuch momenti o'zgarmas (M = const) bo'lsa, (5.19) dan umumiy bajarilgan ish

$$A = M\varphi \qquad (5.20)$$

bo'ladi. Demak, aylanma harakatda bajarilgan ish kuch momenti bilan burilish burchagi kupaytmasi orqali aniqlanar ekan.

Aylana bo'ylab o'zgaruvchan harakat uchun (5.20) ifoda quyidagicha yoziladi:

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

Burilish burchagi φ_1 dan φ_2 gacha o'zgarganda burchak tezlik ω_1 dan ω_2 gacha o'zgargan bo'lsa, umumiy ishni hisoblash uchun shu chegaralarda yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$dA = \int_{\varphi} dA = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} Md\varphi = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I\omega d\omega \qquad (5.21)$$

yoki

$$A = M(\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{I\omega_2^2}{2} - \frac{I\omega_1^2}{2} \qquad (5.22)$$

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

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

$$E = E_{илг} + E_{айл} = \frac{m\vartheta_c^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \qquad (5.23)$$

bu erda m - jismning massasi, I - jismning massa markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inersiya momenti, ω - shu o'qqa nisbatan aylanma harakatning burchak tezligi, ϑ_s - massa markazining chiziqli tezligi.

2. Potensial energiya. Potensial energiya bilan kuch orasidagi bog'lanish

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

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

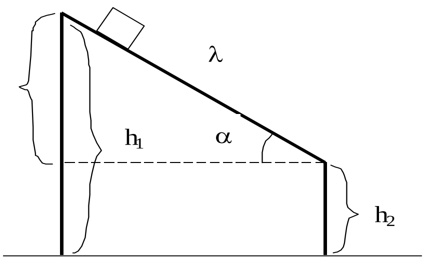
Misol tariqasida, jismga ta'cir etuvchi og'irlik kuchi tufayli jismning potensial energiyasini o'zgarishini ko'rib chiqaylik. Jismning Er sirtidan ko'tarilish balandligi h, Erning radiusiga nisbatan ancha kichik bo'lsa, R = mg = const deb hisoblash mumkin, m - jismning massasi.

Agar jism λ uzunlikdagi qiya tekislik bo'yicha ishqalanishsiz tushaetgan bulsa (5.4(a)–rasm), og'irlik kuchi bajargan ish quyidagi kattalikka teng bo'ladi:

$$A = R\,\lambda\,\cos\alpha = mg\,(h_1 - h_2) = U_1 - U_2 \qquad (5.24)$$

bu erda

$$h = h_1 - h_2 = \lambda\,\cos\alpha \qquad (5.25)$$



7.4 (а) - расм

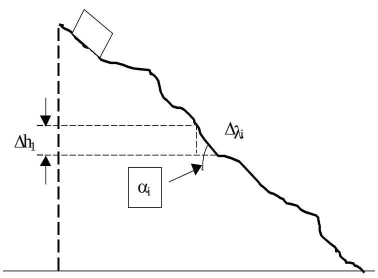
qiya tekislikning balandligi, α -qiya tekislikning gorizontga nisbatan qiyalik burchagi, U = m g h jismning potensial energiyasi, (5.24) dan ko'rinadiki, *sistema potensial energiyasining o'zgarishi son jixatdan, tashqi kuchlar sistemaning tezligini o'zgartirmasdan bir holatdan ikkinchi holatga o'tkazishda bajargan ishiga teng bular ekan.*

Endi jism harakat traektoriyasi ixteriy egri chiziqdan iborat bo'lsin (5.4(b)-rasm). Unda bu egri chiziqni n ta kichik tug'ri chiziqli qismlarga bo'lamiz. Mana shu xar bir elementar qismda og'irlik kuchining elementar bajargan ishi

$$\Delta A_i = r * \Delta\lambda_i * \cos\alpha_I = r * \Delta h_i \qquad (5.26)$$

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

$$A = \sum_{i=1}^{n} \Delta A_i = \sum_{i=1}^{n} P\Delta h_i = Ph = mgh \qquad (5.27)$$

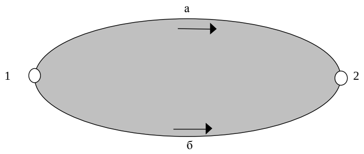


7.4 (б)-расм.

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

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

Faraz qilaylik, sistema biror kuch ta'sirida 1a 2 yo'l bo'yicha (5.5 -rasm) bir vaziyatdan ikkinchi vaziyatga o'tsin. Bunda A_{1a2} ga teng ish bajariladi. Agar sistema ikkinchi vaziyatga 1b2 yo'l bo'yicha o'tsa, unda bajarilgan ish A_{1b2} ga teng bo'ladi. Konservativ kuchlarning ta'rifiga binoan $A_{1a2} = A_{1b2}$. Kuchlar sistemaning konfigurasiyasiga (koordinatlariga) bog'lik bo'lmaganligi uchun $A_{1b2} = -A_{2b1}$ bo'ladi. SHuning uchun, $A_{1a2} + A_{2b1} = 0$.



7.5 – расм.

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

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

<u>Konservativ bo'lmagan hamma kuchlar nokonservativ (yoki dissipativ) kuchlar deb yuritiladi.</u>

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

<u>Elastik kuch bilan potensial energiya orasidagi bog'lanish.</u> Elastik kuch ta'sirida, jism deformasiyasining kichik (dx kattalikka) o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng bo'ladi.

$$dA = Fdx = -kxdx \qquad (5.28)$$

Ishning to'la qiymatini aniqlash uchun (5.28) formulani deformasiyalanmagan holatdan ($x_o = 0$) deformasiya kattaligi x qiymatlari chegarasida integrallaymiz:

$$A = -\int_{x_0}^{x} kxdx = -\frac{kx^2}{2} + \frac{kx_0^2}{2} \qquad (5.29)$$

Bu kattalikka asosan prujinaning potensial energiyasi o'zgaradi:

$$U_n = \frac{kx^2}{2} - U_0 \ , \qquad (5.30)$$

bunda $U_0 = \frac{kx_0^2}{2}$ – deformasiyalanmagan jismning potensial energiyasi, uni nolga teng deb olsak, (30) quyidagicha yoziladi:

$$U_П = \frac{kx^2}{2} \ . \qquad (5.31)$$

SHunday qilib, (5.29) dan ko'rinadiki, *<u>elastik jism deformasiyalansa, unda ish deformasiyalangan jism energiyasining o'zgarishiga sarf bo'ladi. (</u>*5.*<u>31) ifodaga deformasiyalangan jismning potensial energiyasi deyiladi.</u>*

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

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

$$\Delta A = -\Delta U \qquad (5.32)$$

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

(5.18) bilan (5.32) ni solishtirib quyidagini topamiz:

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

bundan

$$F_s = -\frac{\Delta U}{\Delta S} \ . \qquad (5.33)$$

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

$$F_s = -\lim_{\Delta s \to 0} \frac{\Delta U}{\Delta S} \qquad (5.34)$$

U, s o'q bo'ylab ko'chirilgandagina emas, hatto boshqa yo'nalishlar bo'ylab ko'chganda ham o'zgarganligi uchun (5.34) formuladagi limit U dan s bo'yicha xususiy hosiladan iborot bo'ladi, ya'ni:

$$F_s = -\frac{\partial U}{\partial S} \qquad (5.35)$$

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

$$\vec{F} = -\left(\frac{\partial U}{\partial X}\vec{i} + \frac{\partial U}{\partial Y}\vec{j} + \frac{\partial U}{\partial Z}\vec{k}\right) \qquad (5.36)$$

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

$$\mathbf{F} = -\,\mathrm{grad}U. \qquad (5.37)$$

3. Jismlar harakati energiyasining bir butunligi. Energiya saqlanish qonunining umum fizikaviy ma'nosi. Saqlanish qonunlari – fazo va vaqtning simmetriyaligi natijasidir

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

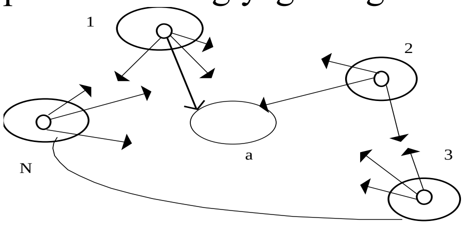
$$W = \frac{m\vartheta^2}{2} + mgh \qquad (5.38)$$

to'la energiyaga ega bo'ladi.

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

$$E = \frac{m\vartheta^2}{2} = \frac{m(\sqrt{2gh})^2}{2} = mgh \qquad (5.39)$$

potensial energiyaga tenglashadi.



7.6 – рисм.

SHunday qilib, potensial energiya ekvivalent miqdordagi kinetik energiyaga aylanadi.

Agar sistema N ta jismdan tashkil topgan bo'lsa, to'la mexanik energiya butun sistemaning potengsial energiyasi bilan kinetik energiyasining yig'indisidan tashkil topadi.

$$W = U + E = U + \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} \qquad (5.40)$$

Energiyaning saqlanish qonuni.

Oralarida fakat konservativ kuchlar ta'sir ko'rsataetgan N jismdan tashkil topgan sistemani qarab chiqaylik (5.6-rasm). Faraz qilaylik, 1 jism ixtieriy traektoriya bo'ylab a holatga ko'chsin. Bunda 1 jismga sistemaning boshqa jismlari tomonidan ta'sir etuvchi kuchlar 1 jismning ko'chish yo'liga bog'lik bo'lmagan va faqat jismning qolgan barcha jismlarga nisbatan boshlang'ich va so'nggi holatlariga bog'lik bo'lgan ishni bajaradi. Xuddi shunga o'xshash barcha N jismlar yangi holatlarga ko'chgan vaqtda sistemada ta'sir ko'rsatuvchi konservativ kuchlar bajargan ish faqat jismlarning bir-birlariga nisbatan boshlang'ich va so'nggi holatlariga bog'lik bo'ladi. Demak, jismlarning xar bir o'zaro vaziyatiga (xar bir holatga) U potensial energiyaning ma'lum qiymatini ko'rsatish va bir holatdan boshqa holatga o'tgan vaqtda konservativ kuchlar bajargan ishini U ning shu holatlarga mos kiymatlarining ayirmasi sifatida qarash mumkin.

$$A_{12} = U_1 - U_2 \tag{5.41}$$

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

$$(A_{12})_i + A_i' = (E_2)_i - (E_1)_i \tag{5.42}$$

(5.42) ifodaning butun jismlar bo'yicha yig'indisini olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum (A_{12})_i + \sum A'_i = \sum (E_2)_i - \sum (E_1)_i \tag{5.43}$$

(5.43) ifodadagi yig'indilarning birinchisi sistema boshlang'ich (birinchi) holatidan sunggi (ikkinchi) holatiga o'tgan vaqtida konservativ kuchlarning jismlar ustida bajargan ishidan iborat. (5.41) ga binoan bu ishni potensial energiyaning jarayon boshidagi va oxiridagi qiymatlari ayirmasi ko'rinishida yozilishi mumkin:

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

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

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

SHunday qilib, (5.43) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin ekan:

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

Formuladagi hadlarni tegishli ravishda gruppalab quyidagini topamiz:

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

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

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A'. \tag{5.44}$$

SHunday qilib, oralarida konservativ kuchlar ta'sir etayotgan jismlar sistemasi to'la energiyasining orttirmasi sistema jismlarga qo'yilgan tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng ekan.

Agar sistema yopik bo'lsa, u vaqtda (5.44) ga binoan $\Delta W = 0$, bundan:

$$W = const \tag{5.45}$$

degan xulosa chiqadi.

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

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

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

$$W_2 - W_1 = A_{nk}$$

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

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

Vaqtning bir jinsliligi – o'tayotgan vaqtning turli paytlari bir-biridan farq qilmaydi demakdir. SHu boisdan, ko'pincha, vaqtning barcha paytlari o'zaro muqobil, yani ular teng xuquqli degan ibora qo'llaniladi.

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

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

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

a) Energiyaning saqlanish qonuni – vaqt bir jinsliligi natijasi.

Vaqtning bir jinsliligi, fazoning bir jinsliligi va izotropligini bilib olganimizdan so'ng mexanikada energiya saqlanish qonuni isbot qilishga kirishamiz. Malumki, mexanik sistema ustida bajarilgan ish kinetik energiyaning orttirmasiga teng ya'ni

$$A_{12} = \frac{m\upsilon_2^2}{2} - \frac{m\upsilon_1^2}{2} = E_2 - E_1 \qquad (5.38)$$

Navbatdagi mulohaza faqat bitta moddiy nuqtaga tegishli bo'lib, moddiy nuqtalar tizimi uchun ham shunday yo'l to'g'ri bo'ladi. Potensial funksiya u ning o'zi koordinatagagina emas, balki vaqtga ham bog'liq u=u(x,y,z,t). Potensial maydonda moddiy nuqtani ko'chirishda bajarilgan ish quyidagi integral ko'rinishda ifodalanadi:

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

bunga $\frac{\partial u}{\partial t}dt$ ni qo'shib va ayirib bajarilgan ishni topamiz:

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

Integrallashdan so'ng

$$A_{12} = u_1 - u_2 + \int\frac{\partial u}{\partial t}dt \qquad (5.39)$$

ifodani hosil qilamiz.

5.38 va 5.39 dan

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

yoki

$$(E_2 + u_2) - (E_1 + u_1) = \int \frac{\partial u}{\partial t} dt \qquad (5.40)$$

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

Faraz qilaylik, tizim berk tizim bo'lsin, unda vaqtning bir jinsliligi uchun U funksiya vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi, yani $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$.

Natijada

$$E_1 + u_1 = E_2 + u_2 \qquad (5.41)$$

Bu tenglama mexanikada energiya saqlanish qonunini ifodalaydi.

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

b). Impul's saqlanish qonuni – fazo bir jinsliligi natijasi

Endi impul'sning saqlanish qonunini isbotlaymiz. Faraz qilaylik, berk mexanik tizim berilgan bo'lsin. Tizimga ta'sir qiluvchi kuchlar F_1, F_2, F_3, … ichki kuchlardan iborat bo'lsin.

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

$$d\mathbf{R} = 0 \text{ yoki } \mathbf{R} = \text{const} \quad . \qquad (5.42)$$

Demak, impul'sning saqlanish qonuni fazoning bir jinsligi natijasidir, chunki fazoning ana shu xususiyati tufayli berk tizim bir butun holda ko'chirilganda ham uning impul'si o'zgarishsiz saqlanadi.

v). Impul's momentining saqlanish qonuni bilan fazoning izotropligi orasidagi bog'lanish.

Impul's momentining saqlanish qonuni ham berk tizim uchun xuddi impul'sning saqlanish qonuni kabi isbotlanadi. Fazoning izotropligidan foydalanib tizimga ta'sir qiluvchi ichki kuch momentlarining geometrik yig'indisi nolga teng ekanligini isbotlash mumkin:

$$\mathbf{M_1} + \mathbf{M_2} + \ldots = 0 \qquad (5.43)$$

Bundan to'g'ridan-to'g'ri

$$d\mathbf{L} = 0 \text{ yoki } \mathbf{L} = \text{const} \qquad (5.44)$$

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

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Energiya deganda qanday kattalikni tushunasiz?
2. Kinetik va potensial energiya deb nimaga aytiladi?
3. Mexanik ish va quvvat deb nimaga aytiladi?
4. Aylanma harakat qilayotgan jismning bajargan ishi va kinetik energiyasi formulalarini ayting?
5. Potensial energiya bilan kuch orasida qanday bog'lanish bor?
6. Potensial energiya bilan og'irlik kuchi orasida-chi?
7. Konservativ va nokonservativ kuchlarni tushuntiring.
8. Deformasiyalangan jismning potensial energiyasi deb nimaga aytiladi?
9. Energiyaning saqlanish qonunini tushuntiring.
10. Fazo va vaqtning simmetriyaligi deganda nimani tushunasiz?

V BOB. QATTIQ JISM MEXANIKASI.
6-MA'RUZA. ABSOLYUT QATTIQ JISMNING AYLANMA HARAKAT DINAMIKASI

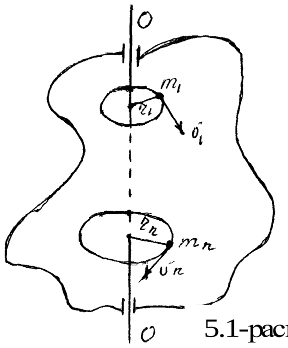
Reja:

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi va inersiya momenti.

2. Aylanma harakatdagi qattiq jismga dinamika ikkinchi qonunini tadbiq etish.

3. Harakat miqdor momentining saqlanish qonuni.

<u>*Tayanch so'z va iboralar:*</u> *Absolyut qattiq jism, tashqi kuchlar, chiziqli tezliklar, kinetik energiya, inersiya momenti, kuch momenti, burchak tezlanish, kuch impulg'si, harakat miqdor momenti.*



5.1-расм

1. Qo'zg'almas o'q atrofida aylanayotgan qattiq jismning kinetik energiyasi va inersiya momenti

Qo'zg'almas 00 o'qi atrofida aylanayotgan absolyut qattiq jismni ko'raylik (6.1-rasm).

Tekshirilayotgan qattiq jism n ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqta massalari m_1, m_2 ,..., m_n ta'sir etuvchi tashqi kuchlar $\mathbf{F_1}, \mathbf{F_2}$, ..., $\mathbf{F_n}$ chiziqli tezliklari ϑ_1, ϑ_2 , ..., ϑ_n va burchak tezligi ω bo'lsin.

Jismning aylanishdagi kinetik energiyasini topish uchun har bir moddiy nuqtaning kinetik energiyasini topib, so'ngra ularni yig'indisini olamiz.

$$\frac{m_1\vartheta_1^2}{2} = \frac{m_1}{2}(\omega \cdot r_1)^2 = m_1 r_1^2 \frac{\omega^2}{2}$$

$$\frac{m_2\vartheta_2^2}{2} = \frac{m_2}{2}(\omega \cdot r_2)^2 = m_2 r_2^2 \frac{\omega^2}{2} \qquad (6.1)$$

....

$$\frac{m_n\vartheta_n^2}{2} = \frac{m_n}{2}(\omega \cdot r_n)^2 = m_n r_n^2 \frac{\omega^2}{2}$$

$$\sum_{i=1}^{n} \frac{m_i\vartheta_i^2}{2} = \sum_{i=1}^{n} m_i r_i^2 \frac{\omega^2}{2}$$

(6.1) - tenglikdan $\sum_i \frac{m_i \vartheta_i^2}{2} = Z$ va

$$\sum_i m_i r_i^2 = J \qquad (6.2)$$

deb belgilasak qo'zg'almas o'q atrofida aylanuvchi qattiq jismning kinetik energiyasining ifodasini quyidagicha yozamiz:

$$Z = \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.3)$$

Bu tenglikni ilgarilanma harakatdagi jism kinetik energiyasi ($E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$) bilan taqqoslasak, aylanma harakatdagi jismning inersiya momenti J jism inertligining o'lchovi ekanligi kelib chikadi.

Jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, jism katta tezlik olishi uchun shuncha ko'proq energiya sarflash kerak. 6.2 - tenglikdagi J jismning 00 aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti deyiladi.

6.2 - tenglikdan *moddiy nuqtaning inersiya momenti moddiy nuqta massasining nuqta aylanish o'qigacha bo'lgan masofa kvadratiga ko'paytirilganiga tengligi kelib chiqadi.* YA'ni:

$$J = m\,r^2 \qquad (6.4)$$

Xalqaro birliklar tizimi (SI)da jismning inersiya momenti 6.4 - tenglikka ko'ra kg * m^2 larda o'lchanishi kelib chiqadi. Gorizantal tekislikda harakatlanayotgan g'ildirakli jism energiyasi, jismning ilgarilanma harakat va aylanma harakatidagi kinetik energiyalarining yig'indisidan tashkil topadi:

$$W = \frac{m\vartheta^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2} \qquad (6.5)$$

2. Aylanma harakatdagi qattiq jismga dinamika ikkinchi qonunini tadbiq etish

Aytaylik, qattiq jism n-ta moddiy nuqtalardan iborat bo'lsin. Moddiy nuqta massalarini m_1, m_2 ,..., m_n , ta'sir etuvchi tashqi kuchlarni F_1, F_2 , ... F_n aylanish o'qidan qattiq jismgacha bo'lgan masofalarni r_1, r_2, ... r_n chiziqli tezliklarini ϑ_1, ϑ_2, ..., ϑ_n va burchak tezligini ω bilan belgilaylik. Moddiy nuqtalarga ta'sir etuvchi kuchlarini dinamikaning ikkinchi qonuniga asosan topib, so'ngra ularni yig'indisini olamiz:

$$\begin{aligned} F_1 &= m_1 \frac{d\vartheta_1}{dt} = m_1 r_1 \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_1 r_1 \varepsilon \\ F_2 &= m_2 \frac{d\vartheta_2}{dt} = m_2 r_2 \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_2 r_2 \varepsilon \\ &\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ F_n &= m_n \frac{d\vartheta_n}{dt} = m_n r_n \cdot \frac{d\omega}{dt} = m_n r_n \varepsilon \end{aligned} \qquad (6.6)$$

(6.6) - tenglamalar tizimining xar ikki tomonlarini: $r_1, r_2, ..., r_n$ ga ko'paytiramiz.

$$F_1r_1 + F_2r_2 + \ldots + F_nr_n = (m_1r^2_1 + m_2r^2_2 + \ldots + m_nr^2_n)\,\varepsilon \qquad (6.7)$$

yoki

$$M_1 + M_2 + \ldots + M_n = (J_1 + J_2 + \ldots + J_n)\,\varepsilon$$

u holda

$$M_1 + M_2 + \ldots + M_n = M$$

va

$$J_1 + J_2 + \ldots + J_n = J$$

deb belgilasak, 6.7-tenglikni:

$$M = J * \varepsilon \qquad (6.8)$$

ko'rinishda yozamiz. 6.8 - tenglik aylanma harakat uchun dinamikaning ikkinchi qonunini ifodalaydi. Bu tenglikka ko'ra jismga qo'yilgan aylantiruvchi *kuch momenti jismning inersiya momentini burchak tezlanishga ko'paytirilganiga teng.* 6.8-tenglikdan ko'rinadiki, aylantiruvchi moment hosil qilgan burchak tezlanish (ε) jismning inersiya momentiga bog'lanib o'zgaradi, ya'ni jismning inersiya momenti qancha katta bo'lsa, burchak tezlanishi shuncha kichik bo'ladi.

3. Harakat miqdor momentining saqlanish qonuni

Ilgarilanma harakatda jism massasi qanday rolp o'ynasa, aylanma harakatda inersiya momenti jism inertligini ifodalaydi va jism massasi vazifasida keladi. Bu ikki kattalik (J va m) o'rtasidagi farq shundan iboratki, aylanma harakatda bo'lgan jism turlicha aylanish o'qlariga ega bo'lishi va turlicha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Agar jismni aylantiruvchi kuch momenti va inersiya momenti o'zgarmas kattalikka teng bo'lsa, shuningdek, jism burchak tezligi t vaqt ichida ω_o dan ω gacha o'zgarsa, 6.8-tenglikni:

$$M = J\frac{\omega - \omega_o}{t} \quad \text{yoki} \quad Mt = J\omega - J\omega_o \qquad (6.9)$$

kabi yozamiz. 6.9 - tenglikda Mt - kuch momenti impul'si, $J\omega$ - harakat miqdor momenti. 6.9 - ga ko'ra *vaqt birligi ichida kuch momenti impul'sining o'zgarishi xarakat miqdor momentining o'zgarishiga teng ekan.*

YOpiq tizim ichidagi aylanma harakatdagi jismlar uchun (M = 0) harakat miqdor momentining saqlanish qonunining ifodasi:

$$J_1\omega_1 + J_2\omega_2 + \ldots + J_n\omega_n = const \qquad (6.10)$$

6.10 - tenglikka ko'ra yopiq tizimdagi jismlarning harakat miqdor momentlarining yig'idisi o'zgarmas miqdorga teng. Agar yopiq tizim bitta jismdan iborat bo'lsa, 6.10 - tenglik:

$$J\,\omega = const \qquad (6.11)$$

ko'rinishda bo'ladi. 6.11-tenglikdan *jismning inersiya momenti o'zgarsa, uning burchak tezligi ham o'zgarishi kelib chiqadi.* Masalan, J ko'paysa ω ozayadi va aksincha. Bunday holni Jukovskiy o'rindiqida (skampyasida) namoyish qilish mumkin. Odam qo'lini yozib o'rindiq (skampya) bilan birga aylanadi va tezda tushiradi. Bunday holda odamni inersiya momenti (J) kamayib burchak tezligi (ω) ortadi. SHuningdek harakat miqdor momentining saqlanish qonunini "giroskop" deb ataluvchi asboblarda kuzatish mumkin.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Moddiy nuqta inersiya momenti deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda ifodalanadi?
2. Ilgarilanma harakatdagi jism massasi bilan aylanma harakatdagi jism inersiya momenti o'rtasida qanday farq bor?
3. Aylanma harakat uchun dinamika ikkinchi qonuni ifodasini yozing va tushuntiring.
4. YOpiq mexanik tizim uchun harakat miqdor momentining saqlanish qonunini ta'riflang.

VI BOB. SUYUQLIKLAR MEXANIKASI.
7– MA’RUZA. YAXLIT MUHIT MEXANIKASINING ELEMENTLARI.

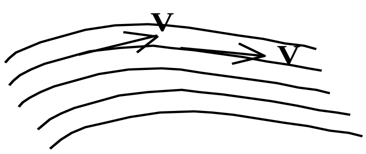
Reja:

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.
2. Suyuqlik harakatining kinematik tavsiflash.
3. Bernulli tenglamasi.

Tayanch so’z va iboralar: Suyuqlik xossalari, gaz xossalari, oqish, oqim, oqim chiziqlari, barqaror oqish, oqim nayi, xarakat tenglamasi, uzulmaslik tenglamasi, ideal suyuqlik tenglamasi, Bernulli qonuni.

1. Suyuqlik va gazlarning umumiy xossalari.

Suyuqlikning harakatlanishi haqida fikr yuritish uchun qattiq jismlarga xos bo’lmagan yangi tushuncha va kattaliklardan foydalanamiz. Xususan, *suyuqlikning harakatlanishi oqish deyiladi va harakatlanayotgan suyuqlik zarralarning to’plamini oqim deb yuritiladi.* Oqimdagi har bir zarra muayyan paytda aniq ϑ tezlikka ega. Lekin suyuqlikning har bir individual zarrasi harakatini kuzatishdan ko’ra boshqacharoq yo’l tutgan ma’qul. Buning uchun oqim chiziqlari tushunchasidan foydalaniladi. *Oqim chizig’i suyuqlik ichidagi shunday hayoliy chiziqki, uning har bir nuqtasiga o’tkazilgan urinma chiziq urinish nuqtasi orqali o’tayotgan suyuqlik zarrasi oniy tezligining yo’nalishiga mos bo’ladi* (rasm - 7.1). Oqim chiziqlari yordamida tezlik vektorining yo’nalishinigina emas, balki tezlik qiymatini ham tasvirlash mumkin. Buning uchun suyuqlik xarakati yo’nalishiga perpendikulyar ravishda muayyan sohaga joylashtirilgan birlik yuzani kesib o’tuvchi oqim chiziqlarning soni shu sohadagi suyuqlik zarralari tezligining qiymatiga proporsional qilib o’tkazilishi lozim. Demak, *tezligi kattaroq bo’lgan sohalarda oqim chiziqlari zichroq bo’ladi.*

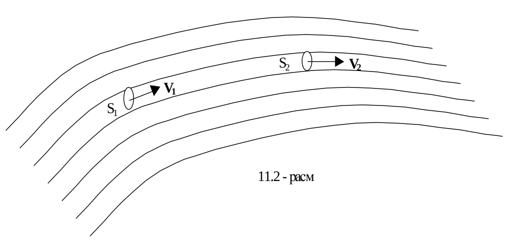


11.1 - расм

Oqim chiziqlarining manzarasi vaqt o’tishi bilan o’zgarishi mumkin. Lekin *oqim egallagan fazoning ixtiyoriy biror nuqtasidan o’tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklari o’zgarmas bo’lsa, oqim chiziqlarining shakli va vaziyati vaqt o’tishi bilan o’zgarmaydi.* *Oqim chiziqlarining manzarasi o’zgarmaydigan holdagi suyuqlikning harakatini barqaror yoki stasionar oqish deb ataladi.* Stasionar oqishdagi oqim chiziqlari suyuqlik zarrachalarning traektoriyasi sifatida ham hizmat qiladi.

2. Suyuqlik harakatini kinematik tavsiflash.

Suyuqlik oqimining stasonar harakatini tekshirish uchun uni hayolan oqim naylariga ajratiladi va har bir oqim nayidagi harakat o’rganiladi. *Oqim nayi deganda suyuqlik oqimining shunday hayoliy qismi tushuniladiki, uning yon sirtlari oqim chiziqlaridan tashkil topgan bo’lishi kerak* (rasm – 7.2). *Bunday nay ichidagi suyuqlik zarrachalari undan tashqariga chiqa olmaydi va nay tashqarisidagi zarralar uning ichiga kira olmaydi.* Odatda, oqim nayining ko’ndalang kesimi etarlicha kichik qilib olinadiki, natijada mazkur kesimning barcha nuqtalaridan o’tayotgan suyuqlik zarralarining tezliklarini birday deb hisoblash



11.2 - расм

mumkin. *Oqim nayi ichidagi suyuqlik sharra deb ataladi.* 7.2 - rasmda tasvirlangan oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridagi suyuqlik oqimining tezliklari mos ravishda V_1 va V_2, suyuqlikning zichliklari esa ρ_1 va ρ_2 bo'lsin.

Oqim nayining S_1 va S_2 kesimlaridan 1 s davomida stasionar ravishda oqib o'tayotgan suyuqlik massalari $m_1 = \rho_1 V_1 S_1$ va $m_2 = \rho_2 V_2 S_2$ o'zaro teng bo'lishi kerak ($m_1 \neq m_2$ bo'lgan holda suyuqlikni oqishi stasionar bo'lmaydi).

SHuning uchun

$$\rho_1 V_1 S_1 = \rho_2 V_2 S_2 \qquad (7.1)$$

munosabat o'rinli. Siqilmas suyuqliklar uchun $\rho_1 = \rho_2$ bo'ladi. Natijada (7.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$V_1 S_1 = V_2 S_2 \qquad (7.2)$$

(7.1) ifoda siqiluvchan suyuqliklar uchun, (7.2) esa siqilmas suyuqliklar uchun uzilmaslik tenglamasidir. (7.2) ga asosan, oqim nayi ensizroq bo'lgan sohalarda suyuqlikning oqim tezligi ortib boradi.

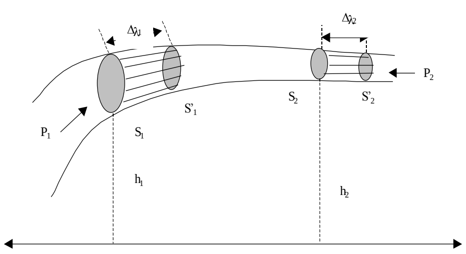
Demak, *siqilmas suyuqlik uchun oqim nayi ko'ndalang kesimining yuzini shu kesimdan o'tayotgan suyuqlikning oqim tezligiga ko'paytmasi mazkur oqim nayi uchun doimiy kattalikdir.*

$$S\,\vartheta = const \qquad (7.2')$$

Suyuqliklar siqiluvchanlik va ichki ishqalanish hossalariga ega. Suyuqlik harakatini o'rganish chog'ida bu hossalarning barchasini hisobga olmoqchi bo'lsak masala ancha murakkablashadi. SHu sababli suyuqlik oqimining umumiy manzarasini tekishirayotganda ideal suyulik modelidan foydalanish ancha qulaylik tug'diradi. *Ideal suyuqlik deganda yopishqoqlikka ega bo'lmagan siqilmas suyuqlik tushuniladi.* Ideal suyuqlik uchun hosil qilingan xulosalarni siqiluvchanligi va yopishqoqligi kuchsiz namoyon bo'ladigan real suyuqliklarga ham qo'llash mumkin.

3. Bernulli tenglamasi.

Ideal suyuqlikning oqim tezligi va bosimi orasidagi bog'lanishni aniqlaylik. Buning uchun ideal suyuqlik barqaror oqim ichida ko'ndalang kesimi etarlicha kichik bo'lgan oqim nayini hayolan ajrataylik (rasm – 7.3). Oqim nayining S_1 kesimidagi suyuqlik tezligi va bosimini mos ravishda V_1 va R_1 bilan, S_2 kesimidagilarni esa V_2 va R_2 harflari bilan belgilaylik.



11.3 - расм

S_1 va S_2 kesimlar markazlarining biror gorizontal satxidan balandliklari mos ravishda h_1 va h_2 bo'lsin. S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan oqim nayi ichidagi suyuqlik massasining Δt vaqt davomidagi to'liq energiyasining o'zgarishini aniqlaylik. SHu vaqt davomida suyuqlikning tekshirilayotgan massasi oqim nayi bo'ylab o'ng tomonga siljib qoladi va Δt vaqtning oxirida S_1' va S_2' kesimlar bilan chegaralangan xajmni egallaydi. 7.3 - rasmdan ko'rinishicha, tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_1' kesimlar orasidagi m massali suyuqlik

$$W_1 = \frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1$$

to'liq energiyaga ega bo'lgan vaziyatdan S_2 va S_2' kesimlar orasidagi xajmni egallagan

$$W_2 = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2$$

to'liq energiyali vaziyatga o'tib qolgandek bo'ladi. Natijada tekshirilayotgan suyuqlik massasining S_1 va S_2 kesimlar bilan chegaralangan vaziyatga ko'chishi tufayli uning to'liq energiyasi

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \left(\frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2\right) - \left(\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1\right) \quad (7.3)$$

miqdoriga o'zgaradi. Energiyaning bu o'zgarishini mexanik energiyaning saqlanish qonuniga asosan, tashqi kuchlarning bajargan ishiga teng bo'lishi lozim. Mazkur holda ish bajaradigan tashqi kuchlar - oqim nayining tekshirilayotgan qismiga suyuqlik tomonidan ta'sir etuvchi bosim kuchidir. Oqim nayining yon devorlariga ta'sir etuvchi bosim kuchlari suyuqlik zarralarining harakati yo'nalishiga tik bo'lganligi uchun ular xech qanday ish bajarmaydi. SHuning uchun S_1 va S_2 kesimlar orqali ta'sir etuvchi $F_1 = R_1 S_1$ va $F_2 = R_2 S_2$ kuchlargina ish bajaradi. Δt vaqt davomida S_1 - kesimdagi suyuqlik zarralari $\Delta\lambda_1 = \vartheta_1 * \Delta t$ masofaga siljiganligi tufayli F_1 kuch bajargan ishning qiymati

$$\Delta A_1 = F_1\, \Delta\lambda_1 = R_1\, S_1\, \vartheta_1\, \Delta t$$

ifoda bilan aniqlanadi va bu ish musbat. R_2 - bosim kuchi suyuqlik zarralarining ko'chish yo'nalishlariga teskari bo'lganligi tufayli u bajargan ish manfiy, ya'ni

$$\Delta A_2 = -\, F_2\, \Delta\lambda_2 = -\, R_2\, S_2\, \vartheta_2\, \Delta t$$

bo'ladi.

Natijada tashqi kuchlarning to'liq ishi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta A = \Delta A_1 + \Delta A_2 = R_1\, S_1\, \vartheta_1\, \Delta t - R_2\, S_2\, \vartheta_2\, \Delta t \quad (7.4)$$

3-rasmdan ko'rinadiki, $S_1\, \vartheta_1\, \Delta t$ - oqim nayiga Δt vaqt davomida S_1 kesim orqali kirayotgan suyuqlik hajmi, $S_2\, \vartheta_2\, \Delta t$ esa S_2 kesimdan chiqayotgan suyuqlikning hajmi. Ikkinchi tomondan, uzilmaslik tenglamasiga asosan, $S_1\, \vartheta_1 = S_2\, \vartheta_2$.SHuning uchun

$$S_2\, \vartheta_2\, \Delta t = S_2\, \vartheta_2\, \Delta t = \Delta V$$

Natijada (7.4) ni quyidagicha yoza olamiz

$$\Delta A = R_1\, \Delta V - R_2\, \Delta V \quad (7.5)$$

YUqorida qayd qilganimizdek, ideal suyuqlikning stasionar oqimida $\Delta W = \Delta A$ shart bajarilishi lozim. SHunga asosan (7.3) va (7.5) ifodalarni birlashtirib quyidagi tenglamani hosil qilamiz.

$$\frac{m\vartheta_1^2}{2} + mgh_1 + P_1\Delta V = \frac{m\vartheta_2^2}{2} + mgh_2 + P_2\Delta V$$

Bu tenglikni ikkala tomonini ΔV ga bo'lib yuborsak va $m/\Delta V = \rho$ suyuqlik zichligi ekanligini hisobga olsak, yuqoridagi tenglama yangi ko'rinishdagi quyidagi

$$\frac{\rho\vartheta_1^2}{2} + \rho\, g\, h_1 + P_1 = \frac{\rho\vartheta_2^2}{2} + \rho\, g\, h_2 + P_2 \quad (7.6)$$

munosabat vujudga keladi. Xisoblashlarda S_1 va S_2 kesimlarni ixtiyoriy ravishda tanlagan edik. SHuning uchun (6) munosabat oqim nayining ixtiyoriy kesimlariga ham talluqlidir.

Demak, <u>*stasionar oqayotgan ideal suyuqlikning ixtiyoriy oqim chizig'i bo'ylab*</u>

$$\frac{\rho\vartheta^2}{2} + \rho\, g\, h + p = const \quad (7.7)$$

<u>*shart bajariladi. Bu ifodani Bernulli tenglamasi deb ataladi.*</u>

Bernulli tenglamasida qo'shiluvchi hadlarning fizik ma'nosi bilan tanishaylik:

1. <u>*r -harakatlanuvchi suyuqlik ichidagi bosim, statik bosim deb ataladi.*</u> (7.7) ga asosan statik bosim

$$p = const - \frac{\rho\vartheta^2}{2} - \rho\, g\, h \quad (7.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi. Agar mazkur ifodada $\vartheta = 0$, $h = 0$ deb olsak, $r = r_0 =$ c'nst bo'ladi. Bundan Bernulli tenglamasidagi o'zgarmasning ma'nosi kelib chiqadi:

u tinch turgan suyuqlikning sanoq boshi tarzida qabul qilingan sathdagi (nolinchi sath) bosimdir. U holda (7.8) ga asosan, oqim tezligi ortsa yoki oqim nayini nolinchi sathga nisbatan balandroq ko’tarilsa, statik bosimning qiymati kamayadi, degan xulosaga kelamiz.

2. $\frac{\rho\vartheta^2}{2}$ – dinamik bosim. U suyuqlik ichidagi bosim suyuqlikning harakatlanishi tufayli qandaydir miqdorga kamayishini harakterlaydi.

3. ρgh - gidravlik bosim. U oqim nayi h balandlikka ko’tarilgan taqdirda statik bosimning qanchagacha kamayishini ifodalaydi.

Bularni xisobga olib Bernulli tenglamasining mohiyatini quyidagicha ta’riflash mumkin: *ideal suyuqlikning stasionar oqimdagi to’liq bosim - dinamik, gidravlik va statik bosimlarning yig’indisidan iborat bo’lib, uning qiymati oqim nayining barcha kesimlari uchun birday bo’ladi.*

Bosimni xalqaro birliklar tizimi “SI” dagi o’lchov birligi sifatida 1 m^2 yuzaga tik ravishda ta’sir etayotgan 1 N kuchning bosimi qabul qilinib, unga Paskalp (Pa) deb nom berilgan

$$[P]=\left[\frac{F}{S}\right]=\left[\frac{H}{м^2}\right]=Па$$

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. Qanday suyuqlikka ideal suyuqlik deyiladi?
2. Siqilmas suyuqlik uchun uzulmaslik tenglamasini yozing va izohlang?
3. Bernulli tenglamasini yozing va tenglamani tashkil etuvchi qismlarini tushuntirib bering?

8 – MA’RUZA. YOPISHQOQ SUYUQLIK GIDRODINAMIKASI

Reja:

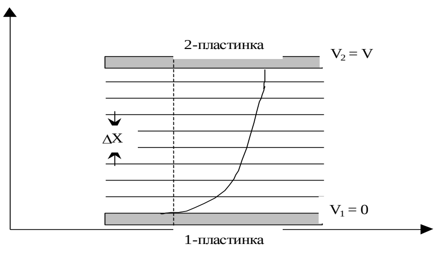
1. YOpishqoqlik koeffisenti. Suyuqlikni quvrdagi oqimi. Puazeyl’ formulasi, O’xshashlik qonuni.

2. Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik.Turbulentlik.

Tayanch so’z va iboralar: *Ichki ishqalanish kuchi, yopishqoqlik koeffisienti. N’yuton formulasi, tezlik gradienti, laminar oqim, turbulent oqim, ro’baro’ qarshilik kuchi, ko’taruvchi kuch, kinematik yopishqoqlik, Stoks qonuni, Reynolpds soni.*

1. YOpishqoqlik koeffisienti. Suyuqlikni quvrdagi oqimi. Puazeyl’ formulasi, o’xshashlik qonuni.

Suyuqlik (gaz) qatlamlarining bir-biriga nisbatan harakatlanishi jarayonida ichki ishqalanish kuchlari vujudga keladi. Bunga quyidagi tajribada ishonch hosil qilish mumkin. Ikki o’zaro paralel gorizontal plastinkalarning biri ikkinchisining tepasida joylashgan bo’lib, ular oralig’ida biror suyuqlik, masalan, suv qatlami mavjud (rasm - 8.1). Pastdagi plastinka harakatlanmaydi, ya’ni $\vartheta_1 = 0$. YUqoridagi plastinkani $\vartheta_2 = \vartheta$ tezlik bilan harakatlantiraylik. Bu plastinkaga



12.1-расм

bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami molekulyar tutinish kuchi tufayli plastinkaga yopishgan bo'ladi va u bilan birga ϑ tezlik bilan harakatlanadi. Pastdagi plastinkaga bevosita tegib turgan suyuqlik qatlami esa shu ko'zg'almas plastinkaga yopishganligi tufayli harakatlanmaydi. Oraliq qatlamlarning tezliklari esa 8.1-rasmda tasvirlangan .

Suyuqlik har bir qatlamning o'ziga qo'shni quyi qatlamga nisbatan tezligi harakatlanayotgan plastinka yo'nalishida, qo'shni yuqori qatlamga nisbatan tezligi esa plastinka harakatiga teskari yo'nalgan bo'ladi. Bundan quyidagi hulosaga kelamiz: suyuqlikning ikki qo'shni qatlamlariga oid molekulalar orasidagi o'zaro tutinish tufayli quyi qatlam yuqori qatlam tezligini kamaytiradi va aksincha, yuqori qatlam quyi qatlam tezligini oshiradi. *Suyuqlikning bir-biriga nisbatan harakatlanayotgan qatlamlari orasida vujudga kelayotgan bu kuchni ichki ishqalanish kuchi deb yuritiladi, ichki ishqalanish kuchi bilan bog'liq bo'lgan suyuqlik hossasi esa yopishqoqlik deb ataladi.*

Tajribalarning ko'rsatishicha, *suyuqlikning ikki qatlami orasidagi ichki ishqalanish kuchi (F) ning qiymati qatlamlarning bir-biriga tegish sohasining yuzi (S) ga va tezlik gradienti deb ataladigan* $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}$ *kattalikka to'g'ri proporsional:*

$$F = \eta S \frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} \qquad (8.1)$$

Bu ifoda N'yuton formulasi deb ataladi. Undagi *tezlik gradienti suyuqlik qatlamlari tezliklarining bir qatlamdan ikkinchi qatlamga o'tganda (OX yo'nalishida) o'zgarish jadalligini harakterlaydi. (8.1) dagi* η *- suyuqlikning tabiatiga bog'liq bo'lib, u suyuqlikning (dinamik) yopishqoqlik koeffisenti deb yuritiladi.*

YOpishqoqlik koeffisientining o'lchov birligini

$$\eta = \frac{F}{S\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}} \qquad (8.2)$$

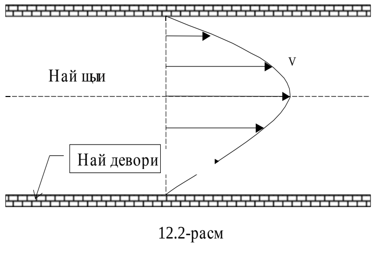
munosabatdan foydalanib aniqlaymiz: yopishqoqlikning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birligi sifatida shunday suyuqlikning yopishqoqligi qabul qilinishi kerakki, tezlik gradienti $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x} = 1c^{-1}$ bo'lgan holda mazkur suyuqlikning ikki bir-biriga tegib turgan qatlami orasidagi S = 1m^2 sirtda 1N ga teng ichki ishqalanish kuchi vujudga keladi. Bu birlik paskal - sekund (Pa $*$ s) deb ataladi. Haqiqatan, (8.2) da F, S, $\frac{\Delta\vartheta}{\Delta x}$ larning o'rniga ularning xalqaro birliklar tizimi «SI» dagi birliklarini qo'yib $[\eta] = \frac{H}{м^2 c^{-1}} = \frac{H}{м^2} \cdot c = Па * c$ ni xosil qilamiz.

Adabiyotlarda yopishqoqlikning puaz (P) deb ataladigan lekin foydalanilmaydigan o'lchov birligi ham uchraydi: 1Puaz = 0,1Pa $*$ s.

Suyuqliklarning yopishqoqligi temperaturaga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Buning sababi - temperatura ortishi bilan suyuqlik molekulalari orasidagi o'zaro ta'sirning susayishidadir .

2. Stoks formulasi. Gidrodinamik betayinlik.Turbulentlik.

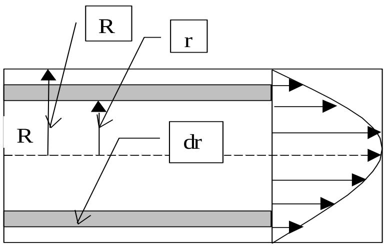
Suyuqlik oqishining turlari haqida fikr yuritaylik. Buning uchun yana bir marta suyuqlikning qatlamsimon oqishi qanday vujudga kelishi bilan tanishaylik.



12.2-расм

Molekulyar tutinish tufayli suyuqlikning qattiq jismga bevosita tegib turgan yupqagina qatlami shu qattiq jismga "yopishgan" bo'ladi. Qattiq jism harakatlangan xolda, 8.2 - rasmda tasvirlangan tajribadagi yuqori plastinka harakatlanganda unga "yopishgan" suyuqlik qatlami ham harakatlanadi. Ichki ishqalanish kuchlari tufayli bu qatlam qo'shni qatlamni ilashtiradi, u esa o'ziga qo'shni bo'lgan yana bir qatlamni ilashtiradi va hokazo. Qattiq jism sirtidan unga perpendikulyar yo'nalishda uzoqlashgan sari suyuqlik qatlamlarining tezliklari kamayib boradi.

Suyuqlikning qatlamsimon oqishini kuzatish maqsadida shaffof shishadan yasalgan qo'zg'almas nayni gorizontal ravishda joylashtirib, uning ichidan biror suyuqlikni (suv) tashqaridan bosim berish usuli bilan oqizaylik. Tashqaridan berilayotgan bosimga monand ravishda suvning oqish tezligini o'zgartirish mumkin. Suv oqishning manzarasini kuzatish uchun suv oqimi ichiga biror rangli suyuqlik sharrasini kirgizamiz. Kuzatishlardan aniqlanishicha, suv oqimining unchalik katta bo'lmagan tezliklarda rangli sharraning shakli nayning barcha qismlarida saqlanadi. Demak, suyuqlik zarralarining bir qatlamdan boshqa qatlamga o'tishlari sezilarli darajada kuzatilmaydi. Boshqacha qilib aytganda, *suyuqlik qatlamlari bir-biri bilan aralashmasdan bir-biriga nisbatan siljiydi, ya'ni qatlamsimon oqish sodir bo'ladi. Suyuqlikning bunday harakatlanishi laminar oqish deb ataladi.* Tajribalarning ko'rsatishicha, laminar oqish sodir bo'layotgan suyuqlik qatlamlarining tezliklari nay o'qidan uzoqlashgan sari parabolik qonun asosida o'zgarib boradi.



12.3расм

Ingichka kapilyar quvrlardagi suyuqlikning laminar oqishini fransuz fizik va fiziolog olimi J.Puazeyl' (1799 - 1869) tekshirgan. R - radiusli va λ uzunlikdagi kapilyar kuvrni olamiz. Suyuqlik ichida qalinligi dr va r radius bilan chegaralangan qatlamni fikran ajratib olamiz 8.3 - rasm. Bu qatlamga ichki tomondan ichki ishqalanish kuchi ta'cir etadi.

$$F = -\eta \frac{d\vartheta}{dr} S = -\eta 2\pi r \lambda \frac{d\vartheta}{dr}$$

Berilgan suyuqlikning oqimi uchun ichki ishqalanish kuchi silindirning chekkalaridagi bosimlar farqiga proporsional bo'ladi:

$$-\eta 2\pi r \lambda \frac{d\vartheta}{dr} = \Delta p \pi r^2$$

bundan

$$d\vartheta = \frac{-\Delta p}{2\eta\lambda} r dr$$

Silindr o'qidan R masofada suyuqlikning tezligi $\vartheta = 0$ deb xisoblab, oxirgi tenglamani integrallash orqali quyidagini hosil qilamiz.

$$\vartheta = \frac{\Delta P}{4\eta\lambda}(R^2 - r^2) \qquad (8.3)$$

Bundan ko'rinadiki trubada suyuqlik zarrachalarning tezligi parabolik qonun asosida o'zgarib boradi, parabolaning cho'qqisi (eng katta qiymati) quvrning o'qiga to'g'ri keladi.

t vaqt ichida trubadan oqib chiqayotgan suyuqlikning hajmi:

$$V = \int_0^R \vartheta t 2\pi r \, dz = \frac{2\pi \Delta P t}{4\eta\lambda} \int_0^R r\left(R^2 - r^2\right) dr = \frac{\pi \Delta P t}{2\eta\lambda}\left[\frac{r^2 R^2}{2} - \frac{r^4}{4}\right]_0^R = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8\eta\lambda} \quad . \qquad (8.4)$$

Bundan suyuqlikning ichki ishqalanish koeffisenti

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P t}{8\vartheta\lambda} \qquad (8.5)$$

ifoda bilan xarakterlanadi.

Suvning naydagi oqish tezligini oshirib borsak, tezlikning biror qiymatidan (kritik qiymat) boshlab rangli suyuqlik sharrasi nay kesimi bo'ylab yoyila boshlaydi. *Oqimning* *qatlamsimonligi buzilib, suyuqlikning aralashishi sodir bo'ladi. Suyuqlikning bunday xarakatlanishini turbulent oqish deb ataladi.* Turbulent oqishi jarayonida suyuqlik zarralarining tezliklari xaotik ravishda o'zgarib turadi. SHuning uchun nay kesimining u yoki bu nuqtasidagi suyuqlik zarrasining o'rtacha tezligi haqida mulohaza yuritish mumkin. Suyuqlikning aralashishi tufayli nay kesimining deyarli barcha qismida zarralar bir xil o'rtacha tezliklar bilan harakatlanadi. Faqat nay devorlariga bevosita yaqin qatlamdagina o'rtacha tezlik boshqa qatlamdagiga nisbatan kichik bo'ladi. Bundan laminar oqishda suyuqlikning yopishqoqligi nay kesimining barcha qismida, turbulent oqishda esa faqat nay kesimining devorlariga juda yaqin qismida nomoyon bo'ladi degan xulosa kelib chiqadi.

Demak, *nay orqali oqayotgan suyuqlik tezligining biror kritik qiymatidan boshlab oqish turbulentlik harakteriga ega bo'la boshlaydi. Tekshirishlar natijasida suyuqlik oqishining xarakteri Reynolpds soni (Re) deb ataladigan*

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho \vartheta \lambda}{\eta} \qquad (8.7)$$

o'lchamsiz kattalikka bog'liqligi aniqlangan.

(8.7) dagi:

ρ - suyuqlik zichligi,

ϑ - nay kesimi bo'yicha suyuqlik oqishining o'rtacha tezligi,

η - suyuqlikning yopishqoqligi,

λ - nay kesimining o'lchami.

(8.7) dagi *η va ρ larning nisbatini kinematik yopishqoqlik deb ataldigan ν= η/ρ kattalik* bilan almashtirsak, quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\mathrm{Re} = \vartheta * \lambda / \nu \qquad (8.8)$$

Kinematik yopishqoqlik (m^2/s) birligi bilan o'lchanadi. 1 m^2/s - zichligi 1kg/m^3 va dinamik yopishqoqligi 1 Pa ∗ s bo'lgan suyuqlikning kinematik yopishqoqligidir. Tajribalarning ko'rsatishicha, oddiy sharoitlarda silindrsimon naylar orqali suyuqlikning oqimi laminar xarakterga ega bo'lishi uchun Re < 2300, turbulent oqim namoyon bo'lishi uchun esa Re > 2300 bo'lishi lozim.

Qattiq jism va suyuqlikning o'zaro ta'sirlashishida vujudga keluvchi kuchlar qo'zg'almas suyuqlik ichida qattiq jism xarakatlanganda ham yoki suyuqlik xarakatlanib qattiq jism esa qo'zg'almas bo'lganda ham, bir hil bo'ladi.

Qattiq jism suyuqlikda harakatlanish jarayonida qarshilikka uchraydi. Suyuqlik tomonidan jismga ta'sir etuvchi kuch, umumiy holda, harakat yo'nalishi bilan biror burchak hosil qiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha, bu kuch ikki kuchning yig'indisidan iborat (rasm – 8.4):

1) Harakatga qarshilik ko'rsatuvchi kuch suyuqlik oqishi bo'ylab yo'nalgan, uni ro'baro' (peshona) qarshilik kuchi (Fr) deb ataladi.

2) Suyuqlikning oqimga perpendikulyar ravishda ta'sir etadigan kuch, uni ko'taruvchi kuch (G'k) deb ataladi.

Bu kuchlarning vujudga kelishi va tabiati bilan tanishaylik. Tekshirishlardan aniqlanishicha, mazkur kuchlar qattiq jismga tegib turgan suyuqlik qatlami (chegaraviy qatlam) da yuzaga keladi. CHegaraviy qatlam deganda suyuqlikning shunday qatlami tushuniladiki, undagi suyuqlik zarralarining tezligi noldan suyuqlik oqish tezligiga teng bo'lgan qiymatigacha o'zgaradi. Binobarin, chegaraviy qatlamda suyuqlikning yopishqoqligi tufayli tezlik gradienti mavjud. CHegaraviy qatlam qalinligi taqriban

$$\delta = \frac{\lambda}{\sqrt{\mathrm{Re}}} \qquad (8.9)$$

ifoda yordamida aniqlanishi mumkin.
(8.9) dagi:

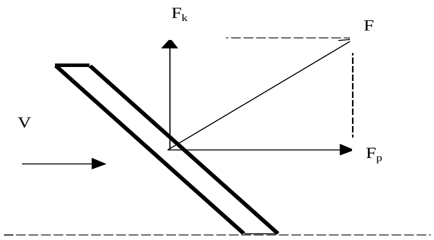
λ - jismning harakterli o’lchami.

Re - Reynolpds soni.

Suyuqlik va jismning, bir-biriga nisbatan tezligi unchalik katta bo’lmagan xollarda harakatga ko’rsatiladigan qarshilik kuchi suyuqlikning yopishqoqligi bilan bog’liq. Agar suyuqlik yopishqoqligi, jismning shakli va o’lchamlari hamda jismning suyuqlik oqishi yo’nalishiga nisbatan joylashishini hisobga oluvchi S_x koeffisentidan foydalansak

$$G'_{ishq} = S_x * \vartheta \qquad (8.10)$$

munosabat o’rinli bo’ladi.



12.4-расм

Reynolpds sonining qiymati birga yaqin bo’lganda chegaraviy qatlam qalinligi jism o’lchami bilan taqqoslanadigan darajada, Re < 1 da esa chegaraviy qatlam oqimning deyarli barcha sohasini egallaydi. Bunday hol uchun _r radiusli sharsimon jismning harakatiga suyuqlik tomonidan ko’rsatiladigan qarshilik kuchi ishqalanish kuchidan iborat bo’ladi va u_

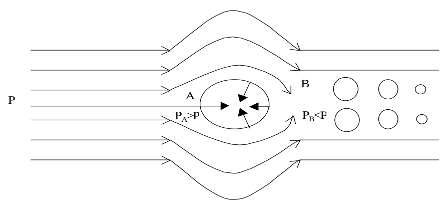
$$G'_{ishq} = 6\pi\eta\vartheta r \qquad (8.11)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (8.11) ni Stoks ((1819 - 1903) ingliz fizik olimi) formulasi deb ataladi.

Oqish tezligining ancha katta qiymatlarida, masalan, Re ≥ 10^4 bo’lganda, chegaraviy qatlamning qalinligi (δ) jism o’lchamining 0,01 ulushidan ham kichik bo’ladi. Mazkur holda jismni o’rab turgan yupqa chegaraviy qatlam suyuqlikning umumiy oqimidan keskin ajralib turadi. Tajribalarning ko’rsatishicha, suyuqlik va jismning bir-biriga nisbatan harakat tezligini orttirib borsak, biror paytda manzara o’zgaradi (rasm – 8.5). Jismning orqa tomonida uyurmalar vujudga kelib, ular vaqt-vaqti bilan uziladi. Oqim bu uyurmalarni olib ketishi tufayli uyurmalardan iborat yo’l hosil bo’ladi. Jismdan ancha uzoqlikda uyurmalar yo’qolib, yana oqish qatlamsimon shaklini tiklaydi.
G’alayonlanmagan suyuqlikni bosimini R deb belgilasak, jismning orqa tomonida vujudga kelayotgan uyurmalar sohasidagi bosim R_V<R.

Jismning old qismidagi bosim esa, Bernulli tenglamasiga asosan, R_A>R. SHuning uchun suyuqlik tomonidan jismga ko’rsatiladigan natijaviy bosim kuchi (G'_V) oqish yo’nalishida ta’sir etadi. Uning qiymati oqish tezligi (ϑ) ga, suyuqlik zichligi (ρ) ga va jism orqasida hosil bo’ladigan uyurmalar sohasining kattaligiga bog’liq bo’lib,

$$F_B = C_x * S * \frac{\rho\vartheta^2}{2} \qquad (8.12)$$



12.5-расм

ifoda bilan aniqlanishi mumkin. Bunda S - jismning oqishga tik yo’nalishga proeksiyasining yuzi. SHuni alohida qayd qilmoq lozimki, jism shaklining bosim qarshiligiga xissasi juda sezilarli bo’ladi.

Samolyot qanotining ko’tariluvchanlik xislati ham ko’taruvchi kuchdan foydalanishga asoslangan. Ko’taruvchi kuch (8.12) ga o’xshash quyidagi ifoda bilan aniqlanishi mumkin:

$$F_k = C_u * \frac{\rho\vartheta^2}{2} * S \qquad (8.13)$$

Samolyot qanoti uchun ko'tarish kuchi juda katta bo'lishi, bosim kuchi esa (peshona qarshilik kuchi) juda kichik bo'lishi lozim. Qanotning sifati $K = S_u/S_x$ ifoda bilan aniqlanadi.

Ko'taruvchi kuch koeffisientiga jismlar geometrik shaklining ta'sirlarini "rus aviasiyasining otasi" N.E.Jukovskiy chuqur tekshirgan.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:

1. YOpishqoqlik kuchi qanday sodir bo'ladi?
2. YOpishqoqlik koeffisientiga ta'rif bering.
3. N'yuton formulasini tushuntirib bering.
4. Kinematik yopishqoqlik nimani ifodalaydi?
5. Reaksiya kuchlari qanday hosil bo'ladi?
6. Samolyot nima sababdan havoga ko'tariladi?

VII bob. Tebranma harakat.

9-MA'RUZA: GARMONIK TEBRANISHLAR

Reja:

1. Tebranishlar haqida umumiy ma'lumot. Turli fizikaviy tabiatga ega bo'lgan tebranishlarga umumiy munosabat. Garmonik tebranishlar amplitudasi, siklik chastotasi va fazasi. Vektorlar diagrammasi.
2. Mexanik va elektromagnit garmonik tebranishlar tenglamasi. Ularning echimi va talqini. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli.
3. Tebranma harakat qilayotgan jismning energiyasi. Prujinali tebrangich, tebranish konturi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: *tebranma harakat, garmonik tebranish, tebranish amplitudasi, chastotasi, fazasi, davri; vektorlar diagrammasi, tebranishlarni qo'shish, tebranish tenglamasi, garmonik tebranish energiyasi, tebranish konturi, elektromagnit tebranishlar, Tomson formulasi.*

Tabiat xodisalari orasida davriy jarayonlarni uchratib turamiz. Masalan: kun bilan tunning almashishi, sayyoralarning Quyosh va o'z o'qi atrofida aylanishi, soat mayatnigining harakati, ichki yonish dvigatel' silindrida porshenning harakati, dutor, rubob kabi musiqa asboblari torlarining tebranishi va shunga o'xshashlar davriy jarayonlarga misol bo'ladi.

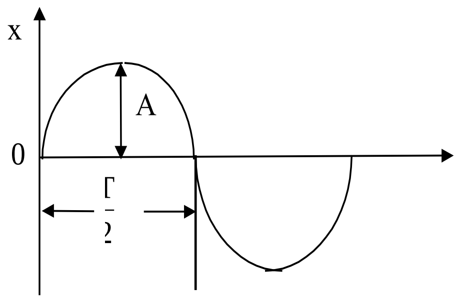
Jismning muvozanat vaziyatidan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga harakatlanishidan iborat davriy ravishda takrorlanadigan jarayonni *tebranma harakat* deyiladi. Jismning harakat traektoriyasini vaqt bo'yicha o'zgarishi sinus yoki kosinuslar qonuni bo'yicha o'zgaradigan tebranishlarga *garmonik tebranishlar* deyiladi:

$$X = A \sin(\omega t + \alpha)$$

yoki

$$X = A\cos(\omega t + \alpha) \qquad (9.1)$$

Bunda X-jismning muvozanat xolatidan siljishi, A-jismning muvozanat xolatidan maksimal siljishi bo'lib, *uni tebranish amplitudasi* deyiladi. Sinus yoki kosinusning eng katta qiymati birga tengligi uchun X_{max} =A bo'ladi; (ωt+α)-*garmonik tebranishning fazasi*,



9.1-rasm

α-tebranishning *boshlangich fazasi* deyiladi. $\omega=\frac{2\pi}{T}$ - berilgan tebranish uchun doimiy bo'lib, garmonik tebranishning *siklik yoki doiraviy chastotasi* deyiladi. 9.1-rasmda (9.1) tenglama bilan ifodalangan garmonik tebranish grafigi ko'rsatilgan (α=0).

Jismning bitta to'liq tebranishi amalga oshishi uchun ketgan vaqt *DAVR* (T) deyiladi. Agar t vaqtda jism n marta tebrangan bo'lsa, uning davri

$$T=\frac{t}{n}\ ,\ (c) \qquad (9.2)$$

ga teng bo'ladi. Birlik vaqt davomidagi tebranishlar soni chastota deyiladi: $\nu = \frac{1}{T}$, $(\frac{1}{c} = 1Gs)$. (9.3) Siklik va chiziqli chastotalar orasida quyidagicha bog'lanish bor:

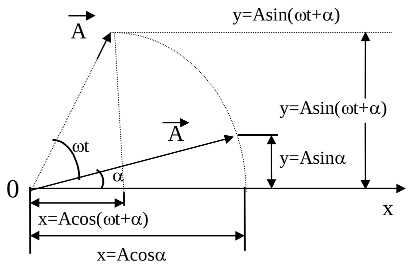
$$\omega = 2\pi\nu, \qquad (9.4)$$

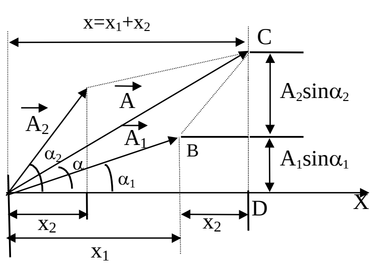
bunda ω - 2π sekund ichida to'la tebranishlar sonini ifodalaydi.

Garmonik tebranishlarni qo'shishda *amplitudalarning vektorlar diagram-masi* (amplitudalarning vektor qo'shilishi)dan foydalanamiz. Amplitudaning abssissa o'qiga proeksiyasi (amplitudaning harakat grafigi) kosinusoidal, ordinata o'qiga proeksiyasi esa sinusoidal bo'lishini ko'rsatadi. Masalan, A amplitudaning tekislikdagi dekart koordinatalar sistemasida qarab chiqamiz (9.2-rasm). U vaqtda A amplitudaning proeksiyalari quyidagicha bo'ladi:

t=0, X=A cosα t ≠ 0 da X=A cos(ωt+α)

U=A sinα, U=A sin(ωt+α)





x

9.2-rasm 9.3-rasm

Quyidagi bir to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan boshlang'ich faza va amplitudasi bilan farqlanuvchi bir xil davrli ikkita garmonik *tebranishlarning qo'shilishini* qarab chiqaylik:

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t+\alpha_1),$$
$$X_2 = A_2 \cos(\omega t+\alpha_2). \qquad (9.5)$$

Kuzatilayotgan jism bir vaqtning o'zida ikkita garmonik tebranishda qatnashadi, shuning uchun uning siljishi har bir tebranishdagi siljishlarning algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$X = X_1 + X_2 = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) + A_2 \cos(\omega t + \alpha_2). \quad (9.6)$$

Qo'shishda amplituda vektorlari diagrammasidan foydalanamiz. Amplituda vektorlari orasidagi burchak boshlang'ich fazalar ayirmasiga teng bo'lib, vaqt o'tishi bilan ular orasidagi burchak o'zgarmasdan, bir xil doiraviy chastota bilan aylanma harakat qiladi. $\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ larni vektorlarni qo'shish qoidasiga asosan qo'shsak (9.3-rasm), ularning natijaviy qiymatlari qo'shiluvchi garmonik tebranishlarning qo'shilishidan hosil bo'lgan tebranishning amplitudasini ifodalab ular bilan bir davrli bo'ladi:

$$\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2. \quad (9.7)$$

$\vec{A}_1$ va $\vec{A}_2$ vektorlarning X o'qiga olingan proeksiyalarini qo'shsak $\vec{A}_1$ vektorning X o'qiga olingan proeksiyasiga teng bo'ladi:

$$X = X_1 + X_2 = A\cos(\omega t + \alpha). \quad (9.8)$$

OVS o'tmas burchakli uchburchakdan kosinuslar teoremasiga asosan

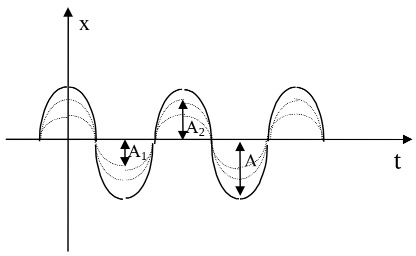
$$A^2 = A_1^2 + 2A_1A_2\cos(\alpha_2 - \alpha_1) + A_2^2. \quad (9.9)$$

SOD uchburchakdan natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasini aniqlaymiz:

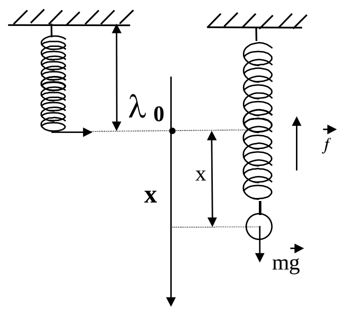
$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{CD}{OD} = \frac{A_1 \sin\alpha_1 + A_2 \sin\alpha_2}{A_1 \cos\alpha_1 + A_2 \cos\alpha_2}. \quad (9.10)$$

Demak, bir to'g'ri chiziq bo'yicha tebranuvchi bir xil davrli ikki garmonik tebranishning qo'shilishidan xosil bo'lgan tebranish shu to'g'ri chiziq bo'yicha qo'shiluvchi tebranishlarning davriga teng davr bilan harakatlanuvchi garmonik tebranish bo'lar ekan. Uning siljish tenglamasi (9.8), ampilituda va boshlang'ich fazasi mos ravishda (9.9) va (9.10) tenglamalar orqali ifodalanadi. Bunday tebranishlarni grafik tasviri 9.4-rasmda ko'rsatilgan tutash chiziqdan iborat bo'ladi. Punktir chiziqlar bilan qo'shiluvchi garmonik tebranishlar ifodalangan.

Biz yuqorida ko'rib o'tgan (9.1) ifoda mexanik garmonik tebranish tenglamasi deyiladi. Mexanik garmonik tebranma harakatni elastik prujinada ham hosil qilish mumkin.



9.4-rasm.



9.5-rasm.

Prujinaga osilgan sharchaga tashqi kuch bilan ta'sir etsak, prujina cho'ziladi (9.5-rasm), u xolda elastiklik kuchini

$$f = -kx \quad (9.11)$$

ko'rinishda yozamiz. Bu erda f-elastiklik kuchi, x-siljish, k-elastiklik koeffisienti, minus ishorasi siljish bilan elastiklik kuchi yo'nalish jihatdan qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi. Agar sharcha muvozanat xolatdan pastga qarab og'sa ($x>0$), kuch yuqoriga qarab yo'naladi ($f<0$). Agar sharcha muvozanat xolatdan yuqoriga qarab harakatlansa ($x<0$), kuch pastga qarab yo'naladi ($f>0$). SHunday qilib f kuch sharchaning muvozanat xolatdan siljishga proporsional va doimo muvozanat xolatiga qarab yo'nalgan. U xolda garmonik tebranma xarakat tenglamasi:

$$X = A\sin(\omega t + \alpha). \quad (9.12)$$

Ma’lumki to’la tebranish davri T=$\frac{2\pi}{\omega}$, ω - siklik yoki doiraviy chastota. Tebranish chastotasi $\nu = \frac{1}{T}$ yoki $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ larni xisobga olib (9.12) ni quyidagicha yozamiz:

$$X = A\sin(\frac{2\pi}{T}t + \alpha) \qquad (9.13)$$

yoki

$$X=A\sin(2\pi\nu\cdot t+\alpha). \qquad (9.14)$$

N’yutonning ikkinchi qonuniga asosan kuch F=ma ifodasini (9.11) bilan taqqoslasak; ma=-kx; a=$\frac{d^2x}{dt^2}$ bo’lgani uchun m$\frac{d^2x}{dt^2}$=-kx yoki

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+kx=0. \qquad (9.15)$$

(9.15) *garmonik harakatning differensial tenglamasidir*. (9.15) ning echimi (9.13) ifoda ko’rinishida bo’ladi.

Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shaklini bayon qilamiz. Matematikada kompleks sonlar nazariyasidan ξ (kcu) kompleks son quyidagicha yozilishi ma’lum:

$$\xi=Ae^{i\varphi}=A(\cos\varphi+i\sin\varphi) \qquad (9.16)$$

bunda A va φ - haqiqiy sonlar, e-natural logarifm asosi, $i = \sqrt{-1}$.
Bu sonning haqiqiy kismi A$\cos\varphi$, mavhum qismi esa A$\sin\varphi$ ga teng. Kompleks sonlardan foydalanish trigonometrik funksiyalar ustida matematik amallarni bajarishni engillashtiradi. Buni quyidagi misolda ko’ramiz:

$$X=A\cos(\omega t+\alpha) \qquad (9.17)$$

Tebranma harakatni qo’shishda ko’pincha, masala ampilituda kvadratini xisoblashga keltiriladi. Buning uchun (9.17) ning haqiqiy qismini mavhum qismidan ajratish shart bo’lmay, balki $\xi\xi^*$ ko’paytmani xisoblash etarlidir. Bunda ξ^* berilgan ξ ga kompleks qo’shma sondir. U vaqtda:

$$\xi = Ae^{i(\omega t+\alpha)},\ \xi^* = Ae^{-i(\omega t+\alpha)}, \qquad (9.18) \quad \xi\xi^* = Ae^{i(\omega t+\alpha)} * Ae^{-i(\omega t+\alpha)} = A^2 \qquad (9.19)$$

Endi bir yo’nalishdagi garmonik tebranishlarniing qo’shilishini qarab chiqaylik; $X_1 = A_1e^{i(\omega t+\alpha_1)}$ va $X_2 = A_2e^{i(\omega t+\alpha_2)}$ ning natijaviysi:

$$X=X_1+X_2=A_1e^{i(\omega t+\alpha_1)}+A_2e^{i(\omega t+\alpha_2)}$$

Amplituda qiymatini aniqlash uchun o’ng tomonni o’ziga qo’shma bo’lgan kompleks songa ko’paytiramiz:

$$A^2=\left[A_1e^{i(\omega t+\alpha_1)}+A_2e^{i(\omega t+\alpha_2)}\right]\left[A_1e^{-i(\omega t+\alpha_1)}+A_2e^{-i(\omega t+\alpha_2)}\right]$$

qavsni ochib chiqsak

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1A_2\left[e^{i(\alpha_2-\alpha_1)} + e^{-i(\alpha_2-\alpha_1)}\right] \qquad (9.20)$$

(9.16) ni xisobga olsak

$$e^{i(\alpha_2 - \alpha_1)} + e^{-i(\alpha_2 - \alpha_1)} = 2\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

va buni ham e’tiborga olsak, (9.20) quyidagi ko’rinishga keladi:

$$A^2=A_1^2+2A_1A_2\cos(\alpha_2-\alpha_1)+A_2^2 \qquad (9.21)$$

Amplitudaniing vektorlar diagrammasidan foydalanib keltirib chiqarilgan (9.9) formulaning o’zginasidir.

Massasi m bo’lgan moddiy nuqtaning *garmonik tebranish energiyasini* xisoblaylik. Huqta doimo tebranib turganligi uchun uning tezligi, kinetik va potensial energiyasi o’zgaruvchan bo’ladi. Moddiy nuqtaning potensial energiyasi nuqtaning muvozanat xolatidan dx masofaga siljituvchi kuchning bajargan ishi bilan aniqlanadi:

$$W_{\Pi} = \int_0^x fdx \cdot$$

Bu erda f=-kx bo’lgani uchun

$$W_{\Pi} = -\int_0^x fdx = \frac{kx^2}{2} \qquad (9.22)$$

Garmonik tebranma harakat uchun $a=-\omega^2 x$ bo’lgani uchun H’yutoning ikkinchi qonuniga ko’ra:

$$f=-\omega^2 mx$$

uni f=-kx bilan taqqoslasak,

$$k=\omega^2 m \qquad (9.23)$$

$X=A\sin(\omega t+\alpha)$ bo’lgani uchun (9.23) ni (9.22) ga qo’yib, potensial energiya tenglamasini hosil qilamiz:

$$W_p=1/2m\omega^2A^2\sin^2(\omega t+\alpha) \qquad (9.24)$$

Moddiy nuqtaning tebranish tezligi

$$\vartheta^2= \omega^2A^2 \cos^2(\omega t+\alpha),$$

uning kinetik energiyasi esa

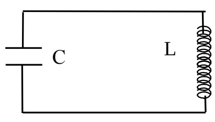
$$W_k=\frac{m\vartheta^2}{2}=\frac{1}{2}m\omega^2A^2\cos^2(\omega t+\alpha) \qquad (9.25)$$

Nuqta garmonik tebranishining to’liq energiyasi:

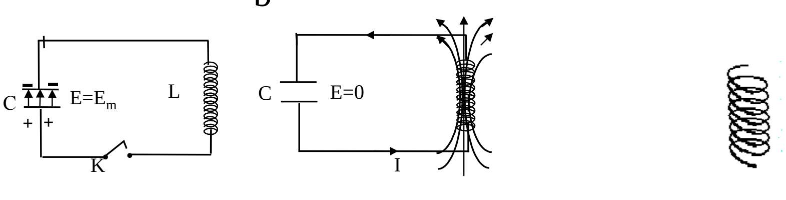
$$W=W_p+W_k=\frac{m\omega^2A^2}{2}=const \qquad (9.26)$$

Demak, garmonik tebranma xarakat qiluvchi jismning to’liq energiyasi tebranish amplitudasi kvadratiga to’g’ri proporsional bo’lib, tebranish prosessi davomida o’zgarmaydi. Lekin uning energisi tebranish davomida kinetik energiyadan potensial energiyaga aylanadi va aksincha.

Elektromagnit tebranish konturi deb L induktiv g’altak va S sig’imli kondensatordan tuzilgan berk zanjirga aytiladi. (9.6-rasm).



a b



6.6-rasm 9.7-rasm

Konturda elektr tebranishlar xosil qilish uchun dastlab kondensatorni zaryadlaymiz (9.7a-rasm), kondensatordagi zaryadlar g’altak tomonga oqib, kondensator zaryadsizlanadi va tok o’tib magnit maydon (va o’zinduksiya toki) xosil bo’ladi.

Kondensator zaryadsizlangan sari uning elektr maydoni zaiflashadi, g'altakning magniit maydoni kuchayadi. Kondensator to'liq zaryadsizlanganda g'altakdagi tok maksimal bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan o'zinduksiya xodisasiga asosan g'altakning magnit maydoni zaiflashib kondensator qayta zaryadlanadi. Kondensator qayta zaryadlanganda undagi elektr maydon kuchlanganligi maksimal qiymatga erishadi, birok uning yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi. So'ngra kondesatorning qarama-qarshi yo'nalishida zaryadsizlanishi boshlanadi. SHunday qilib konturda ma'lum T davrga ega bo'lgan elektromagnit tebranish xosil bo'ladi, davrining birinchi yarmida tok bir yo'nalishda, davrining ikkinchi yarmida esa qarama-qarshi yo'nalishda oqadi.

Konturdagi elektromagnit tebranishlar vaqtida kondesatorning elektr maydon energiyasi g'altakning magnit maydon energiyasiga va aksincha davriy ravishda o'zaro o'zgarib turadi. Agar konturda energiya isrofi bo'lmaganda edi, elektr va magnit tebranishlar garmonik konunga asosan so'nmas tebranishlar bo'lib, matematik ifodasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\left.\begin{aligned} E &= E_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_1) \\ H &= H_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi_2) \end{aligned}\right\} \qquad (9.27)$$

bunda, Eo, No-mos ravishda $\vec{E},\vec{H}$ - tebranish vektorlarining ampilitudalari, φ_1, φ_2 - tebranishlarning boshlang'ich fazalari. Agar tebranish konturida aktiv qarshilik R=0 bo'lsa, konturning tebranish davri Tomson formulasi bilan aniqlanadi:

$$T=2\pi\sqrt{LC} \qquad (9.28)$$

Elektromagnit tebranishlarni uzluksiz hosil qilish uchun kondensatorni biror moslama bilan zaryadlab turish zarur. Bunday moslama sifatida 1886 yilda Gers induksiya g'altagidan foydalandi.

Hozirda esa so'nmas elektromagnit tebranishlarni hosil qilish uchun elektron-lampa va yarim o'tkazgichli tranzistorlardan foydalaniladi.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. Garmonik tebranish va uni xarakterlovchi asosiy fizik kattaliklarni tushuntiring.
2. Vektorlar diagrammasining mohiyatini ochib bering.
3. Mexanik garmonik tebranishlar tenglamasini yozing va uning echimini izohlang.
4. Garmonik tebranma harakat qilayotgan jism to'la energiyasining formulasi qanday?
6. Tebranish konturida elektromagnit tebranishlarni hosil bo'lishini tushuntirib bering.

10-MA'RUZA. SO'NUVCHI TEBRANISHLAR.

Reja:

1. Tebranishlarni qo'shish. Matematik va fizik tebrangich. Erkin so'nuvchi tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar tenglamasi. So'nish koeffisienti, logarifmik dekrement. Asillik (dobrotnost'). Izoxronlik.
2. Ossillyator (vibrator-tebrangich) uchun energetik munosabatlar. Bog'langan ossillyatorlar tushunchasi.

Tayanch so'zlar va iboralar*: o'zaro tik tebranishlarni qo'shish, matematik mayatnik va uning tebranish davri, fizik mayatnik va uning tebranish davri, keltirilgan uzunligi, izoxronlik, erkin tebranishlar, so'nuvchi tebranishlar, so'nish koeffisienti va dekrementi, asllik.*

Koordinata boshiga joylashgan M moddiy nuqta OX va OZ o’qlari bo’yicha o’zaro perpendikulyar yo’nalishlarda tebransin. OX va OZ koordinata o’qlari bo’yicha tebranish tenglamalari (boshlang’ich fazalarini nolga teng deb olamiz):

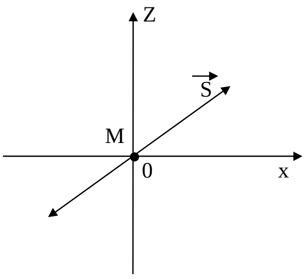
$x=A_1\sin\omega t,$

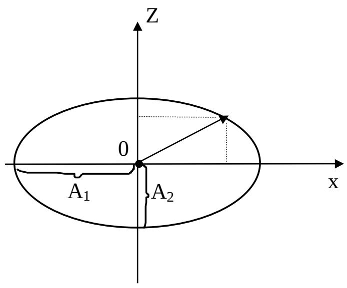
$z=A_2\sin\omega t.$ (10.1)

Tenglamalarni birga echib,

$x=(A_1/A_2)\,z$ yoki $z=(A_2/A_1)x$ (10.2)

ifodalarni olamiz. Bu ifodalar koordinata boshidan o’tgan to’g’ri chiziq (S) ning tenglamasidir. (10.1-rasm)





10.1-rasm 10.2-rasm

Demak, tebranishlar qo’shilib:

$S=\sqrt{x^2+y^2}=\sqrt{A_1^2+A_2^2}\,\sin\omega t$ (10.3)

tenglama bilan ifodalanuvchi garmonik tebranma harakatni beradi.

O’zaro perpendikulyar tebranishlar fazalari bir-biridan $\pi/2$ ga farq qilca, bu tebranish tenglamalari:

$$X=A_1\sin\omega t$$

$$Z=A_2\sin(\omega t+\pi/2)=A_2\,\text{sos}\,\omega t$$

ko’rinishga ega bo’ladi. Bularni birga echib:

$$X^2/A^2_1=\sin^2\omega t,\quad Z^2/A^2_2=\cos\omega t$$

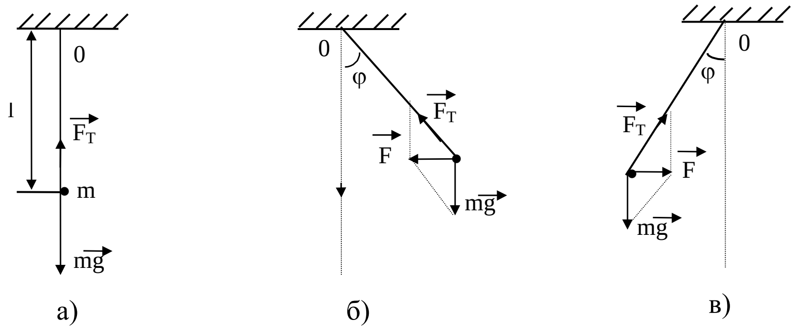
tenglamalarni olamiz. Bu tenglamalarni xadma-xad qo’shib:

$X^2/A^2_1+Z^2/A^2_2=1$ (10.4)

tenglamani hosil qilamiz. Bu ellips tenglamasidir. Demak, xosil bo’lgan garmonik tebranishning trektoriyasi ellipsdir (10.2-rasm). Agar $A_1=A_2=A$ bo’lsa, trektoriya aylana shaklida bo’ladi.

Umumiy xolda o’zaro perpendikulyar tebranishlarni qo’shsak, ularning amplitudalari, boshlang’ich fazalari va davrlariga qarab murakkab shakllarni - Lissaju shakllarini kuzatamiz.

MATEMATIK MAYATNIK, aslida abstrakt tushuncha: cho’zilmaydigan vaznsiz ipga osilgan, og’irlik kuchi ta’siri ostida vertikal tekislikdagi aylana yoyi bo’ylab harakatlana oladigan moddiy nuqta matematik mayatnik deb ataladi.Mayatnik ipi vertikal vaziyatda bo’lsa, sharchaga ta’sir etuvchi og’irlik kuchi ($m\vec{g}$) ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bilan muvozanatlashadi. Lekin mayatnikni muvozanat vaziyatdan og’dirganda og’irlik kuchi ($m\vec{g}$) va ipning taranglik kuchi ($\vec{F}_T$) bir to’g’ri chiziqda yotmaydi. Natijada ularning teng ta’sir etuvchisi $\vec{F}=m\vec{g}+\vec{F}$ bo’ladi. $\vec{F}$ ning qiymati mg tgφ ga teng. Mayatnik o’ng tomonga og’gan xolda (10.3-b rasm) F chap tomonga yo’nalgan, mayatnik chap tomonga og’gan xolda (10.3-v rasm) F o’ng tomonga yo’nalgan bo’ladi.



10.3 - rasm

Demak,

$F = -mg\,\mathrm{tg}\,\varphi$ (10.5)

Bu kuch ta'sirida sharcha l radiusli aylana yoyi bo'ylab muvozanat vaziyati tomon harakatlanadi. Mayatnikning mazkur harakati aylanma harakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$J\varepsilon = M$ (10.6)

bilan harakterlanishi kerak. Bunda J-sharchaning aylanish o'qiga nisbatan inersiya momenti, ε-uning burchak tezlanishi, M esa F kuchning 0 o'qqa nisbatan momenti bo'lganligi tufayli

$$J = ml^2, \quad \varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}, \quad M = -mgl\sin\varphi$$

lardan foydalanib (10.6) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$ml^2\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgl\sin\varphi$$

yoki $\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\sin\varphi = 0$ (10.7)

Agar φ burchakning kichik qiymatlariga mos keluvchi tebranishlarni tekshirish bilan cheklansak, $\sin\varphi$ ni taqriban φ bilan almashtirish mumkin. Natijada (10.7) ifoda

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l}\varphi = 0$$

ko'rinshga keladi. Bunda

$g/l = \omega_0^2$ (10.8)

belgilash kiritsak,

$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0$ (10.9)

tenglamani hosil qilamiz. Bu tenglamaning echimi

$\varphi = \varphi_m\cos(\omega_0 t + \alpha)$ (10.10)

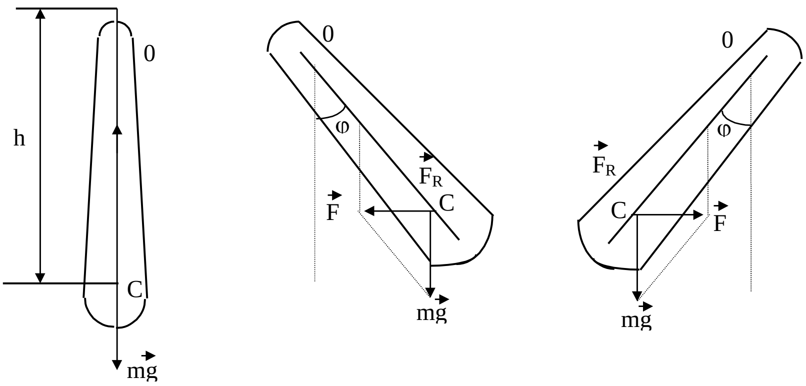
ko'rinishda bo'ladi. (10.9) dan foydalanib *matematik mayatnik tebranish davri*

$T_m = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ (10.11)

formula bilan ifodalanishini topamiz.

Demak, Er sirtining muayyan sohasidagi matematik mayatnik kichik tebranishlarning davri mayatnik uzunligi (l) ga bog'liq xolos.

FIZIK MAYATNIK deganda inersiya markazidan o’tmaydigan gorizontal qo’zg’almas aylanish o’qi atrofida og’irlik kuchi ta’sirida harakatlana oladigan qattiq jism tushuniladi. Aylanish o’qi fizik mayatnikning osilish o’qi deb ataladi. Fizik mayatnikning inersiya markazi (S) dan osilish o’qiga o’tkazilgan perpendikulyar (OS) vertikal chiziq bilan mos tushgan holda mayatnik muvozanat vaziyatida bo’ladi (10.4-rasm).



10.4 -rasm .

Muvozanat vaziyatidan biror burchakka og’dirilganda (10.4-b yoki 10.4-v rasm) $m\vec{g}$ va $\vec{F}_R$ kuchlarning teng ta’sir etuvchisi-fizik mayatnikni muvozanat vaziyati tomon qaytarishga intiluvchi $\vec{F}$ kuchdir. Fizik mayatnikning xarakati uchun aylanma xarakat dinamikasining asosiy tenglamasi

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgh\sin\varphi \qquad (10.12)$$

tarzda yoziladi.

Bu ifodada I - fizik mayatnikning osilish o’qiga nisbatan inersiya momenti, m-fizik mayatnik massasi, h esa fizik mayatnikning osilish o’qi va inersiya markazi orasidagi masofa. Kichik tebranishlar uchun sinφ=φ ekanligini xisobga olsak, (10.12) fizik mayatnik tebranish tenglamasi quyidagi ko’rinishga keladi:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{mgh}{I}\varphi = 0$$

yoki

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0 \qquad (10.13)$$

Oxirgi tenglamada

$$\omega_o^2 = mgh/I \qquad (10.14)$$

belgilash kiritdik.

SHunday qilib, fizik mayatnikning kichik og’ishlaridagi tebranishlar garmonik tebranishlar bo’lib, ularning tebranish davri

$$T_\Phi = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} \qquad (10.15)$$

formula bilan aniqlanadi. Mazkur fizik mayatnikning tebranish davriga teng bo’lgan davr bilan tebranadigan matematik mayatnikning uzunligini topaylik. Buning uchun (10.11) va (10.15) ifodalarni tenglashtiraylik:

$$2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgh}} \rightarrow l_k = \frac{I}{mh}$$

Bu tenglikdagi l_k fizik mayatnikning *keltirilgan uzunligi* deb ataladi. Uni quyidagicha tavsif qilish mumkin: fizik mayatnikning barcha massasini fikran bitta nuqtaga to'plab va bu moddiy nuqtani l_k uzunlikdagi ipga osib vujudga keltirilgan matematik mayatnikning tebranish davri mavjud fizik mayatnikning tebranish davridek bo'ladi. (10.11) va (10.15) lar asosida quyidagi xulosaga kelamiz: prujinali mayatnik, matematik va fizik mayatniklar uchun umumiy xossa shundan iboratki mayatniklarning kichik tebranishlarida, ya'ni garmonik tebranishlar sodir bo'layotganda tebranish davri amplitudaga bog'liq emas. Mayatnikning bu xossasi *izoxronlik* deb ataladi. Mayatniklarning izoxronligi ulardan vaqt o'lchagich asbob sifatida foydalanishga imkon beradi. Xususan, Gyuygens 1685 yilda soat yurishini boshqarishda mayatnikdan foydalangan. Keyinchalik, mayatniklar texnikaning turli soxalarida qo'llanildi.

Muvozanat vaziyatdan chiqarilgan tizimda tashqi kuchlar ta'sirisiz bo'ladigan tebranishlar *erkin tebranishlar* deyiladi. Real mexanik tebranishlar *so'nuvchi tebranishlardir*. Tebranishlarning so'nishi tebranuvchi moddiy nuqta yoki sistemaning tebranish dovomida energiya yo'qolishi bilan bog'liqdir. Bu energiya yo'qolishi - tashqi muhit bilan ishkalanish xisobiga yoki tashqi muhitga elastik to'lqinlar tarqatish evaziga bo'lishi mumkin.

Tebranishni so'ndiruvchi kuch tebranma harakat tezligiga to'g'ri proporsional :

$$\vec{F}_c = -\eta\vec{\vartheta} \qquad (10.17)$$

bunda η-qarshilik koeffisenti; $\vec{\vartheta}$-harakat tezligi (manfiy ishora so'ndiruvchi qarshilik kuchi bilan tezlikning qarama-qarshi yo'nalganligini ko'rsatadi).

Agar tebranuvchi moddiy nuqtaning massasi m bo'lsa so'nuvchi tebranish tenglamasini quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

$$X = A_0 e^{-\beta t}\sin(\omega t + \varphi) \qquad (10.18)$$

bu erda $A_0 e^{-\beta t}$ - so'nuvchi tebranish amplitudasi, A_0 -boshlangich amplituda e-natural logarifm asosi, $\beta=\eta/2m$ - *so'nish koeffisenti*.

Tebranishning so'nish tezligi tebranishning *logorifmik dekrementi* bilan aniqlanadi.

$$\lambda = \ln\frac{A_n}{A_{n+1}} = \beta T \qquad (10.19)$$

bu erda A_n, A_{n+1} - oldinma ketin tebranishlar amplitudalari. Tebranishlarning so'nishi nazariy ravishda juda uzoq vaqt davom etadi, lekin tebranishlar amplitudasi 1% gacha kamaysa (avvalgi qiymati 100% deb olingan), amalda tebranish so'ngan deb xisoblanadi.

Tebranish sistemasini xarakterlash uchun sistemaning ASLLIGI (Q) tushunchasi kiritiladi.Sistema asilligi sistema tula energiyasi (E)ning sistema tomonidan bir davrda yo'qotgan energiyasi E_t- nisbati bilan aniqlanadi:

$$Q = 2\pi\frac{E}{E_T}; \qquad Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\omega_0}{2\beta} \qquad (10.20)$$

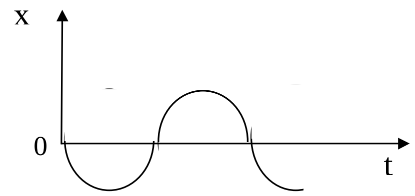
Ossillyator uchun energetik munosabatlar. Tebranayotgan sistema xarakatini xarakterlovchi differensial tenglama (10.9) ko'rinishda bo'lsa, bunday sistemalarni CHIZIQLI OSSILLYATORLAR deyiladi. Demak, biz ko'rib o'tgan fizik, matematik, prujinali mayatniklar harakatini ossillyator harakati deb qarash mumkin. Faqat elastik yoki kvazielastik kuchlar ta'sirida tebranuvchi sistemalarning tebranishlari ERKIN TEBRANISHLAR deb ataladi.

Erkin tebranishlarga biz ko’rib o’tgan mayatniklar tebranishi misol bo’libgina qolmay, suyuqlikka tashlangan areometr, ikki prujina orasiga siqilgan jism, cho’ntak soatlari mayatniklari va boshqalar tebranishi ham misol bo’ladi.

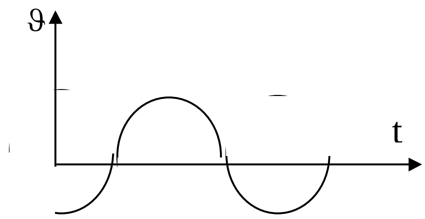
Erkin tebranishlar sodir bo’lishi uchun sistemaga qo’yilgan kuch tez o’zgaradigan bo’lishi kerak, boshqacha aytganda, ta’sir vaqti $t \ll T$ bo’lganda kuch kattaligi sezilarli o’zgarishi kerak.

Muvozanat xolatidan chiqarilganda sistemani muvozanat xolatiga qaytaruvchi $F=kx$ va $F=mg\,tg\varphi$ kuchlar qisqa vaqt ichida miqdor jixatidan tez o’zgaradi, shuning uchun bunday kuchlar ta’sirida xosil bo’layotgan tebranishlar tenglamasi (10.9) erkin tebranishlar differensial tenglamasi bo’ladi. YUqorida aytganimizdek, bu tenglamalar so’nmaydigan erkin tebranishlar uchun ham o’rinlidir. Buning uchun sistema muvozanat xolatdan chiqarilganda berilgan energiya tebranishning istalgan momentida o’zgarmas miqdor bo’ladi.

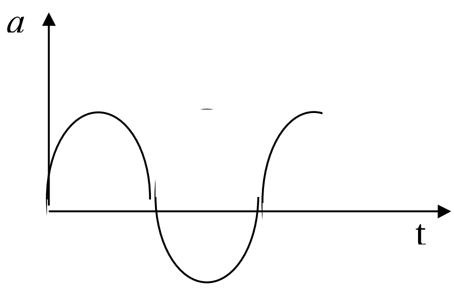
a). Siljish



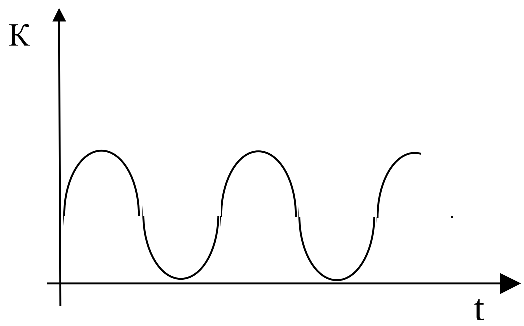
b). Tezlik



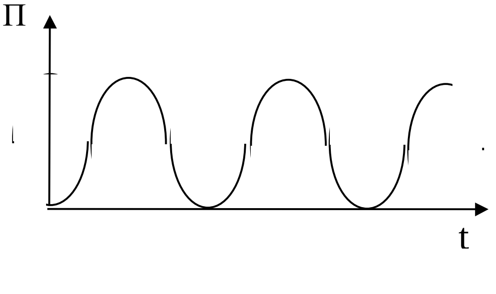
s). Tezlanish



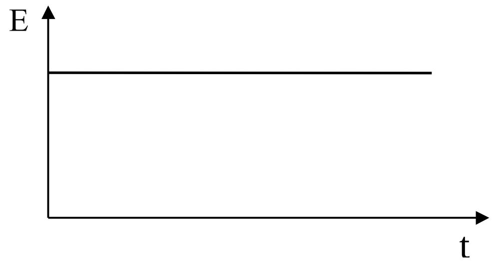
d). Kinetik
energiya



e). Potensial
energiya



j). To'la
energiya



10.5-rasm.

Sistema bir tebranish davrida ikki marta muvozanat xolatidan o'tganligidan kinetik energiyaning tebranish davri ikki marta kichik bo'ladi. Potensial energiya ham shunday davr bilan tebranadi. 10.5-rasmda tebranma harakatni xarakterlaydigan fizik kattaliklarni vaqtga bog'liqlik grafigi berilgan. Bu grafiklar quyidagi formulalar asosida olingan:

siljishi $X = A \sin \omega t$ (10.5-a rasm)

tezlik $V = \frac{dx}{dt} = A\omega \cos \omega t$ (10.5-b rasm)

tezlanish $a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \sin \omega t$ (10.5-v rasm)

potensial energiya $П = \frac{KX^2}{2} = \frac{K}{2} A^2 \sin^2(\omega t)$ (10.5-g rasm)

kinetik energiya $K = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} A^2\omega^2 \cos^2 \omega t$ (10.5-d rasm)

to'la energiya $E = П + K = \frac{m}{2} A^2\omega^2$ (10.5-j rasm)

Bu formulalar bilan oldingi ma'ruzalarda tanishgan edik.
Bu formulalardan ko'rinadiki:

1) siljish maksimum bulganda x=A tezlik va kinetik energiya nolga teng, tezlanish va potensial energiya eng katta qiymatga ega;
2) tezlik maksimum bo'lganda, kinetik energiya maksimum bo'lib, potensial energiya va tezlanish nolga teng;
3) tezlik va tezlanish qarama-qarshi fazada o'zgaradi;
4) kinetik va potensial energiya yig'indisi o'zgarmas miqdordir;
5) $\sin^2\omega t = \frac{1}{2}$(1- sos 2ωt) va $\text{sos}^2\omega t = \frac{1}{2}$(1 + sos 2ωt) ni xisobga olsak:

$$K = \frac{m}{2} A^2\omega^2 \cos^2 \omega t = \frac{mA^2\omega^2}{4}\left[1 + \cos 2\omega t\right] \qquad (10.21)$$

$$П = \frac{KA^2}{2}\sin^2 \omega t = \frac{KA^2}{4}\left[1 - \cos 2\omega t\right]. \qquad (10.22)$$

Demak, (10.21), (10.22) formulalardan ko'rinadiki, kinetik va potensial energiyaning tebranish chastotasi ikkilangan (2ω) chastotadir, lekin energiyaning vaqt o'tishi bilan o'zgarishi (tebranishi) garmonik qonuniyat bo'yicha bo'ladi.

Mustahkamlash uchun savollar:

1. O’zaro perpendikulyar garmonik tebranishlar tenglamasini yozing va ular qanday qo’shilishini tushuntiring.
2. Matematik va fizik mayatnik tebranish qonuni qanday? Tebranish davri-chi?
3. Fizik mayatnik nima? Uning tebranish qonunini izohlab bering. Fizik mayatnikning keltirilgan uzunligi formulasini yozing. So’nuvchi tebranishlar mohiyatini tushuntiring va misollar keltiring.
4. So’nuvchi tebranishlar tenglamasini yozing. So’nish koeffisienti va so’nish dekrementini izohlang.
6. Tebranish tizimining aslligi va izoxronligi deb nimaga aytiladi?
6. Ossillyatorning kinetik, potensial va to’la energiyalarini yozing va ular orasidagi bog’lanishni tushuntiring.

11-MA’RUZA: TO’LQIN JARAYONLAR.

Reja:
1. YAssi sinusoidal to’lqin. YUgiruvchi va turg’un to’lqinlar. Faza tezligi. To’lqin uzunligi. To’lqin soni. Dopler effekti.
2. Skalyar va vektor to’lqinlar. Qutblanish. Kogerentlik. Monoxramatik to’lqinlar interferensiyasi. Kvazimonoxramatik to’lqinlar.

Tayanch so’z va iboralar: *to’lqin, nur, to’lqin fronti, sferik to’lqinlar, yassi to’lqin, ko’ndalang to’lqin, yugiruvchi to’lqin, turg’un to’lqin, to’lqin tenglamasi, to’lqin uzunlik, to’lqinning davri, to’lqin soni, sinusoidal to’lqin, yugiruvchi to’lqin tenglamasi, faza va gruppa tezligi, Dopler effekti, kogerentlik, to’lqin interferensiyasi.*

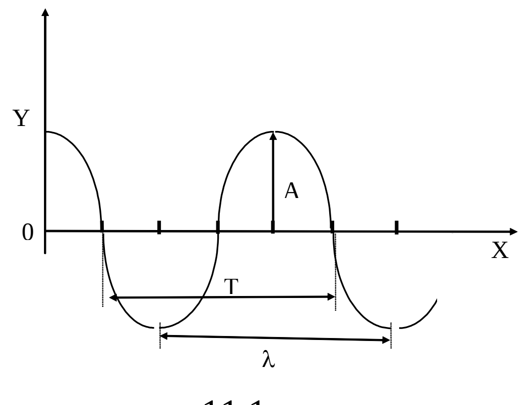
To’lqinlar bilan tanishishni kundalik turmushimizda ko’p kuzatgan hodisadan boshlaylik.Suvga biror jism tashlasak, uning sirti bo’ylab,. to’lqinlar tarqaladi. To’lqin navbatlashgan aylanasimon do’ngliklardan va chuqurliklardan iborat. Suv sirtining biror ondagi manzarasiga e’tibor bersak undagi aylanasimon do’ngliklar va chuqurliklarning markazi tosh tushgan nuqta ekanligini aniqlaymiz. biror muddat to’qinning tarqalish jarayonini kuzatsangiz do’nglik va chuqurlik aylanalarning radiuslari kattalashib boraveradi. SHunisi qiziqki, kuzatuvchi tasavvurida to’lqin tarqalishi tufayli suv zarralari tosh tushgan nuqtadan uzoqlashayotgandek, ya’ni qirg’oq tomonga ko’chayayotgandek tuyuladi. Aslida suv zarralari ko’chmaydi, balki tebranish etib kelgan zarralar o’zlarining muvozanat vaziyatlari atrofida tebranma harakat qiladilar. Kuzatishlarning ko’rsatishicha, suv sirtining biror nuqtasiga kiritilgan po’kak to’lqin bilan birgalikda qirg’oq tomon harakatalanmaydi, balki o’zi joylashgan sohadagi, suv zarralari bilan birgalikda navbatma-navbat goh pastga goh yuqoriga siljiydi, ya’ni tebranadi.

Har qanday muxitda to’lqinlarni uyg’otish uchun tebranuvchi manba bo’lishi lozim. Bu manba o’zi joylashgan sohadagi muxit zarralarini tebratadi. Muhitning tebranayotgan har bir zarrasi o’ziga qo’shni bo’lgan zarraga, u esa qo’shni boshqa zarralarga majbur etuvchi (elastik) kuch bilan ta’sir etadi. Biror vaqtdan keyin tebranish butun muhitga tarqaladi. Tebranishlarning muhitga tarqalish jarayoni to’qin deyiladi. To’lqining tarqalish yo’nalishi nur deb, ihtiyoriy t vaqtda tebranishlar etib kelgan muhit zarralarining geometrik o’rinlari esa to’lqin fronti deb ataladi. To’lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbasining shakli va o’lchamlariga bog’liq. Bir jinsli va izotrop muhitda joylashgan nuqtaviy tebranish manbaidan tarqalayotgan to’lqinlarning fronti sferik shaklda bo’ladi. SHuning uchun bunday to’lqinlarni sferik to’lqinlar deyiladi. Agar tebranish manbai tekislik shakliga ega bo’lsa, manbaga yaqin sohalardagi to’lqin fronti ham tekislikdan iborat bo’ladi. Bunday to’lqinlarni yassi to’lqinlar deyiladi. Ikkala xolda ham nur to’g’ri chiziq bo’lib, u to’lqin frontiga perpendikulyar bo’ladi. Agar muhit zarralari nurga perpendikulyar ravishda tebranayotgan bo’lsa, bunday to’lqinni ko’ndalang to’lqin deb, muhit zarralari nurga parallel ravishda tebranayotgan to’lqin bo’ylama to’lqin deyiladi.

Ko’dalang to’lqinlarni tarqalishi jarayonida muhit qatlamlarining bir-biriga nisbatan siljishi, ya’ni siljish deformasiyasi sodir bo’ladi. Qatlamlarning nisbiy siljishiga qarshilik ko’rsatadigan elastik kuchlar (bu kuchlar tufayli muhit zarralari tebranadi) faqat qattiq jismlarda vujudga keladi, chunki qattiq jismlar o’z shaklini saqlashga intiladi. suyulik va gazsimon muhitlarda esa siljish deformasiyasi sodir bo’lmaydi.SHu sababli suyuqlik va gazlarda ko’ndalang to’lqin vujudga kelmaydi.

Bo’ylama to’lqinlarning tarqalish jarayonida muhit zarralri nur yo’nalishda va unga teskari yo’nalishda siljiydi. Muhit zarralri zichlashadi va siyraklashadi. Zichlashishlar vujudga kelgan sohada hajm torayadi, siyraklanishlar vujudga kelgan sohada esa hajm kengayadi. Hajmning o’zgarishiga qarshilik ko’rsatadigan elastik kuchlar qattiq jismlarda ham, suyulik va gazlarda ham vujudga keladi. SHuning uchun bo’ylama to’lqinlar qattiq, suyuq va gaz xoldagi muhitlarda sodir bo’ladi.

Faraz qilaylik, cheksiz muhitning biror nuqtasida tebranuvchi sistema joylashgan bo’lsin. U holda sistema o’ziga bevosita tegib turgan zarralarga, ular esa o’zlariga qo’shni bo’lgan zarralarga tebranish uzatadi. Bu jarayonda to’lqin xuddi o’zini vujudga keltirgan manbadan “yugurib qochayotgandek” tuyuladi. SHuning uchun uni “yuguruvchi to’lqin” deyiladi. YUguruvchi to’lqin tenglamasini yozish muhitning ihtiyoriy zarrasi uchun siljining vaqtga bog’liq ravishda o’zgarishini ifodalovchi munosabatni aniqlash demakdir.



11.1-rasm

Buni xususiy hol, ya’ni bir jinsli va izotrop muhitda tarqalayotgan ko’ndalang to’lqinlar uchungina bajaramiz. Muhitning 0 nuqtasiga joylashtirilgan tebranishlar manbai t=0 vaqtdan boshlab y=A cosωt qonun bo’yicha garmonik tebranma harakat qilayotgan bo’lsin. Manbaning bu harakati tufayli muhit zarralari ham A amplituda va ω chastota bilan tebranadi.

Manbadan X masofada joylashgan zarra 0 manbaga bevosita qo’shni bo’lgan zarraga nisbatan $\tau=\frac{X}{U}$ vaqt qadar kechroq tebrana boshlaydi. (U - to’lqinning muhitda tarqalish tezligi). SHuning uchun 0 nuqtadan X masofa uzoqlikdagi zarraning ihtiyoriy t vaqtdagi siljishi manbaga tegib turgan zarraning t-τ vaqtdagi siljishiga teng bo’ladi, ya’ni

$$Y= A\cos\omega t\,(t-\frac{x}{\vartheta}) \qquad (11.1)$$

Bu ifoda yuguruvchi to’lqin tenglamasi deyiladi. rasm-11.1dan ko’rinishicha, to’lqin grafigi sinusoidadan iborat . Bunday to’lqinni garmonik to’lqin yoki sinusoidal to’lqin deyiladi.

Siljish maksimal qiymatga (y=+A) erishgan nuqtalarni to'lqin do'ngliklari deb, minimal qiymatga (y=-A) erishgan nuqtalarni esa to'lqin chuqurliklari deyiladi. Ikki qo'shni chuqurlik (yoki do'nglik) orasidagi masofa to'lqin uzunligi (λ) deyiladi. To'lqin uzunligini bir xil fazada tebranayotgan ikkita yang yaqin nuqtalar orasidagi masofa deyish ham mumkin.

Demak, bitta davr (T) vaqt davomida U tezlik bilan taqalayotgan to'lqin bosib o'tgan masofa mazkur to'lqin uzunligidir:

$$\lambda=UT \qquad (11.2)$$

Bu ifoda yordamida (1) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$y=A\cos(\omega t-\omega\frac{X}{U})=A\cos(\omega t-\frac{2\pi}{T}\frac{X}{U})= A\cos(\omega t-\frac{2\pi}{\lambda}X)$$

Bu tenglamadagi $\frac{2\pi}{\lambda}$ ni, K harfi bilan belglanadi va to'lqin son deb ataladi. U 2π metr uzunlikdagi kesmada joylashadigan to'lqin uzunliklarining sonini ifodalaydi. Natijada yuguruvchi to'lqin tenglamasi

$$y=A\cos(\omega t-KX) \text{ va } y=A\cos(\omega t+KX) \qquad (11.3)$$

ko'rinishga keladi. Ikkinchi tenglama qarama-qarshi yo'nalishda tarqalayotgan yassi to'lqin uchun o'rinli.

Agar muhitda taraqalayotgan to'lqin sferik bo'lsa, sferik yuguruvchi to'lqin tenglamasi

$$y=\frac{A}{X}\cos(\omega t-KX) \qquad (11.4)$$ ko'rinishda yoziladi.

To'lqinlarning muhitda tarqalishining differensial tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\frac{d^2y}{dx^2}=\frac{1}{U^2}\frac{d^2y}{dt^2} \qquad (11.5)$$

To'lqin tenglama deb yuritiladigan bu (11.5) differensial tenglama umumiy xoldagi to'lqin jarayoni tarqalishini ifodalaydi.

YAssi to'lqin biror t vaqtdan so'ng tebranish manbaidan x masofa uzoqlikka etib keladi. Bu vaqtdagi to'lqin fronti yassi tekislikdan iborat bo'lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. SHu sababli to'lqin frontini bir xil fazalar tekisligi deyish mumkin. Bunda (11.1) tenglamadagi

$\omega(t-\frac{X}{U})=const$ bo'ladi. ω doimiy kattalik bo'lganligi uchun

$$t=\frac{X}{U}=sonst \qquad (11.6)$$

ko'rinishda yozamiz. Vaqt o'tishi bilan bir xil fazalar tekisligining koordinatasi o'zgaradi. Bu harakat tezligini topish uchun (11.6) ni differensiallaymiz:

$$dt - (1/\vartheta)\, dx = 0$$

Bunda

$$\vartheta = dx/dt \qquad (11.7)$$

Demak, to'lqinning tarqalish tezligi fazaning ko'chish tezligini bildiradi. SHuning uchun (11.7) ni fazaviy tezlik deyiladi.

To'lqinlarning fazaviy tezligi to'lqin parametrlariga emas, balki muhit xossalariga bog'liq bo'ladi, ya'ni chastotalari turlicha bo'lgan to'lqinlar muayyan muhitda bir xil fazaviy tezlik bilan tarqaladi. Lekin shunday to'lqinlar ham bo'ladiki (sirt to'lqinlar) ularning fazaviy tezliklari chastotaga bog'liq bo'ladi. To'lqinlarning fazaviy tezligini chastotasiga bog'liqligi to'lqinlar dispersiyasi deyiladi.

Turli chastotali to'lqinlar yig'indisini to'lqinlar gruppasi yoki to'lqin "paket" deyiladi. Paketning tezligi uning tarkibidagi to'lqinlarning birortasini ham tezligiga mos kelmaydi. Bunday hollarda to'lqinlar gruppasi maksimumining ko'chish tezlgi tushunchasidan foydalaniladi va uni gruppaviy tezlik deyiladi.

To'lqin uzunliklari λ dan λ+dλ gacha bo'lgan to'lqin paketining gruppaviy tezligi

$$U_2 = U - \lambda \frac{d\vartheta}{d\lambda} \qquad (11.8)$$ munosabat bilan aniqlanadi.

$\frac{d\vartheta}{d\lambda} > 0$ bo'lganda, gruppaviy tezlik fazaviy tezlikdan kichik bo'ladi. Bunday xollarni narmal dispersiya deyiladi.

$\frac{d\vartheta}{d\lambda} < 0$ bo'lgan holda, gruppaviy tezlik fazaviy tezlikdan katta bo'ladi. Bunday xollarni anomal dispersiya deyiladi.

$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = 0$ bo'lgan holda esa dispersiya kuzatilmaydi, ya'ni gruppaviy tezlik fazaviy tezlikka teng bo'ladi.

Agar muhitda bir nechta tebranish manbalari bo'lsa, ulardan chiqqan to'lqinlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda tarqaladi va o'zaro kesishgandan keyin bu kesishish haqida xech qanday iz qoldirmay yoyilib ketadi. Bu xodisa superpozisiya prinsipi deyiladi. Qo'shilish natijasi uchrashayotgan to'lqinlarning fazalari, davrlari va amplitudalariga bog'liq bo'ladi.

CHastotalari bir xil va fazalar farqi o'zgarmas bo'lgan ikki to'lqin tufayli vujudga keladigan manzara e'tiborga loyiq. Bunday to'lqinlarni kogorent to'lqinlar, manbalarni esa kogorent manbalar deyiladi. Kogorent to'lqinlarning qo'shilishidan, ularning bir-birini kuchaytirishi yoki zaiflashtirish xodisasi to'lqinlar interferensiyasi deyiladi.

Amplitudalari va chastotalari bir xil bo'lgan ikki yassi to'lqin bir-biriga qarab harakatlanganda uchrashib, qo'shilishdan turg'un to'lqin vujudga keladi. Bu to'lqinlarni tenglamalarini yozaylik:

$$u_1 = A\text{sos}\omega\,(t - \frac{X}{U})$$

$$u_2 = A\text{sos}\omega\,(t + \frac{X}{U}) \qquad (11.9)$$

Ularni qo'shib, kosinuslar teoremasi asosida o'zgartiramiz:

$$u = u_1 + u_2 = A[\text{sos}\omega\,(t - \frac{X}{U}) + \text{sos}\omega(t + \frac{X}{U}) = 2A\,\text{sos}\omega\,\frac{X}{U} \cdot \text{sos}\omega t;$$

$\omega = 2\pi/T$; $UT = \lambda$ ekanligini hisobga olib, yuqoridagi ifodani quyidagicha yozamiz:

$$u = 2A\,\text{sos}2\pi\frac{X}{\lambda}\,\text{sos}\omega t. \qquad (11.10)$$

(11.10) turg'un to'lqin tenglamasidir.

Demak, turg'un to'lqin chastotasi uchrashayotgan to'lqinlar chastotasiga teng. Amplitudasi esa

$$2A\,\text{sos}2\pi\frac{X}{\lambda} \qquad (11.11)$$ vaqtga bog'liq emas, biroq muhit zarralarininn vaziyatini ifodalovchi X koordinataga bog'liq.

a) $|\text{sos}2\pi\frac{X}{\lambda}|=1$ bo'lgan nuqtalarda turg'un to'lqin amplitudasi maksimal qiymatga (2A) teng bo'ladi. Bu nuqtalar do'ngliklar deyiladi. Do'ngliklar $2\pi\frac{X}{\lambda}= \pm n\pi$ (n = 0,1,2....) shart bajarilgan nuqtalarda hosil bo'ladi. Bundan do'ngliklarni koordinatalari uchun

$$X=\pm n\frac{\lambda}{2} \quad (n = 0,1,2....) \qquad (11.12)$$

ifodani hosil qilamiz. Ikki qo'shni do'nglikni orasidagi masofani topamiz:

$$X_{n+1} - X_n=(n+1)\,\lambda/2 - n\lambda/2=\lambda/2$$

b) $\text{sos}2\pi\frac{X}{\lambda}=0$ bo'lgan nuqtalarda, turg'un to'lqinning amplitudasi ham nolga teng. Bu nuqtalarni tugunlar deyiladi. Demak, tugunlar $2\pi\frac{X}{\lambda}=t(2n+1)\ \pi/2$ (n = 0,1,2....) shart bajarilgan nuqtalarda hosil bo'ladi. Bunday tugunlarning koordinatalari

$$X=\pm(2n \pm 1)\lambda/4 \quad (n = 0,1,2....) \qquad (11.13)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Ikki qo'shni tugun orasidagi masofa

$X_{n+1} - X_n=[2(n+1)]\frac{\lambda}{4} - (2n+1)\frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$ ga teng. Ixtiyoriy tugundan eng yaqin do'nglikkacha bo'lgan masofa

$$(2n+1)\,\lambda/4 - n\,\lambda/4=\lambda/4 \qquad (11.14)$$

Do'ngliklar va tugunlar bir-biridan to'lqinning chorak uzunligi qadar masofada joylashgan bo'ladi.

YUguruvchi to'lqindan farqli ravishda turg'un to'lqinning energiya oqimi nolga teng. Buning sababi shundaki, turg'un to'lqinni vujudga keltirayotgan qo'shiluvchi to'lqinlar - tushayotgan va qaytayotgan to'lqinlar qarama-qarshi yo'nalishlarda teng miqdordagi energiyani ko'chiradi. Turg'un to'lqinning tugun nuqtalar oraligidagi to'liq energiyasi o'zgarmaydi. Faqat kinetik energiyaning potensial energiyaga, potensial energiyani esa, kinetik energiyaga aylanishlari sodir bo'ladi.

Biror asbob tebranishlarni qabul qilnayotgan bo'lsin; vaqt birligida asbob qabul qilgan tebranishlar sonini U' orqali belgilaymiz. Asbob va manbaning tebranishlar tarqalayotgan muhitga nisbatan harakatining turli hollari uchun U' va U orasidagi bog'lanishni tekshiraylik. Soddalik uchun, bu harakatlar manba bilan asbobni tutashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha bo'layapti, deb faraz qilamiz.

Agar manba asbobga yaqinlashayotgan bo'lsa, uning muhitga nisbatan ϑ tezligini musbat, agar manba asbobdan uzoqlashayotgan bo'lsa manfiy deb hisoblaymiz.

1. Qayd qiluvchi asbob va manba muhitga nisbatan harakat qilmaydi, U=0 $\vartheta=0$; to'lqin birlik vaqt ichida V tezlik bilan λ masofani bosib o'tganligidan, asbob qabul qilgan tebranishlar soni

$Y'=\frac{Y}{\lambda}=\frac{Y}{YT}=\frac{1}{T}=\gamma$ ga teng bo'ladi, ya'ni birlik vaqt ichida asbob qabul qilgan tebranishlar soni birlik vaqt ichida manba chiqargan tebranishlar soniga teng.

2. Qayd qiluvchi asbob muhitga nisbatan ϑ tezlik bilan harakatlanadi; manba qo'zg'almas (U=0), $\vartheta>0$ bu holda, asbob to'lqinlarga qarshi harakatlanayotganligi sababli, to'lqinning natijali tezligi $V+\vartheta$ ga teng.

Asbobdan vaqt birligi ichida o'tgan to'lqinlar soni: $\gamma' = \frac{V+\vartheta}{\lambda} = \frac{V+\vartheta}{VT}$; $\frac{1}{T} = Y$ bo'lganligi uchun:

$$\gamma' = \left(1 + \frac{\vartheta}{V}\right)\gamma \qquad (11.15)$$

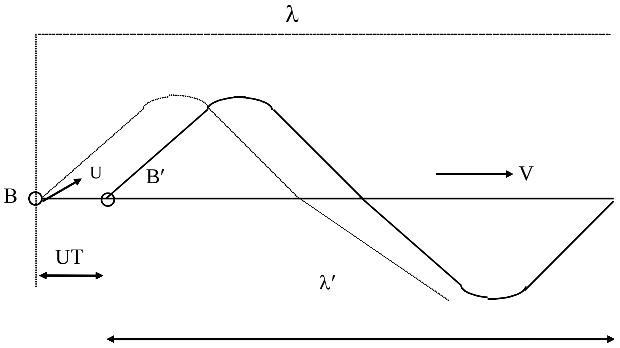
ya'ni asbob qabul qilgan to'lqinlar soni manba chiqargan to'lqinlar sonidan $\left(1 + \frac{\vartheta}{V}\right)$ marta katta.

Asbob yoki manba muhitga nisbatan harakatlanganda, asbob qayd qilgan tebranishlar sonining (chastotasini) o'zgarishi Dopler effekti deyiladi.

3. Manba muhitga nisbatan U tezlik bilan harakatlanadi; qayd qiluvchi asbob qo'zg'almas ϑ=O.

Tebranishlarning tarqalish tezligi faqat muhitning xossalarigagina bog'liq bo'lganidan, manbaning muhitga nisbatan harakat qilish- qilmasligidan qat'iy nazar, bir davrda tebranish oldinga qarab to'lqin uzunligi λ qadar masofaga tarqaladi; lekin shu vaqt ichida manba to'lqin yo'nalishda UT masofani bosib o'tadi, natijada to'lqin uzunligi quyidagiga teng bo'lib qoladi:

$$\lambda=\lambda\text{-}UT=VT\text{-}UT=(V\text{-}U)T.$$



11.2-rasm

To'lqin uzunligi qisqargani sababli, asbob qabul qilgan tebranish soni (chastotasi) ortadi va quyidagiga teng bo'ladi;

$$\gamma' = \frac{V}{\lambda} = \frac{V}{(V-U)T} \quad \text{yoki} \quad \gamma' = \frac{V}{V-U}\cdot\gamma$$

(11.16)

YA'ni asbobning birlik vaqt ichida qabul qilgan tebranishlar soni $\frac{V}{V-U}$ nisbatda ortadi.

Agar manba asbobdan uzoqlashayotgan bo'lsa (U<0), to'lqin uzunligi Δλ=UT qadar kattalashadi, asbob qabul qilgan tebranishlar soni kamayadi: $\gamma' < \gamma$.

4. Qayd qiluvchi asbob va manba bir vaqtda to'lqin tarqalayotgan muhitga nisbatan harakat qiladi. (U#0; ϑ#0).

2 va 3 holatlarni hisobga olib, asbob qabul qilgan tebranishlar soni (chastotasi) quyidagiga teng deb yoza olamiz:

$$\gamma' = \frac{V+\vartheta}{\lambda - UT} = \frac{V+\vartheta}{V-U}\cdot\gamma \qquad (11.17)$$

SHunday qilib, γ' asbobning muhitga nisbatan tezligi ϑ ga va manbaning muhitga nisbatan tezligi U ga turlicha bog'langan bo'ladi.

Manbaning yoki qayd qiluvchi asbobning harakatiga bog'liq ravishda tebranishlar sonining o'zgarishini tovush qabul qilishda sezish oson. Tovush tebranishlarning chastotasi tovush tonini aniqlaydi: birlik vaqt ichidagi tebranishlar soni qancha ko'p bo'lsa, tovush toni shuncha baland bo'ladi. Paravoz qichqirib kuzatuvchiga katta tezlik bilan yaqinlashib kelayotganda, shu narsani ravshan etish mumkinki, paravoz kuzatuvchi oldidan o'tib, undan uzoqlashayotganda paravoz tovushining balandligi o'zgaradi.

Mustaxkamlash uchun savollar.

1. Qanday xodisaga to'lqin deyiladi ?
2. YUguruvchi to'lqin tenglamasini yozing va tushuntiring.
3. Turg'un to'lqin qanday hosil bo'ladi ?
4. To'lqinning fazoviy va gruppaviy tezligi deganda nimani tushunasiz?
6. To'lqin uzunlik nima ?
6. Qanday xodisaga Dopler effekti deyiladi ?
5. Qanday to'lqinlar Kogerent to'lqin deyiladi ?
4. Qanday xodisaga to'lqinlar interferensiyasi deyiladi ?

12-Ma'ruza: TO'LQINLAR DIFRAKSIYASI.

Reja: 1. Bir o'lchamli to'lqin tenglama.
Qattiq jismda bo'ylama to'lqin. Energetik munosabatlar.
Umov vektori. Gaz va suyuqliklarda elastik to'lqinlar.
2. Ikki muhit chegarasidan tovushining o'tishi. Zarbali to'lqinlar.

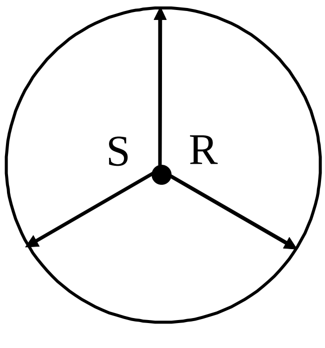
Tayanch so'z va iboralar: *to'lqin, to'lqin fronti, bo'ylama va ko'ndalang to'lqin, bir o'lchamli to'lqin tenglamasi, Gyugens-Frenel' prinsipi, to'lqin energiyasi va energiya zichligi, Umov vektori, tovush tezligi, elektromagnit to'lqin, fazoviy tezlik.*

SHu vaqtgacha biz o'tgan mavzularda to'lqinlarning ma'lum bir yo'nalishda (chiziq bo'ylab) harakatini o'rgandik. Masalan sterjenlarda, havo ustunlarida, volnovodlarda va shunga o'hshash joylarda shunday bo'ladi. Umuman esa tutash muhitda bo'lgan tebranishlar manbaidan to'lqinlar hamma yo'nalishlar bo'ylab tarqaladi. Ayni shu tebranish manbaidan to'lqinlar bir vaqtda etib boradigan sirt to'lqin fronti deyiladi. To'lqin frontining shakli tebranishlar manbaining shakli va muhit xossalariga bog'liq bo'ladi. Tebranishlar manbai S nuqtaviy bo'lsa, deyarli bir jinsli muhitda to'lqin fronti sfera shaklida bo'ladi; bu sferaning R radiusi bo'lgan nurlar to'lqin frontiga perpendikulyardir. Ma'lumki $R=\vartheta t$, bu erda ϑ-to'lqining tezligi, t- uning tarqalish vaqti. Sferik front hosil qiluvchi to'lqinlar sferik to'lqinlar deyiladi.

Sferik to'lqin fronti shu bilan birga (izotrop muhitda) faza sirti yoki to'lqin sirti ham bo'ladi, ya'ni barcha nuqtalari bir xil fazada tebranuvchi sirt bo'ladi.

Agar to'lqin fronti tekislikdan iborat bo'lsa, bunday to'lqin tekis (yassi) to'lqin deyiladi. Bu holda nurlar o'zaro parallel bo'ladi.

Agar so'nishni hisobga olinmasa, to'lqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqlashishi bilan yassi to'lqinning intensivligi o'zgarmaydi, chunki front maydoni (yuzi) o'zgarmasdan qoladi.



12.1-rasm

Sferik to'lqinning intensivligi I esa boshqacha bo'ladi. Vaqt birligi ichida to'lqin frontining butun maydoni S bo'ylab olib o'tilgan W tebranish energiyasi energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq doimiy qoladi. Biroq front tebranishlar manbaidan uzoqlashgan sari S maydon masofa kvadratiga proporsional ravishda ortib boradi, chunki $S=4\pi u^2$. SHuning uchun

$$I = \frac{W}{S} = \frac{W}{4\pi y^2} \qquad (12.1)$$

ya'ni sferik to'lqinning intensivligi frontning tebranishlar manbaidan uzoqligi kvadratiga (u^2) teskari proporsional ravishda o'zgaradi. To'lqinning intensivligi

$$I=\Omega\vartheta=1/2\rho\vartheta\omega^2A^2 \qquad (12.2)$$

(ρ-muhit zichligi, ω-doiraviy chastota, A-to'lqin amplitudasi)ga asosan, to'lqinning intensivligi amplitudaning kvadratiga proporsional $I \sim A^2$, shuning uchun $A \sim 1/u$, ya'ni sferik to'lqinning amplitudasi to'lqin frontining tebranishlar manbaidan uzoqligiga teskari proporsional bo'ladi. U holda to'lqin tenglamasi

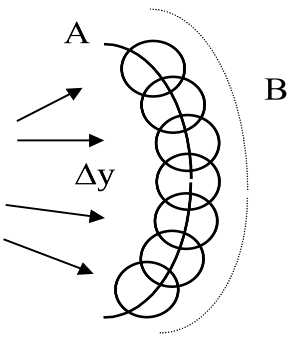
$$x=A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \qquad (12.3)$$

formulada A ni A/u ga almashtirib, sferik to'lqinning quyidagi tenglamasini hosil qilamiz:

$$x=A/u \cdot \sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{y}{\lambda}\right) \qquad (12.4)$$

To'lqinlarning tarqalishiga doir masalalarni echishda ko'pincha vaqtning berilgan boshlang'ich paytdagi to'lqin frontiga ko'ra vaqtning biror payti uchun to'lqin frontini yasashga to'g'ri keladi. Bu yasashni (1690 yili golland olimi) Gyugens prinsipi deb ataladigan usul yordamida bajarish mumkin, uning mohiyati quyidagicha.

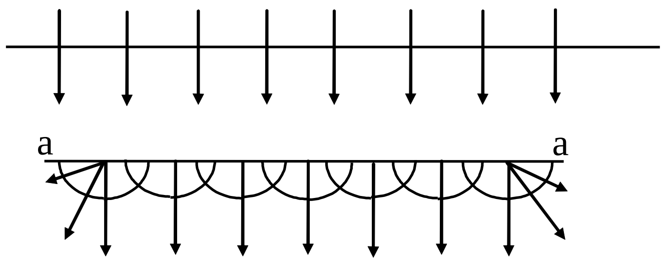
Deyarli bir jinsli muhitda tarqalayotgan to'lqin fronti vaqtning ayni shu paytda rasmdagi A holatda bo'lsin. Uning Δt sek dan keyingi vaziyatini topi sh talab qilinadi.



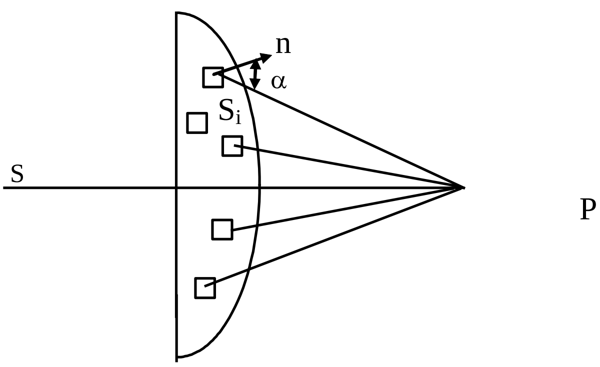
12.2-rasm

Gyugens prinsipiga ko'ra, muhitning to'lqin etib borgan har bir nuqtasining o'zi ikkilamchi to'lqinlarning manbai bo'lib qoladi. Bu ikkilamchi to'lqinlarni yasash uchun dastlabki frontning har bir nuqtasi atrofida $\Delta u=\vartheta\ \Delta t$ radiusli sfera chizamiz, bu erda ϑ - to'lqinning tezligi. Ikkilamchi to'lqinlar dastlabki front harakatlanayotgan yo'nalishlardan boshqa barcha yo'nalishlarda so'nadi (bir-birini so'ndiradi). Tebranishlar ikkilamchi to'lqinlarning tashqi o'rovchisidagina saqlanadi (V).

Misol sifatida Gyugens prinsipini qo'llashga yassi to'lqinning o'lchami to'lqin uzunligidan katta bo'lgan tirqishli to'siqqa tushishini keltirish mumkin (12.3-rasm). To'lqin fronti (aa) to'siqqa etib borganda, tirqishning nuqtalari ikkilamchi to'lqinlarning manbalari bo'lib qoladi. Bu to'lqinlarni yasab, hamda ularning o'rovchisini chizib, tirqishdan o'tgan to'lqinning frontini hosil qilamiz.



12.3-rasm



Bu front faqat o'rta qismlaridagina yassi bo'ladi; tirqish chegaralarida to'lqin fronti to'siq ortiga egiladi, bu hodisa to'lqinlarning difraksiyasi deyiladi.

Biroq difraksiya hodisasini Gyugens prinsipi

asosida tushuntirib bo'lmaydi, chunki bu prinsip turli yo'nalishlarda tarqalayotgan to'lqinlarning 12.4-rasm.
amplitudasi haqida hech narsa demaydi, binobarin, to'lqin fronti bo'ylab intensivlikning taqsimlanishi javobsiz qoladi. Gyugens prinsipining bu kamchiligini 1815 yilda fransuz fizigi Frenel' bartaraf qildi. Frenel' bu prinsipni ikkilamchi to'lqinlarning interferensiyasi haqidagi qoida bilan to'ldirdi.

Frenel' qoidasiga ko'ra, ixtiyoriy R nuqtaga birlamchi S manbadan kelayotgan to'lqinni biror F to'lqin frontining ko'plab ΔS_i elementar ikkilamchi manbalaridan kelayotgan ikkilamchi to'lqinlarning interferensiyasi deb qarash kerak. Bu holda R nuqtada to'lqinning intensivligi barcha ikkilamchi to'lqinlarni qo'shish bilan hosil qilinadi. Bu Gyugens-Frenel' prinsipi deb ataladi va to'lqinni tarqalishiga doir ko'p masalalarni echishda qulaylik yaratdi.

Bo'ylama to'lqinlarning tarqalish tezligi V, nazariyaning ko'rsatishicha, muhitning elastiklik koeffisienti α va uning zichligi ρ dan oligan kvadrat ildizga teskari proporsionaldir:

$$V=\sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} \qquad (12.5)$$

Bu munosabat taqriban quyidagi munosabatga teng:

$$V=\sqrt{\frac{E}{\rho}} \qquad (12.6)$$

α=1/E - silindrik hajm uchun elastiklik koeffisenti; E - YUng moduli.

Demak, bo'ylama to'lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi YUng modulining kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional va muhit zichligining kvadrat ildiziga teskari proporsional ekan.

SHuningdek ko'ndalang to'lqinlarning elastik muhitda tarqalish tezligi quyidagi tenglama

$$V = \sqrt{\frac{N}{\rho}} \qquad (12.7)$$

bilan aniqlanadi, bunda N - siljish moduli.

U o'qi bo'ylab tarqalayotgan va

$$x = a\cos\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right) \qquad (12.8)$$

tenglama bilan ifodalanuvchi to'lqinni ko'z oldiga keltiraylik.
Muhitning bu to'lqin tarqalayotgan bo'lagidagi energiya kinetik energiya E_k va potensial energiya E_p dan iborat. Muhitning bu bo'lagining hajmi τ bo'lsin; uning massasini m va zarralar siljishining tezligini ϑ bilan belgilaymiz; u holda kinetik energiya

$$E_k - \frac{1}{2}m\vartheta^2; \qquad m=\rho\tau; \qquad \vartheta = dx/dt = -a\omega\sin\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right)$$

bo'lgani uchun

$$E_k - \frac{1}{2}\rho\tau a^2\omega^2\sin^2\omega\left(t - \frac{y}{\vartheta}\right) \qquad (12.9)$$

ko'rinishda yozamiz.

$\Delta L/L$ nisbiy deformasiyaga ega bo'lgan qattiq jismning potensial energiyasi,

$$E_p = \frac{1}{2}(ES/L)\,\Delta L^2$$

$\alpha = 1/E$ ni hisobga olib va tenglamani o'ng tomonini $\Delta L/L$ ga ko'paytirib $E_p = 1/2\ (1/\alpha)(\Delta L/L)^2 \cdot LS$ ifodani xosil qilamiz. Bu erdagi LS ko'paytma deformasiyalanayotgan jismning hajmi τ ni ifodalaydi; $\Delta L/L$ nisbiy deformasiyani dx/dy shaklda ifodalash mumkin: bunda dx bir-biridan dy masofadagi nuqtalar siljishlarining ayirmasi.

$$E_p = 1/2\ (1/\alpha)(dx/dy)^2\ \tau$$

(12.8) dan; $dx/dy = a\omega/V \sin \omega(t-y/V)$. ekanligini topib, potensial energiyani quyidagicha yozamiz.

$$E_m = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha}\right)\ \frac{a^2\omega^2\tau}{V^2}\ \sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right) \qquad (12.10)$$

(12.9) va (12.10) ni qo'shib muhit hajmining τ bo'lagidagi to'la energiya E ni topamiz.

$$E=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\alpha V^2}+\rho\right)a^2\omega^2\tau\ \sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right). \qquad (12.5)$$

tengmani hisobga olsak E ning ko'rinishi quyidagicha bo'ladi:

$$E=\rho a^2\omega^2\tau\ \sin^2\omega\ (t-\frac{y}{V}) \qquad (12.11)$$

Demak to'lqin energiyasi tebranish amplitudasining kvadratiga, chastotasining kvadratiga va muhitning zichligiga proporsionaldir.
Energiya zichligi

$$\varepsilon = \frac{E}{\tau}\rho a^2\omega^2 \sin^2\omega\left(t-\frac{y}{V}\right) \qquad (12.12)$$

energiya zichligining o'rtacha qiymati:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2}\rho a^2\omega^2 \qquad (12.13)$$

Tebranishlar tarqalayotgan yo'nalishga tik joylashgan sirt orqali o'tadigan o'rtacha energiya oqimi energiyaning o'rtacha zichligi bilan to'lqin tarqalish tezligining va sirt kattaligining ko'paytmasiga teng.

$$\bar{E} = \bar{\varepsilon}\, VS \qquad (12.14)$$

Birlik yuzadan vaqt birligi ichida oqib o'tuvchi energiya miqdori $\overline{W}$ oqim zichligi deyiladi.

$$\overline{W} = \frac{\bar{E}}{S} = \bar{\varepsilon}\, V \qquad (12.15)$$

Tezlik V vektor bo'lgani uchun, energiya oqim zichligini ham to'lqin tarqalayotgan tomonga yo'nalgan vektor deb qarash mumkin. Bunday vektorni birinchi bo'lib, Moskva universitetining professori N.A.Umov kiritgan va u Umov vektori deyiladi.

Agar nuqtaviy manbadan tarqalayotgan sferik to'lqinga ega bo'lsak, bu holda energiya oqimining o'rtacha zichligi manbagacha bo'lgan masofaning kvadratiga (R) teskari proporsional bo'ladi.

$$\overline{W} = \frac{\bar{E}}{4\pi R^2}$$

Tovush to'lqinlari tarqaladigan asosiy muhit havo bo'lgani uchun, elastik to'lqinlarning gazda tarqalish tezligi masalasini qaraymiz.

Tovush tebranishlari gazning siqilish va siyraklanishlarini adiabatik prosesslar deb hisoblash mumkin bo'ladigan darajada tez yuz beradi, shuning uchun gaz xolatining o'zgarishi Puasson formulasini qanoatlantiradi. ρV^γ=const. $\gamma = \frac{C_\rho}{C_v}$ - gazning o'zgarmas hajmdagi (S_v) va o'zgarmas bosimdagi (S_ρ) issiqlik sig'imlarining nisbati.

E=γr - gazlar uchun yung moduli (r-gaz bosimi). Gazning zichligi $\rho = \frac{p\mu}{RT}$ (R-gaz doimiysi) Bularni hisobga olsak, (12.6) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\vartheta = \sqrt{\frac{\gamma \; RT}{\mu}} \qquad (12.16)$$

Demak, berilgan gazda tovush to'lqinlarining tarqalish tezligi apsalyut temperatura T ning kvadrat ildiziga to'g'ri proporsional va gaz bosimi r ga bog'liq emas.

Tovush to'lqinlarining atmosferada tarqalishida atmosferaning bir jinsli emasligi katta rol' o'ynaydi. Tovushning tezligi havoning namlik darajasiga ham bog'liqdir, shamol ham ta'sir qiladi. Ikki muhitda ikki xil tezlik bilan tarqalayotgan to'lqinlar bu ikki muhitning chegarasidan qaytadi. Tovush to'lqinlarining ikki muhit chegarasiga tushish burchagi (α), muhit chegarasidan qaytish burchagi (β) ga teng $\alpha=\beta$.

Tovush to'lqinlari ikki muhit chegarasiga etganda, qisman ikkinchi muhitga kirib, unda tarqalishni davom ettiradi va tebranish energiyasining boshqa tur energiyalarga aylanib ketishi sababli, asta-sekin zaiflashadi.

Tovush to'lqinlarining qaytish va yutilish xodisalari tovushlarning yopiq binolar ichida tarqalishida mahsus ahamiyatga egadir. Auditoriyalarni, konsert zallarini, teatrlarni loyihalashda tovush to'lqinlarining devorlardan, shipdan va boshqalardan ko'p martalab qaytishi mumkinligini hisobga olish muhimdir. Bu qaytishlar binoning akustik xossalarini aniqlaydi (arxitektura akustikasi).

Odatda binoning akustik xossalarini aniqlashda tovush energiyasi qancha vaqtda dastalabki qiymatining milliondan biriga teng qiymatgacha ($W=10^{-6}W_o$) kamayishi xisoblab chiqiladi; bu vaqt reverberasiya vaqti deyiladi (512 Gs ga nisbatan qabul qilinadi).

Mustaxkamlash uchun savollar.

1. Bo'ylama to'lqin deb qanday to'lqinga aytiladi ?
2. Ko'ndalang to'lqin qanday hosil bo'ladi ?
3. Umov vektorini tushuntiring.
4. Gyugens-Frenel' prinsipini tushuntiring.

ADABIYOTLAR:

1. Savelg'ev I.V. Kurs obo'ey fiziki. T.1,2, "Nauka". 1998 g.
2. Detlaf A.A., YAvorskiy B.M. Kurs fiziki. M., "Vqsshaya shkola", 1989 g.
3. Trofimova T.I. Kurs fiziki. M. "Vqsshaya shkola". 1989 g.
4. Axmadjonov O. Fizika kursi. 2 k.T. "O'qituvchi". 1988 y.
6. Gribov L.A., Prokofg'eva N.I. «Osnovq fiziki», «Gardarika». M.,1998

ASOSIY ADABIYOTLAR:

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991 1-5 boblar.
2. I.V.Savelg'ev. Kurs obo'ey fiziki. T.1,M., Nauka,1989-1992 g.
3. A.A.Dyatlaf, B.M.YAvorskiy. Kurs fiziki. M., "Vqsshaya shkola".1989.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Vqsshaya shkola». 1985 g, 31-33.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obo'ey fiziki. M, izd. "Vqsshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obo'iy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g