

O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI
NIZOMIY NOMIDAGI
TOSHKENT DAVLAT PEDAGOGIKA UNIVERSITETI
FIZIKA-MATEMATIKA FAKULTETI

“Himoyaga ruxsat etilsin”
Fakultet dekani
_____ G‘.F.Djabbarov
“_____” _____ 2020-yil

“5110200 – fizika va astronomiya o‘qitish metodikasi” ta‘lim
yo‘nalishi 4-kurs talabasi
TALIPOVA Manzura Xamid qizi

**“MEXANIK SISTEMALAR GARMONIK TEBRANISHLARINING
BA‘ZI MASALALARI”**
mavzusidagi

B I T I R U V M A L A K A V I Y I S H I

Talaba: _____ M.X.Talipova
Ilmiy rahbar: “Fizika va astronomiya
o‘qitish metodikasi” kafedrası professori,
f.-m.f.d. _____ O.M.Do‘smatov
Taqrizchilar:
1. “Fizika va astronomiya o‘qitish
metodikasi” kafedrası o‘qituvchisi
p.f.f.d (PhD) _____ Xujanov E.B.
2. GulDU “Fizika-matematika” fakulteti
Fizika kafedrası mudiri p.f.n.,
_____ Ashirov Sh.A.

“Himoyaga tavsiya etilsin”
“Fizika va astronomiya o‘qitish
metodikasi” kafedrası mudiri,
f.-m.f.d. _____ O.M.Do‘smatov
“_____” _____ 2020-yil

Toshkent 2020-yil

MUNDARIJA

KIRISH	3
I BOB. MEXANIK SISTEMALARDAGI GARMONIK	
TEBRANISHLAR VA ULARNING TURLARI	8
1.1. Mexanik tebranishlar haqida tushuncha	8
1.2. Mexanik sistemalarda garmonik tebranishlarning xosil bo'lish mexanizmi	14
1.3. Mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakati tavsifi	19
II BOB. GARMONIK TEBRANAYOTGAN MEXANIK	
SISTEMALARNI MATEMATIK MODELLASHTIRISH VA	
BA'ZI MASALALARNI YECHISH USULLARI	27
2.1. Mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakatini matematik modellashtirish masalalari	27
2.2. Gisterezis tipidagi elastic dissitativ xarakteristikali mexanik sistemalarni tebranishlarini tekshirish	31
2.3. Erkinlik darajasi bitta bo'lgan sistemaning kichik tebranma harakati haqida qisqacha tushuncha	35
2.4. Mexanik sistema va moddiy nuqtaning tebranma harakatiga oid masalalar yechish	42
XULOSA	51
FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI	52

KIRISH

Mavzuning dolzarbligi: O‘zbekiston Respublikasida olib borilayotgan islohotlar samarasini yanada oshirish, davlat va jamiyatning har tomonlama va jadal rivojlanishi uchun shart-sharoitlar yaratish, modernizatsiya qilish hamda hayotning barcha sohalari jumladan ta‘lim tizimini rivojlantirish bo‘yicha ustuvor yo‘nalishlarni amalga oshirish maqsadida Harakatlar strategiyasi to‘g‘risida O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 - yil 7 – fevraldagi PF-4947-sonli Farmoni imzolandi. Ushbu Farmonga muvofiq umumiy o‘rta ta‘lim sifatini tubdan oshirish, jumladan fizika kabi muhim va talab yuqori bo‘lgan fanlarni chuqurlashtirilgan tarzda o‘rganish alohida band sifatida kiritilgan [3].

O‘zbekiston Respublikasining Oliy Majlisi tomonidan 1997 yil 29 avgustda “Ta‘lim to‘g‘risida”gi qonun qabul qilindi va shu qonun asosida ish olib borilmoqda. “Kadrlar tayorlash milliy dasturi” da esa har tomonlama rivojlangan Yetakchi mutaxassislarni tayyorlashda jahon miqyosidagi yutuqlar hisobga olinishi kerakligi ko‘rsatib o‘tilgan [1,2].

Hozirgi kunda jamiyatimizdagi barcha o‘zgarishlar yosh avlodning qo‘lidadir. Shavkat Miromonovich Mirziyoyev 2017 yil 15 iyun kuni Toshkentda bo‘lib o‘tgan “Ijtimoiy barqarorlikni ta‘minlash, muqaddas dinimizning sofliğini asrash-davr talabi” mavzusidagi anjumanda so‘zlagan nutqida yosh avlod tarbiyasi haqida alohida to‘xtalib o‘tdi. “Bizni hamisha o‘ylantirib keladigan yana bir muhim masala – bu yoshlarimizning odob-axloqi, yurish-turishi, bir so‘z bilan aytganda, dunyoqarashi bilan bog‘liq. Bugun zamon shiddat bilan o‘zgaryapti. Bu o‘zgarishlarni xammadan xam ko‘proq his etadigan kim-yoshlar. Mayli, yoshlar o‘z davrining talablari bilan uyg‘un bo‘lsin. Lekin ayni paytda o‘zligini xam unutmasin. Biz kimmiz, qanday ulug‘ zotlarning avlodimiz, degan da‘vat ularning qalbida doimo aks-sado berib,

o'zligiga sodiq qolishga undab tursin. Bunga nimaning hisobidan erishamiz? Tarbiya, tarbiya va faqat tarbiya hisobidan", – deya ta'kidladi Prezidentimiz [11]. Ta'limning har bir bosqichi va sohasi Prezidentimiz va davlat e'tiboridan chetda qolgani yo'q. Ta'lim, ilm-fanni rivojlantirish bo'yicha bir qator vazifalar belgilab olindi va ular bochiqichma-bosqich amalga oshirilmoqda. "... Ikkinchi vazifa – umumta'lim maktablari, litsey va kasb-hunar kollejlari, shuningdek, oliy o'quv yurtlaridagi o'qitish sifati bilan bog'liq. Zamonaviy o'quv reja uslublarini joriy etish talab jarajasida emas [12]."

"Bugungi kunda «Farzandlarimiz bizdan ko'ra kuchli, bilimli, dono va albatta baxtli bo'lishlari shart!» degan hayotiy da'vat har birimizning, ota-onalar va keng jamoatchilikning ongi va qalbidan mustahkam o'rin egallagan. Hozirgi vaqtda mamlakatimiz aholisining 32 foizini yoki 10 millionini 30 yoshgacha bo'lgan yoshlarimiz tashkil etadi. Yoshlarimiz haqli ravishda Vatanimizning kelajagi uchun javobgarlikni zimmasiga olishga qodir bo'lgan, bugungi va ertangi kunimizning xal etuvchi kuchiga aylanib borayotgani barchamizga g'urur va iftixor bag'ishlaydi. Bu sohada olib borayotgan keng miqyosli ishlarimizni, xususan, ta'lim-tarbiya bo'yicha qabul qilingan umummilliy dasturlarimizni mantiqiy yakuniga Yetkazishimiz zarur. Shu maqsadda Hukumatning, tegishli vazirlik va idoralar hamda butun ta'lim tizimining, hurmatli domlalarimiz va professor-o'qituvchilarning eng muhim vazifasi - yosh avlodga puxta ta'lim berish, ularni jismoniy va ma'naviy yetuk insonlar etib tarbiyalashdan iboratdir [13]."

Yurtimizda so'nggi vaqtlarda umumiy o'rta ta'limni sifatini yaxshilash, pedagog kadrlarning malakasini oshirish, kitob mutolaasi va kitobxonlik madaniyatini oshirish bo'yicha ko'plab qaror, qonun, farmon va farmoyishlar qabul qilinib, ularning ijrosi bosqichma-bosqich izchillik bilan amalga oshirilmoqda [4,7,8].

Fizika – ilmiy – texnikaviy taraqqiyotning oldingi saflarida, nazariy va amaliy yoʻnalishlarda keng koʻlamda rivojlanib borayotgan fundamental tabiiy fan sifatida, uzluksiz taʼlim tizimining hamma bosqichlarida, makro- va mikroolamda roʻy beruvchi oʻta murakkab hodisalarni oʻrganishda, hamda olamning zamonaviy tabiiy – ilmiy manzarasini shakllantirishda yetakchi oʻrinni egallaydi.

Boy ilmiy merosimizni oʻrganish, bobokalonlarimizning jahon ilm faniga qoʻshgan xissalari va ularning munosib davomchilarini tayyorlash maqsadida Oʻzbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 14 sentyabrdagi “Muxammad al-Xorazmiy nomidagi axborot-kommunikatsiya texnologiyalari yoʻnalishiga oid fanlarni chuqurlashtirib oʻqitishga ixtisoslashtirilgan maktabni tashkil etish toʻgʻrisida”gi PQ-3274-son [5] va “Mirzo Ulugʻbek nomidagi ixtisoslashtirilgan davlat umumtaʼlim maktab internatini va “Astronomiya va aeronavtika” bogʻini tashkil etish toʻgʻrisida”gi PQ-3275-sonli [6] qarorlari qabul qilindi. Bu esa yurtimizda taʼlim sohasiga berilayotgan eʼtiborning yuqori ekanligining yaqqol isbotidir.

Mexanik sistemalardagi tebranishlar va toʻlqinlar tabiatda kenga tarqalgan harakat turlaridan hisoblanadi. Ushbu jarayonni oʻrganish orqali tabiat va fan-texnikaga oid koʻplab savollarga javob olib, muhim masalalarni yechishimiz mumkin boʻladi. Akademik L.I.Mandelstam “Agar fizika tarixidagi kashfiyotlarga eʼtibor qaratsangiz, bularning aksariyati tebranish va toʻlqinlarning natijasidir” – degan fikrni bildirgan.

Atrofimizdagi dunyoda koʻpincha muntazam va takrorlanuvchi jarayonlarga duch kelamiz. Bunday jarayonlar tebranma jarayonlar deb ataladi. Turli fizik hodisalar tabiatning umumiy qonunlariga boʻysunadi. Mexanik sistemalardagi tebranma jarayonlarni esa turlicha masalalarda oʻrganish mumkin boʻladi.

2020 yil “Ilm, ma’rifat va raqamli iqtisodiyotni rivojlantirish yili” davlat dasturida “Ilm-fan yutuqlarining electron platformasi, maxalliy va xorijiy ilmiy ishlanmalar bazasini shakllantirish, har bir oliy ta’lim va ilmiy-tadqiqot dargohi nufuzli chet el universitetlari va ilmiy markazlari bilan xamkorlikni kuchaytirish” alohida vazifa sifatida belgilab olingan.

O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 7 fevraldagi “O‘zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo‘yicha Harakatlar strategiyasini “Xalq bilan muloqot va inson manfaatlari yili” da amalga oshirishga oid davlat dasturining “Ijtimoiy sohani rivojlantirish” deb nomlangan to‘rtinchi yo‘nalishida maktabgacha ta’lim muassasalarining qulayligini ta’minlash, umumiy o‘rta, o‘rta maxsus va oliy ta’lim sifatini yaxshilash hamda ularni rivojlantirish chora tadbirlari turadi.

Yoshlarining bilim olishlari uchun yaratilayotgan sharoit, katta e’tibor ularga katta mas’uliyat ham yuklaydi.

Mamlakatimizda hayotning barcha sohalarida amalga oshirilayotgan islohotlarning taqdirida odamlar dunyoqarashining o‘zgarishida, buyuk davlat barpo etishdek orzuyimizning ro‘yobga chiqishida zamon talablariga javob beradigan kadrlar tayyorlash muhim ahamiyat kasb etadi.

Jamiyatimizning yuksak darajada rivojlanishi, ilmiy-texnik taraqqiyotini e’tiborga olgan holda, ta’lim sistemasini uzluksiz ravishda takomillashtirishni hamda mutaxassislarning umum ta’lim darajasini keskin oshirishni taqozo etadi.

Ta’limning mazmunini yangilash, ilmiylik darajasini oshirish, o‘qitish metodlarini uzluksiz takomillashtirish, o‘quvchilar bilimining oshirib borilishi – o‘qituvchidan o‘z bilimini uzluksiz ravishda to‘ldirib va yangilab borishni, malaka va metodik mahoratini yuksaltirishni taqozo qiladi.

Bitiruv malakaviy ishining maqsadi. Mexanik sistemalar garmonik tebranishlarini matematik modellashtirish, ularning ba’zi masalalarini o‘rganish.

Bitiruv malakaviy ishining ob'ekti. Mexanik sistemalar garmonik tebranishlarining ba'zi masalalarini o'rganish jarayoni.

Bitiruv malakaviy ishining predmeti. Mexanik sistemalar garmonik tebranishlarining ba'zi masalalarining o'rganishning shakli, vositalari va usullari.

Bitiruv malakaviy ishining vazifalari:

mexanik sistemalarda garmonik tebranishlarning xosil bo'lish mexanizmini o'rganish;

mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakatini matematik modellashtirish masalalari;

gisterezis tipidagi elastic dissitativ xarakteristikali mexanik sistemalarni tebranishlarini tekshirish;

mexanik sistema va moddiy nuqtaning tebranma harakatiga oid masalalar yechish.

Bitiruv malakaviy ishining ilmiy yangiligi:

mexanik sistemalarda garmonik tebranishlarning xosil bo'lish mexanizmi o'rganilgan;

mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakati matematik modellashtirish masalalari tahlil qilindi;

gisterezis tipidagi elastic dissitativ xarakteristikali mexanik sistemalarning tebranishlari o'rganilgan;

mexanik sistema va moddiy nuqtaning tebranma harakatiga oid masalalar yechildi.

Bitiruv malakaviy ishining tuzilishi va hajmi: Ushbu bitiruv malakaviy ishi 2 ta bob, yettita paragraf, chizmalar, rasmlar va formulalar, foydalanilgan adabiyotlar ro'yxatidan iborat.

I BOB. MEXANIK SISTEMALARDAGI GARMONIK TEBRANISHLAR VA ULARNING TURLARI

1.1. Mexanik tebranishlar haqida tushuncha

Davriy ravishda takrorlanadigan harakatlarga yoki jarayonlarga tebranishlar deyiladi.

Erkin tebranishlar deb sistemaga tashqi kuchlar tomonidan berilgan dastlabki energiya hisobiga vujudga kelib so'ngra sistemaga boshqa ta'sir bo'lmaganda ham davom etadigan tebranishlarga aytiladi.

Majburiy tebranishlar deb- tashqi kuch ta'sirida bo'ladigan tebranishlarga aytiladi.

Majburiy tebranishlar chastotasi bilan xususiy tebranishlar chastotasining mos kelishi natijasida tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketish hodisasiga rezonans deyiladi.

Garmonik tebranish deb fizik kattalikning vaqt o'tishi bilan kosinus (sinus) qonuniga muvofiq o'zgaradigan tebranma harakatiga aytiladi.

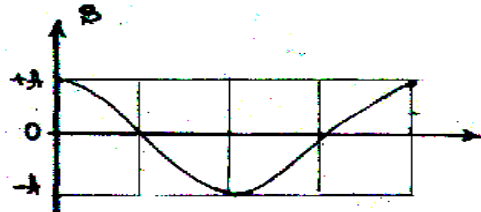
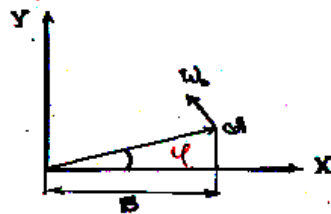
Garmonik tebranishlar eng sodda tebranishlar hisoblanadi va qo'yidagi ikki sababga ko'ra ular batafsil o'rganiladi: birinchidan tabiatda va texnikada uchraydigan tebranishlarning aksariyati garmonik tebranishga yaqindir; ikkinchidan turli murakkab tebranishlarni ham garmonik tebranishlarning yig'indisi sifatida qarash mumkin.

S kattalikning garmonik tarzda o'zgarishi qo'yidagi tenglama bilan aniqlanadi.

$$S = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

Bu yerda A – tebranish amplitudasi, ω_0 – issilik chastota, φ tebranishning

boshlang'ich fazasi, $(\omega_0 t + \varphi)$ tebranish fazasi. Kosinus + 1 dan – 1 gacha qiymatlarni qabul qilgani uchun $S + A$ dan – A gacha qiymatlarni qabul qiladi.



$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad \text{kattalikka tebranish davri,} \quad \nu = \frac{1}{T} \quad \text{kattalikka tebranish}$$

chastotasi deyiladi $\omega_0 = 2\pi\nu$

1 Gts – chastota deb 1 sekunda 1 marta to'la takrorlanadigan davriy jarayonning chastotasiga aytiladi.

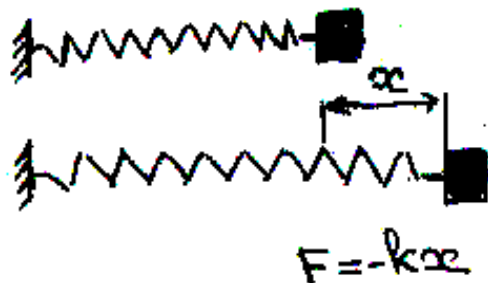
$$[\nu] = \frac{1}{[T]} = \frac{1}{1c} = 1c^{-1} = 1\Gamma y$$

Garmonik tebranma harakat qilayotgan nuqtaning to'la mexanik energiyasi uning kinetik va potentsial energiyalarining yig'indisiga teng va o'zgarmas kattalik.

$$E = E_k + E_p$$

Endi garmonik tebranma harakat qilayotgan ba'zi qurilmalar bilan tanishaylik. Ularning eng soddalari prujinali va matematik mayatniklardir.

2. Prujinali mayatnik deb, absolyut elastik prujinaga berkitilgan va elastiklik kuchi $F = -kx$ ta'sirida garmonik tebranma harakat qiladigan m massali yukka aytiladi.



Bu yerda k – prujinaning qattiqligi, x -yukning muvozanat vaziyatidan og'ishi.

Prujinali mayatnikning siklik chastotasi quyidagiga teng.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad \text{Tebranish davri} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$

Shuningdek prujinali mayatnikning potentsial energiyasi

$$E_p = \frac{kx^2}{2}$$

Matematik mayatnik deb cho'zilmaydigan, vaznsiz ipga osilgan va og'irlik kuchi ta'sirida tebranma harakat qila oladigan moddiy nuqtaga aytiladi

Muvozanat vaziyatidan φ burchakka og'dirilgan mayatnikni $\vec{F}_{K_1}$ og'irlik kuchining tashkil etuvchisi harakatga keltiradi

Matematik mayatnikning siklik chastotasi

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

tebranish davri

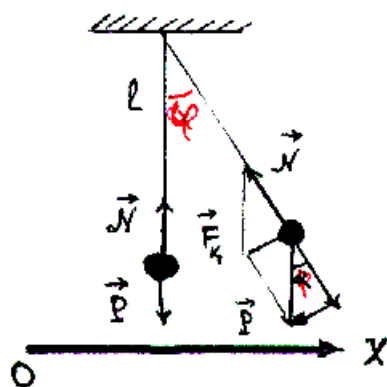
$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

ifodalar bilan aniqlanadi.

Shuningdek matematik mayatnikning potentsial energiyasi

$$E_p = \frac{mg}{l} \frac{x^2}{2} \quad \text{ga teng.}$$

Bu yerda g -erkin tushish tezlanishi, l -mayatnikning uzunligi, m –moddiy nuqtaning massasi

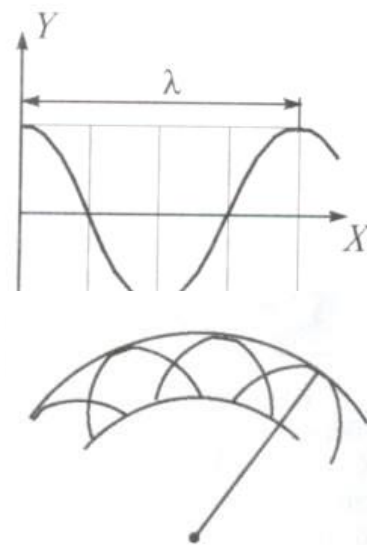


3. Tebranishlarning muhitda tarqalish jarayoniga toʻlqin deyiladi. Toʻlqinlar tarqalganda muhitning zarralari toʻlqin bilan birgalikda harakatlanmaydi, balki muvozanat vaziyati atrofida tebranadi. Zarradan–zarraga tebranma harakat holati va toʻlqin energiyasigina uzatiladi. Shuning uchun ham moddaning emas balki energiyaning koʻchirilishi barcha toʻlqinlarga xos xususiyatdir.

Toʻlqinlar asosan: suyuqlik sirtidagi toʻlqinlar, elastik toʻlqinlar va elektromagnit toʻlqinlarga, ajratiladi.

Elastik toʻlqinlar deb elastik, yaʼni qattiq, suyuq va gazsimon muhitda tarqaladigan mexanik gʻarayonlanishlarga aytiladi. Elastik toʻlqinlar boʻylanma va koʻndalang boʻlishi mumkin.

Boʻylanma toʻlqinlarda muhit zarralari toʻlqin tarqalish yoʻnalishida tebranadi. Koʻndalang toʻlqinlarda esa tarqalish yoʻnalishiga perpendikulyar tekislikda tebranadi. Suyuqliklarda va gazlarda faqat boʻylanma toʻlqinlar vujudga keladi. Qattiq jismlarda esa ham boʻylanma, ham koʻndalang toʻlqinlar vujudga kelishi mumkin.



Toʻlqin xarakteristiklari. Bir xil fazada tebranayotgan ikkita eng yaqin zarralar orasidagi masofaga

toʻlqin uzunligi deyiladi va λ harfi bilan belgilanadi.

$$\lambda = \mathcal{T}$$

bu yerda $\mathcal{T}$ -toʻlqinning tarqalish tezligi; T-davri. Agar ekanligini eʼtiborga olsak.

$$T = \frac{1}{\nu}$$

$$\mathcal{T} = \lambda \cdot \nu$$

bu yerda $\mathcal{T}$ -chastota.

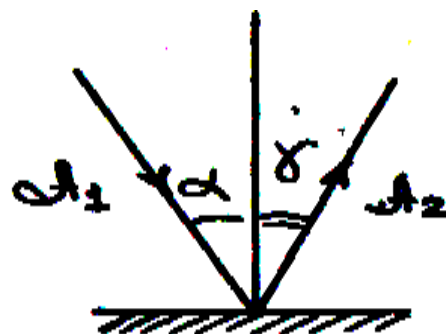
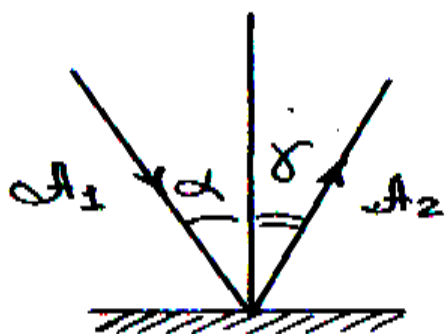
Toʻlqin sirti kontsentrik sferalardan iborat boʻlishi mumkin. Sirti sferalardan iborat boʻlgan toʻlqinga yassi yoki sferik toʻlqin deyiladi. Toʻlqin sirtiga perpendikulyar yoʻnalgan chiziqqa nur deyiladi. Toʻlqin nur yoʻnalishi boʻylab tarqaladi.

Gyuygens prinsipi. Muhitning toʻlqin yetib borgan har bir nuqtasi ikkilamchi toʻlqinlarning nuqtaviy manbai boʻladi. Ikkilamchi toʻlqinlarga urinma sirt keyingi ondagi toʻlqin sirtidir.

Gyuygens prinsipi toʻlqinlarning qaytishini tushuntirib beradi. Toʻlqinning qaytish prinsipi:

Tushayotgan va qaytayotgan nurlar va tushish nuqtasiga oʻtkazilgan perpendikulyar bir tekislikda yotishadi. Qaytish burchagi γ tushish burchagi α ga teng.

Ikki muhit chegarasida toʻlqin yoʻnalishining oʻzgarishiga toʻlqinning sinishi deyiladi. Tushayotgan nur, singan nur va nur tushgan nuqtaga ikki muhit



chegarasiga oʻtkazilgan perpendikulyar bir tekislikda yotadi. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbatan har ikkala muhit uchun ham oʻzgarmas kattalikdir.

Toʻlqinlar odam qulogʻiga yetib borganda quloq pardasini majburiy tebrantiradi va odam tovushni eshitadi. Odamda tovush sezgisini oʻygʻotuvchi elastik toʻlqinlarga tovush toʻlqinlari deyiladi. Tovush toʻlqinlarining chastotasi 16-20.000 Gts oraligʻida boʻladi.

$\nu < 16 \text{ Gts}$ va $\nu > 20.000 \text{ Gts}$ chastotali toʻlqinlar insonning eshitish organlari tomonidan qabul qilinmaydi. $V < 16 \text{ Gs}$ chastotali toʻlqinlarga infratovush va $\nu > 200000 \text{ Gs}$ chastotali toʻlqinlarga ultratovush toʻlqinlari deyiladi. Bundan tashqari tovush toʻlqinlarining quvvati odamda sezgi oʻygʻotish uchun yetarli boʻlishi kerak.

4. Tovush toʻlqinlari ham barcha toʻlqinlar kabi muhitda tarqaladi va boʻshlikda tarqala olmaydi. Shuning uchun ham vakuumdan tovush uzatilmaydi. Gazlarda va suyuqliklarda tovush toʻlqinlari faqatgina boʻylanma boʻlishi mumkin. Chunki bu muhitlar faqatgina siqilish (choʻzilish) deformatsiyasiga nisbatgina elastiklik qobiliyatiga ega. Qattiq jismlar esa ham siqilish (choʻzilish) ham siljish deformatsiyalariga nisbatan elastik boʻlganliklari uchun ularda tovush toʻlqinlari ham boʻylanma ham koʻndalang boʻlishi mumkin.

Bahorda avval chakmok chaqnashini keyin esa momaqalldiroq tovushini eshitamiz. Bu hodisa tovushning tezligi yorugʻlikning tezligidan juda kichik ekanini koʻrsatadi.

Tovushning $T=273\text{K}$ da havodagi tezligi $V = 331 \text{ m/s}$ ga teng. Toʻlqinlarning tarqalish tezligi muhitga va haroratga bogʻliq. Bu xususiyat tovushning tarqalish tezligiga ham xosdir. Masalan tovushning suvdagi tarqalish tezligi

$$V_c = 1450 \text{ m/s, poʻlatda esa } v = 5000 \text{ m/s.}$$

Tovushning intensivligi deb tovush toʻlqinlarining, tarqalish yoʻnalishiga perpendikulyar boʻlgan birlik yuzadan olib oʻtadigan energiyasi bilan aniqlanadigan kattalikka aytiladi.

$$[I] = \frac{[W]}{[S][t]} = \frac{1\mathcal{K}}{1\text{m}^2 1\text{c}} = 1 \frac{\mathcal{K}}{\text{m}^2 \cdot \text{c}} = 1 \frac{\text{Bm}}{\text{m}^2}$$

Toʻlqin energiyasi toʻlqin amplitudasi va chastotasining kvadratlariga toʻgʻri proporsional. Shuning uchun ham toʻlqin intensivligi toʻlqin amplitudasi, chastotalarining kvadratiga togʻri proporsional deyiladi.

Tovushning fiziologik xarakteristikasi qattqlik darajasidir. U fonlarda ifodalanadi. 1000 Gs chastotada, agar intensivlik darajasi 1 dB bo'lsa tovushning qattqligi 1 fon bo'ladi.

Qattqlikdan tashqari tovushni xarakterlovchi tovushning balandligi va tembri tushunchalaridan ham foydalaniladi.

Tovushning balandligi- tovush chastotasiga bog'liq bo'lib, eshituvchi tomonidan aniqlanadigan, tovushning sifatidir. Chastota ortishi bilan tovushning balandligi ham orta boradi.

Tovushning tembri esa energiyaning ma'lum chastotalar orasida taqsimlanishini xarakterlovchi kattalikdir. Masalan bir xil notada ashula aytuvchi xonandalar turlicha energiya sarflaganlari uchun turlicha tembrga ega bo'ladilar.

To'lqinlar manbai va qabul qiluvchining bir-biriga nisbatan harakatlanishi natijasida qabul qilinayotgan to'lqinlar chastotasining o'zgarishiga Dopler effekti deyiladi.

Chastotasi $\nu > 20000$ Gs bo'lgan elastik to'lqinlarga ultratovushlar deyiladi. Uning chastotasi katta, to'lqin uzunligi kichik va shuning uchun qat'iy yo'nalgan nur sifatida hosil qilish mumkin.

Texnikada ultratovush ikki xil usulda hosil qilinadi: 1) Mexanik havo va suyuqlik xushtaklari, sirenalar yordamida; 2) elektromexanik-elektro tebranishlarni mexanik tebranishlarga aylantirish natijasida.

1.2. Mexanik sistemalarda garmonik tebranishlarning xosil bo'lish mexanizmi

Bir o'lchamli harakatni integrallash masalasiga ko'ra zarra finitli harakat qilganda u ikkita burilish nuqtalari o'rtasida tebranma harakat qilar edi. Bunday harakat amplitudasi cheksiz kichik bo'lsa, harakatni tekshirish ancha oson

bo'ladi. Kichik ampitudali tebranish U potensial energiyani minimal qiymatida sodir bo'ladi. Agar bu minimum $q = q_0$ nuqtada mavjud bo'lsa,

$$\left(\frac{\partial u}{\partial q}\right)_{q=q_0} = 0 \text{ va } \left(\frac{\partial^2 u}{\partial q^2}\right)_{q=q_0} > 0$$

bo'ladi. Bu shartning ikkinchi $q = q_0$ nuqtada muvozanatning turg'unlik sharti hisoblanadi. Berilgan holda

$$L = \frac{a(q)\dot{q}^2}{2} - u(q)$$

Lagranj funksiyasi $q = q_0$ nuqta yaqinida qatorda yoyib yozsak va $q - q_0 = x$ belgilash kiritsak

$$L = \frac{(a(q_0) + \text{yuqoridarajali hadlar})}{2} x^2 - U(q_0) - x \left(\frac{dU}{dq}\right)_{q=q_0} - \frac{x^2}{2} \left(\frac{d^2U}{dq^2}\right)_{q=q_0} - \text{yuqori}$$

darjaali hadlar.

Potensial energiyani nolinchi hadi doyimiy son hisoblanadi va uni hisobga olmaslik mumkin, $\left(\frac{dU}{dq}\right)$ minimum mavjud bo'lgan nuqtada nolga teng.

Shuning uchun potensial energiya yoyilmasi kvadratik haddan boshlanadi. Tebranish kvadratik ampitudaga ega bo'lgani uchun yoyilmaning yuqori darajali hadlarida ning yuqori darajalari ishtirok etadi va ularni hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun kinetik energiya yoyilmasida birinchi had muhim had bo'ladi. Agar

$$m = a(q_0) > 0, \quad k = \left(\frac{d^2U}{dq^2}\right)_{q=q_0} > 0$$

belgilashlar kiritsak, Lagranj funksiyasi

$$L = \frac{m}{2} \dot{x}^2 - \frac{kx^2}{2}$$

ko'rinishga keladi. Bunday funksiya bilan ifodalanuvchi sistema garmonik ossilyator deyiladi. Lagranj tenglamasida

$$\frac{d}{dt} \frac{dL}{d\dot{x}} = m\ddot{x}, \quad \frac{dL}{dx} = -kx$$

ekanligini hisobga olib, harakat tenglamasining

$$m\ddot{x} = kx = 0 \quad (1)$$

Ko'rinishida bo'lishini topamiz. Agar,

$$\omega_a = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

Belgilash kiritsak, tenglama quyidagicha bo'ladi:

$$\ddot{x} + \omega_a^2 x = 0 \quad (2)$$

Bu yerda ω_a ossillyatorning xususiy chastotasi deyiladi. Ko'ramizki, garmonik ossillyator ikkinchi tartibli chiziqli tenglama bilan ifodalanar ekan.

Odatda chiziqli differensial tenglamalar yechimi oson topilgani tufayli, fizikada uchraydigan ko'pgina problemalar tenglamalarini chiziqli tenglama ko'rinishga keltirishga harakat qilinadi.

(2) tenglamaning yechimi bo'lib, $\sin \omega t$ va $\cos \omega t$ hisoblanishi mumkin yoki umumiy ko'rinishda

$$x = c_1 \cos \omega_a t + c_2 \sin \omega_a t \quad (3)$$

hisoblanadi.

$$\text{Agar, } c_1 = a \cos \alpha, \quad c_2 = -a \sin \alpha, \quad (4)$$

Desak (3) quyidagicha yoziladi.

$$x = a \cos(\omega_a t + \alpha) \quad (5)$$

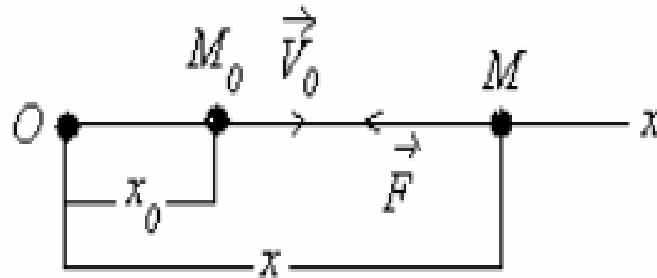
(4) dan a va α larning c_1, c_2 lar bilan bog'lanishini topamiz:

$$a = \sqrt{c_1^2 + c_2^2}, \quad \tan \alpha = -\frac{c_2}{c_1} \quad (6)$$

Shunday qilib, sistema turg'un muvozanat holati yaqinida garmonik tebranma harakat qilar ekan. (4) dagi a -tebranishning fazasi deyiladi, α - fazaning boshlang'ich vaqt momentidagi qiymati.

Moddiy nuqtaning erkin tebranma harakati

Faraz qilaylik, moddiy nuqtaga hamma vaqt uning muvozanat holati tomon yo`nalgan kuch ta'sir qilsin va mazkur nuqta to'g'ri chiziqli harakatda bo'lsin (1-rasm). Moddiy nuqta koordinatasining funksiyasi sifatida o'zgaruvchi va muvozanat holatiga qarab yo`nalgan kuch qaytaruvchi kuch deb ataladi.



1-rasm

Qaytaruvchi kuch nuqtaning holatiga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$F = -cx \quad (7)$$

bunda c - moddiy nuqtani uzunlik birligiga ko'chirish uchun zarur bo'lgan kuch bo'lib, bikirlik koeffitsiyenti deyiladi, o'lchov birligi esa N/m. x – nuqtaning absissasi.

Boshlang'ich paytda M nuqtaning absissasi x , tezligi V_0 bo'lsin.

M nuqtaning harakat differensial tenglamasini tuzamiz:

$$m\ddot{x} = -cx \quad (8)$$

Bu ifodada

$$k^2 = \frac{c}{m} \quad (9)$$

belgilash kiritsak, u quyidagicha yoziladi:

$$\ddot{x} + k^2 x = 0 \quad (10)$$

(10) ning umumiy yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$x = C_1 \sin kt + C_2 \cos kt \quad (11)$$

(11) dagi C_1 va C_2 o'zgarmaslar boshlang'ich shartlardan foydalanib aniqlanadi:

$$C_1 = \frac{V_0}{k}, \quad C_2 = x_0 \quad (12)$$

Shunday qilib, M nuqtaning harakati

$$x = x_0 \cos kt + \frac{V_0}{k} \sin kt \quad (13)$$

Moddiy nuqta tebranma harakatini umumiy holda tekshirish qulay bo'lishi uchun C_1, C_2 o'rniga a va α o'zgarmaslarni quyidagicha tanlaymiz:

$$C_1 = a \cos \alpha, \quad C_2 = a \sin \alpha, \quad (14)$$

(14) ni (11) ga qo'yib, M nuqta harakatini aniqlovchi tenglamani quyidagi ko'rinishga keltiramiz:

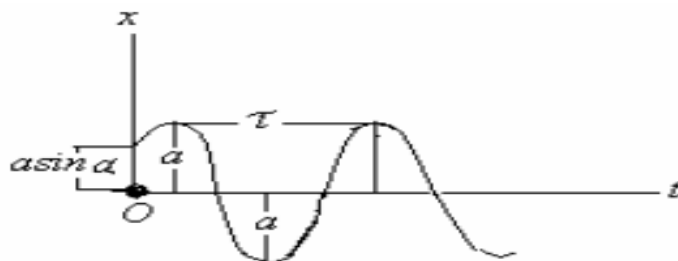
$$x = a \sin(kt + \alpha) \quad (15)$$

(14) ifodalarni avval kvadratga ko'tarib qo'shsak, so'ng (14) ning ikkinchisini birinchisiga hadlab bo'lsak va (11) ni e'tiborga olsak,

$$a = \sqrt{x^2 + \frac{V_0^2}{k^2}}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{x_0 k}{V_0} \quad (16) \quad \text{kelib chiqadi.}$$

(15) dan ko'ramizki, moddiy nuqtaning qaytaruvchi kuch ta'siridagi harakati davriy xarakterga ega bo'lgan erkin tebranma harakatdan iborat ekan. Shuning uchun (10) erkin tebranma harakatning differensial tenglamasi deyiladi. (15) tenglama moddiy nuqtaning erkin tebranma harakat qonunini ifodalaydi.

(15) tenglamadagi a – nuqtaning muvozanat holatidan eng katta og'ishi – tebranish amplitudasi, $kt + \alpha$ – tebranish fazasi, α – boshlang'ich faza, k – tebranishning doiraviy takrorligi deyiladi.



2-rasm

Erkin tebranma harakat grafigi 2-rasmda ko`rsatilgan.  $\tau$  davr oralig`ida tebranish fazasi 2π ga o`zgarishini hisobga olsak, (15) dan quyidagi tenglamani yozish mumkin:

$$k(t + \tau) + \alpha = kt + (\alpha + 2\pi)$$

Bundan erkin tebranma harakat davrini aniqlovchi

$$\tau = \frac{2\pi}{k} \quad (17)$$

formulani hosil qilamiz.

Tebranish davrining teskari qiymati tebranish takrorligi deyiladi; uni ν bilan belgilasak, ta`rifga ko`ra:

$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{k}{2\pi}$$

(16), (17) dan ko`ramizki, tebranish amplitudasi va boshlang`ich faza harakatning boshlang`ich shartlariga bog`liq, tebranish davri, shuningdek, tebranish takrorligi nuqtaning boshlang`ich holatiga bog`liq emas ekan. Binobarin, tebranish davri tebranma harakatdagi nuqtaning o`zgarmaydigan xarakteristikasidir. Tebranish davrini topish uchun tebranma harakatning differensial tenglamasini (10) ko`rinishda tuzish va k ni topish kifoya.

1.3. Mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakati tavsifi

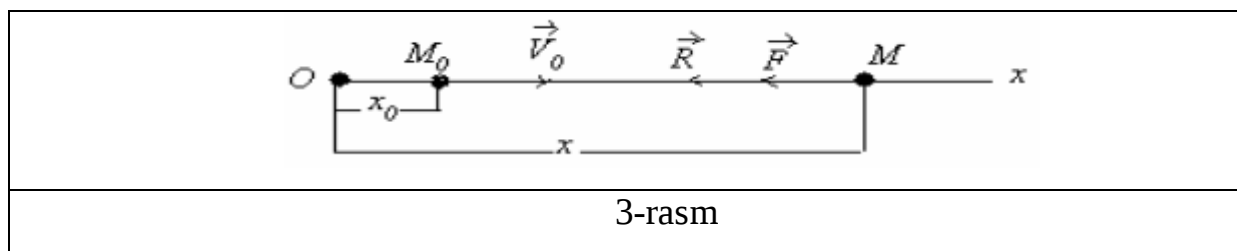
Harakatlari o`zaro bir-biriga bog`liq moddiy nuqtalar sistemasi mexanik sistema deyiladi. Mexanik sistema erkin va bog`langan holatda bo`lishi mumkin. Mexanik sistema nuqtalarining harakati hech qanday sabab bilan chegaralanmagan, ya`ni nuqtalar orasidagi bog`lanishlar o`zaro ta`sir kuchidan iborat bo`lsa, mazkur sistema erkin bo`ladi.

Mexanik sistema nuqtalarining harakati biror sabab bilan chegaralangan, ya`ni mazkur sistema nuqtalariga bog`lanishlar qo`yilgan bo`lsa, u

bogʻlanishdagi sistema deb ataladi. Erkin mexanik sistemaga misol qilib Quyosh sistemasini olish mumkin, chunki Quyosh va planetalar oʻzaro butun olam tortilish kuchi taʼsirida boʻladi.

Soʻnuvchi tebranma harakat

Massasi m boʻlgan M moddiy nuqta qaytaruvchi kuch va muhitning qarshilik kuchi taʼsirida toʻgʻri chiziqli harakatda boʻlsin (3-rasm).



Muhitning qarshilik kuchini moddiy nuqta tezligining birinchi darajasiga proporsional deylik:

$$R = -\mu\dot{x} \quad (1.3.1)$$

Bu harakatni tekshirish uchun moddiy nuqta harakatining differensial tenglamasini

tuzamiz:

$$m\ddot{x} = -cx - \mu\dot{x} \quad (1.3.2)$$

(1.3.2) ni quyidagi koʻrinishda yozamiz:

$$m\ddot{x} + cx + \mu\dot{x} = 0 \quad (1.3.3)$$

(1.3.3) ning ikki tomonini m ga boʻlib $\frac{c}{m} = k^2$, $\frac{\mu}{m} = 2b$ deb belgilaymiz,

natijada

$$\ddot{x} + k^2x + 2b\dot{x} = 0 \quad (1.3.4) \quad \text{kelib chiqadi.}$$

Boshlangʻich paytda M nuqta M_0 da boʻlib, uning absissasi x_0 , tezligi V_0 boʻlsin. (1.3.4) ning yechimini topish uchun xarakteristik tenglama tuzamiz:

$$n^2 + 2bn + k^2 = 0$$

bu tenglama yechimi

$$n_{1,2} = -b \pm \sqrt{b^2 - k^2}$$

ko`rinishda bo`lib, undagi b va k ga nisbatan quyidagi hollar uchrashi mumkin:

- 1) $k > b$ qarshilik kuchi qaytaruvchi kuchga nisbatan kichik bo`lgan hol;
- 2) $k < b$ qarshilik kuchi qaytaruvchi kuchga nisbatan katta bo`lgan hol;
- 3) $k = b$ –chegara hol.

Bu hollarni alohida-alohida tekshiramiz.

1) $k > b$ bo`lganda xarakteristik tenglama ildizlari kompleks sondan iborat, ya'ni:

$$n_{1,2} = -b \pm i\sqrt{k^2 - b^2}$$

Yoki

$$n_{1,2} = -b \pm k_1 i$$

$$\text{Bunda } k_1 = \sqrt{k^2 - b^2}$$

Bu holda (1.3.4) differensial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha bo`ladi:

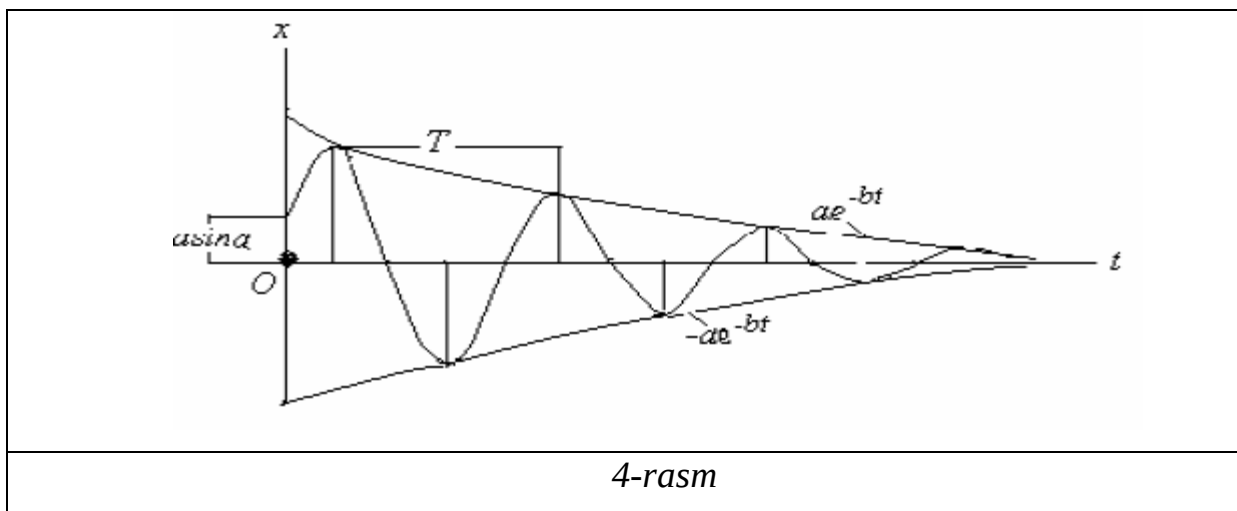
$$x = e^{-bt} (C_1 \sin k_1 t + C_2 \cos k_1 t) \quad (1.3.5)$$

(1.3.5) dagi C_1 , C_2 o`zgarmaslarni (10) ko`rinishda tanlab olsak, (1.3.5) quyidagicha yoziladi:

$$x = -ae^{-bt} \sin(k_1 t + \alpha) \quad (1.3.6)$$

(1.3.6) dagi ae^{-bt} ifoda vaqt o`tishi bilan nolga intiladi, ya'ni harakat asta-sekin so`na boradi. Shuning uchun muhitning qarshilik kuchi va qaytaruvchi kuch ta'siridagi nuqtaning harakati kichik qarshiliklar holda so`nuvchi tebranma harakat bo`ladi.

(1.3.4) so`nuvchi tebranma harakat differensial tenglamasini (1.3.5) yoki (1.3.6) so`nuvchi tebranma harakat qonunini ifodalaydi.



So`nuvchi tebranishning grafigi (1.3.6) tenglamaga asosan, tenglamalari  $x = \pm ae^{-bt}$  bo`lgan ikki egri chiziq orasida bo`lib, bu egri chiziqlarga urinib o`tadi (4-rasm).

(1.3.6) dagi a va α o`zgarmaslarni harakatning boshlang`ich shartlaridan foydalanib topamiz.

(1.3.6) dan hosila olamiz:

$$\dot{x} = -bae^{-bt} \sin(k_1 t + \alpha) + k_1 a e^{-bt} \cos(k_1 t + \alpha) \quad (1.3.7)$$

(1.3.6) va (1.3.7) ga boshlang`ich shartlarni qo`ysak:

$$x_0 = a \sin \alpha, V_0 = -ab \sin \alpha + ak_1 \cos \alpha$$

yoki

$$x_0 = a \sin \alpha, V_0 + bx_0 = ak_1 \cos \alpha \quad (1.2.8)$$

kelib chiqadi.

(1.3.8) tenglamalar sistemasini yechsak:

$$a = \frac{1}{k_1} \sqrt{k_1^2 x_0^2 + (V_0 + bx_0)^2}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{k_1 x_0}{V_0 + bx_0} \quad (1.3.9)$$

hosil bo`ladi.

(1.3.6) tenglamada $\sin(k_1 t + \alpha)$ qatnashgani tufayli nuqta harakati davriy xarakterga ega, lekin e^{-bt} nuqtaning to'liq avvalgi holatiga qayta olmasligini ko'rsatadi. Shuning uchun so'navchi tebranishning tebranish davri tushunchasini shartli kiritamiz:

$$T = \frac{2\pi}{k_1} = \frac{2\pi}{\sqrt{k^2 - b^2}} \quad (1.3.10)$$

yoki

$$T = \frac{2\pi}{k\sqrt{1 - (b/k)^2}} \quad (1.3.11)$$

(1.3.11) dagi $\sqrt{1 - (b/k)^2}$ ifodani qatorga yoyib, b/k ning ikkinchi darajadan yuqori bo'lgan darajadagi hadlarini tashlab yuborsak va (1.3.11) ni e'tiborga olsak,

$$T = \tau \left\{ 1 + \frac{1}{2} (b/k)^2 \right\} \quad (1.3.12)$$

kelib chiqadi. Bu ifodadagi b/k qarshilik koeffitsiyenti deb ataladi.

(1.3.12) dan ko'ramizki, $T > \tau$, biroq qarshilik juda kichik bo'lganda tebranma harakat davri erkin tebranish davridan deyarli farq qilmaydi, ya'ni $T \approx \tau$.

Endi, so'navchi tebranma harakat amplitudasining o'zgarishini ko'rib o'tamiz. M nuqta o'zining nuvozanat holatidan ν - maksimal og'ishini x_ν , $\nu+1$ - maksimal og'ishini $x_{\nu+1}$ bilan belgilaymiz. Bu og'ishlarga mos kelgan vaqtlar t_ν va $t_{\nu+1} = t_\nu + T$ uchun (1.3.6) quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} x_\nu &= ae^{-bt_\nu} \sin(k_1 t_\nu + 2\pi) \\ x_{\nu+1} &= ae^{-b(t_\nu + T)} \sin(k_1 t_\nu + 2\pi + \alpha) = ae^{-b(t_\nu + T)} \sin(k_1 t_\nu + \alpha) \\ \frac{x_{\nu+1}}{x_\nu} &= e^{-bT} \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

kelib chiqadi. (1.3.13) dan ko'ramizki, $\frac{x_{v+1}}{x_v}$ nisbat o'zgarmas hamda noldan kichik.

Demak, tebranish amplitudasining har bir T davr o'tishdagi ketma-ket qiymatlari, maxraji e^{-bT} bo'lgan kamayuvchi geometrik progressiyani tashkil qiladi. $D = e^{-bT}$ - tebranish dekrementi (so'nish faktori) deyiladi. Tebranish dekrementidan olingan natural logarifmning moduli esa logarifmik dekrement deb ataladi va quyidagicha yoziladi:

$$\ln D = bT \quad (1.3.14) \quad \text{bu yerda } b \text{ - so'nish koeffitsiyenti.}$$

2) $k < b$ bo'lgan holda xarakteristik tenglama ildizlari haqiqiy va manfiy bo'ladi, y'ani:

$$n_1 = -b + \sqrt{b^2 - k^2}, \quad n_2 = -b - \sqrt{b^2 - k^2}$$

Natijada (1.3.4) differensial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha yoziladi.

$$x = e^{-bT} \left(C_1 e^{t\sqrt{b^2 - k^2}} + C_2 e^{-t\sqrt{b^2 - k^2}} \right) \quad (1.3.15)$$

(1.3.15) dan ko'ramizki, $k < b$ holda nuqta harakati davriy xarakterga ega emas. Shuning uchun bu holdagi harakat *aperiodik* (ya'ni davriy bo'lmagan) so'navchi harakat deyiladi.

(1.3.15) dagi C_1, C_2 o'zgarmaslar harakatning boshlang'ich shartlaridan foydalanib aniqlanadi.

(1.3.15) dan vaqt bo'yicha hosila olamiz.

$$\dot{x} = C_1(\sqrt{b^2 - k^2} - b)e^{(\sqrt{b^2 - k^2} - b)t} - C_2(\sqrt{b^2 - k^2} + b)e^{-(\sqrt{b^2 - k^2} + b)t} \quad (1.3.16)$$

(1.3.15) va (1.3.16) ga boshlang'ich shartlarni qo'ysak:

$$x_0 = C_1 + C_2, \quad V_0 = C_1(\sqrt{b^2 - k^2} - b) - C_2(\sqrt{b^2 - k^2} + b) \quad (1.3.17)$$

hosil bo'ladi.

(1.3.17) dan

$$C_1 = \frac{V_0 + x_0(b + \sqrt{b^2 - k^2})}{2\sqrt{b^2 - k^2}}, \quad C_2 = \frac{V_0 + x_0(b - \sqrt{b^2 - k^2})}{2\sqrt{b^2 - k^2}} \quad (1.3.18)$$

kelib chiqadi.

(1.3.18) ni (1.3.15) ga qo'ysak, M nuqtaning berilgan boshlang'ich shartlarni qanoatlantiruvchi aperiodic harakat tenglamasi hosil bo'ladi.

$$x = \frac{e^{-kt}}{2\sqrt{b^2 - k^2}} \cdot \left\{ \left[V_0 + (b + \sqrt{b^2 - k^2}) \cdot x_0 \right] \cdot e^{\sqrt{b^2 - k^2}t} - \left[V_0 + (b - \sqrt{b^2 - k^2}) \cdot x_0 \right] \cdot e^{-\sqrt{b^2 - k^2}t} \right\} \quad (1.3.19)$$

3) $b = k$ da (1.3.4) differensial tenglamaning umumiy yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$x = e^{-bt}(C_1 + C_2 t) \quad (1.3.20)$$

Demak, bu holda harakat aperiod bo'ladi.

(1.3.20) dan hosila olamiz:

$$x = -C_1 b e^{-bt} + C_2 b e^{-bt}(-bt + 1) \quad (1.3.21)$$

(1.3.20) va (1.3.21) ga boshlang'ich shartlarni qo'ysak:

$$x = C_1, \quad V_0 = -C_1 b + C_2 \text{ hosil bo'ladi.}$$

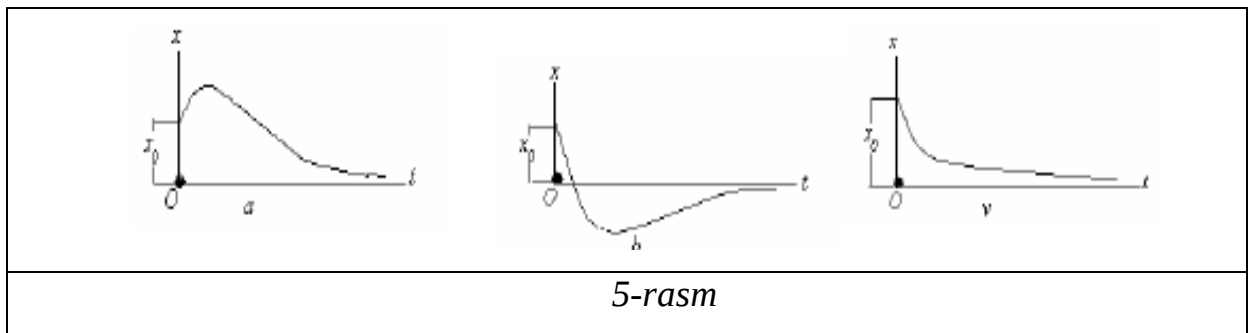
Bu tengliklardan

$$C_1 = x_0, \quad C_2 = V_0 + C_1 b$$

Kelib chiqadi. Demak, $b = k$ bo'lgan holdagi aperiodik harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi.

$$x = e^{-bt}[x_0 + (V_0 + b x_0)t] \quad (1.3.22)$$

Keying ikki holda moddiy nuqta tebranma harakat qilmay asimptotik ravishda nolga yaqinlashadi.



Bunday harakatning grafigi moddiy nuqtaning boshlang'ich holatiga hamda boshlang'ich tezlikning moduli va yo'nalishga bog'liq bo'ladi. 5-rasmda turli boshlang'ich shartlar uchun $b > k$ holdagi aperiodik harakat grafigi ko'rsatilgan.

a) $x_0 > 0, V_0 > 0$; (5a – rasm).

b) $x_0 > 0, V_0 > 0$; lekin, $|V_0| > x_0 \cdot (b + \sqrt{b^2 - k^2})$; (5b – rasm).

c) $x_0 > 0, V_0 \leq 0$; lekin, $|V_0| < x_0 \cdot (b + \sqrt{b^2 - k^2})$; (5v – rasm).

$b = k$ holda ham aperiodic so'nuvchi harakat grafigi 5-rasmda ko'rsatilganiga o'xshash bo'ladi.

II bob. GARMONIK TEBRANAYOTGAN MEXANIK SISTEMALARNI MATEMATIK MODELLASHTIRISH VA BA'ZI MASALALARNI YECHISH USULLARI

2.1. Mexanik sistemalarning garmonik tebranma harakatini matematik modellash tirish masalalari

Detal va turli mexanizmlarning tebranishlari bilan texnikaning har qanday sohasida har doim duch kelamiz. Shuning uchun ularning tebranishlarini o'rganish, so'ndirish, rezonans holatlaridan uzoqlashish yoki ulardan foydalanish qaralayotgan mexanik sistemalami matematik modellash tirish masalasini o'rganish, rivojlantirishni taqozo etadi. Ushbu muammolarning turli ko'rinishdagi

masalalariga bag'ishlangan ilmiy ishlar, monografiyalar va darsliklar anchagina salmoqlidir.

Ma'lumki, mexanik sistemalami matematik modellash tirish turli usullarda amalga oshirilishi mumkin. Ularning eng soddalari bilan Nazariy mexanika va analitik mexanika kurslarida tanishib chiqqanmiz.

Lekin chiziqlimas mexanik sistemalami modellash tirish chiziqli mexanik sistemalarnikidan o'ziga xos jihatlari bilan ajralib turadi. Bu avvalambor mexanik

sistemaga qo'yilgan ichki yoki tashqi kuchlarning chiziqlimas bo'lishidadir. Mexanik sistemaning bu hadlarini matematik modelini yaratish ustida juda ko'p olimlar ter to'kkanlar. Biz quyida gisterezis elastik dissipativ xarakteristikali sistemalarning matematik chiziqlimas va chiziqlashtirilgan modelini yaratishdagi qilingan ilmiy izlanishlarning tahlilini keltirib o'tamiz.

Gisterezis elastik-xarakteristikali mexanik sistemalarning o'ziga xos xossalari, ya'ni

a) elastik-dempferlovchi elementlarda hosil bo'ladigan kuchlanishlarning deformatsiya tezligiga bog'liq emasligini;

b) kuchlanishlar va deformatsiyalar orasida chiziqlimas va bir qiymatlimas munosabatlar bilan bog'langanligini;

c) siklik ravishda ro'y beradigan yuklanishlarda to'liq sikldagi energiya tarqalishi grafik ravishda yopiq egri chiziqning yuziga son qiymatdan teng bo'lishini (ilmiy adabiyotlarda bu yopiq egri chiziq «gisterezis tuguni» deb ataladi).

N.Davidenkov, I.L.Korchinskiy, D.Yu.Panov, Ye.S.Sorokinlarning ishlarida uchratish mumkin.

Gisterezis tugunining dastlabki matematik ifodasini Ye.S.Sorokin ishida keltirib o'tadi. Bunda muallif gisterezis tugunini ellips ko'rinishiga ega bo'ladi, tebranishlar jarayonida kuchlanishlar garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi degan taxminlarni ilgari surib, ichki ishqalanish kuchi bu elastik tiklovchi kuch va noelastik qarshilik kuchlarining yig'indisiga teng degan xulosaga kelib, uni quyidagi formula bilan ifodalaydi:

$$S^* = \left(1 + \frac{i\delta}{\pi}\right)S,$$

Bunda S^* – ichki ishqalanish kuchi; S – chiziqli ishqalanish kuchi; δ – tebranishlar dekrementi; i – mavhum (kompleks) birlik.

Y.S.Sorokindan keyingi olimlarning tadqiqotlari deformatsiya va kuchlanish munosabatlar chiziqli funksiyalarga (Gukning deformatsiya va kuchlanish orasidagi chiziqli munosabatiga) yaqin deb hisoblab, bu munosabatning quyidagicha tenglik bilan ifodalangan ko'rinishlaridan foydalanishgan:

$$\sigma(\xi) = E \left| \xi + \varepsilon \overline{\Phi}(\xi) \right|$$

Bunda E -Yung moduli; ξ -deformatsiya; $\left| \varepsilon \overline{\Phi}(\xi) \right|$ -ichki ishqalanishni ifodalovchi bir qiymatli bo'lmagan chiziqlimas funksional; ε -kichik parametr.

Chiziqlimas sistemalarning dinamikasini tekshirishning samarali metodlaridan – kichik parametrlar metodi, garmonik chiziqlashtirish metodi, o'zgaruvchilarni ajratish metodi, o'rtalashtirishlar metodi, asimptotik metodlarni misol qilib keltirish mumkin.

Kichik parameter metodining asoslari A.Puankarening klassik ishlaridan foydalanib, keyinchalik A.M.Lyapunov tomonidan rivojlantirilgan. Bu metod chiziqlimas sistemalar tebranishlari nazariyasining universal metodlaridan hisoblanadi.

Garmonik chiziqlashtirish metodi ancha murakkab, asosan avtomatik boshqaruv sistemalarining tahlilida qo'llaniladi. Bu sistemalarning chiziqlimas, darajasi yuqori bo'lib, bu chiziqlimas elementga kirishdagi o'zgaruvchilarning xarakteri sistemaning chiziqli qismlarida filtrlovchi xossalarning mavjudligi haqidagi nazariyaga asoslangan.

O'rtalashtirishlar metodi chiziqlimas differensial tenglamalar sistemasini yechishning asimptotik usuli bo'lib, bu tenglamalarni dastlabki tenglamalarning talab etilgan yechimlari xususiyatlarini saqlagan holda soda tenglamalar sistemasi bilan almashtirishga asoslangan. Bu metodning paydo bo'lishini N.Bogolyubovning nomi bilan bog'lashadi.

Chiziqlimas tebranishlarning asimptotik metodlari N.M.Krilov, N.Bogolyubov, Y.A.Mitropolskiy, A.A.Andronovlarning ilmiy ishlarida rivojlantirilgan.

Mexanik sistemalarning modellashtirilishi to'g'risida yuqorida keltirilgan adabiyotlarning tahlili shuni ko'rsatadiki, murakkab mexanik sistemalarning matematik modellashtirilishi uchun zamonaviy har qanday mexanik

sistemalarning matematik modellashtirilishi uchun universal modellashtirish tilini yaratish hozirgi zamon talabi ekanligini payqash qiyin emas.

Mashina va mexanizmlarning tebranishlarni susaytirish ularning mustahkamligini, ishlash muddatini oshirish uchun muhim bo'lgan dolzarb muammolardan hisoblanadi. Tebranishlardan himoyalash poezdlar, samolyotlar, kemalar harakatining havfsizligini oshirishda, muhandislik inshootlarini zararli tebranishlaridan qutulishda, yuqori qavatli inshootlarning zilzila bardoshligini oshirishda keng qo'llaniladi. Bu masalaning dolzarbligini qurilmalar o'lchamlarining o'zgarishi, qurilmalarning tebranishlariga qo'yiladigan talablarning ortishi, texnikada turli kompozitsion materiallarning qo'llanilishining kengayib borishi bilan ortib boradi. Ushbu yo'nalish bo'yicha Snoudon, K.V.Frolov, Z.Kolovskiy, A.M.Alekseyeva, A.K.Sborovskogo, I.Iorish, S.V.Yeliseyev, Nerubenko, V.S.Ilinskiy, V.B.Yakovenko, M.A.Pavlovskiy, O.M.Dusmatov va boshqalarning monografiyalari bilan bir qatorda ko'plab maqolalarni sanab o'tish mumkin. Bu ishlarda dinamik so'ndirgichli mexanik sistemalarning statsionar va nostatsionar tasodifiy tebranishlari tadqiq etilgan. "Oq shovqin" turidagi qo'zg'atishlar ta'sir etganda bir massali mexanik sistemaga dinamik so'ndirgichning o'rnatilishi himoyalananayotgan ob'ektning tezliklarining o'rta kvadratik qiymatlarini o'zgartirmas ekan., tebranishlarning miqdorini kamaytirish uchun dinamik so'ndirgichga dempfer o'rnatiladi. Bunday sistemalarning optimallashtirish masalasi qarab o'tiladi.

Bu ishlarning ba'zilar himoyalananayotgan sistemada o'tish jarayonining kechishini tekshirishga bag'ishlangan. Dinamik so'ndirgichlarda depferlashning mavjudligi o'tish jarayonining kechishiga sezilarli ta'sir o'tkazadi. Kubik qonuniyat bo'yicha o'zgaradigan chiziqlimaslikka ega bo'lgan sistemalar, tezlikning giperbolik sinus qonuniyati bo'yicha o'zgaruvchi, bo'lakli chiziqlimaslikka ega bo'lgan sistemalarning tebranishlari masalalari qoraladi.

Chiziqlimas demferlashga ega bo'lgan dinamik so'ndirgichlar, suyuqlikm bo'g'iniga ega bo'lgan dinamik so'ndirgichlarning dinamikasi o'rganilgan. Dinamik so'ndirgichlarning effektivligiga bag'ishlangan adabiyotlar xam yetarlicha.

2.2. Gisterezis tipidagi elastic dissitativ xarakteristikali mexanik sistemalarni tebranishlarini tekshirish

Tebranuvchan mexanik sistemaning har bir sikldagi energiya o'lchovi bo'lib elastic element (prujina) potensial energiyassining amplitudaviy qiymati xizmat qilishi mumkin. Ma'lumki, haqiqiy mexanik sistemalarning barchasida turli xildagi energiya “yutuvchi” manbalar mavjud. Bu esa vaqt o'tishi bilan erkin tebranishlarining so'nishiga olib keladi, erkin tebranishlarni so'ndirmaslik uchun unda yo'qotilgan energiyaning o'rnini doimiy ravishda to'ldirib turish kerak bo'ladi. Shu bilan birga bir sikl davomida yo'qotilgan energiyani kuchlanish-deformatsiya qurilmalarida ifodalangan ifodalangan gisterezis tugunlari orqali ifodalash mumkin. Bunda gisterezis tugunining yuzi tarqalayotgan energiyaning miqdorini bildiradi.

Energiya yo'qotilishini fodalash uchun ξ -deformatsiya bilan bilan prujina materialining birlik hajmidagi ξ -deformatsiya amplitudasiga nisbati orasidagi quyidagi chiziqlimas munosabatni qabul qilib olamiz:

$$\bar{\sigma} = E \left[\xi + \alpha(\xi_0 - n\xi - \frac{\xi^n}{\xi_0^{n-1}}) \right]; \quad (2.2.1)$$

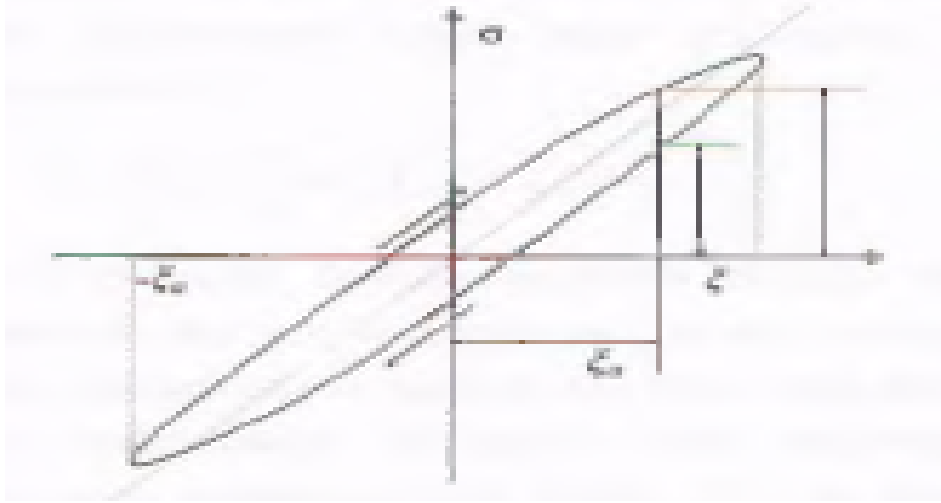
$$\bar{\sigma} = E \left[\xi - \alpha(\xi_0 + n\xi - \frac{\xi^n}{\xi_0^{n-1}}) \right];$$

Bunda E -materialning elastiklik moduli; n va α -parametrlar.

(2.2.1) tengliklar bilan ifodalangan munosabatlar quyidagi tengliklarni qanoatlantirishini ko'rish qiyin emas:

$$\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=\xi_a} = \left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=-\xi_a}; \quad \left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=-\xi_a} = \left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=\xi_a}$$

$$\left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=\xi_a} = \left(\frac{d\bar{\sigma}}{d\xi}\right)_{\xi=-\xi_a} = E$$



2.1-rasm. Gisterezis tuguni

α parametrni topish uchun (2.2.1) ifoda orqali ifodalangan gistetrezis tugunining yuzini integrallash yordamida hisoblab topib olamiz:

$$\Delta u = \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \bar{\sigma} d\xi - \int_{-\xi_a}^{\xi_a} \bar{\sigma} d\xi = \frac{4n}{n+1} \alpha E \xi_a^2 \quad (2.2.2)$$

Ikkinchi tomondan siklik deformatsiyalangan prujina birdlik xajmidagi potentsial energiyaning amplitudaviy qiymatini

$$u = \frac{E \xi_a^2}{2}$$

ξ -tebranishlar dekrementi yoki $\psi = 2\delta$ nisbiy energiya yo'qotilishini

$$\Delta u = \psi u = 2\delta u = E \delta \xi_a^2 \quad (2.2.3)$$

Formula yordamida hisoblash mumkin. (2.2.2) va (2.2.3) formulalarning o'ng tomonlarini tenglashtirib, α parametrniga nisbatan yechsak,

$$\alpha = \frac{n+1}{4n} \sigma \quad (2.2.4)$$

Ifodani olamiz.

α uchun topilgan ushbu qiymatni (2.2.1) formulaga qo'ysak, (2.2.4) formulani olamiz, bunda o'ng tomonga yo'naltirilgan strelka – gisterezis tuguni konturining yuqoriga chiqish shoxiga, chapga yo'naltirilgani esa, pastga tushish shoxiga tegishli. n parameter ixtiyoriy son bo'lib, talab etilayotgan hisoblashlarning aniqlik darajasiga va ahjmiga qarab tanlab olinadi.

Eng soda talablar uchun $n=2$ qiymatni olish uchun juda qulay. Bu holda (2.2.1) munosabatlar G.S.Pisarenko taklif etgan quyidagicha munosabat orqali tasvirlanishi mumkin:

$$\vec{\sigma} = E \left[\xi \pm \frac{3}{8} \delta(\xi_a) \left(\xi_0 \pm 2\xi - \frac{\xi^2}{\xi_a} \right) \right] \quad (2.2.5)$$

(2.2.5) formulalarni keltirib chiqarishda energiya tarqalishining tabiati e'tiborga olinmadi. Bu o'z navbatida turli turdagi energiya tarqalishlarining yig'indisi deb qarashga imkon yaratadi. Shu bilan birga tebranishlar dekrementi defrmatsiya amplitudasidan chiziqlimas holda bog'langan bo'lsa, (2.2.5) munosabatlar ancha murakkablashadi. Bunda $\delta(\xi_a)$ eksperimental ravishda aniqlangan.

$$\delta(\xi_a) = a\xi_a + a\xi_a^2 + a\xi_a^3 \quad (2.2.6)$$

Ifoda ko'rinishida tasvirlash mumkin, bunda a, b, c – haqiqiy energiya tarqalishi egri chizig'idan eksperimental ravishda aniqlanadigan parametrlar.

O'z ichiga tebranishlar dekrementi olgan (2.2.5) ko'rinishidagi munosabatlarning qo'llanilishi ikkita ketma-ket kelgan amplitudalar nisbatining natural logarifmi tushunchasidan kelib chiqqan:

$$\delta = \ln \frac{a_t}{a_{t-1}} \quad (2.2.7)$$

Amalda $\frac{a_t}{a_{t-1}}$ nisbat birdan juda kam farq qilganligi uchun (2.2.7) tenglikni

$$\delta = \frac{a_t}{a_{t-1}} - 1 = \frac{a_t - a_{t-1}}{a_{t-1}} = \frac{\Delta a}{a} \quad (2.2.8)$$

ko'rinishida tasvirlash mumkin. Bu ifodaga ikkita ketma-ket kelgan a_t, a_{t+1} chetlanishlardagi potensial energiyalarning amplitudaviy qiymatlaridan ham kelishi mumkin:

$$u_t = \frac{1}{2} c a_t^2, \quad u_{t+1} = \frac{1}{2} c a_{t+1}^2 \quad (2.2.9)$$

Bunda c -tebranayotgan sistema bikrligi. (2.2.9) ifodadan kelib chiqqan holda bir sikl davomida energiyaning kamayishini

$$\Delta u = \frac{c}{2} (a_t^2 - a_{t+1}^2) = \frac{c}{2} (a_t - a_{t+1})(a_t + a_{t+1}) \approx c a_t \Delta a_t \quad (2.2.10)$$

Bunda $\Delta a_t = a_t - a_{t+1}$

U holda nisbiy energiya tarqalishi

$$\psi = 2\delta = \frac{\Delta u_t}{u_t} = \frac{c a_t \Delta a_t}{\frac{1}{2} c a_t^2} = \frac{2 \Delta a_t}{a_t} \quad (2.2.11)$$

Bundan

$$\delta = \frac{\Delta a_t}{a_t}$$

oxirgi topilgan natija (2.2.8) bilan bir xil va uni bir sikl davomida tarqalgan energiyaning maksimal potensial energiyaning ikkilangan qiymatiga nisbati ko'rinishida talqin etish mumkin.

Shuni aytib o'tish muhimki, gisterezis tugunnini ifodalovchi (2.2.1) va (2.2.5) muosabatlardan tashqari quyidagicha munosabatlar keng qo'llaniladi:

N.Devidenkov munosabati

$$\vec{\sigma} = E \left\{ \xi \pm \frac{\eta}{n} [(\xi_2 + \xi)^n - 2^{n-1} \xi_2^n] \right\} \quad (2.2.12)$$

S.Sorokin munosabati

$$\vec{\sigma}(\xi) = E \left\{ \xi \pm \frac{\psi \xi_2}{2\pi} \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{\xi_2^2}} \right\} \quad (2.2.13)$$

G.Panovko munosabati

$$\vec{\sigma}(\xi) = E \left\{ \xi \pm a \xi_2'' \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{\xi_2^2}} \right\} \quad (2.2.14)$$

Bunda a, ψ, η, n lar qandaydir parametrlar.

2.3. Erkinlik darajasi bitta bo`lgan sistemaning kichik tebranma harakati haqida qisqacha tushuncha

Texnikada uchraydigan bir qancha masalalarda sistemaning muvozanat holati yaqinida kichik amplituda bilan tebranishlarini hisobga olishga to`g`ri keladi. Bunday tebranishlarni mashina va mexanizmlar vibratsiyasi, samolyotlar vibratsiyasi, yersilkinishlarini o`lchaydigan asbobning tebranishi misol bo`ladi.

Faraz qilaylik, mexanik sistema qo`yilgan kuchlar ta`sirida muvozanatda bo`lsin. Agar sistema nuqtalariga kichik boshlang`ich tezlik berish natijasida sistema nuqtalarida o`lmo muvozanat holati yaqinida qolsa, sistemaning bunday muvozanati uqtivor muvozanat, muvozanat holatidan uzoqlasha borsa, beustivor muvozanat deyiladi.

Sistema muvozanatining yetarli sharti quyidagi Lagranj-Dirixle teoremasi vositasida aniqlanadi: agar golonom, ideal va statsionar bog`lanishlar qo`yilgan, potentsialli kuchlar ta`siridagi sistemaning biror holatidan uning

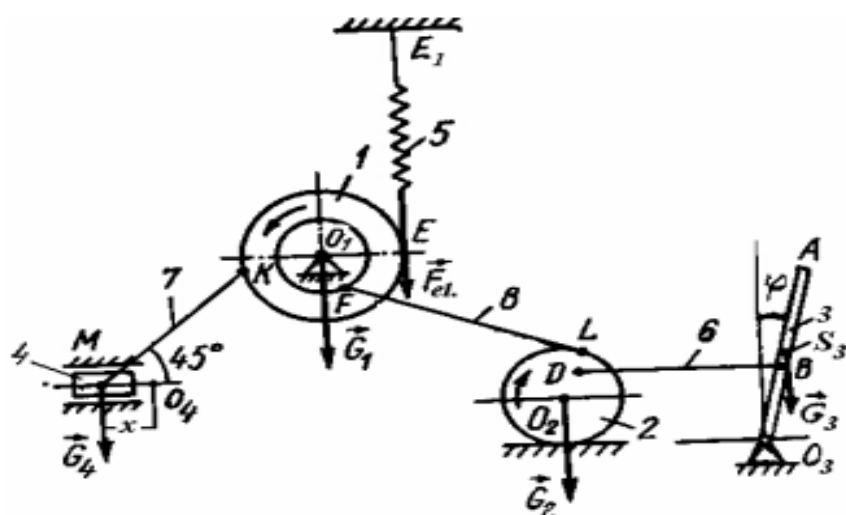
potensial energiyasi minimal qiymatga erishsa, sistema bu holatda ustivor muvozanatda bo`ladi. Ustivor muvozanat ($q=0$) yaqinida

$$\left(\frac{\partial \Pi}{\partial q}\right)_{q=0} = 0, \left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial q^2}\right)_{q=0} > 0 \quad (2.3.1)$$

Sistemaning kichik tebranma harakatiga oid quyidagi masalani yechamiz.

1-masala. 2.2-rasmda ko`rsatilgan mexanizm vertikal tekislikda joylashgan bo`lib, u qo`zg`almas o`q atrofida aylanuvchi, radiuslari mos ravishda  $R_1 = 0,4\text{m}$ ,  $r_1 = 0,2\text{m}$  bo`lgan 1-pog`onali g`ildirak, gorizontal tekislikda sirpanmasdan dumalaydigan radiusi $R_2 = 0,3\text{m}$ bo`lgan g`ildirak, uzunligi $l=1\text{ m}$ bo`lgan 3 sterjen hamda gorizontal bo`ylab ishqalanmasdan sirpanadigan 4-polzundan iborat. 3-sterjen 2-g`ildirakka, 4-polzun 1-gildirakka sharnirlar yordamida og`irligi e`tiborga olinmaydigan 6 va 7- sterjenlar vositasida biriktirilgan. 7-sterjen gorizontal bilan  $450$  burchak hosil qiladi, 6-sterjen esa gorizontal joylashgan. 1 va 2 – g`ildiraklar og`irligi hisobga olinmaydigan 8-sterjen yordamida bog`langan. $AB=0,55\text{ m}$. Bikirligi c bo`lgan vertikal  $EE_1$  prujinaning  $E$  uchi 1-pog`onali g`ildirakka biriktirilgan.  $E_1$  uchi esa mahkamlangan. 2.2-rasmda mexanizmning muvozanat holati ko`rsatilgan.

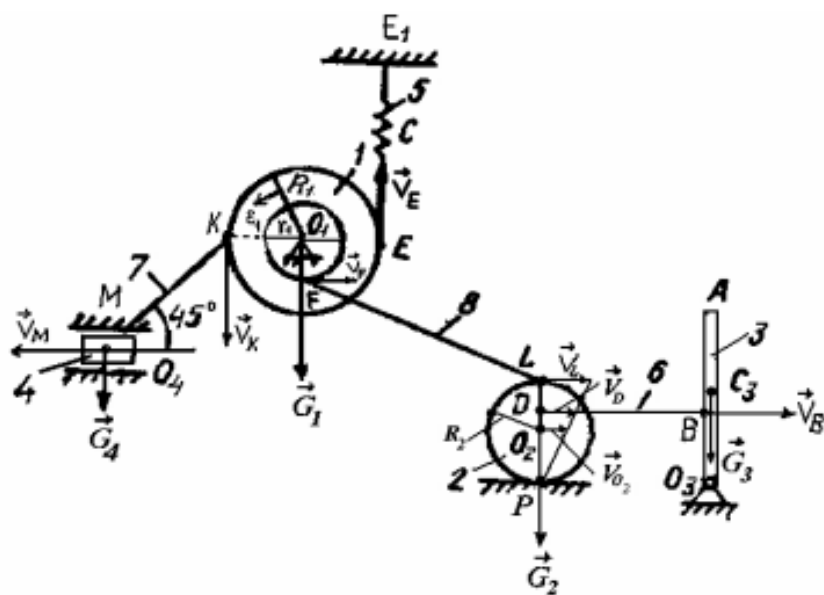
Sistemaning muvozanat vaziyati yaqinidagi tebranishlar takrorligi va davri aniqlansin. Shuningdek, prujinaning statik cho`zilishi  $\lambda_{st}$  topilsin. 1 va 2-g`ildiraklar bir jinsli silindr deb hisoblansin



2.2-rasm

$$O_2D = \frac{1}{2}R_2, m_1 = 15\text{ kg}, m_2 = 6\text{ kg}, m_3 = 2\text{ kg}, m_4 = 10\text{ kg}, c = 700\text{ N/m}.$$

Yechish. Tekshirilayotgan sistemaning erkinlik darajasi birga teng. Chunki 4-polzunning O_4 muvozanat holatidan og'ishi yoki 1- g'ildirakning burilishi, yoki 3-orqali prujinaning ko'chishi, yoki sterjenning burilishi sistemaning holatini bir qiymatli aniqlash mumkin.



2.3-rasm

Faraz qilaylik, 4-polzun kichik x masofaga mexanizm surilsin. Bu holda ko`rinishi 2.3-rasmdagidek bo`ladi.

Umumlashgan koordinata deb x ni olamiz.

Sistemaning kichik tebranishini tekshirayotganimiz sababli sistema nuqtalarining tezliklari 212-rasmda tasvirlanganidek yo`naladi.

Tekshirilayotgan sistema uchun Lagranjning II tur tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial T}{\partial x} = Q$$

Sistemaga G_1 , G_2 , G_3 , G_4 og`irlik kuchlari hamda prujinaning elastiklik kuchi  $F_{el}$  ta'sir qiladi. Ular potentsialli bo`lgani uchun

$$Q = -\frac{\partial \Pi}{\partial x} \quad (2.3.2) \quad \text{bo`ladi.}$$

Sistemaning kinetik energiyasi

$$T = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 \quad (2.3.3)$$

1-g`ildirak hamda 3-sterjen aylanma harakatda, 2-g`ildirak tekis parallel harakatda, 4-polzun esa ilgarilama harakatda bo`lgani uchun ularning kinetik energiyalari

$$T_1 = \frac{1}{2} I_1 \omega_1^2, T_2 = \frac{1}{2} I_2 \omega_2^2 + \frac{1}{2} m_2 V_{O_2}^2, T_3 = \frac{1}{2} I_3 \omega_3^2, T_4 = \frac{1}{2} m_4 V_M^2 \quad (2.3.4)$$

bo`ladi. Bu ifodada

$$I_1 = \frac{1}{2} m_1 R_1^2, I_2 = \frac{1}{2} m_2 R_2^2, I_3 = \frac{1}{3} m_3 l^2$$

(2.3.4) ifodalardagi hamma tezliklarni umumlashgan tezlik $V_M = \dot{x}$ orqali ifodalaymiz.

7-sterjen tekis parallel harakat qiladi. Shuning uchun K nuqta tezligini aniqlashda tekis harakatdagi jism ikkita nuqtasi tezliklarining shu nuqtalardan o'tuvchi o'qdagi proyeksiyalari tengdir, degan teoremdan foydalanamiz:

$$V_M \cos 45^\circ = V_K \cos 45^\circ$$

Bundan $V_K = \dot{x}$; K nuqta 1-g'ildirakka tegishli bo'lgani uchun:

$$\dot{x} = V_K = \omega_1 R_1, \omega_1 = \frac{\dot{x}}{R_1}, \varphi_1 = \frac{x}{R_1} \quad (2.3.5)$$

$\vec{V}_F \parallel \vec{V}_L$ bo'lgani uchun 8-sterjen oniy ilgari lama harakat qiladi. Binobarin,

$$V_F = V_L \quad (2.3.6)$$

2-g'ildirak sirg'anmasdan g'ildiragani uchun uning oniy markazi P nuqtada bo'ladi. Shu sababli

$$V_L = \omega_2 \cdot 2R_2, V_F = \omega_1 r_1 \quad (2.3.7)$$

(2.3.7) ni (2.3.6) ga qo'ysak:

$$\omega_2 \cdot 2R = \omega_1 r_1$$

$$\text{bundan} \quad \omega_2 = \frac{r_1}{2R_2} \cdot \omega_1 = \frac{r_1}{2R_2 R_1} \cdot \dot{x} \quad (2.3.8)$$

O_2 va D nuqtalar tezliklari quyidagicha aniqlanadi:

$$V_{O_2} = \omega_2 R_2 = \frac{r_1}{2R_1} \cdot \dot{x} \quad (2.3.9)$$

$$V_D = \omega_2 PD = \frac{3r_1}{4R_1} \cdot \dot{x} \quad (2.3.10)$$

DB sterjenning D nuqtasi tezlik vektorining yo'nalishi $\vec{V}_B$ yo'nalishi bilan bir xil bo'lib, DB bo'yicha yo'naladi. Shu sababli DB oniy ilgari lama harakatda bo'ladi:

$$VD = VB \quad \text{yoki} \quad \omega_2 PD = \omega_3 O3B$$

bu ifodada $PD = O3B$ Shuning uchun

$$\omega_3 = \omega_2 = \frac{r_1}{2R_1R_2} \cdot \dot{x} \quad (2.3.11)$$

(2.3.5) , (2.3.8) , (2.3.9) va (2.3.11) larni (2.3.4) ga qo'yamiz:

$$T_1 = \frac{1}{4} m_1 \cdot \dot{x}^2 = 3 \cdot \frac{3}{4} \cdot \dot{x}^2, T_2 = \frac{3}{16} m_2 \frac{r_1^2}{R_1^2} \cdot \dot{x}^2, \\ T_3 = \frac{1}{24} \frac{m_3 l^2 r_1^2}{R_1^2 R_2^2} \cdot \dot{x}^2 = \frac{25}{108} \cdot \dot{x}^2, T_4 = \frac{1}{2} m_4 \cdot \dot{x}^2 = 5 \dot{x}^2$$

Bularni (2.3.3) ga qo'ysak,

$$T = \left(\frac{15}{4} + \frac{9}{32} + \frac{25}{108} + 5 \right) \dot{x}^2 = 9 \frac{227}{864} \dot{x}^2 \quad (2.3.12)$$

kelib chiqadi.

Endi potensial energiyani hisoblaymiz:

$$\Pi = \frac{1}{2} c \lambda + m_1 g z_{O_1} + m_2 g z_{O_2} + m_3 g z_{C_3} + m_4 g z_M \quad (2.3.13)$$

G1, G2, G4 kuchlar qo'lgan nuqta vertikal bo'ylab ko'chmagani tufayli:

$$z_{O_1} = z_{O_2} = z_M = 0, z_{C_3} = \frac{l}{2} \cos \varphi$$

$\cos \varphi$ ni Teylor qatoriga yoyib, to'rtinchi va undan yuqori tartibli kichik miqdorlarni e'tiborga olmasak,

$$z_{C_3} = \frac{l}{2} \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) \quad (2.3.14)$$

hosil bo'ladi.

(2.3.11) ga binoan
$$\varphi = \frac{r_1}{2R_1R_2} \cdot x$$

deb yozish mumkin. Sistemaning muvozanat vaziyatida prujina λ_{st} ga cho`zilgan, u holda:

$$\lambda = \lambda_{st} - s_E = \lambda_{st} - R_1 \varphi_1 = \lambda_{st} - x$$

Natijada
$$\Pi = \frac{1}{2} c (\lambda_{st} - x)^2 + m_3 g l \left(1 - \frac{r_1^2}{8 R_1^2 R_2^2} \cdot x^2 \right)$$

Bundan
$$Q = -\frac{\partial \Pi}{\partial x} = c (\lambda_{st} - x) + m_3 g l \frac{r_1^2 x}{8 R_1^2 R_2^2} \quad (2.3.15)$$

(2.3.12) dan

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial \dot{x}} = 18 \frac{227}{432} \cdot \dot{x}, \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{x}} \right) = 18 \frac{227}{432} \cdot \ddot{x} \quad (2.3.16)$$

(2.3.15) va (2.3.16) ni (2.3.1) ga qo`yamiz:

$$18 \frac{227}{432} \cdot \ddot{x} = c (\lambda_{st} - x) + m_3 g l \frac{r_1^2}{8 R_1^2 R_2^2} \cdot x \quad (2.3.17)$$

Sistemaning muvozanat holatida $x=0$, $Q=0$.

Natijada $c \lambda_{st} = 0$, $\lambda_{st} = 0$ bo`ladi. Bu holda Lagranjning II tur tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$18 \frac{227}{432} \cdot \ddot{x} + \left(c - m_3 g l \frac{r_1^2}{8 R_1^2 R_2^2} \right) \cdot x = 0 \quad \text{yoki} \quad \ddot{x} + k^2 x = 0.$$

Bunda k -tebranishning doiraviy takrorligi

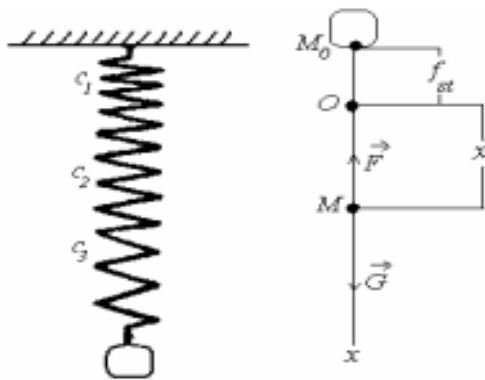
$$k^2 = \frac{c - \frac{m_3 g l r_1^2}{8 R_1^2 R_2^2}}{18 \frac{227}{432}}$$

Son qiymatlarni qo`ysak: $k = 6,1 s^{-1}$; tebranish davri esa $\tau = 1,03 s$.

2.4. Mexanik sistema va moddiy nuqtaning tebranma harakatiga oid masalalar yechish

Moddiy nuqtaning tebranma harakatiga oid masalalar quyidagi tartibda yechiladi.

1. Moddiy nuqtaning statik muvozanat holati koordinata boshi deb qabul qilinib, harakat yoʻnalishi boʻyicha koordinata oʻqi yoʻnaltiriladi.
2. Moddiy nuqtaga taʼsir etuvchi kuchlar rasmda tasvirlanadi.
3. Moddiy nuqta harakatining boshlangʻich shartlari aniqlab olinadi.
4. Moddiy nuqtaning harakat differensial tenglamasi tuziladi.
5. Tuzilgan differensial tenglama turiga qarab uning yechimi yoziladi.
6. Topilgan yechim fizik nuqtai nazardan tahlil etilib, kerakli nomaʼlumlari aniqlanadi.



1-masala. Bikirliklari $c_1 = 2 \text{ N/m}$, $c_2 = 4 \text{ N/m}$, $c_3 = 6 \text{ N/m}$ boʻlgan uchta ketma-ket ulangan prujinaga yuk osilgan. Mazkur prujinalarga ekvivalent prujinaning bikirlik koeffitsiyenti aniqlansin.

Yechish. Yukning statik muvozanat holatini, yaʼni yukning ogʻirlik kuchi bilan prujinalar elastiklik kuchi muvozanatlashadigan nuqtani koordinata boshi deb olamiz. Ox oʻqni harakat yoʻnalishi boʻyicha vertical pastga yoʻnaltiramiz.

Bikirliklari turlicha boʻlgan uchta prujinani ularga ekvivalent bitta prujina bilan almashtiramiz. Ekvivalent prujinaning bikirlik koeffitsiyentini aniqlash uchun M yukning prujinalarga taʼsirini tekshiramiz. Yuk taʼsirida uchchala prujina choʻziladi.

M yuk tinch holatda bo'lganda uning og'irligi prujinalarning elastiklik kuchi

bilan muvozanatlashadi hamda

$$G = c_1 f_{1st}, \quad G = c_2 f_{2st}, \quad G = c_3 f_{3st}, \quad G = c_{ekv} f_{st} \quad (2.4.1)$$

Bundan $f_{1st} = \frac{G}{c_1}, \quad f_{2st} = \frac{G}{c_2}, \quad f_{3st} = \frac{G}{c_3}$ kelib chiqadi.

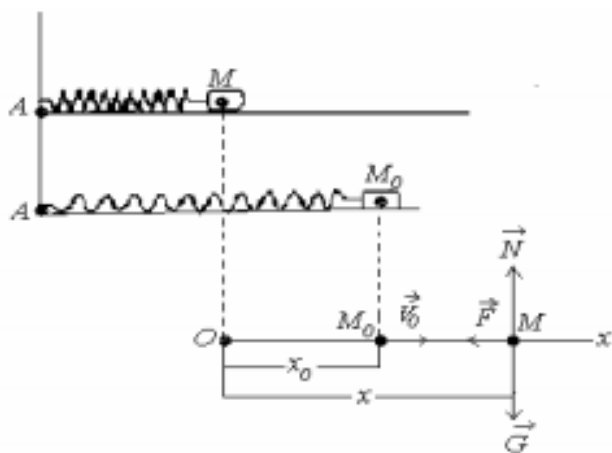
Prujinalar ketma-ket ulangani uchun ularning umumiy statik cho'zilishi uchchala prujina cho'zilishining yig'indisiga teng:

$$f_{st} = f_{1st} + f_{2st} + f_{3st}$$

Yoki
$$f_{st} = \frac{G}{c_1} + \frac{G}{c_2} + \frac{G}{c_3}$$

Son qiymatlarini qo'ysak:
$$f_{st} = \frac{11G}{12} = \frac{11mg}{12}$$

(2.4.1) dan $c_{ekv} = \frac{G}{f_{st}} = \frac{mg}{f_{st}}$ yoki $c_{ekv} = \frac{12mg}{11mg} = 1,09 \text{ N/m}$ kelib chiqadi.



2-masala. Og'irligi $G=100 \text{ N}$

bo'lgan M jism silliq gorizantal tekislikda turadi. Bu jism prujinaga biriktirilgan. Prujina esa A nuqtaga mahkamlangan. M jism o'ng tomonga $x_0=0,05 \text{ m}$ masofaga surilib $V=1 \text{ m/s}$ boshlang'ich tezlik bilan qo'yib yuborilgan. Prujinaning bikirlik

koeffitsiyenti $c=10^4 \text{ N/m}$. M jism tebranma harakatining tenglamasi tuzilsin hamda tebranish davri aniqlansin.

Yechish. Sanoq sistemasini rasmda ko'rsatilganidek tanlaymiz. M jismni moddiy nuqta desak, unga ogirlik kuchi $\vec{G}$, silliq sirtning reaksiya kuchi $\vec{N}$ hamda prujinani elastiklik kuchi $\vec{F}$ ta'sir qiladi.

Boshlang'ich paytda $x_0=0,05 \text{ m}$, $V_0=1 \text{ m/s}$, $F_x=-cx$ bo'lgani uchun M nuqtaning harakat differensial tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\ddot{x} + k^2 x = 0$$

Bunda $k = \sqrt{\frac{c}{m}} = \sqrt{\frac{cg}{G}} = 31,4 \text{ s}^{-1}$

M nuqta harakati differensial tenglamasining boshlang'ich shartlarni qanoatlantiruvchi yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$x = (0,05 \cos 31,4t + \frac{1}{31,4} \sin 31,4t) \text{ m}$$

Yoki $x = (0,05 \cos 31,4t + 0,03 \sin 31,4t) \text{ m}$.

M jism tebranma harakatining tebranish davri $\tau = \frac{2\pi}{k} = \frac{2 \cdot 3,14}{31,4} = 0,2 \text{ s}$ bo'ladi.

3-masala. Moddiy nuqta $x = e^{-0,05t} (0,3 \cos 5t + 0,5 \sin 5t)$ qonunga ko'ra tebranma harakat qiladi. Mazkur nuqta harakat qonunini $x = ae^{-bt} \sin(k_1 t + \alpha)$ ko'rinishda yozish uchun a qanday bo'lishi kerakligi aniqlansin.

Yechish. Masala shartidagi tebranma harakat qonunidan:

$$C_1=0,3, C_2=0,5 \quad (2.4.2)$$

Bizga ma'lumki, (2.4.2) dagi C_1 va C_2 o'zgarmaslar quyidagicha aniqlanadi:

$$C_1 = a \sin \alpha, C_2 = a \cos \alpha \quad (2.4.3)$$

(2.4.2) ni (2.4.3) ga qo'ysak:

$$\begin{cases} 0,3 = a \sin \alpha \\ 0,5 = a \cos \alpha \end{cases}$$

Bu tengliklarni kvadratga ko'tarib, hadma-had qo'shsak:

$$0,3^2 + 0,5^2 = a^2$$

bu yerdan $a = \sqrt{0,09 + 0,25} = 0,583$ kelib chiqadi.

4-masala. Radiusi $r=49 \text{ cm}$ bo'lgan, vertikal tekislikda yotuvchi truba ichida M sharcha joylashgan. Sharchaga tezlikning birinchi darajasiga proporsional bo'lgan qarshilik kuchi $R=4 \text{ mV}$ ta'sir qiladi. Sharchaning muvozanat

holatidan chetga chiqishi juda kichik, boshlang'ich tezligi $V=20$ cm/s deb hisoblanib, uning harakat tenglamasi tuzilsin ($g=980$ cm/s²).

$$m \frac{dV}{dt} = R_r + G_r$$

Yoki

$$m \frac{dV}{dt} = -4mV - G \sin \varphi$$

φ juda kichik bo'lgani sababli $\sin \varphi \approx \varphi$.

Natijada:
$$m \frac{dV}{dt} = -4mV - mg\varphi$$

kelib chiqadi.

Oxirgi tenglikni quyidagicha yozib olamiz:

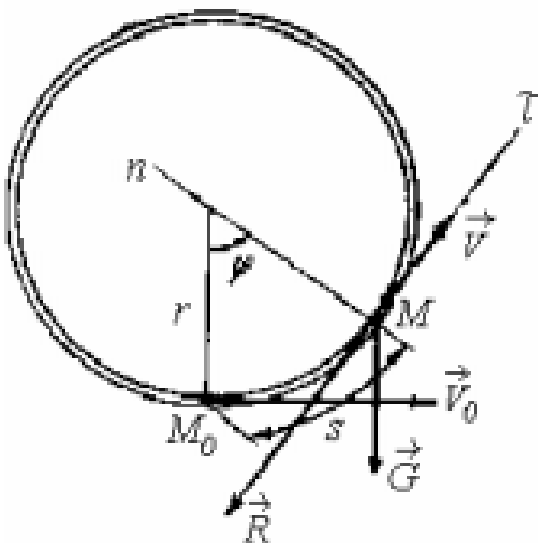
$$\frac{dV}{dt} = -4V - g \frac{r\varphi}{r} \quad (2.4.4)$$

$s = r\varphi, V = \dot{s}$ bo'lgani sababli (2.4.4) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\ddot{s} + 4\dot{s} + \frac{g}{r}s = 0 \quad (2.4.5)$$

$b=2, k^2 = \frac{g}{r}$ belgilashlarni kiritib (2.4.5) tenglamani quyidagicha ifodalaymiz:

$$\ddot{s} + 2b\dot{s} + k^2s = 0 \quad (2.4.6)$$



$k = \sqrt{\frac{g}{r}} = \sqrt{20} s^{-1}$; binobarin, $k > b$ bo'lgani uchun (2.4.6) tenglamaning echimi (2.4.6) ga ko'ra aniqlanadi:

$$x = ae^{-bt} \sin(\sqrt{k^2 - b^2}t + \alpha)$$

bundagi a va α ni topamiz:

$$a = \sqrt{\frac{(k^2 - b^2)s_0^2 + (V_0 + bs_0)^2}{k^2 - b^2}} = 5 \text{ sm},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{s_0 \sqrt{k^2 - b^2}}{V_0 + bs_0} = 0, \quad \alpha = 0.$$

Shunday qilib, M nuqta $s = 0,05e^{-2t} \sin 4t \text{ m}$ qonun bilan soʻnuvchi tebranma harakat qiladi.

5-masala. m massali M jism bikirlik koeffitsiyenti c boʻlgan AB prujina B uchiga osilgan. M jism taʼsirida prujinaning statik choʻzilishi f_{st} ga teng.

Jismga

muhitning qarshilik kuchi

$$R = 2\sqrt{mc}\dot{x} \text{ taʼsir}$$

qiladi. Boshlangʻich paytda

M jism oʻzining statik

muvozanat holatida boʻlib,

tezligi V_0 ga teng. M

jismning harakat qonuni

aniqlansin.

Yechish.

Sanoq

sistemasining boshini M

jismning

statik

muvozanat

holati

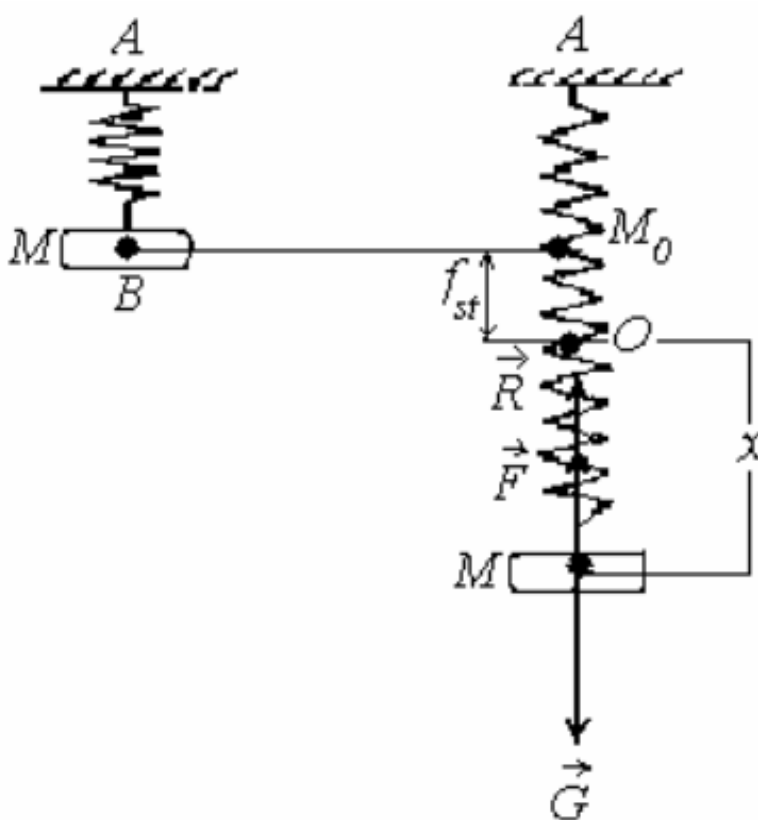
O

nuqtada olamiz. O_x oʻqni vertikal pastga yoʻnaltiramiz. Jismni moddiy nuqta deb

qaraymiz. Bu nuqtaga ogʻirlik kuchi G , prujinaning elastiklik kuchi F ,

muhitning qarshilik kuchi R taʼsir qiladi. Boshlangʻich paytda $x_0 = 0, \dot{x} = V_0$.

M moddiy nuqtaning harakat differensial tenglamasi quyidagicha yoziladi:



$$m\ddot{x} = G - c(x + f_{st}) - 2\sqrt{mc}\dot{x} \quad (2.4.7)$$

M nuqtaning statik muvozanat holatida $G = cf_{st}$ bo'lgani uchun (2.4.7) formula quyidagi ko'rinishni oladi:

$$m\ddot{x} + 2\sqrt{mc}\dot{x} + cx \quad \text{yoki} \quad \ddot{x} + 2\sqrt{\frac{c}{m}}\dot{x} + \frac{c}{m}x = 0$$

$$\text{Bunda} \quad k^2 = \frac{c}{m}, \quad 2\sqrt{\frac{c}{m}} = 2b \quad (2.4.8)$$

belgilashlar qabul qilsak,

$$\ddot{x} + 2b\dot{x} + k^2x = 0 \quad (2.4.9)$$

hosil bo'ladi.

(2.4.8) dan ko'ramizki, c va m ning har qanday qiymatlari uchun $b=k$.

Binobarin (2.4.9) differensial tenglama yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$x = e^{-bt} [x_0 + (V_0 + bx_0) \cdot t] \quad (2.4.10)$$

(2.4.10) ga boshlang'ich shartlar va $k = \sqrt{\frac{c}{m}} = \sqrt{\frac{g}{f_{st}}}$ ni qo'ysak, M jismning harakat qonuni kelib chiqadi:

$$x = V_0 t e^{-t\sqrt{g/f_{st}}}$$

6-masala. Massasi $m = 3 \text{ kg}$ bo'lgan jism prujinaga osilgan bo'lib, unga vertikal ravishda uyg'otuvchi kuch $Q = 10\sin 5t$ ta'sir qiladi. Dinamik koeffitsiyent $\lambda = 4$. Prujinaning birlilik koeffitsiyenti topilsin.

Yechish. Mazkur masalani moddiy nuqta harakat diffirensial tenglamasini tuzmasdan hal etish mumkin. Buning uchun quyidagi formuladan foydalanamiz:

$$\lambda = \frac{1}{1 - \frac{p^2}{k^2}}, \quad k^2 = \frac{e}{m}$$

$$\text{bundan:} \quad k^2 = \frac{p^2 \lambda}{\lambda - 1}$$

$$\text{yoki } \frac{c}{m} = \frac{p^2 \lambda}{\lambda - 1} \quad (2.4.11)$$

kelib chiqadi.

$$(2.4.11) \text{ dan } c = m \frac{p^2 \lambda}{\lambda - 1} \quad (2.4.12)$$

Masala shartiga ko'ra uyg'otuvchi kuch $Q = 10 \sin 5t$ bo'lib, $p = 5$.

(2.4.12) ga son qiymatlarni qo'ysak, $c = 100 \text{ N/m}$ kelib chiqadi.

45-masala. Moddiy nuqtaning harakat diffirensial tenglamasi $\ddot{x} + 81x = 12 \sin 5t$. Majburiy tebranma harakat amplitudasi aniqlansin.

Yechish. Mazkur masalani hal etishda quyidagi formuladan foydalanamiz:

$$A = \frac{P_0}{|k^2 - p^2|}$$

Masala shartidagi moddiy nuqta harakat diffirensial tenglamasidan:

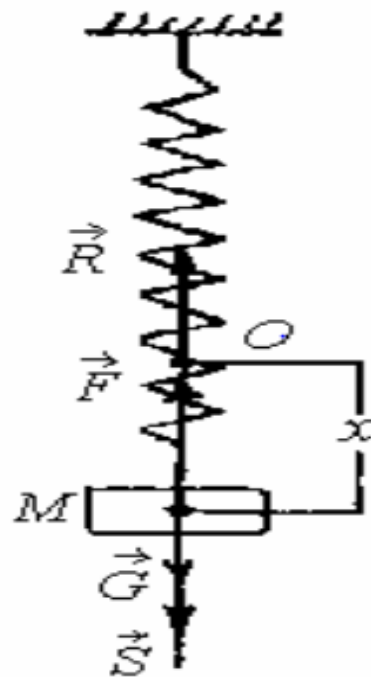
$$P_0 = 12, \quad k^2 = 81, \quad p = 5$$

Natijada

$$A = \frac{12}{81 - 25} = \frac{12}{56} = \frac{3}{14} = 0,214 \quad (\text{uzun.bir})$$

bo'ladi.

7-masala. Bikirlik koefitsiyenti $c = 4000 \text{ N/m}$ bo'lgan prujinaga og'irligi $G = 20 \text{ N}$ bo'lgan M jism osilgan. Moddiy nuqta deb qaraluvchi bu jismga davriy sifatda o'zgaruvchi $S = 117,72 \sin pt \text{ N}$ uyg'otuvchi kuch va tezlikning birinchi darajasiga proporsional bo'lgan $R = 5\sqrt{mc\dot{x}} \text{ N}$ qarshilik kuchi ta'sir qiladi (m – jism massasi). Uyg'otuvchi kuchning doiraviy takrorligi p qanday bo'lganda majburiy tebranish



amplitudasi A eng katta qiymatga erishadi?

Yechish. Sanoq sistemasining boshi qilib jismning statik muvozanat holatini olamiz. Ox o`qni vertikal bo`yicha harakat yo`nalishi tomon yo`naltiramiz.

M nuqtaga $\vec{G}$ -og`irlik kuchi,  $\vec{F}$ -qaytaruvchi kuch,  $\vec{R}$ -qarshilik kuchi hamda  $\vec{S}$ -uyg`otuvchi kuch ta'sir qiladi. M nuqtaning harakat differensial tenglamasini tuzamiz:

$$m\ddot{x} = G - c(x + f_{st}) - 5\sqrt{mc}\dot{x} + 117,72 \sin pt$$

Bu ifodaning har ikki tomonini m ga bo`lib, $G = cf_{st}$ ni e'tiborga olsak, u

$$\ddot{x} + 0,5\sqrt{c/m}\dot{x} + \frac{c}{m}x = \frac{117,72}{m} \sin pt \quad (2.4.13) \text{ ko`rinishga keladi.}$$

$$0,5\sqrt{c/m} = 2b, \quad \frac{c}{m} = k^2, \quad \frac{117,72}{m} = P_0 \quad (2.4.14)$$

belgilashlar olinsa, (2.4.13) tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\ddot{x} + 2b\dot{x} + k^2x = P_0 \sin pt$$

(2.4.14) ga son qiymatlarni qo`ysak,

$$b = 11,06c^{-1}, k = 44,2c^{-1}, P_0 = 58,8 \frac{m}{s^2} \quad (2.4.15)$$

kelib chiqadi. Masala shartidagi noma'lumlarni aniqlash uchun (2.4.13) differensial tenglamaning yechimini aniqlash shart emas.

$$b/k = h; \text{ bundan } h = \frac{11,06}{44,2} \approx 0,3 < \frac{\sqrt{2}}{2} \text{ bo`ladi.}$$

Bu holda uyg`otuvchi kuch doiraviy takrorligi $p = \sqrt{k^2 - 2b^2}$ formuladan,

majburiy tebranish amplitudasining maksimum qiymatga esa $A_{\max} = \frac{P_0}{2b\sqrt{k^2 - b^2}}$ formuladan foydalanib aniqlanadi:

(2.4.14) ni yuqoridagi formulalarga qo`ysak

$$p = \sqrt{k^2 - 2b^2} = \sqrt{1960 - 242} = 41,5 \quad 1/s,$$

$$A_{\max} = \frac{P_0}{2b\sqrt{k^2 - b^2}} = 0,0321 \quad m$$

kelib chiqadi.

Fizikadan masalalar yechish jarayonida o'quvchilarning mantiqiy fikrlashlari kengayadi, ijodiy qobiliyatlari rivojlanadi. Fizikaviy hodisalarning tub mohiyatini kengroq tushunadilar, fizikadagi qonunlarning amalda qo'llanilishini chuqurroq anglaydilar. Ko'pgina fizik o'lchov asboblarning vazifasi, tuzilishi, ishlash prinsplari bilan tanishadilar va ular bilan ishlash ko'nikma hamda malakalariga ega bo'ladilar. Shuningdek masalalar o'quvchilarda mehnatsevarlik, jur'atlilik, iroda va harakterni tarbiyalaydi. Ko'pgina metodik adabiyotlarning tahliliga ko'ra, mantiqiy hulosalar, matematik amallar va fizikadagi qonunlar hamda metodlarga ososlangan sholda yoki eksperiment yordamida yechiladigan muammo, odatda fizik masala deyiladi. Fizik masalada qo'yilgan muammoni shal etish, masala yechishdan iboratdir. Fizikadan masalalar to'plamlarida berilgan hamma masalalarni turli asoslarga ko'ra klassifikatsiyalanadi. Masalan masalalarning murakkablik darajasiga ko'ra, sodda masalalar, qiyinroq masalalar, masala shartida, darslikda va darsda ko'rib chiqilgan masalalarda tavsiflanganiga nisbatan kamroq tanish bo'lgan holat tavsiflangan masalalar, o'quvchilar yangi bilimlar olish uchun foydalanish mumkin bo'lgan masalalar.

Masalalar mazmuniga qarab, mehanikaga, molekulyar fizikaga, elektrga doir va shakozo bo'lishi mumkin. Bunday bo'linish shartli ekanini bilamiz, chunki ko'pincha bitta masalaning shartida fizikaning bir nechta bo'limlaridagi ma'lumotlardan foydalanamiz. Shuningdek politexnik mazmunga ega bo'lgan, ijodiy qobiliyatlarni rivojlantirishga bag'ishlangan, tarixiy harakterdagi ma'lumotlarni o'z ichiga olgan masalalarga klassifikatsiyalanadi.

XULOSA

Pedagogika oliy ta'lim muassasalarida "Umumiy fizika (mexanika)" va "Nazariy fizika (klassik mexanika)" fanlarini o'qitish kata ahamiyatga ega. Jumladan, tabiatdagi barcha harakatlar, sanoatdagi, qurilishdagi va boshqa sohalardagi materiallarning barcha mexanik xususiyatlari va ulardan foydalanishni ushbu fanlar orqali o'rganiladi. O'rta umumta'lim maktablar o'qituvchilari, ilmiy izlanuvchilar o'z faoliyatlarida mexanik Sistema, garmonik tebranish kabi tushunchalarni qo'llashadi. Ta'limning barcha bosqichlarida talabalar qobiliyati, qiziqishlari va imkoniyatlarini inobatga olgan holda mexanik sistemada kechadigan fizika jarayonlarga oid darslarni tashkil etish tarbiyalanuvchida mustaqil fikrlash qobiliyatini o'stiradi.

1. Talabalarda *mexanik sistemalar garmonik tebranishlarining ba'zi masalalariga* doir darslarda mustaqil fikrlashga ustuvor e'tibor qaratish talabaning o'zini o'zi tarbiyalashiga, o'z shaxsida ezgu ma'naviy sifatlarnishakllantirishiga omil bo'ladi. Uni tarbiyalamaydilar, balki u o'qituvchilar, kattalar va darsliklar ko'magida o'zini o'zi tarbiyalaydi.

2. Mexanika va klassik mexanika darslarida mustaqil fikrlashga o'rgatish, umuman, pedagogika, xususan, adabiy ta'limning bosh maqsadi bo'lmish ma'naviy barkamol insonni tarbiyalashga asos bo'ladi. O'z fikri, o'z qarashiga ega bo'lish komil shaxslikning muqim belgisi hisoblanadi.

Olib borilgan tadqiqot ishlari, o'tkazilgan eksperiment natijalariga asoslanilgan holda BMI mavzusi yuzasidan mexanik sistemalarning garmonik tebranishlariga oid masalarning bir nechitasi yechimi berildi.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO'YXATI

1. O'zbekiston Respublikasining "Talim to'g'risida"gi Qonuni. - Barkamol avlod – O'zbekiston taraqqiyotining poydevori. – Toshkent.: Sharq. – 1997. B. 20-29.
2. O'zbekiston Respublikasining Kadrlar tayyorlash milliy dasturi.- Barkamol avlod – O'zbekiston taraqqiyotining poydevori. – Toshkent.: Sharq. – 1997. B. 31-61.
3. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 7 fevraldagi "O'zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo'yicha Harakatlar strategiyasi to'g'risida"gi PF-4947-son Farmoni. – O'zbekiston Respublikasi qonun hujjatlari to'plami, 2017 y., 6-son, 70-modda.
4. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 13 sentabrdagi "Kitob maxsulotlarini nashr etish va tarqatish tizimini rivojlantirish, kitob mutolaasi va kitobxonlik madaniyatini oshirish hamda targ'ib qilish bo'yicha kompleks chora-tadbirlar dasturi to'g'risida"gi PQ-3271-son qarori. //O'zbekiston Respublikasi qonun xujjatlari to'plami. 2017 y., 38-son, 1029-modda.
5. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 14 sentabrdagi "Muxammad al-Xorazmiy nomidagi axborot-kommunikatsiya texnologiyalari yo'nalishiga oid fanlarni chuqurlashtirib o'qitishga ixtisoslashtirilgan maktabni tashkil etish to'g'risida"gi PQ-3274-son qarori. // O'zbekiston Respublikasi qonun xujjatlari to'plami. 2017 y., 38-son, 1031-modda.
6. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 14 sentabrdagi "Mirzo Ulug'bek nomidagi ixtisoslashtirilgan davlat umumta'lim maktab internatini va "Astronomiya va ayeronavtika" bog'ini tashkil etish to'g'risida"gi PQ-

- 3275-son qarori. // O‘zbekiston Respublikasi qonun hujjatlari to‘plami. 2017 y., 38-son, 1032-modda.
7. O‘zbekiston Respublikasi Vazirlar Maxkamasining 2017 yil 15 martdagi “Umumiy o‘rta ta’lim to‘g‘risidagi nizomni tasdiqlash haqida”gi 140-sonli qarori. // O‘zbekiston Respublikasi qonun hujjatlari to‘plami, 2017 yil., 14-son, 230-modda.
 8. O‘zbekiston Respublikasi Vazirlar Maxkamasining 2017 yil 28 dekabrdaagi “Pedagog xodimlarni qayta tayyorlash va ularning malakasini oshirishni tashkil etish chora–tadbirlari to‘g‘risida”gi 1026-sonli qarori. // O‘zbekiston Respublikasi qonun hujjatlari to‘plami, 09/18/1026/0497-son. 29.12.2017.
 9. O‘rta ta’limning davlat ta’lim standarti va o‘quv dasturi. Fizika, matematika, informatika, biologiya, geografiya, kimyo. O‘zbekiston Respublikasi xalq ta’limi vazirligining 2017 yil 18 avgustdagi 43-son va Oliy va o‘rta maxsus, kasb-hunar ta’limi markazining 2017 yil 18 avgustdagi 65. QQ-sonli qo‘shma qarori. T.: – 2017. 142 b.
 10. Mirziyoyev SH.M. “Ijtimoiy barqarorlikni ta’minlash, muqaddas dinimizning sofligini asrash-davr talabi” mavzusidagi anjumanda so‘zlagan nutqi. T.: 2017 yil, 15 iyunь.
 11. Локутов А. Математические основы хаотических динамических систем. Успехи физ. Наук, 2007, № 9, с.989–1015.
 12. Дусматов О.М. Математическое моделирование виброзащитных систем методами графов связи и их исследование: автореферат дис. ... доктора физико-математических наук : 01.02.01.- Киев, 1998.- 31 с.: ил.
 13. Дусматов О.М., Мамзенко Ю.А. Колебания несовершенного упругого стержня с динамическим гасителем при гармонических и случайных воздействиях/ тезисы докладов 1-научно-технической конференции молодых ученых, специалистов и студентов «Фундаментальные и

прикладные проблемы космонавтики», Киев, 1988

14. Вибрации в технике/ Справ. Т. 6, / под ред. К.В. Фролова. - М.: Машиностроение, 1981. - 456 с.
15. Mirsaidov M., Baymuradova L., Giyasova N. Nazariy mexanika: O`quv qo`llanma. Toshkent, «O`zbekiston», 2008, 230 bet.
16. Яхёев М.С., Мўминов Қ.Б. Назарий механика: Пед. Институтларининг студ. учун ўқув кулл,—Т.: Ўқитувчи, 1990.—408.
17. Botir Ahmadxo‘jayev, «Nazariy mexanika». «Yangi asr avlodi», 2006-yil. — 198 bet
18. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : учеб. пособие : в 5 т. Т. 1. Механика / Д. В. Сивухин. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 560 с.
19. Стрелков, С. П. Механика : учебник / С. П. Стрелков. – СПб.: Изд-во «Лань», 2005. – 560 с
20. Meshcherskiy I. V. Nazariy mexanikadan masalalar to`plami. “O`qituvchi”, T., 1989.
21. Tolipova L. I. Nazariy mexanika. “Mehnat”, T., 1987.
22. Turbin B., Rustamov S. Sbornik zadach po teoreticheskoy mexanike. “Высшая школа”, М., 1978.
23. Turbin B. I. Teoreticheskaya mexanika. “Сельхозгиз”, М., 1959.
24. O`razboev M. T. Nazariy mexanika asosiy kursi. “O`qituvchi”, T., 1966.
25. www.ziyonet.uz
26. www.tdpu.uz
27. www.pedagog.uz
28. www.orbita.uz
29. www.fizika.ru
30. www.postnauka.ru