ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

QOVUSHOQ-ELASTIK STERJENDA TEBRANISH JARAYONIDA REZONANS HOSIL BO'LISHI

Sardor Ismoilovich Xudoyberdiyev
Samarqand iqtisodiyot va servis instituti
sardorxudoyberdiyev2604@mail.ru

Baxtiyor Iskandarovich Ashurov
Samarqand iqtisodiyot va servis instituti
ashrovbakhtiyor89@gmail.com

ANNOTATSIYA

Mazkur maqolada qalinligi o‘zgaruvchi doiraviy, qovushoq-elastik sterjenning buralma tebranishlari haqidagi masalaning yechilshi bo‘lib, olingan natijalar tebranish jarayonidagi rezonans hodisasi sodir bo‘lishi mumkin bo‘lgan holatlarni aniqlashda ishlatilishi mumkin.

Kalit so’zlar: sterjen o‘rta radiusi, ko‘ndalang to‘lqinlar tarqalish tezligi, tebranishla ramplitudasi, sterjen materialining qovushoq-elastik parametrlari va relaksatsiya vaqtlari.

FORMATION OF RESONANCE IN THE PROCESS OF VIBRATION IN A VISCOUS-ELASTIC DEGREE

Sardor Ismoilovich Khudoyberdiyev
Samarkand Institute of Economics and Service
sardorxudoyberdiyev2604@mail.ru

Bakhtiyor Iskandarovich Ashurov
Samarkand Institute of Economics and Service
ashrovbakhtiyor89@gmail.com

ABSTRACT

This article discusses the problem of torsional vibrations of circular viscous elastic deformation, and the results can be used to determine when a resonant event can occur.

Keywords: radius of the middle spindle, shear wave propagation, vibration amplitude, viscous-elastic parameters of the deformation material and release time.

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

KIRISH

Qovushoq-elastik, doiraviy, ko'ndalang kesimi o'zgarmas sterjenda garmonik to'lqinlar tarqalishining ba'zi masalalarini qaraymiz. Sterjenning sirti tashqi yuklaridan xoli deb hisoblaymiz. U holda qaralayotgan sterjenning dinamikasini tavsiflovchi $D_0U^{(0)}_{\theta,0}=F_{10}$, $D_0U^{(0)}_{\theta,1}=F_{11}$, $D_0U^{(0)}_{\theta}=F_{1}$ tenglamaning o'ng tomonini nol deb qabul qilish mumkin. Boshqacha aytganda sterjenning tebranish tenglamasi sifatida, o'lchamsiz koordinatalardagi quyidagi tenglamani qabul qilamiz[1]

$$\partial_2\left\{\frac{(r_1r_2)^2}{8}\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)\partial_2^2+4\frac{r_2^4-r_1^4}{(r_1r_2)^2}+(r_2^2-r_1^2)\partial_2\right\}U_\theta=0 \qquad (1)$$

bu yerda r_1 va r_2 lar sterjen radiusi o'zgarish chegaralari o'lchamsiz koordinatalar quyidagicha kiritilgan.

$$z=r_0z^*;\ t=\frac{r_0}{b_0}t^*;\quad r=hr^*;\quad U_\theta=hU_\theta^*,$$

r_0 sterjen o'rta radiusi; $b_0=\frac{\mu_0}{\rho_0}$- ko'ndalang to'lqinlar tarqalish tezligi; D_2 va μ_0 operatorlar

$$\partial_2=\tilde{M}_0^{-1}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)-\frac{\partial^2}{\partial z^2};\tilde{M}_0(\varsigma)=\varsigma(t)-\int_0^t f_2(t-\tau)\varsigma(\tau)d\tau.$$

formulalar bilan aniqlanadi.

ADABIYOTLAR TAHLILI VA METODOLOGIYA

[1] Филиппов И.Г, Худойназаров Х.Х. Qovushoq-elastik sterjinning bo'ylama radusli tebranish tenglamalari o'rganilgan

[2] Худойназаров Х.Х., Qovushoq-elastik jismlarning deformatsiyalanadigan muhit bilan o'zaro ta'siri o'rganilgan.

[3] Худойназаров Х.Х., Абдирашидов А. Elastik deformatsiyalanadigan jismlarni suyuqlik bilan ta'siri urganilgan.

MUHOKAMA

Qaralayotgan jarayonning koordinata va vaqt bo'yicha garmonikligi to'g'risidagi holat muhit nuqtalarining harakat tasvirida biror fazoviy va vaqtli takrorlanishlar mavjudligini nazarda tutadi. Shuning uchun, ushbu vaziyat bilan bog'liq ravishda (1) tenglamaning umumiy yechimini quyidagi ko'rinishda

$$U_\theta=A_0\exp\left[i\left(kz-\omega t\right)\right]. \qquad (2)$$

Bu yerda ω-doiraviy chastota, k-to'lqin soni, A_0-tebranishlar amplitudasi.

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

Shu yerda, darhol, shu narsani ta'kidlaymizki, qabul qilingan belgilashlarga mos ravishda, tarqaluvchi to'lqinlar chastotasi doiraviy chastotaning 2π miqdordarga nisbati sifatida, ularning uzunligi esa *k*-to'lqin sonining 2π miqdorga nisbati kabi aniqlanadi. Shuning uchun, chastotaning to'lqin uzunligiga ko'paytmasi sifatida aniqlanuvchi fazoviy tezlik, bu holda

$$C = \omega / k$$

ga teng bo'ladi va kompleks qiymatga ega bo'ladi (elastik sterjenda haqiqiy qiymatga ega bo'ladi). Bu formulada o'lchamsiz ω *va* k lar

$$\omega = \frac{b_0}{h}\omega^*; \qquad k^* = \frac{2\pi}{\ell}; \qquad \ell = he^*;$$

formulalar bilan aniqlangan. Bu yeda *l*-garmonik to'lqin uzunligi:

Bundan tashqari, bu yerda va bundan keyin koordinata bo'yicha davriyligicha tushunish kerak: faqat o'ziga xos parametrlar to'plamiga ega (ko'chishlar, tezliklar, tezlanishlar va h.k) har bir nuqta uchun, sterjenning xuddi shunday parametrlar to'plamiga ega boshqa nuqtasini ko'rsatish mumkin. Vaqt bo'yicha davriylikni esa quyidagicha tushunish kerak: Stejenning vaqtning biror paytidagi holati, vaqtning biror $T = \frac{2\pi}{\omega}$ oralig'i o'sishi bilan takrorlanadi. Bu yerda $T = \frac{2\pi}{\omega}$ - garmonik to'lqinlar davri.

Endi (2) ni (1) ga qo'yib

$$\begin{aligned}\Big\{\omega^4\frac{(r_1r_2)^2}{8}\ln\Big(\frac{r_2}{r_1}\Big) - 2(k\omega)^2\frac{(r_1r_2)^2}{8}\ln\Big(\frac{r_2}{r_1}\Big)\big(1-N(\omega)\big) + k^4\frac{(r_1r_2)^2}{8}\ln\Big(\frac{r_2}{r_1}\Big)\big(1-N(\omega)\big)^2 \\ + (r_2^2-r_1^2)\big(\omega^2 - k^2\big(1-N(\omega)\big)\big) - (r_2^2-r_1^2)N(\omega)\big(\omega^2 - k^2\big(1-N(\omega)\big)\big) \\ - 4\frac{r_2^4-r_1^4}{r_2^2r_1^2}\big(1-2N(\omega)+N^2(\omega)\big)\Big\} = 0\end{aligned} \tag{3}$$

ga ega bo'lamiz.[2] Bu yerda

$$N(\omega) = \int_0^\infty f_2(\varsigma)e^{-i\omega\varsigma}d\xi$$

$f_2(t)$ funksiyaning Furye almashtirishi.

Oxirgi (3) tenglamadan ko'rinadiki, sterjen uchun ikkita fazaviy tezlik mavjud

$$c_1 = \sqrt{1-N(\omega)}$$

va

$$c_2 = \sqrt{\frac{1-N(\omega)}{1-\alpha[1-N(\omega)]}}$$

bundan

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

$$\alpha = (\frac{2}{r_1 r_2 \omega})^2 (r_2^2 + r_1^2)$$

Ushbu c_1 fazaviy tezlik, $N(\omega)=0$, bo'lganda, ya'ni elastik sterjenning fazaviy tezligi, sterjen buralma tebranishlari klassik nazariyasidan topilgan fazaviy tezlik bilan mos tushadi. Ikkinchi c_2 fazaviy tezlik esa aylanish inertsiyasi va ko'ndalang siljish deformatsiyasini hisobga olish natijasida paydo bo'lgan bo'lib, $N(\omega)=0$ bo'lganda u ham elastik sterjenning fazaviy tezligiga aylanadi.

Belgilashlar kiritamiz

$$c_{i1} = \mathrm{Re}\, c_i, \qquad \mathrm{M}_1 = \mathrm{Re}[1 - N(\omega)],$$
$$q_{i1} = \mathrm{Im}\, c_i, \qquad \mathrm{M}_2 = \mathrm{Im}[1 - N(\omega)], \; i = 1,2,$$

U holda c_1–fazaviy tezlikning tuzuvchilari uchun

$$c_{11} = \frac{1}{2}\sqrt{\sqrt{\mathrm{M}_1^2 + \mathrm{M}_2^2} + \mathrm{M}_1}$$
$$g_{11} = \frac{1}{2}\sqrt{\sqrt{\mathrm{M}_1^2 + \mathrm{M}_2^2} - \mathrm{M}_1}. \qquad (4)$$

ifoda o'rinli bo'ladi.

Bu yerdagi M_1 va M_2 kattaliklar $f_2(t)$ yadroning konkret ko'rinishi uchun, $N(\omega)$ funksiyasining ko'rinishidan kelib chiquvchi ifodalar bilan aniqlanadi. Masalan, $f_2(t)$ –regulyar yadroning ko'rinishi

$$f_2(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu_n}{\tau_n} e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \qquad \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n = 1.$$

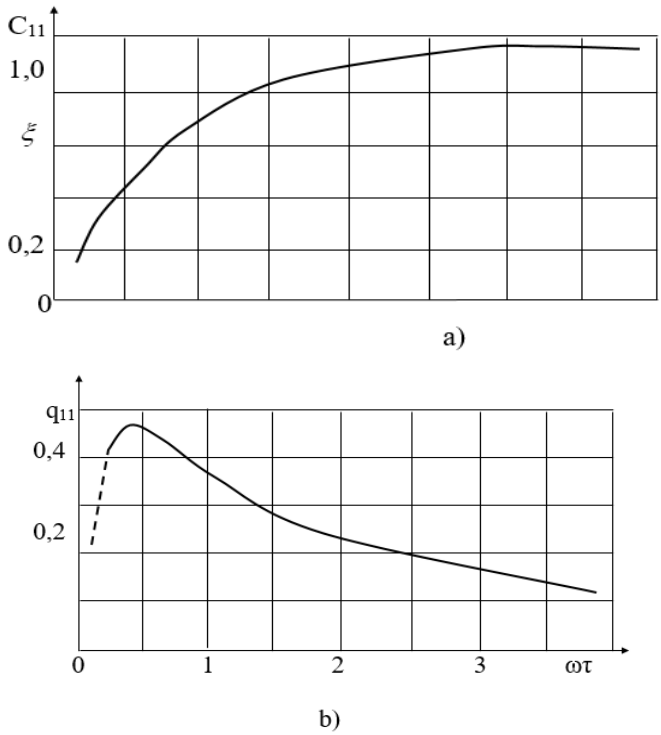
kabi berilsa (bu yerda ν_n–sterjen materialining qovushoq-elastik parametrlari, τ_n–relaksatsiya vaqtlari) $N(\omega)$ quyidagi ko'rinishni oladi

$$N(\omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n(1 - i\omega\tau_n)}{1 + (\omega\tau_n)^2}$$

bu yerdan

$$M_1 = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n}{1 + (\omega\tau_n)^2}\;;$$
$$M_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v_n \omega\tau_n}{1 + (\omega\tau_n)^2} \qquad (5)$$

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363



1-grafik. C_{11} *(a)* va q_{11}*(b)* larning chastota va relaksatsiya vaqtlaridan bog'lanish grafiklari.

1) a) va b) hollarda c_{11} va q_{11} miqdorlarning chastotadan va relaksatsiya vaqtlaridan bo'g'liq o'zgarishlari egri chiziqlari keltirilgan. Bu egri chiziqlar dinamik xulqi Maksvell modeli bilan tavsiflanuvchi materialdan yasalgan sterjen uchun o'tkazilgan hisoblar asosida qurilgan.

NATIJALAR

Sterjenning xos tebranishlarida, c_2–fazaviy tezlikning ifodasidan ko'rinadiki, uning α-koeffitsiyent noldan farqli bo'lishi zarur.Aks holda, c_2 va c_1 fazaviy tezliklar bir-birlariga teng bo'lib qoladilar. Shuni ta'kidlash lozimki, α koeffitsitsiyentning ifodasidan kelib chiqqanda, uning ω chastotaning cheksiz katta bo'lishi zarurligi kelib chiqadi.Bu esa umuman mumkin emas.

Endi c_2 fazaviy tezlik ifodasining o'ng tomoniga $1–N(\omega)$ ning trigometrik shakldagi qiymatini qo'yib va zarur matematik almashtirishlarni bajarib ushbu formulalarni olamiz[2]

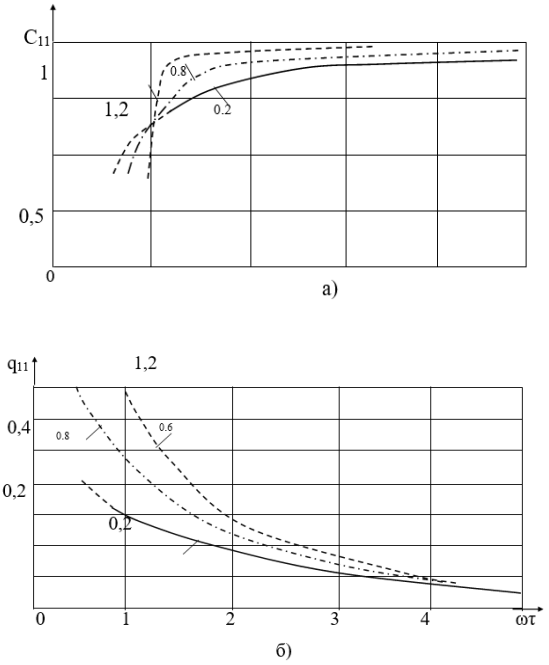
$$c_2 = \left[\frac{\sqrt{M_1^2 + M_2^2}\left[\cos\left(arctg\frac{M_2}{M_1}\right) + i\sin\left(arctg\frac{M_2}{M_1}\right)\right]}{\sqrt{(1-\alpha M_1)^2 + \alpha^2 M_2^2}\left[\cos\left(arctg\frac{\alpha M_2}{\alpha M_1 - 1}\right) + i\sin\left(arctg\frac{\alpha M_2}{\alpha M_1 - 1}\right)\right]} \right]^{\frac{1}{2}}$$

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

$$c_{21}=\sqrt{\frac{\sqrt{M_1^2+M_2^2}\left[\sqrt{(\alpha M_1-1)^2+\alpha M_2^2}+\alpha\sqrt{M_1^2+M_2^2}\right]-M_1}{2\left[(\alpha M_1-1)^2+\alpha^2 M_2^2\right]}},$$

$$q_{21}=\sqrt{\frac{\sqrt{M_1^2+M_2^2}\left[\sqrt{(\alpha M_1-1)^2+\alpha M_2^2}-\alpha\sqrt{M_1^2+M_2^2}\right]+M_1}{2\left[(\alpha M_1-1)^2+\alpha^2 M_2^2\right]}}. \quad (6)$$

formulalardagi M_1 va M_2 lar o'rniga ularning ifodalarini, masalan (5) larni, qo'yish c_2 va q_2 tuzuvchilarining dispersion egri chiziqlarini qurishga imkon beradi.



2-grafik. $C_{21}(a)$ va $q_{21}(b)$ larning ω(τ) dan bog'lanish grafiklari.

2-grafikda a) va b) hollarda bu material uchun keltirilgan.

Ikkinchi tomondan, c_2 –fazaviy tezlikning

$$c_2=\sqrt{1+\left(\frac{2}{r_1 r_2 k}\right)^2(r_2^2+r_1^2)}*c_1$$

XULOSA

1. Tarqalayotgan garmonik to'lqinlarning uzunliklari hamda sterjenning geometrik xarekteristikalari ixtiyoriy bo'lgan holda ham c_1 dan farqli c_2-fazaviy tezlik mavjud bo'ladi;

2. c_2-fazaviy tezlik, juda uzun to'lqinlar uchun cheksiz katta qiymatlarga erishadi. Qisqa to'lqinlar uchun esa c_1 ning qiymatiga yaqinlashuvchi qiymatlar qabul qiladi.

ISSN: 2181-1385
Scientific Journal Impact Factor (SJIF) 2021: 5.723
DOI: 10.24411/2181-1385-2021-00363

REFERENCES

1. Филиппов И.Г, Худойназаров Х.Х. Уточнение уравнений продольно-радиальных колебаний круговой цилиндрической вязкоупругой оболочки // Прикл. мех.-1990.-26, №2.-с.63-71.
2. Худойназаров Х.Х. Нестационарное взаимодействие круговых цилиндрических упругих и вязкоупругих оболочек и стержней с деформируемой средой. – Ташкент: «Изд-во им. Абу Али ибн Сино», 2003.-325с.
3. Худойназаров Х.Х., Абдирашидов А. Нестационарное взаимодействие упругопластически деформируемых элементов конструкций с жидкостью. – Ташкент: «ФАН», 2005. – 220с.