qali aholining barqaror o‘sishi va resurslar boshqaruvi bo‘yicha ilg‘or siyosat va strategiyalarni ishlab chiqish muhim. Bu, ayniqsa, rivojlanayotgan mamlakatlar uchun ahamiyatlidir.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati (References):

(1). Pianka, E.R. (2007, July 7). Eksponential population growth. In *FS 301:* The human overpopulation crisis. Retrieved from http://www.zo.utexas.edu/courses/THOC/EksponentialGrowth.htm.

(2). Skalski, J.R., Ryding, K.E., and Millspaugh, J.J. (2005). Figure 7.7. Coastal estuarine harbor seal abundance in Washington state, 1975–1999. Wildlife demography. Analysis of sex, age, and count data. Burlington, MA: Elsevier Academic Press.

(3). N.M.Jabborov, S.E.Eshdavlatova. Korrupsiyani matematik modellashtirish va dinamikasini nazorat choralari orqali tahlil qilish. “O‘zMU xabarlari”, “Aniq fanlar”, 2023, 1/1, 13–20-betlar.

(4). N.M.Jabborov, S.E.Eshdavlatova, S.G‘.To‘ychiyev. O‘zbekistonda sharoitida poraxo‘rlikning oldini olishning matematik model asosidagi tahlili. “Amaliy matematika, matematik modellashtirish va informatikaning dolzarb muammolari”. Respublika ilmiy konferensiya ma’ruzalar to‘plami, Nukus, 2024, 24–25-may, 186–188-betlar.

(5). S.E.Eshdavlatova, H.R.Raufov, N.X.Matyoqubova. Matematik modellashtirish yordamida yoshlar orasida jinoyatchilikning tarqalishini tadqiq qilish. “Raqamlashtirish sharoitida uzluksiz ta’limni sifat va samaradorligini oshirish: muammo va yechimlari” mavzusidagi respublika ilmiy-amaliy konferensiya ma’ruzalar to‘plami, Guliston, 2024, 7–8-iyun, 63–68-betlar.

(6). N.M.Jabborov, S.E.Eshdavlatova. Функции Ляпунова и анализ глобальной стабильности для эпидемической модели. “Axborot texnologiyalaridan foydalanishni yangi bosqichga ko‘tarishning ilmiy asoslari va avtomatlashtirishning zamonaviy muammolari” mavzusidagi III xalqaro ilmiy anjuman, Toshkent, 2024, 20-noyabr, 687–689-betlar.

(7). J.H.Jones. Notes on R_0. Department of Anthropological Sciences. Stanford University. May 1, 2007, p. 19.

(8). J.O.Akanni, F.O.Akinpelu, S.Olaniyi, A.W.Ogunsola. Modelling financial crime population dynamics: optimal control and cost-effectiveness analysis. International Journal of Dynamics and Control, Volume 8, 2022.

(9). A.K.Fantaye, Z.K.Birhanu. Mathematical Model and Analysis of Corruption Dynamics with Optimal Control. Journal of Applied Mathematics, Volume, 2022.

Akhmedov Olimjon Samadovich (Toshkent Amaliy fanlar universiteti “Matematika” kafedrasi katta o‘qituvchisi; axmedov.olimjon70@gmail.com)

QOVUSHQOQ-ELASTIK ELLIPTIK SILINDRGA BO‘YLAMA VA KO‘NDALANG GARMONIK TO‘LQIN DIFRAKSIYASI

Annotatsiya. *Bu maqolada qovushqoq-elastik muhitdagi to‘ldiruvchili elliptik silindrga bo‘ylama va ko‘ndalang garmonik (P va SV) to‘lqinlar difraktsiyasi masalasining qo‘yilishi va yechish metodikasi keltirilgan. To‘lqin dinamikasidan ma’lumki bo‘ylama to‘lqin tezligi har doim ko‘ndalang to‘lqin tezligidan katta bo‘ladi. Bu masala elliptik koordinatalar sistemasida ko‘riladi. Eliptik koordinatalar sistemasini qo‘llash bunday masalalarda qulay bo‘lganligi sababli qo‘llaniladi.*

Kalit so‘zlar*: to‘ldiruvchi, bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqinlar, elliptik koordinatalar, to‘lqin uzunligi.*

Ахмедов Олимжон Самадович (Ташкентский университет прикладных наук, старший преподаватель кафедры “Математика”; axmedov.olimjon70@gmail.com)

ДИФРАКЦИЯ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ ГАРМОНИЧЕСКИХ ВОЛН В УПРУГОМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

Аннотация. *В статье изложены постановка и методика решения задачи дифракции продольных и поперечных гармонических (P и SV) волн на заполненном эллиптическом цилиндре в вязкоупругой среде. Из волновой динамики известно, что скорость продольной волны всегда больше скорости поперечной волны. Данная задача рассматривается в эллиптической системе координат. Использование эллиптической системы координат используется потому, что она удобна в таких задачах.*

Ключевые слова: *дополнитель, продольные и поперечные волны, эллиптические координаты, длина волны.*

Akhmedov Olimjon Samadovich (Tashkent University applied science, senior lecturer of the “Mathematics” department; axmedov.olimjon70@gmail.com)

DIFFRACTION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE HARMONIC WAVES IN AN ELASTIC ELLIPTIC CYLINDER

Annotation. *The article presents the formulation and solution methods of the problem of diffraction of longitudinal and transverse harmonic (P and SV) waves on a filled elliptical cylinder in a viscoelastic medium. It is known from wave dynamics that the speed of a longitudinal wave is always greater than the*

speed of a transverse wave. This problem is considered in an elliptical coordinate system. The use of an elliptical coordinate system is used because it is convenient in such problems.

***Key words**: complement, longitudinal and transverse waves, elliptical coordinates, wavelength.*

Kirish. Ideal qovushqoq-elastik muhitda bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki tip to'lqin tarqaladi. Bular bo'ylama (P) va ko'ndalang (SV) to'lqinlar hisoblanadi. Bo'ylama to'lqin zarralarni ko'chish vektori to'lqin tarqalish yo'nalishiga parallel bo'ladi. Ko'ndalang to'lqinda esa ko'chish vektori to'lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'ladi. Agar bu to'lqinlar (P,SV) ikki muhit chegarasiga tushsa ular sinadi va qaytadi. To'lqinlarning bunday jarayonida ikki muhit orasidagi kontakt yoki chegaraviy sharti bajarilishi kerak.

Mavzuga oid adabiyotlarning tahlili. Adabiyotlarda ko'rsatilishicha [1;2-b.], ko'ndalang to'lqin seysmologiyadan ma'lum bo'lgan (S)ni ikki guruhga ajratish mumkin. Birinchisi seysmologiyadan ma'lum [3;5-b.] bo'lgan SH-to'lqin, zarralarni natijaviy ko'chishi yer sirtiga parallel bo'ladi. Biz ko'radigan masalada SH-to'lqin uchun elliptik silindr zarralarini ko'chishi silindr o'qiga parallel bo'ladi [6]. Elastik SH-to'lqin uchun olingan qonuniyatlarni elektromagnit va akustik to'lqinlar uchun ham umumlashtirish mumkin, u to'lqinlarda faqat bitta tip to'lqin sinadi va qaytadi [7]. Ikkinchi tip ko'ndalang yoki siljish to'lqini [8;9-b.] SV-to'lqinni hisoblanadi.

Tadqiqot metodologiyasi. Qovushqoq-elastik muhitdagi absolut qattiq elliptik silindrik jismga va bo'shliqqa bo'ylama va ko'ndalang garmonik to'lqin difraktsiyasi masalasini ko'rib chiqamiz. Asosiy maqsad garmonik to'lqin ta'sirida absolyut qattiq elliptik silindrik jisim atrofida va elliptik bo'shliq sirtida hamda uning atrofida kuchlanishlarni taqsimlanishini o'rganishdan iborat. Muhit qovushqoq-elastik va bir jinsli bo'lsin, hamda absolut qatiq elliptik silindr qo'zgalmas bo'lsin. Bu yerda ham to'lqin tenglamasini yechimi eliptik geometriyadan kelib chiquvchi xos funksiyalar orqali ifoda qilinadi. Faraz qilamiz, o'qiga perpendikular bo'ylama yoki ko'ndalang qovushoq elastik to'lqin eliptik silindrga tushsin. Bu to'lqin vaqt bo'yicha garmonik bo'lsin $e^{i\omega t}$. U holda masala Dekart XOY koordinatalar tekisligida o'rganiladi. k_1 to'lqin soni va x o'qi bilan θ burchak hosil qilsin. Elliptik qattiq jismga tekis bo'ylama to'lqin tushsin. Bo'ylama tushuvchi to'lqinni, ya'ni Matьe funktsiyasining ko'chish potensiallardagi ifodasi quyidagicha:

$$\varphi_p = \Phi_p e^{i(k_1 y - \omega t)} = \Phi_p e^{i\omega t} e^{ik_1 sh\xi \sin\eta}, \tag{1}$$

Bunda: Φ_p –tushuvchi to'lqin amplitudasi, ω –tushuvchi to'lqin chastotasi, k_1 –to'lqin soni. Yuqorida keltirilgan (1)ni Matye funksiyasi orqali yozish mumkin:

$$e^{ik_1 sh\xi \sin\eta} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[B_n ce_n(i\xi, k_1) ce_n(\eta, k_1) + C_n se_n(i\xi, k_1) se_n(\eta, k_1) \right]. \tag{2}$$

bunda B_n va C_n quyidagi munosabatdan, ya'ni Matye funktsiyasini xossasidan foydalanib topiladi:

$$\begin{aligned} &\int_{-\pi}^{\pi} e^{ik_1 sh\xi \sin\eta} ce_{2n+1}(\eta, k_1) d\eta = 0, \\ &\int_{-\pi}^{\pi} e^{ik_1 sh\xi \sin\eta} se_{2n}(\eta, k_1) d\eta = 0. \end{aligned} \tag{3}$$

Umumiy oxirgi munosabat quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} &\Phi_p e^{i\omega t} e^{ik_1 sh\xi \sin\eta} = \\ &= \Phi_p e^{i\omega t} \left[\sum \left(B_{2n} ce_{2n}(i\xi, k_1) ce_{2n}(\eta, k_1) + C_{2n+1} se_{2n+1}(i\xi, k_1) se_{2n+1}(\eta, k_1) \right) \right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Bu (4) to'lqin elliptik jismga kelib tushsa, u holda ikkita to'lqinga ajraladi Φ^s va Ψ^s . Eliptik silindrdan qaytgan to'lqinni topish uchun qaytgan to'lqinlar ba'zi bir shartlarni qanootlantirishi kerak bo'ladi. Muhit ko'chish vektorining komponentalari quyidagi shartlarni qanoatlantirishi kerak bo'ladi:

$$\begin{aligned} u_x(x, y) &= -u_x(-x, y), \\ u_y(x, y) &= u_y(-x, y). \end{aligned} \tag{5}$$

Elliptik silindrni o‘rab truvchi qovushqoq-elastik muhitning to‘lqin maydoni ikki xil to‘lqin potensiallarini yig‘indisiga (tushuvchi va qaytgan to‘lqinlar yig‘indisi) teng:

$$\Phi = \Phi_p + \Phi^{(s)}, \Psi = \Psi^{(s)}. \tag{6}$$

Agar muhitda ko‘ndalang to‘lqin tarqalsa, u holda: $\Phi = \Phi^{(s)}, \Psi = \Psi_p + \Psi^{(s)}$. (7)

Faraz qilaylik, elliptik jismni o‘rab turuvchi jismga bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin tushsin, u holda:

$$\Phi = \Phi_p + \Phi^{(s)}, \Psi = \Psi_p + \Psi^{(s)}. \tag{8}$$

Shuning bilan bir qatorda, qaytgan to‘lqinlar (5)dan kelib chiqib, quyidagi shartlarni qanoatlantiradi:

$$\begin{aligned} &\Phi^{(p)}(x,y) = -\Phi^{(p)}(-x,y), \Psi^{(p)}(x,y) = -\Psi^{(p)}(-x,y), \\ &\Phi^{(s)}(x,y) = \Phi^{(s)}(-x,y), \Psi^{(s)}(x,y) = \Psi^{(s)}(-x,y). \end{aligned} \tag{9}$$

u holda

$$\begin{aligned} u_x(x,y) &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \Phi_p}{\partial x} + \frac{\partial \Phi^{(s)}}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_p}{\partial y} + \frac{\partial \Psi^{(s)}}{\partial y}, \\ u_y(x,y) &= \frac{\partial \Phi}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_p}{\partial y} + \frac{\partial \Phi^{(s)}}{\partial y} - \frac{\partial \Psi_p}{\partial x} - \frac{\partial \Psi^{(s)}}{\partial x}. \end{aligned} \tag{10}$$

Muhitni ko‘chishi quyidagi ifodaga teng bo‘ladi:

$$\begin{aligned} u_x(-x,y) &= \left[\frac{\partial}{\partial x}(\Phi_p + \Phi^{(s)}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Psi_p + \Psi^{(s)}) \right]_{\substack{x=-x \\ y=y}}, \\ u_y(-x,y) &= \left[\frac{\partial}{\partial y}(\Phi_p + \Phi^{(s)}) - \frac{\partial}{\partial x}(\Psi_p + \Psi^{(s)}) \right]_{\substack{x=-x \\ y=y}}. \end{aligned} \tag{11}$$

Yuqorida keltirilgan munosabatlardan, tushuvchi va qaytgan to‘lqinlar orasidagi munosabatlarni olish mumkin. Tushuvchi to‘lqinlar potensiallari elliptik koordinatalarda yozilgan to‘lqin tenglamalarini qanoatlantiradi. Xuddi shunday, qaytgan to‘lqinlar potensiallari ham to‘lqin tenglamalari va cheksizlikda Zommerfeldning yutilish shartini qanoatlantiradi. Agar r → ∞ bo‘lsa, muhitning bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin potensiallari uchun Zommerfeldning cheksizlikda to‘lqin yutilishi sharti qo‘yiladi:

$$\lim_{r\to\infty} \phi = 0, \lim_{r\to\infty} (\sqrt{r})^{\kappa} \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} + i\alpha\, \phi \right) = 0, \lim_{r\to\infty} \psi = 0, \lim_{r\to\infty} (\sqrt{r})^{\kappa} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} + i\beta\, \psi \right) = 0 \tag{12}$$

Qaytgan va difraksion to‘lqinlar qanoatlantiradigan to‘lqin tenglamasi keltirganimizdek, kompleks koeffitsiyentli tenglamaga keladi. Buning uchun tushadigan to‘lqin davriy bo‘lishi talab etiladi, bunda: φ_k -bo‘ylama to‘lqin potensiali; –ko‘ndalang to‘lqin potentsiali; $B_c = 1 - \Gamma_c^C(\omega_R) - i\Gamma_c^S(\omega)$; $c_{pc}^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$; $c_{sc}^2 = \mu/\rho -$ mos ravishda, elastik muhitdagi bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin tarqalish tezliklari. Cheksiz muhitda joylashgan bo‘lakli elliptik silindrik jismni xos tebranishlarini o‘rgansak yuklanuvchi to‘lqin hisobga olinmaydi. Yuqorida keltirilgan irsiy integral munosabat kichik qiymatga ega ekanligi e’tiborga olinsa, u holda funktsiya $f(t) = \psi(t)e^{-i\omega_R t}$ ko‘rinishda olish mumkin. Bu yerda: $\psi(t)$– vaqtni sekin o‘zgaruvchi funksiyasi, ω_R –haqiqiy o‘zgarmas kattalik. Keyinchalik, muzlatish jarayonini qo‘llab, quyidagi taqribiy munosabatlarni olamiz:

$$\overline{\lambda}_c f = \lambda_{c0}\left[1 - \Gamma_{\lambda c}^C(\omega_R) - i\Gamma_{\lambda c}^S(\omega_R)\right] f, \quad \overline{\mu}_c f = \mu_{c0}\left[1 - \Gamma_{\mu c}^C(\omega_R) - i\Gamma_{\mu c}^S(\omega_R)\right] f.$$

bunda $\Gamma_{\lambda,\mu c}{}^C(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\lambda,\mu c}(\tau)\cos\omega_R\tau\, d\tau$, $\Gamma_{\lambda,\mu c}{}^S(\omega_R) = \int_0^\infty R_{\lambda,\mu c}(\tau)\sin\omega_R\tau\, d\tau$ mos ravishda materialning kosinus va sinus obrazi Furye yadro relaksatsiyasi. Qovushoq-elastik material relaksatsiya yadrosi sifatida uch parametrli kuchsiz singularlikka ega bo‘lgan Rjanitsin-Koltunov yadrosini olamiz: $R_{\lambda,\mu c}(t) = A_{\lambda,\mu c} e^{-\beta_{\lambda,\mu c} t} / t^{1-\alpha_{\lambda,\mu c}}$, bu yerda A, α, β material parametrlari. Faraz qilaylik,

$R_{\lambda\kappa}(t)=R_{\mu\kappa}(t)=R_{\kappa}(t)$, u holda $\Gamma_{\lambda,\mu\kappa}{}^{C}(\omega_R)=\Gamma_{\kappa}{}^{c}(\omega_R)$, $\Gamma_{\lambda,\mu\kappa}{}^{s}(\omega_R)=\Gamma_{\kappa}{}^{s}(\omega_R)$. Bu parametrlar uchun quyidagi qiymatlarni qabul qilamiz: $A=0{,}048;\quad \beta=0{,}05;\quad \alpha=0{,}1$. Matye funksiyasi quyidagi

shartni qanoatlantiradi

$$\begin{aligned} se_{2k+1}(\eta,k_1)&=se_{2k+1}(\pi-\eta,k_1),\\ se_{2k}(\eta,k_1)&=-se_{2k}(\pi-\eta,k_1),\\ ce_{2k}(\eta,k_1)&=ce_{2k}(\pi-\eta,k_1),\\ ce_{2k}(\eta,k_1)&=-ce_{2k}(\pi-\eta,k_1). \end{aligned} \tag{13}$$

Difraksion maydonda qaytgan to‘lqin potensiallari elliptik koordinatalar sistemasida to‘lqin tenglamasini qanoatlantiradi va quyidagicha tasvirlanadi:

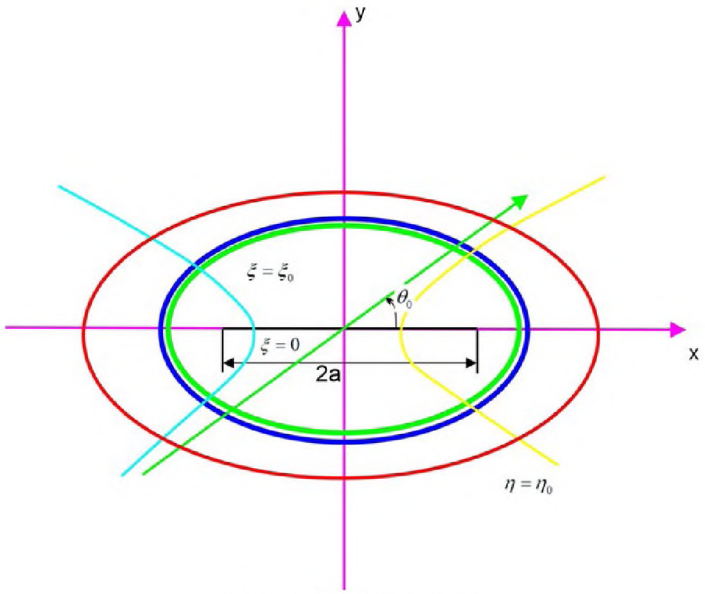
$$\begin{aligned} \Phi(\xi,\eta)&=\sum_{k=0}^{\infty}\left[a_{2k}Ze_{2k}(\xi,k_1)ce_{2k}(\eta,k_1)+b_{2k+1}Se_{2k+1}(\xi,k_1)se_{2k}(\eta,k_1)\right],\\ \Psi(\xi,\eta)&=\sum_{k=0}^{\infty}\left[c_{2k}Ze_{2k}(\xi,k_2)ce_{2k+1}(\eta,k_1)+d_{2k}Se_{2k}(\xi,k_2)se_{2k}(\eta,k_2)\right], \end{aligned} \tag{14}$$

bunda k_1 va k_2 kompleks to‘lqin sonlari. Yuqorida keltirilgan (14) ifodadan tushuvchi va qaytgan to‘lqinlarni keltirib chiqariladi. Tushuvchi tekis bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin potensiali quyidagicha ifodalanadi:

$$\begin{aligned} \varphi^{(p)}&=\varphi_0 e^{i\alpha(x\cos\theta_0+y\sin\theta_0-c_p t)},\\ \psi^{(p)}&=\psi_0 e^{i\beta(x\cos\theta_0+y\sin\theta_0-c_s t)},\\ \alpha c_p&=\beta c_s=\omega, \end{aligned} \tag{15}$$

bunda θ_0 – to‘lqinni tushish burchagi. Bu ifodani (15) elliptik koordinatalar sistemasidagi (1-rasm) ifodasi quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned} \Phi^{(p)}&=2\varphi_0\sum_{n=0}^{\infty}i^n\left[ce_k(\theta_0,q_p)Mc_n^{(1)}(\xi,q_p)ce_n(\eta,q_p)+se_n(\theta_0,q_p)Ms_n^{(1)}(\xi,q_p)se_n(\eta,q_p)\right],\\ \Psi^{(p)}&=2\psi_0\sum_{n=0}^{\infty}i^n\left[ce_n(\theta_0,q_s)Mc_n^{(1)}(\xi,q_s)ce_n(\eta,q_s)+se_n(\theta_0,q_s)Ms_n^{(1)}(\xi,q_s)se_n(\eta,q_s)\right], \end{aligned} \tag{16}$$



1-rasm. Hisob sxemasi.

bunda φ_0 va ψ_0 – tushuvchi bo‘ylama va ko‘ndalang to‘lqin amplitudasi,

$$q_p = \frac{a^2\omega^2}{4c_p^2\Gamma_{p0}}, q_s = \frac{a^2\omega^2}{4c_s^2\Gamma_{s0}}.$$

Hisoblashlarda quyidagi munosabatlardan foydalaniladi:

$$\begin{aligned} ce_n(\eta,q) &= \sum_{k=0}^{\infty} A_k^{(n)}(q)\cos k\eta, b = a_n; \\ se_n(\eta,q) &= \sum_{k=0}^{\infty} B_k^{(n)}(q)\sin k\eta, b = b_n, \end{aligned} \tag{17}$$

Bu elliptik koordinatalardagi to‘lqin tenglamasini qanoatlantiruvchi qaytgan to‘lqinlar quyidagi ko‘rinishda olingan:

$$\begin{aligned} \Phi^{(s)} &= \sum_{n=0}^{\infty}\left[B_n Mc_n^{(3)}(\xi,q_p)ce_n(\eta,q_p) + C_n Ms_n^{(3)}(\xi,q_p)se_n(\eta,q_p)\right], \\ \Psi^{(s)} &= \sum_{n=0}^{\infty}\left[D_n Mc_n^{(3)}(\xi,q_s)ce_n(\eta,q_s) + E_n Ms_n^{(3)}(\xi,q_s)se_n(\eta,q_s)\right], \end{aligned} \tag{18}$$

bunda ixtiyoriy o‘zgarmaslar B_n, C_n, D_n, E_n yoki integrallash doimiysi bo‘lib, chegaraviy shartlardan topiladi. Chegaraviy shartlar elliptik jism sirtida va cheksizlikda qo‘yiladi. Tushuvchi to‘lqinlar ta’sirida muhitda hosil bo‘ladigan ko‘chishlar elliptik koordinatalar sistemasida quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned} u_\xi^{(p)} &= (2\varphi_0/aJ)\sum_{n=0}^{\infty} i^n \begin{bmatrix} ce_n(\theta_0,q_p)Mc_n^{(1)\prime}(\xi,q_p)ce_n(\eta,q_p) + \\ +se_n(\theta_0,q_p)Ms_n^{(1)\prime}(\xi,q_p)se_n(\eta,q_p) \end{bmatrix}, \\ u_\eta^{(p)} &= (2\varphi_0/aJ)\sum_{n=0}^{\infty} i^n \begin{bmatrix} ce_n(\theta_0,q_p)Ms_n^{(1)}(\xi,q_p)ce_n'(\eta,q_p) + \\ +se_n(\theta_0,q_p)Ms_n^{(1)}(\xi,q_p)se_n'(\eta,q_p) \end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned} u_\xi^{(s)} &= (1/aJ)\sum_{n=0}^{\infty}\begin{bmatrix} B_n Mc_n^{(3)\prime}(\xi,q_p)ce_n(\eta,q_p) + C_n Ms_n^{(3)\prime}(\xi,q_p)se_n(\eta,q_p) + \\ +D_n Mc_n^{(3)\prime}(\xi,q_s)ce_n'(\eta,q_p) + E_n Ms_n^{(3)}(\xi,q_s)se_n'(\eta,q_p) \end{bmatrix}, \\ u_\eta^{(s)} &= (1/aJ)\sum_{n=0}^{\infty}\begin{bmatrix} B_n Mc_n^{(3)}(\xi,q_p)ce_n'(\eta,q_p) + C_n Ms_n^{(3)}(\xi,q_p)se_n'(\eta,q_p) - \\ -D_n Mc_n^{(3)\prime}(\xi,q_s)ce_n(\eta,q_p) - E_n Ms_n^{(3)\prime}(\xi,q_s)se_n(\eta,q_p) \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{20}$$

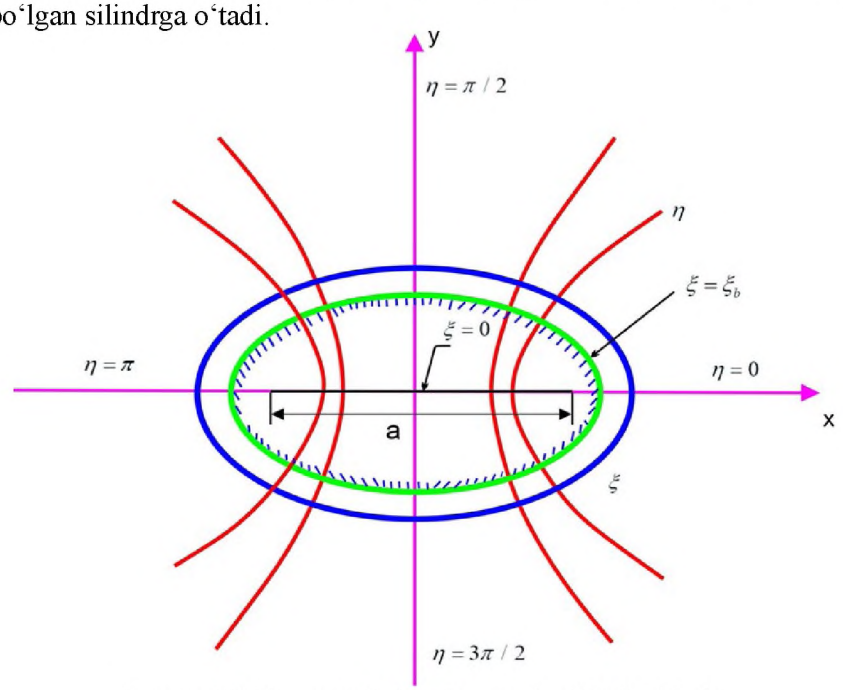
Agar eliptik jism qo‘zgalmas bo‘lsa, u holda $u_\xi = u_\xi^{(i)} + u_\xi^{(s)} = 0, u_\eta = u_\xi^{(i)} + u_\eta^{(s)} = 0$ bo‘ladi. Cheksizlikda Zommerfeldning yutilish sharti qo‘yiladi (12). Yuqorida keltirilgan (18)-(20) formulalardagi ifodalarni ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned} &Ce_m(\xi,q) = ce(i\xi,q); \\ &Se_m(\xi,q) = (-i)se(i\xi,q); \\ &Ce_{2m}(\xi,q) = \frac{ce_{2m}(\pi/2,q)}{A_q^{(2m)}}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n A_{2n}^{(2m)} J_{2n}(2\sqrt{q}ch\xi), \\ &Me_{2m+p}^{(j)}(\xi,q) = \left[ce_{2m+p}(0,q)\right]^{-1}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^{n+m} A_{2n+p}^{(2m+p)} Z_{2n+p}^{(j)}(2\sqrt{q}ch\xi), \\ &J^2 = ch^2\xi - \cos^2\eta = \frac{1}{2}(ch2\xi - \cos 2\eta). \end{aligned} \tag{21}$$

bu munosabatlardan foydalanib, ko‘chish potensiallari, ko‘chishlar va kuchlanishlar topiladi. Elliptik kordinatalar sistemasidan silindrik koordinatalar sistemasiga o‘tish uchun quyidagi munosabat o‘rinli bo‘ladi (2-rasm):

$$r = a(ch^2\xi - \sin^2\eta)^{1/2} = a(sh^2\xi + \cos^2\eta)^{1/2},$$
$$\theta = tg^{-1}(th\xi tg\eta). \tag{22}$$

agar $e \to 1$ bo‘lganda, $\xi \to 0$ va $a \to \rho$. O‘rganilayotgan masala elliptik silindrdan ko‘ndalang kesimi doirasimon bo‘lgan silindrga o‘tadi.



2-rasm. Hisob sxemasi. Absolut qattiq elliptik silindr.

Agar chegaraviy shartlardan foydalansak, quyidagi ko‘rinishdagi algebraik tenglamalar sistemasini olamiz:

$$B_n Mc_n^{(3)}(q_1) + \sum_{m=0}^{\infty} D_m P_{mn} Mc_n^{(1)}(q_2) = -2u_0 ice_n(0,q_1) Mc_n^{(1)}(q_1),$$
$$B_n Mc_n^{(3)\prime}(q_1)_n + \mu_{12} \sum_{m=0}^{\infty} D_m P_{mn} Mc_n^{(1)\prime}(q_2) = -2u_0 ice_n(0,q_1) Mc_n^{(1)\prime}(q_1), \tag{23}$$

bunda
$$P_{mn} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} ce_m(\eta, q_1) ce_n(\eta, q_2) d\eta.$$

Tahlil va natijalar. Umuman olganda, taklif etilgan algoritm bo‘yicha qo‘yilgan masalani umumiy yechimini olish prinsipial qiyinchiliklarga olib kelmaydi, lekin kompleks argumentli Matye funksiyalarini hisoblash prinsipial qiyinchiliklarga olib keladi. Bu alohida tadqiqotlarni talab etadi.

Xulosa va takliflar. Elliptik silindrik jismning ichki sirtida (bo‘shliqda) maksimal kuchlanish kontur kuchlanishi bo‘lar ekan. Ko‘ndalang to‘lqin ta’sirida bo‘lgan kontur kuchlanishlari bo‘ylama to‘lqin ta’siridagi kontur kuchlanishlaridan 15–20% ko‘p bo‘lishi topildi. Olingan natijalardan kelib chiqdiki, quvur mustahkamligini oshirish uchun qo‘llaniladigan yumshoq grunt yuqori chastotali soha uchun samarali ekan.

Foydalanilgan adabiyotlar ro‘yxati:

(1). Гузь А.Н., Кубенко В.Д., Черевко М.А. Дифракция упругих волн. Киев, “Наукова думка”, 1978, 307 с.

(2). Ковалев В.А., Радаев Ю.Н. Волновые задачи теории поля и термомеханика. Саратов, изд-во Саратовского универстета, 2010, 340 с.

(3). Рашидов Т.Р., Хожиматов Г.Х., Мардонов Б.М. Колебания сооружений взаимодействующих с грунтом. Ташкент, “Фан”, 1975, 174 с.

(4). Мубораков Я.Н. Сейсмодинамика подземных сооружений типа оболочек. Ташкент, “Фан”, 1987, 192 с.

(5). Сафаров И.И., Умаров А.О. Воздействие продольных и поперечных волн на цилиндрические слои с жидкостью. Вестник пермского университета. Математика. Механика. Информатика. 2014. Вып.3 (26), с. 69–75.

(6). Сафаров И.И., Ахмедов М.Ш., Умаров А.О. Динамические напряжения и смешения вблизи цилиндрической подкрепленной полости от плоской гармонической волны. Ежемесячный научный журнал «Prospero» (Новосибирск), 2014, № 3, с. .57–61.

(7). Сафаров И.И. Колебания и волны в диссипативно неоднородных средах и конструкциях. Ташкент, “Фан”, 1992, 252 с.

(8). Ахмедов Олимжон Самадович. (2023). Свободные изгибные колебания упругих трёхслойных пластин. Scientific Impulse, 1(10), с. 1650–1655.

(9). Ахмедов О.С. Свободные и вынужденные осесимметричные колебания систем вязкоупругих цилиндрических оболочек. Научный Вестник Бухарского государственного университета, 2023, № 1, с. 30–33.

Korjavov Mustafa Javliyevich (Qarshi Muhandislik-iqtisodiyot instituti dotsenti;
e-mail: korjavovmustafa@gmail.com)

ASOSIY FIZIKAVIY DOIMIYLAR VA ULARNING BARQARORLIGI

Annotatsiya. *Biz fizik tajribalar va nazariyalarda har xil jarayonlar hamda materiya turlarining barqarorligini tavsiflovchi fizik doimiylarga duch kelamiz. Bu maqolada doimiylarning muhim ahamiyatga ega ekanligi, ularning turli o'lchamlarda mustaqil ravishda kiritilishi va bugungi kunda erishilgan o'lchov aniqligi doirasida bir-biriga bog'liq ekanligi hamda ularning turg'unligi haqida fikr yuritiladi.*

Kalit so'zlar: *fizik doimiylar, elektron, yorug'lik tezligi, elementar zaryad, Avogadro doimiysi, barqarorlik, issiqlikning mexanik ekvivalenti.*

Коржавов Мустафа Жавлиевич (Каршинский Инженерно-экономический институт, доцент;
e-mail: korjavovmustafa@gmail.com)

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ И ИХ СТАБИЛЬНОСТЬ

Аннотация. *Мы обсуждаем фундаментальные физические константы, которые описывают стабильность различных процессов и типов материи в наших физических теориях и практиках. В этой статье подчеркивается важность этих констант, их независимое измерение в разных масштабах и их связь с точностью современных методов измерения. Мы также рассматриваем их постоянство во Вселенной.*

Ключевые слова: *физические константы, электрон, скорость света, элементарный заряд, постоянная Авогадро, стабильность, механический эквивалент тепла.*

Korjavov Mustafa Javliyevich (Karshi Engineering and Economic Institute Acting Associate Professor;
e-mail: korjavovmustafa@gmail.com)

FUNDAMENTAL PHYSICAL CONSTANTS AND THEIR STABILITY

Annotation. *We discuss fundamental physical constants that describe the stability of various processses and types of matter in our physical theories and practices. This paper highlights the importance of these constants, their independent measurement at different scales, and their relationship to the accuracy of modern measurement methods. We also consider their constancy in the universe.*

Key words: *Physical constants, electron, speed of light, elementary charge, Avogadro constant, stability, mechanical equivalent of heat.*

Kirish. Fizik nazariya va qonunlarda biz har xil turdagi jarayonlar va materiya turlarining barqarorligini tavsiflovchi doimiylarga duch kelamiz. Ushbu doimuylar muhim ahamiyatga ega, chunki ular turli vaziyatlarda mustaqil ravishda namoyon bo'ladi va hech bo'lmaganda bugungi kunda erishilgan o'lchov aniqliklarida doimiy qiymatga ega. Bundan tashqari, hozirgi vaqtda ularni boshqa miqdorlar orqali hisoblash mumkin emas. Shuning uchun ular fundamental fizikaviy doimiylar (FFD) deb ataladi. Ushbu tushunchani va doimuylar to'plamini qat'iy aniqlash mumkin emas, chunki doimuylar ma'lum fizik nazariyalarda mavjud. Ilmiy taraqqiyot jarayonida ushbu nazariyalarning ba'zilari o'zlarining doimiylari bilan umumiyroq bo'lganlari bilan almashtiriladi. Bunday holda, odatda, eski va yangi doimuylar o'rtasidagi munosabatlar paydo bo'ladi. Shuning uchun biz FFDning mutlaq to'plami haqida emas, balki faqat zamonaviy fan darajasiga mos keladigan to'plam haqida gapirishimiz mumkin [1].

Adabiyotlar tahlili. Asosiy fizik doimiylar materiyaning eng umumiy, asosiy xususiyatlari to'g'risida ma'lumot beradigan doimiylardir. Hozirgi vaqtda quyidagilar asosiy doimiy hisoblanadi:

Gravitatsion doimiy $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11} N \cdot \frac{m^2}{kg^2}$: – olamning barcha obyektlariga xos bo'lgan universal o'zaro tortishish kuchining miqdoriy xarakteristikasi.