

1-26-2020

FREE OSCILLATIONS OF PIPELINES LIKE THIN CYLINDRICAL SHELLS WITH REGARDS TO INTERNAL PRESSURE

Nuriddin Kurbonovich Esanov
lecturer, department of primary education, BSU

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu>



Part of the [Life Sciences Commons](#)

Recommended Citation

Esanov, Nuriddin Kurbonovich (2020) "FREE OSCILLATIONS OF PIPELINES LIKE THIN CYLINDRICAL SHELLS WITH REGARDS TO INTERNAL PRESSURE," *Scientific reports of Bukhara State University*: Vol. 3 : Iss. 1 , Article 3.

DOI: 10.52297/2181-1466/2019/3/1/3

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu/vol3/iss1/3>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific reports of Bukhara State University by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact sh.erkinov@edu.uz.

Отметим, что теоремы 1-3 играют важную роль [5,6] при доказательстве бесконечности числа собственных значений, а также при получении асимптотики дискретного спектра соответствующей операторной матрицы порядка 3.

Благодарность. Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю доценту Расулову Т.Х. за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Albeverio S., Lakaev S.N., Makarov K.A., Muminov Z.I.** The threshold effects for the two-particle Hamiltonians in lattice. *Comm. Math. Phys.* 262 (2006). – P. 91-115.
2. **Albeverio S., Lakaev S.N., Muminov Z.I.** Schroedinger operators on lattices. The Efimov effect and discrete spectrum asymptotics. *Ann. Henri Poincare.* 5 (2004). – P. 743-772.
3. **Albeverio S., Lakaev S.N., Muminov Z.I.** The threshold effects for a family of Friedrichs models under rank one perturbations. *J. Math. Anal. Appl.* 330 (2007). – P. 1152-1168.
4. **Rasulov T.X.** Porogovye effekti v spektre modeli Fridrixsa //Uzb. matem. jurnal. - 2013. - № 1. - S. 99-108.
5. **Albeverio S., Lakaev S.N., Rasulov T.H.** On the Spectrum of an Hamiltonian in Fock Space. *Discrete Spectrum Asymptotics. J. Stat. Physics,* 127:2 (2007). – P. 191-220.
6. **Rasulov T.X.** O chisle sobstvennix znacheniy odnogo matrichnogo operatora //Sibirskiy matematicheskiy jurnal, 52:2. - 2011. - S. 400-415.
7. **Fridrixs K.O.** Vozmusheniya spektra operatorov v gilbertovom prostranstve. - M.: Mir, 1969. - S. 232.
8. **Rid M., Saymon B.** Metodi sovremennoy matematicheskoy fiziki. Analiz operatorov. - M.: Mir, 1982. - T. 4. - C. 396.

УДК: 62-225:66.084:66-98

ЮПҚА ЦИЛИНДРИК ҚОБИҚ БЎЛИШИ ҚУВУРЛАРНИНГ ИЧКИ БОСИМИНИ ҲИСОБГА ОЛГАН ҲОЛДА ЭРКИН ТЕБРАНИШЛАРИНИ ЎРГАНИШ

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТРУБОПРОВОДОВ КАК ТОНКИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК С УЧЕТОМ ВНУТРЕННЕГО ДАВЛЕНИЯ

FREE OSCILLATIONS OF PIPELINES LIKE THIN CYLINDRICAL SHELLS WITH REGARDS TO INTERNAL PRESSURE

Эсанов Нуриддин Курбонович

преподаватель кафедры начального образования БухГУ

Esanov Nuriddin Kurbonovich

lecturer, department of primary education, BSU

Таянч сўзлар: қувур, тебраниш, цилиндрик қобиқ, босим, ҳисоблаш, силжиш.

Ключевые слова: трубопровод, колебания, цилиндрическая оболочка, давление, расчет, перемещения.

Key words: pipeline, vibrations, cylindrical shell, pressure, calculation, movement.

Мақолада қувурларнинг эркин тебранишлари ички босимга нисбатан ингичка цилиндрсимон чиғаноқлар сифатида муҳокама қилинади. Қувур линияси кесманинг марказий чизиғи радиуси билан ёпиқ цилиндрсимон қобиқ шаклида тақдим этилган. Материал зичлик, эластиклик модули ва Пуассоннинг нисбати бўйича изотроп ҳисобланади.

В статье рассматриваются свободные колебания трубопроводов как тонких цилиндрических оболочек с учетом внутреннего давления. Трубопровод представлен в виде замкнутой цилиндрической оболочки с радиусом средней линии поперечного сечения. Материал считается изотропным по плотности, модулю упругости и коэффициенту Пуассона.

The paper deals with the free oscillations of pipelines as thin cylindrical shells with regard to internal pressure. The pipeline is presented in the form of a closed cylindrical shell with a radius of the midline of the cross section. The material is considered isotropic with density, modulus of elasticity, and Poisson's ratio.

Введение. Растущая потребность транспортировки нефти и газа на большие расстояния способствует расширению сети магистральных трубопроводов. Статические и динамические расчеты при проектировании таких трубопроводов должны обеспечить надежность их эксплуатации. Следовательно, при проектировании трубопроводов необходимо использовать такие расчетные модели, которые наиболее полно отражают реальные особенности эксплуатации рассматриваемых конструкций. Расчеты, проводящиеся по СН и П и другим нормативным документам, как правило, базируются на стержневой теории, затрагивающие отдельные аспекты надежности эксплуатации трубопроводов [1,3,4,5].

Настоящая работа направлена на совершенствование динамического расчета тонкостенных труб надземных трубопроводов.

Постановка задачи и методы решения. Рассматривается газопровод в условиях постоянного внутреннего рабочего давления p_0 и продольной сжимающей силы F . Трубопровод представлен в виде замкнутой цилиндрической оболочки радиусом средней линии поперечного сечения R , разделенной кольцами жесткости на участки длиной L . Материал считается изотропным с плотностью $\rho = \text{const}$, модулем упругости E и коэффициентом Пуассона ν .

Оболочка рассматривается в системе цилиндрических координат $\xi = x/R$, где x – продольная координата - отсчитывается по оси трубы, θ – полярный угол в плоскости поперечного сечения. Компоненты перемещений произвольной точки срединной поверхности по направлению координат ξ и θ по внешней нормали к срединной поверхности, отнесенные к радиусу поперечного сечения трубы R , обозначаются u , v и w .

Задача о свободных колебаниях решается с помощью геометрически нелинейной теории тонких оболочек среднего изгиба Муштари-Галимова и допущений полубезмоментной теории Власова-Новожилова:

1. Относительное удлинение в окружном направлении ε_2 мало по сравнению с относительными перемещениями или производной $\partial v / \partial \theta$.

2. Относительный сдвиг срединной поверхности ω^* мал по сравнению с углами поворота $\partial u / \partial \theta$ и $\partial v / \partial \xi$.

3. Усилия и деформации связаны между собой отношениями:

$$\begin{aligned} M_1 &= \nu \tilde{D} \cdot \aleph_2, \\ M_2 &= \nu \tilde{D} \cdot \aleph_2, \\ T_1 &= \tilde{E} h \varepsilon_1, \quad \varepsilon_2 + \nu \varepsilon_1 = 0, \quad (1) \\ H_1 &= H_2 = H = (1 - \nu) \tilde{D} \cdot \tau, \\ S_1 &= S_2 = S = \tilde{E} h / 2(1 + \nu) \omega^*, \end{aligned}$$

где T_1 - продольная нормальная сила, H – крутящий момент, S – сдвигающее усилие, M_1, M_2 - изгибающие моменты, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - относительные удлинения в направлениях ξ и θ , ω^* - относительный сдвиг, \aleph_2 - изменение кривизны линии θ , τ - деформации кручения срединной поверхности оболочки, $\tilde{D} = \tilde{E} h^3 / 12(1 - \nu^2)$ - цилиндрическая жесткость [2].

$$\begin{aligned} \tilde{E} &= E_\kappa (1 - \Gamma_\kappa^*); \\ \tilde{\nu} &= \nu_\kappa + \frac{1 - 2\nu_\kappa}{2} \Gamma_\kappa^* \end{aligned} ;$$

$$\Gamma_\kappa^* f(t) = m_\kappa \int_{-\infty}^t \mathfrak{D}_{-1/2}^{(\kappa)}(-\beta_\kappa, t - \tau) f(\tau) d\tau.$$

Здесь E_κ, ν_κ – модуль Юнга и коэффициента Пуассона, m_κ, β_κ – параметры вязкости, $f(t)$ - произвольный функции времени, $m_\kappa \mathfrak{D}_{-1/2}^{(\kappa)}(-\beta_\kappa, t) = m_\kappa t^{-1/2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-\beta_\kappa)^j t^{j/2}}{\Gamma[(j+1)/2]}$ -

дробно – экспоненциальное ядро Работнова.

4. В уравнениях равновесия продольных и поперечных сил общей теории оболочек можно опустить величины поперечных сил Q_1 , а в последнем уравнении моментов – величину крутящего момента H .

Исходное уравнение движения оболочки в усилиях, полученное на основании указанных допущений, имеет вид:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial \xi^2} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\tau \frac{\partial M_2}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \left(\frac{R_2}{R_1} T_1 \right) - \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \left(R_2 \frac{\partial^2 M_2}{\partial \theta^2} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{R_2} \frac{\partial M_2}{\partial \theta} \right) + R \frac{\partial X_1}{\partial \xi} - R \frac{\partial X_2}{\partial \theta} - \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (R_2 X_3) = 0. \quad (2)$$

(X_1, X_2, X_3) – составляющие силы инерции материала оболочки с учетом внутреннего радиального давления:

$$X_1 = -Rhp \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad X_2 = -Rhp \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad X_3 = -Rhp \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + p_0. \quad (3)$$

Задача решается в перемещениях с использованием соотношений упругости (1) и следующих зависимостей между деформациями и перемещениями, записанными с учетом допущений полубезмоментной теории оболочек:

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} + w = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \theta} = 0, \quad \vartheta_2 = \frac{\partial w}{\partial \theta} - v, \quad \aleph_1 = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2}, \quad \aleph_2 = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \vartheta_2}{\partial \theta}, \quad (4)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad \varepsilon_0 = \frac{F}{EA}, \quad \tau = -\frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \vartheta_2}{\partial \xi}, \quad \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R} \left(1 - \frac{\partial \vartheta_2}{\partial \theta} \right), \quad \frac{1}{R_1} = \frac{1}{R} \left(1 - \frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} \right),$$

где ϑ_2 – угол поворота касательной к срединной линии поперечного сечения оболочки в результате деформации контура поперечного сечения, ε_0 – исходная деформация, определенная в предположении недеформируемости сечений, A – площадь поперечного сечения, R_1, R_2 – радиусы кривизны оболочки в деформируемом состоянии в продольном и поперечном направлениях.

После преобразования уравнения (2) с использованием соотношений (1), (3), (4) разрешающее уравнение движения в перемещениях запишется в виде

$$\frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3} + h_v^2 \frac{\partial^3}{\partial \theta^3} \left(\frac{\partial^2 \vartheta_2}{\partial \theta^2} + \vartheta_2 \right) + 2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} \varepsilon_0 \right) - \frac{R}{Eh} p_0 \frac{\partial^3 \vartheta_2}{\partial \theta^3} - \frac{R^2 \rho}{E} \left(\frac{\partial^3 u}{\partial \xi \partial t^2} - \frac{\partial^3 v}{\partial \theta \partial t^2} - \frac{\partial^4 w}{\partial \theta^2 \partial t^2} \right) = 0, \quad (5)$$

полученную систему уравнений (4), (5) решаем методом разделения переменных. Представим возникающую при изгибных колебаниях нормальную составляющую перемещений $w(\xi, \theta, t)$, которая должна удовлетворять граничным условиям на концах оболочки и условиям цикличности по координате θ в виде

$$w = \sum_m \sum_n b_{mn} f_n(\xi) \cdot \varphi(t) \cos m\theta, \quad (6)$$

где $\varphi(t)$ – функция времени t , $b_{mn} = \text{const}$, m, n – волновые числа, определяющие формы колебаний оболочки в окружном и продольном направлениях. Аппроксимирующая функция продольной координаты $f_n(\xi)$ подбирается исходя из граничных условий на краях оболочки.

Остальные компоненты перемещения и угол поворота определяются из соотношений (4):

$$u = - \sum_m \sum_n \frac{1}{m^2} b_{mn} \cdot f'_n(\xi) \varphi(t) \cos m\theta,$$

$$v_2 = - \sum_m \sum_n \frac{m^2 - 1}{m} b_{mn} \cdot f_n(\xi) \varphi(t) \sin m\theta, \quad (7)$$

$$v = - \sum_m \sum_n \frac{1}{m} b_{mn} \cdot f_n(\xi) \varphi(t) \sin m\theta.$$

Полагая свободные колебания гармоническими, представим функцию времени $\varphi(t)$ в виде

$$\varphi(t) = \sin \omega_{mn} t, \quad (8)$$

где ω_{mn} - круговая частота свободных колебаний оболочки по формам, определяемым значениями волновых чисел $m, n = 1, 2, \dots$

Подставляя (6), (7), (8) в разрешающее уравнение (5), получим систему уравнений

$$\sum_{m=1}^P \sum_{n=1}^S L_{mn} [f_n(\xi)] \cos m\theta = 0, \quad (9)$$

где L_{mn} - дифференциальный оператор, определяемый выражением

$$L_{mn} [f_n(\xi)] = \{ b_{mn} [f_n^{IV}(\xi) + a_{mn} f_n''(\xi) + C_{mn} f_n(\xi)] \}.$$

Коэффициенты при неизвестных функциях системы (9) определяются выражениями

$$a_{mn} = 2\varepsilon_0^* h_v m^4 + R h h_v \rho^* \omega_{mn}^2, \quad (10)$$

$$C_{mn} = h_v^2 m^4 (m^2 - 1)(m^2 - 1 + \rho^*) - R h h_v^2 \rho^* (m^4 + m^2) \omega_{mn}^2,$$

где $p^* = p_0 \frac{R}{E h h_v^2}$, $\rho^* = \rho \frac{R}{E h h_v^2}$, $\varepsilon_0^* = \frac{F}{E A h_v}$.

Для решения поставленной задачи по определению частот изгибных колебаний к выражению (9) применим процедуру Бубнова – Галеркина

$$\sum_{m=1}^p \int_0^{2\pi} \left[\sum_{n=1}^S \int_0^{\xi} f_i(\xi) L_{mn} [f_n(\xi)] d\xi \right] \cos m\theta \cos k\theta d\theta = 0, \quad i=1, 2, \dots, S; k=1, 2, \dots, p, \quad (11)$$

где $f_n(\xi)$ - фундаментальные балочные функции.

Учитывая вид дифференциального оператора L_{mn} с коэффициентами (10), получим после интегрирования (11) разрешающую систему однородных алгебраических уравнений. Чтобы эта система имела отличные от нуля решения, необходимо принять равенство нулю определителя, составленного из её коэффициентов, который является характеристическим уравнением матрицы A :

$$|A - \omega_{mn}^2| = (d_{11} - \omega_{1n}^2)(d_{22} - \omega_{2n}^2) \dots (d_{mm} - \omega_{mn}^2) = 0 \quad (12)$$

Здесь приняты обозначения $d_{mmm} = \frac{A_{mm} + B_{mm}}{C_{mm}}$, где:

$$A_{mm} = I_{in}^{IV} + h_v^2 m^4 (m^2 - 1)(m^2 - 1 + p^*) I_{in}, \quad B_{mm} = 2\varepsilon_0^* h_v m^4 I_{in}^*, \quad (13)$$

$$C_{mm} = -R h h_v^2 \rho^* [I_{in}^* - (m^2 + m^4) I_{in}],$$

$$I_{in}^{IV} = \int_0^{\xi} f_i(\xi) f_n^{IV}(\xi) d\xi, \quad I_{in}^* = \int_0^{\xi} f_i(\xi) f_n''(\xi) d\xi, \quad I_{in} = \int_0^{\xi} f_i(\xi) f_n(\xi) d\xi, \quad i=1, 2, \dots, n.$$

Таким образом, поставленная задача о свободных колебаниях прямолинейного участка трубопровода с учетом продольной силы обжатия сводится к задаче на собственные значения матрицы A .

Для определения частот и форм свободных колебаний используются фундаментальные балочные функции, задаются граничные условия на концах участка тонкостенной прямолинейной трубы. Эти условия могут быть симметричными и несимметричными. Для каждого типа закрепления подбираются свои фундаментальные балочные функции.

1. Шарнирное закрепление. Граничные условия имеют вид:

$$\text{при } \xi = 0 \text{ и } \xi = l = \frac{L}{R} \quad w = v = 0; T_1 = M_1 = 0; \vartheta_2 = 0. \quad (14)$$

Отсюда следует:

$$\text{при } \xi = 0 \text{ и } \xi = l = \frac{L}{R} \quad w = v = 0; \frac{\partial u}{\partial \xi} = 0; \frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} = 0. \quad (15)$$

Эти же условия, выраженные в функциях $f_n(\xi)$, имеют вид:

$$\text{при } \xi = 0 \text{ и } \xi = l; \quad f_n(0) = f_n(l) = 0; \quad f_n'(0) = f_n'(l) = 0. \quad (16)$$

Данному закреплению соответствует фундаментальная балочная функция

$$f_n(\xi) = \sin \frac{\lambda_0}{l} \xi, \quad \text{при } \lambda_0 = n\pi, l = \frac{L}{R}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (17)$$

2. Жесткое защемление на концах. При таком закреплении обоих концов граничные условия при $\xi = 0$ и $\xi = l$ имеют вид:

$$u = v = w = \vartheta_2 = 0. \quad (18)$$

Эти условия, выраженные через $f_n(\xi)$, можно представить как

$$\xi = 0 \text{ и } \xi = l; \quad f_n(0) = f_n(l) = 0; \quad f_n'(0) = f_n'(l) = 0. \quad (19)$$

Фундаментальная функция, соответствующая данному виду закрепления, принимается -

$$f_n(\xi) = \sin \frac{\lambda_0}{l} \xi - P_n \left(\cos \frac{\lambda_0}{l} \xi - ch \frac{\lambda_0}{l} \xi \right), \quad (20)$$

где $P_n = \frac{sh\lambda_0 - \sin\lambda_0}{ch\lambda_0 - \cos\lambda_0}$ при $\lambda_0 = \frac{2n+1}{2} \pi$.

3. Один конец оболочки - шарнирно-закрепленный, другой – жестко закрепленный. При таком несимметричном закреплении граничные условия при $\xi=0$ и $\xi=l$ запишутся так:

$$f_n(\xi) = f_n'(\xi)|_{\xi=0} = 0; \quad f_n(\xi) = f_n'(\xi)|_{\xi=l} = 0. \quad (21)$$

Такому условию закрепления концевых сечений оболочки соответствует функция

$$f_n(\xi) = \sin \frac{\lambda_0}{l} \xi - \frac{\sin \lambda_0}{sh \lambda_0} sh \frac{\lambda_0}{l} \xi, \quad (22)$$

где $\lambda_0 = (4n+1)\pi/4$.

Уравнение (12) распадается на p независимых уравнений. Из каждого такого уравнения можно определить частоту волновых колебаний при волновых числах m, n и заданных граничных условиях на концах оболочки. Обобщая приведенные выше выражения для различных вариантов закрепления концов участков, получим общее выражение для квадрата наименьшей частоты свободных колебаний ω_{m1}^2 при значениях волновых чисел $m=1, 2, 3, \dots$ и $n=1$:

$$\omega_{m1}^2 = \frac{k_i^4 \lambda_1^4 + m^4 (m^2 - 1)(m^2 - 1 - p^*) - k_i^2 \lambda_1^4 \delta_i m^4 P}{Rh p^* (k_i^2 \lambda_1^2 h_v \delta_i + m^2 + m^4)}, \quad (23)$$

где $\lambda_1 = \frac{\pi R}{L \sqrt{h_v}}$, $P = F / F_3$ - безразмерный параметр продольной силы; $F_3 = \pi^2 EJ / L^2$ -

эйлерова сила; $J = \pi R^3 h$ - осевой момент инерции поперечного сечения трубы. Параметры k_i и δ_i зависят от вида закрепления концов участка газопровода: для случая шарнирного закрепления $k_1=1, \delta_1=1$; для жесткого закрепления одного конца и шарнирного закрепления другого $k_2=1,25, \delta_2=0,7467$; для жесткого закрепления обоих концов $k_3=1,5, \delta_3=0,55$.

Полученное выражение (23) для определения квадрата частоты свободных колебаний позволяет: определить более широкий спектр частот при волновых числах $m=1, 2, 3, \dots$; определить оболочечные формы колебаний с учетом деформаций поперечных сечений для участков газопроводов с тремя видами наиболее встречающихся на практике закреплений на концах. Определение частот колебаний по формуле (23) производится с учетом внутреннего рабочего давления и продольной сжимающей силы.

Вычисления проводились для стальных труб с относительной толщиной h/R от 1/20 до 1/40 и длиной L/R от 10 до 20.

Из (23) следует, что минимальные частоты ω_{21} зависят от длины L участков, а именно уменьшаются по мере увеличения длины. Наибольшее различие в значениях частот для разных условий закрепления концов участков проявляется на коротких участках ($L=10R$). При увеличении длины до $L=20R$ это различие существенно уменьшается. Так, при $L=10R$ величина ω_{21} при закреплении на концах типа «шарнир - шарнир» оказывается на 27% меньше, чем при закреплении типа «защемление - защемление».

При увеличении длины до $L=20R$ эта разница уменьшается до 3%, а частоты при разных закреплениях почти совпадают по величине. Здесь играет роль влияния граничных условий на деформацию при изгибных колебаниях. Для коротких труб граничные условия на стеснении деформации поперечных сечений сказываются сильнее, чем для длинных труб. Более подробный анализ полученных по (23) значений показал, что при некоторой предельной длине L^* значения низших частот, рассчитанных по теории оболочек и по теории стержней, совпадают и зависят от тонкости трубы h/R [6,7].

Значения предельной длины L^* , определяющие критерий применения теории оболочек в определении наименьших частот свободных колебаний при $m=1$ и $m=2$ без учета внутреннего давления ($p^*=0$) и продольной силы с любыми закреплениями концов, имеют вид:

$$L^* = 2,855k_i R \sqrt{\frac{R}{h}}. \quad (24)$$

Предельная длина L^* трубопровода с учетом внутреннего давления:

$$L^* = 2,855k_i R \sqrt{\frac{R}{h}} \frac{1}{\sqrt[4]{1 + \frac{P^*}{3}}}. \quad (25)$$

Предельная длина L^* трубопровода с учетом продольной сжимающей силы:

$$L^* = 2,58k_i R \sqrt{\frac{R}{h}} \sqrt[4]{1,5 + P}. \quad (26)$$

Из проведенного анализа можно сделать вывод, что если длина L равна или превосходит предельную длину L^* , то наименьшие частоты свободных изгибных колебаний следует определять по стержневой теории.

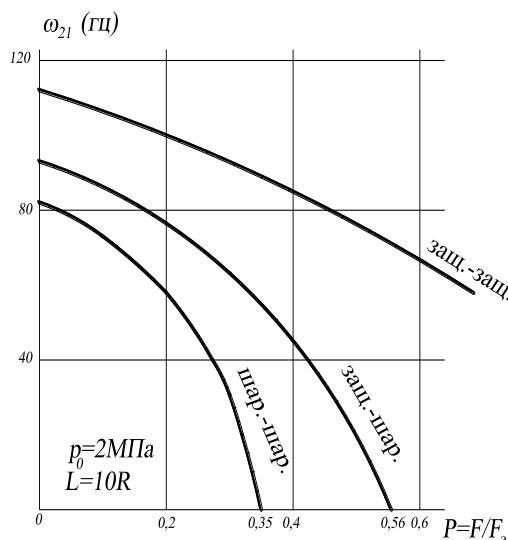


Рис. 1. Зависимость частот ω_{21} участков трубопровода длиной $L=10R$ от действия продольных сжимающих сил при разных условиях закрепления концов

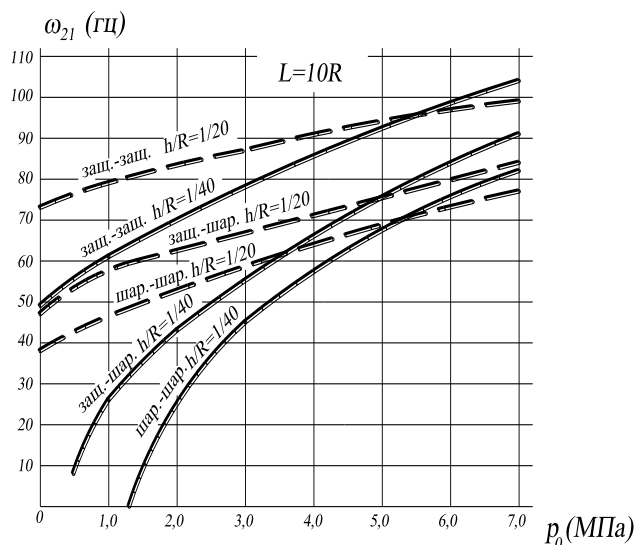


Рис. 2. Зависимость частот свободных колебаний участков газопроводов с разными величинами h/R от $P=F/F_0=0,2$ для различных граничных условий

Анализ влияния продольных сил при различных условиях закрепления концов надземных участков газопроводов на значения частот свободных колебаний приведены на рис. 1. Из графиков видно, как понижаются частоты ω_{21} по мере увеличения параметра $P = F/F_{\Sigma}$.

На рис. 2 представлены результаты исследования влияния внутреннего давления p_0 на частоты свободных колебаний с различными отношениями толщины стенки трубы к радиусу средней линии поперечного сечения, т.е. для $h/R=1/20$ и $h/R=1/40$ при различных креплениях. Из графиков видно, что частоты, кроме ω_{11} , увеличиваются по мере увеличения внутреннего давления, а по мере уменьшения h/R внутреннее давление оказывает более существенное влияние. Это объясняется тем, что внутреннее давление препятствует деформации (овализации) поперечных сечений труб и тем самым увеличивает жесткость участков трубопровода и соответственно увеличивает частоты колебаний.

Формула (23) позволяет определить величину критического параметра $P_{кр}$ или значение сжимающей силы $F_{кр}$.

$$\text{Из условия } \omega_{m1} = 0 \text{ получим } P_{кр} = \frac{k_i^4 \lambda_1^4 + m^4 (m^2 - 1)(m^2 - 1 + p^*)}{k_i^2 \delta_i \lambda_1^4 m^4}. \quad (27)$$

По этой формуле, подставляя соответствующие данные участка газопровода, можно определить величину $P_{кр}$ и значение критической силы.

Таким образом, более жесткое защемление концов участка газопровода увеличивает критическую силу. При этом следует иметь в виду, что участок газопровода теряет устойчивость как тонкостенный стержень с учетом деформации поперечных сечений, а не как короткая цилиндрическая оболочка при осевом сжатии, теряющая устойчивость за счет местного выпучивания стенок оболочки.

Для контроля полученного выше решения задачи о свободных изгибных колебаниях надземного газопровода методом Бубнова–Галеркина был применен метод Эйлера решения линейных дифференциальных уравнений (11) с постоянными коэффициентами относительно неизвестных функций $f_n(\xi)$, зависящих от граничных условий на краях оболочки. Анализ результатов, полученных двумя методами, показал, что различие между этими двумя методами не превышает 1-2%.

На основании единой расчетной модели тонкостенного трубопровода в виде цилиндрической оболочки для прямых трубопроводов и тороидальной для криволинейных трубопроводов решены в аналитическом виде задачи определения частот свободных изгибных колебаний надземных напорных трубопроводов с протекающей. В результате разработаны и усовершенствованы методы динамического расчета надземных газо- и нефтепроводов, соответствующие реальным условиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bozorov M.B., Safarov I.I., Shokin Yu.I.** Chislennoe modelirovanie kolebaniy dissipativno odnorodnix i neodnorodnix mexanicheskix sistem //SO RAN. - Novosibirsk, 1966. - 188 s.
2. **Kayumov S.S., Safarov I.I.** Rasprostranenie i difraktsiya voln v dissipativno-neodnorodnix silindricheskix deformiruemix mexanicheskix sistemax. - Tashkent: FAN, 2002. - 214 s.
3. **Safarov I.I., Teshayev M.X., Boltayev Z.I.** Volnovie protsessi v mexanicheskom volnovode//LAP LAMBERTA academic publishing. - Germaniya, 2012. - 217 s.
4. **Kushakova N.P., Sokolov V.G.** Kolebaniya uprugix toroidalnix obolochek, soderjashix potok jidkosti //Izvestiya VUZov. Neft i gaz. - 2001.- №1. - S. 56-59.
5. **Bereznev A.V., Sokolov V.G.** Uravneniya dvijeniya krivoliniynogo uchastka trubi s potokom jidkosti //Izvestiya VUZov. Neft i gaz. - 2004. - №6. - S. 76-80.
6. **Safarov I. I., Boltayev Z. I., Akhmedov M.** Distribution of the natural waves. LAP LAMBERT Academic Publishing Saarbrucen Dentschland /Germanu/ - 2015. – 110 p.
7. **Safarov I.I., Akhmedov M., Rajabov O.** Vibrations of plates and shells with attached concentrated mass. LAP LAMBERT Academic Publishing Saarbrucen Dentschland /Germanu/2015. – 92 p.