O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI

MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI SAMARQAND DAVLAT
ARXITEKTURA-QURILISH INSTITUTI

ME'MORCHILIK va QURILISH MUAMMOLARI

(ilmiy-texnikjurnal)

ПРОБЛЕМЫ АРХИТЕКТУРЫ И СТРОИТЕЛЬСТВА

(научно-технический журнал)

PROBLEMS OF ARCHITECTURE AND CONSTRUCTION

(Scientific and technical magazine)

2020, №2 (2-қисм)
2000yildan har 3 oyda birmarta chop etilmoqda

SAMARQAND

ME'MORCHILIK va QURILISH MUAMMOLARI

ПРОБЛЕМЫ АРХИТЕКТУРЫ И СТРОИТЕЛЬСТВА
PROBLEMS OF ARCHITECTURE AND CONSTRUCTION

(ilmiy-texnik jurnal)
(научно-технический журнал)
(Scientific and technical magazine)

2020, № 2
2000 yildan har 3 oyda
bir marta chop etilmoqda

Журнал ОАК Ҳайъатининг қарорига биноан техника (қурилиш, механика ва машинасозлик соҳалари) фанлари ҳамда меъморчилик бўйича илмий мақолалар чоп этилиши лозим бўлган илмий журналлар рўйхатига киритилган (гувоҳнома №00757. 2000.31.01)

Журнал 2007 йил 18 январда Самарқанд вилоят матбуот ва ахборот бошқармасида қайта рўйхатга олиниб 09-34 рақамли гувоҳнома берилган

Таҳририят манзили: 140147, Самарқанд шаҳри, Лолазор кўчаси, 70.
Телефон: (366) 237-18-47, 237-14-77, факс (366) 237-19-53. ilmiy-jurnal@mail.ru

Муассис (The founder): Самарқанд давлат архитектура-қурилиш институти

Обуна индекси 5549

виде следующего разложения

$$
\begin{aligned}
y_1 = {} & e^{-\alpha\eta}\left(A_1^{'}\cos\beta\eta + A_2^{'}\sin\beta\eta\right) + \\
& + e^{-2\alpha\eta}\left(C_2 + C_2^{c}\cos 2\beta\eta + C_2^{s}\sin 2\beta\eta\right) + \\
& + e^{3\alpha\eta}(C_3^{1c}\cos\beta\eta + C_3^{1s}\sin\beta\eta + \\
& + C_3^{3c}\cos\beta\eta + C_3^{3s}\sin\beta\eta)
\end{aligned} \tag{26}
$$

где константы C_2, C_2^c, C_2^s, C_3^{1c}, C_3^{1s}, C_3^{3c}, C_3^{3s}, C_2 определяются из уравнения (26) путем приравнивания коэффицентов при одпоименных функциях, а $A_1^{'}$, $A_2^{'}$ находятся затем из условий (22).

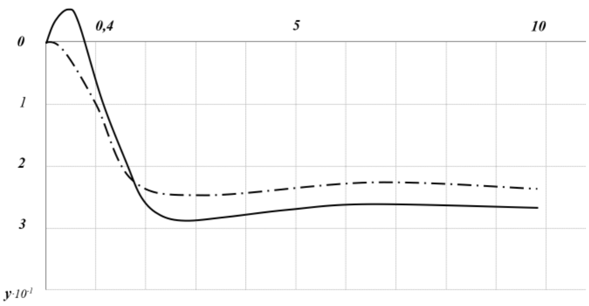

Рис. 1. Безразмерные прогибы в полубесконечной балки. Применение метода расчленения НДС.

Численные решение методом расчленения для этой задачи в сопоставлении с решением, полученным методом Ляпунова-Линстедта показывают, уже нулевое приближение метода расчленения в целом удовлетворительно описывает деформированное состояние трубопровода.

Применение метода расчленения НДС позволяет более точно анализировать деформирование трубопроводов, уложенных в засоленных грунтах, поскольку, как известно [4], в краевых зонах в них развиваются преимущественно балочные эффекты, а основное состояние может определяться на основе теории упругого кольца.

Литература:

1. Кузьмин С.Е., Мурзаханов Н.Х., Остонов Т.К. Модель реактивного сопротивления загипсованных грунтов. – М.МГМИ, 1989, рук.деп. в ВИНИТИ 21.07.89 г. №4897-В89.
2. Мустафаев А.А. Деформации засоленных грунтов в основаниях сооружений. -М.;Стройиздат, 1988. -290 с.,ил.
3. Шульгин Д.Ф. Вопросы динамики подземных вод и солей в почвогрунтах орошаемых земель. Диссертация на соиск.учен.степ. докт. техн. наук. М., 1971.
4. Новичков Ю.Н.,Кузьмин А.С. Модели и методы статики слоистых эластокомпозитных оболочек.//Проблемы машиностроения и автоматизация, выП, 13.-М,-Будапешт: МЦНТИ -Информэлектро, 1987.-8с.
5. Александров А.В. Потапов В.Д. Основы теории упругости и пластичности. – М.: Высшая школа. 1990.-400 с.
6. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1970.-580 с.
7. Ширинкулов Т.Ш., Зарецкий Ю.К. Ползучесть и консолидация грунтов. – Ташкент. «Фан», 1986.-390 с.

УДК.539.3

УРАВНЕНИЯ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СЛОИСТЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЯЗКОУПРУГИХ ОБОЛОЧЕК И СТЕРЖНЕЙ

Ялгашев Б.Ф., Исмоилов Э.А., Худойназарова Д.Х.
Самаркандский государственный университет

В работе приведены уравнения теории крутильных колебаний круговых цилиндрических слоистых оболочек и стержней. Материалы слоев оболочки и стержня считаются вязкоупругими, где ядра интегральных операторов Больцмана-Вольтерра являются произвольными. Из приведенных общих уравнений крутильных колебаний трехслойной цилиндрической вязкоупругой оболочки в предельных случаях получены уравнения колебания двухслойной вязкоупругой оболочки, трехслойной цилиндрической оболочки с тонким заполнителем, трехслойной упругой оболочки и круглого вязкоупругого стержня.

Ключевые слова. Слоистая оболочка, срединный слой, трехслойная оболочка, заполнитель, крутильные колебания, напряжения, деформации, крутильное перемещение.

Qatlamli silindrik qovushoq-elastik qobiq va sterjenlar buralma tebranishlari tenglamalari

Ishda qatlamli silindrik qovushoq-elastik qobiq va sterjenlar buralma tebranishlari tenglamalari keltirilgan. Qobiq va sterjenlar qatlamlari materiallari qovushoq-elastik deb hisoblanadi. Bunda Boltsnan-Volterra integral operatolarining yadrolari ixtiyoriy olingan. Uch qatlamli silindrik qovushoq-elastik qobiqning keltirilgan buralma tebranish tenglamalaridan, limitik hollarda, ikki qatlamli qovushoq-elastik qobiqning, yupqa o’rta qatlamli uch qatlamli qovushoq-elastik qobiqning, uch qatlamli elastic qobiq va doiraviy qovushoq-elastik sterjenlarning buralma tebranish tenglamalari keltirib chiqarilgan.

Kalit so’zlar. Qatlamli qobiq, o’rta qatlam, uch qatlamli qobiq, to’ldiruvchi, buralma tebranishlar, kuchlanish, deformatsiya, buralma ko’chish.

Equations of torsional vibrations of layered cylindrical viscoelastic shells and rods.

The paper presents the equations of the theory of torsional vibrations of circular cylindrical layered shells and rods. The materials of the shell and rod layers are considered viscoelastic, where the kernels of the Bolsmann-Volterra integral operators are arbitrary. From the above general equations of torsional vibrations of a three-layer cylindrical viscoelastic shell in limiting cases, the equations of oscillation of a two-layer viscoelastic shell, a three-layer cylindrical shell with a thin filler, a three-layer elastic shell and a round viscoelastic rod are obtained

Keywords. Laminate, middle layer, three-layer shell, filler, torsional vibrations, stresses, strains, torsional displacement.

Введение. Решение прикладных задач динамики слоистых цилиндрических оболочек основывается на известные Кирхгоффа-Лява, Германна-Мирски и другие уточненные теории колебания [1-2]. Указанные теории разработаны для однослойных, однородных оболочек [3-4], и поэтому, применение их для исследования динамики слоистых элементов конструкций сопровождаются с определенными трудностями математического характера и обеспечения выполнения условий контакта между слоями [5-6]. Поэтому, в последние несколько десятилетия стали разрабатывать теории колебания слоистых элементов конструкций [7-8]. Количество работ, посвященных разработке новых теорий колебания конструкционных элементов, с учетом различных реологических, температурных, анизотропных и других свойств материалов составляет большое число Несмотря на это и в настоящее время продолжается изучение нестационарных колебаний таких элементов на основе новых теорий и уравнений колебания [9-11].

Настоящая статья посвящена изучению уравнений нестационарных крутильных колебаний слоистых круговых цилиндрических вязкоупругих и упругих оболочек и стержней, вытекающих из общих уравнений колебания трехслойной вязкоупругой оболочки, как предельные случаи.

Полученные в работе [8] уравнения крутильных колебаний трехслойной круговой цилиндрической упругой оболочки легко может быть обобщены на случай вязкоупругой оболочки. В этом случае уравнения крутильных колебаний трехслойной цилиндрической вязкоупругой оболочки имеют вид

$$\begin{cases} \dfrac{a^2}{r_1^2}\left(1+\dfrac{a^2-r_1^2}{12}\lambda_1+\dfrac{r_1^2\left(a^2-r_1^2\right)}{144}\lambda_1^2\right)\times \\ \times\left[C_{11}(r_1)v_0^{(0)}+\xi C_{21}(r_1)v_0^{(1)}\right]=R_{\mu1}^{-1}\left[F_{r\theta}^{(1)}(z,t)\right], \\ \dfrac{r_2^2}{b^2}\left[1+\dfrac{r_2^2-b^2}{4}\lambda_2+\dfrac{r_2^2\left(r_2^2-b^2\right)}{16}\lambda_2^2\right]\times \\ \times\left[C_{12}(r_2)v_0^{(0)}+\xi C_{22}(r_2)v_0^{(1)}\right]=R_{\mu2}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right]. \end{cases} \tag{1}$$

где введены обозначения

$$C_{1i}(r_i)=2\sum_{n=0}^{\infty}\lambda_0^n\frac{(r_i/2)^{2n+1}}{n!(n+1)!},$$
$$C_{2i}(r_i)=\frac{1}{2}\lambda_0-\frac{2}{r^2}+\sum_{n=0}^{\infty}\eta_2(n,r)\lambda_0^{n+1}\frac{(r_i/2)^{2n+1}}{n!(n+1)!}; \tag{2}$$

$v_0^{(0)}$, $v_0^{(1)}$ -главные части крутильного перемещения срединного слоя оболочки; a и b - внутренний и внешний радиусы оболочки; r_1, r_2- внутренний и внешний радиусы срединного слоя оболочки; дифференциальные операторы λ_m^n в переменных z,t имеют следующие виды

$$\eta_{2,n}(r)=\ln\frac{r}{\xi}+\frac{n^2+n-1}{2(n+1)(n+2)}-\sum_{k=1}^{n}\frac{1}{k},$$
$$\lambda_m^k(\zeta)=\left[\rho_m R_{\mu m}^{-1}\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}\right)-\frac{\partial^2\zeta}{\partial z^2}\right]^k, \tag{3}$$
$$m=0,1,2;\ k=1,2,3,...$$

$R_{\mu m}$ – вязкоупругие операторы материалов слоев, равные

$$R_{\mu m}(\varsigma)=\mu_m\left[\varsigma(t)-\int_0^t K_{\mu m}(t-\tau)\varsigma(\tau)d\tau\right],$$

μ_m – коэффициенты Ламе материалов слоев, $K_{\mu m}(\tau)$– ядра интегральных операторов. При этом предполагается, что вязкоупругие операторы $R_{\mu m}$ – обратимы, а их ядра $K_{\mu m}(\tau)$ – произвольные.

Уравнения (1) в соответствии с формулами (2) и (3) для операторов λ_m^n $(m=0,1,2;\ n=1,2,3,...)$ являются интегро-дифференциальными уравнениями неограниченного порядка. Данные уравнения содержат в себе главные части $v_0^{(0)}$ *и* $v_0^{(1)}$ крутильного перемещения v_0 точек некоторой “промежуточной” поверхности срединного слоя трехслойной цилиндрической оболочки.

Указанная “промежуточная” поверхность, радиус ξ которой (Рис.1) определен в промежутке $\xi\in[r_1,r_2]$ как

$$\xi=\frac{r_1}{2}\left(\chi-\frac{r_1}{r_2}\right),\quad 2+\frac{r_1}{r_2}\le\chi\le2\frac{r_2}{r_1}+\frac{r_1}{r_2}. \tag{4}$$

Заметим, что ξ может быть радиусом контактирующих поверхностей между слоями при $\xi=r_1$ или $\xi=r_2$. Данная “промежуточная” поверхность переходит в контактные поверхности между слоями, при значениях χ равных соответственно

$$2+\frac{r_1}{r_2},\quad 1+\frac{r_2}{r_1}+\frac{r_1}{r_2},\quad 2\frac{r_2}{r_1}+\frac{r_1}{r_2},$$

а при $\xi=\dfrac{r_1+r_2}{2}$ она переходит в срединную поверхность заполнителя. При $r_1=r_2$ отсутствует срединный слой и радиус промежуточной поверхности ξ в этом случае переходит в радиус контактной поверхности между несущими слоями.

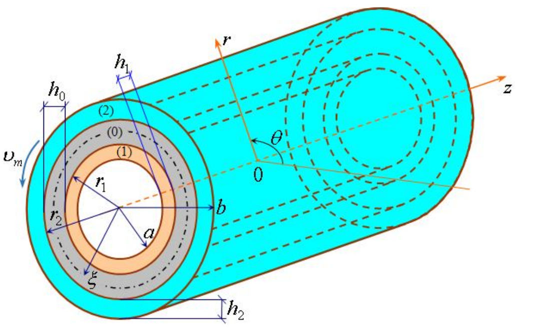

Рис.1. Трехслойная цилиндрическая оболочка

Как видно, эти уравнения являются общими. Из них можно получить различные предельные случаи и частные виды, которые могли бы быть примененными для решения прикладных задач о нестационарных крутильных колебаниях слоистых оболочек и стержней, находящихся под воздействием динамических нагрузок.

1^0. *Уравнения крутильных колебаний двухслойной вязкоупругой оболочки.* При $a=r_1$ трехслойная цилиндрическая оболочка переходит в двухслойную оболочку (рис.1). Промежуточная поверхность оболочки радиуса ξ, определяемый по формуле (4), переходит в промежуточную поверхность внутреннего слоя оболочки. В этом случае следует считать, что функция внешнего напряжения $F_{r\theta}^{(1)}(z,t)$ действует на поверхности $r=r_1$, а оператор $\lambda_1=0$. Тогда из системы уравнений (1) получим следующую систему уравнений двухслойной цилиндрической вязкоупругой оболочки

$$\left[C_{11}(r_1)\,v_0^{(0)}+\xi C_{21}(r_1)\,v_0^{(1)}\right]=R_{\mu0}^{-1}\left[F_{r\theta}^{(1)}(z,t)\right],$$
$$r_1\le r\le r_2,$$
$$\frac{r_2^2}{b^2}\left[1+\frac{r_2^2-b^2}{4}\lambda_2+\frac{r_2^2\left(r_2^2-b^2\right)}{16}\lambda_2^2\right]\times$$
$$\times\left[C_{12}(r_2)\,v_0^{(0)}+\xi C_{22}(r_2)\,v_0^{(1)}\right]=R_{\mu2}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right],\qquad(5)$$
$$r_2\le r\le r_2+b.$$

В полученной системе уравнений основными неизвестными являются главные части крутильного перемещения промежуточной поверхности внутреннего слоя.

Аналогично можно получить систему уравнений крутильных колеба-ний двухслойной цилиндрической вязкоупругой оболочки, где основными неизвестными будут являться главные части крутильного перемещения промежуточной поверхности внешнего слоя оболочки. Для этого достаточно предположить, что отсутствует внешний слой. В этом случае $r_2=b$ и система уравнений (1) запишется как

$$\frac{a^2}{r_1^2}\left(1+\frac{a^2-r_1^2}{12}\lambda_1+\frac{r_1^2\left(a^2-r_1^2\right)}{144}\lambda_1^2\right)$$
$$\times\left[C_{11}(r_1)\,v_0^{(0)}+\xi C_{21}(r_1)\,v_0^{(1)}\right]=R_{\mu1}^{-1}\left[F_{r\theta}^{(1)}(z,t)\right],$$
$$a\le r\le r_2+b,$$
$$\left[C_{12}(r_2)\,v_0^{(0)}+\xi C_{22}(r_2)\,v_0^{(1)}\right]=$$
$$=R_{\mu0}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right],\quad r_1\le r\le r_2\qquad(6)$$

Если же внутренний и внешний слои цилиндрической оболочки отсутствуют, т.е. оболочка является однородной (однослойной), тогда в общих уравнениях (1) следует положить $a=r_1$ и $b=r_2$. Будем иметь систему уравнений

$$\begin{cases}\left[C_{11}(r_1)\,v_0^{(0)}+\xi C_{21}(r_1)\,v_0^{(1)}\right]=R_{\mu0}^{-1}\left[F_{r\theta}^{(1)}(z,t)\right],\\ \left[C_{12}(r_2)\,v_0^{(0)}+\xi C_{22}(r_2)\,v_0^{(1)}\right]=R_{\mu0}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right],\end{cases}$$
$$r_1\le r\le r_2.\qquad(7)$$

В уравнениях (5)-(7) интегро-дифференциальные операторы $C_{jk}(r_i)\quad(j,k=1{,}2;i=1{,}2)$ находятся по формулам (2). Заметим, что полученная система уравнений крутильных колебаний цилиндрической однородной оболочки (7) в точности совпадает с системой уравнений, выведенной в работе [1].

2^0. *Общие уравнения крутильных колебаний трехслойной цилиндрической оболочки с тонким заполнителем.* По принятой классификации [3,5] цилиндрическая оболочка считается тонкой, если толщина ее стенок меньше одной десятой части радиуса срединной поверхности, т.е. если $h/\xi<0{,}1$. В том случае, когда ξ является радиусом срединной поверхности заполнителя, постоянное χ должно принимать значение

$$\chi=1+\frac{r_1}{r_2}+\frac{r_2}{r_1}\ \text{ или }\ \chi=2+\varepsilon+(1+\varepsilon)^{-1},$$

а толщина стенки заполнителя равна $r_1\varepsilon$. Тогда $\dfrac{h}{\xi}=\dfrac{2\varepsilon}{2+\varepsilon}<\dfrac{1}{10}$, откуда $\varepsilon<\dfrac{2}{19}$, т.е. фактически малый параметр ε можно считать меньшим того же отношения 0,1 . В этом случае

$$\ln\frac{r_1}{\xi}=\ln0{,}9524\to0\ \text{ и }\ \ln\frac{r_2}{\xi}=\ln1{,}05\to0\qquad(8)$$

Для более тонких заполнителей, которые применяются на практике, малый параметр ε будет еще меньше и соотношения (8) выполняются более точно. Отметим, что использование выражений (8) для тонких слоев намного упрощает уравнения колебания, по сравнению с уравнением (1) для «толстых» заполнителей.

Если $r_2 = r_1(1+\varepsilon)$, где $\varepsilon > 0$ – малый параметр удовлетворяет соотношениям (8), то срединный слой оболочки является тонким (например, тонкий слой эпоксидного клея, обычно наносимого между слоями). В этом случае величины $\ln(r_i/\xi)$ можно полагать равными нулю. Тогда выражение (3) для $\eta_2(n, r_i)$ упрощается и принимает вид

$$\eta_{2,n}(r) = \frac{n^2+n-1}{2(n+1)(n+2)} - \sum_{k=1}^{n}\frac{1}{k}, \qquad (9)$$

$$n = 0,1,2,...$$

Следовательно, уравнениями крутильных колебаний трехслойной цилиндрической оболочки с тонким срединным слоем являются также уравнения (1), но с другим значением для $\eta_2(n, r_i)$, определяемой формулой (9).

3^0.Уравнения крутильных колебаний трехслойной упругой оболочки.

Из системы уравнений (1) в частном случае, если материалы слоев являются упругими, тогда в выражениях вязкоупругих операторов будут иметь места равенства $K_{\lambda m}(t) = K_{\mu m}(t) = 0$, и следовательно, будем иметь $R_{\mu m} = \mu_m$, $R_{\lambda m} = \lambda_m$. Тогда заменой интегральных операторов $R_{\mu 1}$ и $R_{\mu 2}$ соответственно, на коэффициенты Ламэ μ_1 и μ_2, получим систему уравнений

$$\begin{cases} \dfrac{a^2}{r_1^2}\left(1+\dfrac{a^2-r_1^2}{12}\lambda_1+\dfrac{r_1^2(a^2-r_1^2)}{144}\lambda_1^2\right)\times \\ \times\left[C_{11}(r_1)v_0^{(0)}+\xi C_{21}(r_1)v_0^{(1)}\right]=\mu_1^{-1}\left[F_{r\theta}^{(1)}(z,t)\right], \\ \dfrac{r_2^2}{b^2}\left[1+\dfrac{r_2^2-b^2}{4}\lambda_2+\dfrac{r_2^2(r_2^2-b^2)}{16}\lambda_2^2\right]\times \\ \times\left[C_{12}(r_2)v_0^{(0)}+\xi C_{22}(r_2)v_0^{(1)}\right]=\mu_2^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right]. \end{cases} \qquad (10)$$

$$a \le r \le r_2 + b,$$

При этом интегро-диференциальные операторы $\lambda_m^n(\zeta)$, определяемые по формулам (2.1.52) переходят в следующие дифференциальные операторы

$$\lambda_m^n(\zeta) = \left[\frac{1}{b_m^2}\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial t^2}\right) - \frac{\partial^2\zeta}{\partial z^2}\right]^n, \qquad (11)$$

$$m = 0,1,2; \qquad n = 1,2,3,...$$

где b_m, ($m = 0,1,2$) – скорости распространения поперечных волн в материалах слоев.

Таким образом, система уравнений (10), с учетом (11), являются общими уравнениями крутильных колебаний трехслойной цилиндрической упругой оболочки. В частных случаях, из уравнений (10) легко получить уравнения двухслойной упругой оболочки и трехслойной упругой оболочки с тонким срединным слоем наподобие рассмотренных выше предельных случаев 1^0 и 2^0.

4^0. Уравнения крутильных колебаний вязкоупругого стержня. Рассмотрим ещё один предельный случай, следующий из полученных результатов, крутильные колебания однородного круглого стержня. Допустим, что оболочка является однородной. Тогда уравнения ее крутильных колебаний описываются системой уравнений (7). В случае, когда $r_1 = 0$ однородная цилиндрическая оболочка переходит в круглый стержень радиуса r_2. Равенства нулю внутреннего радиуса однородной оболочки на основании (4) влечет за собой равенства нулю радиуса промежуточной поверхности оболочки, т.е. $\xi = 0$. Следовательно, в этом случае промежуточная поверхность оболочки переходит в осевую линию стержня. Поэтому, функцию внешних воздействий $F_{2\theta}^{(1)}(z,t)$ следует считать равной нулю. Тогда первое уравнение системы (7) выполняется тождественно. Остается только второе уравнение относительно искомой функции $v_0^{(0)}$. С учетом указанных выше факторов, уравнение крутильных колебаний круглого вязкоупругого стержня радиуса r_2, следующий из (7), имеет вид

$$C_{12}(r_2)\,v_0^{(0)} = R_{\mu 0}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right], \quad 0 \le r \le r_2,$$

или в развернутом виде получим уравнение

$$2\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(r_2/2)^{2n+2}}{n!(n+2)!}\lambda_0^{n+1}v_0^{(0)} = R_{\mu 0}^{-1}\left[F_{2\theta}^{(2)}(z,t)\right], \qquad (12)$$

где $v_0^{(0)}$ -главная часть крутильного перемещения осевой линии стержня.

В упругом случае, полагая $R_{\mu 0} = \mu_0$ и ограничиваясь нулевым, первым и другими приближениями в бесконечной сумме (12) можно получить известные уравнения крутильных колебаний круглого стержня: классическое, уточненное и другие.

Кроме выше приведенных четырех предельных случаев могут быть еще получены уравнения крутильных колебаний трехслойных цилиндрических упругих или вязкоупругих оболочек и стержней. Другими словами могут быть еще следующие предельные случаи:

1) Срединный слой– упругий, несущие слои–вязкоупругие, т.е.

$R_{\mu 0} = \mu_0$; $K_{\mu 0}(t) \equiv 0$..

2) Срединный слой–вязкоупругий, несущие слои–упругие, т.е.

$R_{\mu 1} = \mu_1$; $K_{\mu 1}(t) \equiv 0$, $R_{\mu 2} = \mu_2$; $K_{\mu 2}(t) \equiv 0$.

Аналогичные предельные случаи можно получить и для уравнений двухслойных оболочек и круглого однородного вязкоупругого стержня.

Литература.

1. Худойназаров Х.Х. Нестационарное взаимодействие круговых цилиндрических упругих и вязкоупругих оболочек и стержней с деформируемой средой. – Ташкент, изд-во имени Абу Али ибн Сина, 2003. – 325 с.
2. Филиппов И.Г., Филиппов С.И.. Колебательные и волновые процессы в сплошных сжимаемых средах.-М.: Изд-во МГСУ, 2007.-430 с.
3. Markus Stefan.The mechanics of cylindrical shells.–Amsterdam: Elsevier”,1988.– 195p.
4. Нетребко А.В., Пшеничнов С.Г. Некоторые задачи динамики линейно- вязкоуп-

ругих цилиндрических оболочек конечной длины // Проблемы прочности и пластичности, 2015, т.77, №1, С.14-22.
5. Francesco Pellicano Vibrations of circular cylindrical shells: Theory and experiments // Journal of Sound and Vibration 303 (2007) 154–170.
6. Khalmuradov R.I., Khudoynazarov Kh.Kh. Theory of axisymmetrical vibrations of circular cylindrical shells// The 7th Conference “Shell Structures, Theory and Applications”, Gdansk-Jurata (Poland), October 9-11, 2002.- Gdansk: Gdansk University of Technology, 2002.- p.131-132.
7. Худойназаров Х.Х., Скрипняк В.А., Яхшибоев Ш. Нестационарные поперечные колебания трехслойной вязкоупругой пластинки. Узбекский журнал Проблемы Механики, №2, 2018.- С.27-32
8. Ялгашев Б.Ф., Бердиев Ш.Д. Уравнения крутильных колебаний трехслойной

круговой цилиндрической упругой оболочки // Проблемы архитектуры и строительства. 2020, №2, С.120-125.
9. Filippov, I. G. &Kudainazarov, K. (1990). Refinement of equations describing longitudinal-radial vibrations of a circular cylindrical viscoelastic shell. Soviet Applied Mechanics, 26(2), 161–168. doi:10.1007/bf00887110
10.Худойназаров Х.Х., Буркутбоев Ш.М. Математическая модель крутильных колебаний цилиндрического слоя с учетом протекающей жидкости и вращения. Математическое моделирование и численные методы, 2017, № 4, с. 31–56.
11. DOI: https://doi.org/10.18698/2309-3684-2017-4-3147
12. Худойназаров Х.Х., Ялгашев Б.Я. Взаимодействие цилиндрических слоев и оболочек с вязкой жидкостью. – LAMBERT Academic Publishing -2017. -138 с.

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПЛАСТА ПО «ТОЧНОЙ СХЕМЕ».

Ёрбеков Я.Ё., Каримов А.А.
Самаркандский архитектурно-строительный институт

Часто иследавание пласты при термическом воздействии представляет значительный теоритический и практический интерес. Как правило при проведении исследовательских работ физические и математические модели[1,2]. Достаточно точные математические модели требует разработку алгоритмы численного решения задач математической модели.

Often, the study of formations during thermal exposure is of considerable theoretical and practical interest. As a rule, when conducting research, physical and mathematical models [1,2]. Rather accurate mathematical models require the development of numerical algorithms for solving problems of a mathematical model.

Ko'pincha issiqlik ta'sirida hosil bo'lishlarni o'rganish katta nazariy va amaliy qiziqish uyg'otadi. Qoidalar asosida, tadqiqotlar o'tkazishda fizik-matematik modellar muhim o’rin tutadi[1,2]. To'g'ri matematik modellar matematik model muammolarini hal qilish uchun raqamli algoritmlarni ishlab chiqishni taqoza qiladi.

Для оценки погрешности вносимосьти за счет предположения о бесконечности большое теплопроводности в пласте в вертикальном направлении исследуем температурное поле по точное схемы. Физические очевидно, что если конвективный перенос тепло вдоль пласт происходит интенсивное чем перенос тепло во внешних к нему породах в горизон-тальном направление, то принятие допущения о бесконечности большое теплопроводности пласта в вертикальном направлении к заме расчетной температуры пласта. Это погрешность определяется путем сопоставления численном результатом вычисленных по приближенным постановлении с «точной схеме» расчета. При оценке точности численного решения во всех случайных используется метод балансовых соотношений.

В точной схеме введем новое безразмерные переменные,

$$\xi = \ln \frac{r}{r_0}, \; z = r_0.\eta$$

Тогда система уравнений (исходные) запишется в более удобном виде.

ҚУРИЛИШ ЭКОНОМИКАСИ ВА УНИ БОШҚАРИШ
ЭКОНОМИКА И УПРАВЛЕНИЕ СТРОИТЕЛЬСТВОМ

ИНЖЕНЕРЛИК ИНШООТЛАР НАЗАРИЯСИ
ТЕОРИЯ ИНЖЕНЕРНЫХ СООРУЖЕНИЙ

ҚУРИЛИШДА ТАЪЛИМ