Кибик О.Н., Хайминова Ю.В.
Национальный университет «Одесская юридическая академия»
Нестерова Е.С.
Международный гуманитарный университет

ФИНАНСОВЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ РАЗВИТИЯ ЭКСПОРТНОГО ПОТЕНЦИАЛА МОРЕХОЗЯЙСТВЕННОГО КОМПЛЕКСА УКРАИНЫ

Аннотация
Исследованы проблемы финансового обеспечения развития экспортного потенциала предприятий морехозяйственного комплекса Украины. Потенциальные экспортные возможности украинских предприятий морехозяйственного комплекса можно реализовать лишь при условиях государственной поддержки, в частности в сфере финансирования. Налоговые рычаги являются эффективным средством активизации развития экспортного потенциала морской отрасли. Определена целесообразность создания специализированного государственного учреждения по страхованию и гарантированию экспортных операций украинских предприятий морехозяйственного комплекса. Обоснована необходимость создания Банка развития с целью повышения потенциала морехозяйственного комплекса.
Ключевые слова: предприятия морехозяйственного комплекса, экспортный потенциал, развитие, финансовые предпосылки.

UDC 539.3:517.3

COQUE CYLINDRIQUE SURBAISSEE AVEC UN SUPPORT RIGIDE INTERMEDIAIRE SOUS PRESSION EXTERNE

Kozin O.B.
Université National «Académie Juridique d'Odessa»
Papkovskaya O.B., Kozina M.O.
Université Polytechnique d'Odessa

La présente étude s'intéresse au développement de la méthode généralisée des transformations intégrales d'analyse de l'état de tension et de déformation des coques surbaissée en forme de bande. Dans cette étude, on se préoccupe de la flexion des coques surbaissée ayant un support. C'est support intermédiaire est interne, rigide et semi – infini. Le support provoque des sauts des efforts tranchants généralisés. On se propose d'examiner la solution de ce problème à l'aide de la méthode généralisée de transformations intégrales.
Mots clés: flexion, coque cylindrique, support rigide, méthode généralisée de transformations intégrales.

Formulation d'un problème. Développement de méthodes efficaces pour définir de l'état de tension et de déformation des structures ayants des inclusions minces, des supports, des fissures et autres concentrateurs des efforts est une tâche importante, à la fois d'un point de vue théorique et pratique, en raison de leur grande application pratique. Méthode analytique des transformations intégrales généralisées est l'une des branches de la méthode des éléments de frontière. Elle ne nécessite pas de grande capacité pour le calcul de haute performance. Cette méthode est basée sur la réduction du problème d'un système d'équations intégrales en tenant compte des caractéristiques de ces équations. La présente étude est consacrée à l'analyse de la concentration des efforts et de la flexion des enveloppes à l'aide de la méthode de transformations intégrales généralisées.

L'analyse des dernières études et publications. L'analyse de la conductivité thermique des plaques avec S interne – en forme de source de chaleur est obtenue par la méthode des transformations intégrales généralisées dans [1; 2]. Méthode a été développée pour résoudre le problème de flexion de la plaque isotrope [3] et orthotrope [4] avec irrégularités linéaires, orientés au hasard. Solution exacte de la courbure d'une coque surbaissée, en présence d'un semi-infini support de Winkler a été obtenue dans [5], par réduction au problème de Riemann. Le problème de la flexion d'une coque surbaissée rectangulaire avec l'inclusion a été réduit au système d'équations intégrales dans [6]. Développement de la méthode de solution le problème de la flexion des coques surbaissées cylindriques rectangulaires avec des inclusions mince, rigides, linéaires réalisée dans [7]. A savoir, dans cet article on a obtenu la solution numérique du problème de flexion coque surbaissée cylindriques rectangulaires avec inclusion finie.

Le but de cet article est d'abord, d'obtenir la solution exacte du phénomène stationnaire aux frontières de la flexion d'une enveloppe cylindrique à pente douce en présence d'un support rigide intermédiaire semi – infini. Puis, et à l'aide de cette solution, d'analyser de la tension de contact à l'extrémité du support rigide.

Formalisation mathématique du problème frontière et sa réduction au problème de Riemann. On considère une coque surbaissée cylindrique à pente douce, dont la projection sur le plan est la bande ($0 \le y \le b$; $-\infty < x < \infty$). On admet que cette coques surbaissée est sur appuis simples le long des frontières ($y = 0, b$; $-\infty < x < \infty$) et qu'elle est renforcée par le support rigide intermédiaire ($y = b/2 \equiv l$; $0 < x < \infty$). La coque se replie sous la charge transversale appliquée à sa surface, charge paire, par rapport à la droite $y = l$. La charge a une intensité q(x,y). Le contact entre la coque et le support est supposé lisse, complet, bilatéral et continu. On se propose de trouver les tensions $\psi(x)$ existant dans la coque à la zone de contact avec le support. Nous supposons que:

$$q(x,y) = q_1(x)q_2(y); \quad (0 \le y \le b; \ -\infty < x < \infty) \tag{1.1}$$

$$q_1(x) \in S_x, \ q_2(y) = O(1), \tag{1.2}$$

où

$$S_x = \{q_1(x): \ m,n \in N, \ q_1(x) \in C_x^\infty \ \& \ \sup_{-\infty<x<\infty}\left[x^n \frac{dq_1^n}{dx^n}\right] = A_1\};$$

N – l'ensemble des nombres entiers naturels; C_x^∞ – l'espace des fonctions infiniment différentiables par rapport à la variable x; la constante A_1 dépend de m et n; $q_2(y) = O(1)$ signifie, que la fonction q est bornée (sur [0,b]). En utilisant [8] et en tenant compte de (1.2), on peut procéder à la formalisation mathématique de ce problème frontière:

$$\Delta^2\theta(x,y) + ic\Delta_k\theta(x,y) = f(x,y) \quad (0 \le y \le b; \ -\infty < x < \infty); \tag{1.3}$$

$$y = 0, b: \quad \theta(x,y) = \partial^2\theta(x,y)/\partial y^2 = 0 \tag{1.4}$$

$$x \to \pm\infty: \quad \partial^i\theta(x,y)/\partial x^i \to 0, i = \overline{0,3} \quad (0 \le y \le b), \tag{1.5}$$

où θ(x,y) représente la fonction complexe, qui exprime la flèche w(x,y) de la surface du milieu de l'enveloppe et la fonction des tensions φ(x,y) de la coque:

$$w(x,y) = c(Eh)^{-1}\,\mathrm{Im}(\theta(x,y)), \quad \varphi(x,y) = \mathrm{Re}(\theta(x,y)),$$

Δ^2 – l'opérateur biharmonique, $\Delta_k = k_2\partial^2/\partial x^2$, f(x,y) = -icq(x,y), $c = \sqrt{12(1-\nu^2)}/h$, $i = \sqrt{-1}$, ν – le coefficient de Poisson, E – le module de l'élasticité, k_2 et h respectivement – la courbure et l'épaisseur de l'enveloppe. Il faut remarquer que l'équation (1.3) est correcte dans tout le domaine indiqué sauf sur la ligne du support renforçant. La présence de ce support provoque la rupture de la continuité des efforts tranchants généralisés V_y de la coque (sur cette ligne). On note

$$\langle V_y(x,l)\rangle \equiv V_y(x,l-0) - V_y(x,l+0) = \psi(x) \quad (0 \le x < \infty) \tag{1.6}$$

$$V_y(x,y) = -D_0\left[(2-\nu)\partial^3 w(x,y)/\partial x^2\partial y + \partial^3 w(x,y)/\partial y^3\right];$$

$$D_0 = Eh^3/(12(1-\nu^2)).$$

En outre, la flèche, l'angle du mouvement, le moment fléchissant, les forces de cisaillement et le déplacement le long des axes x et y restent continus. La flèche satisfait alors à l'équation

$$w(x,l) = 0, \quad (0 \le x < \infty). \tag{1.7}$$

Pour résoudre le problème, on introduit les fonctions suivantes

$$\psi_+(x) = \begin{cases}\psi(x), & x \ge 0\\ 0, & x < 0\end{cases} \qquad \psi_-(x) = \begin{cases}0, & x \ge 0\\ f_1(x), & x < 0\end{cases}, \tag{1.8}$$

où $f_1(x)$ est la fonction inconnue.

Ces fonctions permettent d'écrire les conditions (1.4) et (1.5) sur l'intervalle $-\infty < x < \infty$:

$$\langle \partial^k\theta(x,l)/\partial y^k\rangle = -ic\psi_+(x)\delta_{3k}, \quad k = \overline{0,3}, \tag{1.9}$$

δ_{3k} – symbole de Kronecker

$$c\,\mathrm{Im}(\theta(x,l))/(Eh) = \psi_-(x). \tag{1.10}$$

Appliquons maintenant la transformation de Fourier par rapport à la variable x avec le noyau $\exp(i\alpha x)$ aux rapports (1.3), (1.4), (1.9) et (1.10). On obtient finalement

$$(d^2/dy^2 - \alpha^2)\theta_\alpha(y) - ick_2\alpha^2\theta_\alpha(y) = -icq_{1\alpha}q_2(y) \quad (0 \le y \le b); \tag{1.11}$$

$$\text{y=0 ou y=a:} \quad \theta_\alpha(y) = \frac{d^2}{dy^2}\theta_\alpha(y) = 0; \tag{1.12}$$

$$\langle d^k\theta_\alpha(y)/\partial y^k\rangle = -ic\Phi^+(\alpha)\delta_{3k}, \quad k = \overline{0,3}; \quad (-\infty < \alpha < \infty), \tag{1.13}$$

$$c\,\mathrm{Im}(\theta_\alpha(l))/(Eh) = \Phi^-(\alpha), \quad (-\infty < \alpha < \infty), \tag{1.14}$$

où $\Phi^\pm(\alpha), \theta_\alpha(y), q_{1\alpha}$ sont les transformées de Fourier des fonctions $\psi_\pm(x), \theta(x,y), q_1(x)$ respectivement et $q_{1\alpha} \in S_\alpha$. On obtient la fonction inconnue $\theta_\alpha(y)$ sous la forme d'une somme

$$\theta_\alpha(y) = \theta_{1\alpha}(y) + \theta_{2\alpha}(y) \quad 0 \le y \le b, \tag{1.15}$$

où $\theta_{1\alpha}(y)$ est la solution du problème frontière (1.11) – (1.12). Elle se trouve à l'aide de la fonction de Greene $G_\alpha(y,\eta)$ correspondante:

$$\theta_{1\alpha}(y) = -iq_{1\alpha}\int_0^b G_\alpha(y,\eta)f_\alpha(\eta)d\eta \quad (0 \le y \le b), \tag{1.16}$$

$$G_\alpha(y,\eta) = \frac{-1}{\alpha^3(\lambda^2-\mu^2)}\left(\frac{sh(\alpha\lambda r)sh(\alpha\lambda s)}{\lambda sh(\alpha\lambda b)} - \frac{sh(\alpha\mu r)sh(\alpha\mu s)}{\mu sh(\alpha\mu b)}\right),$$

$$r = \begin{cases}b-\eta, & si \ y < \eta\\ \eta, & si \ \eta < y\end{cases} \quad s = \begin{cases}b-y, & si \ y > \eta\\ y, & si \ \eta > y\end{cases} \quad \begin{pmatrix}\lambda\\ \mu\end{pmatrix} = \sqrt{1 \pm \sqrt{\frac{ck_2}{2}}(1+i)\alpha^{-1}}.$$

La fonction $\theta_{2\alpha}(y)$ est la solution de l'équation différentielle homogène correspondant à (1.11) et aux conditions (1.12), (1.13). En utilisant les propriétés correspondantes de la fonction de Greene de ce problème frontière, on obtient:

$$\theta_{2\alpha}(y) = ic\Phi^+(\alpha)G_\alpha(y,l) \quad (0 \le y \le b). \tag{1.17}$$

En remplaçant $\theta_\alpha(y)$ de (1.14) par (1.15), et en tenant compte de (1.16), (1.17), on obtient le problème de Riemann non homogène [9] sur un axe réel:

$$D(\alpha)\Phi^+(\alpha) = \Phi^-(\alpha) + g(\alpha), \quad (-\infty < \alpha < \infty); \tag{1.18}$$

$$D(\alpha) = (4D_0\alpha^3)^{-1}z_1(\alpha),$$

$$z_1(\alpha) = \mathrm{Re}(-2(\lambda^2-\mu^2)^{-1}(th(\rho\lambda)/\lambda - th(\rho\mu)/\mu)),$$

$$\rho = \alpha l, \quad g(\alpha) = \frac{q_{1\alpha}}{D_0}\int_0^b \mathrm{Re}(G_\alpha(l,\eta)q_2(\eta))d\eta.$$

Etablissement des conditions suffisantes de la solution du problème de Riemann. Démontrons le théorème suivant, qui est la condition suffisante pour la construction de la solution du problème de Riemann (1.18) par la méthode de factorisation partielle [9].

Le coefficient du problème de Riemann (1.16) a les propriétés principales suivantes :

$$D(\alpha) \in C\alpha \equiv C(R); \quad D(\alpha) = D(-\alpha); \quad (-\infty < \alpha < \infty), \tag{2.1}$$

c'est-à-dire que $D(\alpha)$ appartient à l'espace des fonctions continues sur la droite réelle R, que $D(\alpha)$ est pair. En outre

$$D(\alpha) \to b^3/(48D_0) \ pour \ \alpha \to 0; \ D(\alpha)/A \to 1 \ pour \ \alpha \to \pm\infty; \tag{2.2}$$

$$D(\alpha) \in (A,\infty) \ pour \ -\infty < \alpha < \infty. \tag{2.3}$$

Démonstration. L'affirmation (2.1) est évidente. Les affirmations (2.2) sont vérifiées à l'aide des développements asymptotiques correspondants qui entrent dans l'expression de la fonction $D(\alpha)$. A présent, démontrons l'affirmation (2.3) – la plus compliquée et la plus importante. A cet effet, examinons le problème (1.11) – (1.13) et introduisons les notations suivantes:

$$Q_\alpha(y) = \gamma_1(y) + i\gamma_2(y). \quad (2.4)$$

En substituant (2.4) dans (1.11) – (1.13) et en séparant les parties imaginaires et réelles des expressions obtenues, nous aboutissons au problème frontière suivant:

$$\begin{cases} (d^2/dy^2 - \alpha^2)\gamma_1(y) + ck_2\alpha^2\gamma_2(y) = 0 \\ (d^2/dy^2 - \alpha^2)\gamma_2(y) + ck_2\alpha^2\gamma_1(y) = -cq_\alpha(y) \end{cases} \begin{Bmatrix} 0 \le y \le b \\ y \ne l \end{Bmatrix}; \quad (2.5)$$

$$\gamma_i(y) = \gamma''_i(y) = 0, \quad i = 1,2; \quad (2.6)$$

$$\left\langle d^k\gamma_2(l)/\partial y^k \right\rangle = -c\Phi^+(\alpha)\delta_{3k}, \quad k = \overline{0,3}; \quad (2.7)$$

On résout le problème frontière (2.5) – (2.7) à l'aide de la méthode généralisée des transformations intégrales en appliquant la transformation-sinus de Fourier finie. En divisant l'intervalle d'intégration (0,b) en deux sous-intervalles, (0, l) et (l, b), puis en intégrant (2.5) par parties tout en se servant des conditions frontière (2.6) et des conditions (2.7), nous obtenons un système de deux équations algébriques par rapport aux transformées. En résolvant ce système et en appliquant la transformation inverse au résultat selon Fourier, on obtient

$$\gamma_1(y) = \frac{2c^2}{b}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\Omega_k \sin(\beta y)}{\Omega^4 + c^2\Omega_k^2}\left[\int_0^b q_\alpha(\eta)\sin(\beta\eta)d\eta - \sin(\beta l)\Phi^+(\alpha)\right]; \quad (2.8)$$

$$\gamma_2(y) = \frac{-2c}{b}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\Omega^2 \sin(\beta y)}{\Omega^4 + c^2\Omega_k^2}\left[\int_0^b q_\alpha(\eta)\sin(\beta\eta)d\eta - \sin(\beta l)\Phi^+(\alpha)\right]; \quad (2.9)$$

$$\Omega = \alpha^2 + \beta^2, \; \Omega_k = k_2\alpha^2, \; \beta = \pi k/b.$$

Si nous remplaçons $\gamma_1(y)$ et $\gamma_2(y)$ de (2.4) par leurs expressions respectives (2.8), (2.9); puis (1.14) par (2.4) nous aboutissons au problème de Riemann (1.18) où

$$D(\alpha) = \frac{2}{bD_0}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\Omega^2\sin^2(\beta l)}{\Omega^4 + c^2\Omega_k^2}. \quad (2.10)$$

Donc, le coefficient est obtenu sous forme d'une série à termes positifs absolument convergente, ce qu'il fallait démontrer.

Résolution du problème de Riemann et son analyse. Introduisons les notations suivantes :

$$U(\alpha) = 4D_0D(\alpha)(\alpha^2 + c_1^2)^{3/2}; \; \Gamma(z) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\ln(U(t))}{t - z}dt; \quad (3.1)$$

$$K^+(\alpha) = \exp(\Gamma^+(\alpha))/(4D_0(\alpha + ic_1)^{3/2}); \; K^-(\alpha) = \exp(\Gamma^-(\alpha))/((\alpha - ic_1)^{3/2}); \quad (3.2)$$

D9 $D(\alpha) = K^+(\alpha)/K^-(\alpha), \; c_1 > 0. \quad (3.3)$

(Par les signes + et – en exposant, on a désigné les valeurs limites des fonctions d'une variable complexe, analytique dans les demi-plans supérieur et inférieur, respectivement, pour $z \to \alpha \pm i0$. En remplaçant *D(α)* de (1.18) par (3.3) et compte tenu de (3.1) et (3.2), nous obtenons:

$$K^+(\alpha)\Phi^+(\alpha) = \Phi^-(\alpha)K^-(\alpha) + K^-(\alpha)g(\alpha), \quad (3.4)$$

en outre,

$$A^{-1}K^-(\alpha)g(\alpha) = F^+(\alpha) - F^-(\alpha); \quad (3.5)$$

$$F(z) = \int_{-\infty}^{\infty}K^-(t)g(t)\frac{dt}{t - z}. \quad (3.6)$$

En introduisant (3.5) dans (3.4), puis en regroupant les termes et en appliquant le théorème de Liouville, on obtient:

$$K^+(\alpha)\Phi^+(\alpha) - F^+(\alpha) = \Phi^-(\alpha)K^-(\alpha) - F^-(\alpha) = 0, \quad (3.7)$$

d'où

$$\Phi^+(\alpha) = F^+(\alpha)/K^+(\alpha); \quad (3.8)$$

$$\psi_+(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\Phi^+(\alpha)e^{-i\alpha x}d\alpha. \quad (3.9)$$

En étudiant le comportement asymptotique des fonctions présentées dans l'expression (3.8), on obtient que $\Phi^+(\alpha) = O(\alpha^{1/2})$ pour $\alpha \to \infty$. En vertu de [10], on a $\psi(x) = O(x^{-3/2})$ pour $x \to +0$. Ce qui signifie que la tension de contact à l'extrémité x=0 du support rigide a une solution non intégrable. C'est pourquoi il faut prendre ces intégrales au sens généralisé [10]. On transforme l'équation (3.6) de la façon suivante:

$$F(z) = \frac{1}{z}\int_{-\infty}^{\infty}tK^-(t)g(t)\frac{dt}{t - z} - \frac{1}{z}\int_{-\infty}^{\infty}K^-(t)g(t)\frac{dt}{t - z}.$$

En supposant

$$\int_{-\infty}^{\infty}K^-(t)g(t)dt = 0, \quad (3.10)$$

et en faisant des raisonnements analogues à ceux exposés plus haut, on obtient $\Phi^+(\alpha) = O(\alpha^{-1/2})$ pour $\alpha \to \infty$. Donc $\psi(x) = O(x^{-1/2})$ pour $x \to +0$. Ainsi, notre problème frontière est résolu dans la classe des fonctions intégrables au point x=0 conformément aux conditions (3.10). En faisant tendre k2 vers zéro et en passant à la limite dans les formules (1.16), (1.15) ou, dans (2.8) et (2.9), nous aboutissons finalement à la solution connue [11] du problème de Riemann (1.18), où $D(\alpha) = D_0^{-1}((4\alpha^3)^{-1}th(b\alpha/2) - b/(8\alpha^2ch^2(b\alpha/2)))$, pour le problème de contact d'une plaque ayant la forme d'une bande (modèle de Kirchhoff) à support semi – infini rigide intermédiaire.

Résultats et conclusions. On a obtenu la solution exacte du problème frontière stationnaire de la flexion d'une coque cylindrique surbaissée en présence d'un support rigide intermédiaire. A l'aide de cette solution, on a analysé la tension de contact à l'extrémité de ce support. On a démontré que la tension de contact à l'origine du support rigide a une solution unique et non intégrable. C'est pourquoi il faut prendre les intégrales rencontrées au sens généralisé [10]. Dans la classe des fonctions intégrables, ce problème admet aussi une solution si et seulement si la condition (3.10) est vérifiée.

La bibliographie:

1. Kozin A. B. Metod modelirovaniya i resheniya zadach teploprovodnosti plastin s tonkostennyimi krivolineynyimi i proizvolno-orientirovannyimi neodnorodnostyami / A. B. Kozin, G. A. Kozina, O. B. Papkovskaya // Tr. Odes. politehn. un-ta, 1998. – Tom 2 (6), s. 186-188.
2. Kozin A. B. Matematicheskaya model teploprovodnosti v slozhnyih diskretno-nepreryivnyih konstruktsiyah / A. B. Kozin, L. A. Dovnarovich, I. A. Danilyuk, O. B. Papkovskaya // Tehnologiya i konstruirovanie v elektronnoy apparature. – 2004. – № 1. – S. 30-35.
3. Kozin A.B. Izgib pryamougolnoy plastinyi s krivolineynyim kontsentratorom napryazheniy / A. B. Kozin, G. A. Kozina, O. B. Papkovskaya // Trudyi Odesskogo gosudarstvennogo politehnicheskogo universiteta. – 1997. – Vyip. 1. – S. 290-292.
4. Papkovskaya O.B. Matematicheskaya model izgiba ortotropnoy plastinyi s krivolineynoy proizvolno orientirovannoy neodnorodnostyu / O. B. Papkovskaya, A. B. Kozin, D. Kamara // Pr. Odes. politehn. un-tu. – 2008. – Vip. 1 (29). – S. 237-241.

5. Krasnyiy Yu. P. Izgib beskonechnoy pologoy obolochki pri nalichii vinklerovskoy polubeskonechnoy oporyi / Yu. P. Krasnyiy, A. B. Kozin, O. B. Papkovskaya // Nauk. visn. Mizhnar. gumanit. un-tu. Seriya: Informatsiyni tehnologiyi ta upravlinnya proektami. – 2012. – № 4. – S. 29-32.
6. Kozin A. B. O reshenii kraevyih zadach izgiba kompozitnyih pologih obolochek / A. B. Kozin, O. B. Papkovskaya // Sb. nauch. tr. SWorld. – 2013 – Vyip. 4., Tom 4. – S. 33-37.
7. Kozin A. B. Napryazhenno-deformiruemoe sostoyanie obolochki s vklyucheniem pri izgibe / A. B. Kozin, O. B. Papkvskaya // Pr. Odes. politehn. un-tu. – 2014 – Vip. 2 (44). – S. 15-20.
8. Novozhilov V. V. Teoriya tonkih obolochek / V. V. Novozhilov. – Leningrad: Sudpromgiz, 1962. – 431 s.
9. Gahov F. D. Kraevyie zadachi / F. D. Gahov. – M.: Nauka, 1977. – 640 s.

Козін О.Б.
Національний університет «Одеська юридична академія»
Папковська О.Б., Козіна М.О.
Одеський національний політехнічний університет

ПОЛОГА ЦИЛІНДРИЧНА ОБОЛОНКА З ЖОРСТКИМ ВНУТРІШНІМ ПІДКРІПЛЕННЯМ ПІД ЗОВНІШНІМ ТИСКОМ

Анотація
Ця стаття цікава застосуванням узагальненого методу інтегральних перетворень до аналізу напружено – деформованого стану оболонок похилій кривизни у вигляді смуги. У даній роботі циліндрична оболонка, яка вигинається, має опору. Ця опора вважається внутрішній, жорсткою і напівнескінченною. Опора викликає скачки узагальнених перерізувальних сил. Пропонується будувати і аналізувати рішення цієї проблеми за допомогою узагальненого методу інтегральних перетворень.
Ключові слова: вигин, циліндрична оболонка, жорстка опора, узагальнений метод інтегральних перетворень.

Козин А.Б.
Национальный университет «Одесская юридическая академия»
Папковская О.Б., Козина М.А.
Одесский национальный политехнический университет

ПОЛОГАЯ ЦИЛЛИНДРИЧЕСКАЯ ОБОЛОЧКА С ЖЕСТКИМ ВНУТРЕННИМ ПОДКРЕПЛЕНИЕМ ПОД ВНЕШНИМ ДАВЛЕНИЕМ

Аннотация
Эта статья интересна применением обобщенного метода интегральных преобразований к анализу напряженно – деформированного состояния оболочек пологой кривизны в виде полосы. В данной работе цилиндрическая оболочка, которая изгибается, имеет опору. Эта опора считается внутренней, жесткой и полубесконечной. Опора вызывает скачки обобщенных перерезывающих сил. Предлагается строить и анализировать решения этой проблемы с помощью обобщенного метода интегральных преобразований.
Ключевые слова: изгиб, цилиндрическая оболочка, жесткая опора, обобщенный метод интегральных преобразований.