



УДК 539

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРИ КОЛЬЦА НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ С ДВУМЯ СВОБОДНЫМИ ГРАНИЦАМИ

В. О. Бытев, Е. А. Гербер

Тюменский государственный университет (Институт математики и компьютерных наук),
кафедра математического моделирования
E-mail: vbytev@utmn.ru, e.a.gerber@gmail.com

В статье рассматривается решение задачи по определению поля скоростей и поля температуры внутри теплоизолированного кольца несжимаемой вязкой жидкости с двумя свободными границами в неклассической модели гидродинамики. Решение системы уравнений Навье – Стокса и теплопроводности получено на основе численных методов. Анализ результатов численного эксперимента выявил влияние недиссипативной вязкости на распределение температуры внутри кольца.

Ключевые слова: гидродинамика, уравнения Навье – Стокса, распределение температуры, жидкое кольцо, свободные границы.

ВВЕДЕНИЕ

Статья посвящена задаче отыскания решений уравнений Навье – Стокса и теплопроводности (осесимметричный вариант уравнений) для плоского теплоизолированного кольца вязкой несжимаемой жидкости со свободными границами, совершающего вращательно-симметричное движение по инерции в рамках неклассической модели гидродинамики [1]. Примером рассматриваемого объекта может быть газопылевое облако.

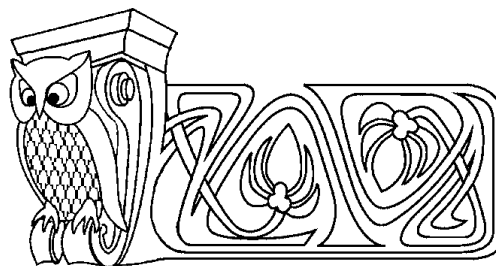
В работе Л. В. Овсянникова [2] впервые определяются основы подхода к изучению задач со свободными границами. Однозначная разрешимость задачи по описанию динамики кольца в рамках классической системы уравнений Навье – Стокса была доказана в [3], там же была установлена и асимптотика его поведения при $t \rightarrow \infty$. Динамика свободного кольца при стремлении коэффициента кинематической вязкости к нулю ($\nu \rightarrow 0$) рассматривалась в работе В. В. Пухначева [4]. В работах О. М. Лаврентьевой [5, 6] изучено поведение жидкого кольца при наличии сил поверхностного натяжения.

Ввиду того что в рамках неклассической модели гидродинамики вместо коэффициента динамической вязкости используется ее тензорный аналог, в котором наряду с обычной динамической вязкостью присутствует ещё и ее недиссипативная часть, становится интересным вопрос о характере ее влияния как на поле скоростей, так и на вид распределения температуры. В работах [7, 8] были представлены результаты численного моделирования, позволившие выявить характер влияния недиссипативной составляющей тензора вязкости на поле скоростей жидкого кольца.

Целью данного исследования является вопрос, связанный с выявлением степени влияния недиссипативной составляющей тензора вязкости на распределение температуры внутри движущегося теплоизолированного кольца вязкой несжимаемой жидкости. В литературе известно лишь ограниченное число случаев, допускающих интегрирование уравнений Навье – Стокса в аналитическом виде, поэтому достижение успеха в этой области возможно лишь при использовании численных методов. Все результаты этого исследования получены в процессе численного моделирования.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В классической модели стоксовой жидкости тензор напряжений имеет вид $T = -pI + 2\mu D$, где I — шаровой единичный тензор, μ — обычная динамическая вязкость, D — тензор скорости деформации.



Temperature Distribution Inside the Ring of Liquid with Two Free Borders in the Nonclassical Model of Hydrodynamics

V. O. Bytev, E. A. Gerber

Tyumen State University (Institute of Mathematics and Computer Sciences),
Chair of Mathematical Modeling
E-mail: vbytev@utmn.ru, e.a.gerber@gmail.com

The article deals with the task to determine the velocity field and temperature field inside the insulated ring of incompressible viscous fluid with two free boundaries in the non-classical model of hydrodynamics. The solution to the Navier – Stokes equations and heat equation obtained by numerical methods. Analysis of the results of numerical experiments reveal the effect of nondissipative viscosity on the temperature distribution inside the ring.

Key words: hydrodynamics, Navier – Stokes equations, temperature distribution, liquid ring, free borders.



Впервые в работе [9] авторами был рассмотрен вариант обобщения модели стоксовой жидкости, в которой вместо обычной динамической вязкости используется тензор динамической вязкости в следующем виде:

$$M = \begin{pmatrix} \mu & \mu_0 \\ -\mu_0 & \mu \end{pmatrix},$$

где μ_0 — недиссипативная составляющая общей вязкости, которая формально может иметь любой знак. Таким образом, рассматривается своеобразный вариант анизотропной вязкости. Система уравнений для описания движения кольца и потока тепла в нем с учетом вида тензора вязкости представлена в виде

$$\begin{cases} \rho \frac{d\vec{u}}{dt} - M\Delta\vec{u} + \nabla p = 0, \\ \operatorname{div} \vec{u} = 0, \\ \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div} (k\nabla T) + 2(MD) : D, \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{u}(u_r(t, r); u_\phi(t, r))$ — вектор скорости, а для уравнения теплопроводности использовано обозначение скалярного произведения тензоров. В предположении осесимметричности плоского движения свободного жидкого кольца выпишем в явном виде уравнения, связанные с переносом импульса и теплоты в полярной системе координат. После проведения несложных преобразований вид слагаемого, связанного с диссипацией энергии в уравнении теплопроводности, совпал с таковым в классической трактовке, при этом все слагаемые связанные с недиссипативной вязкостью сократились. Таким образом, систему уравнений (1) можно записать в следующей форме:

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\phi^2}{r} - \nu \left(\frac{\partial u_r}{r \partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right) + \nu_0 \left(\frac{u_\phi}{r^2} - \frac{\partial u_\phi}{r \partial r} - \frac{\partial^2 u_\phi}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_\phi}{\partial t} + \frac{u_r u_\phi}{r} + u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \nu_0 \left(\frac{\partial u_r}{r \partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right) + \nu \left(\frac{u_\phi}{r^2} - \frac{\partial u_\phi}{r \partial r} - \frac{\partial^2 u_\phi}{\partial r^2} \right) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \mu \left\{ 2 \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\phi}{r} \right) \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

Если все теплофизические величины жидкости являются константами, то система уравнений распадается на две независимые группы. Первые три уравнения не содержат слагаемых, связанных с температурой, а решение последнего уравнения можно найти только в том случае, если известно решение первых трех уравнений для поля скоростей. Конвективная составляющая температурного поля зависит от радиальной составляющей скорости, а диссипативная — от обеих составляющих скорости. Граничные условия для уравнений (2)–(4) можно определить из условия равенства нулю тензора напряжений на свободных границах при $r = R_{1,2}(t)$, а именно из следующих равенств:

$$\begin{cases} T_{rr} = -p + 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} + \mu_0 \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \right) = 0, \\ T_{r\phi} = \mu \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \right) - 2\mu_0 \frac{\partial u_r}{\partial r} = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Движение жидкости возможно лишь при наличии внешних массовых сил (в нашем случае их нет), либо при наличии внешних сил, создающих перепад давления, либо при наличии начального распределения поля скоростей, обусловленного внешними силами (в этом случае будет происходить движение вязкой жидкости по инерции). Очевидно, что начальное распределение поля скоростей должно быть согласовано с условиями (6). Таким образом, если задано начальное распределение скорости, а соответственно и давления, то появляется возможность отыскания решения системы уравнений для поля скоростей, но трудность его поиска связана с тем, что в данной системе в явном виде не присутствует уравнение для определения поля давления. Для решения этой проблемы, как правило, прибегают к



эквивалентной форме записи системы уравнений для скоростей в виде системы уравнений в переменных скорость – давление или эквивалентной ей в переменных функция тока и вихрь. Приведем для справки систему уравнений в переменных скорость – вихрь:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + u_r \frac{\partial \Omega}{\partial r} = \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} \right], \\ \frac{\partial p_r}{r \partial r} + \frac{\partial^2 p_r}{\partial r^2} = \rho \left[\nu_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} \right) - \left\{ u_r \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right) + \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 \right\} \right], \end{cases}$$

где $\Omega = \frac{u_\phi}{r} + \frac{\partial u_\phi}{\partial r}$ – вспомогательная переменная для описания вихря. Основное отличие полученной системы от системы уравнений для классического варианта описания поведения стоксовой жидкости, связано со слагаемым $\nu_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} \right)$ в уравнении для определения давления (в классическом варианте оно отсутствует). Таким образом, можно сказать, что недиссипативная вязкость может влиять не только на закономерности изменения поля скоростей, но и поля давления в жидкости.

Главной проблемой поиска численного решения системы уравнений (2)–(5) является то, что область интегрирования меняется в зависимости от времени. Для решения этой проблемы авторами [7, 10] использовался прием, связанный с введением новых переменных, позволяющих осуществить отображение изменяющейся области интегрирования на фиксированную область. В качестве переменной, отслеживающей изменение положения внутренней границы кольца, взято отношение $\xi(t) = \frac{R_2^2(t)}{R_{20}^2}$. Можно показать, что новая переменная $\eta = -\xi + \frac{r^2}{R_{20}^2}$, определяющая положение любой

точки жидкого кольца, будет изменяться в фиксированных пределах, а именно $0 \leq \eta \leq a = \frac{R_{10}^2}{R_{20}^2} - 1$. Последнее соотношение обусловлено тем, что осесимметричный характер движения сохраняет форму кольца, а его площадь в силу условия несжимаемости должна оставаться постоянной. Если кроме этого перейти к безразмерным переменным:

$$u_r = \frac{\nu \Psi(t)}{r}, \quad u_\phi = \frac{\nu \omega(r, t) r}{R_{20}^2}, \quad \tau = \frac{\nu t}{R_{20}^2},$$

где ν – обычная кинематическая вязкость, а $\Psi(t)$, $\omega(r, t)$ – неизвестные функции, определяющие закономерности изменения радиальной и угловой составляющих скорости, то система уравнений (2)–(5) вместе с начальными и краевыми условиями переписется в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{d\tau} &= \frac{a\Psi(\Psi - 4)}{\xi(a + \xi) \ln(1 + \xi/a)} + \frac{1}{\ln(1 + \xi/a)} \int_0^a \left(4\varepsilon \frac{\partial \omega}{\partial \eta} + \omega^2 \right) d\eta, \quad \Psi(0) = \Psi_0, \quad \frac{d\xi(\tau)}{d\tau} = 2\Psi, \quad \xi(0) = 1, \\ \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{2\Psi \omega}{(\xi + \eta)} &= 8 \frac{\partial \omega}{\partial \eta} + 4(\xi + \eta) \frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2}, \quad \left(\frac{\partial \omega}{\partial \eta} + \frac{\varepsilon}{(\xi + \eta)^2} \Psi \right) \Big|_{\eta=0, a} = 0, \quad \omega(\eta, 0) = \omega_0(\eta), \quad (7) \\ A \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= B \frac{\partial}{\partial \eta} \left((\xi + \eta) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + \frac{\Psi^2}{(\xi + \eta)^2} + (\xi + \eta)^2 \left(\frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right)^2, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0, a} = 0, \quad \Theta(\eta, 0) = \Theta_0(\eta), \end{aligned}$$

где использована безразмерная величина $\varepsilon = \nu_0/\nu$, равная отношению соответствующих вязкостей, A, B – комбинация теплофизических характеристик жидкости, $\Theta = T(t, \eta)/T_{baz}$ – относительная температура.

Для проведения экспериментов по численному моделированию использовалась программа «Ring v1.1» [10], написанная на языке Delphi на основе конечно разностной аппроксимации системы уравнений (7). Тестирование программы осуществлялось путем сравнения численного решения с известным аналитическим решением при начальном условии $\Psi_0 = 4$ для первого уравнения этой системы. Анализ результатов численного моделирования показал достаточно хорошее согласие между этими решениями. Использование этой программы позволило исследовать характер влияния недиссипативной вязкости на динамику жидкого кольца в зависимости от ее величины и знака отношения



вязкостей ε путем варьирования ее значений. Для осуществления сквозного счета программа «Ring v1.1», была доработана, и к блоку численного решения уравнений движения и неразрывности был добавлен блок для численного расчета температурного поля.

2. ИТОГИ РАСЧЕТА

На первом этапе численного моделирования распределения температуры во вращающемся жидком кольце проводились для воды, т. е. использовались ее теплофизические характеристики. Значения параметра ε выбиралось из интервала $[0.001 \div 40]$. В нулевой момент времени относительная температура кольца принималась одинаковой, что соответствует значению для относительной температуры $\Theta(0, \eta) = 1$. Этот вариант начального распределения был выбран для того, чтобы процесс диссипации энергии движения жидкого кольца был доминирующим при условии, что границы кольца теплоизолированы. Несмотря на то что поле скоростей менялось достаточно существенно, никаких эффектов влияния недиссипативной составляющей вязкости обнаружено не было. Результаты численного эксперимента с большой точностью выдавали $\Theta(\tau, \eta) = 1$, для любого набора значений параметра ε , т. е. первоначальное распределение температуры в жидком вращающемся кольце практически оставалось неизменным.

Для объяснения подобного поведения температурного поля была проведена оценка величины диссипативной части энергии, которая перейдет в тепло для реального вещества, например в нашем случае для воды. Характерные значения рассчитанных составляющих скорости равны соответственно: $u_r = 5 \cdot 10^{-6} \frac{m}{sec}$ и $u_\phi = 0.5 \cdot 10^{-6} \frac{m}{sec}$. Абсолютное значение модуля скорости $|\vec{u}| \approx 5 \cdot 10^{-6} \frac{m}{sec}$. Если вся кинетическая энергия перейдет в тепло, то справедливо равенство

$$m \frac{u^2}{2} = m C_p \Delta T. \quad (8)$$

Подставляя соответствующие значения в (8), получим оценку для разности температур $\Delta T = \frac{u^2}{2C_p} \approx \frac{25 \cdot 10^{-12}}{2 \cdot 2.6 \cdot 10^3} \approx 5 \cdot 10^{-15}$ град. Величина абсолютно неувимая на фоне ошибок, получающихся в ходе процесса численного решения системы (7). Таким образом, показано, что для ньютоновской жидкости, которой является обычная вода, в зоне ламинарного течения (число Рейнольдса $Re = \frac{5 \cdot 10^{-6} \cdot 0.5}{1 \cdot 10^{-6}} \approx 3$), влияние недиссипативной вязкости ничтожно мало.

Для того, чтобы выявить эффект влияния недиссипативной вязкости на распределение температуры и сделать его более выпуклым, дальнейший процесс численного моделирования был проведен для жидкости с физическими характеристиками, равными $C_p = 1$, $\rho = 1$, $\lambda = 1$, $\nu = 1$, в соответствующих размерностях при прежних условиях.

Результаты численного моделирования в этом случае показывают заметное влияние величины недиссипативной вязкости на поведение температурного поля. Иллюстрация поведения относительной температуры представлена на рис. 1, где показан характер ее изменения в радиальном направлении в разные моменты относительного времени. Поле скоростей было построено для начального радиального распределения скорости при $\Psi_0 = 4$, что соответствует тому, что радиальная составляющая скорости направлена от центра кольца в начальный момент времени.

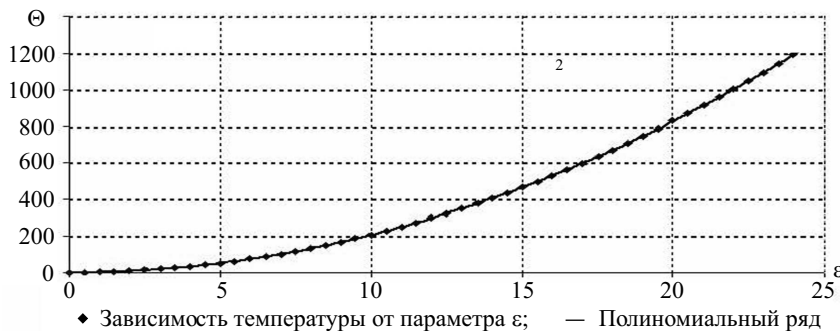


Рис. 1. Изменение распределения температуры вдоль радиуса в разные моменты времени



Относительная температура кольца меняется достаточно динамично. Вначале идет разогрев наружной части кольца, а затем и внутренней. Подобное поведение можно объяснить разностью абсолютных величин скоростей на границах кольца. По истечении некоторого времени температура кольца достигает своего максимального значения и становится практически постоянной по всей площади кольца, так как кольцо практически останавливается. Величина максимальной относительной температуры $\Theta_{max} = \text{const}$ напрямую определяется лишь абсолютным значением ε , т. е. величиной недиссипативной вязкости, так как по условию в нашем случае, $\nu = 1$.

Используем данные по составляющим скорости для этого случая, например при $\varepsilon = 10$ получили следующие средние по радиусу составляющие скорости: радиальная — $u_{r_sr} = 5 \frac{m}{sec}$, угловая — $u_{\phi_sr} = 80 \frac{m}{sec}$. Оценка числа Рейнольдса дает величину $Re \approx 80$, что позволяет сделать вывод о том, что движение жидкости для этого случая все еще осуществляется в ламинарном режиме.

Так как температура кольца стремится к насыщению, то становится интересным характер зависимости $\Theta_{max}(\varepsilon)$ — максимального значения относительной температуры от абсолютной величины отношения вязкостей. На рис. 2 изображена зависимость $\Theta_{max}(\varepsilon)$ при прочих фиксированных характеристиках. Набор точек, полученных в результате численного моделирования для величины нагрева кольца $\Delta\Theta_{max}(\varepsilon) = \Theta_{max}(\varepsilon) - 1$ достаточно хорошо описывается зависимостью

$$\Delta\Theta_{max}(\varepsilon) = 2\varepsilon^2. \quad (9)$$

Объяснение подобного поведения, скорее всего, возможно на основании соотношения (8). Действительно, при всех имеющихся допущениях прирост относительной температуры за счет диссипации будет пропорционален квадрату средней скорости вращения. Поскольку начальное распределение угловой составляющей скорости должно быть согласовано с граничным условием для третьего уравнения системы (7), то в качестве начального распределения угловой скорости, соответствующего этому условию, в данной программе использовалось выражение $\omega(0, \eta) = \varepsilon\Psi_0/(1 + \eta)$. Очевидно, что в данном случае начальное распределение угловой части скорости, являющейся основной составляющей полной скорости элемента жидкости (рис. 3), прямо пропорционально отношению вязкостей, что и объясняет квадратичную зависимость прироста относительной температуры. Таким образом, можно считать, что нет прямого влияния недиссипативной составляющей вязкости на распределение относительной температуры. Что касается характера влияния недиссипативной вязкости на поведение составляющих полной скорости, то следует отметить, что с ростом ее величины заметным образом изменяется характер поведения радиальной составляющей скорости движения жидкого кольца.

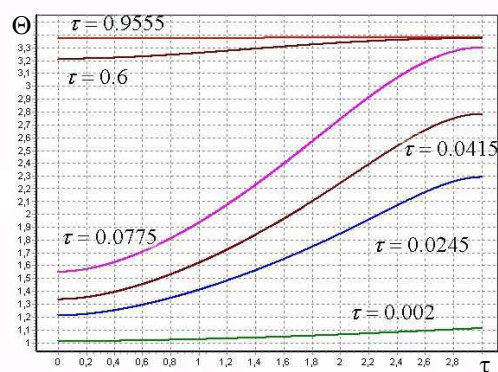


Рис. 2. Зависимость $\Theta_{max}(\varepsilon)$

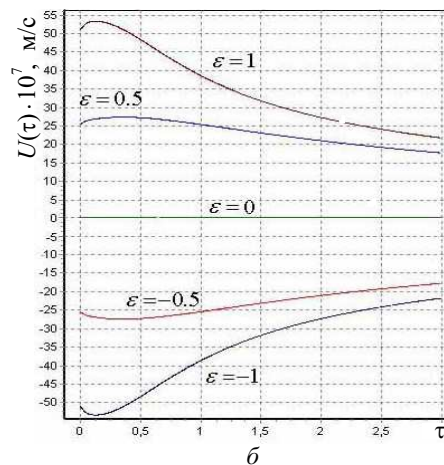
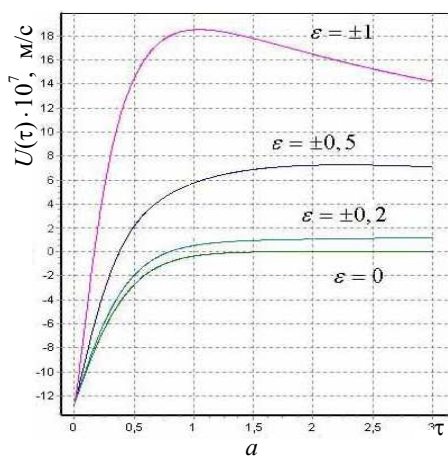


Рис. 3. Изменение вектора скорости скорости при различных значениях ε и $\Psi_0 = -4$: а — изменение радиальной составляющей скорости, б — изменение угловой составляющей скорости



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе созданной программы был проведен численный эксперимент по определению как поля скоростей, так и поля температур жидкого кольца. На основе полученных результатов исследован эффект влияния недиссипативной составляющей тензора вязкости на вид распределения температурного поля. Показано, что для реальных жидкостей эффект повышения температуры за счет диссипации ничтожен. На примере модельной жидкости исследован характер прогрева вращающегося по инерции жидкого теплоизолированного кольца со свободными границами и предложен вариант объяснения полученной закономерности. Так же установлено, что недиссипативная составляющая тензора вязкости влияет на изменение температурного поля кольца только косвенно, через поле скоростей.

Библиографический список

1. Андреев В. К., Бублик В. В., Бытев В. О. Симметрии неклассических моделей гидродинамики. Новосибирск, 2003. 352 с.
2. Овсянников Л. В. Общие уравнения и примеры // Задача о неустановившемся движении жидкости со свободной границей: сб. работ теор. отдела ИГ СО АН СССР. Новосибирск, 1967. С. 5–75.
3. Бытев В. О. Неустановившиеся движения кольца вязкой несжимаемой жидкости со свободными границами // ПМТФ. 1970. № 3. С. 88–98.
4. Пухначев В. В. Неклассические задачи теории пограничного слоя. Новосибирск, 1980.
5. Лаврентьева О. М. Неустановившееся движение вращающегося кольца вязкой капиллярной жидкости // Динамика сплошной среды: сб. науч. тр. ИГ СО АН СССР. Новосибирск, 1978. Вып. 31. С. 52–60.
6. Лаврентьева О. М. Предельные режимы движения вращающегося вязкого кольца // Динамика сплошной среды: сб. науч. тр. ИГ СО АН СССР. Новосибирск, 1980. Вып. 44. С. 15–34.
7. Бытев В. О., Гербер Е. А. Об одной задаче с двумя свободными границами // Современные проблемы математики и её прикладные аспекты: материалы Всерос. науч.-практ. конф. Пермь, 2010. С. 100.
8. Бытев В. О., Гербер Е. А. Численное моделирование динамики жидкого кольца // Научные информационные технологии: тр. XIV молодежной науч.-практ. конф. Переславль-Залесский, 2010. С. 109–114.
9. Bytev V. O. Building of Mathematical Models of continuum media on the basis of invariante principle // Acta Appl. Math. 1989. Vol. 16. P. 117–142
10. Бытев В. О., Гербер Е. А. О восстановлении точного решения и о распространении температуры в кольце жидкости // Математическое и информационное моделирование: сб. науч. тр. Тюмень, 2009. Вып. 11. С. 50–57.

УДК 539.374

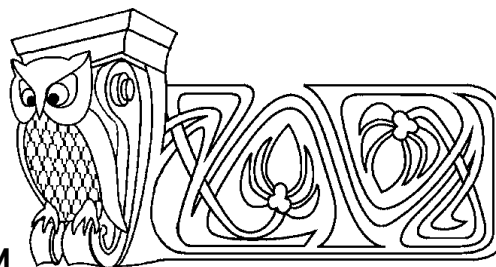
УСТОЙЧИВОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С УПРУГОВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКИМ ЗАПОЛНИТЕЛЕМ ПРИ ОСЕВОМ НАГРУЖЕНИИ

Д. В. Гоцев

Военный авиационный инженерный университет, Воронеж,
кафедра математики
E-mail: rbgotsev@mail.ru

В рамках точных трехмерных уравнений устойчивости исследована устойчивость состояния равновесия цилиндрической оболочки с наполнителем при осевом нагружении. Вычисления проводились для случая, когда материал оболочки моделировался упругим телом, а материал наполнителя – средой со сложными реологическими свойствами – упруговязкопластической. Дана оценка влияния на величину критического давления параметров оболочки и наполнителя.

Ключевые слова: точные трехмерные уравнения, устойчивость равновесия, цилиндрическая оболочка, наполнитель, сложная реология, осевое сжатие.



Stability of the Cylindrical Cover with the Elastic-Viscous-Plastic Filler at Axial Compression

D. V. Gotsev

Military Aviation Engineering University, Voronezh,
Chair of Mathematics
E-mail: rbgotsev@mail.ru

Within the limits of the exact three-dimensional equations of stability of an equilibrium state of a cylindrical cover with a filler is investigated at axial compression. Calculations were spent for a case when the cover material was modelled by an elastic body, and a filler material – environment with difficult rheological properties – elastic-viscous-plastic. The estimation of influence on size of critical pressure of parameters of a cover and a filler is given.

Key words: exact three-dimensional equations, stability of balance, cylindrical cover, filler, difficult rheology, axial compression.