

УДК 519.63:517.958

## Применение метода R-функций к численному анализу задач обтекания в цилиндрической системе координат

С. Н. Ламтюгова, М. В. Сидоров

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Украина*

В статье рассматривается стационарная задача обтекания цилиндрического тела вязкой несжимаемой жидкостью. Для линеаризованной (по Озеену) задачи обтекания предлагается численный метод решения, основанный на совместном использовании методов R-функций и Галеркина, для нелинейной – методов R-функций, последовательных приближений и Галеркина. Вычислительный эксперимент проведен для задачи обтекания кругового и эллиптического цилиндров для различных чисел Рейнольдса.

**Ключевые слова:** вязкая жидкость, задача обтекания, линеаризация Озеена, метод R-функций, метод последовательных приближений, метод Галеркина.

В статті розглядається стаціонарна задача обтікання циліндричного тіла в'язкою нестисливою рідиною. Для лінеаризованої (за Озееном) задачі обтікання пропонується чисельний метод розв'язання, заснований на сумісному використанні методів R-функцій і Гальоркіна, для нелінійної – методів R-функцій, послідовних наближень і Гальоркіна. Обчислювальний експеримент проведено для задачі обтікання кругового і еліптичного циліндрів для різних чисел Рейнольда.

**Ключові слова:** в'язка рідина, задача обтікання, лінеаризація Озеена, метод R-функцій, метод послідовних наближень, метод Гальоркіна.

In the paper we consider the stationary viscous incompressible fluid flow past the cylindrical body. We propose for the linearized (by Oseen) flow problem a numerical solution method, based on the joint use the R-functions method and the Galerkin method, and for the nonlinear flow problem – on the joint use the R-functions method, the successive approximations method and the Galerkin method. Computational experiment conducted for the task of flow past circular and elliptic cylinders for different Reynolds numbers.

**Key words:** viscous fluid, flow problem, the Oseen linearization, the R-functions method, the successive approximations method, the Galerkin method.

### 1. Введение

Математическое моделирование и численный анализ в последнее время все активнее используются при изучении динамики вязкой жидкости. Необходимость моделировать вязкие течения возникает, например, в гидроаэродинамике, теплоэнергетике, химической кинетике, биомедицине и т.д. Описывающие их уравнения Навье-Стокса [1-3] имеют существенные особенности – нелинейность и наличие малого параметра при старшей производной (величина обратная числу Рейнольдса). Кроме того, их часто приходится решать в областях сложной геометрии, которая к тому же может быть неограниченной. В большинстве случаев при численном решении задач обтекания условия на бесконечности сносятся на некоторый контур, расположенный достаточно далеко от обтекаемого тела, что приводит к дополнительным погрешностям в приближенном решении.

Существует обширный класс течений, в которых можно пренебречь нелинейными членами и получить линейную задачу. Полное пренебрежение инерционными членами приводит к так называемым уравнениям ползущего течения или уравнениям Стокса [4-6]. Однако для задачи обтекания цилиндрического тела безграничной вязкой несжимаемой жидкостью не существует решения уравнений Стокса (парадокс Стокса) [4, 5, 7]. В этом случае пользуются приближением Озеена [4, 7, 8].

Точно учесть геометрию области, а также краевые условия, можно, воспользовавшись конструктивным аппаратом теории R-функций акад. НАН Украины В. Л. Рвачева [9]. Метод R-функций в задачах гидродинамики использовался Колосовой С. В., Суворовой И. Г., Максименко-Шейко К. В., Сидоровым М. В., но рассматривались задачи расчета течений идеальной жидкости [10], вязкой в ограниченных областях [11-13] или вязкой при наличии винтовой симметрии [14]. Задачи внешнего обтекания тел вязкой жидкостью с использованием метода R-функций не рассматривались, хотя они составляют важный класс прикладных задач. Поэтому разработка новых, а также совершенствование существующих методов математического моделирования внешних стационарных течений вязкой несжимаемой жидкости методом R-функций является актуальной научной проблемой.

В данной работе рассматривается применение методов R-функций, последовательных приближений и Галеркина для математического моделирования линейной (линеаризация Озеена) и нелинейной стационарных задач обтекания цилиндрического тела вязкой несжимаемой жидкостью.

Настоящая работа распространяет результаты, полученные в [15], на случай вязкой несжимаемой жидкости и опирается на конструктивный аппарат теории R-функций акад. НАН Украины В. Л. Рвачева [9].

## 2. Постановка задачи

**Задача 1.** Рассмотрим задачу медленного обтекания равномерным потоком вязкой несжимаемой жидкости со скоростью  $U_\infty$  цилиндрического тела, сечением которого является конечная область  $\Omega$  с кусочно-непрерывной границей  $\partial\Omega$  [4, 8]:

$$v \Delta^2 \psi + A(\Delta \psi) = 0 \text{ вне } \bar{\Omega}, \quad (2.1)$$

$$\psi|_{\partial\Omega} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{n}}|_{\partial\Omega} = 0, \quad (2.2)$$

$$\psi \sim U_\infty \rho \sin \varphi \text{ при } \rho \rightarrow \infty, \quad (2.3)$$

где  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ ,  $\Delta^2 \psi = \Delta(\Delta \psi)$ ,  $A\zeta = -\cos \varphi \frac{\partial \zeta}{\partial \rho} + \frac{\sin \varphi}{\rho} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi}$ ,  $v = \text{Re}^{-1}$ ,

$\text{Re}$  – число Рейнольдса,  $\psi = \psi(\rho, \varphi)$  – функция тока, связанная с компонентами вектора скорости соотношениями  $v_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi}$ ,  $v_\varphi = -\frac{\partial \psi}{\partial \rho}$ ,  $v_z = 0$ ,  $\mathbf{n}$  – внешняя к  $\partial\Omega$  нормаль.

**Задача 2.** Рассмотрим нелинейную стационарную задачу обтекания цилиндрического тела потоком вязкой несжимаемой жидкости [16]:

$$v\Delta^2\psi = \frac{1}{\rho} \frac{\partial\psi}{\partial\varphi} \frac{\partial(\Delta\psi)}{\partial\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial\psi}{\partial\rho} \frac{\partial(\Delta\psi)}{\partial\varphi} \text{ вне } \bar{\Omega}. \quad (2.4)$$

Уравнение (2.4) дополняется краевыми условиями (2.2) и условием на бесконечности (2.3).

### 3. Метод решения задач 1 и 2

Для решения задач 1 и 2 предлагается использовать метод R-функций акад. НАН Украины В. Л. Рвачева [9].

Пусть вне  $\bar{\Omega}$  известна достаточно гладкая функция  $\omega(\rho, \varphi)$ , обладающая следующими свойствами:

$$\begin{aligned} 1) & \omega(\rho, \varphi) > 0 \text{ вне } \bar{\Omega}; \\ 2) & \omega(\rho, \varphi)|_{\partial\Omega} = 0; \\ 3) & \left. \frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{n}} \right|_{\partial\Omega} = -1, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор внешней нормали к  $\partial\Omega$ .

Введем в рассмотрение достаточно гладкую функцию  $y = f_M(x)$  из [15], которая удовлетворяет условиям:

$$\begin{aligned} \text{а)} & f_M(0) = 0; \quad \text{б)} f'_M(0) = 1; \\ \text{в)} & f'_M(x) \geq 0 \quad \forall x \geq 0; \\ \text{г)} & f_M(x) \equiv 1 \quad \forall x \geq M \quad (M = \text{const} > 0). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Условиям (3.2) удовлетворяет, например, функция [15]:

$$f_M(x) = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\frac{Mx}{x-M}\right), & 0 \leq x < M; \\ 1, & x \geq M. \end{cases} \quad (3.3)$$

Очевидно,  $f_M(x) \in C^\infty[0, \infty)$ . Обозначим  $\omega_M(\rho, \varphi) = f_M[\omega(\rho, \varphi)]$ .

Легко проверить, что функция  $\omega_M(\rho, \varphi)$  удовлетворяет условиям 1) – 3) из (3.1). Кроме того,  $\omega_M(\rho, \varphi) \equiv 1$ , если  $\omega(\rho, \varphi) \geq M$ .

Заметим, что это условие означает, что если функция  $\omega(\rho, \varphi)$  монотонно возрастает при удалении от  $\partial\Omega$ , то функция  $\omega_M(\rho, \varphi)$  отлична от единицы лишь в некоторой кольцеобразной области  $\{0 \leq \omega(\rho, \varphi) < M\}$ , которая содержится во внешности  $\bar{\Omega}$  и прилегает к  $\partial\Omega$ .

Нами доказана следующая теорема [6].

**Теорема.** При любом выборе достаточно гладких функций  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  ( $\Phi_1 \cdot \rho^{-1} \rightarrow 0$  при  $\rho \rightarrow +\infty$ ) краевым условиям (2.2) и условию на бесконечности (2.3) точно удовлетворяет функция вида

$$\psi = \omega_M^2(\psi_0 + \Phi_1) + \omega_M^2(1 - \omega_M)\Phi_2, \quad (3.4)$$

где  $\psi_0 = U_\infty (\rho - R^2 \cdot \rho^{-1}) \sin \varphi$  – решение задачи об обтекании идеальной жидкостью кругового цилиндра радиуса  $R$  (считаем, что цилиндр радиуса  $R$  целиком лежит внутри обтекаемого тела),  $\omega_M = f_M(\omega)$ ,  $f_M(\omega)$  имеет вид (3.3), а  $\omega$  – функция, обладающая свойствами (3.1).

**Задача 1.** Для аппроксимации неопределенных компонент  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  воспользуемся проекционным методом Галеркина [17]. Функции  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  представим в виде

$$\Phi_1 \approx \Phi_1^{m_1} = \sum_{k=1}^{m_1} \alpha_k \cdot \varphi_k, \quad \Phi_2 \approx \Phi_2^{m_2} = \sum_{j=1}^{m_2} \beta_j \cdot \tau_j, \quad (3.5)$$

где  $\{\varphi_k(\rho, \varphi)\} = \left\{ \rho^{2-k} \frac{\cos k\varphi}{\sin k\varphi}, k=3, 4, \dots; \rho^{-k} \frac{\cos k\varphi}{\sin k\varphi}, k=1, 2, \dots \right\}$  – полная система частных решений уравнения  $\Delta^2 \psi = 0$  относительно внешности цилиндра конечного радиуса;  $\{\tau_j(\rho, \varphi)\} = \left\{ \cos 2\varphi, \sin 2\varphi, \rho^{j+2} \frac{\cos j\varphi}{\sin j\varphi}, \rho^j \frac{\cos j\varphi}{\sin j\varphi}, j=1, 2, \dots \right\}$  – полная система частных решений уравнения  $\Delta^2 \psi = 0$  относительно области  $\{\omega(\rho, \varphi) < M\}$ .

Таким образом, приближенное решение нашей задачи ищем в виде

$$\psi \approx \psi_N = \omega_M^2 (\psi_0 + \Phi_1^{m_1}) + \omega_M^2 (1 - \omega_M) \Phi_2^{m_2}. \quad (3.6)$$

Зададимся полной относительно всей плоскости последовательностью функций

$$\{f_i(\rho, \varphi)\} = \left\{ \omega_M^2(\rho, \varphi) \rho^{2-k} \frac{\cos k\varphi}{\sin k\varphi}, k=3, 4, \dots; \omega_M^2(\rho, \varphi) \rho^{-k} \frac{\cos k\varphi}{\sin k\varphi}, k=1, 2, \dots; \right. \\ \left. \omega_M^2(\rho, \varphi) \frac{\cos 2\varphi}{\sin 2\varphi}, \omega_M^2(\rho, \varphi) \rho^{j+2} \frac{\cos j\varphi}{\sin j\varphi}, \omega_M^2(\rho, \varphi) \rho^j \frac{\cos j\varphi}{\sin j\varphi}, j=1, 2, \dots \right\}. \quad (3.7)$$

Значения коэффициентов  $\alpha_k$  ( $k=1, 2, \dots, m_1$ ) и  $\beta_j$  ( $j=1, 2, \dots, m_2$ ) в соответствии с методом Галеркина найдем из условия ортогональности невязки  $R_n = \nu \Delta^2 \psi_n + A(\Delta \psi_n)$  первым  $N$  ( $N = m_1 + m_2$ ) элементам последовательности (3.7)

$$(R_N, f_i) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (3.8)$$

причем в силу свойств функции  $\omega_M$  и координатных функций интегрирование в (3.8) при вычислении скалярных произведений можно производить только по конечной области  $\{0 \leq \omega(\rho, \varphi) < M\}$ .

**Задача 2.** Задача (2.4), (2.2), (2.3) была решена методом последовательных приближений. В качестве начального приближения  $\psi^{(0)}$  было взято приближенное решение соответствующей линейной задачи Озеена. Если

приближение  $\psi^{(p)}$  известно, то следующее приближение  $\psi^{(p+1)}$  находим как решение линейной задачи

$$\nu \Delta^2 \psi^{(p+1)} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi^{(p)}}{\partial \varphi} \frac{\partial \Delta \psi^{(p)}}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi^{(p)}}{\partial \rho} \frac{\partial \Delta \psi^{(p)}}{\partial \varphi} \text{ вне } \bar{\Omega},$$

$$\psi^{(p+1)} \Big|_{\partial \Omega} = 0, \quad \frac{\partial \psi^{(p+1)}}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\partial \Omega} = 0, \quad \psi^{(p+1)} \sim U_\infty \rho \sin \varphi \text{ при } \rho \rightarrow \infty, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

На каждом шаге итерационного процесса приближенное решение ищем в виде функции  $\psi^{(p+1)} = \omega_M^2 (\psi_0 + \Phi_1^{(p+1)}) + \omega_M^2 (1 - \omega_M) \Phi_2^{(p+1)}$ , которая при любом выборе достаточно гладких функций  $\Phi_1^{(p+1)}$  и  $\Phi_2^{(p+1)}$  ( $\Phi_1^{(p+1)} \cdot \rho^{-1} \rightarrow 0$  при  $\rho \rightarrow +\infty$ ) точно удовлетворяет краевым условиям (2.2) и условию на бесконечности (2.3). Для аппроксимации неопределенных компонент  $\Phi_1^{(p+1)}$  и  $\Phi_2^{(p+1)}$  используем проекционный метод Галеркина [17]. Функции  $\Phi_1^{(p+1)}$  и  $\Phi_2^{(p+1)}$  аппроксимируются выражениями вида (3.5). В результате решения полученной системы линейных уравнений получаем новое приближение. Итерации следует прекратить, когда  $\|\psi^{(p+1)} - \psi^{(p)}\| < \varepsilon$ , где  $\varepsilon > 0$  – малое число.

Можно доказать сходимость итерационного процесса при малых числах Рейнольдса. Вычислительный эксперимент показал, что итерационный процесс расходится при  $Re > 10$ .

При  $Re > 10$  предлагается использовать нелинейный метод Галеркина. Приближенное решение задачи (2.4), (2.2), (2.3) ищем в виде (3.6), где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  имеют вид (3.5). Коэффициенты  $\alpha_k$  и  $\beta_j$  найдем из условия ортогональности невязки  $Q_N$  элементам  $f_1, \dots, f_N$  проекционной последовательности (3.7):

$$(Q_N, f_i) = 0, \quad i = 1, \bar{N}, \quad N = m_1 + m_2, \quad (3.9)$$

где  $Q_N = \nu \Delta^2 \psi_N - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_N}{\partial \varphi} \frac{\partial (\Delta \psi_N)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi_N}{\partial \rho} \frac{\partial (\Delta \psi_N)}{\partial \varphi}$ , причем в силу свойств функции  $\omega_M$  и координатных функций интегрирование в (3.9) при вычислении скалярных произведений можно производить только по конечной области  $\{0 \leq \omega(\rho, \varphi) < M\}$ .

В результате получим систему нелинейных уравнений, каждое из которых представляет собой квадратичную функцию относительно  $\alpha_k$  и  $\beta_j$ . Полученная система решается методом Ньютона. В качестве начального приближения выбирается набор  $\alpha_k$  и  $\beta_j$ , соответствующий решению задачи Озеена, или, при больших числах Рейнольдса, решению, полученному при меньших числах Рейнольдса.

#### 4. Вычислительный эксперимент

Вычислительный эксперимент был проведен для задачи обтекания кругового цилиндра  $x^2 + y^2 = R^2$  при  $U_\infty = 1$ ,  $R = 1$ ,  $m_1 = 8$ ,  $m_2 = 14$ ,  $Re = 0,01; 5; 10; 15$  и эллиптического цилиндра  $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$  при  $U_\infty = 1$ ,  $a = 2$ ,  $b = 1$ ,  $m_1 = 12$ ,  $m_2 = 18$ ,  $Re = 0,01; 10; 20; 30$ .

На рис. 1 – 4 представлены линии уровня функции тока полученного приближенного решения для задачи обтекания кругового цилиндра.

Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей за круговым цилиндром представлены на рис. 5 – 8.

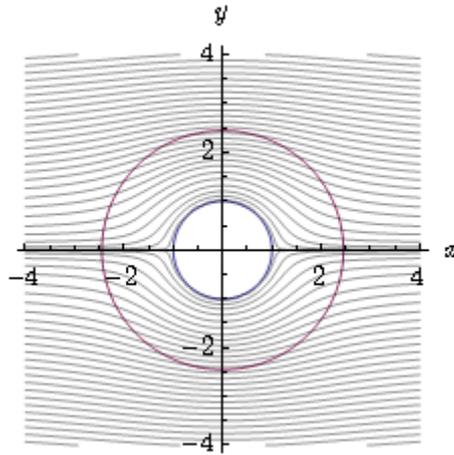


Рис. 1. Линии уровня функции тока при  $Re = 0,01$

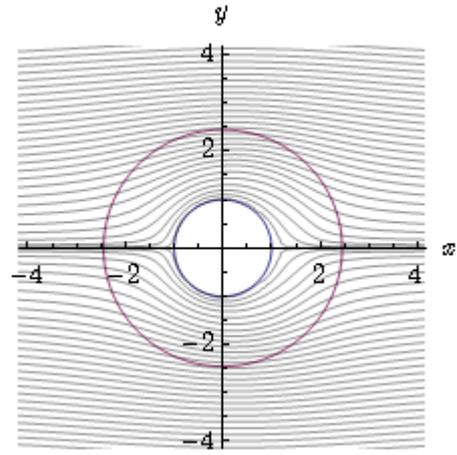


Рис. 2. Линии уровня функции тока при  $Re = 5$

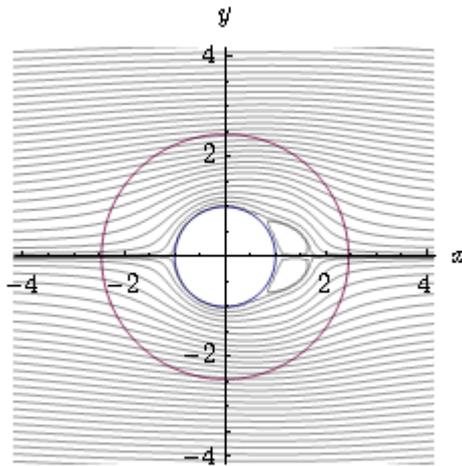


Рис. 3. Линии уровня функции тока при  $Re = 10$

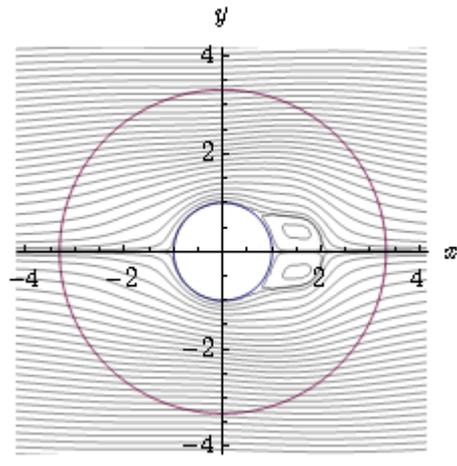


Рис. 4. Линии уровня функции тока при  $Re = 15$

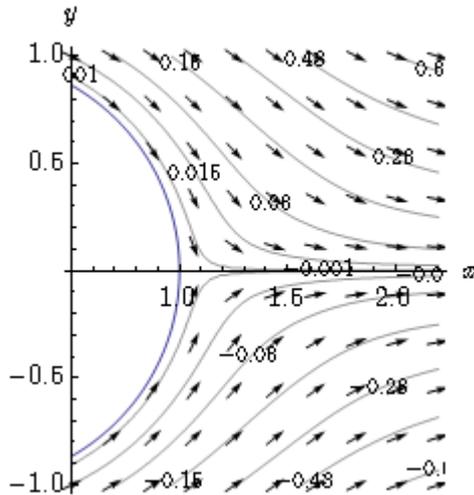


Рис. 5. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 0,01$

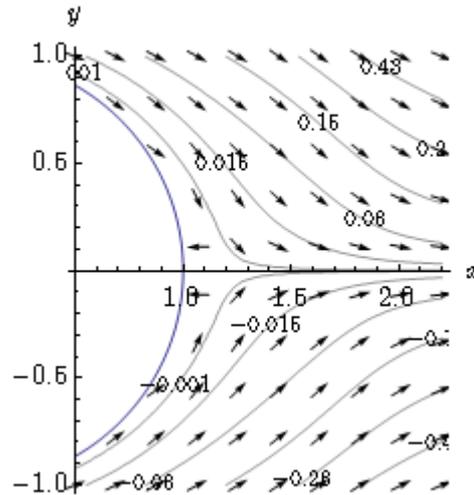


Рис. 6. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 5$

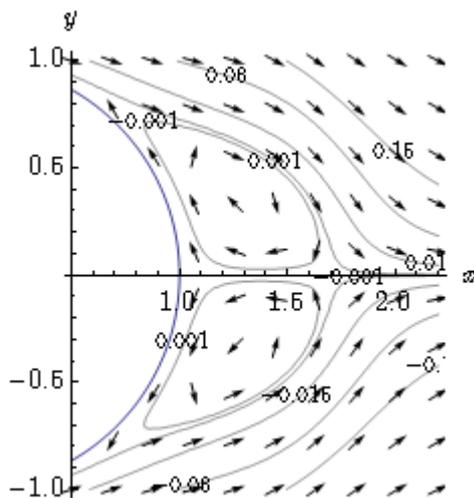


Рис. 7. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 10$

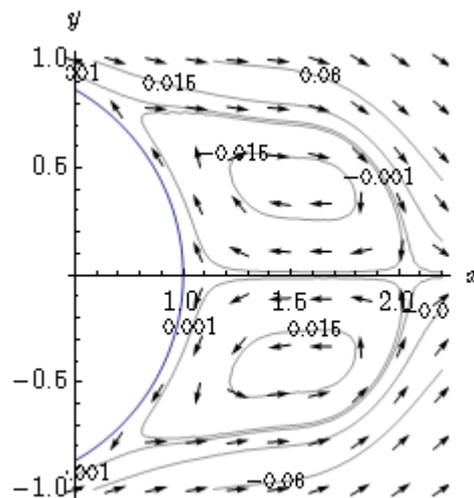


Рис. 8. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 15$

На рис. 9 – 12 представлены линии уровня функции тока полученного приближенного решения для задачи обтекания эллиптического цилиндра.

Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей за эллиптическим цилиндром представлены на рис. 13 – 16.

Как видно из рисунков, при малых числах Рейнольдса обтекание симметричное, без образования отрывной зоны в кормовой области тела. При увеличении числа Рейнольдса характер обтекания изменяется: за телом

появляються вторичні вихри, збільшується їх розмір і інтенсивність, що совпадає з фізическими експериментами.

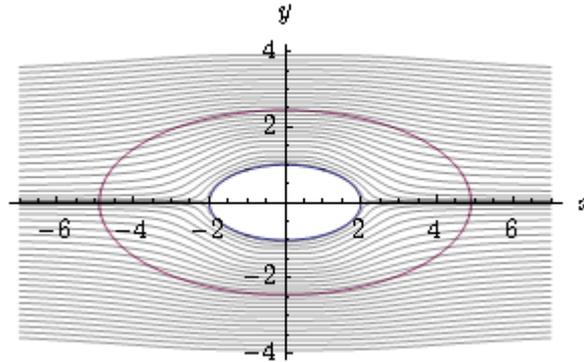


Рис. 9. Линии уровня функции тока при  $Re = 0,01$

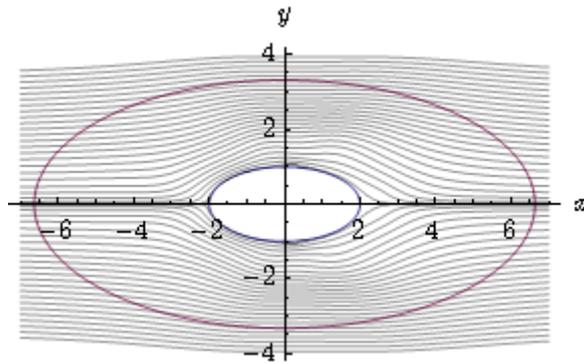


Рис. 10. Линии уровня функции тока при  $Re = 10$

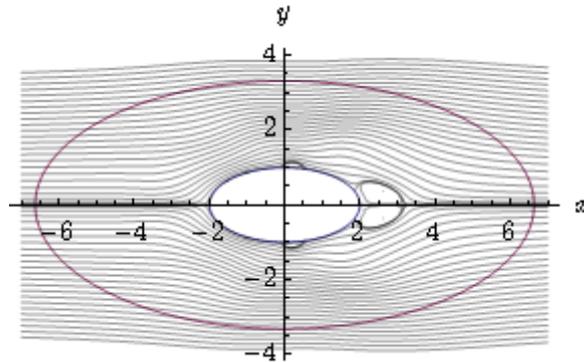


Рис. 11. Линии уровня функции тока при  $Re = 20$

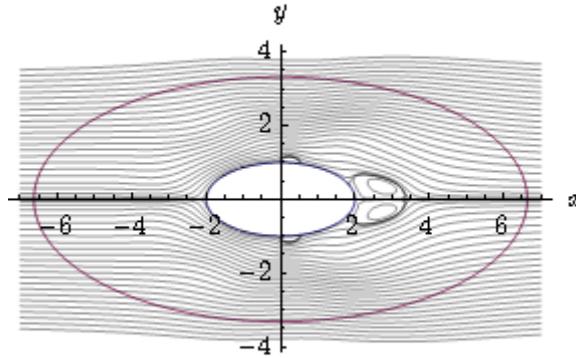


Рис. 12. Линии уровня функции тока при  $Re = 30$

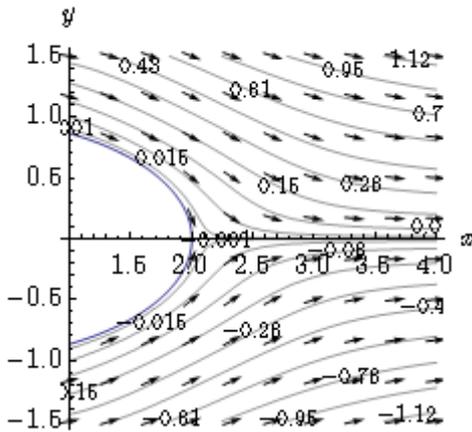


Рис. 13. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 0,01$

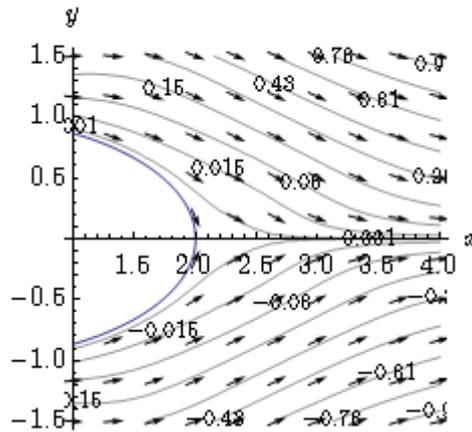


Рис. 14. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 10$

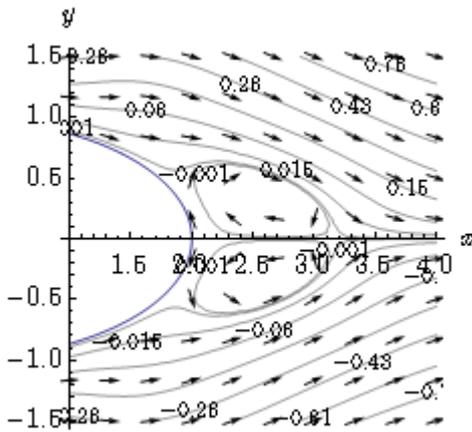


Рис. 15. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 20$

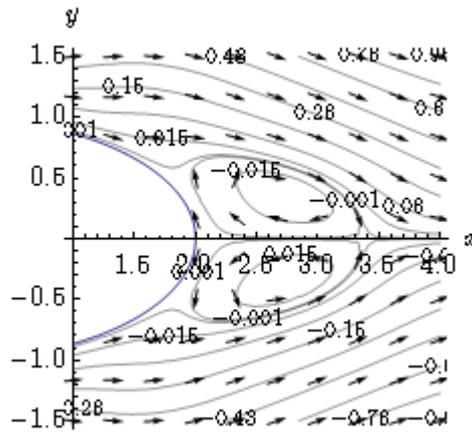


Рис. 16. Детализированные картины линий уровня и векторных полей скоростей при  $Re = 30$

## 5. Выводы

В работе впервые разработан численный метод расчета внешних течений вязкой несжимаемой жидкости, основанный на совместном применении методов R-функций, последовательных приближений и Галеркина, который отличается от известных методов универсальностью (алгоритм не изменяется при изменении геометрии области) и тем, что структура решения точно учитывает как краевые условия на границе обтекаемого тела, так и условие на бесконечности. Для различных чисел Рейнольдса численно решена задача обтекания кругового и эллиптического цилиндров вязкой несжимаемой жидкостью. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами физических экспериментов [18, 19] и результатами, полученными другими авторами [3, 20-23]. Разработанный метод позволяет проводить математическое моделирование разных физико-механических и биологических внешних течений. Этим и определяется научная новизна и практическая значимость полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ламб Г. Гидродинамика: в 2 т. – Ижевск: РХД, 2003. – Т. 1. – 542 с. – Т.2. – 482 с.
2. Ландау Л. Ф., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: в 10 т. – М.: Физматлит, 2001 – 2005. – Т. 6: Гидродинамика. – 736 с.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
4. Кутепов А. М., Полянин А. Д., Запryanов З. Д. [и др.]. Химическая гидродинамика: справочное пособие. – М.: Квантум, 1996. – 336 с.
5. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. – М.: Мир, 1976. – 630 с.
6. Ламтюгова С. Н. Математическое моделирование линеаризованных задач обтекания в сферической и цилиндрической системах координат // Вісник Запорізького національного університету. Серія: фізико-математичні науки. – 2012. – № 1. – С. 112 – 122.
7. Шкадов В. Я., Запryanов З. Д. Течения вязкой жидкости. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. – 200 с.
8. Бабенко К. И., Введенская Н. Д., Орлова М. Г. Расчет стационарного обтекания кругового цилиндра вязкой жидкостью // Журнал вычислит. математики и мат. физики. – 1975. – 15 (№ 1). – С. 183 – 196.
9. Рвачев В. Л. Теория R-функций и некоторые ее приложения. – К.: Наук. думка, 1982. – 552 с.
10. Колосова С. В. Применение проекционных методов и метода R-функций к решению краевых задач в бесконечных областях. Дисс. ... к. ф.-м. н.: 01.01.07 – Вычислительная математика. – Харьков: ХИРЭ, 1972. – 85 с.
11. Колосова С. В., Сидоров М. В. Применение метода R-функций к расчету плоских течений вязкой жидкости // Вісн. ХНУ. Сер. Прикл. матем. і мех. – 2003. – № 602. – С. 61 – 67.

12. Суворова И. Г. Компьютерное моделирование осесимметричных течений жидкости в каналах сложной формы // Вестн. НТУ ХПИ. – Харьков, 2004. – № 31. – С. 141 – 148.
13. Тевяшев А. Д., Гибкина Н. В., Сидоров М. В. Об одном подходе к математическому моделированию плоских стационарных течений вязкой несжимаемой жидкости в конечных односвязных областях // Радиоэлектроника и информатика. – 2007. – № 2. – С. 50 – 57.
14. Максименко-Шейко К. В. Математическое моделирование теплообмена при движении жидкости по каналам с винтовым типом симметрии методом R-функций // Доп. НАН України. – 2005. – № 9. – С. 41 – 46.
15. Стрельченко А.Й., Колосова С.В., Рвачов В.Л. Про один метод розв'язування крайових задач // Доп. АН УРСР, сер. А. – № 9. – 1972. – С. 837 – 839.
16. Полянин А. Д., Зайцев В. Ф. Справочник по нелинейным уравнениям математической физики: точные решения. – М.: Физматлит, 2002. – 432 с.
17. Красносельский М. А., Вайникко Г. М., Забрейко П. П. [и др.]. Приближенное решение операторных уравнений. – М.: Наука, 1969. – 420 с.
18. Милн-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1964. – 660 с.
19. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. – М.: Мир, 1986. – 184 с.
20. Приходько А. А., Редчиц Д. А. Численное моделирование нестационарного течения в следе за цилиндром на основе уравнений Навье-Стокса // Прикладна гідромеханіка. – 2005. – 7 (79), № 1. – С. 56–71.
21. Ермаков М. К. Исследование возможностей матричных методов для решения уравнений Навье-Стокса // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2010. – Т. 9. – С. 1 – 8.
22. Dennis S. C. R., Chang Gau-Zu. Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 100 // J. Fluid Mech. – 1970. – V. 42. – P. 471 – 489.
23. D. Arumuga Perumal, Gundavarapu V. S. Kumar and Anoop K. Dass. Lattice Boltzmann simulation of viscous flow past elliptical cylinder // CFD Letters. – 2012. – V. 4(3). – P. 127 – 139.