Рассматривая формулы (20)—(23), приходим к следующим выводам. Для длинных волн (ω достаточно мала) декремент затухания β в два раза больше по абсолютной величине, чем β_0. Для более коротких волн это различие увеличивается: с ростом ω $|\beta|$ увеличивается, в то время как $|\beta_0|$ уменьшается. Кроме того, β, так же как и β_0, в отличие от случая бесконечно глубокой жидкости, зависит от коэффициента поверхностного натяжения. Частоты колебаний δ и δ_0, меньше, чем для идеальной жидкости. Величина, на которую уменьшается частота колебаний в обоих случаях (с точностью до $O(1/R)$), равна модулю декремента затухания.

Автор приносит благодарность В. Г. Левичу, обратившему внимание за эту задачу, и Н. Н. Моисееву за полезные замечания.

Поступила II XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959.
2. Моисеев Н. Н. О краевых задачах для линеаризированных уравнений Навье — Стокса в случае, когда вязкость мала. Ж. вычислительн. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 3, стр. 548—550.
3. Багаева Н. Я., Моисеев Н. Н. Три задачи о колебании вязкой жидкости. Ж. вычислительн. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 2, стр. 317—326.
4. Шмидт А. Г. Гравитационные и капиллярные волны на поверхности шарового слоя вязкой гравитирующей жидкости. Ж. вычислительн. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 1, стр. 183—189.
5. Шмидт А. Г. Колебания вязкой жидкости конечной глубины, вызванные начальным смещением ее свободной поверхности. Ж. вычислительн. матем. и матем. физ., 1965, т. 5, № 2, стр. 287—297.
6. Сретенский Л. Н. О волнах на поверхности вязкой жидкости. Тр. ЦАГИ, 1941, № 541.
7. Вишик М. И., Люстерник Л. А. Регулярное вырождение и пограничный слой для линейных дифференциальных уравнений с малым параметром. Успехи матем. н., 1957, т. 12, вып. 5 (77), стр. 3—120.

МЕТОД МАЛОГО ПАРАМЕТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ОПОРНОМ ПОДШИПНИКЕ

Г. И. Бодяков, Л. А. Оганесян

(Ленинград)

Рассмотрим установившееся течение вязкой несжимаемой жидкости между двумя цилиндрами. Один из цилиндров является круговым и вращается около своей оси с постоянной угловой скоростью ω, а другой неподвижен. Последний близок по форме к некоторому круговому цилиндру, соосному с первым.

1. Введем цилиндрическую систему координат (r, ϑ, z_1), направив ось z_1 по оси вращающегося цилиндра. Запишем уравнения движения жидкости между описанными выше цилиндрами в безразмерном виде, взяв за масштаб длины характерный размер внешнего цилиндра, а за масштаб времени $1/\omega$. Согласно [1], они запишутся так:

$$R(\nabla\times\mathbf{V})\times\mathbf{V} = -\nabla H - \nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}),\qquad \nabla\mathbf{V}=0,\ H = p + R\mathbf{V}\mathbf{V}/2 \tag{1.1}$$

Здесь R — число Рейнольдса, $\mathbf{V}$ — безразмерный вектор скорости, ∇ — оператор Гамильтона, p — гидродинамическое давление.

Неподвижный цилиндр в выбранной системе координат задается уравнением $r = a + \varepsilon a\Phi(\vartheta)$, где ε и a — константы. При этом, если неподвижен внешний цилиндр, то $a = 1$, если внутренний $a = r_1$ $(r_1 < 1)$.

Граничные условия для уравнения (1.1) запишутся так:
если вращается внутренний цилиндр

$$\mathbf{V} = \mathbf{E}\ \text{ при } r = r_1,\qquad \mathbf{V} = 0\ \text{ при } r = 1 + \varepsilon\Phi(\vartheta) \tag{1.2}$$

если вращается внешний цилиндр

$$V = 0 \quad \text{при } r = r_1 + \varepsilon r_1 \Phi(\vartheta), \qquad \mathbf{V} = \mathbf{E} \quad \text{при } r = 1 \tag{1.3}$$

Здесь $\mathbf{E}$ — вектор с компонентами $E_r = 0$, $E_\vartheta = 1$.

Кроме (1.2) и (1.3), в дальнейшем будет использовано условие периодичности гидродинамического давления по ϑ.

При малых ε и $|\Phi(\vartheta)| < \text{const}$ область, занятая жидкостью, мало отличается от кругового кольца. Относительно кривых, ограничивающих эту область, предполагаем выполненными все условия из [2]. Отобразим конформно область, занятую жидкостью, на круговое кольцо. Отображающая функция может быть записана в виде $\zeta = \rho e^{i\varphi} = z + \varepsilon\Phi_1(z, \varepsilon)$, где $z = re^{i\vartheta}$. При конформном отображении фиксируется радиус внутреннего круга $\rho = 1$, тогда радиус внешнего круга $\rho = \beta$ определится данными задачи.

Уравнение (1.1) с краевыми условиями (1.2) или (1.3) перепишем в новой ортогональной системе координат (ρ, φ). При этом введем новые искомые функции $\mathbf{V}'$ и p' по формулам

$$\mathbf{V}' = J^{1/2}\mathbf{V} - \mathbf{V}_0, \qquad p' = p - p_0 \qquad \left(J = \left|\frac{d\zeta}{dz}\right|^2 = 1 + \varepsilon\Phi_2(\rho, \varphi)\right)$$

Здесь J — якобиан преобразования координат.

Компоненты вектор-функции V_0 и функция p_0 определяются так:

$$u_0 = 0, \qquad v_0 = \frac{1}{1-\beta^2}\left(\rho - \frac{\beta^2}{\rho}\right), \qquad p_0 = \frac{1}{(1-\beta^2)^2}\left(0.5\rho^2 - 2\beta^2 \ln\rho - \frac{0.25\beta^4}{\rho^4}\right) + \text{const} \tag{1.4}$$

если вращается внутренний цилиндр

$$u_0 = 0, \qquad v_0 = \frac{\beta}{\beta^2 - 1}\left(\rho - \frac{1}{\rho}\right), \qquad p_0 = \frac{\beta^2}{(\beta^2-1)}\left(0.5\rho^2 - 2\ln\rho - \frac{0.25}{\rho^4}\right) + \text{const} \tag{1.5}$$

если вращается внешний цилиндр.

В последующем предполагается, что $\Phi_2(\rho, \varphi) \in C^{(1)}(\Omega)$, где $\Omega(\rho, \varphi)$ — кольцо, определяемое неравенствами $1 \leqslant \rho \leqslant \beta$, $0 \leqslant \varphi < 2\pi$.

После указанных замен уравнение (1.1) и краевые условия (1.2) или (1.3) перепишутся так (штрих в обозначении неизвестных в дальнейшем опустим):

$$R\left[(\nabla\times\mathbf{V}_0)\times\mathbf{V} + (\nabla\times\mathbf{V})\times\mathbf{V}_0 + (\nabla\times\mathbf{V})\times\mathbf{V}\right] = -\nabla H_1 - \nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}) + \varepsilon\mathbf{F}(\mathbf{V}) \tag{1.6}$$

$$\nabla\mathbf{V} = 0, \qquad H_1 = p + 0.5R(\mathbf{V}_0\mathbf{V} + \mathbf{V}\mathbf{V}), \qquad \mathbf{V} = 0 \quad \text{при } \rho = 1, \quad \rho = \beta$$

$$\begin{aligned}\mathbf{F}(\mathbf{V}) = &-R\Phi_3(\nabla\times\mathbf{V}_0)\times\mathbf{V}_0 - \Phi_3\nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}_0) - \nabla\Phi_3\times(\nabla\times\mathbf{V}_0) - R\Phi_3[(\nabla\times\mathbf{V}_0)\times\\ &\times\mathbf{V} + (\nabla\times\mathbf{V})\times\mathbf{V}_0] - \Phi_3\nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}) - R\Phi_3(\nabla\times\mathbf{V})\times\mathbf{V} -\\ &-\nabla\Phi_3\times(\nabla\times\mathbf{V}), \qquad \Phi_3 = -\Phi_2/(1+\varepsilon\Phi_2)\end{aligned}$$

Решение задачи (1.6) ищем в виде рядов по малому параметру ε

$$\mathbf{V} = \sum_{n=1}^{\infty}\mathbf{V}_n\varepsilon^n, \qquad H_1 = \sum_{n=1}^{\infty}H_{1,n}\varepsilon^n \tag{1.7}$$

Подставим выражения из (1.7) в (1.6) и соберем члены при одинаковых степенях параметра ε. Получим следующую последовательность линейных уравнений и краевых условий к ним:

$$R\left[(\nabla\times\mathbf{V}_0)\times\mathbf{V}_n + (\nabla\times\mathbf{V}_n)\times\mathbf{V}_0\right] + \nabla H_{1,n} + \nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}_n) = \mathbf{f}_n \tag{1.8}$$

$$\nabla\mathbf{V}_n = 0, \qquad \mathbf{V}_n = 0 \quad \text{при } \rho = 1, \quad \rho = \beta$$

$$\begin{aligned}\mathbf{f}_n = &-\frac{R}{1+\varepsilon\Phi_2}\sum_{k=1}^{n-1}(\nabla\times\mathbf{V}_k)\times\mathbf{V}_{n-k} - R\Phi_3[(\nabla\times\mathbf{V}_0)\times\mathbf{V}_{n-1} +\\ &+(\nabla\times\mathbf{V}_{n-1})\times V_0] - \Phi_3\nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}_{n-1}) - \nabla\Phi_3\times(\nabla\times\mathbf{V}_{n-1}) + \chi_n\end{aligned} \tag{1.9}$$

Здесь

$$\chi_n = 0 \quad \text{при } n > 1$$

$$\chi_1 = -R\Phi_3(\nabla \times \mathbf{V}_0) \times \mathbf{V}_0 - \Phi_3\nabla \times (\nabla \times \mathbf{V}_0) - \nabla\Phi_3 \times (\nabla \times \mathbf{V}_0)$$

2. Докажем разрешимость задачи (1.8). Покажем предварительно, что она имеет единственное решение в пространстве вектор-функции $V_n \in W_2^2(\Omega)$ и $H_{1,n} \in W_2^1(\Omega)$. В дальнейшем предполагается, что все операции в (1.8) записаны в полярной системе координат.

Рассмотрим задачу (1.8) при $\mathbf{f}_n \equiv 0$. Умножим первое векторное уравнение этой задачи скалярно на $\partial \mathbf{V}_n / \partial\varphi$ и проинтегрируем по области Ω. Вектор-функция $\partial \mathbf{V}_n / \partial\varphi \in W_2^1$ и соленоидальна. Вследствие ортогональности соленоидальных функций, обращающихся в нуль на границе области, к функциям вида $\nabla H_{1,n}$, придем к следующему равенству:

$$R\int_\Omega \frac{\partial \mathbf{V}_n}{\partial\varphi}[(\nabla \times \mathbf{V}_n) \times \mathbf{V}_0 + (\nabla \times \mathbf{V}_0) \times \mathbf{V}_n]\rho d\rho d\varphi + \int_\Omega \frac{\partial \mathbf{V}_n}{\partial\varphi}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{V}_n)\rho d\rho d\varphi = 0 \qquad (2.1)$$

Можно показать, что второй интеграл в этом равенстве по формулам векторного анализа может быть преобразован так:

$$\int_\Omega \frac{\partial \mathbf{V}_n}{\partial\varphi}\nabla \times (\nabla \times \mathbf{V}_n)\rho d\rho d\varphi = \int_\Omega \left(\nabla \times \frac{\partial \mathbf{V}_n}{\partial\varphi}\right)(\nabla \times \mathbf{V}_n)\rho d\rho d\varphi + \int_\Gamma \left[\frac{\partial \mathbf{V}_n}{\partial\varphi} \times (\nabla \times \mathbf{V}_n)\right]_{\mathbf{n}} d\Gamma$$

Здесь Γ — граница области Ω, а $\mathbf{n}$ — вектор нормали к Γ. Вследствие того, что — $\partial \mathbf{V}_n / \partial\varphi = 0$ на Γ, интеграл по контуру исчезает. Легко проверить, что $\nabla \times \partial \mathbf{V}_n / \partial\varphi = \partial(\nabla \times \mathbf{V}_n) / \partial\varphi$. Выполнив в правой части предыдущего равенства интегрирование по φ, придем к выводу, что второй интеграл в (2.1) равен нулю. Оставшиеся в (2.1) члены, выраженные в проекциях скорости на направления ρ и φ, запишутся так:

$$R\int_\Omega \left\{v_0\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_n}{\partial\varphi}\right)^2\right] - 2v_0 v_n \frac{\partial u_n}{\partial\varphi} + u_n \frac{\partial v_n}{\partial\varphi}\frac{d\rho v_0}{d\rho}\right\} d\rho\, d\varphi = 0$$

Здесь u_n и v_n — компоненты вектора $\mathbf{V}_n$.

Интегрирование по частям и ряд несложных преобразований приводят последнее равенство к виду

$$R\int_\Omega \left\{v_0\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_n}{\partial\varphi}\right)^2\right] + \frac{1}{2}\frac{d}{d\rho}\left[\frac{2v_0}{\rho} + \frac{1}{\rho}\frac{d\rho v_0}{d\rho}\right](\rho u_n)^2\right\} d\rho\, d\varphi = 0 \qquad (2.2)$$

В случае, когда v_0 определяется по формуле (1.5), равенство (2.2) может быть переписано следующим образом:

$$\int_\Omega \left\{\frac{\rho^2 - 1}{\rho}\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_n}{\partial\varphi}\right)^2\right] + \frac{2}{\rho}u_n^2\right\} d\rho\, d\varphi = 0$$

Из последнего равенства очевидно, что $u_n \equiv 0$ и v_n не зависит от φ. В этом случае проекция на направление φ первого уравнения краевой задачи (1.8) при $\mathbf{f}_n \equiv 0$ может быть записана в виде

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_n}{\partial\varphi} = \frac{d^2 v_n}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{dv_n}{d\rho} - \frac{v_n}{\rho^2} \qquad (2.3)$$

Воспользуемся теперь условием периодичности гидродинамического давления. Правая часть уравнения (2.3) не зависит от φ. Интегрируя (2.3) по φ $(0 \leqslant \varphi < 2\pi)$ и используя периодичность p_n по φ, получим уравнение

$$\frac{d^2 v_n}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{dv_n}{d\rho} - \frac{v_n}{\rho^2} = 0$$

Из этого уравнения и граничных условий для v_n следует, что $v_n \equiv 0$. Следовательно, в том случае, когда вращается внешний цилиндр, уравнения (1.8) имеют единственное решение.

Рассмотрим теперь случай, когда вращается внутренний цилиндр. В этом случае v_0 определяется по формуле (1.4) и равенство (2.2) может быть переписано следующим образом:

$$\int_\Omega \frac{\beta^2-\rho^2}{\rho}\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2+\left(\frac{\partial v_n}{\partial\varphi}\right)^2\right]d\rho\, d\varphi = 2\beta^2\int_\Omega \frac{u_n^2}{\rho}\,d\rho\, d\varphi$$

В последнем равенстве заменим $\partial v_n / \partial\varphi$ согласно уравнению неразрывности выражением $-(u_n+\rho\partial u_n/\partial\rho)$. Получим равенство

$$\int_\Omega\left\{\frac{\beta^2-\rho^2}{\rho^2}\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2+\rho^2\left(\frac{\partial u_n}{\partial\rho}\right)^2+u_n^2\right]+(\beta^2-\rho^2)\frac{\partial u_n^2}{\partial\rho}\right\}d\rho\, d\varphi = 2\beta^2\int_\Omega\frac{u_n^2}{\rho}\,d\rho\, d\varphi$$

Отсюда, интегрируя по частям член $(\beta^2-\rho^2)\,\partial u_n^2/\partial\rho$, получим

$$\int_\Omega\left\{\frac{\beta^2-\rho^2}{\rho}\left[\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2+\rho^2\left(\frac{\partial u_n}{\partial\rho}\right)^2\right]+\rho u_n^2\right\}d\rho\, d\varphi = \beta^2\int_\Omega\frac{u_n^2}{\rho}\,d\rho\, d\varphi \leqslant \beta^2\int_\Omega u_n^2\,d\rho\, d\varphi \qquad (2.4)$$

Пусть функция u_n удовлетворяет неравенству (2.4). Тогда она удовлетворяет и более грубому неравенству.

$$\int_\Omega\left[\frac{\beta^2-\rho^2}{\rho}\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2+\rho u_n^2+(\beta+1)(\beta-\rho)\left(\frac{\partial u_n}{\partial\rho}\right)^2\right]d\rho\, d\varphi \leqslant \beta^2\int_\Omega u_n^2\,d\rho\, d\varphi$$

и тем более удовлетворяет неравенству

$$\int_\Omega\left\{\frac{\beta^2-\rho^2}{\rho}\left(\frac{\partial u_n}{\partial\varphi}\right)^2+\rho u_n^2+[\beta+1-\beta^2(\beta-1)](\beta-\rho)\left(\frac{\partial u_n}{\partial\rho}\right)^2\right\}d\rho\, d\varphi \leqslant 0 \qquad (2.5)$$

полученному из предыдущего заменой правой части по неравенству

$$\int_\Omega u_n^2\,d\rho\, d\varphi \leqslant (\beta-1)\int_\Omega(\beta-\rho)\left(\frac{\partial u_n}{\partial\rho}\right)^2 d\rho\, d\varphi$$

Последнее неравенство справедливо для функций, обращающихся в нуль на границах кольца. При $\beta+1-\beta^2(\beta-1)\geqslant 0$ из (2.5) следует, что $u_n\equiv 0$, а тогда, как и выше, получим, что $v_n\equiv 0$. Таким образом, и в этом случае имеет место единственность решения задачи (1.8). Во втором случае единственность удалось показать для β, удовлетворяющих неравенству $\beta+1-\beta^2(\beta-1)\geqslant 0$, т. е. для $\beta\in(1,\ 1.84)$. Основное применение рассматриваемая задача находит в теории опорных высокооборотных подшипников, в которой указанное ограничение на β всегда выполнено.

Задачу (1.8) перепишем в операторном виде

$$A\,\mathbf{V}_n,\ H + B\,\mathbf{V}_n,\ H = \mathbf{f}_n \qquad (2.6)$$

оператору A соответствует краевая задача

$$\nabla\times(\nabla\times\mathbf{V}_n)+\nabla H_n=\mathbf{f}_n,\qquad \nabla\mathbf{V}_n=0,\qquad \mathbf{V}_n|_\Gamma=0$$

Последняя исследована в [3]. В этой работе показано, что оператор A, как оператор из W_2^2 в L_2, имеет ограниченный обратный A^{-1}. Оператор B определяется из (1.8), область его задания шире области задания оператора A.

Умножив (2.6) слева на A^{-1}, придем к уравнению

$$\mathbf{V}_n,H+T\,\mathbf{V}_n,H=\mathbf{f}_n' \qquad (2.7)$$

где $\mathbf{f}_n'=A^{-1}\mathbf{f}_n$, $T=A^{-1}B$ — вполне непрерывный оператор из $\overset{\circ}{W}{}_2^2$ в L_2. Это следует из того, что A^{-1} ограничен, а B вполне непрерывен [4], как оператор из $\overset{\circ}{W}{}_2^2$ в L_2. Из доказанной единственности решения краевой задачи (1.8) по теоремам Фредгольма следует ее разрешимость и оценка

$$\| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2} \leqslant c \| \mathbf{f}_n \|_{L_2} \tag{2.8}$$

Используя свойства нормы и неравенство Коши, получим из (1.9) оценку

$$\| \mathbf{f}_n \|_{L_2} \leqslant C_1 \left[\| \mathbf{V}_{n-1} \|_{W_2^2} + \sum_{k=1}^{n-1} \| \mathbf{V}_{n-k} \|_{L_4} \| \nabla \times \mathbf{V}_k \|_{L_4} + \| \chi_n \|_{L_2} \right] \tag{2.9}$$

Здесь c_1 определяется через функции Φ_2, Φ_3 и $\mathbf{V}_0$. Из теорем вложения [4] и из (2.9) следует оценка

$$\| \mathbf{f}_n \|_{L_2} \leqslant C_1 \left[\| \mathbf{V}_{n-1} \|_{W_2^2} + C_2 \sum_{k=1}^{n-1} \| \mathbf{V}_{n-k} \|_{W_2^2} \| \mathbf{V}_k \|_{W_2^2} + \| \chi_n \|_{L_2} \right] \tag{2.10}$$

где c_2 — константа из соответствующих теорем вложения.

Воспользовавшись (2.10), запишем (2.8) так:

$$\| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2} \leqslant C_3 \left[\| \mathbf{V}_{n-1} \|_{W_2^2} + \sum_{k=1}^{n-1} \| \mathbf{V}_{n-k} \|_{W_2^2} \| \mathbf{V}_k \|_{W_2^2} + \| \chi_n \|_{L_2} \right] \tag{2.11}$$

$$(C_3 = C \max (C_1, C_2 C_1, 1))$$

3. Докажем сходимость рядов (1.7) по параметру ε. Из (1.7) следует, что

$$\| \mathbf{V} \|_{W_2^2} \leqslant \sum_{n=1}^{\infty} \| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2} \varepsilon^n \tag{3.1}$$

где $\| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2}$ связаны с $\| \mathbf{V}_k \|_{W_2^2}$ $(k < n)$ соотношением (2.11).

Рассмотрим алгебраическое уравнение

$$C_3 x^2 - x(1 - \varepsilon C_3) + C_3 \varepsilon \| \chi_1 \|_{L_2} = 0 \tag{3.2}$$

При $\varepsilon = 0$ это уравнение имеет одним из своих корней $x = 0$. Решение уравнения (3.2), близкое к нулю при малых ε, ищем в виде

$$x = \sum_{n=1}^{\infty} x_n \varepsilon^n \tag{3.3}$$

Подставляя (3.3) в (3.2) и собирая члены при одинаковых степенях параметра ε, получим рекуррентное соотношение

$$x_n = C_3 \left[x_{n-1} + \sum_{k=1}^{n-1} x_{n-k} x_k + \| \chi_n \|_{L_2} \right] \tag{3.4}$$

При $n = 1$ из (2.11) и (3.4) следует неравенство $\| \mathbf{V}_1 \|_{W_2^2} \leqslant x_1$.

Пусть неравенство $\| \mathbf{V}_m \|_{W_2^2} \leqslant x_m$ имеет место для всех $m \leqslant n - 1$. Тогда для $\| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2}$ справедливо неравенство

$$\| \mathbf{V}_n \|_{W_2^2} \leqslant C_3 \left[\| \mathbf{V}_{n-1} \|_{W_2^2} + \sum_{k=1}^{n-1} \| \mathbf{V}_{n-k} \|_{W_2^2} \| \mathbf{V}_k \|_{W_2^2} \right] \leqslant C_3 \left[x_{n-1} + \sum_{k=1}^{n-1} x_{n-k} x_k \right] = x_n$$

Этим доказано, что ряд (3.3) мажорирует ряд (3.1). Радиус сходимости ряда (3.3) может быть легко определен из (3.2). Ряд (3.3) сходится при ε, удовлетворяющих неравенству $2C_3 \varepsilon \,|\, 1 + 2C_3 \| \chi_1 \|_{L_2} - 2\varepsilon \,| < 1$. Следовательно, при таких же условиях сходится ряд (3.1).

Поступила 14 V 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. 2. М., Физматгиз, 1963.
2. Сирык Г. В. О конформном отображении близких областей. Усп. матем. н., 1965, т. 11, вып. 5 (71).
3. Ладыженская О. А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М., Физматгиз, 1961.
4. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 5. М., Физматгиз, 1959.