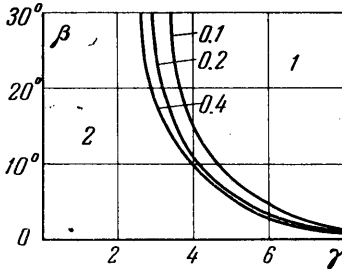
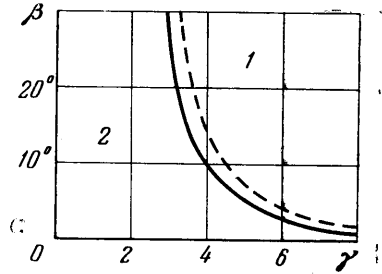


на фиг. 5, где в плоскости β , γ построено семейство кривых, соответствующих различным углам падения пластинки; на кривых указаны значения тангенса угла падения $\alpha = v_0 / c_0$; γ — согласно (6.2). Эти кривые выделяют область 1 — рикошетирования и область 2 — глассирования. Расчеты показывают, что тенденция к рикошету увеличивается при увеличении горизонтальной скорости, при увеличении угла дифферента β , при увеличении угла падения (в рамках линейности) и уменьшении веса



Фиг. 5



Фиг. 6

пластинки. Сравнение границ области 1 рикошетирования для $\alpha = 0.2$ с учетом и без учета вихрей (пунктирная линия) дано на фиг. 6.

НИИ механики МГУ

Поступило 30 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Wagner H. Über Stoss- and Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten. Z. angew. Math. und Mech., 1932, Н. 4, В. 12, s. 193—216.
2. Седов Л. И. Теория нестационарного глассирования и движения профиля со сбегающими вихрями, Тр. ЦАГИ, 1936, вып. 252.
3. Михлин С. Г. Лекции по линейным интегральным уравнениям, Физматгиз, 1959.
4. Wagner H. Über die Entstehung dynam. Auftriebs von Trägflügeln. Z. angew. Math. und Mech., 1925, Н. 1, В. 5, s. 17—35.

О ВЫРАВНИВАНИИ ПЛОСКОГО ТЕЧЕНИЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ВРАЩАЮЩУЮСЯ КРУГОВУЮ РЕШЕТКУ ТОНКИХ ИЗОГНУТЫХ ЛОПАТОК С РАДИАЛЬНЫМ НАПРАВЛЕНИЕМ НА ВХОДЕ

Н. Б. ТРЕЙНЕР (Донецк)

Задача о выравнивании двухмерного течения несжимаемой жидкости через плоскую решетку радиальных пластин решена приближенно В. Т. Митрохиным [1].

Ниже приводится приближенное решение той же задачи для решетки тонких изогнутых лопаток, имеющих радиальное направление на входе.

В основу предлагаемого решения положены те же предположения, что и в работе [1]. Из полученных формул для определения радиуса выравнивания потока и потерь энергии, связанных с отрывным обтеканием, формулы В. Т. Митрохина для решетки радиальных пластин вытекают как частный случай.

Обозначения

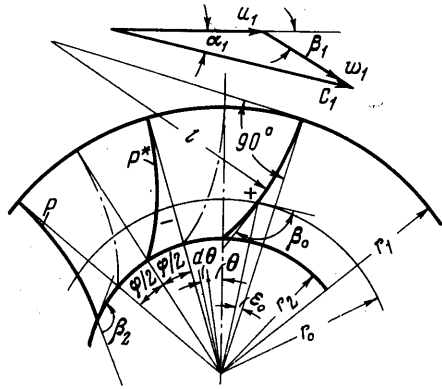
p — статическое давление	касательной к профилю на входе в решетку
p^* — полное давление	ω — угловая скорость решетки
c — абсолютная скорость	r — радиус
w — относительная скорость	ρ — плотность жидкости
u — окружная скорость	φ — угловой шаг решетки
α — угол между векторами абсолютной и окружной скоростей	z — число профилей
β — угол между векторами относительной и окружной скоростей	θ — текущий угол, определяющий координату точки потока, отсчитываемый от средней линии межлопаточного канала
ε — текущий угол, определяющий координату точки профиля, отсчитываемый против часовой стрелки от	

Индексы 1, 2 и 0 относятся к параметрам соответственно на входе и выходе из решетки и на радиусе выравнивания потока; индексы плюс и минус относятся к параметрам соответственно на вогнутой и выпуклой сторонах профиля; индексы u и r означают проекцию вектора скорости соответственно на окружную и радиальное направления; символ $\langle \rangle$ означает средние значения параметров.

1. Рассмотрим течение несжимаемой жидкости через вращающуюся круговую решетку тонких лопаток, изогнутых произвольным образом, но так, чтобы касательная к профилю лопатки на входе в решетку была направлена по радиусу (фиг. 1).

Для изучения взаимодействия потока с решеткой воспользуемся моделью распределения давления на обеих сторонах лопатки в зоне отрыва, предложенной В. Т. Митрохиным [1]. Радиус выравнивания потока находим, решая уравнение моментов количества движения в абсолютном движении, которое приводится к виду

$$\begin{aligned} & \rho u_1 \sin \beta_1 r_1^3 \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_1 d\theta + \\ & + \rho \sin \beta_1 \cos \beta_1 r_1^2 \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_1^2 d\theta - \\ & - \rho u_0 \sin \beta_0 r_0^2 \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_0 d\theta - \\ & - \rho \sin \beta_0 \cos \beta_0 r_0^2 \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_0^2 d\theta = \\ & = \pm \int_{r_0}^{r_1} (p^* - p) r dr \end{aligned} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

Схема течения через вращающуюся круговую решетку изогнутых лопаток

(знак плюс берется при $\beta_1 \leq 90^\circ$, знак минус при $\beta_1 > 90^\circ$).

Для вычисления интегралов, входящих в уравнение (1.1), принимаем, что поток в абсолютном движении потенциален и распределение скоростей в окружном направлении линейно. Исходя из уравнения Стокса для потенциального потока [2], уравнения неразрывности и пренебрегая толщиной лопаток ($\beta_+ = \beta_- = \beta$), получим следующие формулы для определения скоростей в межлопаточном канале и на поверхностях лопатки

$$\begin{aligned} w &= \langle w \rangle \left(1 + r\theta \frac{d\beta}{dr} \right) - 2u\theta \sin \beta, & w_+ &= \langle w \rangle \left(1 + r \frac{\varphi}{2} \frac{d\beta}{dr} \right) - u\varphi \sin \beta, \\ w_- &= \langle w \rangle \left(2 - r \frac{\varphi}{2} \frac{d\beta}{dr} \right) + u\varphi \sin \beta \end{aligned} \quad (1.2)$$

Считая поток на входе в решетку ($r = r_1$) и выравненный поток ($r = r_0$) потенциальными и пренебрегая членами, содержащими φ^2 и выше, найдем

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_{1,0} d\theta = \langle w \rangle_{1,0} \varphi, \quad \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_{1,0}^2 d\theta = \langle w \rangle_{1,0}^2 \varphi \quad (1.3)$$

Обозначив $R = r_0 / r_1$ и $U = u_1 / \langle w \rangle_1$ и учитывая, что

$$\int_{r_0}^{r_1} (p^* - p) r dr = 1/4 \rho w_0^2 - r_1^2 (1 - R^2) \quad \text{при } \beta_1 \leq 90^\circ \quad (1.4)$$

$$\int_{r_0}^{r_1} (p^* - p) r dr = 1/4 \rho w_0^2 + r_1^2 (1 - R^2) \quad \text{при } \beta_1 > 90^\circ \quad (1.5)$$

$$\langle w \rangle_0 = \frac{\langle w \rangle_1 \sin \beta_1}{R \sin \beta_0} \quad (1.6)$$

получим следующие уравнения для определения радиуса выравнивания потока

$$\varphi \sin \beta_1 \cos \beta_1 = (1 - R^2) \left\{ \frac{1}{4R^2} \left[\frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_0} \left(1 - R \frac{\varphi}{2} \left| \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} \right) + U\varphi R^2 \sin \beta_0 \right]^2 - U\varphi \sin \beta_1 \right\} + \varphi \sin^2 \beta_1 \operatorname{ctg} \beta_0 \quad \text{при } \beta_1 < 90^\circ \quad (1.7)$$

$$- \varphi \sin \beta_1 \cos \beta_1 = (1 - R^2) \left\{ \frac{1}{4R^2} \left[\frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_0} \left(1 + R \frac{\varphi}{2} \left| \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} \right) - U\varphi R^2 \sin \beta_0 \right]^2 + U\varphi \sin \beta_1 \right\} - \varphi \sin^2 \beta_1 \operatorname{ctg} \beta_0 \quad \text{при } \beta_1 > 90^\circ \quad (1.8)$$

$$r_* = r / r_1, \quad \beta_0 = f(R)$$

При $\beta_1 = 90^\circ$ в случае $z > z_{\min}$ [1] корнем уравнения (1.7) будет $R = 1$, что соответствует безотрывочному обтеканию лопатки; в случае $z < z_{\min}$ корень $R < 1$ и находится из уравнения

$$\frac{1}{4R^2} \left[\frac{1}{\sin \beta_0} \left(1 - R \frac{\varphi}{2} \left| \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} \right) + U\varphi R^2 \sin \beta_0 \right]^2 + \varphi \left(\frac{\operatorname{ctg} \beta_0}{1 - R^2} - U \right) = 0 \quad (1.9)$$

которое решается при конкретном задании функции $\beta = \beta(r_*)$.

2. Для определения потерь энергии на выравнивание потока, в соответствии с работой [1], принимаем, что давление на обеих сторонах лопатки и в интервале $r_1 \geq r > r_0$ определяется полем центробежных сил, т. е. теоретически потери энергии в этом интервале отсутствуют. Но на радиусе 0 полная энергия скачком меняется со значения p_0^* , определяемого полем центробежных сил, до значения p_0^* , где $\Delta p^* = p_0^* - p^*$ характеризует потери энергии на отрывное обтекание и выравнивание потока. Такая схема в значительной мере условна, но позволяет приблизительно определить эти потери.

Напишем уравнение импульсов для объема межлопаточного пространства в проекции на радиус, касательный к средней линии межлопаточного канала на входе в решетку (за положительное направление принимаем направление к центру, фиг. 1)

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} \rho w_1^2 r_1 \sin^2 \beta_1 \cos \theta \, d\theta - \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} \rho w_0^2 r_0 \sin^2 \beta_1 \cos(\theta - \varepsilon_0) \, d\theta + \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} p_1 r_1 \cos \theta \, d\theta - \int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} p_0 r_0 \cos(\theta - \varepsilon_0) \, d\theta + S_- + S_+ + F + K = 0 \quad (2.1)$$

где S , F и K — радиальные проекции соответственно сил давления со стороны лопатки, центробежной и кориолисовой сил инерции.

Рассмотрим отдельно все члены уравнения. Исходя из (1.2.1), (1.6) и пренебрегая величинами, содержащими φ^3 и выше, найдем

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_1^2 \cos \theta \, d\theta = \langle w \rangle_1^2 \varphi \quad (2.2)$$

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} w_0^2 \cos(\theta - \varepsilon_0) \, d\theta = \frac{\langle w \rangle_1^2 \sin^2 \beta_1}{R^2 \sin^2 \beta_0} \varphi \cos \varepsilon_0 \quad (2.3)$$

Принимая, что p_1^* и p_0^* постоянны в соответствующих сечениях, получим

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} p_1 r_1 \cos \theta \, d\theta = r_1 \varphi (p_1^* - 1/2 \rho \langle w \rangle_1^2) \quad (2.4)$$

$$\int_{-1/2\varphi}^{1/2\varphi} p_0 r_0 \cos(\theta - \varepsilon_0) \, d\theta = r_1 R \varphi \cos \varepsilon_0 \left(p_0^* - \frac{1}{2} \rho \frac{\langle w \rangle_1^2 \sin^2 \beta_1}{R^2 \sin^2 \beta_0} \right) \quad (2.5)$$

Радиальные проекции сил, действующих на поток от выпуклой и вогнутой сторон лопатки (фиг. 1), при $\beta_1 \leq 90^\circ$ соответственно равны

$$S_- = - \int_{r_0}^{r_1} p \frac{\cos(\beta - \varepsilon - 1/2\varphi)}{\sin \beta} \, dr, \quad S_+ = \int_{r_0}^{r_1} p^* \frac{\cos(\beta - \varepsilon + 1/2\varphi)}{\sin \beta} \, dr \quad (2.6)$$

Для кривой, заданной в полярной системе координат

$$\operatorname{ctg} \beta = r d\varepsilon / dr$$

Тогда при $\beta_1 \leq 90^\circ$

$$S_- + S_+ = \frac{1}{2} \rho \langle w \rangle_1^2 R^{-2} C^2 r_1 [\sin \frac{1}{2} \varphi - R \sin (\frac{1}{2} \varphi + \varepsilon_0)] + \\ + \rho U^2 \langle w \rangle_1^2 r_1 \sin \frac{1}{2} \varphi [2I_1 - R(1 - R^2) \cos \varepsilon_0] - 2p_2^* r_1 (1 - R \cos \varepsilon_0) \sin \frac{1}{2} \varphi \quad (2.7)$$

$$C = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_0} \left(1 - R \frac{\varphi}{2} \left| \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} \right) + U \varphi R^2 \sin \beta_0 \quad (2.8)$$

$$I_1 = \frac{1}{r_1^3} \int_{r_0}^{r_1} r^2 \cos \varepsilon dr \quad (2.9)$$

При $\beta_1 > 90^\circ$

$$S_- + S_+ = \frac{1}{2} \rho \langle w \rangle_1^2 R^{-2} (C')^2 r_1 [\sin \frac{1}{2} \varphi - R \sin (\frac{1}{2} \varphi - \varepsilon_0)] + \\ + \rho U^2 \langle w \rangle_1^2 r_1 \sin \frac{1}{2} \varphi [2I_1 - R(1 - R^2) \cos \varepsilon_0] - 2p_1^* r_1 (1 - R \cos \varepsilon_0) \sin \frac{1}{2} \varphi \quad (2.10)$$

$$C' = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_0} \left(1 + R \frac{\varphi}{2} \left| \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} \right) - U \varphi R^2 \sin \beta_0 \quad (2.11)$$

Пренебрегая величиной радиальной проекции центробежной силы в относительном движении, получим

$$F \simeq \int_{r_0}^{r_1} \int_{-(\frac{1}{2}\varphi+\varepsilon)}^{\frac{1}{2}\varphi-\varepsilon} \rho \omega^2 r^2 \cos \theta d\theta dr = -\rho U^2 \langle w \rangle_1^2 \varphi r_1 I_1 \quad (2.12)$$

Радиальная проекция кориолисовой силы находится в предположении, что скорости и углы потока не зависят от θ

$$K = -2\omega\varphi \int_{r_0}^{r_1} (w_u \cos \varepsilon + w_r \sin \varepsilon) r dr \quad (2.13)$$

Учитывая, что $w_r = \langle w \rangle_1 r_1 \sin \beta_1$ и определяя $w_u r$ аналогично работе [1], получим при $\beta_1 \leq 90^\circ$

$$K = 2\rho U \langle w \rangle_1^2 \varphi r_1 \left[\left(U - \frac{C^2}{4R^2 \varphi \sin \beta_1} \right) (I_1 - I_3) - (I_2 \sin \beta_1 + I_3 \cos \beta_1) \right] \quad (2.14)$$

$$I_2 = \frac{1}{r_1} \int_{r_0}^{r_1} \sin \varepsilon dr, \quad I_3 = \frac{1}{r_1} \int_{r_0}^{r_1} \cos \varepsilon dr \quad (2.15)$$

В случае $\beta_1 > 90^\circ$ в формулу (2.14) вместо C^2 подставляется $-(C')^2$. Если определять коэффициент потерь энергии на выравнивание потока как

$$\zeta = \frac{p_1^* - p_0^*}{\frac{1}{2} \rho \langle w \rangle_1^2} - U^2 (1 - R^2) \quad (2.16)$$

то из формул (2.1) — (2.5), (2.7), (2.10), (2.12), (2.14) получим

$$\zeta = \frac{1}{R \cos \varepsilon_0} \left\{ 1 + 2 \sin^2 \beta_1 \left[\frac{\cos \varepsilon_0}{R} \left(1 - \frac{1}{2 \sin^2 \beta_0} \right) - 1 \right] - \frac{C^2}{\varphi R^2} \left[\sin \frac{\varphi}{2} - R \sin \left(\frac{\varphi}{2} + \varepsilon_0 \right) \right] - \right. \\ \left. - 4U \left[\left(U - \frac{C^2}{4R^2 \varphi \sin \beta_1} \right) (I_1 - I_3) - (I_2 \sin \beta_1 + I_3 \cos \beta_1) \right] \right\} \quad \text{при } \beta_1 \leq 90^\circ \quad (2.17)$$

$$\zeta = \frac{1}{R \cos \varepsilon_0} \left\{ 1 + 2 \sin^2 \beta_1 \left[\frac{\cos \varepsilon_0}{R} \left(1 - \frac{1}{2 \sin^2 \beta_0} \right) - 1 \right] - \frac{(C')^2}{\varphi R^2} \left[\sin \left(\frac{\varphi}{2} - R \sin \left(\frac{\varphi}{2} - \varepsilon_0 \right) \right] - 4U \left[\left(U + \frac{(C')^2}{4R^2 \varphi \sin \beta_1} \right) (I_1 - I_3) - (I_2 \sin \beta_1 + I_3 \cos \beta_1) \right] \right\} \text{ при } \beta_1 > 90^\circ \quad (2.18)$$

Для решетки радиальных пластин, т. е. при $\varepsilon_0 = 0$, $\beta_0 = 1/2\pi$ и $d\beta/dr = 0$ формулы (1.7), (1.8), (2.17) и (2.18) преобразуются в формулы, полученные В. Т. Митрохиным [1].

3. Рассмотрим частный случай задачи, когда профиль лопатки представляет собой дугу окружности радиуса l , центр которой лежит на касательной к окружности входа в решетку (фиг. 1).

Уравнение этого профиля

$$r_*^2 - 2r_* \sqrt{1+L^2} \cos(\varepsilon - \varepsilon') + 1 = 0 \quad \left(L = \frac{l}{r_1}, \varepsilon' = \arccos \frac{1}{\sqrt{1+L^2}} \right) \quad (3.1)$$

Тогда

$$\varepsilon = \arccos \frac{1}{\sqrt{1+L^2}} - \arccos \frac{1 - r_*^2}{2r_* \sqrt{1+L^2}} \quad (3.2)$$

Зная $\varepsilon = \varepsilon(r)$, можно определить все величины в формулах (1.7), (1.8) и (2.17), (2.18), зависящие от формы профиля

$$\varepsilon_0 = \arccos \frac{1 + R^2 + mL}{2(1+L^2)R}, \quad \beta_0 = \arccos \operatorname{ctg} \frac{R^2 - 1}{m} \quad (3.3)$$

$$\left. \frac{d\beta}{dr_*} \right|_{r_*=R} = - \frac{R^2 + 1}{mR} \quad (3.4)$$

$$I_1 = \frac{1}{2(1+L^2)} \left[(1+L^2)L^3 \arcsin t + \frac{mL^3}{2} - L^4 + \frac{mL(1-R^2)}{4} + \frac{1-R^2}{2} + \frac{1-R^4}{4} \right] \quad (3.5)$$

$$I_2 = \frac{1}{2(1+L^2)} \left[L \left(\ln \frac{1}{R} + \frac{1-R^2}{2} - 1 \right) + \frac{m}{2} - L^2 \arcsin t + \arcsin y - \frac{1}{2} \arcsin x - \frac{1}{2} \arcsin z \right] \quad (3.6)$$

$$I_3 = \frac{1}{2(1+L^2)} \left[L^3 \arcsin t + L^2 - \frac{mL}{2} + L \left(\frac{1}{2} \arcsin x + \frac{1}{2} \arcsin z - \arcsin y \right) + \ln \frac{1}{R} + \frac{1-R^2}{2} \right] \quad (3.7)$$

$$m = \sqrt{-R^4 + 2(2L^2 + 1)R^2 - 1}, \quad t = \frac{2L^2 - mL + 1 - R^2}{2L(1+L^2)} \quad (3.8)$$

$$x = \frac{2L^2 + 1 - R^2}{2L\sqrt{1+L^2}}, \quad y = \frac{L}{\sqrt{1+L^2}}, \quad z = \frac{(2L^2 + 1)R^2 - 1}{2R^2L\sqrt{1+L^2}} \quad (3.9)$$

Решение данной задачи было произведено на ЭВМ «Минск-2». Как видно из фиг. 2, с уменьшением радиуса дуги профиля увеличивается радиус выравнивания потока и уменьшаются потери энергии. Влияние L на R и ζ тем больше, чем меньше величина L .

Это объясняется тем, что с уменьшением L на радиусе выравнивания происходит снижение момента количества движения, обусловленное наличием в левой части уравнения (1.1) четвертого члена, который при $L = \infty$ равен нулю. Одновременно при $\beta_1 < 90^\circ$ происходит увеличение скорости потока на выпуклой стороне лопатки, что снижает давление в зоне отрыва. Так как это давление падает значительно быстрее, чем растет разность моментов количества движения, то радиус выравнивания увеличивается. При $\beta_1 > 90^\circ$ с уменьшением L происходит уменьшение по абсолютной величине отрицательной разности моментов количества движения, снижение скорости потока и соответствующее увеличение давления на вогнутой стороне лопатки. Однако уменьшение разности моментов количества движения происходит быстрее уменьшения отрицательной разности давлений, действующих на лопатку в зоне отрыва потока, и поэтому радиус выравнивания также увеличивается.

Уменьшение зоны отрыва потока, а также уменьшение радиальной проекции кориолисовой силы инерции, действующей при $\beta_1 < 90^\circ$ против потока, и увеличе-

ние проекции той же силы, действующей по потоку при $\beta_1 > 90^\circ$, приводят к снижению коэффициента потерь энергии.

При $L > 3$ значения R и ζ мало отличаются от тех же величин при $L = \infty$ (на ЭВМ вместо $L = \infty$ принималось $L = 1000$), и можно пользоваться более простыми формулами В. Т. Митрохина. Если круговая решетка состоит из профилей, отличных от дуги окружности, то потери в ней можно приближенно определить, заменив профиль дугой окружности, радиус которой

$$L = \frac{(r_2/r_1)^2 - 1}{2(r_2/r_1) \cos \beta_2} \quad (3.10)$$

Для многих центробежных круговых решеток $L < 2$ (например, решетка рабочего колеса радиальной гидротурбины привода горных машин при $r_2/r_1 = 0.42$ и $\beta_2 = 150^\circ$ имеет $L = 1.16$). Расчет коэффициента потерь энергии для таких решеток следует производить с учетом кривизны профиля.

Наибольший угловой шаг решетки φ_{\max} , при котором возможно безотрывное обтекание, определяется из (1.9) и (3.3.2), (3.4) при $R = 1$

$$\varphi_{\max} = (U + 1/2L)^{-1} \quad (3.11)$$

Тогда число лопаток, соответствующее этому шагу z_{\min} , учитывая, что $U = \operatorname{ctg} \alpha_1$ при $\beta_1 = 90^\circ$, определяется по формуле

$$z_{\min} = 2\pi(\operatorname{ctg} \alpha_1 + 1/2L) \quad (3.12)$$

В случае, если $z < z_{\min}$, радиус выравнивания потока при $\beta_1 = 90^\circ$ находится из уравнения

$$\left[1 + \frac{\varphi(1+R^2)}{2m} + U\varphi \frac{m^2}{4L^2} \right]^2 - \frac{m^2\varphi}{L^2} \left(\frac{1}{m} + U \right) = 0 \quad (3.13)$$

Поступило 19 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

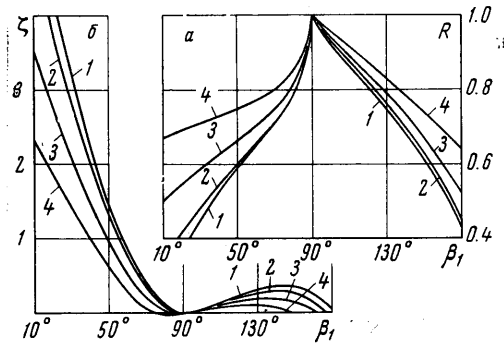
1. Митрохин В. Т. К задаче выравнивания плоского течения несжимаемой жидкости через вращающуюся решетку радиальных пластин. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1960, № 5.
2. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, ч. I. Физматгиз, 1963.

О НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ДВИЖЕНИИ ТЕЛА ПОД ТВЕРДОЙ СТЕНКОЙ И СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А. Н. ШЕБАЛОВ

(Ленинград)

В последнее время появился ряд работ В. С. Сабанеева [1, 2], Айзенберга [3], Гавелока [4], в которых рассматривается движение эллипсоида вращения в присутствии твердой стенки. В работе Э. Д. Блоха и А. С. Гиневского [5] рассматривается задача о движении системы тел в идеальной жидкости и, в частности, под твердой поверхностью и свободной поверхностью жидкости, когда на ней выполняется условие $d\varphi/dx = 0$. Ниже, используя метод академика Кочина [2], разработанный им для решения волновых задач, строится решение задачи о неустановившемся движении тела произвольной формы под твердой стенкой и свободной поверхностью, когда на ней выполняется условие $d\varphi/dx = 0$.



Фиг. 2

Зависимость радиуса выравнивания потока a и коэффициента потерь энергии b от β_1 и L при $U = 1$ и $\varphi = 1/4\pi$: 1 — $L = \infty$, 2 — $L = 3$, 3 — $L = 1$, 4 — $L = 0,5$