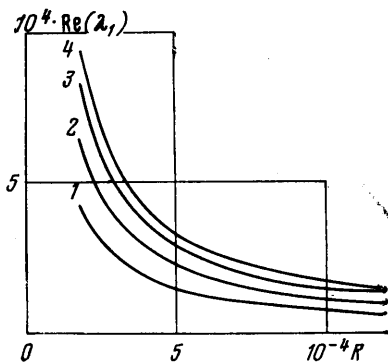


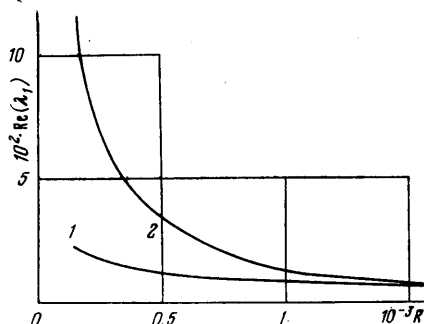
Результаты, вычисленные по формуле (3.1) и по решению уравнения (2.7) (2.8), показаны кривыми 1, 2 на фиг. 2.

Все расчеты проведены на ЭВМ ЕС 1020 Вычислительного центра Воронежского с.-х. ин-та.

Автор искренне благодарит С. Г. Крейна за постановку задачи и ценные указания, Ф. Л. Черноушко, А. Т. Листрова, О. Б. Иевлеву за помощь и обсуждение результатов.



Фиг. 1



Фиг. 2

Поступила 2 I 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крейн С. Г. О колебаниях вязкой жидкости в сосуде. Докл. АН СССР, 1964, т. 159, № 2.
2. Аскеров Н. К., Крейн С. Г., Лаптев Г. И. Задача о колебаниях вязкой жидкости и связанные с ней операторные уравнения. Функциональный анализ и его приложения, 1968, т. 2, № 2.
3. Бабский В. Г., Копачевский Н. Д., Мышкис А. Д., Слобожанин Л. А., Тюпцов А. Д. Гидромеханика невесомости. М., «Наука», 1976.
4. Моисеев Н. Н., Румянцев В. В. Динамика тела с полостями, содержащими жидкость. М., «Наука», 1965.
5. Черноушко Ф. Л. Движение твердого тела с полостями, содержащими вязкую жидкость. М., ВЦ АН СССР, 1968.
6. Моисеев Г. А. Движение твердого тела, имеющего полость, целиком заполненную двумя несмешивающимися жидкостями. В сб.: Матем. физика, вып. 11. Киев, «Наукова думка», 1972.
7. Ладыженская О. А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М., «Наука», 1970.
8. Ламб Г. Гидродинамика. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
9. Гозберг И. Ц., Крейн М. Г. Введение в теорию линейных несамосопряженных операторов в гильбертовом пространстве. М., «Наука», 1965.
10. Моисеев Н. Н., Петров А. А. Численные методы расчета собственных частот колебаний ограниченного объема жидкости. М., ВЦ АН СССР, 1966.

УДК 532.516.5

### ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МЯГКОЙ ОБОЛОЧКИ С ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЬЮ

М. М. СУЛЕЙМАНОВА

(Казань)

В работе методом конечных разностей на неравномерной сетке изучается нестационарное течение вязкой несжимаемой жидкости, вызываемое бегущими осесимметричными упругими волнами вдоль по поверхности мягкой цилиндрической оболочки. Определяются поле скоростей, завихренностей, функций тока и гидродинамические силы, действующие на тело, а также перемещения и скорости точек обо-

лочки под действием вынуждающей внутренней нагрузки и внешнего гидродинамического давления. Граничные условия контакта жидкости с оболочкой удовлетворяются на деформированной и недеформированной поверхностях оболочки.

В [1, 2] методом последовательных приближений для тела бесконечной длины [1] и численно для тела вращения конечной длины [2] рассмотрена гидродинамическая часть задачи, при этом перемещения поверхности оболочки считались заданными.

Пусть удлиненное тело вращения с жесткими закругленными эллипсоидальными концами и средней частью, представляющей собой мягкую цилиндрическую оболочку, помещено в вязкую неподвижную жидкость. Оболочка первоначально находится под действием внутреннего постоянного давления. Затем к оболочке прикладывается дополнительная внутренняя подвижная синусоидальная нагрузка, распространяющаяся с некоторой скоростью вдоль оболочки, и на поверхности оболочки создаются две бегущие волны, которые вызывают течение окружающей тело жидкости. В результате тело приходит в движение. Если тело закрепить, то возникает возможность определить силу тяги, развиваемую такой конструкцией. Подобная конструкция представляет собой волновой движитель, описанный в работе [3].

При численном решении задач нестационарного взаимодействия оболочек со средой подвижная лагранжева граница — гибкая оболочка, деформируясь пересекает фиксированную эйлерову область и образует зависящие от времени нерегулярные ячейки. На деформированной поверхности при этом удовлетворяются условия контакта между жидкостью и оболочкой, а также определяется давление в эйлеровой области, влияющее на лагранжеву границу. Сопряжение решений на деформированной поверхности представляет значительные трудности. Задача существенно упрощается, если условия контакта сносятся на недеформированную поверхность оболочки. В этой связи представляет интерес исследование, в котором условия контакта между жидкостью и оболочкой удовлетворяются на деформированной и недеформированной поверхностях оболочки и определяются прогибы, при которых возможен снос граничных условий на первоначальную деформированную границу.

1. Приведем основные соотношения, описывающие совместное движение оболочки и жидкости. Течение жидкости описывается уравнениями в переменных Эйлера в цилиндрической системе координат [4]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial (v_r \omega)}{\partial r} + \frac{\partial (v_z \omega)}{\partial z} = \text{Re}^{-1} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{\partial \omega}{\partial r} \frac{1}{r} - \omega r^{-2} \right)$$

$$\omega r = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{1}{r}$$

$$v_r = \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{1}{r}, \quad v_z = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{1}{r}, \quad \omega = \frac{\partial (v_r)}{\partial z} - \frac{\partial (v_z)}{\partial r}$$

Система (1.1) интегрируется при следующих начальных и граничных условиях:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} v_r = v_z = 0 \quad (\tau = 0) \\ v_r = v_z = 0 \quad (r, z) \in \Gamma_1, \Gamma_2 \\ v_r \rightarrow 0, \quad v_z \rightarrow 0 \quad (r \rightarrow \infty, z \rightarrow \pm \infty) \\ v_r = \partial w / \partial \tau, \quad v_z = \partial u / \partial \tau, \quad (r, z) \in \Gamma_3 \end{aligned}$$

В соотношениях (1.1), (1.2) и далее  $v_r^* = v_r c$ ,  $v_z^* = v_z c$ ,  $r^* = r b$ ,  $z^* = z b$ ,  $\psi^* = \psi c b^2$ ,  $\omega^* = \omega c / b$ ,  $\text{Re} = c b / \nu$ ,  $t = \tau b / c$ , звездочкой обозначены размерные величины;  $v_r$ ,  $v_z$ ,  $\psi$ ,  $\rho$ ,  $\nu$  — компоненты скорости, функция тока, плотность и кинематический коэффициент вязкости жидкости;  $b$ ,  $L_3$ ,  $\Gamma_3$  — радиус, длина и поверхность цилиндрической оболочки;  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  — длины и поверхность жестких закругленных концов тела;  $L = L_1 + L_2 + L_3$ ,  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$  — общая длина и поверхность тела вращения;  $\partial w / \partial \tau$ ,  $\partial u / \partial \tau$  — скорости точек оболочки в радиальном и тангенциальном направлениях;  $t$  — время.

Скорости перемещения точек оболочки и ее форма определяются из соотношений, удовлетворяющих начальным и граничным условиям [5]:

$$(1.3) \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + (\mu - 0.5f) \frac{\partial w}{\partial z} + T a_1 + P_{r,z} B = \frac{\partial^2 u}{\partial \tau_0^2}$$

$$- \mu \frac{\partial u}{\partial z} + 0.5f \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + (f-1) w + T a_2 + P_{r,r} B = \frac{\partial^2 w}{\partial \tau_0^2}$$

$$(1.4) \quad u(1, z, 0) = w(1, z, 0) = 0 \quad 0 \leq z \leq L_3$$

$$u(1, 0, \tau_0) = w(1, 0, \tau_0) = u(1, L_3, \tau_0) = w(1, L_3, \tau_0) = 0$$

$$D = \frac{Eh}{1-\mu^2}, \quad B = h_1 \eta k^2, \quad k = \frac{c}{c_0}, \quad f = \frac{qb}{D}$$

$$h_1 = \frac{b}{h}, \quad \eta = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad c_0 = \sqrt{\frac{E_0}{\rho_0(1-\mu^2)}}, \quad \tau_0 = \frac{c_0 t}{b}$$

Здесь  $u = u^*/b$ ,  $w = w^*/b$  — безразмерные компоненты перемещения оболочки в радиальном и тангенциальном направлениях;  $\rho_0$ ,  $E$ ,  $\mu$  — плотность, модуль упругости и коэффициент Пуассона материала оболочки;  $c_0$  — скорость звука в оболочке;  $\rho$  — плотность жидкости;  $q$  — статическое внутреннее давление;  $T$  — подвижная вынуждающая нагрузка, распространяющаяся в положительном направлении оси  $z$  со скоростью  $c$

$$T(\tau_0, z) = \gamma(\tau_0) \sin[(z - \tau_0)S], \quad S = 2\pi b/\lambda$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $\gamma = \gamma_0 b/D$ ;  $\gamma_0$  — амплитуда нагрузки;

$$a_1 = \sin \varphi = \partial w / \partial z [1 + (\partial w / \partial z)^2]^{-1/2}, \quad a_2 = \cos \varphi =$$

$$= [1 + (\partial w / \partial z)^2]^{-1/2}, \quad P_{rr} = -P^* + 2Re^{-1} \partial v_r / \partial z$$

$$P_{rz} = Re^{-1} (\partial v_z / \partial r + \partial v_r / \partial z), \quad P_{rr} = \bar{P}_{rr} / (\rho c^2), \quad P_{rz} = \bar{P}_{rz} / (\rho c^2)$$

$\varphi$  — угол между нормалью к деформированной поверхности и осью  $z$  (см. фиг. 1 в работе [4]).

Давление в точках жидкости, прилегающих к телу, находится интегрированием вдоль линий  $z = \text{const}$  из выражения

$$(1.5) \quad P^* = \int_{\Gamma} \left[ \left( -\frac{\partial \omega}{\partial z} \right) Re^{-1} + \frac{\partial v_r}{\partial \tau} + v_z \omega \right] dr - 0.5(v_r^2 + v_z^2) |_{\Gamma} + 0.5(v_r^2 + v_z^2) |_{\infty}$$

где  $v_r|_{\Gamma}$ ,  $v_z|_{\Gamma}$ ,  $v_r|_{\infty}$ ,  $v_z|_{\infty}$ ,  $P_{\Gamma}$ ,  $P_{\infty}$  — скорости и давление на поверхности тела и на бесконечности соответственно;  $P^* = (P_{\Gamma} - P_{\infty}) / (\rho c^2)$ .

Поверхностная сила, приложенная к телу со стороны жидкости, равна

$$(1.6) \quad F(\tau) = \int_A^B (P_{rr} a_1 + P_{rz} a_2) |_{\Gamma} dz, \quad F(\tau) = \frac{F(t)}{\rho c^2 b^2 2\pi}$$

Метод решения совместной задачи взаимодействия оболочки с жидкостью подробно описан в [4]; в отличие от [4] здесь используются упрощающие предположения, позволяющие существенно снизить машинное время счета.

Пусть упругое деформированное тело обтекается вязкой несжимаемой жидкостью. Течение условно можно разделить на три области: первая область включает зону, прилегающую к телу, и след за телом, в котором происходит движение вязкой жидкости с большими градиентами скоростей. Обозначим первую область через  $D_1$ , а ее границы через  $d_0$  и  $d_1$ , где  $d_0$  — граница, соответствующая контакту жидкости с оболочкой и жесткой частью тела, а также оси симметрии,  $d_1$  — контакту внутреннего слоя со средним. В области  $D_1$  решаются соотношения (1.1), (1.2). Во второй, средней области  $D_2$  течение жидкости полагается невязким, но вихревым с произвольной завихренностью. В третьей, внешней области  $D_3$  течение жидкости считается потенциальным безвихревым.

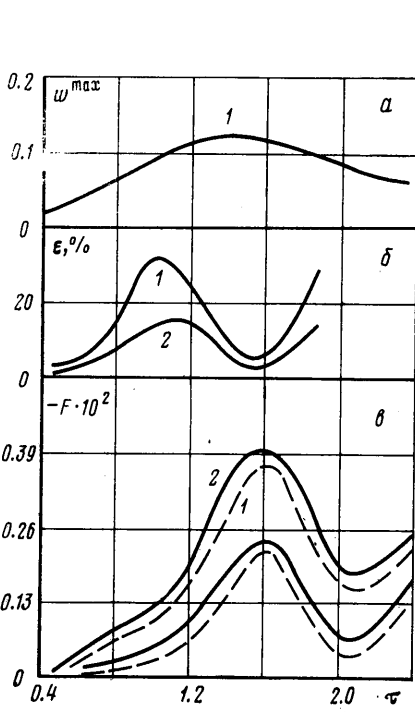
Обычно решение в  $D = D_1 + D_2 + D_3$  находится из полных уравнений Навье — Стокса (1.1), (1.2) с использованием метода конечных разностей с неравномерным шагом и наиболее густой сеткой в  $D_1$ , где решаются уравнения Навье — Стокса, если

$$A = Re^{-1} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{\partial \omega}{\partial r} \frac{1}{r} - \omega r^{-2} \right) > \beta$$

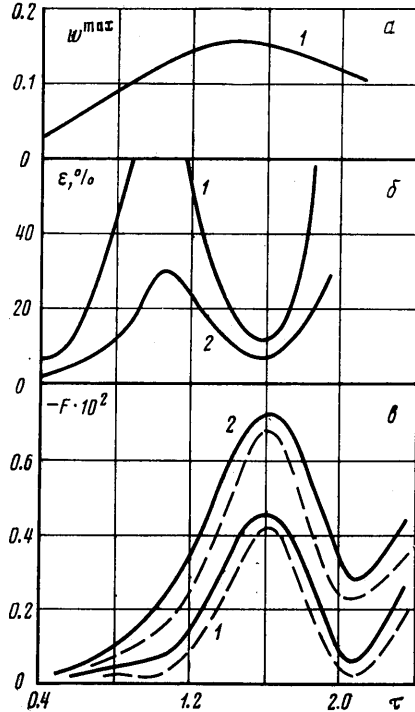
где  $\beta$  на два порядка меньше остальных членов в (1.1), (1.2). Направление счета от  $D_1$  к  $D_3$ . Если  $A < \beta$ , на границе контакта  $D_1$  с  $D_2$  выполняются условия  $v_r^1 = v_r^2$ ,  $v_z^1 = v_z^2$  и счет проводится в средней вихревой, но невязкой области течения жидкости до тех пор, пока не выполнится условие потенциальности течения

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{1}{r} \approx \beta_2, \quad \beta_2 \approx 0.01\beta$$

При численном решении границы  $d_0, d_1, d_2, d_3$  будут ломаными. Расчеты для области  $D_3$ , которая считается потенциальной — безвихревой, выполняются при граничных условиях  $v_r = \omega = 0$  на  $d_2, \partial v_2 / \partial z = \partial \omega / \partial z = 0$  на  $d_3$ . Такой подход, когда решения находятся в трех разных областях, а затем склеиваются на границах, более экономичен, чем расчет всех искомых функций  $v_r, v_z, \psi, \omega$  из выражений (1.1), (1.2) во всей области. Во внешней области нет необходимости находить малые  $\omega$ , а в средней области учитывать малые вязкие члены.



Фиг. 1



Фиг. 2

Процедура численного интегрирования (1.1), (1.4) подробно описана в [4]. В данной работе на фиг. 1, 2 приводятся результаты, полученные для следующих значений исходных данных:

$$f=0.25, \mu=0.5, S=3.14, \lambda=2b, L_1/b=L_2/b=1 \\ L_3/b=4, B=0.001, Re=3600, 7200, \gamma=-0.3, -0.4$$

На фиг. 1, а, 2, а приведены кривые, описывающие изменение максимальных прогибов  $w^{\max}(\tau)$  в зависимости от времени при указанных значениях основных параметров. На фиг. 1, б, 2, б показано изменение относительной погрешности  $\epsilon$  от сноса указанных условий на первоначальную границу,  $\epsilon = [(F_1 - F_2) / F_1] \cdot 100\%$ , где  $F_1$  — сила тяги, определенная со сносом граничных условий на недеформированную поверхность,  $F_2$  — сила тяги в случае, когда граничные условия удовлетворяются на деформированной поверхности оболочки. На фиг. 1, в, 2, в сплошной линией показана поверхность сила (тяги)  $F$  в зависимости от времени в том случае, когда граничные условия снесены на первоначальную недеформированную поверхность оболочки, и пунктирной линией проведены кривые  $F(\tau)$  для случая, когда граничные условия удовлетворяются на деформированной поверхности оболочки.

Из фиг. 1, а, б видно, что при  $Re=3600, \gamma=-0.3$  относительная погрешность  $\epsilon$  от сноса граничных условий на недеформированную поверхность мала.

При  $\gamma=-0.4$  (фиг. 2, б, в) с увеличением амплитуды нагрузки поверхности оболочки прогиб  $w/b$  возрастает до 1.5 и соответственно увеличивается  $\epsilon$ . Счет при  $\gamma=-0.4$  со сносом граничных условий дает большие погрешности. При  $\gamma=-0.5$  эти погрешности достигают 140% (кривые не приведены).

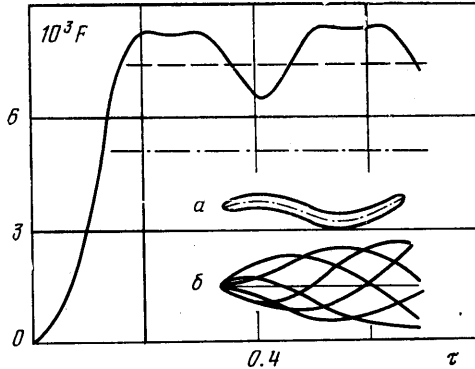
Следовательно, граничные условия (1.2) могут быть снесены на первоначальную границу при значениях прогиба не больше 0.1 от радиуса цилиндра. При дальнейшем росте прогибов условия контакта между жидкостью и оболочкой необходимо удов-

летворять на деформированной поверхности оболочки. Сила тяги  $F$ , определенная со сном граничных условий на недеформированную поверхность оболочки (сплошные линии фиг. 1, 2), получается завышенной. Следует отметить, что результаты расчетов, полученные из решения полных уравнений Навье – Стокса (1.1), (1.2), и по упрощенным предположениям, практически совпадают.

2. Плоский случай. Пусть в вязкую несжимаемую жидкость помещено удлиненное тело, составленное из двух гибких пластин. Две параллельные вначале пластины совершают заданные поперечные со сдвигом фаз на  $\Delta z$  колебания, возрастающие к концу пластины:

$$(2.1) \quad g_1 = \gamma e^{\alpha z} \sin(z - \tau) S, \quad g_2 = \gamma e^{\alpha z} \sin(z + \Delta z - \tau) S$$

Здесь  $\gamma = \gamma_0/L$  – амплитуда колебаний;  $L$  – длина тела;  $S = 2\pi L/\lambda$ ;  $\Delta z$  – шаг разностной сетки.



Фиг. 3

В плоском случае соотношения (1.1), (1.2) принимают вид

$$(2.2) \quad \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial(v_x \omega)}{\partial x} + \frac{\partial(v_z \omega)}{\partial z} = \text{Re}^{-1} \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right)$$

$$\omega = \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}, \quad v_x = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v_z = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

Система (2.2) интегрируется при следующих условиях:

$$v_x = v_z = 0 \quad (\tau = 0), \quad v_x \rightarrow 0, \quad v_z \rightarrow 0 \quad (r \rightarrow \infty, \quad z \rightarrow \pm \infty)$$

$$v_x = \frac{\partial g_1}{\partial \tau}, \quad x = x_1, \quad v_x = \frac{\partial g_2}{\partial \tau}, \quad x = x_2, \quad x_1 - x_2 = k \Delta x$$

где  $\Delta x$  – шаг разностной сетки по  $x$ ;  $k \Delta x$  – расстояние между пластинами.

В отличие от безразмерных величин, принятых выше, в плоском случае  $\text{Re} = cL/\nu$ ,  $x^* = xL$ ,  $z^* = zL$ ,  $\psi^* = \psi cL^2$ ,  $\omega^* = \omega c/L$ ,  $t^* = \tau L/c$ , где  $L$  – длина тела, звездочкой обозначены размерные величины.

Процедура расчета, принцип построения разностной сетки приведены ранее в [2] для конечного осесимметричного тела вращения. В расчетах передняя точка тела полагается неподвижной (фиг. 3, а), т. е. определяется тяга, развиваемая телом при колебаниях (2.1). Колебания тела в различные моменты времени показаны на фиг. 3, б. Результаты, приведенные на фиг. 3, получены при следующих значениях параметров:  $S = 1.25$ ,  $\alpha = 1.5$ ,  $\gamma = 0.05$ ,  $\text{Re} = 32 \cdot 10^4$ ,  $h$  – толщина тела равна  $2\Delta x$  ( $\Delta x = 0.025$ ).

Изменение силы тяги во времени показано на фиг. 3 сплошной линией. Здесь пунктирной линией показана средняя тяга вдоль пульсирующей кривой. На этой же фигуре штрихпунктирной линией нанесена средняя сила тяги, полученная в эксперименте [6]. Отличие в величинах тяги, по-видимому, вызвано недостаточностью соответствия форм колебаний в теории и в эксперименте, сдвигом фаз колебаний составных пластин в теории (в эксперименте одна пластина), перетеканием жидкости в направлении координаты  $y$ , отсутствующем в теории в плоском случае. В плоском случае сила тяги существенно превышает соответствующую силу тяги для осесимметричного случая [2, 3, 6].

Поступила 15 XI 1978

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ильгамов М. А., Федяев В. Л. О стационарном движении жидкости, вызванном колебаниями цилиндра. Тр. семинара по теории оболочек, вып. 6. Казань, 1975 (Казанск. физ.-техн. ин-т АН СССР).
2. Сулейманова М. М. О перемещении деформирующегося тела вращения в вязкой несжимаемой жидкости. Изв. АН СССР, МЖТ, 1977, № 3.
3. Ильгамов М. А., Сулейманова М. М., Талдыкин М. В., Федяев В. Л. Об одной модели волнового движителя. Докл. АН СССР, 1978, т. 241, № 2.
4. Сулейманова М. М. Численное исследование нестационарного взаимодействия цилиндрической оболочки с вязкой несжимаемой жидкостью. В сб.: Статика и динамика оболочек. Тр. семинара, вып. 8. Казань, 1977 (Казанск. физ.-техн. ин-т АН СССР).
5. Алексеев С. А. Задачи статики и динамики мягких оболочек. Тр. VI Всесоюзн. конф. по теории оболочек и пластинок. М., «Наука», 1966.
6. Ильгамов М. А., Талдыкин М. В. Экспериментальное исследование одной модели волнового движителя. В сб.: Статика и динамика оболочек. Тр. семинара, вып. 8. Казань, 1977 (Казанск. физ.-техн. ин-т АН СССР).

УДК 532.517.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРИНЫ БЛИЖНЕГО ТУРБУЛЕНТНОГО СЛЕДА  
ЗА СФЕРОЙ ПРИ  $M_\infty = 2$ ,  $Re_\infty = 1.5 \cdot 10^6$

Г. Б. БАРТ, И. М. ДЕМЕНТЬЕВ, В. Г. ИВАНОВ

(Ленинград)

Изложены результаты работы, целью которой являлась проверка эффективности использования коэффициента корреляции в качестве критерия для выбора эмпирического закона роста ближнего турбулентного следа за сферой при  $M_\infty = 2$ ,  $Re_\infty = 1.5 \cdot 10^6$ .

Величина скорости расширения ближнего следа является важной характеристикой при построении физически обоснованной и экспериментально подтвержденной модели течения за телами, летящими со сверх- и гиперзвуковыми скоростями.

В работе [1] проведен эмпирический анализ уравнений, описывающих закон роста ближнего турбулентного следа ( $M_\infty \approx 4,2$ ;  $Re_\infty = 5.4 \cdot 10^5$ ;  $x/d < 5$ , модель — цилиндр с полусферическим затуплением, количество независимых фотографий следа — 9). Данные для анализа получены осреднением ширины следа в интервале 0.5 диаметра модели. Использовались эмпирическое и теоретическое аппроксимирующие уравнения:

$$(1) \quad W/d = A + B(x/d)^n$$

$$(2) \quad W/d = (A + Bx/d)^n$$

Для каждого значения показателя степени  $n$  вычислялись константы  $A$  и  $B$ . Далее определялся коэффициент корреляции  $r$ , характеризующий меру совпадения экспериментальных значений с соответствующим аппроксимирующим уравнением. Конечной целью анализа, проводимого авторами, явились значения  $n$ , при которых наблюдалось наилучшее совпадение, т. е. наибольший коэффициент корреляции.

На основании полученных результатов и анализа экспериментальных данных других работ Дженкинс и Пруэтт приходят к выводу о том (см. табл. 1 в [1]), что в ближнем следе экспериментальные данные наилучшим образом аппроксимируются уравнением вида (2), при этом показатель степени  $n = 2.88$  ( $r_{\max} = 0.830$ ). Это, по мнению авторов, свидетельствует о много большей скорости расширения в этой области по сравнению с дальним следом, где значения  $n$  близки к  $1/3$ .

Цель данной работы — исследование ширины ближнего турбулентного следа за сферой при  $M_\infty = 2$ ,  $Re_\infty = 1.5 \cdot 10^6$  с использованием методики обработки результатов измерений, предложенной в [1]. Кроме того, представляло интерес проверить эффективность использования коэффициента корреляции в качестве критерия для выбора эмпирического закона роста ближнего следа. С целью повышения надежности получаемых результатов авторы отказались от осреднения значений ширины вдоль следа и увеличили количество независимых фотографий до 62.

Эксперименты были проведены на большой баллистической установке ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР [2]. Фотографирование модели осуществлялось теньвым