

току, очевидно, обусловлено вытесняющим действием пограничных слоев на боковых стенках, ограничивающих поток по координате x .

Расчеты течения во вращающемся канале проведены при значениях $K = 0,2; 0,4; 0,6$. Для составляющих скорости на входе в канал задавались условия $u = 0, v = 0, w = 1 + 2K(x - 1/2)$, которые соответствуют течению с близкой к нулю абсолютной завихренностью на входе в канал.

Поле течения для $K = 0,4$ иллюстрируется на рис. 3: *a* — распределения $w(x, y)$ при значениях z , указанных выше для рис. 2; *б* — профили $u(y)$ в срединной плоскости $x = \text{const}$ для значений z с шагом $10/21$, начиная с $z = 25/84$; масштаб для w и u один и тот же. Сравнение рис. 3, *a* с рис. 2 показывает, что влияние вращения очень существенно. Отрыв от стенки с координатой $y = 0$ подавляется, однако развивается обширная область возвратного течения у боковой стенки ($x = 1$ при положительном направлении вращения). С ростом K наблюдается тенденция к установлению однородности поля w в направлении оси вращения (оси y), характерная для течений вращающейся жидкости, в том числе для течений во вращающихся каналах [6]. Рис. 3, *б* показывает, что в формировании поля течения важную роль играет перетекание жидкости в направлении оси x .

В зоне возвратного течения у стенки $x = 1$ уровень скорости весьма значителен, максимальная скорость обратного течения при $K = 0,2; 0,4; 0,6$ составляет 27; 39; 49 % от W_m . Образование этой зоны — результат суммирования двух эффектов: приобретения частицами жидкости завихренности 2ω вследствие взаимодействия со стенками и усиления приобретенной завихренности посредством растяжения вихревых трубок наложенным отсосом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berman A. S. Laminar flow in channels with porous walls // J. Appl. Phys.— 1953.— V. 24, N 9.
2. Террил Р. М. Возможность существования собственного решения для ламинарного течения в канале с пористыми стенками // Прикл. механика.— 1966.— Т. 33, № 1.
3. Ерошенко В. М., Зайчик Л. И. Гидродинамика и теплообмен на проницаемых поверхностях.— М.: Наука, 1984.
4. Ван Ойен Х., Хогендорн К. Д. Расчеты течения пара в плоской тепловой трубе // РТК.— 1979.— Т. 17, № 11.
5. Егоров Ю. Э., Колешко С. Б. Применение метода дробных шагов для численного решения уравнений несжимаемой вязкой жидкости в естественных переменных // Динамика неоднородных и сжимаемых сред.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1984.— Вып. 8.
6. Смирнов Е. М., Юркин С. В. О течении жидкости по вращающемуся каналу квадратного поперечного сечения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1933.— № 6.

г. Ленинград

Поступила 11/V 1988 г.

УДК 532.5+533.6

А. И. Зобнин

РАСЧЕТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ НА ТЕЛЕСНОМ ПРОФИЛЕ, КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ В НЕПОДВИЖНОЙ ЖИДКОСТИ

Для задач нестационарного отрывного обтекания колеблющихся тел характерно присутствие набегающего потока, который при расчетах играет регуляризующую роль ввиду сноса течением возмущений, вносимых телом. Однако в ряде задач при исследовании гидродинамических характеристик крыльев и профилей возникает необходимость перехода к большим числам Струхаля, когда скорость потока относительно невелика, а амплитуда колебаний и составляющие скоростей поперек потока сравнительно большие. Такой переход, как правило, связан с появлением вторичного отрыва, что сопровождается расхождением расчетных и экспериментальных данных.

Нелинейность и сложность задачи обуславливают целесообразность разработки эффективного ее решения в рамках модели идеальной несжимаемой среды. В пользу этого подхода говорят также экспериментальные наблюдения с визуализацией картины течения (см., например, [1]), из которых можно предположить, что ввиду существ-

венной нестационарности обтекания инерционные силы преобладают над силами вязкости.

Настоящая работа посвящена численному исследованию гидродинамических характеристик телесного профиля, совершающего поступательные колебания с конечной амплитудой в неподвижной жидкости (число Струхали равно бесконечности). Ранее автором проводился расчет поля скоростей и формы вихревых следов для данной задачи [2] с учетом согласованного моделирования начальной стадии формирования вихревых следов [3, 4]. Здесь рассчитываются силы, действующие на профиль. Исследуется влияние формы профиля и амплитуды колебаний на средний коэффициент тяги.

1. Постановка задачи. Рассматривается нелинейная задача об отрывном обтекании профиля, колеблющегося в идеальной несжимаемой жидкости. Профиль начинает движение из состояния покоя. Обтекание происходит с отрывом жидкости с гладкой передней и задней угловой кромки. Отрыв моделируется вихревыми следами. Точка отрыва на передней кромке подвижна, на задней фиксирована и совпадает с вершиной угла. Течение жидкости вне профиля и вихревых следов, представляющих собой тангенциальные разрывы поля скоростей, считается потенциальным, скорости частиц жидкости — конечными.

Контур L_0 движется со скоростью $-U(t)$ в направлении, образующем с осью O_1x_1 неподвижной декартовой системы координат $O_1x_1y_1$ угол $\theta(t)$. Поле скоростей частиц жидкости $\mathbf{v}(x_1, y_1, t)$ является решением начально-краевой задачи с уравнениями

$$(1) \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{v} = 0 \quad \text{вне } L;$$

граничными условиями

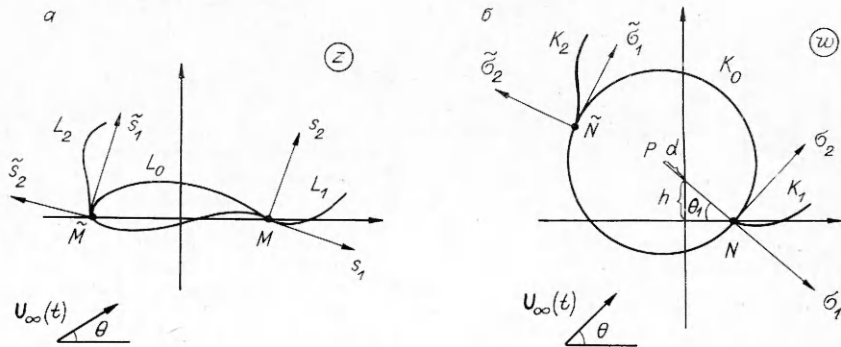
$$(2) \quad \begin{aligned} (\mathbf{v} - \mathbf{U})\mathbf{n}_0 &\text{ при } (x_1, y_1) \in L_0(t), \\ [p] = 0, \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v}_{\text{сл}} \cdot \mathbf{n} &\text{ при } (x_1, y_1) \in L_1(t), L_2(t), \\ \lim \mathbf{v} = 0 &\text{ при } (x_1, y_1) \rightarrow \infty, \\ |\mathbf{v}| < \infty &\text{ при } (x_1, y_1) \rightarrow (x_{1M}, y_{1M}), (x_{1\tilde{M}}, y_{1\tilde{M}}); \end{aligned}$$

начальными данными

$$(3) \quad \mathbf{v}|_{t=0} = 0, \quad \mathbf{U}|_{t=0} = 0, \quad L|_{t=0} = L_0|_{t=0}.$$

Здесь L_1, L_2 — контуры следов; $L = L_0 + L_1 + L_2$; \mathbf{n}, \mathbf{n}_0 — единичные орты нормали к контурам L, L_0 ; $\mathbf{v}_{\text{сл}}$ — скорость точки следа; x_{1M}, y_{1M} — координаты острой кромки (точки M); $x_{1\tilde{M}}, y_{1\tilde{M}}$ — координаты точки отрыва \tilde{M} на гладкой кромке (рис. 1).

Граничные условия (2) означают соответственно условия непротекания жидкости через контур L_0 , непрерывности давления p и нормальной к следу компоненты скорости при переходе через контур $L_1 + L_2$, затухания поля скоростей на бесконечности и конечности скорости жидкости в точке отрыва. Условия (3) означают, что движение начинается из состояния покоя и что момент появления следов совпадает с моментом начала движения. Последнее требование опирается на данные эксперимента [1]



по визуализации обтекания крыла, совершающего поступательные колебания с конечной амплитудой в неподвижной жидкости.

Рассматриваются только такие решения задачи (1)—(3), которые принадлежат классу функций, принимающих конечные значения в точках схода и вблизи концов следов. Относительно скорости движения $U(t)$ обтекаемого профиля предполагается, что она меняется со временем по гармоническому закону, причем фаза колебаний такова, что $|U(0)| = 0$.

Начально-краевая задача (1)—(3) сводится [5] к задаче Коши для интегродифференциальных уравнений

$$(4) \quad (\partial \bar{v}_j / \partial t)(t, \Gamma_j) = \bar{v}_j^0(t, \zeta_1(t, \Gamma_1), \zeta_2(t, \Gamma_2)), \quad j = 1, 2;$$

$$(5) \quad \zeta_j(t, \Gamma_j)|_{t=0, \Gamma_j=0} = \zeta_j^*(t)|_{t=0},$$

где t — время; j — номер следа; Γ_j — циркуляция в точке вихревого следа, отсчитываемая от его свободного конца; ζ_1^*, ζ_2^* — комплексные координаты точек схода вихревых следов; \bar{v}_j^0 — полусумма предельных значений комплексной скорости частиц жидкости при подходе к контуру разрыва слева и справа. Комплексная плоскость $z = x + iy$ вводится здесь с помощью системы координат Oxy (см. рис. 1), связанной с профилем, оси которой параллельны осям неподвижной системы $O_1x_1y_1$.

Сведение задачи (1)—(3) к задаче (4), (5) осуществляется путем решения в каждый момент времени краевой задачи типа задачи Римана — Гильберта [6] об отыскании аналитической вне контуров профиля и следов функции комплексной скорости, которая имеет заданный скачок на линиях разрыва, удовлетворяет условию непротекания на профиле, кинематическому и динамическому условиям на вихревых следах, теореме Томсона о равенстве нулю циркуляции скорости по жидкому контуру, охватывающему профиль и контуры разрыва, затухает на бесконечности и всюду конечна. Решение этой краевой задачи дает формула [6]

$$(6) \quad \bar{V}(z) = \frac{\partial w}{\partial z} \left\{ \bar{U} \left(1 - \frac{R^2}{(w - w_P)^2} \right) - \frac{1}{2\pi i} \sum_{j=1,2} \int_{K_j} \left(\frac{1}{\zeta_j - w} - \frac{1}{\bar{w}_P - \bar{\zeta}_j} \right) d\Gamma_j \right\},$$

если известно конформное отображение $w = w(z)$ области течения на внешность круга радиуса R (см. рис. 1). Здесь \bar{V} — комплексная скорость частиц жидкости в плоскости z в системе координат, связанной с профилем; \bar{U} — комплексная скорость жидкости на бесконечности в этой же системе; w_P — комплексная координата центра P окружности K_0 в плоскости w .

2. Схема расчета. Подробный алгоритм решения поставленной задачи рассмотрен в [2], поэтому последовательность ее решения укажем лишь схематически. Задача Коши (4), (5) решалась численно путем моделирования следов системой дискретных вихрей. В качестве обтекаемых профилей выбиралось семейство контуров, получающихся из окружностей (см. рис. 1) с помощью отображения Кармана — Треффтца

$$(7) \quad \frac{z - \delta_1 a}{z + \delta_1 a} = \left(\frac{w - a}{w + a} \right)^{\delta_1}, \quad \delta_1 = 2 - \delta.$$

Значение a определяет хорду профиля, параметр δ задает угол в задней кромке, $0 < \delta < \pi/2$, d характеризует толщину профиля, параметр h — изогнутость. Предполагалось, что профиль совершает поступательные колебания вдоль оси O_1y_1 по гармоническому закону $y_1 = A \times \cos(\omega t + \mu)$ с частотой колебаний ω и амплитудой A . С целью обеспечения плавного начала движения фаза колебаний μ полагалась равной нулю. Расчет перемещения в каждый момент времени точек вихревого следа (дискретных вихрей) осуществлялся по схеме Эйлера с помощью формулы для скорости (6), в которой при $w = \zeta$ интеграл типа Коши существует в смысле главного значения. Сходимость интегралов в правой части (6)

в особых точках — точках схода следов — вытекает из поведения интенсивности вихревого следа вблизи кромки [3] и равенства кривизны вихревого следа в точке отрыва кривизне обтекаемого профиля [4]. Эта связь требует особой аккуратности при вычислении координат и интенсивности сходящихся вихрей.

Сход завихренности с передней гладкой кромки рассчитывался по следующей схеме. Из уравнений Эйлера и условий на пелене имеем соотношение

$$(8) \quad \frac{d\tilde{\gamma}_*}{dt} = \tilde{\gamma}_* \left| \frac{\partial w}{\partial z} \right|^2 [2UR^{-1} \cos(\theta^* - \theta) - F_1 - \tilde{F}_1] + \tilde{\gamma}_* \operatorname{Re} \left[i \exp(i\theta^*) \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] [2U \sin(\theta^* - \theta) + F_2 + \tilde{F}_2],$$

$$F_1 = \frac{1}{\pi} \int_{K_1} \frac{2\sigma_1\sigma_2 + R^{-1}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^2} d\Gamma_1, \quad F_2 = \frac{1}{2\pi} \int_{K_1} \frac{2\sigma_2 + R^{-1}(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} d\Gamma_1,$$

справедливое для точки схода. В [4] оно приведено для $w(z) = z$. Здесь $\tilde{\gamma}_*$ — интенсивность вихревого следа L_2 в точке отрыва; θ^* — угловая координата точки схода в плоскости w ; θ — угол атаки; \tilde{F}_1 и \tilde{F}_2 — суть интегралы F_1 и F_2 , в которых абсциссу и ординату σ_1, σ_2 системы координат с началом в точке M следует заменить на $\tilde{\sigma}_1, \tilde{\sigma}_2$ (см. рис. 1), а интенсивность Γ_1 — на Γ_2 . С помощью (8) интенсивность вихревого следа $\tilde{\gamma}_*$ в момент времени $t + \Delta t$ определялась по формуле $\tilde{\gamma}_*(t + \Delta t) = \tilde{\gamma}_*(t) + \tilde{\gamma}_*'(t)\Delta t$. По найденной $\tilde{\gamma}_*$ вычислялась интенсивность очередного вихря $\Gamma(t + \Delta t) = -\tilde{\gamma}_*|\tilde{\gamma}_*|\Delta t/2$, сошедшего с круглой кромки, и его абсцисса $\tilde{\sigma}_1 = \tilde{\gamma}_*|\partial w/\partial z|\Delta t/2$ в подвижной системе координат $\tilde{N}\tilde{\sigma}_1\tilde{\sigma}_2$ (в плоскости конформного отображения). Другая координата $\tilde{\sigma}_2$ этого вихря вычислялась с учетом локальной формы вихревого следа в окрестности точки схода [5] с помощью уравнения

$$(9) \quad \tilde{\sigma}_2 = -\frac{\tilde{\sigma}_1^2}{2R} + \lambda(t + \Delta t)\tilde{\sigma}_1^{5/2}.$$

При этом коэффициент $\lambda(t + \Delta t)$ определялся по положению предпоследнего вихря.

Положение точки отрыва в каждый момент времени находилось по формуле $\theta^*(t + \Delta t) = \theta^*(t) + \theta^{*'}(t)\Delta t$ с помощью выражения для угловой скорости в том виде, как оно приведено в [4]:

$$(10) \quad \theta^{*'} = -R^{-1} \left[\tilde{\gamma}_* \left| \frac{\partial z}{\partial w} \right| + 2U(\theta^* - \theta) + F_2 + \tilde{F}_2 \right] \left| \frac{\partial w}{\partial z} \right|^2.$$

Формулы (8)—(10) основные при расчете схода завихренности с передней гладкой кромки.

Параметры вихря, сходящего на каждом шаге по времени с угловой кромки, вычислялись через интенсивность вихревого следа в точке схода $\tilde{\gamma}_*(t + \Delta t)$ по формулам $\Gamma(t + \Delta t) = -\tilde{\gamma}_*|\tilde{\gamma}_*|\Delta t/2$, $s_1 = |\tilde{\gamma}_*|\Delta t/2$. Вторая координата вихря находилась с помощью уравнения локальной формы вихревого следа вблизи точки схода $s_2 = \lambda(t)s_1^{3/2}$, вывод которого аналогичен выводу уравнения (9) в [5]. Очередное значение коэффициента определялось, как и для гладкой кромки, по положению вихря, сошедшего с профиля предпоследним.

Расчет интенсивности $\tilde{\gamma}_*$, необходимой для описанных вычислений, осуществлялся с помощью условия в точке схода [3]

$$2U \sin(\theta + \theta_1) - \frac{1}{2\pi} \int_{K_1} \left(\frac{2\sigma_1}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} + R^{-1} \right) d\Gamma_1 - \frac{1}{2\pi} \int_{K_2} \left(\frac{2\tilde{\sigma}_1}{\tilde{\sigma}_1^2 + \tilde{\sigma}_2^2} + R^{-1} \right) d\Gamma_2 = 0,$$

выражающего равенство нулю касательной к обтекаемому контуру компоненты скорости в плоскости w . Здесь $\theta_1 = \text{arctg}(h/a)$. Предполагалось, что вновь сошедший за время Δt участок следа имеет постоянную интенсивность γ , равную искомой $\gamma_*(t + \Delta t)$. Интеграл по этой части контура вычислялся отдельно с учетом особенности его ядра в точке отрыва и формы пелены.

Численные эксперименты подтвердили важность расчета ближнего к точке отрыва участка следа и существенное его влияние на параметры сходящей в поток завихренности.

Важная особенность данного расчета — моделирование начальных участков сходящих с профиля следов, которое производилось с помощью явных формул, приведенных в [3, 4]. Формулы позволяют по величине выбранного начального шага по времени построить приближенно оба вихревых следа, сходящих с передней и задней кромок профиля. Внимание, которое надо уделять моделированию начальной стадии формирования следов, объясняется тем, что в задачах обтекания, близких к линейным (например, поступательное движение тонкого слабо изогнутого профиля под небольшим углом атаки), начальные параметры вихревого следа удастся подобрать ввиду сравнительно небольшого количества исходных параметров задачи. Кроме того, сами начальные параметры не очень существенно влияют на развитые режимы обтекания. Однако если число геометрических параметров профиля и параметров закона его движения велико, то произвол (выбор) в задании начальной завихренности оказывается серьезной помехой при проведении систематических расчетов, имеющих своей целью выявление зависимостей гидродинамических характеристик от формы профиля и закона его движения.

Силы, действующие на профиль, вычислялись интегрированием поля давлений на его контуре. Давление определяется интегралом Коши — Лагранжа, который в случае поступательного движения профиля можно, используя подвижную систему координат, связанную с профилем, привести к виду [7] $p = -\rho\{\varphi_t + (1/2)|V|^2 - (1/2)|U|^2\} + F(t)$, где $|V|$ — модуль скорости в подвижной системе координат жидкой частицы, находящейся в данный момент t в выбранной точке на профиле; φ_t — производная по времени в подвижной системе координат потенциала абсолютного движения жидкости; $F(t)$ — произвольная функция времени. Вычисление $|V|^2$ в точках профиля осуществляется по тем же процедурам, по которым рассчитывалось поле скоростей. Для нахождения φ_t возможны различные варианты. Потенциал φ есть вещественная часть комплексного потенциала абсолютного движения, который для данного распределения завихренности и положения профиля можно вычислять точным образом путем интегрирования формулы (6) по z и перехода к абсолютному движению. Производная φ_t находится тогда по приближенной формуле $\varphi_t = (\varphi(t + \Delta t) - \varphi(t))/\Delta t$. Однако такой путь при численной реализации приводит к необходимости вычисления в каждый момент времени большого числа логарифмов (для каждого точечного вихря), которые появляются в результате интегрирования ядра интеграла в (6), что сильно увеличивает время счета.

Другой путь, свободный от этого недостатка, заключается в том, чтобы найденный интегрированием (6) потенциал абсолютного движения и записанный для дискретных вихрей продифференцировать точным образом по времени (в подвижной системе координат). При этом дифференцирование логарифмических ядер интегралов приводит к выражениям, являющимся рациональными функциями своих аргументов, а интенсивность дискретных вихрей не зависит от времени. Описанный способ нахождения давлений позволяет использовать для вычисления потенциала точную формулу и одновременно экономить время счета.

3. Результаты расчетов. В процессе расчетов исследовались форма и интенсивность вихревых следов при различных значениях геометрических характеристик профиля (7) и амплитуды колебаний. Данные кинематической картины течения в сравнении с экспериментом по визуализации

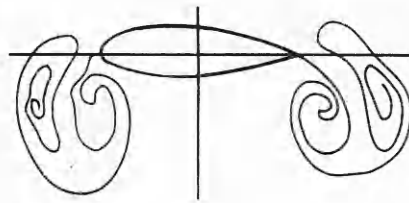
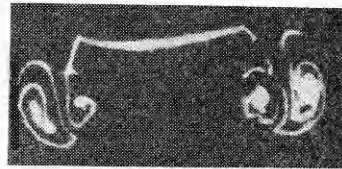


Рис. 2

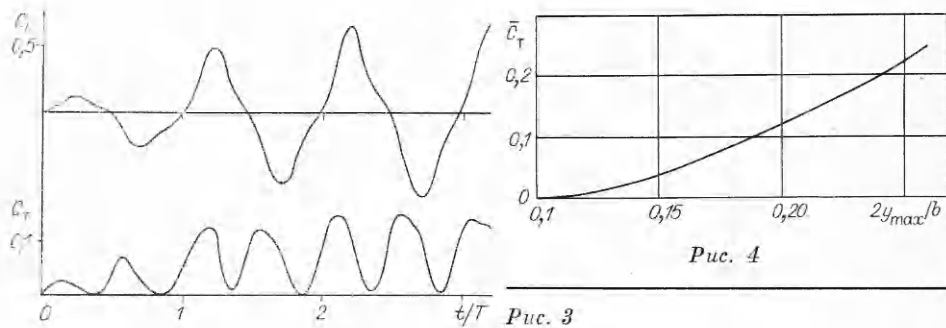
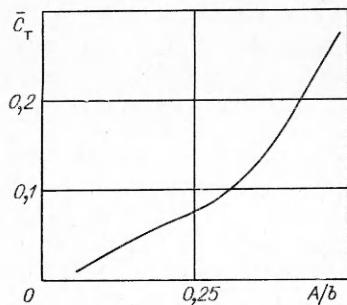


Рис. 4

[1] подробно приведены в [2] и частично — на рис. 2. Кроме того, изучалось влияние этих же параметров на гидродинамические реакции на профиле и затрачиваемую мощность. Получены зависимости среднего коэффициента тяги от утолщения профиля и амплитуды.

Графики поведения сил во времени даны на рис. 3. Коэффициенты нормальной силы F_N и силы тяги F_T вычислялись по формулам $C_N = 2F_N/(\rho(\omega b)^2 b)$, $C_T = 2F_T/(\rho(\omega b)^2 b)$ (ω — круговая частота колебаний профиля, b — хорда). Кривые приведены для амплитуды, равной четверти хорды. Периодический режим устанавливается после двух-трех периодов колебаний. Отличие сил в первом и втором периодах от их значений при больших временах свидетельствует о существенном влиянии образования вихревых следов на формирование гидродинамических сил. Следует отметить также сдвиг фаз графиков нормальной силы и силы тяги по отношению к закону колебаний. Наличие сдвига объясняется тем, что смена знака сходящей завихренности происходит раньше, чем профиль занимает крайнее положение [2]. Величина сдвига зависит от формы профиля и закона колебаний.

Исследование влияния телесности профиля на гидродинамические характеристики показало, что в диапазоне утолщений примерно от 16 до 26 % среднее за период колебаний значение коэффициента силы тяги \bar{C}_T зависит от относительной толщины профиля $2y_{max}/b$ примерно по линейному закону (рис. 4). В то же время в рассматриваемом диапазоне утолщений изменения затрачиваемой мощности и среднего за период модуля нормальной силы не превышают 10 % (минимум затрачиваемой мощности достигался на 16 %-ном профиле для отношения амплитуды к хорде 0,25 и угле кромки 0,1 л).



Увеличение угла в задней кромке снижало силу тяги, практически не изменяя нормальную силу и затрачиваемую мощность.

График на рис. 5 изображает выявленную количественную зависимость среднего коэффициента силы тяги \bar{C}_T от амплитуды колебаний для 18 % симметричного профиля с углом в задней кромке 0,1 л. Характерно наличие двух близких к линейным участков, один из которых соответствует амплитудам колебаний до 0,3 хорды, а другой — от 0,35

до 0,5 хорды. Затрачиваемая мощность нарастает с увеличением амплитуды быстрее, чем сила тяги.

В заключение приведем результаты сравнения расчетов гидродинамических сил с имеющимися экспериментальными данными для поступательных колебаний крыла на швартовом режиме [8]. Эксперимент показал, что тонкие крылья при поступательном законе колебаний силу тяги не создают (7 %-ный профиль ЦАГИ КВ-1-7), в то время как сила тяги для толстых крыльев может быть значительной (для 15 %-ного профиля НАСА-0015 средний коэффициент силы тяги, вычисленный по формуле $\bar{C}_T = 2\bar{F}_T / (\rho(\omega A)^2 b)$ (A — амплитуда колебаний), принимал значения 0,34—0,4). Результаты настоящих расчетов (рис. 4) свидетельствуют о том, что средняя сила тяги исчезает при уменьшении толщины профиля до 10 %. Расчеты для 15 %-ных профилей Кармана — Треффгца, примерно соответствующих профилю НАСА-0015, давали $\bar{C}_T = 0,35—0,47$ при такой же, как в эксперименте, амплитуде колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oshima Y., Oshima K. Vortical flow behind an oscillating airfoil // Theor. and Appl. Mech.: Proc. 15th Intern. Congr., Toronto, 1980: Postprints. — Amsterdam et al., 1980.
2. Зобнин А. И. Расчет отрывного обтекания телесного профиля, колеблющегося в неподвижной жидкости. — Омск, 1987. — Деп. в ВИНТИ 27.01.87, № 626—В87.
3. Зобнин А. И. Начальное отрывное обтекание профиля с угловой кромкой. — Омск, 1985. — Деп. в ВИНТИ 24.06.85, № 4462.
4. Зобнин А. И. Исследование начальной стадии отрывного обтекания кругового цилиндра // ПМТФ. — 1983. — № 5.
5. Бетяев С. К. Эволюция вихревых пелен // Динамика сплошной среды со свободными поверхностями. — Чебоксары: Чуваш. ун-т, 1980.
6. Мухелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. — М.: Наука, 1968.
7. Головкин В. А. Нелинейная задача о неустановившемся обтекании произвольного профиля со свободно деформирующимся следом // Учен. зап. ЦАГИ. — 1972. — Т. 3, № 3.
8. Гребешов Э. П., Сагоян О. А. Гидродинамические характеристики колеблющегося крыла, выполняющего функции несущего элемента и движителя // Тр. ЦАГИ. — 1976. — Вып. 1725.

г. Омск

Поступила 15/III 1988 г.,
в окончательном варианте — 21/IV 1988 г.

УДК 532,512

С. П. Актершев, А. В. Федоров

ПРИМЕНЕНИЕ ГИДРАВЛИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В ТРУБОПРОВОДЕ С ГАЗОВОЙ ПОЛОСТЬЮ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СТРУИ

Высокоскоростные струи жидкости находят широкое применение в технике для разрушения и резания различных материалов. В некоторых случаях используется установившаяся струя, но результаты [1] показывают, что более перспективно применение нестационарной струи, поскольку в этом случае основной механизм эрозии материала — высокое давление гидравлического удара струи. В [2] рассмотрены некоторые аспекты создания нестационарной струи, вытекающей из сопла на конце трубопровода, применительно к гидравлической разработке полезных ископаемых. Методом математического моделирования исследуется колебательный процесс в трубе, целиком заполненной жидкостью. При этом нестационарность струи создавалась либо в результате пульсации расхода жидкости на входе трубы, либо за счет периодического изменения сечения струи колеблющимся клапаном.

Известно, что присутствие воздушной полости в заполненной жидкостью трубе может быть причиной значительных колебаний скорости и давления жидкости в различных нестационарных процессах [3—7]. Это объясняется появлением собственных колебаний колонны жидкости с частотой, которая определяется одновременно параметрами полости, жидкости и трубы [8, 9]. Обычно колебания давления в течение переходных процессов в трубопроводе рассматриваются как нежелательное явление, поэтому параметры воздушного колпака подбирают так, чтобы ослабить эти колебания. Вместе с тем существуют гидроударные устройства, в которых колебания жидкости в трубе, не содержащей газовой полости, специально организуются с помощью пе-