

УДК 577.31

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ, РАЗВИВАЕМЫЕ КРЫЛОМ, ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОЖЕНИЯХ ОСИ ЕГО ВРАЩЕНИЯ. ТЯГА ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ ЗАКОНЕ УГЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

© 2005 г. Е. В. Романенко, С. Г. Пушков, В. Н. Лопатин

Институт проблем экологии и эволюции им. А.Н. Северцова РАН, Москва

С использованием приближенных выражений для составляющих гидродинамических сил через коэффициенты аэродинамических производных первого порядка и кинематических параметров движения построена математическая модели работы плоского жесткого крыла различного удлинения при больших амплитудах линейных и угловых колебаний и различных положениях оси вращения крыла. Получены расчетные формулы для вычисления тяги и подсосывающей силы в случае гармонических изменений угла наклона крыла к горизонтальной оси. Показано хорошее согласие результатов расчета по полученным формулам с соответствующими известными численными решениями, а также экспериментальными данными.

Пусть в системе координат $OXYZ$, движущейся в направлении оси OX с постоянной скоростью U_0 , движение крыла задано периодическим законом колебаний точки x_1 (рис. 1):

$$y_1 = a \sin \omega t \quad (1)$$

и законом изменения угла наклона плоскости крыла к оси OX :

$$\vartheta = \vartheta_1 \cos \omega t. \quad (2)$$

Для оценки гидродинамических сил, развиваемых крылом в этом случае, можно воспользоваться полученными ранее [7] формулами, однако, все необходимые соотношения, описывающие движение крыла, должны быть записаны относительно его центра. Следует отметить, что при больших амплитудах линейных и угловых колебаний получение формул для составляющих гидродинамических сил в зависимости от положения оси вращения крыла путем стандартного пересчета коэффициентов аэродинамических производных в линейном приближении некорректно.

В работе [7] рассмотрен случай, когда кинематические параметры движения крыла заданы относительно его центра. Однако более интересен общий случай, когда кинематические параметры заданы относительно любой точки продольной оси крыла. Это особенно важно применительно к плаванию дельфинов и рыб с полулунным хвостовым плавником. Существует предположение, что ось вращения хвостовой лопасти дельфина расположена вблизи ее задней кромки [4, 20]. Это подтверждают оценки, сделанные в работах [9, 10] на основе кинематических параметров, полученных экспериментально.

Закон движения рассматриваемого крыла относительно центра определяется проекциями

скоростей центра крыла относительно неподвижной жидкости:

$$V_{xc} = V_0 - \omega_z x \sin \vartheta, \quad (3)$$

$$V_{yc} = V_{y1} + \omega_z x \cos \vartheta, \quad (4)$$

где $V_{y1} = \dot{y}_1(t)$, $\omega_z = \dot{\vartheta}(t)$, x – расстояние от центра крыла до точки x_1 .

Практический интерес представляет задача определения пропульсивных характеристик колеблющегося крыла в зависимости от закона его движения и положения точки x_1 . Ранее, когда кинематические параметры движения крыла были заданы относительно его центра, было получено выражение для мгновенного значения тяги. Здесь мы представим эту формулу для случая, когда кинематические параметры движения крыла зада-

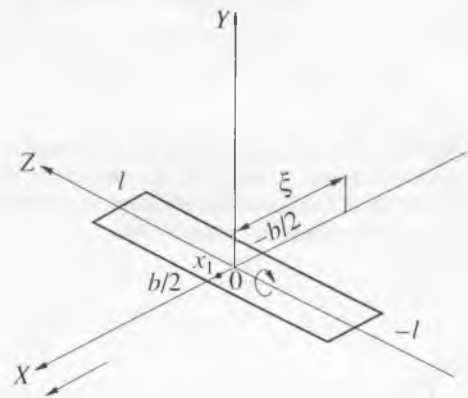


Рис. 1. Схема постановки задачи. Пояснения см. текст.

ны относительно точки x_1 и пересчитаны к центру крыла

$$T_c = m^* \frac{d(v_{nc} \sin \vartheta)}{dt} + \frac{\rho S}{2} \left(C_y^\alpha v_{nc} V_{yc} + b \left[C_y^\alpha - \frac{2m^*}{\rho S b} \right] \dot{v}_{nc} \sin \theta_c - b \left[C_y^{\omega_z} - \frac{2m^*}{\rho S b} \right] \dot{\omega}_z \sin \theta_c - b C_y^{\omega_z} \omega_z V_{yc} - b^2 C_y^{\omega_z} \dot{\omega}_z \sin \theta_c \right) - X_i \cos \vartheta - \frac{\rho S U_c^2}{2} C_p \cos \vartheta. \quad (5)$$

Здесь и далее T_c – тяга, m^* – присоединенная масса крыла, v_{nc} – нормальная скорость, ρ – плотность среды, θ_c – угол между набегающим на крыло потоком и горизонтальной осью, C_p – коэффициент сопротивления формы крыла, U_c – мгновенная скорость потока, набегающего на крыло, X_i – индуктивное сопротивление крыла, b – хорда крыла, S – его площадь (одной стороны). C_y^α , $C_y^{\omega_z}$, $C_y^{\dot{\omega}_z}$, $C_y^{\omega_z}$ – аэродинамические производные [1]. Формула (5) отличается от формулы (30) в работе [7] наличием индекса “с” у тех величин, которые пересчитаны к центру крыла. Аналогично соотношениям (3) и (4) выпишем выражения для других величин

$$v_{nc} = V_{y1} \cos \vartheta - U_0 \sin \vartheta + \omega_z x = U_c \sin \alpha_c, \quad (6)$$

$$\theta_c = \alpha_c + \vartheta = \arctg(V_{yc}/V_{xc}), \quad (7)$$

$$\bar{U}_c^2 = V_{yc}^2 + V_{xc}^2, \quad (8)$$

где α_c – угол атаки, пересчитанный к центру крыла.

Формула (5) имеет общий вид и справедлива при любых кинематических параметрах и формах крыла. В линейном приближении значения коэффициентов гидродинамических производных и присоединенная масса определяются формой крыла и числом Струхала. При расчетах составляющих гидродинамических сил мы будем использовать известные численные решения для коэффициентов гидродинамических производных первого порядка, однако в данном случае при больших амплитудах линейных и угловых колебаний крыла может иметь место увеличение ошибок результатов расчета с увеличением чисел Струхала.

Применяя разложение функций $\sin \vartheta$, $\cos \vartheta$ в ряд Тейлора и ограничиваясь первыми тремя чле-

нами разложения, нетрудно получить среднее значение тяги в виде

$$\bar{T}_c = \frac{\rho S}{2} \left\{ C_y^\alpha \overline{v_{nc} V_{yc}} + b \left(C_y^\alpha - \frac{2m^*}{\rho S b} \right) \overline{\dot{v}_{nc} \sin \theta_c} - C_y^{\omega_z} b^2 \overline{\dot{\omega}_z \sin \theta_c} - b C_y^{\omega_z} \overline{\omega_z V_{yc}} - \frac{\pi}{2} \overline{v_{nc}^2 \cos \vartheta} - C_p \overline{U_c^2 \cos \vartheta} \right\}. \quad (9)$$

Здесь, как и ранее [7], для индуктивного сопротивления использована оценка “сверху”

$$X_i \leq \rho \pi S (v_{nc}^2/4), \quad (10)$$

являющаяся экстремумом выражения X_i :

для крыла бесконечного размаха

$$X_i = \rho \pi b u_* (v_n - u_*), \quad (11)$$

и для крыла конечного размаха, симметричного в плане относительно оси OZ (рис. 1),

$$X_i = \rho \pi \int_{-l}^l b(z) u_*(z) [v_n - u_*(z)] dz. \quad (12)$$

В этих формулах u_* – некоторая эффективная скорость, индуцируемая вихревой пеленой, остающейся в следе за крылом, v_n – нормальная скорость в центре крыла. Оценки показывают, что для крыла конечного размаха при удлинении $2 \leq \lambda \leq 5$ индуктивное сопротивление, определяемое формулой (10), завышено не более чем на 20% по сравнению с величинами, полученными в известных численных решениях, а также экспериментальным путем. Учитывая, что индуктивное сопротивление составляет весьма малую величину в балансе гидродинамических сил, развиваемых крылом, такой погрешностью в первом приближении можно пренебречь. Следует отметить, что использование формулы (10) для оценки индуктивного сопротивления в случае крыла бесконечного удлинения приводит к заниженным результатам для пропульсивных характеристик крыла в диапазоне малых чисел Струхала, что подтверждает сравнение с известными численными решениями.

Входящие в формулу (9) усредненные величины имеют вид:

$$\overline{v_{nc} V_{yc}} = \overline{v_n V_y} + A, \quad (13)$$

$$\overline{v_n V_y} = U_0^2 \frac{1}{\lambda_p} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) - \frac{3}{8} \frac{\vartheta_1^2}{2!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right) + \right. \tag{14}$$

$$\left. + \frac{5}{16} \frac{\vartheta_1^4}{4!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{5} \vartheta_1 \right) - \frac{35}{128} \frac{\vartheta_1^6}{6!} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{7} \vartheta_1 \right) + \dots \right],$$

$$\overline{b \dot{v}_{nc} \sin \theta_c} = -(b/x)A, \tag{15}$$

$$\overline{b^2 \dot{\omega}_z \sin \theta_c} = -(b^2/x^2)A, \tag{16}$$

$$\overline{b \omega_z V_{yc}} = (b/x)A, \tag{17}$$

$$\overline{v_{nc}^2 \cos \vartheta} = \overline{v_n^2 \cos \vartheta} + A, \tag{18}$$

$$\overline{v_n^2 \cos \vartheta} = \frac{1}{2} U_0^2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right)^2 - \frac{9}{8} \vartheta_1^2 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{14}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{5}{9} \vartheta_1^2 \right) + \right. \tag{19}$$

$$\left. + \frac{15}{32} \vartheta_1^4 \left(\frac{1}{\lambda_p^2} - \frac{10}{9} \frac{\vartheta_1}{\lambda_p} + \frac{7}{27} \vartheta_1^2 \right) - \frac{35}{1024} \vartheta_1^6 \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{3} \vartheta_1 \right)^2 \right],$$

$$\overline{U_c^2 \cos \vartheta} = \overline{U^2 \cos \vartheta} + A, \tag{20}$$

$$\overline{U^2 \cos \vartheta} = U_0^2 \left(1 + \frac{1}{2\lambda_p^2} - \frac{3\vartheta_1^2}{16\lambda_p^2} - \frac{\vartheta_1^2}{4} \right). \tag{21}$$

В приведенных выражениях

$$A = \frac{\vartheta_1^2 U_0^2 (\text{Sh})^2 x^2}{2b^2} \left[1 - \frac{\vartheta_1^2}{8} \left(1 - \frac{\vartheta_1^2}{24} \right) \right]. \tag{22}$$

Sh = ωb/U₀ – число Струхаля, λ_p = U₀/ωα.

Соотношение (9) получено с учетом условия малости угла атаки. В выражениях (13)–(21) следует использовать безразмерное расстояние X рассматриваемой точки от центра крыла. Для этого координату x нормируют по хорде крыла

$$x = bX. \tag{23}$$

Для присоединенной массы крыла бесконечного размаха на единицу длины

$$m^* = \rho \pi b^2 / 4, \tag{24}$$

для прямоугольного крыла

$$m^* \approx 0.9 \rho l (\pi b^2 / 4), \tag{25}$$

для треугольного крыла [8, 9]

$$m^* = \rho \pi b^2 / 6. \tag{26}$$

Оценим долю подсасывающей силы в общей тяге (X_{xc}). В этом случае получим выражение, аналогичное выражению (38) в работе [7]

$$X_{xc} = m^* v_{nc} \omega_z \cos \vartheta - m^* \dot{v}_{nc} \alpha_c \cos \vartheta +$$

$$+ \frac{\rho S}{2} (C_y^\alpha v_{nc}^2 + C_y^{\omega_z} \dot{v}_{nc} b \alpha_c - C_y^{\omega_z} \omega_z b v_{nc} - C_y^{\omega_z} \dot{\omega}_z b^2 \alpha_c) \cos \vartheta. \tag{27}$$

Это выражение после усреднения по времени примет вид

$$\overline{X}_{xc} = \overline{X}_x + \Delta \overline{X}_x. \tag{28}$$

Здесь первый член в правой части представлен формулой

$$\overline{X}_x = \frac{\rho S}{2} (C_y^\alpha \overline{v_n^2 \cos \vartheta} - C_y^{\omega_z} \overline{b^2 \dot{\omega}_z \alpha_c \cos \vartheta}), \tag{29}$$

где v_n и α – нормальная скорость и угол атаки в центре крыла соответственно, а второй – имеет вид

$$\Delta \overline{X}_x = \left[\frac{\rho S}{2} \left(C_y^{\alpha x} \frac{x}{b} + C_y^{\omega_z} \right) - \frac{m^*}{b} \right] \times \frac{\vartheta_1^2 U_0^2 (\text{Sh})^2}{2} X \left(1 - \frac{\vartheta_1^2}{8} \right). \tag{30}$$

Относительное расстояние рассматриваемой точки от центра крыла X рассчитывают по формуле (23). В правой части формулы (29) выражение $\overline{v_n^2 \cos \vartheta}$ определяется формулой (19), а усредненное выражение во втором члене – соотношением

$$\overline{b^2 \dot{\omega}_z \alpha_c \cos \vartheta} = \frac{\vartheta_1 U_0^2 (\text{Sh})^2}{2} \times \left[\left(\frac{1}{\lambda_p} - \vartheta_1 \right) \left(1 - \frac{3}{8} \vartheta_1^2 + \frac{5}{192} \vartheta_1^4 \right) - \frac{1}{4\lambda_p^3} \left(1 - \frac{1}{2\lambda_p^2} \right) + \frac{5}{48} \frac{\vartheta_1^2}{\lambda_p^3} \left(1 - \frac{21}{40\lambda_p^2} \right) \right]. \tag{31}$$

Значения коэффициентов гидродинамических производных, входящих в приведенные выше формулы и пересчитанные к центру крыла, представлены в таблице для трех видов крыльев: бесконечного, прямоугольного и треугольного [1].

Результаты расчетов по полученным формулам были проверены путем численного решения исходного соотношения (9). Проверка показала, что погрешность замены сложного выражения (9) набором относительно простых расчетных формул обусловлена использованием при их выводе условия малости угла атаки и не превышает 2%.

Сравним полученные результаты с имеющимися теоретическими моделями и экспериментальными данными. Известны теоретические малоамплитудные модели [2, 5, 6, 12, 15–20]. В работах [13, 14] развита линеаризованная теория, позволяющая оценивать гидродинамические ха-

Коэффициенты гидродинамических производных, пересчитанные к центру крыла

Sh	C_y^α	$C_y^{\dot{\alpha}}$	C_y^{ω}	$C_y^{\dot{\omega}}$
Бесконечное крыло, $\lambda = \infty$				
0.125	5.570	-5.750	1.393	-1.831
0.25	5.030	-3.003	1.258	-1.144
0.5	4.352	-0.761	1.089	-0.583
1.0	3.757	0.624	0.939	-0.237
2.0	3.389	1.256	0.848	-0.079
3.0	3.274	1.417	0.819	-0.039
4.0	3.223	1.480	0.793	-0.023
Прямоугольное крыло, $\lambda = 4$				
0.25	3.470	0.1	0.933	-0.492
0.5	3.260	0.473	0.875	-0.243
1.0	2.960	0.895	0.800	-0.128
2.0	2.720	1.180	0.730	-0.046
Треугольное крыло, $\lambda = 4$				
0.25	3.330	0.077	1.248	-0.163
0.5	3.240	0.182	1.220	-0.121
1.0	3.070	0.352	1.153	-0.061
2.0	2.810	0.522	1.058	0.005

Примечание. λ – удлинение крыла.

рактические характеристики крыла для произвольных линейных амплитуд колебаний. Впервые в нелинейной постановке задача о колебаниях крыла с произвольной амплитудой рассмотрена в работах [4, 11]. За исключением самых простых случаев [2, 5, 6, 19] для оценки характеристик крыльев применялся численный метод, не дающий простых аналитических выражений, удобных для проведения оперативных оценок. Экспериментальных работ по исследованию пропульсивных характеристик крыльев исключительно мало [2, 3], но и эти работы выполнены в малоамплитудной постановке.

Проведем сравнение наших оценок коэффициента тяги с результатами работ [2, 4, 11, 12, 18]. Коэффициент тяги здесь принят в форме $C_T' = C_T / (a/b)^2 (Sh)^2$, где $C_T = 2\bar{T} / \rho S U_0^2$. В формуле (9) последний член в скобках, характеризующий сопротивление формы крыла, в расчетах не используется, подобно тому, как это имело место в работах [2, 4, 11, 12, 18].

На рис. 2 представлено сравнение результатов расчета с данными Лайтхилла [18] (сплошные линии) для бесконечного тонкого крыла, соверша-

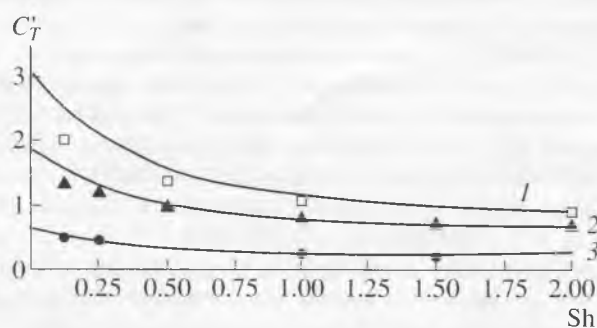


Рис. 2. Сравнение результатов расчета коэффициента тяги (C_T') с данными [18]. Бесконечное крыло, $\theta = 0$ (1), 0.4 (2) и 0.8 (3).

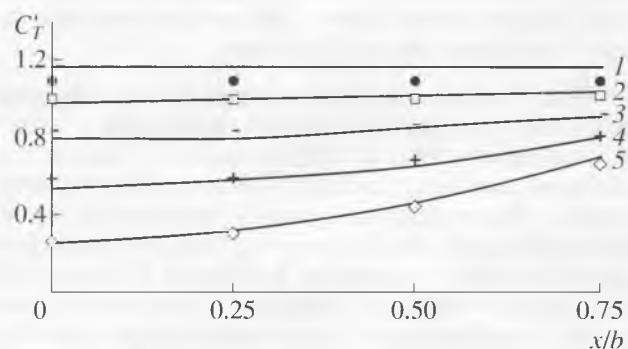


Рис. 3. Зависимость коэффициента тяги крыла (C_T') от положения оси вращения (x/b): расчет (точки) и данные [18]. Бесконечное крыло, $\theta = 0$ (1), 0.2 (2), 0.4 (3), 0.6 (4) и 0.8 (5).

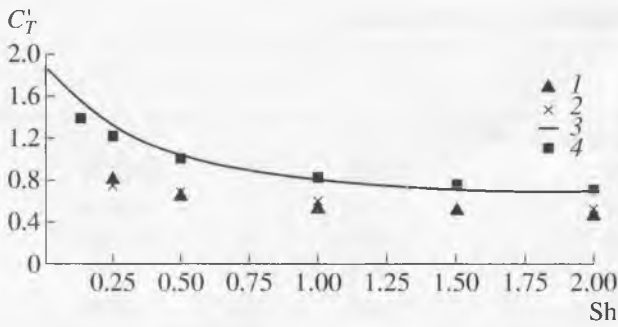


Рис. 4. Коэффициенты тяги (C_T') для крыла с $\lambda = 4$, $\theta = 0.4$, $h/b = 0.1$ и осью вращения в центре крыла (1, 2) и для бесконечного крыла (3, 4). Расчетные (2, 4) и литературные [4] (1, 3) данные.

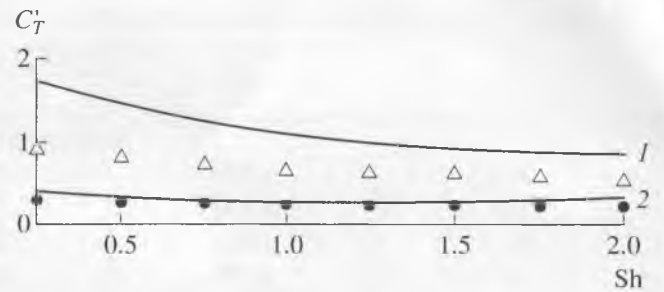


Рис. 5. Коэффициенты тяги (C_T') для малоамплитудных колебаний прямоугольного крыла с $\lambda = 4$, $\theta = 0$ (1) и 0.8 (2): расчетные (точки) и литературные [12] (—) данные.

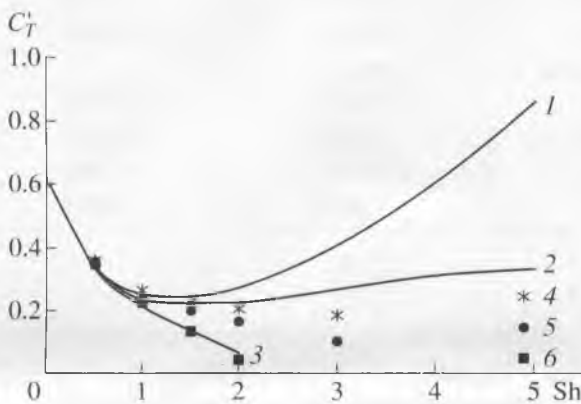


Рис. 6. Коэффициенты тяги (C_T') для бесконечного крыла с осью вращения в центре, $\theta = 0.8$, $h/b = 0.01$ (1, 4), 0.2 (2, 5) и 0.4 (3, 6): расчет (4–6) и данные [11] (1–3).

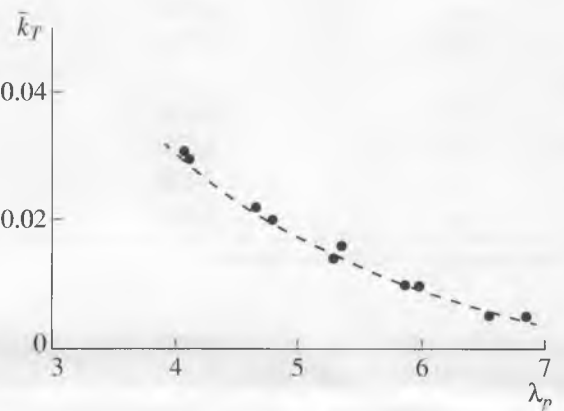


Рис. 7. Коэффициенты тяги (\bar{k}_T) для малоамплитудных колебаний прямоугольного крыла с профилем NACA-0015 ($\lambda = 4$): расчет (точки) и данные [2] (---). Поступательно-вращательные колебания.

ющего малые колебания, при различных значениях параметра флюгирования $\theta = U\vartheta_1/\omega h$ в зависимости от числа Струхала. Ось вращения крыла расположена в его центре. Верхняя кривая соответствует чисто линейным колебаниям крыла. Видно, что в этом случае, как и ожидалось, заметные расхождения данных наблюдаются при малых значениях числа Струхала.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость коэффициента тяги от положения оси вращения тонкого бесконечного крыла, совершающего малые колебания. Начало координат соответствует центру крыла, задней кромке крыла – значение 0.5 на горизонтальной оси. На рис. 4 приведены наши расчетные данные и данные Зайцева и Федотова [4] для прямоугольного крыла с удлинением, равным 4, совершающего малоамплитудные колебания (параметр флюгирования равен 0.4, ось вращения расположена в центре крыла, отношение амплитуды колебаний к хорде крыла равно 0.1) и для бесконечного крыла. Видно, что наши расчетные данные неплохо согласуются с данными

[4], чего не наблюдалось при сравнении наших результатов и данных работы [12] (рис. 5). Особенно велики расхождения для чисто линейных колебаний крыла.

Интересны результаты сравнения наших расчетов с данными Шеховцова [11], рассматривавшего колебания бесконечного крыла с относительно большой амплитудой (рис. 6) ($h/b = 0.01$, 0.2 и 0.4). Неплохое согласие наблюдается до чисел Струхала ~ 2 . На рис. 7 показано сравнение с экспериментальными данными Гребешова и Сагояна [2], полученными при испытании прямоугольного крыла с профилем NACA-0015 (удлинение равно 4) и законом движения $y = a \sin \omega t$, $\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1 \cos \omega t$ при $a/b = 0.285$, $\vartheta_0 = 3.7^\circ$, $\vartheta_1 = 3^\circ$. Закон движения задан относительно точки, отстоящей на четверть хорды от передней кромки. В этом случае коэффициент тяги принят в форме Гребешова и Сагояна $\bar{k}_T = 2\bar{T}\lambda_p^2/\rho S U_0^2 (\lambda_p^2 + 1)$. Поскольку экспериментальные данные работы [2] учитывают сопротивление формы крыла, в

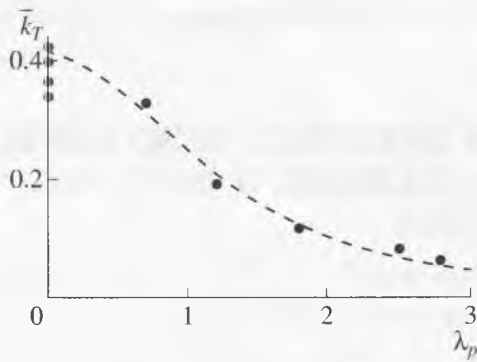


Рис. 8. Коэффициенты тяги (\bar{k}_T) для малоамплитудных колебаний прямоугольного крыла с профилем NASA-0015 ($\lambda = 4$): расчет (точки) и данные [2] (---). Поступательные (вертикальные) колебания крыла.

наших расчетах был использован последний член (в скобках) формулы (9). Значение коэффициента сопротивления формы крыла было принято равным $C_p = 0.012$, как и в работе [2]

Рис. 8 иллюстрирует результат сравнения экспериментальных данных работы [2] для того же крыла с нашими расчетными данными для случая чисто вертикальных колебаний при $a/b = 0.285$, $\vartheta_0 = 3.7^\circ$.

Таким образом, полученные расчетные формулы позволяют легко оценить гидродинамические силы, развиваемые крылом. При этом оценки неплохо согласуются с результатами, получаемыми с помощью как простых, так и весьма сложных численных моделей.

Авторы приносят искреннюю благодарность Т.М. Борщевой и Т.Н. Сидоровой за помощь в подготовке рукописи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта "а" 04-01-00366).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М.: Наука, 1971. 767 с.
2. Гребешов Э.П., Сагоян О.А. // Труды ЦАГИ. 1976. Вып. 1725. С. 3–30.
3. Довгий С.А., Каян В.П. // Бионика. 1981. Вып. 15. С. 55.
4. Зайцев А.А., Федотов А.А. // Изв. Акад. наук СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1986. № 5. С. 75.
5. Козлов Л.Ф. Теоретическая биогиродинамика. Киев.: Вища школа, 1983. 238 с.
6. Логвинович Г.В. // Бионика. 1973. Вып. 7. С. 3.
7. Пушков С.Г., Романенко Е.В. // Успехи соврем. биологии. 2000. Т. 120. № 2. С. 207.
8. Романенко Е.В. Теория плавания рыб и дельфинов. М.: Наука, 1986. 148 с.
9. Романенко Е.В. Гидродинамика рыб и дельфинов. М.: КМК, 2001. 412 с.
10. Романенко Е.В., Пушков С.Г. // Докл. РАН. 1998. Т. 358. № 2. С. 274.
11. Шеховцов А.В. // Прикладна гидромеханіка. 1999. Т. 1(73). № 2. С. 71.
12. Chopra M.G. // J. Fluid Mech. 1974. V. 64. Pt. 2. P. 375.
13. Chopra M.G. // J. Fluid Mech. 1976. V. 74. Pt. 1. P. 161.
14. Chopra M.G., Kambe T. // J. Fluid Mech. 1977 V. 79. Pt. 1. P. 49.
15. Karpousian G., Spedding G., Cheng H.K. // J. Fluid Mech. 1990. V. 210. P. 329.
16. Katz J., Weihs D. // J. Fluid Mech. 1978. V. 88. P. 485.
17. Lan C.E. // J. Fluid Mech. 1979. V. 93. № 4. P. 747.
18. Lighthill M.J. // J. Fluid Mech. 1970. V. 44. № 2. P. 265.
19. Parry D.A. // J. Exp. Biol. 1949. V. 26. № 1. P. 24.
20. Wu T.Y.-T. // J. Fluid Mech. 1971. V. 46. № 3. P. 521.

Hydrodynamic Forces Exerted by Wings as a Function of Their Pitch Axis Positions. Thrust in Harmonic Angular Fluctuations

E. V. Romanenko, S. G. Pushkov, V. N. Lopatin

Severtsov Institute of Ecology and Evolution, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The approximate expressions for constituents of hydrodynamic forces were used in order to construct a mathematical model of flat and rigid wings with different forms and aspect ratios under the high linear and angular fluctuations and different pitch-axis positions. A peculiarity of this model is the use of coefficients of the first-order aerodynamic derivatives and kinematic parameters of movement. The formulas were found to calculate the thrust and suction forces as an angle of wing with respect to the horizontal axis varied. The calculated results (using these formulas) agreed well with the known numerical solutions and experimental data.