

УДК 533.6.013.2.011.32 : 629.7.025.1

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПО КРЕНУ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА МАЛОГО УДЛИНЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Г. М. Шумский

Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск
E-mail: anegs@adm.nstu.ru

На основе численного моделирования отрывного обтекания треугольного крыла идеальной несжимаемой жидкостью проводятся исследования автоколебательных по крену режимов для треугольного крыла, в частности при наличии внешних возмущений. Проводится сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными. Исследуются вихревая природа и механизм автоколебаний. Выделены области синхронизации аэродинамической автоколебательной системы при наличии внешних возмущений. Предложены способы парирования автоколебаний крыла по крену.

Ключевые слова: численные исследования, треугольное крыло, автоколебания по крену, внешние возмущения, захват частоты, парирование автоколебаний.

В условиях отрывного обтекания при больших углах атаки могут возникать нежелательные автоколебания по крену летательных аппаратов. Как известно, эти колебания могут предшествовать режиму “сваливания” летательного аппарата в штопор. В данном случае имеют место автоколебания, возникающие вследствие отрыва потока с передних кромок несущих поверхностей. Это явление целесообразно исследовать на примере простых несущих поверхностей, таких как треугольные крылья. В работах [1–4] автоколебания таких крыльев изучались в основном экспериментально, а в [5–8] проводилось численное моделирование этого явления. В настоящей работе приводятся результаты численных исследований автоколебательных по крену режимов для треугольного крыла, в частности при наличии внешних возмущений.

1. Рассматривается математическая модель нестационарного движения тонкого треугольного крыла в идеальной несжимаемой жидкости. Вводятся следующие положения нелинейной теории крыла в случае отрывного обтекания в идеальной жидкости: течение вне крыла и вихревого следа является потенциальным; линия отрыва на острых краях фиксирована; вторичные отрывы отсутствуют; выполняются условия непротекания на крыле, постулат Жуковского на кромках, а также кинематическое и динамическое условия на вихревой пелене и условие затухания возмущений на бесконечности.

Предполагается, что движение крыла начинается из состояния покоя с постоянной скоростью V . В момент времени t_0 крыло, над которым сформировалась устойчивая вихревая структура, приобретает степень свободы по крену. Ось вращения расположена вдоль корневой хорды крыла (рис. 1). Начиная с момента времени t_0 уравнения нестационарной аэродинамики решаются совместно с уравнением движения крыла по крену

$$\ddot{\gamma} = c_1 m_x(\gamma, \dot{\gamma}, \alpha, \lambda) \quad (1)$$

с начальными условиями (начальными отклонениями по крену в момент τ_0)

$$\gamma(\tau_0) = \gamma_0, \quad \dot{\gamma}(\tau_0) = 0. \quad (2)$$

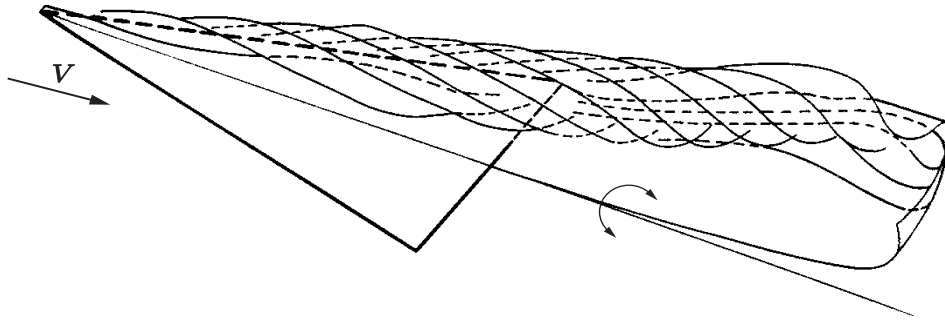


Рис. 1. Вихревая структура над консолью крыла при его движении из состояния покоя

В (1), (2) γ — угол крена; α — угол атаки; $\tau = tV/b$ — безразмерное время; t — время; b — длина корневой хорды; λ — удлинение; $m_x = 2M_x/(\rho V^2 Sl)$; $c_1 = \rho b^2 Sl/(2I_x)$; M_x — момент крена; ρ — плотность жидкости; I_x , S , l — момент инерции, площадь и размах крыла соответственно.

Алгоритм численного решения нелинейной задачи отрывного нестационарного обтекания треугольного крыла строится на основе метода дискретных вихрей [5–8]. В расчетах использовалась такая же прямоугольная вихревая решетка, как и в работе [7]. При этом число вихрей по хорде и размаху крыла было увеличено в два раза и составляло 12 и 24 соответственно.

2. Полученные численные данные сопоставлялись с результатами экспериментов. В расчетах значения физических параметров соответствовали полученным в эксперименте [3]. С учетом значения момента инерции реального крыла с удлинением $\lambda = 0,71$ ($I_x = 0,00039 \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^2$) коэффициент в уравнении (1) принимал значение $c_1 = 4,35$. Эксперимент проводился на треугольном крыле с симметричной острой кромкой, относительная толщина которого равна $\bar{c} = 0,025$ (толщина отнесена к хорде крыла b).

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные зависимости амплитуды A и безразмерной собственной частоты ω_0 ($\omega_0 = \omega l/(2V)$; ω — круговая частота) от угла атаки α при автоколебаниях крыла. Видно, что результаты численных расчетов и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются.

3. Ниже приведены некоторые результаты исследований, позволяющих выяснить механизм автоколебаний по крену треугольного крыла. Из анализа экспериментальных данных [1–3] следует, что автоколебаний по крену крыла не возникает, если угол атаки не превышает некоторого предельного угла α_* . Если $\alpha > \alpha_*$, то возникновение автоколебаний крыла может быть обусловлено наличием нестационарности в жидкости либо задаваемым в расчетах ненулевым начальным отклонением крыла по крену.

На рис. 3 на фазовой плоскости $(\gamma, \dot{\gamma})$ представлены две интегральные кривые уравнения (1). Задавались следующие начальные условия (2): $\gamma(\tau_0) = 20^\circ$, $\dot{\gamma}(\tau_0) = 0$. Видно, что при $\alpha = 15^\circ$ ($\alpha < \alpha_*$) интегральная кривая имеет вид скручивающейся спирали. В данном случае начало координат является особой точкой типа устойчивого фокуса и колебания крыла затухают. При $\alpha = 27^\circ$ ($\alpha > \alpha_*$) интегральная кривая накручивается изнутри на предельную циклическую кривую и в системе возникают автоколебания.

Следует отметить, что на первом полупериоде движения крыла ($\alpha > \alpha_*$), начавшегося при некотором постоянном угле крена, в системе преобладает демпфирование, что проявляется в уменьшении отклонения угла крена от начала координат: $\gamma_1 > \gamma_2$ (см. рис. 3). Однако уже на следующем полупериоде в системе доминирует антидемпфирование: отклонение возрастает и интегральная кривая стремится к предельной циклической кривой. Таким образом, антидемпфирование возникает в системе не сразу, а только на втором полупериоде с момента возникновения свободных колебаний крыла.

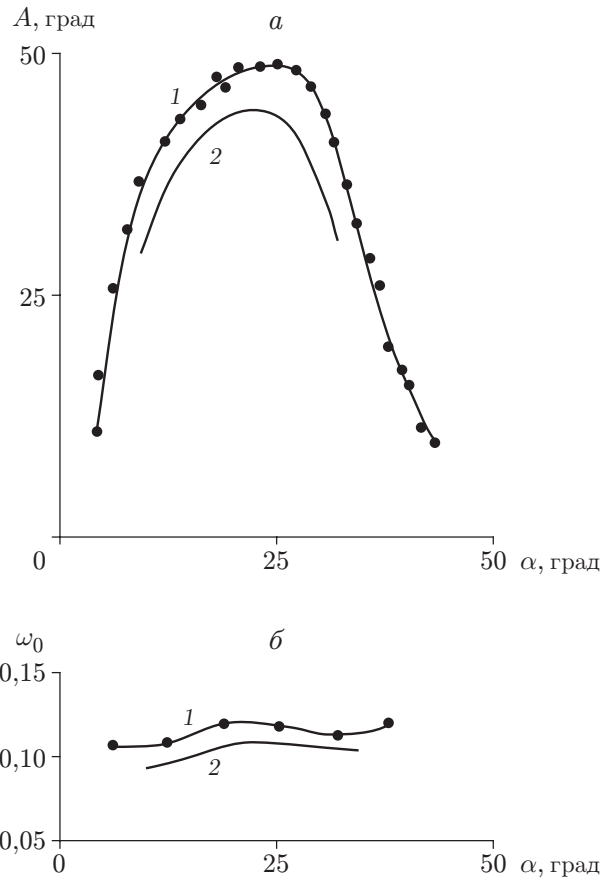


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные зависимости амплитуды A (а) и безразмерной частоты ω_0 (б) от угла атаки при автоколебаниях крыла по крену ($\lambda = 0,71$): 1 — экспериментальные данные [3]; 2 — результаты расчета, проведенного в данной работе

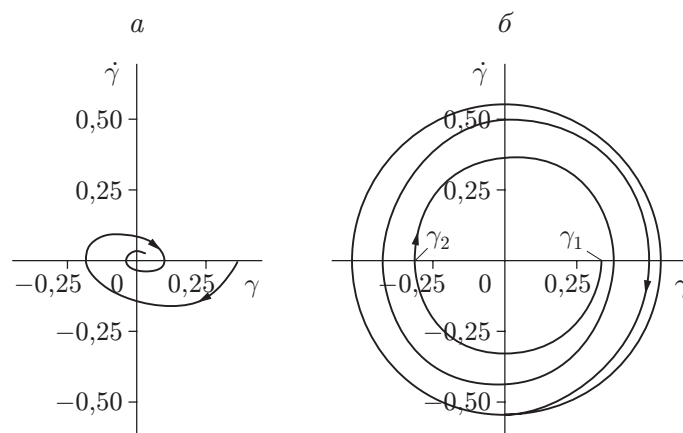
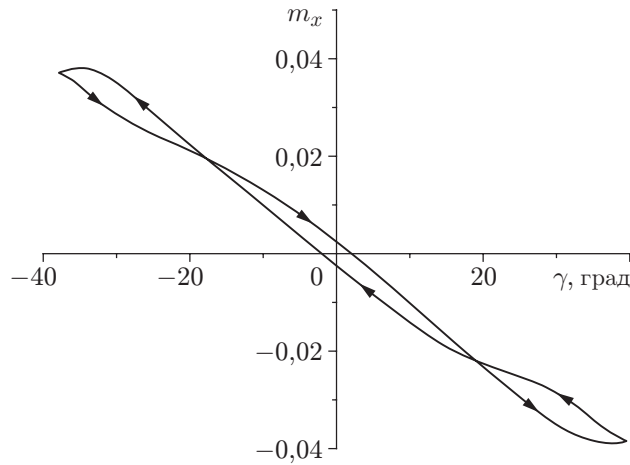


Рис. 3. Интегральные кривые колебаний крыла при различных углах атаки: а — $\alpha = 15^\circ$ (затухание колебаний); б — $\alpha = 27^\circ$ (выход колебаний на предельный цикл)

Рис. 4. Зависимость $m_x(\gamma)$ при автоколебаниях

В работе [7] при изучении вихревых структур крыла подробно описан механизм возникновения в рассматриваемой колебательной системе антидемпфирования, которое имеет вихревую, нестационарную природу. Показано, что при движении крыла по крену по часовой стрелке правая половина крыла (консоль) удаляется от вихревого жгута, расположенного над ней, в то время как левая приближается к соответствующему вихревому жгуту. Однако вследствие запаздывания перемещения вихревых жгутов за движущимся крылом левый из них оказывается ближе, чем правый, к соответствующей консоли в окрестности нейтрального положения крыла ($\gamma = 0$). Такое несимметричное расположение вихревых жгутов и индуцирует момент в направлении вращения крыла.

В дальнейшем движение крыла сопровождается уменьшением угловой скорости крыла и, следовательно, увеличением времени, необходимого для процесса перестройки вихревых жгутов в положение, соответствующее режиму стационарного обтекания. Более того, подветренный вихревой жгут сдвигается за пределы крыла, и демпфирование возобновляется.

Таким образом, антидемпфирование (а в итоге автоколебания) в окрестности нейтрального положения крыла обусловлено нестационарностью вихревого процесса обтекания крыла.

Следует отметить, что при перемещении вихревых жгутов указанное выше запаздывание имеет место только на втором полупериоде с момента возникновения свободных колебаний крыла, в результате чего в колебательной системе преобладает антидемпфирование, до тех пор пока она не выйдет на предельный цикл. В этом случае демпфирование и антидемпфирование в колебательной системе за период уравниваются.

Такому режиму аэродинамической автоколебательной системы соответствует представленная на рис. 4 петля $m_x(\gamma)$, на которой стрелками показано направление обхода за период колебаний. Видно, что на двух участках петли имеет место самопересечение, что подтверждается экспериментальными данными [3]. При этом наличие замкнутых участков петли $m_x(\gamma)$ с обходом против часовой стрелки свидетельствует о наличии в системе демпфирования на данных участках. Область петли с обходом по часовой стрелке в окрестности нейтрального положения крыла ($\gamma = 0$) соответствует интервалу времени, на котором в системе преобладает антидемпфирование. Площади указанных областей с различным направлением обхода практически одинаковы, поскольку в данном случае система находится в предельном цикле колебаний.

4. В режиме полета на несущие элементы крыла могут оказывать воздействие внешние периодические возмущения, обусловленные, в частности, нестационарностью набегающего потока. Исследуем влияние таких внешних возмущений на аэродинамическую автоколебательную систему треугольного крыла.

Согласно теории нелинейных колебаний [9] в случае воздействия на автоколебательную систему внешних возмущений возможен “захват” частоты. Если “захват” происходит в окрестности собственной частоты колебательной системы ω_0 , т. е. в окрестности частоты автоколебаний крыла в отсутствие внешних возмущений, то он называется гармоническим. В случае “захвата” на частоте, в целое число раз большей или меньшей собственной частоты, он называется ультрагармоническим или субгармоническим соответственно.

Пусть начиная с некоторого момента времени на рассматриваемую аэродинамическую автоколебательную систему накладывается внешнее возмущение, определяемое гармоническим законом. В этом случае уравнение движения крыла по крену принимает вид

$$\ddot{\gamma} = c_1(m_x + m_{xv}) = c_1[m_x + m_{xv0} \sin(\omega_v \tau + \varphi_v)].$$

Здесь m_{xv} — безразмерный коэффициент момента крена внешнего возмущения; ω_v , φ_v — безразмерные частота и фазовый сдвиг внешнего возмущения; m_{xv0} — безразмерная амплитуда момента внешнего возмущения.

Рассматривается треугольное крыло с удлинением $\lambda = 0,71$, расположенное под углом атаки $\alpha = 25^\circ$, превышающим угол α_* , при котором возникают автоколебания. В работе [7] показано, что уменьшение момента инерции крыла приводит к увеличению частоты автоколебаний и уменьшению времени выхода системы на установившийся режим. Поэтому при проведении исследований выбиралось крыло, момент инерции которого меньше, чем у крыла, рассмотренного в п. 2.

Безразмерная собственная частота автоколебаний рассматриваемого крыла принимала значение $\omega_0 = 0,178$. В численных расчетах варьировались амплитуда и частота внешнего возмущения. С использованием результатов серии проведенных расчетов построена зависимость максимальной амплитуды A_{\max} сформировавшихся автоколебаний от отношения безразмерных частот ω_v/ω_0 и амплитуды внешнего возмущения m_{xv0} (рис. 5). Рассмотрим сечение этой поверхности плоскостью $m_{xv0} = 0,02$, которое на рис. 5 показано двойной линией. Видно, что вдоль этой линии величина A_{\max} возрастает при $\omega_v/\omega_0 \rightarrow 1$ (когда частота внешних возмущений находится в окрестности собственной частоты автоколебаний). Максимальное значение амплитуды колебаний A_{\max} достигается при $\omega_v \approx \omega_0$.

В других сечениях $m_{xv0} = \text{const} > 0,02$ с увеличением амплитуды внешнего возмущения m_{xv0} значение A_{\max} возрастает, но не бесконечно. Так, при $m_{xv0} > 0,04$ автоколебания по крену треугольного крыла прекращаются, и оно начинает вращаться в одном направлении относительно корневой хорды.

Следует отметить, что при больших и малых значениях безразмерной частоты вынужденных колебаний ω_v (вне окрестности $\omega_v \approx \omega_0$) для всех рассмотренных значений параметра m_{xv0} величина A_{\max} принимает постоянное значение, равное амплитуде автоколебаний треугольного крыла в случае отсутствия внешних возмущений. Таким образом, влияние внешнего возмущения на амплитуду автоколебаний треугольного крыла проявляется практически только в окрестности значения собственной частоты системы.

Для определения областей синхронизации аэродинамической автоколебательной системы проводился гармонический анализ зависимостей угла крена от безразмерного времени $\gamma(\tau)$. На основании проведенных расчетов на плоскости $(\omega_v/\omega_0, m_{xv0})$ выделены три области синхронизации (рис. 6). Область I гармонического “захвата” частоты аэродинамической автоколебательной системы подобна соответствующей области, полученной с использованием уравнения Ван-дер-Поля [9]. Однако в отличие от осциллятора Ван-дер-Поля при достаточно большом значении амплитуды внешнего возмущения m_{xv0} наблюда-

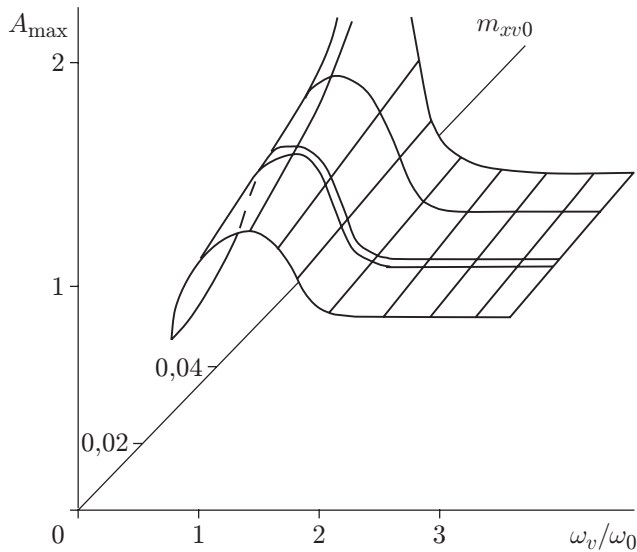


Рис. 5

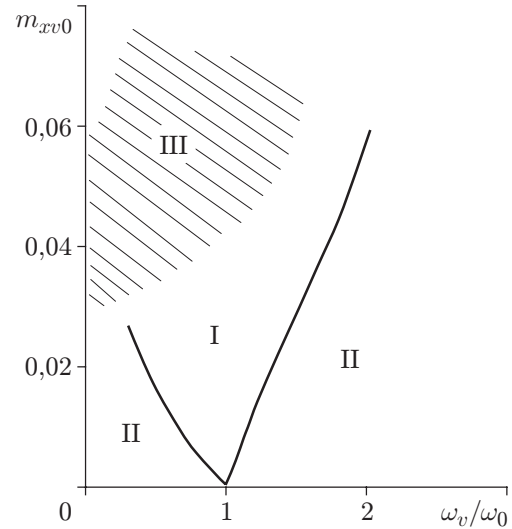


Рис. 6

Рис. 5. Зависимости максимальной амплитуды автоколебаний крыла A_{\max} от частоты и амплитуды внешнего возмущения ($\alpha = 25^\circ$, $\lambda = 0,71$)

Рис. 6. Области синхронизации автоколебаний крыла ($\alpha = 25^\circ$, $\lambda = 0,71$):

I — область гармонического “захвата” частоты; II — области, в которых преобладает собственная частота автоколебательной системы; III — область, в которой колебания прекращаются и начинается вращение крыла относительно корневой хорды

ется переход от колебаний крыла к его вращению (область III на рис. 6). По-видимому, это обусловлено тем, что при больших углах крена проявляется нелинейность восстанавливающей силы, которая приводит к изменению типа уравнения движения крыла. В области II преобладает собственная частота автоколебательной системы.

5. Ниже указаны способы парирования автоколебаний по крену треугольного крыла (без использования систем автоматического управления), разработанные в результате численных исследований:

- изменение угла атаки крыла до значений, при которых не реализуются автоколебания ($\alpha < \alpha_*$);
- выбор отрицательного значения угла поперечного V-крыла;
- отклонение вверх отдельных фрагментов передней кромки крыла;
- увеличение момента инерции крыла.

Таким образом, проведенные исследования позволили более детально изучить один из видов автоколебательных режимов обтекания несущих поверхностей летательных аппаратов, в частности с учетом внешних возмущений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Nguyen L. T., Vip L., Chambers I. R.** Self-induced wing rock of slender delta wings. Albuquerque (NM), 1981. (Paper / AIAA; N 81-1883).
2. **Yong-Whoon Jun, Nelson R. C.** Leading-edge vortex dynamics on a slender oscillating wing // J. Aircraft. 1988. V. 25, N 9. P. 815–819.
3. **Караваев Э. А., Прудников Ю. А.** Автоколебания по крену несущих систем с треугольными крыльями // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1989. Т. 20, № 6. С. 60–70.

4. **Karavaev E. A., Prudnikov Yu. A., Shumsky G. M.** Self-induced roll-oscillations on lifting systems with flow separation on high angles of attack // Proc. of the IUTAM symp. on separated and jets, Novosibirsk, 9–13 July 1990. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. P. 657–659.
5. **Konstadinopoulos P., Mook D. T., Nayfeh A. H.** Subsonic wing rock of slender delta wings // J. Aircraft. 1985. V. 22, N 3. P. 223–228.
6. **Elzebda J. M., Mook D. T., Nayfeh A. H.** The influence of an additional degree freedom on subsonic wing rock of slender delta wings. Reno (NV), 1987. (Paper / AIAA; N 87-0497).
7. **Шумский Г. М.** Численное моделирование автоколебаний треугольного крыла по крену на больших углах атаки // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1990. Т. 21, № 1. С. 102–106.
8. **Shumsky G. M.** Wing rock on a delta wing // Proc. of the Intern. forum on strategic technology, Ulsan (Korea), 18–20 Oct. 2006. Ulsan: Ulsan Univ., 2006. P. 110–111.
9. **Хаяси Т.** Нелинейные колебания в физических системах. М.: Мир, 1968.

*Поступила в редакцию 30/XII 2008 г.,
в окончательном варианте — 10/VII 2009 г.*
