

УДК 533.6

*И. И. Липатов¹, Туан Винь Фам¹, А. А. Приходько²*¹Московский физико-технический институт (государственный университет)²Институт транспортных систем и технологий НАН

Численное моделирование процессов возникновения бафтинга

Представлены результаты численного исследования возникновения бафтинга на профиле Naca0012. Определены границы возникновения режимов автоколебаний скачка уплотнения при взаимодействии с течением в пограничном слое по числам Маха и углам атаки. Исследованы некоторые режимы управления течением в пограничном слое с целью изменения границ бафтинга.

Ключевые слова: трансзвуковое обтекание, автоколебания скачка уплотнения, отрыв пограничного слоя.

1. Введение

Бафтинг относится к числу явлений в аэродинамике, имеющих большое практическое значение и в недостаточной мере изученных. Первоначально в первой половине прошлого века бафтингом называли автоколебания, возникающие при обтекании горизонтального оперения самолета при попадании на него вихревой пелены от крыла. Появление самолетов с трансзвуковыми крейсерскими режимами привело к появлению нового физического вида автоколебательных режимов, связанного с процессами взаимодействия течения в пограничном слое со скачком уплотнения, возникающим в невязком потоке. В настоящей работе предполагается исследовать именно этот режим бафтинга.

Детальное исследование проблемы бафтинга началось примерно с конца 1972 г., когда военный комитет НАТО поручил AGARD разработать методику изучения и оценки влияния бафтинга на летные и боевые возможности самолетов. Необходимость такого изучения мотивировалась растущей потребностью улучшения маневренных характеристик самолетов в трансзвуковом диапазоне скоростей и отсутствием надежных критериев оценки влияния бафтинга на стадии проектирования самолета.

Изучение бафтинга проводилось с различных точек зрения. Рассматривались: проблемы управления с точки зрения пилота, физиологические аспекты воздействия вибраций на человека, возможности функционирования пилота в условиях тряски, основные аэродинамические явления при срыве и бафтинге, взаимное влияние аэродинамики и динамики конструкции, вопросы устойчивости и управляемости, вопросы аэродинамического проектирования, инженерный анализ и техника экспериментальных исследований бафтинга. Особое внимание было уделено возможности исследований бафтинга в аэродинамических трубах и расчетным методам, позволяющим произвести оценку влияния бафтинга и внести соответствующие коррективы еще на стадии проектирования самолета, когда «цена» коррекции еще не очень велика. Были изучены возможности летных испытаний, рассматриваемых как необходимый этап накопления статистических данных по пульсациям давления и вибрациям конструкции и как эталон для оценки точности трубных испытаний на моделях и расчетных методов.

Результаты этих исследований были изложены в серии сборников AGARD [1–4] и частично освещены в отечественной литературе [5–8].

К настоящему времени описываемое явление стало определять границы крейсерского полета транспортной, в основном пассажирской, авиации, поскольку связано с возникновением низкочастотных колебаний и по ощущениям летчиков, напоминающим езду по булыжной мостовой.

В основе явления лежат процессы газодинамического типа, связанные как с образованием скачков уплотнения, так и возникновением отрыва пограничного слоя. Следует отметить, что существующие вычислительные методы и модели турбулентности позволяют воспроизводить бафтинг. Хотя, конечно, остается существенным выбор подходящей модели турбулентности: какие-то модели описывают возникновение бафтинга, какие-то не описывают. Понятно, что за всем этим стоит способность той или иной модели турбулентности описывать нестационарные отрывные течения. В условиях, когда модель создана на использовании осредненных по времени уравнений, необходимо выделение диапазона низкочастотных колебаний зоны отрыва или разделение нестационарных турбулентных пульсаций и нестационарных колебаний зоны отрыва. По-видимому, физические процессы позволяют провести такое разделение, хотя вопрос, конечно, требует дальнейших исследований, например, в форме прямого численного моделирования, где нет специального разделения двух видов нестационарных процессов [9].

Проведенные в рамках моделей турбулентности численные эксперименты [10] показали, что исследуемое явление имеет чисто газодинамический характер и привлечение сил упругости, в отличие от классического флаттера не является необходимым. Возможно, силы упругости могут оказывать некоторое количественное влияние на описываемый процесс. Этот вопрос также следует изучить. В настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением нестационарных автоколебательных процессов на абсолютно жесткой конструкции.

2. Физические процессы

В природных явлениях и конкретно в аэродинамике мы часто имеем дело с автоколебательными процессами. Если исходить из классических теорий механики, мы должны были бы пытаться вывести простейшую математическую модель, представляющую собой обыкновенное дифференциальное уравнение или систему уравнений. В гидродинамике вывод такой модели затруднителен в силу того, что системы гидродинамического типа обладают или бесконечным числом степеней свободы, или конечным, но большим числом степеней свободы. Тем не менее задача изучения бафтинга могла состоять в поиске минимальной системы дифференциальных уравнений (в частных производных), которая описывала бы автоколебания. Преимуществом такой модели могло бы являться создание параметров подобия, которые чрезвычайно важны при физическом моделировании процесса. Здесь мы ограничимся качественными рассуждениями о такой модели, вместе с тем основные результаты будут относиться к решению уравнений Навье–Стокса с привлечением некоторой модели турбулентности.

Остановимся вначале на вопросе поиска подходящего параметра подобия.

Физические эксперименты показывают, что возникновение бафтинга связано с двумя эффектами – формированием скачка уплотнения и возникновением под действием этого скачка зоны отрыва. Можно тогда предположить, что существенным параметром подобия является отношение возмущения давления (перепада давления в скачке) к перепаду давления, вызывающему отрыв ламинарного или турбулентного пограничного слоя:

$$N = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_2}.$$

Первый из перепадов давления зависит от профиля и от угла атаки. В общем случае его можно определить, решая тот или иной вариант уравнений Эйлера. Для второго перепада следует воспользоваться имеющимися приближенными соотношениями или расчетами, определяющими отрыв пограничного слоя. Разумеется, что этот критерий подобия является необходимым, но не достаточным условием возникновения бафтинга. Действительно, для появления бафтинга необходимо формирование зоны отрыва, но при этом автоколебательных процессов может и не быть. Несмотря на неявный характер приведенного выше параметра подобия, он может рассматриваться как существенный с точки зрения проведения физического моделирования.

3. Модели физических процессов

В соответствии с современными представлениями об отрыве пограничного слоя можно предположить, что в возникновении автоколебаний важную роль играет эффект закритичности течения в пограничном слое. Физически это означает способность передавать (докритичность) или не передавать (закритичность) возмущения вверх по потоку. Возникновение зоны отрыва можно заменить формированием подходящей дополнительной толщины вытеснения пограничного слоя, т.е. под влиянием скачка уплотнения возникает дополнительная толщина пограничного слоя, меняющая и распределение параметров невязкого течения, и положение скачка уплотнения. Можно предположить, что увеличение толщины пограничного слоя увеличивает интенсивность скачка уплотнения, вызывая его перемещение вверх по потоку. Но при этом перемещении, попадая в область малых сверхзвуковых течений, интенсивность скачка будет уменьшаться, что приведет к исчезновению отрыва и смещению скачка в исходное безотрывное положение. Процесс, таким образом, повторяется, что и означает возникновение автоколебаний. Эффекты закритичности здесь играют важную роль в подстройке эффективной формы профиля. При докритическом режиме форма гладко подстраивается под новый вид с зоной отрыва, при закритическом подстройки нет, и возникает внезапное (негладкое) распределение толщины, способствующее формированию скачка. Если это объяснение действительно имеет место, тогда одним из эффективных методов управления автоколебаниями могло бы быть обеспечение докритичности течения в пограничном слое. Обеспечить это можно было бы, например, локальным нагревом поверхности или выдувом струи навстречу основному течению в пограничном слое. Ниже проверке этой концепции посвящен раздел работы.

4. Построение сетки, выбор модели, численного метода

4.1. Профиль и сетка

В этой задаче мы рассмотрим только двухмерную задачу для профиля Naca0012. Это один из стандартных профилей, геометрию которого можно найти в Интернете. Геометрия профиля Naca задается формулой

$$y = \frac{t}{0.2}c \left[0.2969\sqrt{\frac{x}{c}} - 0.1260\left(\frac{x}{c}\right) - 0.3516\left(\frac{x}{c}\right)^2 + 0.2843\left(\frac{x}{c}\right)^3 - 0.1036\left(\frac{x}{c}\right)^4 \right],$$

где x — положение вдоль хорды от 0 до c , y — является половиной толщины при заданном значении x , t — максимальная толщина профиля, c — длина хорды. Для профиля Naca0012: $t = 0.012$ и в этой задаче длина хорды $c = 1$ м.

Сетка была построена с помощью программы ICEM-CFD. Сетка является структурированной, состоит из более 240 000 ячеек и сильно сгущается около поверхности профиля (рис. 1).

4.2. Выбор модели, численного метода

В задаче проводятся расчеты с применением коммерческой программы CFX (лицензия МФТИ). Рассматриваемые течения моделируются с помощью двумерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, записанных в произвольных криволинейных координатах. Для расчета использовалась модель турбулентности SST (Shear Stress Transport) и предполагается, что газ является идеальным. Исследования режимов обтекания профиля выполнены в диапазоне дозвуковых чисел Маха набегающего потока: $0.2 \leq M \leq 1.0$, углов атаки: $0^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$ и чисел Рейнольдса, определенных по длине хорды аэродинамического профиля: $Re = 3.91 \cdot 10^6$.

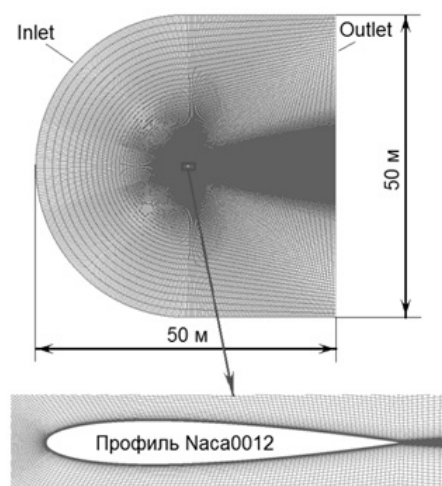


Рис. 1. Структурированная двухмерная сетка вокруг профиля Naca0012

5. Описание результатов численного интегрирования (автоколебания)

5.1. Кривая критических чисел Маха, разделяющая дозвуковое обтекание профиля Naca0012 от трансзвукового

В результате проведенных расчетов для каждого угла атаки было определено максимальное значение числа Маха. Эти результаты представлены на рис. 2.

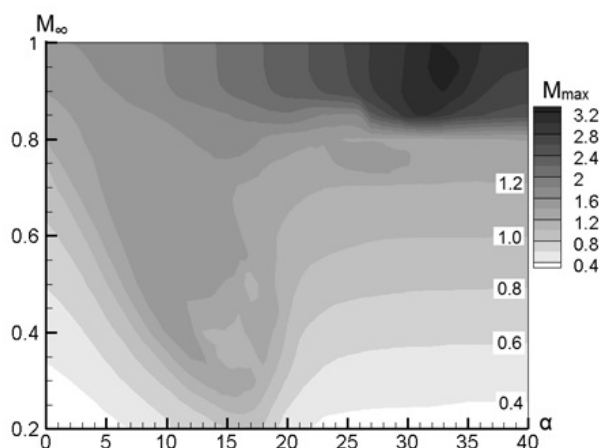


Рис. 2. Карта изолиний максимального числа Маха для профиля Naca0012

С помощью изолиний $M_{\max} = 1.0$ (рис. 2) легко разделить режимы обтекания на две области: полностью дозвуковое и течение с локальными сверхзвуковыми зонами (рис. 3). Такая изолиния является кривой критических чисел Маха, разделяющая дозвуковое обтекание профиля от трансзвукового.

Полученную кривую можно условно «разбить» на четыре участка:

- 1) Первый участок характеризуется относительно малыми углами атаки, $\alpha \leq 11^\circ$. Значения критических чисел Маха уменьшаются в диапазоне $M_\infty = 0.74 \div 0.3$ с возрастанием угла атаки. Обтекание профиля здесь является стационарным.
- 2) Второй участок находится в диапазоне углов атаки $11^\circ < \alpha < 19^\circ$ с числами Маха набегающего потока, меньшими $M_\infty < 0.3$. Этот участок соответствует случаям нестационарного закритического обтекания. Здесь располагается минимум расчетной кривой, который был получен для угла атаки $\alpha \approx 16.5^\circ$ и числа Маха набегающего потока

$M_\infty \approx 0.23$. На рисунке 4а приведено распределение изолиний чисел Маха для случая $M_\infty = 0.25$, $\alpha = 16^\circ$, расположенного вблизи данного минимума.

- 3) Третий участок соответствует углам атаки $19^\circ < \alpha < 24^\circ$. Он характеризуется «квази-стационарным» режимом обтекания, когда точка отрыва расположена вблизи носика профиля. Критические числа Маха лежат в диапазоне $M_{кр} = 0.3 \div 5.8$.
- 4) Четвертый участок получен для углов атаки $24^\circ < \alpha < 40^\circ$. Здесь критическое число Маха стабилизируется и находится в диапазоне $M_{кр} = 5.8 \div 6.0$. На рис. 4б представлены результаты расчета для значений $M_\infty = 0.6$, $\alpha = 40^\circ$, виден интенсивный отрыв потока на подветренной стороне, начинающийся непосредственно на носике профиля. Локальная сверхзвуковая зона сдвигается на наветренную сторону профиля.

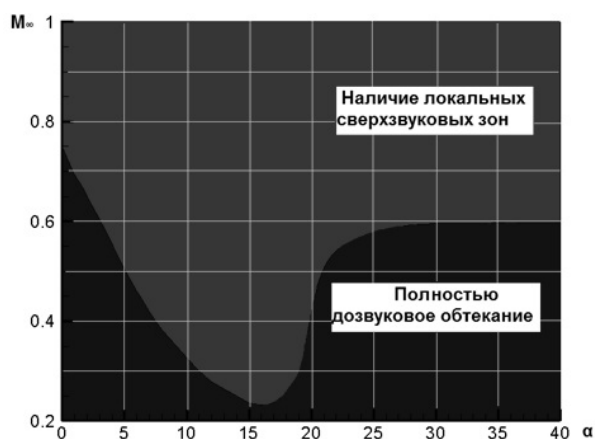


Рис. 3. Кривая критических чисел Маха, разделяющая дозвуковое обтекание профиля Naca0012 от трансзвукового

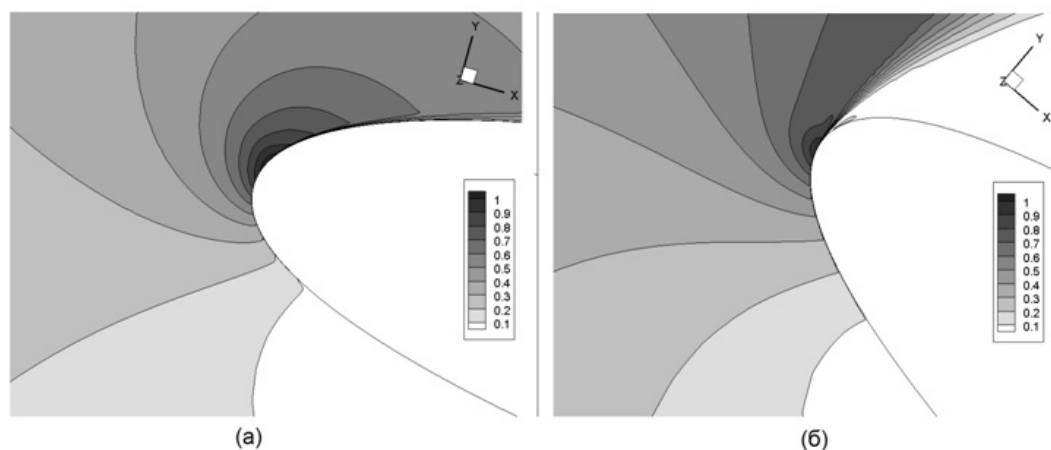


Рис. 4. Изолинии чисел Маха вблизи носика профиля Naca0012 при $M_\infty = 0.25$, $\alpha = 16^\circ$ (а) и $M_\infty = 0.60$, $\alpha = 40^\circ$ (б)

5.2. Численное исследование автоколебаний скачка уплотнения

В результате проведенных расчетов, кроме стационарных режимов обтекания, были выявлены и нестационарные (автоколебательные) режимы. В данном случае основное внимание уделено автоколебательным режимам. Рассмотрим режим при числе Маха $M_\infty = 0.65$ и угле атаки $\alpha = 8^\circ$. В этом случае на подветренной поверхности профиля происходят автоколебания с довольно большой интенсивностью. Это видно на графиках зависимости

коэффициентов CL и CD по времени (рис. 5), где Nt — номер итерации шага по времени. Время процессора можно найти по формуле: $t_{process} = Nt \times \Delta t = Nt \times 0.01$ с.

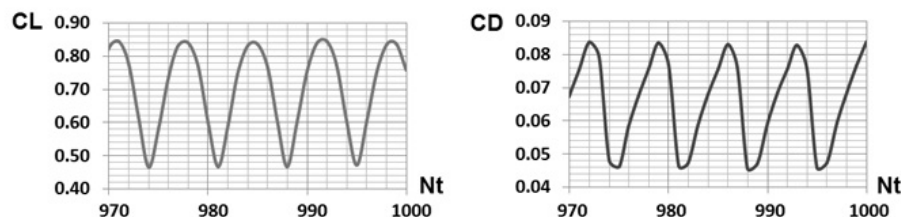


Рис. 5. Изменение по времени коэффициентов подъемной силы CL и сопротивления CD при обтекании профиля Naca0012 ($M_\infty = 0.65$, $\alpha = 8^\circ$)

Можно отметить, что коэффициент подъемной силы CL колеблется в диапазоне от 0.46 до 0.84, а коэффициент сопротивления — в диапазоне со значениями, меньшими в 10 раз. Изменения этих коэффициентов по времени носят периодический характер и связаны в основном с процессами, происходящими на наветренной стороне для рассматриваемого профиля. Значения $\Delta CL = CL_{\max} - CL_{\min}$ и $\Delta CD = CD_{\max} - CD_{\min}$ характеризуют интенсивность колебания. Для этого случая результат показан в таблице 1. Период колебаний скачка уплотнения составляет примерно $T = 0.07$ с, а соответствующая частота $f = \frac{1}{T} = 14.3$ Гц.

Т а б л и ц а 1

$M = 0.65$, $\alpha = 8$	ср (средний)	Δ (max-min)	$\Gamma = (\Delta/\text{ср}) \cdot 100\%$
CD	0.06553	0.04265	65.08
CL	0.69699	0.38573	55.34

Чтобы отчетливо наблюдать автоколебания, мы будем рассматривать изменения изолиний Маха в разные моменты времени в одном периоде колебания (рис. 6). Напомним, что причина автоколебаний связана с процессами взаимодействия скачка и течения в пограничном слое. Если скачок вызывает отрыв пограничного слоя, то измененная за счет образования области отрыва форма профиля приводит к появлению скачка выше по потоку, где интенсивность скачка уменьшается. Тогда при определенном положении скачка с уменьшенной интенсивностью отрыв может исчезнуть и форма профиля вернется к исходной. Поэтому скачок постепенно начинает формироваться ниже по течению, чтобы далее повторить цикл возникновения и исчезновения отрыва. Скачок уплотнения колеблется на подветренной поверхности профиля в диапазоне $x/c \in [0.13 \div 0.265]$.

6. Описание результатов численных экспериментов по управлению (нагрев, выдув, отсос)

Для случая $M_\infty = 0.65$, $\alpha = 8^\circ$ зон автоколебания скачка уплотнения возникают на некотором участке поверхности профиля. Рассмотрим влияние некоторых методов, позволяющих управлять автоколебаниями скачка уплотнения. В качестве таких методов были рассмотрены методы, связанные с нагреванием участка поверхности, а также выдув или отсос на участке поверхности профиля, где в отсутствие управления проявляются автоколебания скачка уплотнения. Участок профиля, на котором обеспечивается управление, занимает отрезок $x \in [a, b]$, где x — координата вдоль хорды, a — начальная координата, b — конечная координата, c — длина хорды (рис. 7).

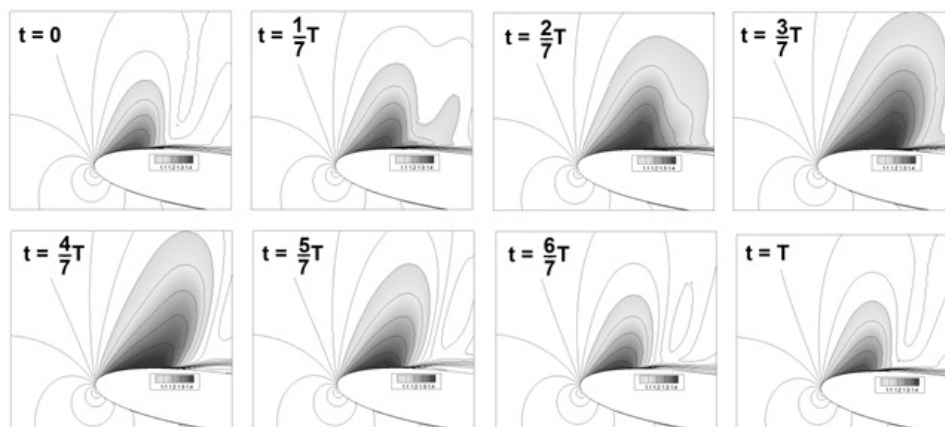


Рис. 6. Изолинии чисел Маха для одного цикла автоколебания скачка уплотнения вблизи носика профиля Naca0012 ($M_\infty = 0.65$, $\alpha = 8^\circ$)

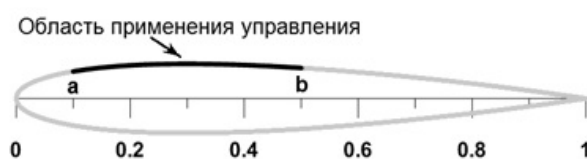


Рис. 7. Область применения управления на поверхности профиля Naca0012

6.1. Влияние нагрева

Предполагалось, что температура поверхности на заданном отрезке профиля $x \in [a, b]$ менялась, как квадратичная функция Безье:

$$\begin{cases} x = a \times (1 - tg)^2 + (b - a) \times (1 - tg) \times tg + b \times tg \times tg, \\ T = 293 \times (1 - tg)^2 + (2 \times T_{\max} - 293) \times (1 - tg) \times tg + 293 \times tg \times tg, \end{cases}$$

где tg — промежуточное значение, T_{\max} — максимальная достигаемая температура. Предполагается, что температура остальной поверхности профиля фиксирована: $T = 293$ К (рис. 8).

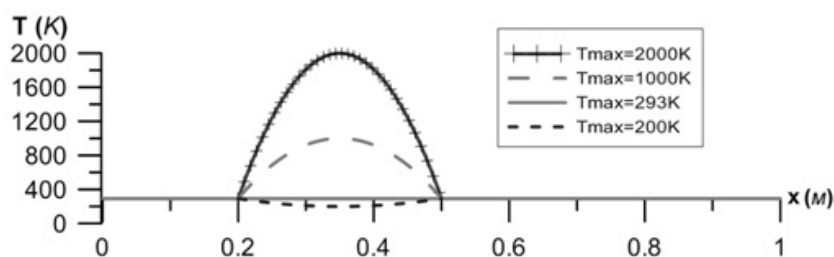


Рис. 8. Распределение температуры на верхней поверхности профиля Naca0012 с исследовательским интервалом от 0.2 до 0.5

Сначала рассмотрим случай $T_{\max} = 800$ К для разных размеров области управления $[a, b]$. При фиксированном конечном значении отрезка $b = 0.5$ с рассмотрены различные начальные значения a ($a = 0; 0.1$ с; 0.2 с; 0.3 с; 0.4 с). На рисунке 9 представлены изменения коэффициентов и приращений подъемной силы и силы сопротивления $CL_{\text{средний}}$, ΔCL , $CD_{\text{средний}}$, ΔCD , также отношение CL/CD .

Из графиков видно, что при $a = 0.2$ с среднее значение $CL_{\text{средний}}$ хотя не достигает максимального значения, но значения $CD_{\text{средний}}$, ΔCL и ΔCD достигают минимумов. Значит, в этом случае интенсивность автоколебания самая слабая.

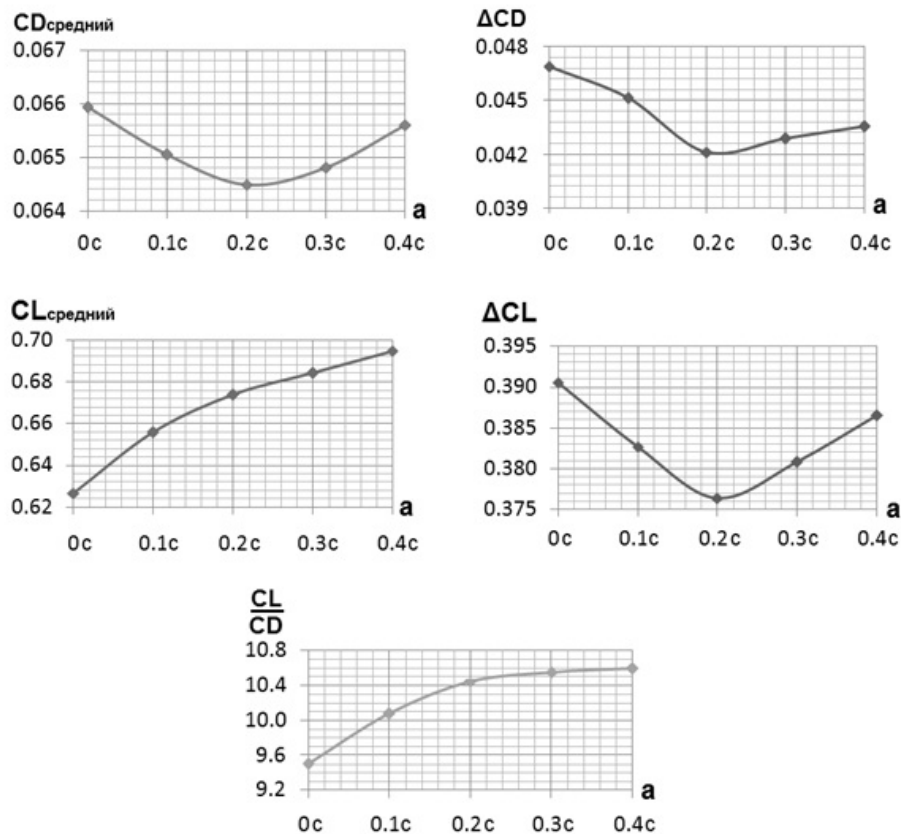


Рис. 9. Изменение $CL_{\text{средний}}$, $CD_{\text{средний}}$, ΔCL и ΔCD при нагреве до $T_{\text{max}} = 800$ К на разных исследовательских интервалах

Чтобы определить эффективность методов управления, мы будем использовать новый параметр:

$$\Pi_{CL} = \left(1 - \frac{\Delta CL_{\text{при наличии нагрева}}}{\Delta CL_{\text{при нормальном условии}}} \right) \cdot 100\%.$$

На графике показано, что при использовании нагрева для $T_{\text{max}} = 800$ К управление наиболее эффективно. Оптимальный случай соответствует $a = 0.2$ с, в этом случае $\Pi = 2.4$ % (рис. 10).

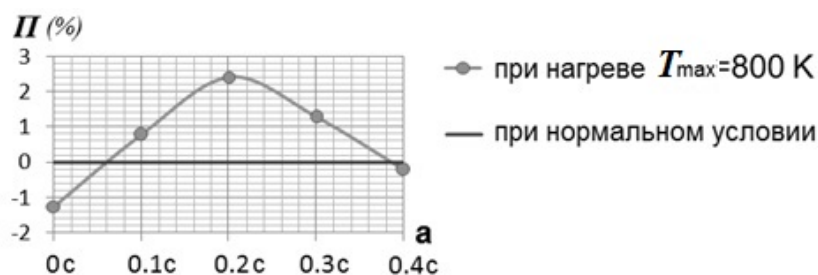


Рис. 10. Сравнение эффективности метода нагрева на разных исследовательских интервалах при $T_{\text{max}} = 800$ К

Далее представлены результаты исследования нагрева на фиксированном отрезке $[0.2 \div 0.5$ с] (значит, что $a = 0.2$ с) и при изменении температуры T_{max} в диапазоне от 200 К до 2000 К. На рисунке 11 видно, что чем больше T_{max} тем меньше средний $CL_{\text{средний}}$ и ΔCL . Особенно при $T_{\text{max}} = 2000$ К интенсивность (амплитуда) автоколебания уменьшается на 9% по сравнению со случаем отсутствия нагрева (рис. 12).

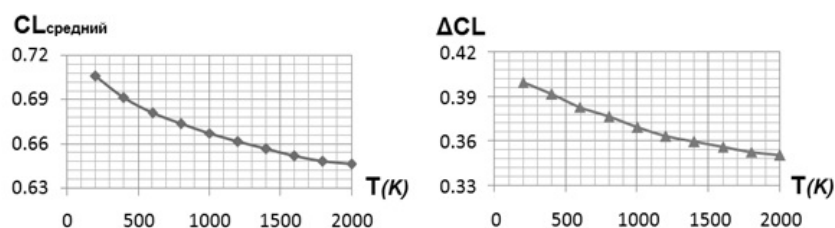


Рис. 11. Изменение CL , ΔCL при нагреве профиля на интервале $[0.2 \div 0.5 \text{ с}]$ с разными T_{\max}

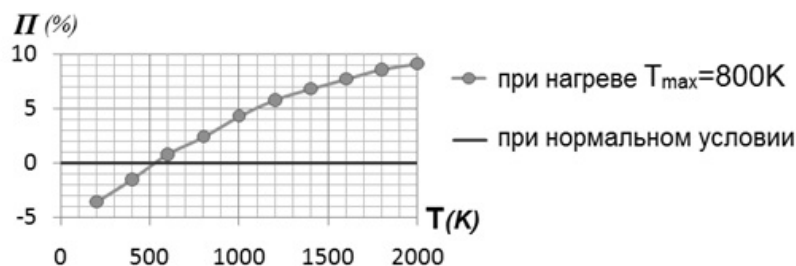


Рис. 12. Сравнение эффективности метода нагрева при разных T_{\max} на интервале $[0.2 \div 0.5 \text{ с}]$

Таким образом, показано, что нагрев поверхности позволяет управлять автоколебаниями скачка уплотнения.

6.2. Выдув и отсос

В настоящем разделе представлены результаты исследования влияния выдува и отсоса на автоколебания скачка при обтекании профиля Naca0012. Так же, как и в предыдущем разделе, предполагается, что управление осуществляется на заданном отрезке профиля.

В начале рассматривается случай с постоянной скоростью выдува или отсоса $U_{fix} = 0.2 \text{ м/с}$ (рис. 13).

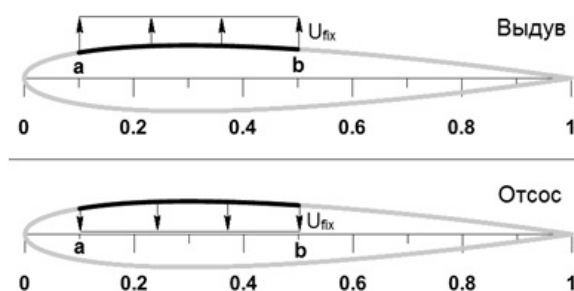


Рис. 13. Метод выдува и отсоса на исследовательском интервале $[a, b]$

На рис. 14 показано изменения $CL_{\text{средний}}$, $CD_{\text{средний}}$, ΔCL и ΔCD при фиксировании $U_{fix} = 0.2 \text{ м/с}$ на разных исследовательских интервалах. Оказывается, что такого рода управление очень эффективно. Эффективность достигает 99 % (рис. 15). В этих случаях $\Gamma_{CL} = \frac{\Delta CL}{CL_{\text{средний}}} < 1.5\%$ — это значит, что реализуется стационарный режим. Для величин ΔCL и ΔCD есть небольшая разница между методами выдува и отсоса, в то время как величины коэффициентов $CL_{\text{средний}}$ и $CD_{\text{средний}}$ почти совпадают.

Из графиков видно, что $CL_{\text{средний}}$ имеет максимальное значение в случае $a = 0.3$ с. По-видимому, этот случай оказывается наилучшим как для выдува, так и отсоса.

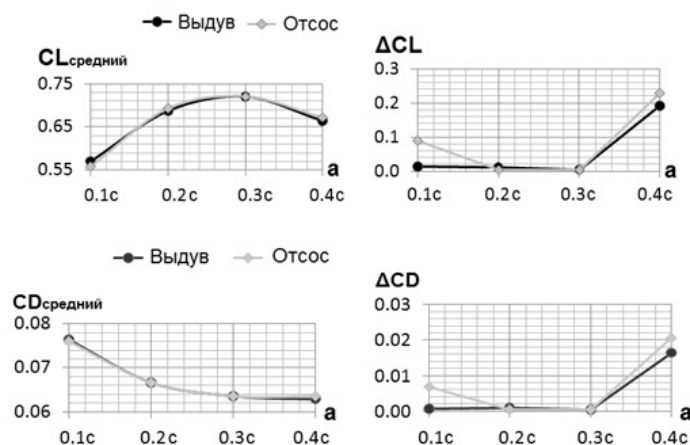


Рис. 14. Зависимости $CL_{\text{средний}}$, $CD_{\text{средний}}$, ΔCL и ΔCD от исследовательского интервала при $U_{fix} = 0.2$ м/с

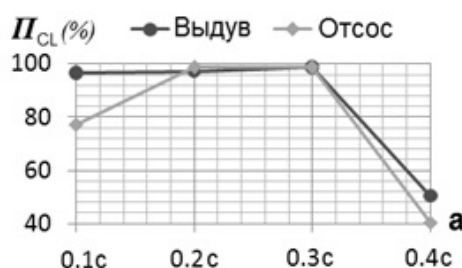


Рис. 15. Сравнение эффективности метода выдува (отсоса) на разных исследовательских интервалах при $U_{fix} = 0.2$ м/с

7. Выводы

При использовании нагрева для получения большой эффективности (9%) необходимо нагревать часть поверхности профиля $[0.2 \div 0.5$ с] до больших температур ($T_{\text{max}} = 2000$ К). При использовании выдува и отсоса оказывается, что выдув или отсос с достаточно небольшой скоростью $U_{fix} = 0.2$ м/с обеспечивает повышение эффективности до 99% и исчезновение автоколебаний.

Литература

1. Mabe D.G. Prediction of the severity of buffeting // Three Dimensional and Unsteady Separation at High Reynolds Numbers. — 1978. — P. 143–172 (AGARD LS-94).
2. Monneric B. Flowfield aspects of transonic phenomena // The Effects of Buffeting and other Transonic Phenomena on Manoeuvring Combat Aircraft. — 1975. — P. 15–20, — (AGARD AR-82).
3. Vanino R., Wedemeyer E. Wind tunnel investigation of buffet loads on four airplane models. — 1971 (AGARD CP-83-71).
4. Thomas F., Redeber G. A method for calculating the transonic buffet boundary including the influence of Reynolds number. — 1971. — P. 3.1–3.14 (AGARD C.P. 83-71).
5. Проблемы срыва и бафтинга // Техническая информация ОНТИ-ЦАГИ. — 1977. — № 19.
6. Пульсации давления на обтекаемой поверхности в сверхзвуковых отрывных течениях. — Обзор ОНТИ ЦАГИ. — 1984. — № 642.

7. Бафтинг летательных аппаратов: обзор ОНТИ ЦАГИ. — 1989. — № 687.
8. *Гарифуллин М.Ф.* Бафтинг. — М : Физматлит, 2010.
9. *Липатов И.И., Тугазаков Р.Я.* Механизм образования пульсаций давления при падении ударной волны на пограничный слой // Ученые записки ЦАГИ. — 2013. — Т. 44, № 1. — С. 62–74.
10. *Полевой О.Б., Приходько А.А., Пилипенко А.А., Липатов И.И., Тугазаков Р.Я.* Режимы обтекания аэродинамических профилей // Современная наука. — 2012. — Т. 1, № 7.

Поступила в редакцию 23.07.2013.