

УДК 629.735.33.015.3.025.1 : 533.69.048.3

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КРЫЛА МАЛОГО УДЛИНЕНИЯ

Нгуен Дык Кыонг, М. И. Ништ

Приведены результаты исследования индуктивного сопротивления крыльев различной формы в плане. Задача решена методом дискретных вихрей в рамках нелинейной теории стационарного безотрывного обтекания тонкой несущей поверхности идеальным несжимаемым потоком. Показано, что индуктивное сопротивление с подсасывающей силой у плоских крыльев малого удлинения значительно меньше того, что получается по линейной теории при том же коэффициенте подъемной силы. Выявлено преимущество крыльев обратной стреловидности перед крыльями прямой стреловидности даже при умеренных коэффициентах подъемной силы. Показана неэквивалентность обеспечения безударного входа потока и реализации подсасывающей силы.

Известно, что в линейной теории [1] фактор индуктивного сопротивления B_{\pm} , определяемый из зависимости коэффициентов индуктивного сопротивления с подсасывающей силой $c_{x_{\pm}}$ и без нее $c_{x_{-}}$ от коэффициента подъемной силы c_y и удлинения крыла λ ,

$$c_{x_{\pm}} = \frac{B_{\pm}}{\pi\lambda} c_y^2,$$

имеет минимальное значение при эллиптическом законе распределения циркуляции по размаху ($B_{\pm} = 1,0$). Если при этом обеспечивается и безударный вход потока у передней кромки, то и $B_{-} = 1,0$. В общем случае по линейной теории $B_{\pm} \geq 1,0$.

По своей физической природе индуктивное сопротивление несущей поверхности, движущейся в идеальной несжимаемой среде, представляет собой всю механическую силу, необходимую для создания возмущенного движения частиц в следе. Следовательно, нелинейная модель обтекания несущей поверхности, которая учитывает более реальную форму вихревой пелены, должна привести к существенному уточнению наших знаний об индуктивном сопротивлении, особенно у крыльев малого удлинения.

О возможности получения фактора индуктивного сопротивления $B_{\pm} < 1,0$ у крыльев малого удлинения высказывалось, по-видимому, впервые в работе [2]. Однако там не приводились ни экспериментальные данные об индуктивном сопротивлении, ни результаты численных исследований. Как показывают расчетные и опытные данные авторов, B_{\pm} может принимать значения $B_{\pm} = 0,6 \dots 0,7$. Следовательно, представляет существенный интерес исследование влияния различных геометрических параметров крыла на его индуктивное сопротивление в нелинейной постановке. Нас в первую очередь будет интересовать не сама величина индуктивного сопротивления, а характер протекания зависимостей $c_{x_{\pm}} = f(c_y)$, которые для краткости будем называть индуктивными полярами. Для плоских крыльев индуктивная поляра без подсасывающей силы однозначно определяется зависимостью коэффициента нормальной силы от угла атаки, которая приводится в [3] для крыльев различной формы в плане.

В настоящей работе в рамках нелинейной теории стационарного безотрывного обтекания тонкой несущей поверхности несжимаемым потоком идеальной жидкости [3] исследуются индуктивные поляры с подсасывающей силой $c_{x_{\pm}} = f(c_y)$ крыльев с плоской срединной поверхностью различной формы в плане, а также индуктивные поляры $c_{x_{\pm}} = f(c_y)$ прямоугольного

крыла малого удлинения с искривленной срединной поверхностью. Подсасывающая сила рассчитывается по циркуляциям вихревых отрезков, расположенных у передней кромки [1]. В расчетах принята схема расположения вихрей и контрольных точек по хорде по закону косинуса [4]. Дискретные значения нагрузок, получаемые по теореме Жуковского «в малом» [3], соединяются плавными кривыми и интегрируются. Достоверность методики расчета проверена сравнением с точными решениями в предельных случаях и с экспериментальными данными.

В линейной теории фактор B_+ не зависит от коэффициента подъемной силы c_y и, кроме того, у крыльев малого удлинения значение B_+ очень близко к 1,0. В нелинейной теории, как будет показано ниже, фактор B_+ зависит от c_y и можно рассматривать отклонение его от 1,0 (или точнее, от значения B_+ при $c_y \rightarrow 0$) как эффект, выявленный нелинейной теорией. Поэтому вместо индуктивной пелены иногда удобнее рассматривать зависимость $B_+ = B_+(c_y)$.

На рис. 1 показаны результаты расчетов зависимости $B_+ = B_+(c_y)$ для прямоугольных крыльев различного удлинения. Расчеты проводились при числе вихрей $n = 72$. Число вихревых отрезков, моделирующих кормовую пелену, $n_I = 8$, а боковую пелену — $n_{II} = 14$. Плоскость сопряжения, от которой протягиваются прямые полубесконечные вихревые шнуры, находилась на расстоянии, равном трем корневым хордам. Итерационный процесс прекращался при достижении не менее четырех итераций и разности последовательных сумм циркуляций, не превышающей 1%. Расчет с числом вихрей $n = 81$ давал результат, отличающийся от полученных при $n = 72$ не более, чем на 1%. Расчет с плоскостью сопряжения, расположенной в четырех корневых хордах, приводит к результатам, отличающимся от значений при принятом расположении плоскости не более, чем на 0,5%.

Из рис. 1 видно, что для крыльев достаточно больших удлинений ($\lambda \geq 5$) зависимость B_+ от c_y весьма слабая. Однако при $\lambda \leq 3$ наблюдается существенная зависимость B_+ от c_y , причем она усиливается с уменьшением λ . С увеличением c_y значение B_+ падает и становится намного меньше 1,0. Так, например, при $c_y = 0,3$ и $\lambda = 1,0$ индуктивное сопротивление, полученное по нелинейной теории, на 20% меньше того, что дает линейная теория.

Этот эффект не объясняется лишь одним известным нелинейным увеличением несущих свойств за счет боковой пелены у крыльев малого удлинения, так как на том же угле атаки возрастает и индуктивное сопротивление, поэтому фактор B_+ может и не уменьшаться. Физическое объяснение этого эффекта состоит в следующем. В отличие от линейной модели обтекания, в нелинейной модели для создания той же подъемной силы (что соответствует примерно тому же механическому импульсу) вовлекаются большие массы жидкости. Следовательно, скорости возмущенного движения частиц за крылом при этом будут меньше. Секундное приращение кинетической энергии, пропорциональное квадрату скоростей возмущенного движения частиц, будет меньше. А это значит, что сила индуктивного сопротивления получается меньшей при той же подъемной силе. Этот эффект эквивалентен увеличению удлинения крыла. Он по физической сущности аналогичен известному улучшению экономичности реактивных двигателей при увеличении их степени двухконтурности.

Известно, что в рассматриваемом случае

$$c_{x_+} = c_{x_-} + c_{Qx}, \quad c_{x_-} = c_y \operatorname{tg} \alpha,$$

где α — угол атаки, c_{Qx} — коэффициент проекции подсасывающей силы на направление скорости невозмущенного потока. Представляет интерес вопрос о том, за счет какой именно составляющей получается упомянутый эффект уменьшения индуктивного сопротивления. На рис. 2 показаны значения этих составляющих для прямоугольного крыла с удлинением $\lambda = 1,5$, полученные по линейной и нелинейной теориям. Для одного и того же значения $c_y = 0,4$ по нели-

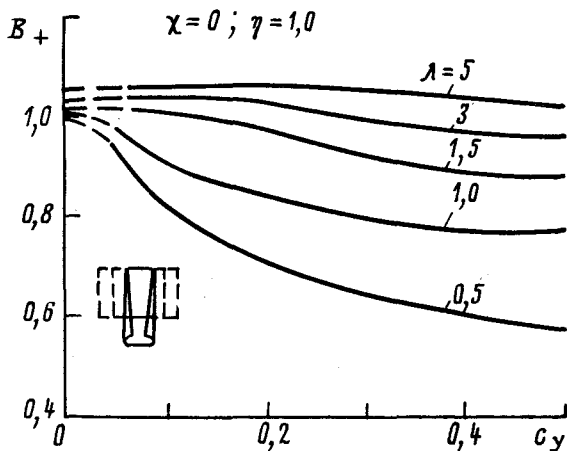


Рис. 1

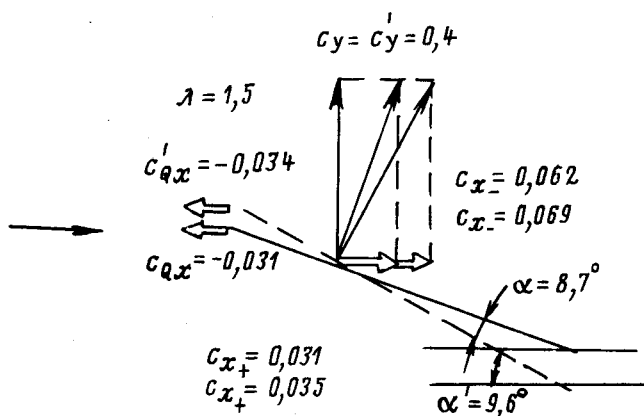


Рис. 2

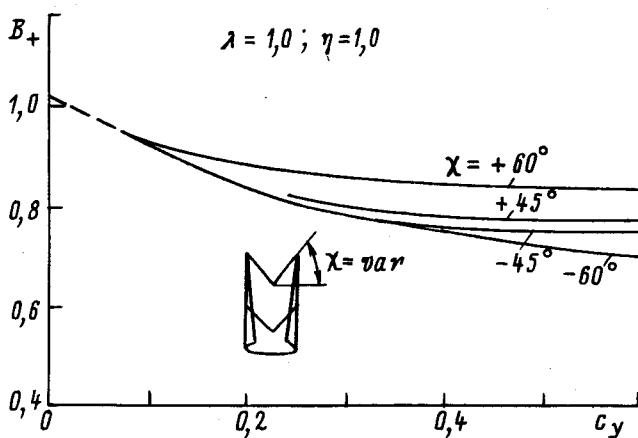


Рис. 3

нейной теории потребный угол атаки меньше ($\alpha < \alpha'$) и, следовательно, и составляющая $c_{x-} = c_y \operatorname{tg} \alpha$ меньше, чем по линейной теории (штрихами отмечены линейные характеристики). Хотя подсосывающая сила по нелинейной теории при одинаковом угле атаки больше, чем по линейной теории, но на меньшем угле $\alpha < \alpha'$ она все же несколько меньше ($|c_{Qx}| < |c'_{Qx}|$). Несмотря на это обстоятельство, из-за более значительного падения первой составляющей c_{x-} общая алгебраическая сумма остается меньшей по нелинейной теории ($c_{x+} < c'_{x+}$).

На рис. 3 приведена зависимость $B_+ = B_+(c_y)$ для крыльев с удлинением $\lambda = 1,0$ и сужением $\eta = 1,0$ различной стреловидности χ . Параметры методики расчета остаются теми же, что и при получении предыдущих результатов. Известно, что в линейной теории доказана теорема обратимости [1], согласно которой $B_+(\chi) = B_+(-\chi)$ при $\eta = 1,0$. Однако нелинейная модель обтекания крыла позволила выявить существенное преимущество крыльев обратной стреловидности (КОС) перед крыльями прямой стреловидности. Причем, это происходит не только на больших значениях c_y , но и в диапазоне средних его значений. Так, при $c_y = 0,25 \dots 0,35$ и $\lambda = 1,0$ крыло с $\chi = -60^\circ$ имеет индуктивное сопротивление на 5—10% меньше, чем у крыла с $\chi = +60^\circ$ при той же подъемной силе.

Физическое объяснение этого эффекта состоит в следующем. У КОС боковая пелена находится ближе ко всей остальной площади крыла, чем у крыла прямой стреловидности, следовательно, она в большей степени причастна к процессу создания подъемной силы, нежели у крыла прямой стреловидности. Это значит, что в создании подъемной силы у КОС участвуют большие массы жидкости и, как отмечалось выше, при этом меньше приращение кинетической энергии возмущенного движения частиц жидкости за крылом, следовательно, будет меньше и сила сопротивления среды.

Исследовалось также влияние сужения крыла на зависимость $B_+ = B_+(c_y)$. Оказалось, как и в линейной теории, сужение крыла слабо влияет на фактор индуктивного сопротивления B_+ крыльев малого удлинения.

На рис. 4 показаны индуктивные поляры прямоугольного крыла с удлинением $\lambda = 0,5$ с плоской и искривленной срединной поверхностью. В расчетах принимались те же параметры численной модели, что и в предыдущих расчетах, за исключением числа вихрей n , которое было принято $n = 90$ для искривленной модели. Методический расчет при $n = 110$ дает результат, отличающийся не более, чем на 2% от результата при $n = 90$. Видно, что, так же как и в линейной теории, полярю крыла без подсосывающей силы $c_{x-} = f(c_y)$ можно значительно улучшить путем соответствующей деформации его срединной поверхности. В линейной теории утверждается, что при обеспечении безударного притекания потока к передней кромке индуктивная поляря крыла с адаптивной деформацией совпадает с индуктивной полярю плоского крыла с полной реализацией подсосывающей силы. Однако из рис. 4 видно, что, хотя при $c_y = 0,47$ (точка А) индуктивные поляры с подсосывающей силой и без нее соприкасаются (так как срединная поверхность была специально подобрана для получения безударного входа потока при $c_y = 0,47$), индуктивное сопротивление при этом все же на 8—10% больше, чем у плоского крыла с полной реализацией подсосывающей силы. Это значит, что хотя обеспечение безударного входа потока значительно улучшает индуктивную полярю без подсосывающей силы, оно не эквивалентно полной реализации подсосывающей силы у плоскости крыла.

Это объясняется не просто падением несущих свойств у крыльев с обеспечением безударного входа потока (ведь такое падение наблюдается и у крыльев больших удлинений, где нелинейным эффектом можно пренебречь). Из рис. 5 видно, что при создании одной и той же подъемной силы у плоского крыла с безотрывным обтеканием передней кромки вследствие пика нагрузки образуется вихревая пелена у боковых кромок с самой передней кромки. А у крыла с безударным входом потока боковая пелена образуется значительно дальше, вблизи зоны наибольшей нагрузки по хорде. Следовательно, у плоского крыла при безотрывном обтекании передней кромки в процессе создания подъемной силы участвуют большие массы жидкости,

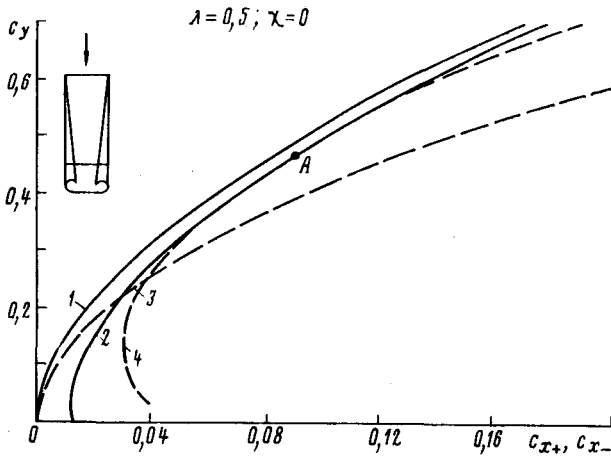


Рис. 4. Индуктивные поляры крыла малого удлинения: 1 — плоское крыло, с подсосывающей силой; 2 — крыло с кривизной с подсосывающей силой; 3 — плоское крыло, без подсосывающей силы; 4 — крыло с кривизной, без подсосывающей силы; А — безударный вход потока

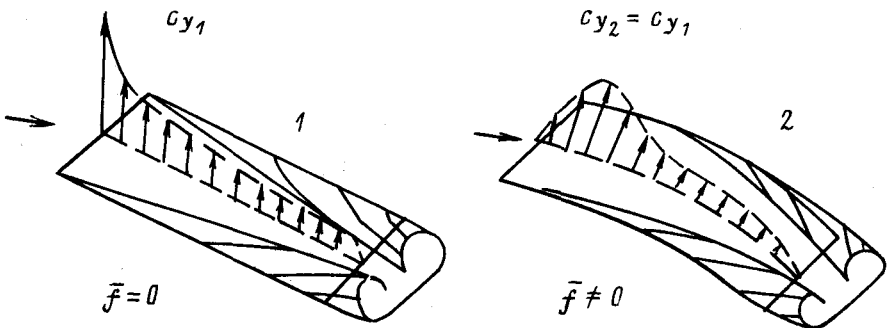


Рис. 5. Схема обтекания плоского крыла 1 и крыла с кривизной, обеспечивающей безударный вход потока 2

чем у крыла с безударным входом потока. Как отмечалось, при этом будут меньше затраты на возмущенное движение жидкости за крылом.

Таким образом, исследование, проведенное на ЭВМ с помощью нелинейной модели обтекания несущей поверхности, позволило выявить ряд дополнительных резервов улучшения аэродинамического качества, которые наиболее значительны у крыльев малого удлинения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. — М.: Наука, 1975.

2. Кюхеман Д. Аэродинамическое проектирование самолетов. — М.: Машиностроение, 1983.

3. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. — М.: Наука, 1978.

4. Белоцерковский С. М., Лифанов И. К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их применение в аэродинамике, теории упругости, электродинамике. — М.: Наука, 1985.

Рукопись поступила 20/VII 1987 г.