

НЕСТАЦИОНАРНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ТОНКОГО КРЫЛА ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ

С. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ, М. И. НИШТ

(Москва)

В настоящее время известен ряд подходов к исследованию нелинейных нестационарных характеристик крыла бесконечного размаха как при безотрывном [1-4], так и при срывном [5-8] обтекании. В [2] сделана попытка решения нестационарной задачи о крыле конечного размаха, однако изложенный в ней метод не позволяет учесть свертывание боковых вихрей, поэтому он не пригоден для расчета крыльев малых удлинений, особенно при больших углах атаки.

Сворачивание пелены свободных вихрей за крылом конечного размаха получено в [9] в рамках нелинейной стационарной теории. В данной работе численные методы решения нелинейных стационарных [9] и линейных нестационарных [10] задач обобщаются на случай произвольного неустановившегося движения крыла произвольной формы в плане. Используются только общепринятые условия о непротекании крыла и о конечности скоростей на острых задних и боковых кромках (гипотеза Чаплыгина — Жуковского). Среда считается вязкой и несжимаемой.

1. Общие положения. Рассмотрим тонкое монопланное крыло произвольной формы в плане, движущееся в вязкой несжимаемой среде со средней поступательной скоростью U_0 (фиг. 1). Для простоты предположим, что крыло является плоским, хотя предлагаемый метод расчета легко обобщается на случай крыла сложной пространственной формы или схематизированного самолета. Введем жестко связанную с крылом систему координат xuz , расположив оси x и z в плоскости крыла и направив ось z в сторону правого полукрыла, ось x — назад вдоль корневой хорды крыла и ось y — вверх, перпендикулярно плоскости крыла.

Пусть в некоторый момент времени $t=0$ граничные условия на крыле начинают изменяться по произвольному закону

$$(1.1) \quad W_y = F(x_0, z_0, \tau), \quad \tau = U_0 t / b$$

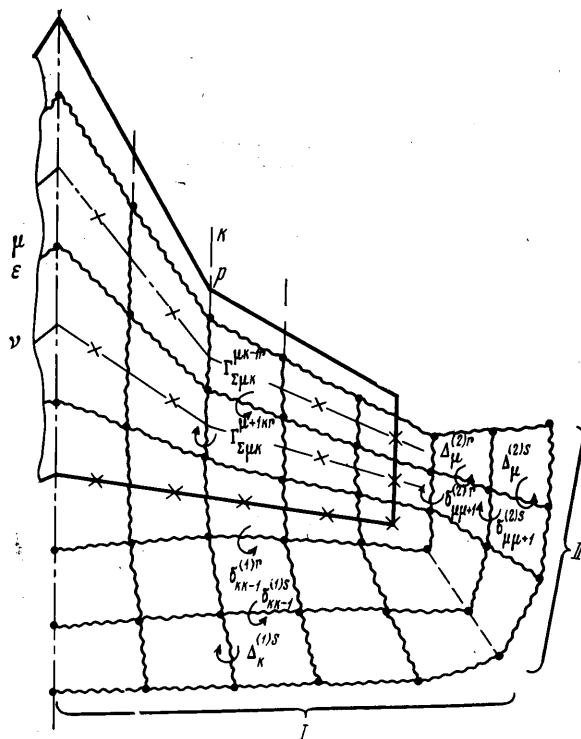
Здесь W_y — составляющая возмущенной скорости, отнесенная к U_0 ; x_0, z_0 — безразмерные координаты точки на поверхности крыла; τ — безразмерное время; b — корневая хорда крыла.

В данной работе рассматривается нестационарное обтекание крыла без образования носовой пелены вихрей, которое трактуется как безотрывное. Задача решается в нелинейной постановке при следующих предположениях: 1) среда считается идеальной и несжимаемой; 2) в качестве граничного условия используется требование о непротекании крыла; 3) в соответствии с условием о неизменности во времени циркуляции по замкнутому жидкому контуру изменение интенсивности присоединенных вихрей происходит только за счет образования и сноса свободных; 4) на острых задних и боковых кромках крыла выполняется гипотеза Чаплыгина — Жуковского о конечности скоростей и с них сходят свободные вихри.

В численном методе происходит переход от непрерывных распределений и процессов к дискретным. Нестационарный вихревой слой на крыле и за ним моделируется системой дискретных вихрей. Непрерывный процесс изменения во времени граничных условий и аэродинамических на-

грузок на крыле заменяется ступенчатым. Полагается, что граничные условия и нагрузки скачкообразно изменяются в некоторые расчетные моменты времени $\tau=0, \tau_1, \dots$ ($r=0, 1, \dots$), а в промежутке между этими моментами остаются неизменными и равными значениям этих величин в начале каждого промежутка.

2. Нестационарная вихревая модель крыла и спутного следа. При не установившемся движении вихревая система крыла и его следа является также нестационарной. Изменение по времени граничных условий приводит к изменению нагрузок, а следовательно, и циркуляций на крыле. Из-



Фиг. 1

менение же циркуляций присоединенных вихрей сопровождается отходом от них свободных. Скорость сноса их вниз по течению в общем случае отлична от скорости невозмущенного потока U_0 . В соответствии с граничным условием о непротекании крыла свободные вихри стелются вначале по поверхности крыла, сходят с задней и боковой кромок и дальше движутся со скоростью, равной скорости относительного движения вихря. В данном случае траектории движения свободных вихрей за крылом являются криволинейными.

На фиг. 1 приведена нестационарная вихревая схема крыла и его следа в расчетный момент времени $r=3$. Она включает в себя суммарный вихревой слой, заменяющий крыло и состоящий из присоединенных и свободных вихрей, систему свободных вихрей I , сбегающих с задней кромки, и свободных вихрей II , сходящих с торцов крыла. Свободные вихри систем I и II являются продолжением соответствующих вихрей крыла и образуются в силу закона гидродинамики о замкнутости вихревой трубки. Полная вихревая система крыла и его следа является пространственной вихревой поверхностью с произвольным направлением осей.

Напряженность суммарных вихрей на крыле зависит от времени, а сошедших в поток свободных вихрей систем I и II остается неизменной.

Как и в стационарном случае [9], непрерывно распределенный вихревой слой, заменяющий крыло и его след, моделируется рядом дискретных поперечных и продольных вихревых шнуров переменной по длине напряженности (волнистые линии на фиг. 1). Для расчетов эти криволинейные вихревые шнуры (как поперечные, так и продольные) заменяются системами прямолинейных вихревых отрезков постоянной по длине напряженности.

Граничное условие о непротекании крыла выполняется в ряде контрольных точек (показаны крестиками на фиг. 1). Расположение дискретных вихрей и контрольных точек выбирается таким, чтобы последние лежали посередине между соседними поперечными и продольными вихрями.

Выбор положения поперечных свободных вихрей за крылом производится таким образом, чтобы выполнялось условие Чаплыгина — Жуковского на задней и боковой кромках. Как и в линейной задаче [10], для этого достаточно, чтобы последние контрольные точки располагались между последним вихревым шнуром на крыле и первым свободным вихрем за крылом. Как показали расчеты, эти точки удобно поместить непосредственно на задней и боковой кромках крыла (фиг. 1). Положение остальных поперечных и продольных свободных вихрей в следе определяется в процессе расчета.

Введем единую систему обозначений для характерных точек на крыле и для циркуляций вихревых отрезков в расчетный момент времени τ (фиг. 1). Пусть при замене несущей поверхности крыла системой дискретных вихрей хорды сечений крыла делятся на n , а полуразмах на N частей. Поперечные вихревые шнуры будем характеризовать номером μ , ведя нумерацию от носка крыла вниз по течению. Отметим поперечные вихри крыла ($1 \leq \mu < n$) и поперечные вихри системы I ($n+1 \leq \mu \leq n+r$).

Через k обозначим номер продольной вихревой нити и будем вести нумерацию от торца крыла к корневой хорде ($k=0$ соответствует торцу крыла, а $k=N$ — его корневой хорде). Отметим продольные вихри крыла ($1 \leq k \leq N$) и поперечные вихревые отрезки системы II ($1-r \leq k \leq 0$).

Обозначения для координат узловых точек на крыле и в следе и контрольных точек, а также для различных геометрических величин введем аналогично [9].

Координаты начала вихревых отрезков (зачерненные точки на фиг. 1) — $x_{\mu k}, y_{\mu k}, z_{\mu k}$ ($1 \leq \mu \leq n+r, 1-r \leq k \leq N$), а координаты контрольных точек (крестики на фиг. 1) — соответственно $x_{0v}^{p, p-1}, y_{0v}^{p, p-1}, z_{0v}^{p, p-1}$ ($1 \leq v \leq n, 1 \leq p \leq N$). Обозначим координаты середин поперечных вихревых отрезков на крыле $x_{\mu k}^{\mu, k-1}, y_{\mu k}^{k-1}, z_{\mu k}^{\mu, k-1}$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N$) и координаты продольных отрезков $x_{\mu k}^{\mu+1, k}, y_{\mu k}^{\mu+1, k}, z_{\mu k}^{\mu+1, k}$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N-1$).

Аналогичная система обозначений применяется и для размерных циркуляций. Здесь дополнительно вводится индекс r или s , характеризующий момент времени, в который возникли или рассматриваются эти циркуляции. Циркуляции суммарных поперечных и продольных вихрей на крыле обозначим $\Gamma_{+\mu k}^{\mu, k-1, r}$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N$) и $\Gamma_{+\mu k}^{\mu+1, k, r}$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N-1$); циркуляции свободных поперечных и продольных вихрей в системе I назовем $\Gamma_{k, k-1}^{(1)s}$ ($1 \leq k \leq N, 1 \leq s \leq r$) и $\Gamma_{-k}^{(1)s}$ ($1 \leq k \leq N-1, 2 \leq s \leq r$); циркуляции свободных продольных и поперечных вихрей в системе II пусть будут $\Gamma_{-\mu, \mu+1}^{(2)s}$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq s \leq r$) и $\Gamma_{-\mu}^{(2)s}$ ($1 \leq \mu \leq n, 2 \leq s \leq r$).

Удобно перейти к безразмерным циркуляциям, положив

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \Gamma_{+\mu k}^{\mu, k-1, r} &= U_0 b \Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu, k-1, r}, \quad \Gamma_{+\mu k}^{\mu+1, k, r} = U_0 b \Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu+1, k, r} \\ \Gamma_{-k, k-1}^{(1)s} &= U_0 b \delta_{k, k-1}^{(1)s}, \quad \Gamma_{-k}^{(1)s} = U_0 b \Delta_k^{(1)s} \\ \Gamma_{-\mu, \mu+1}^{(2)s} &= U_0 b \delta_{\mu, \mu+1}^{(2)s}, \quad \Gamma_{-\mu}^{(2)s} = U_0 b \Delta_{\mu}^{(2)s} \end{aligned}$$

В качестве положительных направлений для циркуляций примем указанные на фиг. 1.

Координаты характерных точек на крыле и необходимые для расчетов геометрические параметры крыла, его сечений и вихревых отрезков могут быть вычислены аналогично [9].

3. Определение циркуляций вихревых отрезков. Из решения системы уравнений в каждый рассматриваемый момент времени r определяются суммарные безразмерные циркуляции поперечных вихрей на крыле $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu, k-1, r}$ ($1 \leq \mu \leq n$, $1 \leq k \leq N$) и поперечных свободных вихрей за крылом в системе I (на линии $\mu = n+1$), сошедших с крыла за расчетный интервал времени, т. е. $\delta_{k, k-1}^{(1)r}$ ($1 \leq k \leq N$). Кроме того, из решения задачи в предшествующие моменты времени известны суммарные циркуляции поперечных вихрей на крыле $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu, k-1, s}$ и поперечных вихрей в системе I $\delta_{k, k-1}^{(1)s}$ ($1 \leq s \leq r-1$). Выразим циркуляции всех вихрей на крыле и вне его через эти известные циркуляции. Для этого воспользуемся теоремой о замкнутости вихревой трубки.

При наличии симметрии течения напряженность центрального продольного вихря на крыле и в системе I во все моменты времени обращается в нуль, т. е. $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu+1, k, r} = \Delta_k^{(1)s} = 0$ при $k = N$. Согласно фиг. 1 суммарная циркуляция продольных вихрей на крыле равна

$$(3.1) \quad \Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu+1, k, r} = \sum_{e=1}^{\mu} (\Gamma_{\Sigma e, k+1}^{e, k, r} - \Gamma_{\Sigma e k}^{e, k-1, r}), \quad 1 \leq \mu \leq n, \quad 1 \leq k \leq N-1$$

Напряженность продольных свободных вихрей, образовавшихся в момент времени s в системе I за крылом, можно определить, идя к крылу

$$(3.2) \quad \Delta_k^{(1)s} = - \sum_{i=1}^{s-1} (\delta_{k+1, k}^{(1)i} - \delta_{k, k-1}^{(1)i}), \quad 1 \leq k \leq N-1, \quad 2 \leq s \leq r$$

Продольные вихри в системе II образуются вследствие изменения циркуляции суммарных вихрей на крыле и схода свободных вихрей. Поэтому их напряженность равна

$$(3.3) \quad \delta_{\mu, \mu+1}^{(2)s} = \sum_{e=1}^{\mu} (\Gamma_{\Sigma e 1}^{e 0 s} - \Gamma_{\Sigma e 1}^{e 0, s-1}), \quad 1 \leq \mu \leq n, \quad 1 \leq s \leq r$$

Напряженность поперечных вихрей в системе II определяется так же, как и продольных в системе I

$$(3.4) \quad \Delta_{\mu}^{(2)s} = - \sum_{i=1}^{s-1} (\delta_{\mu-1, \mu}^{(2)i} - \delta_{\mu, \mu+1}^{(2)i}), \quad 1 \leq \mu \leq n, \quad 2 \leq s \leq r$$

Можно показать, что в сечении $k=0$ за крылом, т. е. на границе между системами I и II , напряженность продольного (для системы I) или поперечного (для системы II) свободного вихря во все моменты времени равна нулю

$$\Delta_0^{(1)s} = \Delta_{n+1}^{(2)s} = 0, \quad 2 \leq s \leq r$$

4. Соотношения для скоростей, вызванных крылом и вихревым следом. Рассмотрим вихревой отрезок, имеющий циркуляцию Γ_+^r и безразмерные координаты начала (x_1, y_1, z_1) и конца (x_2, y_2, z_2) .

При наличии симметрии течения целесообразно рассматривать сразу пару симметричных вихрей на правой и левой половинах крыла. При этом составляющие скорости, вызванной этой парой вихрей в точке с координатами x_0, y_0, z_0 , равны [9]

$$(4.1) \quad W^r = \frac{\Gamma^r}{4\pi} \Delta w, \quad \Gamma_+^r = U_0 b \Gamma^r, \quad \Delta w = w(z_1, z_2) - w(-z_1, -z_2)$$

Вычислим составляющие возмущенной скорости, вызванной в некоторой точке с координатами x_a^c, y_a^c, z_a^c всей вихревой системой (фиг. 1). Обозначим $W_{a^c}^{cr}$ суммарную величину составляющей, а $W_{a^c}^{cr}$, $W_{a^c}^{cr}$ и $W_{a^c}^{cr}$ — соответственно значения скоростей, вызванных суммарными вихрями крыла и свободными вихрями систем I и II . Очевидно,

$$W_{a^c}^{cr} = W_{a^c}^{cr} + W_{a^c}^{cr} + W_{a^c}^{cr}.$$

Для получения возмущенных скоростей от систем суммарных вихрей крыла и свободных вихрей I и II необходимо эти системы представить в виде ряда поперечных и продольных отрезков, воспользоваться соотношениями (4.1) и произвести суммирование по правой половине крыла и его следа согласно фиг. 1.

Составляющие относительной скорости в рассматриваемой точке равны

$$(4.2) \quad W_{0a^c}^{cr} = W_a^{cr} + U_{0a^c}^{cr}$$

где $U_{0a^c}^{cr}$ — составляющие скорости невозмущенного потока; при симметричном обтекании $U_{0az}^{cr} = 0$.

5. Расчет вихревых структур. Положение в пространстве сошедших с крыла свободных вихрей определяется из условия их движения вдоль траекторий жидких частиц. Циркуляции этих вихрей, как уже отмечалось выше, со временем не меняются. Ближайший к крылу свободный поперечный вихревой шнур в системе I в любой расчетный момент времени располагается в плоскости крыла на линии $\mu = n+1$. Криволинейные свободные шнуры выстраиваются при помощи ряда вихревых отрезков. Принимается, что в промежутке между расчетными моментами скорость сноса свободных вихрей вне крыла не меняется. Концы вихревых отрезков (узловые точки вне крыла) в интервале времени между соседними расчетными моментами r и $r+1$ движутся прямолинейно вдоль вектора относительной скорости потока, вычисленной в тех точках пространства, в которых они находились в момент времени r , при этом сами вихревые отрезки остаются прямолинейными.

Пусть в данный момент времени r конец свободного вихря находится в точке с координатами x^r, y^r, z^r . В следующий расчетный момент $r+1$

эта точка, двигаясь вдоль вектора относительной скорости, перейдет в точку с координатами

$$(x, y, z)^{r+1} = (x, y, z)^r + \Delta\tau W_0^r(x, y, z)$$

Здесь $\Delta\tau$ — расчетный интервал (шаг) безразмерного времени. Составляющие относительной скорости $W_0^r(x, y, z)$ вычисляются в момент времени r в узловых точках вне крыла по соотношениям, аналогичным (4.2).

6. Система уравнений для циркуляций. Если на крыле происходит изменение нагрузок и циркуляций, сопровождающееся отходом от каждого присоединенного вихря свободных, то в рассматриваемый момент времени на линиях μ на крыле могут находиться как присоединенные, так и свободные вихри. Поэтому при вычислении циркуляций нецелесообразно разделять вихри на крыле на присоединенные и свободные.

В каждый расчетный момент r все суммарные циркуляции на крыле должны определяться заново, а у свободных вихрей неизвестны лишь циркуляции на линии $\mu = n+1$. Таким образом, при любом r число неизвестных равно $(n+1)N$. Составим уравнения для определения неизвест-

ных циркуляций суммарных поперечных вихрей $\Gamma_{\Sigma\mu k}^{\mu, k-1, r}$ и свободных по-

перечных вихрей $\delta_{k, k-1}^{(1)r}$ в системе I . Воспользуемся граничным условием, требующим обращения в нуль нормальной составляющей относительной скорости на поверхности крыла и имеющим вид

$$(6.1) \quad W_{00v}^{p, p-1, r} = 0, \quad v=1, 2, \dots, n; \quad p=1, 2, \dots, N$$

Граничное условие будем удовлетворять в контрольных точках с координатами $x_{0v}^{p, p-1}$, $y_{0v}^{p, p-1}$, $z_{0v}^{p, p-1}$ в расчетные моменты времени r . Определив в соответствии с (4.2) нормальную составляющую относительной скорости с учетом (1.1) и выразив все циркуляции через циркуляции поперечных вихрей на крыле $\Gamma_{\Sigma\mu k}^{\mu, k-1, r}$ и поперечных вихрей вне крыла $\delta_{k, k-1}^{(1)r}$, из (6.1) после преобразований получим систему уравнений

$$(6.2) \quad \sum_{k=1}^N \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma\mu k}^{\mu, k-1, r} a_{\mu k 0v}^{\mu, k-1, p, p-1} + \sum_{k=1}^N \delta_{k, k-1}^{(1)r} a_{n+1, k 0v}^{n+1, k-1, p, p-1} = H_{0v}^{p, p-1, r}$$

$$v=1, 2, \dots, n; \quad p=1, 2, \dots, N$$

Коэффициенты этой системы выражаются через безразмерные функции Δw .

Система (6.2) дополняется условиями о постоянстве циркуляции по замкнутым жидким контурам, охватывающим расчетные полосы. Если при $\tau < 0$ крыло не возмущало поток ($\alpha=0$), то

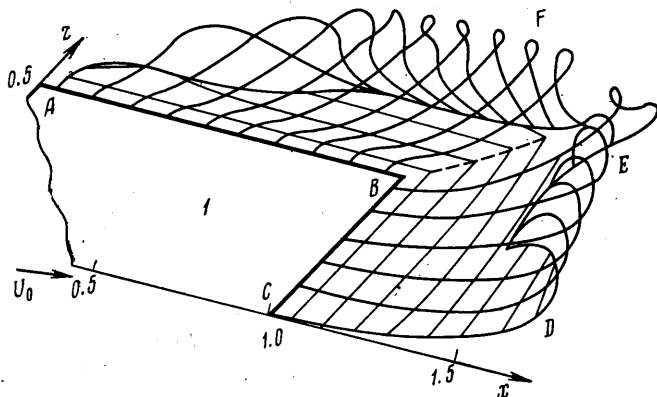
$$(6.3) \quad \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma\mu k}^{\mu, k-1, r} + \sum_{s=1}^r \delta_{k, k-1}^{(1)s} = 0, \quad k=1, 2, \dots, N$$

Решение систем уравнений (6.2) и (6.3) в каждый расчетный момент r производится независимо, начиная с $r=1$, когда $H_{0v}^{p, p-1, r} = -F(x_{0v}^{p, p-1}$,

$z_{0v}^{p, p-1}$, τ_1), и переходя от меньших r к большим. При этом вычисляются

циркуляции $\Gamma_{\Sigma\mu k}^{\mu, k-1, r}$ и $\delta_{k, k-1}^{(1)r}$, а по ним с помощью соотношений (3.1) — (3.4) — циркуляции остальных вихревых отрезков.

7. Определение нестационарных аэродинамических нагрузок. В результате решения систем уравнений (6.2) и (6.3) можно найти суммар-

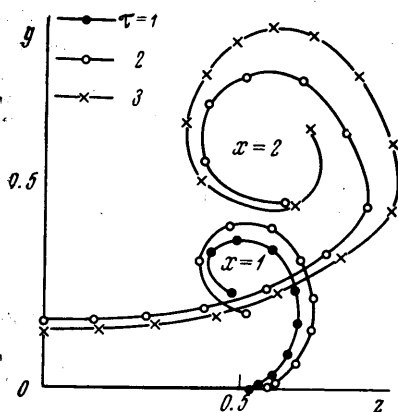


Фиг. 2

ные циркуляции присоединенных и свободных вихрей на крыле $\Gamma_{\Sigma ep}^{e, p-1, r}$

в расчетные моменты времени $r=1, 2, \dots$ Для расчета аэродинамических нагрузок по теореме Жуковского «в малом» из суммарных циркуляций необходимо выделить циркуляции присоединенных вихрей [10]. Однако удобнее воспользоваться непосредственно интегралом Коши — Лагранжа

$$(7.1) \quad p/\rho + W_0^2/2 + \partial\phi(x, y, z, t)/\partial t = F_1(t)$$



Фиг. 3

Здесь p и ρ — давление и плотность среды, W_0 — относительная скорость, $\phi(x, y, z, t)$ — потенциал скоростей, $F_1(t)$ — некоторая функция времени.

Введем безразмерную разность давления между нижней (минус) и верхней (плюс) сторонами крыла: $\Delta p = (p_- - p_+)/q$, $q = 1/2 \rho U_0^2$.

Применяя интеграл Коши — Лагранжа к обеим сторонам крыла в точке, лежащей на середине поперечного вихря с циркуляцией $\Gamma_{\Sigma ep}^{e, p-1, r}$, и выражая разность потенциалов скоростей через циркуляцию $\Gamma_{ep l}^{e, p-1, r}$ по замкнутому

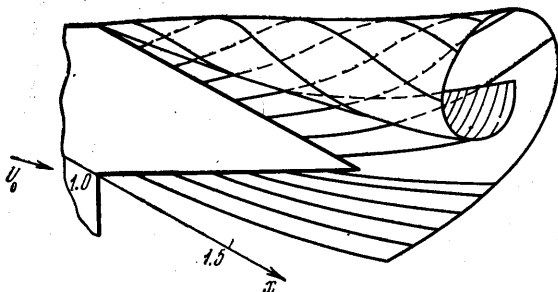
контур l , проведенному через рассматриваемую точку, получим

$$(7.2) \quad \Delta p_{ep}^{e, p-1, r} = (W_{+ep}^{e, p-1, r})^2 - (W_{-ep}^{e, p-1, r})^2 - 2\partial\Gamma_{ep l}^{e, p-1, r}/\partial t, \quad 1 \leq p \leq N, \quad 1 \leq e \leq n$$

Используя результаты работы [11], можно показать, что

$$(W_{+ep}^{e, p-1, r})^2 - (W_{-ep}^{e, p-1, r})^2 = 2\{[(U_{0ex}^{e, p-1, r} + W_{epx}^{e, p-1, r}) \cos \chi_{ep}^{e, p-1} - W_{epz}^{e, p-1, r} \sin \chi_{ep}^{e, p-1}] \gamma_{\Sigma ep}^{e, p-1} - W_{epz}^{e, p-1, r} \gamma_{\Sigma, e-1, p}^{e+1, p-1, r}\}$$

Здесь $W_{\varepsilon px}^{e, p-1, \tau}$ и $W_{\varepsilon pz}^{e, p-1, \tau}$ — составляющие возмущенной скорости, $\gamma_{\Sigma \varepsilon p}^{e, p-1, \tau}$ и $\gamma_{\Sigma, \varepsilon-1, p}^{e+1, p-1, \tau}$ — безразмерная интенсивность суммарного поперечного и продольного вихревого слоя в рассматриваемой точке крыла в расчетный момент времени τ , $\chi_{\varepsilon p}^{e, p-1}$ — угол стреловидности поперечного

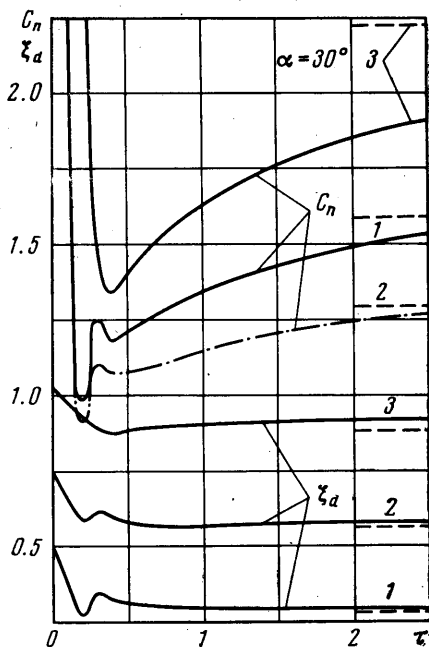


Фиг. 4

вихря. Безразмерная интенсивность распределенного вихревого слоя находится по известным циркуляциям дискретных вихрей [9].

8. Примеры. По изложенной методике произведены расчеты нелинейных нестационарных характеристик трех крыльев различной формы в плане с прямыми кромками. Их форма в плане определяется тремя безразмерными параметрами: удлинением λ , сужением η и углом стреловидности по передней кромке χ_0 [11]. Крыло 1 прямоугольное квадратное ($\lambda=1$, $\eta=1$, $\chi_0=0$). Крыло 2 стреловидное малого удлинения ($\lambda=1$, $\eta=1$, $\chi_0=45^\circ$). Крыло 3 стреловидное большого удлинения ($\lambda=7.5$, $\eta=2.5$, $\chi_0=30^\circ$). Рассмотрен случай, когда крыло из состояния покоя внезапно начинает двигаться под углом атаки $\alpha=30^\circ$ с постоянной скоростью U_0 в несжимаемой среде. Напомним, что в данной работе изучается безотрывное обтекание крыла, описываемое схемой без носовой вихревой пелены (свободные вихри сходят только с боковых и задней кромок).

Одним из наиболее интересных является вопрос о формировании вихревого следа. Фиг. 2 и 3 иллюстрируют динамику этого процесса для крыла 1. На фиг. 2 показан вихревой след при $\tau=1$, а на фиг. 3 представлена его форма в сечениях $x=1$ и 2 за крылом в моменты времени $\tau=1, 2, 3$. Фиг. 4 изображает состояние вихревого следа для крыла 2 при $\tau=\infty$. Везде изображены картины вблизи правой половины крыла $OABC$ (AB — боковая, CB — задняя кромки). Ввиду нестационарности процесса наряду с продольными вихрями, оси которых направлены по местной скорости потока, имеют место и поперечные (фиг. 2). При $\tau=\infty$, когда переходный процесс заканчивается, эти вихри исчезают (фиг. 4). Чтобы не усложнять чертежи, некоторые из поперечных вихрей, относящиеся к вихревой системе AF , не показаны. На фиг. 2 видно, как происходит формирование вихревых жгутов AF , сходящих с боковых кромок, а также образование и унос начального вихря Прандтля DE .



Фиг. 5

Зависимости коэффициента нормальной силы $C_n = N/qS$ (N — нормальная сила, S — площадь крыла) и безразмерной координаты центра давления $\xi_d = x_d/b$ (b — хордовая хорда крыла) от безразмерного времени τ изображены на фиг. 5. Пунктиром указаны стационарные характеристики крыльев, которые получаются при $\tau = \infty$.

Авторы благодарят О. Н. Соколову за большую помощь по реализации метода на ЦВМ.

Поступила 6 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Giesing J. P. Nonlinear two-dimensional unsteady potential flow with lift. J. Aircraft, 1968, vol. 5, No. 5.
2. Djodjodhardjo R. H., Widnall S. E. A numerical method for the calculation of nonlinear unsteady lifting potential flow problems. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 10.
3. Горелов Д. Н., Куляев Р. Л. Нелинейная задача о нестационарном обтекании тонкого профиля несжимаемой жидкостью. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.
4. Головкин В. А. Нелинейная задача о неустановившемся обтекании произвольного профиля со свободно деформирующимся вихревым следом. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 3.
5. Wedemeyer E. Ausbildung eines Wirbelpaares an den Kanten einer Platte. Ingr.-Arch., 1961, Bd 30, Nr 3.
6. Ham N. D. Aerodynamic loading on two-dimensional airfoil during dynamic Stall. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 10.
7. Ильичев К. П., Постоловский С. Н. Расчет нестационарного отрывного обтекания тел плоским потоком невязкой жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
8. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. К расчету срывного нестационарного обтекания тонкого профиля. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.
9. Белоцерковский С. М. Расчет обтекания крыльев произвольной формы в плане в широком диапазоне углов атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.
10. Белоцерковский С. М., Скрипач В. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., «Наука», 1971.
11. Белоцерковский С. М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М., «Наука», 1965.