

ВОЕННО-ВОЗДУШНАЯ ИНЖЕНЕРНАЯ
ОРДЕНОВ ЛЕНИНА И ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
КРАСНОЗНАМЕННАЯ АКАДЕМИЯ
имени профессора Н. Е. ЖУКОВСКОГО

**АЭРОДИНАМИКА
ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

Научно-методические материалы

СОДЕРЖАНИЕ

С.Г.Баюков, В.Н.Котовский, М.И.Никитин	
Моделирование нестационарного отрывного обтекания крыла конечного размаха и толщины.....	3
Е.Ю.Иродов, М.И.Никитин, В.А.Подобедов	
Методика расчета нелинейных аэродинамических характеристик решетчатых крыльев.....	38
В.А.Бучнев, В.И.Бушнев, И.К.Лифанов	
Методика расчета нелинейных аэродинамических характеристик крыла с управлением циркуляцией за счет отсоса потока.....	50
В.И.Бушнев, С.И.Пешков	
Расчет нелинейных аэродинамических характеристик телесного профиля с рулем при больших дозвуковых скоростях.....	61
В.И.Гайдаенко	
Метод расчета шума осесимметричных турбулентных потоков в дальней акустической зоне.....	73
А.И.Желанников, С.Н.Хремчев	
Исследование аэродинамической интерференции крыльев в групповом полете со скольжением.....	83
В.М.Бондаренко, А.И.Желанников	
К расчету дальнего аэродинамического следа за летательным аппаратом.....	96
В.А.Бучнев, В.И.Бушнев	
Вихревые структуры и нелинейные аэродинамические характеристики крыла с отсосом потока при боковом движении.....	113
А.И.Желанников, Л.В.Старинская	
Исследование турбулентных характеристик за колеблющейся пластиной.....	122
В.А.Апарин, В.А.Подобедов	
Расчет параметров возмущенного потока в скрестности летательного аппарата с учетом телесности корпуса..	133
В.И.Бушнев, В.В.Зубок	
Исследования по методике расчета нелинейных аэродинамических характеристик телесного крыла конечного размаха с механизацией.....	144

В.В.Зубок, Е.Ю.Иродов, С.Н.Морозов, В.А.Подобедов	
О нелинейных эффектах при дозвуковом обтекании пространственных несущих систем.....	152
А.И.Желанников, В.М.Онищенко	
К исследованию нагружения хвостового оперения самолета в спутном следе.....	164
В.И.Бушнев, С.И.Пешков	
Некоторые результаты исследований по влиянию сжимаемости среды на аэродинамические характеристики телесного профиля с рулем.....	176
П.А.Баранов, В.Е.Карташов, М.И.Никитин, А.Г.Судаков	
Исследование пространственного обтекания тонкого диска.....	182
В.И.Бушнев	
К расчету пространственного поля скоростей нестационарного вихря неизменной формы при дозвуковых скоростях.....	192
В.А.Кудрявцев, С.А.Попыталов, А.Д.Шамшурин	
К расчету аэродинамических характеристик летательных аппаратов при воздействии на них слабой ударной волны с учетом телесности фюзеляжа при сверхзвуковых скоростях.....	203
В.А.Кудрявцев	
Расчет нестационарных аэродинамических характеристик схематизированного конуса методом возмущенных давлений на сверхзвуковых скоростях.....	214
В.А.Подобедов, С.В.Пушков	
Методика и результаты расчета аэродинамических характеристик решетчатых крыльев при сверхзвуковых скоростях потока.....	220
С.Н.Морозов, В.А.Подобедов, В.М.Скакалин	
О снижении индуктивного сопротивления пространственных несущих систем.....	234

В.А.Кудрявцев, С.В.Пушков	
Исследование влияния геометрических параметров решетчатого крыла на его аэродинамическое качество.....	242
А.М.Карнаухов, С.А.Попыталов, С.Н.Салтыков	
Определение плотности возмущенного потока около летательного аппарата при числах $M > 1$	247
В.И.Бушуев, В.А.Зиберов	
Определение эффективности и шарнирных ха- рактеристик рулей летательных аппаратов при дозвуковых скоростях полета и малых числах Струхали.....	252
Б.С.Крицкий, И.Я.Тимофеев	
Моделирование на ЭВМ отрывного обтекания винтов.....	263
В.И.Миргород	
Исследования по методике расчета на ЭВМ аэродинамических характеристик винтов, преобразуемых в крыло.....	278
В.И.Миргород	
Влияние геометрических параметров на аэро- динамические характеристики преобразуемого винта.....	284
В.И.Миргород	
О влиянии угла атаки на характеристики пере- ходного режима преобразуемого винта.....	295
Н.И.Компаниец, Б.С.Крицкий	
Подход к расчету углов атаки сечений лопасти несущего винта.....	309
В.А.Симоненко, И.К.Тошгиги	
Аэродинамические характеристики несущего винта вертолета в спутном следе.....	318
А.П.Рындяев, В.А.Симоненко, В.В.Чичикайло	
К вопросу о математической модели несущего винта вертолета с учетом работы силовой установки.....	326
В.В.Чичикайло	
Влияние направления ветра и его интенсив- ности на аэродинамические характеристики рулевого винта вертолета.....	334
В.В.Гурин	
Экспериментальные исследования по аэро- намике лопасти с повреждениями.....	346
И.И.Деревянко, Б.Е.Локтев, Н.М.Лисенко	
Аэродинамические характеристики несущего винта с учетом управляющих действий.....	351
Н.И.Компаниец, Б.С.Крицкий, Б.Е.Локтев	
Исследование аэродинамических характеристик несущего винта вертолета на режиме "подхвата".....	360
М.И.Ниязт, А.Г.Судаков, Е.Ю.Якимов	
Экспериментальные исследования аэродинамических характеристик профилей парашютных крыльев.....	374
О.А.Зубков, В.В.Зубок	
Исследование особенностей вихревых структур и характера обтекания крыла антисимметрично па- дающей стреловидности.....	386
В.Д.Жуков	
О влиянии отклонения концевых участков крыла сложной формы в плане на его аэродинамиче- ские характеристики.....	391
А.А.Караск, В.М.Скакалин	
К вопросу о статической боковой устойчивости самолета с крылом обратной стреловидности.....	398
О.А.Зубков, Е.Д.Икрянников	
Аэродинамические характеристики самолета с цельноповоротным крылом при скольжении.....	405
Вал.Д.Жуков, О.А.Зубков, А.Н.Малиновский	
Аэродинамические характеристики комбинации цельноповоротное крыло - фюзеляж на больших дозвуковых скоростях.....	410

Е.Д.И к р я н н и й

Экспериментальное исследование эффективности поперечного выдува газовых струй для улучшения аэродинамических характеристик треугольного крыла с закрылками..... 417

Е.Д.И к р я н н и к о в, Е.Г.П е т р о в

Экспериментальные исследования влияния поперечного выдува газовых струй на аэродинамические характеристики крыльев сложной формы в плане..... 426

В.В.З у б о н, Н г у е н В а н Х о н г

Влияние повреждений несущих и рулевых поверхностей на моментные характеристики самолета..... 434

Ф.И.Г а н и е в, Н г у е н Д и н К н о н г

Определение формы срединной поверхности крыла при заданном распределении аэродинамических нагрузок на дозвуковых скоростях..... 441

Е.В.Д в о р а к

Построение замкнутых линий тока в нестационарных задачах аэрогидродинамики..... 450

С.Г.Б а с к а к о в, В.В.З у б о к

К математическому описанию поверхностей крыла с механизацией..... 455

В.А.А п а р и н о в, М.И.Н и ш т,

Г.Н.С т р е л н о в

Нелинейная математическая модель динамики пространственного движения и нестационарной аэродинамики дельтаплана..... 461

В.А.А п а р и н о в, Г.Н.С т р е л к о в

Моделирование на ЭВМ падения в идеальной среде тонкой пластины бесконечного размаха..... 470

В.А.А п а р и н о в, С.Б.К о ч у к

Алгоритм с прогнозированием в задаче управления угловым движением тонкого аэродинамического профиля при срывном режиме обтекания..... 486

В.И.К о в а л е н к о

К математическому обеспечению численного метода определения аэродинамических параметров..... 499

Ф.И.Г а н и е в, В.И.К о в а л е н к о

Изменение компенсирующих способностей приемников воздушного давления при отклонении их геометрических размеров от номинальных в пределах допуска..... 505

В.И.К о в а л е н к о

Исследование компенсирующих способностей выносных приемников воздушного давления с аэродинамической компенсацией..... 510

С.Г.Б а с к а к о в, В.Н.К о т о в с к и й, М.И.Н и н т

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ
КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА И ТОЛЩИНЫ

В работе излагается методика расчета аэродинамических характеристик крыла конечного размаха и толщины при отрывном обтекании его вязким потоком несжимаемой жидкости. Методика основана на сочетании нелинейной теории крыла [1] и теории пограничного слоя [2] и развивает на пространственный случай идеи работы [3].

1. Постановка задачи

Рассмотрим движение крыла конечного размаха и толщины в вязкой несжимаемой среде со средней поступательной скоростью U_0 под углом атаки α (рис. 1). Введем связанную с крылом систему координат $Oxyz$, поместив начало координат в носке крыла и направив ось Ox назад по всей хорде, ось Oy - вверх, в плоскости симметрии крыла, ось Oz - в сторону правого полуразмаха. Все линейные размеры будем относить к величине корневой хорды крыла b_0 :

$$\bar{x} = \frac{x}{b_0}, \quad \bar{y} = \frac{y}{b_0}, \quad \bar{z} = \frac{z}{b_0}. \quad (1.1)$$

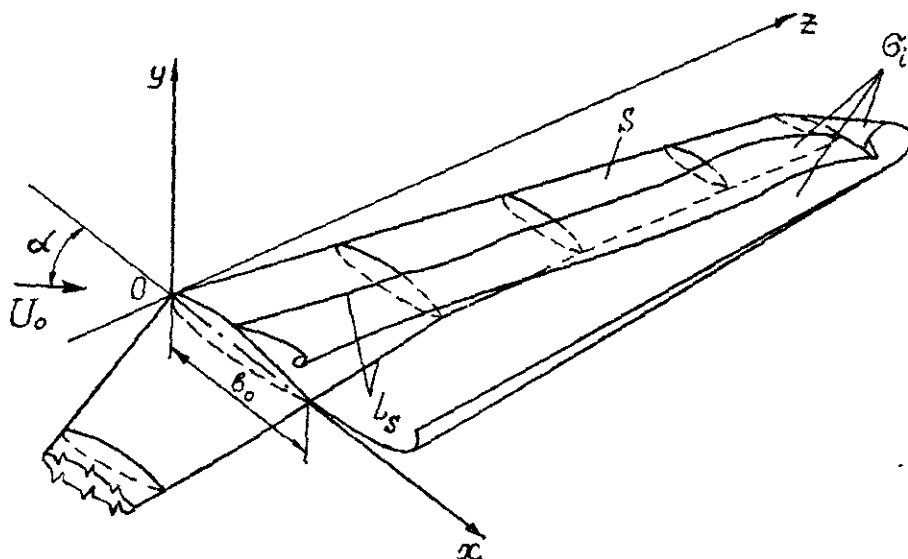


Рис. I

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

$$\bar{W}_n = \frac{W_n}{U_0} = f(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0, \tau). \quad (1.2)$$

Здесь W_n - нормальная составляющая переносной скорости в точке на поверхности крыла с безразмерными координатами $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$; $\tau = U_0 t / b_0$ - безразмерное время; $f(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0, \tau)$ - известная функция координат и времени.

При обтекании крыла вязким потоком, как и в работе [3], течение будем делить на две области: область невязкого течения вне крыла и пограничного слоя и область вязкого течения в пограничном слое.

Пусть в общем случае отрывного обтекания поток сходится с задней и боковой кромок крыла, а также с верхней поверхности (рис. I). Это приводит к движению жидкости с образованием поверхностей тангенциального разрыва скорости - вихревых пелен. Пусть эти поверхности описываются уравнениями вида

$G_i(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau) = 0$ ($i = 1, 2, 3, \dots$), а уравнение поверхности крыла имеет вид: $S(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0) = 0$.

Предположим, что везде вне поверхности крыла, пограничного слоя и вихревого следа течение является безвихревым. Тогда для потенциала возмущенных скоростей $\varphi(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau)$ справедливо уравнение Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{y}^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{z}^2} = 0 \quad \text{вне } S \text{ и } \sigma_i. \quad (\text{I.3})$$

На поверхности крыла необходимо выполнить условие непротекания

$$(\nabla \varphi - \vec{W}_s) \cdot \vec{n} = 0, \quad (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \in S \quad (\text{I.4})$$

или

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{x}} - \bar{W}_{xs} \right) \cos(n, x) + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{y}} - \bar{W}_{ys} \right) \cos(n, y) + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{z}} - \bar{W}_{zs} \right) \cos(n, z) = 0.$$

Здесь ∇ — оператор Гамильтона; $\vec{W}_s = \{\bar{W}_{xs}, \bar{W}_{ys}, \bar{W}_{zs}\}$ — вектор скорости движения точек крыла; $\vec{n} = \{\cos(n, x), \cos(n, y), \cos(n, z)\}$ — орт внешней нормали к поверхности крыла S в рассматриваемой точке.

При переходе через поверхности σ_i вихревого следа должно соблюдаться условие непрерывности давления и нормальной составляющей скорости

$$p_+ = p_-, \quad (\nabla \varphi \cdot \vec{n})_+ = (\nabla \varphi \cdot \vec{n})_-, \quad (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \in \sigma_i. \quad (\text{I.5})$$

Индексы (+) и (-) обозначают разные стороны поверхностей σ_i .

На бесконечном удалении от крыла и его следа возмущения, создаваемые ими, затухают, поэтому

$$\lim_{\bar{R} \rightarrow \infty} \nabla \varphi = 0, \quad \bar{R} = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2}, \quad (\text{I.6})$$

$$\bar{x} \rightarrow -\infty, \quad \bar{y} \rightarrow \pm \infty, \quad \bar{z} \rightarrow \pm \infty.$$

На задней и боковых кромках крыла, с которых сходят вихревые пелены, должна выполняться гипотеза Чаплыгина-Жуковского о конечности скоростей. Обозначив через L_s линию схода

потока с кромок, запишем

$$\rho_+ \rightarrow \rho_- , \nabla \varphi_+ \rightarrow \nabla \varphi_- , (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \in L_S. \quad (I.7)$$

Кроме того, поскольку рассматривается нестационарная задача, то в любой момент времени должна выполняться теорема Томсона о неизменности циркуляции скорости по любому замкнутому контуру, проведенному через одни и те же частицы жидкости.

Следовательно, расчет аэродинамических характеристик крыла сводится к нахождению потенциала возмущенных скоростей $\varphi(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau)$, удовлетворяющего всем перечисленным выше условиям, которые должны выполняться в каждый расчетный момент времени для рассматриваемого нестационарного движения крыла. Кроме того, в каждый расчетный момент необходимо знать положение линии L_S отрыва потока с верхней поверхности крыла (рис. 1).

Сформулированная задача является нелинейной. Для крыла это означает, что на величину угла атаки α , кривизну и толщину крыла ограничения не накладываются. При этом граничное условие (I.2) выполняется непосредственно на поверхности крыла, а вихревой след за ним может деформироваться.

Заменим поверхности S и G_1 непрерывным вихревым слоем с напряженностью $\gamma(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau)$ и с произвольным направлением осей. Тогда поле скоростей, индуцируемых этим слоем, удовлетворяет уравнению Лапласа (I.3), условию на бесконечности (I.6), а также обеспечивает непрерывность нормальной составляющей скорости на G_1 . Для выполнения динамического условия на следе последний рассматривается в виде свободной вихревой поверхности. Тогда в соответствии с теоремой Жуковского "в малом" на этой поверхности отсутствует перепад давлений и она движется вместе с жидкостью.

Для определения $\gamma(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau)$ на S и G_1 используются граничное условие (I.2), гипотеза Чаплыгина-Жуковского (I.7), начальные условия задачи, а также теорема о неизменности циркуляции по замкнутому жидкому контуру. Величины, входящие в условия (I.3)-(I.7), зависят от формы поверхностей G_1 . В свою очередь, пространственная форма следа может быть определена, если известна напряженность $\gamma(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau)$. Для определения линии L_S отрыва потока с верхней поверхности крыла необходимо привлечь механизм вязкого взаимодействия.

2. Метод расчета, расчетная схема и система обозначений

Идея численного метода состоит в переходе от непрерывных распределений и процессов к дискретным. Непрерывный вихревой слой, заменяющий поверхность крыла и его след, моделируется системами дискретных прямолинейных отрезков (поперечных и продольных) с постоянной по длине циркуляцией. Непрерывный процесс изменения граничных условий, параметров течения, аэродинамических нагрузок заменяется ступенчатым. Считается, что они изменяются скачком в некоторые расчетные моменты времени τ , а в промежутке между ними остаются неизменными.

В связи с тем что рассматривается обтекание крыла без скольжения, при формировании расчетной схемы воспользуемся правилом симметрии. При этом будем моделировать только правую половину крыла (рис. 2). Расчетная схема характеризуется следующими основными параметрами: числом расчетных полос на полукрыле N ; числом поперечных вихревых отрезков в сечении на каждой (верхней и нижней) поверхности крыла n ; количеством вихревых отрезков свободных вихревых систем n_1 и n_2 . Форма крыла задается координатами опорных точек в опорных сечениях.

В данной работе используется система обозначений, принятая в нелинейной теории крыла [1]. Поперечные вихревые отрезки характеризуются номером μ . Отсчет производится от задней кромки крыла вдоль нижней, а затем и верхней поверхности до задней кромки ($1 \leq \mu \leq 2n$ в сечении $\bar{z} = \text{const}$) и далее в скотеме I ($2n+1 \leq 2n+\tau$). Поперечные вихревые отрезки в системе II характеризуются номером ℓ ($1 \leq \ell \leq \tau$). Нумерация продольных линий (сечений $\bar{z} = \text{const}$ на крыле) ведется слева направо. Если K - номер продольной линии, то $K=0$ соответствует корневой хорде, а $K=N$ - торцу крыла. Если рассматриваемую величину нельзя однозначно описать указанием какой-либо точки, то указывается несколько индексов.

В численном алгоритме использовалась следующая вихревая схема (рис. 2). Суммарный вихревой слой на поверхности крыла, включающий присоединенные и свободные вихри, моделируется поперечными вихревыми отрезками с безразмерной циркуляцией $\Gamma_{\mu K}^{MK-1/2}$ и продольными - $\Gamma_{\mu K}^{M+1/2}$. Вне поверхности крыла

в общем случае могут существовать три системы свободных вихрей: кормовая I, сходящая с верхней поверхности II и боковая III. Кормовая система состоит из поперечных отрезков $\delta_{k, k-1}^{(1)S}$ и продольных $\Delta_k^{(1)S}$, а система II - из поперечных $\delta_{k, k-1}^{(2)S}$ и продольных $\Delta_k^{(2)S}$ ($S = I, 2, \dots, Z$). В данной работе для экономии машинного времени боковая система III моделировалась одним дискретным вихрем полубесконечной длины (не учитывалось сворачивание боковой пелены). Как показали исследования [4, 5], оно оказывает сравнительно слабое влияние на аэродинамические характеристики крыльев большого удлинения и малой стреловидности, которые рассматриваются в данной работе.

Граничное условие о непротекании крыла выполняется в конечном числе контрольных точек непосредственно на поверхности крыла, которые размещаются посередине между суммарными вихревыми отрезками. Для выполнения условия Чаплыгина-Жуковского контрольные точки, ближайшие к задней кромке, располагаются между этой кромкой и последним суммарным поперечным вихрем.

3. Моделирование отрыва потока с гладкой поверхности крыла

Физическая картина течения в пограничном слое вблизи точки отрыва потока является достаточно сложной. Более заторможенные частицы внутри пограничного слоя должны двигаться, преодолевая тот же положительный градиент, что и более быстрые частицы во внешнем потоке. И те и другие замедляются, но частицы внутри пограничного слоя замедляются сильнее, так как их кинетическая энергия меньше, что связано с наличием трения в пограничном слое.

По мере продвижения к точке отрыва, в которой напряжение трения обращается в нуль и за которой поток течет в обратном направлении, профиль скорости в пограничном слое сильно деформируется. Вследствие возвратного течения вблизи гладкой поверхности возникает сильное утолщение пограничного слоя, что влечет за собой вынос жидкости из пограничного слоя во внешнее течение. В точке отрыва начинается одна из линий тока, образуя определенный угол со стенкой. В этой точке

градиент скорости в направлении, перпендикулярном к поверхности, равен нулю, т.е.

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = 0. \quad (3.1)$$

Выражение (3.1) является критерием отрыва стационарного пограничного слоя. Этот критерий многие авторы используют при расчете вязкого течения.

В общем случае положение линии отрыва на поверхности обтекаемого крыла может быть определено только посредством точного расчета, а именно - интегрированием дифференциальных уравнений пограничного слоя, что само по себе представляет большие трудности. Поэтому в теоретической аэрогидромеханике рассматриваются некоторые приближенные методы решения уравнений движения вязкой жидкости. Один из них используется при движении крыла с большими числами Рейнольдса Re (кинематическая вязкость мала или велик характерный линейный размер), что вполне соответствует реальному полету самолета.

В этом случае главное воздействие сил вязкости будет проявляться в узком слое около поверхности крыла, а в любой точке пространства вне этого слоя силы вязкости будут очень малы и движение вязкого потока будет мало отличаться от идеального. Поэтому при численном моделировании вся область течения разбивается на две части, а именно - на тонкий пограничный слой вблизи поверхности крыла (Б) и на остальную область течения (А), где с некоторыми допущениями жидкость можно считать идеальной, а течение - потенциальным (рис. 3).

Течение внутри области Б (в пограничном слое) может быть ламинарным, турбулентным или переходным между ними, в зависимости от числа Re и условий обтекания. В дальнейшем будем рассматривать только большие числа Re и при моделировании области Б поток в ней будем считать полностью турбулентным.

Пограничный слой нарастает вниз по течению, что приводит к вытеснению внешнего течения. В конечном итоге распределение давления по поверхности крыла является результатом совместного влияния внутреннего и внешнего течений (областей А и Б). При моделировании течения в целом применяется концепция их сращивания. Это возможно только в том случае, когда внутреннее и внешнее течения физически возможны и совместимы так, что их можно срастить. В большинстве расчетных случаев обтекания

крыла эта схематизация вполне приемлема.

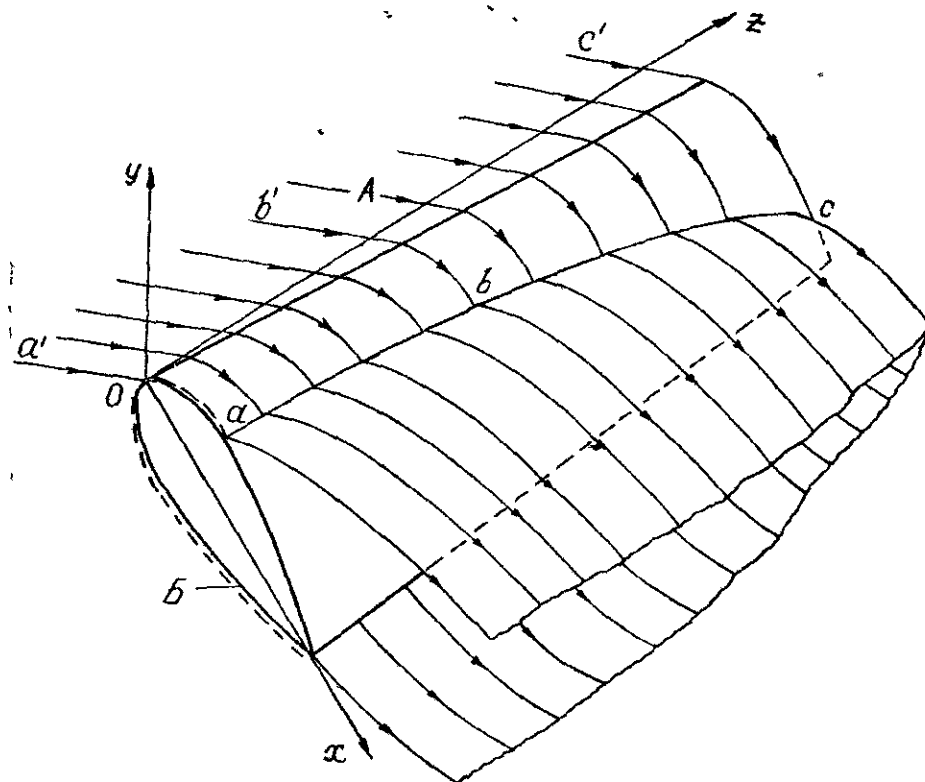


Рис. 3

В общем случае течение в пограничном слое около крыла конечного размаха является трехмерным. Задача о трехмерном пограничном слое при наличии вторичного и поперечного (вдоль размаха) течений оказывается весьма сложной и трудоемкой. Однако приближенно можно считать, что нестреловидные крылья достаточно большого удлинения ($\lambda \geq 4$) при отсутствии скольжения обтекаются потоком, близким к плоскопараллельному. Исключение составляют только малые по площади концевые участки крыла, где плоскопараллельность потока не соблюдается. Все это дает право использовать гипотезу плоских сечений при расчете пограничного слоя на таких крыльях.

Наличие у крыла стреловидности нарушает плоскопараллельный характер обтекания сечений крыла. Это нарушение усиливается

по мере увеличения углов атаки и стреловидности. Учет трехмерности течения в пограничном слое принципиальной трудности не представляет, но в данной работе, учитывая сложность решения такой задачи, используется самая простая модель пограничного слоя – двумерная, стационарная.

Для расчета плоского турбулентного пограничного слоя используются различные полуэмпирические методы, в основе которых лежат либо теорема импульсов, либо теорема энергии. В получаемые при этом интегральные уравнения вводятся дополнительные полуэмпирические данные. Все эти методы по своей сути схожи тем, что при их использовании продольные градиенты давления (скорости) должны быть наперед известны. Последнее обстоятельство используется для развития численных методов, в которых расчет обтекания тел вязкой жидкостью производится последовательно в двух областях: в невязкой области вне обтекаемого тела и охватывающего его пограничного слоя и в области вязкого течения – в пограничном слое. В данной работе область невязкого течения рассчитывается методом дискретных вихрей [1, 5], с помощью которого можно получить градиент давления вдоль обтекаемой поверхности крыла.

4. Расчет параметров пограничного слоя

В численном эксперименте по определению распределенных и суммарных аэродинамических характеристик крыла конечного размаха и толщины при его отрывном обтекании вязким потоком приходится производить расчет параметров пограничного слоя на криволинейной поверхности с градиентом давления в направлении течения. Это необходимо для определения места отрыва пограничного слоя.

В настоящее время существуют, в основном, две группы методов расчета пограничного слоя, отличающиеся своей сложностью и, соответственно, точностью получаемых результатов. Первая группа более сложных методов предполагает численное интегрирование системы дифференциальных уравнений пограничного слоя. Эти методы требуют значительных затрат времени и оперативной памяти ЭМ.

Методы второй группы – интегральные и более простые, они базируются на ряде эмпирических данных. Во многих случаях они позволяют получать вполне удовлетворительные по точности результаты. Одним из них является метод Э.Трункенбротта [2], который и используется в данной работе. Его достоинством является удовлетворительная точность при сравнительной простоте вычислений. Метод основан на использовании теоремы энергии для пограничного слоя. Но так как для турбулентного течения общие законы изменения касательных напряжений на поверхности тела и законы диссипации теоретически неизвестны, то необходимо для этих величин вводить в расчет дополнительные данные, которые могут быть получены опытным путем.

Исходя из того, что турбулентные профили скоростей являются однопараметрическим семейством кривых, в этом методе введен формпараметр L , однозначно связанный с параметром $H_{12} = \delta_1 / \delta_2$ (рис. 4), где δ_1 – толщина вытеснения, δ_2 – толщина потери импульса. Опытным путем установлено, что отрыву потока соответствуют значения формпараметра $H_{12} = 1,8 + 2,4$ или $L = (-0,18) + (-0,13)$. При степенном законе профиля скорости подбором коэффициентов была аппроксимирована аналитическая зависимость (рис. 5)

$$H_{32} = \delta_3 / \delta_2 = \frac{1,269 H_{12}}{H_{12} - 0,379}, \quad (4.1)$$

где δ_3 – толщина потери энергии.

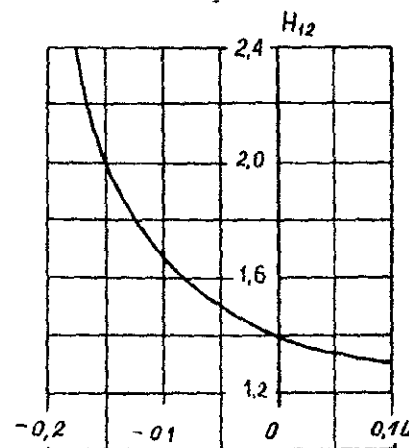


Рис. 4

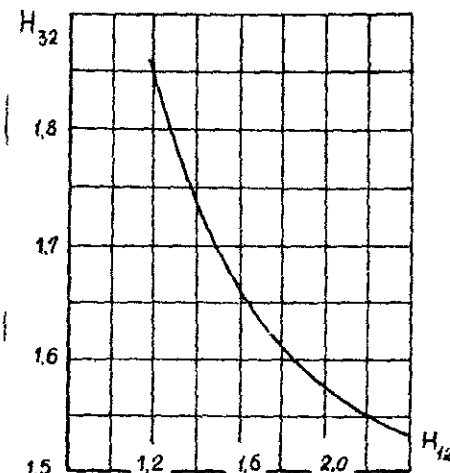


Рис. 5

Используя ряд допущений и экспериментальную зависимость для касательных напряжений τ_0 на поверхности крыла [2]

$$\frac{\tau_0}{\rho U_1^2} = 0,123 \cdot 10^{-0,678 H_{12}} \left(\frac{U_1 \delta_2}{\gamma} \right)^{-0,268}, \quad (4.2)$$

можно проинтегрировать уравнение энергии пограничного слоя

$$\frac{d}{dx} (U_e^3 \delta_3) = 2\gamma \int_0^\infty \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} \right)^2 dy \quad (4.3)$$

в замкнутой форме относительно формпараметра L . Интегрирование (4.3) возможно с помощью простой квадратуры

$$L = \frac{\xi_1}{\xi} \left[L_1 + 0,23 + 0,076 \frac{n}{n+1} - 0,0304 \ln \frac{U_1 b}{\gamma} - \ln \frac{U_1}{U_0} - 0,076 \frac{n}{n+1} \ln \xi_1 \right] - 0,23 - 0,0076 \frac{n}{n+1} + 0,0304 \ln \frac{U_0 b}{\gamma} + \ln \frac{U_1(\xi)}{U_0} + 0,0076 \frac{n}{n+1} \ln \xi - 1,0608 \frac{1}{\xi} \int_{\xi_1}^{\xi} \ln \frac{U_1(\xi)}{U_0} d\xi, \quad (4.4)$$

где ρ - плотность среды, γ - кинематический коэффициент вязкости, m и n - фиксированные постоянные, b - характерный линейный размер (хорда), U_0 - скорость на границе пограничного слоя. Величина ξ определяется выражениями

$$\xi = \left[C_1^* + \left(\frac{C_x}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} \int_{\bar{x}_n}^{\bar{x}} \left(\frac{U_e(\bar{x})}{U_0} \right)^{3+\frac{2}{n}} d\bar{x} \right]^m, \quad (4.5)$$

$$\left(\frac{C_x}{2} \right)^{(n+1)/n} = 0,0076 / \left(\frac{U_1 b}{\gamma} \right)^{1/n},$$

$$\bar{x} = x/b, \quad \bar{x}_n = x_n/b,$$

где x_n - координата точки перехода, x - текущая координата в сечении крыла, индекс i соответствует значениям величин на ламинарном участке течения.

Постоянная C_1^* учитывает наличие этого участка, простирающегося до точки перехода.

$$C_1^* = \left\{ \frac{1}{2} C_f \left[\int_0^{\bar{x}_n} \left(\frac{U_e(\bar{x})}{U_0} \right)^5 d\bar{x} \right]^{1/2} \right\}^{(n+1)/n}, \quad (4.6)$$

где C_f - коэффициент ламинарного трения для продольно обтекаемой пластины при заданном числе Рейнольдса $Re = U_0 b / \nu$.

Таким образом, полный расчет турбулентного пограничного слоя по этому методу производится следующим образом. Исходными являются: распределение скоростей $U_e(\bar{x})$ невязкого течения и число Рейнольдса. Имея эти данные, можно вычислить коэффициент ламинарного трения C_f пластины, соответствующий заданному числу Re , а также постоянную C_1^* при фиксированных постоянных $n = 6$ и $m = 4$ [2]. Далее находятся изменения толщины потери импульса $\delta_2(\bar{x})$ и формпараметра $L(\bar{x})$ вдоль контура сечения.

Если числа Re достаточно велики, то можно принять, что переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный по всему размаху крыла осуществляется практически сразу же за передней критической точкой, и считать весь пограничный слой турбулентным. Тогда при интегрировании уравнения (3.4) надо учесть, что $\bar{x}_n = 0$, $C_1^* = 0$, $\xi_1 = 0$.

5. Определение положения линии отрыва и моделирование оторвавшегося пограничного слоя

При расчете обтекания крыла вязким потоком используется следующий алгоритм определения линии отрыва пограничного слоя. В любой расчетный момент времени τ сначала решается нестационарная задача внешнего невязкого обтекания крыла конечного размаха и толщины по методике работ [5] и находится распределение скорости по всей поверхности крыла. Далее, используя гипотезу плоских сечений, т.е. считая, что смещение линий тока по поверхности крыла вдоль размаха сравнительно мало, производим интегрирование уравнения пограничного слоя (4.4) вдоль этих линий в нескольких сечениях крыла по размаху (сечения $a'a'$, $b'b'$, $c'c'$, ... на рис. 3), начиная от передней критической точки каждого сечения вдоль поверхности, например, верх-

ней. В том случае, когда значение формпараметра $L(\bar{x})$ оказывается в диапазоне от $-0,18$ до $-0,3$, рассматриваемая точка на поверхности крыла отождествляется с точкой отрыва пограничного слоя.

Осуществив этот расчет в нескольких сечениях крыла и соединив рассчитанные точки отрыва, получим линию отрыва пограничного слоя (линия abc на рис. 3). Вдоль этой линии пограничный слой полностью вытесняется в область невязкого течения в виде вихревой поверхности, которая в данной работе моделируется, как и суммарный вихревой слой, системой дискретных вихревых отрезков. На линиях тока, вдоль которых формпараметр не попадает в указанный выше диапазон значений, течение считается безотрывным вплоть до задней кромки крыла. Шаг интегрирования уравнения (4.4) выбирается с учетом дискретности вихревой схемы вдоль хорды сечения крыла. В данной работе отрыв потока моделируется при положительном угле атаки α только на верхней поверхности крыла, а на нижней поверхности отрыв пограничного слоя отождествляется со сходом вихревой пелены с задней кромки крыла.

Рассмотрим последовательность действий при формировании свободной вихревой пелены в месте отрыва в одном из сечений крыла. При этом в каждый расчетный момент времени τ необходимо:

- определить циркуляцию дискретных вихрей $\delta_{pp-1}^{(2)\tau}$, моделирующих вихревую пелену Π , сходящую в поток с линии отрыва;
- установить направление и значение скорости движения дискретного вихря $\delta_{pp-1}^{(2)\tau}$ после отрыва пограничного слоя;
- произвести изменения в общей вихревой схеме обтекания крыла, связанные с появлением отрыва потока.

Определим циркуляцию вихревых отрезков $\delta_{pp-1}^{(2)\tau}$ свободной вихревой системы Π . При отрыве вязкого потока с гладкой поверхности в отличие от схемы невязкого отрыва на острых кромках [1], когда циркуляция находится из условия Чаплыгина-Жуковского на этих кромках, используем другой способ определения её величины [3]. Проекция на ось Oz вихря в пограничном слое равна:

$$\Omega_z = \frac{\partial U_x}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial x}, \quad (5.1)$$

з U_x и U_y - продольная и поперечная составляющие скорости в пограничном слое.

Учитывая, что в пограничном слое поперечная составляющая скорости намного меньше продольной, можно положить

$$\Omega_z \approx \frac{\partial U_x}{\partial y}. \quad (5.2)$$

Поток завихренности, проходящий в среднем за отрезок времени $\Delta\tau = \tau_{z+1} - \tau_z$ в интересующем сечении пограничного слоя равен

$$H = \Delta\tau \int_0^\delta \Omega_z U_x dy = \frac{U_e^2}{2} \Delta\tau. \quad (5.3)$$

Считая, что условия в потоке и на поверхности крыла в промежуток $\Delta\tau$ остаются неизменными, циркуляцию дискретных вихрей моделирующих оторвавшуюся вихревую пелену Π , можно считать равной потоку завихренности, попадающему в область невязкого течения из пограничного слоя в месте отрыва за отрезок времени $\Delta\tau$:

$$\delta_{pp-1}^{(2)\tau} = \frac{\varepsilon}{2} \Delta\tau (U_e^z)^2 \quad (5.4)$$

Здесь U_e^z - местная относительная скорость на внешней границе пограничного слоя с толщиной δ (значение этой скорости находится при решении задачи внешнего обтекания крыла идеальным потоком); ε - коэффициент, учитывающий наличие зоны обратного течения в месте отрыва.

Для того, чтобы определить направление движения дискретного вихря $\delta_{pp-1}^{(2)\tau}$ в момент отрыва, необходимо найти положение центра завихренности и вектор скорости в нем. Исследованиями установлено, что при больших числах Рейнольдса в сечении отрыва величина поперечной скорости составляет примерно 10-15 процентов от продольной. Вследствие этого движение вихрей $\delta_{pp-1}^{(2)\tau}$ происходит не по направлению касательной к поверхности крыла, а под некоторым углом к ней, что существенно влияет на параметры течения в окрестности линии отрыва и на положение этой линии.

При определении модуля скорости схода вихревой системы Π исходим из того, что центр её завихренности удален от поверхности крыла на толщину вытеснения δ^* . Если приближенно

6. Определение циркуляций дискретных вихрей

но аппроксимировать отрывной профиль скорости в пограничном слое линейным законом, то $\delta_1 = \frac{1}{2} \delta$. Тогда скорость потока в точке $y = \delta_1$ будет равна половине скорости на внешней границе пограничного слоя Ue^z . Поэтому принималось, что с этой скоростью движутся дискретные вихри системы II после их отделения от поверхности крыла в месте отрыва потока по линии abc (рис. 3). При этом центр дискретного вихря $\delta_{pp-1}^{(2)z}$, концентрирующий всю завихренность оторвавшегося пограничного слоя за время Δz , будет расположен на расстоянии $\Delta S = \frac{1}{2} Ue^z \Delta z$ от места отрыва. Дальнейшее движение вихревой системы II относительно поверхности крыла в последующие моменты времени без учета диффузии вихрей происходит вместе с потоком и аналогично движению вихревой системы I, образующейся за задней кромкой крыла. Если в момент времени z конец свободного вихревого отрезка находится в точке с безразмерными координатами \bar{x}^z , \bar{y}^z , \bar{z}^z , то в следующий расчетный момент времени $z+1$ он будет находиться в точке с координатами

$$\bar{x}^{z+1} = \bar{x}^z + \Delta z \bar{W}_x^z, \quad \bar{y}^{z+1} = \bar{y}^z + \Delta z \bar{W}_y^z, \quad (5.5)$$

$$\bar{z}^{z+1} = \bar{z}^z + \Delta z \bar{W}_z^z.$$

Составляющие безразмерной относительной скорости $\bar{W}^z(x, y, z)$ вычисляются в момент времени z в узловых точках систем I и II вне крыла по формуле

$$\begin{aligned} \bar{W}^z(x, y, z) = & U_0(x, y, z) + \frac{1}{4\pi} \left[\sum_{k=1}^N \sum_{\mu=1}^{2n} \left(\Gamma_{\Sigma \mu k}^{jk-1z} W_{(x, y, z) \mu k}^{jk-1} + \right. \right. \\ & + \Gamma_{\Sigma \mu k}^{jk+1z} W_{(x, y, z) \mu k}^{jk+1} + \sum_{s=1}^z \sum_{k=1}^N \left(\delta_{kk-1}^{(1)s} W_{(x, y, z) I k}^{k-1s} + \right. \\ & \left. \left. + \Delta_k^{(1)s} W_{(x, y, z) k}^{ks} + \delta_{kk-1}^{(2)s} W_{(x, y, z) II k}^{k-1s} + \Delta_k^{(2)s} W_{(x, y, z) II k}^{ks} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Здесь $U_0(x, y, z)$ — безразмерные составляющие скорости невозмущенного потока, а коэффициенты $W_{(x, y, z)}$ с различными индексами являются функциями координат [I].

В каждый расчетный момент времени z должны заново определяться циркуляции суммарных поперечных вихревых отрезков $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{jk-1z}$ на верхней и нижней поверхности крыла и свободных отрезков $\delta_{kk-1}^{(1)z}$ системы I, сошедших в момент z с задней кромки и находящихся на линии $M = 2n+1$ (рис. 2). Циркуляции остальных вихрей либо известны из решения задачи на предыдущем шаге, либо могут быть выражены через известные циркуляции [I], либо находятся по уже известной завихренности в пограничном слое на верхней поверхности крыла (см. п. 5). Следовательно, в любой расчетный момент времени z число неизвестных циркуляций равно $(2n+1)N$.

Составим систему уравнений для определения неизвестных циркуляций суммарных поперечных вихрей $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{jk-1z}$ на крыле и свободных поперечных вихрей $\delta_{kk-1}^{(1)z}$ в системе I. Выполняя условие непротекания поверхности крыла (1.2) в контрольных точках в расчетные моменты времени z , получим систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{k=1}^N \sum_{\mu=1}^{2n} \Gamma_{\Sigma \mu k}^{jk-1z} \alpha_{\mu k \bar{v}} + \sum_{k=1}^N \delta_{kk-1}^{(1)z} \alpha_{I k \bar{v}}^{k-1pp-1z} = H_{0\bar{v}} \quad (6.1)$$

$$p = 1, 2, \dots, N; \quad \bar{v} = 1, 2, \dots, 2n+1.$$

Коэффициенты α левых частей этих уравнений выражаются через безразмерные функции $W(x, y, z)[I]$. Коэффициенты правых частей уравнений (6.1) также выражаются через эти функции и через известные циркуляции:

$$\begin{aligned} H_{0\bar{v}} = & -4\pi \int_{0\bar{v}}^{pp-1z} - \sum_{s=1}^z \left(\sum_{k=1}^N \delta_{kk-1}^{(1)s} \alpha_{I k \bar{v}}^{k-1pp-1s} + \right. \\ & \left. + \sum_{k=0}^N \Delta_k^{(1)s} \alpha_{I k \bar{v}}^{kpp-1s} + \sum_{k=1}^N \delta_{kk-1}^{(2)s} \alpha_{II k \bar{v}}^{k-1pp-1s} + \sum_{k=0}^N \Delta_k^{(2)s} \alpha_{II k \bar{v}}^{kpp-1s} \right); \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$p = 1, 2, \dots, N; \quad \bar{v} = 1, 2, \dots, 2n+1.$$

Система уравнений (6.1) замыкается условием о постоянстве циркуляции по замкнутым жидким контурам, каждый из которых охватывает одну из N расчетных полос крыла и след за ней:

$$\sum_{k=1}^{2n} \Gamma_{\Sigma \mu k} + \delta_{kk-1}^{(1)2} = - \sum_{s=1}^{z-1} \left(\delta_{kk-1}^{(1)s} + \delta_{kk-1}^{(2)s} \right); \quad (6.3)$$

$p = 1, 2, \dots, N.$

Из анализа системы уравнений (6.1) и (6.3) видно, что она оказывается переопределенной, так как общее число контрольных точек для всего крыла на N больше, чем общее число неизвестных циркуляций. Устранение переопределенности этой системы осуществляется введением регулирующих переменных [6].

На каждом расчетном угле атаки α определение циркуляций вихрей и положения вихревых отрезков в системах I и II производится последовательно по временным шагам, начиная с $Z = 1$. При этом считается, что в первый расчетный момент ($Z = 1$) отрыв еще не возник и система II не образовалась, крыло обтекается безотрывно невязким потоком (образовалась лишь система I). При этих условиях вычисляются коэффициенты левых и правых частей уравнений (6.1), решается система уравнений (6.1) и (6.3), определяются циркуляции $\Gamma_{\Sigma \mu k}$ и $\delta_{kk-1}^{(1)s}$. По этим значениям вычисляются циркуляции остальных вихрей, производится расчет параметров пограничного слоя и находится положение линии отрыва. Далее рассчитываются циркуляции $\delta_{kk-1}^{(2)s}$ вихревых отрезков системы II, вычисляются скорости в узловых точках вне крыла и определяются координаты свободных вихревых отрезков систем I и II для следующего момента времени. В момент времени $Z = 2$ и во все последующие моменты обтекание считается отрывным (система II уже образовалась) и описанная выше процедура повторяется до заданного момента времени или до установления в среднем режима обтекания при заданных граничных и начальных условиях.

7. Особенности расчета аэродинамических нагрузок

Для определения коэффициента давления на поверхности крыла при его нестационарном отрывном обтекании используем интеграл Коши-Лагранжа, который запишем в виде:

$$\bar{p} = 1 - \bar{W}_z^2 - 2 \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (7.1)$$

Здесь \bar{W}_z - безразмерная касательная, составляющая скорости в рассматриваемой точке.

Как и в случае нестационарного безотрывного обтекания [5], расчет будем производить для контура профиля крыла, проходящего через контрольные точки в каждой расчетной полосе, условно разделяя его на верхнюю и нижнюю дужки, которые соединяются в передней критической точке и у задней кромки крыла. При нестационарном отрывном обтекании крыла вязким потоком можно выделить два характерных случая в определении аэродинамических нагрузок.

Один из них соответствует первому расчетному моменту ($Z = 1$), когда еще нет вихревой системы II, а второй - любому последующему моменту ($Z > 1$), когда отрыв пограничного слоя уже возник и вихревая система II имеется. Для первого случая ($Z = 1$) расчет аэродинамических нагрузок проводится аналогично случаю безотрывного обтекания крыла [5].

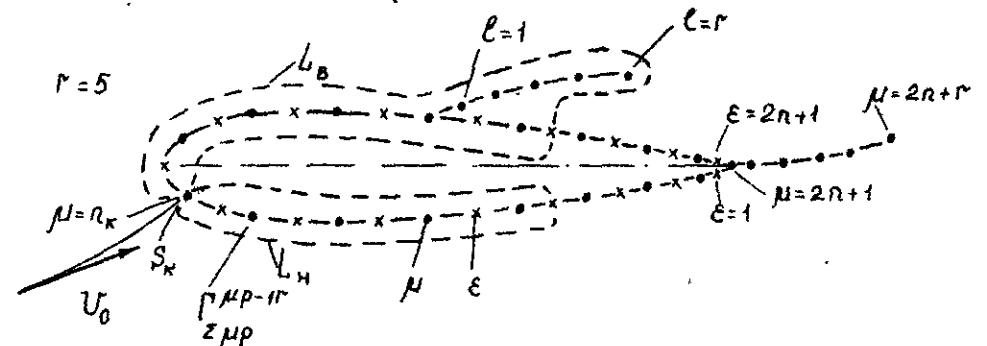


Рис. 6

Во втором случае ($Z > 1$) при определении аэродинамических нагрузок на верхней дужке сечения крыла (при $\alpha > 0$) необходимо учитывать циркуляцию вихревой системы II. Расчет для нижней дужки и для участка верхней дужки до точки отрыва не отличается от предыдущего случая. А для участка верхней дужки за точкой отрыва в замкнутый контур L_b (рис. 6) необходимо включить циркуляцию вихревой системы II. Это обусловлено тем, что изменение циркуляции по контуру L_b за расчетный интервал безразмерного времени ΔZ происходит не только за счет изменения циркуляции суммарных вихрей на крыле $\Gamma_{\Sigma \mu p}^{(1)2}$, но и за счет схода в поток свободных вихрей системы II с циркуляцией $\delta_{kk-1}^{(2)s}$.

рольных точках примет вид:

- для нижней поверхности

$$\bar{p}_{\varepsilon p}^{\varepsilon p-12} = 1 - \left(\frac{\varepsilon p-12}{W_{\varepsilon p}} \right)^2 - 2 \sum_{\mu=\pi_k}^{\varepsilon} \left(\Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12} - \Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12-1} \right) / \Delta \varepsilon; (7.2)$$

$$\varepsilon = \pi_k, \pi_k+1, \dots, 1;$$

- для верхней поверхности до точки отрыва

$$\bar{p}_{\varepsilon p}^{\varepsilon p-12} = 1 - \left(\frac{\varepsilon p-12}{W_{\varepsilon p}} \right)^2 - 2 \sum_{\mu=\pi_k}^{\varepsilon-1} \left(\Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12} - \Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12-1} \right) / \Delta \varepsilon; (7.3)$$

$$\varepsilon = \pi_k+1, \pi_k+2, \dots, \pi_{от};$$

- для верхней поверхности после точки отрыва

$$\bar{p}_{\varepsilon p}^{\varepsilon p-12} = 1 - \left(\frac{\varepsilon p-12}{W_{\varepsilon p}} \right)^2 - 2 \left[\sum_{\mu=\pi_k}^{\varepsilon-1} \left(\Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12} - \Gamma_{\Sigma \mu p}^{\mu p-12-1} \right) + \sum_{s=1}^{\varepsilon} \left(\sigma_{pp-1}^{(2)s} - \sigma_{pp-1}^{(2)s-1} \right) \right] / \Delta \varepsilon; (7.4)$$

$$\varepsilon = \pi_k+1, \pi_k+2, \dots, 2\pi+1.$$

Здесь $\pi_{от}$ и π_k - номера суммарных поперечных вихрей в сечении крыла, которые наиболее близко расположены к точке отрыва и к передней критической точке соответственно.

Суммируя аэродинамическую нагрузку, вычисленную в контрольных точках по формулам (7.2)+(7.4), по расчетным сечениям крыла и по его размаху, можно определить распределенные и суммарные характеристики крыла.

8. Примеры расчетов. Сравнение расчетных данных с экспериментальными

На основании изложенной выше методики разработана программа расчета на ЭВМ и с её помощью проведен численный эксперимент по изучению особенностей отрывного обтекания крыльев вязким потоком. При этом использовались результаты исследований по методике расчета, полученные в работах [3+5]. Кроме того, при составлении программы, позволяющей проводить расчет нестационарного отрывного обтекания крыла конечного размаха и толщины вязким потоком, необходимо было проверить достоверность расчета параметров пограничного слоя (область Б на рис. 3), где вяз-

кость играет главную роль. С этой целью были проведены тестовые расчеты параметров пограничного слоя на поверхности профиля и их результаты были сопоставлены с экспериментальными и теоретическими данными, приведенными в работе [2]. Эти сопоставления показали, что используемая авторами методика позволяет с достаточной точностью определять параметры вязкого течения в пограничном слое у поверхности крыла во всех его сечениях и, следовательно, находить положение линии отрыва потока с этой поверхности.

На рис. 7 показаны полученные расчетом линии отрыва пограничного слоя на верхней поверхности прямоугольного крыла ($\lambda = 4$; $\bar{c} = 0,12$) для двух чисел Рейнольдса Re при различных углах атаки α . Видно, что увеличение угла атаки вызывает смещение линии отрыва к передней кромке, а увеличение числа Рейнольдса, наоборот, к задней, что качественно соответствует известным опытным данным.

С целью подтверждения результатов, получаемых по изложенной выше методике, были рассчитаны аэродинамические характеристики прямоугольного крыла конечного размаха и толщины ($\lambda = 5$; $\bar{c} = 0,12$) с профилем $NACA-0012$, для которого имеются достоверные экспериментальные данные [7], в около- и закритическом диапазоне углов атаки ($15^\circ \leq \alpha \leq 25^\circ$). Во всех расчетных случаях крыло из состояния покоя в момент времени $\tau = 0$ начинало двигаться с постоянной скоростью U_0 .

Как показали расчеты, большое влияние на аэродинамические характеристики крыла оказывают положение и процесс развития во времени вихревых систем I и II. На рис. 8 для $\alpha = 18^\circ$ показана структура вихревого следа в момент времени $\tau = 0,5$, а на рис. 9 - фрагменты вихревых структур для корневой и концевой частей крыла при $\tau = 2,5$. Видно, что формирование вихревой структуры в центральном сечении крыла качественно аналогично этому процессу на профиле [3], а в концевых сечениях имеются некоторые особенности, связанные с перетеканием потока через торец крыла.

На рис. 10 и 11 показано развитие во времени вихревых структур I и II в центральном сечении крыла ($\bar{z} = 0$) для двух углов атаки ($\alpha = 18^\circ$ и 20°). Видно, что с увеличением α точка отрыва в этом сечении перемещается ближе к передней кромке крыла. Зона отрыва, где происходит торможение потока, увеличивается, аэродинамический след расширяется, а неравномерность

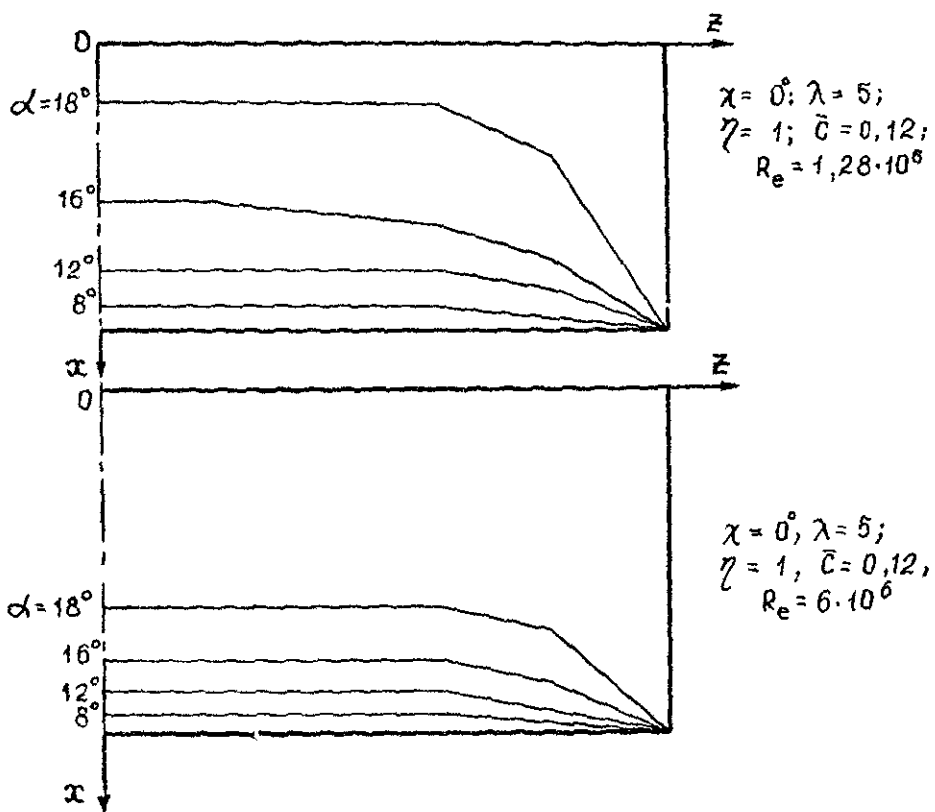


Рис. 7

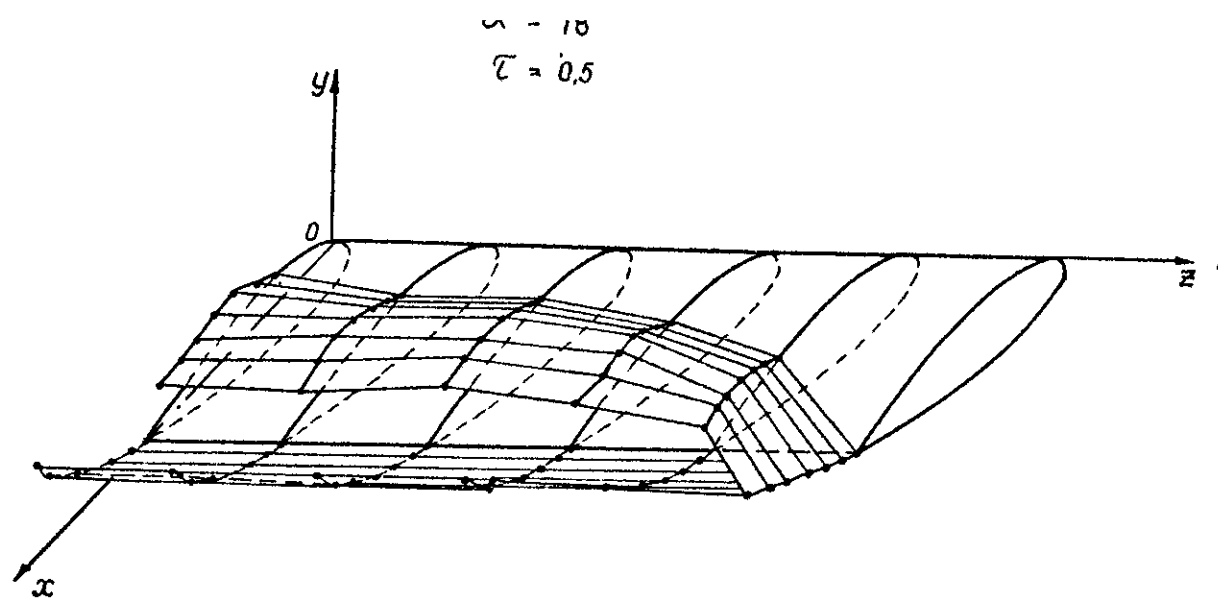


Рис. 8

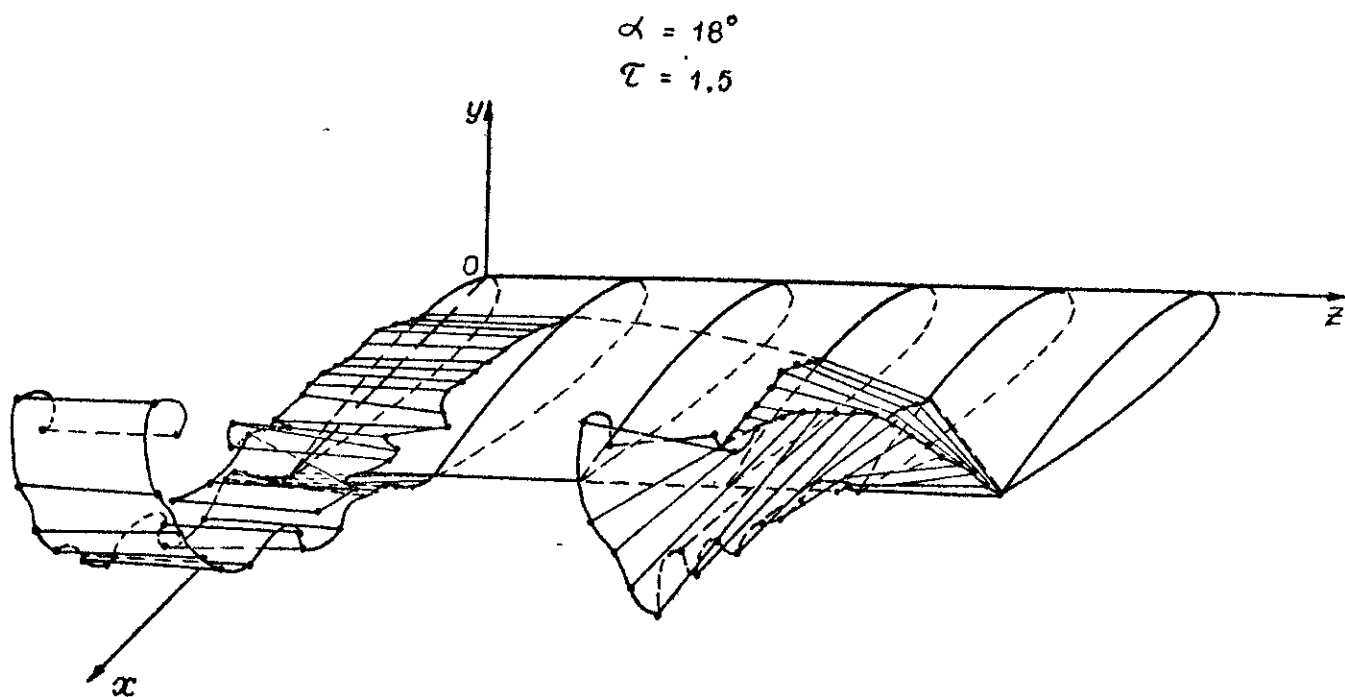


Рис 9

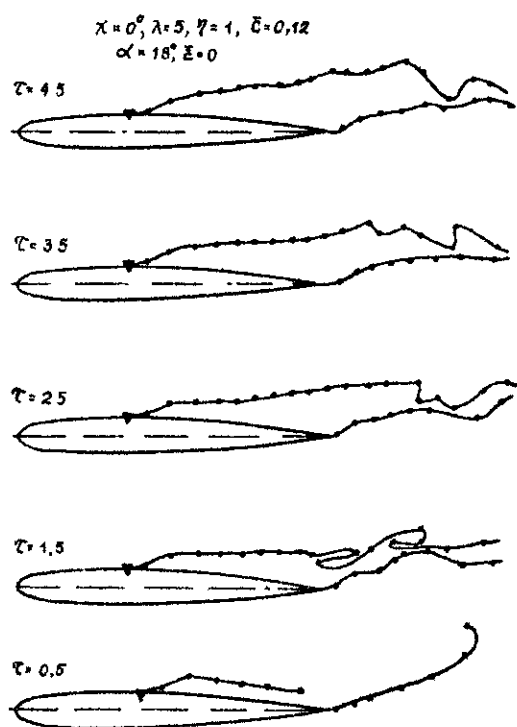


Рис. 10

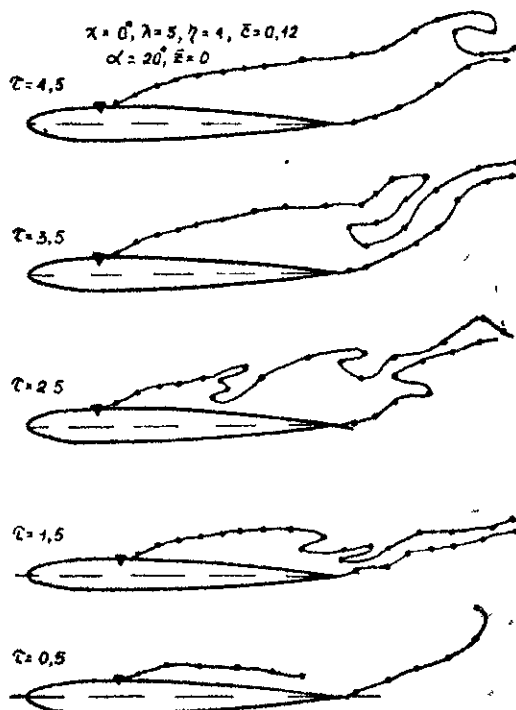


Рис. 11

потока усиливается.

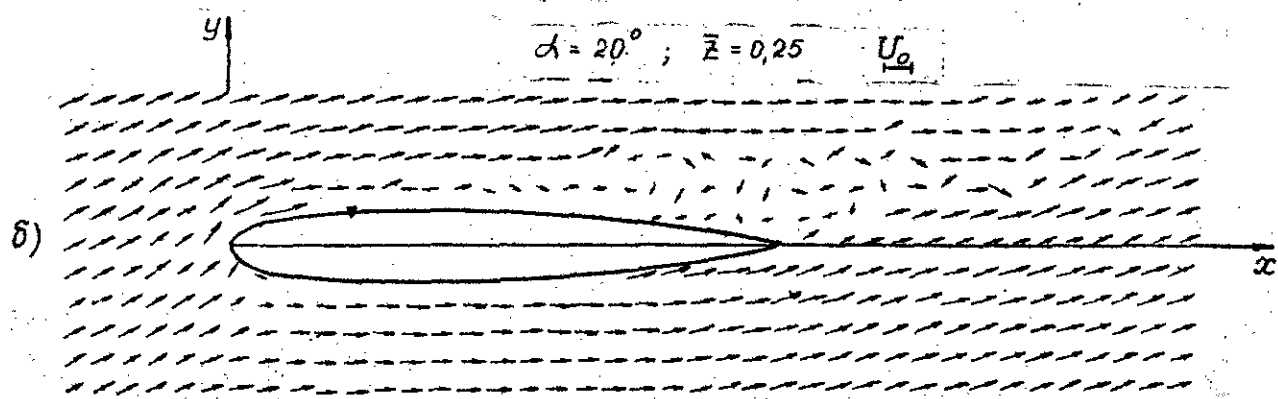
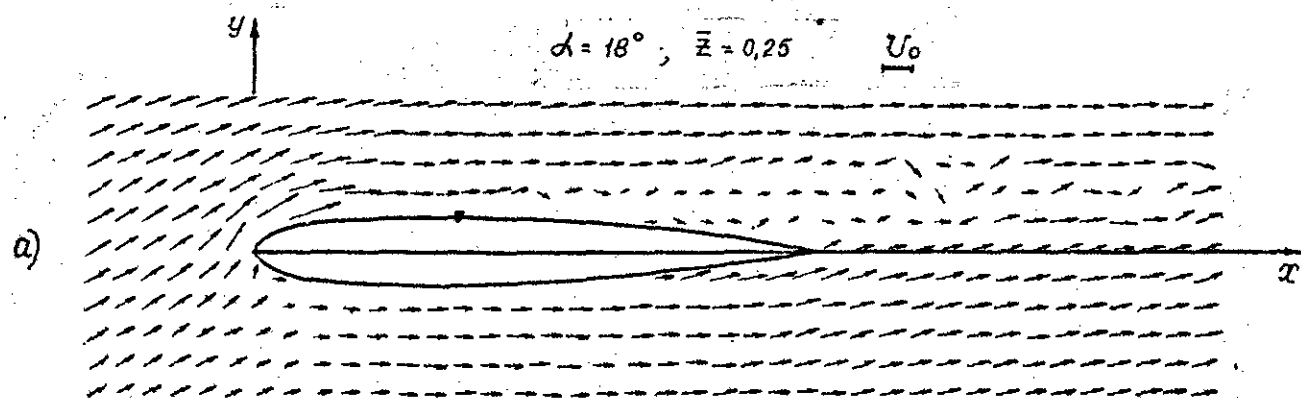
На рис. 12 приведены полученные расчетом векторные поля скоростей для этих углов атаки в сечении $\bar{z} = 0,25$ в момент времени $\bar{t} = 5$. Стрелками указаны величина и направление местной скорости потока. Видно, что скорость потока в области между профилем и вихревой системой II значительно меньше, чем скорость невозмущенного потока, т.е. за точкой отрыва находится область сильно заторможенного потока. Для сравнения на рис. 13 приведены поля скоростей в концевом сечении крыла ($\bar{z} = 2,25$) для тех же углов атаки. В этом сечении почти вдоль всей хорды течение является безотрывным (точка отрыва находится ближе к задней кромке). Область торможения потока занимает незначительную часть поверхности крыла и оказывает меньшее влияние на его распределенные характеристики (по сравнению с центральным сечением крыла).

На рис. 14 показано изменение во времени циркуляций поперечных вихревых отрезков систем I и II в центральном сечении крыла для двух углов атаки ($\alpha = 18^\circ$ и 20°). Видно, что в отличие от безотрывного обтекания [5] циркуляция поперечных вихревых отрезков системы I с течением времени не уменьшается до нуля, а довольно быстро выходит на некоторое установившееся значение. При этом циркуляции вихрей систем I и II примерно равны по величине и противоположны по знаку. При увеличении угла атаки увеличивается интенсивность вихрей системы I, а следовательно, и системы II.

На рис. 15 для рассматриваемых углов атаки показано изменение во времени положения линии отрыва потока на верхней поверхности крыла. По мере формирования течения линия отрыва потока движется вперед, к передней кромке, причем, чем больше угол атаки, тем дальше она уходит вперед, а к моменту времени $\bar{t} \geq 2$ положение линии отрыва практически стабилизируется.

Изменение положения линии отрыва, вихревых структур и циркуляций вихревых отрезков систем I и II, а следовательно, и суммарных циркуляций на крыле вызывает пульсации во времени сил и моментов, действующих на крыло. Это видно из рис. 16 и 17, где приведены зависимости от безразмерного времени \bar{t} коэффициентов подъемной силы C_{ya} и момента тангажа, рассчитанных по предложенной методике. Кружками обозначены осредненные значения коэффициентов (при больших \bar{t}).

Там же показаны аналогичные зависимости для случая безотрывно-



▼ точка отрыва

Рис. 12

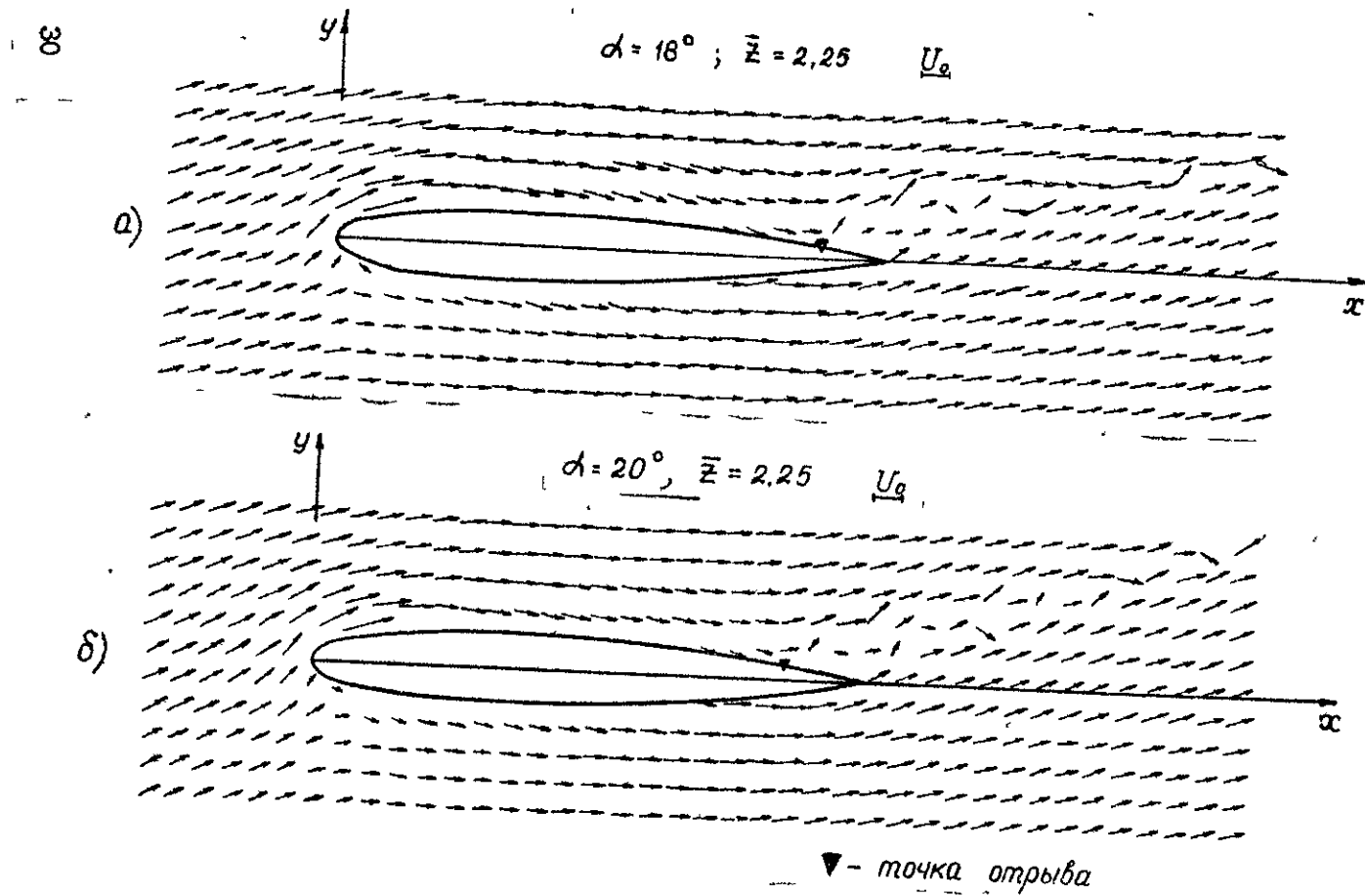


Рис. 13

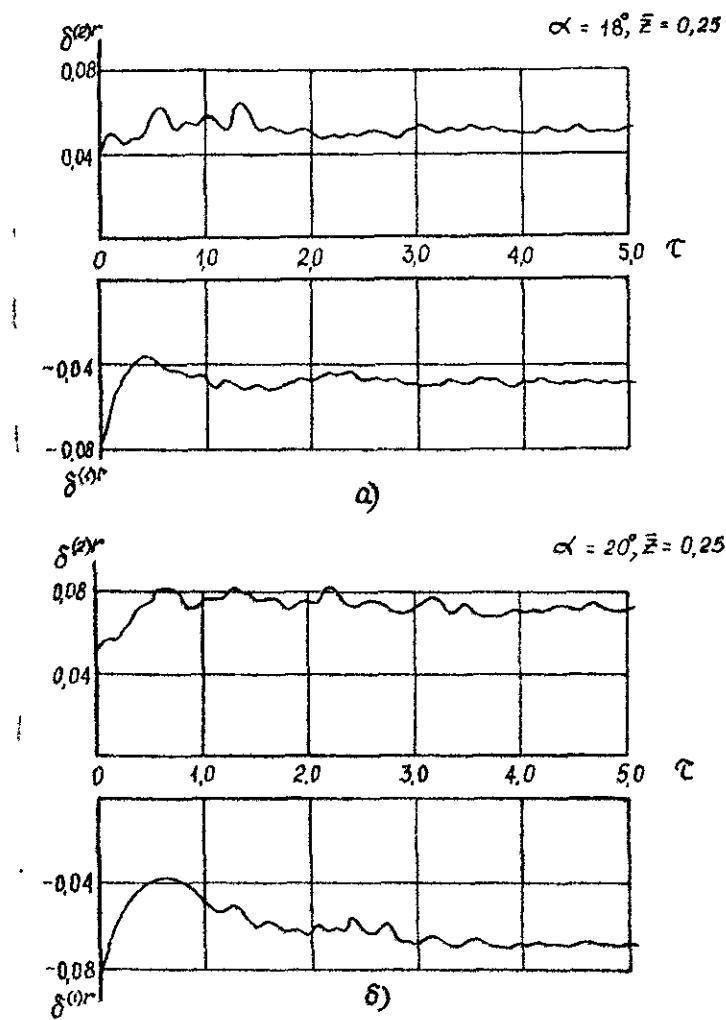


Рис. 14

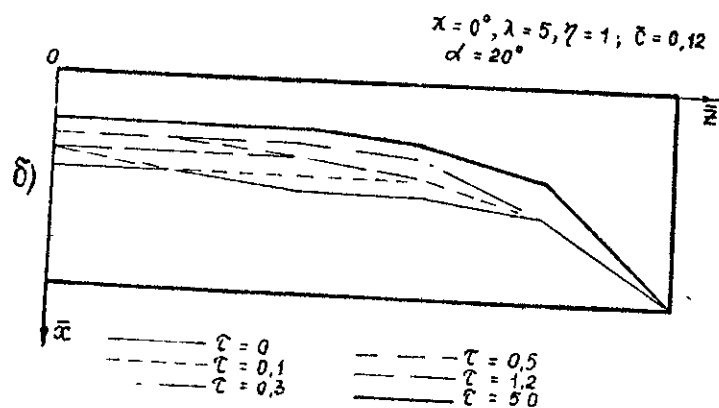
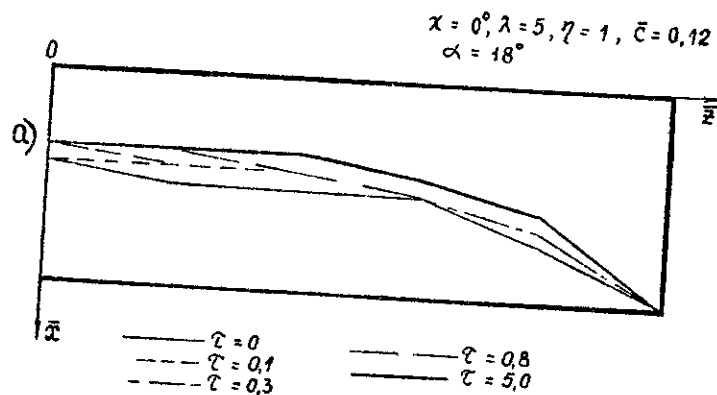


Рис. 15

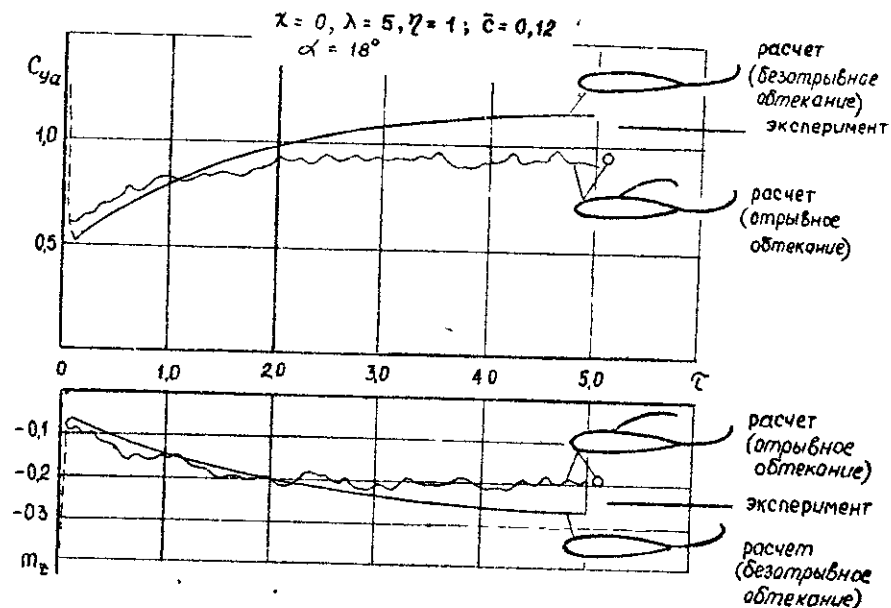


Рис. 16

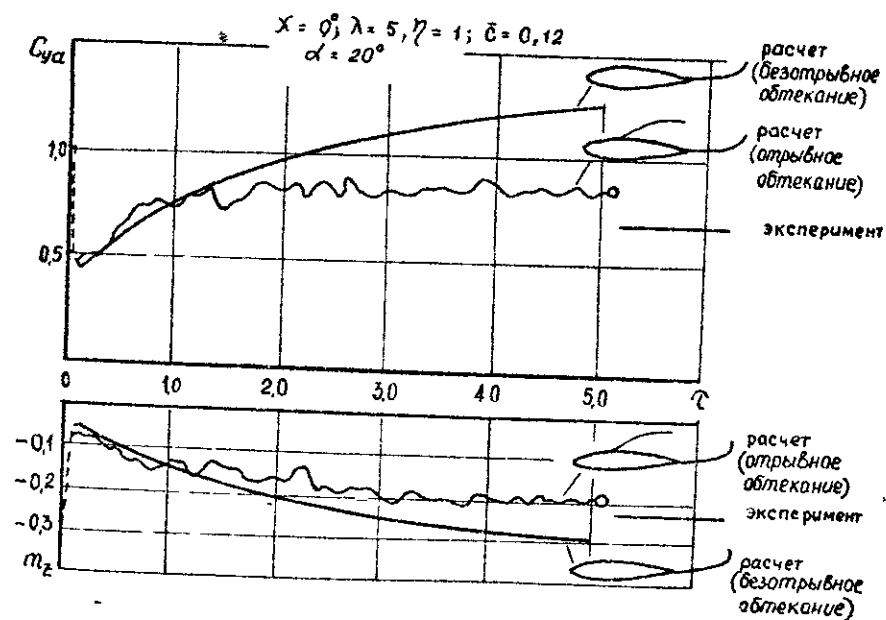


Рис. 17

го невязкого обтекания, полученные по методике работы [5] и данные стационарного эксперимента, взятые из атласа [7]. Видно, что результаты, полученные по методике для вязкого отрывного обтекания, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, в то время как полученные по методике для безотрывного обтекания сильно от них отличаются, особенно на больших углах атаки ($\alpha = 20^\circ$).

Данные, приведенные на рис. 18 и 19, иллюстрируют влияние отрыва пограничного слоя на распределение коэффициента давления \bar{p} по хорде в центральном и концевом сечениях крыла при двух углах атаки ($\alpha = 18^\circ$ и 20°). Сплошной линией показаны результаты, полученные с помощью модели вязкого отрывного обтекания, штриховой — невязкого безотрывного [5]. Видно, что в центральных сечениях ($\bar{z} = 0,25$) при отрыве пограничного слоя давление за точкой отрыва на верхней поверхности возрастает (поток тормозится), оставаясь практически постоянным до задней кромки. Чем больше угол атаки, тем ближе к передней кромке расположена точка отрыва, тем больше зона торможения и сильнее её влияние на распределение коэффициента давления. На обтекание нижней поверхности вязкость практически не влияет. В концевых сечениях крыла ($\bar{z} = 2,25$) область, занятая отрывом, мала и распределение коэффициентов давления мало меняется при учете влияния вязкости.

На рис. 20 приведены зависимости коэффициентов C_{ya} и m_z крыла от угла атаки, полученные по схеме невязкого безотрывного обтекания (сплошные линии), вязкого отрывного обтекания (кружочки) и в стационарном эксперименте [7] (точки). Видно, что предложенная в данной работе методика позволяет с удовлетворительной точностью получить для крыла величину критического угла атаки и коэффициента максимальной подъемной силы, а также правильно описать зависимости $C_{ya}(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ на около- и закритических углах атаки, включая такую особенность, как "ложка" в моментной характеристике.

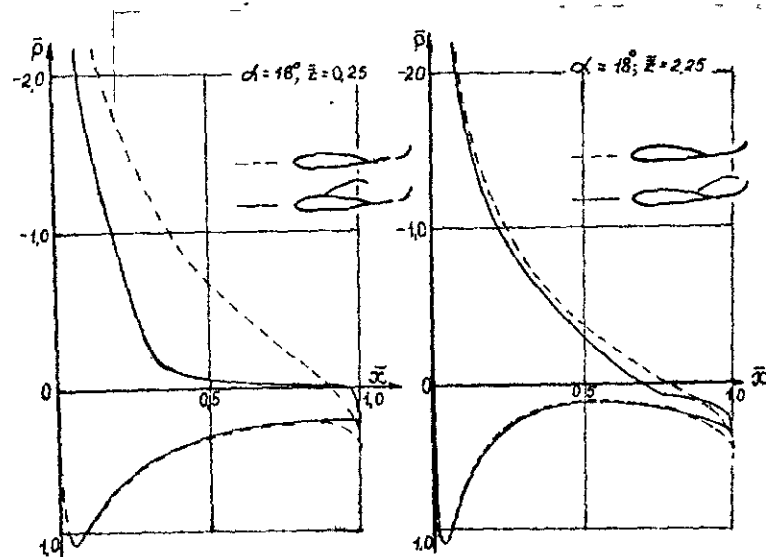


Рис. 18

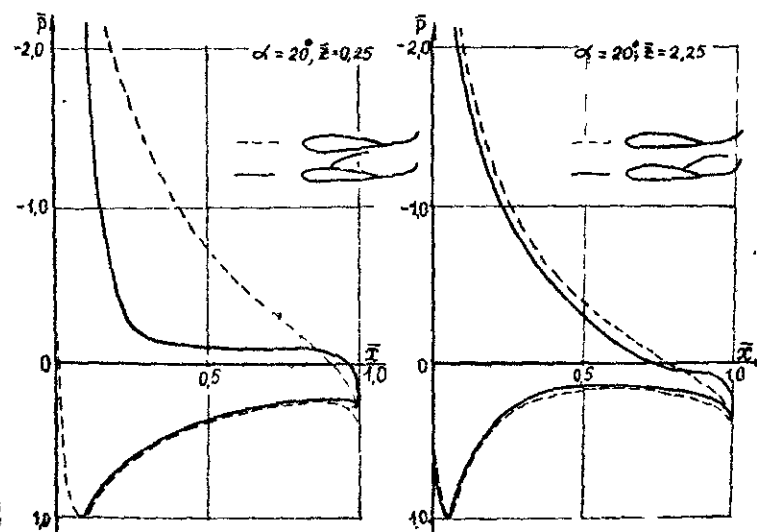


Рис. 19

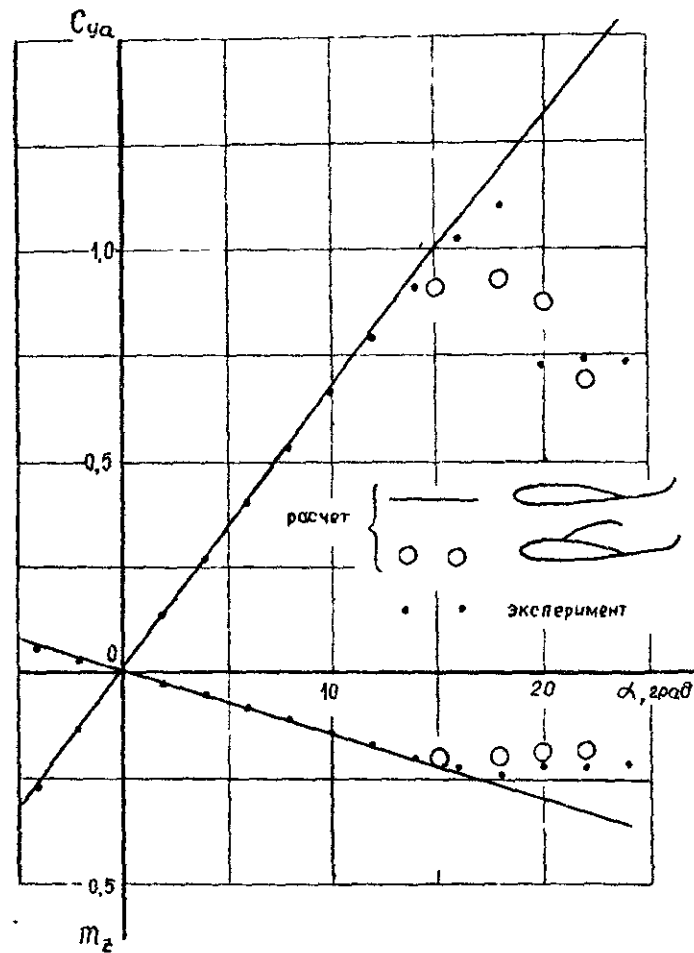


Рис. 20

Литература

1. Белоцерковский С.М., Никит М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., "Наука", 1974.
3. Котовский В.Н., Никит М.И., Федоров Р.М. Математическое моделирование нестационарного отрывного обтекания решеток телесных профилей. Докл. АН СССР, т. 263, № 6, 1982.
4. Баскаков С.Г., Котовский В.Н., Никит М.И. К расчету аэродинамических характеристик крыла конечного размаха и толщины. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1984.
5. Баскаков С.Г., Котовский В.Н., Никит М.И. Моделирование нестационарного безотрывного обтекания крыла конечного размаха и толщины. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
6. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их применение в аэродинамике, теории упругости, электродинамике. М., "Наука", 1985.
7. Атлас аэродинамических характеристик профилей крыльев. ЦАГИ. 1940.

Е.Ю.Иродов, М.И.Ништ, В.А.Подобедов

МЕТОДИКА РАСЧЕТА НЕЛИНЕЙНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕШЕТЧАТЫХ КРЫЛЬЕВ

В работе излагается методика расчета нелинейных аэродинамических характеристик решетчатых крыльев на основе метода дискретных вихрей [1,2]. Известные авторам теоретические исследования аэродинамических характеристик решетчатых крыльев базируются на теории несущей линии, либо на теории несущей поверхности [3] и решаются в линейной постановке. Аналогичные приемы применяются и зарубежными авторами для расчета некоторых пространственных несущих систем [4]. Экспериментальные исследования обтекания решетчатых крыльев имеются в ограниченном количестве, что связано со сложностью их проведения. Таким образом, проблема дальнейшего развития численных методов определения аэродинамических характеристик решетчатых крыльев продолжает оставаться актуальной.

1. Постановка задачи

Рассматривается установившееся обтекание решетчатого крыла, имеющего произвольной формы плоские планы, движущегося в невязкой несжимаемой среде с поступательной скоростью U_0 (рис.1).

Математическая модель обтекания построена на основе метода дискретных вихрей в соответствии с обоснованиями и рекомендациями, изложенными в работах [1,2] для стационар-

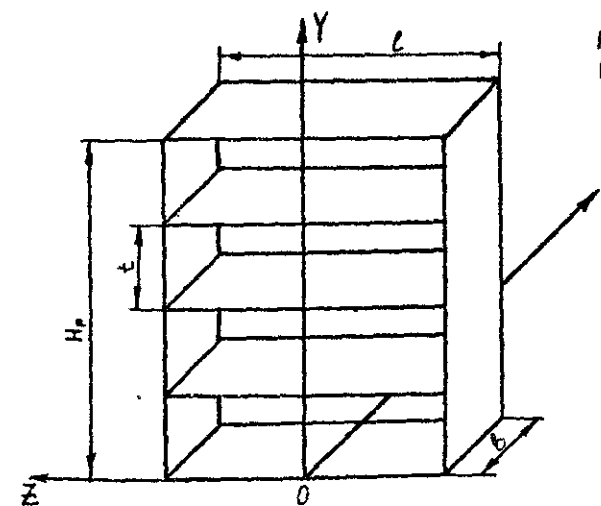
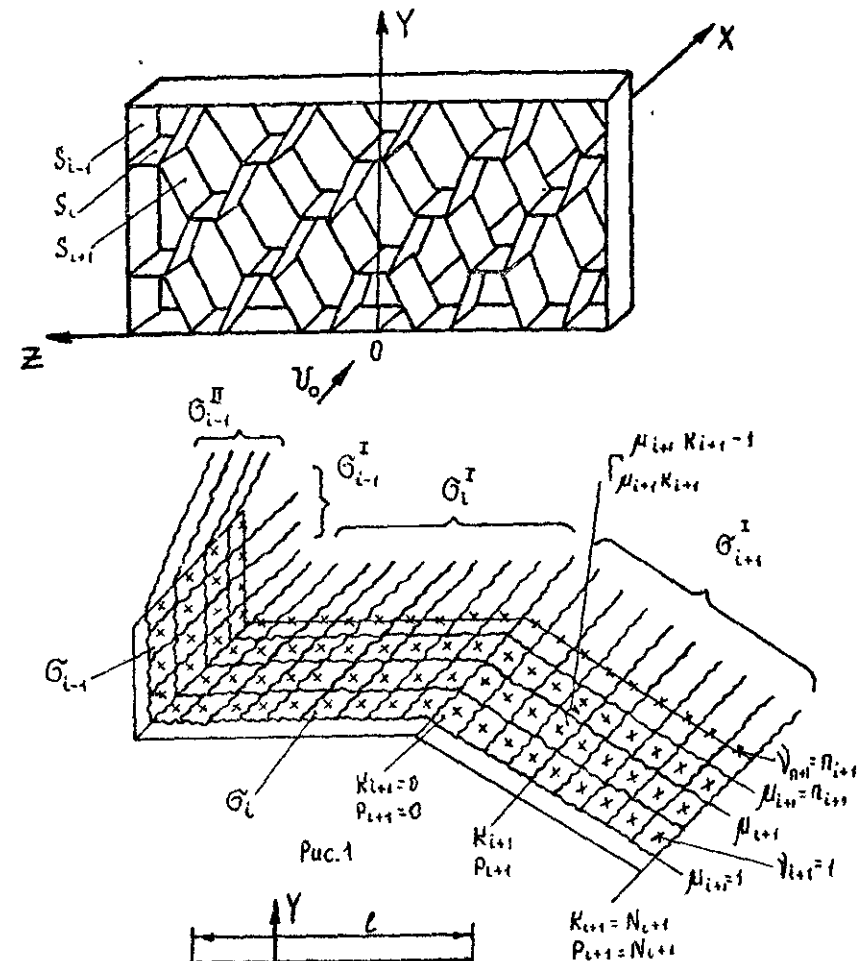


Рис. 2

ных нелинейных задач при безотрывном обтекании.

В общем случае решетчатое крыло можно представить, как систему из J несущих элементов, которые заменим совокупностью $\{S_i\}$ непрерывных вихревых поверхностей.

Введем декартову систему координат, связанную с решетчатым крылом. Поместим начало O на передней кромке нижнего плана в центральном сечении. Ось Ox направим по центральной хорде нижнего плана вниз по течению, ось Oz — вправо по размаху, ось Oy — перпендикулярно плоскости нижнего плана.

Каждую непрерывную вихревую поверхность, моделирующую несущий элемент решетчатого крыла S_i , заменим системами дискретных вихрей b_i и b_i^* ($C_i = I, II$ при моделировании перетекания через боковую кромку i -го элемента; $C_i = I$, если перетекание через боковую кромку i -го элемента не учитывается), как это показано на рис. 1.

Математическая постановка задачи обтекания системы поверхностей описывается уравнением Лапласа относительно потенциала возмущенных скоростей Φ , граничными условиями на обтекаемой системе, условиями на вихревой пелене и на бесконечном удалении от системы и её следа, гипотезой Чаплыгина-Жуковского на задних кромках элементов системы.

Формирование вихревого следа описывается дифференциальными уравнениями линий тока, с которыми в идеальной среде совпадают свободные вихревые нити.

Записывая граничное условие о непротекании элементов решетчатого крыла в контрольных точках (отмеченных знаком

\times на рис. 1), задачу можно свести к решению системы линейных алгебраических уравнений, относительно циркуляций поперечных вихревых отрезков, принадлежащих совокупности элементов решетчатого крыла [1]:

$$\sum_{i=1}^J \sum_{k_i=1}^{N_i} \sum_{j_i=1}^{n_i} \frac{\Gamma_{m_i k_i j_i}}{\Gamma_{m_i k_i v}} A_{m_i k_i j_i}^{m_i k_i j_i-1} = -4\pi \bar{w}_i,$$

$$\bar{w}_i = w_i / U_0, \quad \text{где в соответствии с рис. 1}$$

$$w_i = -\sin \beta \cos(\hat{z}_i, \hat{z}) + \sin \alpha \cos \beta \cos(\hat{z}_i, \hat{y}) + \cos \alpha \cos \beta \cos(\hat{z}_i, \hat{x})$$

проекции невозмущенной скорости U_0 на вектор нормали

\hat{z}_i к i -тому несущему элементу, β — угол скольжения, α — угол атаки, Ox, Oy, Oz — соответствующие оси системы координат, $\frac{\Gamma_{m_i k_i j_i}}{\Gamma_{m_i k_i v}} = \frac{\Gamma_{m_i k_i j_i}}{\Gamma_{m_i k_i v}} / U_0 b$ — безразмерная циркуляция поперечного вихревого отрезка системы b_i , $A_{m_i k_i j_i}^{m_i k_i j_i-1} \rho_i \rho_i^{j_i-1}$ — коэффициент, определяемый нормальными составляющими возмущенных скоростей в контрольной точке (\times), N_i — количество поперечных вихревых отрезков вдоль размаха i -го несущего элемента, n_i — количество поперечных вихревых отрезков по хорде i -го несущего элемента.

Расчет аэродинамических нагрузок производится с использованием теоремы Н.Е. Жуковского "в малом" [1], для поперечных и продольных вихревых отрезков каждого несущего элемента. Безразмерные коэффициенты подъемной силы и продольного момента i -го несущего элемента определяются по формулам, соответствующим обтеканию изолированного крыла [1]. Суммарные аэродинамические характеристики решетчатого крыла будем определять по формулам

$$C_{ya} = \sum_{i=1}^J C_{ya_i} \cos(\hat{z}_i, \hat{y}) S_i / S, \quad m_z = \sum_{i=1}^J m_{zi} S_i / S,$$

где C_{ya_i} и m_{zi} — коэффициенты подъемной силы и момента тангажа, S_i — площадь i -го элемента решетчатого крыла, S — характерная площадь решетчатого крыла.

Геометрические характеристики рамного решетчатого крыла изображены на рис. 2. При этом в качестве безразмерных параметров будем использовать относительный шаг $\bar{t} = t/b$ и отношение высоты решетчатого крыла к его размаху $\bar{H} = H/\ell$.

Изложенная методика реализована в виде пакета программ на алгоритмическом языке "FORTRAN-IV" и позволяет численно исследовать обтекание решетчатых крыльев на конечных углах атаки с учетом деформации вихревого следа.

2. Исследования по методике расчета

Решетчатое крыло является сложным пространственным

объектом, что требует большого количества дискретных вихрей, для достоверного численного моделирования процессов его обтекания. Необходимость многократного решения системы уравнений высокого порядка, в процессе уточнения положения вихревого следа за решетчатым крылом, требует значительных затрат времени и оперативной памяти ЭВМ. Целью исследований по методике расчета являлась разработка рекомендаций по рациональному формированию вихревой системы и выбору параметров алгоритма, обеспечивающих заданную точность результатов, при реально допустимых для практических расчетов затратах машинного времени.

Проведенные исследования по выбору оптимального количества поперечных вихревых отрезков N_2 на полуразмахе рамного решетчатого крыла выявили возможность уменьшения числа N_2 , по сравнению с монопланными крыльями, для получения решения с одинаковой степенью точности. Этот факт по-видимому связан с более равномерным распределением аэродинамической нагрузки вдоль размаха элементов решетчатых крыльев по сравнению с монопланными.

На рис. 3 приводится пример изменения нормированной производной аэродинамической нагрузки по размаху для монопланного и решетчатого крыльев ($\Delta \bar{p}' = [\Delta \bar{p}_{x_p} - \Delta \bar{p}_{x_{p-1}}] / (\bar{x}_p - \bar{x}_{p-1}) / C_y$, где $\Delta \bar{p}_{x_p}$ - аэродинамическая нагрузка в сечении \bar{x}_p). Цифрой 1 на рисунке обозначена кривая, соответствующая монопланному крылу ($\lambda = 7$), цифрами 2 и 3 - средние значения $\Delta \bar{p}'_{\bar{x}}$ для внешних и внутренних элементов рамного решетчатого крыла ($\bar{H} = 1$, $\bar{t} = 1$, $\lambda = 7$). Видно, что внутренние элементы решетчатого крыла имеют значительно большую равномерность распределения указанной функции вдоль размаха, что позволяет проводить моделирование непрерывного вихревого слоя меньшим числом дискретных вихрей.

На рис. 4 и 5 приведены зависимости коэффициентов нормальной силы C_y от числа вихревых отрезков на полуразмахе для решетчатых (сплошная линия) и монопланных (штриховая линия) крыльев с различными геометрическими параметрами. Расчеты показывают, что коэффициент C_y для решетчатых крыльев выходит на установившееся значение, при значениях величины N_2 меньших, чем для монопланных крыльев. Для получения достоверных значений коэффициента C_y

решетчатого крыла достаточно выбирать число N_2 от 2 до 5, причем с уменьшением относительного шага \bar{t} и увеличением удлинения планов, необходимое количество поперечных вихревых отрезков вдоль размаха несущих элементов уменьшается. Исследования показали, что число N_2 на коэффициент момента тангажа влияет незначительно.

Исследования по рациональному размещению поперечных вихревых отрезков по хордам несущих поверхностей решетчатого крыла показали, что при неравномерном расположении вихревых отрезков и расчетных точек, требуется меньшее их количество, по сравнению с равномерным расположением, для получения значений коэффициентов момента тангажа m_z и аэродинамической нагрузки $\Delta \bar{p}$ с одинаковой степенью точности. Возможность неравномерного расположения дискретных вихрей, для получения более точных расчетов у кромок профиля, показана в работе [2]. Для расчетов была выбрана схема расположения поперечных вихревых отрезков по хордам несущих элементов решетчатого крыла, изображенная на рис. 6.

В качестве примера на рис. 7 показано влияние схемы разбиения и количества поперечных вихревых отрезков n по хорде на коэффициент момента тангажа для тонкой пластины, монопланного и решетчатого крыльев. Равномерной схеме на рисунке соответствуют штриховые линии, а неравномерной - сплошные. Видно, что применение неравномерной схемы разбиения позволяет сократить количество поперечных вихревых отрезков по хорде в три и более раза, по сравнению с равномерной схемой. На рис. 8 показано влияние схемы разбиения на точность определения распределенной аэродинамической нагрузки. Погрешность $\bar{\epsilon}(\Delta \bar{p})$, в определении нагрузок по хорде, определялась относительно точного решения для тонкой пластины ($\Delta \bar{p} = 2V(1-\bar{x})/\bar{x} \sin 2\alpha$, где $\bar{x} = x/b$ - безразмерная координата хорды [1]). Видно значительное уменьшение погрешности, при применении неравномерной схемы разбиения. Применение неравномерной схемы размещения поперечных вихревых отрезков по хордам элементов решетчатого крыла позволяет получать достоверные значения коэффициента момента тангажа при числах $n = 2 \div 4$. При расчете распределенной аэродинамической нагрузки, необходимо задавать число $n \geq 6$. Число n и схема разбиения на коэффициент подъемной силы влияет незначительно.

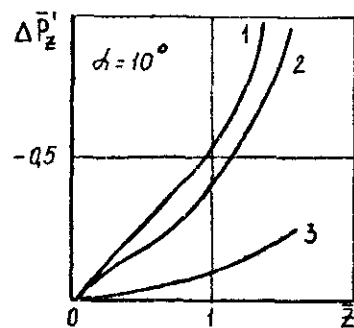


Рис. 3

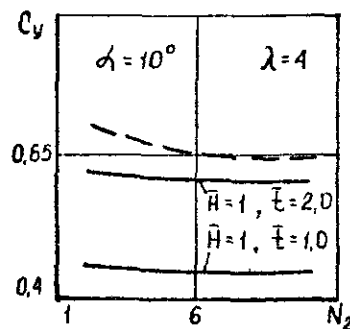


Рис. 4

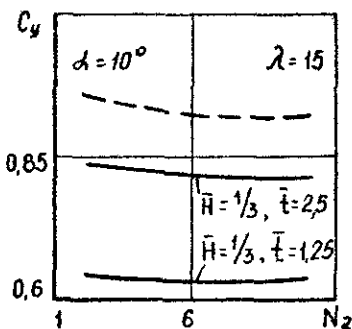


Рис. 5

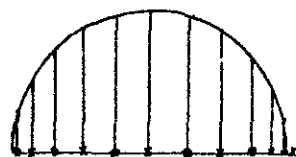


Рис. 6

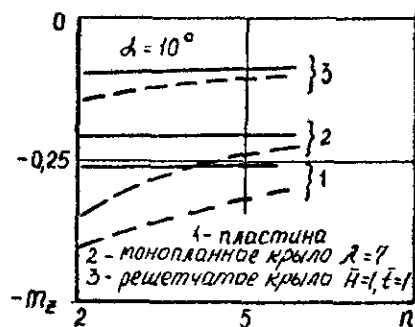


Рис. 7

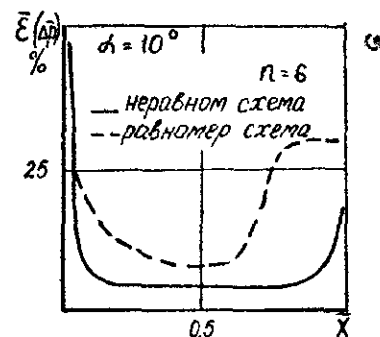


Рис. 8

Наибольшие временные затраты при численном исследовании обтекания несущих систем связаны с процедурой формирования свободной вихревой пелены. Причем, боковая вихревая пелена, как правило, аппроксимируется большим количеством дискретных вихревых отрезков, чем кормовая. Решетчатые крылья представляют собой системы несущих поверхностей, элементы которых не имеют свободных концевых кромок. В связи с этим, образование боковой пелены (перетекание потока через боковые кромки), может иметь место только на внешних элементах решетчатого крыла, образующих его раму. Указанные внешние элементы, как правило, являются несущими поверхностями больших удлинений.

Проведенные расчеты суммарных и распределенных аэродинамических характеристик изолированных внешних элементов различных удлинений показали, что при удлинениях указанных элементов $\lambda > 4 \div 5$ влияние боковой пелены на их суммарные аэродинамические характеристики незначительно, а на распределенные проявляется лишь в ограниченной области вблизи концевых сечений. В качестве примера на рис. 9 показана зависимость коэффициента подъемной силы от удлинения прямоугольного изолированного элемента решетчатого крыла, с учетом и без учета боковой пелены, для нескольких углов атаки. Видно, что имеется диапазон удлинений и углов атаки, представляющих практический интерес, где имеется возможность определения коэффициента подъемной силы с заданной степенью точности без моделирования боковой пелены. В качестве примера, иллюстрирующего влияние боковой пелены на распределенные аэродинамические характеристики, на рис. 10 показано распределение коэффициента подъемной силы на полуразмахе изолированных несущих элементов различных удлинений. Видно, что с увеличением удлинения уменьшается относительная протяженность концевых зон, где проявляется влияние боковой пелены.

Кроме того, были проведены исследования обтекания пространственных несущих систем типа биплан с боковыми стенками, имеющих относительный шаг $\bar{t} = 1$ и различные удлинения планов, с моделированием и без моделирования боковой пелены. На рис. 11 показано влияние моделирования боковой пелены на точность определения суммарных аэродинамических характеристик (C_y, m_z), для изолированного решетчатого крыла типа биплан, где $\varepsilon(x) = (x_B - x)/x_B \cdot 100\%$ (x_B и x — аэродинамическая характеристика, определяемая с учетом и без учета боковой пеле-

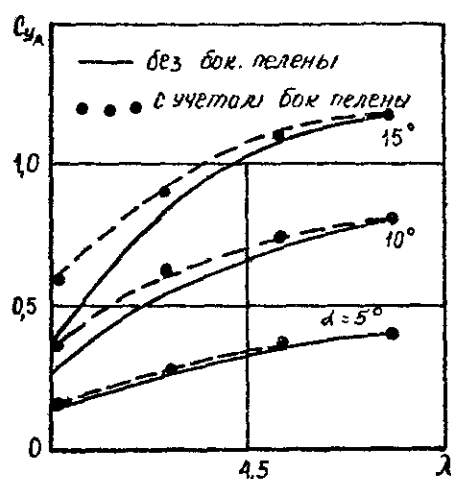


Рис. 9

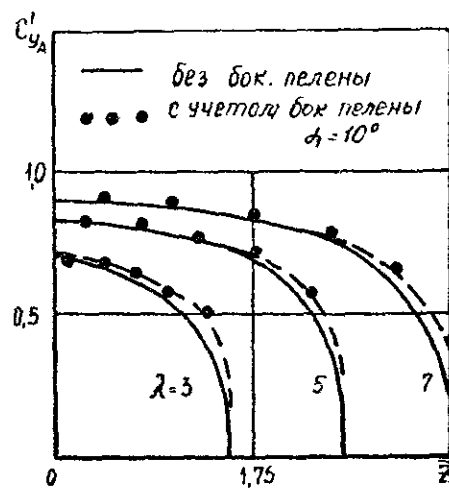


Рис. 10

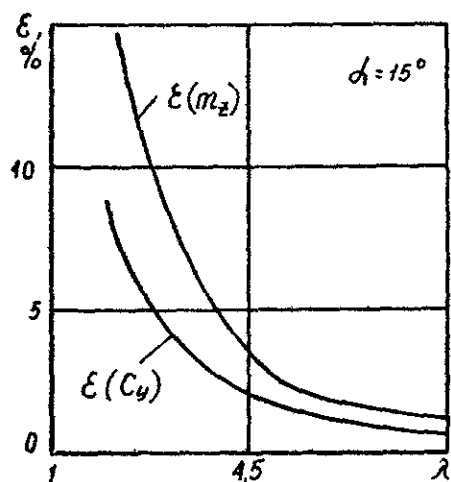


Рис. 11

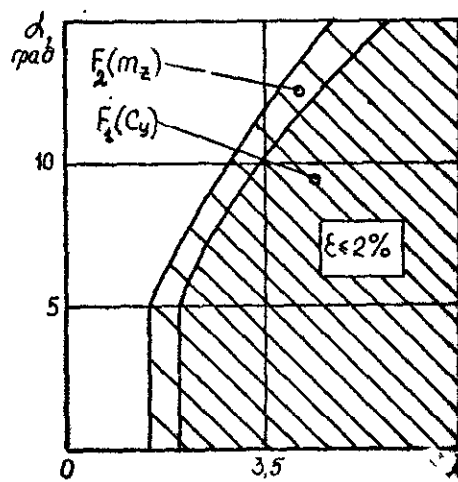


Рис. 12

ны соответственно). Результаты исследования показывают, что с увеличением удлинения погрешности аэродинамических характеристик

C_y и m_z уменьшаются, асимптотически стремясь к нулевому значению. В области малых удлинений на больших углах атаки погрешности в определении момента тангажа значительно превосходят погрешности в определении коэффициента подъемной силы (например, при $\lambda = 3$, $\alpha = 15^\circ$, $\varepsilon(m_z)/\varepsilon(C_y) = 2$).

По результатам проведенных исследований определены области параметров α и λ ($F_1(C_y) = f_1(\alpha, \lambda)$ и $F_2(m_z) = f_2(\alpha, \lambda)$ на рис. 12), в которых можно с указанной степенью точности определять коэффициенты подъемной силы и момента тангажа без моделирования боковой пелены. Это позволило сократить затраты машинного времени на расчет указанных характеристик в 5 ÷ 6 раз.

3. Примеры расчетов

Достоверность получаемых результатов проверялась сопоставлением с известными экспериментальными данными и расчетами других авторов для плоских и пространственных комбинаций несущих поверхностей.

В качестве одного из примеров было рассчитано обтекание тонкого прямоугольного крыла, имеющего удлинение $\lambda = 1$. На рис. 13 приведены зависимости коэффициентов нормальной силы

C_y и момента тангажа m_z , в сравнении с экспериментальными и расчетными данными [5]. Кроме того было рассчитано обтекание крыла с боковыми шайбами ($\lambda = 1$, $h_{ш} = 0,25$), результаты расчета которого приведены на рис. 14 в сравнении с известными [6] расчетными и экспериментальными данными. Результаты расчета обтекания биплана ($\bar{t} = 1$, $\bar{B} = 1$, где \bar{B} — относительный вынос планов) и решетчатого крыла ($\bar{t} = 1,25$, $\bar{H} = 3$) представлены на рис. 15 в сравнении с данными, полученными в работе [4] для биплана и в работе [3] для решетчатого крыла.

Все представленные результаты показывают хорошее согласование с известными данными других авторов, что подтверждает достоверность получаемых в расчете данных. Кроме того, резуль-

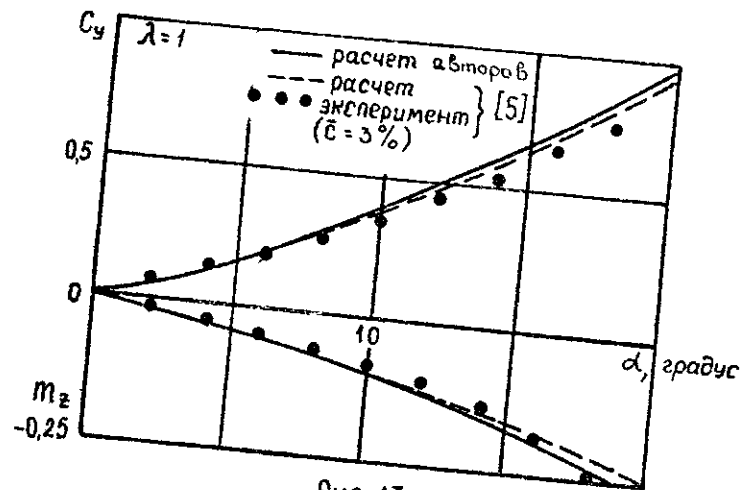


Рис 13

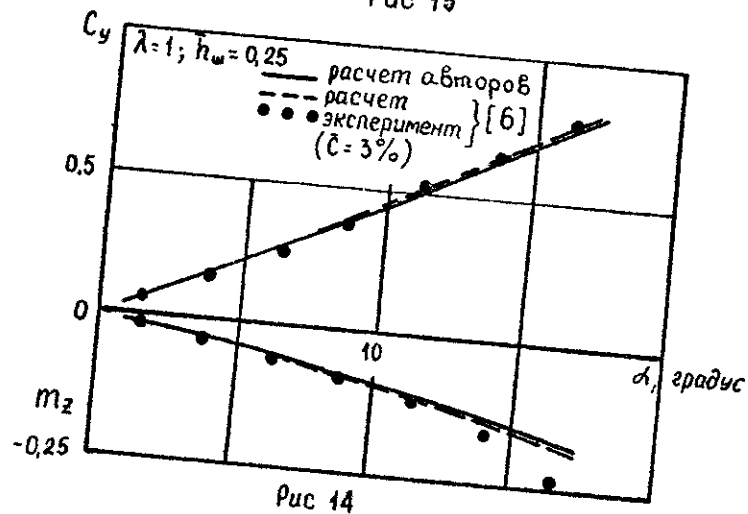


Рис 14



Рис 15

таты, приведенные на рис. 13 + 15, подтверждают работоспособность разработанной программы, для моделирования процессов обтекания некоторых типов монопланов крыльев и незамкнутых пространственных систем типа крыла с шайбами, что позволяет изучать их совместное обтекание в компоновках с решетчатыми крыльями.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М., "Наука", 1985.
3. Белоцерковский С.М., Одновол Л.А., Сафин Ю.З. и др. Решетчатые крылья. М., "Машиностроение", 1985.
4. Peter D. Gall. An Experimental and Theoretical Analysis of the Aerodynamic Characteristics of a Biplane-Winglet Configuration. NASA Technical Memorandum 85815, 1984.
5. Белоцерковский С.М., Табачников В.Г. Экспериментальное исследование влияния формы кромок и относительной толщины на аэродинамические характеристики прямоугольных крыльев малого удлинения. Технические отчеты ЦАГИ, вып. 344, 1968.
6. Ништ М.И. Метод расчета нелинейных характеристик крыла с шайбами вблизи поверхности раздела. Технические отчеты ЦАГИ, вып. 344, 1968.

В.А.Бучнев, В.И.Бушув, И.К.Лифанов

МЕТОДИКА РАСЧЕТА НЕЛИНЕЙНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЫЛА С УПРАВЛЕНИЕМ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ ЗА СЧЕТ ОТСОСА ПОТОКА

Одним из способов улучшения аэродинамических характеристик крыльев является отсос жидкости с их поверхности через щель с целью управления циркуляцией [7]. Численное моделирование позволяет оценить влияние отсоса потока на аэродинамические характеристики крыльев. Обоснование и подход к решению этого класса задач методом дискретных вихрей даны в работах [1, 2, 3]. В данной работе этот подход распространен на решение нелинейных стационарных задач для изолированных крыльев при их отрывном обтекании потоком идеальной несжимаемой жидкости. При этом крыло и вихревая пелена, сходящая с его острых кромок, моделируются вихревым слоем, а отсос жидкости - стоком. В работе использована методика расчета нелинейных стационарных аэродинамических характеристик крыльев при их отрывном обтекании, изложенная в работе [4]. Она дополнена учетом пространственного влияния отсоса потока через щель на поверхности крыла. Приводятся некоторые результаты расчетов для продольного движения крыла. Расчеты выполнены в безразмерном виде. Обезразмеривание проведено согласно [3, 4].

1. Основные положения. Методика расчета

Крыло находится под произвольным углом атаки α и

обтекается потоком идеальной несжимаемой жидкости со скоростью V . Вихревой слой на крыле заменяется совокупностью присоединенных поперечных и продольных вихревых отрезков, а в пелене - системами свободных вихрей, сходящих в поток с его передней (Ш) и задней (I) острых кромок (рис. 1). Присоединенные вихри и расчетные точки на крыле размещаются по схеме "1/2". Гипотеза Чаплыгина-Жуковского о конечности скоростей на острых кромках обеспечивается размещением расчетных точек непосредственно на кромках или между кромкой и последним присоединенным вихрем. Отсос жидкости через щель моделируется пространственным отрезком-стоком, который располагается по линии исключения из расчета расчетных точек на крыле. Условие непротекания должно выполняться во всех расчетных точках, за исключением тех, где проходит линия стока.

Вихри и стоки индуцируют в пространстве потенциальное поле течения. Скорость жидкости в каждой точке пространства определяется сложением скорости невозмущенного потока и возмущенных скоростей от вихрей и линии (отрезка) стока. При этом сток в общем случае может быть как пространственным, так и плоским.

Свободные вихри состоят из ряда прямолинейных вихревых отрезков и полубесконечного вихря. От места схода в поток и до соприкосновения с полубесконечным вихрем длины отрезков увеличивается по арифметической прогрессии. Размер отрезков изменяется при переходе от шнура к шнуру. Длина первого отрезка свободного вихря равна длине последнего поперечного или продольного вихревого отрезка на крыле. Циркуляция по длине вихря является постоянной. Циркуляция свободных вихрей равна циркуляции тех вихревых отрезков крыла, продолжением которых они являются. Величина циркуляций присоединенных вихревых отрезков крыла определяется в соответствии с [4].

Без отсоса потока задача сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений относительно неизвестных безразмерных напряженностей $\bar{\Gamma}_{jk}^{\mu k+1}$:

$$\sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^n \bar{\Gamma}_{jk}^{\mu k+1} \alpha^{\mu k+1 p p+1} = -4\pi \sin \alpha$$

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

Здесь $\bar{\Gamma}_{\mu\kappa}^{\mu\kappa+1}$ - безразмерные напряженности присоединенных поперечных вихревых отрезков. Коэффициенты $\alpha_{\mu\kappa\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1}$ левых частей этих уравнений вычисляются по формулам:

$$\alpha_{\mu\kappa\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} = U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} + U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} - U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} + \sum_{\varepsilon=1}^{n_I} (U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\varepsilon+1, \rho\rho+1} - U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\varepsilon+1, \rho\rho+1}),$$

$$1 \leq \kappa \leq N-1, i \leq \mu \leq n;$$

$$\alpha_{\mu\kappa\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} = U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} - U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} - \sum_{\varepsilon=1}^{n_I} U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\varepsilon+1, \rho\rho+1} + \sum_{j=1}^{n_{III}} U_{\text{сумк}\rho\gamma}^{\mu_j+1, \rho\rho+1},$$

$$2 \leq \kappa \leq N, \mu = i; \kappa = N, i+1 \leq \mu \leq n.$$

Здесь $U_{\text{сумк}\rho\gamma}$ - безразмерная функция, соответствующая паре симметричных вихрей на правой и левой половинах крыла; $\kappa(p)$ - номера границ расчетных полос; μ, γ - номера поперечных вихревых линий и линий расчетных точек на крыле; ε, j - номера отрезков в кормовых и носовых вихревых шнурах соответственно, а n_I и n_{III} - число отрезков в них, включая полубесконечный вихрь; N - число расчетных полос по полуразмаху крыла;

n - максимальное число поперечных (продольных) вихревых отрезков по хорде крыла; $i = f(\kappa+1)$ - номер ближайшей к передней кромке крыла поперечной вихревой линии в сечении $\kappa+1$ по хорде крыла; $\rho\rho+1$ - номер средней линии расчетной полосы, ограниченной линиями с номерами ρ и $\rho+1$. Нумерация идет слева направо и сверху вниз.

При наличии отсоса потока задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений вида:

$$\sum_{\kappa=1}^N \sum_{\substack{\mu=1 \\ \mu \neq \mu_q}}^n \bar{\Gamma}_{\mu\kappa}^{\mu\kappa+1} \alpha_{\mu\kappa\gamma}^{\mu\kappa+1, \rho\rho+1} = -4\pi \sin \alpha - \sum_{\kappa=m}^M \bar{\Gamma}_{\mu_q\kappa}^{\mu_q\kappa+1} \alpha_{\mu_q\kappa\gamma}^{\mu_q\kappa+1, \rho\rho+1}$$

$$\rho = 1, 2, \dots, N; \gamma = i, i+1, \dots, n;$$

$$\mu \neq \mu_q \text{ при } \kappa = m, \dots, M,$$

$$\gamma \neq \gamma_q \text{ при } \rho = m, \dots, M.$$

Здесь m, M - минимальный и максимальный номера расчетных полос, где располагается линия (отрезок) стока; μ_q - номера ближайшего к стоку известного вихря; γ_q - номера расчетных точек, через которые проходит линия стока.

Величина напряженности известного вихря выражается через производительность стока $[I]$. В безразмерном виде она определяется по формуле:

$$\bar{\Gamma}_{\mu_q\kappa}^{\mu_q\kappa+1} = \frac{C'_q \bar{b}_\rho^{p+1} (\bar{x}_{\sigma\gamma_q}^{\rho\rho+1} - \bar{x}_{\sigma\gamma_q-1}^{\rho\rho+1})}{\pi (\bar{x}_{\sigma\gamma_q}^{\rho\rho+1} - \bar{x}_{\mu_q\rho}^{\mu_q\rho+1})},$$

где C'_q - местный коэффициент объемного расхода; \bar{b}_ρ^{p+1} - средняя безразмерная хорда расчетной полосы; $\bar{x}_{\sigma\gamma_q}^{\rho\rho+1}$ и $\bar{x}_{\mu_q\rho}^{\mu_q\rho+1}$ - безразмерные координаты расчетной точки, где помещен сток, и середины известного вихря по хорде крыла в связанной системе координат.

Задача решается итерационным методом до достижения заданной точности по суммарным напряженностям присоединенных поперечных вихревых отрезков крыла. На первой итерации свободные вихри вне крыла направляются по вектору скорости невозмущенного потока. Для обеспечения постоянства расхода на каждой итерации величина напряженности известного вихря сохраняется постоянной. При этом значения коэффициентов $\alpha_{\mu_q\kappa\gamma}^{\mu_q\kappa+1, \rho\rho+1}$ вычисляются в соответствии с изменением положения вихревых шнуров в процессе их выстраивания. Выстраивание вихревой структуры, а также расчет аэродинамических нагрузок производится и с учетом скоростей непосредственно от стока. Нагрузки вычисляются в середине присоединенных поперечных и продольных вихревых отрезков на крыле, а моментные характеристики определяются относительно начала координат, помещенного в носке корневой хорды крыла. При определении нагрузок используется теорема Жуковского "в малом". Суммарные и распределенные аэродинамические коэффициенты сил и моментов вычисляются в соответствии с [4].

Безразмерные возмущенные скорости от вихревой системы крыла и пелены в произвольной точке пространства определяются согласно [4]. На основании этого можем записать

$$w_{\alpha\beta}^c = w_{\alpha\beta-}^c + w_{\alpha\beta+}^c + w_{\alpha\beta I}^c + w_{\alpha\beta II}^c,$$

где w_{ab}^c - суммарная величина проекций безразмерных возмущенных скоростей от вихревой системы крыла и пелен в заданной точке с координатами $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$; w_{ab-}^c , w_{ab+}^c , $w_{ab\perp}^c$, $w_{ab\parallel}^c$ - значения проекций безразмерных возмущенных скоростей от присоединенных поперечных и продольных вихревых отрезков крыла, вихревых шнуров систем I и II соответственно.

Безразмерная возмущенная скорость w_{aq}^c от линии стока в произвольной точке пространства вычисляется суммированием скоростей $w_{aq}^{c'}$, индуцируемых в ней прямолинейными отрезками, на которые поделена линия стока границами расчетных полос. Производительность каждого отрезка - стока "q" приведена к производительности стока единичной длины. Таким образом:

$$\bar{w}_{aq}^c = \sum_{k=m}^M \bar{w}_{aqk}^{c'}$$

где $\bar{w}_{aqk}^{c'}$ определяется в соответствии с [5] по формуле:

$$\bar{w}_{aqk}^{c'} = \frac{q}{4\pi} \left[\frac{\bar{z}_2 - \bar{z}_1}{|\bar{z}_2 - \bar{z}_1|} \times \left(\frac{1}{|\bar{z} - \bar{z}_2|} - \frac{1}{|\bar{z} - \bar{z}_1|} \right) + \left(\frac{(\bar{z} - \bar{z}_1)(\bar{z}_2 - \bar{z}_1)}{|\bar{z} - \bar{z}_1|} - \frac{(\bar{z} - \bar{z}_2)(\bar{z}_2 - \bar{z}_1)}{|\bar{z} - \bar{z}_2|} \right) \times \frac{(\bar{z} - \bar{z}_1)|\bar{z}_2 - \bar{z}_1|^2 - (\bar{z}_2 - \bar{z}_1)((\bar{z} - \bar{z}_1)(\bar{z}_2 - \bar{z}_1))}{|(\bar{z} - \bar{z}_1) \times (\bar{z}_2 - \bar{z}_1)|^2} \right]$$

Здесь \bar{z}_1 , \bar{z}_2 - радиус-векторы начала и конца отрезка-стока на крыле; \bar{z} - радиус-вектор произвольной точки пространства. При этом имеет место особенность, если исследуемая точка пространства лежит на прямой, являющейся продолжением отрезка-стока. Такие точки в численных расчетах обходятся. При выполнении расчетов относительно полукрыла влияние стока на другой половине крыла также учитывается на основании условия симметрии.

Согласно [5] окорость в любой точке пространства при наличии разного рода гидродинамических особенностей определяется суммированием скоростей, индуцируемых в ней каждой системой этих особенностей в отдельности. Тогда с учетом ско-

рости невозмущенного потока относительная безразмерная скорость среды и её составляющие в проекциях на оси системы координат будут:

$$w_{oa}^c = \sqrt{(w_{oax}^c)^2 + (w_{oay}^c)^2 + (w_{oaz}^c)^2},$$

$$w_{oax}^c = w_{avx}^c + w_{aqx}^c + \cos \alpha,$$

$$w_{oay}^c = w_{avy}^c + w_{aqy}^c + \sin \alpha,$$

$$w_{oaz}^c = w_{avz}^c + w_{aqz}^c.$$

2. Обоснование достоверности результатов.

Примеры расчета

В соответствии с изложенным выше подходом были выполнены расчеты на ЭЕМ. Работоспособность программы расчета нелинейных аэродинамических характеристик крыла при отрывном обтекании проверялись сопоставлением с результатами, приведенными в работе [4] для треугольного крыла ($\lambda = 1,5$). Было получено удовлетворительное согласование при расчете суммарных аэродинамических характеристик (табл. I). Различия в распределенных характеристиках (рис. 2) тоже несущественно.

Проводилось сравнение результатов расчета с экспериментальными и расчетными данными [6] для готического крыла ($\lambda = 1,56$). При этом использовалась вихревая схема крыла, представленная на рис. 1. На рис. 3 сопоставлены результаты эксперимента и расчетов зависимости коэффициентов подъемной силы C_{ya} от угла атаки для этого крыла без отсоса потока.

Для готического крыла был выполнен также эксперимент по отсосу потока с верхней поверхности крыла. Отсос производился с помощью пары воздухозаборников двигателей, каждый из которых располагался на расстоянии 85% полуразмаха крыла от его корневой хорды. При этом вход воздухозаборников размещался по линии задней кромки крыла, касаясь его нижним краем. Скорость невозмущенного потока соответствовала числу $M = 0,15$, а коэффициент количества движения потока, проходящего через

воздухозаборник, $C_m = 0,5$.

Для проверки методики расчета аэродинамических характеристик при целевом отсосе потока непосредственно с верхней поверхности крыла результаты этого эксперимента были сопоставлены с результатами численных расчетов. Естественно, что разный способ организации отсоса в эксперименте и расчете должен был несколько сказаться как на величине, так и на характере протекания аэродинамических характеристик, в частности C_{ya} , по углам атаки. Это также представляло определенный интерес. Результаты эксперимента и расчета показаны на рис. 4.

В численных расчетах пространственный отрезок-сток располагался на расстоянии $0,912 \bar{b}_0$ и $0,85 \bar{\ell}/2$. Здесь \bar{b}_0 и $\bar{\ell}$ - безразмерные корневая хорда и размах крыла соответственно ($\bar{b}_0 = \frac{b_0}{b_0}$, $\bar{\ell} = \frac{\ell}{b_0}$). Длина отрезка-стока и расход через щель были приняты равными диаметру входного устройства воздухозаборника ($0,2 \bar{\ell}/2$) и расходу через него. Величина C_m в эксперименте применительно к несжимаемой среде соответствовала значению местного коэффициента объемного расхода $C_d' = 0,25$.

Анализ экспериментальных и расчетных данных показывает, что они близки. Количественные различия частично обусловлены несовпадением примерно на 9% по хорде крыла места отсоса в эксперименте и расчете, с одной стороны, и различием конструктивных решений по забору воздуха при отсосе - с другой.

На малых положительных углах атаки отсос потока через щель с верхней поверхности крыла способствует возникновению вихреобразования над крылом. Это наглядно видно на рис. 5, где сопоставлены поля скоростей для треугольного крыла $\lambda = 1,5$ при $\alpha = 3^\circ$, $\beta = 0^\circ$ в сечении $0,8 \bar{b}_0$: а) без отсоса и б) при симметричном отсосе потока на полукрыльях при $C_{d\bar{\Sigma}} = 0,094$. При этом отрезок-сток на каждой половине крыла имел длину $0,25 \bar{\ell}/2$ и располагался на расстоянии $0,875 \bar{b}_0$ и $0,625 \bar{\ell}/2$. Место отсоса на рисунке показано штриховой линией, а крыло - сплошной.

Таким образом, предложенный метод определения на ЭВМ нелинейных аэродинамических характеристик крыла с отсосом потока, предназначенным для управления циркуляцией, является работоспособным. Как показали расчеты и данные эксперимента, отсос потока с верхней поверхности крыла при положительных углах атаки способствует возникновению и стабилизации положительного вихреобразования, что приводит к увеличению зон

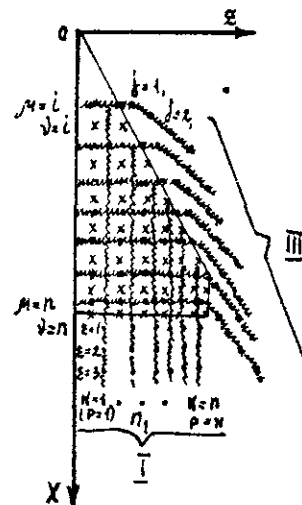


Рис. 1

Таблица 1

$\Delta \lambda = 1,5$	$\alpha, \text{град}$	характеристики				
		C_y	$C_{y\alpha}$	C_{x0}	m_z	x_0
известный результат [4]	5	0,1741	0,1735	0,0151	-0,1089	0,6254
	10	0,4170	0,4110	0,0730	-0,2560	0,6170
	15	0,7047	0,6807	0,1824	-0,4373	0,6205
расчет	5	0,1745	0,1738	0,0152	-0,1088	0,6235
	10	0,4160	0,4096	0,0722	-0,2588	0,6150
	15	0,7492	0,7237	0,1939	-0,4652	0,6209

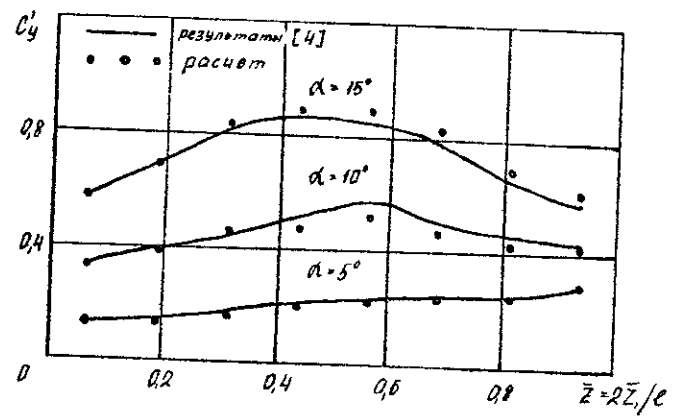


Рис 2

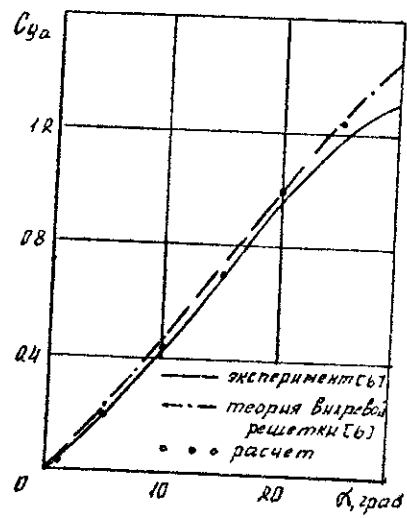


Рис 3

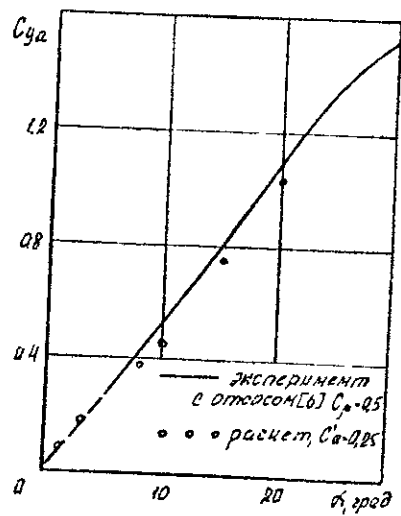


Рис 4

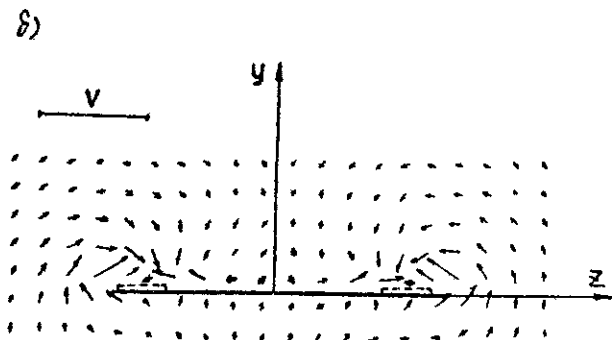
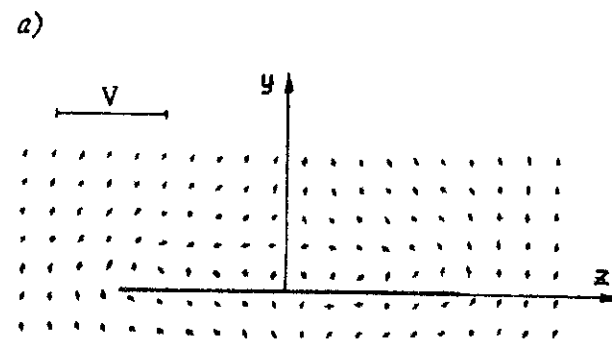


Рис 5

разрежения над крылом и увеличении его несущих свойств.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М., "Наука", 1985.
2. Бушув В.И., Лифанов И.К. Метод расчета аэродинамических характеристик крыла при безударном обтекании. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Линейные характеристики. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1981.
3. Бушув В.И., Демидов В.В., Лифанов И.К. К расчету аэродинамических характеристик летательного аппарата со струйно-эжекторной механизацией. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Ч. II, ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1980.
4. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
5. Дворак А.В. Дискретные гидродинамические особенности. Формулы для безразмерных скоростей, потенциалов и их производных. Научно-методические материалы по численным методам. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.
6. Taylor A.H., Jackson L.R., Haffman J.K. Vortex lift augmentation by suction on a 60 degree swept gothic wing. "AIAA Pap.", 1982, N231, 1-7.
7. Tomas A.S.W., Corneliust K.C. Investigation of a Laminar Boundary-Layer Suction Slot. AIAA Journal, 1982, v. 20, N 6, 790-796.

В.И.Бушув, С.И.Пешков

РАСЧЕТ НЕЛИНЕЙНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛЕСНОГО ПРОФИЛЯ С РУЛЕМ ПРИ БОЛЬШИХ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Во многих практических случаях необходимо знать аэродинамические характеристики телесных профилей с органами управления и механизации при больших дозвуковых скоростях. В данной работе изложена методика расчета нелинейных стационарных аэродинамических характеристик телесного профиля с рулем в потоке сжимаемого газа при числах $0 \leq M_\infty < M_{кр}$. В работе нелинейный метод для дозвуковых установившихся течений и тонкой несущей поверхности [1], основу которого составляет метод дискретных вихрей [2], получил дальнейшее развитие применительно к профилю конечной толщины, имеющему руль.

I. Постановка задачи

Рассмотрим стационарное обтекание телесного крыла бесконечного размаха с рулевой поверхностью плоскопараллельным потенциальным дозвуковым потоком идеального сжимаемого газа, имеющим на бесконечности невозмущенную скорость \bar{V}_∞ . Будем считать, что обтекание происходит плавно, без отрывов. Рассматривается диапазон скоростей от малых до критической скорости ($0 \leq M_\infty < M_{кр}$), в котором течение всюду непрерывно, без скачков уплотнения. В этом случае существует потенциал возмущенных скоростей φ , удовлетворяющий следующему нелинейному урав-

нению [3]:

$$\Delta \varphi = F(\varphi), \quad (I.1)$$

$$F(\varphi) = \frac{1}{\alpha^2} \left(\nabla \varphi + \vec{V}_\infty \right) \nabla \left(\frac{1}{2} (\nabla \varphi)^2 + (\vec{V}_\infty, \nabla \varphi) \right),$$

$$\alpha^2 = \alpha_\infty^2 - (\kappa - 1) \left(\frac{1}{2} (\nabla \varphi)^2 + (\vec{V}_\infty, \nabla \varphi) \right).$$

Здесь α_∞ - скорость звука в невозмущенном потоке, α - местная скорость звука, κ - показатель адиабаты, Δ - оператор Лапласа, ∇ - оператор градиента. Потенциал φ должен удовлетворять следующим условиям [2, 4, 5].

На поверхности S профилей крыла и рулевой поверхности выполняется условие непротекания:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -(\vec{V}_\infty, \vec{n}), \quad (x, y) \in S. \quad (I.2)$$

Здесь \vec{n} - орт внешней нормали к поверхности S в рассматриваемой точке.

На бесконечном удалении от профилей возмущения затухают

$$\lim_{R \rightarrow \infty} |\nabla \varphi| = 0, \quad R = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (I.3)$$

На острых задних кромках крыла и руля выполняется условие Чаплыгина-Жуковского о конечности скорости:

$$|\nabla \varphi| < \infty, \quad x = x_{3k}, \quad y = y_{3k}, \quad (I.4)$$

где (x_{3k}, y_{3k}) - координаты задней кромки каждого из профилей.

2. Метод расчета

Обтекание телесного профиля с рулевой поверхностью будет рассчитываться методом дискретных вихрей, обобщенным в нелинейной постановке для тонкой несущей поверхности на случай сжимаемой среды в работе [1]. Для построения итерационного процесса запишем уравнение (I.1) в виде:

$$\Delta \varphi^{(m)} = \frac{1}{\alpha_\infty^2} F^{(m)}, \quad F^{(m)} = F(\varphi^{(m-1)}), \quad F^{(0)} = 0. \quad (2.1)$$

На каждой итерации m правая часть данного уравнения представляет собой известную функцию от координат, а уравнение (2.1) является уравнением Пуассона. Таким образом, на каждой итерации необходимо найти решение уравнения Пуассона (2.1),

удовлетворяющее граничным условиям (I.2)-(I.4).

Решение будем искать в виде суммы:

$$\varphi^{(m)} = \varphi_L^{(m)} + \varphi_P^{(m)}.$$

Потенциал $\varphi_L^{(m)}$ должен удовлетворять уравнению Лапласа, граничным условиям (I.2)-(I.4) и условию на поверхности S обтекаемых тел, вытекающему из условия (I.2):

$$\frac{\partial \varphi_L^{(m)}}{\partial n} = -(\vec{V}_\infty + \nabla \varphi_P^{(m)}, \vec{n}), \quad (x, y) \in S. \quad (2.2)$$

Потенциал $\varphi_P^{(m)}$ должен удовлетворять уравнению (2.1) и граничному условию (I.3).

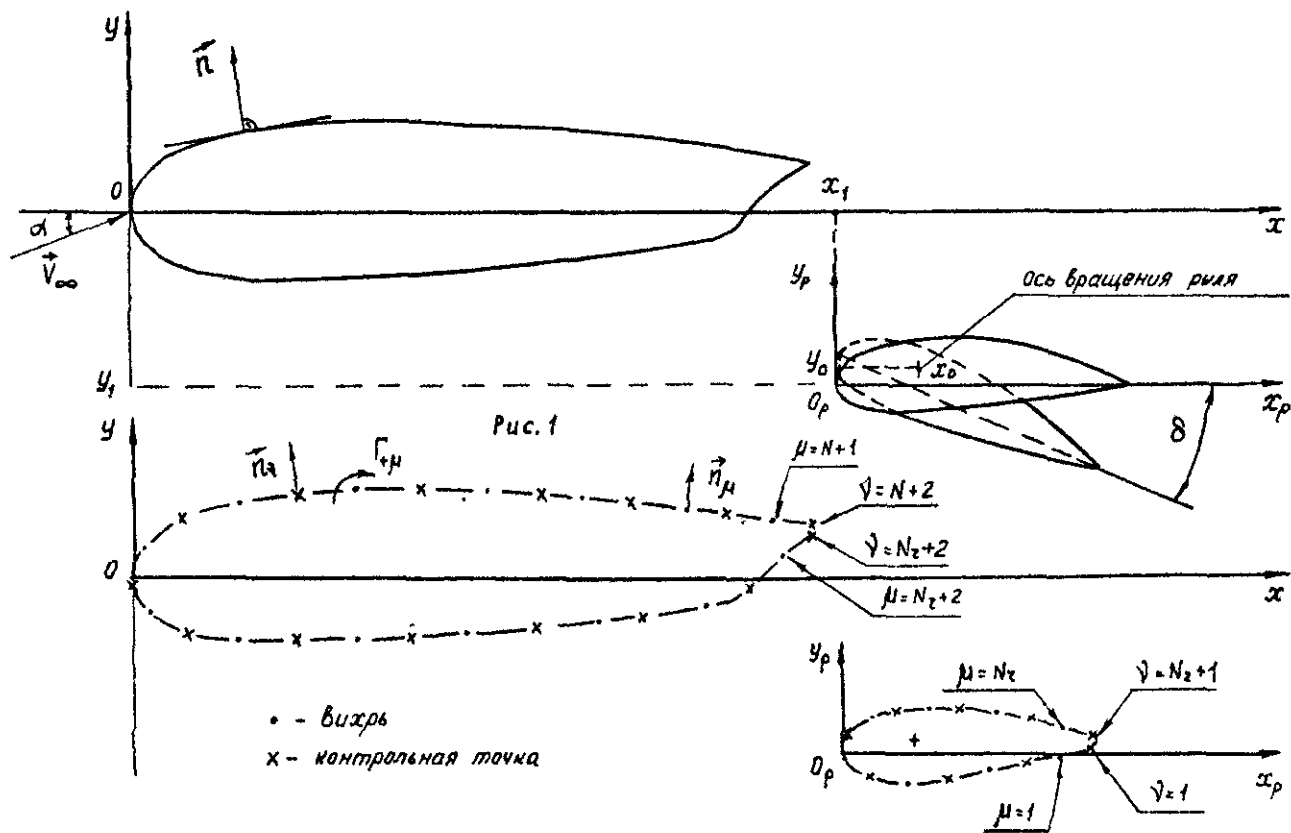
Потенциал $\varphi_L^{(m)}$ рассчитывается методом дискретных вихрей [2]. Координаты точек крыла и руля задаются в системе координат Oxy и $O_P x_P y_P$ соответственно (рис. 1). Угол атаки α определяется углом между вектором невозмущенной скорости \vec{V}_∞ и осью Ox , проходящей через хорду крыла. Угол отклонения руля δ равен углу между соответствующими осями введенных систем координат. Положение начала системы координат руля (x_1, y_1) относительно начала системы координат крыла задается при $\delta = 0^\circ$ и может изменяться в любых разумных пределах. Ось вращения руля (x_0, y_0) задается в системе координат $O_P x_P y_P$. Выбирая определенные значения координат (x_1, y_1) , (x_0, y_0) и угла δ , можно получить любое взаимное расположение обтекаемых тел и вычислить координаты рулевой поверхности в системе координат крыла Oxy [5].

Обтекание телесных профилей крыла и руля моделируется двумя системами бесконечных дискретных вихревых нитей (вихрей), расположенных на поверхности профилей, и источниками, расположенными вне поверхности профилей. Обозначим через N_K и N_Z число вихрей, образующих вихревую систему крыла и руля соответственно. Напряженности дискретных вихрей приводятся к безразмерному виду по формуле:

$$\Gamma_\mu = \Gamma_{+\mu} / (V_\infty \cdot b), \quad \mu = 1, 2, \dots, N. \quad (2.3)$$

Здесь μ - номер дискретного вихря (нумерация вихрей показана на рис. 2), $\Gamma_{+\mu}$ - его размерная напряженность, b - характерный линейный размер (хорда крыла), $N = N_K + N_Z$ - общее число вихрей, расположенных на поверхности профилей.

Условие непротекания (I.2) выполняется на линиях контрольных точек (на рис. 2 они обозначены крестиками), гипотеза



52 *Puc 2*

Чаплыгина-Жуковского - на острых задних кромках профилей. Для этого между последними вихрями на верхнем и нижнем обводах и хвостиком профилей располагаются контрольные точки. Последнее обстоятельство приводит к тому, что на каждом из профилей количество контрольных точек оказывается на единицу больше, чем число дискретных вихрей. В соответствии с [6, 7] вводились две регуляризирующие переменные Γ_μ и Γ_κ . Первая из них стала $(N_z + 1)$ -м вихрем в вихревой системе руля, а вторая - $(N_\kappa + 1)$ -м вихрем в вихревой системе крыла.

Выполняя условие непротекания во всех контрольных точках, получаем систему линейных алгебраических уравнений:

$$\frac{1}{2\pi} \sum \Gamma_\mu a_\mu^\nu + \Gamma_\kappa a_\kappa^\nu + \Gamma_z a_z^\nu = -(\vec{V}_\infty, \vec{n}_\nu) - \frac{\partial \varphi_p^{(m)}}{\partial n_\nu}, \quad (2.4)$$

$$\mu = 1, 2, \dots, N, \quad \nu = 1, 2, \dots, N+2,$$

$$a_z^\nu = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu \leq N_z + 1, \\ 0, & \text{если } \nu > N_z + 1, \end{cases} \quad a_\kappa^\nu = \begin{cases} 1, & \text{если } \nu > N_z + 1, \\ 0, & \text{если } \nu \leq N_z + 1. \end{cases}$$

По найденным из решения системы уравнений (2.4) значениям напряженностей Γ_μ рассчитывается поле скоростей \vec{V}_L [2].

Потенциал $\varphi_p^{(m)}$ находится как свертка правой части уравнения Пуассона с функцией Грина для уравнения Лапласа:

$$\varphi_p^{(m)} = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \ln |\vec{r} - \vec{\sigma}| \cdot F^{(m)}(\vec{\sigma}) d\sigma, \quad (2.5)$$

$$\vec{\sigma} = i\xi + j\eta, \quad d\sigma = d\xi d\eta, \quad \text{где } \xi = \frac{x}{b}, \quad \eta = \frac{y}{b}.$$

Дифференцируя это соотношение по \vec{r} , получим выражение для поля возмущенных скоростей, соответствующего потенциалу φ_p :

$$\vec{V}_p^{(m)} = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{r} - \vec{\sigma}}{|\vec{r} - \vec{\sigma}|^2} F^{(m)}(\vec{\sigma}) d\sigma. \quad (2.6)$$

В дальнейшем при решении задачи потребуются только значения скоростей в поле течения. Выделим в плоскости область D (рис. 3) в виде прямоугольника, причем такую, что расстояние от любой точки крыла и руля до границы области D немного больше характерного линейного размера b . Часть плоскости вне области D обозначим D_1 . Если область D достаточно велика, то влияние области D_1 на течение в области D

незначительно и их можно пренебречь, полагая интенсивности источников в области D , равными нулю.

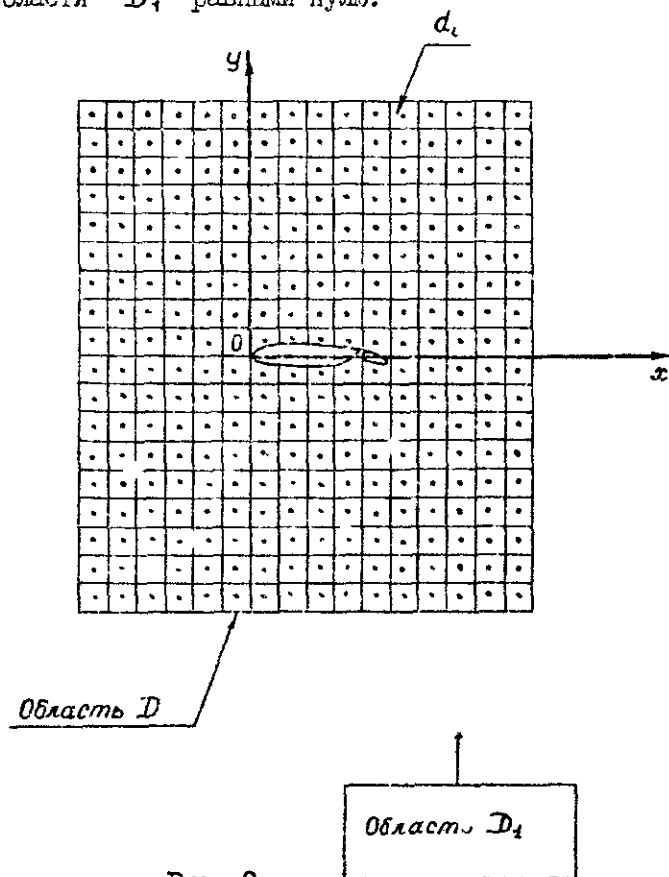


Рис. 3

Интегрирование по области D производится численно. С этой целью область D разбивается на L подобластей d_i , размер каждой из которых при $L \rightarrow \infty$ стремится к нулю (рис. 3). Внутри каждой области d_i функция F считается постоянной и равной значению F в некоторой расчетной точке внутри d_i . В результате интегрирование по области D сводится к вычислению интегралов от ядра и к суммированию:

$$\vec{V}_D^{(m)} = \sum_{i=1}^L F_i^{(m)} \vec{I}_i, \quad (2.5)$$

$$\vec{I}_i = \frac{1}{2\pi} \iint_{d_i} \frac{\vec{r} - \vec{\sigma}}{|\vec{r} - \vec{\sigma}|} d\vec{\sigma}.$$

Таким образом, на каждой итерации m находится решение $\varphi^{(m)}$, удовлетворяющее уравнению (2.1) и граничным условиям (1.2)–(1.4). Итерационный процесс останавливается, когда переход к следующей итерации не даёт существенного изменения результатов. В итоге за некоторое количество шагов по m можно получить решение уравнения (1.1), удовлетворяющее граничным условиям (1.2)–(1.4).

Относительная скорость вблизи вихревого слоя определяется из выражения

$$\vec{V} = \vec{V}_\infty + \vec{V}_L + \vec{V}_p + \frac{1}{2} [\vec{\gamma} \times \vec{n}], \quad (2.6)$$

где γ – интенсивность вихревого слоя.

Местное число M вычисляется по формуле:

$$M = \frac{M_\infty \cdot u}{\sqrt{1 - \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 (u^2 - 1)}}. \quad (2.7)$$

Здесь u – безразмерная касательная составляющая относительной скорости.

Коэффициент давления вычисляется из выражения:

$$\bar{p} = \frac{2}{\gamma M_\infty^2} \left(\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right). \quad (2.8)$$

Суммарные аэродинамические характеристики крыла с рулевой поверхностью определяются с помощью соотношений:

$$C_y = - \sum_j \bar{p}_j \bar{S}_j \cos(n, y)_j, \quad (2.9)$$

$$m_z = - \sum_j \bar{p}_j \bar{S}_j \left(\xi \cos(n, y)_j - \eta \cos(n, x)_j \right), \quad (2.10)$$

$$j = 1, 2, \dots, N+1.$$

Коэффициент нормальной силы руля рассчитывается по формуле:

$$C_w = - \frac{b}{b_p} \sum_j \bar{p}_j \bar{S}_j \cos(n, y)_j, \quad (2.11)$$

коэффициент шарнирного момента:

$$m_w = - \frac{b^2}{b_p^2} \sum_j \bar{p}_j \bar{S}_j \left[(\xi_j - \xi_0) \cos(n, y)_j - (\eta_j - \eta_0) \cos(n, x)_j \right], \quad (2.12)$$

$$j = 1, 2, \dots, N_2 + 1,$$

где b_p – хорда руля, $\xi_0 = \frac{x_0}{b}$, $\eta_0 = \frac{y_0}{b}$ – безразмерные

координаты оси вращения рулевой поверхности.

В формулах (2.9)–(2.12) $\cos(n, y)$ и $\cos(n, x)$ – направляющие косинусы вектора нормали к поверхности крыла и руля в контрольной точке γ , \bar{S}_γ – безразмерное расстояние между соседними дискретными вихрями, примыкающими к γ -ой контрольной точке.

3. Исследования по методике. Примеры расчетов

Было проведено сравнение расчетных данных коэффициента нормальной силы, коэффициента продольного момента, коэффициента нормальной силы руля и коэффициента шарнирного момента по предлагаемой методике для симметричного профиля с рулем ($\bar{c} = 0,07$; $\bar{f} = 0$; $\bar{b}_p = 0,3$; $\bar{b}_{\text{компл}} = 0$, $\bar{b}_{\text{ш}} = 0,0067$) для малых углов атаки и отклонения руля с результатами расчета по линейной теории с учетом наличия щели ($\bar{b}_{\text{ш}} = 0,0067$) между профилем крыла и руля (рис. 4...7). Из рис. 4...7 следует, что с увеличением числа M_∞ суммарные и шарнирные характеристики возрастают согласованно при расчете как по линейной, так и по нелинейной теориям. Поскольку методы расчета аэродинамических характеристик по линейной теории хорошо отработаны, а в расчетах используется неизогнутый оравнительно тонкий профиль при малых углах атаки и отклонения руля, то согласование данных по обеим теориям свидетельствует о работоспособности предложенного нелинейного подхода в указанных условиях.

На рис. 8 представлено распределение давления по телесному профилю с рулевой поверхностью, имеющей аэродинамическую компенсацию, составляющую 30% от хорды руля, полученное в расчете Григорьевым В.Л. по методике, созданной для несжимаемой среды [5], и в расчете по данной методике для случая $M_\infty = 0$. Наблюдается удовлетворительное согласование данных.

Для изолированных профилей на докритическом режиме обтекания ($M_\infty = 0,63$) проводилось сравнение расчетных данных по предлагаемой методике с известными данными. На рис. 9 представлено сопоставление рассчитанного распределения давления по профилю NACA 0012 для $\alpha = 2^\circ$ с результатами, полученными по конечно-разностному методу [8]. Последний можно считать практически точным, поскольку он используется для интегрирования точных уравне-

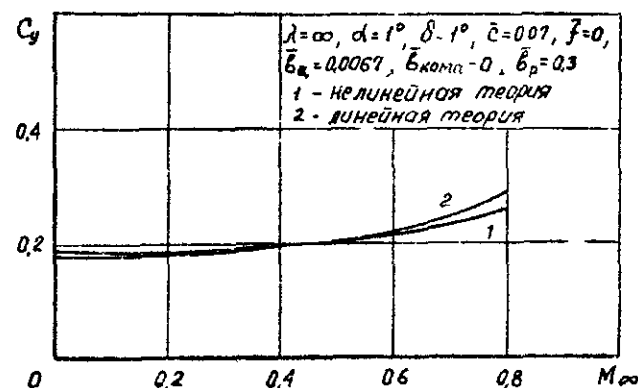


Рис 4

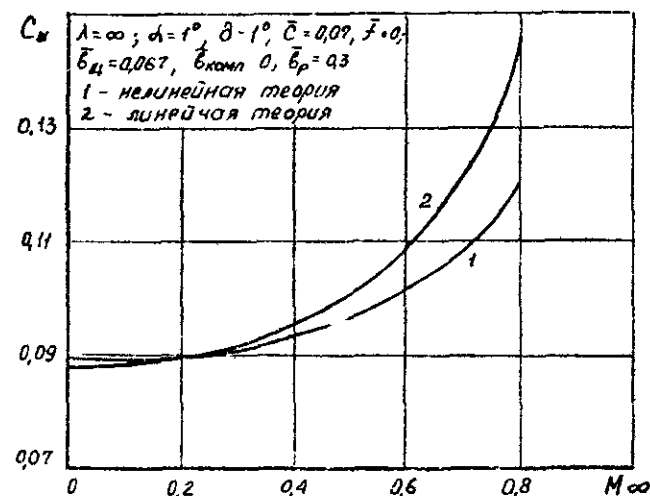


Рис 5

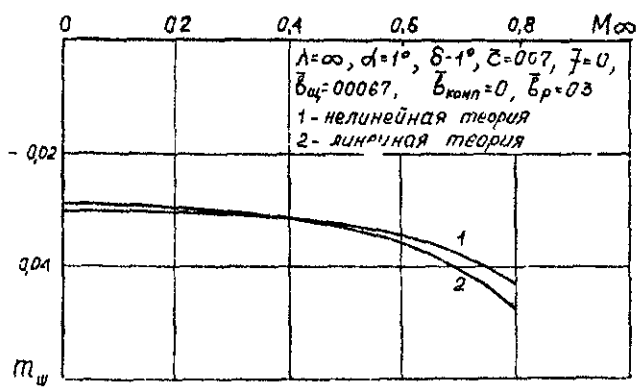


Рис 6 m_2

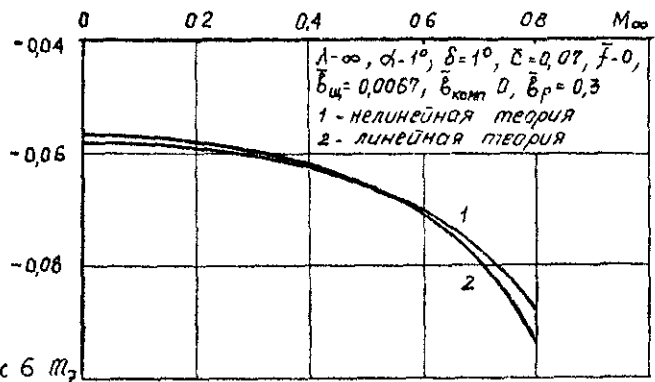


Рис 7

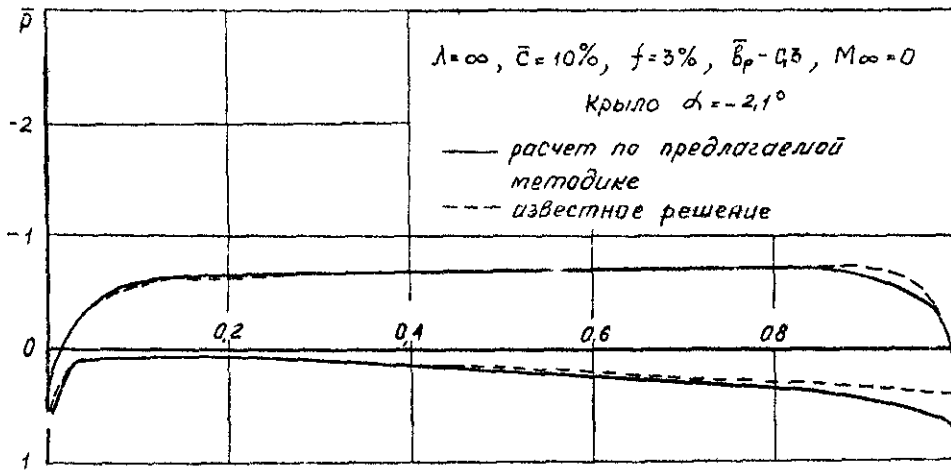


Рис 8

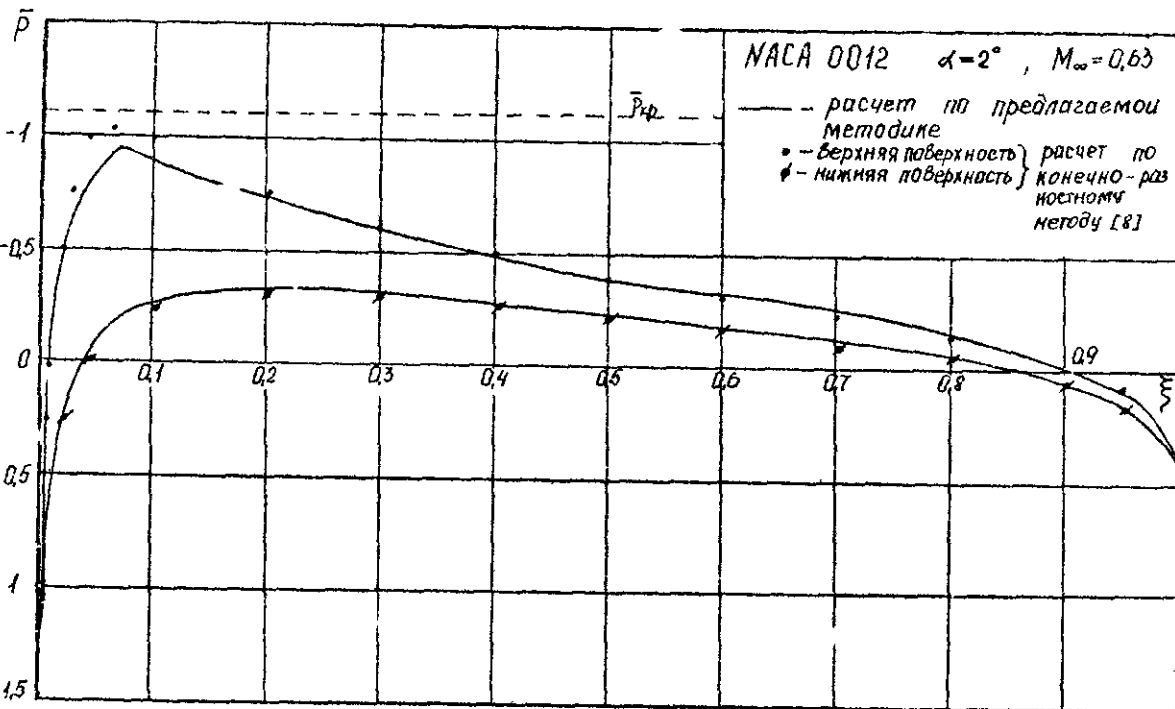
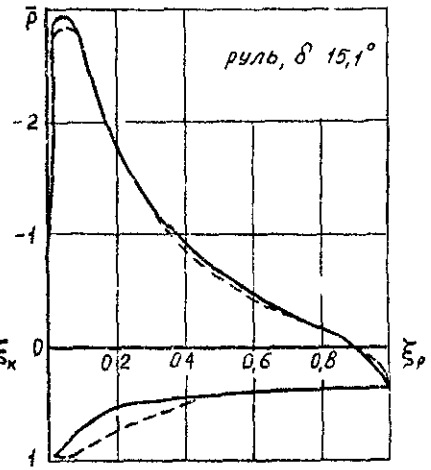


Рис 9

ний и получаемую с его помощью ошибку можно как угодно уменьшить, увеличивая размерность сетки [9]. При сравнении наблюдается удовлетворительное согласование результатов расчетов по обоим методам.

Приведенные результаты показывают, что предложенная методика позволяет с удовлетворительной точностью определять как распределенные, так и суммарные характеристики телесных профилей в сжимаемом потоке с учетом формы профиля, зазоров между рулем и крылом, а также с учетом углов атаки и отклонения руля и числа M_∞ невозмущенного потока.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Коржнев В.Н., Шипилов С.Д. Метод расчета отрывного обтекания крыльев дозвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖТ, № 4, 1984.
2. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. Общая теория аэродинамики больших скоростей. М., Воениздат, 1962.
4. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. I, 2, М., Физматгиз, 1963.
5. Бушнев В.И., Григорьев В.Л., Ништ М.И. Расчет нелинейных шарнирных характеристик телесного профиля с рулем. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1983.
6. Лифанов И.К. О некорректности и регуляризации численного решения сингулярных интегральных уравнений первого порядка. ДАН, т. 255, № 5, 1980.
7. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М., "Наука", 1985.
8. Chow L.J., Pulliam T.H. A General Perturbation Approach for Computational Fluid Dynamics. AIAA Journal, 1984, v. 22, No. 12.
9. Лишицкий Ю.Б., Шагеев А.А., Куканов А.И. Аэродинамика летательных аппаратов при трансзвуковых скоростях. Часть I. Обзоры. Переводы. Рефераты. № 441, ОНТИ ЦАГИ, 1974.

В.И. Гайданко

МЕТОД РАСЧЕТА ШУМА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ В ДАЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ЗОНЕ

В работах [1, 2] предложен метод расчета акустических характеристик дозвуковых турбулентных течений идеального газа. Этот метод основан на использовании решений, получаемых методом дискретных вихрей в рамках модели нестационарной идеальной несжимаемой жидкости [3], когда вся завихренность сосредоточена внутри вихревых пелен, моделируемых дискретными вихрями. При выводе выражений для акустических характеристик в работе [1] использовалось предположение о "компактности" акустического источника, т.е. предполагалось, что характерная длина волны излучаемого звука λ_0 значительно больше размера течения L_0 .

В таких задачах, например, как истечение струй, размер области течения (длина струи) может быть значительно больше характерной длины волны. В настоящей работе предлагается метод расчета акустических характеристик шума осесимметричных потоков без предположения о "компактности" акустического источника.

1. Постановка задачи. Общие выражения

Пусть имеется область W , в которой имеет место нестационарное, дозвуковое, изохентропическое течение идеального газа (рис. 1).

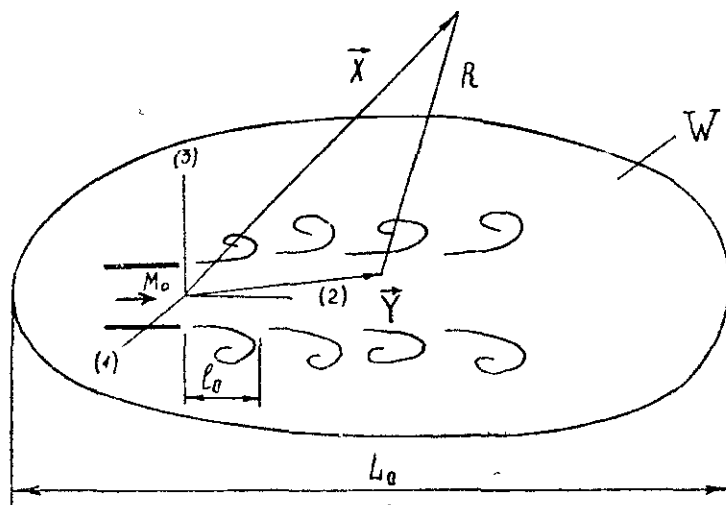


Рис. I

Вне области W газ покоится. Нестационарное течение в области W генерирует акустические волны, которые распространяются затем в невозмущенной среде.

Требуется определить характеристики дальнего акустического поля, когда $x \gg \lambda_0, L_0$, где $x = |\vec{x}|$, \vec{x} — координаты точки наблюдения. Эти характеристики легко выражаются [4] через пульсации давления $p'(\vec{x}, t)$.

Характерное число Маха течения в области W считается малым

$$M_0 \ll 1. \quad (1.1)$$

В этом случае характерный размер пульсаций $l_0 \ll \lambda_0$.

Генерация и распространение акустических возмущений в общем случае описывается неоднородным нелинейным волновым уравнением Блохинцева-Хоу [4]:

$$\left\{ \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{c^2} \frac{d}{dt} \right) + \frac{1}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} \vec{v} - \vec{v}^2 \right\} B = \text{div}[\vec{\Omega} \times \vec{v}] - \frac{1}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} (\vec{\Omega} \times \vec{v}), \quad (1.2)$$

где $c = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$ — адиабатическая скорость звука; $\vec{\Omega} = \text{rot} \vec{v}$ — завихренность потока; $B = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2}$ — полная удельная энтальпия; γ — показатель адиабаты.

Оценка слагаемых в (1.2) с учетом условия (1.1) и характерного размера изменения параметров l_0 приводит к тому, что уравнение (1.2) трансформируется в линейное волновое уравнение

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \right) B = \text{div}[\vec{\Omega} \times \vec{v}^s], \quad (1.3)$$

где $c_0 = \sqrt{\gamma \frac{P_0}{\rho_0}}$ — скорость звука в невозмущенном газе; P_0, ρ_0 — давление и плотность невозмущенного газа; \vec{v}^s — соленоидальная составляющая скорости, удовлетворяющая условию:

$$\text{div} \vec{v}^s = 0. \quad (1.4)$$

Скорость дозвуковых потоков газа \vec{v} с точностью до членов $\sim M_0^2$ совпадает с \vec{v}^s . Таким образом, возникновение и распространение акустических возмущений в случае дозвуковых потоков газа может быть получено с использованием нестационарных полей течения \vec{v}^s , полученных в рамках модели несжимаемой жидкости.

Из решения уравнения (1.3) следует [1, 4], что пульсации давления, обусловленные свободным турбулентным потоком, описываются выражением:

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \vec{v}_x \int_W [[\vec{\Omega} \times \vec{v}^s]] \frac{d^3 \vec{y}}{R}, \quad (1.5)$$

где $R = |\vec{x} - \vec{y}|$; \vec{y} — переменная интегрирования в области W (рис. I). Двойные квадратные скобки $[[f]]$ обозначают, что заключенная в них произвольная функция f берется со временем запаздывания $t - \frac{R}{c_0}$, т.е.

$$[[f]] = f(\vec{y}, t - \frac{R}{c_0}). \quad (1.6)$$

2. Шум в дальней акустической зоне

Как следует из выражения (1.5), шум турбулентного потока идеального изэнтропического газа генерируется завихренностью этого потока. В дальнейшем будем предполагать, что вся завихренность сосредоточена в непрерывных вихревых течениях, сходных с жестких задних кромок (рис. 2) так, как это бывает в случае

струй и пелен, сходящих с кромок летательного аппарата.

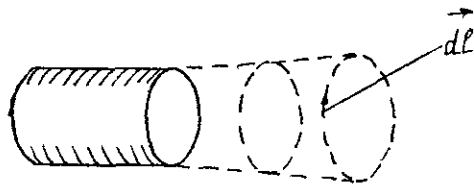


Рис. 2

Переход от непрерывных вихревых пелен к их дискретным аналогам легко осуществляется путем замены интегралов в конечных выражениях на суммы с помощью формулы прямоугольников.

Для того, чтобы можно было использовать описанные выше гидродинамические течения, перепишем выражение (1.5) с использованием δ - функции Дирака. Очевидно, что

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \vec{\nabla}_x \iint_{\text{ов}} [\vec{\Omega}(\vec{Y}, t) \times \vec{V}(\vec{Y}, t)] \cdot \delta(t_1 + \frac{R}{c_0} - t) \frac{d^3 Y}{R} dt_1. \quad (2.1)$$

Уравнение вихревой пелены будем задавать в виде

$$\vec{Y} = \vec{Y}_n(\varphi, t_1, \tau), \quad (2.2)$$

где φ - параметр, задающий в момент времени t_1 в параметрическом виде жидкую линию, сошедшую с кромки в момент времени τ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$), $0 \leq \tau \leq t_1$). При $t_1 = \tau$ будем получать уравнение кромки $\vec{Y}_c(\varphi) = \vec{Y}_n(\varphi, \tau, \tau)$.

Элемент длины жидкой линии $d\vec{\ell} = \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} d\varphi$, а скорость её передвижения $\vec{V} = \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1}$. Будем считать, что завихренность $\vec{\Omega}$ направлена вдоль $d\vec{\ell}$. Это справедливо в общем случае только для плоских и осесимметричных течений. Обозначим через $\gamma(\tau) d\tau$ завихренность, сошедшую с задней кромки за время $d\tau$.

Учитывая, что вся завихренность сосредоточена в вихревой пелене, объемный интеграл в (2.1) трансформируется в поверхностный интеграл по вихревой пелене:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \vec{\nabla}_x \iint_{\text{ов}} \int_0^{2\pi} \gamma(\tau) \left[\left(\frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} \right) \cdot \vec{N} \right] \delta(t_1 + \frac{R}{c_0} - t) \frac{d\varphi}{R} d\tau dt_1 \quad (2.3)$$

Проведем в (2.3) дифференцирование по $\vec{\nabla}_x$, учитывая, что в подынтегральном выражении \vec{x} входит только в R :

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi} \iint_{\text{ов}} \int_0^{2\pi} \gamma(\tau) \left[\left(\frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} \right) \cdot (\vec{x} - \vec{Y}_n) \right] \cdot \left[\frac{\dot{\delta}(t_1 + \frac{R}{c_0} - t)}{c_0 R^2} - \frac{\delta(t_1 + \frac{R}{c_0} - t)}{R^3} \right] d\varphi d\tau dt_1. \quad (2.4)$$

В случае дальнего акустического поля в (2.4) остается только слагаемое с $\dot{\delta}$. Если \vec{N} - единичный вектор, направленный в точку наблюдения ($\vec{N} = \frac{\vec{x}}{R}$), то

$$R \approx x - \vec{N} \cdot \vec{Y}_n \quad (2.5)$$

и окончательно будем иметь:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi c_0 x} \iint_{\text{ов}} \int_0^{2\pi} \gamma(\tau) \left[\left(\frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} \right) \cdot \vec{N} \right] \cdot \dot{\delta}\left(t_1 - t + \frac{x}{c_0} - \frac{\vec{N} \cdot \vec{Y}_n}{c_0}\right) d\varphi d\tau dt_1. \quad (2.6)$$

3. Случай осесимметричных течений

Пусть течение в области W имеет осевую симметрию относительно оси z (рис. 3). Перейдем к цилиндрическим координатам (r, φ, z) .

Вектора и выражения, входящие в (2.6), будут иметь вид:

$$\vec{Y}_n = \begin{bmatrix} r \cos \varphi \\ r \sin \varphi \\ z \end{bmatrix}; \quad \vec{N} = \begin{bmatrix} \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{bmatrix}; \quad \vec{V} = \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} = \begin{bmatrix} u \cos \varphi \\ u \sin \varphi \\ v \end{bmatrix};$$

$$\frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} = \begin{bmatrix} -r \sin \varphi \\ r \cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}; \quad \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} = \begin{bmatrix} z v \cos \varphi \\ z v \sin \varphi \\ -zu \end{bmatrix}; \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial \varphi} \times \frac{\partial \vec{Y}_n}{\partial t_1} \right) \cdot \vec{N} = z v \sin \Theta \cos \varphi - z u \cos \Theta; \quad -$$

$$\vec{N} \vec{Y}_n = z \sin \Theta \cos \varphi + z \cos \Theta;$$

$$z = z(t_1, \tau); \quad \vec{z} = \vec{z}(t_1, \tau); \quad u = \frac{\partial z}{\partial t_1}; \quad v = \frac{\partial \vec{z}}{\partial t_1}.$$

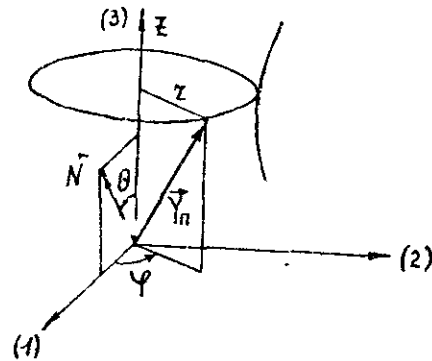


Рис. 3

Обозначим через g - функцию, являющуюся аргументом δ в (2.6).

$$g = t_1 - t + \frac{x}{c_0} - \frac{z \cos \Theta}{c_0} - \frac{z \sin \Theta \cos \varphi}{c_0} \quad (3.2)$$

С учетом (3.1) и (3.2) выражение (2.6) может быть переписано в виде

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{\rho_0}{4\pi c_0} \int_0^{t_1} \int_0^{2\pi} \gamma(t) \int_0^\pi (z v \sin \Theta \cos \varphi - z u \cos \Theta) \cdot \delta(g) d\varphi d\tau dt_1. \quad (3.3)$$

В случае "компактного" источника, когда $z, z \ll \lambda_0$ и, следовательно, подынтегральная функция в (3.3) мало меняется на временах $\sim \frac{z}{c_0}$, $\frac{z}{c_0}$, можно использовать разложение

$$\delta(g) = \delta\left(t_1 - t + \frac{x}{c_0}\right) - \left(\frac{z \cos \Theta}{c_0} + \frac{z \sin \Theta \cos \varphi}{c_0}\right) \delta'\left(t_1 - t + \frac{x}{c_0}\right). \quad (3.4)$$

Дальнейшие преобразования выражения (3.3) с учетом (3.1) и (3.4) приводят к результатам работ [1, 2].

В настоящей работе предположим, что $z \sim \ell_0 \ll \lambda_0$, $z \sim \ell_0 > \lambda_0$, т.е. по радиусу z течение акустически "компактно", а вдоль оси z - нет. Подобный случай реализуется, например, при истечении струй. Можно предположить и "некомпактность" по z , но в этом случае конечные выражения получаются более громоздкими и в настоящей работе этот случай не рассматривается.

Считая, что $z \ll \lambda_0$, будем использовать разложение

$$\delta(g) = \delta(g_1) - \frac{z \sin \Theta \cos \varphi}{c_0} \delta'(g_1), \quad (3.5)$$

где через g_1 обозначена функция

$$g_1 = t_1 - t + \frac{x}{c_0} - \frac{z(t_1, \tau) \cos \Theta}{c_0}. \quad (3.6)$$

Подставляя выражение (3.5) в (3.3) и проводя интегрирование по φ , получим:

$$\rho'(\vec{x}, t) = -\frac{\rho_0}{4\pi c_0} \int_0^{t_1} \int_0^\pi \gamma(\tau) \left[2z u \cos \Theta \delta(g_1) + \frac{z^2 v \sin^2 \Theta}{c_0} \delta'(g_1) \right] d\tau dt_1. \quad (3.7)$$

Поменяем в (3.7) порядок интегрирования по t_1 и τ .

$$\rho'(\vec{x}, t) = -\frac{\rho_0}{4\pi c_0} \int_0^\infty \gamma(\tau) \int_\tau^\infty \left[2z u \cos \Theta \delta(g_1) + \frac{z^2 v \sin^2 \Theta}{c_0} \delta'(g_1) \right] dt_1 d\tau. \quad (3.8)$$

Для интегралов с δ - функциями справедливы следующие соотношения:

$$\int_a^b f(t) \delta[g_1(t_1)] dt_1 = \left[\frac{f(t_1)}{\dot{g}_1} \right]_{t_1=a}^{t_1=b} - \sum_i \frac{1}{|\dot{g}_1|} \left(\frac{f}{\dot{g}_1} - \frac{f \ddot{g}_1}{\dot{g}_1^2} \right) \Big|_{t_1=t_i}, \quad (3.9)$$

$$\int_a^b f(t_i) \ddot{\delta}[q_i(t_i)] dt_i = \left[\frac{f \dot{\delta}(q_i)}{\dot{q}_i} - \left(\frac{f}{\dot{q}_i} - \frac{f \ddot{q}_i}{\dot{q}_i^2} \right) \frac{\delta(q_i)}{\dot{q}_i} \right]_{t_i=a}^{t_i=b} + \sum_i \frac{1}{|\dot{q}_i| \dot{q}_i^2} \left[\ddot{f} - \frac{f \ddot{q}_i}{\dot{q}_i} + 3 \frac{f \ddot{q}_i^2}{\dot{q}_i^2} - 3 \frac{f \ddot{q}_i}{\dot{q}_i} \right]_{t_i=t_{1i}}, \quad (3.10)$$

где t_{1i} - корни уравнения

$$q_i(t_{1i}) = 0. \quad (3.11)$$

Используя (3.9)-(3.11), выражение (3.8) преобразуем к виду:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) = & \frac{p_0}{4\pi c_0} \left\{ 2 \cos \theta \left[\gamma_{c_0} z_c u_{c_0} + \int_0^\infty \gamma(\tau) (u_c^2 + z_c \dot{u}_c) d\tau \right] + \right. \\ & + \frac{2 \cos^2 \theta}{c_0} \left[\gamma_{c_0} z_c u_{c_0} v_{c_0} + \int_0^\infty \gamma(\tau) (z_c u_c \dot{v}_c + 2 u_c^2 v_c + 2 z_c v_c \dot{u}_c) d\tau \right] - \\ & \left. - \frac{\sin^2 \theta}{c_0} \left[2 \gamma_{c_0} (z_c u_{c_0} v_{c_0} + z_c^2 \dot{v}_{c_0}) + z_c^2 v_{c_0} \dot{z}_{c_0} + \int_0^\infty \gamma(\tau) (2 u_c \dot{v}_c + 2 z_c \dot{u}_c v_c + 4 z_c u_c \dot{v}_c + z_c^2 \ddot{v}_c) d\tau \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где $z_c = z(t_{10}, \tau)$, $u_c = u(t_{1c}, \tau)$, $v_c = v(t_{10}, \tau)$, $\dot{u}_c = \frac{\partial u(t_{1c}, \tau)}{\partial \tau} \Big|_{t_1=t_{10}}$, $\dot{v}_c = \frac{\partial v(t_{10}, \tau)}{\partial \tau} \Big|_{t_1=t_{10}}$, $\ddot{v}_c = \frac{\partial^2 v(t_{10}, \tau)}{\partial \tau^2} \Big|_{t_1=t_{10}}$, $t_{10} = t_{10}(t, \vec{x}, \tau)$ - время, определяемое из решения уравнения $q_1 = 0$, т.е.

$$t_{10} - t + \frac{x}{c_0} = \frac{z(t_{10}, \tau) \cos \theta}{c_0}, \quad (3.13)$$

$z_c = z(\tau, \tau)$ и $z_c = z(\tau, \tau)$ - координаты задней кромки. $u_{c_0} = u(t_{1c}, t_{1c})$ и $v_{c_0} = v(t_{1c}, t_{1c})$ - составляющие скорости вихревой пелены у задней кромки в момент времени $t_{1c} = t_{1c}(t, \vec{x})$, $\gamma_{c_0} = \gamma(t_{1c})$ - завихренность, сошедшая в момент t_{1c} . Значение t_{1c} определяется из решения уравнения

$$t_{1c} - t + \frac{x}{c_0} = \frac{z_c \cos \theta}{c_0}. \quad (3.14)$$

Перейдем от непрерывной вихревой пелены с завихренностью $\gamma(\tau)$ к её дискретному аналогу в виде цепочки дискретных вихрей. Пусть $\Delta \tau$ - шаг интегрирования по времени. Тогда интенсивность l -го вихря Γ_l , сошедшего с кромки в момент $t_{1l} = l \Delta \tau$, будет

$$\Gamma_l = \gamma(t_{1l}) \Delta \tau; \quad l = \overline{1, K}. \quad (3.15)$$

Здесь K - общее количество сошедших вихрей.

Вычисляя интегралы в (3.12) с помощью формулы прямоугольников, учитывая (3.15), получим:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) = & \frac{p_0}{4\pi c_0} \left\{ 2 \cos \theta \left[\frac{\Gamma_c}{\Delta \tau} z_c u_c + \sum_{l=1}^K \Gamma_l (u_l^2 + z_l \dot{u}_l) \right] + \right. \\ & + 2 \frac{\cos^2 \theta}{c_0} \left[\frac{\Gamma_c}{\Delta \tau} z_c u_c v_c + \sum_{l=1}^K \Gamma_l (z_l u_l \dot{v}_l + 2 u_l^2 v_l + 2 z_l v_l \dot{u}_l) \right] - \\ & \left. - \frac{\sin^2 \theta}{c_0} \left[2 \frac{\Gamma_c}{\Delta \tau} (z_c u_c v_c + z_c^2 \dot{v}_c) + z_c^2 v_c \frac{\dot{\Gamma}_c}{\Delta \tau} + \sum_{l=1}^K \Gamma_l (2 u_l^2 \dot{v}_l + 2 z_l \dot{u}_l v_l + 4 z_l u_l \dot{v}_l + z_l^2 \ddot{v}_l) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.16)$$

где Γ_c , u_c , v_c , $\dot{\Gamma}_c$, \dot{v}_c - интенсивность, компоненты скорости ближайшего к кромке свободного вихря, а также их производные по времени в момент t_{1c} ; Γ_l , z_l , \dot{z}_l , u_l , v_l , \dot{u}_l , \dot{v}_l , \ddot{v}_l - интенсивность, положение и составляющие скорости и её производных l -го свободного вихря в момент времени t_{1l} , определяемый из уравнения

$$t_{1l} - t + \frac{x}{c_0} = \frac{z_l \cos \theta}{c_0}. \quad (3.17)$$

Формула (3.16) является окончательным выражением, которое может быть использовано для вычислений в дальнем акустическом поле пульсаций давления, генерируемых осесимметричным турбулентным потоком. При этом картина течения, получаемая в рамках метода дискретных вихрей, считается известной, т.е. в

каждый момент времени могут быть определены интенсивность, положение, скорость, производные составляющих скоростей по времени всех дискретных вихрей Γ_i .

В заключение отметим, что из соотношений (3.12) и (3.16) следует, что диаграмма направленности шума, определяемая зависимостью пульсаций давления от угла θ , получается достаточно сложной, так как кроме явной зависимости P^1 от θ присутствует ещё и неявная зависимость, определяемая выражениями (3.14) и (3.17).

А.И.Желанников, С.Н.Хремчев

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ КРЫЛЬЕВ В ГРУППОВОМ ПОЛЕТЕ СО СКОЛЬЖЕНИЕМ

Литература

1. Г а й д а е н к о В.И. Метод расчета акустических характеристик дозвуковых турбулентных потоков. В сб. Применение ЭВМ для исследования аэрогидродинамических характеристик летательных аппаратов. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1986.
2. Г а й д а е н к о В.И., С е л ю г и н С.В. Результаты расчетов акустических характеристик дозвуковых турбулентных струй. В сб. Применение ЭВМ для исследования аэродинамических характеристик летательных аппаратов. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1986.
3. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
4. М у н и н А.Г., К у з н е ц о в В.М., Л е о н т ь е в Е.А. Аэродинамические источники шума. М., "Машиностроение", 1981.

Из аэродинамики летательных аппаратов известно, что между частями самолета, не находящимися в непосредственном конструктивном соприкосновении, из-за воздействия возмущений воздушного потока от одних частей на характер обтекания других имеет место аэродинамическая интерференция, которая может быть как положительной, так и отрицательной. Естественно предположить наличие аналогичной аэродинамической интерференции и между летательными аппаратами, производящими полет в плотном строю с большими углами атаки и со скольжением. В этом случае на несущих поверхностях образуются интенсивные вихревые клубы, приводящие к различного рода нелинейным эффектам в аэродинамических характеристиках самолетов, летящих в группе. Поэтому возникает необходимость уметь определять аэродинамические характеристики летательных аппаратов при групповом полете с учетом их взаимной аэродинамической интерференции с целью определения безопасных расстояний между самолетами и использования в максимальной степени положительных эффектов.

В работе [2] изложены результаты исследований аэродинамических характеристик крыльев в групповом полете без учета скольжения. В настоящей работе представлены результаты численных исследований аэродинамических характеристик крыльев в групповом полете со скольжением при отрывном и безотрывном обтекании.

1. Постановка задачи и методика исследования

В данной работе для исследования аэродинамической интерференции крыльев в групповом полете со скольжением использован численный эксперимент на ЭВМ. Стационарная задача решалась в нелинейной постановке методом дискретных вихрей, основные положения которого изложены в монографии [1]. Рассматривалось движение крыльев со скоростью U_0 в несжимаемой среде. Крылья моделировались тонкими несущими поверхностями, которые в расчете заменялись системой присоединенных продольных и поперечных вихревых отрезков. Свободными же вихрями моделировался сход пелены с задних и боковых кромок несущих поверхностей, где выполнялась гипотеза Чаплингана-Жуковского о конечности скоростей. Аэродинамические характеристики и форма вихревой пелены каждой несущей поверхности определялись с учетом аэродинамической интерференции. Для определения аэродинамических нагрузок использовалась теорема Жуковского "в малом" [1]. Коэффициенты аэродинамических сил и моментов определялись по формулам:

$$C_{y_i} = \frac{Y_i}{q S_i}, \quad m_{x_i} = \frac{M_{x_i}}{q S_i l_i}, \quad m_{z_i} = \frac{M_{z_i}}{q S_i b_{0i}},$$

где Y_i - подъемная сила, M_{x_i} - момент крена, M_{z_i} - момент тангажа i -ой несущей поверхности; q - скоростной напор невозмущенного потока; S_i - площадь несущей поверхности; l_i - размах; b_{0i} - корневая хорда; C_{y_i} ; m_{z_i} ; m_{x_i} - коэффициенты соответственно подъемной силы, моментов тангажа и крена.

Введем систему координат $O\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ так, как это показано на рис. 1. Для удобства встраивания вихревой пелены за положительное направление оси $O\bar{x}$ принимаем направление по потоку. Начало координат при $\alpha = 0$ и $\beta = 0$ помещаем в носок корневой хорды. При изменении углов α и β носок корневой хорды несущей поверхности № 1 всегда находится на оси $O\bar{y}$, носок корневой хорды несущей поверхности № 2 (как и вся поверхность соответственно) смещен относительно начала координат на расстояние \bar{z}_2 . Знаки моментных характеристик определены в соответствии со стандартной системой координат. Все линейные размеры отнесены к корневой хорде b_{0i} несущей поверхности 1.

Количество несущих поверхностей и их форма в плане могут быть различны, исходя из поставленной задачи.

Были проведены численные эксперименты по определению аэродинамических характеристик группы из двух крыльев. Рассматривались несущие поверхности прямоугольной и треугольной формы в плане различного удлинения, находящиеся на различном расстоянии \bar{z}_2 друг от друга, в широком диапазоне углов скольжения β .

2. Результаты исследований аэродинамических характеристик прямоугольных крыльев

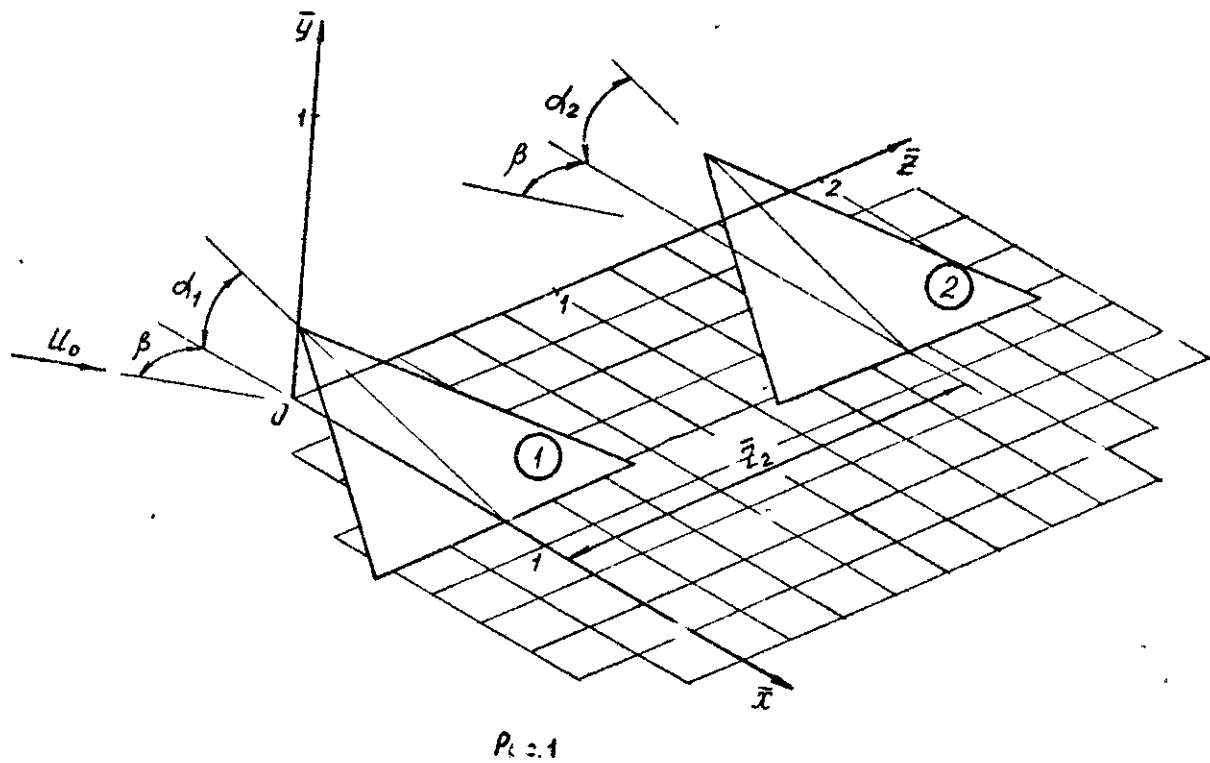
В качестве примера приводятся результаты расчета безотрывного обтекания прямоугольных крыльев с удлинением $\lambda = 1$, отстоящих друг от друга на расстоянии $\bar{z}_2 = 1,5$ и $\bar{z}_2 = 2$ (рис. 2+5). Угол атаки $\alpha = 30^\circ$ и является постоянным для всех вариантов исследования прямоугольных крыльев ($\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$), а угол скольжения β изменялся от 0 до 30° . Для сравнения приводятся также результаты расчета нелинейных аэродинамических характеристик изолированного крыла. Взаимное расположение несущих поверхностей при групповом полете показано на рис. 2+5. Результаты расчетов представлены в виде зависимостей $C_{y_i}(\beta)$, $m_{z_i}(\beta)$, $m_{x_i}(\beta)$ при $\alpha = 30^\circ$, $\bar{z}_2 = 1,5$ и 2.

Анализ результатов, представленных на рис. 2+5, позволяет сделать следующие выводы. Аэродинамические характеристики крыльев, производящих групповой полет, в значительной степени отличаются от аналогичных характеристик изолированного крыла. Происходит увеличение коэффициента подъемной силы C_y на обеих несущих поверхностях по сравнению с изолированной поверхностью и качественно этот факт имеет место и при изменении угла скольжения. Количественная же сторона вопроса зависит от многих факторов, например, от геометрических параметров несущих поверхностей, от их взаимного местоположения и т.д. Видно, что при изменении расстояния \bar{z}_2 от 2 до 1,5 разница между коэффициентами подъемной силы увеличивается. При $\bar{z}_2 = 1,5$ приращение коэффициента подъемной силы ΔC_y составляет 15%, а при $\bar{z}_2 = 2$ - 7% (в среднем по углам β , в условиях

приведенного варианта). Происходят соответственно и изменения в моментных характеристиках. Интересен тот факт, что крыло, на которое накладывается вихрь от впереди летящего крыла при появлении скольжения, и впереди летящее крыло имеют схожие характеристики, особенно при умеренных углах скольжения. Кроме того, в [1] приведены результаты расчета области устойчивого, неустойчивого и переходного режимов стационарных вихревых структур прямоугольного изолированного крыла ($\lambda = 1$). Результаты выполненных исследований позволяют сделать вывод о том, что эти области для случая группового полета значительно уменьшаются. Так, для рассмотренного в настоящей работе случая ($\alpha = 30^\circ$) критический угол скольжения с $\beta^* = 35^\circ$ уменьшается до $\beta^* \approx 20^\circ + 25^\circ$ (точных исследований в широком диапазоне углов атаки α не проводилось), т.е. при этих углах β становятся заметными складки и петли у наземных вихревых образований, что является признаком приближения к критическим значениям углов.

3. Результаты исследований аэродинамических характеристик треугольных крыльев

В качестве объекта исследования при отрывном обтекании использовались треугольные крылья. В настоящей работе приводятся результаты расчета аэродинамических характеристик крыльев удлинения $\lambda = 1$ и площадью $\bar{S} = 0,25$, отстоящих друг от друга на расстояние $\bar{z}_2 = 1$ и $\bar{z}_2 = 1,5$. На рис. 6-9 показаны зависимости $C_y(\beta)$, $m_z(\beta)$ и $m_x(\beta)$, а на рис. 10-зависимости $C_y(\bar{z}_2)$, $m_z(\bar{z}_2)$ и $m_x(\bar{z}_2)$ для $\beta = 5, 10$ и 15° . Угол атаки для всех вариантов исследования характеристик треугольных крыльев являлся постоянным и равным 15° . Угол скольжения β изменялся от 0 до 15° . Здесь же приведены результаты расчета изолированных крыльев. При этом взаимное расположение несущих поверхностей можно проследить на указанных выше рисунках. Анализ результатов, представленных на рисунках 6-9, показывает, что в случае исследования треугольных крыльев мы можем сделать выводы, аналогичные случаю прямоугольных крыльев. Имеется также заметное изменение аэродинамических характеристик



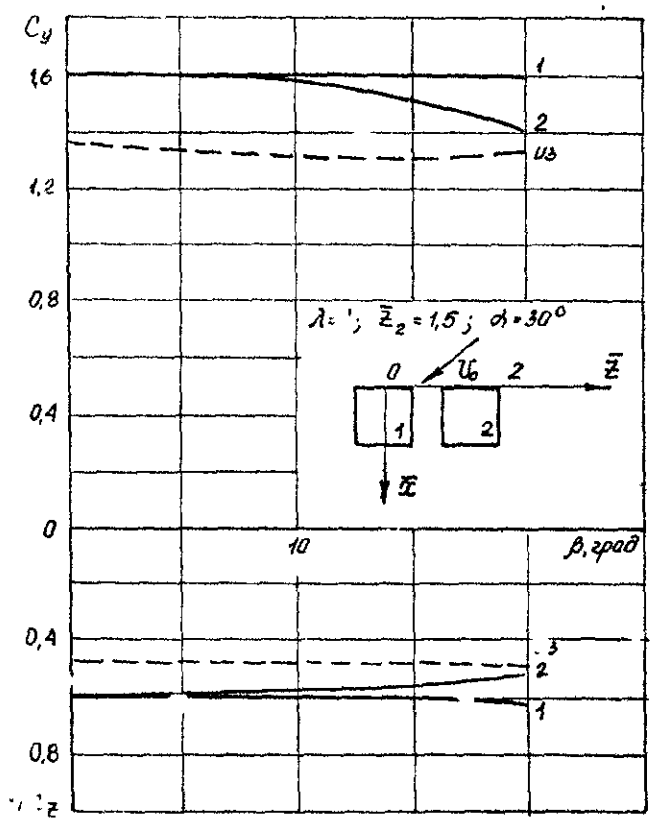


Рис. 2

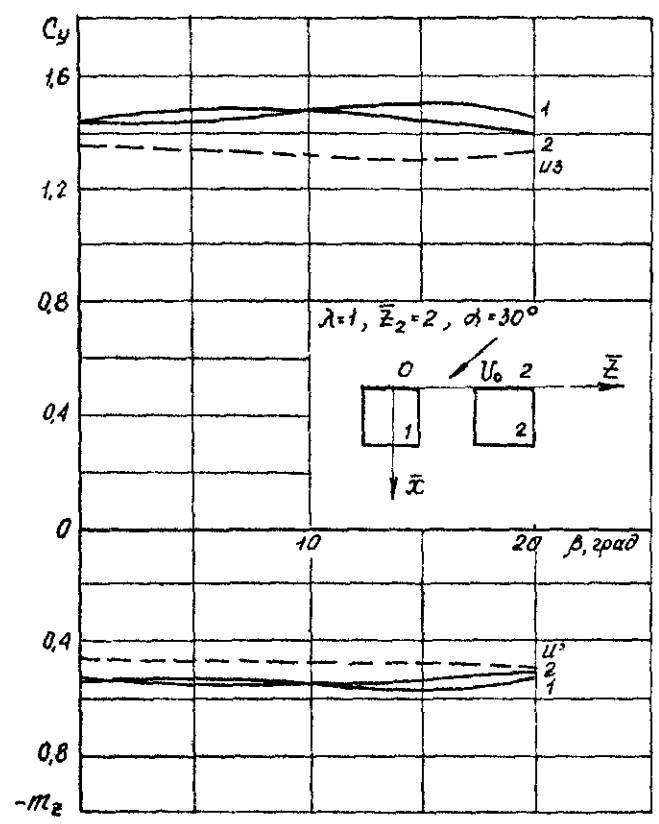


Рис. 3

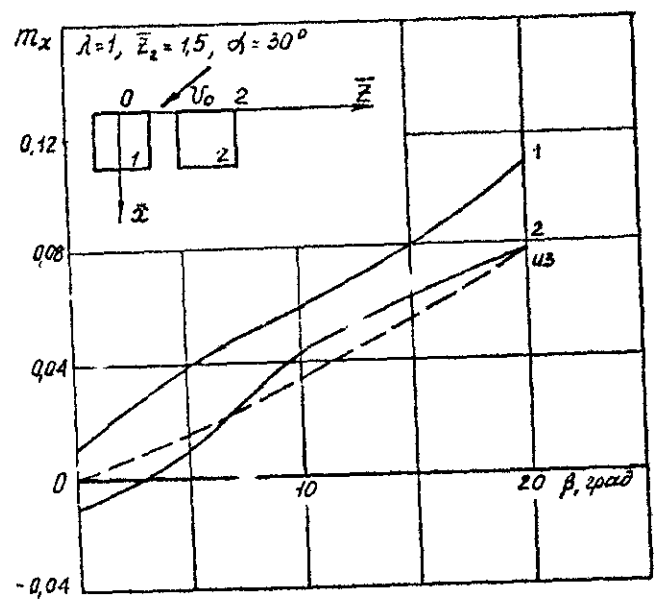


Рис. 4

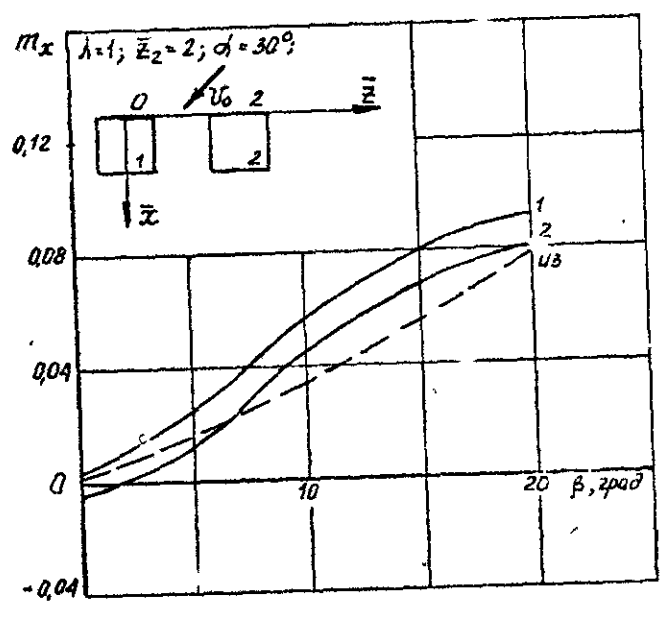


Рис. 5

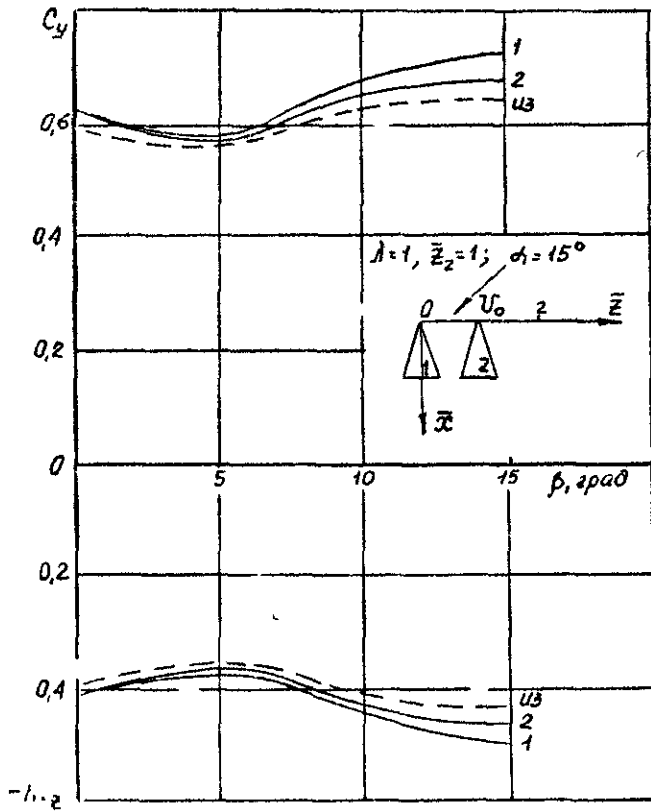


Рис 6

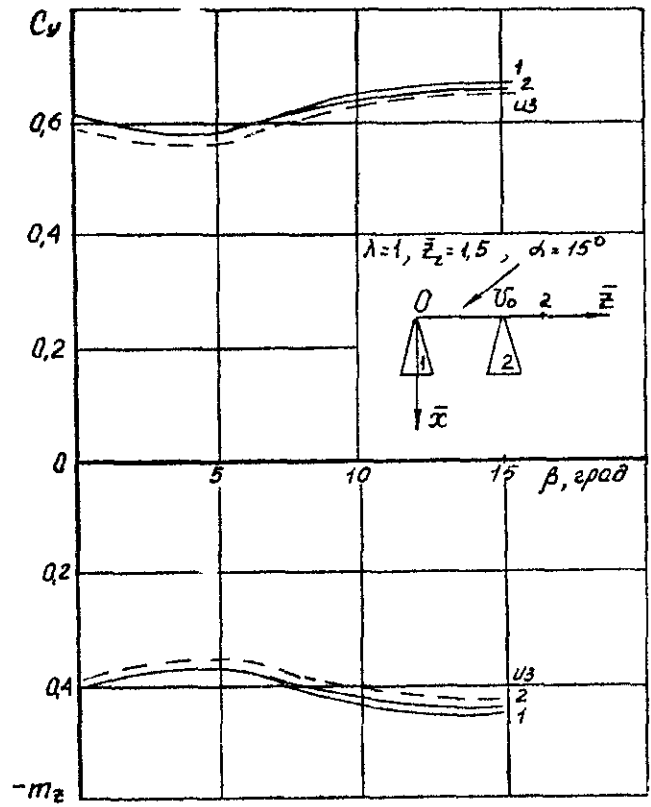


Рис 7

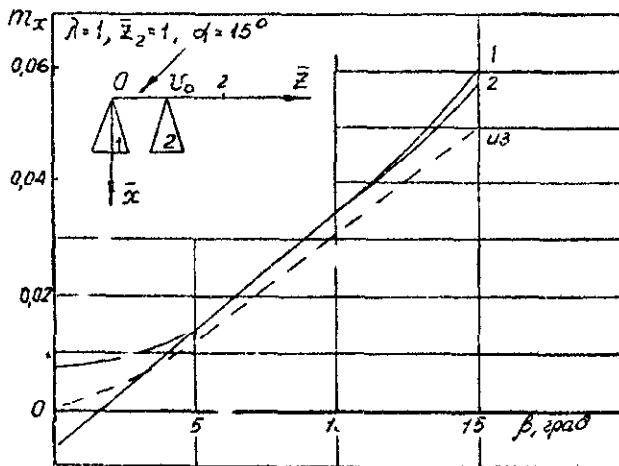


Рис 8

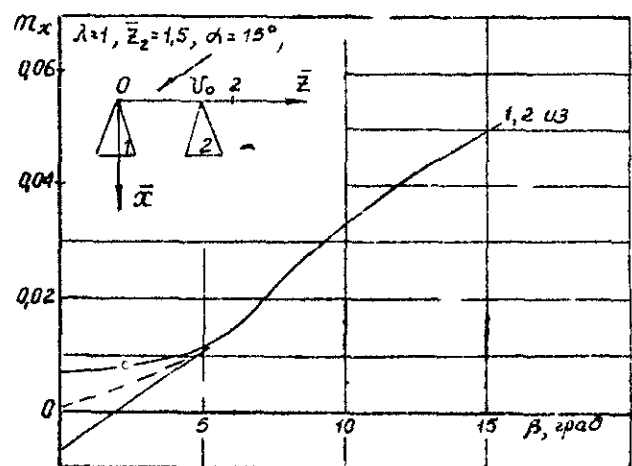


Рис 9

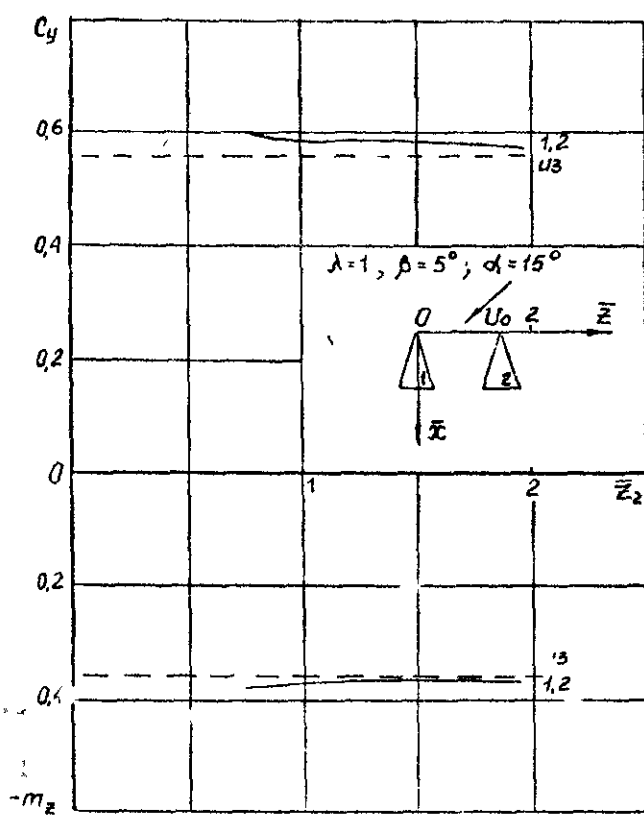


Рис. 10

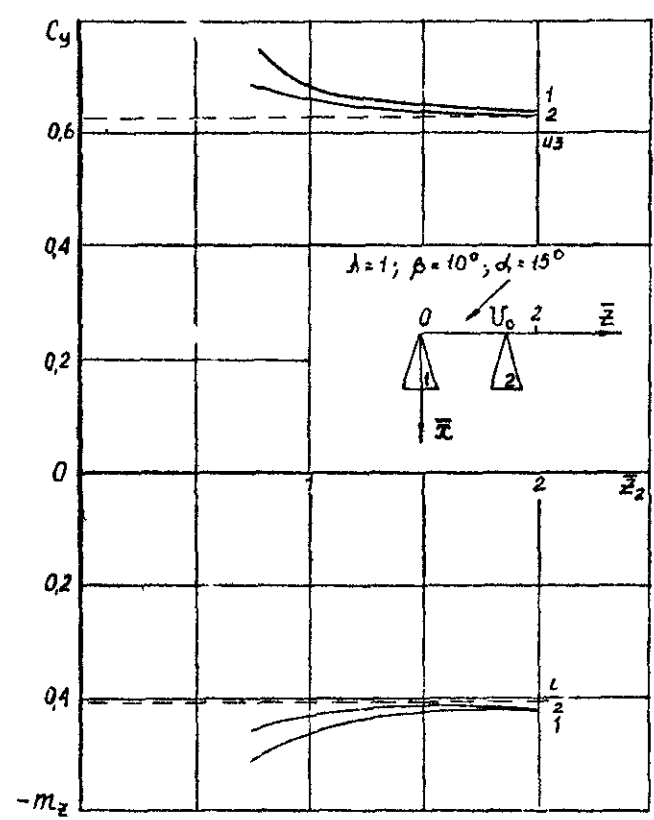


Рис. 11

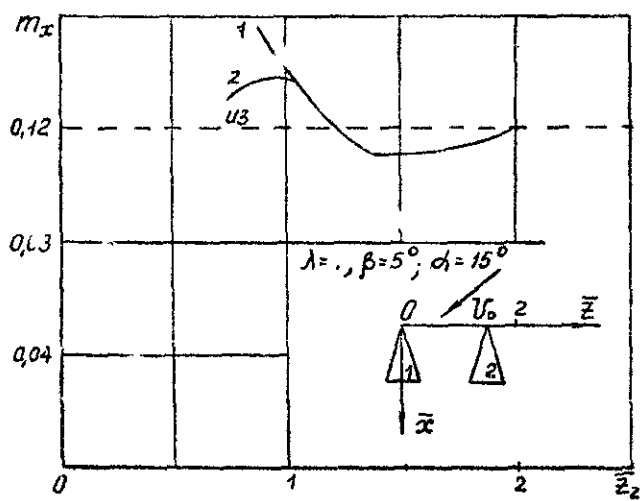


Рис. 12

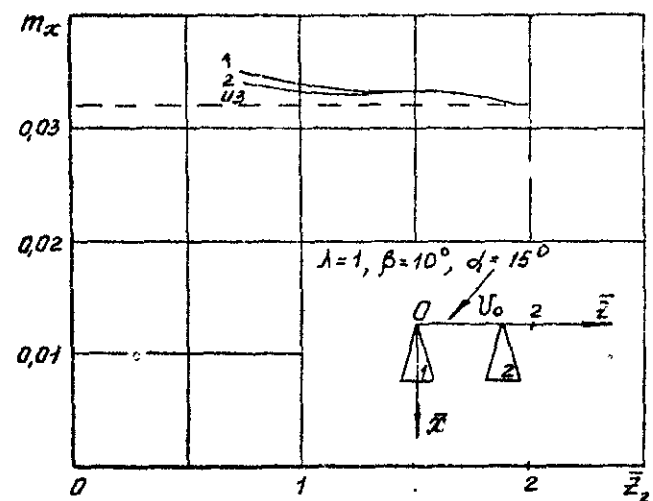


Рис. 13

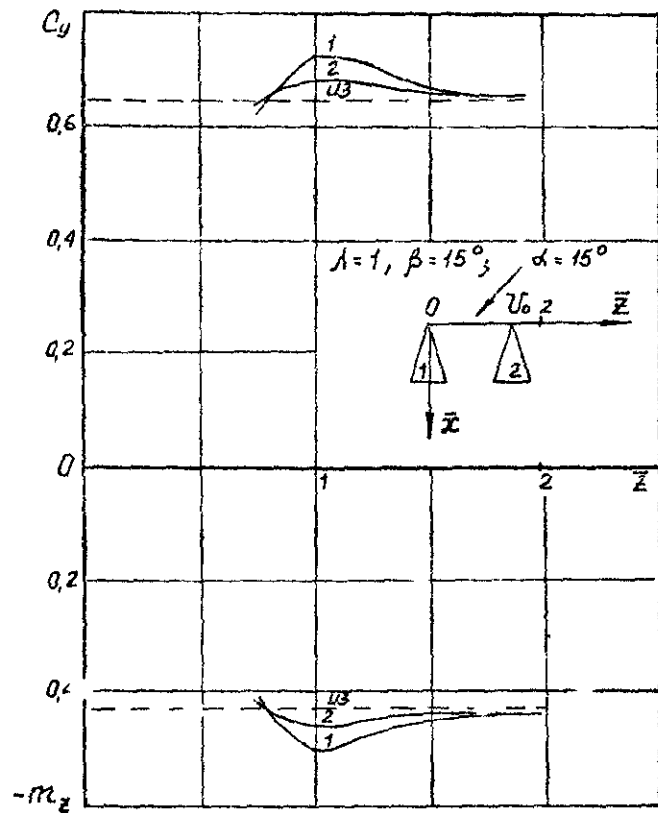


Рис 14

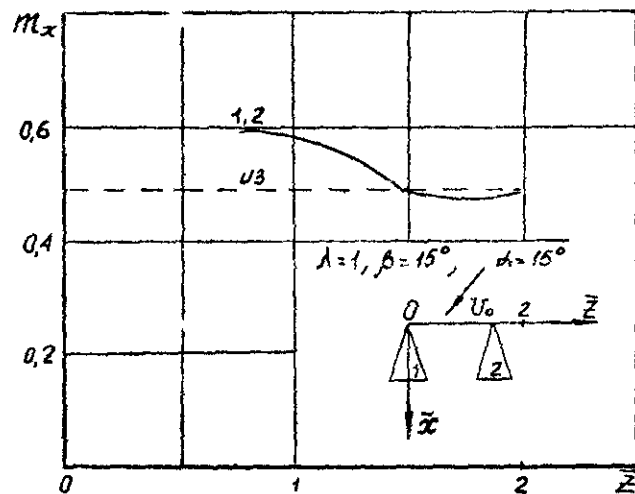


Рис 15

крыльев в групповом полете, по сравнению с изолированным крылом.

Анализ результатов, представленных на рисунках 10-15, позволяет сделать вывод, что при приближении несущих поверхностей друг к другу в поле α имеет место увеличение значений коэффициента подъемной силы C_y и коэффициентов аэродинамических моментов в широком диапазоне углов скольжения, причем для момента крена характерно наличие такого расстояния \bar{Z}_2 , когда имеет место минимальное его значение, даже меньшее, чем у изолированного крыла. Можно определить также расстояния \bar{Z}_2 , далее которых взаимное влияние крыльев друг на друга практически можно не учитывать. Расстояние это зависит от геометрических параметров несущей поверхности и условий обтекания.

Таким образом, между крыльями в плотном строю имеет место аэродинамическая интерференция, которая приводит к значительным изменениям аэродинамических характеристик (в частности, к увеличению подъемной силы) в сравнении с характеристиками изолированного крыла. Для каждого конкретного случая возможно рассчитать наиболее оптимальный вариант при полете строем с целью использования положительных эффектов аэродинамической интерференции.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекания тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Апарин В.А., Желанников А.И. Численное исследование нелинейных аэродинамических характеристик группы летательных аппаратов. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1983.

В.М.Бондаренко, А.И.Желанников

К РАСЧЕТУ ДАЛЬНОГО АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СЛЕДА ЗА ЛЕТАТЕЛЬНЫМ АППАРАТОМ

Моделирование дальнего аэродинамического следа необходимо для решения проблемы безопасности полета летательного аппарата (ЛА) в этом следе. Все известные авторам теоретические работы в этой области основаны на линейных подходах.

В последнее время эта проблема вновь привлекла к себе внимание специалистов, что связано с полетом самолетов сложной формы и, как следствие, со сложным вихревым следом, т.е. с появлением таких условий обтекания, когда для решения поставленной задачи требуются уже нелинейные подходы.

В данной работе излагается методика расчета дальнего аэродинамического следа, основанная на нелинейных подходах и учитывающая вязкость среды.

Задача решается в два этапа. На первом этапе решается стационарная нелинейная задача об обтекании ЛА, который моделируется тонкими несущими поверхностями. Затем на некотором расстоянии за ЛА проводится плоскость, перпендикулярная вектору скорости набегающего потока, и определяются координаты сечения вихревых шнуров этой плоскостью. Далее решается плоская нестационарная нелинейная задача о развитии вихревого следа. При этом вихревые шнуры представляются как бесконечные, а их циркуляции определяются из решения стационарной нелинейной задачи.

1. Постановка задачи

Пусть из решения задачи об обтекании ЛА заданной формы на заданном режиме полета мы имеем координаты $y_i(t_0)$, $z_i(t_0)$ и циркуляции $\Gamma_i(t_0)$ всех свободных вихрей ($i = 1, 2, 3 \dots m$, где m - количество свободных вихрей в вихревой пелене) в некотором сечении, лежащем в плоскости S за ЛА, перпендикулярной вектору скорости невозмущенного потока U_0 и находящейся на некотором расстоянии B от ЛА (рис. 1).

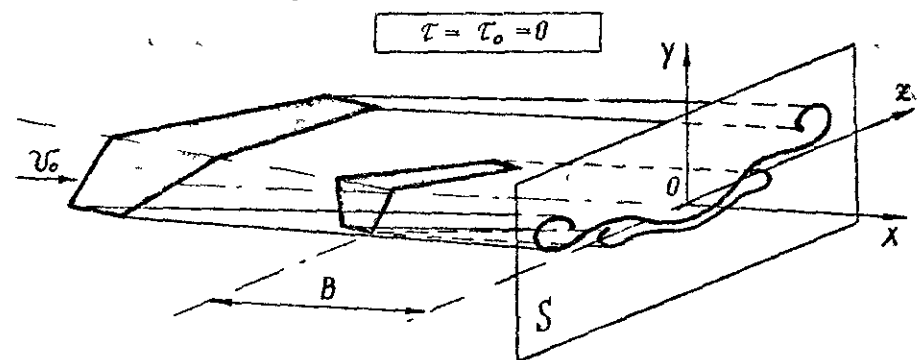


Рис 1

Пусть t_0 - соответствующий этому состоянию момент времени.

Предположим, что:

- свободные вихри, рассеянные плоскостью S , представляют собой бесконечные прямые вихревые нити соответствующих циркуляций;
- все вихревые нити параллельны и сохраняют это положение на протяжении всего времени взаимного движения.

Движение системы таких вихрей в идеальной несжимаемой жидкости описывается уравнением Гельмгольца [1]:

$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = (\vec{\Omega} \vec{\nabla}) \vec{W}, \quad \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (I)$$

где $\vec{\Omega}$ и \vec{W} - соответственно векторы угловой и линейной скоростей движения жидкости.

В идеальной жидкости, как известно, вихревые линии

движутся вместе с жидкими частицами, а интенсивность вихревых трубок постоянна во времени.

Для вязкой несжимаемой жидкости уравнение (1) записывается в виде [1]:

$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = (\vec{\Omega} \vec{\nabla}) \vec{W} + \nu \Delta \vec{\Omega}, \quad (2)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, Δ — оператор Лапласа.

Для плоского случая уравнение (2) можно записать в виде

$$\frac{\partial \Omega_x}{\partial t} + W_y \frac{\partial \Omega_x}{\partial y} + W_z \frac{\partial \Omega_x}{\partial z} = \nu \left(\frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Omega_x}{\partial z^2} \right). \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает процесс диффузии прямолинейного вихря бесконечного размаха в вязкой несжимаемой жидкости.

Если в начальный момент времени $t_0 = 0$ вихрь, имеющий циркуляцию Γ_{+i} , находится в точке с координатами y_i, z_i и расположен параллельно оси Ox , то, в соответствии с точным решением уравнения (3) [2] для произвольной точки плоскости yOz с координатами y, z имеем:

$$\Omega_{x(i)}(y, z, t) = \frac{\Gamma_{+i}}{8\pi\nu} \frac{1}{t} e^{-\frac{(y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}{4\nu t}}. \quad (4)$$

На основании теоремы Стокса с учетом начального условия:

$$\Gamma_{+i}(y, z, 0) = \Gamma_{+i} = \text{const} \quad (5)$$

выражение для циркуляции, определяемой в точке с координатами y, z , в произвольный момент времени t записывается в виде

$$\Gamma_{+i}(y, z, t) = \Gamma_{+i} \left[1 - e^{-\frac{(y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}{4\nu t}} \right]. \quad (6)$$

Проекции вектора скорости, индуцируемой этим вихрем в данный момент времени в точке с координатами y, z , определяются по формулам:

$$W_{y(i)} = \frac{\Gamma_{+i}}{2\nu} \frac{z - z_i}{(y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \left[1 - e^{-\frac{(y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}{4\nu t}} \right], \quad (7)$$

$$W_{z(i)} = \frac{\Gamma_{+i}}{2\nu} \frac{y - y_i}{(y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \left[1 - e^{-\frac{(y-y_i)^2 + (z-z_i)^2}{4\nu t}} \right].$$

Поле скоростей, описываемое выражениями (7), как указано в [3], удовлетворяет уравнению распространения вихрей (3) и уравнению неразрывности плоского течения несжимаемой жидкости, которое для данного случая записывается в виде

$$\frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

В рассматриваемой системе количество вихрей фиксировано, а время их "существования" (отсчитываемое от момента времени t_0 , принятого за исходный) является общим для всех вихрей и равным $\Delta t = t - t_0$, где t — текущий момент времени. Если t_0 принято равным нулю ($t_0 = 0$), то время "существования" каждого из вихрей системы равно t .

Суммарная завихренность среды и составляющие суммарной скорости движения частиц сред в любой точке M_j плоскости yOz , в том числе и в точках нахождения вихрей M_i , в конкретный рассматриваемый момент времени будут соответственно равны:

$$\Omega_{x\Sigma} = \sum_{i=1}^m \Omega_{x(i)}, \quad W_{y\Sigma} = \sum_{i=1}^m W_{y(i)}, \quad W_{z\Sigma} = \sum_{i=1}^m W_{z(i)}. \quad (9)$$

При этом, как показано в [3], суммарное поле скоростей (9), как и поле скоростей одиночного вихря (7), удовлетворяет и уравнению неразрывности плоского течения несжимаемой жидкости (8) и уравнению распространения вихрей (3).

Обоснованность допущений, принятых выше, подтверждена специальными исследованиями, проведенными А.В.Дворакон. Они показали, что погрешность при определении значения скорости W в любой точке потока, вносимая заменой вихря, состоящего из конечного числа вихревых отрезков заданной длины и циркуляции, представляющих собой касательные к поверхности "цилиндра", охватываемого таким ломаным спиралевидным вихрем, на прямую бесконечную вихревую нить той же циркуляции, представляющую собой ось этого "цилиндра", незначительна. При числе отрезков, стремящемся к бесконечности, величина ее ΔW может быть определена по формуле:

$$\Delta W \leq \frac{|\Gamma|}{2\pi} \left| \frac{1}{h} - \frac{1}{h-\varepsilon} \right| = \frac{|\Gamma|}{2\pi} \frac{\varepsilon}{h(h-\varepsilon)}, \quad (10)$$

где h - расстояние от оси цилиндра до заданной точки пространства, ε - радиус цилиндра, Γ - величина циркуляции вихревой нити.

Поля скоростей в спутном следе за ЛА, полученные в ходе численного эксперимента при учете длины и конфигурации свободных вихрей вихревой пелены первым и вторым способом, практически совпали.

2. Исходные данные и алгоритм численного решения

В качестве исходных данных для расчета брались безразмерные циркуляции Γ_i свободных вихрей сформировавшейся за ЛА вихревой пелены и безразмерные координаты \bar{y}_i , \bar{z}_i этих вихрей в плоскости (в плоскости yOz) за ЛА, перпендикулярной вектору скорости невозмущенного потока и расположенной в исходный момент времени на расстоянии B от него.

Исходная структура вихревой пелены в плоскости yOz и величины безразмерных циркуляций образующих ее вихрей первоначально получались из численного решения методом дискретных вихрей стационарной нелинейной задачи об установившемся обтекании схематизированного ЛА известной формы под заданным углом атаки α без скольжения идеальной несжи-

маемой жидкостью.

В основу численного решения были положены соотношения (7) и (9), записанные в безразмерном виде:

$$\bar{W}_{y(i)} = \frac{\Gamma_i}{2\pi} \frac{\bar{z} - \bar{z}_i}{(\bar{y} - \bar{y}_i)^2 + (\bar{z} - \bar{z}_i)^2} \left\{ 1 - e^{-\frac{Re[(\bar{y} - \bar{y}_i)^2 + (\bar{z} - \bar{z}_i)^2]}{4\tau}} \right\}, \quad (11)$$

$$\bar{W}_{z(i)} = -\frac{\Gamma_i}{2\pi} \frac{\bar{y} - \bar{y}_i}{(\bar{y} - \bar{y}_i)^2 + (\bar{z} - \bar{z}_i)^2} \left\{ 1 - e^{-\frac{Re[(\bar{y} - \bar{y}_i)^2 + (\bar{z} - \bar{z}_i)^2]}{4\tau}} \right\},$$

$$\bar{W}_{y\Sigma} = \sum_{i=1}^m \bar{W}_{y(i)}, \quad \bar{W}_{z\Sigma} = \sum_{i=1}^m \bar{W}_{z(i)}, \quad (12)$$

где $\bar{W}_{y(i)}$, $\bar{W}_{z(i)}$, $\bar{W}_{y\Sigma}$, $\bar{W}_{z\Sigma}$ - безразмерные величины проекций соответствующих линейных скоростей на оси Oy и Oz , $\bar{y} = y/b$, $\bar{y}_i = y_i/b$, $\bar{z} = z/b$, $\bar{z}_i = z_i/b$, b - корневая хорда крыла, $Re = U_0 b / \nu$, U_0 - скорость движения ЛА, $\tau = U_0 t / b$ - безразмерное время.

На каждом временном шаге $\Delta\tau$ рассчитывались скорости вихрей $\bar{W}_{y\Sigma i}$, $\bar{W}_{z\Sigma i}$. Затем определялись их смещения за время $\Delta\tau$

$$\Delta \bar{y}_i^\tau = \bar{W}_{y\Sigma i}^\tau \Delta\tau, \quad \Delta \bar{z}_i^\tau = \bar{W}_{z\Sigma i}^\tau \Delta\tau. \quad (13)$$

Далее определялись координаты каждого из вихрей системы в новый момент времени

$$\bar{y}_i^{\tau+\Delta\tau} = \bar{y}_i^\tau + \Delta \bar{y}_i^\tau, \quad \bar{z}_i^{\tau+\Delta\tau} = \bar{z}_i^\tau + \Delta \bar{z}_i^\tau. \quad (14)$$

На каждом расчетном шаге определялись также средние арифметические значения координат всех вихрей системы по осям Oy и Oz

$$\bar{y}_{c.p.}^\tau = \frac{\sum_{i=1}^m \bar{y}_i^\tau}{m}, \quad \bar{z}_{c.p.}^\tau = \frac{\sum_{i=1}^m \bar{z}_i^\tau}{m}. \quad (15)$$

При переходе к новому расчетному шагу текущее безразмерное время увеличивалось на $\Delta \tau$ и расчет по описанному алгоритму повторялся.

В процессе счета в некоторые, наперед заданные, моменты безразмерного времени τ на очередном шаге, наряду с указанными выше, определялись также величины составляющих скоростей потока в каждой из узловых точек сетки "кадра", охватывающего центральную область сечения спутного следа плоскостью yOz и "следящего" за перемещением следа в данной плоскости. Расчет велся на основании тех же зависимостей (II) и (I2) с той разницей, что в расчетные формулы вместо \bar{y} и \bar{z} подставлялись не значения безразмерных координат точки поля, в которой в данный текущий момент времени находился соответствующий вихрь, а координаты соответствующего узла сетки "кадра".

3. Результаты расчетов

По изложенному выше алгоритму рассчитывались характеристики дальнего следа за двумя ЛА. Первый представлял собой ЛА нормальной схемы с крылом умеренной стреловидности и удлинения и стреловидным оперением. Рассматривался его установившийся полет с углом атаки $\alpha = 15^\circ$ без скольжения. Второй представлял собой ЛА нормальной схемы с треугольным крылом большой стреловидности и малого удлинения и треугольным оперением с близким к крылу характеристиками. Рассматривался его установившийся полет с углом атаки $\alpha = 10^\circ$ без скольжения.

Исходное положение в плоскости yOz дискретных вихрей, образующих вихревую пелену за ЛА первого типа, представлено на рис. 2а, а соответствующее ему поле скоростей движения среды в следе в этой плоскости - на рис. 2б. Полуразмах крыла ЛА на рис. 2а соответствует отрезку, длина которого принята за единицу измерения по осям Oy и Oz . Рис. 2, а и 2 б выполнены в одном масштабе. Величина скорости

невозмущенного потока (скорости полета ЛА) U_0 на рис. 2 б представлена графически в масштабе поля скоростей, изображенного на рисунке. Вихри, циркуляции которых имеют положительный знак, на рис. 2 а изображены светлыми кружками, а вихри отрицательных циркуляций - темными.

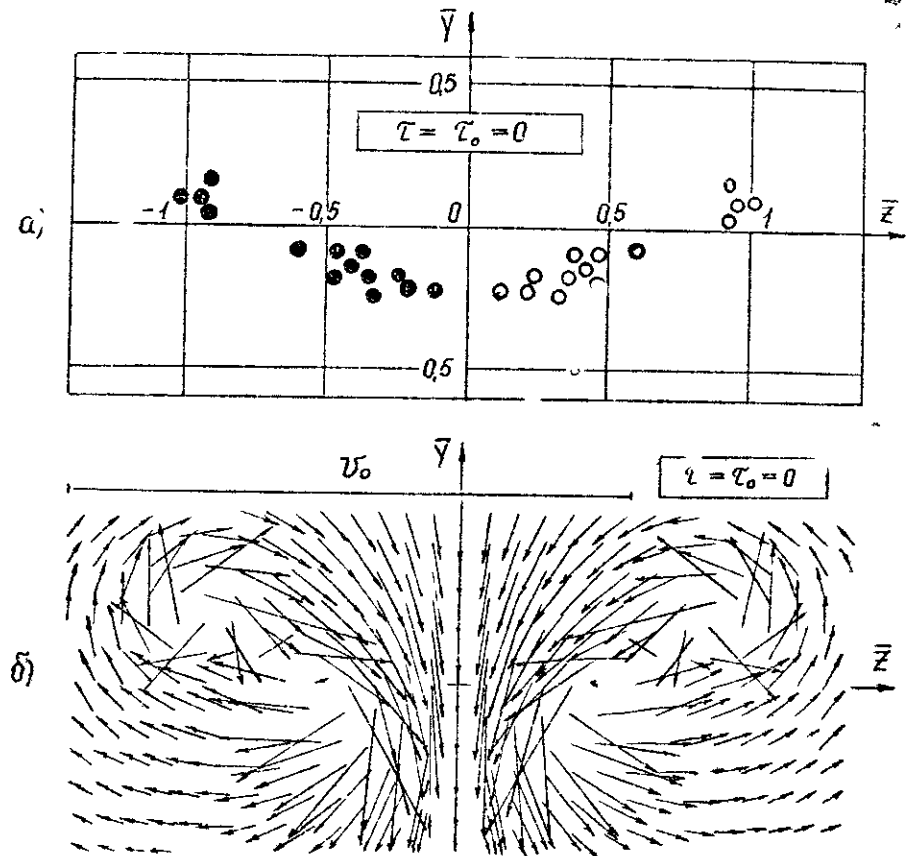


Рис 2

Анализ изменения во времени положения свободных вихрей, образующих вихревую пелену за ЛА (рис. 3), показывает, что при достаточно больших значениях числа Re ($Re = 1 \cdot 10^5 \dots 1 \cdot 10^7$) вихри уже при относительно небольших значениях безразмерного времени ($\tau = 30 \dots 50$) группируются в два ярко выраженных вихревых жута, объединяющих вихри соответственно положительных и отрицательных циркуляций. Причем, чем больше значение числа Re , тем интенсивнее идет этот процесс и тем равномернее размещаются вихри в

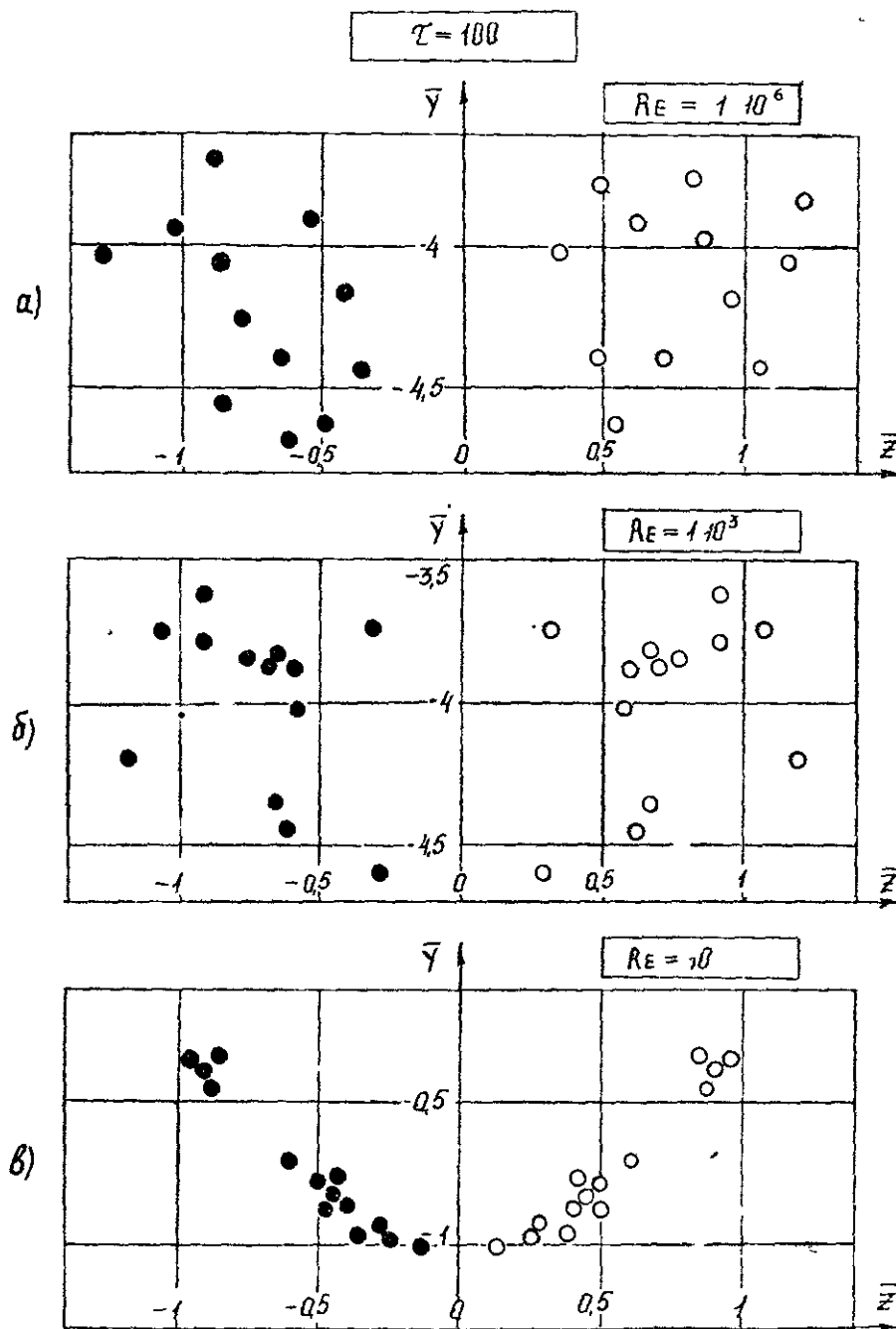


Рис. 3

пределах зоны, занимаемой в плоскости основным ядром каждого из жгутов. Рис. 3 иллюстрирует также зависимость величины смещения спутного следа вдоль оси y от числа Re относительно его начального положения, представленного на рис. 2 а. Различия в величинах смещений следа обусловлены различными интенсивностями диффузии образующих его вихрей при различных числах Re .

На рис. 4, а представлено исходное поле скоростей движения частиц среды в плоскости yOz следа (при $t = t_0 = 0$). На рис. 4, б, в и 5 приведены поля скоростей в плоскости yOz следа в момент безразмерного времени $t = 50$, полученные в расчетах при различных исходных значениях числа Re .

Масштаб рис. 4 и 5 в два раза меньше масштаба рис. 2 и 3. С целью большей наглядности отличия полей скоростей на рис. 4 и 5 приведены результаты их расчетов при существенно отличающихся исходных значениях числа Re . Рис. 4 и 5 иллюстрируют зависимость характера и интенсивности движения среды в центральной части следа, а также положения его в пространстве от значения числа Re . Заметно также некоторое увеличение расстояния между центрами вихревых жгутов.

На рис. 6 приведен ряд зависимостей значения средней координаты $\bar{y}_{с.р.}$ всех вихрей, образующих спутный след за ЛА, от значения безразмерного времени t при различных фиксированных исходных значениях числа Re . Зависимость

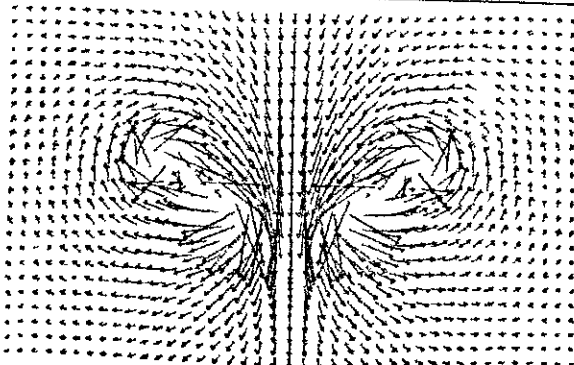
$\bar{y}_{с.р.}(t, Re = 10)$ примерно с $t \geq 400$ представляет собой прямую линию (на рис. 6 она изображена штриховой линией). Это значит, что ко времени $t \approx 400$ вихри, образующие вихревую пелену, полностью диффундировали и с этого момента возмущений в среде практически не существует. Самая нижняя кривая на рис. 6 представляет собой зависимость

$\bar{y}_{с.р.}(t, Re = \infty)$, рассчитанную для идеальной жидкости ($\nu = 0$). При значениях числа Re , лежащих в диапазоне $\infty > Re > 10$, зависимости $\bar{y}_{с.р.}(t, Re)$ проходят между соответствующими зависимостями, названными выше, причем, чем больше значение числа Re , тем при больших значениях t соответствующая зависимость начинает отличаться от зависимости $\bar{y}_{с.р.}(t, Re = \infty)$.

Расчеты характеристик спутного следа, проведенные для двух указанных выше типов компоновок ЛА при одинаковых значениях числа Re до достаточно больших значений без-

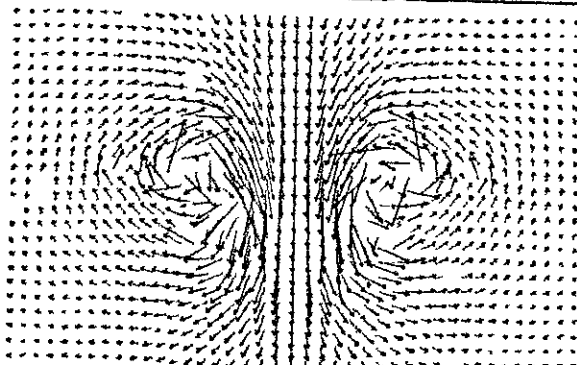
$Re = \infty$	$\tau = \tau_0 = 0$	$\bar{y}_{c.cp.} = -0,10$
---------------	---------------------	---------------------------

a)



$Re = \infty$	$\tau = 50$	$\bar{y}_{c.cp.} = -2,20$
---------------	-------------	---------------------------

д)



$Re = 1 \cdot 10^5$	$\tau = 50$	$\bar{y}_{c.cp.} = 1,98$
---------------------	-------------	--------------------------

б)

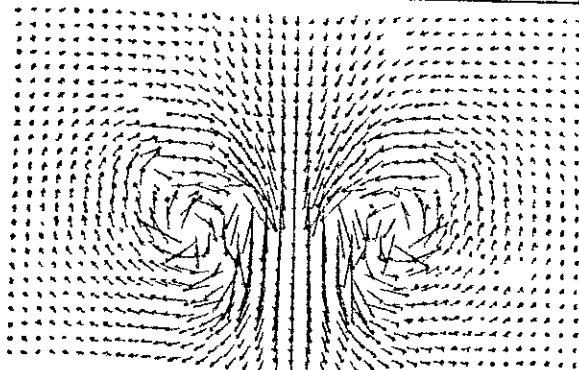
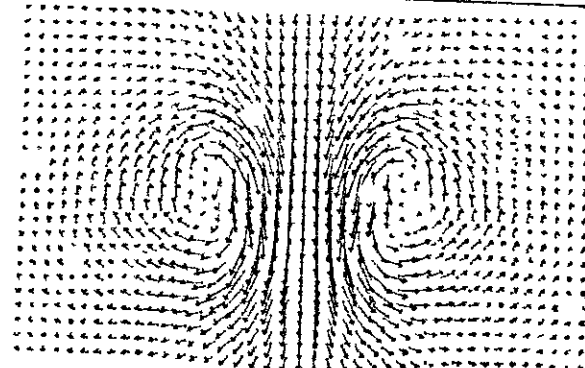


Рис. 4

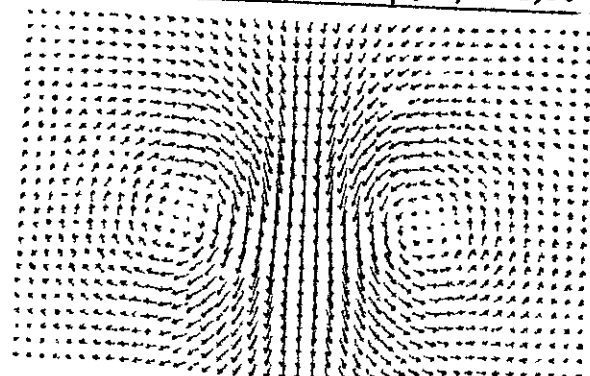
$Re = 1 \cdot 10^4$	$\tau = 50$	$\bar{y}_{c.cp.} = -2,11$
---------------------	-------------	---------------------------

a)



$Re = 1 \cdot 10^3$	$\tau = 50$	$\bar{y}_{c.cp.} = -2,03$
---------------------	-------------	---------------------------

д)



$Re = 3 \cdot 10^2$	$\tau = 50$	$\bar{y}_{c.cp.} = -2,08$
---------------------	-------------	---------------------------

б)

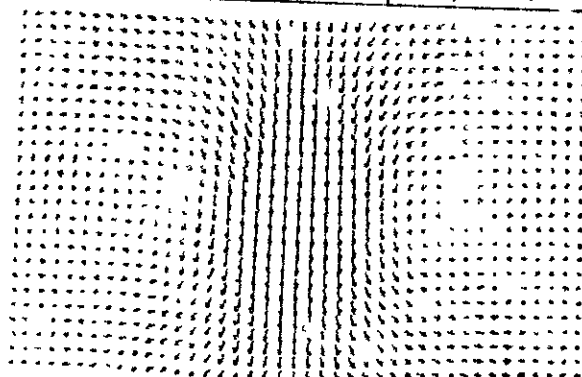


Рис. 5

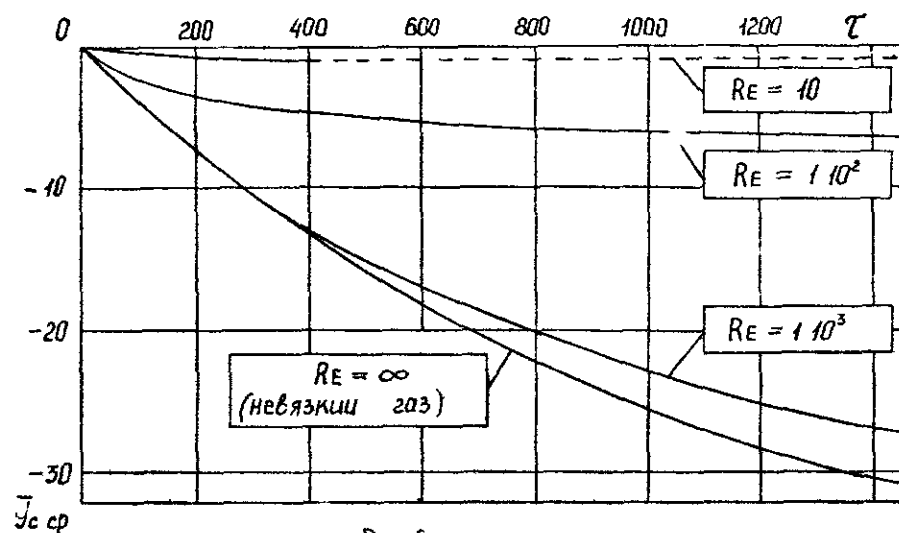


Рис 6

размерного времени ($\tau \geq 1000$), показали, что время сохранения симметрии следа относительно вертикальной плоскости xOy существенно зависит от структуры вихревой пелены в начальный момент времени $\tau = \tau_0 = 0$ и соотношения величин циркуляций вихрей, ее образующих. При этом необходимо отметить, что при малых значениях числа Re симметрия не успевает проявиться из-за относительно быстрого затухания движения среды в следе, обусловленного интенсивной диффузией вихрей. Однако при больших значениях числа Re возникшая несимметрия следа относительно плоскости xOy в процессе своего развития может привести к потере устойчивости движения среды в следе и разрушению следа задолго до его естественного затухания, обусловленного силами вязкости. Для сравнения на рис. 7 и 8 приведены поля скоростей в плоскостях yOz спутных следов за двумя различными ЛА, рассчитанные при одинаковых исходных значениях числа $Re = 1 \cdot 10^6$ для одних и тех же контрольных значений безразмерного времени ($\tau = 50, 100, 150$). На рис. 7 приведены поля скоростей в спутном следе за ЛА первого типа, а на рис. 8 - за ЛА второго типа.

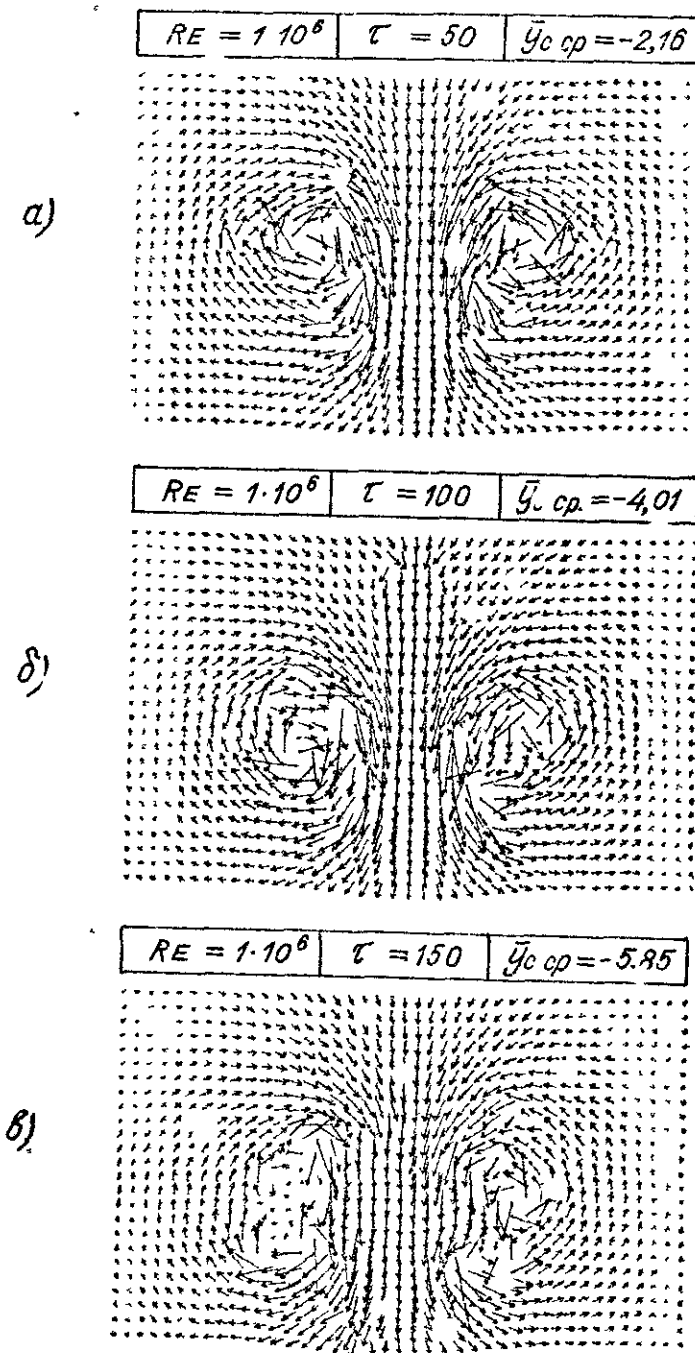
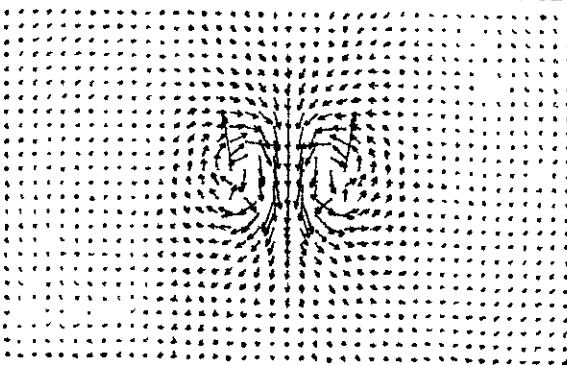


Рис. 7

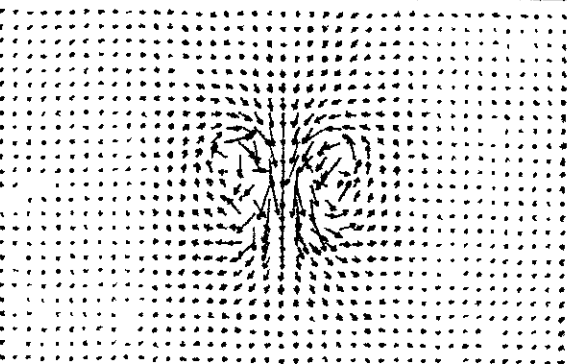
а)

$Re = 1 \cdot 10^6$	$\tau = 50$	$\bar{U}_{c, cp} = -1,90$
---------------------	-------------	---------------------------



б)

$Re = 1 \cdot 10^6$	$\tau = 100$	$\bar{U}_{c, cp} = -3,56$
---------------------	--------------	---------------------------



в)

$Re = 1 \cdot 10^6$	$\tau = 150$	$\bar{U}_{c, cp} = -5,00$
---------------------	--------------	---------------------------

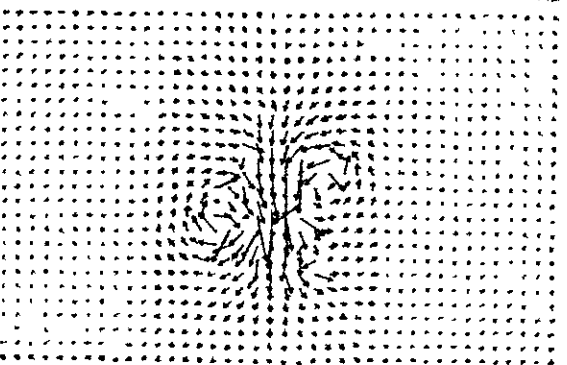


Рис. 8

Поля скоростей выполнены в одном и том же масштабе, размах крыльев первого и второго летательного аппарата относятся, как 3:1. Из рис. 7 и 8 видно, что при $\tau = 150$ уже заметны нарушения симметрии спутных следов относительно вертикальной плоскости, причем в следе за вторым летательным аппаратом они более существенные. Расчеты показывают, что появившаяся несимметрия следа, развиваясь, приводит к вращению жгутов относительно некоторой оси, параллельной вектору скорости полета U_0 , и в дальнейшем — к их разрушению. С увеличением исходного расстояния между осями сформировавшихся вихревых жгутов (с увеличением размаха крыла) и уменьшением начальной суммарной циркуляции составляющих их вихрей (с уменьшением угла атаки) симметрия следа относительно плоскости xOy сохраняется все более продолжительное время.

Результаты численного эксперимента хорошо согласуются с данными практических наблюдений и подтверждают возможность прямого расчета характеристик спутного следа за конкретными летательными аппаратами до достаточно больших удалений от них с получением детальных полей скоростей в любом интересующем нас сечении следа. Тем самым показана возможность применения метода дискретных вихрей в предлагаемой постановке для численной оценки характеристик дальних аэродинамических следов за летательными аппаратами и другими объектами.

Литература

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды, т. I, П., "Наука", М., 1976.
2. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике, "Наука", М., 1967.
3. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Острые и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью, "Наука", М., 1978.

4. Д а н и л е н к о Н.В., Ж е л а н н и к о в А.И., Н и ш т М.И., П а в л е н к о В.Ф. К моделированию ближнего спутного следа и его влияния на аэродинамические характеристики летательных аппаратов. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, вып. 1311, сб. № 2, 1983.
5. К и б а р д и н Ю.А. Аэродинамические характеристики самолета, попавшего в спутный след. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1973.

В.А.Бучнев, В.И.Бушув

ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ И НЕЛИНЕЙНЫЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛА С ОТСОСОМ ПОТОКА ПРИ БОКОВОМ ДВИЖЕНИИ

Известно, что при наличии отрыва потока на острых передних кромках над поверхностью крыла образуются устойчивые вихревые жгуты, которые способствуют увеличению его несущих свойств [1, 2, 3]. Однако на определенных углах атаки, когда происходит разрушение этих жгутов, несущие свойства крыла уменьшаются. При несимметричном обтекании крыла как образование и разрушение, так и, следовательно, степень влияния вихревых структур с наветренной и подветренной сторон на его аэродинамические характеристики становится различной.

В данной работе сделана попытка оценить характер формирования вихревых структур и аэродинамические характеристики треугольного крыла в боковом движении при отрывном обтекании, когда с его поверхности производится отсос потока. Исследование проведено на основе метода дискретных вихрей [4, 5], модифицированного для решения этого класса задач. Методика определения нелинейных аэродинамических характеристик крыльев при наличии отсоса потока с их поверхности и подход к решению этой задачи при отрывном обтекании изложен в работе [6].

Расчеты выполнены в безразмерных величинах. За характерный линейный размер принята длина корневой хорды крыла b_0 , за характерную площадь — площадь крыла S , за характерную скорость — скорость невозмущенного потока V . При решении

задачи используется связанная система координат $Oxyz$, начало которой помещено в вершине крыла.

Рассматривается тонкое треугольное крыло, движущееся в идеальной несжимаемой жидкости со скоростью V под углом атаки α и скольжения β . Место отрыва потока детерминировано на острых кромках. С верхней поверхности крыла в заданном месте производится отсос потока через щель.

Расчет обтекания треугольного крыла при наличии скольжения характерен тем, что симметрия течения в этом случае отсутствует и при моделировании вихрями крыла и его следа приходится рассматривать всё крыло [4].

При отрывном обтекании треугольного крыла со скольжением с его передней и задней кромок сходят вихревые пелены, которые образуют системы ововольных вихрей, сходящих с задней кромки (I), и с передних кромок (III). При этом введенный параметр $\ell = 1$ соответствует правой половине крыла, а $\ell = 2$ - левой.

Эти вихревые системы моделируются криволинейными вихревыми шнурами с постоянной циркуляцией по их длине [4]. В расчетах вихревые шнуры заменяются конечным числом прямолинейных вихревых отрезков и полубесконечным вихрем [6], направление которых в пространстве определяется по вектору относительной скорости среды $\vec{w}_{\alpha\ell}$, вычисленной в начале каждого отрезка.

Составляющие относительной скорости среды в произвольной точке пространства определяются по формулам:

$$\vec{w}_{\alpha\ell}^c = \vec{w}_{\alpha\ell}^c + \vec{w}_{\alpha q}^c + \cos \alpha \cos \beta,$$

$$\vec{w}_{\alpha\ell}^c = \vec{w}_{\alpha\ell}^c + \vec{w}_{\alpha q}^c + \sin \alpha \cos \beta,$$

$$\vec{w}_{\alpha\ell}^c = \vec{w}_{\alpha\ell}^c + \vec{w}_{\alpha q}^c - \sin \beta.$$

Здесь первые слагаемые представляют собой компоненты возмущенной скорости $\vec{w}_{\alpha\ell}^c$ в данной точке от вихревой системы крыла и пелен; вторые слагаемые - компоненты возмущенной скорости $\vec{w}_{\alpha q}^c$ от пространственных стоков, которыми моделируется отсос [6]; третьи слагаемые являются составляющими скорости невозмущенного потока V .

Возмущенные скорости от вихрей и стоков выражаются через безразмерные напряженности присоединенных поперечных вихревых отрезков крыла и производяльность оттока на крыле [6]. Выполняя граничное условие непротекания во всех расчетных точках, за исключением тех, через которые проходят отрезки стока, согласно [6] получим систему линейных алгебраических уравнений (ЛАУ):

$$\sum_{\ell=1}^L \sum_{k=1}^{N^{\ell}} \sum_{\substack{\mu \in \ell \\ \mu \neq \mu_q}}^{n^{\ell}} \bar{\Gamma}_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)} a_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)} = -4\pi \sin \alpha \cos \beta - \sum_{\ell=1}^L \sum_{k=m^{\ell}}^{M^{\ell}} \bar{\Gamma}_{\mu q k}^{\mu q k+1(\ell)} a_{\mu q k}^{\mu q k+1(\ell)};$$

$$\rho = 1, 2, \dots, N^{\ell}; \quad \nu = i, i+1, \dots, n^{\ell}; \quad L = 2;$$

$$\mu \neq \mu_q \quad \text{при} \quad k = m^{\ell}, \dots, M^{\ell};$$

$$\nu \neq \nu_q \quad \text{при} \quad \rho = m^{\ell}, \dots, M^{\ell}.$$

Здесь $\bar{\Gamma}_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)}$ - безразмерные напряженности присоединенных поперечных вихревых отрезков крыла. Коэффициенты $a_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)}$ вычисляются по формулам:

$$a_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)} = \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} - \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} - \sum_{\ell=1}^{n_1^{\ell}} \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} + \sum_{j=1}^{n_{III}^{\ell}} \vec{v}_{\mu j \alpha \ell}^{\mu j+1(\ell)};$$

$$a_{\mu k}^{\mu k+1(2)} = \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} + \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} + \sum_{\ell=1}^{n_2^{\ell}} \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} - \sum_{j=1}^{n_{III}^{\ell}} \vec{v}_{\mu j \alpha \ell}^{\mu j+1(2)};$$

$$1 \leq k \leq N^{\ell}; \quad \mu = i; \quad \ell = 1, 2;$$

$$\bar{\Gamma}_{\mu k}^{\mu k+1(\ell)} = \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} + \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} - \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} + \sum_{\ell=1}^{n_1^{\ell}} (\vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)} - \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(\ell)});$$

$$\bar{\Gamma}_{\mu k}^{\mu k+1(2)} = \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} + \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} - \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} + \sum_{\ell=1}^{n_2^{\ell}} (\vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)} - \vec{v}_{\mu k \alpha \ell}^{\mu k+1(2)});$$

$$1 \leq k \leq N^{\ell}-1; \quad i+1 \leq \mu \leq n^{\ell}; \quad \ell = 1, 2.$$

Здесь U_y - безразмерные индуцируемые скорости от вихревых отрезков и полубесконечного вихря, вычисляемые согласно [4]; N^c - число расчетных полос по полуразмаху крыла; n^c - максимальное число поперечных (продольных) вихревых отрезков по хорде крыла; n_I^c и n_{III}^c - число отрезков в кормовых и носовых вихревых шнурах, включая полубесконечный вихрь, соответственно для правой и левой половин крыла; m^c , M^c - минимальный и максимальный номера расчетных полос по полуразмаху крыла, где располагается линия (отрезок) стока; μ_q - номера ближайшего к стоку известного вихря; ν_q - номера расчетных точек, через которые проходит линия стока и которые исключаются из расчета; $i = f(K+1)$ - номер ближайшей к передней кромке крыла поперечной вихревой линии в сечении $K+1$ по хорде крыла.

В работе используется индексация, принятая в [6]. Нумерация на каждом полукрыле идет от корневой и концевой хорды и от носка к задней кромке.

Задача решается итерационным методом. Вначале свободные вихревые шнуры систем I и III направляются по вектору скорости невозмущенного потока и в соответствии с заданной интенсивностью отсоса определяются известные напряженности вихрей $\Gamma_{\mu, K+1}^{(c)}$. На каждой последующей итерации величина известных напряженностей вихрей не меняется [6]. Оставляются и решаются системы ЛАУ относительно неизвестных $\Gamma_{\mu, K}^{(c)}$. С учетом скоростей от стоков, углов α и β формируются вихревые структуры. Процесс итераций повторяется до тех пор, пока не будет удовлетворена заданная точность по суммарным напряженностям присоединенных поперечных вихревых отрезков на крыле. После этого определяются нагрузки, суммарные и распределенные аэродинамические коэффициенты [4, 6].

По изложенной выше методике на ЭВМ были проведены расчеты нелинейных аэродинамических характеристик и вихревых структур треугольного крыла ($\lambda = 1,5$) с отсосом с верхней поверхности крыла и без него в боковом движении при отрывном обтекании. В расчетах крыло моделировалось 72 поперечными вихревыми отрезками. Вихревые шнуры с передней и задней кромок крыла заменялись соответственно 24 и 9 вихревыми отрезками конечной длины и полубесконечным вихрем.

На умеренных углах атаки приращение крылу большого угла скольжения приводит к тому, что влияние вихря с наветренной

стороны распространяется на большую часть крыла. В то же время влияние вихря с подветренной стороны ослабляется вследствие того, что он сносится потоком с края. При этом интенсивность вихревого движения в нем уменьшается, а ядро вихря удаляется вдоль оси Oy на большее расстояние от поверхности крыла, чем у вихря с наветренной стороны. Это подтверждается вихревыми структурами и полем скорости в сечении по задней кромке крыла, полученными расчетом для $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 12^\circ$ (рис. 1, 2).

Под воздействием отсоса потока с верхней поверхности крыла наблюдается перестройка вихревых структур над крылом и в следе за ним. При этом происходит усиление вихревого движения в пределах крыла и приближение ядер вихрей к его поверхности. При симметричном расположении щелей на крыле относительно его корневой хорды и одинаковой производительности отсоса потока на полукрыльях эффект его воздействия на вихревую структуру крыла неодинаков: более интенсивное воздействие отсасываемой жидкости наблюдается с наветренным вихрем. На рис. 3, 4 представлены вихревые структуры и поле скоростей в сечении по задней кромке крыла для $\alpha = 15^\circ$, $\beta = 12^\circ$, полученные расчетом при $C_{q\pi} = 0,09375$, $\bar{x}_q = 0,875 \bar{b}_0$, $\bar{z}_q = \pm 0,625 \bar{b}_0/2$, $\Delta \bar{z}_q = 0,25 \bar{b}_0/2$. Здесь $C_{q\pi}$ - безразмерный коэффициент расхода жидкости, вычисляемый по формуле $C_{q\pi} = Q / S V$, где Q - суммарный объемный расход жидкости через щели; v_0 , \bar{b}_0 - соответственно безразмерные корневая хорда и размах крыла; \bar{x}_q , \bar{z}_q - безразмерные координаты центров отрезков стока на обеих половинах крыла, а $\Delta \bar{z}_q$ - их длина. На рисунках штриховой линией показано место отсоса потока.

Ускорение потенциального течения и воздействие на вихревые структуры над крылом за счет щелевого отсоса потока приводит к увеличению разрежения над верхней поверхностью крыла и соответственно повышению его несущих свойств. Кроме того, применение симметричного отсоса потока при скольжении, либо отсоса на одной половине крыла изменяет его моментные характеристики.

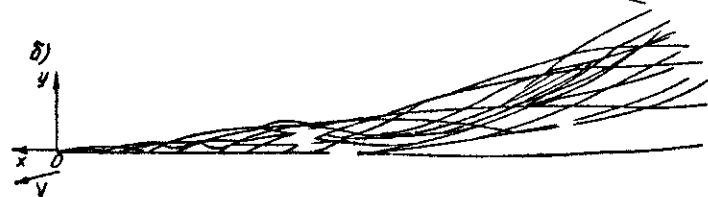
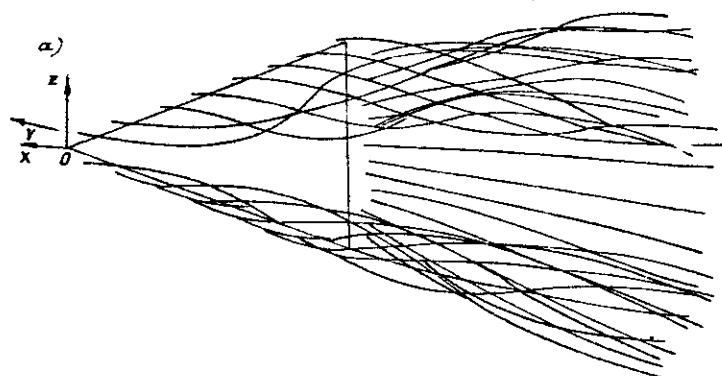


Рис 1

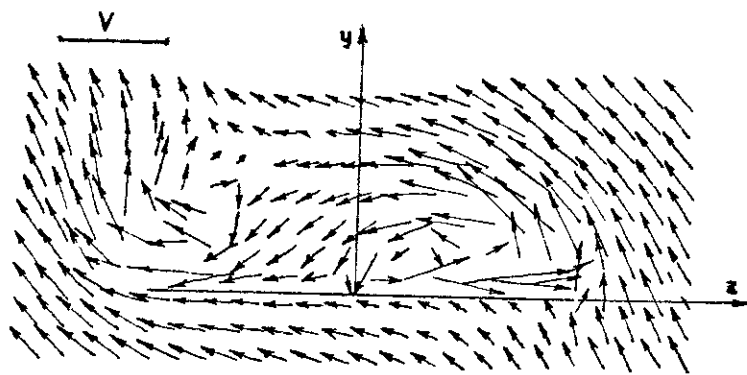


Рис 2

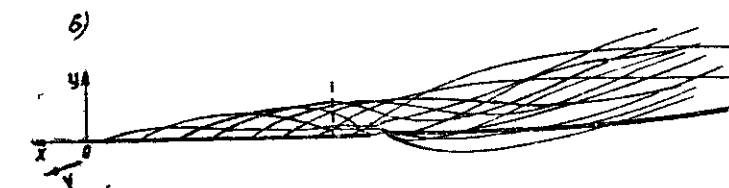
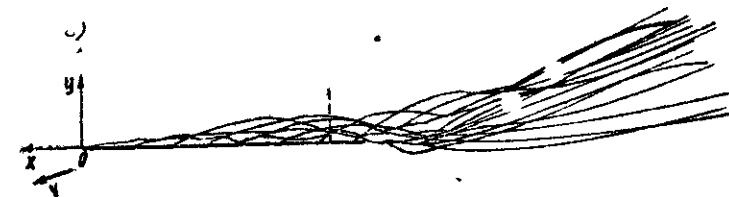
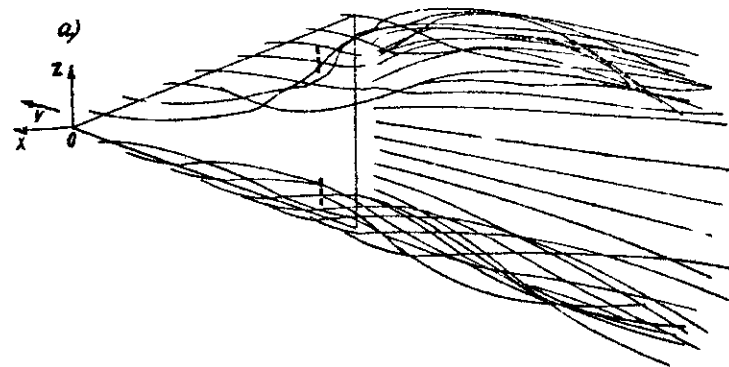


Рис 3

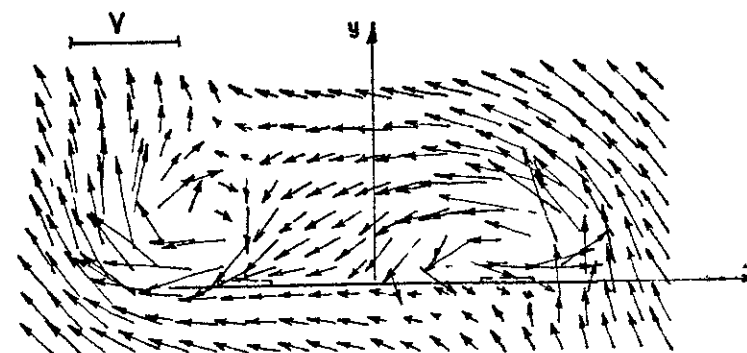


Рис 4

таблица 1

		C_y	C_{ya}	C_{xa}	M_z	\bar{x}_a	m_x	\bar{z}_a
$\alpha = 15^\circ$, $\beta = 12^\circ$	1	0,6954	0,6717	0,1800	-0,4214	0,6059	-0,0240	0,0345
	2	0,9787	0,9454	0,2533	-0,6314	0,6431	-0,0411	0,0420
	3	1,0219	0,9871	0,2645	-0,6615	0,6473	0,0040	-0,0039
$\alpha = 25^\circ$, $\beta = 0$	1	1,4080	1,2761	0,5951	-0,8485	0,6026	0,0	0,0
	2	1,6527	1,4979	0,6985	-1,0202	0,6173	0,0	0,0
	3	1,8431	1,6704	0,7789	-1,1646	0,6319	0,0602	-0,0326

В табл. I приводятся суммарные аэродинамические коэффициенты сил и моментов данного крыла при отрывном обтекании. Под номером 1 приведены аэродинамические характеристики при отсутствии отсоса потока, под номерами 2, 3 – соответственно при симметричном отсосе и отсосе потока на одной левой половине крыла при $C_{QE} = 0,09375$. Моментные характеристики и координаты центров давления вычислены относительно начала связанной с тем же координат.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывные течения и нелинейные характеристики тонких несущих поверхностей в несжимаемой жидкости. Сб. "Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа", т. II, ВИНТИ АН СССР, 1978.
2. Караск А.А. Экспериментальные исследования вихревых структур при несимметричном обтекании тонких треугольных крыльев малого удлинения. Научно-методические материалы по аэродинамике и динамике боевого маневрирования летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1978.

3. Визель Е.П., Губчик А.А., Жуков Вал. Дан., Хрекин М.И. Исследование вихревой системы тонких треугольных крыльев малого удлинения с острыми кромками. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1977.
4. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
5. Белоцерковский С.М., Лифанов И.К. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях. М., "Наука", 1985.
6. Бугнев В.А., Бушуев В.И., Лифанов И.К. Методика расчета нелинейных аэродинамических характеристик крыла с управлением циркуляцией за счет отсоса потока. Насколько сборник.

А.И.Желанников, Л.В.Старжинская

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗА КОЛЕБАЮЩЕЙСЯ ПЛАСТИНОЙ

1. Постановка задачи

Рассматривалась задача обтекания колеблющейся пластины потоком идеальной жидкости со скоростью U_0 . Была введена скоростная система координат $O\bar{x}\bar{y}$ (рис. 1), где ось $O\bar{x}$ направлена по вектору скорости U_0 , а ось $O\bar{y}$ перпендикулярно оси $O\bar{x}$. Пластина устанавливалась под углом атаки α

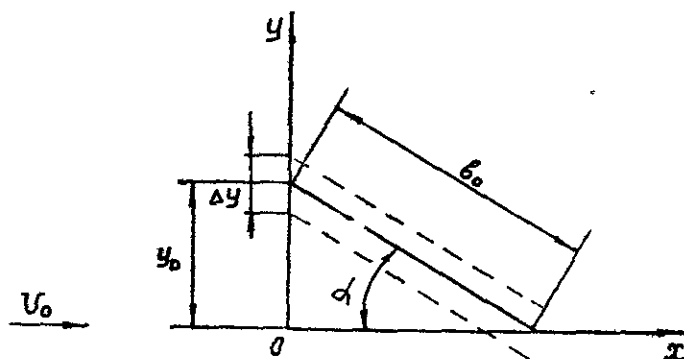


Рис. 1.

За характерную скорость принималась скорость набегающего потока U_0 , а за характерный линейный размер — хорда пластины l_0 . Безразмерные координаты вычислялись соответственно

$\bar{x} = x/l_0$, $\bar{y} = y/l_0$, а безразмерное время — $\tau = U_0 t/l_0$. Положение пластины относительно принятой системы координат определялось углом атаки α .

С некоторого момента времени τ пластина совершала колебания по гармоническому закону

$$\bar{y} = \bar{y}_0 + \Delta \bar{y} \sin (sh\tau) \quad (1.1)$$

Здесь \bar{y}_0 — среднее значение координаты \bar{y} , относительно которого совершались колебания, $\Delta \bar{y}$ — амплитуда колебания, $Sh = l_0/(r U_0)$ — число Струкала. T — период колебания. Безразмерная скорость перемещения пластины вдоль оси Oy вычислялась по формуле

$$V_y = \bar{y}' = \Delta \bar{y} Sh \cos (sh\tau). \quad (1.2)$$

При решении задачи использовались только общепринятые в теоретической аэродинамике гипотезы и допущения [1]. Поток считался невязким. Сжимаемость не учитывалась.

Везде вне поверхности пластины и её следа течение считалось безвихревым и для потенциала возмущенных скоростей $\varphi(\bar{x}, \bar{y}, \tau)$ справедливо уравнение Лапласа. При переходе через поверхности вихревого следа соблюдалось условие непрерывности давления и нормальной составляющей скорости. На бесконечном удалении от несущей поверхности и её следа жидкость покоилась. На кромках пластины, с которых сходили вихри, выполнялась гипотеза Чаплыгина-Жуковского о конечности скоростей. На несущей поверхности выполнялось граничное условие о непротекании.

Изменение граничных условий на пластине по времени при её колебаниях приводило к изменению циркуляций присоединенных вихрей, заменяющих пластину, что сопровождалось сходом свободных вихрей.

Вихревой след за пластиной формировался в результате отрыва потока на кромках пластины и образования поверхностей тангенциального разрыва скорости, эквивалентных в кинематическом отношении вихревым слоям.

Решение задачи сводилось к нахождению потенциала $\varphi(\bar{x}, \bar{y}, \tau)$ возмущенных скоростей.

2. Метод расчета

Поставленная задача решалась методом дискретных вихрей, основные положения которого сформулированы в монографии [1]. Плоская нестационарная задача решалась в нелинейной постановке. Профиль заменялся присоединенными вихрями μ и контрольными точками γ . При этом число вихрей выбиралось в соответствии с исследованиями в [1] и было на единицу больше числа контрольных точек. На концах профиля располагались вихри, и с них моделировался отрыв потока. Используя граничные условия о непротекании профиля в контрольных точках и теорему Томпсона о постоянстве циркуляций по замкнутому контуру, определяли циркуляции в каждый расчетный момент времени τ . При этом решалась следующая система линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{\mu=1}^{n+1} \Gamma_{\mu}^2 a_{\mu} = -2\pi \sin \alpha - \sum_{s=1}^{z-1} (\delta_I^s a_I^s + \delta_{III}^s a_{III}^s) + V_y^n \quad (2.1)$$

$$\sum_{\mu=1}^{n+1} \Gamma_{\mu}^2 = - \sum_{s=1}^{z-1} (\delta_I^s + \delta_{III}^s).$$

Система обозначений здесь принята аналогично работе [1]. При этом a_{μ} , a_I^s , a_{III}^s — коэффициенты, определяемые в соответствии с [1]; δ_I^s , δ_{III}^s — циркуляции свободных вихрей, сходящихся с задней (система I) и передней (система III) кромок; V_y^n — нормальная к профилю составляющая скорости V_y , вычисленная по формуле (1.2); Γ_{μ}^2 — искомые циркуляции присоединенных вихрей.

Решая систему (2.1) и определив циркуляции Γ_{μ}^2 в каждый расчетный момент времени τ , по формуле Био-Савара вычислялись безразмерные скорости W_x , W_y , а через интеграл Коши-Лагранжа — коэффициент давления.

$$P = 1 - W^2 - \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \quad (2.2)$$

В соответствии с исследованиями, выполненными в работе [2], вычислялись средние по времени значения поперечной и продольной скоростей

$$\bar{W}_{x,y}(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{1}{\tau_n - \tau_0} \int_{\tau_0}^{\tau_n} W_{x,y}(\bar{x}, \bar{y}, \tau) d\tau \quad (2.3)$$

и коэффициентов давления

$$\bar{p}(\bar{x}, \bar{y}) = \frac{1}{\tau_n - \tau_0} \int_{\tau_0}^{\tau_n} p(\bar{x}, \bar{y}, \tau) d\tau \quad (2.4)$$

пульсации скоростей

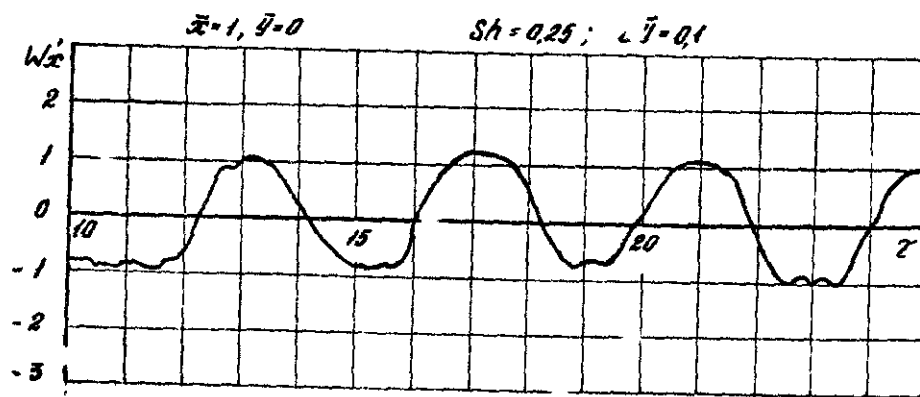
$$W'_{x,y}(\bar{x}, \bar{y}, \tau) = W_{x,y}(\bar{x}, \bar{y}, \tau) - \bar{W}_{x,y}(\bar{x}, \bar{y}) \quad (2.5)$$

и давлений

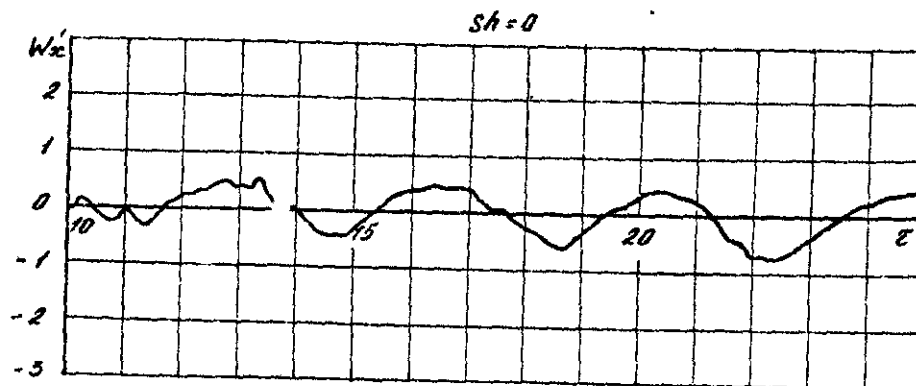
$$p'(\bar{x}, \bar{y}, \tau) = p(\bar{x}, \bar{y}, \tau) - \bar{p}(\bar{x}, \bar{y}). \quad (2.6)$$

3. Результаты расчета

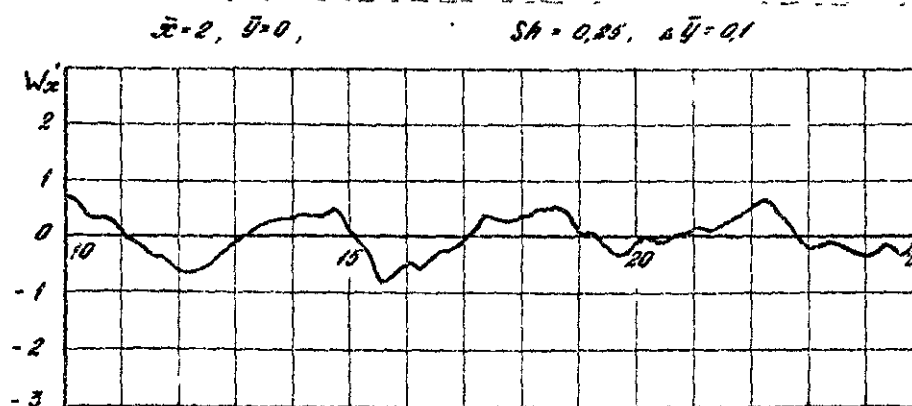
По изложенной выше методике рассчитывались турбулентные аэродинамические характеристики потока за пластиной, колеблющейся с различными числами Струхала и с амплитудой $\Delta y = 0,1$. На рис. 2 показана зависимость $W'_x(\tau)$ в точке $\bar{x} = 1$, $\bar{y} = 0$ при числе Струхала $Sh = 0,25$. Анализ расчета показывает, что происходит периодическое изменение пульсаций скорости W'_x с периодом, равным примерно 4. На рис. 3 та же зависимость представлена при $Sh = 0$. Наблюдается аналогичное периодическое изменение W'_x , но со значительно меньшей амплитудой. В точке, расположенной вдали от пластины, характер пульсаций скорости изменяется. Например, на рис. 4 и 5 показаны зависимости $W'_x(\tau)$ в точке $\bar{x} = 2$, $\bar{y} = 0$ при тех же числах Струхала, что и на рис. 2 и 3. Видим, что увеличение числа Струхала для этой точки не привело к увеличению амплитуды колебания $W'_x(\tau)$. Аналогичная картина наблюдается и для пульсаций давления $p'(\tau)$. На рис. 6, например, показано изменение зависимости $p'(\tau)$ в точке $\bar{x} = 1$, $\bar{y} = 0$ при $Sh = 0,25$, а на рис. 7 та же зависимость приведена для $Sh = 0$. Как и для изменения пульсаций скорости W'_x , наблюдается увеличение амплитуды колебаний $p'(\tau)$ с увеличением числа Струхала. В точке, расположенной вдали от пластины характер изменения



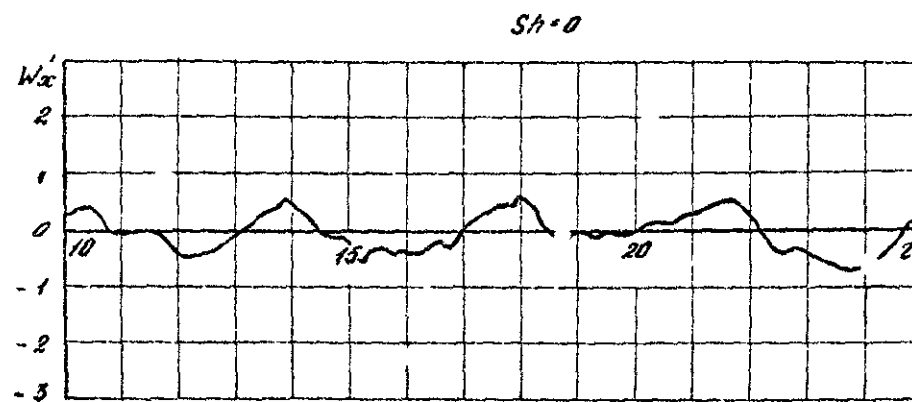
Puc. 2



Puc. 3



Puc. 4



Puc. 5

$\bar{x}=1, \bar{y}=0 \quad Sh=0,25; \Delta \bar{y}=0,1$

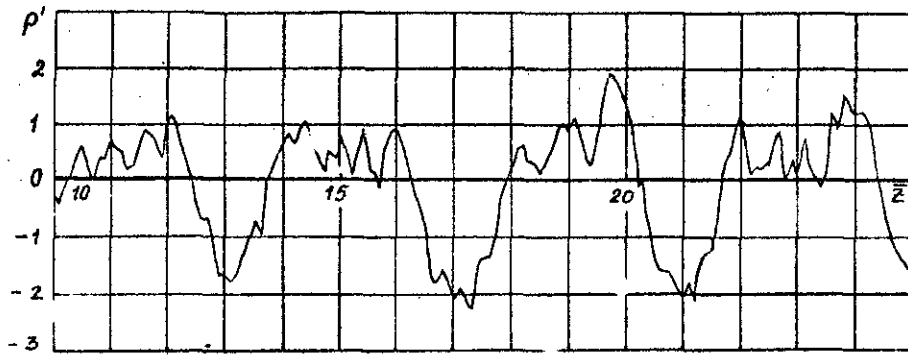


Рис. 6

$Sh=0$

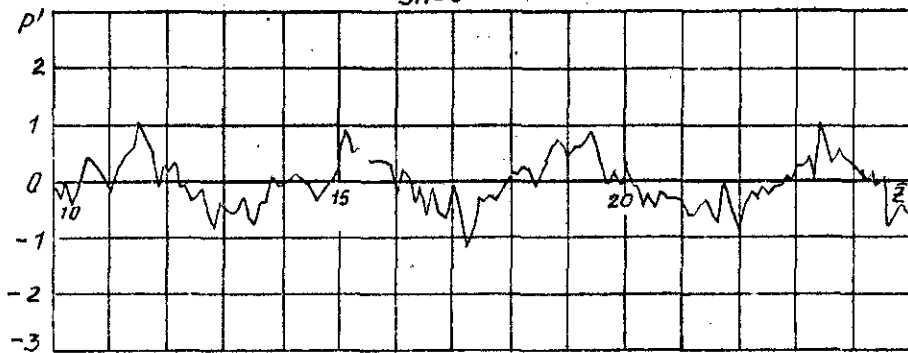


Рис. 7

$\bar{x}=2, \bar{y}=0; \quad Sh=0,25; \Delta \bar{y}=0,1$

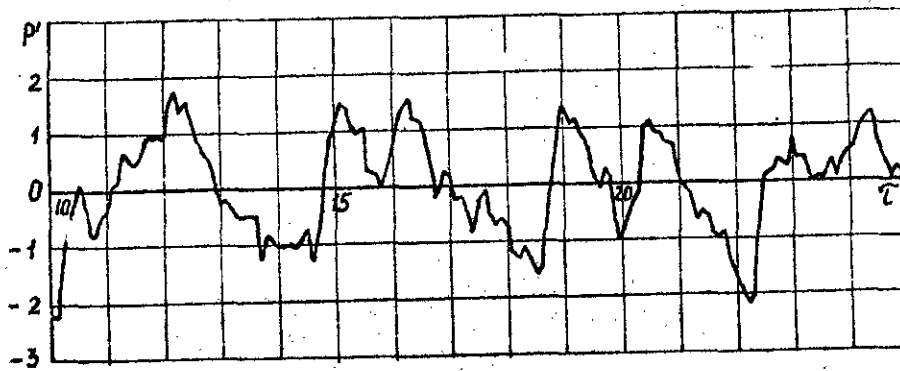


Рис. 8

$Sh=0$

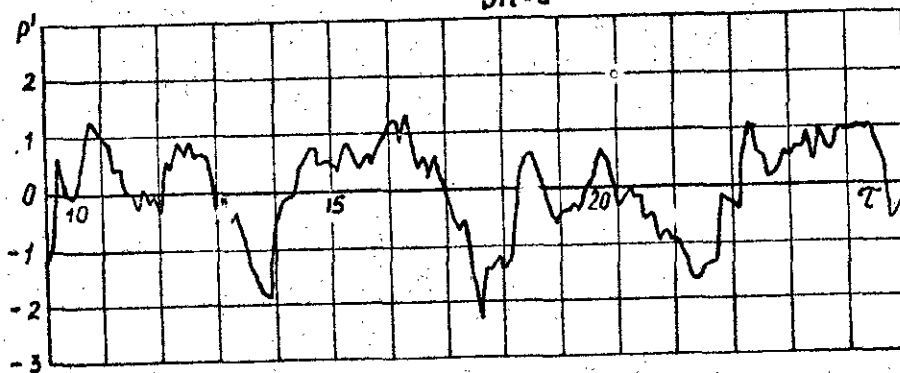


Рис. 9

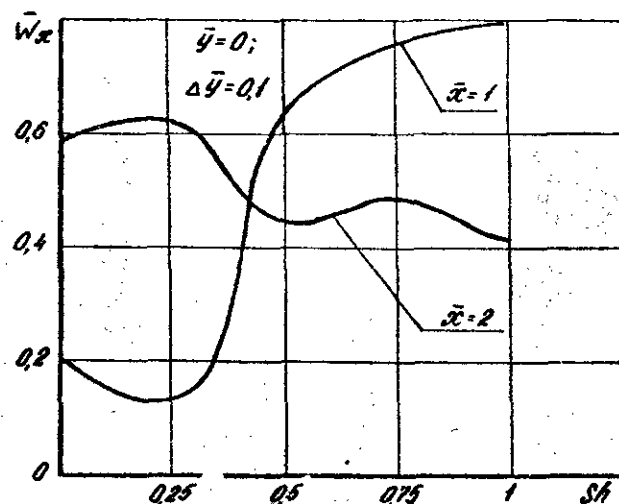


Рис. 10

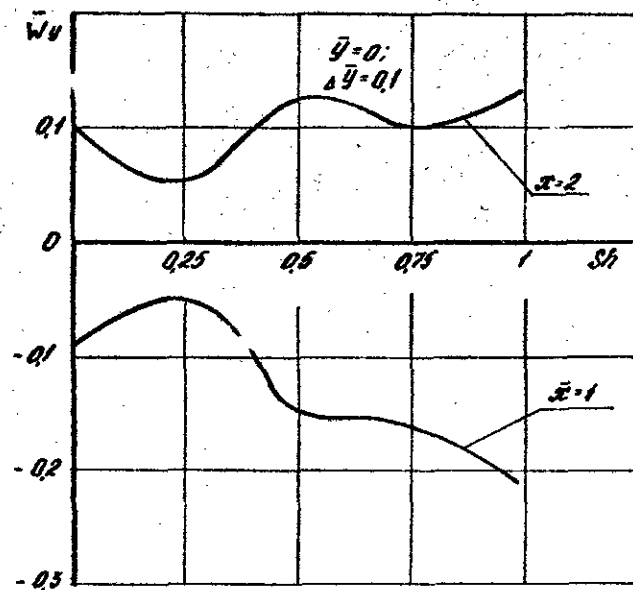


Рис. 11

амплитуды $\rho'(\tau)$ мало зависит от Sh . Это видно из рис. 8 и 9, где данные зависимости представлены в точке с координатами $\bar{x} = 2, \bar{y} = 0$.

В работе исследовалось влияние числа Струхала на среднее значение продольной и поперечной скорости и на среднее значение коэффициента давления. На рис. 10 показаны зависимости $\bar{W}_x(Sh)$ для двух точек: $\bar{x} = 1, \bar{y} = 0$ и $\bar{x} = 2, \bar{y} = 0$. Видно, что в точке, расположенной вдали от пластины, колебания $\bar{W}_x(Sh)$ более выражены, чем в точке, расположенной вблизи пластины. Аналогичный вывод можно сделать и для средней поперечной скорости \bar{W}_y . Подтверждением этому служит рис. 11, где представлены зависимости $\bar{W}_y(Sh)$ для тех же точек. На рис. 12 представлены зависимости $\bar{p}(Sh)$ для точек $\bar{x} = 1, \bar{y} = 0$ и $\bar{x} = 2, \bar{y} = 0$. Эти зависимости аналогичны зависимостям для скорости.

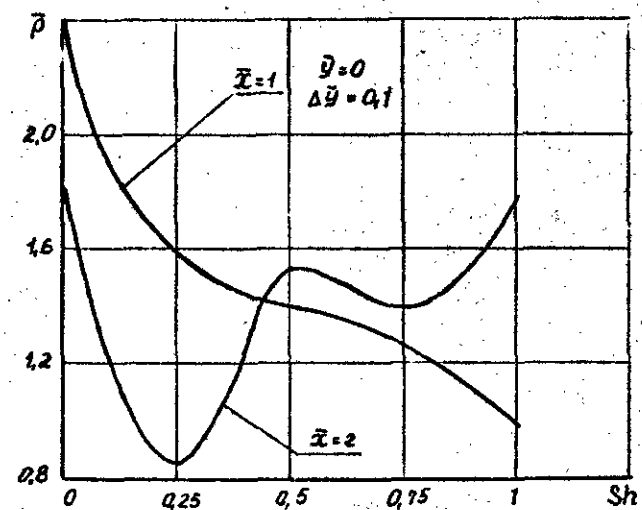


Рис. 12

Таким образом, колебания пластины оказывают значительное влияние на характер изменения как средних значений скорости и давлений в следе, так и на их пульсации.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Орывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Желанников А.И. К расчету турбулентных характеристик аэродинамического следа. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.

В.А.Апаринов, В.А.Подобедов

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВОЗМУЩЕННОГО ПОТОКА В ОКРЕСТНОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С УЧЕТОМ ТЕЛЕСНОСТИ КОРПУСА

Для решения ряда практических задач (выбор места установки датчиков аэродинамических углов, исследование динамики отделения грузов и т.п.) требуется информация о поле течения в окрестности и непосредственной близости от летательного аппарата. Широкое применение нашли методы расчета аэродинамических характеристик и параметров возмущенного потока, при использовании которых части летательного аппарата схематизируются тонкими несущими поверхностями [1, 2, 3]. Однако при такой схематизации корпуса (фюзеляжа), мотогондол и т.п. не удается получить достоверные поля скоростей в областях, непосредственно примыкающих к указанным объемным телам. Применение же телесной схематизации летательного аппарата [4, 5] приводит к более трудоемким расчетам и не всегда оправдано при решении рассматриваемой задачи.

Поэтому определенный практический интерес представляют приближенные методы учета телесности элементов конструкции летательного аппарата. Особенно рационально применение таких методов при расчете полей скоростей для летательного аппарата с несущими поверхностями сложной формы в плане на сравнительно больших углах атаки, так как в этом случае необходимость учета нелинейных эффектов уже предопределяет значительные затраты времени на работу ЭВМ.

В настоящей работе описывается теоретический подход к определению параметров потока вблизи корпуса летательного аппарата, основанный на коррекции данных расчета по нелинейной

теории с помощью коэффициентов интерференции, полученных при рассмотрении задачи об обтекании комбинации крыло-корпус в рамках теории тонкого тела. Предполагается, что корпус летательного аппарата может быть с достаточной степенью точности аппроксимирован телом большого удлинения без разрывов образующей и без протоков.

Определение коэффициентов интерференции с помощью такого традиционного подхода [7] позволяет существенно упростить решение задачи, так как трехмерное поле скоростей, возмущенное летательным аппаратом, в данном случае заменяется полем скоростей, которое удовлетворяет двумерному уравнению Лапласа и граничным условиям в сечении, нормальном к оси летательного аппарата.

I. Метод расчета

Введя связанную систему координат $OXYZ$ (рис. 1), рассмотрим основные соотношения между параметрами возмущенного потока при обтекании крыла, тела и их комбинации, определяемые теорией тонкого тела [8]. Доказано, что в указанных случаях трехмерные потенциалы могут быть отождествлены с двумерными с точностью до некоторой функции, зависящей от x [9, 10], а выражения для комплексной скорости W имеют вид:

- при обтекании крыла

$$W_{кр} = i\alpha U_0 \frac{\sigma}{\sqrt{s^2 - \sigma^2}}; \quad (1)$$

- при обтекании тонкого тела с круговым поперечным сечением

$$W_T = -i\alpha U_0 \frac{(\sigma + r^2/\sigma)}{\sigma}; \quad (2)$$

- при обтекании комбинации крыла + тело с круговым поперечным сечением

$$W_K = -i\alpha U_0 \left\{ \frac{(\sigma + r^2/\sigma)(1 - r^2/\sigma^2)}{\sqrt{(s + r^2/\sigma)^2 - (\sigma + r^2/\sigma)}} \right\}; \quad (3)$$

$$W = W_z - iW_y.$$

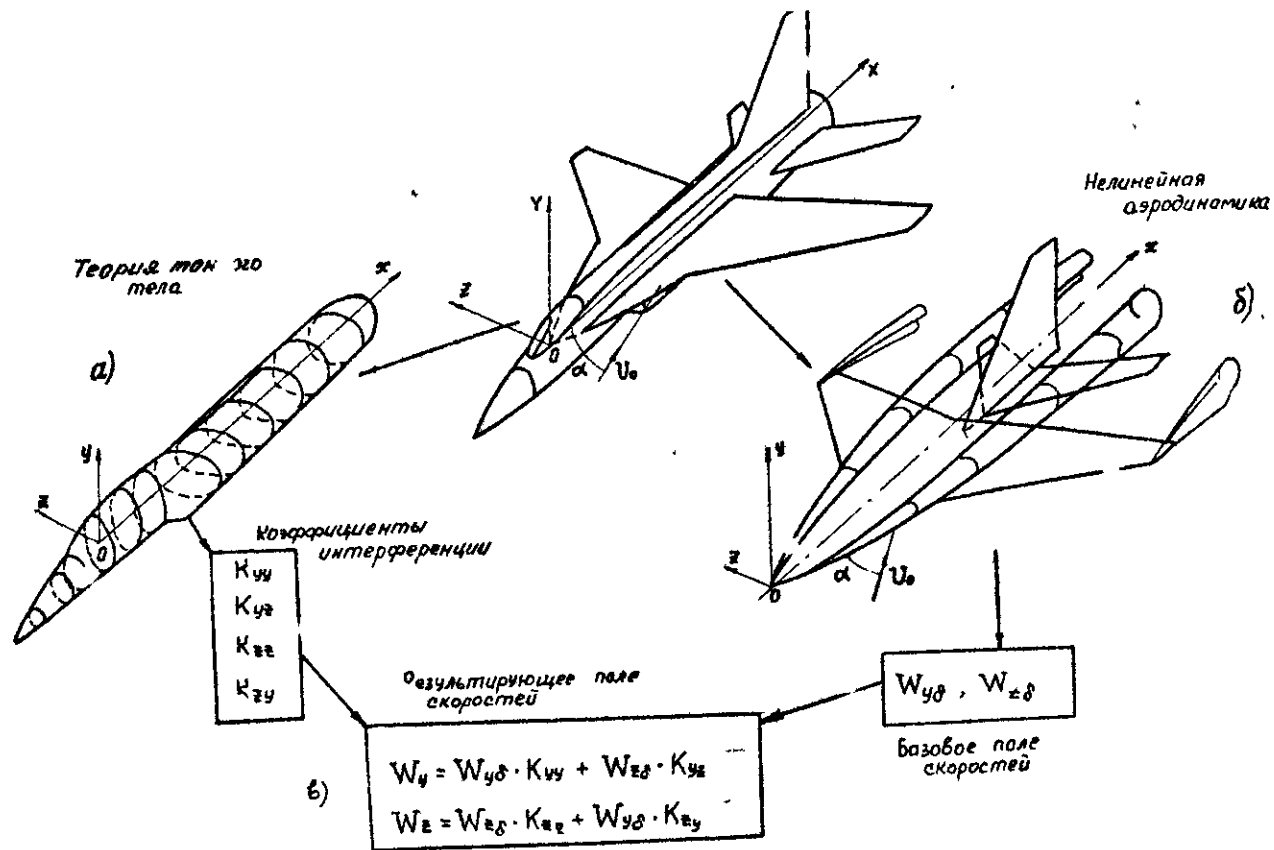


Рис. 1

Здесь $\zeta = x + iy$ - комплексная переменная, r - радиус поперечного сечения тела, S - полуразмах крыла, U_0 - скорость невозмущенного потока, α - угол атаки.

Введем обозначение:

$$\bar{W} = - \frac{W}{i\alpha U_0} \quad (4)$$

Сопоставляя выражения (1), (2) и (3), получим:

$$\bar{W}_K = \bar{W}_{Kp} \bar{W}_T G, \quad (5)$$

при этом

$$G = \frac{1 - r^2/S^2}{\sqrt{1 - r^4/S^2 S^2}}.$$

Выделим действительные и мнимые части \bar{W}_T , \bar{W}_{Kp} и

$$\bar{W}_T = \left[1 + \frac{r^2(z^2 - y^2)}{(z^2 + y^2)^2} \right] + i \left[-2 \frac{zyz^2}{(z^2 + y^2)^2} \right] = k_{yy} + k_{yz} i; \quad (6)$$

$$G = M + Pi, \quad \bar{W}_{Kp} = L + Ni. \quad (7)$$

Преобразуя (5) с учетом (6) и (7), получим:

$$\bar{W}_K = [(k_{yy}L - k_{yz}N)M - (k_{yy}N + k_{yz}L)P] + \\ + [(k_{yy}L - k_{yz}N)P + (k_{yy}N + k_{yz}L)M]i. \quad (8)$$

Из (6), (7) и (8) получаем выражения для компонентов скорости по осям OY и OZ :

$$W_{yT} = \alpha U_0 k_{yy}, \quad W_{yKp} = \alpha U_0 L; \\ W_{zT} = \alpha U_0 k_{yz}, \quad W_{zKp} = \alpha U_0 N, \\ W_{yK} = (k_{yy}W_{yKp} - k_{yz}W_{zKp})M + (k_{yy}W_{zKp} + k_{yz}W_{yKp})P, \\ W_{zK} = (k_{yy}W_{yKp} - k_{yz}W_{zKp})P + (k_{yy}W_{zKp} + k_{yz}W_{yKp})M.$$

Из (9) следует, что компоненты скорости W_{yK} и W_{zK} , соответствующие обтеканию комбинации крыло + тело, выражаются через компоненты вектора скорости W_{Kp} , коэффициенты k_{yy} и k_{yz} - компоненты скорости W_T (коэффициенты интерференции), а также действительную M и мнимую P части функции G

. Анализ функции G в виде (5) показывает, что в области потока, прилегающей к телу для M и P можно получить следующие выражения:

$$M = \frac{L^2 - N^2}{L^2 + N^2} + \frac{2N(k_{yz}L + k_{yy}N)}{(L^2 + N^2)(k_{yy}^2 + k_{yz}^2)}; \quad (10)$$

$$P = - \frac{2LN}{L^2 + N^2} + \frac{2N(k_{yz}N - k_{yy}L)}{(L^2 + N^2)(k_{yy}^2 + k_{yz}^2)}.$$

Подставляя (10) в формулы (9), для W_{yK} и W_{zK} получаем:

$$W_{yK} = W_{yKp} k_{yy} + W_{zKp} k_{yz}; \\ W_{zK} = W_{zKp} k_{zz} + W_{yKp} k_{yz}. \quad (11) \\ k_{zz} = 2 - k_{yy}.$$

Таким образом, компоненты скорости W_{yK} , W_{zK} возмущенного потока, обтекающего комбинацию крыло + тело, могут быть определены при известных значениях компонент W_{yKp} и W_{zKp} вектора скорости потока, обтекающего крыло, и коэффициентов интерференции k_{yy} , k_{yz} , k_{zz} .

Рассмотрим выполнение граничных условий на поверхности комбинации крыло + тело. Из (11) и (6) очевидно, что на поверхности крыла (при $y = 0, z \leq z \leq S$) условие непротекания выполняется, так как в этом случае $W_{yKp} = 0$ и $k_{yz} = 0$, соответственно $W_{yK} = 0$ при $y = 0, z \leq z \leq S$. Граничное условие на поверхности тела может быть записано в виде:

$$\frac{dy_T}{dz_T} = \frac{W_{yK}}{W_{zK}} \quad (12)$$

где y_T и z_T связаны уравнением контура поперечного сечения тела $F(y_T, z_T) = 0$. Для кругового поперечного сечения тела, заменяющего корпус летательного аппарата, функция имеет вид:

$$y_T^2 + z_T^2 + r^2 = 0$$

Соответственно

$$\frac{dy_T}{dz_T} = - \frac{z_T}{y_T}, \quad (13)$$

а коэффициенты интерференции на поверхности тела приобретают вид:

$$k_{yy} = \frac{2z_T^2}{\gamma^2}, \quad k_{yz} = -\frac{2z_T y_T}{\gamma^2} \quad (14)$$

Используя приведенные выше соотношения (11) и (14), найдем отношение W_{yk}/W_{zk} .

$$\frac{W_{yk}}{W_{zk}} = \frac{W_{ykp} \left(\frac{2z_T^2}{\gamma^2} \right) + W_{zkp} \left(-2 \frac{z_T y_T}{\gamma^2} \right)}{W_{zkp} \left(2 - \frac{2z_T^2}{\gamma^2} \right) + W_{ykp} \left(-2 \frac{z_T y_T}{\gamma^2} \right)} = -\frac{z_T}{y_T} \quad (15)$$

Сравнивая (15) и (13), можно заключить, что граничное условие на поверхности тела выполняется точно вне зависимости от величин W_{ykp} и W_{zkp} , а соответственно и вне зависимости от того, какой метод лежит в основе определения компонент вектора скорости возмущенного потока при обтекании изолированного крыла. Из этого следует, что формулы (11) применимы для учета влияния телесности корпуса на поле скоростей при обтекании комбинации крыло + тело и в тех случаях, когда используется расчет компонент скорости потока, возмущенного крылом, с учетом эффектов, выходящих за рамки допущений теории тонкого тела.

Функциональные выражения для расчета коэффициентов интерференции и формулы для определения компонент скорости

W_{yk} , W_{zk} могут быть получены с использованием метода конформных отображений [11] и для комбинаций крыла с корпусом некругового поперечного сечения. Так, например, если корпус имеет эллиптическое поперечное сечение, формулы (11) приобретают вид:

$$W_{yk} = W_{ykp} k_{yy} + W_{zkp} k_{yz}, \quad (16)$$

$$W_{zk} = W_{zkp} k_{zz} + W_{ykp} k_{zy}.$$

При этом

$$k_{yy} = \frac{a-bR}{a-b}, \quad k_{zz} = \frac{aR-b}{a-b},$$

$$k_{yz} = \frac{aJ}{a-b} \operatorname{sign}(yz),$$

$$k_{zy} = \frac{bJ}{a-b} \operatorname{sign}(yz).$$

$$R = \frac{1}{\gamma^2} \left[|y| \sqrt{1 + \frac{y^2 - z^2 - c^2}{\gamma(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}} + \right. \\ \left. + |z| \sqrt{1 - \frac{y^2 - z^2 - c^2}{\gamma(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}} \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}}, \\ J = \frac{1}{\gamma^2} \left[|z| \sqrt{1 + \frac{y^2 - z^2 - c^2}{\gamma(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}} - \right. \\ \left. - |y| \sqrt{1 - \frac{y^2 - z^2 - c^2}{\gamma(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}} \right] \cdot \frac{1}{\sqrt{(y^2 - z^2 - c^2)^2 + 4y^2 z^2}}$$

Здесь: a, b — полуоси эллипса по осям Oy , Oz , имеющего эксцентриситет $c = \sqrt{a^2 - b^2} \operatorname{sign}(a^2 - b^2)$.

Изложенный метод может сочетаться с расчетами по нелинейной теории [2]. На рис. 1 показаны принципы схематизации летательного аппарата и порядок расчета возмущенного поля скоростей с учетом телесности фюзеляжа.

По нелинейной теории в заданных точках пространства рассчитываются векторные поля возмущенных скоростей, индуцированные системой тонких несущих поверхностей, которой моделируется летательный аппарат 3 (рис. 1, б). В расчетах по нелинейной теории могут исследоваться отрывные течения с образованием сложных вихревых полей скоростей (например, с образованием устойчивых вихревых жгутов на наплыве крыла, как показано на рис. 1, б). Векторные поля возмущенных скоростей, рассчитанные по нелинейной теории, будем считать базовыми.

Параллельно с базовыми векторными полями рассчитываются коэффициенты интерференции в тех же расчетных точках в соответствующих сечениях, нормальных к оси фюзеляжа. Как отмечалось выше, фюзеляж моделируется телом без разрывов образующей и без проколов, при этом поперечные сечения фюзеляжа аппроксимируются окружностями или эллипсами (рис. 1, а).

Результирующее поле скоростей определяется путем коррекции базового поля скоростей с помощью коэффициентов интерференции в соответствии с выражением (16) (рис. 1, в).

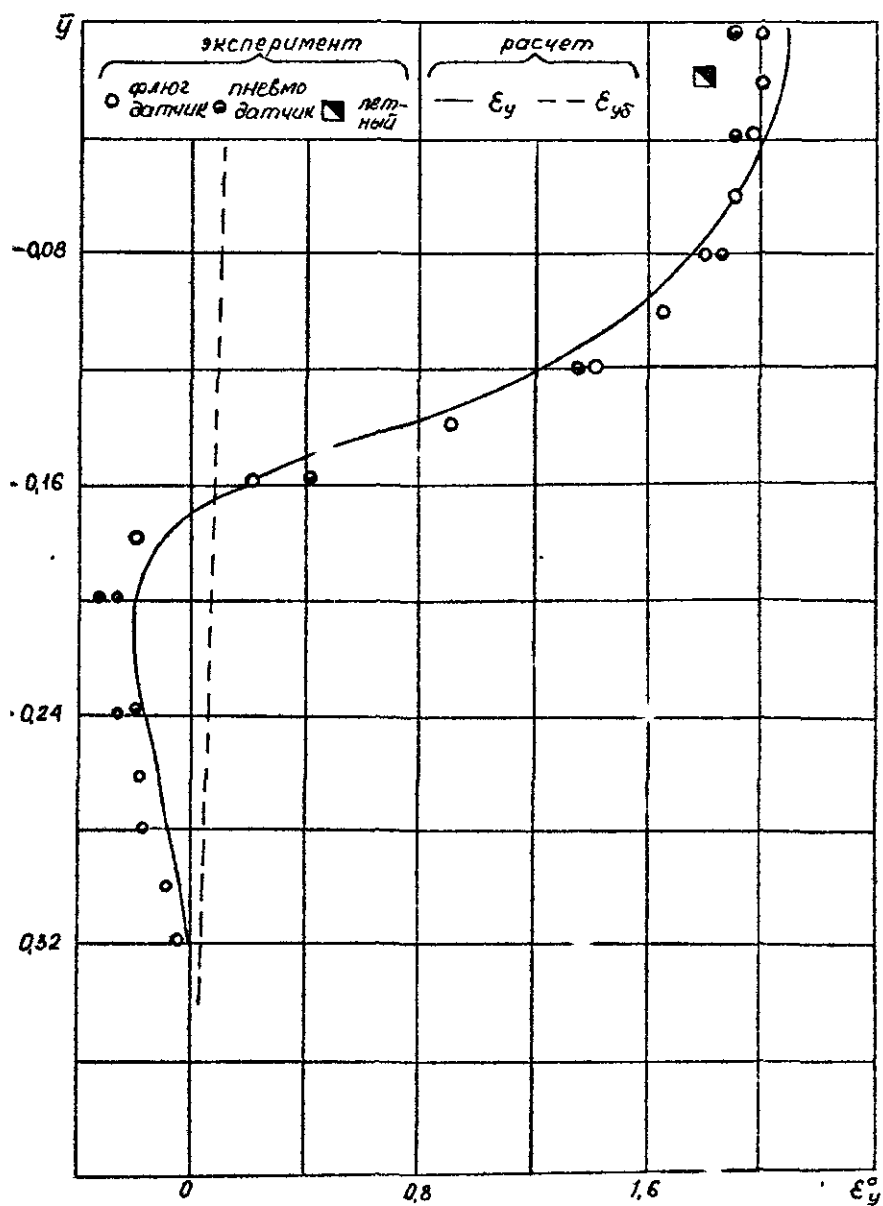


Рис 2

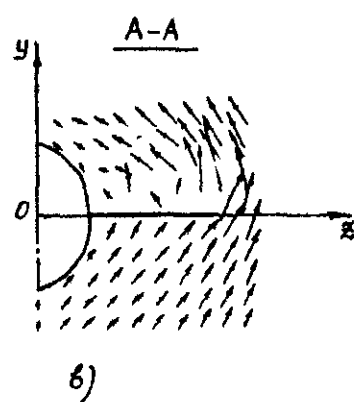
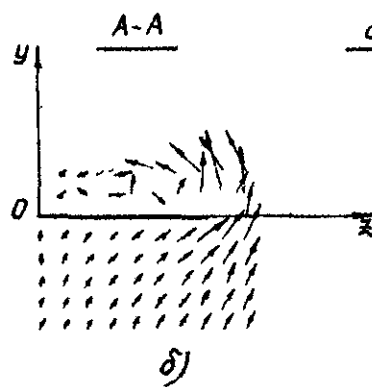
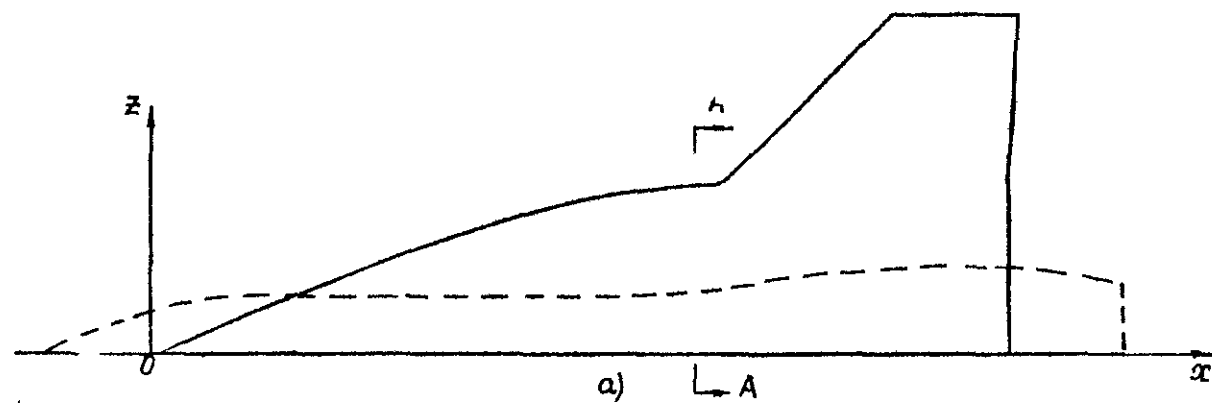


Рис. 3

2. Примеры расчета

Изложенная методика расчета параметров потока в окрестности летательного аппарата с учетом телесности корпуса реализована в виде программы для ЭВМ. Систематические расчеты и сопоставление их результатов с данными эксперимента показывают, что учет телесности корпуса по описанной приближенной методике обеспечивает удовлетворительную точность. В качестве примера на рис. 2 приведен: результаты трубных экспериментов по определению вертикальных скосов потока ϵ_y с помощью флюгерного и пневмометрического датчиков, результат летного эксперимента, данные расчета базовых скосов потока ϵ_{y0} и скосов потока ϵ_y с учетом телесности фюзеляжа в сечении, параллельном оси OY вблизи носовой части самолета. Эксперименты и расчет проводились при угле атаки самолета $\alpha = 3^\circ$, скорость потока — малая дозвуковая, координата \bar{y} — отнесена к величине средней аэродинамической хорды самолета. Из приведенных данных видно, что различия между экспериментальными данными и расчетными с учетом телесности фюзеляжа не превышают уровня погрешностей эксперимента.

Качественные различия между полями возмущенных скоростей при расчетах без учета и с учетом телесности корпуса могут быть проиллюстрированы рис. 3, на котором показаны: проекции гипотетического летательного аппарата с крылом сложной формы в плане (рис. 3,а), а также полученные расчетом поля скоростей в сечении, проходящем через наплыв крыла нормально к оси OX без учета (рис. 3,б) и с учетом (рис. 3,в) телесности корпуса.

Данные, приведенные на рис. 2 и 3. подтверждают эффективность предложенного подхода учета телесности корпуса летательного аппарата.

Литература

I. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К.,
Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа.

- М., "Наука", 1971.
2. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. Апарин В.А., Петярев Н.М., Ковалев Е.Д., Ништ М.И. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик схематизированных компоновок летательных аппаратов. Труды ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, вып. 1309, 1979.
4. Woodward F.A. An improved method for the aerodynamic analysis of wing-body-tail configuration in subsonic and supersonic flow. Part I, Theory and application, NASA CR 2228, 1973.
5. Johnson F.T., Rubbert P.E. Advanced panel-type influence coefficient method applied to subsonic flow. AIAA Paper 75-50, 1975.
6. Belotserkowskii S.M. Study of the unsteady aerodynamics of lifting surfaces using the computers. Ann. Rev. Fluid mech., 9, 1977.
7. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Данилов А.Н., Захарченко В.Ф. Аэродинамика ракет. М., "Высшая школа", 1968.
8. Hearlet M.A., Lomax H. The calculation of pressure on slender aeroplanes in subsonic and supersonic flow. NASA TN 2900, 1953.
9. Общая теория аэродинамики больших скоростей. М., "Воениздат", 1962.
10. Adams Mac C and Sears W.R. Slender-body theory review and extensions. J. Aero Sci., 20, 1953.
- II. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розен В.В. Теоретическая гидромеханика. М., ИТЛ, 1955.

В.И.Вушнев, В.В.Зубок

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА НЕЛИНЕЙНЫХ
АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛЕСНОГО
КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА С МЕХАНИЗАЦИЕЙ

В работе [1] описан подход к расчету нелинейных аэродинамических характеристик телесного крыла конечного удлинения, имеющего закрылок вдоль всего размаха. В данной работе приводятся некоторые результаты исследований по описанной в работе [1] методике.

Прежде всего представляет интерес исследовать влияние на точность искомых характеристик следующих параметров расчетной схемы: числа присоединенных поперечных вихревых отрезков (N); числа отрезков вдоль вихревых шнуров кормовой (N_I) и боковой систем (N_{II}); расстояния от передней кромки крыла до сопряжения последних вихревых отрезков конечной длины с полубесконечными вихревыми отрезками в каждом шнуре (\bar{x}). Влияние перечисленных параметров на точность определения суммарных и распределенных аэродинамических характеристик рассмотрим на примере прямоугольных крыльев со следующими параметрами профилей: $\bar{c} = 15\%$; $\bar{x}_c = 30\%$; $f = 0$ (крылья имеют удлинения $\lambda = 5$ и $\lambda = 2$).

Данные по влиянию количества отрезков в пелене на суммарные аэродинамические характеристики приведены на рис. 1. Из графиков видно, что для крыла с $\lambda = 5$ увеличение N_I и N_{II} больше 20 не ведет к существенному изменению зависимостей $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$. Уменьшение N_I до 10 при изменении N_{II} от 20 до 50 также практически не влияет на эти зависимости. Для крыла с $\lambda = 2$ зависимости $C_y(\alpha)$

и $m_z(\alpha)$ перестают сильно изменяться при $N_{II} \geq 40$, N_I при этом не более 10. Из графиков, приведенных на рис. 1 и 2, можно сделать вывод о том, что для получения суммарных и распределенных аэродинамических характеристик с приемлемой точностью для крыльев с $\lambda \geq 4$ достаточно обеспечить $N_I \geq 10$, $N_{II} \geq 16$, а у крыльев с $\lambda \leq 3$ - $N_I \geq 10$, $N_{II} \geq 40$.

На рис. 3 представлены данные по влиянию числа вихрей N по хорде крыла. Из графика видно, что для крыльев с $\lambda = 5$ величина N в пределах 25...50 существенно не влияет на $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$. Для крыльев с $\lambda = 2$ влияние N более заметно. В итоге можно рекомендовать для крыльев с $\lambda \geq 4$ иметь $N \geq 26$, для крыльев с $\lambda \leq 3$ - $N \geq 38$.

Как показывают расчеты, крылья малого и умеренного удлинения более чувствительны к изменению расстояния до полубесконечного вихревого отрезка в пелене. В расчетах можно рекомендовать для больших удлинений $\bar{x} \geq 2$, для малых λ - $\bar{x} \geq 5$ (рис. 4). Однако для более точного выстраивания вихревой пелены при увеличении \bar{x} необходимо увеличивать N_{II} [2].

На рис. 5 и 6 представлено сопоставление данных, полученных в расчете при выбранных параметрах вихревой пелены с экспериментальными материалами и расчетными данными других авторов [3]. Профили крыльев ($\lambda = 2$ и $\lambda = 5$) симметричные, $\bar{c} = 15\%$, $\bar{x}_c = 30\%$, $f = 0$. Параметры вихревой системы следующие: для $\lambda = 2$ - $N = 32$, число полос на полуразмахе крыла $K = 5$, $N_I = 10$, $N_{II} = 40$; для $\lambda = 5$ - $N = 32$, $K = 5$, $N_I = 10$, $N_{II} = 20$. Лучшее согласование расчетных данных (по обеим методикам) с экспериментальными наблюдается у крыла с $\lambda = 5$, а для крыла с $\lambda = 2$ вычисление характеристик с учетом боковой пелены дает лучшее согласование с экспериментом, чем без учета этой пелены [3]. На рис. 7 и 8 аналогичное согласование данных наблюдается для распределения нагрузки по размаху крыла (для характеристик $C_y(\bar{x})$).

Исследования суммарных (рис. 9 и 10) и распределенных (рис. 11 и 12) характеристик крыльев ($\lambda = 5$, $\lambda = \infty$) с несимметричными профилями сравнительно большой относительной толщины ($\bar{c} = 11\%$ и $\bar{c} = 17\%$) подтверждают и в этом случае удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных [4]. При этом интересно отметить, что расчетом

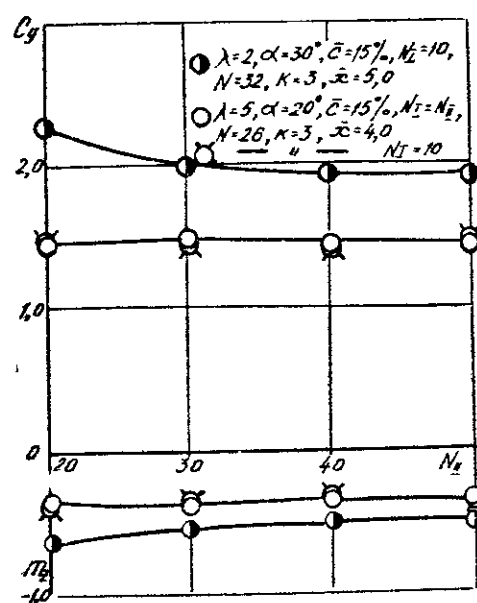


Рис. 1

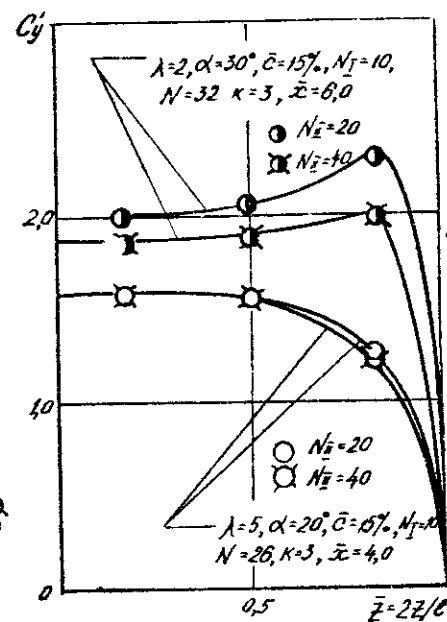


Рис. 2

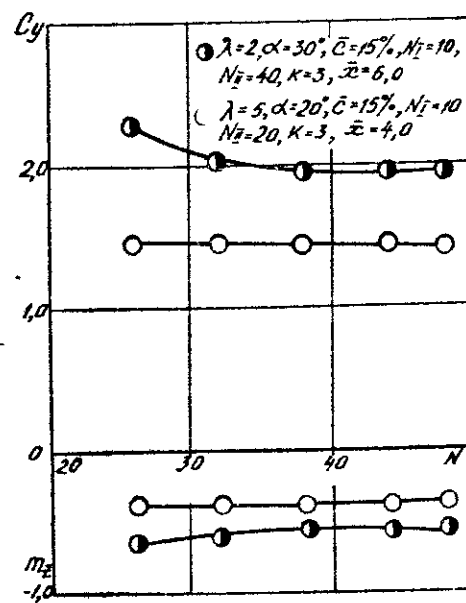


Рис. 3

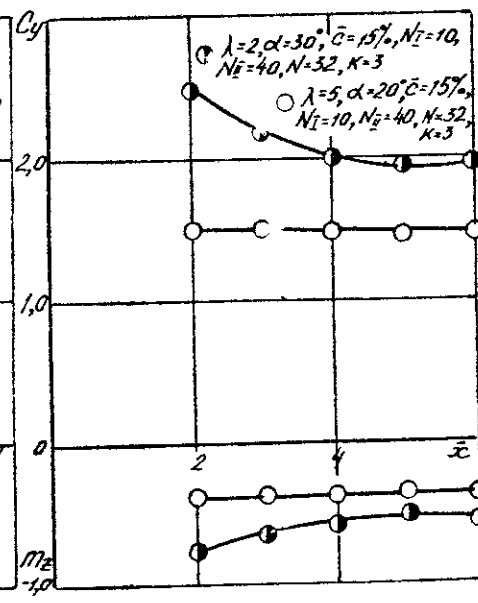


Рис. 4

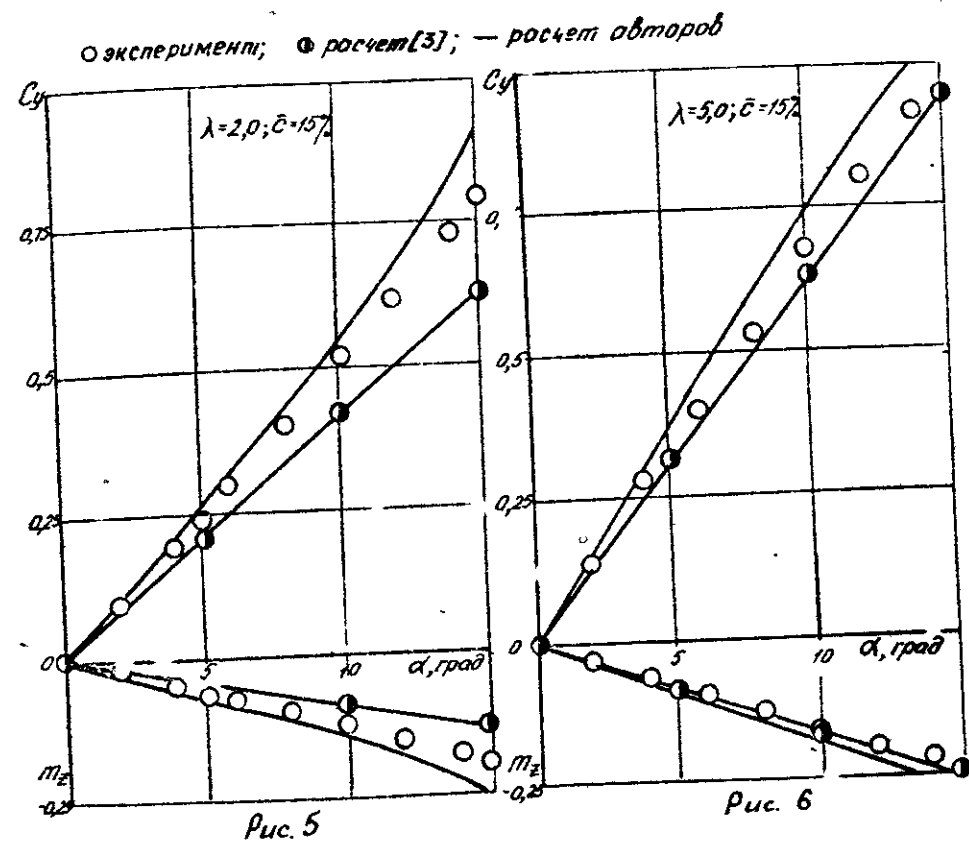


Рис. 5

Рис. 6

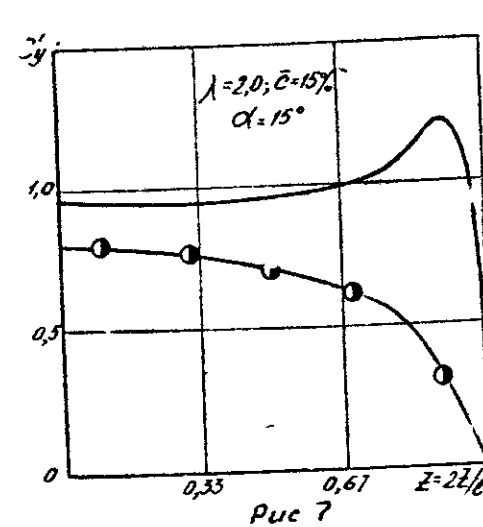


Рис. 7

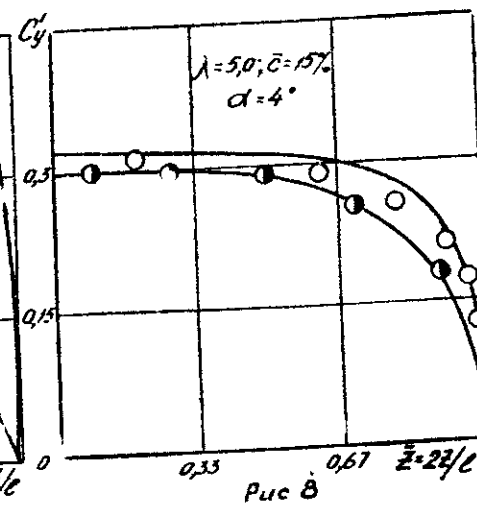


Рис. 8

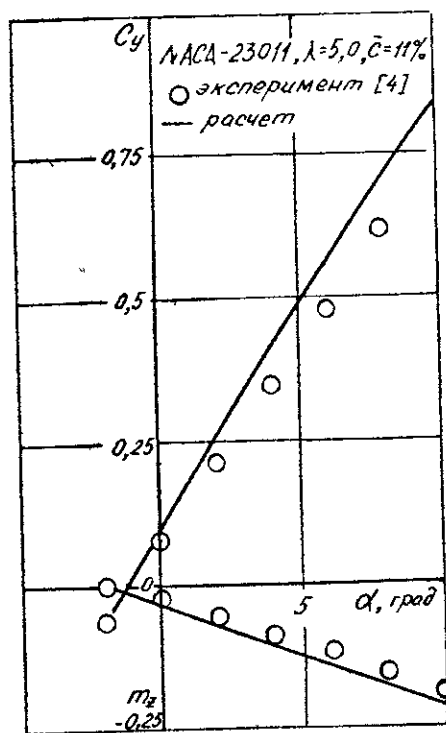


Рис 9

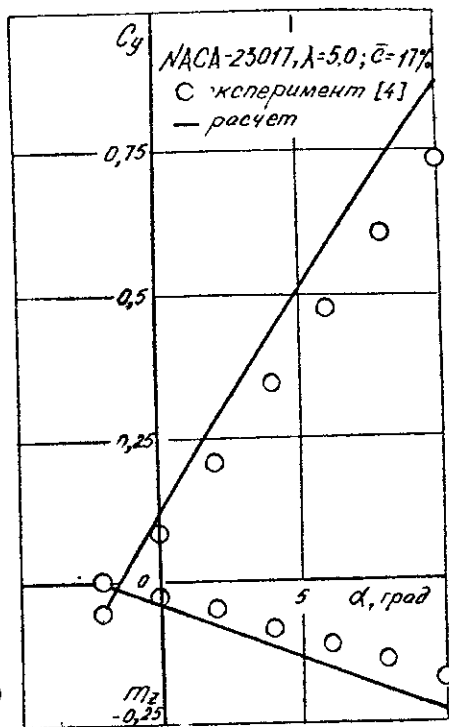


Рис 10

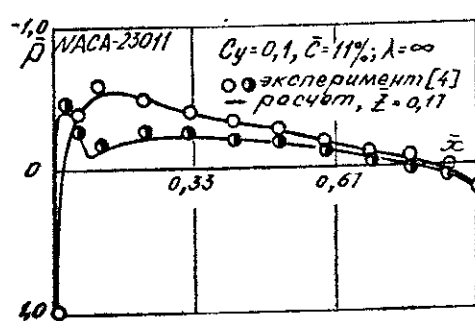


Рис 11

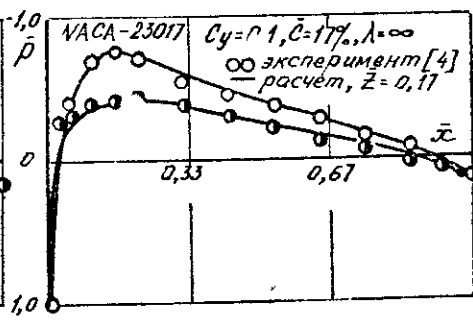


Рис 12

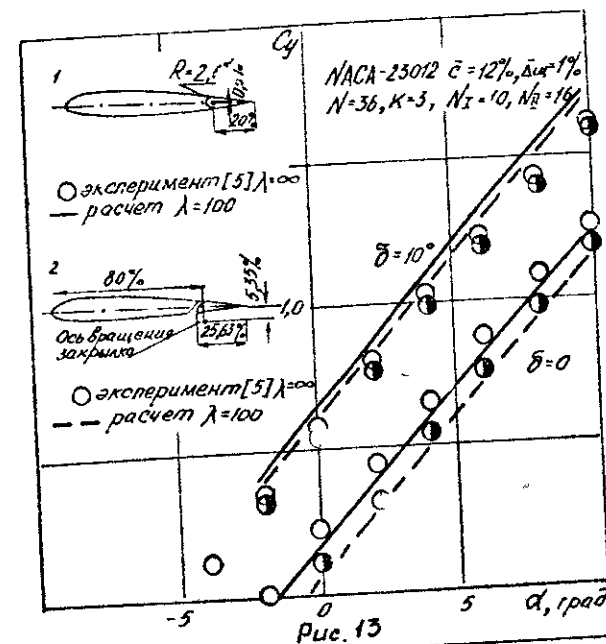


Рис 13

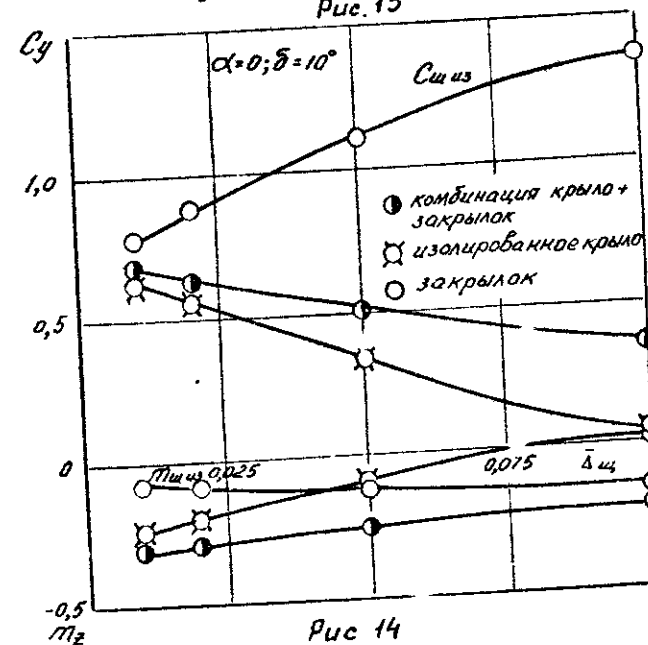


Рис 14

удается получить соответствующее эксперименту значительное изменение коэффициента давления по нижней и верхней поверхностям крыла вблизи его передней кромки.

На рис. 13 приведено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными [5] в рулевой задаче. В эксперименте крыло с профилем *NACA* - 23012 имело $\lambda = \infty$, в расчете - $\lambda = 100$ (C_y в сечении $\bar{z} = 0,17$). Параметры вихревой схемы следующие: $N = 36$, $K = 3$, $N_I = 10$,

$N_{II} = 16$ как для крыла, так и для руля. Исследовалось одно и то же крыло с двумя видами механизации: 1 - с закрылком, имеющим конструктивную компенсацию, и 2 - со щелевым закрылком с фиксированной осью вращения. Ширина щели $\bar{\Delta}_{щ} = \Delta_{щ}/b = 0,01$. Геометрические параметры механизации приведены на рис. 13. При углах отклонения закрылка $\delta = 0$ и $\delta = 10^\circ$ с ответствии результатов расчетов и экспериментальных данных удовлетворительное. Хорошо заметно влияние наличия даже небольшой щели. Кривая $C_y(\alpha)$ для крыла со щелью (штриховая линия) проходит несколько ниже, чем у крыла без щели (сплошная линия рис. 13).

При расчетах для крыла, имеющего щелевой закрылок, выяснилось сильное влияние щели. На рис. 14 приведены расчетные зависимости влияния ширины щели $\bar{\Delta}_{щ}$ на суммарные аэродинамические характеристики крыла с закрылком, изолированного крыла и шарнирные характеристики закрылка. Из графика (рис. 14) видно, что по мере увеличения щели несущие свойства закрылка возрастают, крыла и комбинации падают. Такое влияние ширины щели надо учитывать не только в аэродинамических, но и в прочностных расчетах.

Литература

1. Буш у е в В.И., З у б о к В.В. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик телесного крыла с механизацией. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1935.
2. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и

безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.

3. Б а с к а к о в С.Г., К о т о в с к и й В.Н., Н и ш т М.И. К расчету аэродинамических характеристик крыла конечного размаха и толщины. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1984.
4. У ш а к о в Б.А., К р а с и л ь щ и к о в П.П. и др. Атлас аэродинамических характеристик профилей крыльев. ЦАГИ, 1940.
5. П е т р о в К.П. Аэродинамика элементов летательных аппаратов. М., "Машиностроение", 1985.

В.В.Зубок, Е.Ю.Иродов, С.Н.Морозов,
В.А.Подобедов

О НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ДОЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕСУЩИХ СИСТЕМ

Расчет на ЭВМ аэродинамических характеристик пространственных несущих систем-решетчатых крыльев, бипланов и т.п. — сопряжен с дополнительными трудностями и требует относительно больших затрат машинного времени, поэтому выбор рациональной методики численных экспериментов является важной и актуальной задачей. В данной работе рассматриваются нелинейные эффекты при дозвуковом обтекании пространственных несущих систем и дается оценка области применимости линейной теории по величине угла атаки и относительной толщины элементов решетчатых крыльев. Сопоставление результатов расчета по линейной и нелинейной теориям позволяет обоснованно выбрать методику численных экспериментов, обеспечивающую заданную точность результатов. Ниже приведены в сравнении результаты расчета аэродинамических характеристик решетчатых крыльев, выполненных по схеме тонкой несущей поверхности в линейной и нелинейной постановках [1, 2, 3, 4, 5].

На рис. 1, а, б, в представлены зависимости коэффициентов подъемной силы C_y и момента тангажа от угла атаки для рамных решетчатых крыльев. Сплошные линии на графиках соответствуют результатам линейной теории, штриховые — нелинейной. Представленные результаты показывают, что при отсутствии выноса (рис. 1, а) величины C_y и m_z , рассчитанные по линейной и нелинейной теориям, хорошо согласуются между собой в широком диапазоне относительного шага ($\bar{t} = 0,5-2,0$) до больших углов

атаки ($\alpha = 15^\circ$).

Наличие выноса (рис. 1, б, в) приводит к тому, что часть несущих планов находится в области потока, где на их обтекание существенное влияние оказывает положение вихревого следа за крылом. Причем в случае нечетной постановки это влияние имеет особенности. Как это видно из рисунков, при малых значениях относительного шага ($\bar{t} = 0,5$), это влияние проявляется в большей степени, чем при больших значениях ($\bar{t} = 2$). Кроме того, результаты исследований показали, что знак разности аэродинамических коэффициентов, рассчитанных по линейной и нелинейной теориям, зависит от знака выноса \bar{B} (см. рис. 1, б, в).

Распределение несущих свойств между планами показано на рис. 2, 3 в виде зависимости коэффициента подъемной силы C_{y_j} от номера плана j . Там же приводится порядок нумерации планов. Сплошные линии на рисунках соответствуют результатам, полученным по нелинейной теории, штриховые — по линейной. Видно хорошее согласование по распределению нагрузки между планами при отсутствии выноса ($\bar{B} = 0$) до больших ($\alpha = 15^\circ$) углов атаки.

При наличии выноса на больших углах атаки коэффициенты C_{y_j} планов, рассчитанные по линейной и нелинейной теориям, начинают существенно различаться. Причем наибольшие различия проявляются у планов, расположенных ниже по потоку, и эти различия увеличиваются с уменьшением относительного шага решетчатых крыльев. Указанные различия объясняются тем, что при наличии выноса часть планов располагается в зоне скосов от вихревых следов находящихся впереди по потоку планов. При расчете по нелинейной теории свободные вихревые шнуры выстраиваются по линиям тока. В случае больших положительных углов атаки они, как правило, находятся выше по отношению к вихревым шнурам, которыми моделируется след за решетчатым крылом по линейной теории и, следовательно, суммарные скосы, вызываемые ими на соответствующих планах, будут уменьшаться при отрицательном выносе и увеличиваться при положительном.

Указанные различия при определении несущих свойств решетчатых крыльев по линейной и нелинейной теориям наглядно видны на рис. 4, где показано влияние величины выноса на несущие свойства. При этом величина $K_{\bar{B}} = \frac{C_{y_{\bar{B}}} - C_{y_{\bar{B}_0}}}{C_{y_{\bar{B}_0}}}$ 100%, где $C_{y_{\bar{B}}}$ и $C_{y_{\bar{B}_0}}$ — коэффициенты подъемной силы при $\bar{B} \neq 0$ и

$\bar{B} = 0$ соответственно.

Расчеты по нелинейной теории показывают, что при $\bar{t} \geq 1,5$ наличие большого положительного выноса может несколько уменьшить несущие свойства решетчатых крыльев, так как прирост несущих свойств за счет уменьшения взаимного влияния планов ослабевает, а влияние вихревого следа остается существенным. Возможность применения линейной теории для обтекания решетчатых крыльев с выносом в зависимости от геометрических параметров показана на рис. 5. Здесь $\varepsilon(C_y)$, $\varepsilon(m_z)$ — величины расхождений соответствующих коэффициентов, определенных по линейной и нелинейной теориям, при этом $\varepsilon(C) = \frac{C_{нл} - C_{л}}{C_{нл}} \cdot 100\%$, где $C_{л}$, $C_{нл}$ — значения коэффициентов, определенных соответственно по линейной и нелинейной теориям. Из рисунков видно, что при малых углах атаки расхождения при определении коэффициента подъемной силы не превышает 4%, а коэффициента момента тангажа — 6% в диапазоне величин выноса $-1 \leq \bar{B} \leq 1$ и шага $0,5 \leq \bar{t} \leq 2$. На больших углах атаки указанные расхождения становятся существенными при малом значении относительного шага \bar{t} и больших значениях выноса \bar{B} . Так, например, при $\alpha = 15^\circ$, $\bar{t} = 0,5$ и $\bar{B} = 1$ значение $\varepsilon(C_y) \approx 11\%$, а $\varepsilon(m_z) \approx 20\%$.

Влияние относительной толщины планов на аэродинамические характеристики решетчатых крыльев рассматривалось на примере бипланов бесконечного размаха. В качестве телесных профилей были использованы симметричные профили НАСА серии 63. Тонкие профили рассчитывались в линейной постановке, телесные — в нелинейной. Ниже приводится сравнение расчета аэродинамических характеристик бипланов бесконечного размаха. При этом значения относительной толщины \bar{c} варьировались от 0% до 21%, относительного шага \bar{t} в пределах от 0,3 до 2,1.

На рис. 6, 7 представлены результаты расчетов аэродинамических производных C_y^α и m_z^α в зависимости от значений относительной толщины профиля \bar{c} для различных значений относительного шага \bar{t} . При этом значения производных C_y^α и m_z^α толстых профилей взяты при нулевых значениях углов атаки. Как видно из рисунков, с ростом относительной толщины \bar{c} , значения C_y^α убывают, а m_z^α по абсолютной величине возрастают. На рис. 8 и 9 приведены также относительные величины расхождений расчетов по линейной и нелинейной теориям $\varepsilon(C_y^\alpha)$ и $\varepsilon(m_z^\alpha)$ в зависимости от относительной толщины профилей \bar{c} .

Здесь $\varepsilon(C_y^\alpha) = \frac{C_{y\bar{t}}^\alpha - C_{y\bar{n}}^\alpha}{C_{y\bar{n}}^\alpha} \cdot 100\%$ и $\varepsilon(m_z^\alpha) = \frac{m_{z\bar{t}}^\alpha - m_{z\bar{n}}^\alpha}{m_{z\bar{n}}^\alpha} \cdot 100\%$, где индексы \bar{t} и \bar{n} соответствуют характеристикам, рассчитанным соответственно по линейной и нелинейной теориям. Из рисунков видно, что с увеличением значений \bar{c} эти расхождения нарастают для всего диапазона относительных шагов \bar{t} . Причем для несущих свойств характерно более интенсивное нарастание $\varepsilon(C_y^\alpha)$ при малых значениях относительного шага \bar{t} , а для моментных характеристик $\varepsilon(m_z^\alpha)$ по абсолютной величине нарастает сильнее при больших значениях относительного шага \bar{t} .

Усиление несущих свойств с увеличением \bar{c} объясняется, повидимому, усилением взаимного влияния между планами, особенно при малых значениях \bar{t} вследствие уменьшения среднего расстояния между внутренними поверхностями профилей биплана. Что же касается значений C_y^α каждого из планов, то здесь решающее значение играет дополнительное разрежение в канале между планами вследствие уменьшения его сечения за счет толщин профилей.

На рис. 10 представлены зависимости $C_{y\bar{t}}^\alpha$ верхнего (штриховые линии) и нижнего (сплошные линии) профилей в зависимости от \bar{t} для значений \bar{c} , равных 6% и 21%. Видно, что при больших значениях \bar{c} различия в распределении нагрузок по планам заметны, в особенности при малых \bar{t} .

На рис. 11 приведены эпюры распределения $\Delta \bar{P}$ вдоль хорды плана для различных \bar{c} . С увеличением \bar{c} нагрузка в зоне носка уменьшается вследствие уменьшения разрежения на нем, центр давления при этом перемещается назад по потоку.

Кроме перечисленных факторов, на указанные расхождения в результатах расчета влияет нелинейность зависимостей $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$. В качестве примера на рис. 12 и 13 приведены зависимости $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ для биплана с указанными на графиках параметрами. Здесь при $|\alpha| \leq 4^\circ$ значения $\varepsilon(C_y)$ и $\varepsilon(m_z)$ не превышают 5%.

На рис. 14 представлена область допустимых значений относительной толщины \bar{c} в зависимости от α и \bar{t} для коэффициента подъемной силы C_y , при которых $\varepsilon(C_y) \leq 5\%$. Сверху область ограничена поверхностью предельно допустимых значений \bar{c} . При расчете моментных характеристик линейная теория дает приемлемое совпадение с нелинейной для относитель-

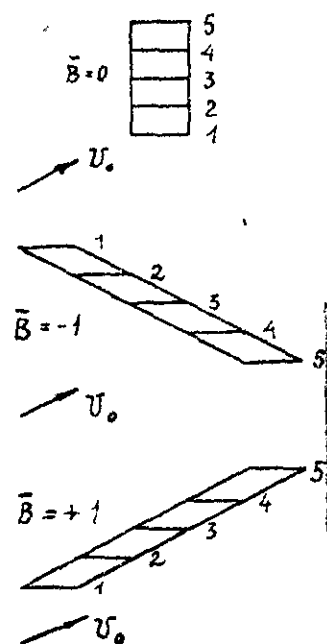
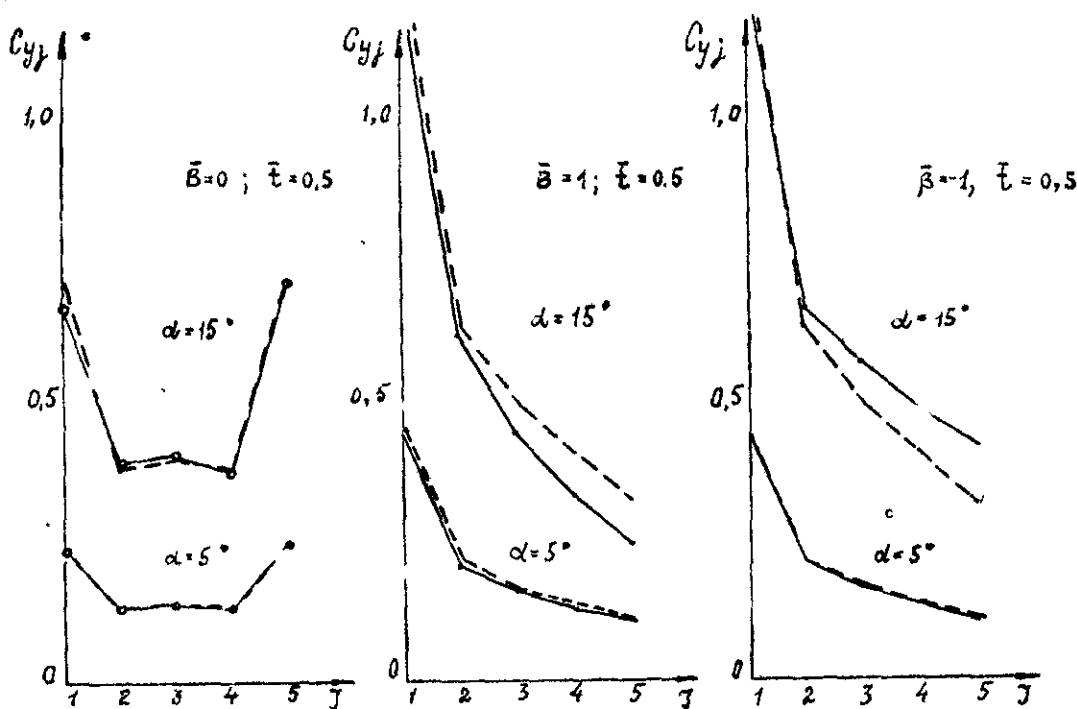
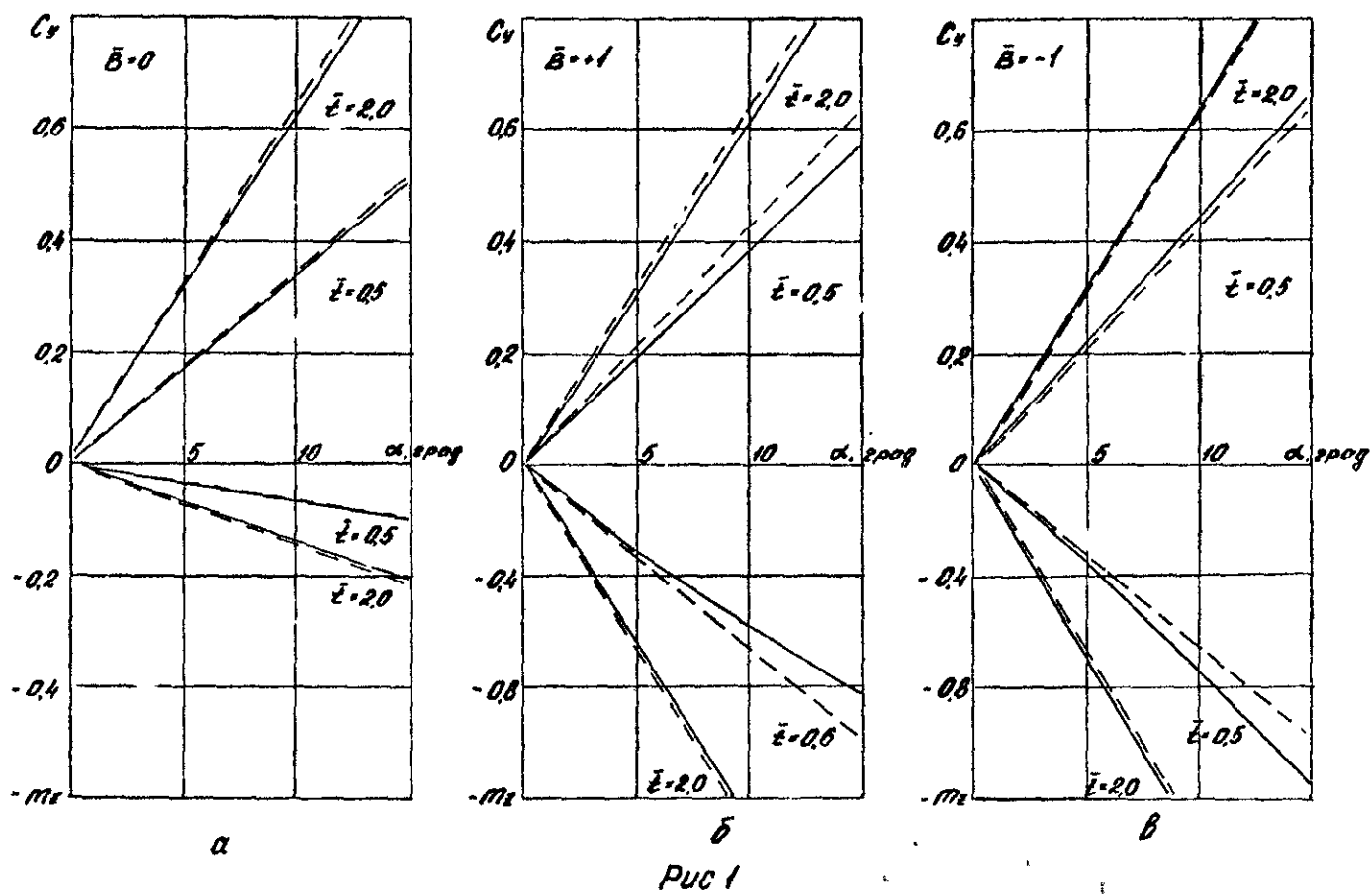
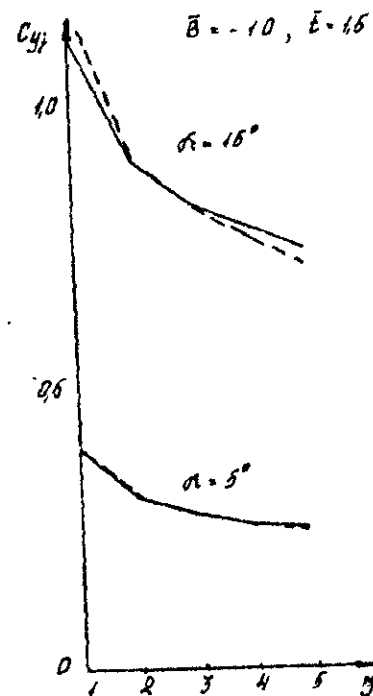
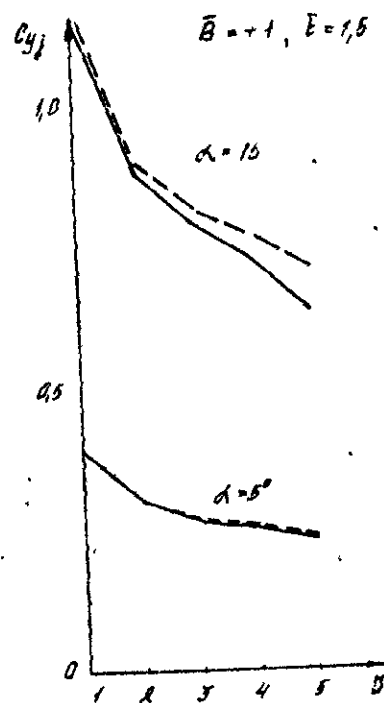
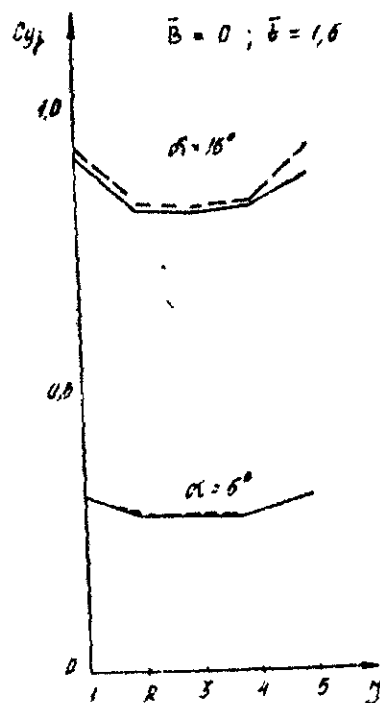
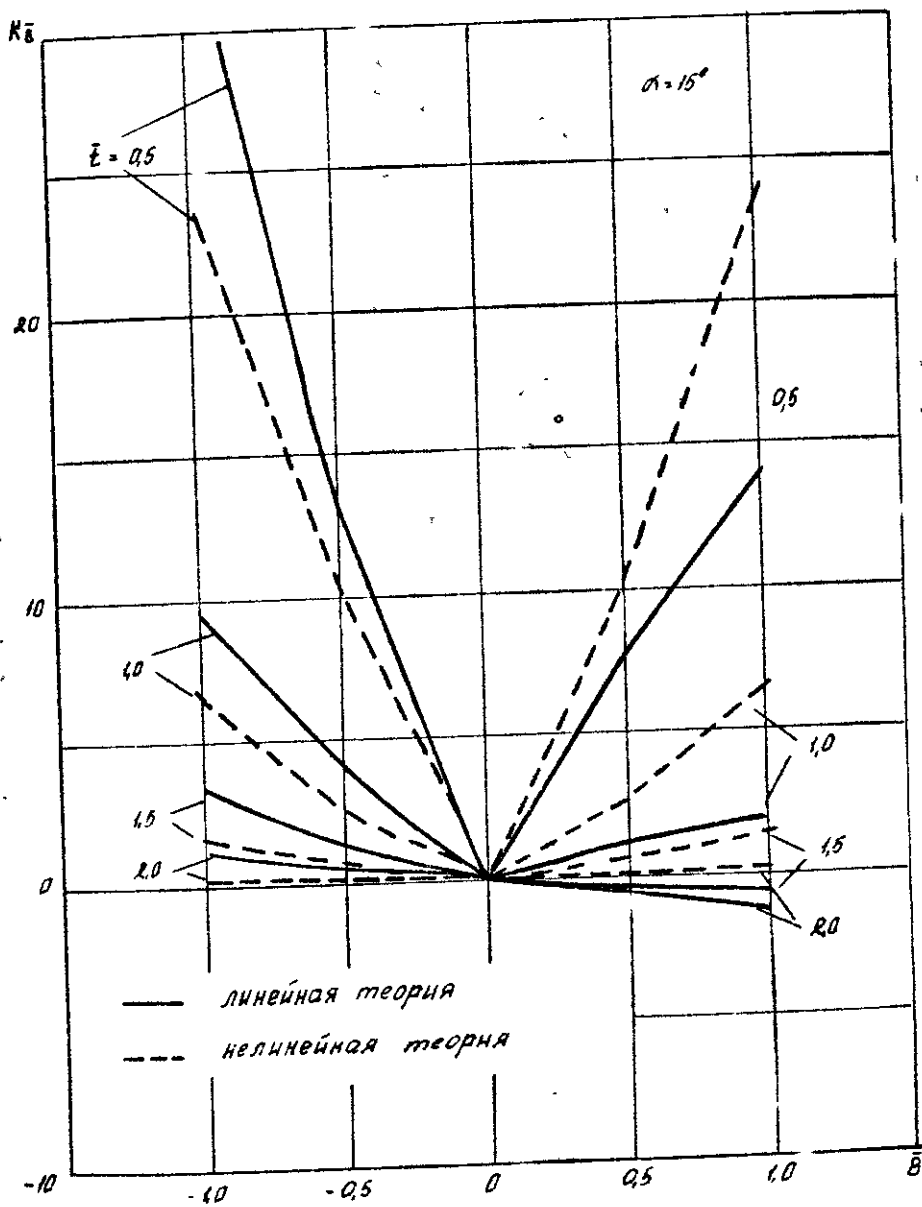


Рис. 2





- Рисунок 4

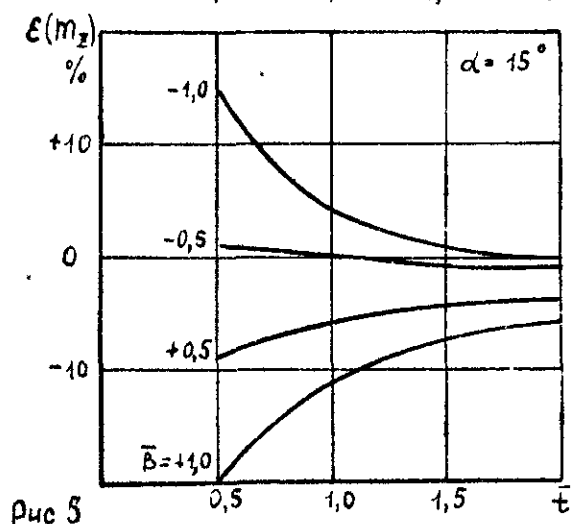
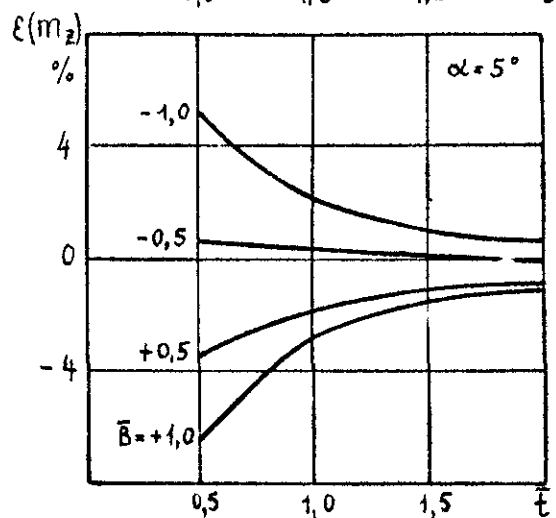
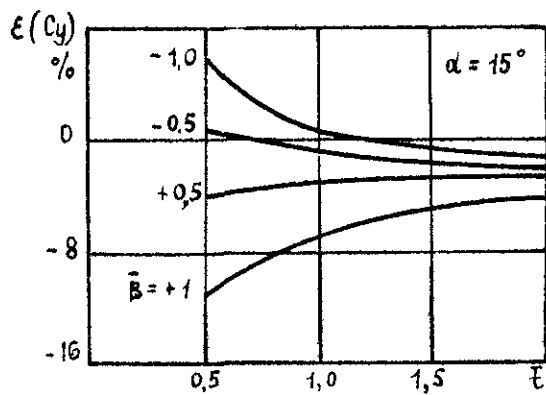
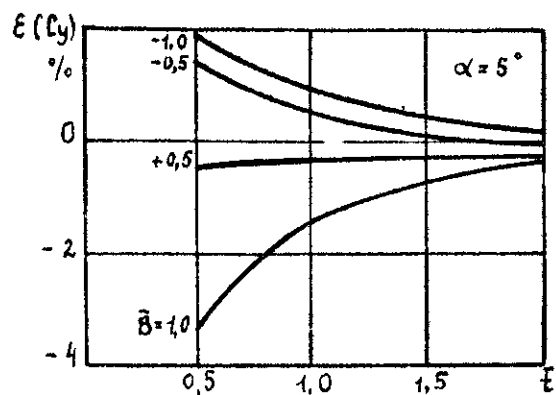


Рис 5

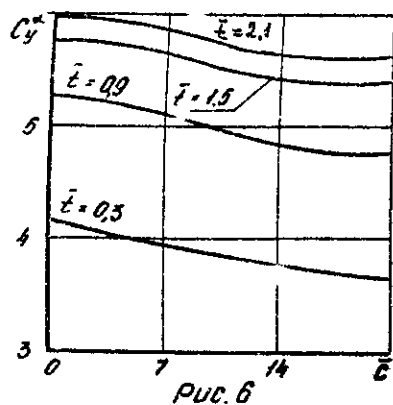


Рис. 6

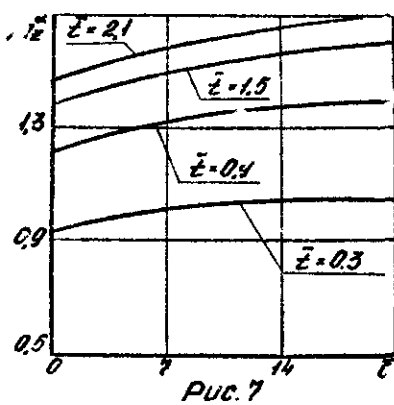


Рис. 7

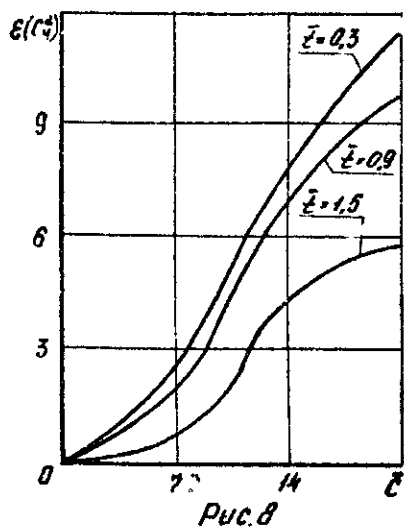


Рис. 8

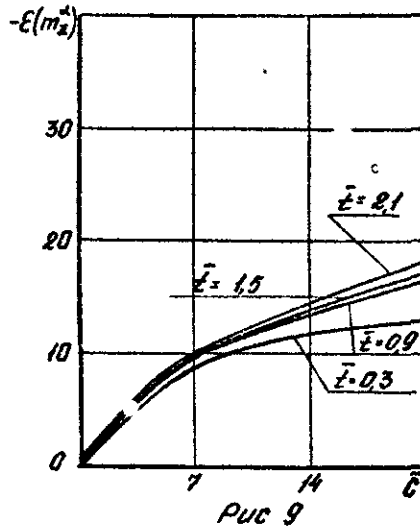


Рис. 9

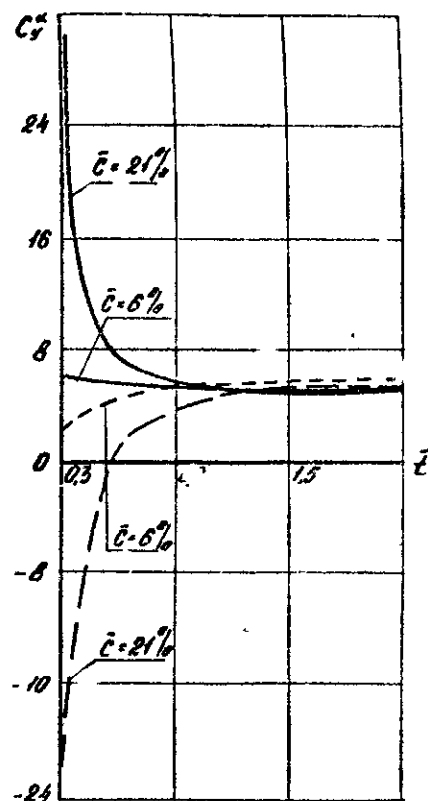
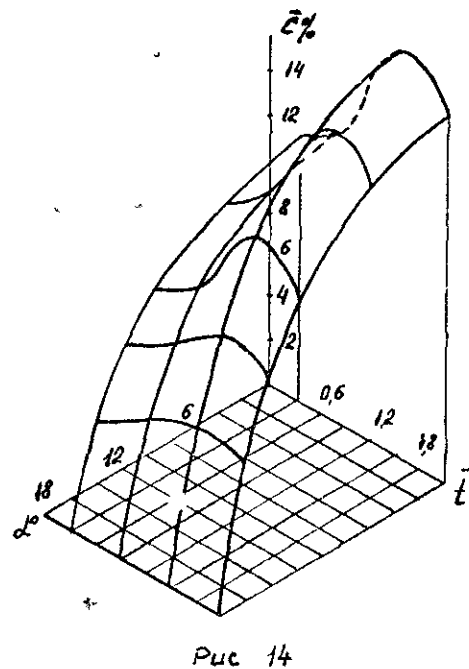
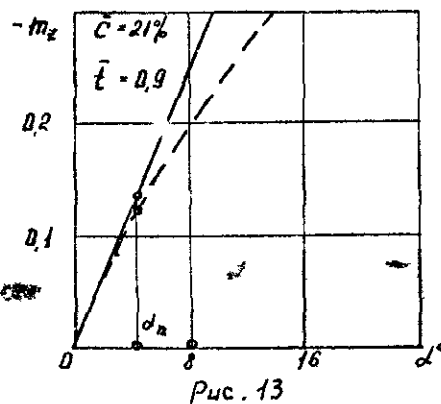
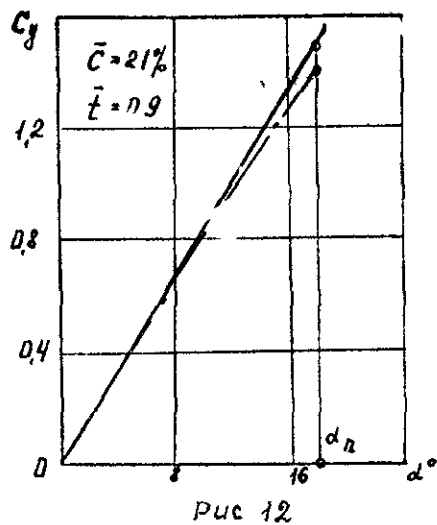
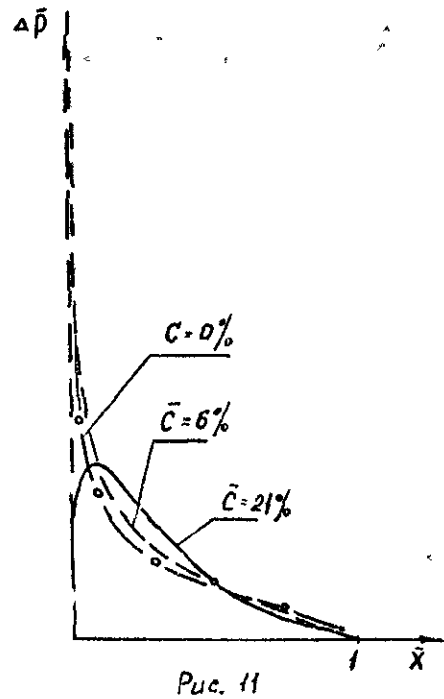


Рис. 10



ных толщин \bar{c} , не превышающих 3÷3,5%.

Изложенные выше результаты позволяют обоснованно выбрать рациональную методику расчета аэродинамических характеристик реальных несущих систем. При этом необходим учет конструктивных особенностей данных систем, кинематических параметров, а также типа рассчитываемой аэродинамической характеристики.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К.
Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М. "Наука", 1975.
2. Белоцерковский С.М., Ишт М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. Белоцерковский С.М., Одинов Л.А., Сафин Ю.З. и др. Решетчатые крылья. М., "Машиностроение", 1985.
4. Бушурев В.И., Зубок В.В. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик телесного крыла с механизацией. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
5. Морозов С.Н., Подобедов В.А. К исследованию нелинейных аэродинамических характеристик решетчатых крыльев на дозвуковых скоростях. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Линейные характеристики. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1983.

А.И.Желанников, В.М.Онищенко

К ИССЛЕДОВАНИЮ НАГРУЖЕНИЯ ХВОСТОВОГО ОПЕРЕЕНИЯ САМОЛЕТА В СПУТНОМ СЛЕДЕ

1. Общие положения

Для современных летательных аппаратов характерным являются полеты на значительных углах атаки, при больших углах отклонения управляющих органов, тормозных щитков и т.д. (рис. 1). При этом наблюдаются отрывные режимы обтекания, сопровождающиеся интенсивной турбулизацией потока. Как отмечается в [1], образование отрывных зон и их последующая трансформация сопровождаются более или менее интенсивными изменениями скорости и давления в следе, которые могут привести к нерегулярным вынужденным колебаниям элементов конструкции летательного аппарата, т.е. к бафтингу [2, 3, 4]. Поэтому большой интерес представляет задача определения аэродинамических нагрузок, действующих на элементы конструкции находящихся в спутном следе. До последнего времени эти вопросы решались экспериментальным путем [3, 4, 5, 7].

В настоящей работе задача определения внешних нагрузок, действующих на взаимодействующую систему плохообтекаемых и находящихся в спутном следе аэродинамических поверхностей, решается численно на ЭВМ в рамках модели идеальной жидкости и метода дискретных вихрей [1]. Считается, что аэродинамические поверхности жесткие. Рассматривается плоский случай обтекания с некоторой скоростью U_0 . Изучается влияние взаимного расположения поверхностей, целей на впереди расположенном профиле на уровни пульсаций аэродинамических нагрузок.

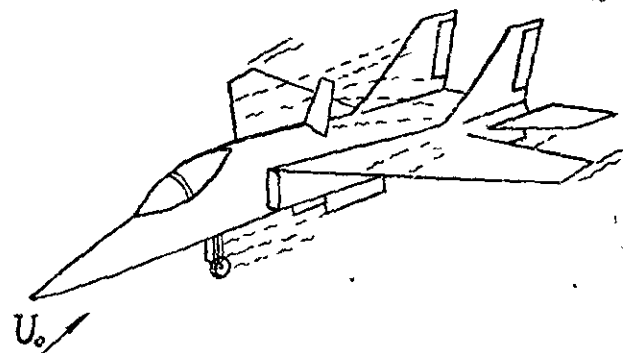


Рис. 1

2. Метод расчета

Пусть система аэродинамических поверхностей в момент времени $t = 0$ начинает двигаться в невязкой, несжимаемой жидкости со скоростью U_0 . Введем систему координат Oxy так, как это показано на рис. 2. За характерный линейный размер примем длину первой пластины l_1 . Введем безразмерные параметры:

$$X = \frac{x}{l_1}, \quad y = \frac{y}{l_1}, \quad \tau = \frac{U_0 t}{l_1}, \quad (1)$$

где τ — безразмерное время.

Выбор положения, количества дискретных суммарных вихрей $\Gamma_{\Sigma \mu}$ и контрольных точек ∇ на поверхности профилей произведем согласно рекомендациям работы [1]. Расчет циркуляций дискретных вихрей, вихревых отструктур в спутном следе и аэродинамических нагрузок для системы аэродинамических поверхностей будем осуществлять последовательно в дискретные моменты времени τ .

Для определения неизвестных циркуляций используем граничные условия о непротекании пластин, гипотезу Чаплыгина-Куковского на их острых кромках и условие о неизменности циркуляции по замкнутым жидким контурам, охватывающим профили.

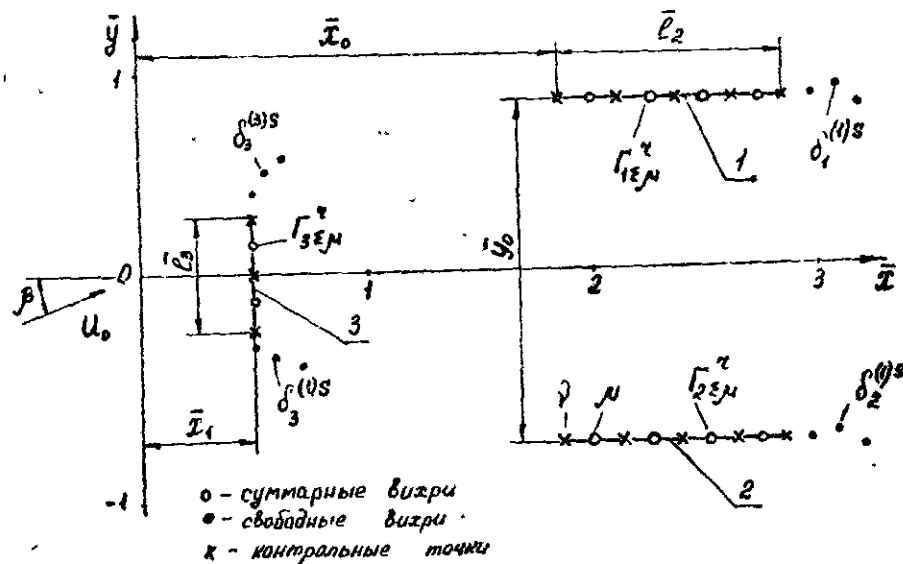


Рис. 2

Задача сводится к решению следующей системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{i=1}^3 \left(\sum_{\mu=1}^{n_i} \Gamma_{i\mu}^z a_{i\mu\gamma} + \delta_i^{(1)z} a_{i\gamma} + \delta_i^{(3)z} a_{i\mu\gamma} \right) = H_{i\gamma}^z; \quad (2)$$

$$\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{i\mu}^z + \delta_i^{(1)z} + \delta_i^{(3)z} = H_i^z;$$

$$\gamma = 0, 1, \dots, n_i; \quad z = 1, 2, \dots; \quad i = 1, 2, 3.$$

Правые части этих уравнений известны и равны:

$$H_{i\gamma}^z = 2\pi f n_i (\bar{x}_{0\gamma i}, \bar{y}_{0\gamma i}, \tau_z) - \sum_{i=1}^3 \sum_{s=1}^{z-1} (\delta_i^{(1)s} a_{i\gamma} + \delta_i^{(3)s} a_{i\mu\gamma}); \quad (3)$$

$$i = 1, 2, 3; \quad \gamma = 0, 1, \dots, n_i; \quad z = 1, 2, \dots;$$

$$H_i^z = - \sum_{s=1}^{z-1} (\delta_i^{(1)s} + \delta_i^{(3)s}); \quad i = 1, 2, 3; \quad z = 1, 2, \dots \quad (4)$$

Здесь $\bar{x}_{0\gamma i}$ и $\bar{y}_{0\gamma i}$ — координаты контрольных точек, $f n_i (\bar{x}_{0\gamma i}, \bar{y}_{0\gamma i}, \tau_z)$ — нормальная составляющая возмущенной скорости в γ -той контрольной точке. Коэффициенты a вычисляются по формулам работы [1].

В каждый расчетный момент времени z определяются заново все суммарные циркуляции на профилях $\Gamma_{i\mu}^z$ (μ — номер суммарного вихря на профиле, i — количество профилей). Напряженности свободных вихрей зависят только от расчетного момента времени s , в который они сходат с профиля, поэтому в момент времени z неизвестны и циркуляции свободных вихрей $\delta_i^{(1)z}$ и $\delta_i^{(3)z}$.

Безразмерные аэродинамические нагрузки на поверхностях вычисляются с помощью интеграла Коши-Лагранжа.

3. Результаты расчетов

Положение профилей по отношению к системе координат Oxy будем характеризовать параметрами $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \bar{x}_4$ и расположим их относительно оси Ox симметрично. Возмущенный поток в общем случае направим по отношению к Ox под некоторым углом β (см. рис. 2). Размеры профилей № 1 и 2 и их взаимное расположение оставим неизменным. Будем варьировать лишь размерами и положением профиля № 3.

На рис. 3 и 4 изображено изменение коэффициента нормальной силы C_n во времени τ на профилях № 1 и 2 для случаев $\bar{x}_3 = 0,5$ и $0,8$. Как видим, после окончания переходного режима ($\tau > 8+10$ на рис. 3) устанавливается колебательный характер нагружения пластин № 1 и 2. Судя по данным рис. 3 и 4, увеличение размеров профиля № 3 приводит к некоторому росту амплитуды нагружений пластин № 1 и 2 при резком сокращении времени переходного режима.

Ярко выраженные максимумы нагрузки на профилях № 1 и 2 повторяются через примерно одинаковый промежуток времени

$\tau = 6+8$, что является следствием периодического схода вихрей с профиля № 3. Это соответствует числу Струхала $Sh = 0,125 + 0,166$.

На рис. 5 показано мгновенное поле скоростей для момента времени $\tau = 24,5$ в спутном следе за профилем № 3. Видно, что с течением времени устанавливается вихревой след типа шахматной дорожки Кармана. Такой периодический характер следа и приводит на больших τ (больше $8+10$) к колебаниям нагрузки на профилях.

Рассмотрим, как изменится характер обтекания системы пластин, если на профиле № 3 будем располагать симметричным образом щели. На передней пластине вводились одна или две щели с размерами $\delta = 0,1 \cdot \bar{L}_3$ и $0,05 \cdot \bar{L}_3$ соответственно. Рис. 6 показывает мгновенное поле скоростей для случая $\delta_1 = \delta_2 = 0,05 \bar{L}_3$ в момент времени $\tau = 24,1$. Как видно, наличие щелей приводит к нарушению периодичности схода вихрей с кромок переднего профиля и отчетливо выраженной вихревой дорожки, захватывающей пластины № 1 и 2, не наблюдается [7].

Изменение коэффициента нормальной силы C_n во времени представлено на рис. 7 для взаимного расположения поверхностей с параметрами $X_1 = 0$; $\bar{L}_3 = 0,5$ и $\beta = 0^\circ$ с различной перфорацией пластины № 3. Случай "А" соответствует ранее рассмотренному нагружению пластин № 1 и 2 при отсутствии щелей на переднем профиле. Здесь же нанесены зависимости $C_n(\tau)$ для случаев "В" с одной щелью $\delta = 0,1 \bar{L}_3$ и "С" с двумя щелями $\delta_1 = \delta_2 = 0,05$ на профиле № 3. Видно, что введение щелей на пластине № 3 приводит к резкому уменьшению колебаний давления $\Delta \bar{p}$ на поверхности пластин № 1 и 2, а также суммарной аэродинамической силы C_n .

Перфорация переднего профиля может привести к падению его аэродинамического сопротивления, что является нежелательным, например, для тормозного щитка. Но, как было показано ранее на рис. 7, перфорация приводит к уменьшению пульсаций нагрузки на профилях, расположенных в спутном следе. Определим, как изменяется сопротивление профиля № 3 при различной его перфорации.

Взаимное расположение поверхностей определяется параметрами, указанными на рис. 7. В таблице № 1 приведены средние значения C_n на профиле № 3 и процент снижения сопротивления на нем при наличии щелей по отношению к сопротивлению профиля

без щелей.

Таблица I

	Без щели	1 щель = 0,1	2 щели = 0,05
C_n среднее	0,930	0,919	0,895
Снижение C_n в %	—	1,18%	3,77%

Таким образом, введение щели на профиле № 3 приводит к незначительному падению сопротивления на нем, но значительно улучшается характер обтекания профилей № 1 и 2, снижается уровень пульсаций нагрузок [7].

В случае, если вектор скорости невозмущенного потока U_∞ составляет некоторый угол β с осью Ox , то, как видно из данных, представленных на рис. 8 и 9, один из профилей (в данном случае № 1) находится в более возмущенном поле скоростей с увеличением угла β от 5° до 15° пульсации C_n для профиля № 2 уменьшаются, а на профиле № 1 увеличиваются. Для $\beta = 15^\circ$ на пластине № 2 уже не происходит изменения направления C_n во времени.

Итак, исследование аэродинамического взаимодействия профилей при отрывном обтекании показывает, что их нагружение сильно зависит от характера спутного следа за плохо обтекаемым телом.

Как отмечается в работах [3, 6], в качестве одного из эффективных способов борьбы с бафтингом оперения, очевидно, является вынос хвостового оперения самолета из зоны спутного следа. Если это по ряду конструктивных и др. соображений невозможно, то значительное уменьшение пульсаций нагрузки дает, как показано в работе, устройство на впереди расположенной поверхности, например, щитке, перфорации.

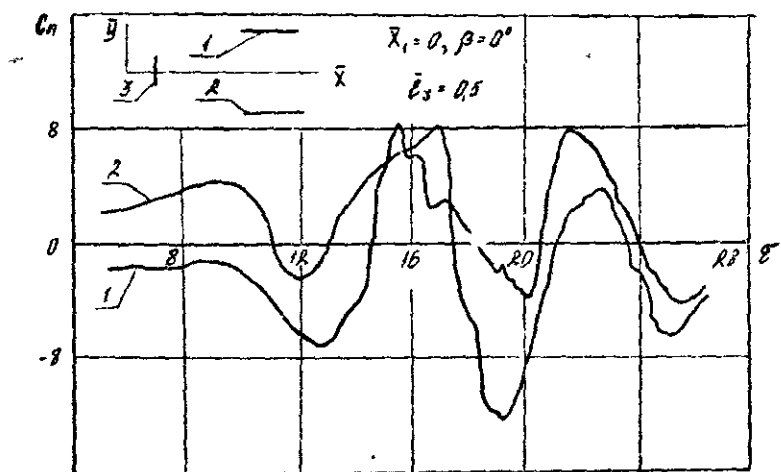


Рис 5

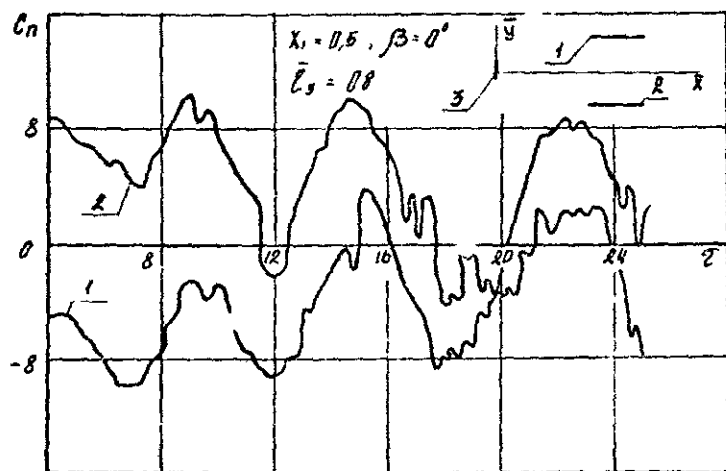


Рис 4

$$\tau = 245 ; \bar{x}_1 = 0, \bar{t}_3 = 0.5, \\ \beta = 0',$$

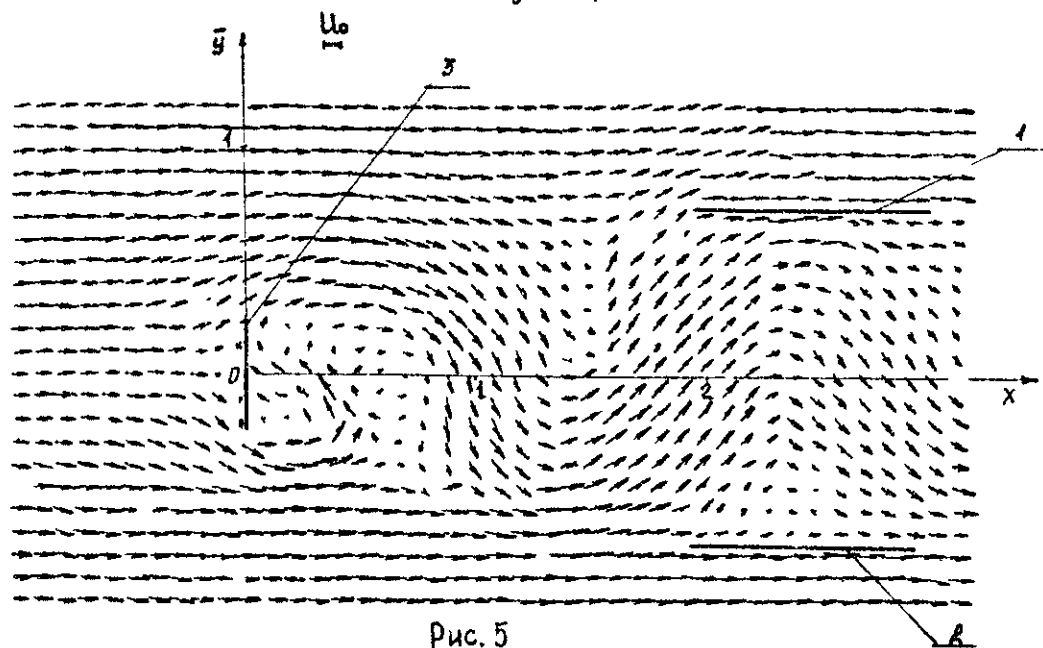


Рис. 5

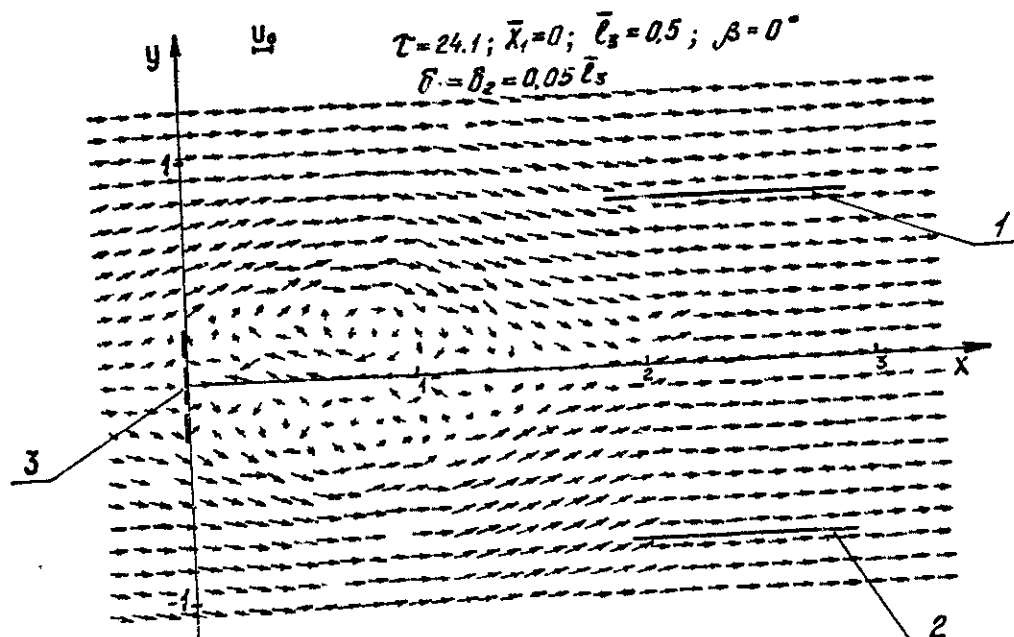


Рис 6

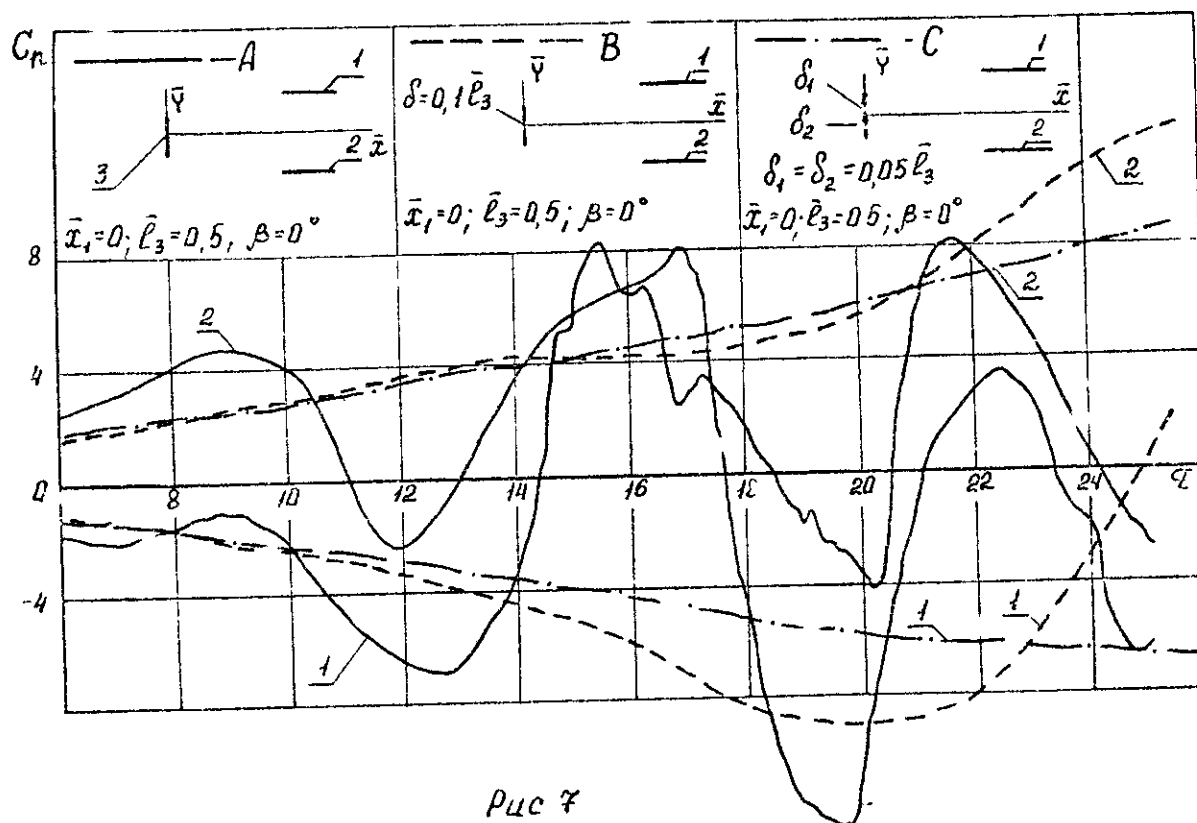


Рис 7

Литература

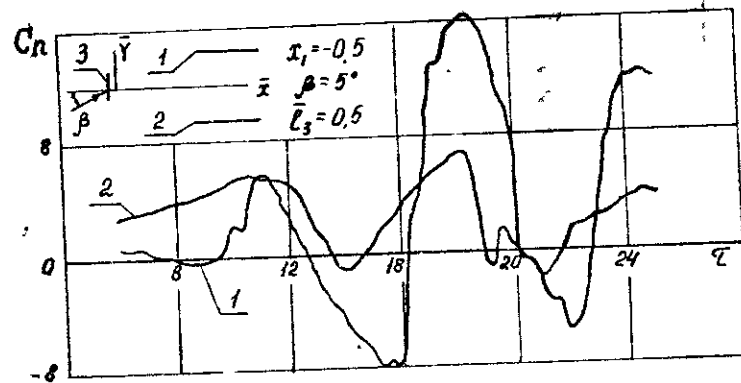


Рис. 8

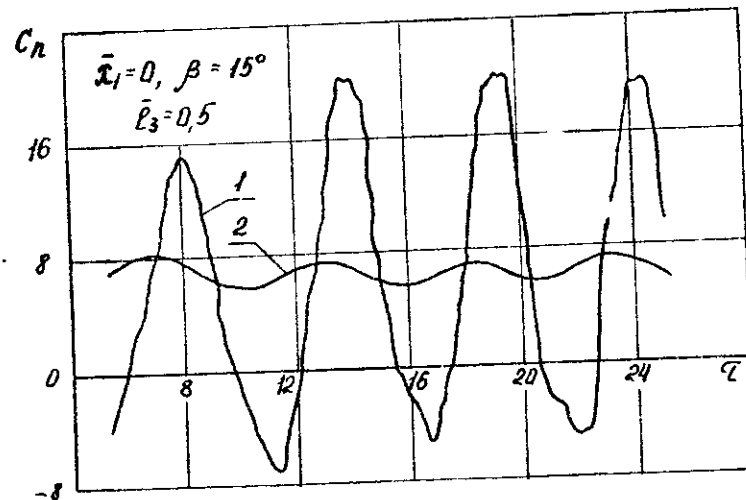


Рис. 9

1. Белоцерковский С.М., Никит М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Феринг Г. Основы аэроупругости. М., "Машиностроение", 1984.
3. Hwan G.C., P.W.S. Aircraft Wake Flow Effect and Horizontal Tail Buffet, *J. Aircraft*, IV, V.16, N4, 1979
4. Mabey D.G., Butler G.F. Measurement of Buffeting on Two 65° Delta Wings of different Materials. Unsteady Airloads in Separated and Transonic Flow", 1977 (AGARD, CP-226).
5. Mabey D.G. Analysis and Correlation of Data at Pressure Fluctuations in Separated Flow. *AIJA Journ of Aircraft*, V.9, N9, 1972
6. Бисплингхофф Р.Л., Эшли Х., Халфман Р.Л. Аэроупругость. Изд. ИЛ, М., 1953.
7. Mabey D.G. Elimination of buffeting on the rear fuselage of the Hercules Tanker, *Aeronautical Journal* November, 1985, v. 89, N 889

В.И.Бушуев, С.И.Пешков

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ВЛИЯНИЮ
СЖИМАЕМОСТИ СРЕДЫ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЛЕСНОГО ПРОФИЛЯ С РУЛЕМ

Аэродинамические характеристики рулей зависят как от формы в плане крыла или оперения, формы в плане установленных на них рулей, так и от формы их профилей и сжимаемости потока.

В соответствии с [1] были проведены расчеты нелинейных аэродинамических характеристик телесного профиля ($\bar{c} = 12\%$) с рулем, имеющим относительную хорду до оси вращения $\bar{b}_r = 0,2$ и конструктивную компенсацию. При этом рассматривалось влияние угла атаки α , угла отклонения руля δ и числа M_∞ . На рис. 1 приведены зависимости коэффициента нормальной силы C_y и коэффициента момента тангажа m_x от угла атаки при неотклоненном руле для трех чисел M_∞ . Из приведенных расчетных данных видно, что сжимаемость среды оказывает существенное влияние на зависимости $C_y(\alpha)$ и $m_x(\alpha)$. Однако на шарнирные характеристики (коэффициент нормальной силы руля C_{y_r} и коэффициент шарнирного момента m_{x_r}) для тех же условий обтекания рассматриваемого профиля с рулем это влияние гораздо меньше (рис. 2, 3).

Увеличение числа M_∞ приводит к значительному изменению суммарных характеристик и при отклоненном руле (рис. 4). На шарнирные характеристики при отклоненном руле сжимаемость среды оказывает меньшее влияние (рис. 5, 6).

Как показывают данные расчета (рис. 7), с ростом числа M_∞ возрастает разрежение на верхней поверхности крыла, а давление на нижней поверхности крыла и руля незначительно уве-

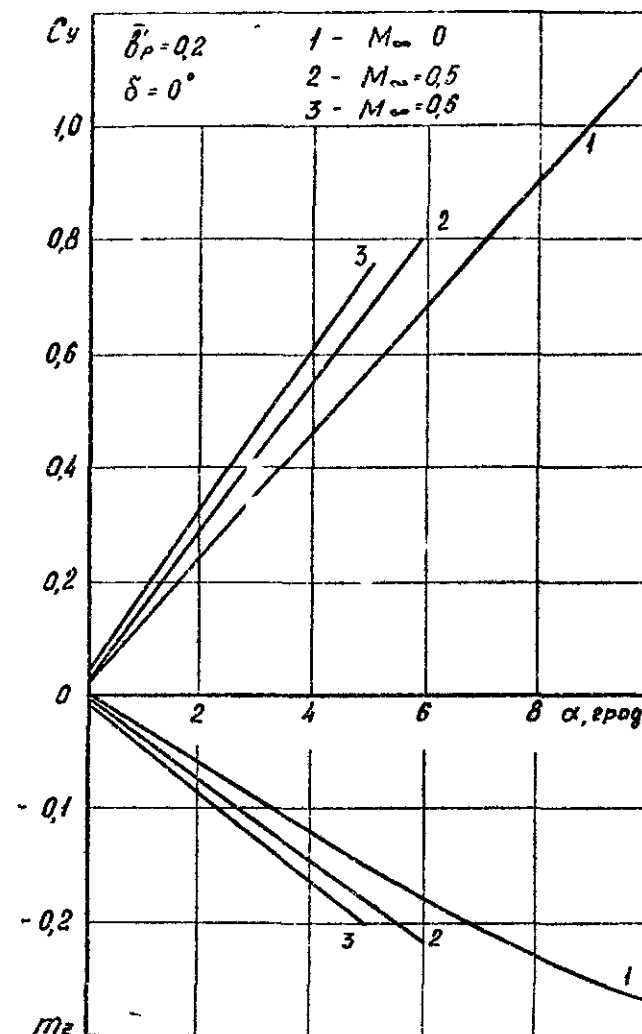


Рис 1

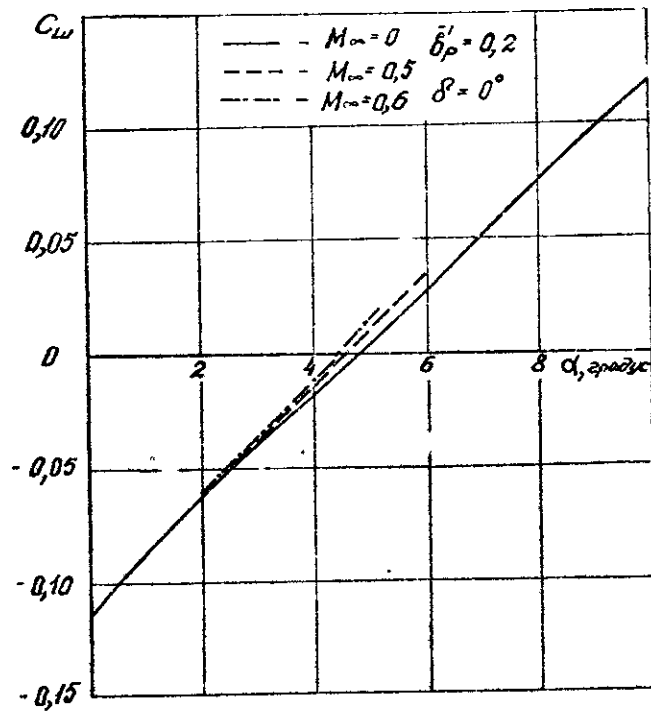


Рис. 2

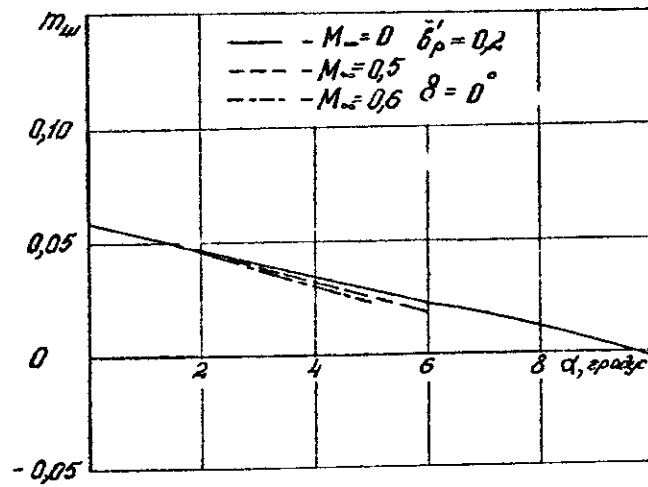


Рис. 3

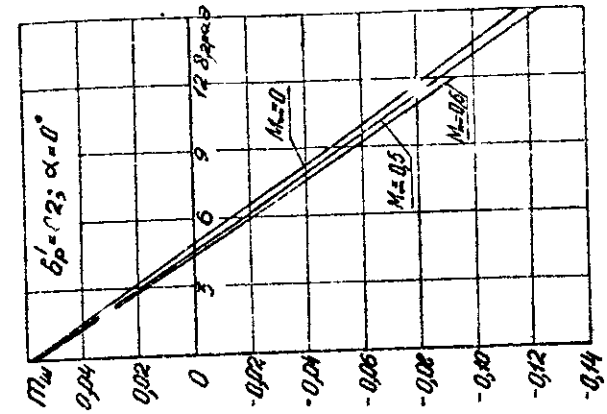


Рис. 6

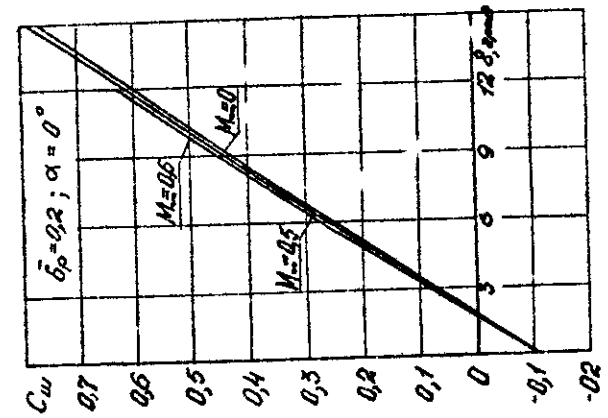


Рис. 5

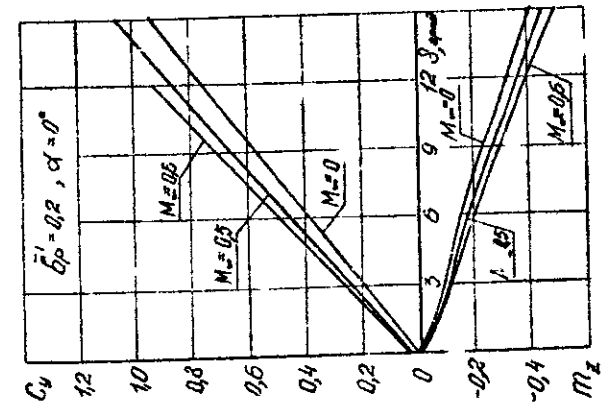


Рис. 4

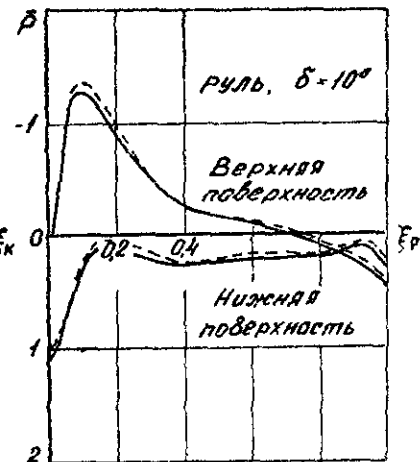
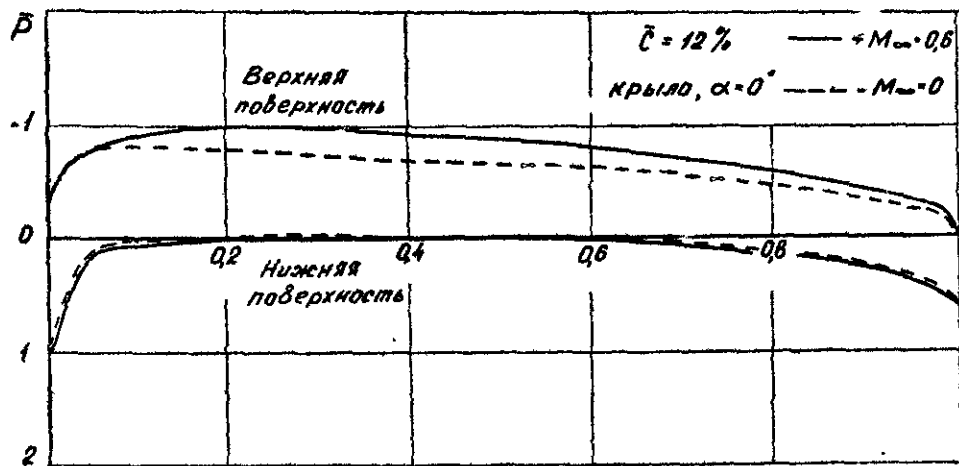


Рис. 7

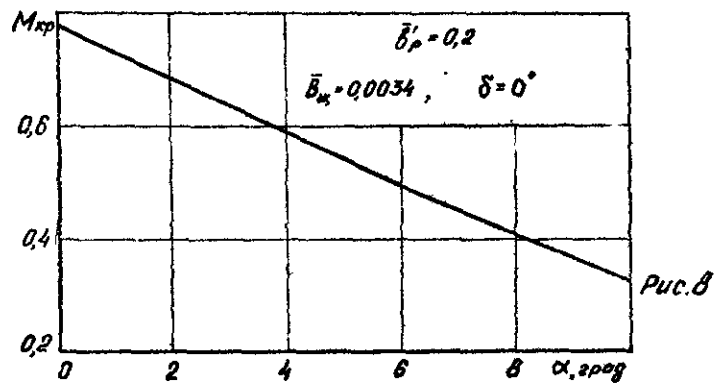


Рис. 8

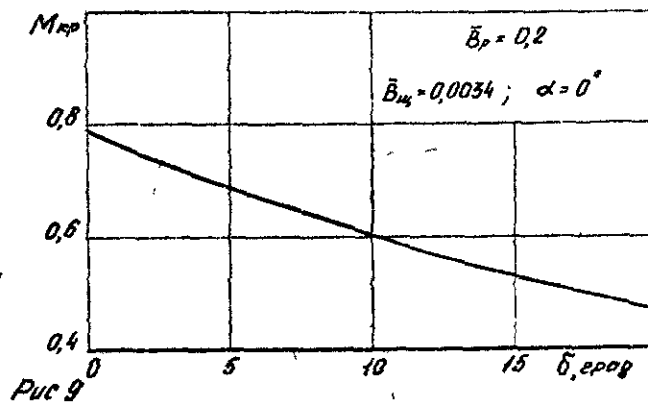


Рис. 9

личивается. На верхней поверхности руля разрежение в некоторых местах уменьшается, что объясняется для данного профиля не только его влиянием на руль, но и формой носка руля и конструктивным видом компенсации руля. Это обстоятельство качественно подтверждается экспериментальными данными [2] для телесного профиля с рулем, имеющим конструктивную компенсацию.

В итоге, увеличение числа M_∞ сказывается на изменении нагрузки на руле незначительно, что объясняет характер изменения коэффициентов нормальной силы руля и шарнирного момента.

Углы атаки и отклонения руля существенно влияют на величину критического числа Маха. При увеличении угла атаки в рассматриваемом случае $M_{кр}$ уменьшается гораздо интенсивнее, чем при увеличении угла отклонения руля (рис. 8, 9).

Приведенные в статье результаты расчетов свидетельствуют о значительном влиянии сжимаемости среды на коэффициенты нормальной силы и момента тяги тела телесного профиля с рулем.

Литература

1. Бушнев В.И., Пешков С.И. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик телесного профиля с рулем при больших дозвуковых скоростях. Статья настоящего сборника.
2. Петров К.П. Аэродинамика элементов летательных аппаратов. М., "Машиностроение", 1985.

П.А.Баранов, В.Е.Карташов, М.И.Ништ,
А.Г.Судаков

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБТЕКАНИЯ ТОНКОГО ДИСКА

Тормозные устройства парашютного типа в наиболее распространенном варианте представляют собой тонкие оболочки, имеющие осевую симметрию (например, парашют - плоский круг в раскрое) [1]. Существующие методики численного определения аэродинамических характеристик таких парашютов основаны на предположении осесимметричности течения вокруг купола. При этом подходе не представляется возможным определять зависимость аэродинамических характеристик парашюта от угла атаки, а также моделировать особенности его пространственного обтекания во многих практически важных случаях.

Данная работа является одним из этапов разработки методики расчетов пространственного обтекания осесимметричных поверхностей и посвящена численному и экспериментальному исследованию пространственного обтекания тонкого диска.

1. Физический эксперимент

Экспериментальные исследования несущих свойств тонкого диска с острой кромкой выполнялись в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей с закрытой рабочей частью восьмигранного сечения с диаметром вписанной окружности 2,25 м. Максимальная скорость потока равна 60 м/с, критическое число

Рейнольдса для шара диаметром 242 мм равно $2,34 \cdot 10^5$, что соответствует начальной турбулентности потока в трубе $\varepsilon_0 = 0,9\%$ [2]. Эксперименты проводились при числе Рейнольдса, равном $Re = 1 \cdot 10^6$. Измерение сил и моментов производилось с помощью автоматических электромеханических весов. Определялись зависимости $C_y(\alpha)$, $C_n(\alpha)$, $m_z(\alpha)$, при этом учитывалось влияние державок и индукция трубы. Отношение площади модели диска к площади сечения рабочей части составляло величину, меньшую 5%, поэтому поправка на загромождение рабочей части трубы не вводилась ввиду её малости [3]. Продольный момент определялся относительно носка диска.

Исследования проводились на модели тонкого диска, изготовленной из дерева. Диск имел диаметр $D = 0,5$ м и относительную толщину $\delta = 1,6\%$. По внешнему диаметру модели с верхней поверхности было выполнено снятие односторонней фаски шириной, равной угловой толщине диска.

Эксперименты по визуализации вихревой структуры потока над диском осуществлялись в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью круглого сечения диаметром 1,2 м методом "парового экрана" [4]. Максимальная скорость потока равна 70 м/с, критическое число Рейнольдса для шара диаметром 242 мм равно $1,5 \cdot 10^5$, что соответствует начальной турбулентности потока $\varepsilon_0 = 1,7\%$ [2]. Схема визуализации течения показана на рис. 1.

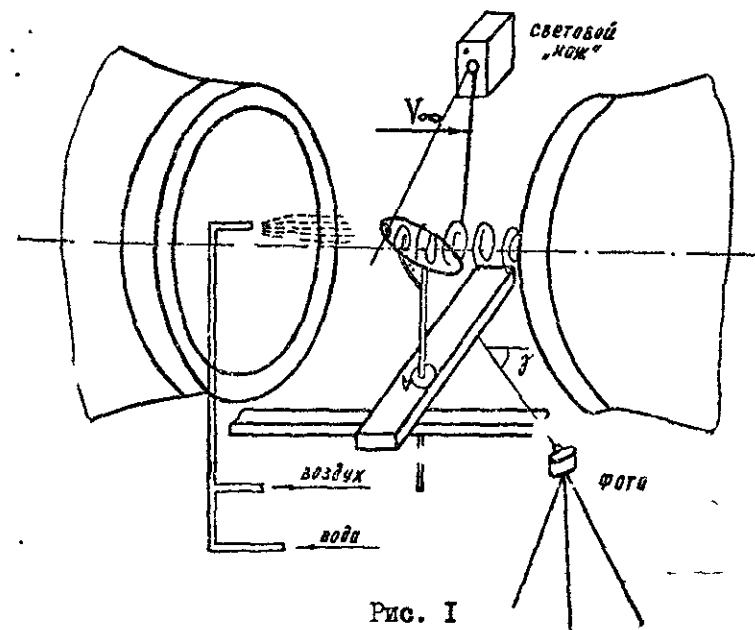


Рис. 1

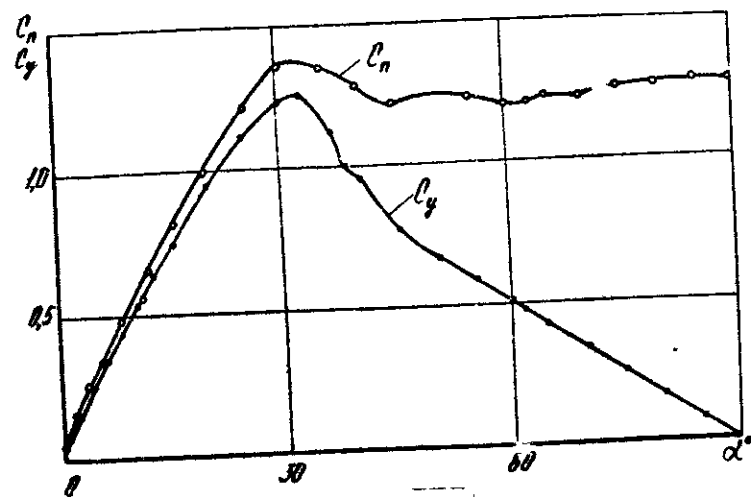


Рис. 2

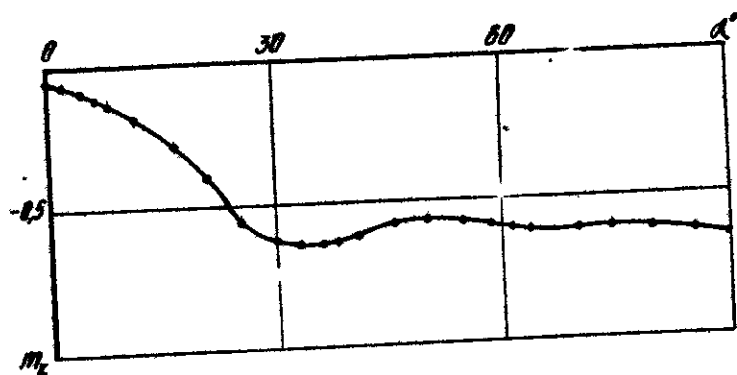


Рис. 3

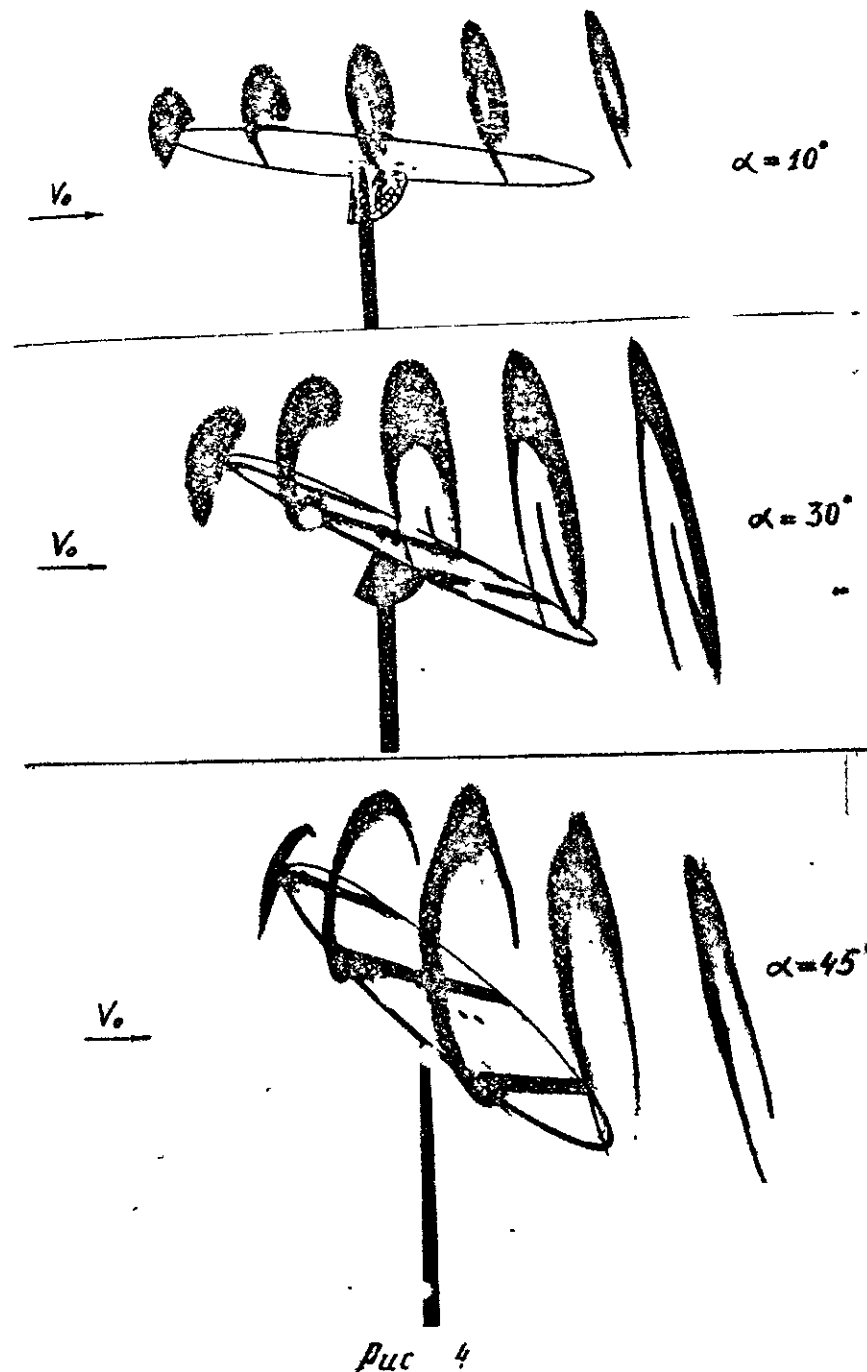


Рис. 4

Результаты проведенных исследований представлены на рис. 4.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости коэффициентов нормальной силы C_n , подъемной силы C_y , а также продольного момента m_z от угла атаки α .

На рис. 4 представлены некоторые результаты экспериментов по визуализации вихревой структуры над диском, из которых следует, что развитие вихревого следа за диском происходит в общих чертах так же, как у прямоугольных крыльев малого удлинения, изученных в работе [5] (удлинение диска $\lambda = 1,27$). На углах атаки $\alpha \leq 20^\circ$ диск обтекается с образованием ярко выраженных концевых вихрей, при этом зависимость $C_y(\alpha)$ близка к линейной. При дальнейшем увеличении угла атаки диска начинается замыкание вихревой структуры, которое завершается на углах атаки $\alpha > 35^\circ$ образованием вихревого "чулка", опирающегося на кромку диска. Этому случаю соответствует резкое падение коэффициента подъемной силы.

2. Численный эксперимент

Рассмотрим осесимметричную поверхность, образованную вращением дуги АВ вокруг оси OZ_1 (рис. 5). Введем связанную цилиндрическую систему координат x, y, z .

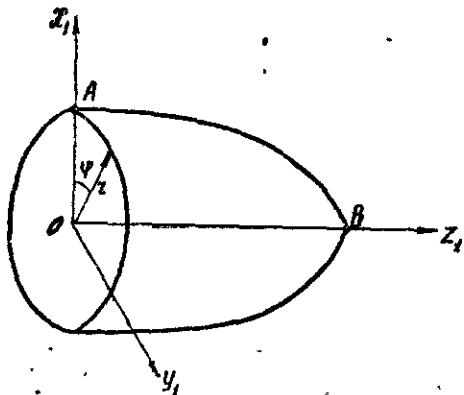


Рис. 5

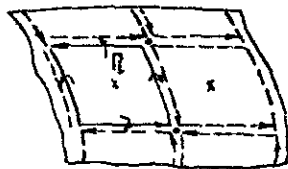


Рис. 6

Основные положения метода дискретных вихрей и принципы построения численного алгоритма применительно к пространственным течениям изложены в [6] и справедливы для рассматриваемой задачи. Отметим только одну особенность, связанную с тем, что в качестве основного дискретного элемента был выбран не подковообразный вихрь, а замкнутая вихревая рамка постоянной циркуляции (рис. 6). Поле скоростей такой рамки определяется с использованием выражений для поля скоростей прямолинейного вихревого отрезка, приведенных в [6].

Использование вихревых рамок вместо системы поперечных и продольных вихрей оказалось более эффективным по следующим причинам: во-первых, алгоритм построения вихревых схем обладает в этом случае достаточной общностью и по существу един для различных криволинейных поверхностей и, во-вторых, значительно упрощается алгоритм расчета нестационарного перелоада давлений на этих поверхностях.

Для осесимметричных тел вихревую схему удобно строить следующим образом. На поверхность тела равномерно по угловой координате и в общем случае неравномерно по образующей располагаются узловые точки, соединение которых определенным образом позволяет получить систему плоских замкнутых вихревых рамок. Контрольные точки располагаются на поверхности тела так, чтобы расстояние от контрольной точки до противоположной стороне соответствующей ей рамки было одинаковым. Таким образом, на обтекаемой поверхности находятся вершины вихревых рамок и контрольные точки. При этом расположение контрольных точек на поверхности тела не является обязательным, и можно размещать также и в плоскости рамки.

В случае неравномерного разбиения образующей вихревую схему целесообразно строить так, чтобы площади вихревых рамок оказывались одинаковыми, т.е. строить схему, равномерную по площадям.

Примеры вихревой схемы диска, равномерной по радиусу и равномерной по площади, приведены на рис. 7.

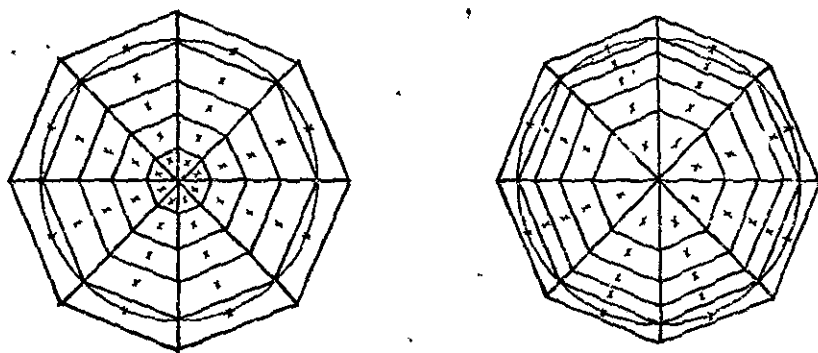


Рис. 7

Для вычисления перепада давления используется интеграл Коши-Лагранжа [7], который применительно к рассматриваемой задаче удобно записать в виде:

$$\frac{\Delta p}{\rho} = \nabla \Gamma \cdot \vec{V}_{or} + \frac{\partial \Gamma}{\partial t}$$

где $\nabla \Gamma$ — градиент циркуляции рамок, \vec{V}_{or} — вектор относительной касательной скорости жидкости в точке, принадлежащей вихревой структуре, при этом значения Δp , Γ и \vec{V}_{or} относятся к соответствующим контрольным точкам.

С учетом указанных особенностей был проведен расчет обтекания диска, установленного под углом 45° к набегающему потоку. Закон движения диска задавался в виде: $V(t) = 0$, $t \leq 0$, $V(t) = V_0$, $t > 0$. Вихревая схема строилась равномерно по радиусу, при этом на поверхности диска располагалось 40 рамок. В качестве характерного размера был принят радиус диска.

Некоторые результаты расчета представлены на рис. 8 и 9.

На рис. 8 приведена зависимость коэффициента подъемной силы C_y от безразмерного времени $\tau = \frac{V_0 t}{R}$. Как видно из рисунка, при увеличении τ расчетное значение коэффициента подъемной силы C_y в среднем стремится к значению, полученному экспериментальным путем. Распределение перепада давления по поверхности диска при этом становится близким к равномерному.

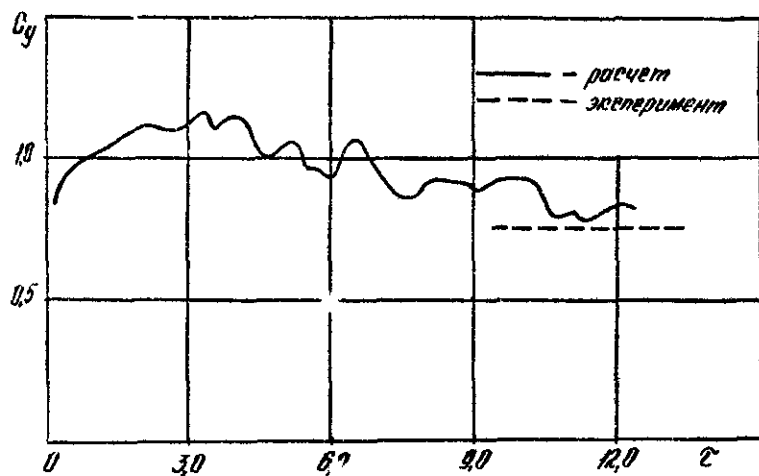


Рис. 8.

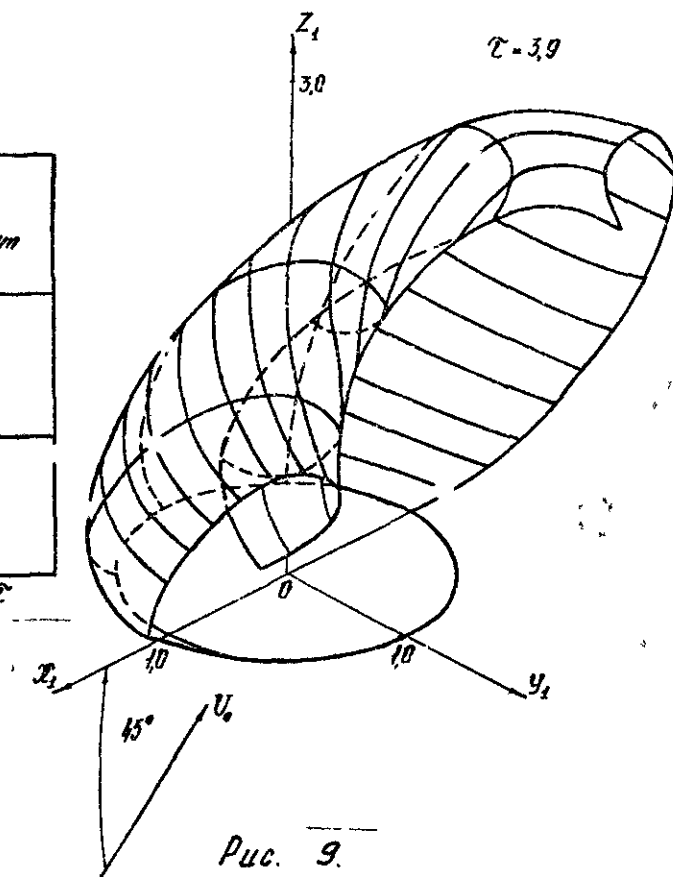


Рис. 9.

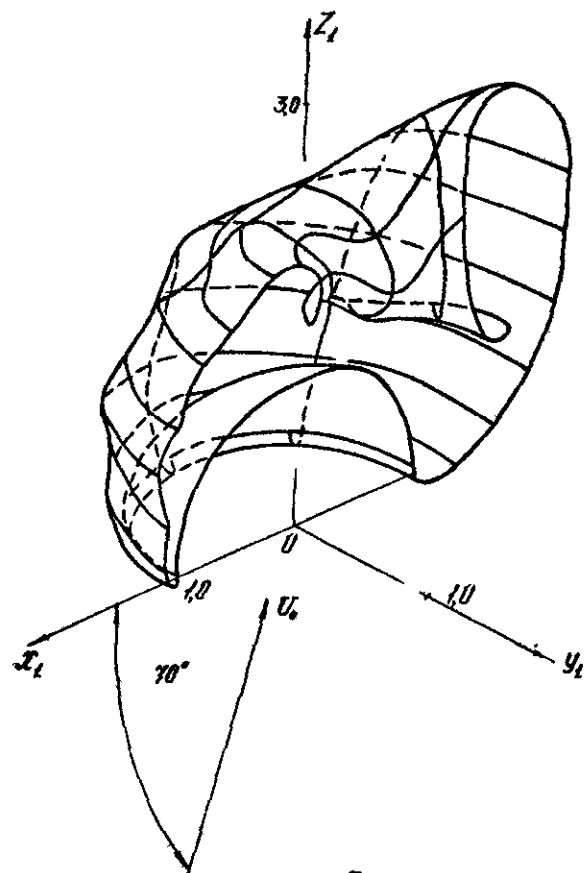


Рис. 10.

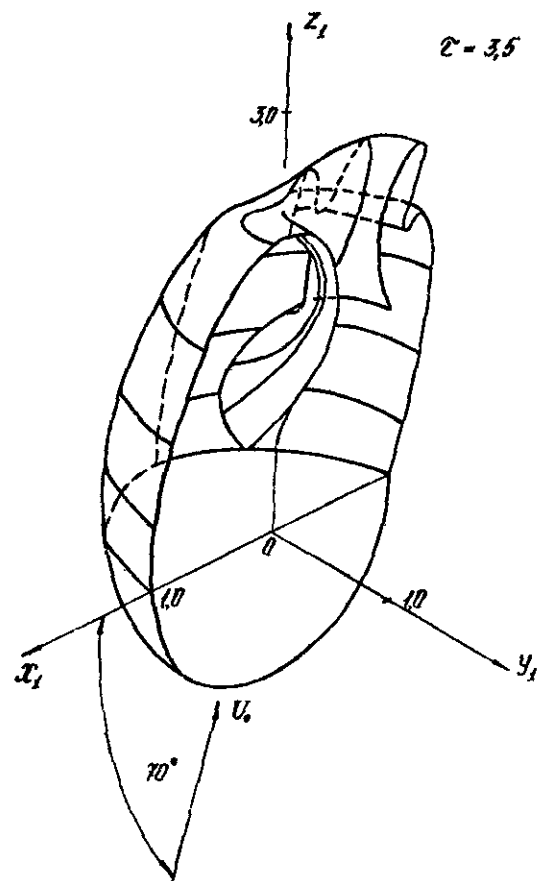
 $\tau = 3,5$ 

Рис. 11.

 $\tau = 3,5$

На рис. 9 изображена форма вихревого следа за диском для момента времени $\tau = 3,9$. Как видно, в начале свободные вихри образуют довольно гладкую вихревую поверхность. Однако затем, при $\tau > 4$ вихревая пленка теряет устойчивость и разрушается.

Для иллюстрации возможности применения изложенного подхода для расчета криволинейных поверхностей были проведены расчеты обтекания полусферы, установленной под углом 70° к набегающему потоку. На рис. 10 и 11 изображена форма вихревого следа для двух случаев расположения тела. Приведенные на рисунках данные соответствуют моменту времени $\tau = 3,5$

Литература

1. Л о б а н о в Н.А. Основы расчета и конструирования парашютов М., "Машиностроение". 1965.
2. Справочник авиаконструктора. Т. I. Аэродинамика самолетов. М., ЦАГИ, 1937.
3. Т а б а ч н и к о в В.Г. Влияние загромождения потока на стационарные аэродинамические характеристики тонких пластин. Труды ЦАГИ, вып. 1915, 1978.
4. В и з е л ь Е.П., Г у б ч и к А.А., Ж у к о в В.Д., Ж у к о в Вал.Д. Методы физических исследований структуры вихревого следа. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1981.
5. В и з е л ь Е.П., Г у б ч и к А.А., К а с с и ч М.В., Ж у к о в В.Д. Ж у к о в Вал.Д., Х р е к и н М.И. Экспериментальное исследование отрывных течений и нелинейных характеристик тонких крыльев. Труды ЦАГИ, вып. 1915, 1978.
6. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
7. К о ч и н Н.Е., К и б е л ь И.А., Р о з е Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. I, М., Физматгиз, 1963.

В.И.Бушнев

К РАСЧЕТУ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВИХРЯ НЕИЗМЕННОЙ ФОРМЫ ПРИ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

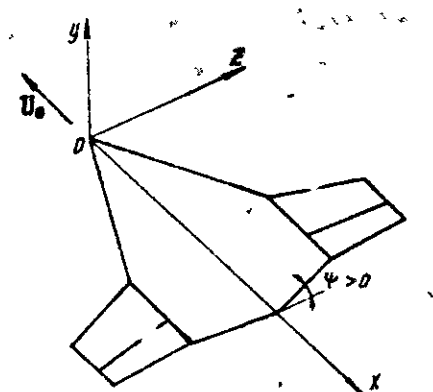


Рис. 1

Известно [1], что расчет нестационарных аэродинамических характеристик летательных аппаратов при отклонении рулей на дозвуковых скоростях целесообразно проводить с использованием неравномерной вихревой схемы. Это справедливо как для несжимаемой, так и сжимаемой среды. Однако такой подход к расчету предусматривает применение нестационарных вихрей неизменной во времени, но различной по отношению друг к другу формы, при этом данные вихри не разделяются на присоединенные и свободные (являются как бы суммарными) в отличие от того, как рассматривалось в работе [2]. Соотношения для определения потенциала возмущенных скоростей от такого замкнутого суммарного нестационарного вихря в дозвуковом сжимаемом потоке при скачкообразном изменении напряженности получены в работе [1]. Это позволяет найти пространственное поле скоростей, вызываемых таким вихрем, чему и посвящена данная статья.

Пусть в сжимаемой идеальной среде с дозвуковой скоростью U_0 движется тонкое крыло (летательный аппарат) произвольной формы в плане и сложной поперечной конфигурации. В момент времени $t = 0$ на всем крыле или на его части происходит скачкообразное изменение граничных условий, например, мгновенно отклоняется руль на некоторый угол δ . Начало связанной с крылом системы координат $Oxyz$ поместим в носке корневой хорды, а оси направим так, как показано на рис. 1.

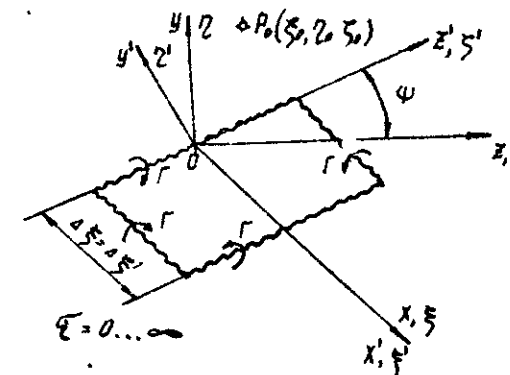


Рис. 2

13.039 - 7694

Для расчета крыло разбивается на N полос сечениями K с учетом изломов кромок крыла и расположения рулей, а каждая полоса, в свою очередь, разбивается на n_{kk-1} неодинаковых панелей в соответствии с методикой, описанной в работе [1]. Каждой панели соответствует один замкнутый нестационарный дискретный вихрь и одна контрольная точка. Плоскости вихрей наклонены на тот же угол ψ_{kk-1} по отношению к плоскости xOz (рис.1), что и соответствующие им поверхности крыла.

Изменению граничных условий на крыле соответствует возникновение суммарных нестационарных вихрей на крыле и руле и начало перемещения со скоростью U_0 свободных вихрей в следе за крылом.

Для отдельного замкнутого нестационарного вихря с напряженностью $\Gamma_+(t)$ введем систему координат $Ox'y'z'$ так, чтобы вихрь лежал в координатной плоскости $x'Oz'$, а ось Ox' была направлена по скорости невозмущенного потока U_0 , ось Oz' - вдоль правого полуразмаха вихря (рис.2). Будем считать, что замкнутый вихрь появляется в момент времени $\tau = tU_0/b = 0$ (b - корневая хорда крыла) и скачком приобретает напряженность $\Gamma_+ = U_0 b \Gamma$, иначе

$$\Gamma_+(\tau) = \begin{cases} 0 & \text{при } \tau < 0, \\ \Gamma_+ & \text{при } \tau > 0. \end{cases}$$

Введем относительные координаты

$$\xi = x/b, \eta = y/b, \zeta = z/b, \xi' = x'/b, \eta' = y'/b, \zeta' = z'/b$$

и число Маха $M = U_0/a$.

На основании результатов работы [1] и рекомендаций, содержащихся в работе [3] по учету влияния границы "акустической зоны" пелены диполей, ограниченных замкнутым нестационарным вихрем, можно записать выражение для потенциала скоростей φ' , индуцируемых этим вихрем в точке с координатами $\xi'_0, \eta'_0, \zeta'_0$ в момент времени τ :

$$\varphi' = \frac{U_0 b \Gamma}{4\pi} \left\{ -\operatorname{arctg} \frac{\tau(\xi'_0 - \xi')}{\eta'_0 \sqrt{\tau^2 - M^2[\eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2]}} - \frac{\xi'_0}{|\xi'_0|} \operatorname{arctg} \frac{|\xi'_0|(\xi'_0 - \xi')}{\xi'^2_0 + (1-M^2)[\eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2]} + \right.$$

$$\left. + \frac{2M\eta'_0}{\sqrt{(1-M^2)\tau^2 + M^4\eta'^2_0}} \operatorname{arctg} \frac{\tau \sqrt{\frac{\sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2}}{\sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0} - (\xi'_0 - \xi')}} - M^2 \sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0}}{\sqrt{(1-M^2)\tau^2 + M^4\eta'^2_0}} \right\}_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} + \left. \right\}_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} \quad (1)$$

$$\left. + \left[\operatorname{arctg} \frac{\tau(\xi'_0 - \xi')}{\eta'_0 \sqrt{\tau^2 - M^2[\eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2]}} + \frac{\xi'_0 - \Delta \xi'}{|\xi'_0 - \Delta \xi'|} \operatorname{arctg} \frac{(\xi'_0 - \Delta \xi')(\xi'_0 - \xi')}{\xi'^2_0 - \Delta \xi'^2 + (1-M^2)[\eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2]} - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{2M\eta'_0}{\sqrt{(1-M^2)\tau^2 + M^4\eta'^2_0}} \operatorname{arctg} \frac{\tau \sqrt{\frac{\sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0 + (\xi'_0 - \xi')^2}}{\sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0} - (\xi'_0 - \xi')}} - M^2 \sqrt{(\tau/M)^2 - \eta'^2_0}}{\sqrt{(1-M^2)\tau^2 + M^4\eta'^2_0}} \right]_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} \quad (2)$$

Система координат $Ox'y'z'$ получается путем поворота системы $Ox'y'z$ вокруг оси Ox' на угол ψ , поэтому

$$\xi'_0 = \xi_0, \eta'_0 = \eta_0 \cos \psi - \zeta_0 \sin \psi, \zeta'_0 = \zeta_0 \cos \psi + \eta_0 \sin \psi. \quad (2)$$

С учетом (2) формула для потенциала примет вид

$$\varphi = \frac{U_0 b \Gamma}{4\pi} \left\{ -\operatorname{arctg} \left(f_1(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M, \xi') \right) - \frac{\xi_0}{|\xi_0|} \operatorname{arctg} \left(f_2(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M, \xi') \right) + \right.$$

$$\left. + f_3(\eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M) \operatorname{arctg} \left(f_3(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M, \xi') \right) \right\}_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} + \left. \right\}_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} +$$

$$\left. + \left[\operatorname{arctg} \left(f_1(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M, \xi') \right) + \frac{\xi_0 - \Delta \xi}{|\xi_0 - \Delta \xi|} \operatorname{arctg} \left(f_2(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \Delta \xi, \psi, \tau, M, \xi') \right) - \right. \right.$$

$$\left. - f_3(\eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M) \operatorname{arctg} \left(f_3(\xi_0, \eta_0, \zeta_0, \psi, \tau, M, \xi') \right) \right]_{\xi'=\xi'_{1*}}^{\xi'=\xi'_{2*}} \quad (3)$$

$$f_1 = \frac{\tau G}{q R}, \quad f_2 = \frac{|\xi_0| G}{q S}, \quad f_2^* = \frac{|\xi_0 - \Delta \xi| G}{q S^*}, \quad f_3 = \frac{\gamma}{\beta}, \quad f_4 = \frac{2 M q}{\beta}, \quad (3)$$

$$\rho = \zeta_0 \cos \psi + \zeta_0 \sin \psi, \quad q = \zeta_0 \cos \psi - \zeta_0 \sin \psi,$$

$$G = \rho - \zeta', \quad R = \sqrt{\tau^2 - M^2 \zeta}, \quad S = \sqrt{\xi_0^2 + \kappa^2 \zeta}, \quad S^* = \sqrt{(\xi_0 - \Delta \xi)^2 + \kappa^2 \zeta},$$

$$\tau = q^2 + G^2, \quad \kappa^2 = 1 - M^2, \quad \gamma = \tau \mathcal{E} - M \mathcal{E}, \quad \mathcal{E} = \sqrt{\frac{\xi + M G}{\xi - M G}},$$

$$\xi = \sqrt{\tau^2 - M^2 q^2}, \quad \beta = \sqrt{\kappa^2 \tau^2 + M^4 q^2}.$$

Компоненты скоростей, индуцируемых вихрем в точке $P_0(\xi_0, \zeta_0, \zeta_0')$, определяются по формулам

$$W_x = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi_0}, \quad W_y = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta_0}, \quad W_z = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta_0'}. \quad (4)$$

Подставляя в (4) соотношения (3), получим

$$W_x = \frac{U_0 \Gamma}{4\pi} w_x, \quad W_y = \frac{U_0 \Gamma}{4\pi} w_y, \quad W_z = \frac{U_0 \Gamma}{4\pi} w_z$$

где

$$w_x = \left[\frac{-1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \xi_0} - \frac{\xi_0}{|\xi_0|} \frac{1}{1+f_2^2} \frac{\partial f_2}{\partial \xi_0} + f_4 \frac{1}{1+f^2} \frac{\partial f_3}{\partial \xi_0} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{2**}} + \left[\frac{1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \xi_0} + \frac{\xi_0 - \Delta \xi}{|\xi_0 - \Delta \xi|} \frac{1}{1+f_2^{*2}} \frac{\partial f_2^*}{\partial \xi_0} - f_4 \frac{1}{1+f_3^2} \frac{\partial f_3}{\partial \xi_0} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{1**}},$$

$$w_y = \left[\frac{-1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \zeta_0} - \frac{\xi_0}{|\xi_0|} \frac{1}{1+f_2^2} \frac{\partial f_2}{\partial \zeta_0} + \frac{\partial f_4}{\partial \zeta_0} \operatorname{arctg} f_3 + f_4 \frac{1}{1+f_3^2} \frac{\partial f_3}{\partial \zeta_0} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{1*}} +$$

$$+ \left[\frac{1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \zeta_0} + \frac{\xi_0 - \Delta \xi}{|\xi_0 - \Delta \xi|} \frac{1}{1+f_2^{*2}} \frac{\partial f_2^*}{\partial \zeta_0} - \frac{\partial f_4}{\partial \zeta_0} \operatorname{arctg} f_3 - f_4 \frac{1}{1+f_3^2} \frac{\partial f_3}{\partial \zeta_0} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{2**}}, \quad (5)$$

$$w_z = \left[\frac{-1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \zeta_0'} - \frac{\xi_0}{|\xi_0|} \frac{1}{1+f_2^2} \frac{\partial f_2}{\partial \zeta_0'} + \frac{\partial f_4}{\partial \zeta_0'} \operatorname{arctg} f_3 + f_4 \frac{1}{1+f_3^2} \frac{\partial f_3}{\partial \zeta_0'} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{1*}} +$$

$$+ \left[\frac{1}{1+f_1^2} \frac{\partial f_1}{\partial \zeta_0'} + \frac{\xi_0 - \Delta \xi}{|\xi_0 - \Delta \xi|} \frac{1}{1+f_2^{*2}} \frac{\partial f_2^*}{\partial \zeta_0'} - \frac{\partial f_4}{\partial \zeta_0'} \operatorname{arctg} f_3 - f_4 \frac{1}{1+f_3^2} \frac{\partial f_3}{\partial \zeta_0'} \right]_{\zeta_0' = \zeta_{2**}}.$$

Производные, входящие в (5), могут быть сгруппированы как численным дифференцированием функций f_1, f_2, f_2^*, f_3 и f_4 (3), так и с помощью следующих аналитических выражений

$$\frac{\partial f_1}{\partial \xi_0} = f_1 \left(\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \xi_0} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \xi_0} \right),$$

$$\frac{\partial G}{\partial \xi_0} = - \frac{\partial \zeta'}{\partial \xi_0},$$

$$\frac{\partial R}{\partial \xi_0} = \frac{M^2 G}{R} \frac{\partial \zeta'}{\partial \xi_0},$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \xi_0} = f_2 \left(\frac{1}{|\xi_0|} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \xi_0} - \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial \xi_0} \right),$$

$$\frac{\partial S}{\partial \xi_0} = \frac{1}{S} (\xi_0 - G \frac{\partial \zeta'}{\partial \xi_0}),$$

$$\frac{\partial f_2^*}{\partial \xi_0} = f_2^* \left(\frac{1}{|\xi_0 - \Delta \xi|} + \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \xi_0} - \frac{1}{S^*} \frac{\partial S^*}{\partial \xi_0} \right),$$

$$\frac{\partial S^*}{\partial \xi_0} = \frac{1}{S^*} [(\xi_0 - \Delta \xi) - G \frac{\partial \zeta'}{\partial \xi_0}],$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial \xi_0} = \frac{\tau \mathcal{E} M}{\beta \partial \mathcal{E} (\mathcal{E} - M G)^2} \frac{\partial G}{\partial \xi_0},$$

$$\frac{\partial f_4}{\partial \zeta_0} = f_4 \left(\frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \zeta_0} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \zeta_0} - \frac{\cos \psi}{q} \right),$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} &= \sin \psi - \frac{\partial \xi'}{\partial \eta_0}, \\
\frac{\partial R}{\partial \eta_0} &= -\frac{M^2}{R} \left(q \cos \psi + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} \right), \\
\frac{\partial f_2}{\partial \eta_0} &= f_2 \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} - \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial \eta_0} - \frac{\cos \psi}{q} \right), \\
\frac{\partial S}{\partial \eta_0} &= \frac{K^2}{S} \left(q \cos \psi + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} \right), \\
\frac{\partial f_2^*}{\partial \eta_0} &= f_2^* \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} - \frac{1}{S^*} \frac{\partial S^*}{\partial \eta_0} - \frac{\cos \psi}{q} \right), \\
\frac{\partial S^*}{\partial \eta_0} &= \frac{K^2}{S^*} \left(q \cos \psi + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} \right), \\
\frac{\partial f_3}{\partial \eta_0} &= f_3 \left[\frac{M \tau (\varepsilon^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \eta_0} + G M^2 q \cos \psi)}{\delta \chi (\varepsilon - M \sigma)^2 \varepsilon} + M^3 q \cos \psi \left(\frac{1}{\delta \varepsilon} - \frac{M}{\beta^2} \right) \right], \\
\frac{\partial f_4}{\partial \eta_0} &= 2 M K^2 \tau^2 \beta^{-3} \cos \psi, \\
\frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon_0} &= f_1 \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} - \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0} + \frac{\sin \psi}{q} \right), \\
\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} &= \cos \psi - \frac{\partial \xi'}{\partial \varepsilon_0}, \\
\frac{\partial R}{\partial \varepsilon_0} &= \frac{M^2}{R} \left(q \sin \psi - \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} \right), \\
\frac{\partial f_2}{\partial \varepsilon_0} &= f_2 \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} - \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0} + \frac{\sin \psi}{q} \right), \\
\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_0} &= \frac{K}{S} \left(-q \sin \psi + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} \right), \\
\frac{\partial f_2^*}{\partial \varepsilon_0} &= f_2^* \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} - \frac{1}{S^*} \frac{\partial S^*}{\partial \varepsilon_0} + \frac{\sin \psi}{q} \right), \\
\frac{\partial S^*}{\partial \varepsilon_0} &= \frac{K^2}{S^*} \left(-q \sin \psi + \sigma \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} \right), \\
\frac{\partial f_3}{\partial \varepsilon_0} &= f_3 \left[\frac{M \tau (\varepsilon^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon_0} - G M^2 q \sin \psi)}{\varepsilon \delta \chi (\varepsilon - M \sigma)^2} - M^3 q \sin \psi \left(\frac{1}{\delta \varepsilon} - \frac{M}{\beta^2} \right) \right], \\
\frac{\partial f_4}{\partial \varepsilon_0} &= -2 M K^2 \tau^2 \beta^{-3} \sin \psi.
\end{aligned} \tag{6}$$

В формулах (5) и (6) пределы интегрирования имеют следующий смысл:

$$\zeta_{1*}' = \zeta_{1**}' = \zeta_{1*}' = \zeta_{1**}' \quad \text{при } \bar{\zeta}_{1*}, \bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{1**}, \bar{\zeta}_{2**} \leq \frac{-l_0}{2\delta}; \bar{\zeta}_{1*}, \bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{1**}, \bar{\zeta}_{2**} \geq \frac{l_0}{2\delta};$$

$$\zeta_{1*}' = \zeta_{1**}' = \frac{-l_0}{2\delta}, \zeta_{2*}' = \bar{\zeta}_{2*}, \zeta_{2**}' = \bar{\zeta}_{2**} \quad \text{при } \bar{\zeta}_{1*} \leq \frac{-l_0}{2\delta}, \bar{\zeta}_{1**} \leq \frac{-l_0}{2\delta}; \frac{-l_0}{2\delta} \leq (\bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{2**}) \leq \frac{l_0}{2\delta};$$

$$\zeta_{1*}' = \zeta_{1**}' = \frac{-l_0}{2\delta}, \zeta_{2*}' = \zeta_{2**}' = \frac{l_0}{2\delta} \quad \text{при } \bar{\zeta}_{1*}, \bar{\zeta}_{1**} \leq \frac{-l_0}{2\delta} \text{ и } \bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{2**} \geq \frac{l_0}{2\delta};$$

$$\zeta_{1*}' = \bar{\zeta}_{1*}, \zeta_{1**}' = \bar{\zeta}_{1**}, \zeta_{2*}' = \bar{\zeta}_{2*}, \zeta_{2**}' = \bar{\zeta}_{2**} \quad \text{при } \bar{\zeta}_{1*}, \bar{\zeta}_{1**} \geq \frac{-l_0}{2\delta} \text{ и } \bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{2**} \leq \frac{l_0}{2\delta};$$

$$\zeta_{1*}' = \bar{\zeta}_{1*}, \zeta_{1**}' = \bar{\zeta}_{1**}, \zeta_{2*}' = \zeta_{2**}' = \frac{l_0}{2\delta} \quad \text{при } \frac{-l_0}{2\delta} \leq (\bar{\zeta}_{1*}, \bar{\zeta}_{1**}) \leq \frac{l_0}{2\delta} \text{ и } \bar{\zeta}_{2*}, \bar{\zeta}_{2**} \geq \frac{l_0}{2\delta};$$

при этом

$$\begin{aligned}
\bar{\zeta}_{j*} &= \rho + (-i)^j \sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0)^2}, \\
\bar{\zeta}_{j**} &= \rho + (-i)^j \sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0 + \Delta \xi)^2}, \quad j=1,2.
\end{aligned} \tag{8}$$

При отрицательных значениях подкоренных выражений в (8) необходимо полагать

$$w_x = w_y = w_z = 0.$$

Если пределы интегрирования ζ_{1*}' , ζ_{1**}' , ζ_{2*}' , ζ_{2**}' определяемые условиями (7), не зависят от ξ_0 , l_0 и ε_0 , то их производные следует полагать равными нулю, т.е.

$$\frac{\partial \zeta_{j*}'}{\partial \xi_0} = \frac{\partial \zeta_{j**}'}{\partial \xi_0} = \frac{\partial \zeta_{j*}'}{\partial \eta_0} = \frac{\partial \zeta_{j**}'}{\partial \eta_0} = \frac{\partial \zeta_{j*}'}{\partial \varepsilon_0} = \frac{\partial \zeta_{j**}'}{\partial \varepsilon_0} = 0, \quad j=1,2.$$

В противном случае

$$\frac{\partial \varphi_{j*}'}{\partial \xi_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \xi_0}, \quad \frac{\partial \varphi_{j**}'}{\partial \xi_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \xi_0}, \quad \frac{\partial \varphi_{j*}'}{\partial \zeta_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \zeta_0},$$

$$\frac{\partial \varphi_{j**}'}{\partial \zeta_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \zeta_0}, \quad \frac{\partial \varphi_{j*}'}{\partial \zeta_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \zeta_0}, \quad \frac{\partial \varphi_{j**}'}{\partial \zeta_0} = \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \zeta_0},$$

при этом

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \xi_0} &= (-1)^j \frac{\tau - \xi_0}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0)^2}}, \\ \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \zeta_0} &= \sin \psi - (-1)^j \frac{q \cos \psi}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0)^2}}, \\ \frac{\partial \bar{\varphi}_{j*}}{\partial \zeta_0} &= \cos \psi + (-1)^j \frac{q \sin \psi}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0)^2}}, \\ \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \xi_0} &= (-1)^j \frac{\tau - \xi_0 + \Delta \xi}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0 + \Delta \xi)^2}}, \\ \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \zeta_0} &= \sin \psi - (-1)^j \frac{q \cos \psi}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0 + \Delta \xi)^2}}, \\ \frac{\partial \bar{\varphi}_{j**}}{\partial \zeta_0} &= \cos \psi + (-1)^j \frac{q \sin \psi}{\sqrt{(\tau/M)^2 - q^2 - (\tau - \xi_0 + \Delta \xi)^2}}, \quad j=1,2. \end{aligned} \quad (9)$$

Положив в (5) и (6) $\psi=0$, $\zeta_0=0$, $\tau \rightarrow \infty$, получим

$$\begin{aligned} W_y &= \frac{1}{\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta}} + \frac{\sqrt{\xi_0^2 + K^2(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{\xi_0(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})} - \frac{1}{\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta}} - \frac{\sqrt{\xi_0^2 + K^2(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{\xi_0(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})} \\ &\quad - \frac{1}{\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta}} - \frac{\sqrt{(\xi_0 - \Delta \xi)^2 + K^2(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{(\xi_0 - \Delta \xi)(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})} + \frac{1}{\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta}} + \frac{\sqrt{(\xi_0 - \Delta \xi)^2 + K^2(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{(\xi_0 - \Delta \xi)(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})}. \end{aligned} \quad (10)$$

Последнее выражение согласуется с данными работы [4], если при указанных ранее условиях присоединенный вихрь будет нестреловидным ($\chi=0$) и если на расстоянии $\Delta \xi$ по хорде крыла разместить второй присоединенный вихрь с напряженностью, по величине равной напряженности первого вихря, но противоположной по направлению.

После упрощения выражение (10) примет вид

$$\begin{aligned} W_y &= \frac{\sqrt{\xi_0^2 + K^2(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{\xi_0(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})} - \frac{\sqrt{\xi_0^2 + K^2(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{\xi_0(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})} - \\ &\quad - \frac{\sqrt{(\xi_0 - \Delta \xi)^2 + K^2(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{(\xi_0 - \Delta \xi)(\zeta_0 - \frac{\zeta_0}{2\delta})} + \frac{\sqrt{(\xi_0 - \Delta \xi)^2 + K^2(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})^2}}{(\xi_0 - \Delta \xi)(\zeta_0 + \frac{\zeta_0}{2\delta})}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для вихря бесконечного размаха ($\zeta_0 \rightarrow \infty$) в произвольный момент времени из (5) и (6), считая $\sqrt{\tau^2 - M^2(\tau - \xi_0)^2} = A$, $\sqrt{\tau^2 - M^2(\tau - \xi_0 + \Delta \xi)^2} = B$ и $W_y = \frac{U_0 \Gamma}{2\pi} w_y$, получим

$$\begin{aligned} w_y &= \frac{-A}{\tau \xi_0} + \frac{B}{\tau(\xi_0 - \Delta \xi)} + M K^{-1} \tau \left[\arctg \left(\frac{1}{K} \left(\sqrt{\frac{\tau-A}{\tau+A}} - M \right) \right) - \right. \\ &\quad \left. - \arctg \left(\frac{1}{K} \left(\sqrt{\frac{\tau-A}{\tau-A}} - M \right) \right) - \arctg \left(\frac{1}{K} \left(\sqrt{\frac{\tau-B}{\tau+B}} - M \right) \right) + \arctg \left(\frac{1}{K} \left(\sqrt{\frac{\tau+B}{\tau-B}} - M \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

что соответствует результатам работы [1] с учетом ранее упоминавшихся рекомендаций работы [3].

Литература

1. Буш у е в В.И. Математическое моделирование нестационарного обтекания несущей поверхности с рулями при большой дозвуковой скорости. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
2. Ни ш т М.И. Пространственное поле скоростей косоуго нестационарного вихря со скачкообразным изменением напряженности на дозвуковой скорости. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, вып. 1286, 1970.
3. Общая теория аэродинамики больших скоростей, под редакцией У.Р.Сирса. Воениздат, 1962.
4. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., "Наука", 1971.

В.А.Кудрявцев, С.А.Попыталов,
А.Д.Шамшурин

К РАСЧЕТУ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛЕТАТЕЛЬНЫХ
АППАРАТОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ СЛАБОЙ УДАРНОЙ
ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ТЕЛЕСНОСТИ ФЮЗЕЛЯЖА
ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В данной работе на основе метода возмущенных давлений [1] рассматривается задача о воздействии слабой ударной волны на летательный аппарат (ЛА) с учетом телесности его фюзеляжа при сверхзвуковых скоростях. В работах [2, 3, 4, 5] задача о воздействии ударной волны ставилась и решалась без учета телесности, при этом ЛА схематизировался одной базовой поверхностью в плоскости $U = 0$. В работе предлагается схематизировать ЛА плоскими элементами с сохранением их пространственного расположения, в результате чего фюзеляж заменяется многогранником. Чем больше количество схематизирующих элементов, тем точнее будет воспроизводиться контур фюзеляжа. Такая схематизация более всего соответствует решаемой задаче, так как позволяет рассчитать давление в любой момент времени в произвольной точке тела по мере охвата его ударной волной.

Рассматривается движение ЛА под нулевым углом атаки с постоянной сверхзвуковой скоростью U_0 в идеальной среде. На ЛА с произвольного направления набегают воздушный порыв или слабая ударная волна, имеющая плоский фронт. Ударная волна характеризуется скоростью перемещения фронта V_F , избыточным давлением p' и скоростью потока W за её фронтом.

Суммарное давление в произвольной точке тела при набегающей на него ударной волны будет равно:

$$P_{\Sigma} = P_{\infty} + P' + P \quad (1)$$

где P_{∞} - давление невозмущенного потока; P' - избыточное давление за фронтом волны; P - возмущенное давление, определяемое обтеканием носка возмущенным потоком за ударной волной.

Задача решается в линейной постановке, что означает малость избыточного и возмущенного давлений P' и P по сравнению с P_{∞} , а также малость местных углов атаки, вызванных скоростью потока W .

Будем полагать, что давление, вызванное обтеканием тела воздушным потоком за ударной волной (или порывом), удовлетворяет волновому уравнению:

$$(\cdot M^2) \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + 2M \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} - M^2 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (2)$$

Используется система прямоугольных безразмерных координат $O\xi\eta\zeta$, связанная с ЛА (рис. 1). При этом ось $O\xi$ направлена вдоль оси фюзеляжа назад,

$$\xi = \frac{x}{L}, \quad \eta = \frac{y}{L}, \quad \zeta = \frac{z}{L}$$

где: L - длина фюзеляжа ЛА.

Вводится также система прямоугольных безразмерных координат $O\xi_i\eta_i\zeta_i$, связанная с i -м элементом поверхности (рис. 1)

$$\xi_i = \frac{x_i}{L}, \quad \eta_i = \frac{y_i}{L}, \quad \zeta_i = \frac{z_i}{L}.$$

Ось $O\eta_i$ направлена по нормали к внешней поверхности плоского элемента, $O\xi_i$, $O\zeta_i$ лежат в плоскости элемента, при этом ось $O\xi_i$ направлена назад.

Направления вектора скорости фронта ударной волны V_F задается в системе координат $O\xi\eta\zeta$ углом (θ) между вектором скорости V_F и плоскостью $O\xi\zeta$ и углом (ψ) между проекцией V_F на плоскости $O\xi\zeta$ и осью $O\xi$ (рис. 1). При изменении кинематических параметров или охвате ЛА ударной волной характер обтекания каждого i -го элемента поверхности будет различным, т.е. для каждого элемента будет иметь место свои θ_M и ψ_M , которые будут определяться в системе координат $O\xi_i\eta_i\zeta_i$ каждого элемента. Это позволяет учесть

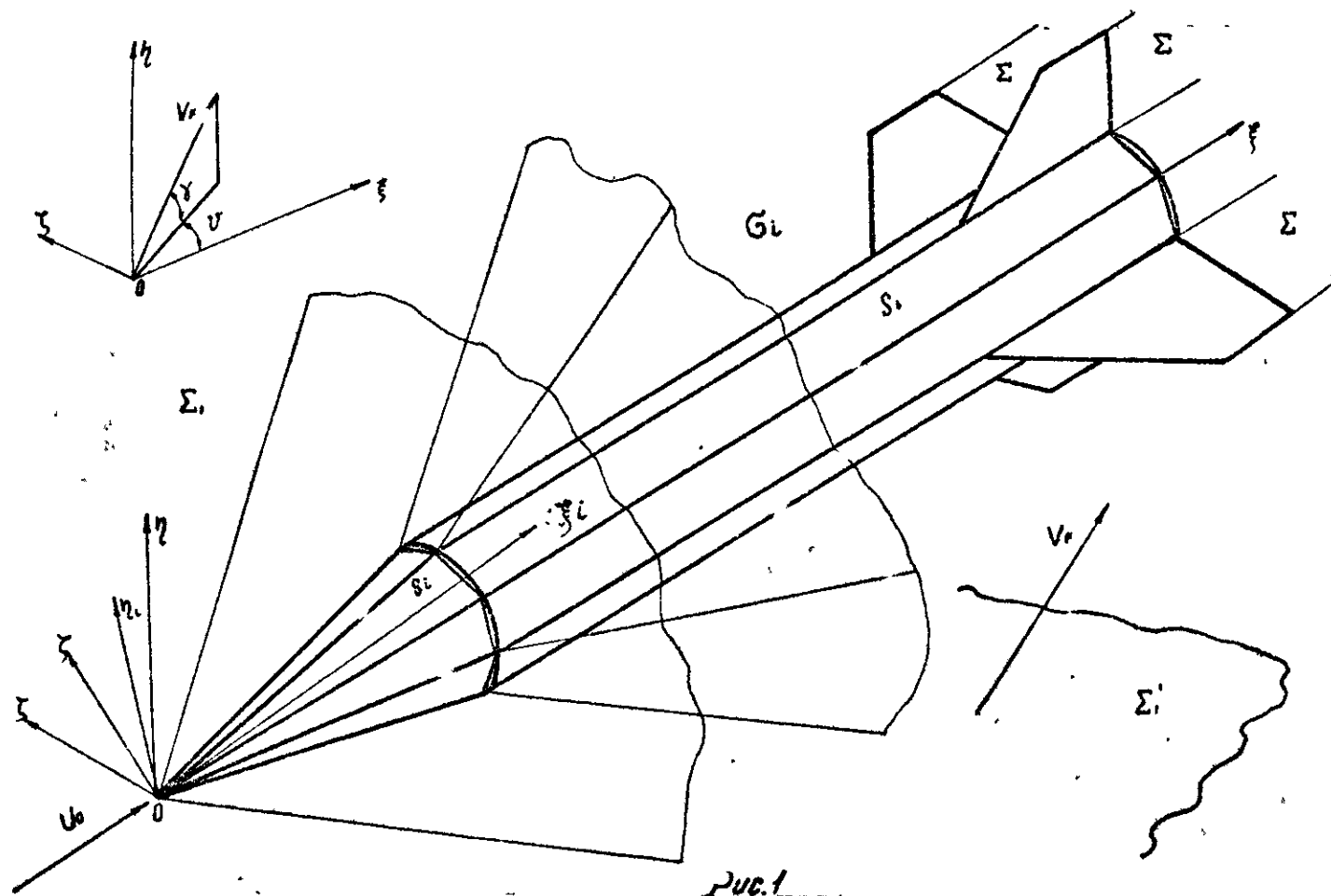


Рис. 1

положение фронта ударной волны относительно i -го элемента, а следовательно, время изменения граничных условий и интенсивности источников возмущений на рассматриваемых элементах.

Установим связь между указанными системами координат, для чего выполним следующие преобразования:

- параллельный перенос в точку с координатами (A_0, B_0, C_0) (рис. 2,а)

$$\xi_i = \xi' + A_0, \quad \eta_i = \eta' + B_0, \quad \zeta_i = \zeta' + C_0 \quad (3)$$

- поворот осей относительно оси $O_{\xi'}$ на угол ω (рис. 2,б)

$$\begin{aligned} \xi' &= \xi'' \cos \omega + \eta'' \sin (\pi/2 - \omega), \\ \eta' &= \xi'' \sin (\pi/2 + \omega) + \eta'' \cos \omega, \\ \zeta' &= \zeta'' \end{aligned} \quad (4)$$

- поворот осей относительно оси $O_{\xi''}$ на угол ε (рис. 2,в)

$$\begin{aligned} \xi'' &= \xi''' \\ \eta'' &= \eta''' \cos \varepsilon + \zeta''' \sin (\pi/2 - \varepsilon), \\ \zeta'' &= \eta''' \sin (\pi/2 + \varepsilon) + \zeta''' \cos \varepsilon; \end{aligned} \quad (5)$$

- параллельный перенос в точку с координатами $(-\bar{A}, -\bar{B}, -\bar{C})$ (рис. 2,г)

$$\xi''' = \xi - \bar{A}, \quad \eta''' = \eta - \bar{B}, \quad \zeta''' = \zeta - \bar{C} \quad (6)$$

Используя выражения (3, 4, 5, 6), получим

$$\begin{aligned} \xi_i &= (\xi - \bar{A}) \cos \omega + [(\eta - \bar{B}) \cos \varepsilon + (\zeta - \bar{C}) \sin \varepsilon] \sin \omega + A_0, \\ \eta_i &= -(\xi - \bar{A}) \sin \omega + [(\eta - \bar{B}) \sin \varepsilon + (\zeta - \bar{C}) \cos \varepsilon] \cos \omega + B_0, \\ \zeta_i &= -(\eta - \bar{B}) \sin \varepsilon + (\zeta - \bar{C}) \cos \varepsilon + C_0 \end{aligned} \quad (7)$$

Проводя аналогичные преобразования, получим формулы перехода из системы координат $O_{\xi_i} \eta_i \zeta_i$ в систему координат

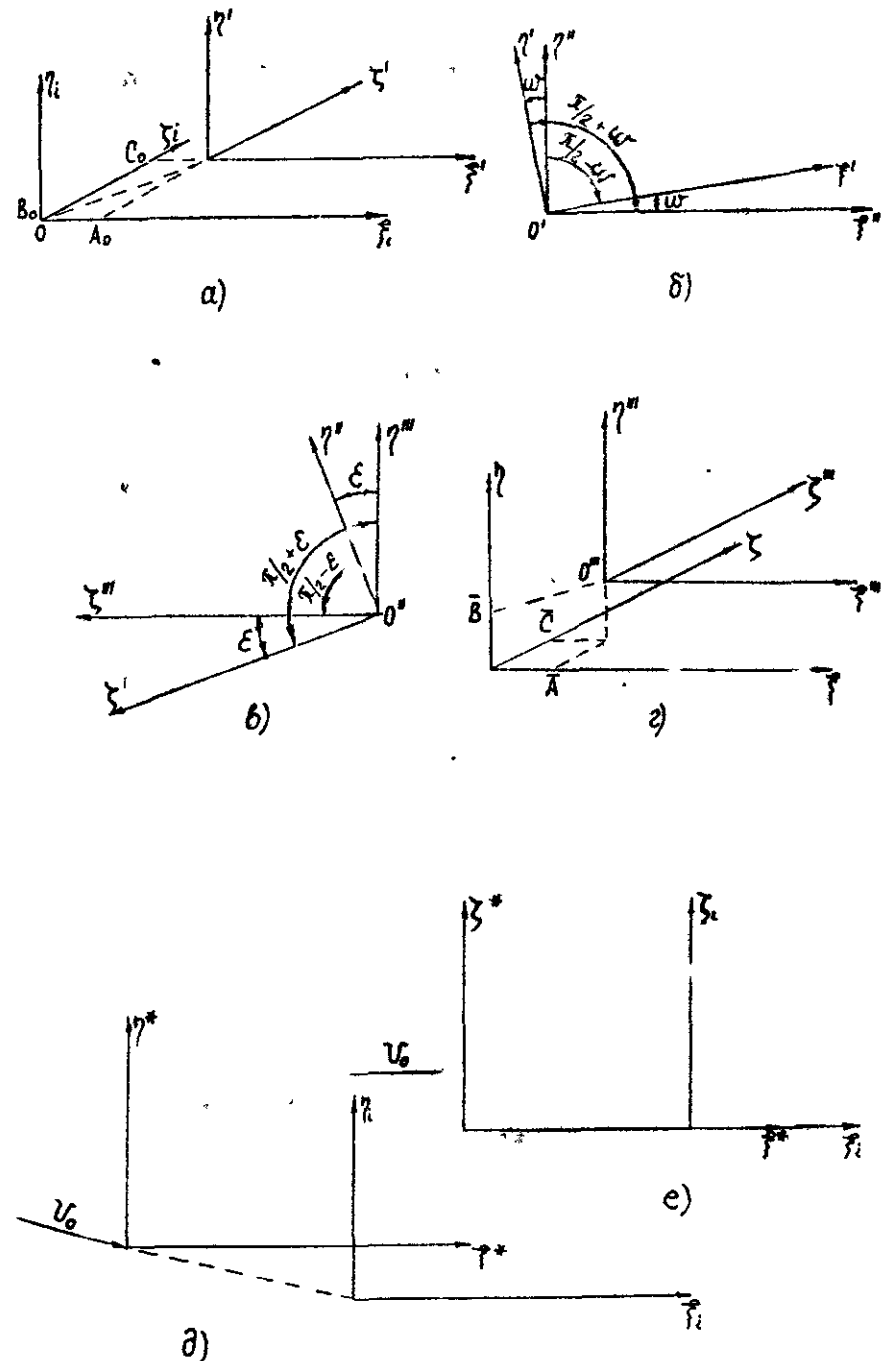


Рис. 2

$$\begin{aligned}
& \xi = A + (\xi_i - A_0) \cos \omega - (\eta_i - B_0) \sin \omega, \quad (8) \\
& \eta = [(\xi_i - A_0) \sin \omega + (\eta_i - B_0) \cos \omega] \cos \varepsilon - (\zeta_i - C_0) \sin \varepsilon + B, \\
& \zeta = C + [(\xi_i - A_0) \sin \omega + (\eta_i - B_0) \cos \omega] \sin \varepsilon + (\zeta_i - C_0) \cos \varepsilon
\end{aligned}$$

Далее определяем проекции скорости фронта волны в системе координат $O_{\xi} \eta \zeta$

$$\begin{aligned}
V_{\xi} &= V_F \cos \gamma \cos \psi, \\
V_{\eta} &= V_F \sin \gamma, \\
V_{\zeta} &= V_F \cos \gamma \sin \psi.
\end{aligned} \quad (9)$$

Используя выражения (7, 9), определяем проекции скорости фронта в системе координат $O_{\xi} \eta \zeta$

$$\begin{aligned}
V_{\xi i} &= V_F \cos \omega + [V_{\eta} \cos \varepsilon + V_{\zeta} \sin \varepsilon] \sin \omega, \\
V_{\eta i} &= -V_{\eta} \sin \varepsilon + [V_{\xi} \cos \varepsilon + V_{\zeta} \sin \varepsilon] \cos \omega, \\
V_{\zeta i} &= -V_{\zeta} \sin \varepsilon + V_{\xi} \cos \varepsilon
\end{aligned} \quad (10)$$

Углы γ_M и ψ_M определяются из соотношений

$$\begin{aligned}
\gamma_M &= \arcsin (V_{\eta i} / V_F), \\
\psi_M &= \arcsin (V_{\zeta i} / (V_F \cos \gamma_M)).
\end{aligned}$$

При решении задачи рассматриваем следующие поверхности и области (рис. 1): поверхность элемента S_i ; вихревую пелену Σ , сходящую с крыльев (оперения) ЛА; невозмущенную область Σ_1 ; фронт ударной волны Σ'_1 ; возмущенную область G_i вне поверхности элемента и вихревой пелены.

Задача решается при следующих граничных условиях в системе координат $O_{\xi} \eta \zeta$:

- условие непротекания на S_i

$$V_{ni} = \omega_i - \Delta_y(\tau)_i,$$

где: ω_i - местные углы атаки обусловленные толщиной или кинематическими параметрами; $\Delta_y(\tau)_i$ - местные углы атаки, обусловленные воздействием ударной волны; $\tau = U_0 t / L$ - безразмерное время; t - текущее время;

- на вихревой пелене Σ отсутствует перепад давления

$$\Delta \bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) = 0;$$

- на дозвуковых задних кромках выполняется условие Чаплыгина-Жуковского

$$\lim \bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) = \bar{P}(\xi_i^*, \eta_i, \zeta_i, \tau),$$

где ξ_i^* - безразмерная координата задней кромки элемента; \rightarrow условие в области Σ_1

$$\bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) = 0$$

Решение уравнения (2) для данной задачи возьмем в виде [2]:

$$\begin{aligned}
\bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) &= -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_i} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{P}_i}{\partial \eta_i} \right)_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i,2}} dS + \\
&+ \frac{1}{4\pi} \iint_{S_i} \frac{\partial}{\partial \eta_i} \left(\frac{\bar{P}_i(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau)}{R} \right) dS - \quad (11)
\end{aligned}$$

$$-\frac{1}{\pi} \int_{l_{nki}} \frac{1}{R} (V_{ni})_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i,2}} d\ell - \frac{1}{\pi} \int_{l_{zki}} \frac{1}{R} (V_{ni})_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i,2}} d\ell,$$

$$R = \sqrt{(\xi_i - \xi_{ii})^2 - K^2(\zeta_i - \zeta_{ii})^2 - K^2 \eta_i^2},$$

$$K^2 = M^2 - 1,$$

где l_{nki} , l_{zki} - участки передних и задних кромок элементов поверхности; $\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}$ - координаты точки источника возмущений; ξ_i, η_i, ζ_i - координаты контрольной точки, в которой вычисляется значение коэффициента давления.

Данный подход является новым по сравнению с существующими [1], в которых система интегральных соотношений решалась следующим образом. В первом приближении вычислялись интегралы на S_i , затем определялись неизвестные значения V_n , $\frac{\partial P}{\partial n}$ на σ и Σ . Во втором приближении вычисление интегральных членов производилось с учетом σ и Σ . Это было вызвано тем, что граничные условия сносились на базовую плоскость, на которой $\frac{\partial P}{\partial n}$ была непрерывной. В рассматриваемой задаче выражение (II) записано для одного объема, охватывающего тело конечной толщины, поэтому интегралы по σ и Σ отсутствуют. Следовательно, в выражении (II) в первом приближении вычисляются, интегральные члены без второго, который учитывается в последующих приближениях. Расчет несущих поверхностей будет производиться прежними системами интегральных соотношений, изложенными в [2].

Области интегрирования по поверхностям S_i в течение переходного процесса меняются в зависимости от времени $\tau_{1,2}$.

$$\tau_{1,2} = \tau - \Delta \tau_{1,2} - \Delta \tau_3.$$

Здесь $\Delta \tau_1$ - время, за которое возмущения из точки с координатами $(\xi_{i1}, \eta_{i1}, \zeta_{i1})$ приходят в точку с координатами (ξ_i, η_i, ζ_i) передним фронтом, $\Delta \tau_2$ - задним фронтом; $\Delta \tau_3$ - время, за которое фронт ударной волны переместился от точки с координатами $(\xi_{oi}, \eta_{oi}, \zeta_{oi})$ до точки $(\xi_{i1}, \eta_{i1}, \zeta_{i1})$, $\xi_{oi}, \eta_{oi}, \zeta_{oi}$ - координаты точки на поверхности фронта ударной волны в начальный момент времени.

$$\Delta \tau_1 = \frac{M^2}{K^2} \left(\xi_i - \xi_{i1} - \frac{R}{M} \right),$$

$$\Delta \tau_2 = \frac{M^2}{K^2} \left(\xi_i - \xi_{i1} + \frac{R}{M} \right),$$

Каждый i -й элемент имеет свои координаты $(\xi_{oi}, \eta_{oi}, \zeta_{oi})$ поэтому получим выражение для $\Delta \tau_3$ отдельных элементов.

Уравнение плоскости фронта ударной волны в неподвижной системе координат $O\xi^*\eta^*\zeta^*$ [3] имеет вид:

$$\xi^* \cos(\nu_{\xi}^*) + \eta^* \cos(\nu_{\eta}^*) + \zeta^* \cos(\nu_{\zeta}^*) - V^* \tau = 0, \quad V^* = V_F / V_0 \quad (12)$$

Осуществляя переход к связанной с элементом поверхности системе координат $O_i \xi_i \eta_i \zeta_i$ (рис. 2, д, е)

$$\xi_i = \xi^* + \tau \cos \omega; \quad \eta_i = \eta^* + \tau \sin \omega; \quad \zeta_i = \zeta^*$$

получим

$$\xi_i \cos(\nu_{\xi_i}) + \eta_i \cos(\nu_{\eta_i}) + \zeta_i \cos(\nu_{\zeta_i}) - [\cos(\nu_{\xi_i}) \cos \omega - \cos(\nu_{\eta_i}) \sin \omega + V^*] \tau = 0; \quad (14)$$

$$\cos(\nu_{\xi_i}) = \cos \varphi_M \cos \vartheta_M,$$

$$\cos(\nu_{\eta_i}) = \sin \varphi_M,$$

$$\cos(\nu_{\zeta_i}) = \cos \varphi_M \sin \vartheta_M$$

(15)

С учетом (15) выражение (14) примет вид:

$$\xi_i \cos \varphi_M \cos \vartheta_M + \eta_i \sin \varphi_M + \zeta_i \cos \varphi_M \sin \vartheta_M - (\cos \omega \cos \varphi_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \varphi_M + V^*) \tau = 0 \quad (16)$$

Это выражение представляет собой нормальное уравнение плоскости фронта, где $(\cos \omega \cos \varphi_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \varphi_M + V^*) \tau$ - длина перпендикуляра, опущенного из начала координат $O \xi_i \eta_i \zeta_i$ на плоскость фронта, $(\cos \omega \cos \varphi_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \varphi_M + V^*)$ - скорость перемещения фронта.

Отсюда следует, что

$$\Delta \tau_3(\xi_{i1}, \eta_{i1}, \zeta_{i1}) = \frac{l_A}{\cos \omega \cos \varphi_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \varphi_M + V^*} \quad (17)$$

где l_A - расстояние между фронтами в моменты прохождения точек $(\xi_{oi}, \eta_{oi}, \zeta_{oi})$ и $(\xi_{i1}, \eta_{i1}, \zeta_{i1})$. Это расстояние определится как разность отклонений точек с координатами $(\xi_{oi}, \eta_{oi}, \zeta_{oi})$ и $(\xi_{i1}, \eta_{i1}, \zeta_{i1})$ от плоскости фронта.

$$l_A = (\xi_{i1} - \xi_{oi}) \cos \varphi_M \cos \vartheta_M + (\eta_{i1} - \eta_{oi}) \sin \varphi_M + (\zeta_{i1} - \zeta_{oi}) \cos \varphi_M \sin \vartheta_M \quad (18)$$

Учитывая (I7) и (I8), запишем

$$\Delta \bar{t}_3(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}) = \frac{(\xi_{ii} - \xi_{oi}) \cos \vartheta_M \cos \delta_M + (\eta_{ii} - \eta_{oi}) \sin \delta_M + (\zeta_{ii} - \zeta_{oi}) \sin \vartheta_M \cos \delta_M}{\cos \omega \cos \delta_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \delta_M + V^*} \quad (I9)$$

Если в выражении (I9) положить $\delta_M = \pm \pi/2$, $(\eta_{ii} - \eta_{oi}) = 0$ и $V^* > 0$, то время $\Delta \bar{t}_3(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii})$ будет равно нулю, что соответствует мгновенному изменению граничных условий на элементе поверхности, т.е. мгновенному охвату элемента поверхности порывом или ударной волной [4]. При значении величин $\delta_M = 0$, $\vartheta_M = 0$ и $V^* > 0$ время $\Delta \bar{t}_3(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii})$ в (I9) будет равно $(\xi_{ii} - \xi_{oi})/(\cos \omega + V^*)$ и соответствует постепенному охвату элемента резкоограниченным ступенчатым вертикальным порывом.

Как показано в работах [4, 5], выражение (II), с учетом особенностей данной задачи и выражения полученного для $\Delta \bar{t}_3(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii})$, приводится к виду

$$\begin{aligned} \bar{D}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) = & \frac{\cos \vartheta_M \cos \delta_M (\cos \omega - 1) - \sin \omega \sin \delta_M + V^*}{2\pi (\cos \omega \cos \delta_M \cos \vartheta_M - \sin \omega \sin \delta_M + V^*)} \times \\ & \times \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{1}{R} (V_{\eta i})_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i2}} [r'(\tau) \cos r'(\tau) \hat{N}^0 + \\ & + V_{\theta i} \cos \vartheta_{\theta i} \hat{N}^0] r d\theta - \frac{1}{4\pi} \iint_{G, \Sigma} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial \eta_i} \right)_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i2}} dS + \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_{G, \Sigma} \frac{\partial}{\partial \eta_i} \left(\frac{\bar{D}_i(\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau)}{R} \right) dS - \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_{\eta i}} \frac{1}{R} (V'_{\eta i})_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i2}} d\zeta_i - \\ & - \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_{\zeta i}} \frac{1}{R} (V'_{\zeta i})_{\xi_{ii}, \eta_{ii}, \zeta_{ii}, \tau_{i2}} d\zeta_i. \end{aligned}$$

Члены входящие в выражение (20) определяются как показано в работах [4, 5] и настоящей работе. При этом интегралы по G, Σ вычисляются только для крыльев (оперения). Выражение (20) позволяет определить значение коэффициента давления на поверхности ЛА при сверхзвуковых скоростях полета в случае

воздействия слабой ударной волны (порыва), с учетом телесности фюзеляжа ЛА.

Литература

1. Попыталов С.А. Расчетная система определения аэродинамических характеристик летательного аппарата при сверхзвуковых скоростях полета. Труды XI чтений, посвященных разностке научного наследия и развитию идей К.Э. Циолковского, М., 1978.
2. Белоцерновский С.М., Кудрявцева Н.А., Попыталов С.А., Табачников В.Г. Исследование сверхзвуковой аэродинамики самолетов на ЭВМ. М., "Наука", 1983.
3. Шамшурин А.Д. Воздействие слабой ударной волны на крыло сложной формы в плане при сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, № 2, 1974.
4. П о л о в к о в А.Ф. Применение метода возмущенных давлений к задаче о слабом воздействии ударной волны на летательный аппарат при сверхзвуковых скоростях полета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1979.
5. П о л о в к о в А.Ф. К задаче о слабом воздействии ударной волны или порывов воздуха на летательный аппарат при сверхзвуковых скоростях полета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1980.

В.А.Кудрявцев

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
СХЕМАТИЗИРОВАННОГО КОНУСА МЕТОДОМ ВОЗМУЩЕННЫХ
ДАВЛЕНИЙ НА СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В работе [1] приведено выражение для определения коэффициента давления на схематизированной поверхности летательного аппарата (ЛА) с учетом толщины его фюзеляжа в виде:

$$\begin{aligned} \bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau) = & \frac{\cos \omega_m \cos \gamma_m (\cos \omega - 1) - \sin \omega \sin \gamma_m + V^*}{\cos \omega \cos \gamma_m \cos \omega_m - \sin \omega \sin \gamma_m + V^*} \times \\ & \times \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{1}{R} (V_{\eta_i})_{\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau} \left[r'(\tau) \cos \gamma'(\tau) N^0 + V_0 \cos V_0 N^0 \right] r d\theta - \\ & - \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega, \Sigma} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta_i} \right)_{\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau} dS + \frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega, \Sigma} \frac{\partial}{\partial \eta_i} \left(\frac{\bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau)}{R} \right) dS - \\ & - \frac{1}{2\pi} \int_{\zeta_{\text{н}}} \frac{1}{R} (V_{\zeta_i})_{\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau} d\zeta_i - \frac{1}{2\pi} \int_{\zeta_{\text{к}}} \frac{1}{R} (V_{\zeta_i})_{\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau} d\zeta_i. \end{aligned}$$

Порядок определения членов, входящих в выражение (1), показан в работе [1].

В данной работе приводятся результаты расчетов, выполненных с использованием выражения (1). При их проведении использовались система безразмерных координат $O\xi\eta\zeta$, связанная с телом, и система безразмерных координат $O\xi_i\eta_i\zeta_i$, связан-

ная с элементом поверхности [1]. Расчеты выполнялись для безразмерного времени, $\tau = U_0 t / L$, где U_0 - скорость набегающего потока, t - текущее время, L - характерный размер.

Для определения аэродинамических характеристик тел вращения они схематизируются плоскими элементами с сохранением их пространственного расположения. В результате такой схематизации тело вращения заменяется многогранником (рис. 2). Чем больше количество схематизирующих элементов, тем точнее будет воспроизводиться контур тела вращения. На рис. 1 показаны результаты расчета значений переходных функций $[C_{\Delta}]$ пространственно расположенных треугольных элементов поверхности, с использованием которых проводилась схематизация конуса. Элементы в пространстве располагались следующим образом: первый в плоскости $O\xi_1\zeta_1$, которая развернута относительно плоскости $O\xi\zeta$ на 10° вверх, второй - в плоскости $O\xi_2\zeta_2$, развернутой на 10° вниз, третий - в плоскости $O\xi\zeta$ (рис. 1). Наблюдаемое некоторое смещение по времени значений рассчитываемых величин, объясняется различным временем подхода ударной волны к точкам на поверхности рассматриваемых элементов, а различие в значениях $[C_{\Delta}]_{\text{макс}}$ обусловлено различными углами набегающей ударной волны: γ_m - углом между вектором скорости фронта и плоскостью $O\xi_i\zeta_i$ и ω_m - углом между проекцией вектора скорости на плоскость $O\xi_i\zeta_i$ и осью $O\xi_i$. На рис. 3 и 4 приведены результаты расчета аэродинамических характеристик конуса ($\bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, \tau)$ - коэффициент давления в контрольных точках на схематизированной поверхности, C_{y1} - коэффициент нормальной силы, C_{x1} - коэффициент поперечной силы, C_{x6} - коэффициент силы сопротивления, обусловленной распределением давления по поверхности тела вращения, m_z - коэффициент момента тангажа, m_y - коэффициент момента рысканья) с углом полураствора $\omega = 15^\circ$, схематизированного двенадцатью элементами, при охвате его порывом воздуха. Фронт порыва считается плоским, вектор скорости его ($V_F = 137$ м/с) направлен вдоль оси $O\eta$. В начальный момент времени ($\tau = 0$) значения коэффициентов давления $\bar{P}(\xi_i, \eta_i, \zeta_i, 0)$ соответствуют случаю обтекания конуса при нулевом угле атаки. Эти значения сравнивались с результатами численных расчетов Копала [2] при $M = 1,5$ и $\omega = 15^\circ$. При этом наблюдается хорошее совпадение (рис. 4). По мере охвата тела порывом ($\tau = 1$ и $1,5$), на

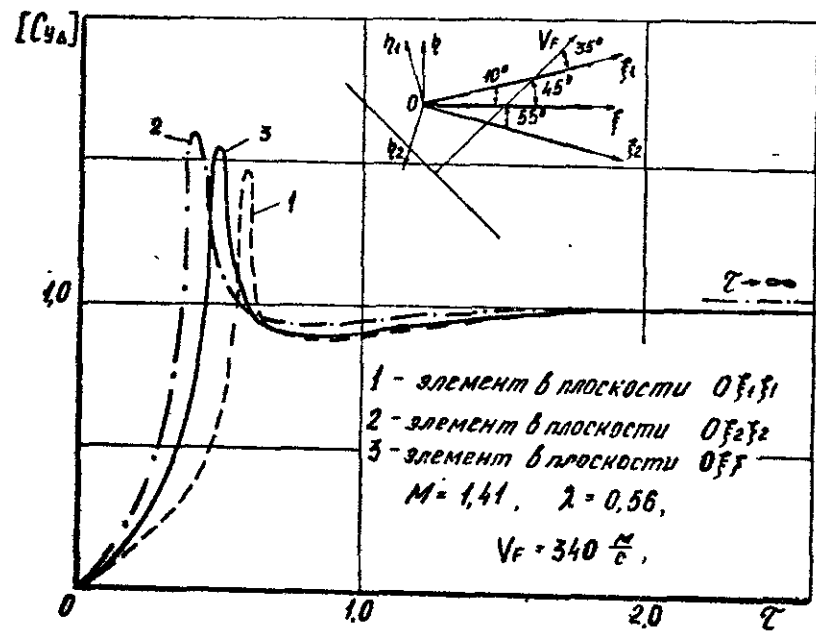


Рис. 1

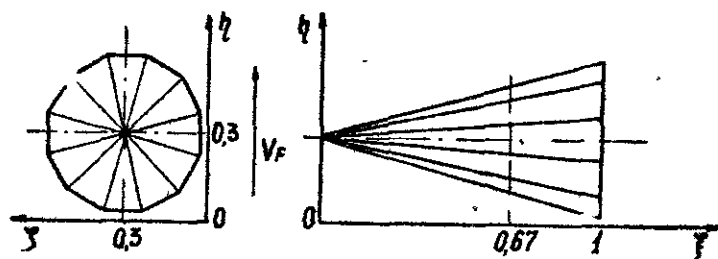


Рис. 2

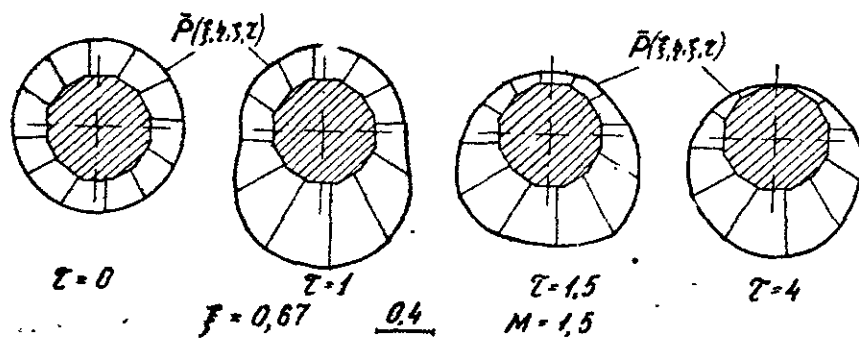
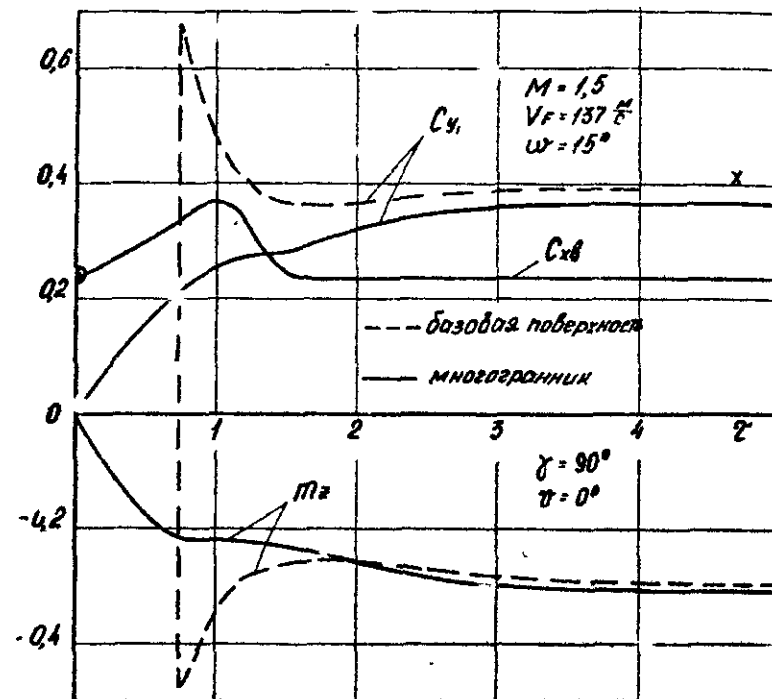


Рис. 3



• Расчет Копеля [2] × эксперимент [4,5]

Рис. 4

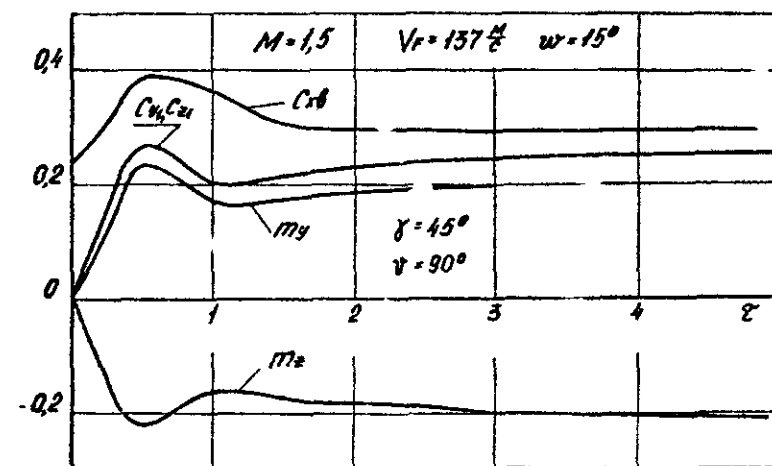


Рис. 5

схематизированной поверхности происходит перераспределение коэффициентов давления, обусловленное изменением направления скорости набегающего потока на угол $\Delta = \arctg(V_F/V_0)$. В конце переходного процесса ($\tau = 4$) распределение давлений соответствует обтеканию схематизированного конуса под углом $\Delta \approx 15^\circ$. На рис. 4 приводятся значения суммарных аэродинамических коэффициентов, которые были определены для конуса схематизированного базовой поверхностью [3] в плоскости $O\xi\zeta$ и многогранником. В первом случае действие односторонней нагрузки по мере охвата тела конечной толщиной порывом не учитывается. Во втором случае схематизация тела многогранником позволяет это учесть, но при этом несколько увеличивается время счета. Наибольшее отличие в значениях аэродинамических характеристик для указанных схематизаций наблюдается в начале переходного процесса. В конце переходного процесса это отличие уменьшается и наблюдается хорошее совпадение с экспериментальными данными [4, 5]. На рис. 5 приводятся значения аэродинамических коэффициентов при охвате порывом с бокового направления снизу ($\gamma = 45^\circ$, $\psi = 90^\circ$).

Таким образом, приведенные результаты позволяют сделать вывод о том, что предлагаемый подход целесообразно использовать для расчета аэродинамических характеристик неоперенных или слабооперенных тел, у которых фюзеляж имеет относительно большую толщину, при воздействии на них порывов воздуха и ударных волн.

Литература

1. Кудрявцев В.А., Попыталов С.А., Шамшурин А.Д. К расчету аэродинамических характеристик летательных аппаратов при воздействии на них слабой ударной волны с учетом телесности фюзеляжа при сверхзвуковых скоростях. Статья настоящих материалов.
2. Сирс У.Р. Общая теория аэродинамики больших скоростей. ., Воениздат, 1962.
3. Попыталов С.А. Расчетная система определения

аэродинамических характеристик летательного аппарата при сверхзвуковых скоростях полета. Труды XI чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К.Э. Циолковского. М., 1978.

4. Петров К.П. Аэродинамика ракет. М., "Машиностроение", 1977.
5. Артонкин В.Г., Леутич П.Г., Петров К.П., Столяров Е.П. Аэродинамические характеристики острых и притупленных конусов при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Труды ЦАГИ, вып. 1413, 1972.

В.А.Подобедов, С.В.Пунков

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК РЕШЕТЧАТЫХ КРЫЛЬЕВ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА

В работе [1] на основе метода возмущенных давлений получено выражение, позволяющее определить коэффициент давления \bar{p} на поверхности планов решетчатого крыла (РК) с учетом их интерференции. В данной работе приводятся результаты исследований по методике расчета и по выявлению влияния геометрических параметров решетчатых крыльев на их аэродинамические характеристики.

Пусть решетчатое крыло обтекается потоком идеальной жидкости со сверхзвуковой скоростью U_0 . Угол атаки α мал ($\alpha \ll 1$). Предполагается, что несущие поверхности РК имеют малую толщину и обтекаются плавно. Планы РК схематизируются системой базовых элементов S_i в плоскости XOZ (несущие планы) и S_{yi} в плоскости XOY (боковины).

Задача решается при следующих граничных условиях:

- на поверхности S_i выполняется условие непротекания;
- с задних кромок планов сходит вихревая пелена, на которой $\Delta \bar{p} = 0$;
- на дозвуковых задних кромках поверхностей S_i выполняется условие Чаплыгина-Жуковского;
- в возмущенной области \bar{p} и $\partial \bar{p} / \partial n$ непрерывны.

Решение проводится в прямоугольной связанной системе координат $O\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ (рис. 1), при этом $\bar{x} = \frac{x}{b}$, $\bar{y} = \frac{y}{b}$, $\bar{z} = \frac{z}{b}$, b - характерный линейный размер.

При обтекании РК сверхзвуковым потоком, когда на передних кромках планов образуются косые скачки уплотнения, все внутренние планы работают в одинаковых условиях. Исключение составляют нижняя поверхность нижнего плана и верхняя поверхность верхнего плана, которые работают в условиях, отличных от условий работы внутреннего набора решетчатого крыла. Таким образом, для того, чтобы определить его аэродинамические характеристики, достаточно определить характеристики внутреннего плана, т.е. рассмотреть течение внутри ячейки и определить характеристики внешней части коробки решетчатого крыла.

Выражение для определения коэффициента давления на поверхности внутреннего плана с учетом интерференции получено в работе [1] (раскрытие особенностей на кромках не производится).

$$\begin{aligned} \bar{p}(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau) = & -\frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_1} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \\ & - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_2} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \frac{1}{\pi} \iint_{S_3} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \frac{1}{\pi} \iint_{S_4} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \\ & - \frac{1}{\pi} \iint_{S_5} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \frac{1}{\pi} \iint_{S_6} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \end{aligned} \quad (1)$$

Коэффициент давления на внешних поверхностях верхнего и нижнего планов определяется с помощью выражения

$$\begin{aligned} \bar{p}(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau) = & -\frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} dS - \\ & - \frac{2}{\pi} \int_{\ell_{nk}} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} d\ell - \frac{2}{\pi} \int_{\ell_{zk}} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \tau} d\ell \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь S - поверхность плана, ℓ_{nk} и ℓ_{zk} - контуры основания скачка уплотнения. Индексы 1 и 2 соответствуют выделению скачка со стороны базовой поверхности и извне.

Значения подынтегральных функций в выражениях (1) и (2) известны из граничного условия непротекания.

При решении задачи на ЭВМ от интегралов в выражениях (1) и (2) переходим к схемам. Расследуемый объект, как отмечалось выше, схематизируется системой базовых поверхностей S_i . Кромки базовых поверхностей моделируются отрезками прямых. Из точек излома проводятся линии, параллель-

ние вектору скорости набегающего потока. Форма и положение каждой трапеции задаются координатами точек излома. Поверхность трапеций плана, на котором определяется коэффициент давления, разбивается на ячейки, в центре которых располагаются расчетные точки. Принцип разбиения на такие ячейки довольно произвольный. Необходимо лишь выдержать условие, чтобы площадь всех ячеек равнялась бы площади плана. При определении коэффициента давления в расчетной точке применялась "плавающая сетка" [2, 3].

Для получения достоверного результата, когда отсутствует интерференция, на плане решетчатого крыла размещается от 30 до 60 расчетных точек [3]. Когда имеет место режим взаимного влияния между планами [4], на внутренних планах реализуется знакопеременная нагрузка. В этом случае указанное количество расчетных точек недостаточно для точного определения суммарных аэродинамических характеристик, так как в случае интерференции необходимо по возможности точно определять площадь поверхности плана, на которой реализуется нагрузка одного знака. Неточность определения этой площади при численных расчетах приводит к сильным погрешностям в значениях суммарных характеристик. Чтобы исключить эти погрешности, при расчете между точками, в которых нагрузка получается разных знаков, размещалась дополнительная расчетная точка, т.е. в этом месте применялось неравномерное разбиение плана на ячейки. Тем самым уточнялось местоположение отраженной волны возмущения на поверхности плана, являющейся границей изменения знака нагрузки. После каждого уточнения производился вновь расчет распределенных характеристик и определялись суммарные характеристики. На рис. 2 показано изменение коэффициентов C_y^α и m_z^α в зависимости от номера итерации (уточнения). На рис. 3 приведено изменение относительных погрешностей $\epsilon_{C_y^\alpha}$ и $\epsilon_{m_z^\alpha}$.

$$\epsilon_{C_y^\alpha} = \left| \frac{C_{yT}^\alpha - C_y^\alpha}{C_{yT}^\alpha} \right| \cdot 100\%; \quad \epsilon_{m_z^\alpha} = \left| \frac{m_{zT}^\alpha - m_z^\alpha}{m_{zT}^\alpha} \right| \cdot 100\%$$

Изложенный подход в отличие от простого увеличения количества расчетных точек на плане является более эффективным с точки зрения затрат машинного времени, поскольку количество расчетных точек в этом случае значительно меньше. На рис. 4

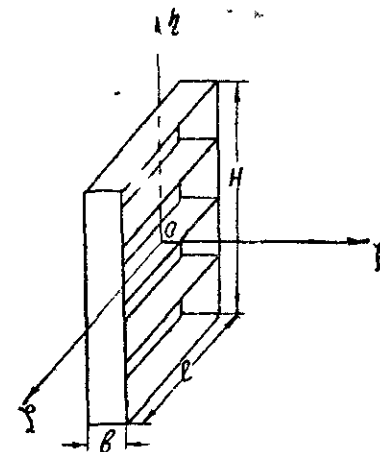


Рис 1

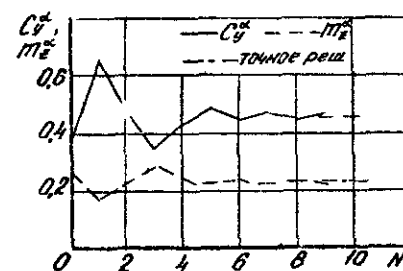


Рис 2

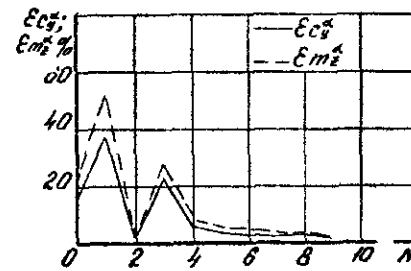


Рис 3

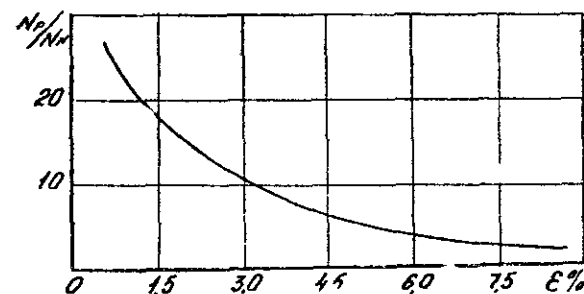


Рис 4

представлено изменение параметра N_p/N_N в зависимости от требуемой точности получения результата. Здесь N_p - количество расчетных точек, обеспечивающее заданную точность за счет довольно частого их размещения на рассматриваемой поверхности, N_N - суммарное количество расчетных точек с учетом предыдущих итераций, также обеспечивающих заданную точность. Из графика (рис. 4) видно, что чем большую точность вычислений необходимо обеспечить, тем выше преимущества изложенного подхода.

По изложенной методике проведены исследования по выявлению влияния геометрических параметров решетчатых крыльев на их аэродинамические характеристики. Рассматривались типы крыльев, представленные на рис. 1 и 5.

На рис. 6 и 7 приведены результаты расчета для стреловидного крыла с боковыми шайбами (рис. 5, а). Рассмотрение такого объекта обусловлено тем, что на режиме, когда отсутствует влияние между планами, внутренний план можно рассматривать как изолированное крыло с шайбами. На рис. 6 приведены результаты расчетов для различных углов стреловидности χ данных крыльев с удлинением $\lambda = 1$ при числах $M > 1/\cos \chi$. Видно, что отношение производной коэффициента подъемной силы по углу атаки $C_{y\alpha}$ стреловидного крыла к $C_{y\alpha}^\infty$ пластины бесконечного размаха больше единицы. Причем этот прирост увеличивается с ростом угла стреловидности.

На рис. 7 показано распределение нагрузки на рассматриваемых крыльях, соответствующее числу $M = 3$ (точки 1, 2, 3 на рис. 6). У стреловидного крыла конечного размаха эффект скольжения проявляется не полностью, а только в его срединной части (зона I на рис. 7). В этой зоне нагрузка постоянна и определяется числом M и углом стреловидности передней кромки. Наибольшее уменьшение эффекта скольжения наблюдается в корневой части крыла за счет срединного эффекта (зона 2). Наличие боковой стенки приводит к увеличению нагрузки в концевой части крыла (зона 3). Из данных рис. 7 видно, что при изменении угла стреловидности меняются как размеры зон, так и величина ΔP^∞ .

На рис. 8 показано распределение нагрузки вдоль хорды стреловидного крыла в районе корневого и концевых сечений. С увеличением стреловидности нагрузка в зонах I и 3 (рис. 8, а)

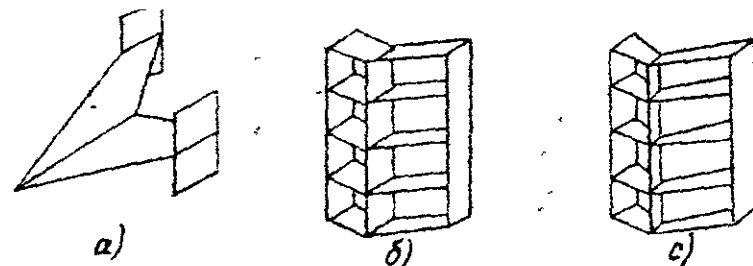


Рис. 5

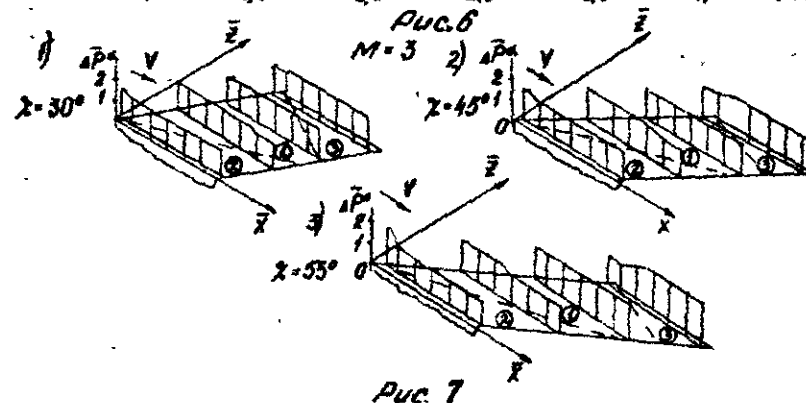
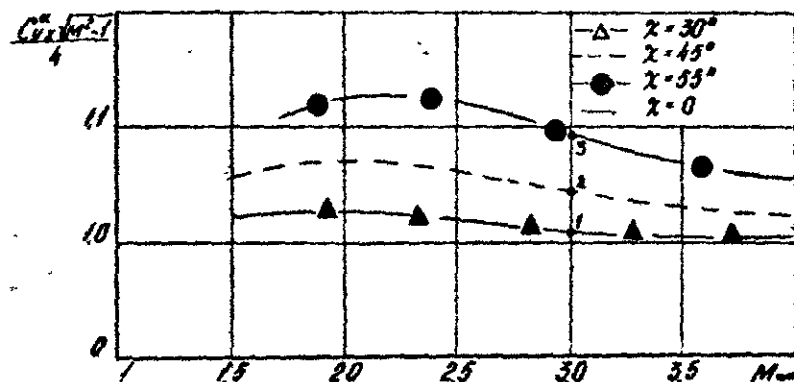


Рис. 7

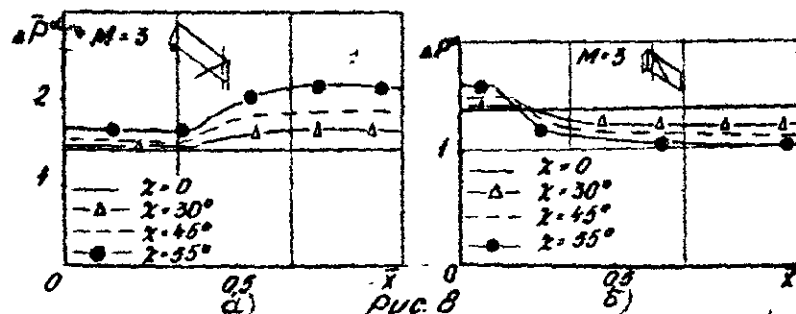


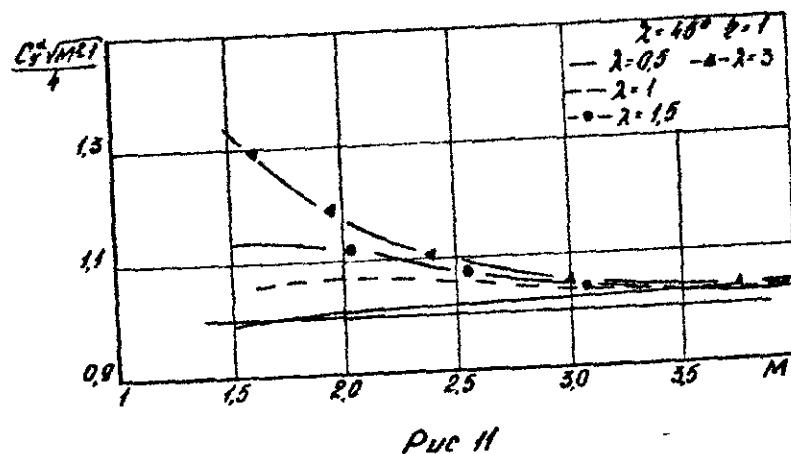
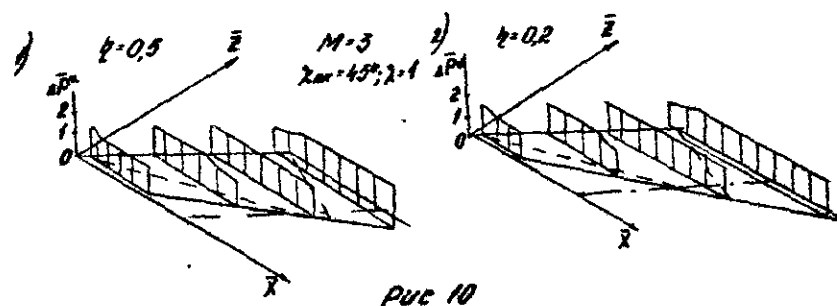
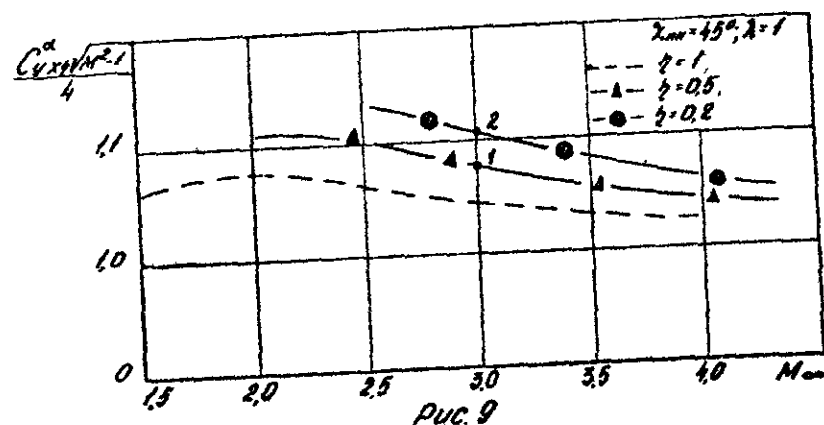
Рис. 8

увеличивается, а в зоне 2 уменьшается. Вызванное стреловидностью крыла и наличием боковой шайбы суммарное увеличение нагрузки в зонах I и 3 оказывается больше, чем падение её в зоне 2, что и приводит к увеличению несущих свойств стреловидного крыла по сравнению с прямоугольным крылом $\lambda = \infty$. При $\chi = 55^\circ$ прирост C_y^α составляет порядка 14%. Изменяя за счет изменения сужения \bar{b} площади областей 2 и 3 на крыле, можно изменять и величину коэффициента C_y^α .

На рис. 9 видно, что уменьшение сужения крыла приводит к увеличению его коэффициента подъемной силы. При $\bar{b} = 0,2$ прирост C_y^α составляет порядка 8%. Это объясняется тем, что с уменьшением сужения (увеличением стреловидности задней кромки) при постоянном удлинении $\lambda = 1$, уменьшается область 2 и увеличивается зона 3, в которой реализуется повышенная нагрузка (рис. 10) (штрих-пунктирной линией показана задняя кромка крыла при $\bar{b} = 1$).

Влияние удлинения на несущие свойства крыла с боковыми шайбами показано на рис. 11-13, где приведены результаты расчетов крыльев различных удлинений при стреловидности $\chi = 45^\circ$ и $\bar{b} = 1$. Для крыльев больших удлинений значительное увеличение коэффициента C_y^α наблюдается при числах M , близких к значениям, при которых кромка крыла становится звуковой. Как видно из рис. 11, параметр $C_y^\alpha \sqrt{M^2 - 1}/4$ с увеличением числа M сначала несколько увеличивается, достигая максимума для крыльев малых удлинений, а затем начинает уменьшаться. Такой характер протекания зависимостей можно объяснить влиянием зон, рассмотренных выше.

На рис. 12 показаны зависимости $C_y^\alpha \sqrt{M^2 - 1}/4$ от параметра $(\lambda \bar{b} \chi + 1)/(\lambda \sqrt{M^2 - 1})$. Этот параметр характеризует положение характеристики, исходящей из вершины плана и являющейся границей зоны 2, относительно задней кромки. Он равен единице, когда характеристика касается боковой стенки. Из графика видно, что пока характеристика не коснулась боковой стенки, несущие свойства крыла возрастают. Когда этот параметр становится больше единицы, интенсивность увеличения параметра $C_y^\alpha \sqrt{M^2 - 1}/4$ уменьшается и для крыльев малых удлинений после достижения определенного максимума начинает уменьшаться. В этом случае зона 2 распространяется на большую часть крыла. Штриховой линией на рис. 11 нанесена линия, соответствующая



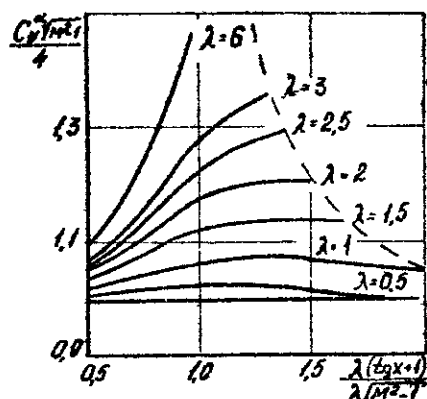


Рис. 12

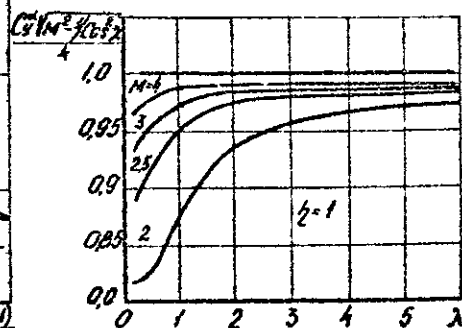


Рис. 13

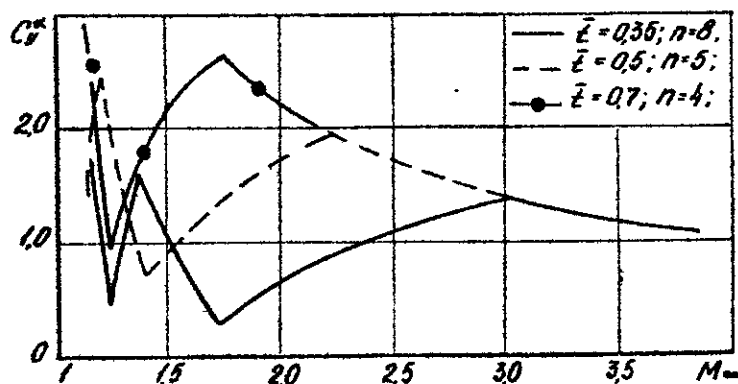


Рис. 14

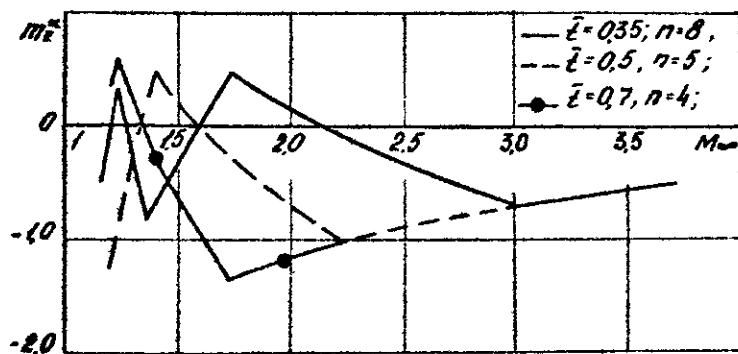


Рис. 15

ислам M , при которых кромка плана становится звуковой. С увеличением удлинения и числа M уменьшаются зоны 2 и 3 и увеличивается область I, т.е. коэффициент C_y^α стреловидного крыла с шайбами начинает приближаться по своему значению к коэффициенту C_y^α скользящего крыла (рис. 13).

Наличие интерференции между планами решетчатого крыла существенным образом сказывается на его аэродинамических характеристиках. На рис. 14 и 15 представлены результаты расчета коэффициентов C_y^α и m_z^α в зависимости от относительного шага \bar{t} и числа M . Эти зависимости имеют ряд особенностей. При отсутствии влияния между горизонтальными планами C_y^α и m_z^α близки к соответствующим характеристикам пластины бесконечного размаха. На режиме взаимного влияния протекание характеристик по числам M имеет "пилообразный" характер. Всякий раз, когда волна возмущения при многократном отражении делит хорду плана на четное число равных отрезков, коэффициент C_y^α принимает минимальное, а m_z^α максимальное значение. Если число отрезков нечетное, то значения C_y^α соответствуют верхнему, а m_z^α нижнему пику. Следует отметить, что область многократных колебаний коэффициентов C_y^α и m_z^α (рис. 14 и 15) соответствует небольшим числам M , при которых на практике уже не реализуется рассматриваемая картина течения [1, 4].

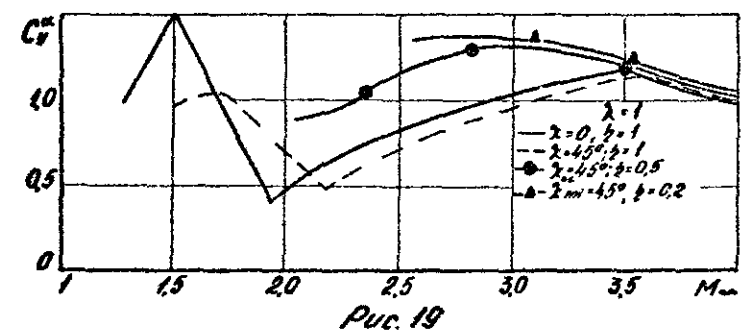
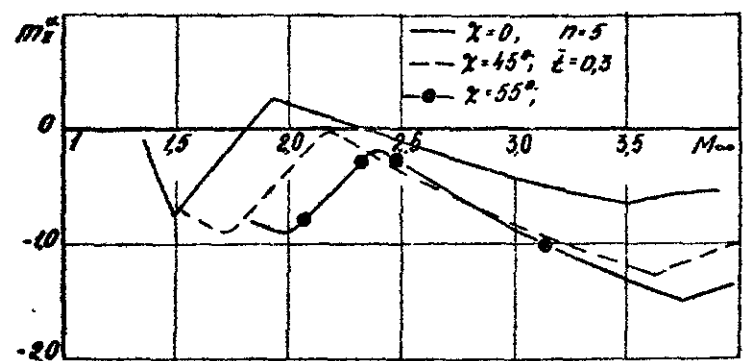
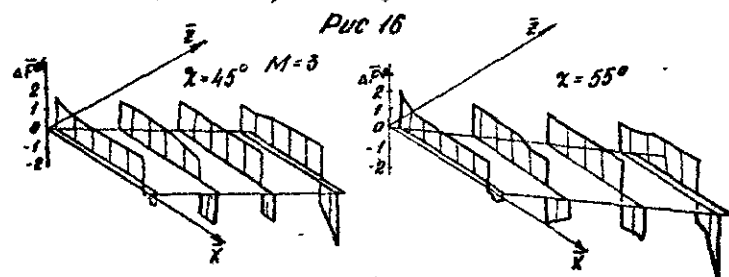
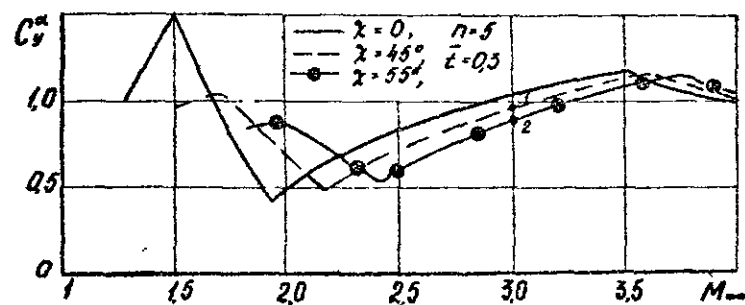
На рис. 16-18 показано влияние стреловидности планов решетчатого крыла (рис. 5, 6; $\bar{t} = 0,3$) на его аэродинамические характеристики и приведено сравнение с характеристиками решетчатого крыла имеющего прямоугольные планы. Видно, что с увеличением стреловидности планов увеличивается число M_{B3} - начала взаимодействия. Для решетчатого крыла, имеющего стреловидные планы, число M_{B3} можно определить по формулам

$$M_{B3} = \sqrt{\left(\frac{1}{\bar{t}}\right)^2 + \tan^2 \chi + 1} \quad , \quad \text{если } \bar{z} \leq L ;$$

$$M_{B3} = \sqrt{\frac{(\tan \chi \cdot \lambda + 1)^2}{\lambda^2 + \bar{t}^2} + 1} \quad , \quad \text{если } \bar{z} > L ;$$

$$\bar{z} = \frac{\tan \chi \cdot B}{\kappa^2 - \tan^2 \chi} \quad ; \quad \kappa^2 = M^2 - 1 .$$

Здесь B - хорда плана.



На режиме интерференции несущие способности и коэффициент m_x^* решетчатого крыла со стреловидными кромками могут быть как больше, так и меньше характеристик решетчатого крыла с прямоугольными планами. Они будут определяться углом стреловидности, числом M и ζ . Особенностью характеристик решетчатого крыла со стреловидными планами является более плавное протекание их по числам M , отсутствие резко выраженных пиков. Резкое изменение в протекании характеристик при числах $M < M_{03}$ обусловлено тем, что в этом случае на внутреннем плане в результате интерференции появляется область, на которой реализуется отрицательная нагрузка. При увеличении угла стреловидности плана размеры этой области возрастают (рис. 17), что приводит к уменьшению несущих свойств решетчатого крыла со стреловидными планами при данных числах M . При расчете решетчатого крыла с сужением (рис. 5, с) область с отрицательной нагрузкой значительно меньше (рис. 20) и при уменьшении сужения она уменьшается. Это приводит к увеличению несущих свойств и плавному протеканию характеристик решетчатых крыльев с сужением (рис. 19). Аналогичным образом можно объяснить протекание характеристик решетчатого крыла при изменении удлинения его планов (рис. 21).

Анализ результатов расчетов по выявлению влияния геометрических параметров решетчатого крыла на его аэродинамические характеристики позволяет сделать следующие выводы.

1. При отсутствии взаимовлияния планов со сверхзвуковыми кромками увеличение стреловидности, удлинения и уменьшение сужения приводят к увеличению несущих свойств решетчатого крыла.

2. На режиме взаимного влияния несущие свойства и моментные характеристики стреловидных решетчатых крыльев различных удлинений и сужений могут быть как больше так и меньше соответствующих характеристик решетчатых крыльев с прямоугольными планами.

3. Диапазон сверхзвуковых чисел M , соответствующих режиму взаимовлияния планов, у стреловидных решетчатых крыльев шире, чем у нестреловидных.

Литература

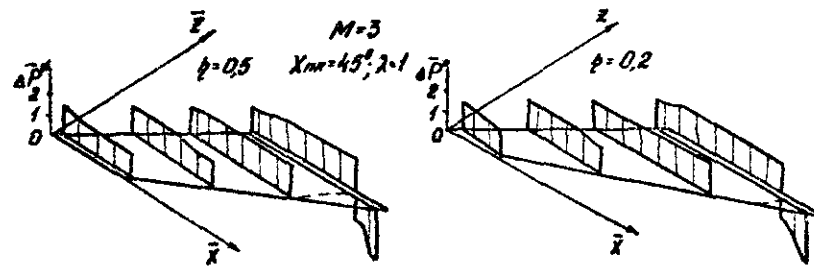


Рис. 20

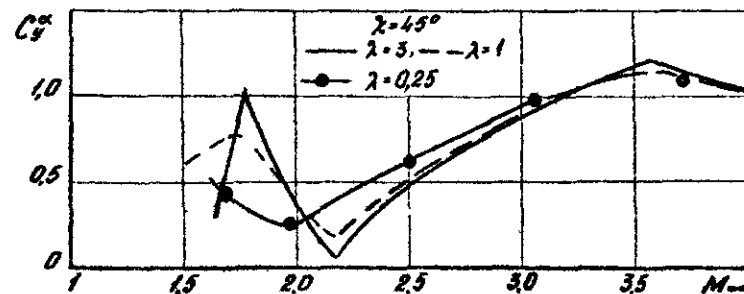


Рис. 21

1. Подобедов В.А., Попыталов С.А., Пушкин С.В. Определение аэродинамических характеристик решетчатых крыльев на сверхзвуковых скоростях полета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
2. Попыталов С.А. Расчетная система определения аэродинамических характеристик летательных аппаратов на сверхзвуковых скоростях полета. Труды XI чтений, посвященных разработке научного наследия и развитию идей К.Э.Циолковского. М., НИИТ, 1976.
3. Гусаковский А.М., Деев А.В., Попыталов С.А. К особенностям расчета на ЦМ аэродинамических характеристик летательных аппаратов на сверхзвуковых скоростях. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1979.
4. Решетчатые крылья. Под редакцией С.М.Белоцерковского. М., "Машиностроение", 1985.

С.Н.Морозов, В.А.Подобедов, В.М.Скакали

О СНИЖЕНИИ ИНДУКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕСУЩИХ СИСТЕМ

При проектировании летательных аппаратов, в частности несущих поверхностей или систем, одной из проблем является достижение максимального аэродинамического качества. В ряде случаев эту задачу приходится решать при наличии ограничений на геометрические параметры.

В работе [1] были исследованы вопросы снижения индуктивного сопротивления решетчатых крыльев путем применения профилированных планов со скругленными передними кромками, что позволяет повысить степень реализации подсаживающей силы. В данной работе рассматривается минимизация индуктивного сопротивления пространственных несущих систем — бипланов, полипланов, решетчатых крыльев с определением оптимальной деформации несущих и ненесущих элементов. Задача решалась в линейной постановке. Среда полагалась идеальной, течение — безотрывным [1, 2, 3]. Рассмотрим методику расчета оптимальных деформаций решетчатых крыльев. Как известно [2], зависимости коэффициентов подъемной силы C_y и индуктивного сопротивления C_{xi} произвольной несущей системы от угла атаки α и углов скольжения δ_i элементов могут быть представлены в виде:

$$C_y = C_y^\alpha \alpha + \sum_{i=1}^N C_y^{\delta_i} \delta_i \quad (1)$$

$$C_{xi} = C_x^{\alpha\alpha} \alpha^2 + \alpha \sum_{i=1}^N C_{xi}^{\alpha\delta_i} + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{xi}^{\delta_i\delta_j} \delta_i \delta_j \quad (2)$$

где C_y^α , $C_x^{\alpha\alpha}$, $C_x^{\alpha\delta_i}$, $C_x^{\delta_i\delta_j}$ — соответствующие аэродинамические производные.

При заданном значении коэффициента подъемной силы

$C_y = C_y^*$ из (1) следует:

$$\alpha = \frac{C_y^* - \sum_{i=1}^N C_y^{\delta_i} \delta_i}{C_y^\alpha} \quad (3)$$

Дифференцируя (2) по переменной δ_k с учетом (3), получаем условие минимальности C_{xi} при $C_y = C_y^*$

$$\sum_{i=1}^N \delta_i \left[(C_{xi}^{\delta_i\delta_k} + C_{xi}^{\delta_k\delta_i}) - \frac{C_y^{\delta_k\delta_i} C_x^{\alpha\delta_i}}{C_y^\alpha} + \frac{2C_x^{\alpha\alpha} C_y^{\delta_i} C_y^{\delta_k}}{(C_y^\alpha)^2} - \frac{C_x^{\alpha\delta_k} C_y^{\delta_i}}{C_y^\alpha} \right] = C_y^* \left[\frac{2C_x^{\alpha\alpha} C_y^{\delta_k}}{(C_y^\alpha)^2} - \frac{C_x^{\alpha\delta_k}}{C_y^\alpha} \right] \quad (4)$$

$k = 1, 2, \dots, N$.

Введя нормированные отклонения $\delta_i^* = \delta_i / C_y^*$, приходим к системе линейных алгебраических уравнений относительно δ_i^* :

$$\sum_{i=1}^N \delta_i^* \left[(C_{xi}^{\delta_i\delta_k} + C_{xi}^{\delta_k\delta_i}) - \frac{C_x^{\alpha\delta_k} C_y^{\delta_i}}{C_y^\alpha} + \frac{2C_x^{\alpha\alpha} C_y^{\delta_i} C_y^{\delta_k}}{(C_y^\alpha)^2} - \frac{C_x^{\alpha\delta_k} C_y^{\delta_i}}{C_y^\alpha} \right] = \frac{1}{C_y^\alpha} \left[\frac{2C_x^{\alpha\delta_i} C_y^{\delta_i}}{C_y^\alpha} - C_x^{\alpha\delta_k} \right] \quad (5)$$

$k = 1, 2, \dots, N$.

Решение системы (5) позволяет определить оптимальные деформации решетчатого крыла и затем рассчитать индуктивные поляры: 1) оптимизированной для некоторого значения $C_y = C_y^*$ системы (с зафиксированными деформациями); 2) адаптивной системы с деформациями, изменяющимися в соответствии с изменением величины коэффициента подъемной силы. Учитывая (1), (2) и (3), можно записать выражения — для оптимизированной поляр

$$C_{xi} = \frac{1}{C_y^*} \left[C_y + C_y^* \left(\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N C_x^{\alpha \delta_i} \delta_i^* - \sum C_y \delta_i \right) \right]^2 + \\ + C_y^{*2} \left[\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_x^{\delta_i \delta_j} \delta_i^* \delta_j^* - \frac{1}{4 C_x^{\alpha \alpha}} \left(\sum C_x^{\alpha \delta_i} \delta_i^* \right)^2 \right];$$

- для адаптивной полары

$$C_{xi} = C_y^2 \left[C_x^{\alpha \alpha} \left(\frac{1 - C_y^{\delta_i} \delta_i^*}{C_y^{\alpha \alpha}} \right)^2 + \frac{1 - C_y^{\delta_i} \delta_i^*}{C_y^{\alpha \alpha}} \sum C_x^{\alpha \delta_i} \delta_i^* + \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_x^{\delta_i \delta_j} \delta_i^* \delta_j^* \right]$$

На рис. 1 приведены индуктивные полары биплана с относительным удлинением несущих планов $\lambda = 4$ и относительными шагами $\bar{t} = 1$: при отсутствии деформаций планов - исходная полара (сплошная линия); с оптимальными при $C_y^* = 0,3$ (кривая α) и $C_y^* = 0,6$ (кривая δ) зафиксированными деформациями; адаптивного крыла - адаптивная полара (кривая ϵ). На рис. 2 в качестве примера приведены при соответствующих значениях сечения срединных поверхностей крыльев до и после оптимальной деформации. Также приводятся результаты расчета индуктивного сопротивления решетчатых крыльев при варьировании значений их геометрических параметров. Во всех приведенных примерах каждый план разбивается по хорде на 5 элементов. По размаху разбиение не осуществляется.

Были проведены методические исследования по определению оптимальной вихревой схемы решетчатого крыла результаты которых приводятся на рис. 3. На графике приведена зависимость относительного снижения значения коэффициента отвала полары адаптивного крыла по сравнению с исходной от числа вихрей n_v , размещаемых по хорде плана. Из рисунка видно, что при $n_v \geq 40$ кривая выполаживается, что дает основание к выбору минимального числа вихрей.

На рис. 4 приведены эпюры аэродинамических нагрузок и результирующих нормальных сил для крыльев с $\lambda = 12$ при $C_y^* = 0,9$ недеформированного (вверху) и оптимально деформированного. Видно, что на передней части крыла нормальные к поверхности крыла аэродинамические силы имеют составляющие, направленные против потока. Кроме этого, деформированное крыло имеет меньший угол атаки, а следовательно и меньшее индуктивное сопротивление X_i .

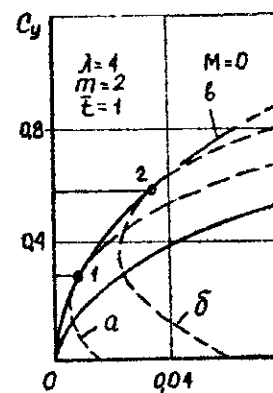


Рис. 1

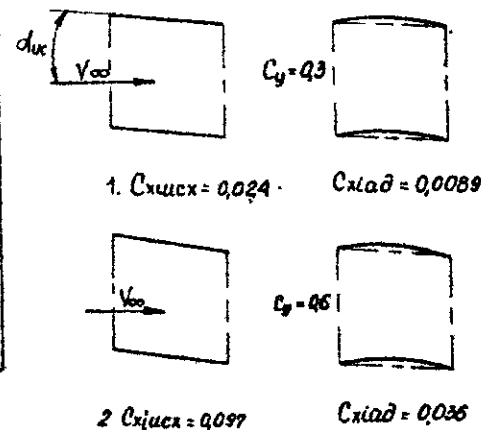


Рис. 2

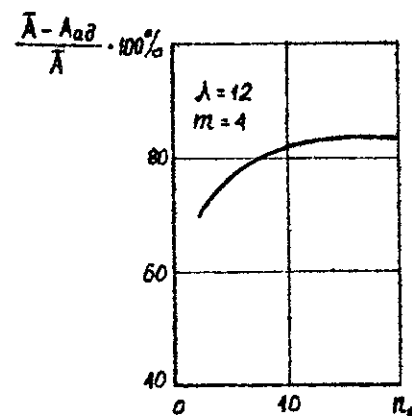


Рис. 3

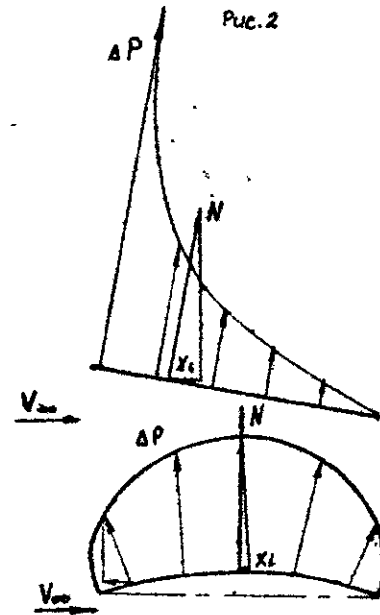


Рис. 4

Это объясняет причину снижения индуктивного сопротивления при оптимальной деформации. На рис. 5 приводится сравнение поляр адаптивного решетчатого крыла и того же недеформированного крыла, но с учетом полной реализации подсосывающей силы. Как видно из рисунка, поляры практически совпадают.

На рис. 6 и 7 представлены примеры результатов исследования влияния числа планов m и относительного шага \bar{t} на величину коэффициента A_{ad} адаптивной поляры. Видно, что при увеличении числа планов m и уменьшении относительного шага \bar{t} величина A_{ad} возрастает. Этот эффект может быть объяснен падением несущих свойств решетчатых крыльев с уменьшением относительного шага \bar{t} и увеличением числа планов m [4], так как коэффициент отвала поляры A_{ad} может быть представлен в виде $A_{ad} = \bar{A} + \Delta A$, где $\bar{A} = \frac{1}{C_x}$, величина ΔA , учитывающая влияние деформации планов, от m и \bar{t} зависит слабо (рис. 8).

Применение решетчатых крыльев с выносом (рис. 9) позволяет снизить величину A_{ad} . На рис. 10 показано влияние относительного выноса \bar{B} (вынос B отнесен к хорде плана \bar{b}) на величину A_{ad} . Видно, что при увеличении \bar{B} величина A_{ad} снижается тем интенсивней, чем меньше \bar{t} . Это позволяет повысить аэродинамическое качество решетчатых крыльев, имеющих малый относительный шаг \bar{t} . На рис. 9а в качестве примера показано сечение средней поверхности оптимально деформированного решетчатого крыла с $\bar{B} = 1$ и $\bar{t} = 0,3$ при $C_y = 0,6$.

Незначительный выигрыш в индуктивном сопротивлении дает оптимальный поворот планов решетчатого крыла с выносом. На рис. 9 изображены сечения срединных поверхностей планов решетчатого крыла с относительным выносом $\bar{B} = 1$, $\bar{t} = 0,9$ с оптимальным поворотом планов на углы $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ при $C_y^* = 0,9$, а на рис. 11 изображены поляры данного крыла: сплошной линией – исходная поляра, штриховой – адаптивная поляра при оптимальном повороте планов, штрихпунктирной – адаптивная поляра при оптимальной деформации планов.

Если задаться оптимальной деформацией несущих элементов решетчатого крыла (боковин, концевых шайб), то в этом случае также наблюдается некоторое снижение индуктивного сопротивления. На рис. 12 показано решетчатое крыло с оптимально дефор-

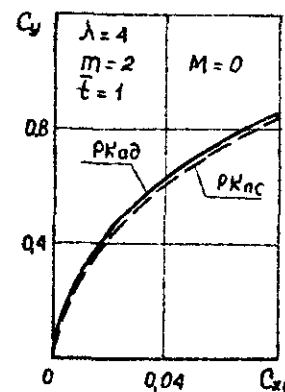


Рис. 5

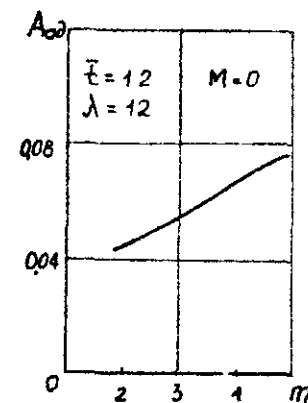


Рис. 6

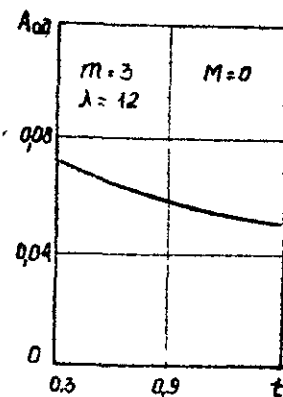


Рис. 7

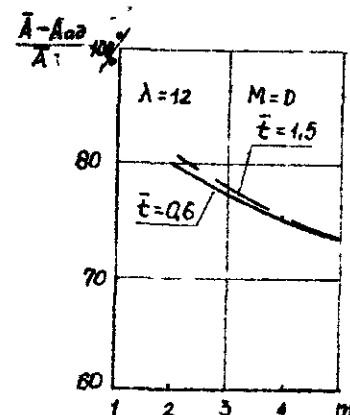
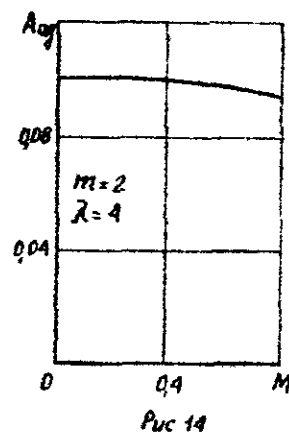
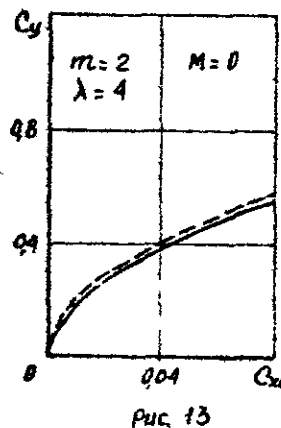
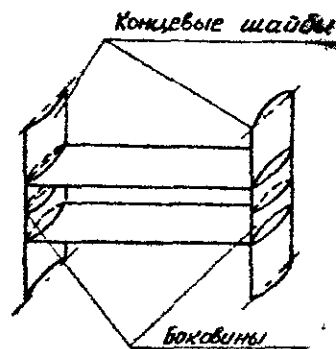
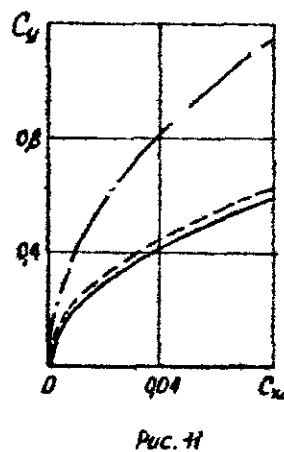
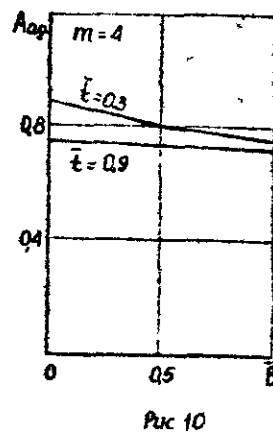
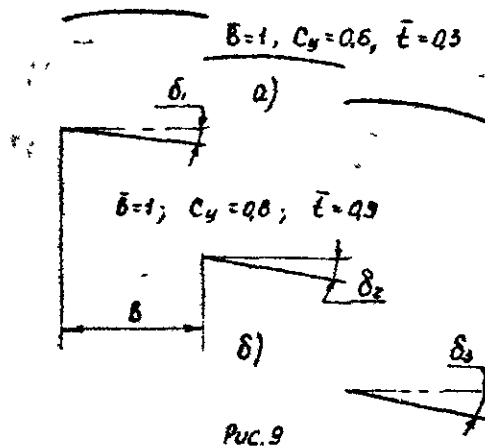


Рис. 8



мированными боковыми и концевыми шайбами при фиксированном значении C_y^* , а на рис. 13 представлены поляры данного крыла: сплошной линией – исходная поляра, штриховой – адаптивная.

Учет сжимаемости потока влияет на величину коэффициента A_{ad} . Как видно из рис. 14, с увеличением числа M величина A_{ad} уменьшается.

Анализ полученных результатов показывает, что путем оптимальной деформации можно снизить индуктивное сопротивление решетчатых крыльев на 70-80% в зависимости от значений их геометрических параметров. Применение решетчатых крыльев с выносом дает дополнительное снижение индуктивного сопротивления при оптимальной деформации, в особенности при малых значениях относительного шага $\bar{\epsilon}$.

Литература

1. Морозов С.Н., Подобедов В.А. Об индуктивном сопротивлении решетчатых крыльев на дозвуковых скоростях потока. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.
2. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях полета. М., "Наука", 1975.
3. Белоцерковский С.М., Одновол Л.А. и др. Решетчатые крылья. М., "Машиностроение", 1985.
4. Морозов С.Н., Подобедов В.А. К исследованию линейных аэродинамических характеристик решетчатых крыльев на дозвуковых скоростях. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1983.

В.А.Кудрявцев, С.В.Пушков

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
РЕШЕТЧАТОГО КРЫЛА НА ЕГО АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ
КАЧЕСТВО

В настоящее время все более широкое применение при создании летательных аппаратов, получают решетчатые крылья (РК) [1] в качестве несущих, стабилизирующих, управляющих поверхностей. Это обусловлено тем, что они обладают в определенных условиях рядом преимуществ перед обычными моноплан-ными крыльями. В данной работе рассматривается влияние режима полета и геометрических параметров решетчатого крыла (формы профиля плана, относительной толщины, хорды плана) на его максимальное аэродинамическое качество при сверхзвуковых скоростях потока.

В качестве объектов расчета рассматривались сотовые и рамные решетчатые крылья. Предполагалось, что между планами крыла при рассматриваемых скоростях потока отсутствует взаимное влияние.

В этом случае увеличение числа M потока качественно не изменяет картину обтекания решетчатого крыла. На данном режиме обтекания значение аэродинамического качества не зависит ни от числа планов n , ни от относительного шага $\bar{t} = t/b$ (t — расстояние между планами, b — хорда плана). В процессе расчета рассматривались крылья, планы которых имели ромбовидный и шестиугольный профили, варьировалась их относительная толщина и длина хорды. Так как планы решетчатого крыла имеют, как правило, заостренную переднюю кромку и кроме того на рассматриваемом режиме обтекания имеет место присоединенный

скачок уплотнения то подсаживающая сила на планах не реализуется.

За основу расчета максимального аэродинамического качества решетчатого крыла была принята методика изложенная в работах [1, 2]. Определение волнового сопротивления крыла сводилась к определению коэффициента волнового сопротивления профиля планов. Коэффициент сопротивления трения $C_{хтр}$ рассчитывался путем замены профилей планов тонкими пластинами. Коэффициент сопротивления двухстороннего трения пластины определялся в зависимости от чисел Re и M . В процессе расчета определялась точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный [3]. Производная коэффициента подъемной силы по углу атаки определялась как для пластины бесконечного размаха по формуле Аккерета. При расчете проводился учет дополнительного волнового сопротивления галтелей в узлах сочленения пластин, которые образуются при пайке и процессе изготовления решетчатого крыла [1].

Систематические расчетные исследования позволили выявить основные закономерности, связывающие максимальное аэродинамическое качество решетчатых крыльев с их геометрическими параметрами и режимом полета. Ниже приводятся некоторые примеры, иллюстрирующие указанные связи применительно к сотовым и рамным решетчатым крыльям, дано сравнение максимального аэродинамического качества этих крыльев и монопланного крыла (рис. 1+5).

На рис. 1 и 2 представлены зависимости $K_{макс}$ от числа M . Такой характер изменения $K_{макс}$ объясняется тем, что с увеличением числа M точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный смещается вперед, что приводит к увеличению $C_{хтр}$. Вместе с тем с увеличением M наблюдается некоторое уменьшение $K_{макс}$, также связанное с ростом $C_{хтр}$. Влияние формы профиля на $K_{макс}$ сказывается через $C_{хво}$, но отличие при этом незначительное (рис. 1 и 2). Изменение хорды профиля приводит к изменению числа Re , что в свою очередь приводит к изменению положения точки перехода пограничного слоя из ламинарного в турбулентный. При этом наблюдается незначительное изменение $K_{макс}$ (рис. 3 и 4). С увеличением относительной толщины профиля, интенсивно увеличивается $C_{хво}$, что приводит к значительному уменьшению

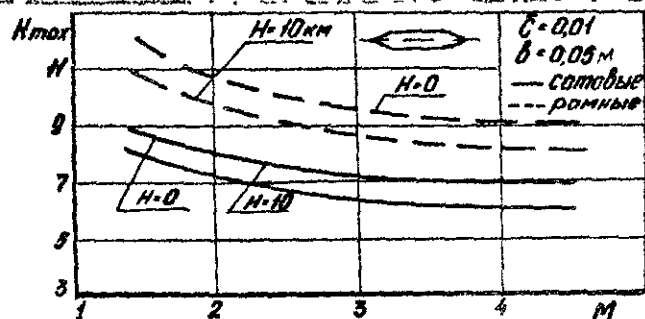


Рис. 1

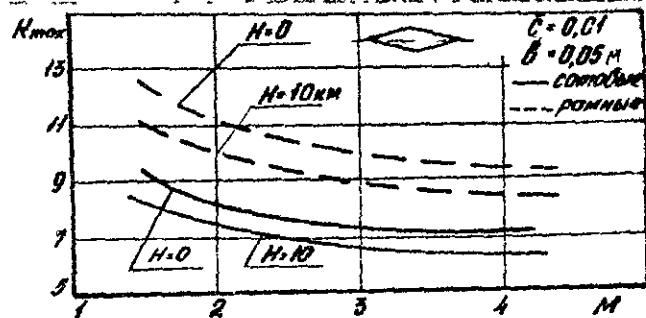


Рис. 2

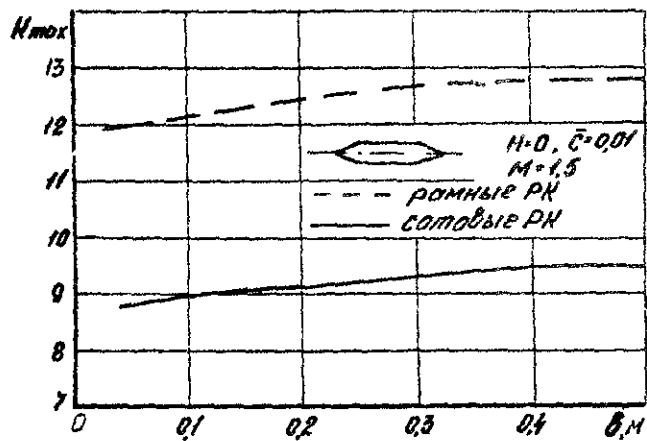


Рис. 3

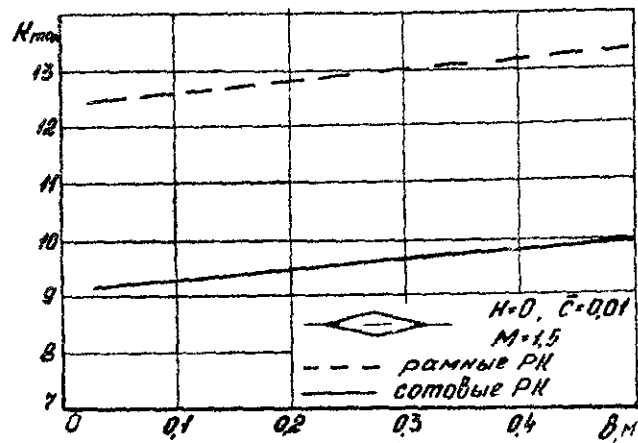


Рис. 4

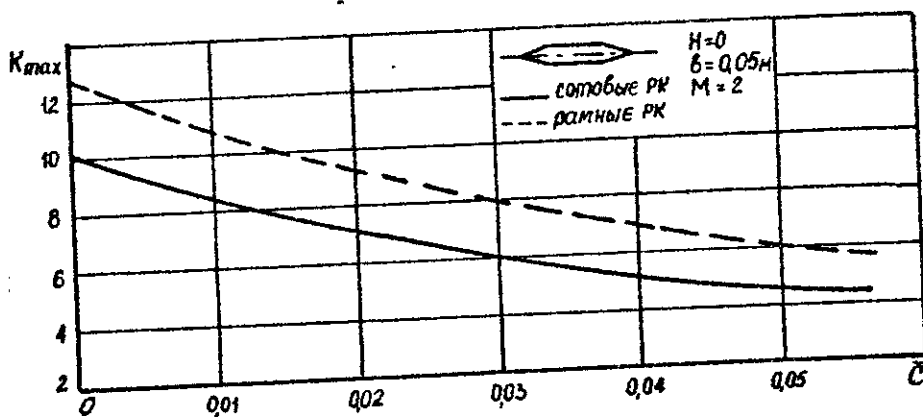


Рис. 5

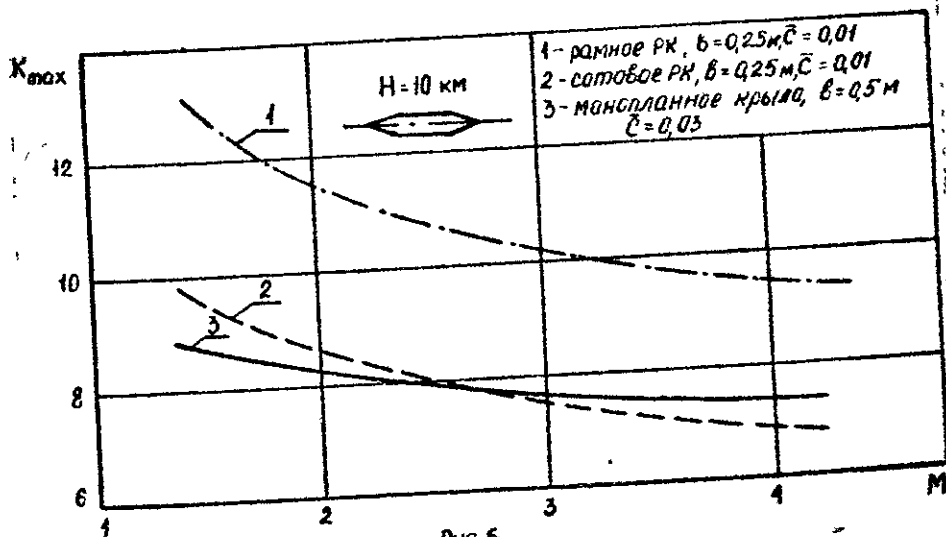


Рис. 6.

значения K_{\max} (рис. 5).

На рис. 6 приводятся значения K_{\max} для монопланного и решетчатых (сотового и рамного) крыльев. Решетчатые крылья, в силу своих конструктивных и технологических особенностей, выполняются с очень малой относительной толщиной. Это в значительной степени снижает $C_{x\text{вс}}$. Поэтому во всем диапазоне чисел M рамное крыло имеет преимущество по сравнению с монопланным. У сотового решетчатого крыла K_{\max} выше, чем у монопланного, до $M \approx 2,5$. При больших числах ($M > 2,5$) величина K_{\max} у сотовых решетчатых крыльев становится ниже, чем у монопланных. Это объясняется тем, что $C_{x\text{тв}}$ у сотового крыла больше, чем у монопланного, за счет большей омываемой поверхности планов.

Таким образом, в широком диапазоне чисел M величина K_{\max} решетчатых крыльев больше, чем у монопланных.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Одинов Л.А., Сафий Ю.З. и др. Решетчатые крылья. М., "Машиностроение", 1985.
2. Решетчатые крылья. Под редакцией С.М.Белоцерковского. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1961.
3. Краснов Н.Ф. Аэродинамика. М., "Высшая школа", 1980.

А.М.Карнаухов, С.А.Попыталов,
С.Н.Салтиков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВОЗМУЩЕННОГО ПОТОКА ОКОЛО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА ПРИ ЧИСЛАХ $M > 1$

Изменение параметров газового потока около летательного аппарата (ЛА) влечет за собой изменение диэлектрических свойств зоны возмущения, а соответственно условий распространения радиоволн [3]. Особенно существенным это становится при числах $M > 1$, когда образуются скачки уплотнения.

Для исследования особенностей распространения радиоволн в области, окружающей ЛА, необходимо знать распределение плотности в зоне возмущения, которая функционально связана с электрофизическими параметрами возмущенной атмосферы. Поэтому в данной работе излагается методика определения плотности газового потока около ЛА при $M > 1$, основанная на методе возмущенных давлений [1]. При этом ЛА моделируется базовыми плоскостями (рис. 1). Газовый поток около ЛА рассматривается как совокупность зон сжатия и разрежения. Скачок уплотнения принимается прямолинейным.

Метод возмущенных давлений позволяет рассчитывать давлений позволяет рассчитывать давление P в зоне возмущения как функцию, удовлетворяющую волновому уравнению [1]:

$$P(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S, \Sigma} \left[\frac{1}{R} \left(\frac{\partial R}{\partial n} \right)_{x_1, y_1, z_1} \right] dS - \frac{K^2}{4\pi} \iint \frac{\Delta P(x_1, y_1, z_1)}{R^3} dS, \quad (1)$$

$$R = \sqrt{(x-x_1)^2 + K^2(y-y_1)^2 + K^2(z-z_1)^2}, \quad K = M^2 - 1,$$

где X , Y , Z - координаты расчетной точки; X_1 , Y_1 , Z_1 - координаты точек - источников возмущений; S - базовая плоскость, которая моделируется ЛА (Рис. 1), σ и Σ - поверхности, показанные на Рис. 1.

Возмущенную плотность предлагается определить через значение постоянной $C = \text{const}$, найденной по уравнению изохотропы [2] отдельно для зон сжатия и разрежения:

$$\frac{p}{\rho^K} = C = \text{const}, \quad (2)$$

Откуда: $\rho = \sqrt[K]{\frac{p}{C}}$ (3),

где P и ρ - давление и плотность, K - показатель адиабаты.

Алгоритм решения задачи по определению плотности в зоне возмущения покажем на примере крыла бесконечного удлинения (рис. 2).

При течении расширения изменение параметров газового потока происходит на веере характеристик и процесс является изохотропическим, для которого справедливо равенство (2). Это значит, что значение параметра "C" не меняется при переходе потоком веера характеристик.

Покажем это, сравнив значения "C" невозмущенного потока и зоны расширения. Для невозмущенного потока:

$$C_H = \frac{P_H}{\rho_H^K}, \quad (4)$$

где P_H и ρ_H - давление и плотность невозмущенного потока.

Для зоны расширения:

$$C_{(P)} = \frac{P_{(P)}}{\rho_{(P)}^K}, \quad (5)$$

где $P_{(P)}$ и $\rho_{(P)}$ - давление и плотность в зоне расширения.

Значения $P_{(P)}$ и $\rho_{(P)}$ находим по числу Маха $M_{(P)}$ в зоне расширения, а число $M_{(P)}$ определяем по следующему уравнению [2]:

$$\sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \arctg \sqrt{\frac{K-1}{K+1} (M_{(P)}^2 - 1)} - \arctg \sqrt{M_{(P)}^2 - 1} = \omega, \quad (6)$$

$$-\sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \arctg \sqrt{\frac{K-1}{K+1} (M_{\infty}^2 - 1)} - \arctg \sqrt{M_{\infty}^2 - 1} = \omega,$$

где M_{∞} - число Маха невозмущенного потока; $\omega = \alpha$ - угол поворота потока.

Произведя расчеты, получим:

$$C_H = C_{(P)}$$

Таким образом, определение плотности в зоне расширения можно производить по значению константы "C" для невозмущенного потока.

Течение сжатия, характеризуемое наличием скачков уплотнения, не является изохотропическим процессом. Это значит, что значение "C" в выражении (2) при переходе через скачок уплотнения не сохраняется. Поэтому расчет "C" в этом случае предлагается вести, используя выражение (2), следующим образом.

1. Определяем угол наклона скачка уплотнения β методом последовательных приближений [2]:

$$\beta = \alpha + \arctg \left[\frac{K-1}{K+1} \left(1 + \frac{2}{K-1} \frac{1}{M^2 \sin^2 \beta} \right) \right] \tg \beta, \quad (7)$$

где α - угол атаки.

2. Находим давление $P_{(c)}$ и плотность $\rho_{(c)}$ непосредственно за скачком уплотнения [2]:

$$\frac{P_{(c)}}{P_H} = \frac{2K}{K+1} M^2 \sin^2 \beta - \frac{K-1}{K+1}, \quad (8)$$

$$\frac{\rho_{(c)}}{\rho_H} = \frac{2}{K+1} \frac{1}{M^2 \sin^2 \beta} + \frac{K-1}{K+1}, \quad (9)$$

где P_H и ρ_H - давление и плотность невозмущенного потока.

3. Подставляя значения $P_{(c)}$ и $\rho_{(c)}$ в выражение (2), определим значение "C(c)" непосредственно за скачком уплотнения. Считаем, что "C(c)" будет одинаково для всей зоны сжатия до

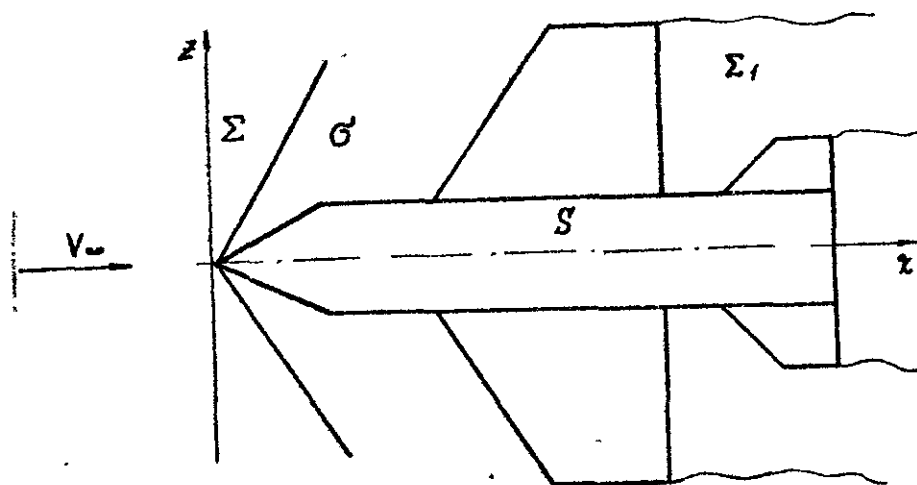


Рис. 1

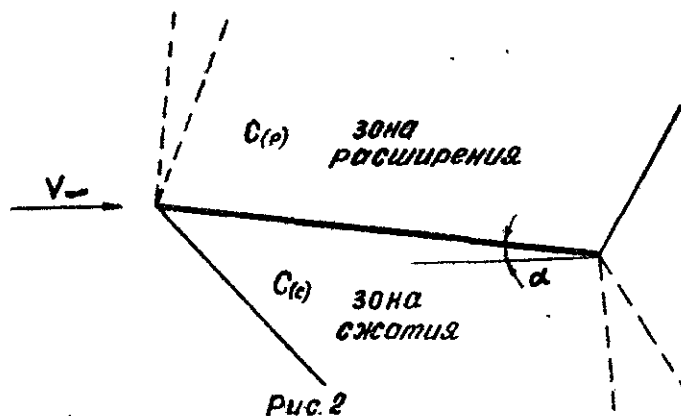


Рис. 2

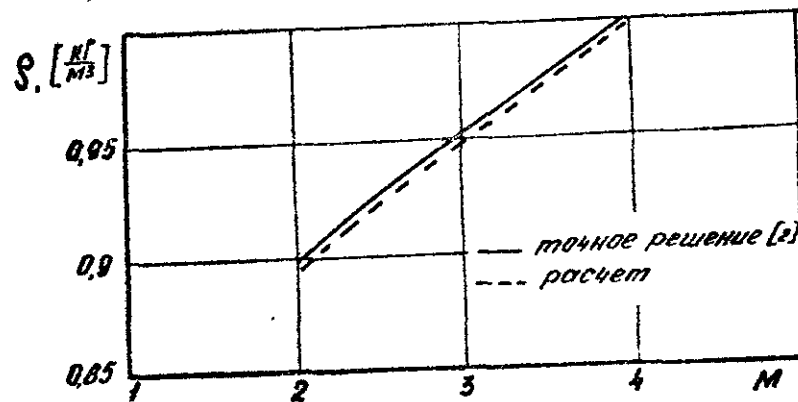


Рис. 3

следующего скачка уплотнения.

На рис. 3 приведены результаты расчетов возмущенной плотности по предложенной методике и точные значения для крыла бесконечного удлинения. Анализ результатов расчетов показывает, что предложенная методика позволяет производить расчет плотности возмущенного летательным аппаратом потока при $M > 1$.

Литература

1. Попыталов С.А., Салтыков С.Н. Расчет полей возмущенных скоростей под крылом летательного аппарата при числах $M > 1$. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.
2. Гинзбург И.П. Аэродинамика. - Высшая школа, 1966.
3. Насилов Д.Н. Радиометеорология. - Наука, 1966.

В.И.Бушув, В.А.Зиберов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ШАРНИРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РУЛЕЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА И МАЛЫХ ЧИСЛАХ СТРУХАЛЯ

Достоверное знание аэродинамических характеристик летательного аппарата (ЛА) при отклонении рулевых поверхностей (включая шарнирные характеристики) является необходимым условием определения реальных динамических свойств ЛА, качественной оценки управляемости и создания эффективной системы автоматического управления. При этом следует учесть условия, в которых работают рули в полете (сжимаемость среды, нестационарность обтекания и др.). Важное значение имеют также аэродинамические характеристики при гармонических колебаниях рулей с малой частотой (при числах Струхала $\rho^* \leq 0,05$). Определение указанных характеристик в физическом эксперименте весьма трудоемко, в то время как достаточно эффективно данная задача решается численно методом дискретных вихрей [1].

В данной работе излагаются результаты исследования при помощи ЭВМ стационарных и нестационарных аэродинамических характеристик самолетов МиГ-21 и Ил-76 при колебаниях рулей по гармоническому закону ($\rho^* \rightarrow 0$) на дозвуковых скоростях. Расчеты проведены по программам, разработанным на основе идей, развитых в работах [2...4], при этом существенную роль в повышении точности расчетов сыграло применение неравномерной вихревой схемы.

1. Постановка и численный метод решения задачи

Летательный аппарат обтекается дозвуковым потоком идеального сжимаемого газа без срывов и скачков уплотнения. Его рули могут совершать гармонические колебания с малой частотой ($\rho^* \rightarrow 0$). Задача решается в линейной нестационарной постановке методом дискретных вихрей при условии выполнения необходимых гипотез и допущений [1].

Согласно указанным условиям справедливы следующие соотношения для кинематических параметров движения ($\dot{\epsilon}_j$) и относительной толщины несущих элементов (\bar{c}):

$$\epsilon_j \in \{\alpha, \beta, \omega_x, \omega_y, \omega_z, \delta\} \ll 1, \quad \bar{c} \ll 1, \quad (1.1)$$

$$\epsilon_j = \epsilon_j^* \cos \rho^* \tau, \quad \dot{\epsilon}_j = \frac{d\epsilon_j}{d\tau}, \quad \tau = \frac{t U_0}{b},$$

где t - время, U_0 - скорость невозмущенного потока, b - характерный линейный размер.

Летательный аппарат схематизируется пространственной системой базовых поверхностей с учетом особенностей обтекания (рис. 1а) [5]. При этом с целью более точного определения шарнирных характеристик рулей используется неравномерная вихревая сетка "cos" [3,6,7] как на крыле, так и на руле (рис. 1,б). Данные по Ил-76 взяты из работы [8].

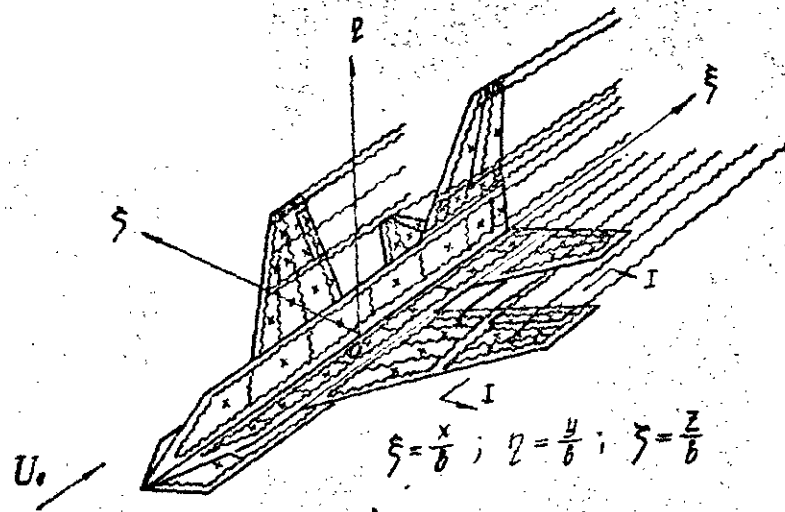
Учет сжимаемости среды производится путем введения преобразования Прандтля-Глауэрта, согласно которому координаты точек базовых поверхностей исходной схематизированной модели трансформируются при помощи соотношений

$$\xi_m = \xi / K, \quad \eta_m = \eta, \quad \zeta_m = \zeta, \quad K = \sqrt{1 - M^2}. \quad (1.2)$$

Далее по тексту индексом "M" будем отмечать величины, относящиеся к преобразованной модели ЛА.

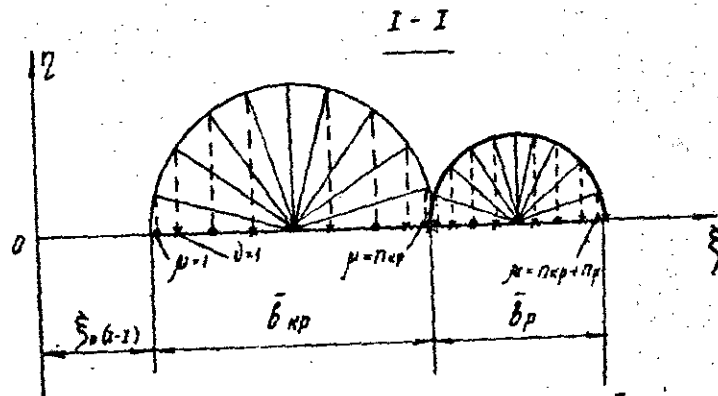
Напряженности вихрей, моделирующих обтекания ЛА, определяем по формуле [2]

$$\Gamma_{jm} = \sum_{\epsilon_m} (\Gamma_{jm}^{\epsilon_j} \epsilon_{jm} + \Gamma_{jm}^{\dot{\epsilon}_j} \dot{\epsilon}_{jm}) = \sum_{\epsilon_m} \left[\Gamma_{jm}^{\epsilon_j} \epsilon_{jm} + \left(\Gamma_{jm}^{\epsilon_j(21)} + M^2 \Gamma_{jm}^{\epsilon_j(22)} + K^2 \Gamma_{jm}^{\epsilon_j(23)} \right) \dot{\epsilon}_{jm} \right]. \quad (1.3)$$



a)

$$\xi = \frac{x}{b}; \quad \eta = \frac{y}{b}; \quad \zeta = \frac{z}{b}$$



$$\xi_{\mu} = \xi_0 + \frac{\bar{b}}{2} \left(1 - \cos \frac{2\mu-1}{2n} \pi\right); \quad \xi_{\nu} = \xi_0 + \frac{\bar{b}}{2} \left(1 - \cos \frac{2\nu}{2n}\right)$$

$$\left. \begin{array}{l} \xi_0 = \xi_0(I-1) \\ n = n_{kr} \\ \mu = 1, \dots, n_{kr} \\ \nu = 1, \dots, n_{kr} \\ \bar{b} = \bar{b}_{kr} \end{array} \right\} \text{ на крыле} \quad \left. \begin{array}{l} \bar{b} = \bar{b}_p \\ \xi_0 = \xi_0(I-1) + \bar{b}_{kr} \\ n = n_p \\ \mu = n_{kr} + 1, \dots, n_{\Sigma} \\ \nu = n_{kr} + 1, \dots, n_{\Sigma} \\ n_{\Sigma} = n_{kr} + n_p \end{array} \right\} \text{ на руле}$$

Рис. 1

Для расчета производных $\Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j}$ составляются системы линейных алгебраических уравнений [2]

$$\sum_{\mu} \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j} w_{\eta \mu}^{(1)} = 4\pi \Pi_{\gamma m}^{\epsilon_j}, \quad \sum_{\mu} \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j(21)} w_{\eta \mu}^{(1)} = -\sum_{\mu} \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j} \frac{\partial w_{\eta \mu}^{(2)}}{\partial \rho^*} \quad (I.4)$$

$$\sum_{\mu} \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j(22)} w_{\eta \mu}^{(1)} = -4\pi \xi_{\gamma} \Pi_{\gamma m}^{\epsilon_j}, \quad \sum_{\mu} \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j(23)} w_{\eta \mu}^{(1)} = 4\pi \Pi_{\gamma m}^{\epsilon_j}$$

Здесь $w_{\eta \mu}^{(1)}, w_{\eta \mu}^{(2)}$ - безразмерные значения функций

нормальных составляющих возмущенных скоростей, определяемых соотношениями, приведенными в работах [1,2]. Правые части систем уравнений определяются в зависимости от вида решаемой задачи

$$\Pi_{\gamma m}^{\alpha} = -\cos(\eta^{\wedge} y)_{\gamma m}, \quad \Pi_{\gamma m}^{\beta} = \cos(\eta^{\wedge} z)_{\gamma m},$$

$$\Pi_{\gamma m}^{\omega x} = [\xi_m \cos(\eta^{\wedge} y)_{\gamma m} - \eta_m \cos(\eta^{\wedge} z)_{\gamma m}], \quad (I.5)$$

$$\Pi_{\gamma m}^{\omega y} = \xi_m \cos(\eta^{\wedge} z)_{\gamma m}, \quad \Pi_{\gamma m}^{\omega z} = \xi_m \cos(\eta^{\wedge} y)_{\gamma m},$$

$$\Pi_{\gamma m}^{\delta y} = \frac{\partial f_{\delta y}}{\partial \xi_m}, \quad \Pi_{\gamma m}^{\delta z} = f_{\delta z}$$

При помощи теоремы Жуковского "в малом" рассчитываются аэродинамические нагрузки

$$\Delta \bar{P}_{\mu}^{\epsilon_j} = \frac{2\Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j}}{\Delta \xi_{\mu m} K^{1+\theta}}, \quad \Delta \bar{P}_{\mu}^{\epsilon_j} = \frac{\Delta \bar{P}_{\mu m}^{\epsilon_j(21)}}{K^{3+\theta}} + \frac{M^2}{K^{3+\theta}} \left(\Delta \bar{P}_{\mu m}^{\epsilon_j(22)} + \Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j} \xi_{\mu m} \right) + \frac{\Delta \bar{P}_{\mu m}^{\epsilon_j(23)}}{K^{1+\theta}}, \quad (I.6)$$

$$\Delta \bar{P}_{\mu m}^{\epsilon_j(2a)} = \frac{2\Gamma_{\mu m}^{\epsilon_j(2a)}}{\Delta \xi_{\mu m}}, \quad a=1,2,3, \quad \Delta \bar{P}_{\mu m} = \frac{\Delta \mathcal{I}_{\mu m}}{\theta_m}$$

где $\Delta \xi_m$ - длина вдоль оси $O\xi$ панели, на которой расположен m -й вихрь; θ - коэффициент, равный 1 при решении ω_∞ задачи (для остальных задач его величина равна нулю); b_m - характерный линейный размер преобразованной схематизированной модели ЛА.

Дальнейшим суммированием по соответствующим площадям базовых поверхностей схематизированной модели ЛА определяются аэродинамические производные сил и моментов

$$\begin{aligned} C_y^{\varepsilon_j} &= 2 \frac{b}{S} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \cos \psi_m (1 + A_m B), \\ C_z^{\varepsilon_j} &= 2 \frac{b}{S} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \sin \psi_m (1 - A_m B), \\ m_x^{\varepsilon_j} &= -2 \frac{b}{S} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m (\zeta_m \cos(\hat{n}y) - \zeta_m \cos(\hat{n}z)) (1 - A_m B), \\ m_y^{\varepsilon_j} &= -2 \frac{b}{S} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \xi_m \sin \psi_m (1 - A_m B), \\ m_z^{\varepsilon_j} &= -2 \frac{b}{S} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \xi_m \cos \psi_m (1 + A_m B), \\ C_{y\omega}^{\varepsilon_j} &= 2 \frac{b}{S_\omega} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \cos \psi_m (1 + A_m B), \\ m_{y\omega}^{\varepsilon_j} &= -2 \frac{b^2}{S_\omega b_\omega} \sum_m \Delta \bar{p}_m^{\varepsilon_j} \Delta \xi_m \ell_m \cos \psi_m \varepsilon_{m\omega} (1 + A_m B). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Здесь ℓ_m - размах m -го вихря; ψ_m - угол наклона базовой поверхности, на которой расположен m -й вихрь к оси $O\xi$; A_m - коэффициент, учитывающий расположение m -го вихря относительно плоскости симметрии ЛА ($A_m = -1$, если m -й вихрь расположен в плоскости $O\xi\zeta$, иначе $A_m = 1$); B - коэффициент, учитывающий симметричность обтекания ЛА и его элементов (рулей) ($B = 1$ - обтекание симметрично, $B = -1$ - обтекание антисимметрично, $B = 0$ - несимметричное обтекание); ξ_m , ζ_m , η_m - координаты m -го вихря; $\varepsilon_{m\omega}$ - безразмерное расстояние от оси вращения ω -ой

рулевой поверхности до точки приложения силы (середина поперечного вихревого отрезка μ); μ_ω , S_ω , b_ω - количество вихрей, площадь и хорда ω -й рулевой поверхности соответственно.

2. Результаты исследований

На рис. 2 ... 6 представлены материалы расчетов аэродинамических характеристик самолетов МиГ - 21 и Ил - 76. Характерные параметры для схематизированных моделей:

- а) МиГ - 21 - $S = 363,4 \text{ см}^2$; $b = 15,8 \text{ см}$, $S_3 = 9,7 \text{ см}^2$; $b_3 = 1,4 \text{ см}$; $S_2 = 9,25 \text{ см}^2$; $b_2 = 1,9 \text{ см}$, $S_{\text{ст}} = 30,7 \text{ см}^2$, $b_{\text{ст}} = 6,2 \text{ см}$, $\bar{X}_T = 0,32$,
б) Ил - 76 - $S = 80,7 \text{ см}^2$, $b = 3,2 \text{ см}$, $S_H = 4,9 \text{ см}^2$; $b_H = 1,3 \text{ см}$, $S_6 = 2,2 \text{ см}^2$, $b_6 = 1,3 \text{ см}$, $S_3 = 1,8 \text{ см}^2$, $b_3 = 0,55 \text{ см}$, $\bar{X}_T = 0,25$.

Вводим обозначения: δ_+ - симметричное отклонение руля; δ_- - несимметричное отклонение руля; φ - угол отклонения стабилизатора.

Достоверность результатов расчетов подтверждена удовлетворительным согласованием с известными экспериментальными данными (рис. 2 - для самолета МиГ-21; рис. 3 - для самолета Ил-76).

Анализ приведенных на рис. 2...6 зависимостей показывает значительное влияние сжимаемости на изменение нестационарных аэродинамических характеристик и особенно шарнирных характеристик рулей.

Установлено наличие значительных перекрестных связей между рулями, т.е. появление аэродинамической нагрузки на одном руле вследствие отклонения другого. Так, для самолета МиГ-21 на некоторых режимах полета при отклонении элерона на стабилизаторе возникает шарнирный момент (соответственно $m_{\text{шст}}^{\delta_\alpha}$), по величине составляющий $\sim 50\%$ от значения

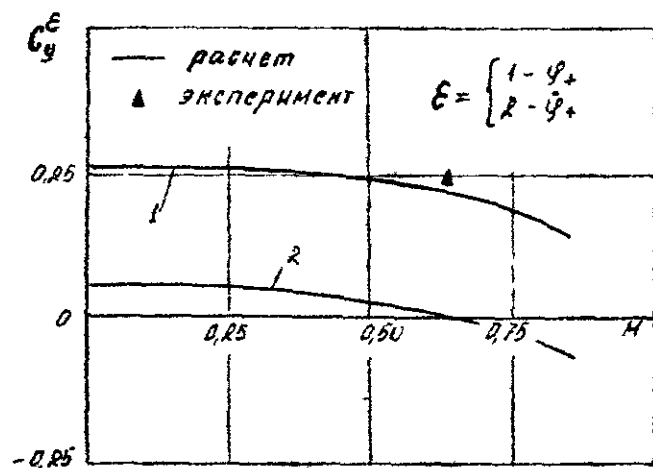


Рис 2

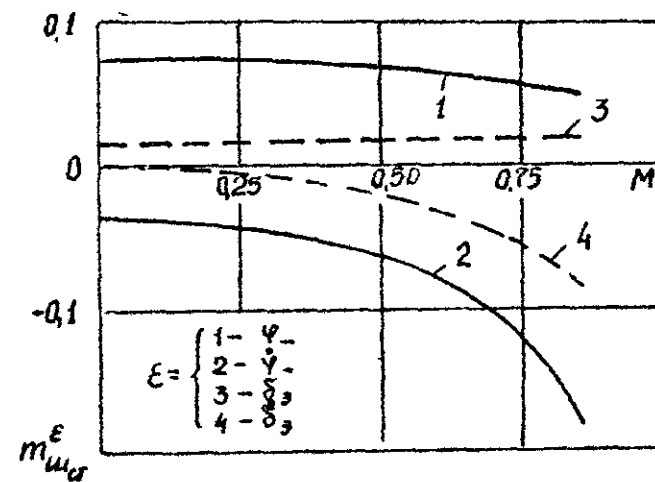


Рис 4

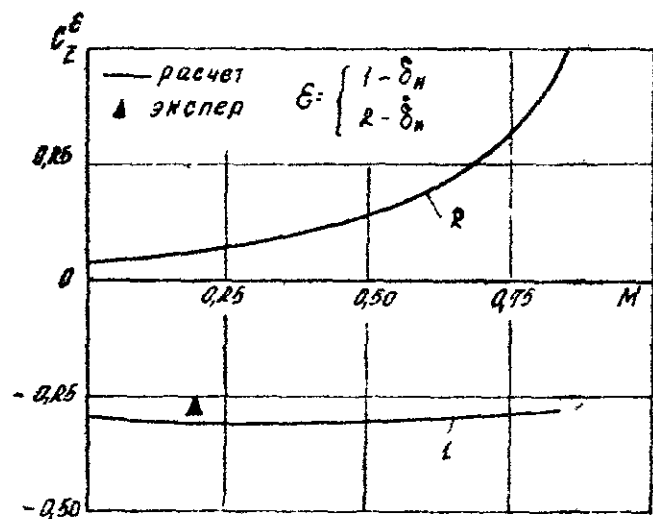


Рис 3

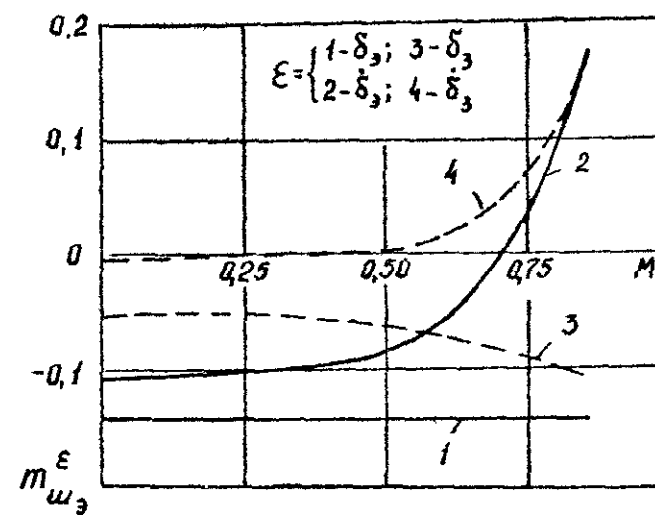


Рис. 5

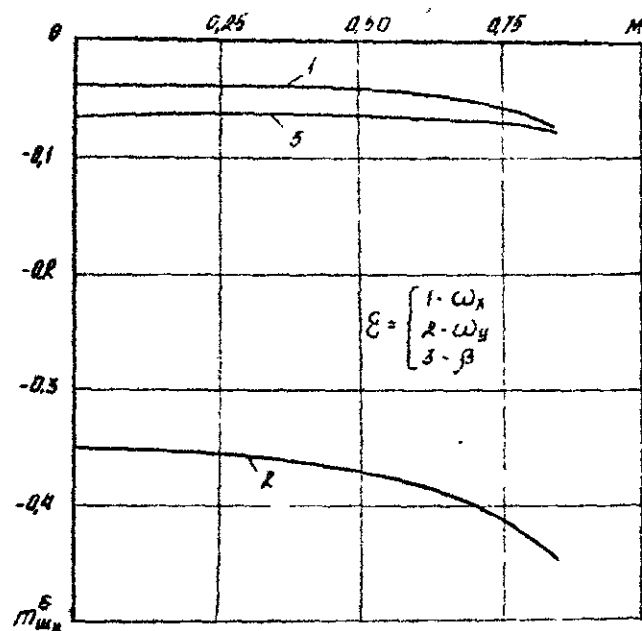


Рис 6

момента при отклонении самого стабилизатора (т.е. и от $m_{шт}^{\varphi}$). Величины $m_{шт}^{\varphi}$ и $m_{шт}^{\alpha}$ сравнимы между собой (рис. 5, ИлГ-21). В обоих случаях указанное сопоставление проводилось на достаточно большой дозвуковой скорости (при числе $M=0,85$) и данные соотношения касаются как стационарных, так и нестационарных аэродинамических характеристик.

Отмечается также существенное влияние на шарнирный момент при различных угловых движениях ЛА расстояния от рассматриваемой рулевой поверхности до соответствующей оси вращения аппарата (рис. 6, руль направления самолета Ил-76).

Таким образом, предлагаемая математическая модель аэродинамики ЛА с рулевыми поверхностями позволяет оценивать влияние аэродинамической компоновки ЛА, формы, относительных размеров и положения рулей на их эффективность и шарнирные характеристики при гармонических колебаниях рулей с небольшими относительными частотами. Показанное в работе значительное влияние на аэродинамические характеристики рулей их нестационарных составляющих, сжимаемости среды и работы других рулей и органов механизации должно учитываться при проектировании самолетов и их тренажеров и систем автоматического управления.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М., "Наука", 1975.
2. Ганиев Ф.И. Метод расчета продольных, боковых, перекрестных аэродинамических производных летательного аппарата на дозвуковых скоростях. Известия АН СССР, МЖТ, № 2, 1978.
3. Бушув В.И. Метод расчета нестационарного обтекания профиля с рулем при использовании неравномерной вихревой схемы. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Линейные характеристики. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1983.
4. Бушув В.И., Григорьев В.А., Подобедов В.А. О выборе рулевых поверхностей и исследовании их аэродинамических характеристик.

намических характеристик. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Линейные характеристики. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1963.

5. Г а н и е в Ф.И. Особенности схематизации летательных аппаратов в местах стыка крыла с корпусом. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1979.
6. П а в л е н к о В.С. Т и м о ф е е в И.Я. К методике расчета аэродинамических характеристик крыльев с рухляками поверхностями. Труды ЦАГИ, вып.1705, 1975.
7. Б у ш у е в В.И., З и б е р о в В.А. Определение переходных функций шарнирных характеристик рулей на крыле конечного размаха при $M=0$ и использовании неравномерной вихревой схемы. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1984.
8. Б а с и н И.С., Е г о р о в В.И., М у р а в ь е в Г.Г. Аэродинамика самолета Ил-76Т. М.: Транспорт, 1983.

Б.С.К р и ц к и й, И.Я.Т и м о ф е е в

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЗЕМ ОТРЫВНОГО ОБТЕКАНИЯ ВИНТОВ

В данной работе развиты численные методы исследования отрывного обтекания крыльев [1, 2] и винтов при плавном обтекании хвостов [3, 4] с целью создания численного метода расчета аэродинамических характеристик винтов при отрыве потока с передней кромки лопасти по всей её длине или на части хвоста.

1. Численный метод

Решение задачи проводится в жестко связанной с лопастями системе координат $Oxyz$, а результаты расчетов представляются в системе координат $Ox_1y_1z_1$, связанной с втулкой винта (рис. 1). Лопасть винта заменяется бесконечно тонкими базовыми поверхностями, по форме совпадающими с формой в плане хвостов, и искривленными по радиусу и хорде по закону искривления средней линии профиля. Среда принимается идеальной и несжимаемой.

При решении задачи используются те же граничные условия, что и в [3, 4]. При отрыве потока на кромках возникает движение жидкости с образованием поверхностей тангенциального разрыва, которые в кинематическом отношении эквивалентны вихревым слоям. Нестационарные вихревые слои пространственной формы, заменяющие лопасти и их следы, моделируются системой дискретных вихрей. Непрерывный процесс изменения во времени граничных условий и аэродинамических нагрузок на лопастях



заменяется дискретным. В качестве расчетных приняты моменты, которые непосредственно предшествуют скачкообразному изменению параметров.

На рис. 1 приведена нестационарная вихревая схема лопасти в расчетный момент $\lambda = 3$. Она включает суммарный вихревой слой, заменяющий лопасть и состоящий из присоединенных и свободных вихрей, систему свободных вихрей I, сбегающих с задней кромки лопасти, торцевые системы II и II' и систему свободных вихрей III, сходящих с передней кромки лопасти. Полная вихревая система лопасти является пространственной вихревой поверхностью. Для наглядности представления системы свободных вихрей I, II, II' и III на рис. 1 условно развернуты.

Непрерывно распределенный вихревой слой, заменяющий лопасть и её след, приближенно моделируется системой прямолинейных вихревых отрезков постоянной напряженности. Замена непрерывно распределенного вихревого слоя дискретными вихрями позволяет перейти от интегро-дифференциальных уравнений к системе алгебраических уравнений вида:

$$\sum_{m=1}^m \sum_{k=1}^{N+1} \left(\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma m \mu k}^{\mu k - i \nu} a_{m \mu k \nu} + \delta_{m k k-1}^{(1) \nu} a_{m i + k \nu} + \right. \\ \left. + \delta_{m k k-1}^{(3) \nu} a_{m o k \nu}^{o k - i \nu} \right) = H_{m o \nu}^{p p - i \nu}; \quad (I)$$

$$\nu = 1, 2, \dots, n + 1; \quad \rho = 1, 2, \dots, N; \quad I \leq m \leq \bar{m};$$

$$\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma m \mu k}^{\mu k - i \nu} + \delta_{m k k-1}^{(1) \nu} + \delta_{m k k-1}^{(3) \nu} = - \sum_{s=1}^{n+1} \left(\delta_{m k k-1}^{(1) s} + \delta_{m k k-1}^{(3) s} \right);$$

$$k = 1, 2, \dots, N; \quad I \leq m \leq \bar{m}.$$

Первые уравнения из системы (I) представляют собой условия непротекания поверхности лопастей в контрольных точках (на рис. 1 обозначены крестиками), а вторые — условия постоянства циркуляций по замкнутым контурам. Здесь $H_{m o \nu}^{p p - i \nu}$ — правые части в уравнениях системы, которые зависят от геометрических и кинематических параметров винта.

В результате решения системы уравнений (I) можно

найти суммарные циркуляции присоединенных и свободных поперечных вихрей на лопастях. Через известные циркуляции $\Gamma_{\Sigma \mu k}^{(1)r}$, $\delta_{\mu k k-1}^{(1)r}$ и $\delta_{\mu k k-1}^{(3)r}$ можно выразить все циркуляции на лопастях и вне их. Согласно рис. 1 суммарную циркуляцию продольных вихрей на лопасти можно определить по соотношениям:

$$\Gamma_{\Sigma \mu k}^{\mu+1kr} = \sum_{s=1}^r (\delta_{k+1k}^{(3)s} - \delta_{kk-1}^{(3)s}) + \sum_{\varepsilon=1}^{\mu} (\Gamma_{\Sigma \varepsilon k+1}^{\varepsilon kr} - \Gamma_{\Sigma \varepsilon k}^{\varepsilon k-1r}); \quad (2)$$

$$1 \leq \mu \leq n; \quad 1 \leq k \leq N;$$

$$\Gamma_{\Sigma 0k}^{1kr} = \sum_{s=1}^r (\delta_{k+1k}^{(3)s} - \delta_{kk-1}^{(3)s});$$

$$\mu = 0; \quad 1 \leq k \leq N.$$

Напряженность продольных свободных вихрей, образовавшихся в момент времени S в системе I за лопастью, можно определить, если идти к лопасти:

$$\Delta_k^{(1)S} = - \sum_{l=1}^S (\delta_{k+1k}^{(1)l} - \delta_{kk-1}^{(1)l}); \quad (3)$$

$$1 \leq k \leq N; \quad 2 \leq S \leq r; \quad r = 1, 2, \dots$$

Поперечные вихри в системах II и II' имеют циркуляции:

$$\delta_{\mu \mu+1}^{(2)S} = \begin{cases} \delta_{10}^{(3)S}, & \mu = 0 \\ \delta_{10}^{(3)S} + \sum_{\varepsilon=1}^{\mu} (\Gamma_{\Sigma \varepsilon 1}^{\varepsilon OS} - \Gamma_{\Sigma \varepsilon 1}^{\varepsilon OS-1}); & \mu = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (4)$$

$$\delta_{\mu \mu+1}^{(2')S} = \begin{cases} \delta_{N+1N}^{(3)S}, & \mu = 0 \\ \delta_{N+1N}^{(3)S} + \sum_{\varepsilon=1}^{\mu} (\Gamma_{\Sigma \varepsilon N+1}^{\varepsilon NS} - \Gamma_{\Sigma \varepsilon N+1}^{\varepsilon NS-1}); & \mu = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (5)$$

Напряженность продольных вихрей в системах II и II' определяется аналогично тому, как это делалось для продольных вихрей в системе I. Идя к лопасти, получим:

$$\Delta_{\mu}^{(2)S} = - \sum_{l=1}^S (\delta_{\mu-1\mu}^{(2)l} - \delta_{\mu\mu+1}^{(2)l}); \quad (6)$$

$$\Delta_{\mu}^{(2')S} = - \sum_{l=1}^{S-1} (\delta_{\mu-1\mu}^{(2')l} - \delta_{\mu\mu+1}^{(2')l});$$

$$1 \leq \mu \leq n; \quad 2 \leq S \leq r; \quad r = 2, 3, \dots$$

В сечениях $K = 0$ и $K = N + 1$ за лопастями, т.е. на границе между системами I и II, I и II', напряженность продольных свободных вихрей во все моменты времени равна нулю:

$$\Delta_0^{(1)S} = \Delta_{n+1}^{(2)S} = \Delta_{N+1}^{(1)S} = \Delta_{n+1}^{(2')S} = 0; \quad 2 \leq S \leq r; \quad r = 2, 3, \dots \quad (7)$$

В системе III, если идти к лопасти, для напряженности продольных свободных вихрей получим:

$$\Delta_k^{(3)S} = \sum_{l=1}^{S-1} (\delta_{k+1k}^{(3)l} - \delta_{kk-1}^{(3)l}); \quad (8)$$

$$1 \leq k \leq N; \quad 2 \leq S \leq r; \quad r = 2, 3, \dots$$

В сечениях $K = 0$ и $K = N + 1$ вне лопасти на границе между системами II, III, II' и III напряженность продольных свободных вихрей во все моменты времени равна нулю:

$$\Delta_0^{(3)S} = \Delta_0^{(2)S} = \Delta_0^{(2')S} = \Delta_{N+1}^{(3)S} = 0; \quad (9)$$

$$2 \leq S \leq r; \quad r = 2, 3, \dots$$

Положение в пространстве сошедших с лопастей свободных вихрей определяется из условия их движения вдоль траекторий жидких частиц.

Аэродинамические нагрузки на винте определялись как в [4]. Применяя интеграл Коши-Лагранжа к нижней и верхней поверхностям лопасти и находя разность давлений между ними, получаем для коэффициента давления в середине произвольного вихревого отрезка:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{p}_{mep}^{-\varepsilon p-12} = & 2 \left\{ \left[\left(W_{\alpha mep}^{\varepsilon p-12} \sin \psi_m^2 + W_{\alpha mep}^{\varepsilon p-12} \cos \psi_m^2 \right) \times \right. \right. \\ & \times \cos \varphi_{mep}^{\varepsilon p-1} - W_{\alpha mep}^{\varepsilon p-12} \sin \varphi_{mep}^{\varepsilon p-1} \left. \right] \gamma_{\Sigma mep}^{\varepsilon p-12} + \\ & + \left(W_{\alpha mep}^{\varepsilon p-12} \cos \psi_m^2 - W_{\alpha mep}^{\varepsilon p-12} \sin \psi_m^2 \right) \gamma_{\Sigma mep-1p}^{\varepsilon p-12} \left. \right\} - \\ & - \frac{1}{\Delta \psi} \left[\sum_{m=1}^n \left(\gamma_{\Sigma mep}^{\varepsilon p-12} - \gamma_{\Sigma mep}^{\varepsilon p-12-1} \right) + \delta_{mep-1}^{(1)2} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

По известному распределению $\Delta \bar{p}$ по лопасти нетрудно найти суммарные и распределенные силовые и моментные аэродинамические характеристики винта.

Численный метод позволяет рассчитывать нестационарные характеристики в общем случае с отрывом потока с лопастей. Расчет характеристик винта при безотрывном обтекании можно рассматривать как частный случай. Обтекание лопастей с отрывом потока с части лопасти также является частным расчетным случаем.

2. Обоснование достоверности модели

Отрывное обтекание лопастей несущего винта отличается от обтекания крыльев плоско-параллельным потоком главным образом тем, что лопасти несущего винта вращаются, взаимодействуя друг с другом, и перемещаются вместе с осью вращения в общем случае по криволинейным траекториям.

Для обоснования работоспособности программы и численного метода на первом этапе было смоделировано отрывное обтекание прямого крыла с удлинением $\lambda = 1$ и углами атаки $\alpha = 30^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$ без его вращения. Лопасть-крыло моделировалось вихревыми отрезками полностью, в отличие от крыла, движущегося без скольжения, когда моделируется его половина. Ось схематизированного однолопастного винта двигалась поступательно с безразмерной скоростью $U = 1$. Установочные углы лопасти-крыла составляли 30 и 90° , безразмерный расчетный отрезок времени

$$\Delta \bar{t} = 0,1.$$

Аэродинамические характеристики $C_y(\bar{t})$, $C_y'(\bar{t})$, $m_z(\bar{t})$, $\Delta \bar{p}(\bar{t})$, полученные с помощью разработанной программы, и координаты вихрей, образующих свободную пелену, полностью совпали со значениями, приведенными в [2] (рис. 2).

Было смоделировано также обтекание крыла при его вращении. При этом лопасть-крыло вращалась с угловой скоростью $\Sigma \psi$ без поступательного перемещения с расчетным отрезком времени $\Delta \psi$, соответствующим $\Delta \bar{t} = 0,1$ и суммарные аэродинамические характеристики оказались близкими к характеристикам крыла, движущегося со скоростью $U = 1$ поступательно. На рис. 3,а показана вихревая структура крыла при его вращении вокруг оси Oy на радиусе, равном 5 размахам крыла ($R = 5l$), в момент времени $\bar{t} = 0,5$ или $\psi = 5^\circ 40'$.

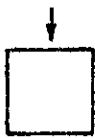
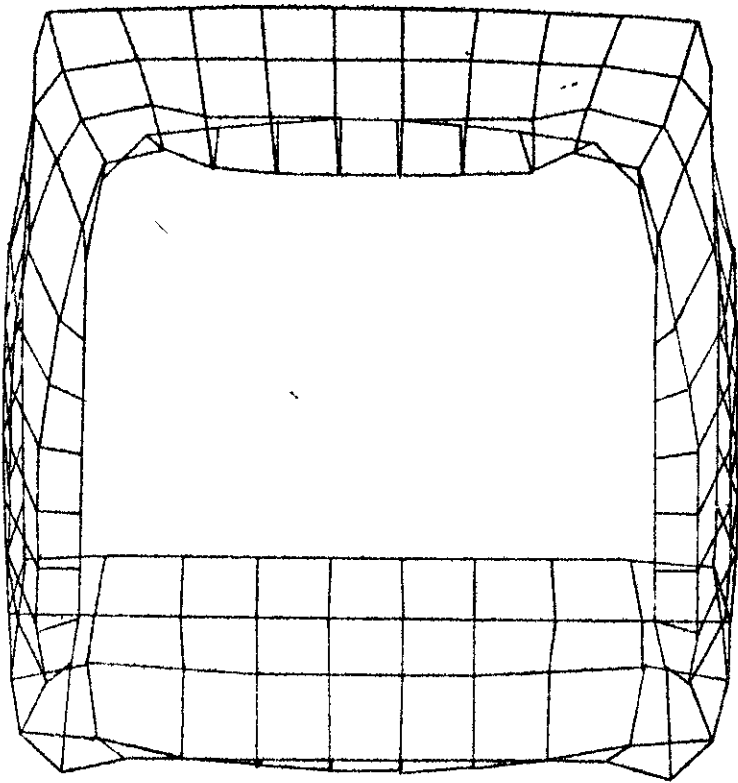
Характер деформации вихревой свободной пелены соответствует физическим представлениям. Аэродинамические характеристики при этом изменяются незначительно (рис. 3,б).

На рис. 3,в показано изменение распределения нагрузки по размаху крыла при его вращении вокруг оси Oy . На больших радиусах нагрузка больше, чем на меньших, а суммарная — приблизительно одинакова. Это позволяет надеяться на возможность достоверного моделирования работы лопасти в винте при срыве потока с её передней кромки.

Вихревая структура в районе лопасти большого удлинения при срыве с передней кромки достаточно сложная и нужно внимательно подойти к выбору условного радиуса вихря \bar{r}_0 . В частности, при $\bar{r}_0 = \frac{1}{2} \frac{l}{2n}$, который принимается в задачах безотрывного обтекания, т.е. при относительно малом условном радиусе вихря, имеют место чрезмерные пульсации нагрузки. Методическими исследованиями установлено, что рациональным является условный радиус вихря $\bar{r}_0 = \frac{3}{2} \frac{l}{2n}$.

На рис. 4 приведены зависимости $C_T(\psi)$ для однолопастного винта при $U = 0,35$, $\alpha_l = 10^\circ$, $\psi = 15^\circ$. Характер протекания $C_T = C_{T1}(\psi)$ при $\bar{r}_0 = 3l/4n$ заметно отличается от зависимости $C_T = C_{T2}(\psi)$ при $\bar{r}_0 = l/4n$.

В целом проведенные методические исследования по обоснованию достоверности метода расчета в задаче отрывного обтекания винта показали, что предложенный метод дает результаты, совпадающие с результатами, полученными апробированными мето-

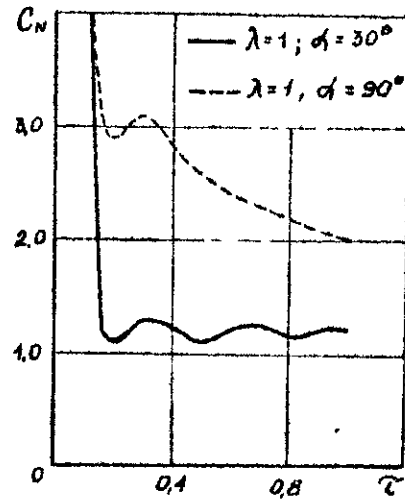


$$\begin{aligned} u &= 1 \\ \omega &= 0 \\ \alpha &= 30^\circ \end{aligned}$$

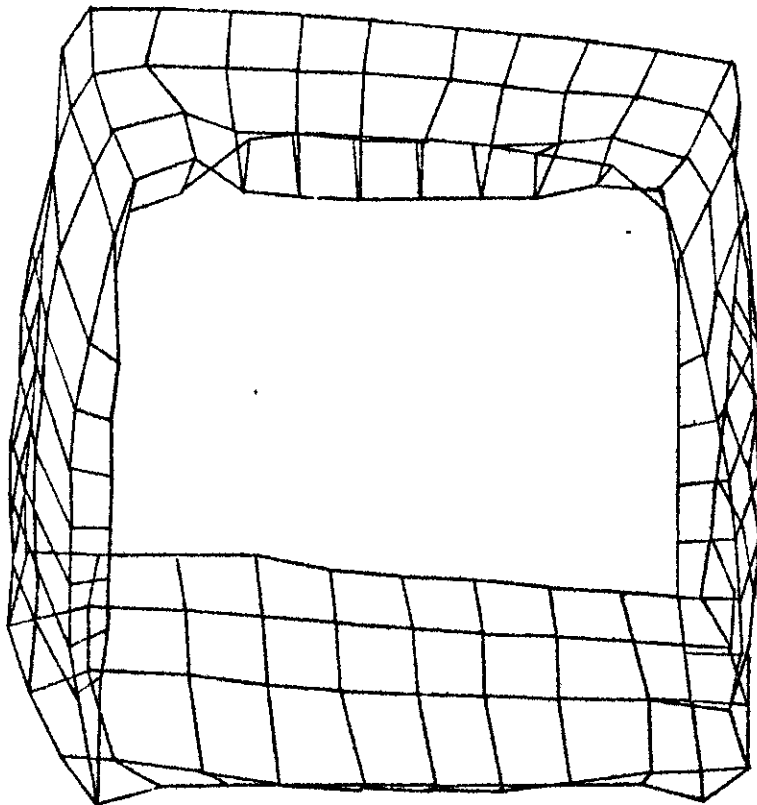
$$\tau = 0.5$$

a)

Рис. 2



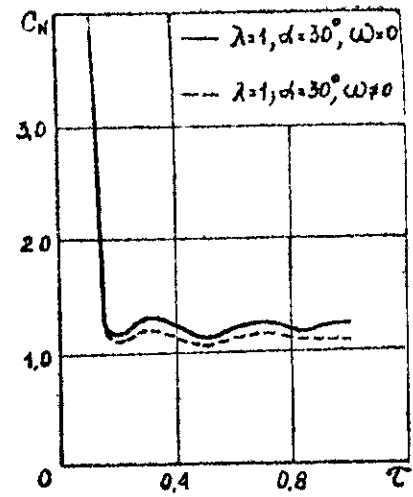
б)



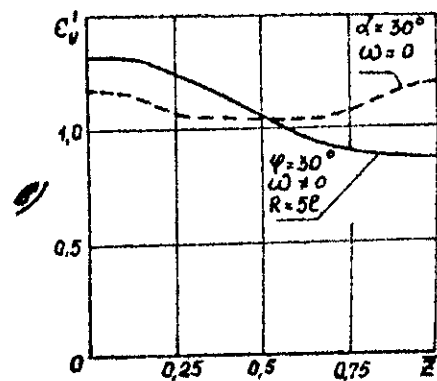
a)

$$\omega \neq 0; R = 5L, \tau = 0.5$$

Рис. 3



б)



дом расчета крыла при отрывном обтекании.

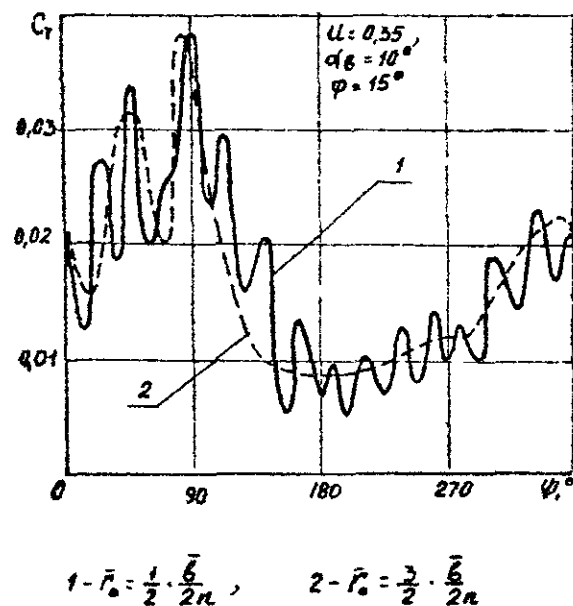


Рис. 4

3. Примеры расчета

Проведенные исследования по предложенному численному методу показали, что по сравнению с безотрывным обтеканием характер протекания коэффициента тяги винта по азимутальному углу отличается смещением максимумов и минимумов.

На рис. 5 представлен график зависимости C_T от ψ для двухлопастного винта при $U = 0,35$, $\varphi = 15^\circ$ и $\alpha_0 = 10^\circ$ для случаев отрывного и безотрывного обтекания. Видно, что максимальные значения коэффициентов тяги при отрывном обтекании имеет место на азимутальных углах приблизительно 90° и 270° . Период изменения тяги так же, как и в случае безотрывного обтекания, обратно пропорционален числу лопастей ($\tau = \frac{2\pi}{K_A}$). При плавном обтекании лопастей винта максимум

C_T при $\psi \approx 140^\circ$ и $\psi \approx 310^\circ$. Общий вид вихревой пленки, сходящей с передней кромки лопасти указанного несущего винта, приведен на рис. 6.

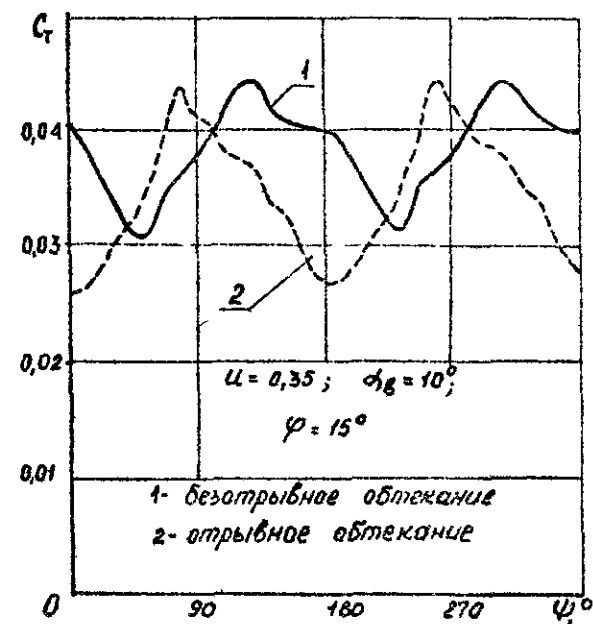
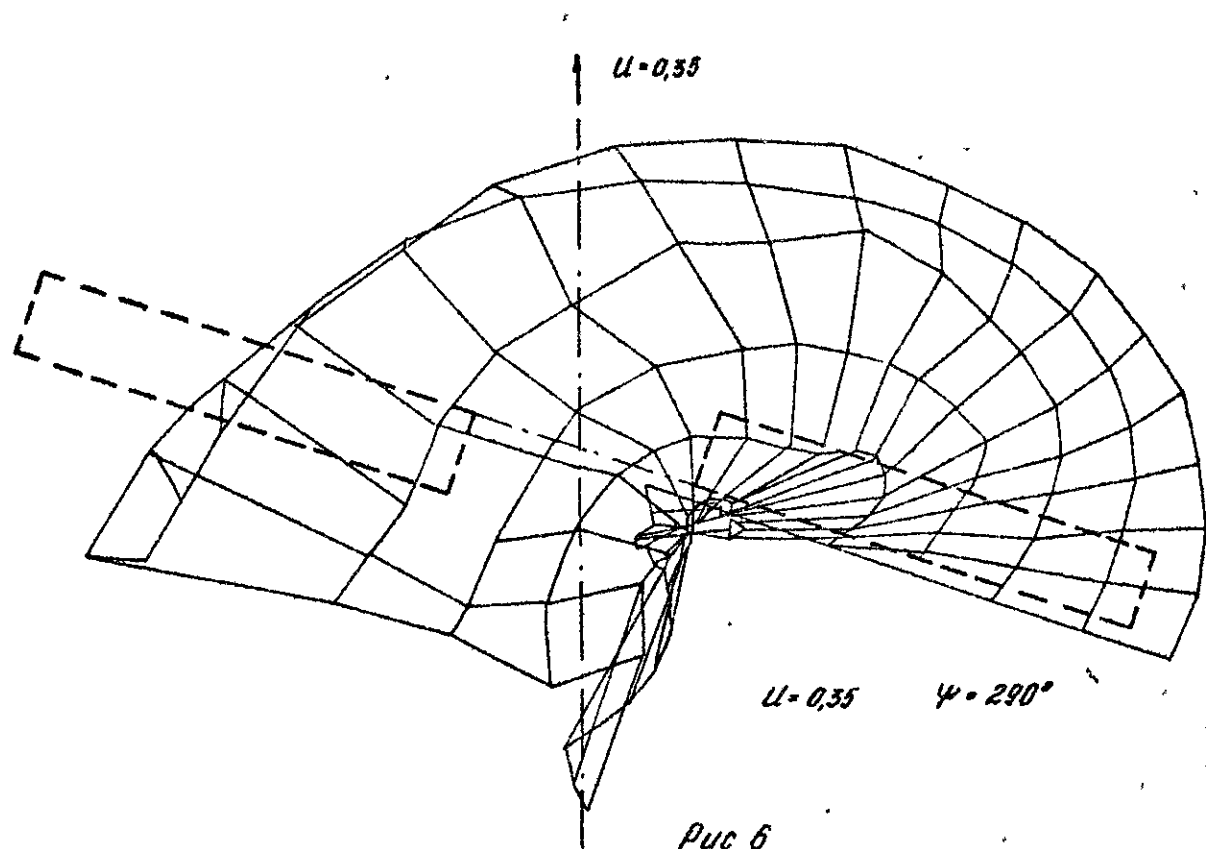
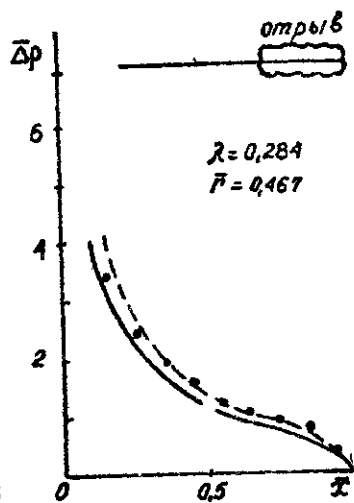


Рис. 5

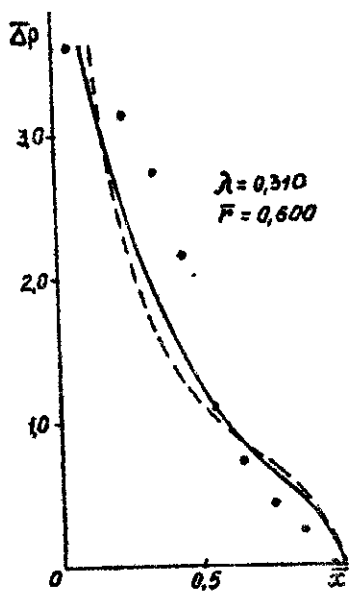
В целом можно отметить, что суммарные характеристики, полученные при расчете винта по схеме отрывного обтекания, несколько ниже по сравнению с результатами для случая плавного обтекания.

Если место отрыва известно, например, из эксперимента, то расчет по изложенной методике дает удовлетворительное совпадение с экспериментом. Это подтверждается результатами, полученными для частного случая работы воздушного винта на осевом режиме. На рис. 7 приведены результаты расчета трехлопастного воздушного винта ВПП-105СВ-01 с радиусом $R = 1,5$ м. Из эксперимента [5] определена срывная зона, которая охватывает концевые сечения лопастей. В эксперименте исследовался винт при следующих условиях: скорость набегающего потока соответствовала числу $M = 0,3$; $\lambda = 0,3$; $\varphi_0 = 30^\circ$.

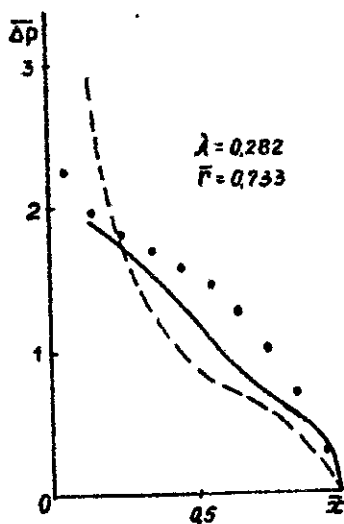




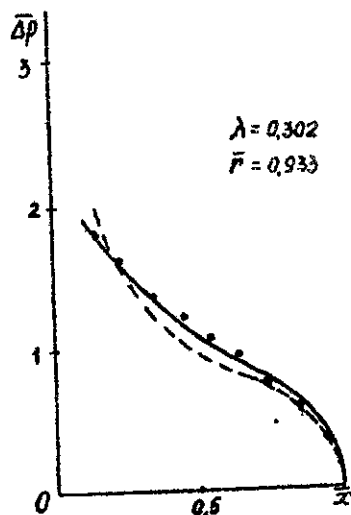
а)



б)



в)



г)

----- нелинейная
без отрыва

————— нелинейная
в отрыве эксперимент

Расчеты проводились для случаев, когда лопасти обтекаются без отрыва; с отрывом потока с передней кромки по всей длине лопасти и с отрывной зоной, протяженность которой определялась в эксперименте.

На рис. 7,а приведены зависимости $\Delta \bar{p}(\bar{x})$ для сечения на относительном радиусе $\bar{r} = 0,467$. Здесь лопасть обтекает без отрыва потока. Результаты расчета по нелинейной теории, моделирующей безотрывное обтекание, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Удовлетворительно согласуются результаты, полученные по теории, моделирующей отрывное обтекание. Это относится и к сечению, расположенному на относительном радиусе $\bar{r} = 0,6$ (рис. 7,б).

На относительных радиусах лопасти $\bar{r} = 0,733$ и $\bar{r} = 0,933$ имеет место отрыв потока. Расчет $\Delta \bar{p}(\bar{x})$, выполненный по изложенной методике, в этом случае дает лучшее совпадение с экспериментом, а расчет по методике безотрывного обтекания — большее расхождение (рис. 7,в,г).

Таким образом, предлагаемый численный метод позволяет производить расчет аэродинамических характеристик винтов при отрыве потока с передней кромки лопасти.

летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.

5. М а й к а р Г.И., Н о с а р е в И.М. Экспериментальное исследование влияния вращения на отрыв потока. Сборник работ по теории воздушных винтов. БНИ ЦАГИ, 1958.

Литература

1. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Н и ш т М.И., С о к о л о в а О.Н. Расчет нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик крыльев. Труды ЦАГИ, вып. 1621, 1974.
3. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., В а с и н В.А., Л о к т е в Б.Е. Изучение некоторых особенностей работы несущего винта численным экспериментом. Докл. АН СССР, т. 244, № 2, 1979.
4. В а с и н В.А., Л о к т е в Б.Е. Метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике

В.И.М и р г о р о д

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА НА ЭВМ
АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИНТОВ, ПРЕОБРАЗУЕМЫХ В КРЫЛО

По методике, описанной в [1], составлена и отлажена программа расчета нелинейных нестационарных аэродинамических характеристик винтов, преобразуемых в крыло [4].

Как известно, при решении нестационарных нелинейных задач важно правильно выбрать меру дискретности вихревого слоя несущих поверхностей и величину расчетного интервала времени. Кроме того, для получения результатов с приемлемой точностью переходных режимах необходимо установить меру дискретности и для переходной части полета. С этой целью исследование велось по следующей схеме:

- определялась рациональная мера дискретности расчета для установившихся самолетных и вертолетных режимов;
- определялась мера дискретности для переходной части вертолетных режимов;
- принятые величины проверялись для переходной части самолетных режимов.

Для исследования был выбран винт с двумя лопастями, установленными к плоскости вращения под углом $\varphi = 15^\circ$. Хорда лопасти $\bar{b} = b/R = 0,15$, радиус комлевого сечения $R_{\bar{b}} = R_{\bar{b}}/R = 0,12$, относительная скорость полета $U = 0,25$. В расчетах угол атаки винта α_H был равен 0.

Проведенные расчеты показали, что характеристики винта начинают устанавливаться с момента времени $\tau \geq 4\pi$. Результаты поиска рациональной меры дискретности вихревого

слоя лопастей и расчетного интервала времени, для установившейся части вертолетных и самолетных режимов, совпадают с материалами и выводами, изложенными в [2,3]. Для оценки влияния параметров счета на точность результатов, получаемых на переходных режимах, использовались аэродинамические коэффициенты, осредненные за период времени $2\pi \leq \tau \leq 4\pi$. Выбор этого промежутка времени объясняется тем, что начало расчета характеризуется отсутствием предыстории движения и значительным по величине, мгновенным изменением параметров движения [1,3], в то время как для переходных процессов характерно изменение этих параметров во времени и наличие вихревого следа. Для анализа, как показана в [3], удобно использовать суммарные характеристики винтов.

В исследовании влияния числа вихревых рамок по хорде лопасти N на суммарные аэродинамические коэффициенты их число изменялось от 2 до 10. Расчетный интервал времени $\Delta\tau = \pi/4$, число рамок по размаху лопасти $N' = 2$. Зависимость среднего за указанный промежуток времени коэффициента тяги винта C_T от величины N (рис. 1) показывает, что увеличение $N > 4$ не приводит к существенному изменению характеристик переходного процесса.

При выборе числа вихревых рамок по размаху лопасти их число изменялось от 2 до 8, а по хорде соответствовало выбранному значению $N = 4$. Результат расчета зависимости $C_{T\text{ср}}$ от числа рамок по размаху N' приведен на рис. 2. Видно, что увеличение N' оказывает влияние на характеристики винта в процессе перехода с одного режима на другой, при этом значение $C_{T\text{ср}}$ при $N' = 4$ отличается от $C_{T\text{ср}}$ при $N' = 8$ на 1,8%. Это позволяет в расчетах переходных процессов использовать $N' = 4$.

Для анализа влияния расчетного интервала времени $\Delta\tau$ его величина изменялась от $\pi/12$ до $\pi/4$. В этих расчетах угол атаки винта составлял $\alpha_H = 5^\circ$, а число вихревых рамок по хорде и размаху лопасти соответствовало выбранным значениям. Результат расчета зависимости $C_{T\text{ср}}$ от величины расчетного интервала времени $\Delta\tau$ (рис. 3) показывает, что изменение временного интервала не приводит к существенному изменению значения $C_{T\text{ср}}$.

При проверке пригодности принятых параметров расчета для самолетной части переходных режимов мера дискретности

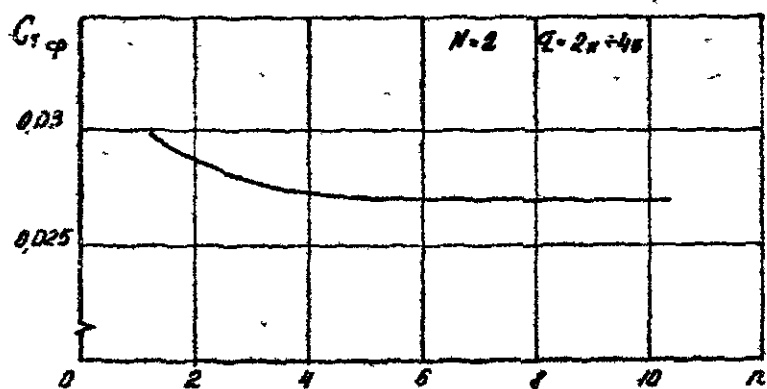


Рис. 1

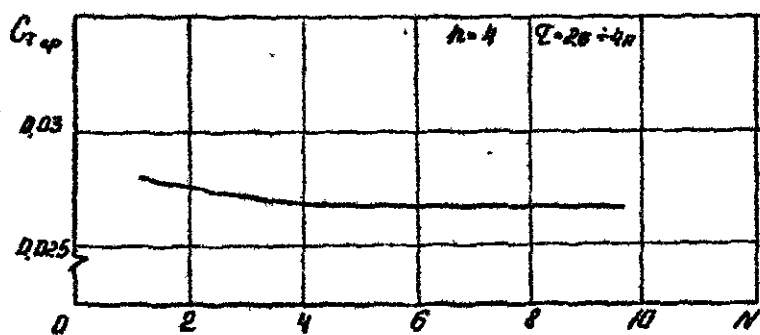


Рис. 2

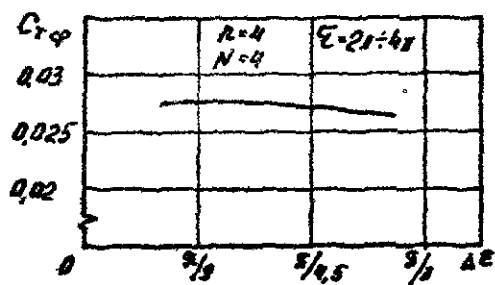


Рис. 3

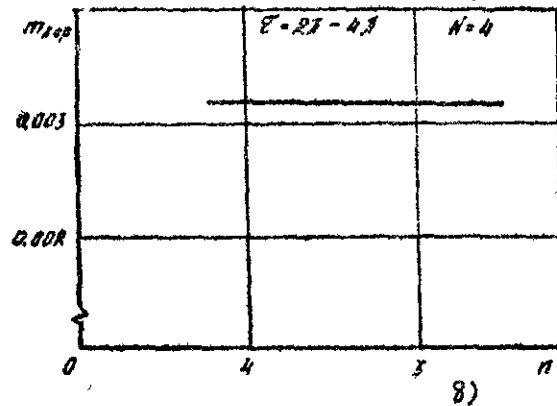
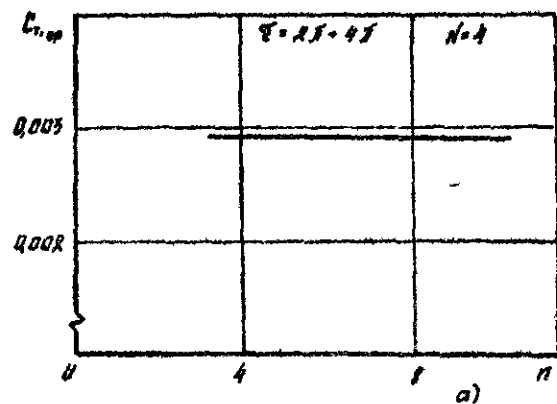


Рис. 4

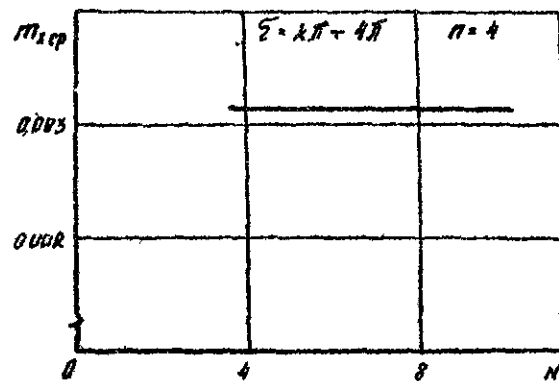


Рис. 5

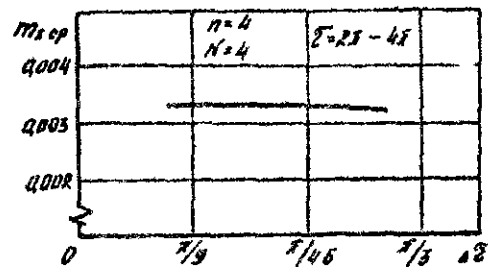


Рис. 6

этих величин увеличивалась.

Так, в исследовании влияния числа вихревых рамок по хорде их число изменялось от 4, принятых для вертолетной части, до 10. Расчет зависимости средних за период времени $2T \leq T \leq 4T$ значений коэффициентов тяги одной лопасти $C + 1_{ср}$ и момента крена винта $M_{х ср}$ от числа рамок по хорде N (рис. 4, а, б) показывает, что несущие свойства винта и его моментные характеристики изменяются в пределах 1,3% при $N = 10$ от их значения при $N = 4$. Это позволяет и для самолетной части переходного процесса использовать 4 вихревые рамки по хорде лопасти.

При изучении влияния числа вихревых рамок по рааману N их количество изменялось от 4 до 10. Результат расчета зависимости $M_{х ср}$ от величины N (рис. 5) показывает, что увеличение N от 4 до 10 приводит к изменению $M_{х ср}$ на 1,5%, т.е. исследование самолетной части переходного процесса можно проводить при $N = 4$.

Влияние величины расчетного интервала времени ΔT на значение $M_{х ср}$ приведено на рис. 6. Заметно незначительное влияние ΔT на рассчитываемые характеристики.

Таким образом, исследование влияние меры дискретности вихревого слоя лопастей (N и N) и величины расчетного интервала времени (ΔT) на суммарные аэродинамические характеристики винта (C_T и M_x) показало, что для исследования переходных режимов целесообразно использовать $N = 4$, $N = 4$, $\Delta T = T/4$. Значения N , N и ΔT , рекомендованные для исследования переходных режимов согласуются с значениями N , N и ΔT , используемыми при изучении установившихся (как вертолетных, так и самолетных) режимов. Следовательно, для исследования переходных режимов работы винта не требуется изменения параметров расчета.

Литература

1. Локтев Б.Е., Миргород В.И., Никит М.И.
Расчет аэродинамических характеристик преобразуемого винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродина-

мике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.

2. В а с и н В.А. Расчет нестационарных аэродинамических характеристик несущих винтов. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1978.
3. К р и ц к и й Б.С., Л о к т е в Б.Е., М а л я р А.М., О н у ш к и н Д.П. Некоторые результаты методических исследований по отработке метода расчета аэродинамических характеристик винтов. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1981.
4. Л е р н е р М.А. Программа разработки винтокрылого аппарата "икс уинг" с системой управления циркуляцией. Техническая информация. ЦАГИ, 1983, №17.

В.И.М и р г о р о д

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕОБРАЗУЕМОГО ВИНТА

В настоящей работе изложены результаты исследования влияния числа лопастей (k_A), коэффициента заполнения винта (σ) и угла установки (ψ) на суммарные аэродинамические характеристики винта при его переходе с вертолетного на самолетный режим. Исследование проводилось с использованием рекомендаций [1,2].

В исследовании влияния числа лопастей винта на его аэродинамические характеристики при переходе с вертолетного ($\bar{\omega}_H = \omega_H / \omega_{HB} = 1$, ω_{HB} - угловая скорость вращения винта на вертолетном режиме) на самолетный ($\bar{\omega}_H = 0$) режим их количество изменялось от 2 до 5, при этом коэффициент заполнения винта возрастал от 0,084 до 0,21. При нечетном числе лопастей на самолетном режиме они располагались таким образом, что одна из лопастей находилась в азимуте $\psi = 180^\circ$.

Прямоугольные, без крутки лопасти винта имели хорду $b = b/R = 0,15$, радиус корневого сечения $R_{\sigma r} = R_{\sigma r}/R = 0,12$. Лопасти к плоскости своего вращения устанавливались под углом $\varphi = 15^\circ$. Исследование проводилось при поступательной скорости $U = V_H / \omega_H R = 0,25$, для углов атаки $\alpha_H = -5^\circ$ и $\alpha_H = 5^\circ$.

Изменение граничных условий соответствовало закону.

$$\bar{\omega}_H = \begin{cases} 0, & \tau < 0 \\ 1, & 0 \leq \tau < 6,5\pi, \\ var, & 6,5\pi \leq \tau < 14,3\pi, \\ 0, & \tau \geq 14,3\pi. \end{cases} \quad (1)$$

Торможение винта проходило по линейному закону за два его полных оборота.

В исследовании установлено, что число лопастей и коэффициент σ влияют в первую очередь на величину сил и моментных коэффициентов, характеризующих аэродинамические свойства винта, при этом общие закономерности протекания процесса сохраняются. В качестве примера на рис. 1 приведено изменение коэффициента тяги винта C_T и угловой скорости $\bar{\omega}_H$ в течении переходного процесса. Увеличение коэффициента заполнения σ приводит к более резкому снижению несущих свойств при уменьшении $\bar{\omega}_H$ как на отрицательных, так и на положительных углах атаки (рис.2). Моментные характеристики винтов на переходных режимах подтверждают закономерности, выявленные при анализе изменения коэффициента C_T (рис. 3).

Различный характер пульсаций характеристик винтов объясняется различным воздействием на набегающий поток винтов с малым (рис. 4) и большим (рис. 5) коэффициентам заполнения σ .

В исследовании влияния угла установки лопастей на суммарные аэродинамические характеристики винта на переходных режимах был использован двухлопастной винт. Лопасти без крутки, прямоугольной формы в плане с хордой $b = 0,15$, радиусом корневого сечения $R_{\sigma r} = 0,12$ в исследовании устанавливались к плоскости своего вращения под углами от 0° до 15° . Поступательная скорость винта $U = 0,25$, угол атаки винта принимал значения $\alpha_H = -5^\circ$ и $\alpha_H = 5^\circ$. При переходе с вертолетного на самолетный режим закон изменения граничных условий и закон изменения угловой скорости на переходном режиме соответствовали (1).

Исследования показали, что независимо от угла установки лопастей величины коэффициента тяги винта C_T при $\bar{\omega}_H = 0$ принимают одинаковые значения, соответствующие конкретному,

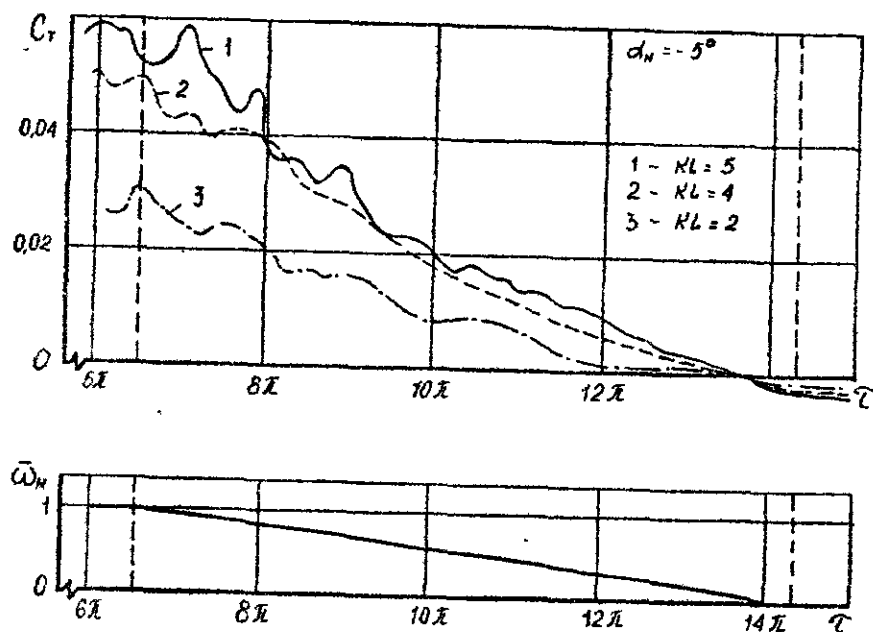


Рис. 1

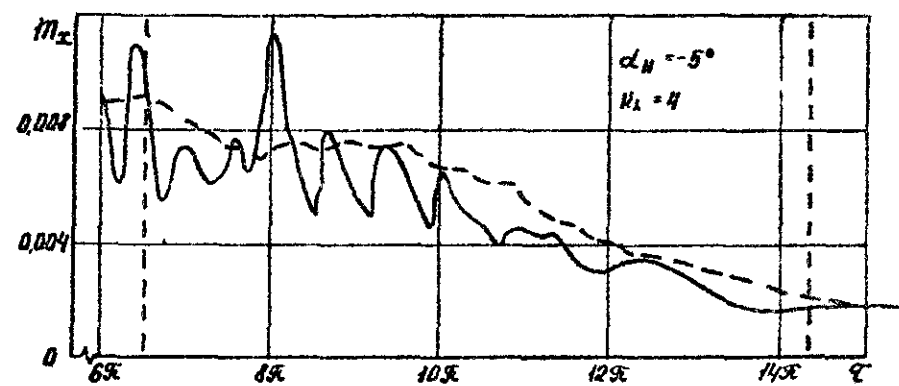
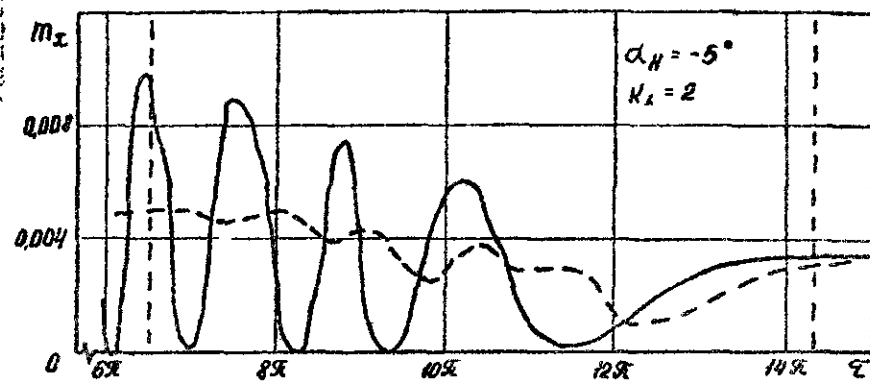


Рис. 3

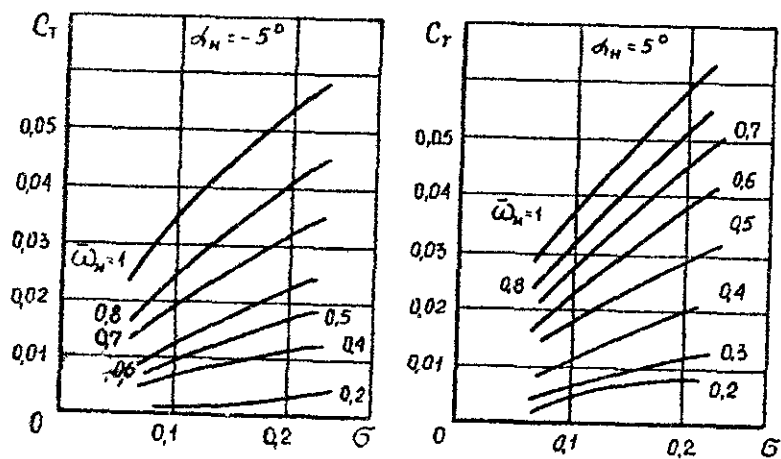


Рис. 2

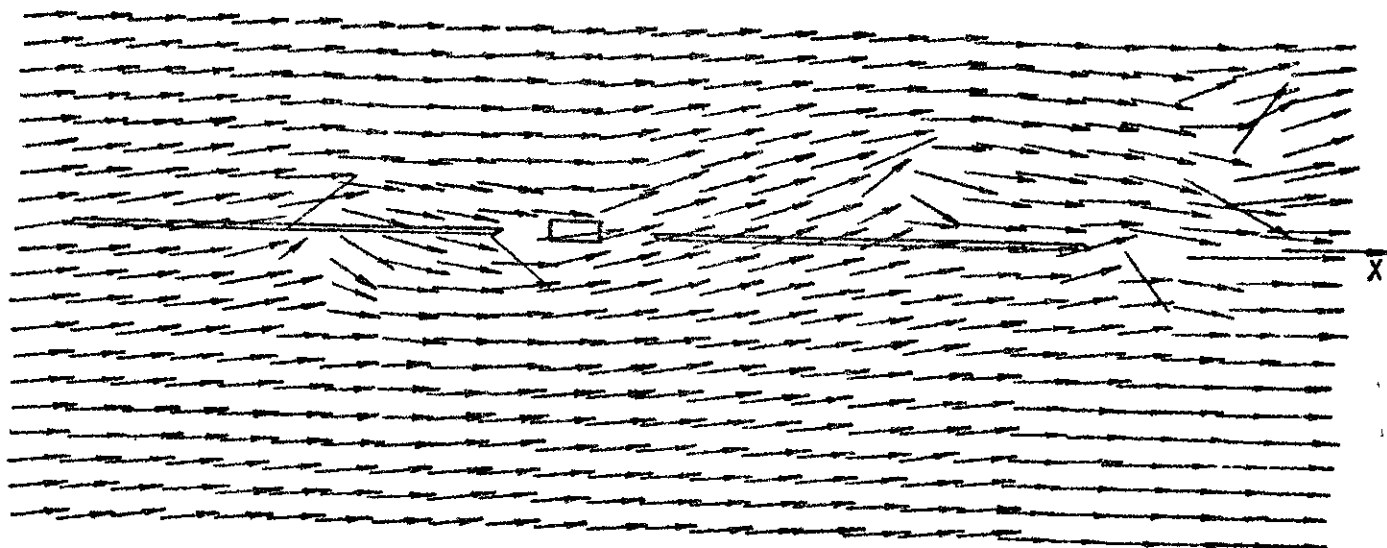


Рис. 4

$$\tau = 10,5\pi \quad \sigma = 0,084$$

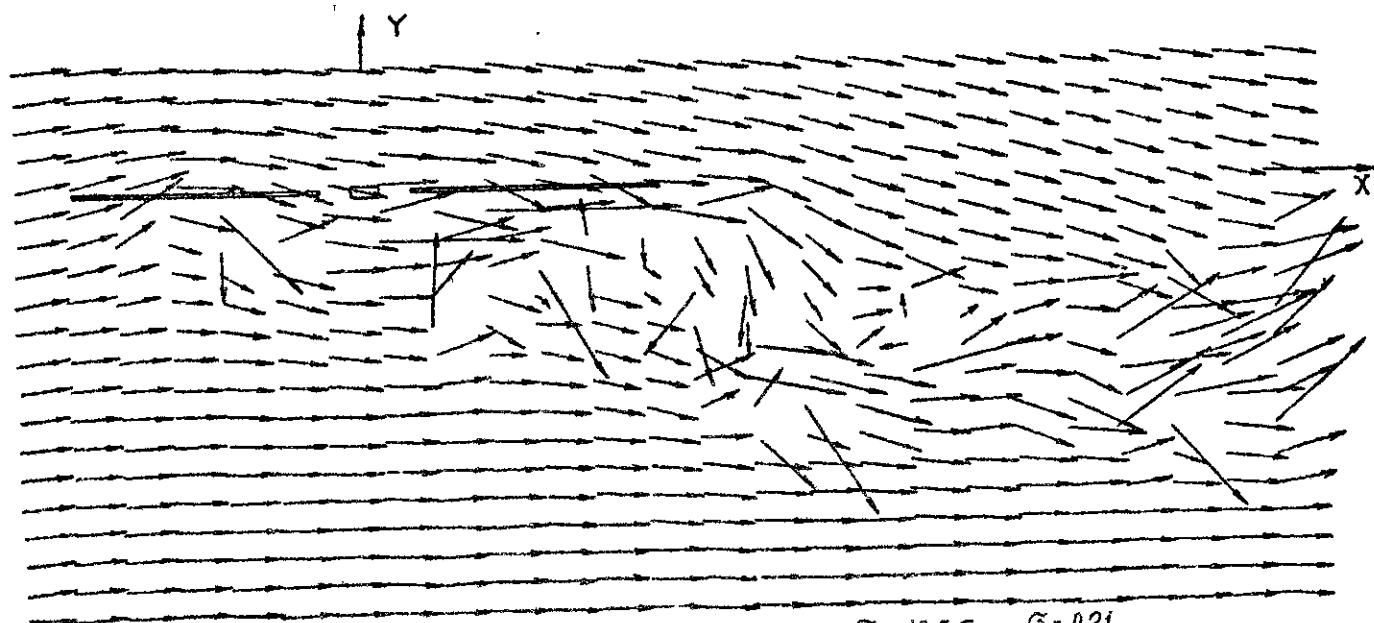


Рис. 5

$$\tau = 10,5\pi \quad \sigma = 0,21$$

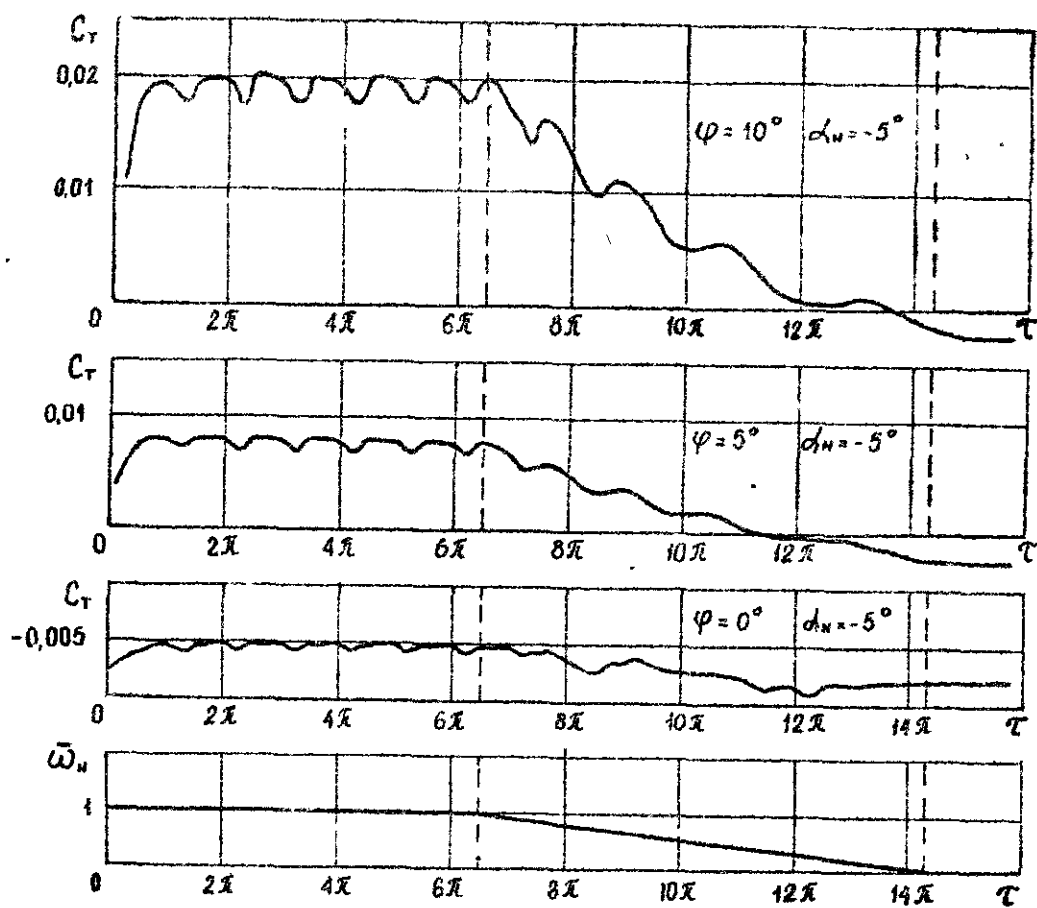


Рис. 6

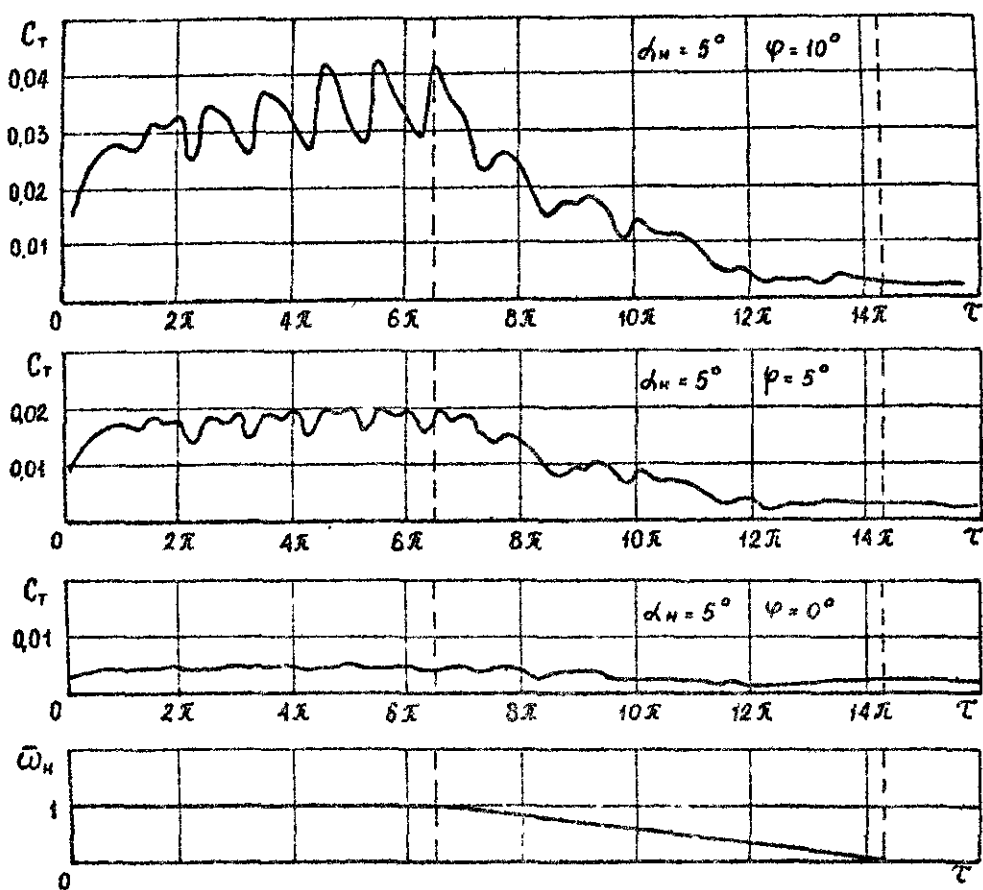


Рис. 7

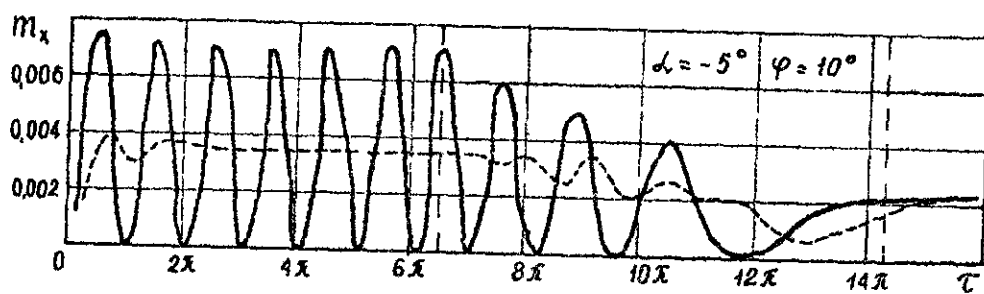
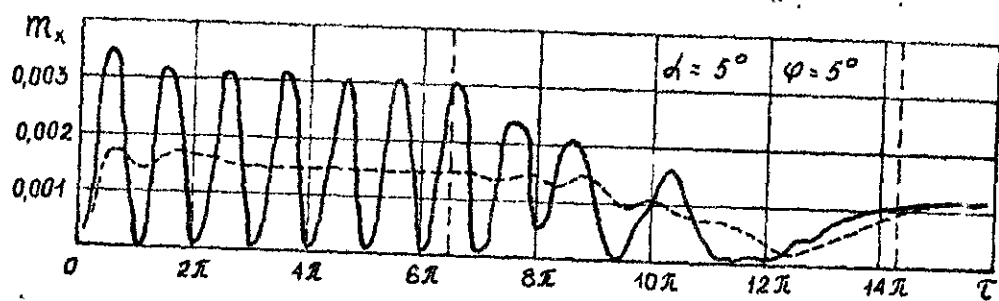


Рис. 8

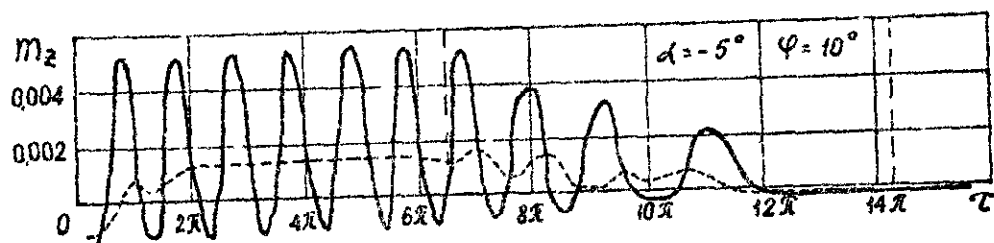
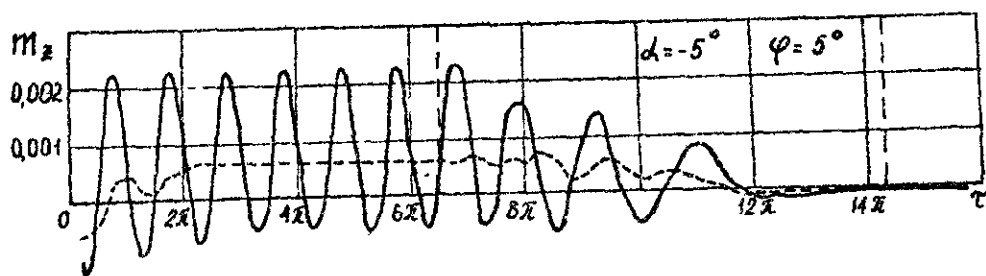


Рис. 9

как положительному, так и отрицательному углу атаки (рис.6,7). Это можно сказать и в отношении коэффициентов моментов крена M_x (рис. 8) и тангажа M_z (рис.9). Штриховыми линиями, на этих рисунках показано осредненное за период $2T$ значение коэффициентов. Значение коэффициента M_x при $\omega_H = 0$ не зависит и от угла атаки, а величина коэффициента момента M_z меняет только знак при изменении знака угла атаки.

Уменьшение угла установки лопастей (φ) приводит на переходных режимах к снижению уровня нестационарности как силовых, так и моментных характеристик винта. Кроме этого, изменение значений соответствующих коэффициентов за время торможения по мере уменьшения φ также снижается (рис.6-9).

Представленные здесь данные наглядно демонстрируют тот факт, что угол установки лопастей влияет только на величину силовых и моментных характеристик винта на переходных режимах, а характер поведения этих зависимостей при конкретном значении угла атаки полностью сохраняется.

Литература

1. Миргород В.И. Исследования по методике расчета на ЭВМ аэродинамических характеристик винтов, преобразуемых в крыло. Статья настоящих материалов.
2. Миргород В.И. Влияние угла атаки винта на его аэродинамические характеристики на переходных режимах. Статья настоящих материалов.

В.И.М и р г о р о д

О ВЛИЯНИИ УГЛА АТАКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНОГО РЕЖИМА ПРЕОБРАЗУЕМОГО ВИНТА

В настоящей работе изложены результаты расчета суммарных и распределенных аэродинамических нагрузок, полей скоростей и вихревых структур для различных углов атаки винта. Расчеты проведены на основе методик изложенных в [1] и [2].

Использование преобразуемых вертолетов предполагает переход с вертолетных на самолетные режимы полета, а это приводит к необходимости изменения угла атаки винта с отрицательных значений, характерных для вертолетных режимов, на положительные для осуществления самолетной части полета. Поэтому требует изучения вопрос о влиянии угла атаки винта на его аэродинамические характеристики во время переходного процесса.

В качестве объекта исследования был выбран винт с четырьмя лопастями, прямоугольной формы в плане, без крутки. Хорда лопасти $\bar{b} = b/R = 0,15$, радиус корневого сечения $\bar{R}_{\text{кр}} = R_{\text{кр}}/R = 0,12$, угол установки $\varphi = 15^\circ$. Поступательная скорость соответствовала $u = 0,25$. Влияние угла атаки винта α_H исследовалась при переходе с вертолетного на самолетный режим. Величина α_H изменялась от -10° до 5° . На переходном режиме угловая скорость вращения винта уменьшалась от $\bar{\omega}_H = \omega_H/\omega_{HB} = 1$ (ω_{HB} - соответствует угловой скорости на вертикальном режиме) до $\omega_H = 0$ по линейному закону за время 2-х полных оборотов винта. В процессе перехода угол установки лопастей

не изменялся.

В проведенных расчетах граничные условия изменялись по закону

$$\bar{\omega}_n = \begin{cases} 0, & \tau < 0, \\ 1, & 0 \leq \tau < 6,5\pi, \\ [1 - K(\tau - 6,5\pi)], & 6,5\pi \leq \tau < 14,3\pi, \\ 0, & \tau \geq 14,3\pi. \end{cases}$$

В результате исследования было установлено следующее

1. Переход с вертолетных на самолетные режимы полета сопровождается изменением положения вихревого следа винта по отношению к плоскости вращения лопастей. На вертолетной части полета пелена расположена под плоскостью вращения лопастей, на самолетной - над этой плоскостью.

2. При $\alpha_n > 0$ на начальном этапе останова винта наблюдается значительная нестационарность аэродинамических характеристик винта, которая может вызвать тряску летательного аппарата.

3. До момента прохода пелены через плоскость вращения лопастей при торможении на $\alpha_n > 0$ тяга винта снижается незначительно.

4. Процесс перехода пелены с нижней на верхнюю сторону плоскости вращения сопровождается резким ухудшением несущих свойств винта.

5. На переходном режиме при $\alpha_n > 0$ нестационарность аэродинамических характеристик винта сохраняется до полного его останова.

6. Переходный режим сопровождается увеличением толщины вихревого следа винта на начальном этапе торможения и значительным уменьшением в его конце.

7. Процесс перехода вихревого следа с нижней на верхнюю сторону плоскости вращения лопастей вызывает "разрыв" пелены. Этому воздействию наиболее подвержены вихревые жгуты, сходящие с комлевых частей лопастей.

Ряд перечисленных особенностей можно проиллюстрировать на полученных расчетным путем зависимостях коэффициента тяги винта C_T (рис. 1) и коэффициентов моментов крена m_z (рис. 2) и тангажа m_x (рис. 3) от безразмерного времени τ для переходной части полета. На рис. 1 также приведен закон изменения угловой скорости $\bar{\omega}_n$, а на рис. 2 и 3 штриховой линией показано осредненное за период $\Delta\tau = 2\pi$ значение коэффициентов. Видно, что с увеличением α_n возрастает нестационарность переходного процесса. Характерная для переходных режимов, проходящих на $\alpha_n > 0$, области задержки падения несущих свойств при указанном законе изменения $\bar{\omega}_n$ проявляется при $6,5\pi \leq \tau < 9\pi$, а области их резкого снижения при $9\pi \leq \tau < 11\pi$ (рис. 1, 2, 3). В дальнейшем, при $\tau > 11\pi$, пульсации аэродинамических нагрузок заметно сглаживаются.

Поведение зависимостей суммарных характеристик C_T , m_z и m_x вызвано изменениями распределенных аэродинамических нагрузок. В качестве примера на рис. 4 и 5 приведены зависимости коэффициента нормальной силы сечений лопастей C_y на $\bar{z} = z/R = 0,25$ (сплошная линия) и $\bar{z} = 0,85$ (штриховая) двух диаметрально расположенных лопастей винта для углов атаки $\alpha_n = -5^\circ$ (рис. 4) и $\alpha_n = 5^\circ$ (рис. 5) от безразмерного времени τ . Такое протекание зависимости $C_y(\tau)$ объясняется различным положением ближнего вихревого следа впереди идущих лопастей по отношению к плоскости вращения винта. Положение этого следа показано на рис. 6 (для $\alpha_n = -5^\circ$) и на рис. 7 (для $\alpha_n = 5^\circ$). Видно, что при движении винта на $\alpha_n > 0$ вихревой след лопастей расположен ближе к плоскости их вращения, чем при $\alpha_n < 0$.

Об этом свидетельствует и распределение скоростей вблизи винта в вертикальной плоскости, проходящей через ось вращения винта параллельно вектору скорости набегающего потока (рис. 8, $\alpha_n = -5^\circ$ и рис. 9, $\alpha_n = 5^\circ$). Видно, что при $\alpha_n = -5^\circ$ относительные скорости вблизи винта имеют более направленный характер, а возмущения, вносимые в поток, распространяются на большую глубину под винтом, чем при $\alpha_n = 5^\circ$.

Снижение нестационарности протекания характеристик винта при $\alpha_n = 5^\circ$ и $\tau > 10\pi$ также объясняется поло-

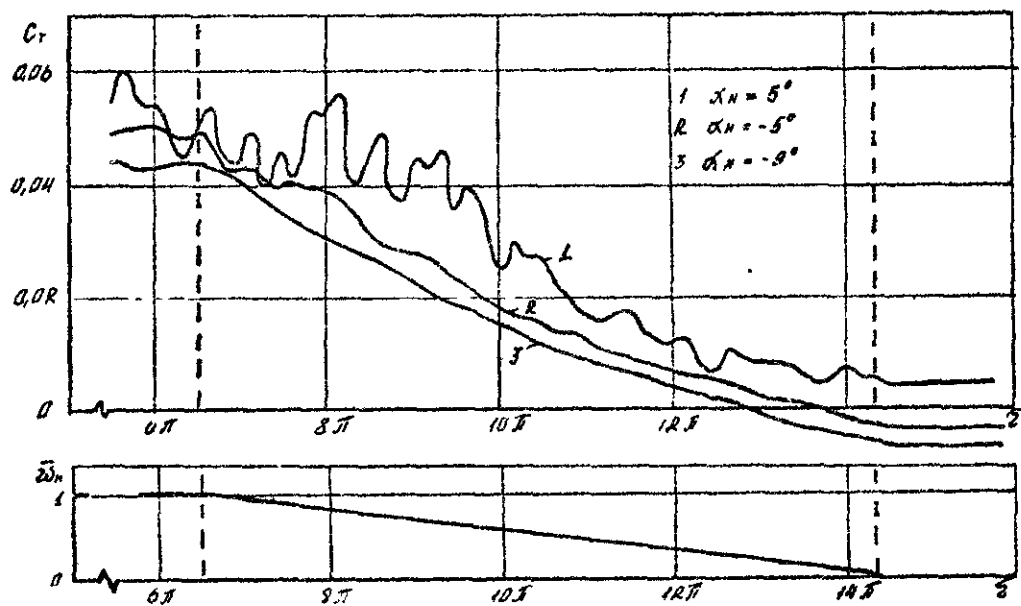


Рис 1.

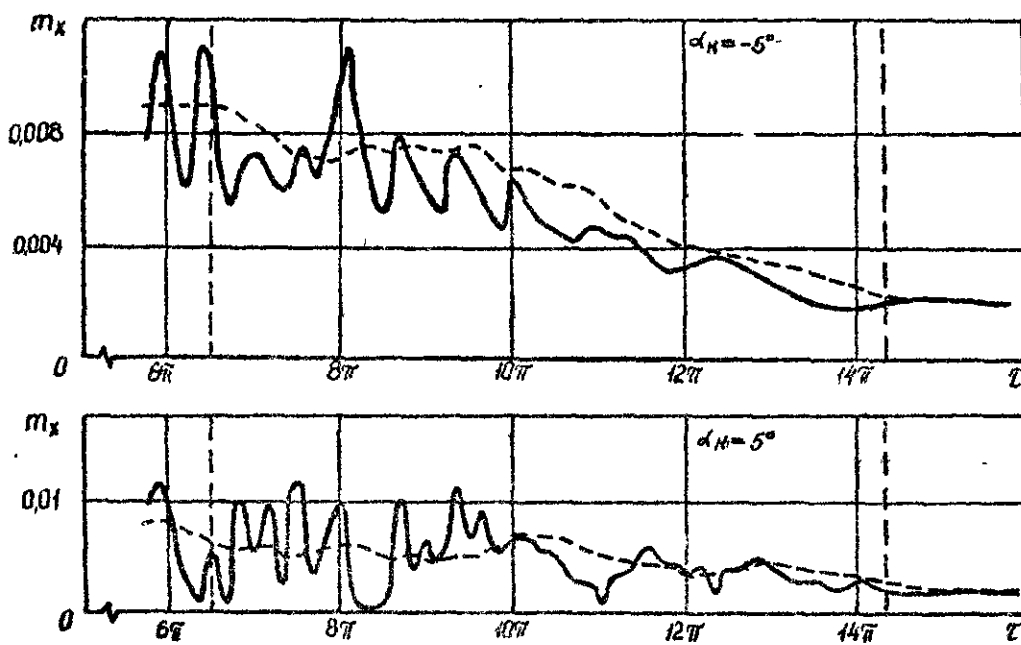
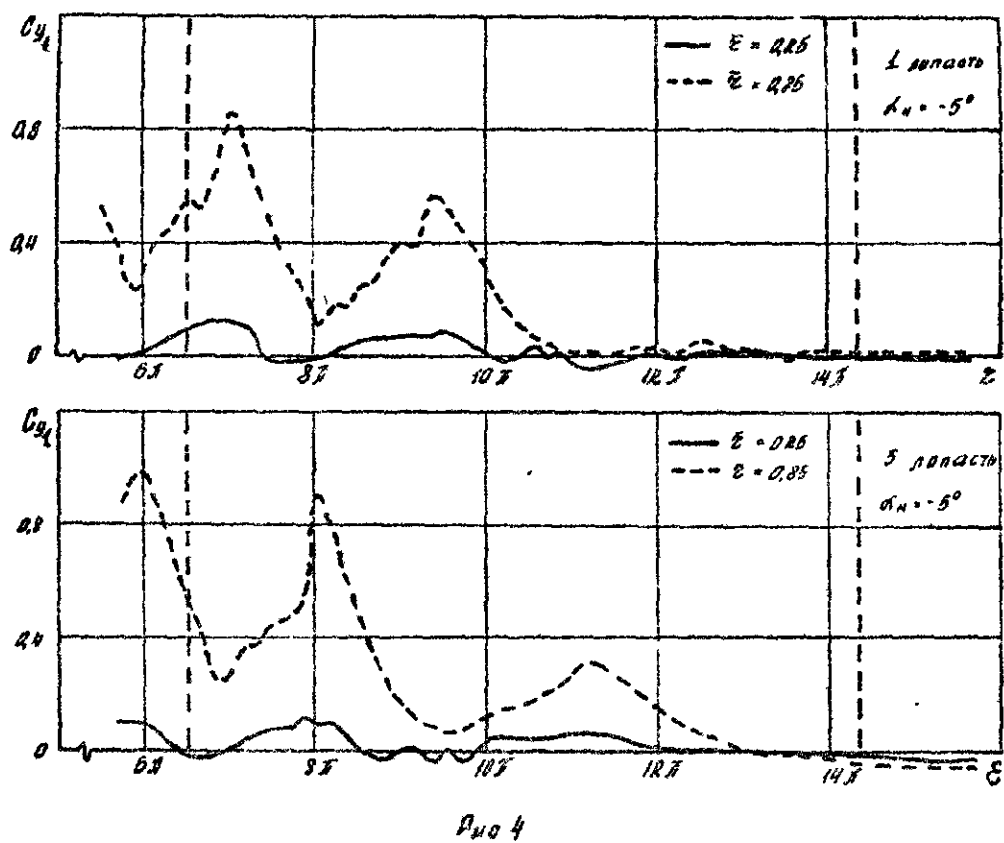
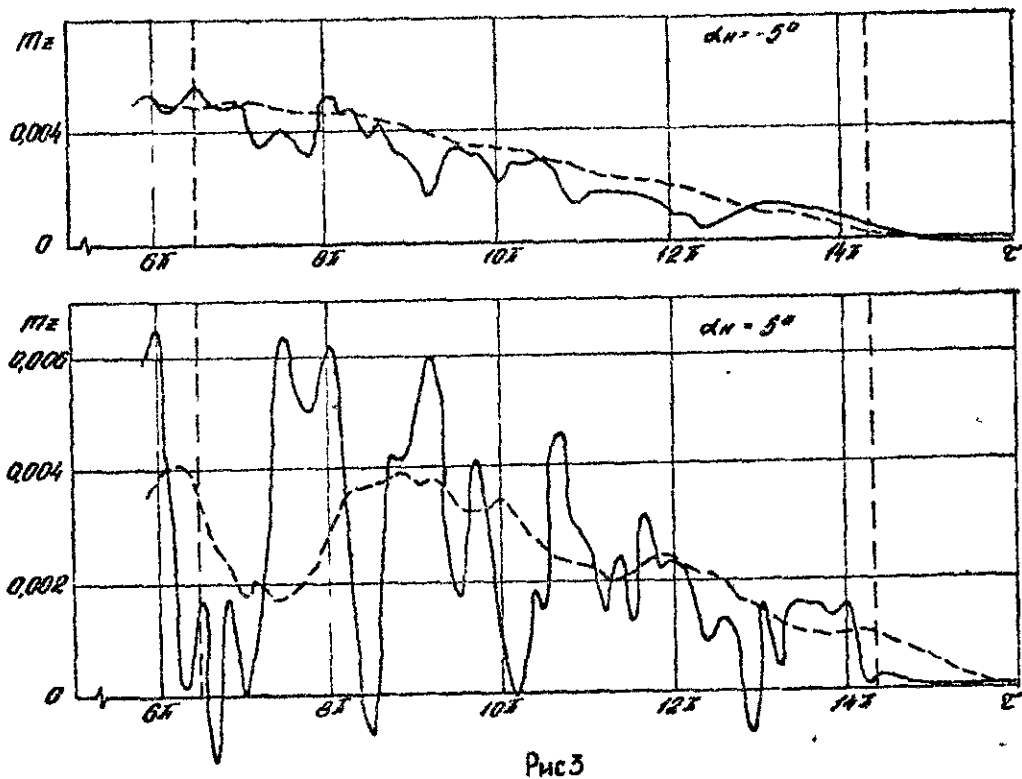


Рис 2.



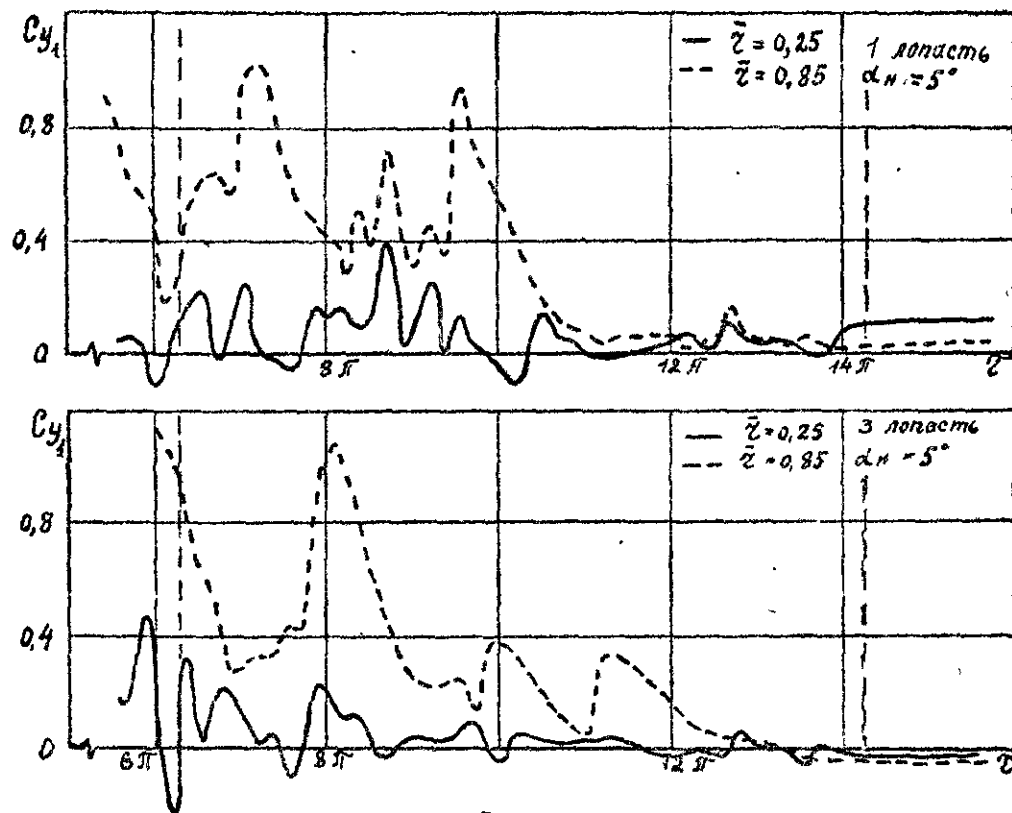


Рис 5

жением вихревого следа. На рис. 10 приведена картина распределения скоростей вблизи винта при $\alpha_H = 5^\circ$ и $\tau = 11,5 \pi$.

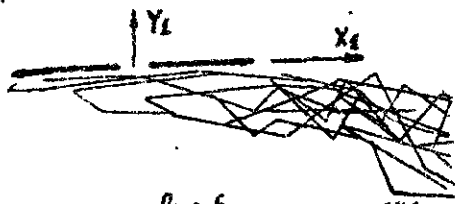


Рис. 6

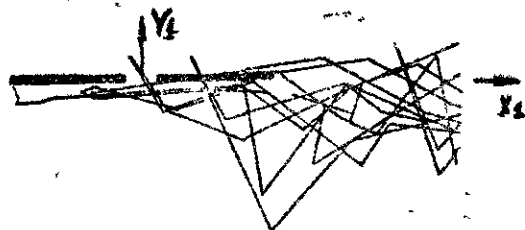


Рис. 7

Видно, что возмущения, вносимые винтом расположены с верхней стороны плоскости его вращения, т.е. при снижении угловой скорости вращения $\bar{\omega}_H$ уменьшается количество движения, сообщаемое винтом, проходящей через сметаемую поверхность жидкости, а пелена приближается к плоскости вращения под действием набегающего потока. В период времени $9,5 \pi \leq \tau \leq 10,5 \pi$ винт становится неспособным удерживать вихревой след под плоскостью своего вращения и пелена занимает место над винтом (рис. 10). При дальнейшем уменьшении $\bar{\omega}_H$ набегающий поток увеличивает расстояние между вихревым следом лопастей и плоскостью их вращения, что ведет к снижению нестационарности аэродинамических характеристик.

Положение концевых (1,3) и корневых (2) вихревых жгутов и пелена, саседающая с носовых кромок лопастей (выделена) за весь расчетный промежуток времени при $\alpha_H = 5^\circ$, приведены на рис. 11. Видно, что при переходе пелены с нижней на верхнюю сторону винта корневые вихревые жгуты подвергаются "размыванию" в большей степени, чем концевые.

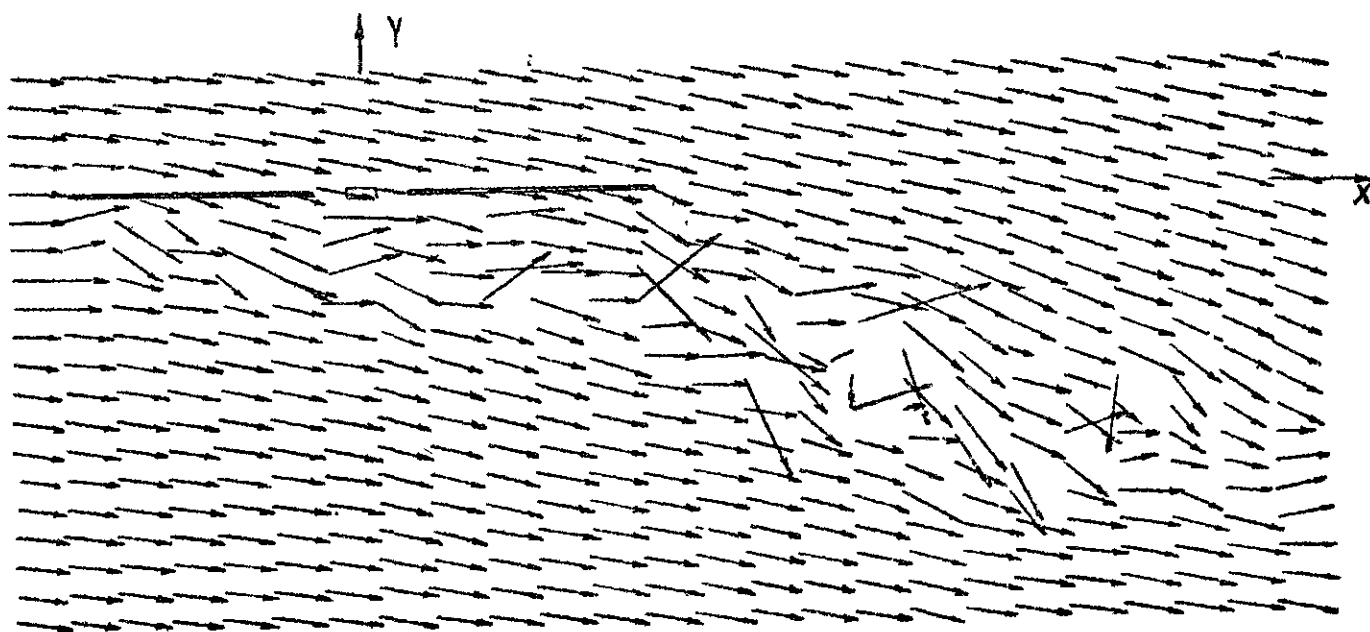


Рис 8

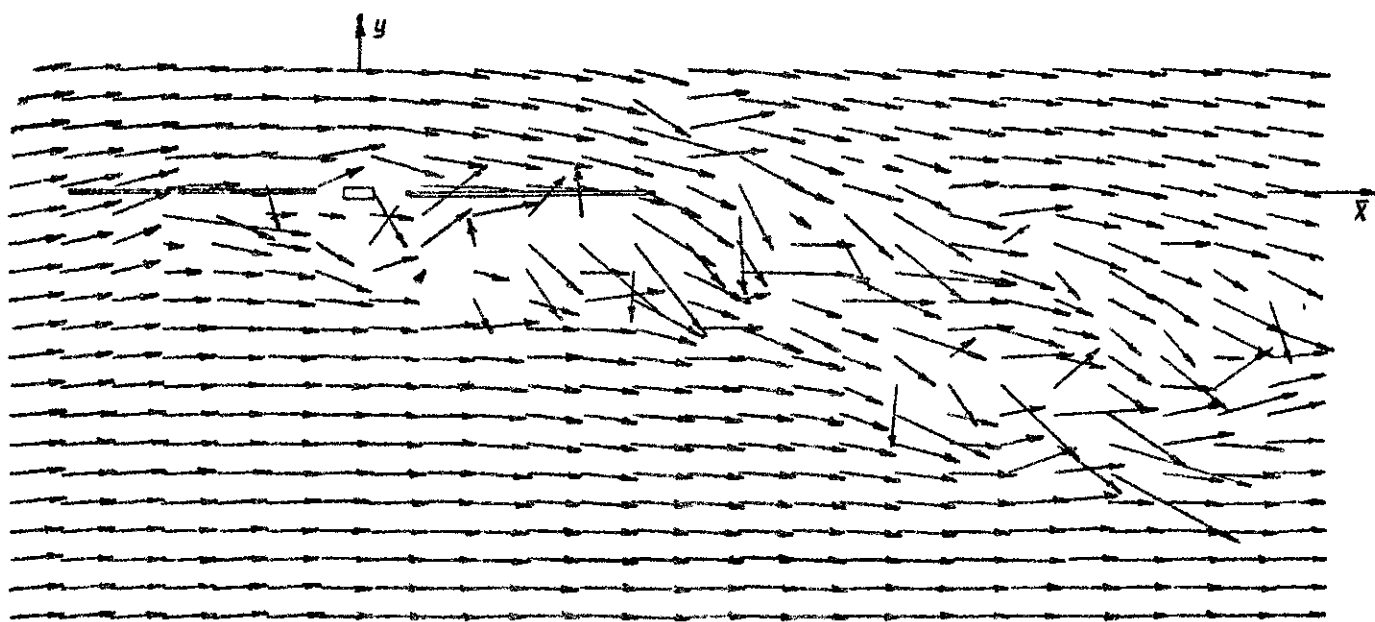


Рис 9

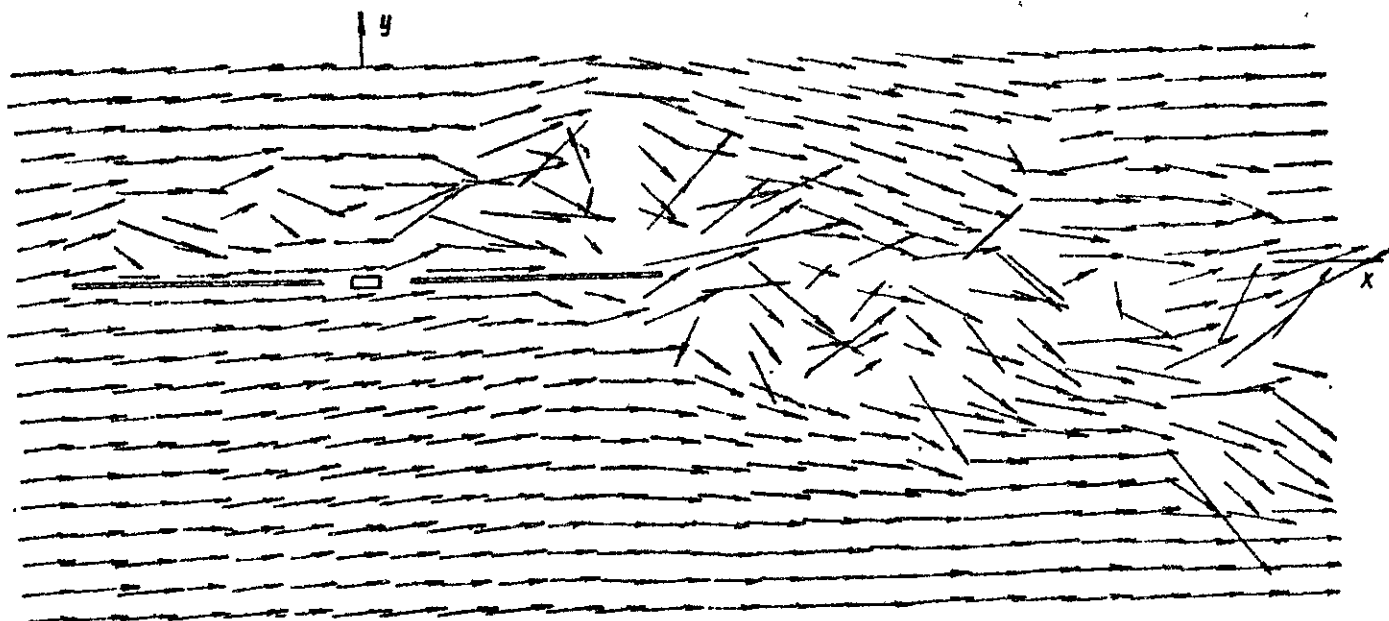


Рис. 10

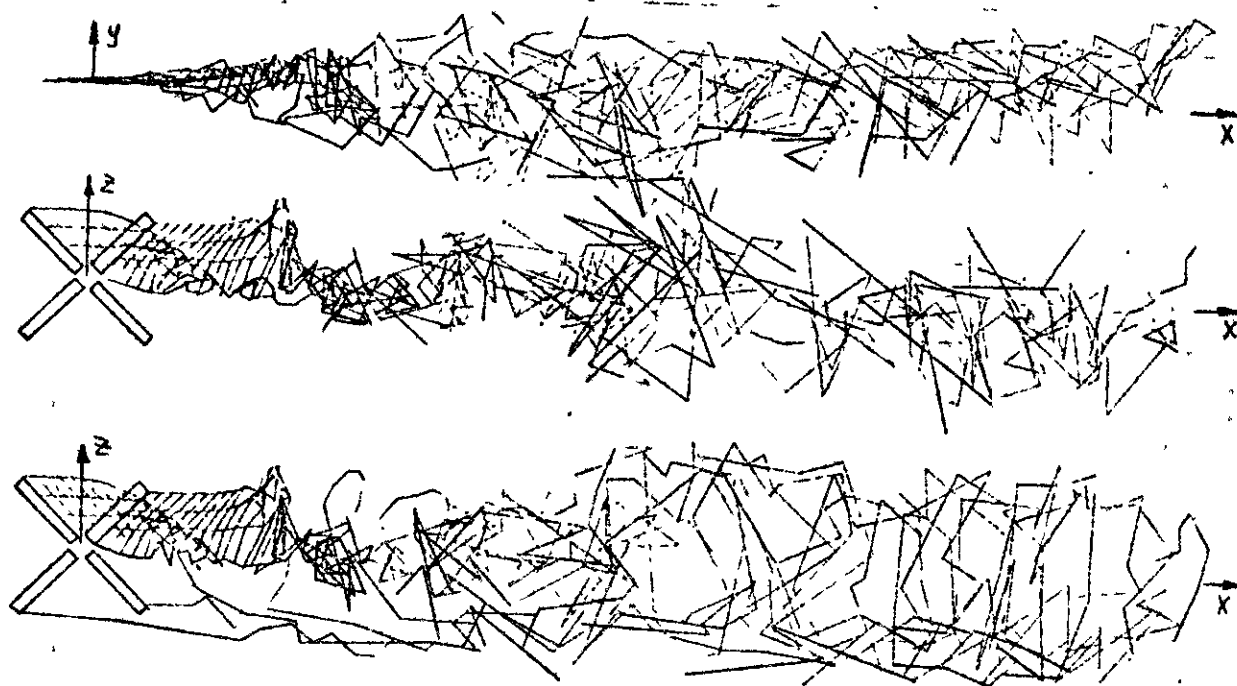


Рис. 11

Литература

1. Доктев Б.Е., Миргород В.И., Ништ М.И. Расчет аэродинамических характеристик преобразуемого винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1965.
2. Миргород В.И. Исследование по методике расчета на ЭВМ аэродинамических характеристик винтов, преобразуемых в крыло. Статья настоящих материалов.

Н.И.Компаниец, Б.С.Крицкий

ПОДХОД К РАСЧЕТУ УГЛОВ АТАКИ СЕЧЕНИЙ ЛОПАСТИ НЕСУЩЕГО ВИНТА

Важными характеристиками при изучении особенностей обтекания несущего винта, особенно на особых и околокритических режимах, являются нестационарные углы атаки сечений лопасти. В предлагаемой работе изложен подход к определению мгновенных углов атаки сечений лопасти несущего винта в нестационарной нелинейной постановке [1, 2].

1. Постановка задачи и расчетная схема

Рассматривается движение несущего винта при произвольном изменении его кинематических параметров в идеальной несжимаемой среде. Предполагается, что лопасти несущего винта обтекаются плавно, без срыва. Задача ставится в нестационарной нелинейной постановке и заключается в нахождении угла атаки сечения лопасти.

Угол атаки сечения крыла бесконечного размаха в плоскопараллельном потоке определяется как угол между хордой сечения и вектором скорости на бесконечности. Для сечения вращающейся лопасти такой подход неприемлем, так как лопасть обтекается нестационарным и неоднородным потоком и поле скоростей в окрестности несущего винта существенно меняется от одной точки пространства к другой. Поэтому предлагается ввести мгновенный угол атаки и скорость, определяющие нагружение сечения

лопасти.

Для решения задачи используется расчетная схема с четырьмя прямоугольными системами координат (рис. 1): $Ox_1y_1z_1$ - связанной с несущим винтом (втулкой); $Ox_0y_0z_0$ - подвижной земной; $Ox_2y_2z_2$ - связанной с лопастью; $Ox_2y_2z_2$ - свободноподвижной относительно $Ox_1y_1z_1$.

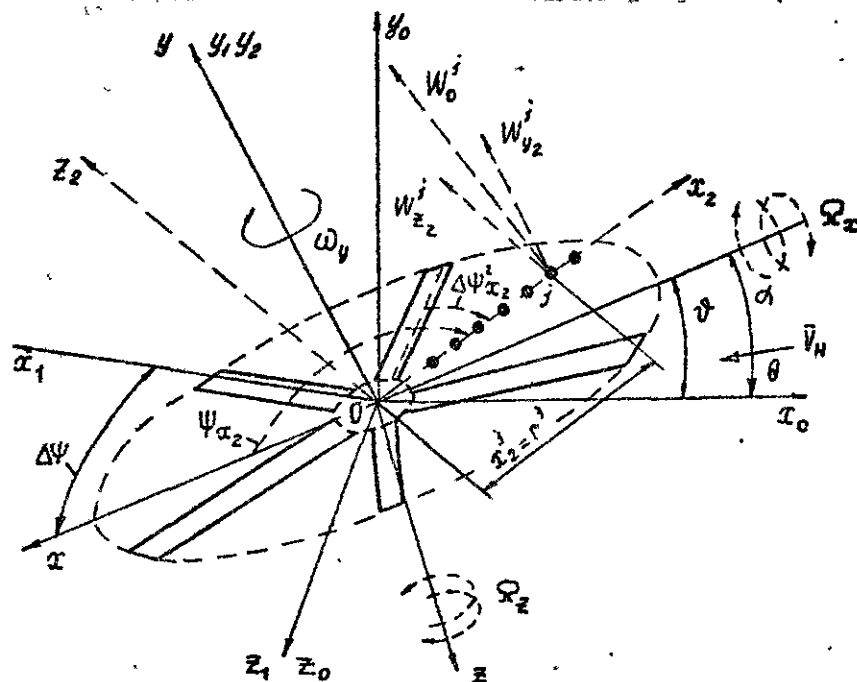


Рис. 1

На оси Ox_2 свободноподвижной системы координат $Ox_2y_2z_2$ - задаются точки с текущими координатами x_2^j (j - порядковый номер точки). Значения x_2^j могут изменяться в пределах $r_{вт} \leq x_2^j \leq R$ ($r_{вт}$ - радиус втулки винта; R - радиус несущего винта).

Положение луча Ox_2 с набранными точками относительно лопасти может задаваться последовательными поворотами системы координат $Ox_2y_2z_2$ вокруг осей: Oy - на угол ψ_{x_2} ; Oz - на угол δ_{z_2} ; Ox - на угол δ_{x_2} . В большинстве случаев целесообразно луч Ox_2 помещать в плоскости вращения несущего винта и тогда $\psi_{x_2} = \delta_{z_2} = 0$. Луч Ox_2 в этом случае составляет с i -ой лопастью несущего винта

определенный угол $\Delta\psi_{x_2}^i$.

Мгновенный угол атаки сечения лопасти α^j определяется как угол между вектором мгновенной результирующей скорости W_0^j в точке с координатой x_2^j на луче Ox_2 (рис. 2, а) и хордой j -го сечения лопасти, через определенный расчетный момент ($\Delta\psi_{x_2}^i / \omega_y$) занимающей положение Ox_2 (рис. 2, б).

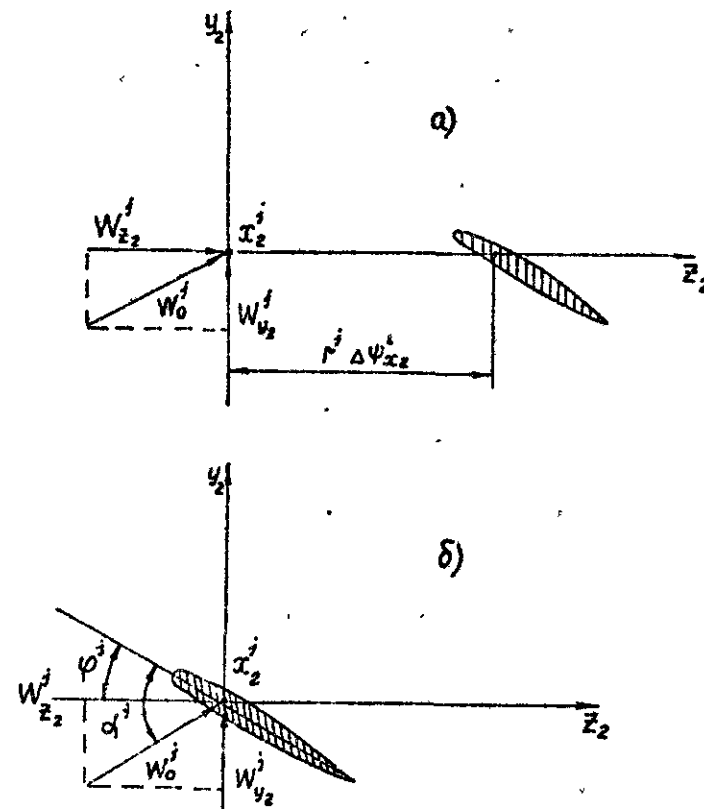


Рис. 2

Выражение для определения мгновенного угла атаки сечения лопасти запишется в виде

$$\alpha^j = \varphi^j + \arctg \left(\frac{W_{y_2}^j}{W_{z_2}^j} \right). \quad (I.1)$$

Здесь: α^j - угол атаки выбранного сечения; φ^j - угол установки сечения с учетом геометрической крутки лопасти; $W_{y_2}^j$ и $W_{z_2}^j$ - составляющие результирующей скорости обтекания сечения лопасти, которые лежат в плоскости перпендикулярной оси Ox_2 .

2. Методика расчета углов атаки сечений лопасти несущего винта

Остановимся на определении величин, входящих в выражение (I.I) для расчета угла атаки сечения лопасти. Угол установки элемента сечения лопасти

$$\varphi^j = \varphi_0 + \Delta\varphi_r^j, \quad (2.1)$$

где: φ_0 - угол установки лопасти в характерном сечении (обычно он берется на относительном радиусе $\bar{r}_{\varphi_0} = r/R = 0,7$, r - текущий радиус лопасти), $\Delta\varphi_r^j$ - угол крутки элементов сечений лопасти в заданных точках на оси Ox_2 относительно сечения установки лопасти \bar{r}_{φ_0} .

При линейной геометрической крутке лопасти можно получить зависимость $\Delta\varphi_r^j = \Delta\varphi_r^j(x_2^j)$ в виде:

$$\Delta\varphi_r^j = -\frac{\Delta\varphi_z}{1-\bar{r}_{\text{BT}}} (x_2^j - 0,7), \quad (2.2)$$

где: $\Delta\varphi_z = \varphi_{\bar{r}_{\text{BT}}} - \varphi_{\bar{r}_{\text{KCH}}}$ - суммарный угол закручивания лопасти.

Определим составляющие результирующей скорости обтекания сечения лопасти $W_{y_2}^j$ и $W_{z_2}^j$ в заданных точках j на оси Ox_2 . Первоначально воспользуемся подвижной системой координат $Ox_1y_1z_1$, связанной с несущим винтом, относительно $Ox_0y_0z_0$. Пусть \vec{W}^j , \vec{W}_0^j , \vec{W}^{*j} - векторы возмущенной, относительной и переносной скоростей частиц жидкости в точках j , тогда

$$\vec{W}^j = \vec{W}_0^j + \vec{W}^{*j}, \quad (2.3)$$

$$\vec{W}^{*j} = \vec{V}_H + (\vec{\omega} + \vec{\Omega}) \times \vec{r}_0^j, \\ \vec{r}_0^j = \bar{l}x^j + \bar{j}y^j + \bar{k}z^j.$$

Здесь: \vec{V}_H - вектор невозмущенной скорости винта; $\vec{\omega}$, $\vec{\Omega}$ - векторы угловых скоростей вращения лопастей и несущего винта; \vec{r}_0^j - радиус-вектор точек j .

Из уравнения (2.3) следует, что

$$\vec{W}_0^j = \vec{W}^j - \vec{W}^{*j}$$

Составляющие возмущенной скорости от системы вихревых отрезков в точках j равны:

$$W^j(x, y, z) = W^j(x, y, z)_n + W^j(x, y, z)_{np} + W^j(x, y, z)_I. \quad (2.4)$$

Здесь: $W^j(x, y, z)_n, W^j(x, y, z)_{np}, W^j(x, y, z)_I$ - составляющие скорости, индуцируемые в точках j соответственно поперечными, продольными присоединенными и свободными вихревыми отрезками.

Составляющие относительной скорости в точках j находятся по следующим соотношениям:

$$W_{ox}^j = W_x^j + V_{Hx} + (\omega_y + \Omega_y)z^j - (\omega_z + \Omega_z)y^j; \quad (2.5)$$

$$W_{oy}^j = W_y^j + V_{Hy} + (\omega_z + \Omega_z)x^j - (\omega_x + \Omega_x)z^j; \quad (2.6)$$

$$W_{oz}^j = W_z^j + V_{Hz} + (\omega_x + \Omega_x)y^j - (\omega_y + \Omega_y)x^j. \quad (2.7)$$

Координаты точек x^j , y^j , z^j относительно системы координат $Ox_1y_1z_1$ вычисляются через коэффициенты направляющих косинусов (таблица I), а также координаты x_2^j , y_2^j , z_2^j в свободноподвижной системе координат $Ox_2y_2z_2$.

Таблица I

	x_2^j	y_2^j	z_2^j
x^j	$a_{11} = \cos \psi_{x_2} \cos \psi_{y_2}$	$a_{12} = \sin \psi_{x_2} \sin \gamma_{z_2} - \cos \psi_{x_2} \sin \psi_{y_2} \cos \delta_{z_2}$	$a_{13} = \sin \psi_{x_2} \cos \delta_{z_2} + \cos \psi_{x_2} \sin \psi_{y_2} \sin \delta_{z_2}$
y^j	$a_{21} = \sin \psi_{y_2}$	$a_{22} = \cos \psi_{y_2} \cos \delta_{z_2}$	$a_{23} = -\cos \psi_{y_2} \sin \delta_{z_2}$
z^j	$a_{31} = -\sin \psi_{x_2} \cos \psi_{y_2}$	$a_{32} = \cos \psi_{x_2} \sin \delta_{z_2} + \sin \psi_{x_2} \sin \psi_{y_2} \cos \delta_{z_2}$	$a_{33} = \cos \psi_{x_2} \cos \delta_{z_2} - \sin \psi_{x_2} \sin \psi_{y_2} \sin \delta_{z_2}$

Выражение для пересчета координат применяется в матричном виде

$$\begin{bmatrix} x^j \\ y^j \\ z^j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2^j \\ y_2^j \\ z_2^j \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Составляющие скоростей W_{ox}^j , W_{oy}^j , W_{oz}^j в системе координат $oxyz$ преобразуются в соответствующие составляющие скоростей $W_{x_2}^j$, $W_{y_2}^j$, $W_{z_2}^j$ в системе координат $ox_2y_2z_2$ также матричным перемножением

$$\begin{bmatrix} W_{x_2}^j \\ W_{y_2}^j \\ W_{z_2}^j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{21} & a_{31} \\ a_{12} & a_{22} & a_{32} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_{ox}^j \\ W_{oy}^j \\ W_{oz}^j \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Запишем выражение (2.9) в обычной форме

$$\begin{aligned} W_{x_2}^j &= a_{11} W_{ox}^j + a_{21} W_{oy}^j + a_{31} W_{oz}^j, \\ W_{y_2}^j &= a_{12} W_{ox}^j + a_{22} W_{oy}^j + a_{32} W_{oz}^j, \\ W_{z_2}^j &= a_{13} W_{ox}^j + a_{23} W_{oy}^j + a_{33} W_{oz}^j. \end{aligned}$$

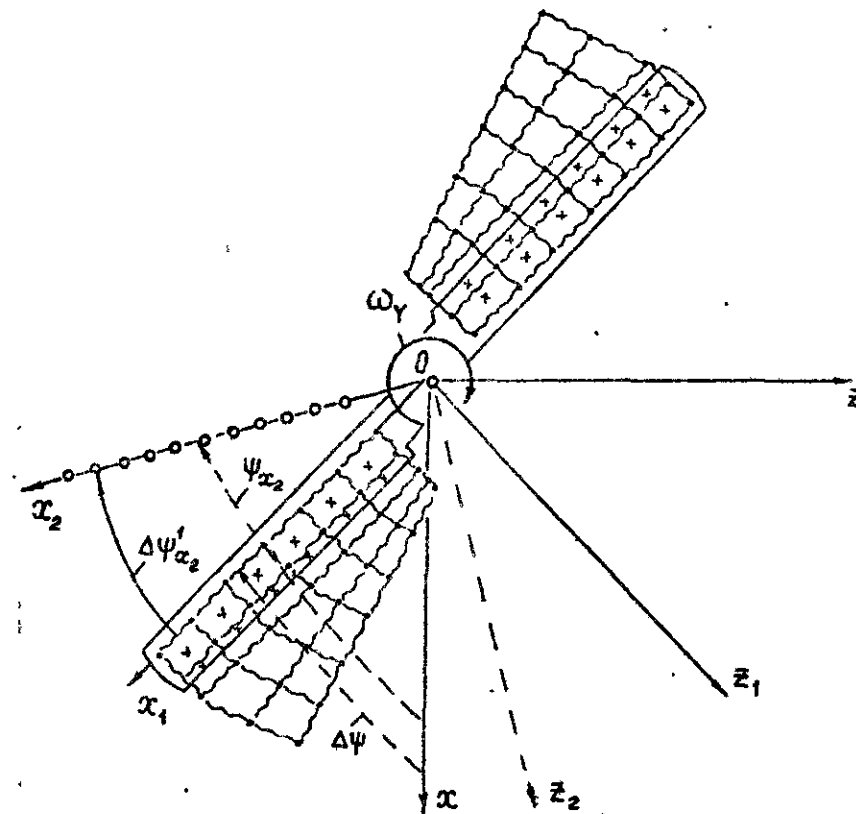


Рис. 3

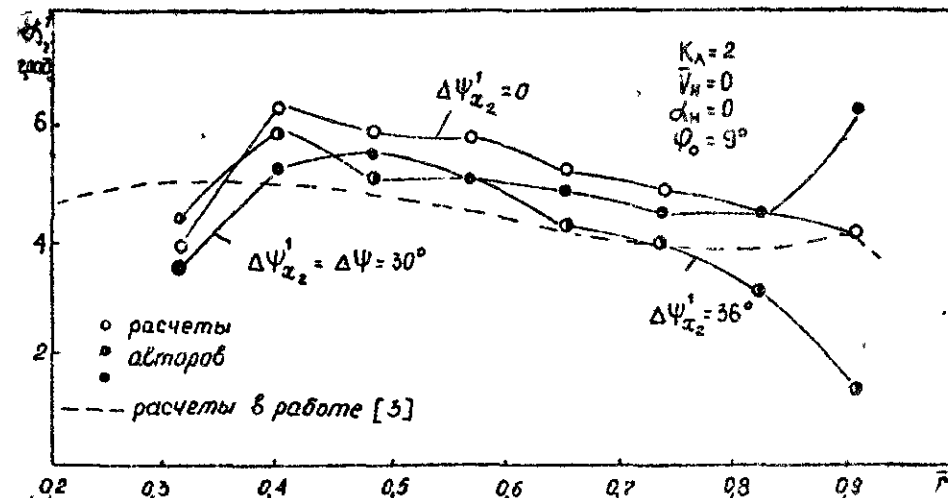


Рис. 4

Окончательно получается выражение для расчета углов атаки сечений лопасти

$$\alpha^j = \varphi_0 - \frac{\Delta \varphi_z}{1 - \bar{r}_{\text{ст}}} (x_2^j - 0,7) + \operatorname{arctg} \left(\frac{a_{12} W_{0x}^j + a_{22} W_{0y}^j + a_{32} W_{0z}^j}{a_{13} W_{0x}^j + a_{23} W_{0y}^j + a_{33} W_{0z}^j} \right).$$

3. Пример расчета

Приводится пример расчета углов атаки сечений по длине лопасти для двухлопастного винта на висении вне влияния земли. Несущий винт имел следующие геометрические и кинематические параметры: радиус винта $R = 6,705$ м; хорда сечения лопасти $b = 0,686$ м; радиус втулки $r_{\text{ст}} = 1,9$ м; окружная скорость концов лопастей 210 м/с; угол установки лопастей $\varphi_0 = 9^\circ$; угол атаки несущего винта $\alpha_n = 0^\circ$; суммарный угол закручивания лопастей по линейному закону $\Delta \varphi_z = 10^\circ$.

Лопасты несущего винта принимались абсолютно жесткими, моментно закрепленными к втулке. Вихревая модель винта представлена на рис. 3.

Из рис. 4 видно, что при $\bar{r} = 0,4 \dots 0,75$ имеет место удовлетворительное совпадение α^j с известными данными линейной теории [3]. При этом более точным является расчет в точках луча Ox_2 , выдвинутого вперед лопасти на углы $\Delta \psi_{x_2}^j = \Delta \psi = 30^\circ$ и $\Delta \psi_{x_2}^j = 36^\circ$. При расчете α^j в точках, расположенных на оси первых поперечных вихревых отрезков ($\Delta \psi_{x_2}^j = 0$) более точным является совпадение в концевых сечениях лопасти.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Никит М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.

2. В а с и л В.А., Л о к т е в Б.Е. Метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.
3. Kosurek J.D and Tangler J.L. A Prescribed Wake Lifting Surface Hover Performance Analysis J. American Helicopter Soc. II, N4, 1977.

В.А.Симоненко, И.К.Тоцгин

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСУЩЕГО ВИНТА ВЕРТОЛЕТА В СПУТНОМ СЛЕДЕ

Учень часто при выполнении групповых полетов могут возникать ситуации, когда один из вертолетов пересекает след другого. В этом случае происходит резкое изменение картины обтекания несущего винта вертолета, вошедшего в след, и, как следствие, изменяются его аэродинамические характеристики. Это может привести к изменению пространственного положения вертолета и траектории его полета, а при полетах в плотных отрядах или быстрых перестроениях - к снижению безопасности полетов. Поэтому исследование таких режимов является задачей актуальной.

Широкое развитие ЭВМ дает возможность проводить данные исследования с использованием современных численных методов расчета аэродинамических характеристик несущих винтов вертолетов [1, 2].

1. Методика расчета

Методика расчета аэродинамических характеристик изолированных несущих винтов и их комбинаций достаточно подробно изложена в работах [1-3]. Особенности решения рассматриваемой в данной работе задачи является то, что один из вертолетов перемещается в пространстве со скоростью, не равной скорости полета вертолета, издающего след. Возможны два варианта решения задачи.

Первый вариант. Рассматривается работа комбинации несущих винтов по методу, изложенному в работе [3], и определяется в полном объеме аэродинамические характеристики винтов (суммарные, распределенные, тяговые и моментные), а также производится уточнение всей вихревой структуры за винтами с учетом их взаимного влияния на каждом расчетном шаге. Взаимное расположение винтов характеризуется параметрами представленными на рис. 1 и в ходе расчета не изменяются.

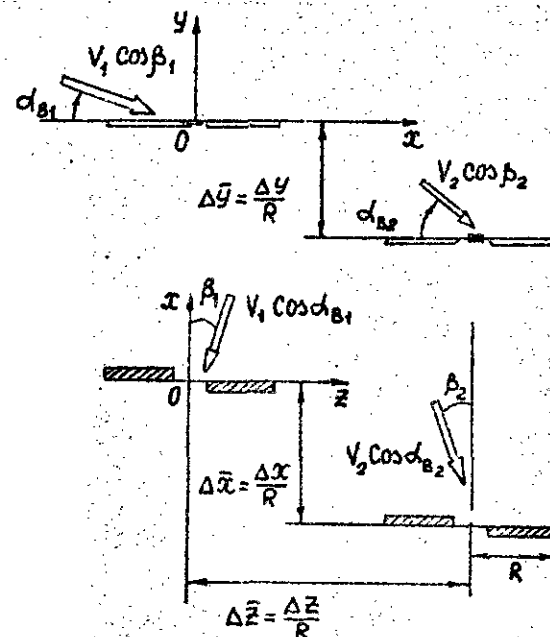


Рис. 1

Второй вариант. Рассматривается работа изолированного несущего винта [1, 2] и сохраняется на магнитных носителях ЭВМ вся информация о форме и характеристиках следа. Причем расчетная схема (количество вихрей, моделирующих несущие поверхности) может быть достаточно грубой. Затем след (его координаты) смещается по осям Ox , Oy и Oz на расстояния $x_{с_0}$, $y_{с_0}$ и $z_{с_0}$ (рис. 2), которые выбираются из условия полного отсутствия влияния следа на аэродинамику винта № 2. Это расстояние, как показали исследования, проведенные Б.Е.Локтевым и А.М.Малыром, оставляет три и более радиусов несущего

винта вертолета. Аэродинамические характеристики винта № 2 рассчитываются по времени до окончания переходного процесса. Затем начинается смещение координат следа винта № 1 в зависимости от заданных условий движения винта № 2. Выполняется уточнение координат пеленги обеих винтов на каждом расчетном шаге, причем уточнение производится только для тех точек пеленги, расстояние между которыми меньше или равно $3R$ (R — радиус несущего винта вертолета). Это позволяет существенно экономить машинное время, а кроме того, получать не только аэродинамические характеристики при пересечении одним из вертолетов следа другого вертолета, но и исследовать динамику движения вертолетов в этом случае.

Смещение свободной вихревой пеленги в расчете происходит в два этапа. Вначале выполняется параллельное сдвиги Ox , Oy и Oz смещение координат пеленги в точки:

$$x_i = x_{i-1} + U_x \Delta t,$$

$$y_i = y_{i-1} + U_y \Delta t,$$

$$z_i = z_{i-1} + U_z \Delta t.$$

где: $U_x = V_2 \cos \beta_2 \cos \alpha_{B_2}$, $U_y = V_2 \sin \alpha_{B_2}$ и $U_z = V_2 \sin \beta_2 \cos \alpha_{B_2}$ — составляющие вектора скорости полета вертолета № 2; Δt — промежуток времени между расчетными шагами i и $i+1$.

Затем уточняется положение вихревых пеленг винтов с учетом их взаимного влияния.

Следует заметить, что при подходе пеленги винта № 1 к винту № 2 на расстояние менее R необходимо уменьшить шаг дискретности (Δt) в 1,5-2 раза с целью получения более полной информации о характеристиках винта № 2 при пересечении им следа винта № 1.

2. Некоторые результаты расчетов

На рис. 3-8 в качестве примеров представлены результаты расчетов аэродинамических характеристик винтов вертолетов, работающих в следе. Расчеты выполнены по первому варианту.

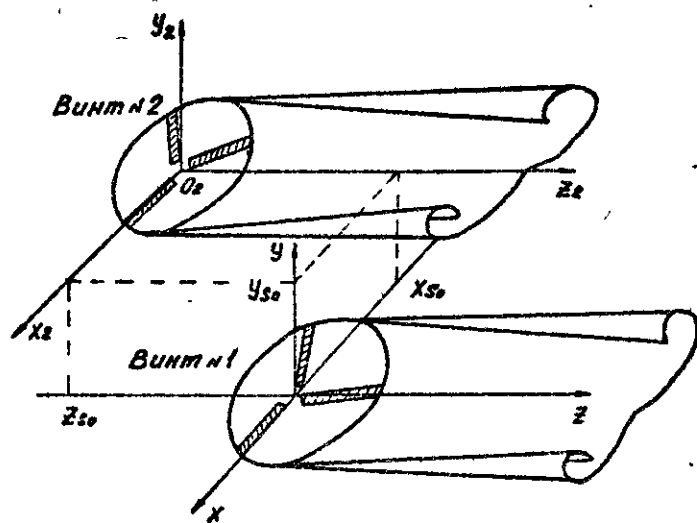


Рис. 2

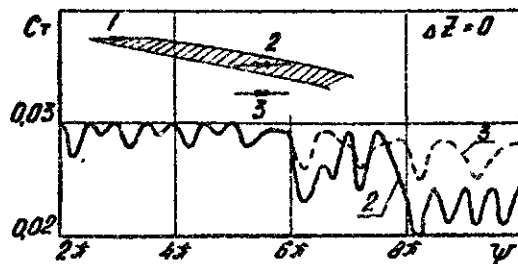
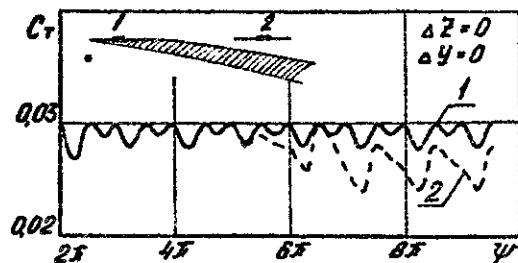


Рис. 3

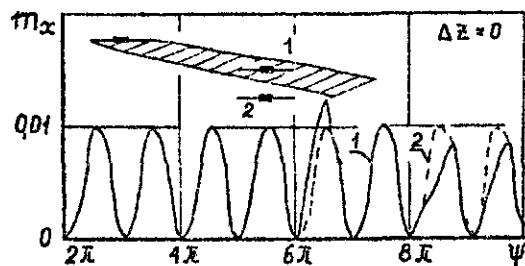
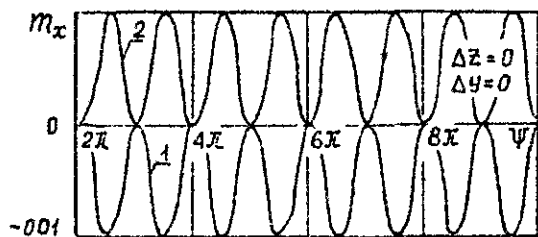


Рис. 4

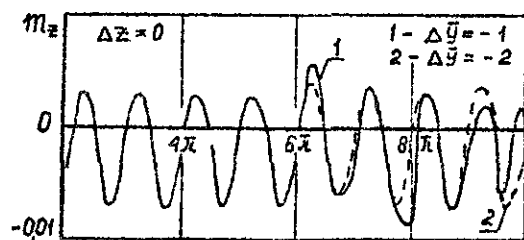
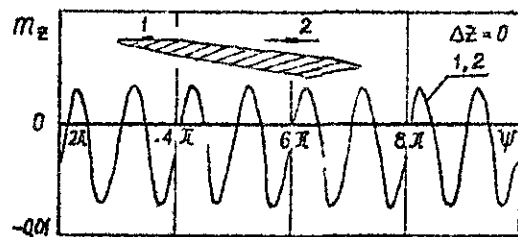


Рис. 5

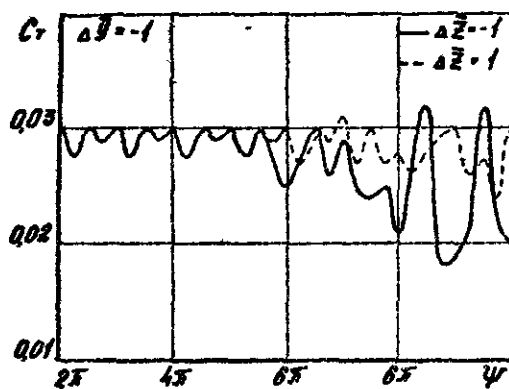


Рис 6

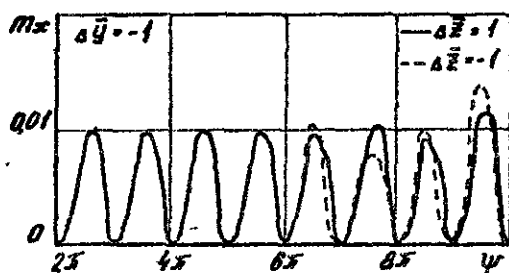


Рис. 7

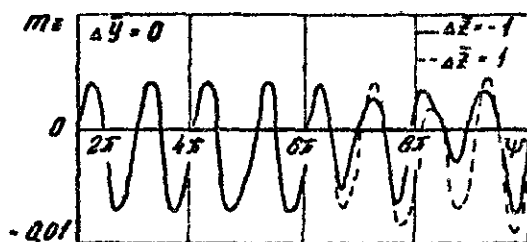


Рис 8

Исследовалась работа двух несущих винтов вертолетов, расположенных один от другого на расстояниях $\Delta x = 5R$, $\Delta z = 0$. При этом Δy изменялось от 0 до $-2R$. Из анализа рис. 3 видно, что во всех случаях изменения наблюдается падение коэффициента тяги (C_T) винта, работающего в следе. Наибольшее падение C_T (около 23%) наблюдается при полном входе винта в след. Это может привести к снижению вертолета, а при полете плотным строем послужить причиной создания опасной ситуации. При этом видовой тенденции к изменению моментных характеристик на несущем винте не наблюдается (рис. 4, 5).

Предположим теперь, что вертолет входит в след справа или слева при $\Delta \bar{x} = 5$ и $\Delta \bar{y} = -1$. Как видно из рис. 6, наиболее нежелательным является вход в след (и работа в нем) при $\Delta \bar{z} = -1R$, где наблюдается не только падение C_T , но его существенное изменение во времени, что приведет к значительным вибрациям вертолета. Это наряду с "просадкой" вертолета из-за падения C_T , также может повлечь за собой создание опасной ситуации при полетах плотными строями. Как показывает анализ изменения моментных характеристик несущего винта (рис. 7, 8), тенденции к кренению винта или изменению его угла тангажа практически не наблюдается.

Таким образом, приведенные выше примеры показывают, что предложенные методики позволяют исследовать изменение аэродинамических характеристик несущих винтов вертолетов, работающих в следе, индуцированным другим винтом. Получаемые при этом аэродинамические характеристики дают возможность определить основные тенденции в поведении вертолета, попавшего в след от другого вертолета.

Литература

1. Белоцерковский И.С.М., Васин В.А., Локтев Б.Е. К математическому моделированию нестационарного обтекания несущего винта. Докл. АН СССР, т. 240, № 6, 1978.

2. Васин В.А., Локтев Б.Е. Метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.
3. Локтев Б.Е. Метод расчета аэродинамических характеристик многовинтовых систем. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1982.

А.П.Риндзяев, В.А.Симоненко
В.В.Чичикайло

К ВОПРОСУ О МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕСУЩЕГО
ВИНТА ВЕРТОЛЕТА С УЧЕТОМ РАБОТЫ СИЛОВОЙ
УСТАНОВКИ

Математическая модель и метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета изложены в работах [1,2]. Разработанный численный метод предусматривает решение системы алгебраических уравнений вида:

$$\sum_{m=1}^{k_A} \sum_{k=1}^{N+1} \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma \mu \mu k}^{\mu k-12} \cdot a_{\mu \mu k \rho \rho-1}^{\mu k-1 \rho \rho-1} + \sum_{m=1}^{k_A} \sum_{k=1}^{N+1} \delta_{m k k-1}^{(1)2} a_{m \mu \mu k \rho \rho-1}^{n+1 k+1 \rho \rho-1} = H_{m \rho \rho-1}^{\rho \rho-12} \quad (1)$$

$$\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma \mu \mu k}^{\mu k-12} + a_{m k k-1}^{(1)2} = - \sum_{s=1}^{2-1} \delta_{m k k-1}^{(1)s} \quad (2)$$

$\gamma = 1, 2, \dots, n$; $\rho = 1, 2, \dots, N$; $k = 1, 2, \dots, N$; $m = 1, 2, \dots, k_A$.

Правые части системы уравнений представляют собой функции, зависящие от ряда геометрических и кинематических параметров, а именно:

$$H_{m \rho \rho-1}^{\rho \rho-1} = f(\alpha_n, \psi, \omega, \delta^{(1,2,2')}, \Delta^{(1,2,2')}, \cos(n, x), \cos(n, y), \cos(n, z), x, y, z, \omega_n)$$

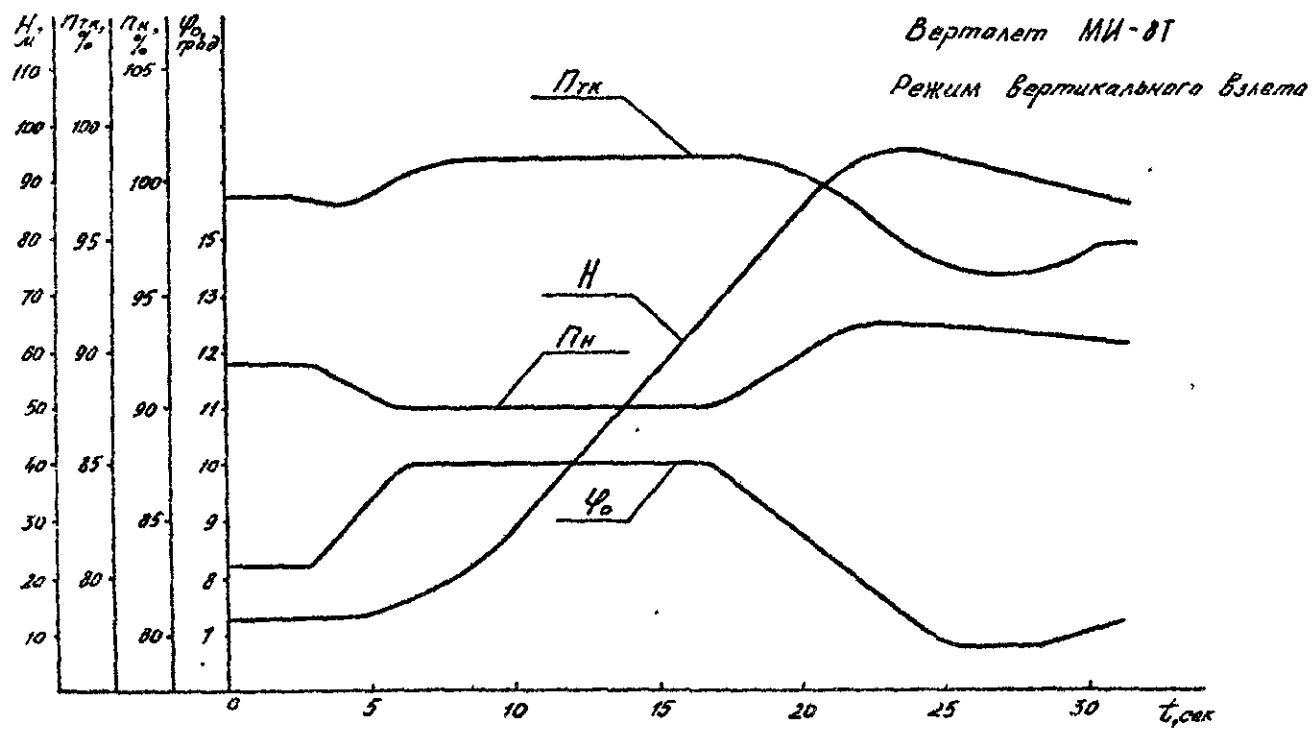


Рис 1

В частности, одним из аргументов является угловая скорость вращения несущего винта (ω_n). При рассмотрении стационарных режимов работы угловая скорость вращения несущего винта задаётся и остаётся постоянной в процессе расчетов, а на переходных режимах возможно её изменение. Существенную роль на изменение угловой скорости вращения винта оказывает работа силовой установки. Это обусловлено инерционностью роторов двигателей и работой автоматики. В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости общего шага $\varphi_0 = f(t)$, частоты вращения несущего винта $n_n = f(t)$, частоты вращения турбокомпрессора $n_{тк} = f(t)$ и высоты $H = f(t)$, снятые с осциллограммы на режиме вертикального взлета вертолета МИ - 8Т.

Для учета работы силовой установки можно использовать два подхода.

1. Использование экспериментальных данных.

В результате обработки данных объективного контроля можно получить зависимости $\varphi_0 = f(t)$ и $n_n = f(\Delta\varphi_0)$. В данной статье приводятся графики таких зависимостей, полученных в результате летного эксперимента (рис. 1, 2). В дальнейшем их можно использовать при решении задачи по определению аэродинамических характеристик несущего винта. Данные можно вводить в табличном виде или описывая зависимость с помощью

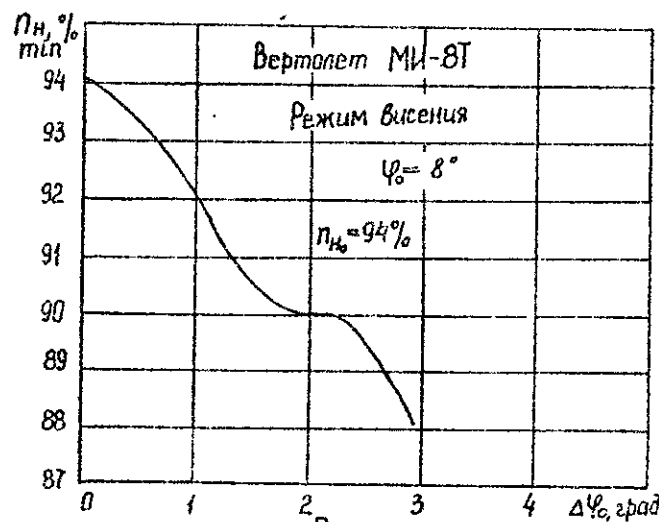


Рис. 2

полинома.

Недостатком данного подхода является необходимость проведения летного эксперимента, это связано с затратами времени и материальных средств.

2. Использование математической модели силовой установки.

Полное моделирование силовой установки является сложной задачей, требующей разработки сложного алгоритма и большого количества машинного времени. Такая модель необходима для изучения различных процессов, в том числе происходящих в двигателе. Для решения задачи динамики несущего винта необходимости в такой сложной модели нет. Основными требованиями в этом случае являются:

- обеспечение изменения оборотов несущего винта на переходных режимах, близкое к летным испытаниям;
- достаточная простота модели, обеспечивающая минимальные затраты машинного времени.

Исходя из этого, динамику силовой установки предполагается моделировать следующим передаточным звеном:

$$T_2 \dot{n}_{тк} - T_1 K_1 \dot{n}_n = -K_1 (n_n - n_{n0}) - (n_{тк} - n_{тк0}) + K_2 (\varphi_0 - \varphi_{00}), \quad (3)$$

где $n_{тк}$ - частота вращения турбокомпрессора двигателя;

- частота вращения несущего винта вертолета; K_1, K_2 - коэффициенты кинематической связи; T_1, T_2 - постоянные времени; $n_{n0}, n_{тк0}, \varphi_{00}$ - балансирующие значения соответственно частоты вращения несущего винта, частоты вращения турбокомпрессора, общего шага несущего винта. Используем также уравнение, характеризующее зависимость частоты вращения несущего винта от разности моментов, потребного и располагаемого:

$$J_{\omega} \dot{\omega}_n = M_{дв} - M_k \quad (4)$$

Здесь J_{ω} - момент инерции несущего винта и связанных с ним агрегатов, приведенный ко втулке несущего винта; $M_{дв}$ - располагаемый момент на втулке несущего винта, т.е. момент, подводимый к винту от свободной турбины двигателя; M_k -

крутящий момент на втулке несущего винта; ω_n — частота вращения несущего винта.

Связь между частотой вращения несущего винта, входящей в передаточную функцию, и угловой скоростью, входящей в уравнение (4), следующая:

$$n_n = \frac{\omega_n}{2\pi} \quad (5)$$

Необходимо также использовать графическую зависимость

$N_{gb} = f(n_{TK})$, где N_{gb} — мощность, развиваемая двигателем. Эта графическая зависимость приводится в техническом описании двигателя. А момент, передаваемый на втулку несущего винта от силовой установки, вычисляется по формуле

$$M_{gb} = z_{gb} \xi_{тр} \frac{N_{gb}}{\omega_n}, \quad (6)$$

где z_{gb} — количество двигателей; $\xi_{тр}$ — коэффициент потерь мощности в трансмиссии. Можно показать, что уравнения (1) — (6) образуют замкнутую систему уравнений, в которой число уравнений соответствует числу неизвестных. Но совместное решение системы уравнений (1) — (6) представляет большие трудности. Поэтому предлагается последовательное решение по временным шагам, совпадающим с шагами решения аэродинамической задачи. Возможный вариант алгоритма решения в виде блок-схемы представлен на рис. 3. Сначала решается аэродинамическая задача. Угловая скорость вращения несущего винта и шаг установки лопастей фиксированы и определены заданным режимом работы. Счет идет до выхода на установившиеся значения аэродинамических коэффициентов. Считаем, что на этот момент времени силовая установка и несущий винт сбалансированы ($M_K = M_{gb}$, $n_{TK} = n_{TK0}$, $n_n = n_{n0}$). В качестве примера положим, что в заданный момент времени начинает изменяться общий шаг установки лопастей несущего винта (φ_0) от φ_{00} до φ_{0K} . Изменение φ_0 происходит ступенчато по временным шагам. При этом $\varphi_{0i} = \varphi_{0i-1} + \Delta\varphi_0$, где величина $\Delta\varphi_0$ вычисляется в зависимости от темпа перемещения ручки "шаг — газ".

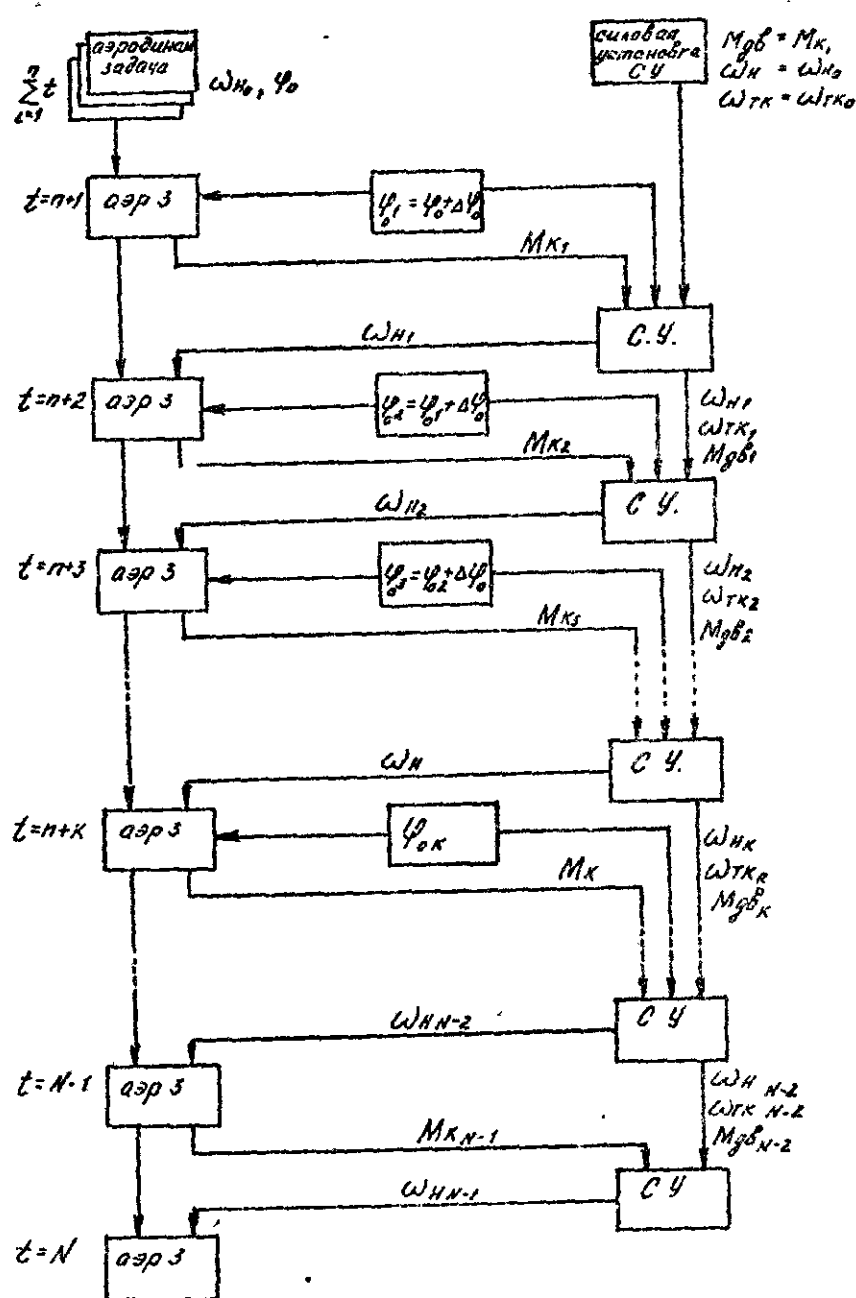


Рис. 3

В первый момент времени после начала изменения общего шага ($\varphi_0 = \varphi_{0c} + \Delta \varphi_0$) решается аэродинамическая задача. В результате решения находятся значение M_{κ_1} , соответствующее φ_{0_1} . Затем в рамках этого же временного шага решаются уравнения математической модели двигателя. Решая совместно уравнения (3) и (4), находим значение n_{TK} . Используя это найденное значение, по графику зависимости $N_{\kappa\delta} = f(n_{TK})$ находим значение мощности двигателя при данных оборотах турбокомпрессора. Далее, используя формулу (6), находим $M_{\delta\delta_1}$ и по формуле (4) — угловую скорость вращения несущего винта (ω_{H_1}). Вычисленное таким образом новое значение (ω_{H_1}) используем при расчете аэродинамических коэффициентов на следующем временном шаге. При этом $\varphi_{0_2} = \varphi_{0_1} + \Delta \varphi_0$, $\omega_H = \omega_{H_1}$.

Расчет продолжается до тех пор, пока φ_0 не станет равным $\varphi_{0\kappa}$ (т.е. новому установившемуся значению). Далее $\varphi_0 = \varphi_{0\kappa}$ и остается неизменным, а расчет продолжается до тех пор, пока обороты несущего винта не выйдут на новое установившееся значение, соответствующее $\varphi_{0\kappa}$.

Таким образом, получаем картину изменения характеристик несущего винта на переходном режиме, который появился вследствие изменения летчиком общего шага несущего винта.

В общем случае в процессе расчета могут изменяться и другие параметры, такие, как коэффициент крутящего момента, частота вращения турбокомпрессора двигателя. Это также, согласно используемой математической модели, приведет к изменению оборотов несущего винта вертолета.

онарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно — методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1977.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Васи В.А., Локтев Б.Е. К математическому нелинейному моделированию нестационарного обтекания несущего винта. Докл. АН СССР, т. 240, № 6, 1978.
2. Васи В.А., Локтев Б.Е. Метод расчета нестаци-

В.В.Чичкайло

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА И ЕГО ИНТЕНСИВНОСТИ НА
АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУЛЕВОГО ВИНТА
ВЕРТОЛЕТА

В данной работе на основе [1, 2] анализируются результаты расчетов аэродинамических характеристик рулевого винта вертолета при работе его в комбинации с несущим винтом.

При эксплуатации одновинтовых вертолетов может возникнуть режим "самопроизвольного" или "неуправляемого" вращения. Тенденция к развороту влево (при ветре как слева, так и справа) присуща всем одновинтовым вертолетам. Основную роль в данном случае играет рулевой винт из-за особенностей работы его в косом воздушном потоке.

Влияние ветра на рулевой винт вертолета, когда ветер дует на вертолет справа, исследовалось в работе [3]. Для более глубокого анализа сущности явления были проведены расчеты по определению аэродинамических характеристик рулевого винта при различных направлениях ветра с учетом и без учета влияния земной поверхности. Сравнивались аэродинамические характеристики для рулевых винтов прямого и обратного вращения. Прямым считается направление вращения лопастей рулевого винта по часовой стрелке при виде на вертолет слева по полету.

Расчеты производились при условии, что взаимная ориентация несущего и рулевого винтов, а также геометрические характеристики задавались такими же, как для вертолетов МИ-8. Коэффициент заполнения винтов принимался $\beta_H = 0,0777$.

$\beta_P = 0,135$. Радиус несущего винта (R) принимался в пять

раз большим радиуса рулевого винта (R_P), а угловые скорости вращения несущего винта (ω_H) в пять раз меньше угловых скоростей рулевого винта (ω_P). Число лопастей для всех винтов принималось равным двум. Углы установки лопастей несущего (φ_0) и рулевого (φ_{0P}) винтов брались равными 15° . Такие углы установки могут быть при взлете, висении или зависании на посадке на пределе эксплуатационных возможностей, когда запасы путевого управления почти или полностью исчерпаны. Граничные условия изменялись по закону:

$$\psi = 0; \quad \omega_H = \omega_P = 0; \quad u = \frac{V_0}{\omega_H R} = 0;$$

$$\psi > 0; \quad \omega_H = 0,2 \omega_P = \text{const}; \quad u = 0,035$$

Относительная скорость набегающего потока $u = 0,035$ соответствует скорости 7,5 км/час. Такая скорость набегающего потока поддерживалась постоянной, но направление набегающего потока изменялось по азимуту от 0 до 360° при угле атаки несущего винта $\alpha_H = 0^\circ$.

Получены зависимости изменения коэффициента тяги рулевого винта при изменении направления набегающего потока. Эти зависимости представлены на рис. 1-4. На рис. 1 и 2 для сравнения представлены также зависимости C_{TP} от азимутального угла (β), приведенные в работе 4. Видно, что качественно зависимости совпадают при некоторых количественных расхождениях. Для анализа полученных результатов рассмотрим поля скоростей в районе рулевого винта, вихревые структуры, а также зависимости изменения C_{TP} от азимутального положения лопастей.

При работе вне влияния земли (рис. 1) рулевой винт прямого вращения имеет провалы тяги при левом боковом ветре и несколько больший провал при правом боковом ветре. При встречном и попутном ветре значения коэффициента C_{TP} немного больше, чем при работе рулевого винта в штиль. Провал тяги при левом боковом ветре объясняется тем, что уменьшились углы атаки лопастей. Пелена за винтом равномерно сносится по потоку вправо (рис. 5) и пульсации тяги имеют периодический характер при небольшой амплитуде (рис. 6, а). При правом боковом ветре падение тяги рулевого винта происходит ввиду попадания его в режим "вихревого кольца" (рис. 7). На рисунке наглядно видно

крутовое движение воздуха в районе концевых участков лопастей. Пелена за рулевым винтом не отходит от диска винта и рулевой винт работает в зоне возмущенного потока (рис. 8). При этом неизбежны более сильные пульсации тяги (рис. 6, б).

Значения коэффициента C_{T0} при встречном и попутном ветре примерно равны значениям коэффициента при работе рулевого винта в штиль. Это обусловлено тем, что вне влияния земли несущий винт оказывает существенно меньшее влияние на работу рулевого винта прямого вращения.

C_{T0} Рассмотрим, как влияет близость земли на работу рулевого винта прямого вращения. Характер изменения коэффициента тяги

в зависимости от направления ветра представлен на рис. 2. Высота до земли в расчетах бралась равной 0,6 радиуса несущего винта. Заметно, что изменились значения коэффициента при встречном и попутном ветре. Это обусловлено работой рулевого винта в потоке воздуха, отбрасываемого несущим винтом. При встречном ветре, как уже было показано в работе [5], тяга рулевого винта прямого вращения несколько падает, а при попутном ветре, наоборот, увеличивается по сравнению с работой винта в штиль. Поле скоростей в районе рулевого винта при ветре сзади представлено на рис. 9. Видно, что рулевой винт работает в потоке воздуха, направление которого у земли противоположно направлению вращения лопастей и скорость обтекания их увеличивается. Это и дает прирост тяги. Провал тяги при правом ветре также явно выражен, а провал тяги при левом боковом ветре незаметен. Меньшие по величине провалы тяги у земли можно объяснить следующим образом. На графиках (рис. 1, 2) приведены относительные величины коэффициента тяги C_{T0} . Коэффициент отнесен к значению $C_{T0,0}$ при работе винта в штиль. А эти значения различны при работе винта у земли и вне её влияния. Наглядно это показано на рис. 10. При работе вблизи земли в штиль тяга рулевого винта прямого вращения меньше, чем при его работе вне влияния земли. Объяснение этого дано в работе [5].

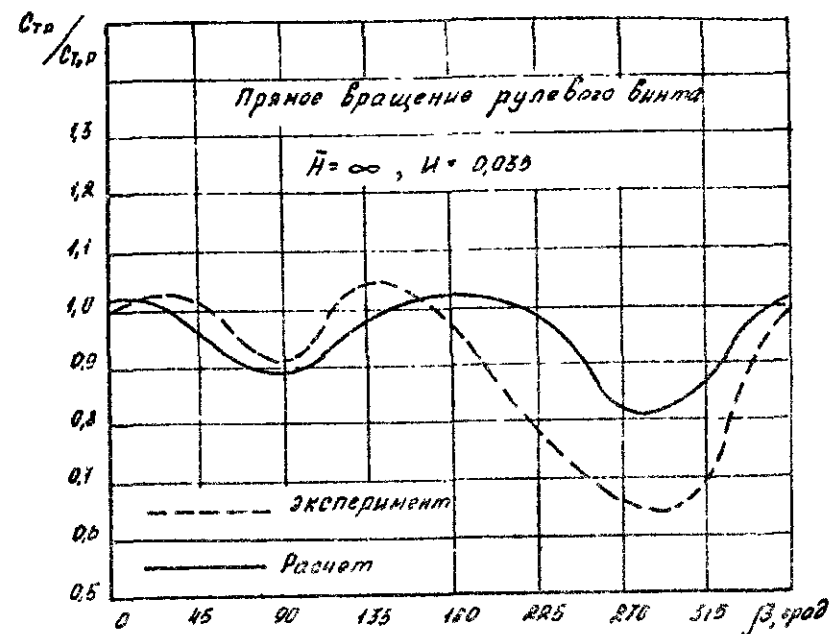


Рис. 1

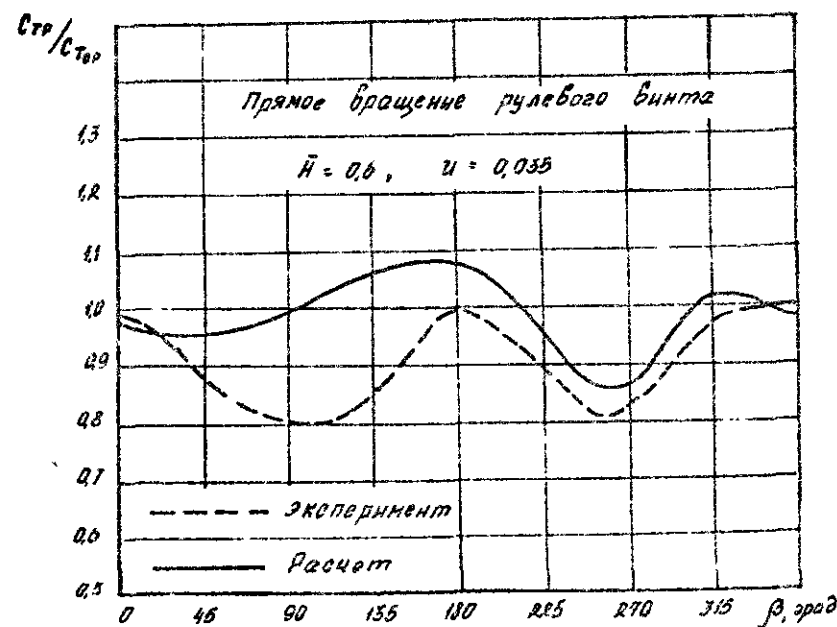


Рис. 2

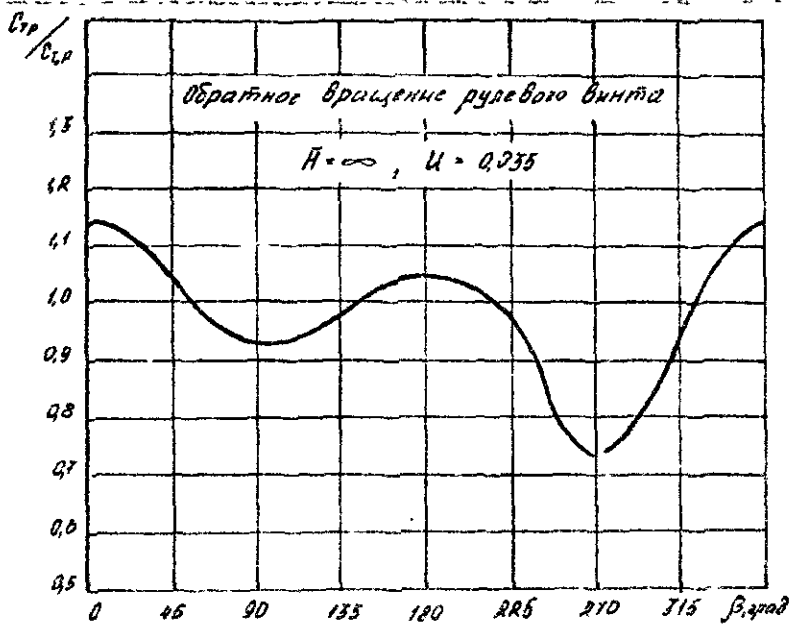


Рис 3

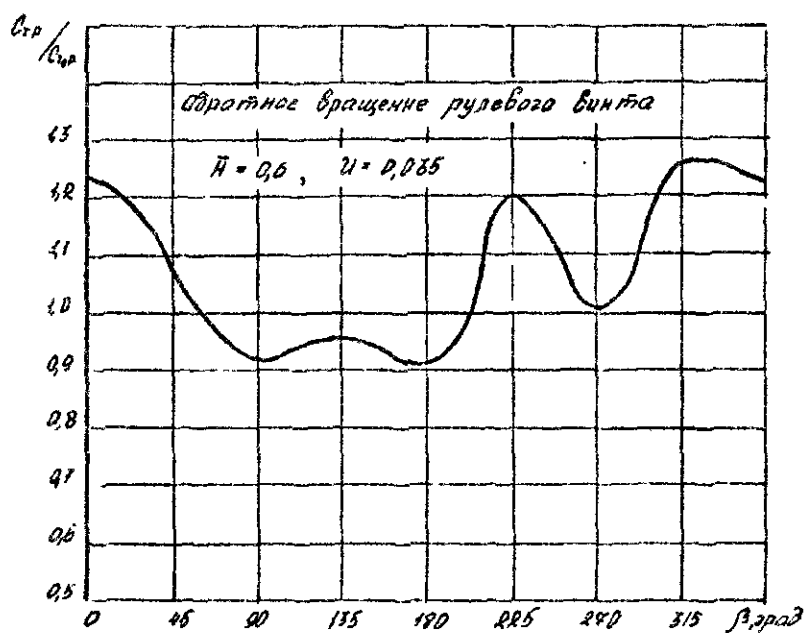


Рис 4

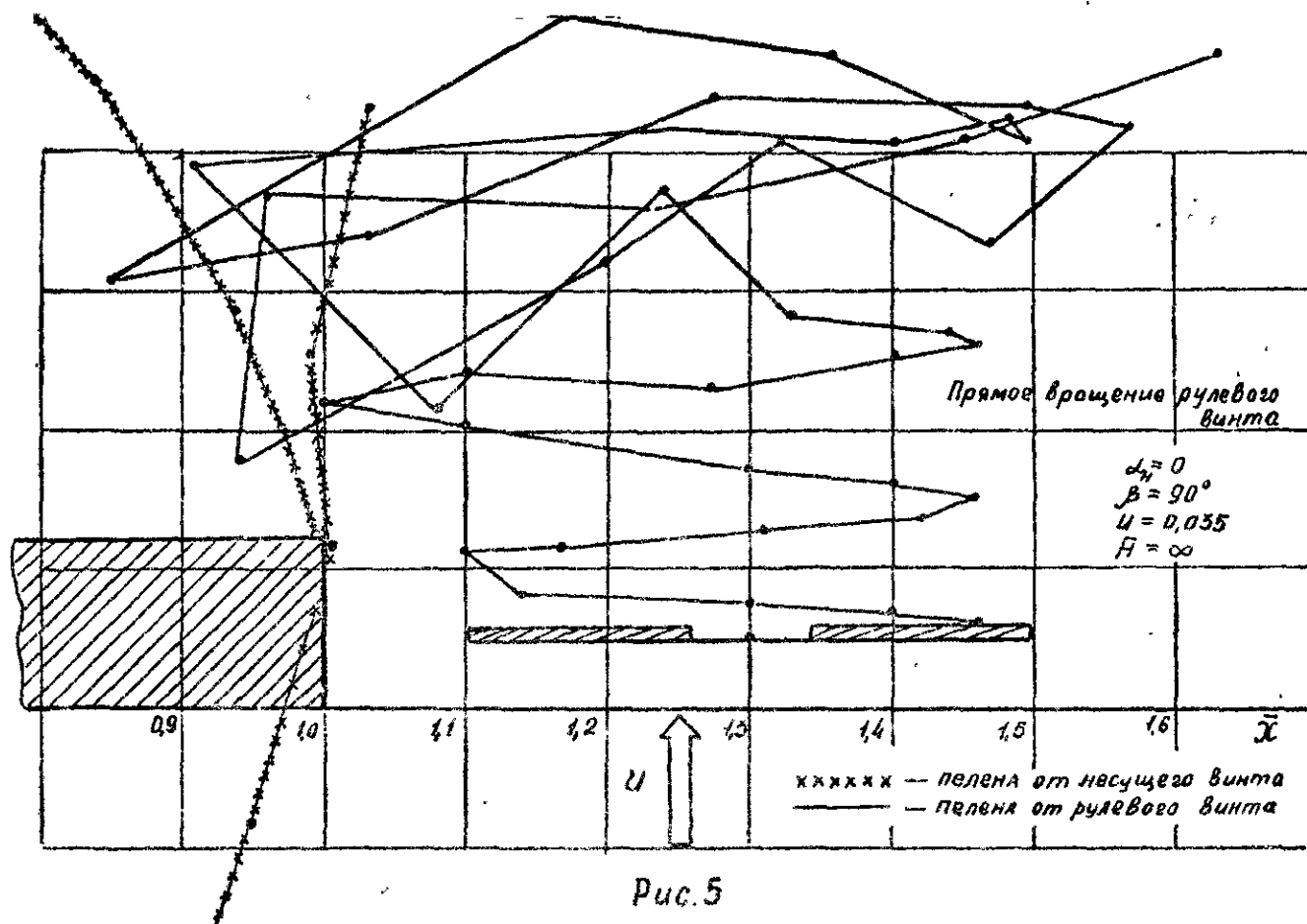


Рис. 5

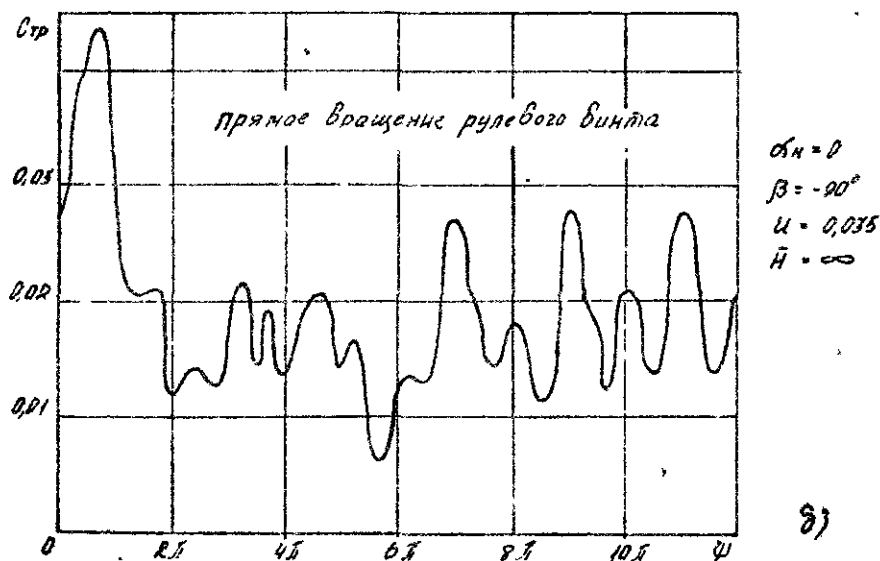
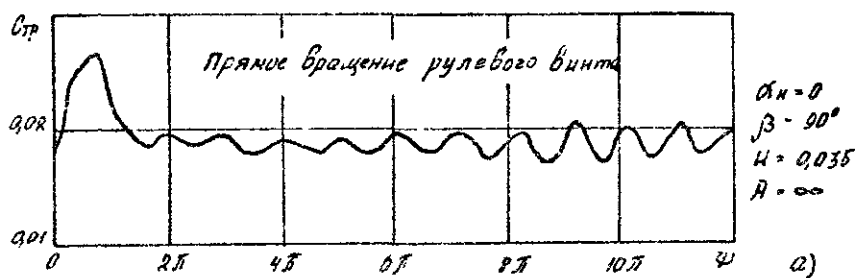
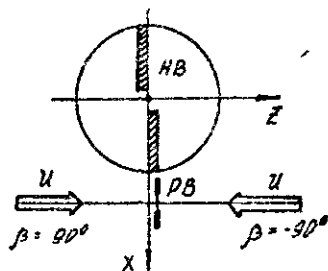
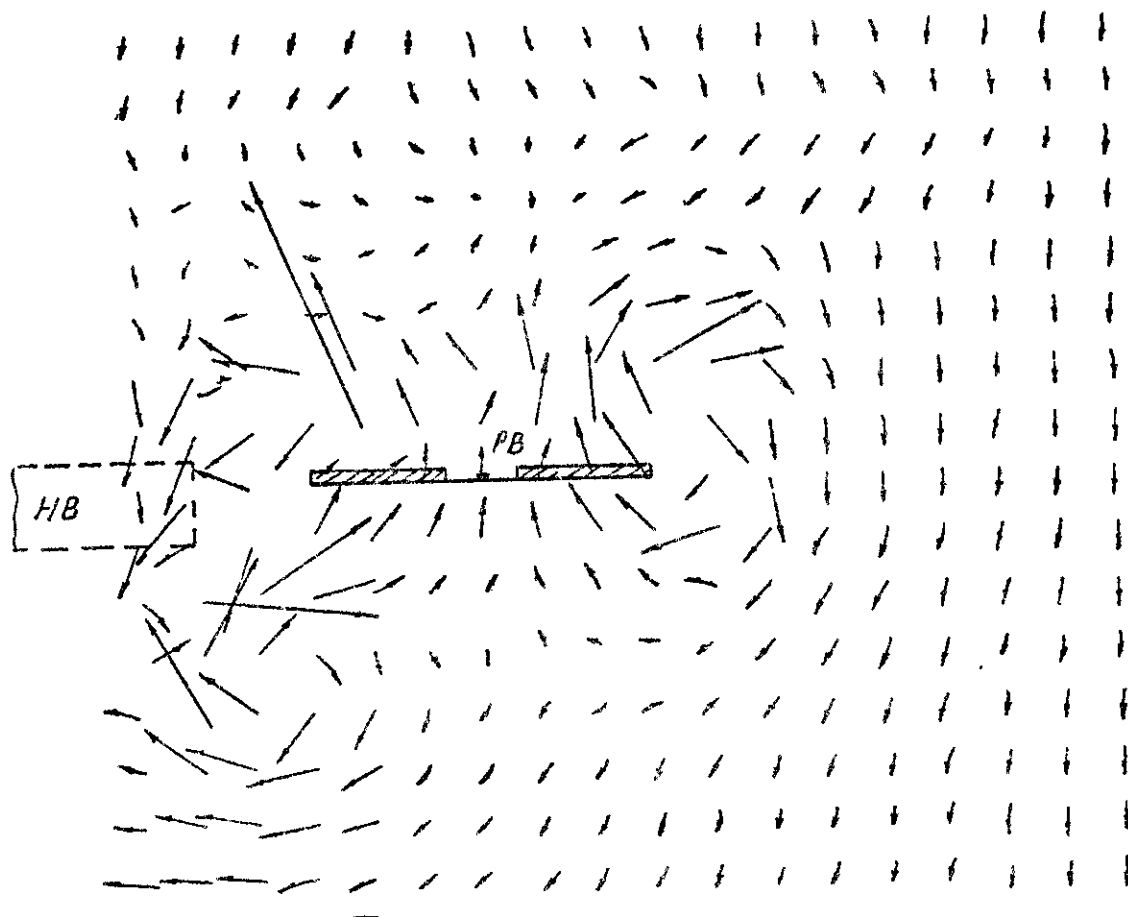
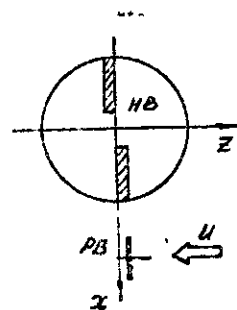


Рис. 6





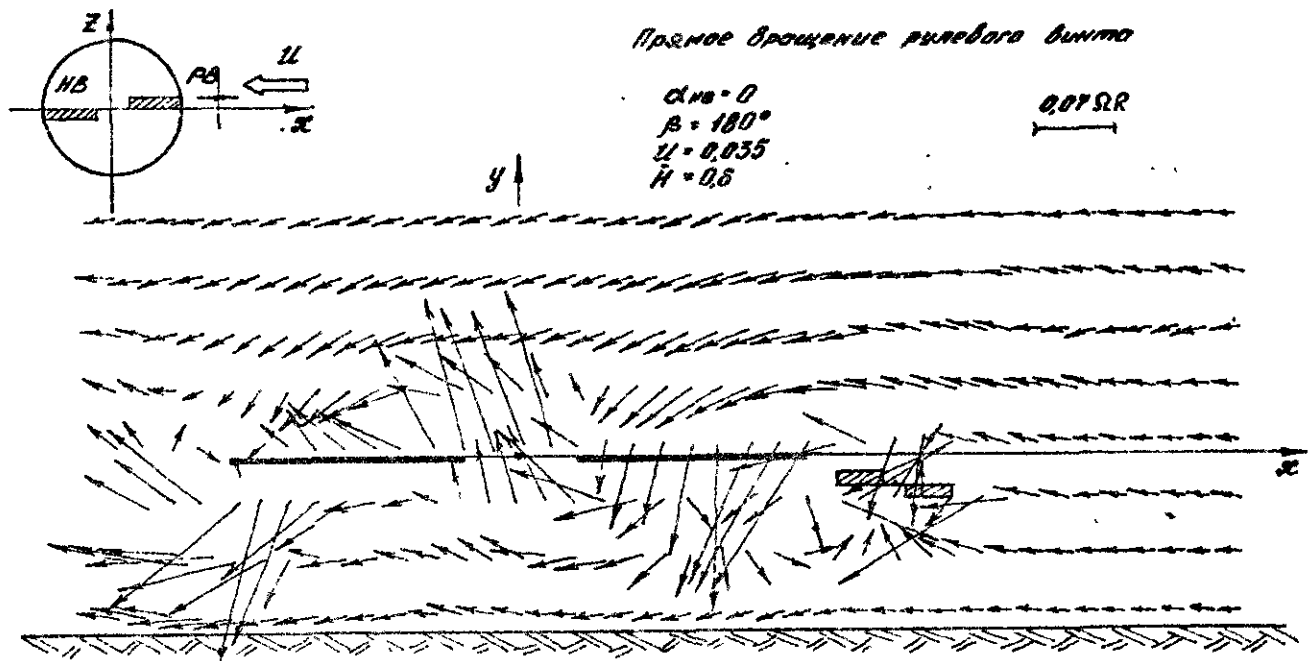
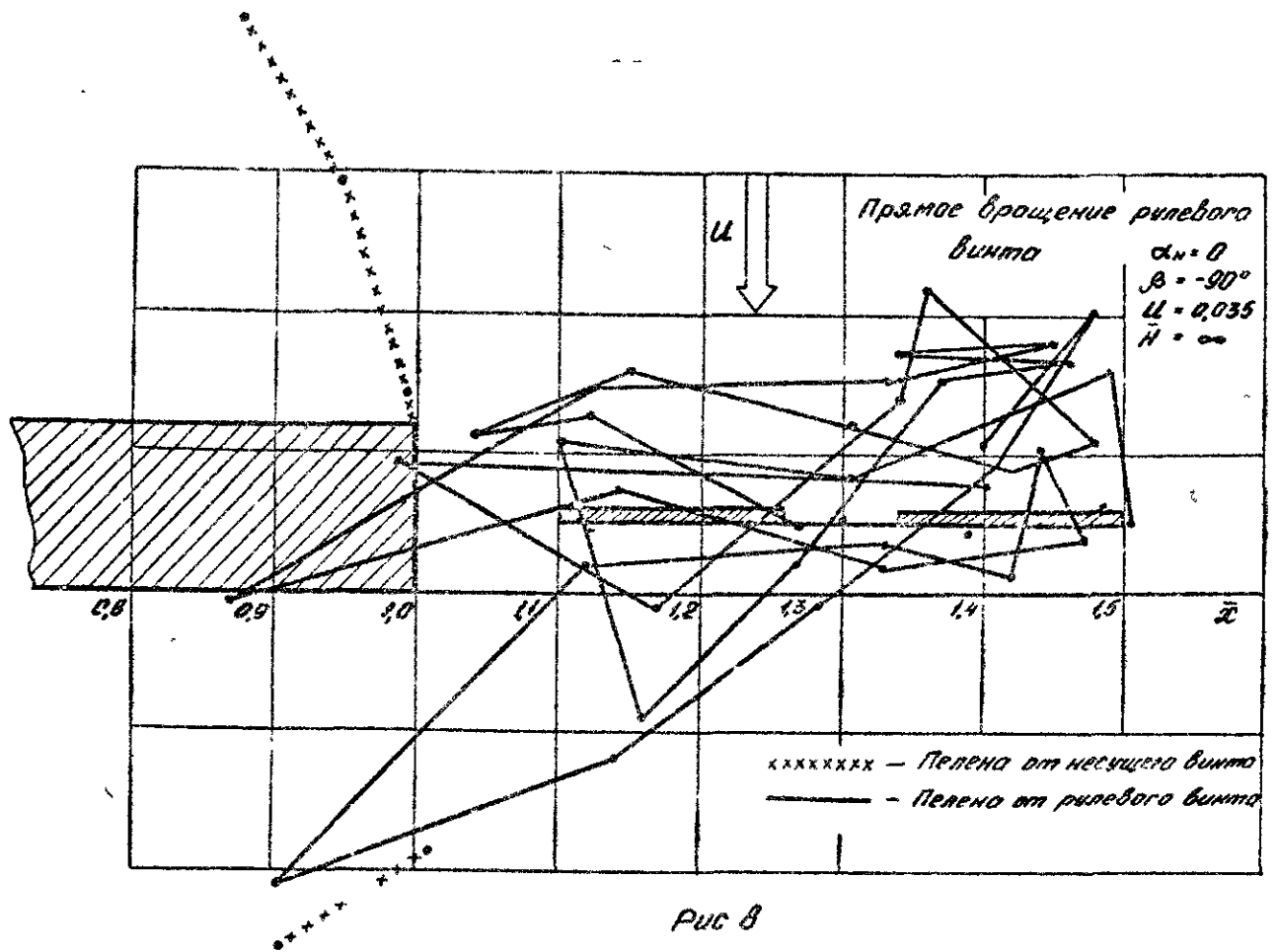
$0,02 \Omega R$



Прямое вращение
рулевого винта

$$\begin{aligned} \alpha_w &= 0 \\ \beta &= -90^\circ \\ u &= 0,035 \\ H &= \infty \end{aligned}$$

рис. 7



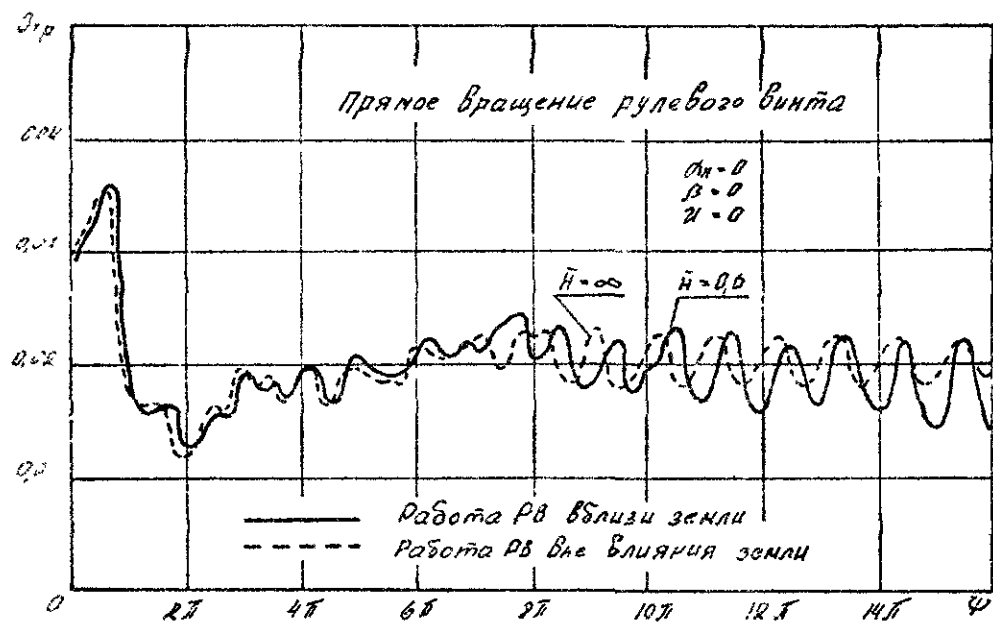


Рис 10

Литература

1. Белоцерковский С.М., Васин В.А.,
Локтев Б.Е. К математическому нелинейному моделированию нестационарного обтекания несущего винта. Докл. АН СССР, т. 240, № 6, 1978.
2. Васин В.А., Локтев Б.Е. Метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1977.
3. Локтев Б.Е., Онущкин Ю.П. К моделированию неуправляемого вращения вертолета на ЭВМ. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, вып. 1311, 1983.
4. Володко А.М. Основы летной эксплуатации вертолетов. Аэродинамика. М., "Транспорт", 1981.
5. Чичикайло В.В. Исследование аэродинамических характеристик несущего и рулевого винтов вертолета при работе вблизи земли. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.

В.В. Г у р и н

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО АЭРОДИНАМИКЕ ЛОПАСТИ С ПОВРЕЖДЕНИЯМИ

С целью получения информации по распределенным аэродинамическим характеристикам, а также в целях подтверждения достоверности математической модели винта [1] был подготовлен и проведен эксперимент в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей. Модель представляла собой отсек лопасти вертолета Ка-25 длиной 794 мм, с хордой $\delta = 371$ мм. Для имитации повреждений части лопасти А и Б (рис. 1) выполнены съемными. Верхняя и нижняя поверхности лопасти по исходному профилю (сечение I), на переходном участке (сечение II) и по сохранившемуся лонжерону (сечение III) дренировались. Отсеки А и Б могут сниматься и устанавливаться независимо друг от друга. По торцам отсека лопасти устанавливались прямоугольные шайбы толщиной 2 мм. Модель была подготовлена для проведения весового эксперимента для снятия суммарных характеристик и для снятия распределенных характеристик путем замера коэффициента давления в точках дренажа.

Продувки проводились в диапазоне углов атаки $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ с шагом $\Delta \alpha = 3^\circ$. Угол скольжения $\beta = 0$. Скорость в рабочей части трубы поддерживалась равной 32 м/с. При определении расчетного скоростного напора q_∞ вносится поправочный коэф-

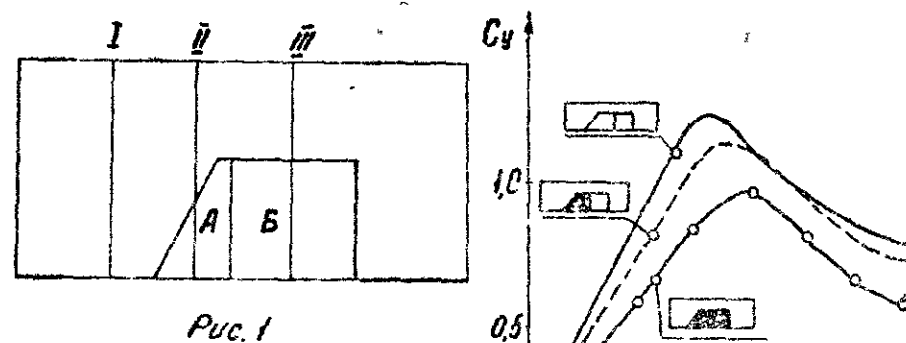


Рис. 1

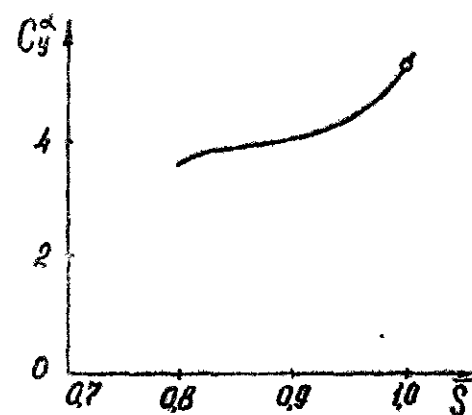


Рис. 3

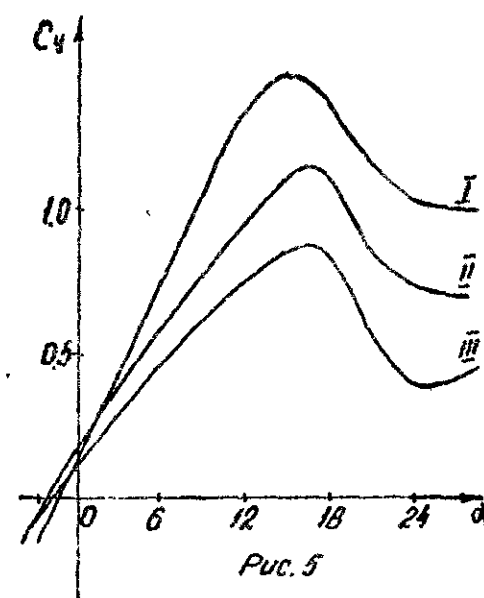


Рис. 5

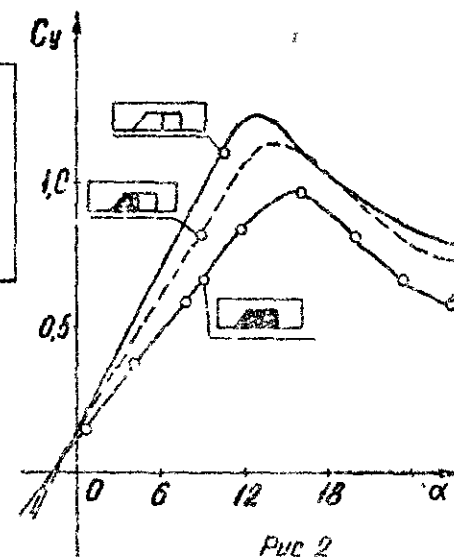


Рис. 2

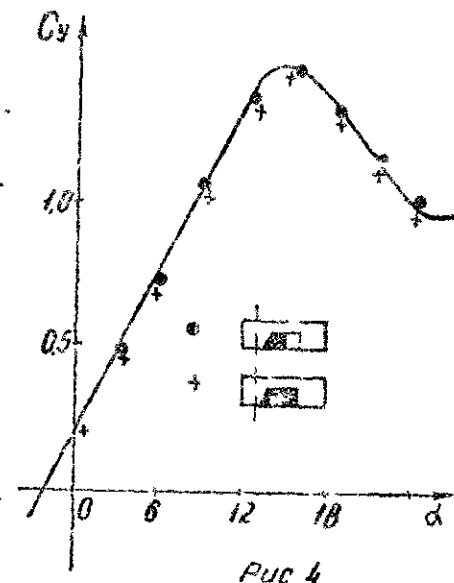


Рис. 4

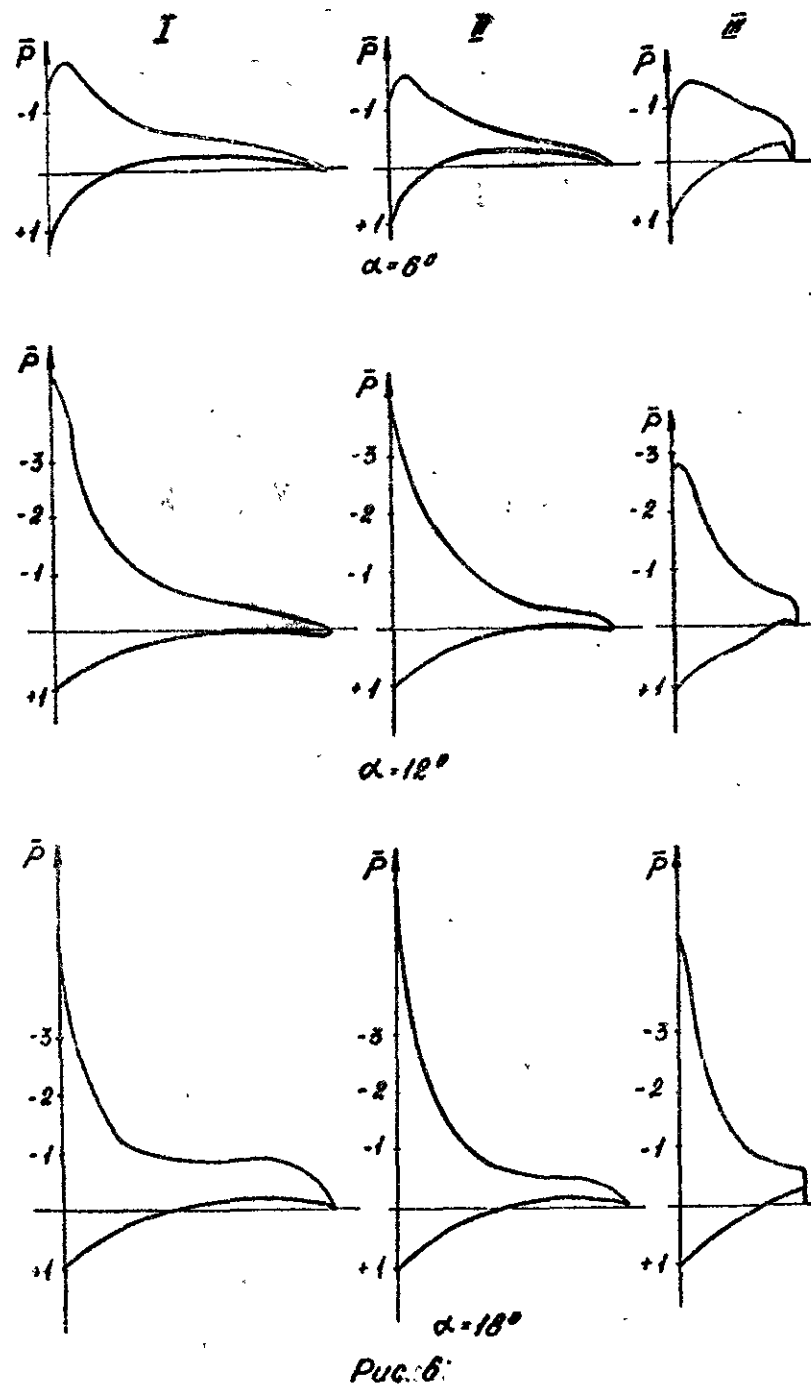


Рис. 6

коэффициент влияния цитов K . В данном эксперименте $K = 1,201$, т.е. $g_\infty = g_{\text{нр}} 1,201$.

Эксперимент проводился с тремя вариантами модели: исходной; со снятым отсеком Б; со снятыми отсеками А и Б.

В результате исследований установлено, что отсутствие части хвостовой площади лопасти приводит к уменьшению коэффициента подъемной силы C_y и его производной C_y' и тем в большей степени, чем больше площадь отсутствующей части отсека. На рис. 2 представлены зависимости коэффициента от угла атаки исходного отсека лопасти и поврежденного отсека. На ряду с уменьшением C_y' отсутствие части отсека C_y уменьшает и $C_{y \text{ max}}$, но $\alpha_{\text{кр}}$ несколько увеличивается. На рис. 3 дана зависимость $C_y'(\bar{s})$, где $\bar{s} = \frac{s_{\text{исх}} - s_{\text{отс}}}{s_{\text{исх}}}$, $s_{\text{отс}}$ - площадь отсутствующей части отсека.

Эксперимент также показал, что возмущения, вызванные отсутствующей частью отсека лопасти, локализируются в основном в ближайшей окрестности от источника возмущения. Подтверждением этому является рис. 4, на котором показана зависимость коэффициента подъемной силы сечения C_y' исходной модели. Точками помечены значения C_y' в сечении I (см. рис. 1) при наличии соответствующих повреждений. Значения C_y' в сечении для всех форм в плане практически совпадают. На рис. 5 представлены зависимости $C_y'(\alpha)$ в сечениях I, II и III отсека лопасти при отсутствии частей А и Б. Значение C_y' пересчитано на хорду $\bar{b} = 371$ мм.

На рис. 6 приведены картины распределения коэффициента давления по отсеку лопасти в сечениях I, II, III при отсутствии частей А и Б на углах атаки $\alpha = 6, 12$ и 18° . Распределение коэффициента давления, подчиняясь общему закону $\bar{p}(\bar{x})$, для сечений с вырывом получается более полным. При углах атаки $\alpha = 18^\circ$ реализуется закритическое по углу атаки обтекание. В данном случае картина $\bar{p}(\bar{x})$ при $\alpha = 18^\circ$ позволяет сделать вывод, что линия отрыва потока и при наличии повреждений располагается по всей длине отсека на одинаковом удалении от носка во всех рассмотренных сечениях.

Литература

Г у р и н В.В., Л о к т е в В.Е. Влияние формы лопасти на аэродинамические характеристики винта. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Э.Жуковского, 1983.

И.И.Д е р е в я н к о, Б.Е.Л о к т е в, Н.М.Л и с е н к о

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕСУЩЕГО ВИНТА С УЧЕТОМ УПРАВЛЯЮЩИХ ДЕЙСТВИЙ

Летчик управляет вертолетом, изменяя угол установки лопастей несущего винта (НВ). Основным механизмом, осуществляющим изменение углов установки при отклонении командных рычагов, является автомат перекоса (АП). При этом

$$\varphi_{упр} = \varphi_0 + \varphi_у. \quad (1)$$

Здесь $\varphi_{упр}$ - угол установки профиля лопасти, определяемый управляющими действиями, φ_0 - угол общего шага НВ, $\varphi_у$ - угол циклического шага НВ.

Как известно [1],

$$\varphi_у = -\Theta_1 \sin \Psi - \Theta_2 \cos \Psi, \quad (2)$$

где Θ_1 и Θ_2 - амплитуды задаваемых АП углов установки циклического шага на азимутах $\Psi = 270^\circ$ и 180° .

Углы Θ_1 и Θ_2 связаны с углами продольного α и поперечного γ отклонения АП соотношениями

$$\begin{aligned} \Theta_1 &= \bar{D}_2 \gamma - \bar{D}_1 \alpha, \\ \Theta_2 &= \bar{D}_1 \gamma + \bar{D}_2 \alpha \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \bar{D}_1 и \bar{D}_2 - кинематические коэффициенты. По физическому смыслу они являются передаточными числами между углом установки лопасти и углом отклонения АП. Они постоянны для конкретных выполненных НВ.

В работе приведены результаты расчета аэродинамических

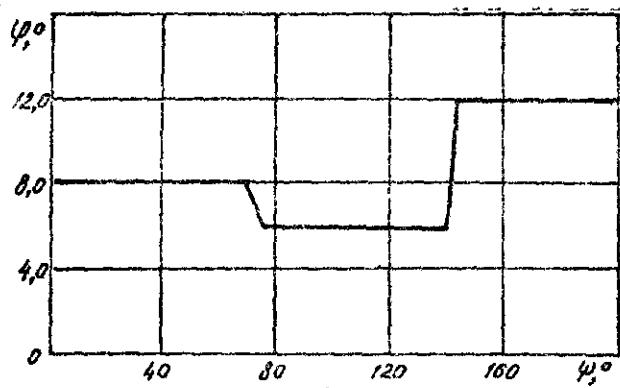


Рис. 1

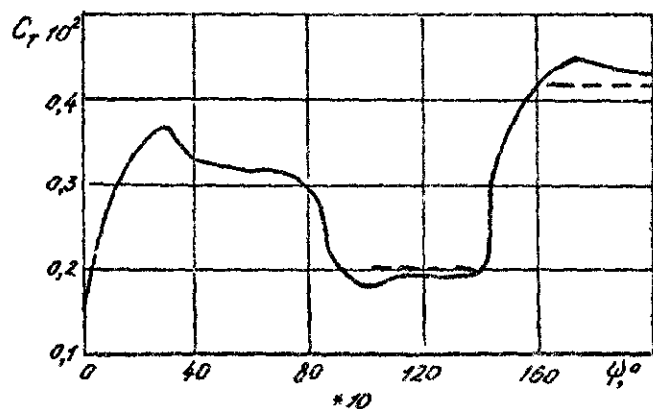


Рис. 2

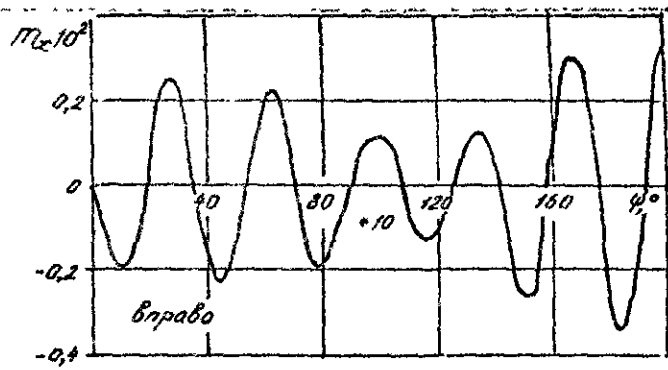


Рис. 3

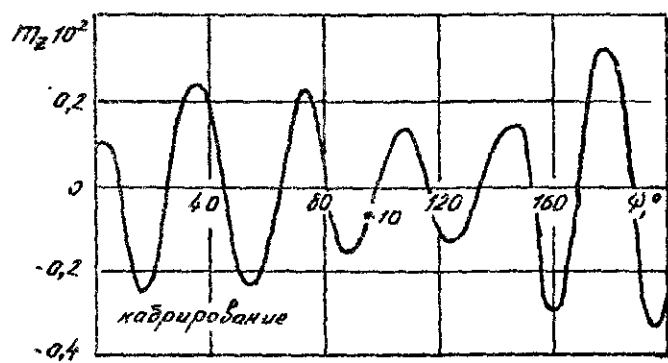


Рис. 4

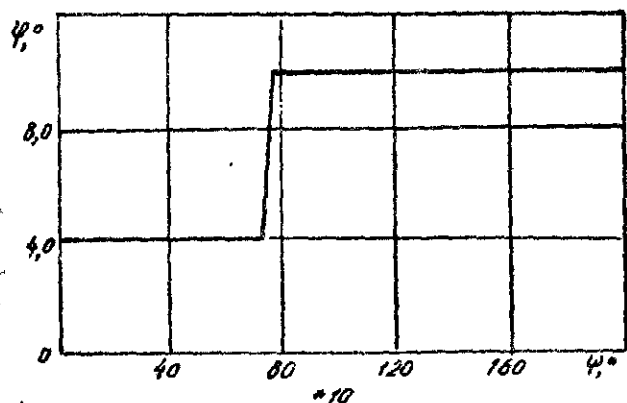


Рис. 5

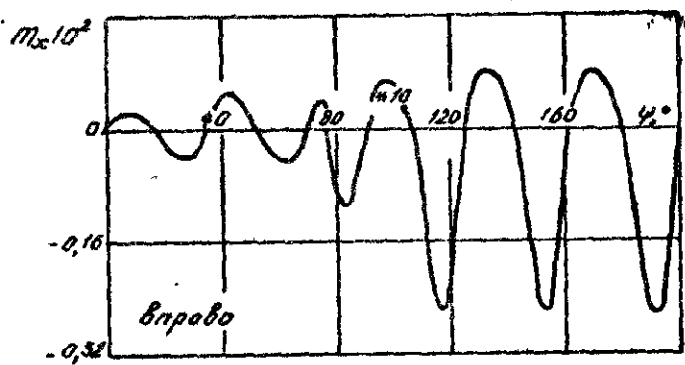


Рис. 7

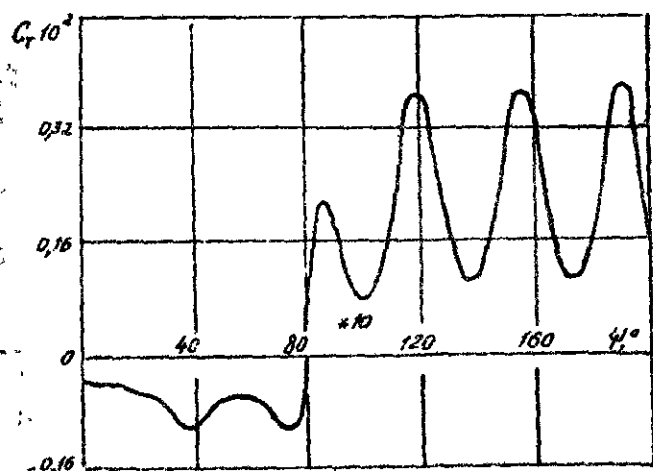


Рис. 6

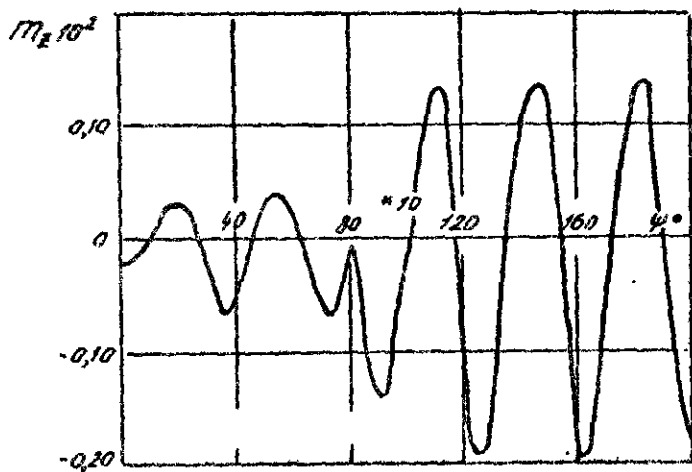


Рис. 8

характеристик одной лопасти НВ вертолета Ми-8. В процессе расчета происходит изменение углов установки сечений лопасти в зависимости от положения АП. Расчет аэродинамических характеристик НВ производился в нелинейной нестационарной постановке с использованием метода дискретных вихрей [2, 3]. Лопасть принималась абсолютно жесткой, с моментным креплением ко втулке.

Рассматривалась работа НВ на висении ($\bar{V} = 0, \alpha_H = 90^\circ$) и на режиме косого обтекания ($\bar{V} = 0,25, \alpha_H = -15^\circ$). Обозначения соответствуют принятым в [4]. Все результаты представлены в зависимости от угла проворота лопасти Ψ . Изменение угла установки φ для характерного сечения лопасти $\bar{z} = 0,7$ приведено на рис. 1.

На рис. 2-4 показаны зависимости коэффициентов тяги лопасти C_T , моментов крена m_x и тангажа m_z для режима висения и закона $\varphi(\Psi)$ изображенного на рис. 1. Аналогичные зависимости, но для $\bar{V} = 0,25, \alpha_H = -15^\circ$ и закона $\varphi(\Psi)$, приведенного на рис. 5, показаны на рис. 6-8. В обоих случаях происходит управление общим шагом НВ. При практически мгновенном изменении общего шага новое значение силы тяги устанавливается с небольшим забросом примерно в течение одного оборота НВ (установившееся значение показано штриховой линией).

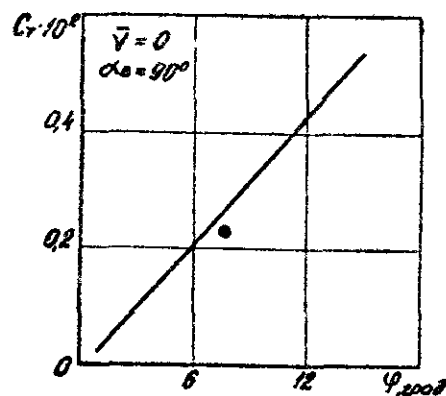


Рис. 9

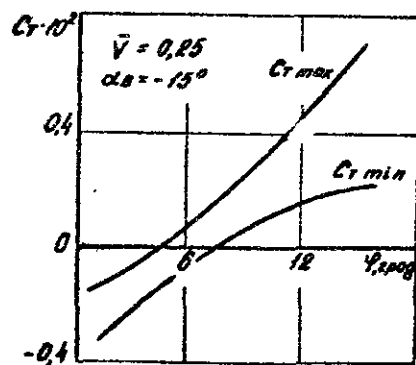


Рис. 10

Представленные на рис. 9 и 10 зависимости $C_T(\varphi)$ - результаты обработки нескольких расчетов, в каждом из которых

$\varphi = \text{const}$, а расчет производился до момента, когда коэффициент C_T принимал установившееся значение. Полученные так образом зависимости использовались для проверки правильности расчета C_T (при конкретном φ) для случая, когда в процессе расчета $\varphi = \text{var}$. Точка на рис. 9 соответствует балансировочному значению φ и вычислена из условия равенства силы тяги НВ силе тяжести вертолета. Незначительное отклонение её от кривой $C_T(\varphi)$ объясняется тем, что последняя была получена для изолированной лопасти без учета индуктивного взаимного влияния лопастей, которое, как известно [4], приводит к уменьшению C_T . Кривые на рис. 10 приведены для максимального и минимального значений C_T лопасти.

При управлении циклическим шагом НВ углы установки сечения лопасти $\varphi(\Psi)$ изменяются по закону, приведенному на рис. 11. В этом случае аэродинамические характеристики существенно зависят от принятого в расчете $\Delta\Psi$ - угла азимутального поворота лопасти за один расчетный шаг (рис. 12). С уменьшением $\Delta\Psi$ увеличивается амплитуда C_T , его значение для конкретного φ приближается к C_T , определенному по кривой (рис. 9, 10). Для данного случая можно ограничиться $\Delta\Psi = 10^\circ$.

Результаты расчета аэродинамических характеристик C_T, m_x и m_z при циклическом управлении общим шагом показаны на рис. 13-20. Здесь рассматривается режим: $\bar{V} = 0,25, \alpha_H = -15^\circ, \varphi_0 = 8^\circ$. Расчеты выполнены с $\Delta\Psi = 10^\circ$. На рис. 13 показано изменение угла установки на $\bar{z} = 0,7$ для случая отклонения тарелки АП назад ($\alpha = 5,5^\circ$), а на рис. 14-16 - зависимости C_T, m_x и m_z от Ψ . Значительная величина правого крена характерна для режимов с большими скоростями полета вертолета. Момент на кабрирование - результат управления НВ.

При отклонении тарелки АП влево ($\alpha = 5,5^\circ$) угол установки изменяется, как показано на рис. 17. Характер протекания $C_T(\Psi)$ (рис. 18) отражает зависимость $\varphi(\Psi)$. Левый крен (рис. 19) образуется благодаря отклонению тарелки АП влево, момент на кабрирование (рис. 20) объясняется распределением углов установки и соответственно аэродинамических сил по азимуту винта.

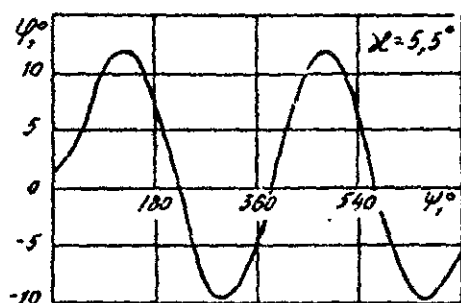


Рис. 11

$$\bar{V} = 0$$

$$\alpha_n = 90^\circ$$

$$\varphi_{\text{max}} = 1^\circ$$

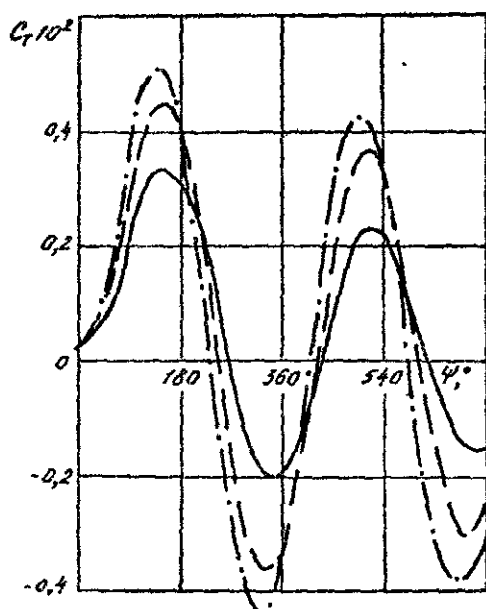


Рис. 12

$$- \cdot - \Delta\psi = 10^\circ$$

$$- - - \Delta\psi = 20^\circ$$

$$- - - \Delta\psi = 45^\circ$$

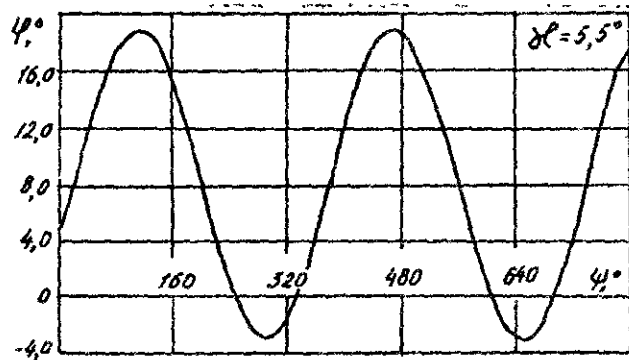


Рис. 13

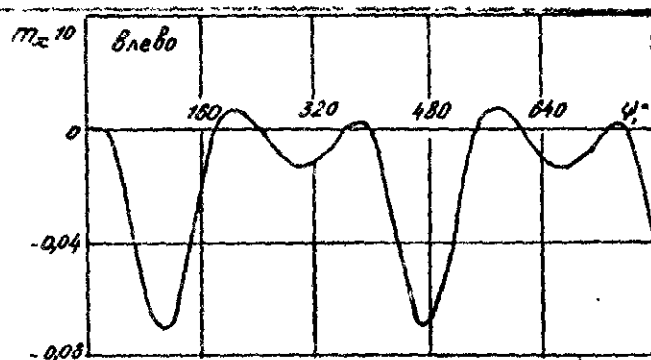


Рис. 15

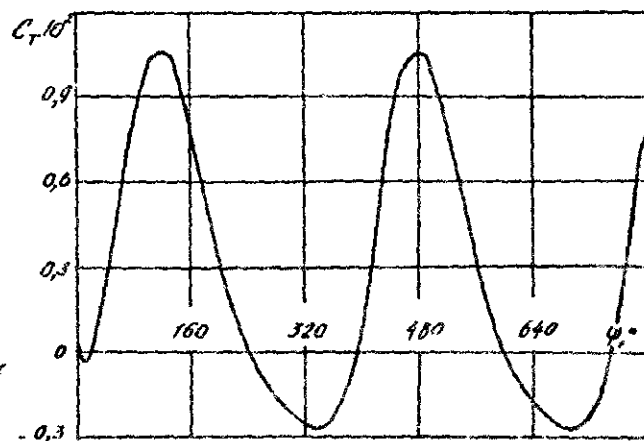


Рис. 14

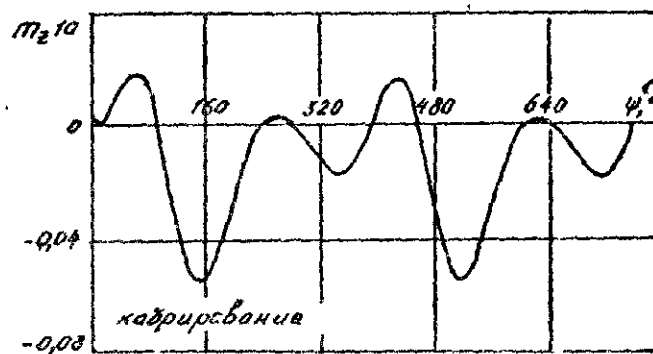


Рис. 16

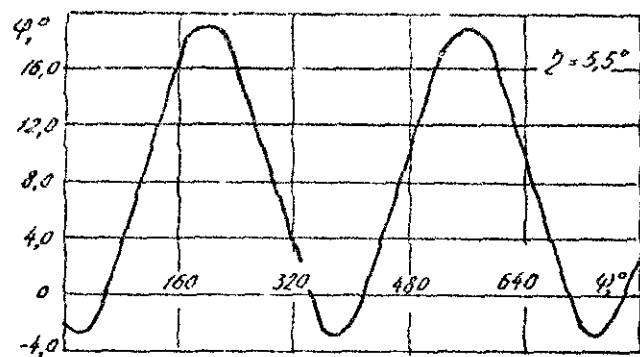


Рис. 17

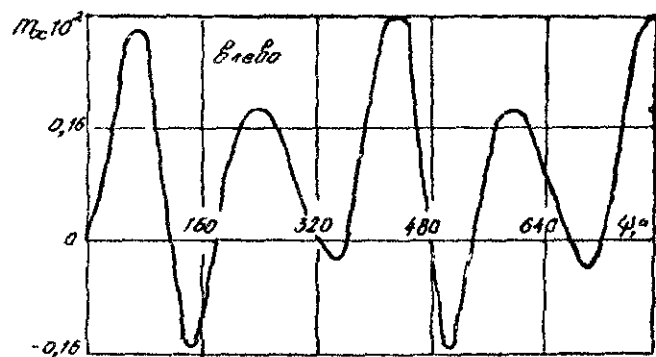


Рис. 19

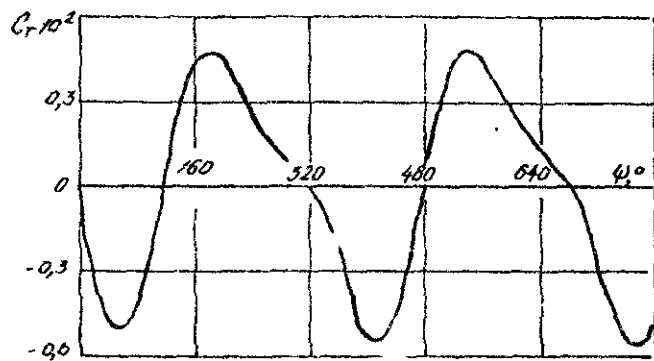


Рис. 18

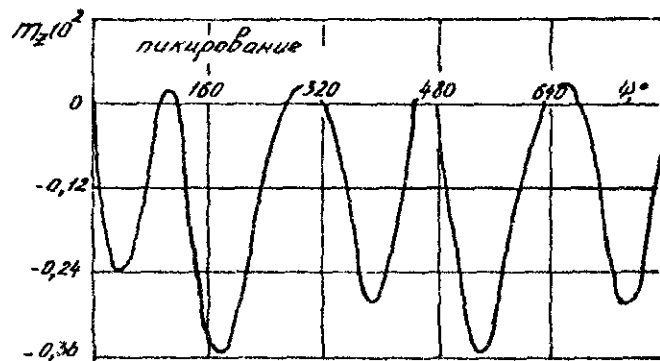


Рис. 20

Литература

1. В о л о д к о А.М. Основы летной эксплуатации вертолетов. Аэродинамика. М., "Транспорт", 1984.
2. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., В а с и н В.А., Л о к т е в Б.Е. К построению нелинейной нестационарной теории воздушного винта в несжимаемой среде. Изв. АН СССР, МЖТ, № 5, 1979.
4. Д е р е в я н к о И.И., Л о к т е в Б.Е. Исследование взаимовлияния лопастей вертолетного винта. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.

Н.И.Компаниец, Б.С.Крицкий, Б.Е.Локтев

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕСУЩЕГО ВИНТА ВЕРТОЛЕТА НА РЕЖИМЕ "ПОДХВАТА"

Рассматривалось безотрывное обтекание пятилопастного несущего винта идеальной жидкостью. При решении задачи использовались три системы координат (рис. 1): $OXYZ$ - связанная с несущим винтом (вертолетом); $Ox_1y_1z_1$ - связанная с вращающейся лопастью; $Ox_0y_0z_0$ - подвижная земная. Лопасти винта абсолютно жесткие, прямоугольной формы в плане, моментно закрепленные к втулке. Каждая лопасть имела суммарный угол закручивания сечений $\Delta\varphi_\Sigma = 5^\circ$ по линейному закону, который определялся как

$$\Delta\varphi_\Sigma = \varphi_{\bar{r}=\bar{r}_{\text{вт}}} - \varphi_{\bar{r}=1}, \quad (1)$$

где $\varphi_{\bar{r}=\bar{r}_{\text{вт}}}$ и $\varphi_{\bar{r}=1}$ - углы установки сечений лопасти соответственно в комлевом и концевом сечениях.

Исследуемый несущий винт имел следующие геометрические и кинематические параметры: радиус несущего винта $R = 8,6\text{ м}$; хорда сечения лопасти $b = 0,58\text{ м}$; радиус втулки $r = 1,557\text{ м}$; окружная скорость концов лопастей $\omega r = 220\text{ м/с}$; угол установки лопастей $\varphi_0 = 8^\circ$; относительная скорость движения винта $\bar{V}_n = V_n/(\omega r) = 0,25$. Угол атаки несущего винта $\alpha_n(t)$ и его угловая скорость вращения $\Omega_z(t)$ относительно подвижной земной системы координат $Ox_0y_0z_0$ изменялись по законам, характерным режиму "подхвата" вертолета (рис. 2). В программе расчета эти законы задавались в виде аппроксимаций их полиномом третьей степени.

Как известно, при энергичном выводе вертолета из пикирования, а также вводе в "горку" или боевой разворот наблюдается более интенсивный рост угла тангажа ψ по сравнению

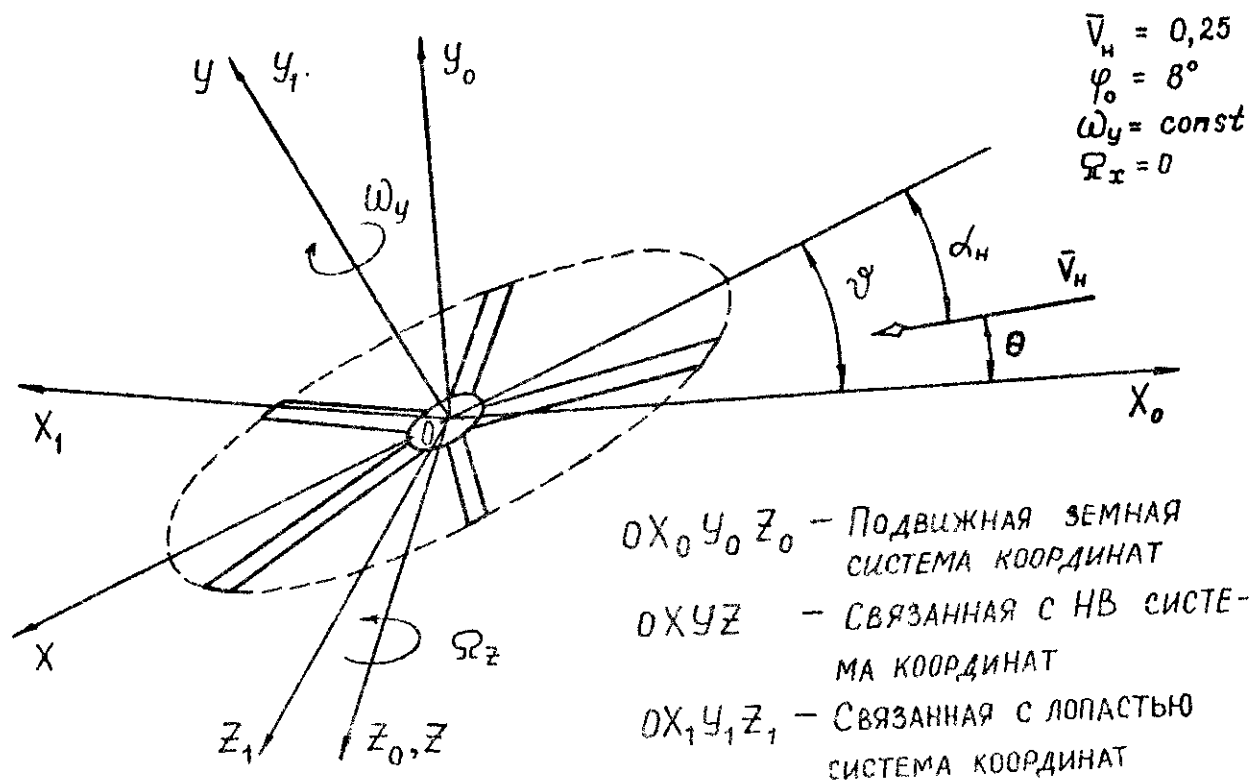


Рис. 1

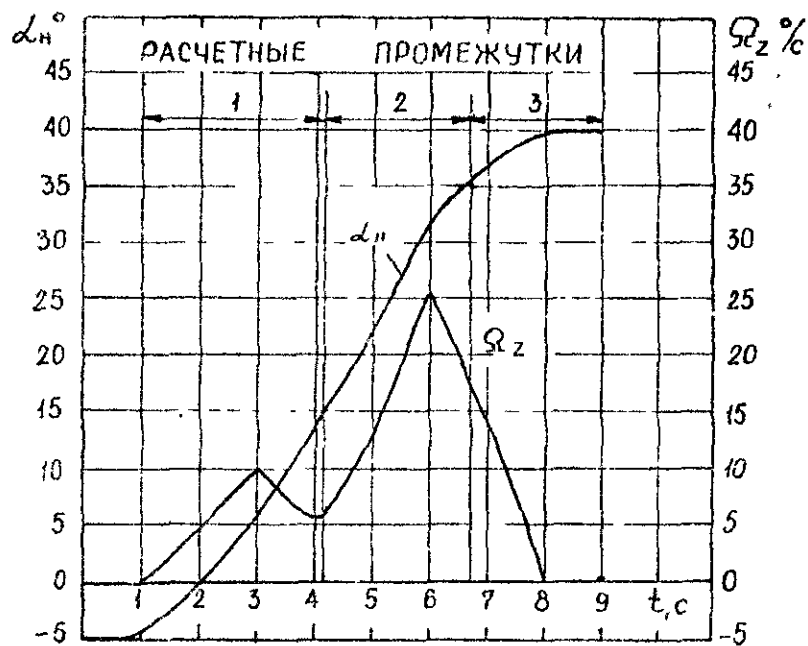
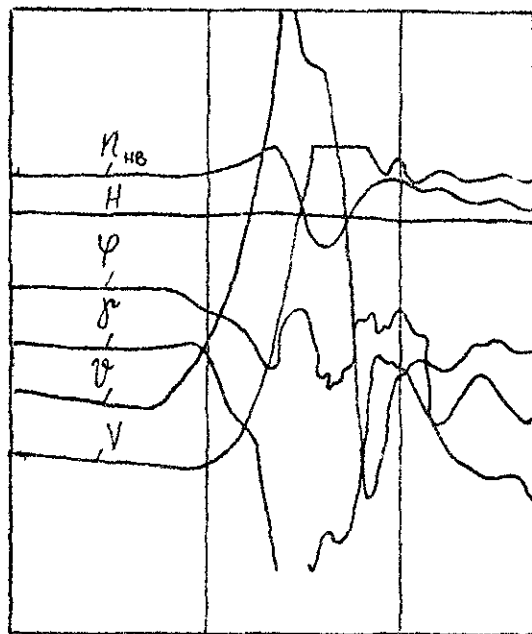


Рис. 2

с углом наклона траектории [1]. В результате этого увеличивается угол атаки несущего винта α_n при значительных скоростях ввода в маневр. При этом предполагалось, что характер изменения $\alpha_n(t)$ и $\Omega_z(t)$ оказывает определяющее влияние на аэродинамику несущего винта при режиме "подхвата". Поэтому другие кинематические параметры принимались неизменными в процессе маневра и равными их значениям на исходном режиме несущего винта. Задача решалась в нестационарной нелинейной постановке [2, 3]. В результате расчета были получены зависимости коэффициентов тяги несущего винта C_T , а также моментов крена m_x и тангажа m_z от безразмерного времени $\tau = \omega t = \psi$ при заданном изменении $\alpha_n(t)$ и $\Omega_z(t)$ (рис. 3+6). На рис. 7+10 представлены результаты расчета по определению положения вихревых шнуров, сходящихся с концов лопастей, а также комлевых шнуров при $\alpha_n = 40^\circ$. Кроме этого, при решении задачи проводился расчет полей скоростей при $\alpha_n = -5^\circ$ и $\alpha_n = 40^\circ$ в вихревом следе за несущим винтом на удалении $1,5 R$ от оси его вращения (рис. 7 и 10). В связи с тем, что в данной задаче время счета на ЭВМ увеличивалось по мере реализации законов $\alpha_n(t)$ и $\Omega_z(t)$, то для исследования режима в выбранном интервале времени потребовалось его разделение на три расчетных промежутка (рис. 2).

Остановимся на анализе приведенных результатов исследования. После выхода несущего винта на установившийся горизонтальный режим при $\alpha_n = -5^\circ$ и $\sqrt{V_n} = 0,25$, предшествующий вводу в исследуемый маневр, характер изменения $C_T(\psi)$, $m_x(\psi)$, $m_z(\psi)$ плавный с малоамплитудными периодическими пульсациями (рис. 3). Коэффициенты моментов m_x и m_z положительны и создают соответственно аэродинамические моменты крена вправо и тангажа на кабрирование. При этом коэффициент момента крена m_x превышает коэффициент момента тангажа примерно на 40%.

На рис. 7 показана структура концевых, свободных вихревых шнуров и картина поля скоростей за несущим винтом на данном режиме. Видно, что вихревой след находится под плоскостью винта. В передней части ометаемого диска несущего винта вихревые шнуры имеют форму, близкую к циклоидальной. Боковые участки вихревых шнуров деформируются, взаимодействуют и, как следует из векторного поля скоростей, образуют продольные результирующие жгуты разной по величине и противоположной по знаку цирку-

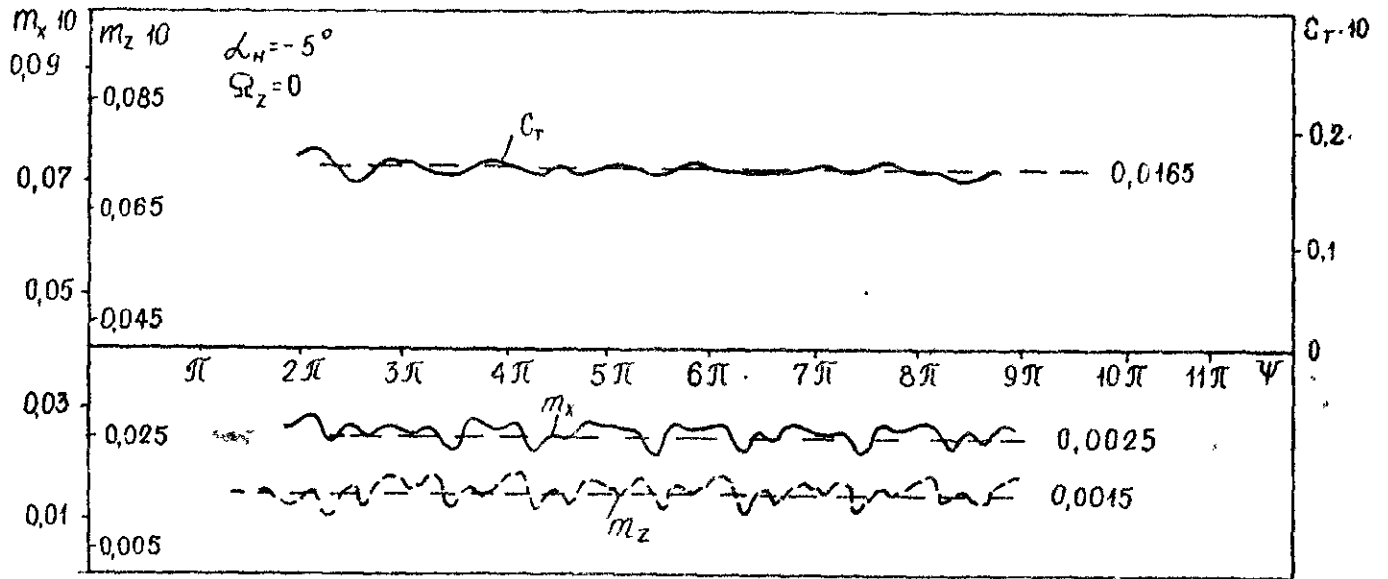


Рис. 3

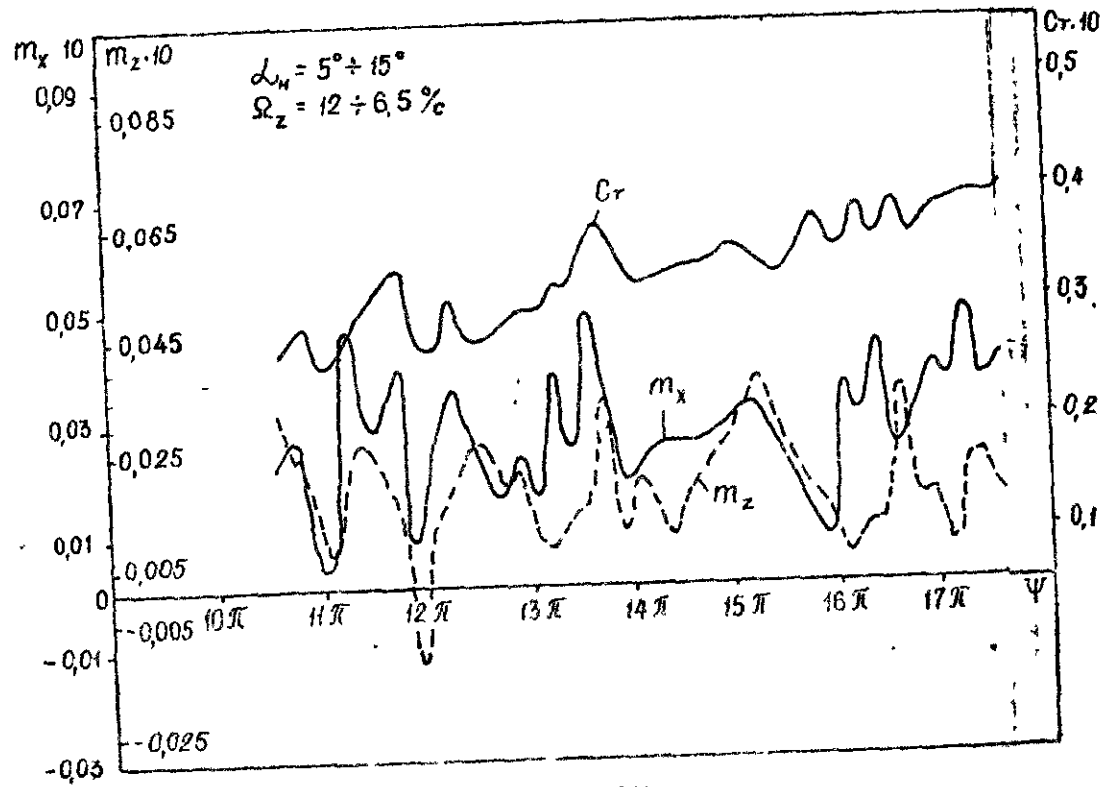


Рис. 4.

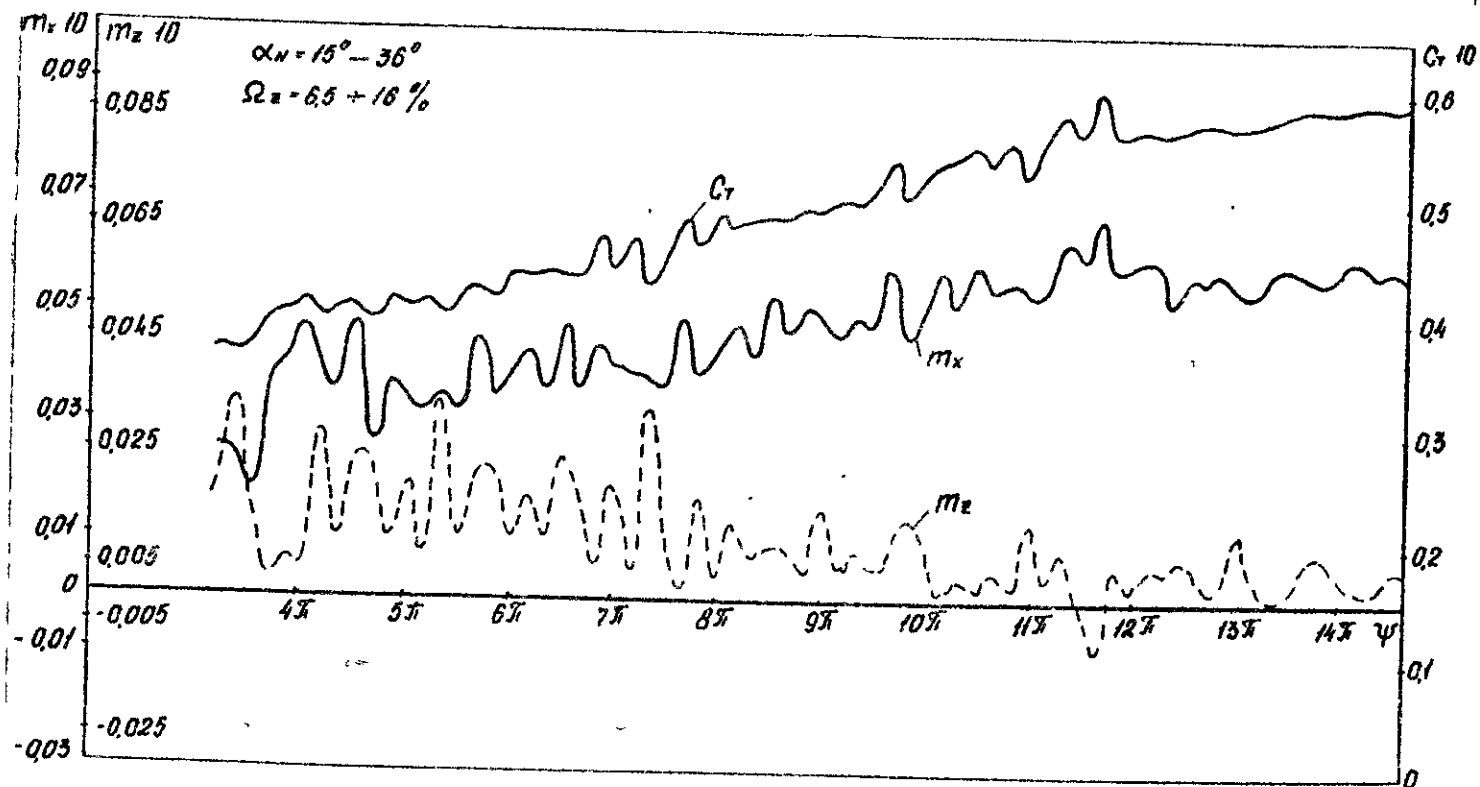


Рис. 5

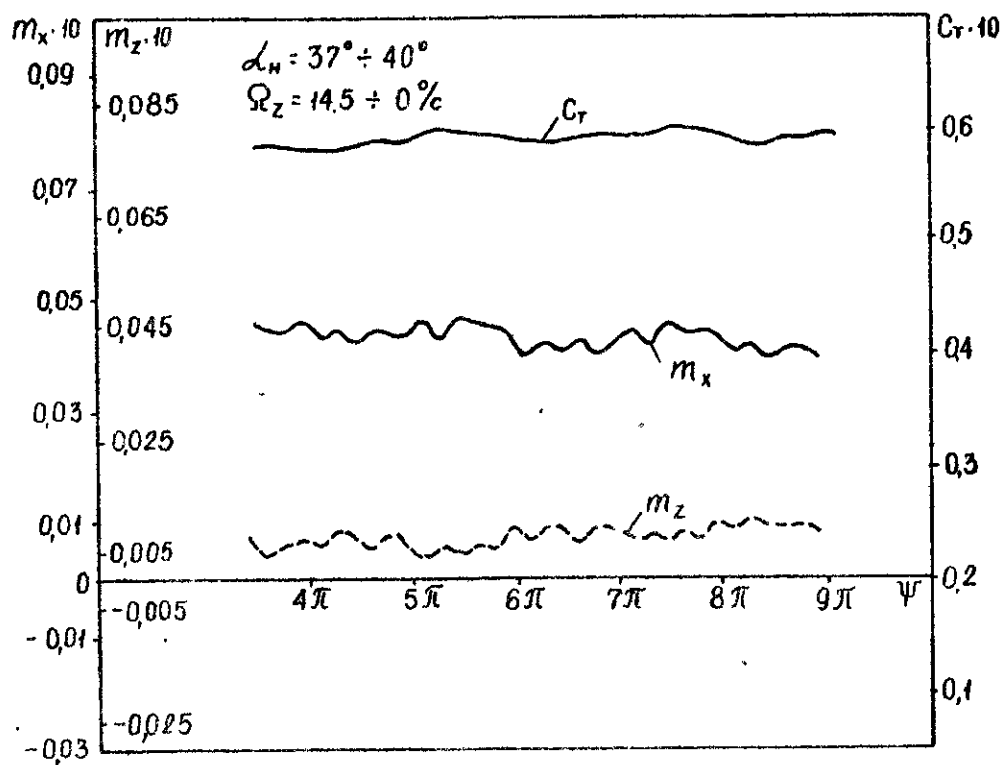
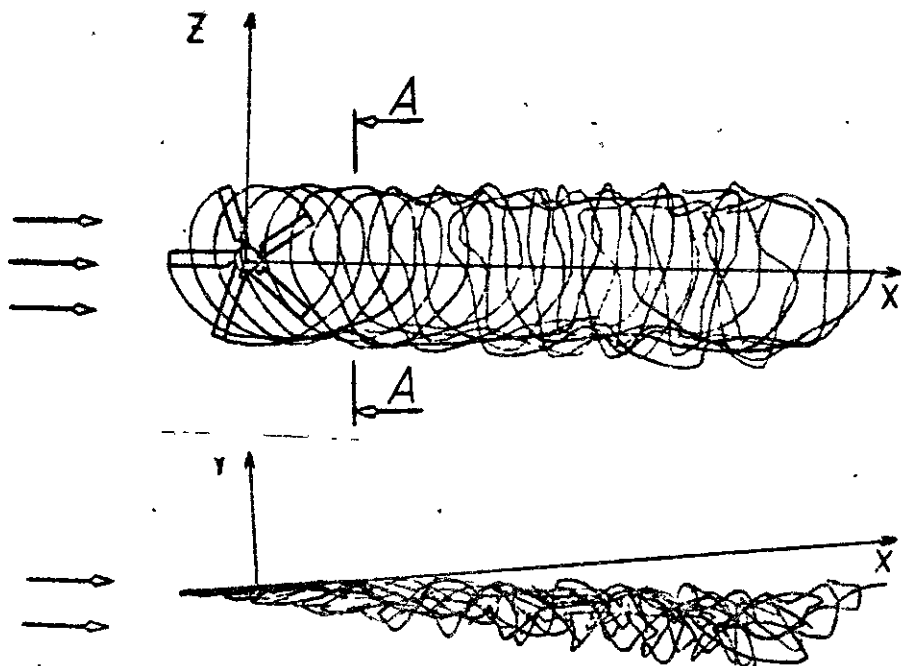


Рис. 6



$$\angle_H = -5^\circ$$

$$\bar{V}_H = 0.25$$

0.15 ωR

A - A

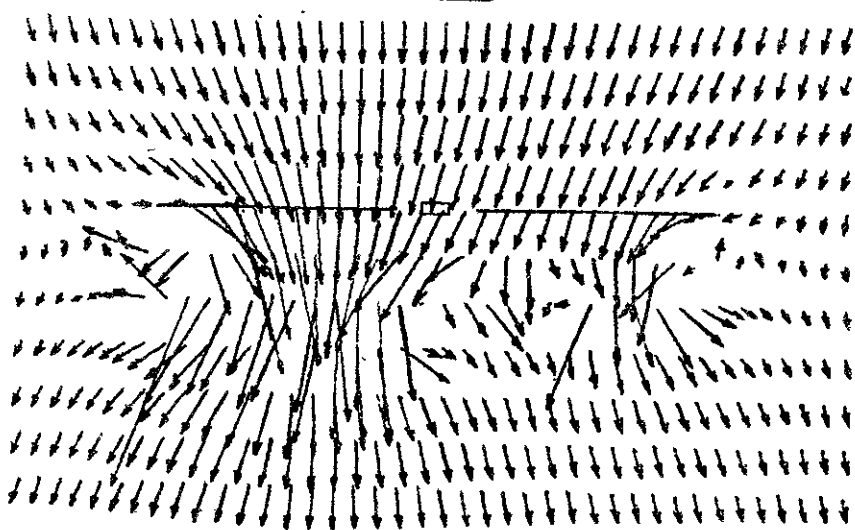
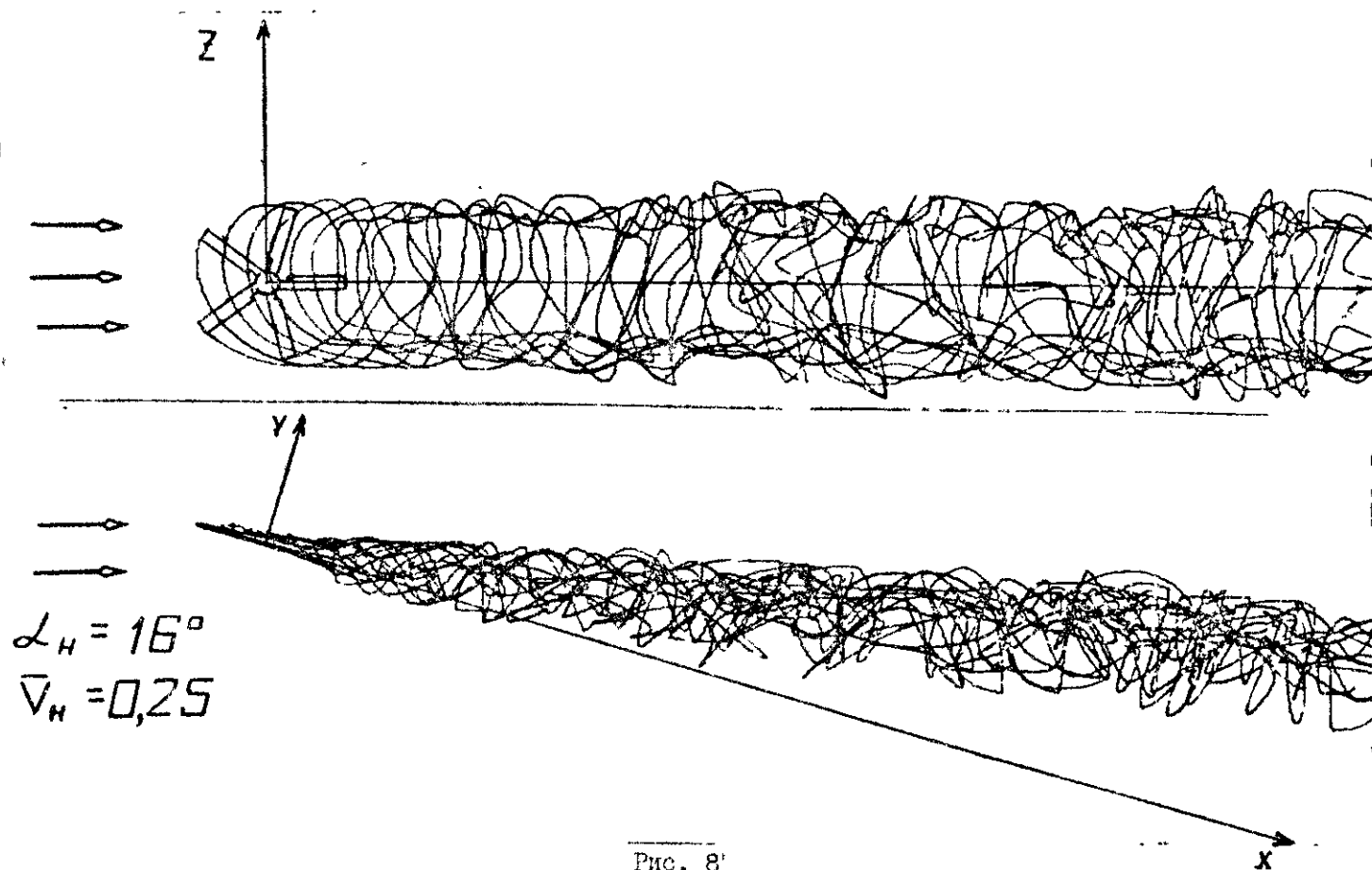


Fig. 7



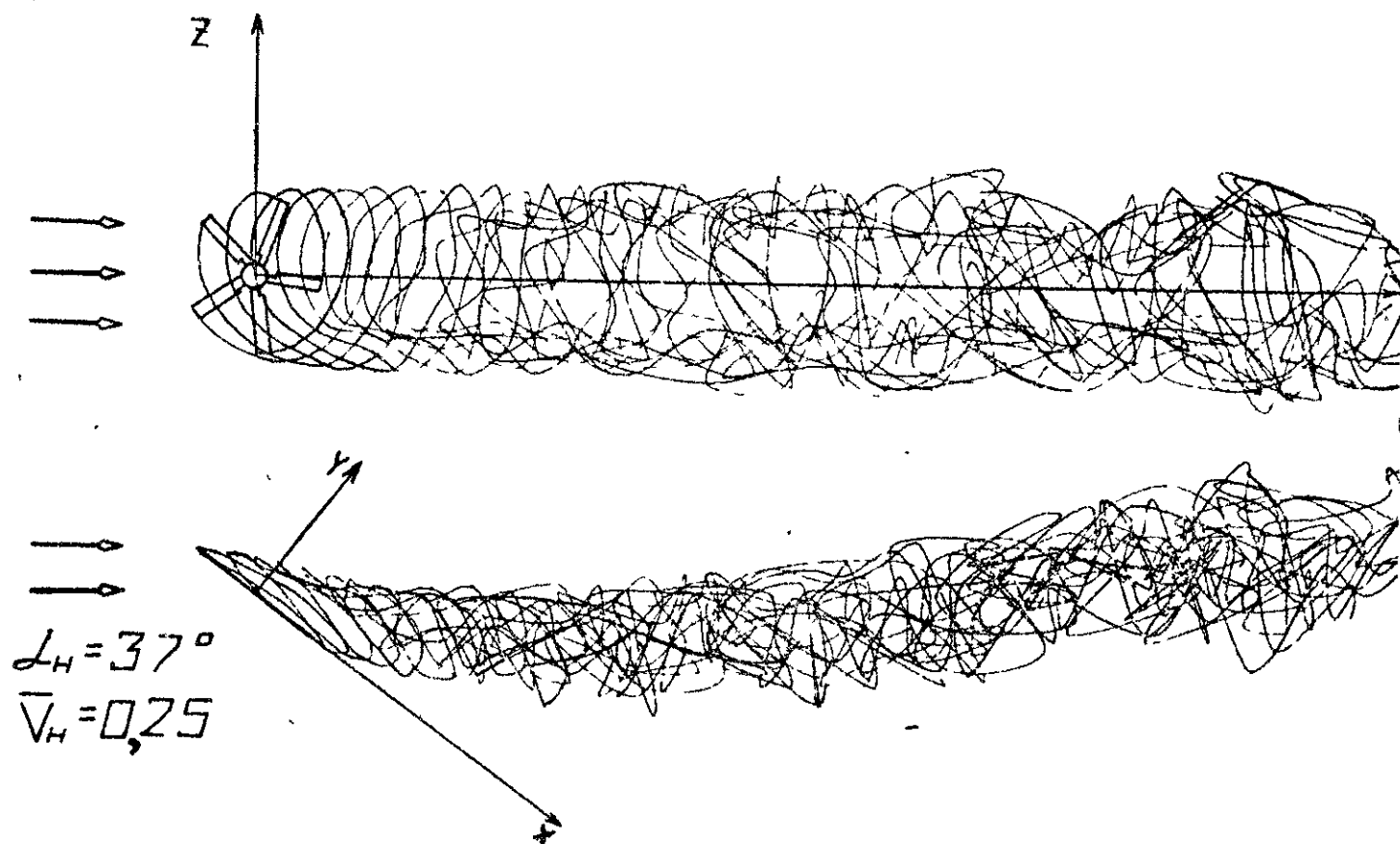
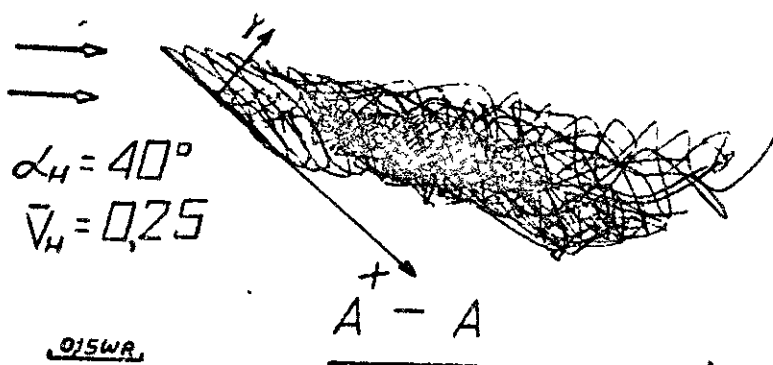
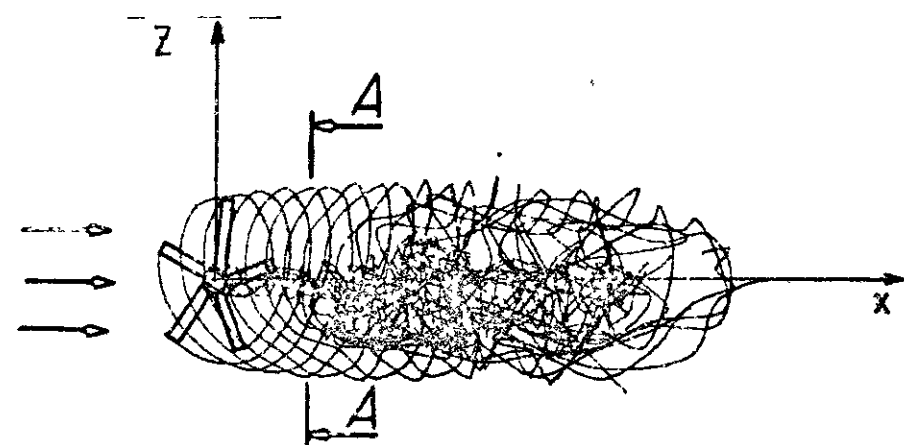


Рис. 9



015WA

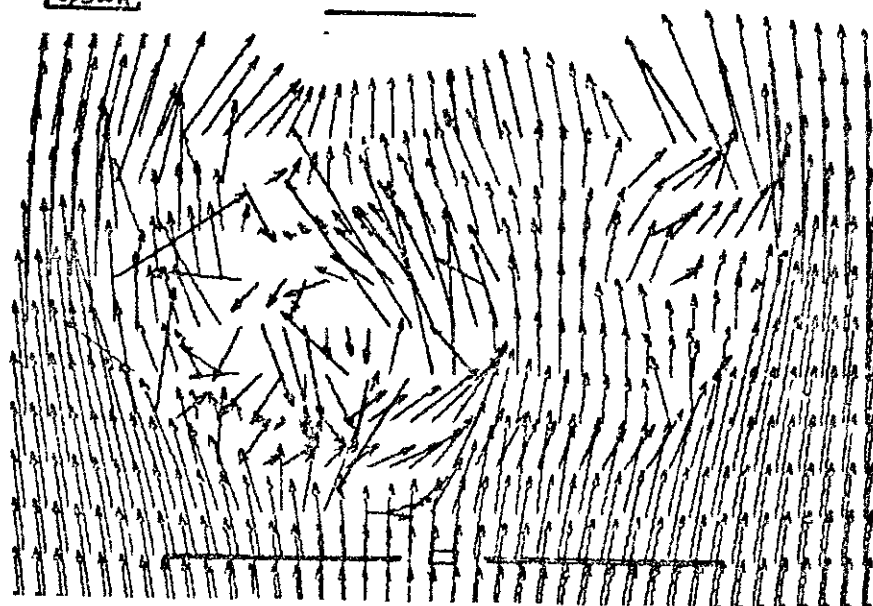


Рис. 10

линии вблизи азимутов $\psi = 90^\circ$ и $\psi = 270^\circ$.

Обратимся к рис. 4, где представлены зависимости $C_T(\psi)$, $m_x(\psi)$, $m_z(\psi)$, характерные для первого промежутка. Можно отметить наличие значительных пульсаций указанных коэффициентов. Характер колебаний $m_x(\psi)$ и $m_z(\psi)$ такой, что при этом сохраняется некоторое превышение коэффициента момента крена m_x . При этом коэффициент тяги $C_T(\psi)$ увеличивается. Такой характер изменения аэродинамических характеристик сопровождается приближением вихревой пелены к плоскости вращения несущего винта и последующим её переходом в пространство над винтом (рис. 8).

Аэродинамические характеристики несущего винта на втором расчетном промежутке представлены на рис. 5. Их особенностью является то, что при увеличении $\alpha_H > 15^\circ$ и $\Omega_z > 6,5^\circ/\text{с}$ для коэффициентов $C_T(\psi)$, $m_x(\psi)$, $m_z(\psi)$ имеют место пульсации с некоторой общей тенденцией к затуханию. Следует подчеркнуть, что при этом коэффициент момента крена $m_x(\psi)$ заметно увеличивается, а коэффициент момента тангажа $m_z(\psi)$ уменьшается. Это соответствует увеличению аэродинамического момента в сторону правого крена и уменьшению момента тангажа на кабрирование. Как и прежде, коэффициент $C_T(\psi)$ увеличивается. Такому характеру изменения коэффициентов $C_T(\psi)$, $m_x(\psi)$, $m_z(\psi)$ соответствует искривление вихревой структуры в пространстве над винтом и её удаление от плоскости вращения несущего винта (рис. 9).

На третьем расчетном промежутке несущий винт выходит на угол атаки $\alpha_H = 40^\circ$ с уменьшением угловой скорости тангажа Ω_z до нуля. В последующем он выдерживался некоторое время при этих условиях. Видно, что пульсации коэффициентов $C_T(\psi)$, $m_x(\psi)$, $m_z(\psi)$ (рис. 6) отсутствуют. Коэффициент $m_x(\psi)$ уменьшается с незначительным ростом коэффициента момента тангажа $m_z(\psi)$ на кабрирование. После выдерживания несущего винта на угле атаки $\alpha_H = 40^\circ$ коэффициент m_x превышает коэффициент m_z на 80%, т.е. в сравнении с исходным режимом больше, чем в 2 раза. В этих же условиях величина коэффициента $C_T(\psi)$ остается практически неизменной и превышает его значение при $\alpha_H = -5^\circ$ примерно на 70%. Приведенным характеристикам соответствует вихревая структура и картина поля скоростей, представленная на рис. 10. Видно, что

характер взаимодействия концевых и комлевых свободных шнуров приводит к образованию над винтом несимметричного поля скоростей за наступающими лопастями ($\psi = 0 \dots 180^\circ$). Эта картина поля скоростей характерна также для угла атаки несущего винта $\alpha_H = 37^\circ$ (рис. 9).

Литература

1. В о л о д к о А.М. Вертолет в режиме "подхвата". "Авиация и космонавтика", № 7, 1985.
2. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. В а с и н В.А., Л о к т е в Б.Е. Метод расчета нестационарных нелинейных аэродинамических характеристик несущего винта вертолета. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов, ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1976.

М.И.Никит, А.Г.Судakov, Е.В.Якимов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФИЛЕЙ ПАРАШЮТНЫХ КРЫЛЬЕВ

В настоящее время парашютные крылья находят все более широкое применение для решения различных народно-хозяйственных задач. В связи с этим являются актуальными исследования аэродинамики профилей парашютных крыльев. Особенностью таких профилей, в сравнении с крыловыми, является наличие разрыва в носке, который выполняет функцию воздухозаборника.

Необходимо отметить, что в существующей научно-технической литературе по парашютной технике отсутствует единый подход к определению основных параметров и понятий, характеризующих профиль парашютного крыла [1-4]. Это затрудняет проведение сравнительного анализа с целью выявления достоинств тех или иных профилей и может привести к неправильным выводам.

В настоящей работе предлагаются некоторые определения геометрических характеристик профиля парашютного крыла типа наполняемая оболочка и получены экспериментальные аэродинамические характеристики профиля парашютного крыла ПО-9 сер.2 [1], а также крылового профиля, образованного на его базе.

1. Определение геометрических характеристик профилей

Купол парашютного крыла типа наполняемая оболочка представляет собой мягкое самонаполняемое крыло малого удлинения. Примером такого крыла является отечественный планирующий

парашют ПО-9 сер. 2.

Определим профиль парашютного крыла типа наполняемая оболочка как разрывной. К основным геометрическим параметрам профиля парашютного крыла необходимо отнести понятие хорды. Выбор той или иной хорды обычно связан с условиями задачи.

В соответствии с классическим определением хорды профиля [5] введем следующее понятие хорд для разрывного профиля (рис. 1).

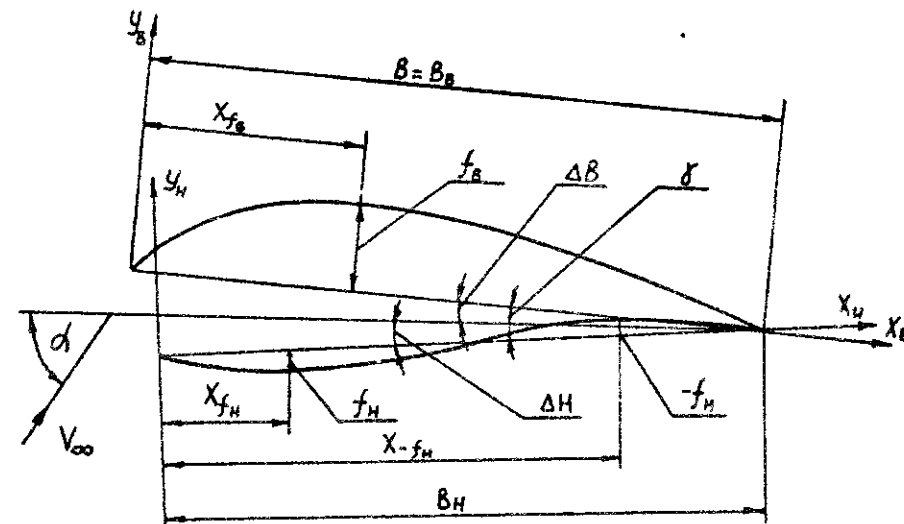


Рис. 1

Хорда верхней образующей B_B - прямая, соединяющая крайние точки верхней образующей. Хорда нижней образующей B_H - прямая, соединяющая крайние точки нижней образующей. Хорда профиля B - наибольшая из хорд верхней и нижней образующих.

На основе приведенных выше понятий хорд оказывается удобным следующий способ задания геометрической конфигурации разрывного профиля. Форма верхней и нижней образующих описывается каждая в своей системе координат Ox_By_B и Ox_Hy_H (рис. 1). При этом начало систем совмещено с носком соответствующей образующей, а оси Ox_B и Ox_H направлены по их хордам.

Угол γ между хордами B_s и B_n образующих профиля характеризует полноту разрывного профиля и в дальнейшем будем называть его углом телесности разрывного профиля.

Для описания основных геометрических параметров образующих разрывного профиля, к которым относятся вогнутость нижней f_n , верхней f_s образующих, координата максимальной вогнутости каждой из образующей (x_{f_s} , x_{f_n}), используются стандартные определения [5], которые иллюстрируются рис. 1.

Главной особенностью предлагаемого способа задания основных параметров разрывного профиля является их совместимость и независимость. Таким образом, возможно осуществить любые комбинации параметров, при этом каждому из них можно задать любое значение вне зависимости от значений других. При определении безразмерных параметров, характеризующих разрывной профиль, в качестве характерного линейного размера целесообразно использовать хорду профиля B .

Для проведения сравнительного анализа аэродинамических характеристик различных профилей основным аэродинамическим параметром является угол атаки. Определение угла атаки должно в первую очередь обеспечивать сопоставляемость аэродинамических характеристик различных разрывных профилей. Принимая во внимание наличие разрыва в носке профиля парашютного крыла, угол атаки α разрывного профиля (рис. 1) определим как угол между вектором скорости набегающего потока и прямой, проходящей через заднюю кромку профиля и делящей угол телесности γ , в соответствии с длинами хорд образующих, на два угла ΔB и Δn , примыкающих соответственно к хордам верхней и нижней образующих и определяющихся из выражений $\Delta B = \gamma \frac{B_n}{B_s + B_n}$; $\Delta n = \gamma \frac{B_s}{B_s + B_n}$.

Отметим, что это определение угла атаки обладает достаточной общностью, необходимой для проведения сравнительного анализа аэродинамических характеристик различных профилей. Так, оно идентично определению угла атаки дужки при отсутствии у профиля верхней ($B_s = 0$) или нижней ($B_n = 0$) образующих и совпадает с определением угла атаки телесного профиля в случае, если $B_s = B_n$ и $\gamma = 0$.

2. Результаты экспериментальных исследований

В данной работе на основании экспериментальных данных получены интегральные аэродинамические характеристики разрывного профиля парашюта ПО-9 сер. 2 и крылового профиля, образованного при замыкании его воздухозаборника.

2.1. Методика проведения эксперимента

Весовой эксперимент проводился в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей с использованием методики моделирования крыла бесконечного размаха [6, 7]. Объектом исследований являлись модели прямоугольных крыльев, координаты профилей которых представлены в таблице.

Модели были изготовлены из калиброванного алюминиевого листа толщиной 1,5 мм, хорда моделей равнялась $B = 273$ мм, удлинение моделей $\lambda \approx 3$. По торцам моделей крепились шайбы, размер которых вдоль хорды равнялся $1,3 B$, а по высоте $\sim 0,5 B$. Передние кромки верхней и нижней поверхностей моделей были заострены под углом 45° с внутренней стороны модели.

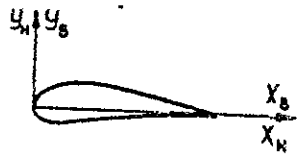
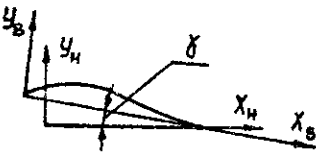
Эксперименты проводились при скоростях потока $V_\infty = 36 \dots 37$ м/с, соответствующих диапазону чисел Рейнольдса $Re = (0,8 \dots 0,85) \times 10^6$, рассчитанных по хорде профиля.

С целью повышения достоверности получаемых значений аэродинамических сил и моментов проводилось трехкратное повторение экспериментов.

При вычислении аэродинамических коэффициентов использовались стандартные формулы [8]. За характерную площадь принималась площадь модели в плане. Центром приведения момента для обоих профилей являлся носок крылового профиля.

В процессе обработки результатов эксперимента вводились общепринятые поправки, а также поправки на коэффициент поля трубы и угла скоса потока от дополнительных щитов, установленных в рабочей части трубы [7].

Таблица

Тип про- фи- ля								
	0				5			
γ , град								
№	\bar{x}_B	\bar{y}_B	\bar{x}_H	\bar{y}_H	\bar{x}_B	\bar{y}_B	\bar{x}_H	\bar{y}_H
I.	0,0	0	0,0	0	0,0	0	0,0	0
2.	0,007	0,029	0,007	-0,017	0,009	0,010	0,949	0
3.	0,018	0,049	0,018	-0,026	0,022	0,024	-	-
4.	0,030	0,064	0,030	-0,029	0,045	0,045	-	-
5.	0,044	0,077	0,044	-0,031	0,068	0,058	-	-
6.	0,067	0,096	1,0	0	0,101	0,075	-	-
7.	0,091	0,107	-	-	0,135	0,084	-	-
8.	0,124	0,121	-	-	0,170	0,089	-	-
9.	0,158	0,128	-	-	0,204	0,091	-	-
10.	0,191	0,131	-	-	0,236	0,087	-	-
11.	0,225	0,131	-	-	0,299	0,086	-	-
12.	0,258	0,131	-	-	0,342	0,082	-	-
13.	0,309	0,124	-	-	-	-	-	-
14.	0,362	0,114	-	-	-	-	-	-
15.	1,0	0	-	-	-	-	-	-

2.2. Результаты исследований

На рис. 2-4 приведены результаты исследований аэродинамических характеристик разрывного профиля ПО-9 сер. 2 и крылового профиля с идентичными образующими. Эти данные представлены в виде зависимостей основных аэродинамических коэффициентов от угла атаки.

Изучаемые формы профилей позволяют провести сравнительный анализ аэродинамических характеристик и оценить влияние среза носка телесного профиля на аэродинамические характеристики.

Вид зависимостей $C_y(\alpha)$ (рис. 2) показывает, что наличие воздухозаборника в носке телесного профиля приводит к раннему срыву потока, уменьшаются максимальная подъемная сила и критический угол атаки $\alpha_{кр}$ с 10° до 8° . Практически сохраняется производная C_y' , при этом угол нулевой подъемной силы α_0 увеличивается с -4° до -3° .

Коэффициент продольного момента m_z для обеих моделей изменяется практически идентично, только в диапазоне углов атаки $10^\circ \leq \alpha \leq 29^\circ$ разрыв на профиле приводит к уменьшению момента на кабрирование.

Центр давления \bar{x}_z с увеличением угла атаки смещается к задней кромке, при этом воздухозаборник на профиле приводит к большему по величине смещению.

Из графика $C_x(\alpha)$ (рис. 3) видно, что воздухозаборник в носке крылового профиля приводит к увеличению силы сопротивления во всем исследованном диапазоне углов атаки.

Значение максимального аэродинамического качества K_{max} телесного профиля с 37 (рис. 4) уменьшается до 16 на разрывном профиле, угол атаки K_{max} уменьшается при этом с 9° до 4° .

Одной из основных аэродинамических характеристик парашютных крыльев является зависимость $C_x(K)$. Как показано на рис. 5, разрывной профиль, при равных несущих свойствах с телесным профилем, обладает меньшим аэродинамическим качеством.

В настоящее время появились парашютные крылья комбинированной конструкции. Такие крылья содержат наполняемую двухоболочковую и однооболочковую части, причем последняя представляет собой подвесной щелевой закрылок. Профиль комбинированного парашютного крыла определим как разрывно-разрезной.

В рамках настоящей работы были изготовлены модели крыльев с разрывно-разрезным профилем и профилем разрезного крыла, образованного при замыкании воздухозаборника. Схематично профили этих моделей представлены на рис. 6.

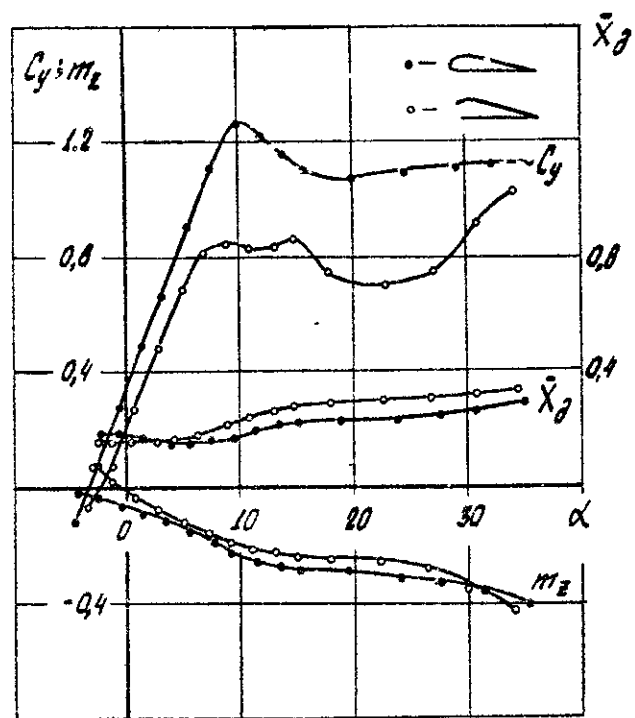


Рис. 2

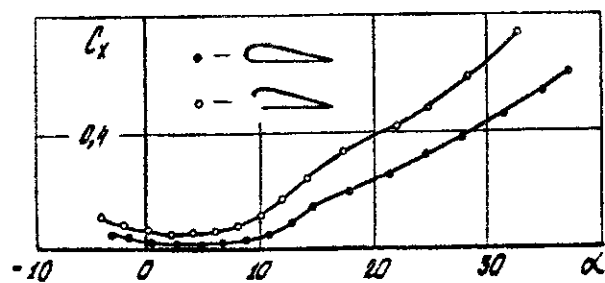


Рис. 3

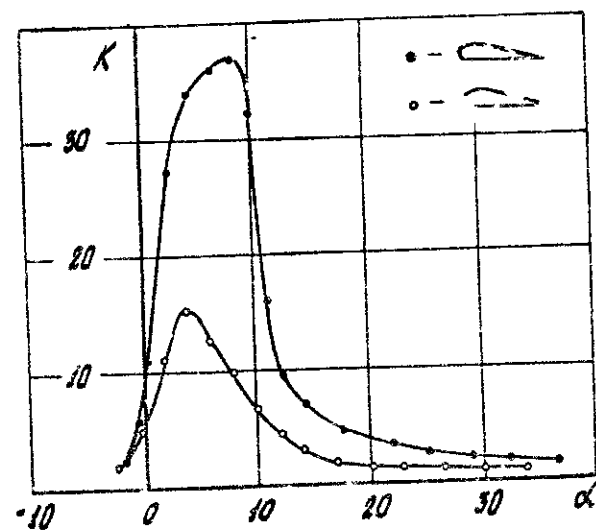


Рис. 4

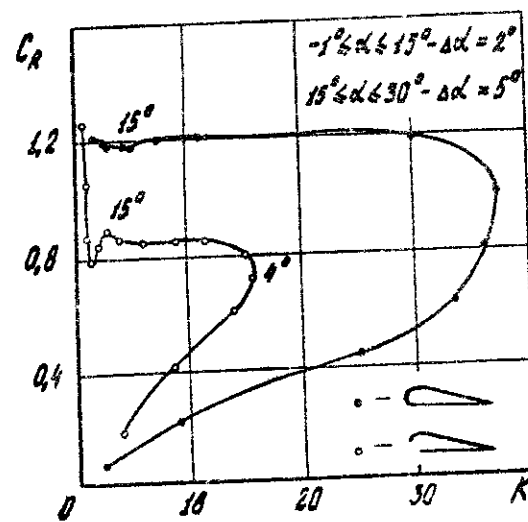


Рис. 5

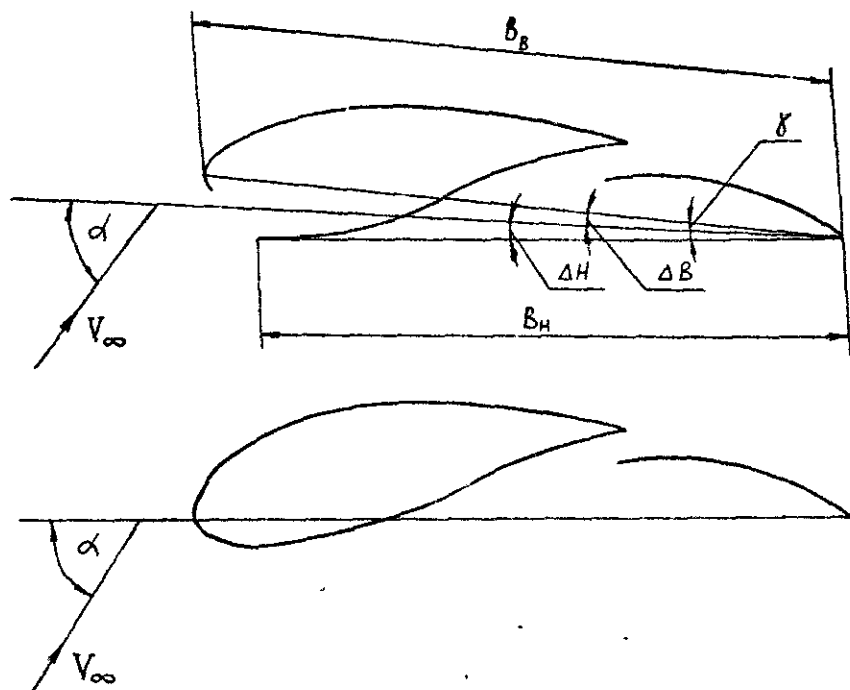


Рис. 6

Модели имели конструкцию, аналогичную моделям, описанным выше, угол атаки устанавливался согласно предложенного определения.

На рис. 7-9 приведены зависимости аэродинамических характеристик профиля разрезного крыла и разрывно-разрезного профиля парашютного крыла УП-07.

График зависимости $C_y(\alpha)$ профиля разрезного крыла (рис. 7) показывает, что по характеру она хорошо согласуется с экспериментальными зависимостями [9] для профилей разрезных крыльев с подвесным щелевым закрылком.

Проведенные исследования позволили выявить некоторые аэродинамические особенности разрезных и разрывно-разрезных профилей. Эти особенности указывают на необходимость тщательного и детального изучения профилей парашютного крыла.

Авторы выражают благодарность Г.Я.Быстрову и В.И.Яковлеву за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

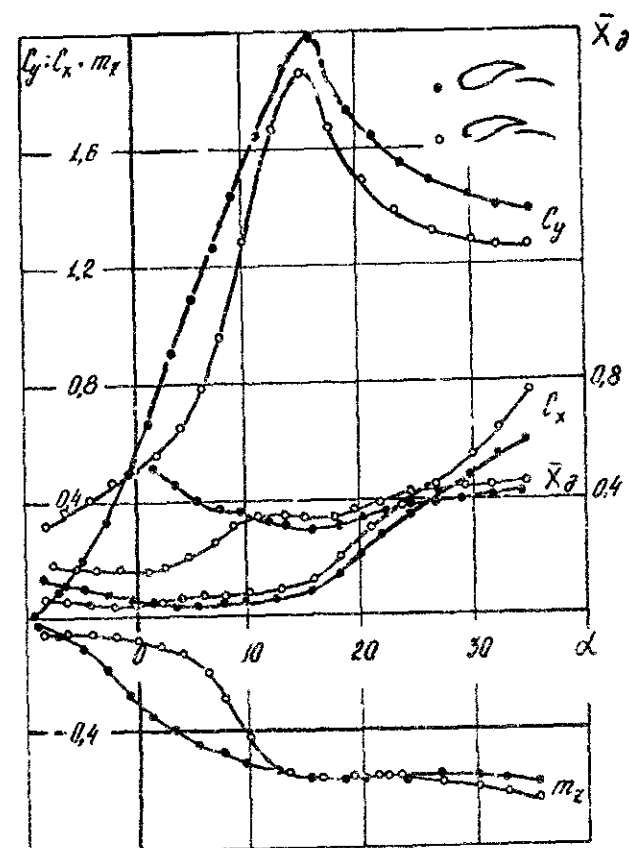


Рис. 7

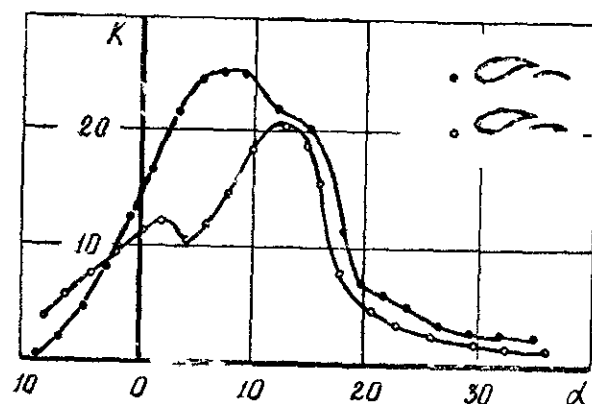


Рис. 8

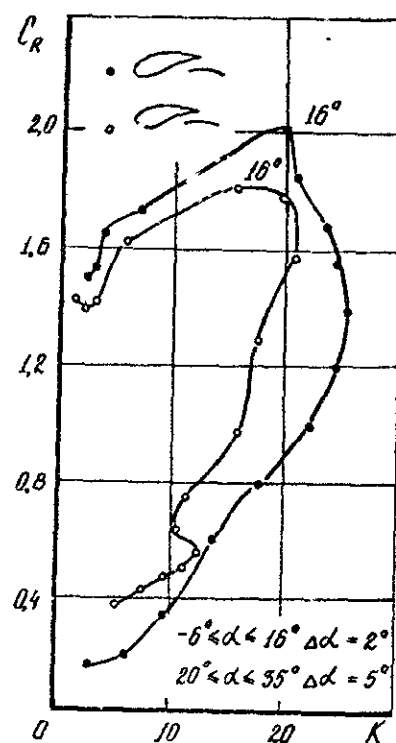


Рис. 9

Литература

1. К а л а б у х о в а Л.Н., П у г а ч е в В.Б. Парашюты ХУІ чемпионата мира.-М.: Крылья Родины № II.: ДОСААФ СССР, 1982.
2. Б р и с о в О.П., Е з е е в а Е.П., Л и м о н а д Ю.Г. Некоторые особенности аэродинамики парашюта-крыла. Уч. зап. ЦАГИ, т. ХУ, № 3, 1984.
3. Д р и б н о й В.И., Н и ш т М.И., С у д а к о в А.Г. К расчету аэродинамических характеристик профилей планирующих парашютов.: Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики.: ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1983.
4. А р х и п о в с к и й А.С., Л о ж к и н М.И., П а х н е н к о В.Л. Экспериментальное исследование влияния геометрических параметров профиля парашютного крыла на картину его обтекания.: Научно-методические материалы. Повышение эффективности и надежности летательных аппаратов и авиационных двигателей.: КВВАИУ, 1985.
5. М и к е л а д з е В.Г., Т и т о в В.М. Основные геометрические и аэродинамические характеристики самолетов и ракет.-М.: Машиностроение, 1978.
6. П е т р о в Е.Г., Т а б а ч н и к о в В.Г. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик прямоугольных пластин различного удлинения в широком диапазоне углов атаки. Труды ЦАГИ, выпуск 1621, 1974.
7. К а р а с к А.А., С и т д и к о в С.М. Аэродинамические характеристики дужек профилей.-М.: Исследования по аэродинамике, аэроупругости и динамике полета дельтапланов и парашютов-крыльев.: ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
8. М а р т и н о в А.К. Прикладная аэродинамика.-М.: Машиностроение, 1972.
9. К р а с и л ь щ и к о в П.П. Исследование крыльев с подвесными закрылками. Труды ЦАГИ, выпуск 1459, 1975.

25. Издг ~ 7694

О.А.Зубков, В.В.Зубов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР И
ХАРАКТЕРА ОБТЕКАНИЯ КРЫЛА АНТИСИММЕТРИЧНО
ИЗМ. РАД. ОД СТРЕЛОВИДНОСТИ

Увеличение несущих свойств тонких крыльев при дозвуковых скоростях – актуальная задача современной аэродинамики. Одним из перспективных направлений в связи с этим является использование эффекта дополнительного разрежения над поверхностью крыла при срыве потока с его острых кромок и образовании устойчивых вихревых жгутов (пелен). Наличие устойчивых вихревых жгутов над поверхностью крыла способствует во многих случаях значительному росту его несущих свойств [1]. Разрушение вихревой пелены над крылом или в непосредственной близости от него приводит к появлению нестационарных нагрузок, что может вызвать вначале тряску, а затем привести к существенному падению несущих свойств крыла и к неблагоприятному изменению моментных характеристик. В настоящей работе проведены исследования вихревых структур и характера обтекания антисимметричного крыла.

1. Методика проведения физического эксперимента

Исследование характера обтекания антисимметричного крыла выполнялось методом шелковинок в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей. Для исследования использовалась модель антисимметричного крыла без сужения ($\beta = 1$), с удли-

нением $\lambda = 3,5$, стреловидностью $\chi_{н.к} = 45^\circ$, корневой хордой $b_0 = 0,127$ м и относительной толщиной $\bar{C} = 0,1$. Крыло представляет собой плоскую пластину с острыми кромками. Боковые кромки параллельны вектору скорости набегающего потока. Заострение кромок выполнено снятием фасок симметрично с двух сторон до расстояния $0,25 b_0$ от кромок.

Визуализация структуры потока при обтекании крыла выполнена методом парового экрана [2]. В качестве источника света применялся лазер. Частицами, отражающими свет, являлись капельки воды, впрыскиваемой перед моделью из форсунок. Лазерный "световой нож" располагался в плоскости, перпендикулярной невозмущенному потоку на расстоянии $\bar{x} = x/b_0 = 0,25$, считая от конца концевой хорды отстающего полукрыла.

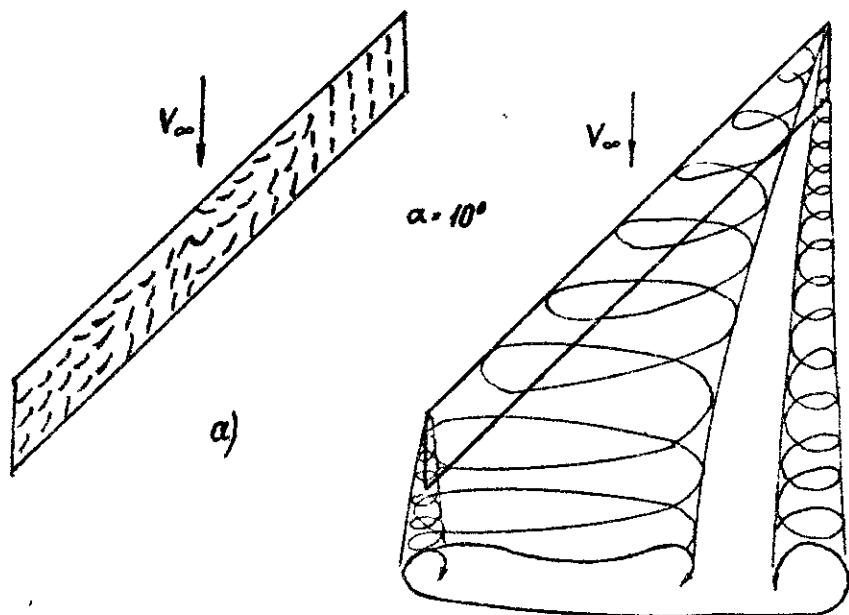
2. Результаты исследования

Совместный анализ спектров обтекания, полученных методом шелковинок и парового экрана, а также использование щупа позволили определить некоторые характерные области обтекания исследуемого крыла. На рис. 1–4 показаны спектры обтекания изолированного антисимметричного крыла.

В эксперименте на угле атаки $\alpha = 0$ наблюдалось безотрывное обтекание обеих консолей. При $\alpha = 10^\circ$ отрыв потока охватывает большую площадь отстающего полукрыла (рис. 1, а). На этом же снимке видна небольшая область безотрывного обтекания участка крыла левее корневой хорды, которая исчезает с увеличением угла атаки (рис. 1, а, 2, а). Наблюдается (рис. 1, а–3, а) область плавного обтекания района концевой хорды впереди идущей консоли. По мере увеличения угла атаки она становится меньше, а при $\alpha = 20^\circ$ отрыв потока охватывает почти все крыло (рис. 3, а).

Наличие областей отрывного и безотрывного обтекания и их положение позволяет сделать вывод о том, что впереди идущая консоль антисимметричного крыла обтекает аналогично обтеканию полукрыла обратной стреловидности, а отстающая – прямой стреловидности.

Пространственное представление об особенностях обтека-

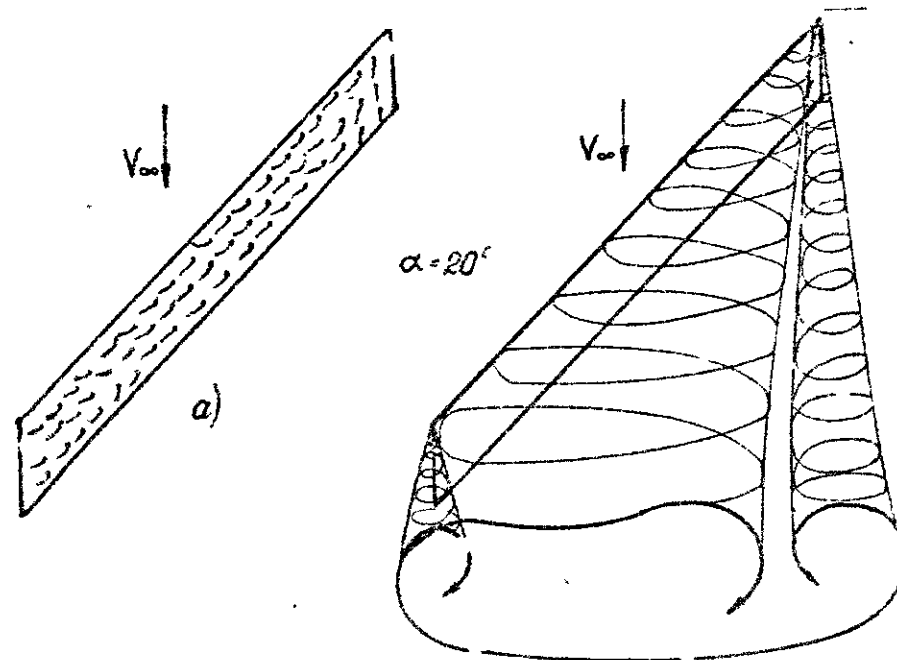


$\alpha = 10^\circ$

a)

Рис. 1

δ)

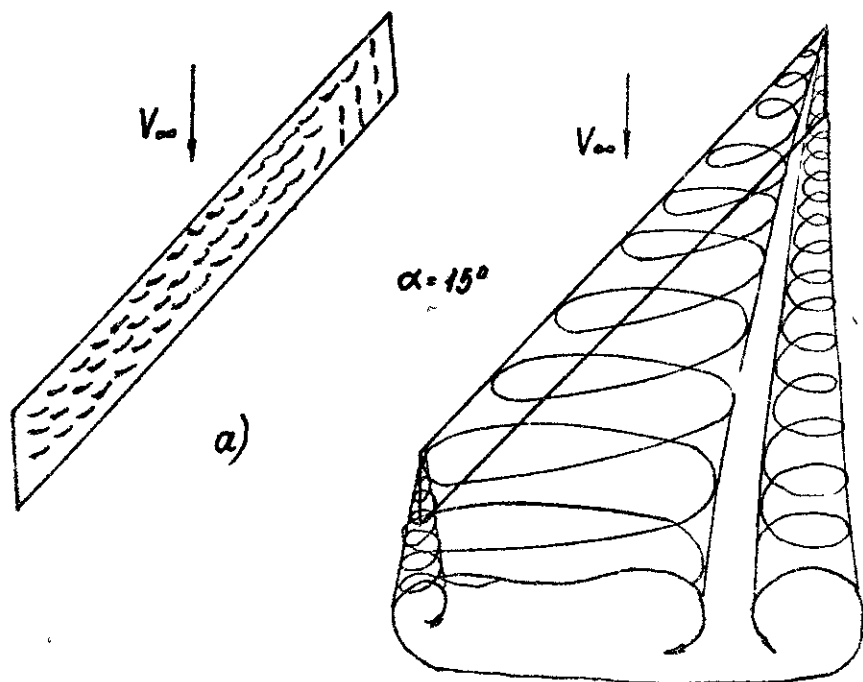


$\alpha = 20^\circ$

a)

Рис. 3

δ)

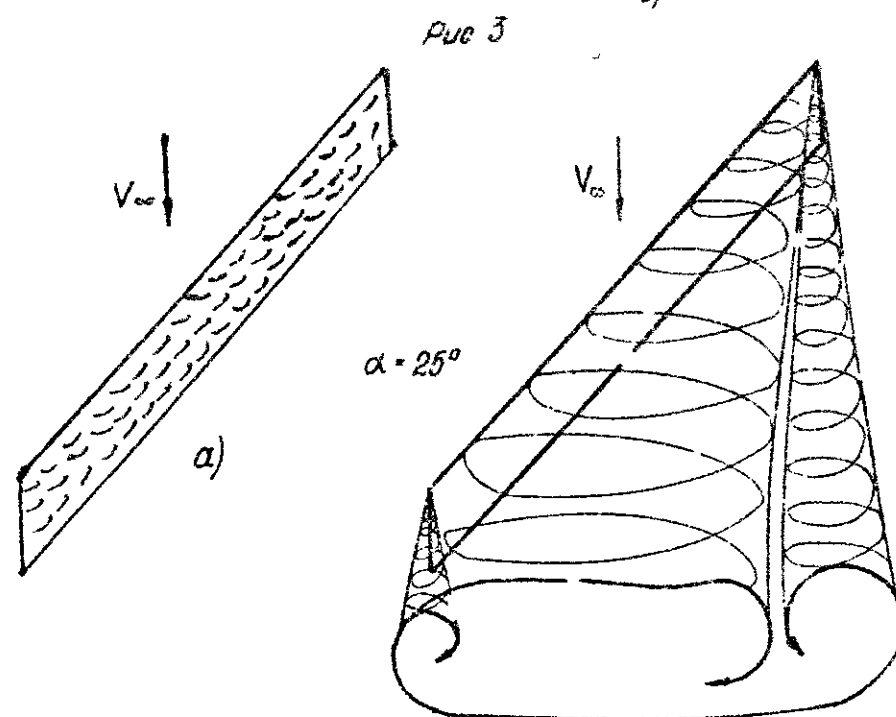


$\alpha = 15^\circ$

a)

Рис. 2

δ)



$\alpha = 25^\circ$

a)

Рис. 4

δ)

ния дает метод парового экрана (рис. 1,б-4,б). Просматриваются три области вихревых жгутов, а именно: в районе концевых хорд наблюдаются области торцевых вихревых жгутов; с передней кромки крыла сходит вихревой жгут, который затем объединяется с торцевым жгутом отстающей консоли. Увеличение угла атаки приводит к увеличению площадей поперечных сечений вихревых жгутов, к уменьшению расстояния между ними, с последующим объединением всей вихревой пелены (рис. 4,б). Путем было установлено направление вращения вихревых жгутов: против часовой стрелки у правого торцевого и по часовой стрелке у остальных. При помощи щупа и анализом спектров обтекания определена область носового вихревого жгута, начало которой лежит в районе передней части концевой хорды впереди идущего полукрыла. Как показали опыты, вихревой жгут, сходящий с передней кромки крыла, практически сразу после своего появления объединяется с торцевым жгутом отстающей консоли. Поэтому как бы единый вихревой жгут в сечении $\bar{x} = const$ принимает несколько вытянутую форму и практически не изменяет её с увеличением α (рис. 1,б-4,б).

Полученные результаты позволили получить достаточно полное представление о физической картине обтекания изолированного крыла антисимметрично изменяемой стреловидности.

Литература

1. Белоперковский С.М., Никитин М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Бертин В.Р. Устройство для визуализации вихревых течений. Авторское свидетельство №770302, 1965.

Р Д Ж у к о в

О ВЛИЯНИИ ОТКЛОНЕНИЯ КОНЦЕВЫХ УЧАСТКОВ КРЫЛА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ НА ЕГО АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Большое внимание в настоящее время уделяется теоретическим и экспериментальным исследованиям особенностей обтекания крыла сложной формы в плане, а также способам улучшения его аэродинамических характеристик [1-5].

Целью данной экспериментальной работы явилось исследование влияния отклонения концевых участков крыла умеренной стреловидности и удлинения с наплывом на несущую способность крыла в широком диапазоне углов атаки, а также исследование особенностей поперечного управления с помощью несимметричного отклонения указанных участков крыла. Применение такого крыла предусматривается на некоторых перспективных летательных аппаратах для непосредственного управления подъемной силой [2,6].

1. Описание модели крыла и методики эксперимента

В аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей испытывалось плоское крыло сложной формы в плане (рис. 1), имевшее площадь $S_{кр} = 0,149 \text{ м}^2$, удлинение $\lambda_{кр} = 3,05$, сужение $\beta_{кр} = 6,7$, стреловидность по передней кромке $68^\circ/35^\circ$ и относительную толщину $\bar{c} = 0,4$ (подсчитано по средней аэродинамической хорде крыла $\bar{c}_A = 0,281 \text{ м}$). При этом площадь наплыва и площадь базового крыла составляли соответственно

14% и 86% от общей площади крыла.

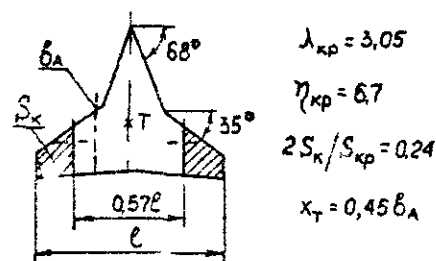


Рис. 1

Кромки крыла были заострены путем снятия двухсторонней фаски шириной, равной утроенной толщине крыла. Отклоняемые концевые участки крыла общей площадью $(2 \cdot S_K) = 0,24 S_{KP} = 0,036 \text{ м}^2$ крепились на осях, расположенных в плоскости хорд крыла перпендикулярно его продольной оси (рис. 2). В месте пристыковки (57% от полуразмаха крыла) расстояние от носка до оси составляло 35% величины местной хорды. Там же устанавливались съемные аэродинамические гребни, выполненные в виде овальных концевых пайб с высотой и длиной соответственно 0,2 и 1,1 величины местной хорды крыла. С помощью этих гребней частично моделировалось наличие на крыле мотогондол двигателей и килей.

В эксперименте проводились весовые испытания модели крыла на шестикомпонентных аэродинамических весах с измерением сил и моментов, действующих на модель в потоке. При этом сначала исследовалось влияние симметричного отклонения концевых участков крыла, а затем выявлялись особенности образования момента крена путем несимметричного отклонения тех же участков.

Аэродинамические коэффициенты подсчитывались в скоростной и связанной системах координат (рис. 2) с учетом влияния державок модели и индукции трубы. Загромождение трубы моделью было невелико, так как отношение площади крыла к площади поперечного сечения рабочей части трубы не превышало 0,04. Средняя скорость потока в трубе составляла 33 м/с. За характерную площадь принималась общая площадь крыла (S_{KP}), за характерные линейные размеры — средняя аэродинамическая хорда крыла (\bar{c}) и размах крыла (b). Условный центр тяжести располагался на продольной оси модели, на расстоянии $0,45 \bar{c}$ от носка.

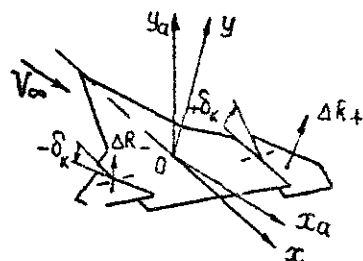


Рис. 2

на средней аэродинамической хорде (рис. 1).

2. Результаты исследования

На рис. 3 и 4 приведены значения коэффициента подъемной силы крыла C_{ya} , полученные в эксперименте при симметричном отклонении концевых участков на углы $\delta_K = -18^\circ, -6^\circ, 0, 10^\circ, 15^\circ$ (крыло с гребнями) и $\delta_K = -15^\circ, -10^\circ$ (крыло без гребней).

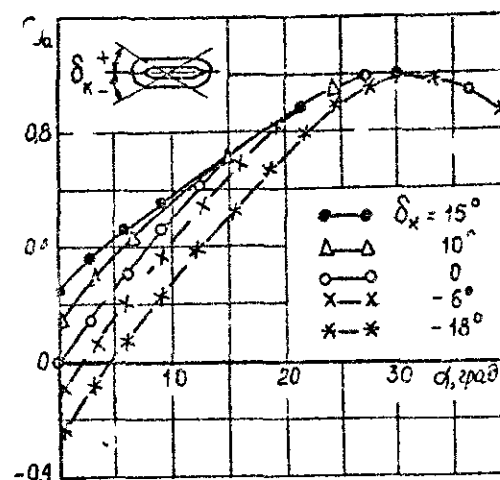


Рис. 3

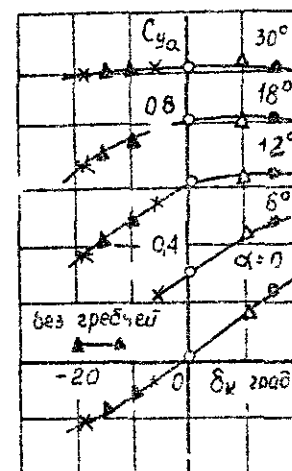


Рис. 4

Видно, что отклонение с $\delta_K > 0$ повышает подъемную силу исходного крыла при $\alpha < 12-15^\circ$ и не изменяет её при больших углах атаки (рис. 3). Объясняется это тем, что с ростом угла δ_K вклад концевых участков в величину C_{ya} может увеличиваться лишь в том случае, если местные углы атаки концевых сечений не превышают критических значений, т.е. нет полного отрыва потока на рассматриваемых участках крыла. Если же отрыв произошел, то дальнейшее увеличение угла δ_K практически не приводит к изменению подъемной силы (рис. 4). Последнее относится как к малым, так и к большим углам атаки (при $\alpha > 12-15^\circ$ консоль исходного крыла уже при $\delta_K = 0$ обтекает с отрывом потока). Приведенные результаты показывают также, что отклонение концевых участков с $\delta_K < 0$ снижает величину C_{ya} .

если обтекание этих участков происходит без отрыва потока. Например (рис. 4), на угле атаки $\alpha = 18^\circ$ заметное уменьшение коэффициента подъемной силы крыла начинается с $\delta_K < -6^\circ$. При этом величина C_{y_a} практически одинакова до больших углов атаки, и лишь на околокритических углах ($\alpha \approx 30^\circ$) полный отрыв потока на центральной части крыла снижает влияние отклонения концевых участков.

Из приведенных на рис. 4 результатов следует также, что для исследованного крыла с умеренной стреловидностью консолей влияние аэродинамических гребней на зависимость $C_{y_a}(\alpha, \delta_K)$ невелико. Это подтверждается и другими результатами, полученными в эксперименте.

На рис. 5 и 6 показано влияние отклонения концевых участков крыла на величину коэффициента момента тангажа m_z . Анализ этих результатов согласуется с выводом, сделанным ранее,

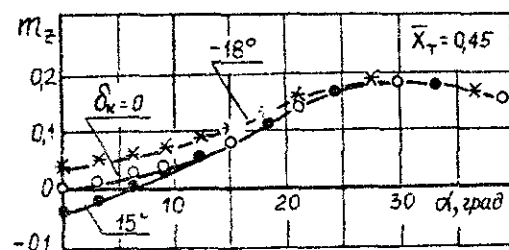


Рис. 5

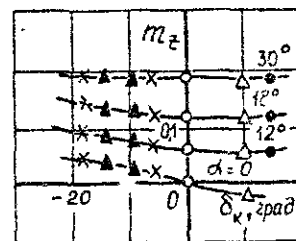


Рис. 6

и показывает, что изменение зависимости $m_z(\delta_K)$ может быть ещё меньше, если центр тяжести крыла расположить на линии, соединяющей фокусы концевых участков.

В эксперименте было установлено также, что от угла отклонения δ_K зависит аэродинамическое качество крыла K , особенно на небольших углах атаки (рис. 7). При этом для каждого угла α путем соответствующего поворота концевых участков крыла можно добиться наибольшего значения величины K (на рис. 8 показано для $\alpha = 0, 6^\circ, 12^\circ, 30^\circ$).

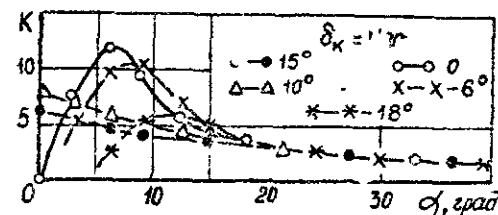


Рис. 7

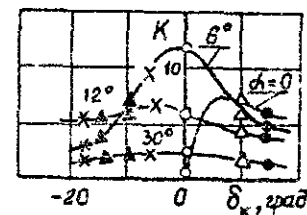


Рис. 8

Рассматривая возможность создания момента крена (m_x) путем несимметричного отклонения концевых участков крыла, нужно отметить, что величина m_x определяется разностью нормальных сил, действующих на каждую из половин крыла. Эксперимент показал, что влияние угла отклонения δ_K на нормальную силу крыла такое же, как и на подъемную силу. Поэтому приведенные на рис. 3 и 4 результаты можно с некоторым приближением применить к каждой из половин крыла и определить углы отклонения δ_K , наиболее оптимальные для создания момента крена.

Так, на малых углах атаки (полет с большими скоростями) концевые участки можно отклонять в разные стороны на один и тот же угол. При этом отклонение с $\delta_K > 0$ не должно приводить к отрыву потока. В случае полета на больших углах атаки (малые дозвуковые скорости) момент крена можно создать только отклонением одного из участков крыла на угол $\delta_K < 0$, при котором подъемная сила этого участка начнет падать. Например, при $\alpha = 18^\circ$ (рис. 4) положительный момент крена будет создаваться при отклонении правого концевого участка крыла на $\delta_K < -6^\circ$.

Вместе с тем, несимметричное отклонение концевых участков может не только создавать момент крена, но и момент рыскания. Это следует из результатов, приведенных на рис. 9 и характеризующих влияние угла отклонения (δ_K) на коэффициент продольной силы (C_x) крыла. Видно, что консоли, имеющие разные углы отклонения концевых участков, могут иметь и разные продольные силы, особенно на околокритических углах атаки, когда отклонение с $\delta_K < 0$ заметно снижает величину C_x . Приведенная зависимость $C_x(\alpha, \delta_K)$ показывает также, что для

каждого угла атаки можно подобрать такие углы отклонения концевых участков, при которых возникает только момент крена. Так, при $\alpha = 12^\circ$ (рис. 9) отклонение с $\delta^2_K = 0$ и $\delta^1_K = -18^\circ$ дает одно и то же значение C_x . Поэтому с учетом результатов, представленных на рис. 4, на этом угле атаки следует ожидать возникновения момента крена M_x без появления момента рыскания M_y . Результаты, представленные на рис. 10, подтверждают это.

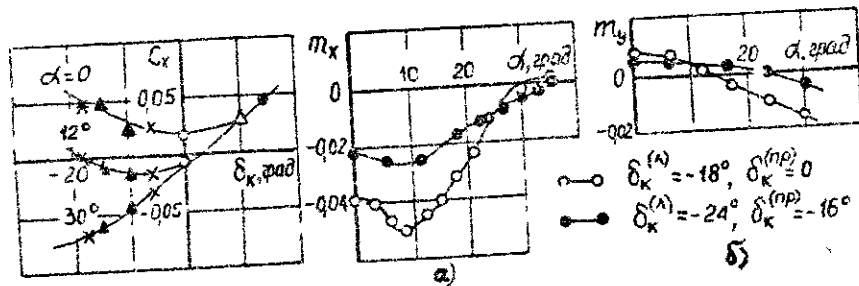


Рис. 9

Рис. 10

На рис. 10 приведены также экспериментальные результаты, показывающие, что для угла атаки $\alpha = 24^\circ$ соответствующее отклонение на $\delta^1_K = -24^\circ$ и $\delta^2_K = -16^\circ$ не изменяет момента крена, а момент рыскания обращает в нуль.

Результаты эксперимента показали также, что при несимметричном отклонении на аэродинамических гра. ях, также как и на вертикальном оперении при работе стабилизатора в режиме "ножниц" $[E]$, появляется боковая сила. Вклад с ой силы в создание момента рыскания оказался небольшим из-за малости плеча действия этой силы.

Таким образом, результаты экспериментального исследования подтвердили, что отклоняемые концевые участки крыла могут быть использованы для управления подъемной силой летательного аппарата. Соответствующий выбор углов отклонения может несколько повысить аэродинамическое качество крыла и создать поперечный управляющий момент без возникновения момента рыскания. Отклонение концевых участков на докритических углах атаки может приводить и к изменению момента тангажа, если центр тяжести не совпадает с положением фокуса концевых сегментов.

Результаты эксперимента показывают также, что применение отклоняемых частей крыла эффективно на малых углах атаки, не

может быть использовано для поперечного управления и на больших углах атаки.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Никит М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Методы увеличения несущей способности крыла и маневренности истребителей. Обзор ОНТИ ЦАГИ, № 548, 1979.
3. Караск А.А., Никит М.И. Экспериментальное исследование влияния отрыва потока с передних кромок трапециевидного крыла с наплывом на его аэродинамические характеристики. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1981.
4. Визель Е.П., Караск А.А. Экспериментальное исследование влияния механизации передних кромок тонких крыльев сложной формы в плане на аэродинамические характеристики и устойчивость вихревого следа. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1984.
5. Газзев В.В., Губчик А.А., Никит М.И. Экспериментальное исследование возможности управления отрывным обтеканием крыла посредством совместного отклонения наплыва и закрылка. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1984.
6. Егерь С.М. Проектирование самолетов. М., "Машиностроение", 1983.

А.А.Караск, В.М.Скакали

К ВОПРОСУ О СТАТИЧЕСКОЙ БОКОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ САМОЛЕТА С КРЫЛОМ ОБРАТНОЙ СТРЕЛОВИДНОСТИ

Известны аэродинамические компоновки самолетов, имеющие крыло обратной стреловидности с наплывом в корневой части. Следует ожидать, что наличие наплыва, имеющего положительную стреловидность по передней кромке, приведет к изменению вихревой структуры обтекания самолета в целом и, как следствие этого, к изменению его аэродинамических характеристик.

В работе [1] было показано, что применение крыла обратной стреловидности приводит к улучшению путевой устойчивости самолета. При этом наблюдается ухудшение его поперечной устойчивости. Наиболее простым приемом для обеспечения поперечной устойчивости является придание крылу положительной поперечной стреловидности.

Целью работы является экспериментальное исследование влияния наплыва, а также положительного поперечного V крыла обратной стреловидности на статическую боковую устойчивость модели самолета на больших углах атаки.

1. Методика проведения эксперимента

Эксперимент выполнен в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей с закрытой рабочей частью диаметром 2,25 м. Использовалась схематизированная модель самолета,

состоящая из крыла обратной стреловидности с симметричным профилем и установленного на нем киля. Геометрические размеры крыла, киля, их взаимное расположение сохранены такими же, что и в работе [1], но в отличие от указанной работы профиль крыла имеет скругленный носок.

В корневой части крыла дополнительно устанавливался наплыв со стреловидностью по передней кромке $\chi = 70^\circ$. Относительный размах наплыва $\bar{e}_n = e_n/l = 0,27$. Передние кромки наплыва были острыми. Основные геометрические размеры модели приведены на рис. 1.

Относительная площадь киля $\bar{S}_k = S_k/S_{кр} = 0,15$, стреловидность по передней кромке его $\chi_{k_0} = 35^\circ$, удлинение $\lambda_{k_0} = 1,92$, сужение $\eta = 3,45$. Относительное плечо $\bar{l}_{k_0} = l_{k_0}/b_a = 1,3$ (b_a — средняя аэродинамическая хорда (САХ) крыла).

Поперечная стреловидность обеспечивалась поворотом консолей вверх относительно корневой хорды крыла на угол $\psi = 4^\circ$.

При проведении опытов число Рейнольдса составляло $Re \approx 1 \cdot 10^6$, число $M \approx 0,15$. Характерной площадью являлась площадь крыла при $\psi = 0^\circ$. В случае крыла с наплывом за характерную площадь принималась площадь крыла с наплывом. Центром приведения сил и моментов являлась точка на продольной оси модели, расположенная на удалении 22% от носка САХ крыла. При определении положения САХ наплыв учитывался. Обработка результатов весового эксперимента осуществлялась по стандартным формулам с учетом поправок на индукцию трубы и влияния державок. В процессе обработки результатов строились зависимости $m_x(\beta)$ и $m_y(\beta)$ в связанной системе координат для значений $\alpha = 0-40^\circ$ с интервалом $\Delta\alpha = 5^\circ$. Затем в диапазоне $\beta = \pm 3^\circ$ графически находились производные m_x^a и m_y^a .

2. Результаты исследований

а). Влияние наплыва. На рис. 2 приведены полученные в эксперименте зависимости $C_{y_a}(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ для случаев,

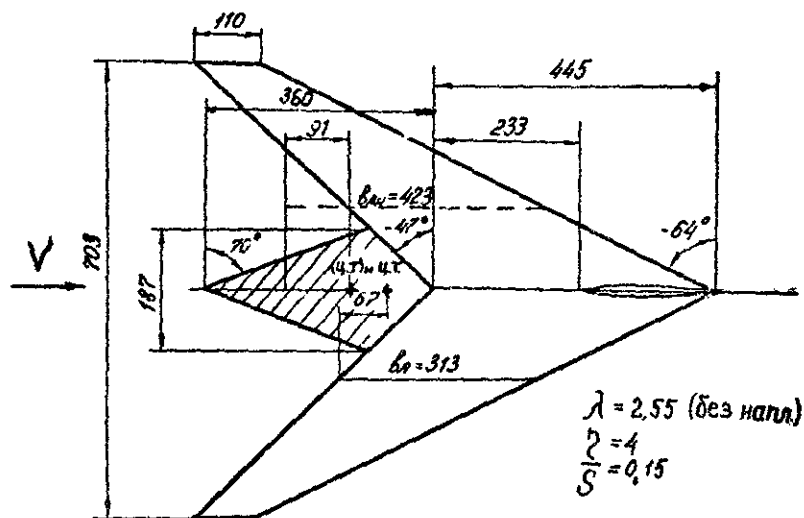


Рис. 1

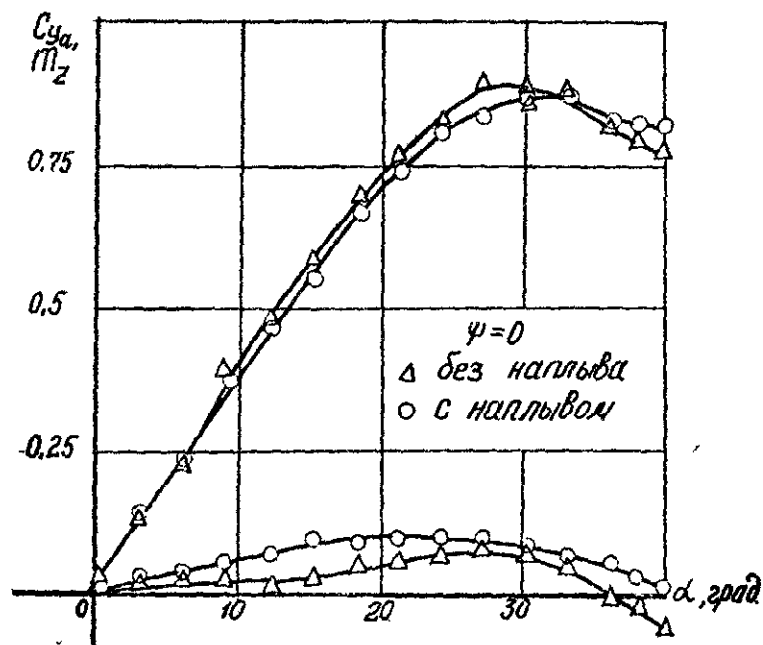


Рис. 2

когда крыло модели самолета было без наплыва и с наплывом. Видно, что наплыв на крыле обратной стреловидности приводит к некоторому ухудшению несущих свойств и появлению дополнительного кабрирующего момента.

На рис. 3 показаны поля скоростей, полученные в численном эксперименте с помощью метода дискретных вихрей [2] по методике, изложенной в работах [2, 3] для правого полукрыла в сечениях, проходящих через середины концевой (рис. 3, а) и корневой (рис. 3, б) хорд крыла. Угол атаки $\alpha = 20^\circ$, угол скольжения $\beta = 0$. В корневой части крыла можно видеть сечение вихревого жгута, образующегося на наплыве. Причем, в отличие от крыла обратной стреловидности без наплыва, этот вихревой жгут вращается против часовой стрелки (вид сзади), т.е. в противоположную сторону. Характерным является практически отсутствие вихрей жгута, образующегося на передней кромке консольной части крыла (рис. 3, в).

На рис. 4 и 5 приведены зависимости $m_y^B(\alpha)$ и $m_x^B(\alpha)$, полученные в эксперименте на исследуемой модели. Как следует из результатов, приведенных на рис. 4 наличие наплыва на крыле обратной стреловидности по сравнению с крылом без наплыва, приводит к заметному ухудшению статической путевой устойчивости модели самолета на углах атаки $\alpha > 15^\circ$. Так, при $\alpha = 30^\circ$ уменьшение абсолютного значения производной модели с наплывом (кривая 1) по сравнению с этой же моделью без наплыва (кривая 2) составляет 0,0015. Положительный эффект применения наплыва на исследуемой модели заключается в улучшении статической поперечной устойчивости в диапазоне углов атаки $0 < \alpha < 22^\circ$ (рис. 5) т.е. в том диапазоне, в котором модель самолета с крылом обратной стреловидности без наплыва обладает статической поперечной неустойчивостью (кривая 2).

Как следует из приведенных выше результатов, применение наплыва на исследуемой модели с крылом обратной стреловидности приводит, главным образом, к ухудшению статической путевой устойчивости на больших углах атаки (рис. 4) и улучшению статической поперечной устойчивости на малых и умеренных углах атаки (рис. 5).

б). Влияние поперечного V крыла на статическую боковую устойчивость. Исследование выполнено на модели самолета с крылом без наплыва. На рис. 4 и 5 приведены полученные зави-

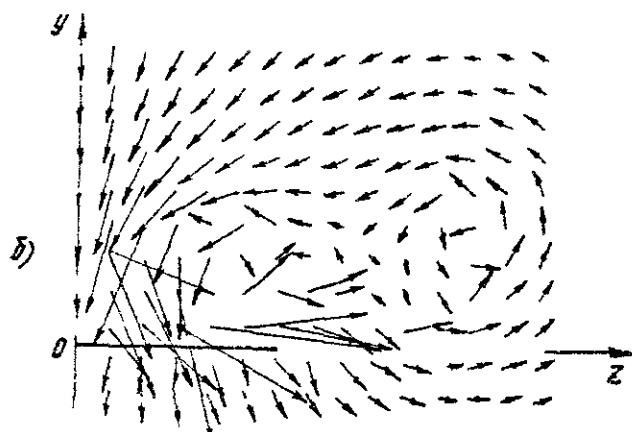
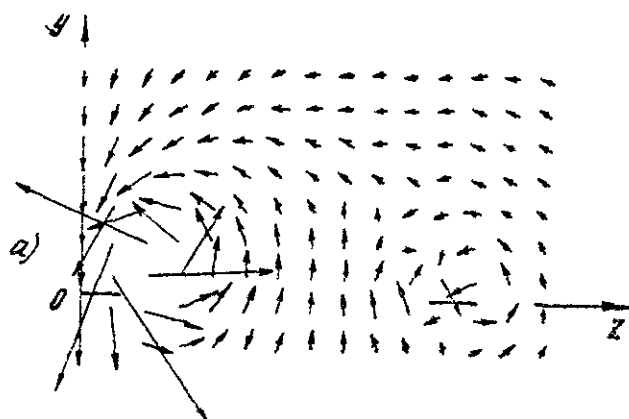


Рис. 3

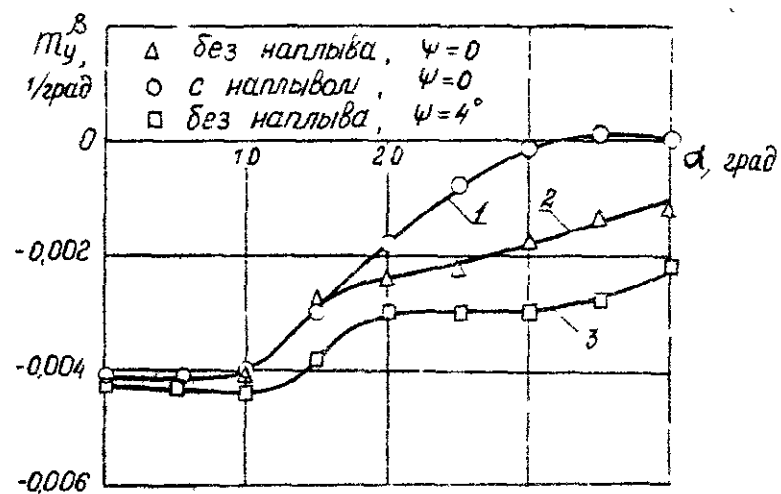


Рис. 4

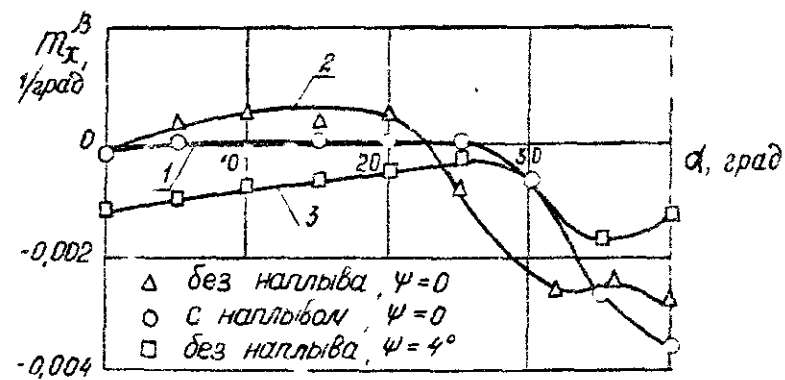


Рис. 5

симости $m_y^s(\alpha)$ и $m_x^s(\alpha)$ для случаев $\Psi = 0$ и $\Psi = 4^\circ$ (записи 2 и 3). Можно видеть (рис. 5), что выбранное значение угла поперечной стреловидности позволяет обеспечить статическую поперечную устойчивость во всем исследованном диапазоне углов атаки. Приращение абсолютного значения производной m_x^s составляет 0,0011 и сохраняется практически неизменным до $\alpha = 23^\circ$. Одновременно указанным увеличением поперечной устойчивости наблюдается улучшение и статической путевой устойчивости во всем диапазоне α (рис. 4). Увеличение абсолютного значения производной m_y^s на угле атаки $\alpha = 30^\circ$ составляет $\Delta m_y^s = 0,0012$.

Таким образом, положительное поперечное V крыла обратной стреловидности позволяет заметно улучшить характеристики статической поперечной и путевой устойчивости самолета в широком диапазоне углов атаки.

Литература

1. Караск А.А., Скакалин В.М., Тельянов Б.И. Экспериментальное исследование боковой статической устойчивости самолета с крылом обратной стреловидности на больших углах атаки. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. БИИМ им. проф. Н.Е.Жуковского, 1961.
2. Белоцерковский С.М., Нечет М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
3. Скакалин В.М. Исследование вихревых структур крыльев положительной и отрицательной стреловидности в численном эксперименте. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. БИИМ им. проф. Н.Е.Жуковского, 1982.

О.А.Зубков, Е.Д.Икрянников

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ САМОЛЕТА С ЦЕЛЬНО-ПОВОРОТНЫМ КРЫЛОМ ПРИ СКОЛЬЖЕНИИ

Настоящая работа является продолжением экспериментального изучения особенностей аэродинамических характеристик крыла с антисимметрично изменяемой стреловидностью, в частности, работы [1], и освещает результаты опытов в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей при косо́й обдувке самолета с цельноповоротным крылом.

При проведении исследований за базовую модель была выбрана модель самолета Ил-76 со снятыми двигателями, выполненная в масштабе 1 : 50 (рис. 1). Была предусмотрена возможность установки на эту модель цельноповоротного крыла в форме немодифицированного эллипса удлинением $\lambda = 10,2$ при обычном (симметричном) положении. В результате получилась модель, представляющая собой свободнонесущий моноплан с высокорасположенным цельноповоротным эллиптическим крылом и стреловидным оперением, выполненным по π -образной схеме (рис. 2). Геометрические параметры крыла при его различных углах поворота χ_n показаны на рис. 2.

Опыты проводились в аэродинамической трубе, имеющей закрытую рабочую часть восьмигранного сечения с диаметром вписанной окружности 2,25 м. В процессе испытаний скорость в трубе составляла 35 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса $Re = 0,36 \cdot 10^6$, подсчитанному по длине корневой хорды крыла ($b_0 = 0,15$ м) при его симметричной установке. Методика проведения эксперимента принималась следующей: при каждом χ_n ($\chi_n = 0, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$) и угле атаки α ($\alpha = 0, \dots, 20^\circ$) мо-

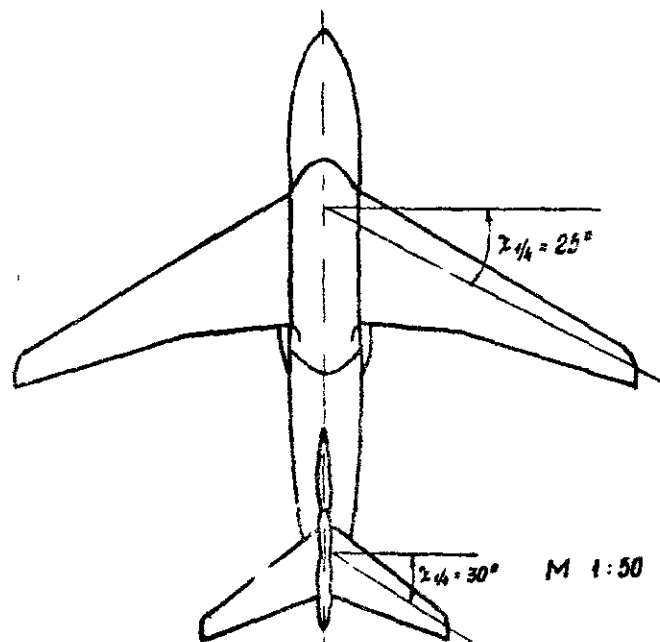


Рис. 1

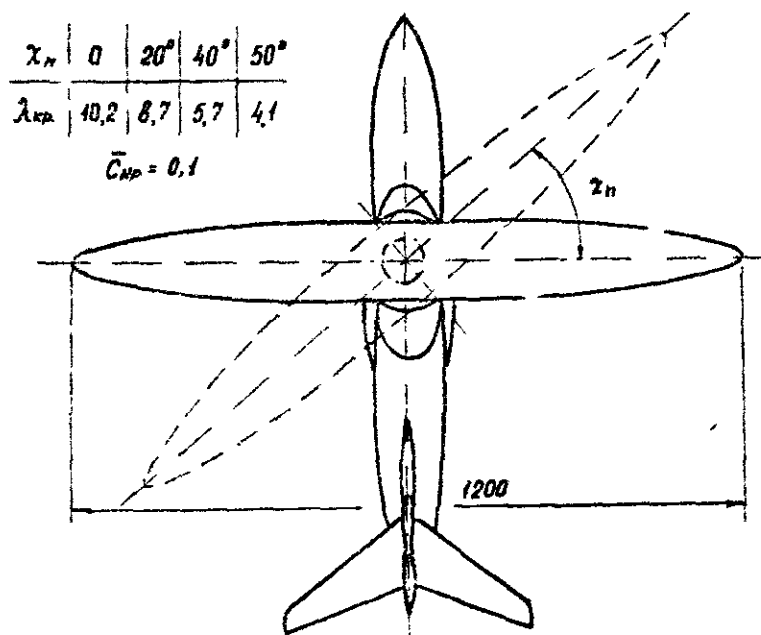


Рис. 2

дель поворачивалась в потоке на различные углы скольжения β ($\beta = -12^\circ, \dots, 0, \dots, 12^\circ$). Величина угла поворота крыла устанавливалась при $\alpha = 0$ и $\beta = 0$ и не изменялась с изменением углов атаки и скольжения. Измерение сил и моментов осуществлялось шестикомпонентными электромеханическими весами. Обработка результатов проводилась с помощью ЭВМ с учетом поправки на индукции труб и влияние дуги жавки.

Положение центра масс для модели Ил-76 и модели с цельноповоротным крылом при $\chi_n = 0$ выбиралось из условия обеспечения степени продольной статической устойчивости по перегрузке $m_{\bar{x}} = (\bar{x}_m - \bar{x}_f) = -0,1$ в долях средних аэродинамических хорд крыльев в диапазоне $\alpha = 0, \dots, 3^\circ$. При $\chi_n \neq 0$ положение центра масс \bar{x}_m не изменялось.

В процессе эксперимента с моделями самолетов (рис. 1 и 2) были получены зависимости коэффициентов боковой силы C_{za} , момента крена m_x и момента рыскания m_y от углов скольжения β . Их аэродинамические производные по углам β определялись на различных углах атаки при малых углах скольжения ($\beta = -3^\circ, \dots, 0, \dots, 3^\circ$). Полученные результаты приведены на рис. 3-5.

При увеличении углов атаки аэродинамические производные C_{za}^A исследуемых моделей уменьшаются по абсолютной величине (рис. 3). Как показал эксперимент, производные C_{za}^A модели самолета с цельноповоротным крылом больше, чем у модели Ил-76, что объясняется неодинаковым характером обтекания несущих поверхностей модели и неодинаковым влиянием вихревой пелены от крыла на фюзеляж и оперение при кривой обдувке. Из рис. 3 видно, что на любом угле атаки увеличение угла поворота приводит к росту аэродинамической производной C_{za}^A . Например, на угле атаки $\alpha = 20^\circ$ при $\chi_n = 50^\circ$ производная C_{za}^A примерно на 50% больше, чем при $\chi_n = 0$.

Как указано в [2], основная доля поперечной статической устойчивости самолета Ил-76 при наличии скольжения обеспечивается стреловидным крылом. При этом поперечная статическая устойчивость сохраняется во всем исследуемом диапазоне углов атаки ($\alpha = 0, \dots, 20^\circ$), что подтверждается сохранением отрицательного значения производной $m_x^A < 0$ (рис. 4). У модели с крылом с антисимметрично изменяемой стреловидностью m_x^A также меньше нуля при всех рассмотренных α и χ_n .

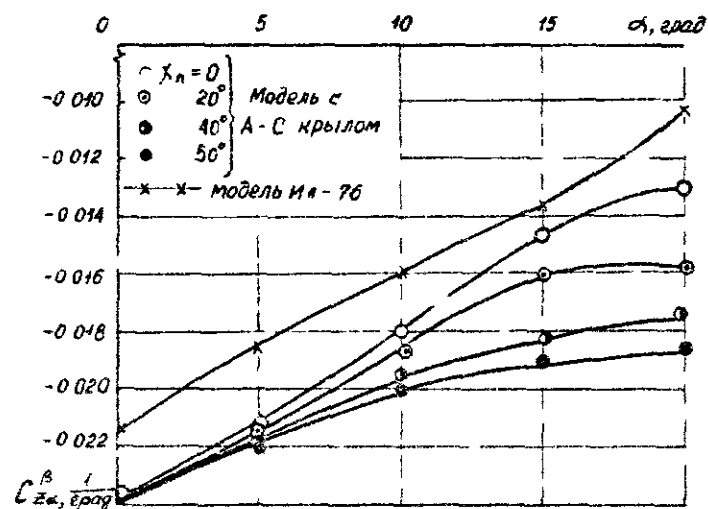


Рис 3

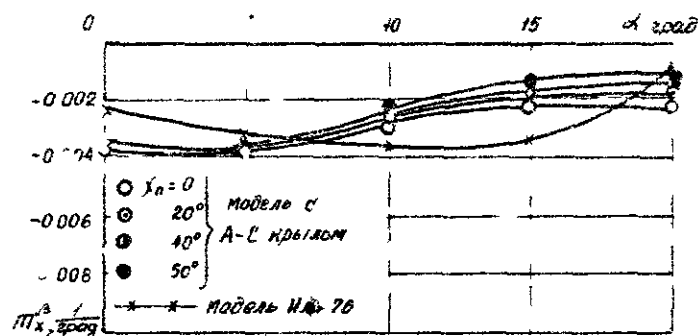


Рис 4

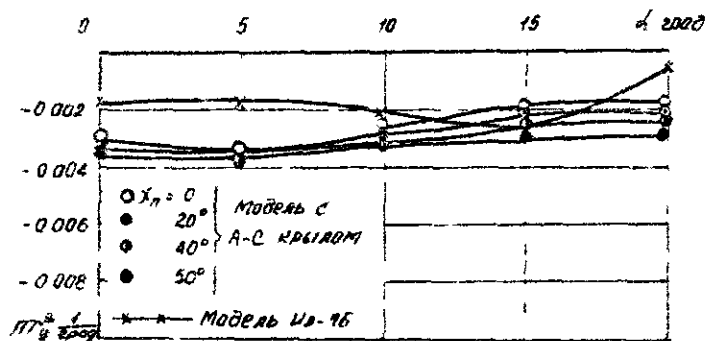


Рис 5

Принятые размеры вертикального оперения ($\Lambda_{sc} = 1,05^\circ$), его аэродинамическая компоновка, а также благоприятное влияние фюзеляжа и расположенного на вершине вертикального оперения горизонтального оперения самолета Ил-76 обеспечивают достаточную степень путевой статической устойчивости [2]. Как показали исследования, производная m_y^B модели Ил-76 сохраняет отрицательный знак по углам атаки (рис. 5). Отрицательный знак имеет и производная m_y^A модели самолета с цельноповоротным крылом. Из рис. 4 и 5 видно, что при увеличении χ_n поперечная статическая устойчивость уменьшается, а путевая растет. При этом абсолютные значения производных сравнительно невелики и не превышают величины 0,004 1/град. для m_x^B и 0,0035 1/град. для m_y^B . Эти величины достаточно близки к значениям производных m_x^A и m_y^A модели самолета Ил-76, что свидетельствует о возможности сохранения боковой устойчивости необычной аэродинамической схемы — самолета с цельноповоротным крылом.

Литература

1. Зубков О.А., Икрянников Е.Д. Исследование в численном и физическом эксперименте аэродинамических характеристик цельноповоротного эллиптического крыла. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 1985.
2. Васин И.С., Егоров В.И., Муравьев Г.Г. Аэродинамика самолета Ил-76. М., "Транспорт". 1983.

Вал. Д. Ж у к о в, О. А. З у б к о в, А. Н. М а л и н о в с к и й

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМБИНАЦИИ ПЕЛЬНОПОВОРОТНОЕ КРЫЛО-ФЮЗЕЛЯЖ НА БОЛЬШИХ ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

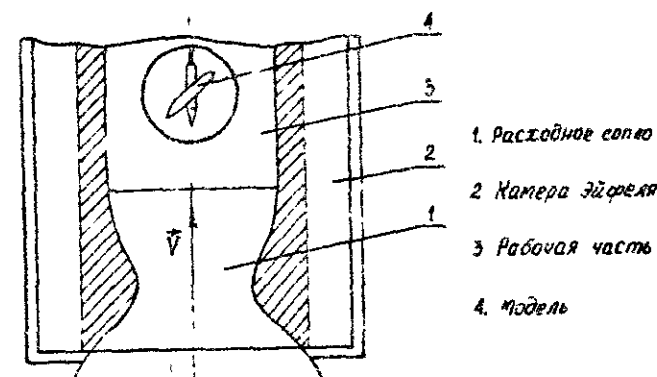


Рис. 1

В работе приводятся результаты экспериментального исследования аэродинамических характеристик комбинации пельноповоротное крыло-фюзеляж в трансзвуковой аэродинамической трубе эжекторного типа. Схема эксперимента представлена на рис. 1, где показана труба аэродинамической трубы и положение модели 4 относительно вектора скорости набегающего потока \vec{V} . При проведении эксперимента использовалось расходное сопло 1, позволяющее непрерывно регулировать число M от 0,4 до 1,2. Труба имеет закрытую рабочую часть 3 прямоугольного сечения размером $0,4 \times 0,4$ м и длиной 0,8 м, состоящую из двух контуров, образующих четырехстороннюю камеру Эйфеля 2.

Объектом исследования являлась полная металлическая модель комбинации крыло-фюзеляж (рис. 2), которая устанавливалась на тензосах с помощью державки, жестко связанной с кормой фюзеляжа. Пельноповоротное эллиптическое крыло, имеющее в общем положении ($\chi_n = 0$) удлинение $\lambda = 9,5$ с соотношением полуосей эллипса $7,5 : 1$, с помощью винта крепилось к фюзеляжу, имевшему удлинение $\lambda_f = 6,9$. Крыло имело корневую хорду $c_0 = 0,039$ м при $\chi_n = 0$ и относительную толщину $\bar{c} = 0,15$.

Профиль крыла симметричный, параболический, закругленный по передней и острый по задней кромкам. Фюзеляж представляет собой тело вращения, причем коническая часть равна 0,42 длины фюзеляжа. Число Рейнольдса, подсчитанное по длине корневой хорды крыла, менялось от $3,6 \cdot 10^5$ ($M = 0,4$) до $8,4 \cdot 10^5$

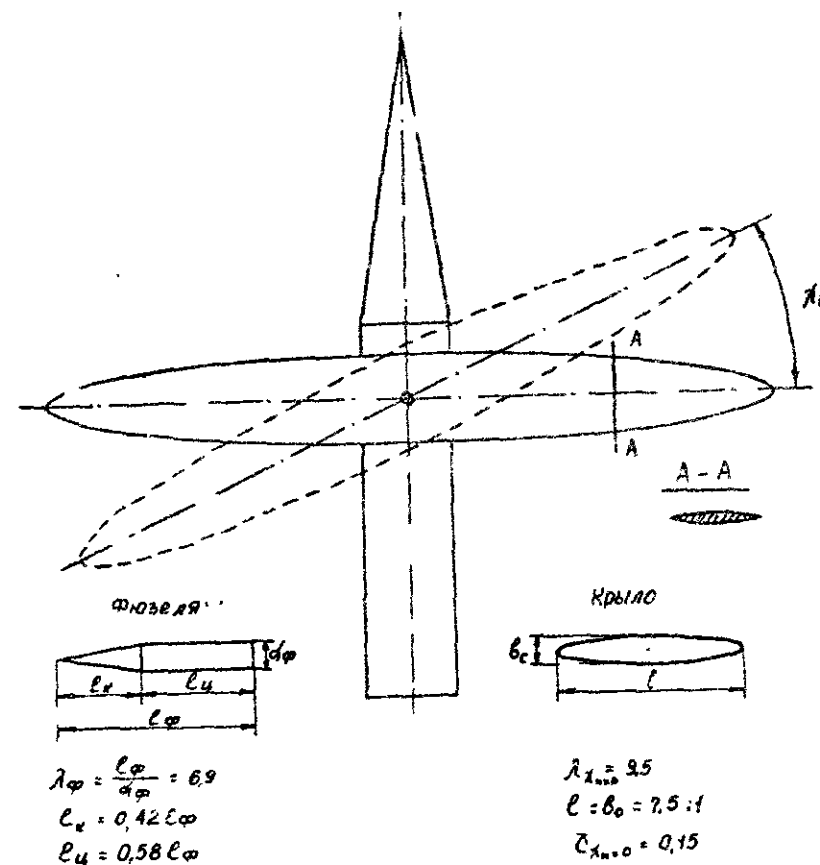


Рис. 2

($M = 0,9$). Углы атаки модели и поворота крыла фиксировались и далее по числам $0,4 < M \leq 0,9$ не изменялись. Угол поворота крыла изменялся в пределах от 0 до 60° , а угол атаки от 0 до 8° . На каждом угле атаки α при заданном числе M и величине угла поворота крыла χ_n делалось несколько замеров. Обработка результатов испытаний осуществлялась на ЭВМ.

Анализ результатов опыта позволил определить характер изменения аэродинамической производной коэффициента подъемной силы по углу атаки C_{ya}^* (рис. 3), а также приблизительно оценить коэффициент лобового сопротивления при нулевой подъемной силе C_{x_0a} (рис. 5) и максимальное аэродинамическое качество модели K_{max} (рис. 6) в зависимости от χ_n и указанного на рисунках диапазона чисел M .

Физический эксперимент сопровождается расчетом по линейной теории [1] производной C_{ya}^* (рис. 3) и сопоставлением результатов опыта и теории (рис. 4). Расчет C_{ya}^* комбинации крыло-фюзеляж проводился с использованием выводов по исследованию практической сходимости решения [2], на основе которых была принята вихревая модель с общим числом вихрей, равным 240. Вихри и контрольные точки располагались по равномерной схеме.

Из рис. 3 видно, что изменение угла поворота крыла, а следовательно, и удлинения приводит к существенному изменению несущих свойств комбинации фюзеляж-крыло. Зависимости

$C_{ya}^*(\chi_n, M)$ показывают, что несущие свойства крыла на малых и больших дозвуковых скоростях при увеличении уменьшаются в несколько раз. Например, на всех числах M при

$\chi_n = 60^\circ$ аэродинамическая производная C_{ya}^* примерно в 2,5-3 раза меньше, чем при обычном положении крыла. Поэтому для получения высоких значений подъемной силы в условиях взлета (посадки) бесспорным является применение малых углов поворота крыла.

Во всем исследуемом диапазоне чисел M (рис. 3) и $\chi_n < 60^\circ$ сходимость расчетных и опытных данных хорошая и удовлетворительная при $\chi_n = 60^\circ$. Это подтверждает и рис. 4, где показано, что подавляющее большинство значений величины аэродинамической производной C_{ya}^* в расчете и опыте попадают в 5% интервал согласования данных.

Рис. 5 иллюстрирует зависимости от числа M и угла коэффициентов лобового сопротивления при нулевой подъемной

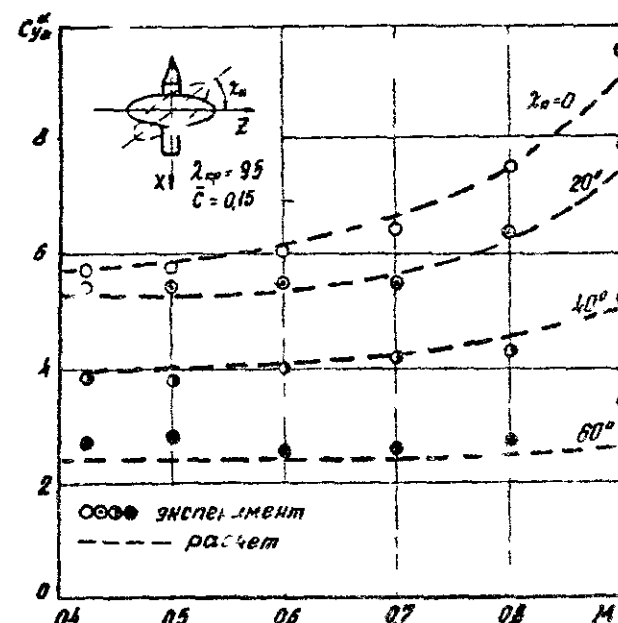


Рис 3

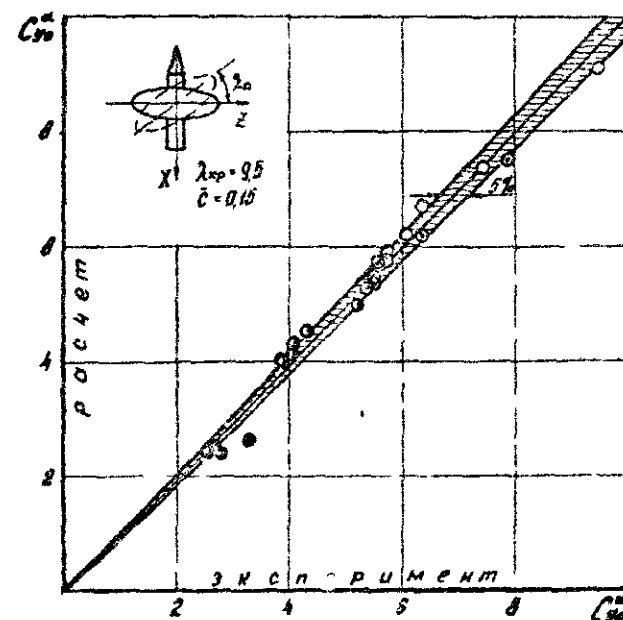


Рис 4

силе C_{xoa} , полученных в результате обработки экспериментальных данных. До чисел $M \approx 0.7$ коэффициент C_{xoa} практически не зависит ни от угла поворота крыла, ни от числа M . Это связано с тем, что основную долю сопротивления модели при $C_{ya} = 0$ на малых и умеренных скоростях составляет сопротивление трения, которое слабо зависит от χ_n и M . На трансзвуковых скоростях доминирующее значение приобретает волновое сопротивление. Видно (рис. 5), что при числах $M \approx 0.7-0.72$ и $\chi_n = 0$ начинает сказываться сжимаемость потока, что подтверждается интенсивным ростом C_{xoa} . При $\chi_n = 60^\circ$ возрастание коэффициента C_{xoa} происходит при больших числах ($M \approx 0.85$). Но на этом же числе M ($\chi_n = 60^\circ$) коэффициент сопротивления при нулевой подъемной силе комбинации фюзеляж-крыло $C_{xoa} \approx 0.024$. Установка крыла в симметричное положение, при условии сохранения $M = 0.85$, привела бы к увеличению C_{xoa} до 0.064. Числа M , на которых сказывается сжимаемость при $\chi_n = 20^\circ$ и 40° , имеют промежуточные значения. Таким образом, поворот крыла приводит к уменьшению коэффициента C_{xoa} на больших дозвуковых скоростях и увеличению чисел M , при которых начинает сказываться сжимаемость потока. Известно, что наибольшее сопротивление при $C_{ya} = 0$ дает крыло и фюзеляж [3]. Тогда, учитывая характер кривых $C_{xoa}(\chi_n, M)$, можно сказать, что применение в компоновке пельноповоротного антисимметричного крыла, позволяющего уменьшить C_{xoa} в трансзвуковой области, приведет к росту аэродинамического качества на этих скоростях.

Этот вывод подтверждает рис. 6. При малых числах M максимальное аэродинамическое качество K_{max} модели увеличивается с уменьшением χ_n , а на больших дозвуковых скоростях — наоборот. Поэтому для каждого числа M имеется некоторая оптимальная величина угла поворота крыла $\chi_{n\text{opt}}$ при которой качество получается наибольшим. На рис. 6 отгибающаяся $\chi_n = \chi_{n\text{opt}}(M)$, соответствующая K_{max} , показана пунктиром.

В заключение следует отметить, что другие аэродинамические характеристики комбинации антисимметричного крыла-фюзеляж, за исключением приведенных на рис. 5 и 6, могут быть получены по линейной теории без особых затрат машинного времени.

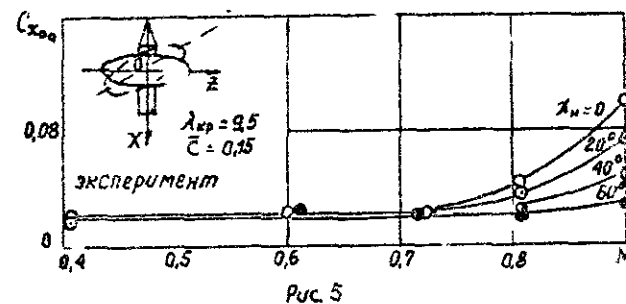


Рис. 5

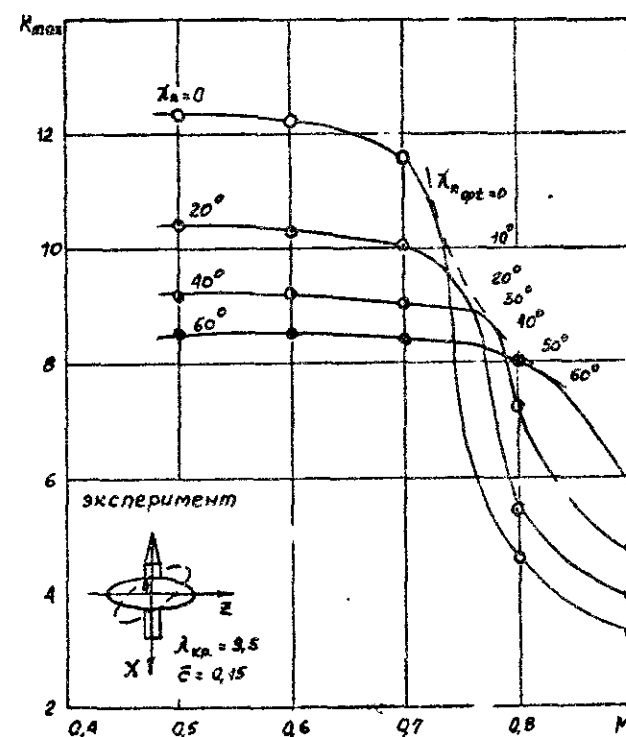


Рис. 6

Литература

1. Г а н и е в Ф.И., Н и ш т М.И. Расчет аэродинамических характеристик схематизированного летательного аппарата при дозвуковых скоростях. Труды ЦАГИ, вып. 1286, 1970.
2. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., С к р и п а ч Б.К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М., "Наука", 1977.
3. Аэродинамика летательных аппаратов и гидравлика их систем. Под редакцией М.И.Никита. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1981.

Е.И.Кривников

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОПЕРЕЧНОГО ВЫДУВА ГАЗА С ПР. ДИФ. ДИФЕН АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С ПР. ГОРБОВОГО КРЫЛА С ЗАКРЫЛКАМИ

Для повышения несущих свойств самолетов на режимах взлета и посадки применяются как обычные виды механизации крыла, так и энергетические способы увеличения подъемной силы. Одним из энергетических способов, к которому в последнее время проявляется интерес, является выдув сжатого газа из осесимметричных сопел вдоль передних кромок крыла над его верхней поверхностью [1 - 4]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования эффективности совместного использования выдува газовых струй и отклонения закрылков.

В исследованиях использовалась модель треугольного крыла со стреловидностью $\gamma = 60^\circ$ (рис. 1). На крыле имелись простые закрылки, угол отклонения которых мог изменяться от 0 до 40° . Профиль крыла был образован дугами окружности, относительная толщина в профиле составляла $\bar{c} = 4\%$. Угол стреловидности крыла $\gamma = 60^\circ$ был выбран с целью получения высокого прироста коэффициента суммарной подъемной силы при выдуве параллельно передним кромкам крыла как от сохранения устойчивого вихревого обтекания крыла до больших углов атаки, так и за счет вытеснения составляющих реакт. и струй в подъемную силу. Выдув сжатого воздуха осуществлялся из цилиндрических сопел с диаметром на срезе $d_c = 3$ мм. Сопла устанавливались над поверхностью крыла с относительными координатами $\bar{y}_c = \frac{y_c}{d_c} \approx 2$, $\bar{x}_c = \frac{x_c}{l_{\text{кор}}} = 0,15$ (рис. 1), которые близки к оптимальным с точки зрения макси-



418

27*

На рис. 3,4 приведены зависимости $C_{y_2}(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ и $C_{y_2}(C_{\mu})$ при $\delta_3 = 0$ и 30° . Можно отметить, что отклонение закрылков приводит к значительному увеличению прироста коэффициента подъемной силы при выдуве на малых и средних углах атаки, когда не используется на взлетно-посадочных режимах. При неотклоненных же закрылках выдув обеспечивает рост коэффициента подъемной силы в основном на больших углах атаки. Такой же вывод можно сделать из рассмотрения зависимости $\Delta C_{y_2}(\alpha)$ при $C_{\mu} = 0,083$, приведенной на рис. 5. Величина момента тангаса на пикирование возрастает примерно пропорционально увеличению коэффициента подъемной силы.

Зависимости $C_{y_2}(\delta_3)$ при $C_{\mu} = 0; 0,083; 0,16$ для $\alpha = 12^\circ$ представлены на рис. 6. Из графиков следует, что если без выдува темп увеличения C_{y_2} при отклонении закрылков начинает падать при $\delta_3 > 20^\circ$, то при выдуве он сохраняется до больших углов отклонения закрылков. Прирост коэффициента подъемной силы в результате поперечного выдува существенно превышает величину C_{μ} . Это хорошо видно из рассмотрения отношения $\frac{\Delta C_{y_2}}{C_{\mu}}$, показывающего, во сколько раз прирост подъемной силы за счет выдува газовых струй вдоль передней кромки крыла может быть выше, чем при выдуве с такой же интенсивностью вертикально вниз. Из рассмотрения приведенной на рис. 7 зависимости $\frac{\Delta C_{y_2}}{C_{\mu}}(\delta_3)$ для $\alpha = 12^\circ$ видно, что величина $\frac{\Delta C_{y_2}}{C_{\mu}}$ при $\delta_3 = 30 \dots 40^\circ$ приближается к 4.

Прирост коэффициента подъемной силы при фиксированном угле отклонения закрылка определяется коэффициентом импульса выдуваемой струи. Для примера на рис. 8 и 9 представлены зависимости $\Delta C_{y_2}(C_{\mu})$ и $\frac{\Delta C_{y_2}}{C_{\mu}}(C_{\mu})$ при различных углах отклонения закрылков для $\alpha = 12^\circ$. Видно, что с увеличением C_{μ} прирост коэффициента подъемной силы возрастает, а величина $\frac{\Delta C_{y_2}}{C_{\mu}}$ имеет тенденцию к некоторому уменьшению.

Кроме увеличения несущих свойств в результате выдува наблюдается сдвиг поляра влево за счет составляющих реакций струй газа, а так же вследствие уменьшения индуктивного сопротивления. Для рассмотрения чисто аэродинамического влияния выдува на определенных в результате испытаний величин суммарных аэродинамических коэффициентов исключены сос-

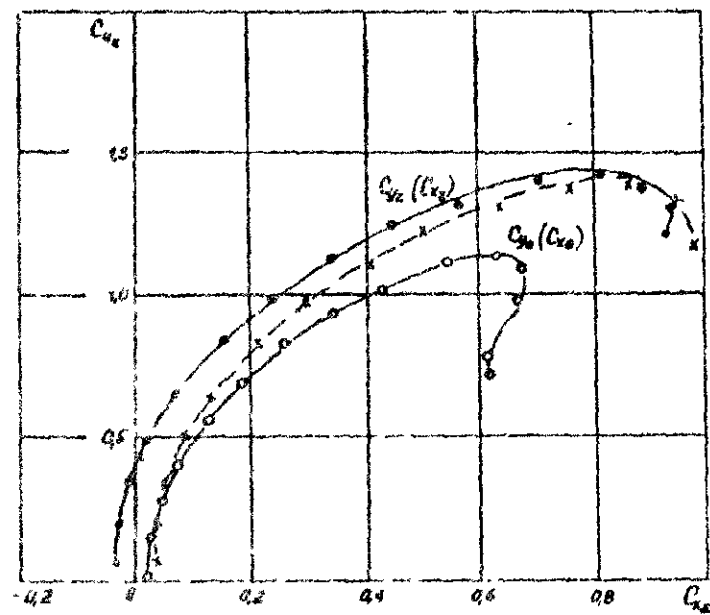
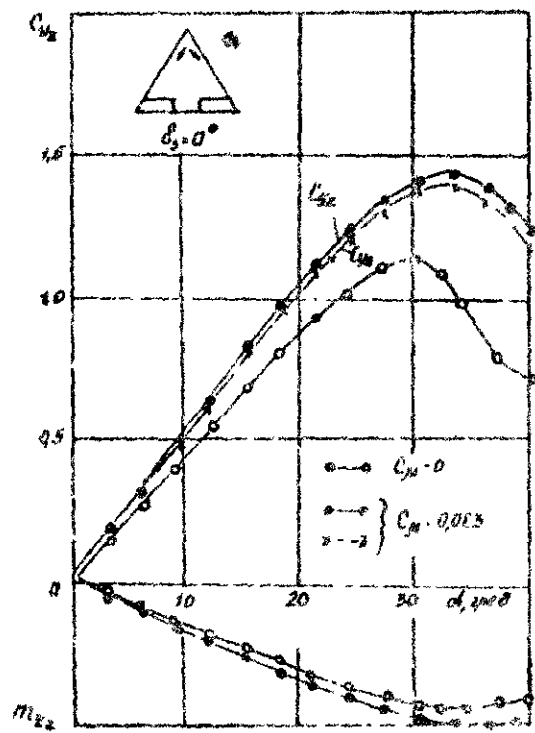
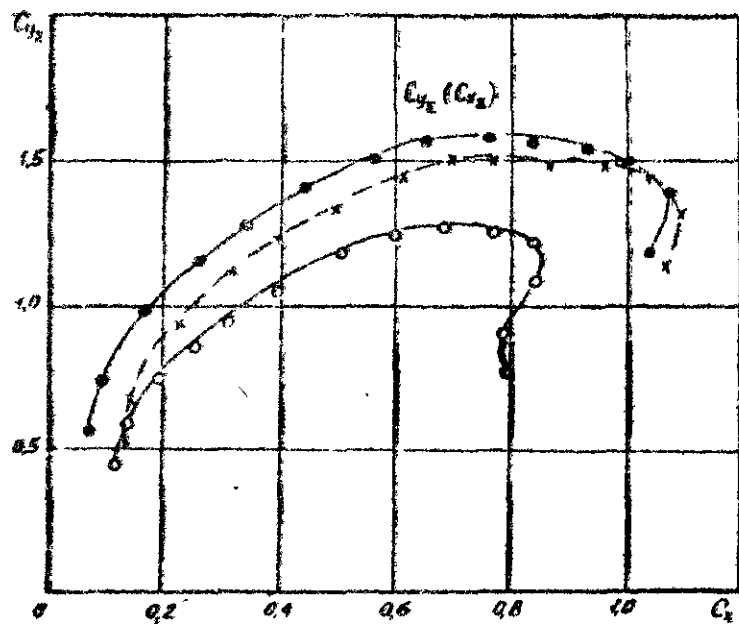
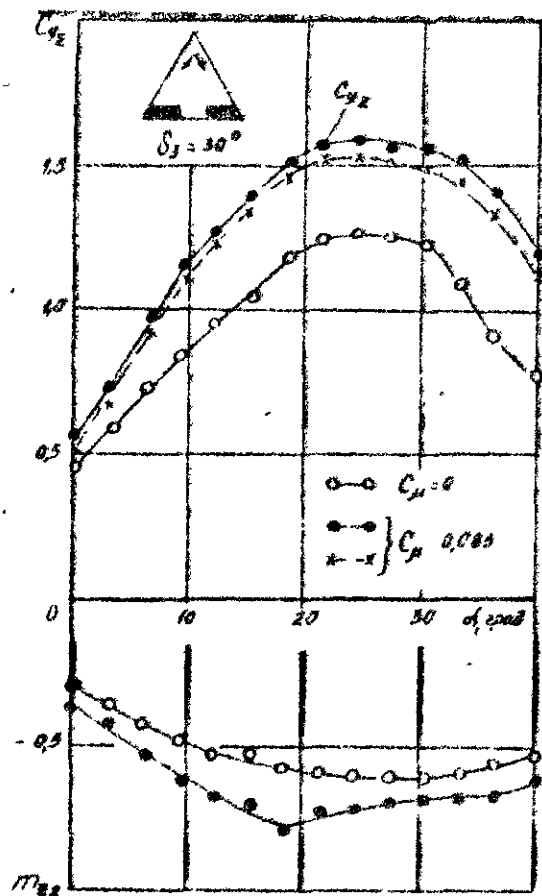


Fig. 3



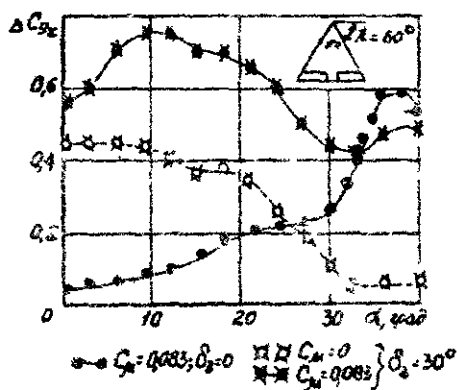


Рис. 5

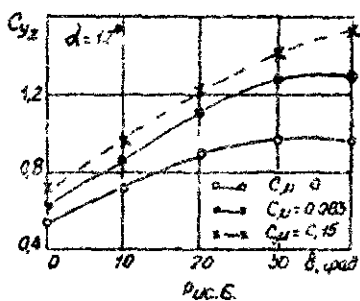


Рис. 6

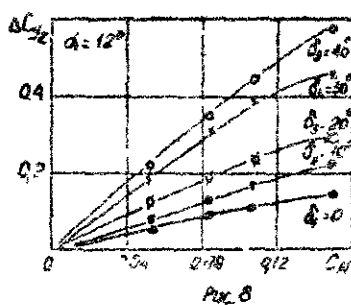


Рис. 8

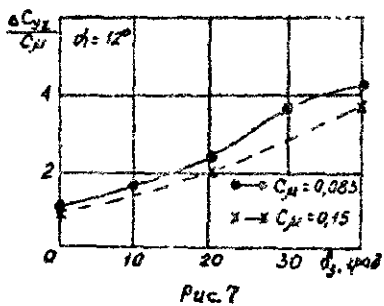


Рис. 7

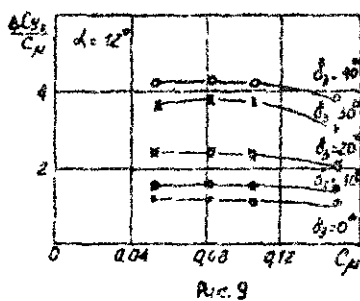


Рис. 9

таблицах реакции струй и зависимости $C_{y_a}(\alpha)$ и $C_{y_a}(C_{x_a})$ для сравнения с $C_{y_z}(\alpha)$ и $C_{y_z}(C_{x_E})$ нанесены на рис. 3 и 4. Видно, что при малых значениях происходит некоторое увеличение C_{x_a} за счет поперечного выдува. При больших же величинах C_{y_a} в результате уменьшения индуктивного сопротивления имеет место существенное уменьшение C_{x_a} . Так, при $C_{y_a} = 1,0$ выдув с $C_{y_a} = 0,083$ приводит к уменьшению аэродинамического коэффициента лобового сопротивления при $\delta_1 = 0$ на $\Delta C_{x_a} = 0,08$ (рис. 3), а при $\delta_1 = 30^\circ$ — на $\Delta C_{x_a} = 0,09$ (рис. 4).

Приведенные результаты свидетельствуют с высокой эффективностью выдува осесимметричных газовых струй над передними кромками треугольного крыла с закрылками для увеличения коэффициента подъемной силы при углах атаки $\alpha = 10...15^\circ$, которые характерны для взлетно-посадочных режимов полета большинства самолетов.

Литература

1. Dixon G.J. Lift and control augmentation by spanwise blowing over trailing edge flaps and control surfaces. AIAA Paper, N 101, 1972.
2. Золотко Е.М., Митрохин Н.М., Петров А.В., Чихов С.И. Исследование систем поперечного выдува струй на закрытках. Труды ЦАГИ, вып. 1858, 1977.
3. Икряников Е.Д., Караск А.А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик плоского прямоугольного крыла с выдувом струи газа вдоль передней кромки. Научно-методические материалы по аэродинамике и динамике боевого маневрирования летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1978.
4. Митрохин Н.М., Исследование модели самолета с поперечной струей, используемой в качестве средства повышения несущих свойств на больших углах атаки. Труды ЦАГИ, вып. 1968, 1978.

5. Икряников Е.Д., Коржнев В.А. Влияние расположения сопел на прирост коэффициента подъемной силы за счет поперечного выдува газовых струй над прямоугольными и треугольными крыльями различного удлинения. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.

Е.Д.Икрянников, Е.Г.Петров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО
ВЫДУВА ГАЗОВЫХ СТРУЙ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ

СВОЙСТВА КРЫЛЬЕВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ

В настоящее время значительное внимание уделяется исследованию эффекта полезного отрыва, реализация которого обеспечивает повышение несущих свойств крыла за счет образования устойчивого течения под его поверхностью при больших углах атаки. Наличие устойчивого вихревого течения вблизи передней кромки крыла является характерной особенностью обтекания тонких крыльев большой стреловидности, а также крыльев сложной формы в плане. На крыльях же умеренной стреловидности устойчивое вихревое течение не реализуется из-за разрушения вихрей при достаточно малых углах атаки [1]. Перспективным способом формирования и управления вихревым течением над крыльями с умеренной стреловидностью является поперечный выдув газовых струй [2-5]. В данной работе рассматривается и сравнивается эффективность выдува струй над крыльями различной формы в плане с одинаковым удлинением.

Исследования проводились на трапециевидном крыле, крыльях с напльвом и готической формы в плане. Удлинение крыльев составляло $\lambda = 1,93$. Модели крыльев выполнялись плоскими с острыми кромками. Геометрические параметры и размеры моделей крыльев приведены на рис. 1. Экспериментальные исследования выполнялись в аэродинамической трубе малых дозвуковых скоростей с рабочей частью восьмигранного сечения с диаметром вписанной окружности 2,25 м. Скорость набегающего потока во время испытаний поддерживалось $V_{\infty} = 32$ м/с. При

$$\lambda_{np} = 1,95$$

$$S_{np} = 0,187, m^2$$

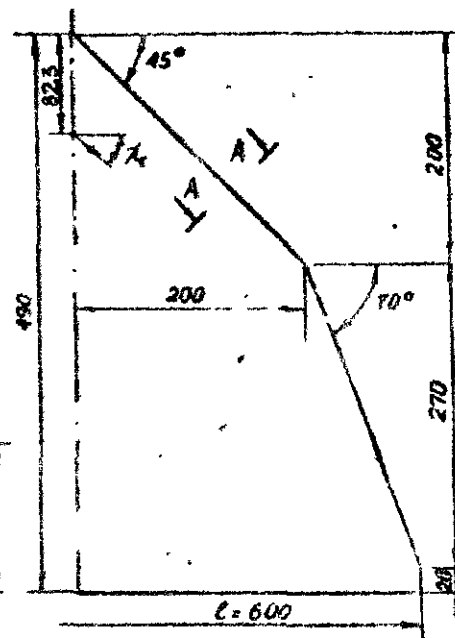
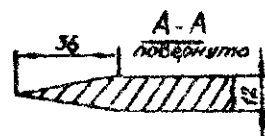
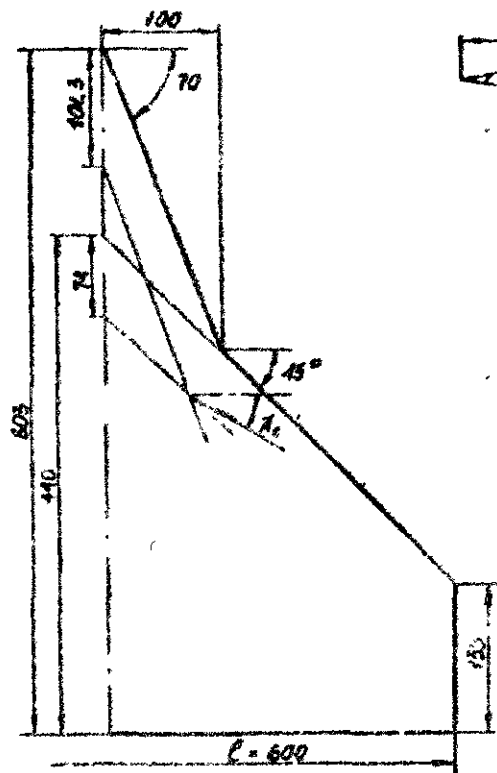
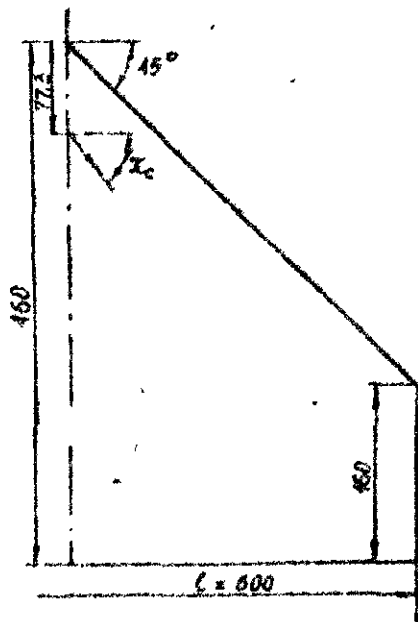


Рис 1

этом число Рейнльдса, определяемое по средней аэродинамической хорде, было $Re = 0,8 \times 10^6$.

Модели крыльев устанавливались в аэродинамической трубе на 6-ти компонентных весах при помощи специальной державки, которая являлась одновременно элементом системы подвода сжатого воздуха [5]. Выдув осуществлялся из сопел с диаметром на среде $d_c = 3$ мм. При проведении исследований выдув над крыльями с наплывом и готической формы в плане осуществлялся над их частями, имеющими меньшей угол стреловидности. На крыле с наплывом сопла располагались вблизи точки излома, как показано на рис. 1. На трапециевидном и готической формы крыльях поперечный выдув осуществлялся из сопел, установленных у корневой хорды на относительном расстоянии от носика крыльев $\bar{x}_c = \frac{x_c}{l_{кор}} = 0,168$. Относительная высота расположения сопел над поверхностью крыльев была одинаковой $\bar{y}_c = \frac{y_c}{c/c} \approx 2,0$. Выбранное местоположение, как показано в работах [2,4,6], близко к оптимальному с точки зрения прироста коэффициента подъемной силы за счет выдува.

За параметр, характеризующий интенсивность выдува, принимается коэффициент импульса выдуваемых струй [2].

$$C_M = \frac{J}{qS}$$

где J - импульс выдуваемых струй, определяемый на основании тарировочных испытаний в зависимости от давления и температуры торможения на входе в сопло; q - скоростной напор набегающего потока; S - площадь исследуемых крыльев.

При проведении испытаний коэффициент импульса выдуваемых струй изменялся от 0 до 0,188. На основании весовых испытаний определялись коэффициенты подъемной силы $C_{y\varepsilon}$, лобового сопротивления $C_{x\varepsilon}$ и момента тангажа $m_{\varepsilon\varepsilon}$ с учетом составляющих реакции выдуваемых струй. Коэффициент $m_{\varepsilon\varepsilon}$ вычислялся относительно носика САХ исследуемых крыльев.

На рис. 2-4 приведены зависимости $C_{y\varepsilon}(\alpha)$ и $m_{\varepsilon\varepsilon}(\alpha)$ исследуемых крыльев с учетом составляющих реакции струй при $C_M = 0; 0,089; 0,188$. Угол установки сопел при этом составлял $\chi_c = 45^\circ$. Из зависимостей видно, что выдув приводит к увеличению коэффициента подъемной силы, особенно

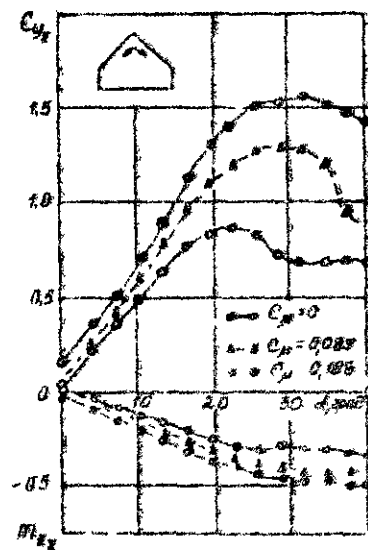


Рис. 2

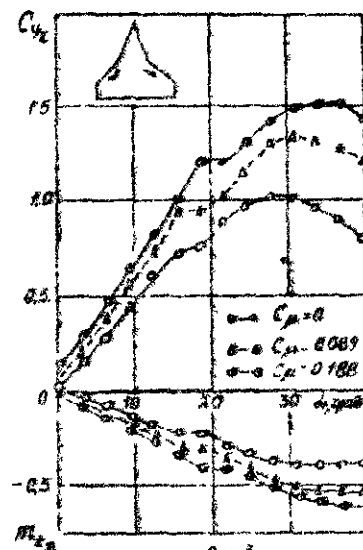


Рис. 3

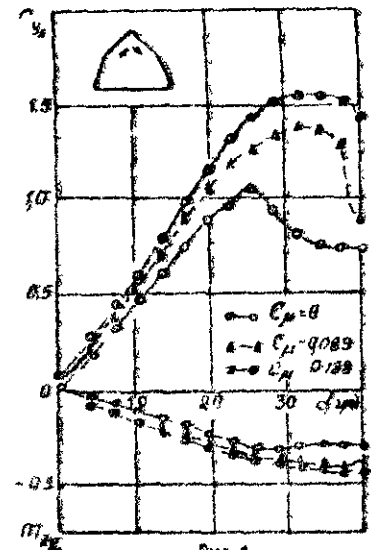


Рис. 4

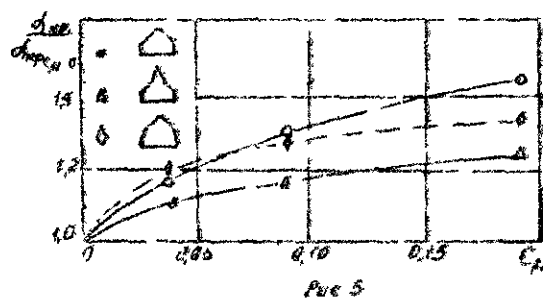


Рис. 5

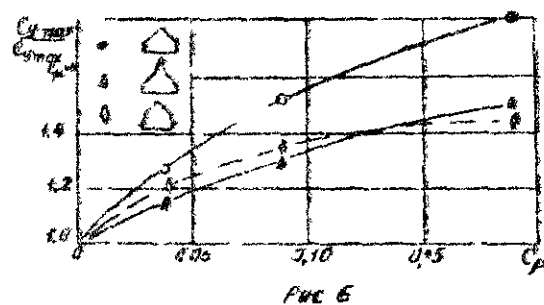


Рис. 6

при больших углах атаки. При этом существенно возрастают значения критических углов атаки $\alpha_{кр}$ и максимального значения коэффициента подъемной силы $C_{y_{max}}$. Для наглядности на рис. 5 приведено изменение относительного приращения критического угла атаки при применении коэффициента импульса выдуваемых струй для рассматриваемых крыльев. Зависимость, отражающая относительное увеличение максимальной величины коэффициента подъемной силы, представлена на рис. 6. Наибольшее увеличение несущих свойств наблюдается у трапециевидного крыла. Это связано с тем, что у крыльев с наплывом и готической формы имеются части с большой стреловидностью, на которых и без выдува сохраняется устойчивое вихревое обтекание до больших углов атаки.

Прирост коэффициента подъемной силы ΔC_{y_Σ} при поперечном выдуве происходит в основном за счет увеличения аэродинамической составляющей коэффициента подъемной силы ΔC_{y_a} и в меньшей степени в результате вклада составляющей реакции струй в подъемную силу $\Delta C_{y_R} = C_\mu \sin \chi_c \sin \alpha$ [2]. Зависимости $\Delta C_{y_\Sigma} (C_\mu)$ для рассматриваемых крыльев при различных α представлены на рис. 7-9. Рост C_{y_Σ} при поперечном выдуве сопровождается примерно пропорциональным приращением момента тангажа на тикирование (рис. 2-4).

На аэродинамические характеристики существенное влияние оказывает направление выдува струй. В качестве примера на рис. 10 приведены зависимости $C_{y_\Sigma} (\alpha)$, $m_{\bar{x}_\Sigma} (\alpha)$ и $C_{y_\Sigma} (C_{x_\Sigma})$, полученные для трапециевидного крыла при выдуве из сопел с $\chi_c = 44, 55, 90^\circ$ при $C_\mu = 0,089$. Видно, что направление выдува существенно сказывается на величине аэродинамического коэффициента подъемной силы. С точки зрения прироста аэродинамического коэффициента подъемной силы оптимальный угол выдува струй зависит от угла атаки. На рис. 11-13 приведены зависимости $\Delta C_{y_a} (\chi_c)$ при $\alpha = 10, 19$ и 28° для рассмотренных крыльев в случае выдува с $C_\mu = 0,089$. Из приведенных зависимостей следует, что с увеличением угла атаки оптимальный угол установки сопел возрастает с $\chi_c = 45^\circ$ при $\alpha = 10^\circ$ до $60 \dots 70^\circ$ при $\alpha = 28^\circ$.

Направление выдува влияет также на сдвиг поляра влево за счет составляющей тяги сопел ($\Delta C_{x_\mu} = C_\mu \sin \chi_c \sin \alpha$),

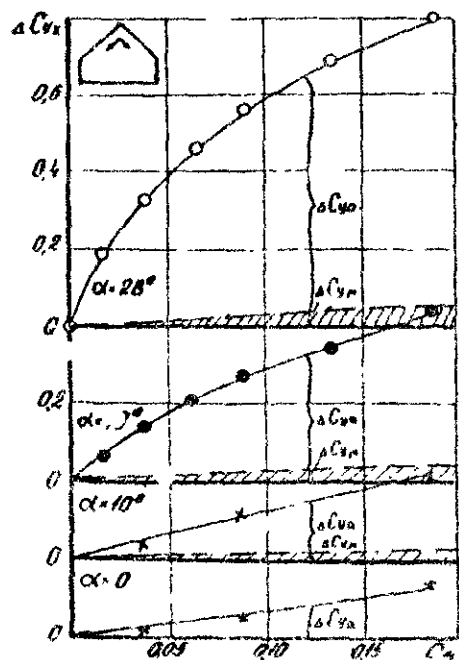


Рис. 7

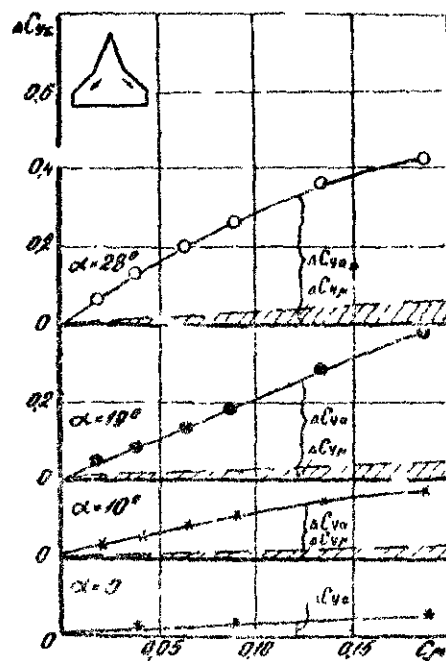


Рис. 8

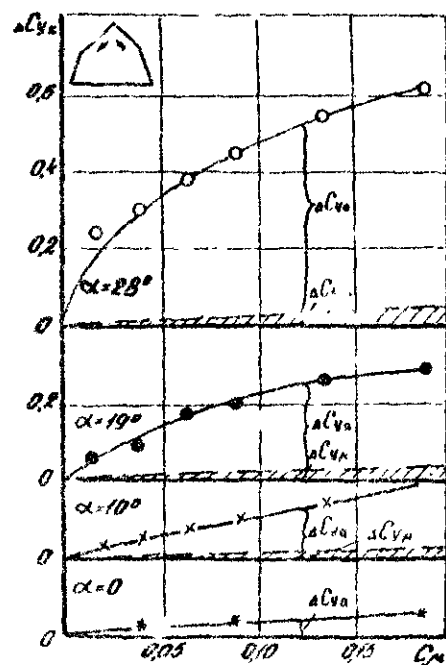


Рис. 9

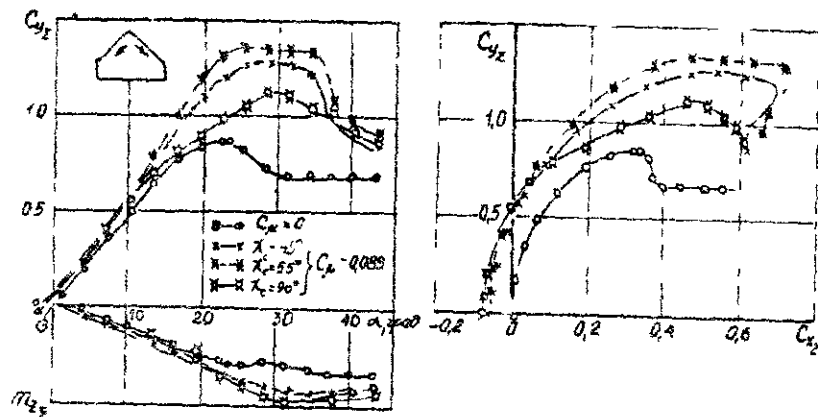


Рис 10

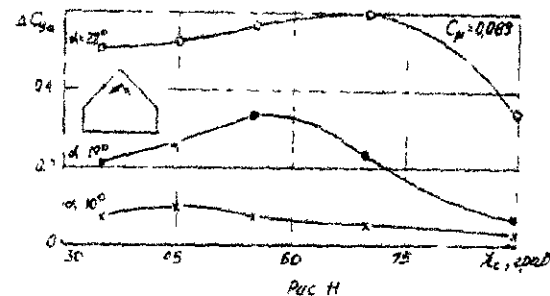


Рис 11

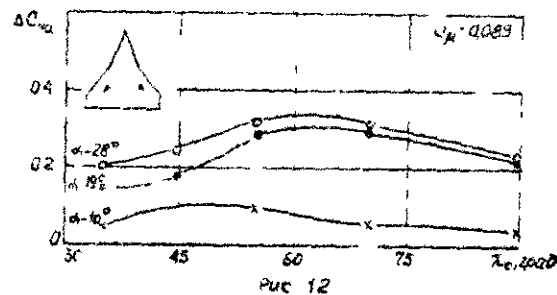


Рис 12

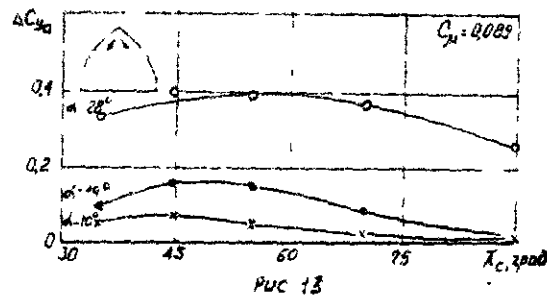


Рис 13

направленной против действия силы лобового сопротивления. Выдув из сопел, установленных под оптимальным углом, приводит также к уменьшению индуктивного сопротивления, что проявляется в уменьшении отвала поляра выправе при росте значений коэффициента подъемной силы.

Литература

1. Визель Е.П., Губчик А.А., Кассич М.В., Жуков В.Д., Жуков Вал. Д., Хрекин М.И. Экспериментальное исследование отрывных течений и линейных характеристик тонких крыльев. Труды ЦАГИ, вып. 1915, 1978.
2. Митрохин И.М. Исследование модели самолета с поперечной струей, используемой в качестве средства повышения несущих свойств на больших углах атаки. Труды ЦАГИ, вып. 1968, 1978.
3. Dixon G.J. Lift and control augmentation by spanwise blowing over trailing edge flaps and control surface. AIAA Paper # 781, 1972.
4. Bradley R.G. and Wray W.A. conceptual study of leading-edge-vortex enhancement by blowing. Journal of Aircraft. 1, 1974.
5. Икрянников Е.Д., Петров Е.Г. Экспериментальное исследование влияния поперечного выдува газовых струй над верхней поверхностью прямоугольных и треугольных крыльев на особенности их обтекания и аэродинамические характеристики. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
6. Икрянников Е.Д., Коржнев В.И. Влияние расположения сопел на прирост коэффициента подъемной силы за счет поперечного выдува газовых струй над прямоугольными и треугольными крыльями различного удлинения. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.

В.В.Зубок, Нгуен Ван Хонг

ВЛИЯНИЕ ПОВРЕЖДЕНИЙ НЕСУЩИХ И РУЛЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА МОМЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ САМОЛЕТА

Повреждения несущих и рулевых поверхностей ухудшают эффективность органов управления и несущую способность летательного аппарата в целом [1]. Существуют повреждения, которые не сильно влияют на несущую способность летательного аппарата, но заметно ухудшают его устойчивость и управляемость. Представляет большой интерес вопрос о влиянии повреждений несущих и рулевых поверхностей на моментные характеристики самолета.

Для исследования влияния повреждений несущих и рулевых поверхностей на моментные характеристики самолета была выбрана модель самолета с треугольным крылом (рис. 1). Варианты повреждений были выбраны следующие:

- повреждение крыла модели самолета (рис. 2, а);
- обрыв одной половины горизонтального оперения;
- повреждение вертикального оперения (рис. 2, б).

Аэродинамические характеристики модели самолета с повреждением рассчитывались на ЭВМ по методу, изложенному в работе [2]. С целью проверки достоверности теоретических результатов и анализа влияния угла атаки α и угла скольжения β на аэродинамические характеристики самолета в боковом движении было проведено экспериментальное исследование. Продувки модели самолета проводились в дозвуковой аэродинамической трубе при числе $Re = 0,87 \cdot 10^6$ и углах атаки $\alpha = 0 + 12^\circ$. Угол скольжения изменялся в пределах

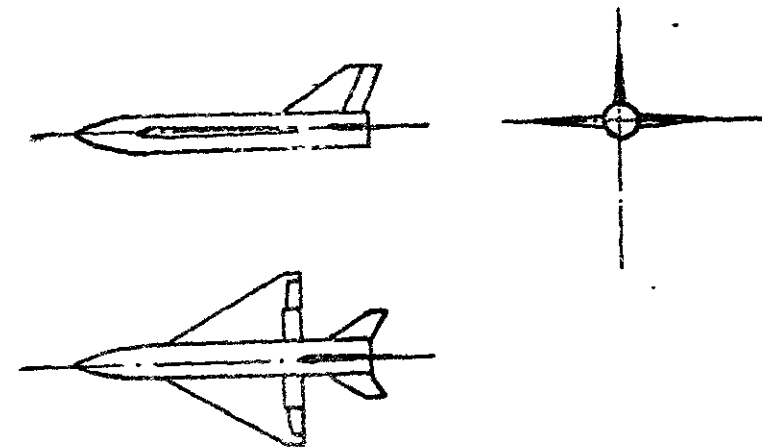


Рис. 1

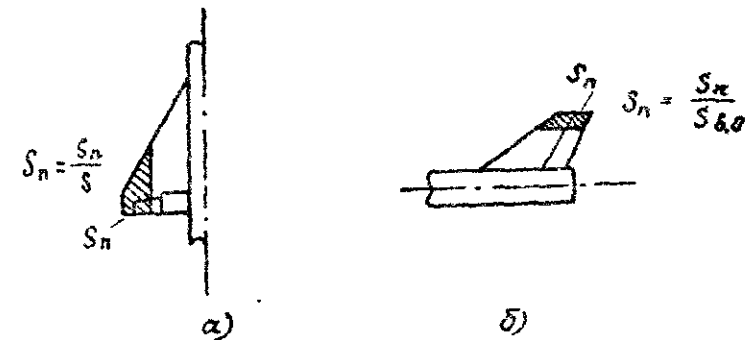


Рис. 2

$$-6^{\circ} \leq \beta \leq 12^{\circ}.$$

Введем аэродинамические коэффициенты.

$$C_y = \frac{Y}{\rho S}, m_{x,y} = \frac{M_{x,y}}{\rho S l}, m_z = \frac{M_z}{\rho S b},$$

где $\rho = \frac{1}{2} \rho V^2$ - скоростной напор, S - площадь крыла, l - размах крыла, b - средняя аэродинамическая хорда.

Коэффициенты аэродинамических сил определяются в скоростной системе координат, а моментов - в связанной системе, относительно центра тяжести самолета.

Повреждение несущих и рулевых поверхностей, главным образом, влияет на положение фокуса самолета, тем самым изменяет его продольную статическую устойчивость.

На рис. 3 изображена зависимость $C_y(\alpha)$ исходной модели и модели с повреждением крыла (рис. 2, а) с относительной площадью $\bar{S}_n = \bar{S}_n / S = 0,135$. Такое повреждение уменьшает подъемную силу модели самолета примерно на 28%. Результаты расчета показывают, что повреждение такого типа с относительной площадью $\bar{S}_n = 0,035$ существенного снижения подъемной силы модели самолета не вызывает (примерно на 9%). Однако в этом случае самолет становится статически неустойчивым на режимах взлета и посадки (рис. 4).

Зависимость $m_z(\alpha)$ для модели самолета при обрыве одной половины горизонтального оперения показана на рис. 5. Наблюдается удовлетворительная сходимость результатов расчета с экспериментальными данными, полученными при нулевом угле отклонения стабилизатора.

Обрыв одной половины горизонтального оперения существенного затруднения в продольной балансировке самолета не вызывает. Видно, что при небольшом отклонении неповрежденной половины стабилизатора, например, на -10° , можно обеспечить продольную балансировку самолета на достаточно большом угле атаки ($\alpha = 13^{\circ}$).

Рассмотрим особенности боковых моментных характеристик самолета при наличии повреждений. На рис. 6 приведена зависимость $m_y(\beta)$ для модели самолета при повреждении вертикального оперения (рис. 2, б). Линейность этой зависимости сохраняется до значения угла скольжения $\beta = 10^{\circ}$.

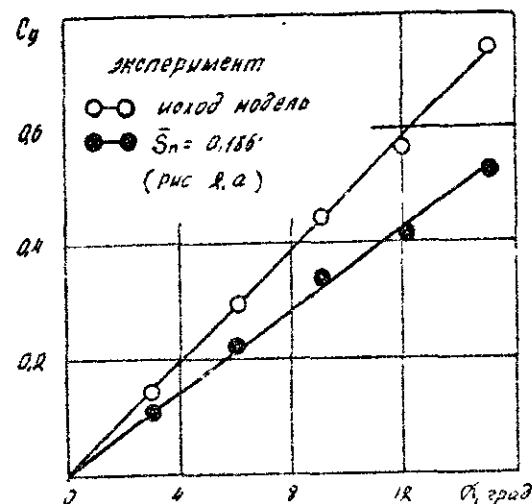
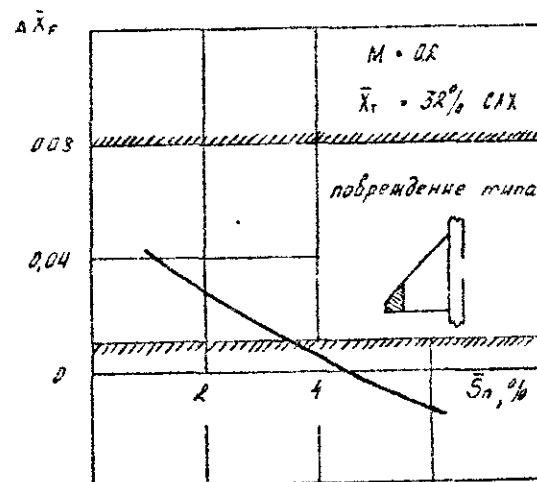
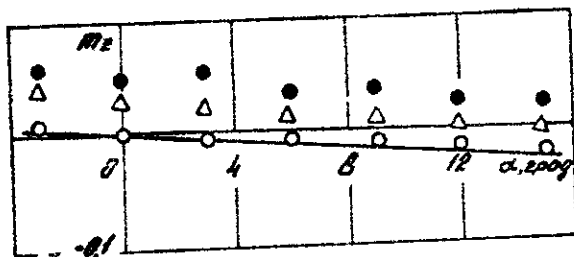


Рис 3



Допустимые пределы изменения $\Delta \bar{x}_f$ при $\bar{x}_f = \text{const}$ по условиям продольной устойчивости и управляемости
Рис 4



эксперимент: $\circ \circ \psi = 0^\circ$
 $\triangle \triangle \psi = -10^\circ$
 $\bullet \bullet \psi = -20^\circ$
 расчет: — $\psi = 0^\circ$
 (обрыв левой части г.о.)

Рис 5

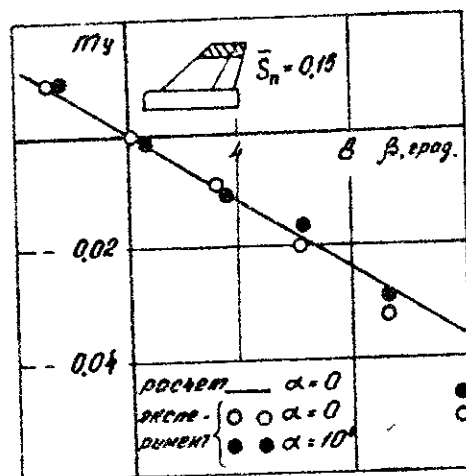


Рис 6

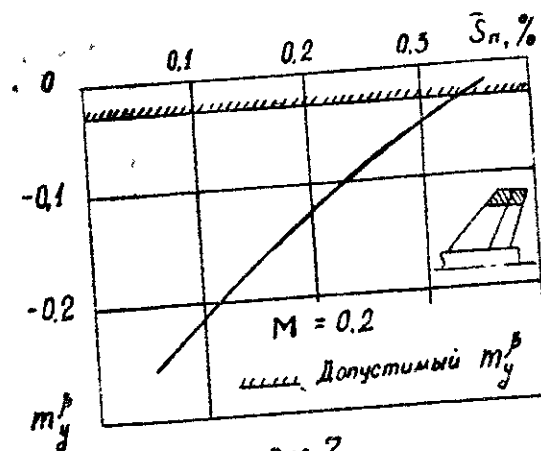


Рис. 7

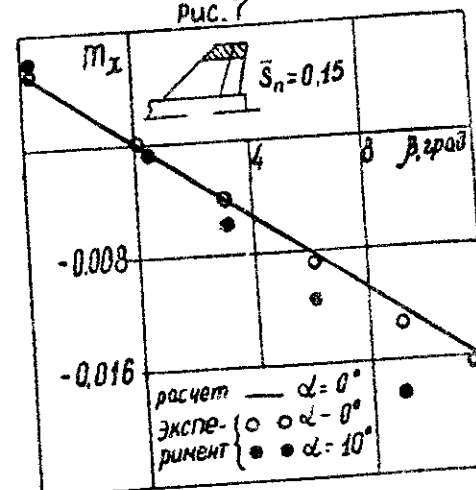


Рис. 8

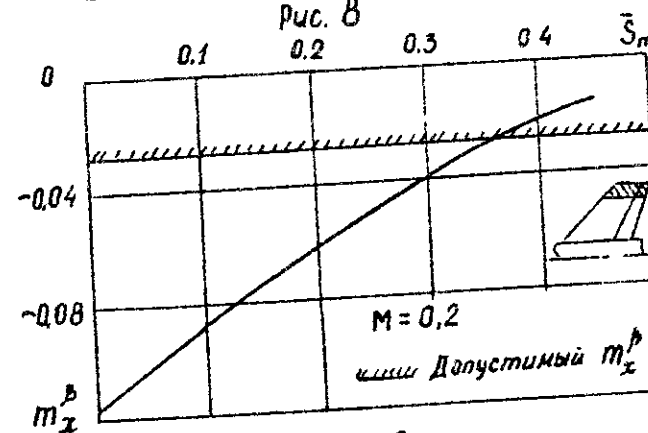


Рис 9

При увеличении угла атаки до значения $\alpha = 10^\circ$ зависимость $m_y(\beta)$ практически остается неизменной. Результаты расчета показывают, что при повреждении вертикального оперения с относительной площадью $\bar{S}_n = 0,33$ самолет практически теряет поперечную статическую устойчивость (рис. 7).

На рис. 8 показана зависимость $m_x(\beta)$ для модели самолета при повреждении вертикального оперения (рис. 2. б). Экспериментом было установлено, что увеличение угла атаки приводит к росту абсолютной величины производной m'_x , т.е. самолет становится более устойчивым.

Теоретическое исследование показывает, что при повреждении вертикального оперения с относительной площадью $\bar{S}_n = 0,36$ самолет практически теряет поперечную статическую устойчивость (рис. 9).

Литература

1. Г а н и е в Ф.И., П о д о л я к М.П. Результаты расчета аэродинамических характеристик летательного аппарата с повреждениями несущей поверхности. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.
2. Г а н и е в Ф.И. Метод расчета аэродинамических характеристик летательного аппарата при разрушении части несущей поверхности. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.
3. Т а р а с е н к о в А.М., Б р а г а Б.Г., Т а р а н е н к о В.Т. Динамика полета и боевого маневрирования летательных аппаратов, часть II, ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1976.

Ф.И.Г а н и е в, Н г у е н Д и н К н о н г

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ СРЕДИННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КРЫЛА ПРИ ЗАДАННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Рассматривается обратная задача аэродинамики: для заданной формы в плане рассчитать его срединную поверхность, которая обеспечила бы получение наперед заданного (желаемого) распределения нагрузок по размаху и по хорде. Обтекание считается безотрывным, газ - идеальным, а нагрузки - малыми за исключением области вблизи передней кромки. Задача решается в линейной постановке.

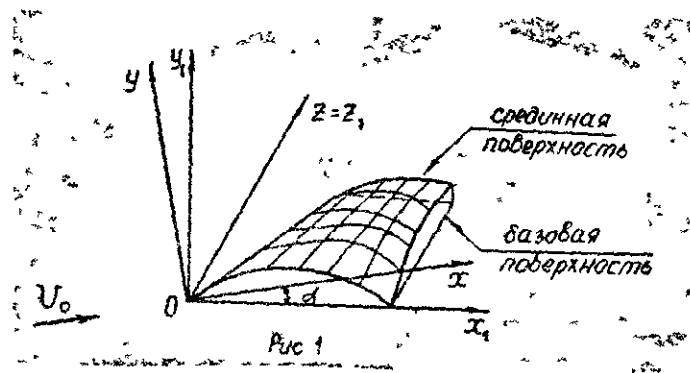
Подобная задача решалась в [1] на основе метода коллокации [2] с помощью разложения закона распределения нагрузок в специально ряды. Такой подход не обладает необходимой гибкостью для решения ряда практических задач.

В настоящей работе излагается численный метод и некоторые примеры решения вышеуказанной задачи на основе дискретно-вихревой модели тонкой несущей поверхности [3]. Выбор того или иного закона может быть осуществлен, исходя из условия устранения пиков разрежения, больших положительных градиентов давления и с учетом других соображений. Эти вопросы в работе не рассматриваются.

1. Методика расчета

Задана форма базовой поверхности [3], которая, в общем

случае, может иметь пространственную конфигурацию в виде совокупности трапеций, параллельных оси Ox_1 в связанной системе координат Ox, y, z_1 . В качестве примера рассмотрим более простой случай, когда базовая поверхность плоская и лежит в плоскости x, Oz_1 (рис. 1).



В аналитическом или в численном виде задано распределение нагрузок на базовой поверхности при числах $M < 1$

$$\Delta \bar{p} = \Delta \bar{p}_0 g(x_1, z_1) \quad (1)$$

Здесь $\Delta \bar{p}_0$ — разность коэффициентов давления (безразмерная нагрузка) в некоторой точке.

Требуется найти форму средней поверхности в виде величин смещения (прогибов) от базовой поверхности в связанных осях:

$$y_1 = f(x_1, z_1) \quad (2)$$

Задачу будем решать методом дискретных вихрей.

Заметим, что в скоростной системе координат имеет место равенство:

$$\frac{\partial y(x, z)}{\partial x} = -\tilde{\alpha}(x, z), \quad (3)$$

где $y(x, z)$ — ордината средней поверхности, $\tilde{\alpha}(x, z)$ — местные геометрические углы атаки. Эти углы связаны с условием

непротекания, которое сносится на базовую поверхность. Так как в линейной теории базовую поверхность можно располагать и на плоскости xOz скоростной системы координат, то сначала задачу решаем в этой системе, затем переходим в связанную систему координат.

Рассмотрим обтекание несжимаемым потоком поверхности, преобразованной известным образом согласно равенствам $x_m = x/\beta$, $y_m = y$, $z_m = z$, $\beta = \sqrt{1-M^2}$. Индексом "m" будем отмечать величины, характеризующие преобразованную поверхность. Нагрузки на ней определяются по формуле:

$$\Delta \bar{p}_m = \beta \Delta \bar{p} \quad (4)$$

При известной нагрузке в i -й точке, согласно теореме Жуковского "в малом", можем найти безразмерную циркуляцию i -го дискретного вихря:

$$\Gamma_{i_m} = 2 \Delta \bar{p}_{i_m} \frac{\Delta x_{i_m}}{\rho_m} ; \quad i = 1, \bar{n}, \quad (5)$$

где Δx_{i_m} — отрезок хорды, соответствующий i -му вихрю,

ρ_m — хорда, принятая в качестве характерной линейной величины, \bar{n} — число вихрей на полумоделе.

По методу, изложенному в работе [3], рассчитаем матрицу коэффициентов $[a_{ij_m}]$, характеризующих нормальную составляющую скорости, индуцированную j -м вихрем (и ему симметричным на левой полумоделе) в i -й расчетной точке. Условие непротекания в n расчетных точках будет выполняться, если местные углы атаки равны:

$$[\tilde{\alpha}_{ij_m}] = -\frac{1}{4\pi} [a_{ij_m}] [\Gamma_{j_m}] \quad (6)$$

В соответствующих точках у исходной и преобразованной поверхности выполняется равенство (4) и местные углы атаки равны:

$$\tilde{\alpha}_j = \tilde{\alpha}_{j_m}, \quad j = 1, \bar{n} \quad (7)$$

Искомую среднюю поверхность $y(x, z)$ находим интегрированием этих углов от передней кромки $x_{нк}(z)$ до задней

кромки $x_{3\kappa}(z)$ базовой поверхности:

$$y = \int_{x_{n\kappa}(z)}^{x_{3\kappa}(z)} \hat{\alpha}(x, z) dx + C(z) \quad (8)$$

где $C(z)$ — постоянная интегрирования, которую предполагаем равной нулю.

Углом атаки α крыла будем считать угол между хордой корневого сечения и осью Ox (рис. 1). Отсюда можно получить прогиб y , и определить углы геометрической крутки в сечениях крыла.

Поскольку задача решается в линейной постановке, то местные углы атаки пропорциональны величинам аэродинамических нагрузок $\Delta \bar{p}$ в этих точках. Следовательно и прогиб y , общий угол атаки α и углы крутки φ также пропорциональны величине нагрузки $\Delta \bar{p}_0$ в некоторой точке при фиксированном законе $q(x, z)$. Поэтому, задавшись законом распределения нагрузок $q(x, z)$ можем получить семейство срединных поверхностей простым умножением на величину $\Delta \bar{p}_0$. Аэродинамические коэффициенты подъемной силы C_y и продольного момента m_z у этого семейства будут пропорциональны $\Delta \bar{p}_0$ в первой степени, а коэффициент индуктивного сопротивления C_{x_i} — во второй.

Как известно, обратная задача аэродинамики при определенных исходных данных может вообще не иметь решения. Особенность рассматриваемой задачи в том, что при любом законе распределения нагрузок $q(x, z)$ она всегда имеет решение. Это очевидно из выражения (6). Однако, при заданном законе $q(x, z)$ класс реальных решений ограничивается рамками небольших местных углов атаки, где применима линейная теория. Отсюда следует ограничение на задаваемую величину нагрузки $\Delta \bar{p}_0$.

Вблизи передней кромки теоретически возможны только два случая: либо $\Delta \bar{p} \rightarrow \infty$ как $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ (где ε — расстояние до передней кромки), либо $\Delta \bar{p} \rightarrow 0$ (безударный вход). Как показывают методические исследования, при задании конечной величины $\Delta \bar{p}$ в точках, очень близких к передней кромке, местные углы $\alpha \rightarrow \infty$, что противоречит линейной постановке задачи. Однако, при численном решении с обычным числом вихрей по хорде

(10–15) такое затруднение не возникает.

2. Примеры расчета

По изложенному алгоритму была составлена и отлажена программа расчета формы срединной поверхности на языке ФОРТРАН ЕС ЭМ. Для удобства пользования в программе предусмотрена также расчет аэродинамических коэффициентов C_y , m_z и C_{x_i} у полученного семейства поверхностей. Время счета одного варианта не превышает 0,5 мин. на ЭМ ЕС-1060.

На рис. 2–4 приведено сравнение результатов численного расчета срединных линий некоторых крыльев в скоростной системе координат с точными решениями, приведенными в [3–5].

В качестве примеров на рис. 5–7 приводятся расчетные срединные линии относительно местных хорд и углы крутки φ различных крыльев при эллиптическом законе распределения нагрузок по размаху и безударном входе потока на передней кромке (рис. 8). Здесь $\xi = x'/b'$, $\Delta \bar{p}_1 = \Delta \bar{p}_0 \frac{\varepsilon}{b'} \sqrt{1 - \xi^2}$, где ε — корневая хорда, x' и b' — соответственно координаты и хорда сечений крыла. \bar{z} — аппликата сечений, отнесенная к полуразмаху крыла.

Видно, что для получения данного закона распределения нагрузок при $C_y = 0,5$ у стреловидного крыла со значительным удлинением требуются небольшая кривизна профилей ($\bar{f}_{max} = 2...4\%$) и крутка в концевых сечениях ($-2...-5^\circ$). При тех же условиях у треугольного крыла требуется значительная кривизна профилей ($\bar{f}_{max} = 4...8\%$) и крутка, доходящая в концевых сечениях до -16° . В этом смысле крыло с изломом передней кромки (рис. 6) занимает промежуточное положение и замечательно тем, что потребная крутка консолей почти постоянна. При увеличении числа M для сохранения заданных нагрузок необходимо немного уменьшать величины кривизны и крутки (рис. 7).

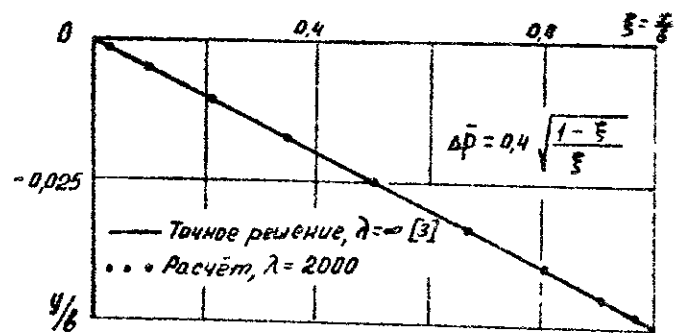


Рис. 2

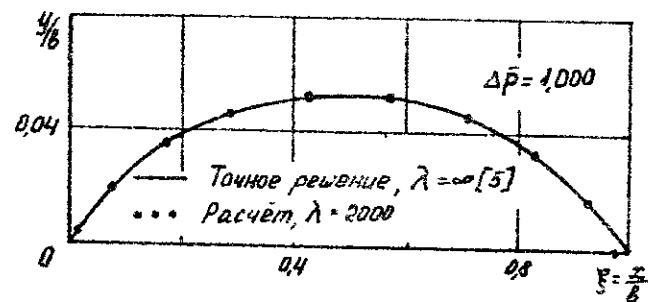


Рис. 3

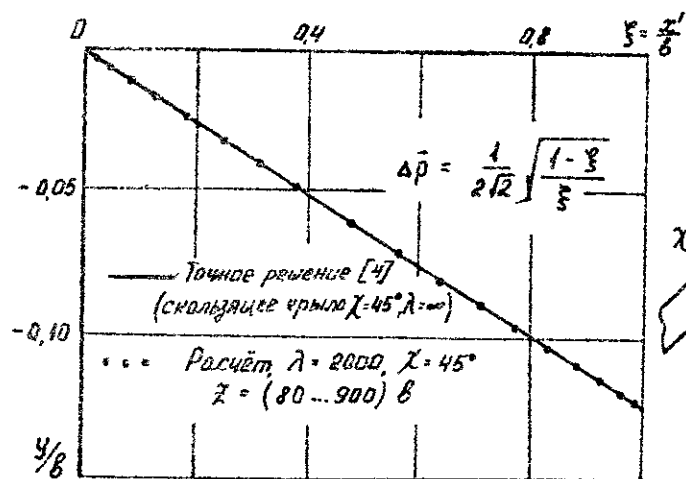


Рис. 4

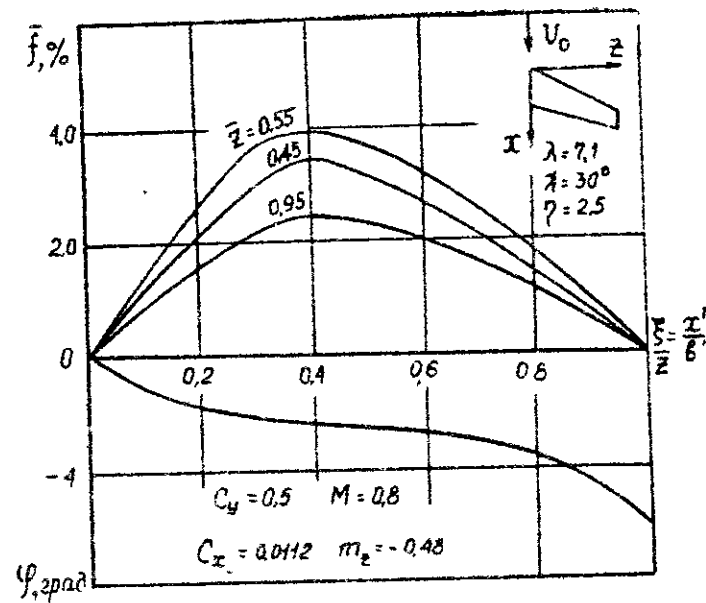
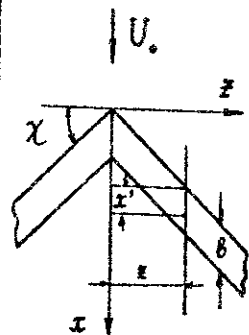


Рис. 5

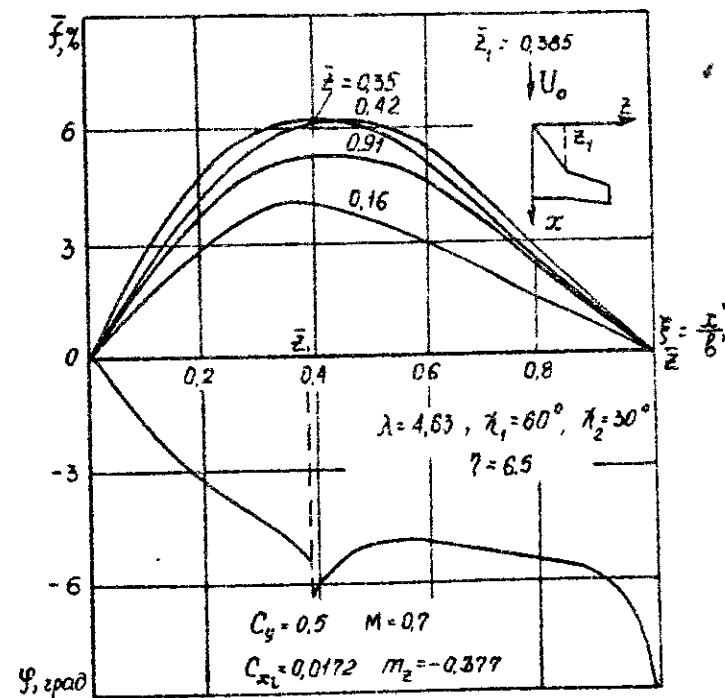


Рис. 6

Литература

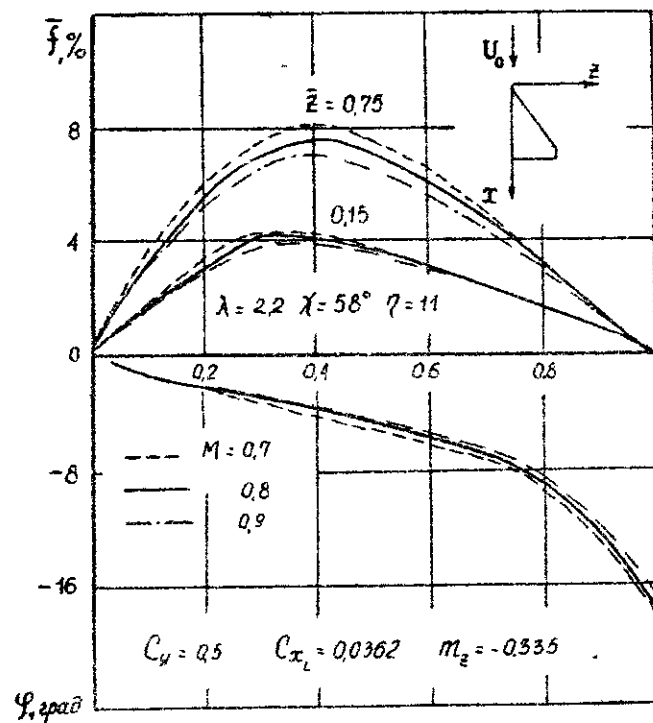


Рис 7

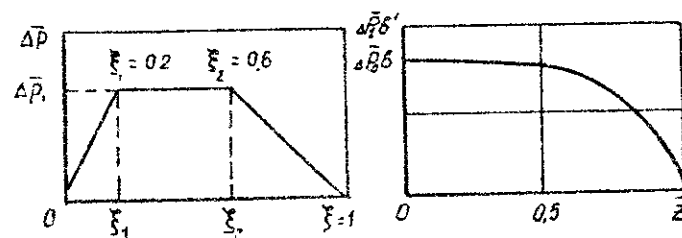


Рис 8

1. П р и с е в Б.Ф. Расчет аэродинамических характеристик неплоского крыла с механизацией и его срединной поверхности под заданную нагрузку при дозвуковых скоростях. Труды ЦАГИ, вып. 2237, 1984.
2. Watkins C.E., Runyan H.L. and Woolston D.S. A systematic kernel function procedure for determining aerodynamic forces on oscillatory or steady finite wing at subsonic speed NASA TR R-48, 1959.
3. Белосперковский С.М., Скрипач Б.К. Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М., "Наука", 1975.
4. К и х е м а н Д. Аэродинамическое проектирование самолетов. Перев. с англ., М., "Машиностроение", 1983.
5. Ziebner G. The application of camber and twist to swept wings in incompressible flow. RAE Report Aero 2458, 1952. Aeronautical Research Council; London, Current Paper 171.

Ниже приведен алгоритм, позволяющий определить и построить зоны, в которых могут существовать замкнутые линии тока.

Е.В.Дворак

ПОСТРОЕНИЕ ЗАМКНУТЫХ ЛИНИЙ ТОКА В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧАХ АЭРОГИДРОДИНАМИКИ

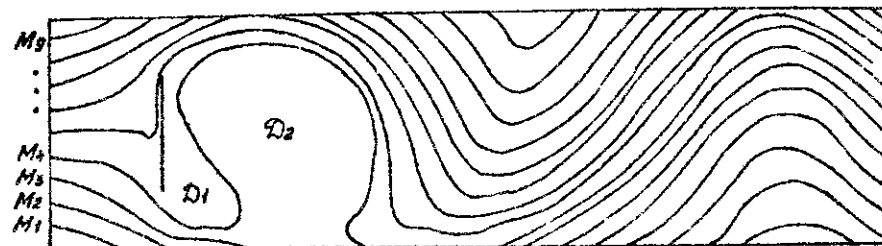


Рис. I.

I. Постановка задачи

Когда основная задача — расчет процесса обтекания — решена каким-либо численным методом (например, методом дискретных вихрей [1]), то это означает, что в любой точке $\bar{z} = x\bar{i} + y\bar{j}$ можно определить характеристики течения: давление $p(\tau, \bar{z})$ и скорость $\bar{V}(\tau, \bar{z})$ (τ — время).

Линии тока данного течения являются интегральными кривыми системы дифференциальных уравнений

$$\frac{dx}{V_x(\tau, \bar{z})} = \frac{dy}{V_y(\tau, \bar{z})}. \quad (I.I)$$

Здесь момент τ полагается фиксированным, а V_x , V_y — компоненты вектора скорости.

Численно интегрируя систему (I.I) с различными начальными условиями, получаем различные линии тока. Обычно в качестве начальных условий берут несколько точек, расположенных вверх по потоку от обтекаемого тела (точки M_1 , M_2 , ..., M_5 на рис. I).

При этом возможна ситуация, когда соседние линии тока отходят довольно далеко друг от друга, хотя соответствующие начальные точки близки (точки M_3 и M_4 на рис. I). Как правило, это является следствием того, что между ними существуют зоны (области D_1 и D_2 на рис. I), заполненные замкнутыми линиями тока.

2. Итерационная процедура построения линии тока

Кратко изложим здесь в применении к плоским задачам процедуру численного интегрирования уравнения (I.I), описанную для решения пространственных нестационарных задач в [2].

Система (I.I) записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx(s)}{ds} &= \frac{V_x(\tau, \bar{z})}{V(\tau, \bar{z})}, \\ \frac{dy(s)}{ds} &= \frac{V_y(\tau, \bar{z})}{V(\tau, \bar{z})}, \end{aligned} \quad (2.I)$$

где s — естественный параметр (длина дуги линий тока), а

$$V(\tau, \bar{z}) = |\bar{V}(\tau, \bar{z})| = \sqrt{V_x^2(\tau, \bar{z}) + V_y^2(\tau, \bar{z})}, \quad (2.2)$$

и численно интегрируется в соответствии с итерационной процедурой

$$\begin{aligned} x^{(v+1)}(s + \Delta s) &= x(s) + \Delta s \frac{V_x(\bar{z}(s))}{V(\bar{z}(s))} + \Delta x^{(v)}, \\ y^{(v+1)}(s + \Delta s) &= y(s) + \Delta s \frac{V_y(\bar{z}(s))}{V(\bar{z}(s))} + \Delta y^{(v)}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $\Delta x^{(0)} = \Delta y^{(0)} = 0$, а для $\nu = 1, 2, 3, \dots$, имеем

$$\begin{aligned}\Delta x^{(\nu)} &= \frac{\Delta S}{2} \left(\frac{V_x(\bar{z}^{(\nu)})}{V(\bar{z}^{(\nu)})} - \frac{V_x(\bar{z}(S))}{V(\bar{z}(S))} \right), \\ \Delta y^{(\nu)} &= \frac{\Delta S}{2} \left(\frac{V_y(\bar{z}^{(\nu)})}{V(\bar{z}^{(\nu)})} - \frac{V_y(\bar{z}(S))}{V(\bar{z}(S))} \right).\end{aligned}\quad (2.4)$$

Итерационный процесс ведется до сходимости (как правило 2-3 итерации на каждом шаге). Процедура интегрирования продолжается до тех пор, пока точка $M^{(\nu)}(x^{(\nu)}, y^{(\nu)})$ не покинет интересующую нас область течения (например, $x^{(\nu)} \geq x_{\text{сн}}$) при построении разомкнутых линий тока или до замыкания линии тока ($M^{(\nu)} \approx M^{(0)}$).

3. Построение полной картины линий тока

Вначале, как и ранее, выбираются начальные точки $M_1^{(0)}, \dots, M_n^{(0)}$ и с применением вышеописанной итерационной процедуры строятся n линий тока L_i ($i = 1, 2, \dots, n$). Каждая из линий тока L_i представляется массивом точек $L_i: \{M_i^{(\nu)}(x_i^{(\nu)}, y_i^{(\nu)})\}$, $\nu = 1, 2, \dots, N_i$. В процессе построения каждой последующей линии тока L_i ($i \geq 2$) контролируется расстояние от нее до предыдущей линии тока (L_{i-1}). Для упрощения алгоритма это расстояние вычисляется по вертикали, а именно

$$h = \min \left\{ \left| y_i^{(\nu)} - y_{i-1}^{(\mu)} \right| ; \left| y_i^{(\nu)} - y_{i-1}^{(\mu+1)} \right| \right\} \quad (3.1)$$

где $x_{i-1}^{(\mu)}$ и $x_{i-1}^{(\mu+1)}$ лежат по разные стороны от вертикали $x = x_i^{(\nu)}$, т.е.

$$(x_i^{(\nu)} - x_{i-1}^{(\mu)}) \cdot (x_i^{(\nu)} - x_{i-1}^{(\mu+1)}) < 0 \quad (3.2)$$

Если максимальное расстояние h между i -й и $i-1$ -й линиями тока более чем в два раза превышает первоначальное расстояние h_0 между точками $M_i^{(0)}$ и $M_{i-1}^{(0)}$, то зона между ними может содержать замкнутые линии тока. Точка T_{i1}

о координатах $(x_i, y_i - h_0)$ выбирается в качестве начальной точки для системы уравнений (2.1) и интегрируется до тех пор, пока линия тока не замыкается. В качестве критерия замыкания линии тока служит условие: расстояние от текущей точки до начальной становится меньше шага интегрирования ΔS . Если линия тока не замыкается в течение достаточно большого (заранее фиксированного) числа шагов, то она полагается незамкнутой и информация о ней не выводится.

Независимо от того, замкнулась данная линия тока или нет, в качестве следующей начальной точки берется $T_{i1}(x_i^{(\nu)}, y_i^{(\nu)} - 2h_0)$ (разумеется, в том случае, если эта точка находится между i -й и $i-1$ -й линиями тока) и т.д.

В соответствии с этим алгоритмом были построены замкнутые линии тока, заполняющие области D_1 и D_2 на рис. 1. Результат расчета представлен на рис. 2.

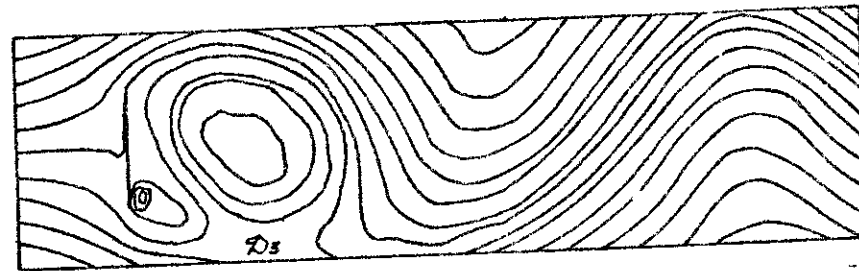


Рис. 2.

В области D_3 также брались начальные точки, однако соответствующие линии тока не замкнулись.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Никитин М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.

2. Дворак Е.В., Желанников А.И. Построение линий тока в нестационарных задачах численной гидродинамики. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Жуковского, 1985.

С.Г.Баскаков, В.В.Зубок

К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ ПОВЕРХНОСТИ КРЫЛА С МЕХАНИЗАЦИЕЙ

При моделировании обтекания крыла методом дискретных вихрей [1] возникает задача аппроксимации его поверхности для построения пространственной вихревой схемы с сохранением заданной геометрической формы. В общем случае необходимо определить координаты любой точки на заданной поверхности крыла.

Рассмотрим крыло сложной формы в плане, имеющее изломы по передней и задней кромкам, секционные закрылки, геометрическую и аэродинамическую крутки. Одним из распространенных методов описания несущих поверхностей является следующий [2]: выбираем некоторые плоские поперечные сечения части поверхности, в каждом из которых контур профиля задается дискретно, т.е. набором точек P_{ij} для каждой несущей поверхности, где i - номер сечения ($i = 1, \dots, K$), j - номер точки на контуре профиля в этом сечении ($j = 1, \dots, N_i$). Точки P_{ij} задаются своими декартовыми координатами (рис. 1). В каждом сечении по дискретным точкам строится гладкая аппроксимация контура профиля, после чего тем или иным методом строится поверхность, проходящая через все полученные контуры. В данной работе для решения задачи аппроксимации поверхности крыла применяется алгоритм, основанный на методе явной аппроксимации функций сплайнами [3].

Аппроксимация поверхности сложного в плане крыла производится по частям, включающим поверхность крыла от излома до излома, либо от секции до секции закрылка (рис. 1). Рассмотрим на примере частки II (рис. 2) алгоритм решения задачи ап-

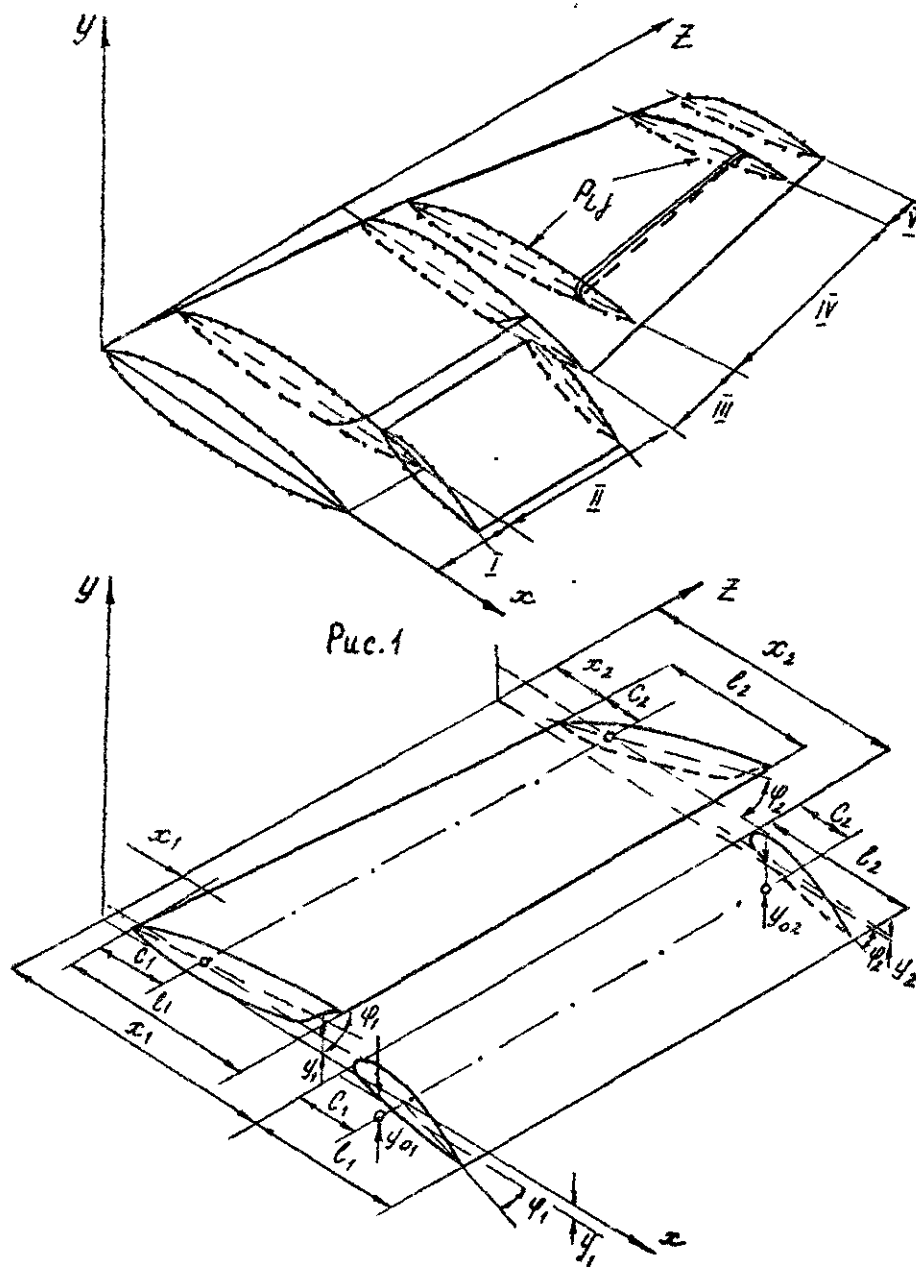


Рис. 1

Рис. 2

проксимации несущих поверхностей.

Пусть заданы для каждой несущей поверхностей:

- сетка по оси OZ так, что $0 \leq z_1 \leq z_2 \leq z_m \leq \dots \leq z_{n_z}$, где $n_z \geq 4$;
- сетка по оси Ox так, что

$$1 \leq x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_k \leq 0 \leq x_{k+1} \leq \dots \leq x_{n_x} \leq 1, \text{ где } n_x \geq 4;$$

- значения координат по оси Oy

$$y_{ij}, \text{ где } i = 1, \dots, n_z \quad j = 1, \dots, n_x.$$

Данные поверхности аппроксимируются бикубическими сплайнами в цилиндрической системе координат $R(\varphi, z)$. Для этого на каждом сечении по оси OZ вычисляем:

$$\bar{R}_{ij} = \sqrt{(x_j - 1/2)^2 + y_{ij}^2},$$

$$\bar{\varphi}_{ij} = \arctg \frac{y_{ij}}{x_j - 1/2} + \pi \left(1 - \frac{\text{sign } y_{ij} (1 + \text{sign}(x_j - 1/2))}{2} \right),$$

$$\text{sign } a = \begin{cases} 1, & \text{если } a \geq 0, \\ -1, & \text{если } a < 0; \end{cases}$$

После этого с помощью аппроксимации полученных значений \bar{R}_{ij} по узлам $\bar{\varphi}_{ij}$ ($i = 1, \dots, n_x$) с помощью кубического сплайна выбираем на каждом сечении по оси OZ несущих поверхностей равномерную сетку по φ

$$\varphi = (k-1) \frac{2\pi}{(n_f-1)}, \quad k=1, \dots, n_x, \quad n_f = n_x,$$

Таким образом, получаем промежуточную сетку по z и по φ , в узлах которой находим $\bar{R}_{ki} = \bar{R}(\bar{\varphi}_k, z_k)$. По этим значениям в сетке $\{\bar{\varphi}_k, z_k\}$ построим аппроксимирующий бикубический сплайн.

Реальная поверхность крыла (рис. 2) для данной полуси имеет другую область задания и структуру. Она полностью определяется следующими исходными данными (отнесенными к корневой хорде крыла) для каждой несущей поверхности:

l_1, l_2 - длина сечений по оси Ox ;

x_1, x_2 - отклонение сечений от оси Oz ;

c_1, c_2 - координаты точек на оси Ox , относительно которых осуществляется крутка;

y_{01}, y_{02} - координаты точек на оси OY относительно которых осуществляется крутка;

φ_1, φ_2 - углы поворота сечений;

y_1, y_2 - величины подъема сечений над плоскостью xOy .
Здесь индекс 1 соответствует начальному сечению, индекс 2 - конечному сечению.

Для полосы II крыла (рис. 2) пересчет в декартову систему координат любой точки несущих поверхностей на промежуточном сечении Z производится по формулам:

$$x = ((\bar{R} \cos \bar{\varphi} + 1/2) \Delta l + \Delta Z - x_0) \cos \alpha - (\bar{R} \sin \bar{\varphi} - \Delta y_0) \sin \alpha + x_0;$$

$$y = ((\bar{R} \cos \bar{\varphi} + 1/2) \Delta l + \Delta Z - x_0) \sin \alpha + (\bar{R} \sin \bar{\varphi} - \Delta y_0) \cos \alpha + y_0 + \Delta y_0;$$

$$\alpha = \frac{\varphi_1 + d(\varphi_2 - \varphi_1)\pi}{180}; \quad y_0 = y_1 + d(y_2 - y_1);$$

$$x_0 = c_1 l_1 + x_1 + d(c_2 l_2 + x_2 - c_1 l_1 - x_1);$$

$$\Delta Z = x_1 + d(x_2 - x_1); \quad \Delta l = l_1 + d(l_2 - l_1);$$

$$\Delta y_0 = y_{01} + d(y_{02} - y_{01}); \quad d = \frac{Z - Z_i}{Z_{n2} - Z_i}; \quad Z_{n2} = \text{const.}$$

Здесь Z - значение аппликаты промежуточного сечения;

Z_i - значение аппликаты среднего сечения;

$\bar{R}, \bar{\varphi}$ - полярные координаты искомой точки поверхности крыла текущего сечения.

По известным координатам (x, y, Z) любой точки поверхности необходимо вычислить в ней вектор нормали к поверхности в этой точке. Это делается по следующим формулам:

$$\cos(n, x) = \frac{\partial y}{\partial \bar{\varphi}} / n,$$

$$\cos(n, y) = -\frac{\partial x}{\partial \bar{\varphi}} / n;$$

$$\cos(n, z) = \left(\frac{\partial x}{\partial \bar{\varphi}} \frac{\partial y}{\partial z} - \frac{\partial x}{\partial z} \frac{\partial y}{\partial \bar{\varphi}} \right) / n;$$

$$n = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \bar{\varphi}} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \bar{\varphi}} \right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial \bar{\varphi}} \frac{\partial y}{\partial z} - \frac{\partial x}{\partial z} \frac{\partial y}{\partial \bar{\varphi}} \right)^2}.$$

Здесь n - модуль вектора нормали к поверхности.

Для оценки погрешности аппроксимации поверхности по вышеуказанному алгоритму производился расчет координат и направляющих косинусов поверхности, которая задавалась функцией вида:

$$(2x-1)^2 + \left(\frac{y}{az+b} \right)^2 = 1, \quad x \in [0, 1], \quad z \in [0, 1].$$

В таблице I приведены некоторые результаты этих расчетов для различных исходных данных.

Здесь n_z - число узлов сетки по оси OZ ;

n_x - число узлов сетки по оси Ox ; $\Delta x, \Delta y$ - погрешности аппроксимации координат поверхности по осям Ox и Oy соответственно; $\Delta n_x, \Delta n_y, \Delta n_z$ - погрешности вычисления компонент вектора нормали по осям Ox, Oy, Oz соответственно.

Таблица I.

n_z	n_x	a	b	l_2	x_2	c_1	c_2	φ_{200}	y_2	Δx	Δy	Δn_x	Δn_y	Δn_z
6	9	0	0,5	1,0	0	0	0	0	0	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$
6	9	0	0,5	0,8	0	0	1,0	3,0	0,085	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-5}$
6	17	0	0,4	1,0	0	0	0	0	0	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-5}$
6	17	0	0,4	0,7	0,3	0,8	0,3	4,0	0	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$
6	41	0	0,15	1,0	0	0	0	0	0	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$
6	41	0	0,15	0,9	0,2	0,2	0,4	4,0	0,035	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$
11	21	-0,15	0,35	1,0	0	0	0	0	0	$9 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$
11	21	-0,15	0,35	0,8	0,4	0,4	0,6	4,0	0,053	$7 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-2}$
21	41	-0,12	0,17	1,0	0	0	0	0	0	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-2}$
21	41	-0,12	0,17	0,9	0,4	0,3	0,5	4,0	0,085	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$

Здесь $l_1 = 1,0$; $x_1 = 0$, $\varphi_1 = 0$, $y_1 = 0$.

Из таблицы I видно, что абсолютная погрешность аппроксимации координат не превышает $3 \cdot 10^{-2}$, а погрешность аппроксимации вектора нормали $-9 \cdot 10^{-2}$, что подтверждает соответствие аппроксимативных свойств алгоритмов теоретическим оценкам [3].

Таким образом, этот подход для математического описания поверхности крыла позволяет получить с достаточной точностью координаты любой точки несущих поверхностей и вычислить компоненты вектора нормали, что является необходимым для построения пространственной вихревой схемы и выполнения граничных условий.

Литература

1. Белоцерковский С.М., Никит М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
2. Березин И.С., Еидков Н.П. Методы вычислений. Т. I, М., "Наука", 1966.
3. Гребенников А.Н. Метод сплайнов и решение некорректных задач теории приближений. М., Издание МГУ, 1983.

В.А.А парин ов, М.И.Н и шт, Г.Н.С тр ел ко в

НЕЛИНЕЙНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ДВИЖЕНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ АЭРОДИНАМИКИ ДЕЛЬТАПЛАНА

В работе [1] описана математическая модель динамики движения дельтаплана, основанная на численном интегрировании нелинейных уравнений динамики движения тела с подвижными массами. В этой модели применен квазистационарный подход, когда при решении уравнений динамики движения используются аэродинамические коэффициенты, заранее полученные по нелинейной стационарной теории с учетом статической упругости конструкции дельтаплана. Однако при таком подходе не учитывается нестационарность аэродинамических нагрузок (отсутствует, в частности, аэродинамическое демпфирование). Кроме того, указанная модель была реализована только для изолированного продольного движения дельтаплана.

В настоящей работе реализована нелинейная математическая модель динамики полного пространственного движения и нестационарной аэродинамики дельтаплана на докритических режимах полета. Осуществляется одновременное численное решение систем уравнений нелинейной динамики движения тела с подвижными массами (управляющие перемещения пилота) и нелинейной нестационарной аэродинамики (с детальным моделированием развития вихревого следа). При этом форма крыла дельтаплана задается и считается фиксированной в процессе движения.

1. Постановка задачи

Рассмотрим полет дельтаплана с пилотом. Введем стандартные системы координат: неподвижную земную $O_0 X_0 Y_0 Z_0$, скоростную $O X_a Y_a Z_a$ и связанную $O X Y Z$ (рис. 1). Подвижное начало координат O поместим в центре масс дельтаплана, ось $O X$ направим вперед, параллельно корневой хорде крыла дельтаплана, ось $O Y$ — вверх, перпендикулярно оси $O X$ и ось $O Z$ — в сторону правого полуразмаха перпендикулярно плоскости $X O Y$. Считаем, что в этом случае оси связанной системы координат совпадают с главными осями инерции дельтаплана.

Движение дельтаплана в рассматриваемый момент времени определяется вектором скорости \vec{V}_0 подвижного начала координат O и вектором угловой скорости вращения $\vec{\Omega}_0$. Положение дельтаплана относительно вектора скорости невозмущенного потока определяется углами атаки α и скольжения β , а его ориентация относительно земной системы координат — углами тангажа ϑ , рыскания ψ и крена γ . Положение пилота относительно дельтаплана будем характеризовать координатами точки подвески x_{np} , y_{np} , длиной подвески l_{np} , а также углами φ_n — отклонения пилота в продольной плоскости относительно оси $O Y$ и ψ_n — поперечного отклонения пилота относительно продольной плоскости $O X Y$ дельтаплана (рис. 1).

Крыло дельтаплана будем моделировать тонкой неплоской несущей поверхностью δ с заданной формой.

Пусть к моменту времени $t = 0$ дельтаплан совершал установившийся сбалансированный полет и несущая поверхность δ двигалась с постоянными значениями $\vec{V}_0 = \vec{V}_0$, $\vec{\Omega}_0 = 0$, α и β и имела развитый стационарный вихревой след с поверхностью тангенциального разрыва скорости σ_c . При этом $\varphi_n = \varphi_{n0} = \text{const}$, $\psi_n = \psi_{n0} = \text{const}$.

В некоторый момент времени $t = 0$ величина векторов \vec{V}_0 и $\vec{\Omega}_0$ и граничные условия на несущей поверхности начинают изменяться вследствие внешних возмущений или под действием управляющего перемещения пилота $\varphi_n = f(t)$, $\psi_n = g(t)$. Изменение граничных условий на несущей поверхности приведет к образованию и развитию нестационарной

поверхности тангенциального разрыва скорости σ_n , которая сопрягается с поверхностью σ_c и в совокупности с ней при $t > 0$ образует единый нестационарный вихревой след σ , уходящий за несущей поверхностью в бесконечность (рис. 1).

При расчете аэродинамической нагрузки, действующей на крыло дельтаплана, поверхности δ и σ заменяются непрерывным вихревым слоем, для определения напряженности которого на δ и σ при $t < 0$ используются граничное условие о непротекании поверхности δ , а при $t \geq 0$, кроме того, начальные условия и теорема о неизменности циркуляции скорости по замкнутому жидкому контуру.

2. Расчетная система уравнений

Пространственная ориентация дельтаплана относительно выбранной системы координат, а также вектора его линейной и угловой скоростей изменяются под действием аэродинамических сил и моментов. В свою очередь, аэродинамические силы и моменты зависят от кинематических параметров движения аппарата и от характеристик вихревого следа. Запишем в векторной форме систему уравнений динамики движения и нелинейной нестационарной аэродинамики, устанавливающую в общем виде эту связь:

$$m \frac{d\vec{V}_0}{dt} = \vec{P}_\Sigma; \quad (1)$$

$$\frac{d(\mathcal{I}\vec{\Omega}_0)}{dt} = \vec{M}_\Sigma; \quad (2)$$

$$(\vec{\nabla}\varphi - \vec{V}_0 - \vec{\Omega}_0 \times \vec{r}_\delta) \cdot \vec{n}_\delta = 0; \quad (3)$$

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0; \quad (4)$$

$$\vec{r}_\sigma(t + \Delta t) = \vec{r}_\sigma(t) + \vec{V}_\sigma(t) \Delta t \quad (5)$$

Здесь: m — суммарная масса; \mathcal{I} — тензор инерции; \vec{P}_Σ , \vec{M}_Σ — векторы результирующих внешних сил и момента, действующих на аппарат; φ — потенциал возмущенных скоростей; $\vec{\nabla}$ — оператор Гамильтона; \vec{r}_δ , \vec{r}_σ — радиус-векторы

рассматриваемых точек на поверхностях δ и σ соответственно; \vec{n}_δ - орт внешней нормали к поверхности δ в рассматриваемой точке; Γ - суммарная циркуляция по жидкому контуру, охватывающему поверхности δ и σ ; \vec{V}_σ - вектор скорости движения точек поверхности σ ; t - время.

Уравнения (1) и (2) являются уравнениями динамики движения и представляют собой условия равновесия сил и моментов соответственно. Уравнения (3)-(5) являются уравнениями аэродинамики. Выражение (3) представляет собой граничное условие о непротекании несущей поверхности δ ; выражение (4) - условие Томсона о постоянстве циркуляции по замкнутому жидкому контуру, охватывающему аппарат и его вихревой след; выражение (5) - уравнение развития вихревого следа.

Применительно к моделированию полета дельтаплана уравнения (1) и (2) можно записать в следующем виде [1]:

$$(m_0 + m_n) \frac{d\vec{V}_0}{dt} + \frac{d^2(\vec{J}_0 + \vec{J}_n)}{dt^2} = \vec{P}_\Sigma; \quad (6)$$

$$(\vec{J}_0 + \vec{J}_n) \times \frac{d\vec{V}_0}{dt} + \frac{d[(\vec{J}_0 + \vec{J}_n)\vec{\Omega}_0]}{dt} + \frac{d(\vec{J}_n \times \vec{V}_n)}{dt} = \vec{M}_\Sigma \quad (7)$$

Здесь индекс "0" относится к дельтаплану, "n" - к пилоту; \vec{J} - вектор статического момента; \vec{V}_n - относительная скорость перемещения пилота.

В соответствии с выбранным положением связанной системы координат $\vec{J}_0 = 0$. Тогда, как показано в [1], уравнения (6) и (7) в связанной системе координат будут иметь следующий вид:

$$(m_0 + m_n)(\vec{V}_0 + \vec{\Omega}_0 \times \vec{V}_0) + \vec{J}_n + 2\vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n + \vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n + \vec{\Omega}_0 \times (\vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n) = \vec{P}_\Sigma \quad (8)$$

$$\vec{J}_n \times (\vec{V}_0 + \vec{\Omega}_0 \times \vec{V}_0) + \dot{\vec{J}}_n \vec{\Omega}_0 + (\vec{J}_0 + \vec{J}_n) \dot{\vec{\Omega}}_0 + \vec{\Omega}_0 \times (\vec{J}_0 + \vec{J}_n) \vec{\Omega}_0 + \dot{\vec{J}}_n \times \vec{V}_n + \vec{\Omega}_0 \times (\vec{J}_n \times \vec{V}_n) = \vec{M}_\Sigma \quad (9)$$

Силы, действующие на пилота в полете и входящие в уравнение (8), обусловлены следующими ускорениями: \vec{J}_n - относительным ускорением; $2\vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n$ - кориолисовым ускорением; $\vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n + \vec{\Omega}_0 \times (\vec{\Omega}_0 \times \vec{J}_n)$ - переносным ускорением. Величины

\vec{J}_n , \vec{J}_n , \vec{V}_n в выражениях (8) и (9) определяются массой, перемещениями пилота и вычисляются следующим образом:

$$\vec{J}_n = m_n \vec{r}_n = m_n (x_n \vec{i} + y_n \vec{j} + z_n \vec{k}); \quad \vec{V}_n = \dot{\vec{r}}_n;$$

$$J_n = \begin{Bmatrix} [m_n(y_n^2 + z_n^2) + \Delta J_{xx}] & -(m_n x_n y_n + \Delta J_{xy}) & -(m_n x_n z_n + \Delta J_{xz}) \\ -(m_n y_n x_n + \Delta J_{yx}) & [m_n(x_n^2 + z_n^2) + \Delta J_{yy}] & -(m_n y_n z_n + \Delta J_{yz}) \\ -(m_n z_n x_n + \Delta J_{zx}) & -(m_n z_n y_n + \Delta J_{zy}) & [m_n(x_n^2 + y_n^2) + \Delta J_{zz}] \end{Bmatrix}$$

Здесь: \vec{r}_n - радиус-вектор центра масс пилота в системе координат $Oxyz$; ΔJ_n - собственные инерционные характеристики пилота.

Проекция вектора \vec{r}_n на оси связанной системы координат равны (рис. 1 и 2):

$$\begin{aligned} x_n &= -l_n \sin \varphi_n \cos \psi_n + x_{Tn}; \\ y_n &= -l_n \cos \varphi_n \cos \psi_n - y_{Tn}; \\ z_n &= l_n \sin \varphi_n \end{aligned} \quad (10)$$

Запишем подробно полную систему уравнений движения дельтаплана (8) и (9) в проекциях на оси связанной системы координат:

$$\begin{aligned} (m_0 + m_n) \dot{V}_x + m_n z_n \dot{\Omega}_y - m_n y_n \dot{\Omega}_z &= P_{x\Sigma} - 2m_n (\Omega_y \dot{z}_n - \Omega_z \dot{y}_n) + m_n x_n (\Omega_y^2 + \Omega_z^2) - \\ &- (m_0 + m_n) (\Omega_y V_z - \Omega_z V_y) - m_n \ddot{x}_n - m_n (\Omega_y \Omega_x y_n + \Omega_x \Omega_z z_n); \\ (m_0 + m_n) \dot{V}_y + m_n x_n \dot{\Omega}_z - m_n z_n \dot{\Omega}_x &= P_{y\Sigma} - 2m_n (\Omega_z \dot{x}_n - \Omega_x \dot{z}_n) + m_n y_n (\Omega_x^2 + \Omega_z^2) - \\ &- (m_0 + m_n) (\Omega_z V_x - \Omega_x V_z) - m_n \ddot{y}_n - m_n (\Omega_z \Omega_y z_n + \Omega_x \Omega_y x_n); \\ (m_0 + m_n) \dot{V}_z + m_n y_n \dot{\Omega}_x - m_n x_n \dot{\Omega}_y &= P_{z\Sigma} - 2m_n (\Omega_x \dot{y}_n - \Omega_y \dot{x}_n) + m_n z_n (\Omega_x^2 + \Omega_y^2) - \\ &- (m_0 + m_n) (\Omega_x V_y - \Omega_y V_x) - m_n \ddot{z}_n - m_n (\Omega_x \Omega_z x_n + \Omega_y \Omega_z y_n); \\ m_n y_n \dot{V}_z - m_n z_n \dot{V}_y + (\vec{J}_{0x} + \vec{J}_{nx}) \dot{\Omega}_x - \vec{J}_{nx} \dot{\Omega}_y - \vec{J}_{nx} \dot{\Omega}_z &= \\ &= M_{\Sigma x} + m_n z_n (\Omega_z V_x - \Omega_x V_z + \ddot{y}_n + \Omega_z \dot{x}_n) - m_n y_n (\Omega_x V_y - \\ &- \Omega_y V_x + \ddot{z}_n - \Omega_y \dot{x}_n) - m_n x_n (\Omega_y \dot{y}_n + \Omega_z \dot{z}_n) - \dot{\vec{J}}_{nx} \Omega_x + \\ &+ \dot{\vec{J}}_{nx} \Omega_y + \dot{\vec{J}}_{nz} \Omega_z - [(\vec{J}_{0x} + \vec{J}_{nx}) - (\vec{J}_{0y} + \vec{J}_{ny})] \Omega_z \Omega_y - \\ &- \vec{J}_{ny} (\Omega_z^2 - \Omega_y^2) + \vec{J}_{nz} \Omega_y \Omega_x - \vec{J}_{nx} \Omega_z \Omega_x; \end{aligned} \quad (12)$$

$$m_n \ddot{z}_n - m_n \ddot{x}_n \dot{z}_n + (J_{0y} + J_{ny}) \dot{\Omega}_y - J_{nx} \dot{\Omega}_x - J_{ny} \dot{\Omega}_z = M_{\Sigma y} + m_n x_n (\Omega_x \dot{y}_n - \Omega_y \dot{x}_n + \ddot{z}_n + \Omega_z \dot{y}_n) - m_n \dot{z}_n (\Omega_y \dot{x}_n - \Omega_x \dot{y}_n + \ddot{x}_n - \Omega_z \dot{x}_n) - m_n y_n (\Omega_z \dot{x}_n + \Omega_x \dot{z}_n) - \dot{J}_{ny} \Omega_y + \dot{J}_{nx} \Omega_x + \dot{J}_{ny} \Omega_z - [(J_{0x} + J_{nx}) - (J_{0z} + J_{nz})] \Omega_z \Omega_x - J_{nz} (\Omega_x^2 - \Omega_z^2) + J_{nx} \Omega_z \Omega_y - J_{ny} \Omega_x \Omega_y;$$

$$m_n \ddot{x}_n \dot{y}_n - m_n y_n \dot{x}_n + (J_{0z} + J_{nz}) \dot{\Omega}_z - J_{nz} \dot{\Omega}_x - J_{ny} \dot{\Omega}_y = M_{\Sigma z} + m_n y_n (\Omega_y \dot{x}_n - \Omega_z \dot{y}_n + \ddot{x}_n + \Omega_y \dot{z}_n) - m_n x_n (\Omega_z \dot{x}_n - \Omega_x \dot{z}_n + \ddot{y}_n - \Omega_x \dot{x}_n) - m_n \dot{z}_n (\Omega_x \dot{x}_n + \Omega_y \dot{y}_n) - \dot{J}_{nz} \Omega_z + \dot{J}_{nz} \Omega_x + \dot{J}_{ny} \Omega_y - [(J_{0y} + J_{ny}) - (J_{0x} + J_{nx})] \Omega_x \Omega_y - J_{nx} (\Omega_y^2 - \Omega_x^2) + J_{ny} \Omega_x \Omega_z - J_{nz} \Omega_y \Omega_z.$$

Для определения координат центра масс дельтаплана и положения связанной системы координат относительно неподвижной (нормальной земной) системы координат необходимо использовать шесть кинематических дифференциальных уравнений. Три из них являются уравнениями Эйлера, которые устанавливают связь между угловыми скоростями $\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z$ и углами ϑ, ψ, γ . Остальные три кинематических уравнения связывают производные от координат центра масс в нормальной земной системе координат $\dot{Ox}_p \dot{y}_p \dot{z}_p$ по времени с проекциями скорости V_x, V_y, V_z и углами ϑ, ψ, γ [2].

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= \Omega_z - (\Omega_y \cos \gamma - \Omega_z \sin \gamma) \operatorname{tg} \vartheta; \\ \dot{\psi} &= (\Omega_y \cos \gamma - \Omega_z \sin \gamma) \sec \vartheta; \\ \dot{\vartheta} &= \Omega_y \sin \gamma + \Omega_z \cos \gamma; \\ \dot{x}_g &= V_x \cos \psi \cos \vartheta + V_y (\sin \psi \sin \gamma - \sin \vartheta \cos \psi \cos \gamma) + \\ &\quad + V_z (\sin \vartheta \cos \psi \sin \gamma + \sin \psi \cos \gamma); \\ \dot{y}_g &= V_x \sin \vartheta + V_y \cos \vartheta \cos \gamma - V_z \cos \vartheta \sin \gamma; \quad (13) \\ \dot{z}_g &= -V_x \cos \vartheta \sin \psi + V_y (\cos \psi \sin \gamma + \sin \vartheta \sin \psi \cos \gamma) + \\ &\quad + V_z (\cos \psi \cos \gamma - \sin \vartheta \sin \psi \sin \gamma); \\ \dot{x}_n &= -\dot{e}_n (\cos \varphi_n \dot{\varphi}_n \cos \psi_n - \sin \varphi_n \sin \psi_n \dot{\varphi}_n); \quad \dot{y}_n = \dot{e}_n (\sin \varphi_n \dot{\varphi}_n \cos \psi_n + \\ &\quad + \cos \varphi_n \sin \psi_n \dot{\varphi}_n); \quad \dot{z}_n = \dot{e}_n \cos \varphi_n \dot{\varphi}_n; \quad \ddot{x}_n = \dot{e}_n \sin \varphi_n [\cos \psi_n (\dot{\varphi}_n^2 + \\ &\quad + \dot{\psi}_n^2) + \dot{\varphi}_n \sin \psi_n] - \dot{e}_n \cos \varphi_n (\dot{\varphi}_n \cos \psi_n - 2 \sin \varphi_n \dot{\psi}_n \dot{\varphi}_n); \quad \ddot{y}_n = \\ &= \dot{e}_n \cos \varphi_n [\cos \varphi_n (\dot{\varphi}_n^2 + \dot{\psi}_n^2) + \dot{\varphi}_n \sin \psi_n] + \dot{e}_n \sin \varphi_n (\dot{\varphi}_n \cos \psi_n - \\ &- 2 \sin \varphi_n \dot{\psi}_n \dot{\varphi}_n); \quad \ddot{z}_n = -\dot{e}_n (\sin \varphi_n \dot{\varphi}_n - \cos \varphi_n \dot{\psi}_n); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{J}_{nx} &= 2m_n (y_n \dot{\varphi}_n + z_n \dot{\psi}_n); \quad \dot{J}_{ny} = 2m_n (z_n \dot{\varphi}_n + x_n \dot{\psi}_n); \quad \dot{J}_{nz} = 2m_n (x_n \dot{\varphi}_n + y_n \dot{\psi}_n); \\ \dot{J}_{nxy} &= m_n (x_n \dot{\varphi}_n + z_n \dot{\psi}_n); \quad \dot{J}_{nxx} = m_n (x_n \dot{\varphi}_n + z_n \dot{\psi}_n); \quad \dot{J}_{nyz} = m_n (z_n \dot{\varphi}_n + x_n \dot{\psi}_n); \\ P_{zx} &= -X_0 - g \sin \vartheta (m_0 + m_n) + P_{08} \cos \varphi_{08}; \quad P_{\Sigma y} = Y_0 - g \cos \vartheta \cos \gamma (m_0 + m_n) + \\ &\quad + P_{08} \sin \varphi_{08}; \quad P_{\Sigma z} = Z_0 + g \cos \vartheta \sin \gamma (m_0 + m_n); \quad M_{\Sigma x} = M_{0x} + m_n g \cos \vartheta \cdot \\ &\quad \cdot (y_n \sin \gamma + z_n \cos \gamma) + M_{xnp}; \quad M_{\Sigma y} = M_{0y} - m_n g (z_n \sin \vartheta + x_n \cos \vartheta \sin \gamma) - \\ &\quad - x_n \dot{z}_n + M_{ynp}; \quad M_{\Sigma z} = M_{0z} + m_n g (y_n \sin \vartheta - x_n \cos \vartheta \cos \gamma) + x_n \dot{y}_n + \\ &\quad + P_{08} (\sin \varphi_{08} x_{08} - \cos \varphi_{08} y_{08}) + M_{znp} \end{aligned}$$

Здесь: X, Y, Z — составляющие аэродинамической силы по осям связанной системы координат; M_x, M_y, M_z — составляющие аэродинамического момента \vec{M} относительно осей связанной системы координат; $P_{08}, \varphi_{08}, x_{08}, y_{08}$ — тяга, угол установки и координаты местоположения двигателя соответственно; $M_{xnp} = \Omega_z \Omega_{08} J_0 \sin \varphi_{08}$, $M_{ynp} = -\Omega_x \Omega_{08} \cos \varphi_{08}$, $M_{znp} = J_0 \Omega_{08} (\Omega_y \cos \varphi_{08} - \Omega_z \sin \varphi_{08})$ — гироскопические моменты от вращающихся частей силовой установки [3]; Ω_{08} — частота вращения двигателя; J_0 — момент инерции вращающихся частей силовой установки относительно её продольной оси.

Аэродинамические силы и моменты, действующие на аппарат и входящие в систему уравнений (12), определяются следующим образом:

$$X = C_x q S; \quad Y = C_y q S; \quad Z = C_z q S; \quad M_x = m_x q S L; \quad M_y = m_y q S L; \\ M_z = m_z q S b$$

Здесь $C_x, C_y, C_z, m_x, m_y, m_z$ — коэффициенты соответствующих сил и моментов; q — скоростной напор; S — площадь крыла дельтаплана в плане; L, b — размах и корневая хорда крыла соответственно. Углы атаки α и скольжения β рассчитываются по формулам

$$\alpha = -\operatorname{arctg} (V_y / V_x); \quad \beta = \operatorname{arctg} (V_z / \sqrt{V_x^2 + V_y^2}) \quad (14)$$

Усилия, прикладываемые к трапеции со стороны пилота для создания управляющих моментов, согласно рис. 3 и 4 в продольном и боковых каналах определяются следующими выражениями:

— в продольном канале

$$F_{np} = m_n g \cos (\varphi_n - \gamma) \sin (\vartheta - \varphi_n) / \cos \varphi_0 \quad (15)$$

— в боковом канале

$$F_{\text{бок}} = m_n g \sin(\psi_n - \gamma) / \cos \psi_n$$

Здесь: $\psi_0 = \psi' - \psi_n (\psi_n < 0)$; $\psi_0 = \psi_n - \psi' (\psi_n > 0)$;

$$\operatorname{tg} \psi' = \frac{L_{\text{TP}} \cos \psi_{\text{TP}} + Y_n + Y_{\text{TP}}}{L_{\text{TP}} \sin \psi_{\text{TP}} - Z_n + Z_{\text{TP}}} \quad (\text{см. рис. 3}).$$

Знак усилий, прикладываемых к трапеции в продольном канале, выбран согласно следующему правилу: давящие усилия - отрицательные, а тянущие - положительные. В боковом канале - знак усилия, прикладываемого для бокового перемещения пилота, такой же как у угловой скорости вращения Ω_x , вызываемой этим перемещением.

Перегрузки, действующие на аппарат в связанной системе координат, вводились стандартным образом

$$n_x = \frac{P_{\text{ав}} \cos \psi_{\text{ав}} - X}{g(m_0 + m_n)}; \quad n_y = \frac{P_{\text{ав}} \sin \psi_{\text{ав}} + Y}{g(m_0 + m_n)}; \quad n_z = \frac{Z}{g(m_0 + m_n)} \quad (17)$$

Здесь: n_x - продольная перегрузка; n_y - нормальная перегрузка; n_z - поперечная перегрузка.

3. Метод расчета

Решение задачи проводится шаг за шагом по времени по следующему алгоритму.

Предполагается, что дельтаплан, массовые и инерционные характеристики которого известны, к моменту времени $t = 0$, совершал прямолинейный установившийся полет с некоторой постоянной скоростью и с известным значением угла атаки α . При заданных геометрических характеристиках аппарата решаются уравнения (3), (5) и при $t = 0$ определяются коэффициенты стационарных аэродинамических сил и моментов, действующих на аппарат.

С помощью этих коэффициентов при известных m_0 и m_n рассчитываются угол тангажа и величина скорости установившегося полета, а также вычисляется угол ψ_n , потребный для балансировки дельтаплана при заданных условиях и выбранной точке

подвески пилота.

Затем, при $t > 0$, задается внешнее возмущение или закон управления дельтапланом в виде зависимостей $\psi_n(t)$ и $\psi_n(t)$ и решается задача динамики движения аппарата (уравнения (12) и (13)). На каждом расчетном интервале времени определяется изменение траектории движения, кинематических параметров и пространственной ориентации аппарата при мгновенных значениях аэродинамических сил и моментов.

Так как в процессе движения дельтаплан вращается и перемещается в различных плоскостях с изменением углов α и β , то возникающие при этом аэродинамические силы и моменты будут нестационарными по времени, а их зависимость от α и β может быть существенно нелинейной. Причем, в случае проявления нелинейных эффектов на мгновенные значения аэродинамических коэффициентов существенное влияние оказывает развитие вихревого следа, что, в свою очередь, связано с конкретной формой движения аппарата. Возникает сложная взаимосвязь параметров.

Поэтому на каждом расчетном интервале времени после решения уравнений динамики и определения кинематических параметров проводится расчет мгновенных значений коэффициентов аэродинамических сил и моментов, а также развития вихревого следа (уравнения (3) + (5)).

Уравнения аэродинамики решаются методом дискретных вихрей [4] с общепринятыми допущениями. Вводится безразмерное время $\tau = Vt/b$. Выбор неплоской вихревой схемы крыла дельтаплана и расчет его аэродинамических характеристик проводится в соответствии с методиками, изложенными в [5,6]. При этом коэффициенты сопротивления пилота, трапеции и расчалок брались из экспериментальных данных.

Уравнения динамики движения решаются с временным шагом $\Delta t = \Delta \tau b / V$ методом Рунге-Кутты ($\Delta \tau$ - расчетный шаг безразмерного времени, принятый при решении уравнений аэродинамики).

4. Примеры расчета

Исследуем, в качестве примера, реакцию на управляющие перемещения пилота безмоторного дельтаплана, имеющего фиксированную форму поверхности крыла со следующими геометрическими характеристиками: площадь в плане $S = 18,09 \text{ м}^2$; удлинение $\lambda = 4,885$; сужение $\zeta = 5,94$; размах $L = 9,4 \text{ м}$; стреловидность го передней кромки $\chi = 28^\circ$. На рис. 5 показана форма крыла дельтаплана в плане и приведены аэродинамические профили в различных его сечениях.

Дельтаплан имеет массу 32,125 кг. Координаты центра масс аппарата (и начала связанной системы координат) относительно вершины крыла равны: $x_r = 1440 \text{ мм}$, $y_r = -63 \text{ мм}$.

Осевые моменты инерции дельтаплана $J_{ox} = 150,71 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_{oy} = 155,53 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$, $J_{oz} = 6,28 \text{ кг} \cdot \text{м}^2$ определялись относительно осей связанной системы координат

Вихревая модель крыла дельтаплана имела следующие параметры: $N = 8$; $n = 5$; $N_1 = 8$; $N_2 = 14$. Здесь N — количество продольных полос по размаху; n — число поперечных панелей по хорде; N_1 и N_2 — количество продольных вихревых отрезков в кормовой и концевых частях при $t = 0$. Координата точки крепления трапеции к дельтаплану x_{tr} составляла 100 мм. Масса пилота бралась равной 90 кг, а его собственные инерционные характеристики рассчитывались как для цилиндра с диаметром 400 мм, высотой 1800 мм и удельным весом $0,39 \text{ н/дм}^3$. Точка подвески пилота к дельтаплану имела следующие координаты: $x_{tr} = 0$; $y_{tr} = 63 \text{ мм}$.

Коэффициенты C_{x0} аппарата и лобового сопротивления пилота брались из экспериментальных данных, любезно предоставленных А.А.Караском ($C_{x0} = 0,05$; $C_{x\pi} = 0,016$).

Рассматривался случай, когда дельтаплан в момент времени $t = 0$ планировал с постоянной скоростью $V = 13,4 \text{ м/с}$ на угле атаки $\alpha = 10^\circ$, с постоянным углом тангажа $\gamma = -1,5^\circ$. В некоторый момент времени $t > 0$ для ввода аппарата в левый разворот пилот за 1 секунду отклонился от балансировочного положения, перемещаясь в продольном и боковом каналах по закону $y_n = y_{n0} + 5 \sin(\frac{\pi}{2} t)$, $y_n = -30 \sin(\frac{\pi}{2} t)$ и выдерживал их постоянными в дальнейшем (рис. 6 и 7). При этом изменяются по времени углы атаки α и скольжения β (рис. 8, 9). В процессе

ввода дельтаплана в разворот увеличиваются углы тангажа γ (рис. 10), по абсолютной величине угол рысканья ψ (рис. 12) и аппарат сначала кренится на левое крыло (рис. 11) с угловой скоростью Ω_x (рис. 13), а затем, обладая поперечной устойчивостью и реагируя на возникающее скольжение (рис. 9), начинает выходить из крена. Из-за того, что специальные кили на дельтаплане отсутствуют, он в путевом отношении неустойчив и поэтому увеличивает угол скольжения, вращаясь относительно вертикальной оси с угловой скоростью $\Omega_y < 0$ (рис. 14). Перемещение пилота назад от балансировочного его положения привело к появлению угловой скорости Ω_z (рис. 15) и к увеличению угла атаки (рис. 8). В результате изменения кинематических параметров движения изменяются и коэффициенты продольной силы C_x (рис. 16), нормальной C_y (рис. 17) и поперечной C_z (рис. 18). Так как увеличение угла атаки за первую секунду полета опережает рост угла скольжения, то коэффициенты аэродинамических сил увеличиваются по абсолютной величине, но затем начинает преобладать рост угла скольжения и коэффициенты сил уменьшаются.

На рис. 19, 20, 21 приведены графики изменения по времени коэффициентов аэродинамических моментов крена, рысканья и тангажа соответственно.

Характер изменения по времени продольной, нормальной и поперечной перегрузок (рис. 22, 23, 24 соответственно) определяется характером изменения коэффициентов аэродинамических сил, от которых они зависят, а также темпа изменения поступательной скорости полета V (рис. 25).

Знак и величина усилий, прикладываемых пилотом к трапеции при вводе дельтаплана в разворот в продольном (рис. 26) и боковом (рис. 27) каналах, определяются законом изменения его управляющих перемещений, углами тангажа и крена. Анализируя траекторию движения аппарата, приведенную на рис. 28 и реализуемую при заданных начальных условиях и законе управления, приходим к выводу, что действительно дельтаплан начинает выполнять левый разворот с потерей высоты.

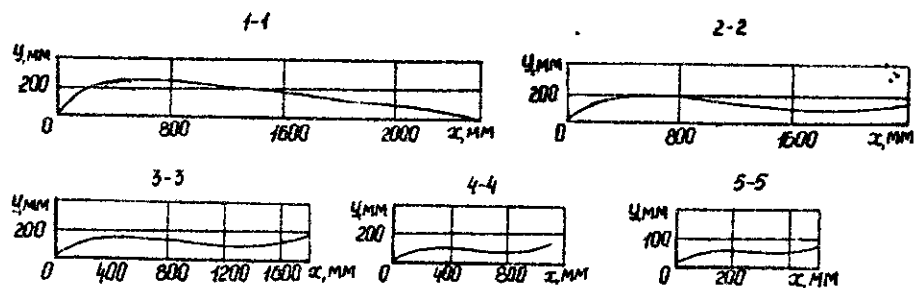
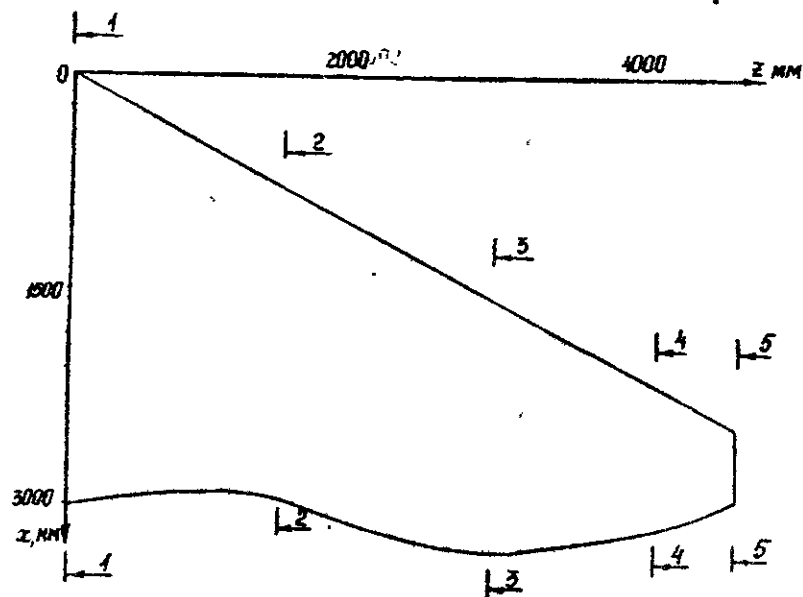
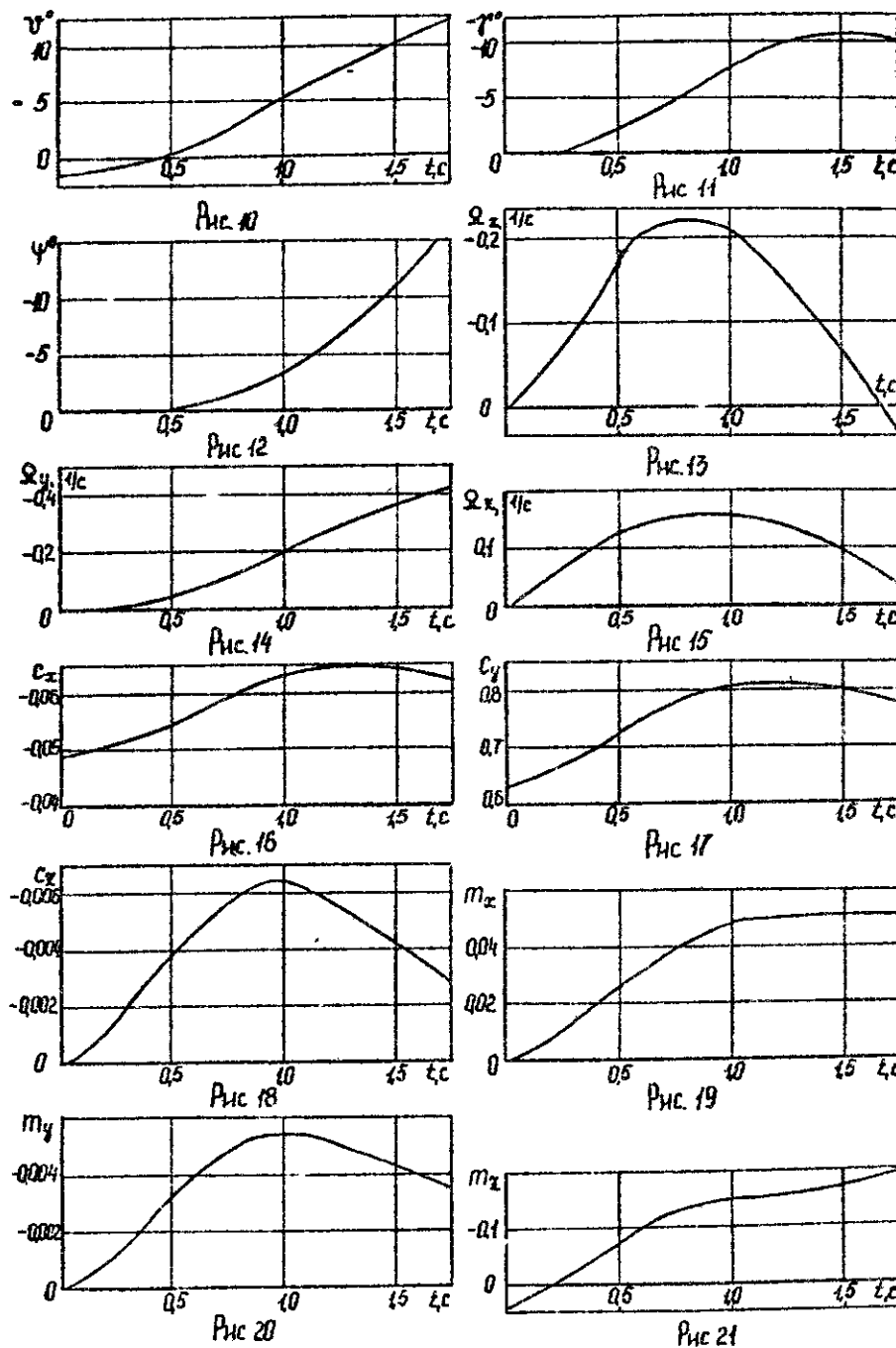
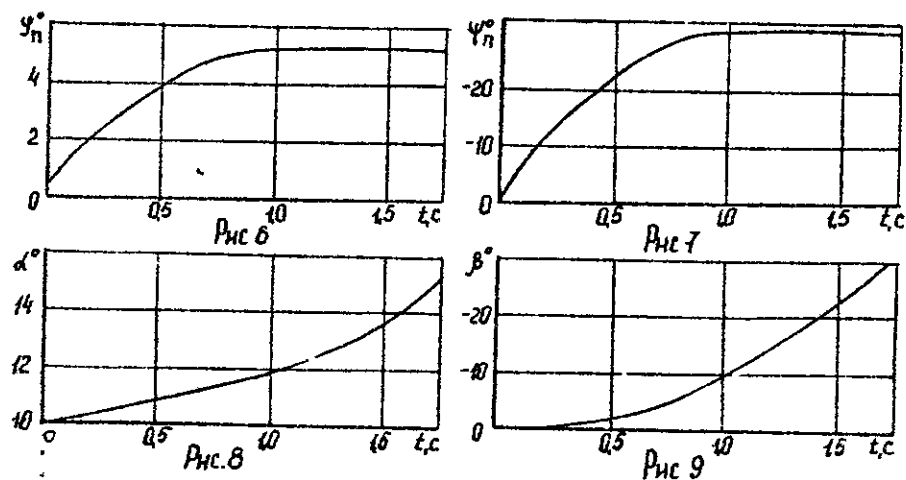


Рис. 5



Литература

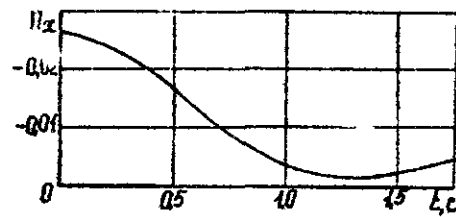


Рис. 22

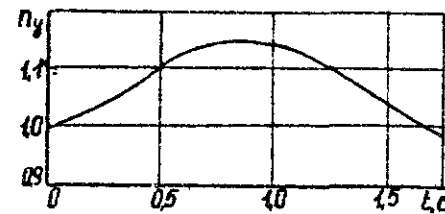


Рис. 23

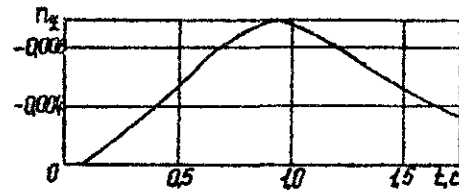


Рис. 24



Рис. 25

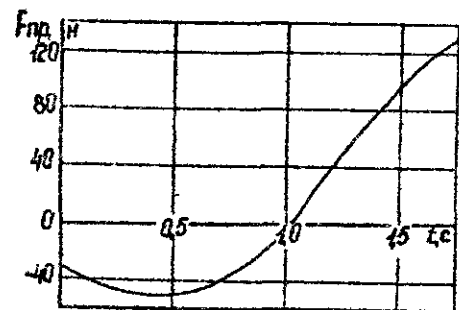


Рис. 26

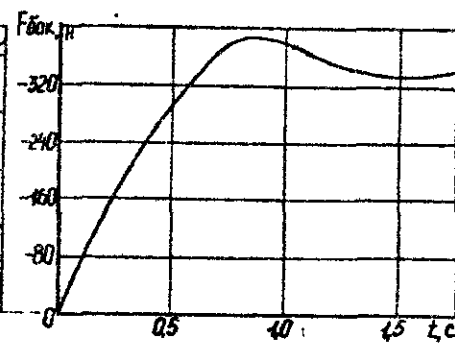


Рис. 27

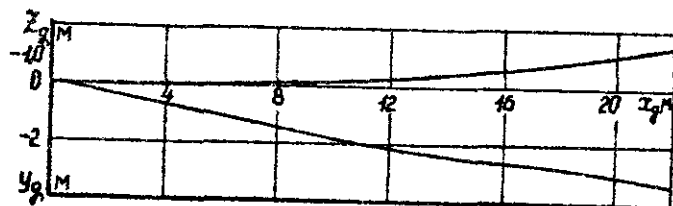


Рис. 28

1. Еухтояров И.И.; Морозов В.И. Математическая модель динамики движения дельтаплана. Статья в сборнике: Исследование аэродинамики, аэроупругости и динамики полета дельтапланов и парашютов-крыльев. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
2. Мхитарян А.М. Динамика полета. М., "Машиностроение", 1978.
3. Тарг С.М. Краткий курс теоретической механики. М., "Наука", 1968.
4. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Стрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
5. Апарин В.А., Еучков И.А., Ништ М.И. Расчет нелинейных аэродинамических характеристик дельтапланов. Статья в сборнике: Исследование аэродинамики, аэроупругости и динамики полета дельтапланов и парашютов-крыльев. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
6. Стрелков Г.Н. К исследованию нелинейных нестационарных аэродинамических характеристик крыла с искривленной поверхностью. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.

В.А.Апарин, Г.Н.Стрежков

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ПАДЕНИЯ В ИДЕАЛЬНОЙ СРЕДЕ ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ БЕСКОНЕЧНОГО РАЗМАХА

Вопросы применения численных методов нелинейной нестационарной аэродинамики для изучения вынужденных колебаний тонкого крыла бесконечного размаха при стрывном и безотрывном обтекании рассматривались в работе [1]. В настоящей работе путем одновременного решения уравнений динамики и нелинейной нестационарной аэродинамики исследуется движение тонкой пластины бесконечного размаха при её свободном падении в идеальной среде. Задача решается последовательно, шаг за шагом по времени, с учетом развития вихревого следа.

1. Постановка задачи. Уравнения движения

Рассмотрим тонкую пластину бесконечного размаха с хордой b и условной массой m , которая в момент времени $t = 0$ начинает двигаться в идеальной несжимаемой жидкости из состояния покоя под действием силы тяжести. Пусть при этом на острых краях пластины происходит отрыв потока и образуются вихревые пары Γ_1 и Γ_2 (рис. 1).

Введем системы координат: связанную $ox_1y_1z_1$ и земную $Ox_2y_2z_2$ (рис. 1). Начальное положение пластины относительно земной системы координат определялось углом тангажа ϑ_0 .

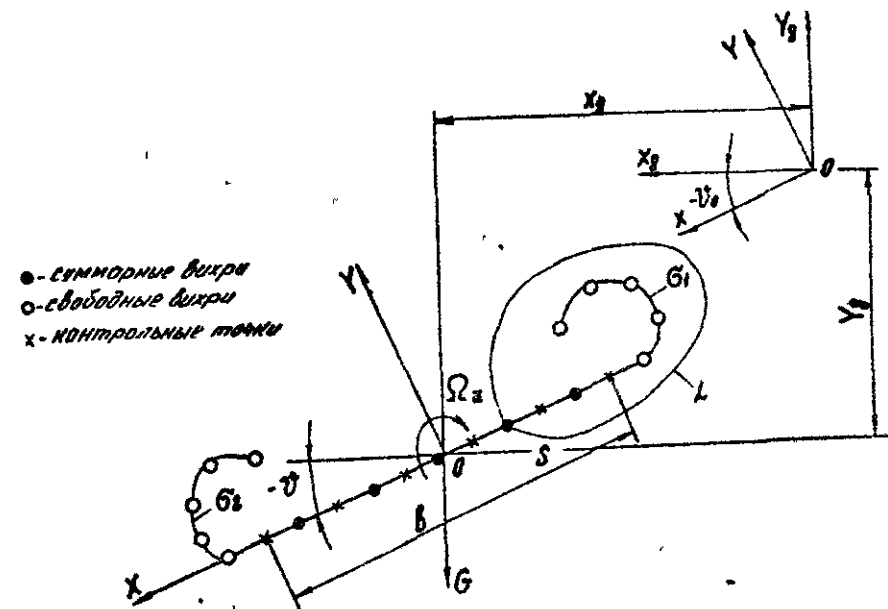


Рис. 1

текущее положение — координатами центра масс $x_g(t), y_g(t)$ и углом тангажа $\vartheta(t)$. Уравнения движения плоской пластины, записанные в связанной системе координат, имеют следующий вид [2]:

$$\begin{aligned} m \frac{dV_x}{dt} &= m V_x \Omega_z - m g \sin \vartheta, \\ m \frac{dV_y}{dt} &= Y - m V_x \Omega_z - m g \cos \vartheta, \\ J_z \frac{d\Omega_z}{dt} &= M_z \end{aligned} \quad (I)$$

Здесь: Ω_z — угловая скорость вращения пластины; V_x и V_y — составляющие вектора поступательной скорости по осям связанной системы координат; Y и M_z — аэродинамическая сила и момент; g — ускорение свободного падения; J_z — момент инерции пластины относительно оси oz .

Аэродинамическая сила X вследствие идеальности среды отсутствует.

Кроме системы уравнений (I) необходимо записать следующие соотношения:

$$\frac{dx_g}{dt} = V_x \cos \vartheta - V_y \sin \vartheta,$$

$$\frac{dy_g}{dt} = V_x \sin \vartheta + V_y \cos \vartheta, \quad (2)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \Omega_z$$

Для того, чтобы решить систему уравнений (1), необходимо определить аэродинамические силу Y и момент M_z в каждый расчетный момент времени t . Для этого воспользуемся методом дискретных вихрей [3].

Принимаются следующие допущения. Среда считается идеальной и несжимаемой. Везде вне пластины и её вихревого следа поток является потенциальным, а на бесконечном удалении от её поверхности S и вихревого следа Γ_1 и Γ_2 покоится. При переходе через Γ_1 и Γ_2 соблюдается условие непрерывности давления и нормальной составляющей скорости. На кромках, с которых сходят вихревые линии Γ_1 и Γ_2 , выполняется гипотеза Чаплыгина-Жуковского о конечности скоростей.

Вихревая модель пластины принята как в работе [1], где нестационарный вихревой слой на поверхности пластины и за ней моделируется системой дискретных вихрей, а непрерывный процесс изменения во времени граничных условий и аэродинамических нагрузок заменяется ступенчатым. При этом считается, что граничные условия и нагрузки скачкообразно изменяются в некоторые расчетные моменты безразмерного времени $\tau = tV/\delta$, где V — мгновенное значение скорости. Пластина разбивается на n частей и моделируется суммарными дискретными вихрями (точка на рис. 1), а вихревой след — системой свободных дискретных вихрей. Для определения аэродинамических коэффициентов используется условие непротекания пластины в контрольных точках (крестики на рис. 1) и условие Томсона о постоянстве циркуляции по замкнутому контуру L .

$$W_{on} = 0 \text{ на } S,$$

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 0. \quad (3)$$

Здесь: W_{on} — нормальная составляющая относительной скорости в контрольных точках на поверхности S .

Решение аэродинамической части задачи осуществлялось с интервалом безразмерного времени $\Delta\tau = 1/n$. Пластина считалась изотропной и момент инерции J_z вычислялся как $J_z = m\delta^2/12$. Угол атаки α определялся из системы уравнений (1):

$\alpha = \arctg(-V_x/V_y)$. Интегрирование системы уравнений (1) и (2) проводилось методом Рунге-Кутты с временным шагом Δt , который определялся следующим образом:

$$\Delta t = \frac{\Delta\tau\delta}{V} \quad (4)$$

Так как аэродинамическая часть задачи решалась в безразмерном виде, то после интегрирования уравнений (1) и (2) обезразмеривались линейная и угловая скорости

$$W_o^* = \frac{W_o}{V}; \quad \omega_z = \frac{\Omega_z\delta}{V} \quad (5)$$

Здесь: W_o^* , W_o — безразмерная и размерная относительные скорости соответственно, ω_z — безразмерная угловая скорость.

Под действием аэродинамических сил Y и момента M_z изменяются угол α , угловая скорость Ω_z , а также скорости V_x и V_y . В свою очередь эти кинематические параметры влияют на величины Y и M_z . Таким образом, моделирование на ЭВМ падения тонкой пластины основывается на одновременном решении уравнений аэродинамики (3) и динамики движения (1) и (2).

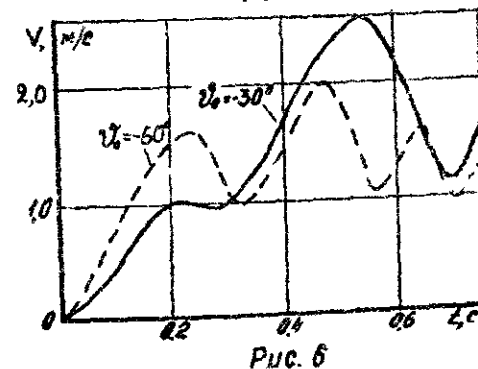
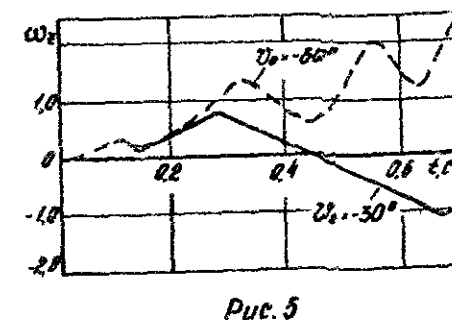
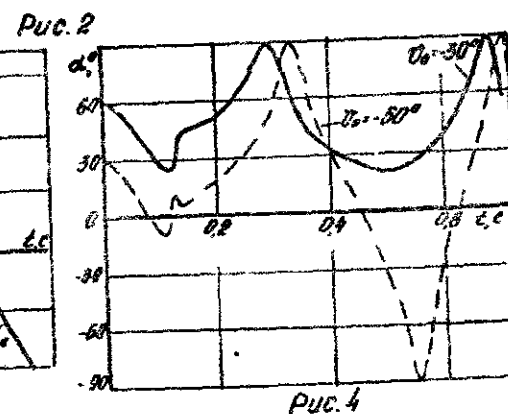
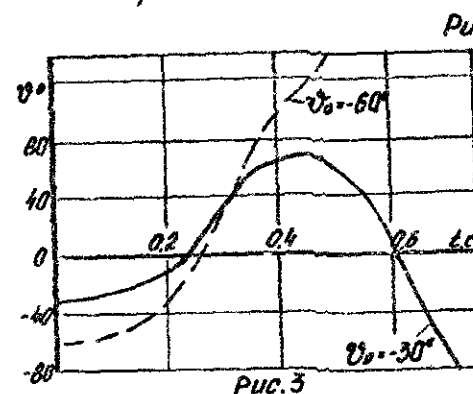
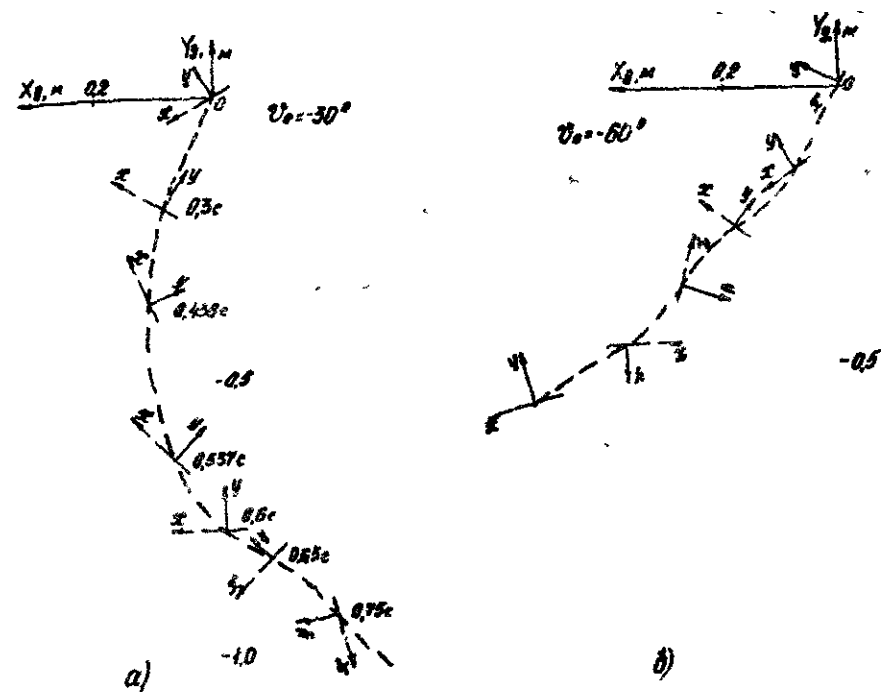
2. Некоторые результаты исследования

Исследовалось падение тонкой пластины бесконечного размаха с условной массой $m = 0,025$ кг и с хордой $\delta = 0,1$ м при начальных значениях угла ϑ_o в диапазоне $-80^\circ \leq \vartheta_o \leq -30^\circ$. Пластина моделировалась 10 вихрями ($n = 10$; $\Delta\tau = 0,1$). В результате проведенного исследования установлено следующее. Независимо от начального угла ϑ_o падение пластины завершается выходом на режим авторотации. В качестве примера на рис. 2 (а, б)

показаны траектории падения пластины при $\psi_0 = -30^\circ$ и $\psi_0 = -60^\circ$, а на рис. 3+6 - изменение ψ , α , ω_z и V во времени.

Направление вращения пластины зависит от величины угла ψ_0 . На рис. 3 приведены графики изменения по времени текущего значения угла ψ при $\psi_0 = -30^\circ$ и -60° . Так, если, при $\psi_0 = -30^\circ$ пластина выйдет на режим авторотации после одного колебания и вращается против часовой стрелки, то при $\psi_0 = -60^\circ$ практически сразу, без колебаний, с вращением по часовой стрелке. Установлено, что угол ψ_0 , при котором происходит изменение направления вращения при авторотации приблизительно равен -35° . Причем, при $|\psi_0| < -35^\circ$ выход пластин на режим авторотации может произойти через несколько её колебаний по углу ψ . Изменение вращения при авторотации приводит к изменению направления горизонтального смещения при $\Omega_z > 0$ влево, при $\Omega_z < 0$ вправо (рис. 2, а, б).

Проанализируем механизм возникновения авторотации на примере падения пластины с $\psi_0 = -60^\circ$. Считаем, что передней кромкой пластины является та кромка, которая направлена в сторону положительного направления оси Ox . На рис. 4 и 5 приведены графики изменения по времени угла α и безразмерной угловой скорости ω_z при $\psi_0 = -60^\circ$ (штриховая линия), а на рис. 7 - элементы траектории падения пластины с близким вихревым следом при шести положениях. Так, в положении I (рис. 7) пластина обтекается при положительном угле атаки (рис. 4) с образованием на передней кромке интенсивного вихря и, как следствие, разрежение на верхней поверхности её носовой части. При этом появляются аэродинамическая сила, а следовательно, и аэродинамический момент, под действием которого до $t = 0,325$ с происходит увеличение угловой скорости ω_z (рис. 5). После того, как двигаясь по траектории, пластина начинает падать задней кромкой вперед (положение 2 на рис. 7), образуется разрежение на верхней поверхности её хвостовой части. Появляется аэродинамический момент, который стремится уменьшить угловую скорость (рис. 5). Изменения общего направления вращения при этом не происходит, так как временной период действия этого момента меньше ($0,115$ с), чем в положении I ($0,325$ с). В положениях 3 и 4 (рис. 7) пластина обтекается под отрицательным углом атаки (рис. 4) и разрежение образуется на нижней поверхности её хвостовой части. Это приводит



++ - вихри передней кромки --- вихри задней кромки

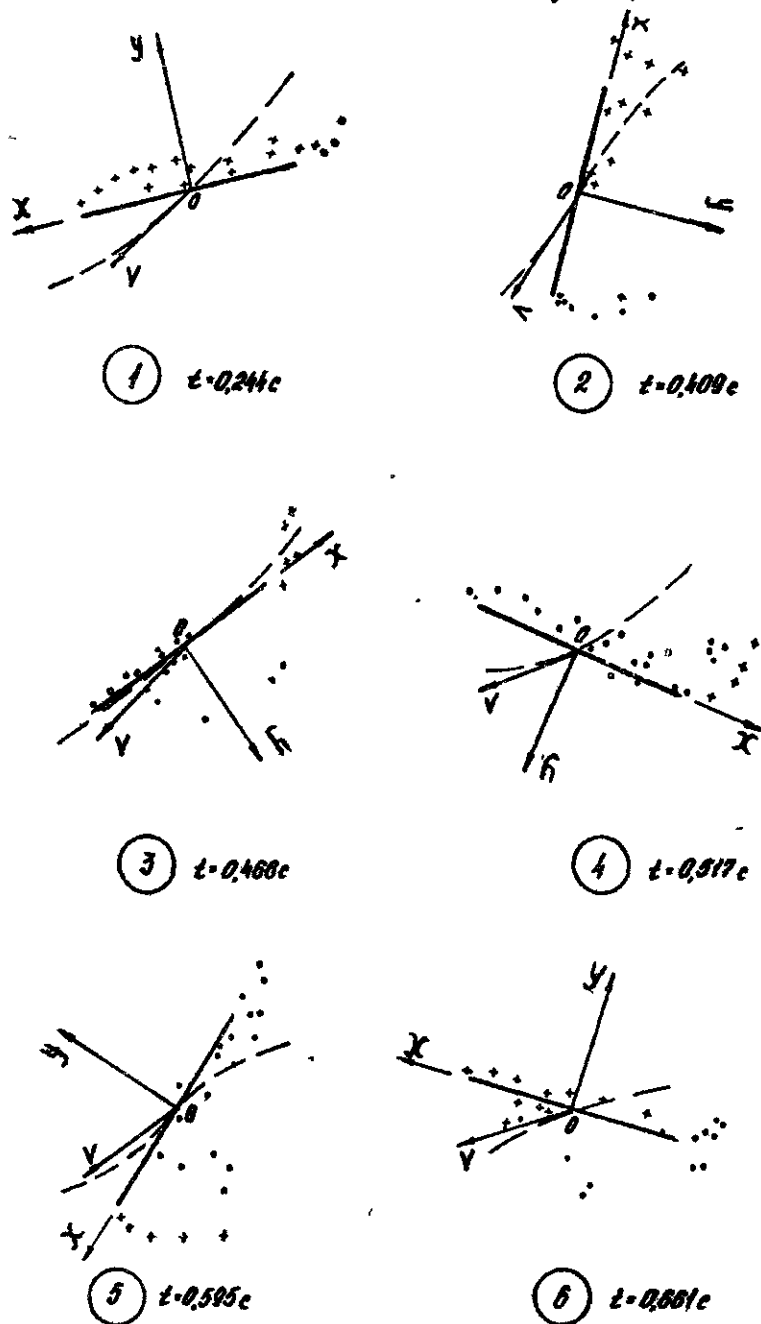


Рис. 7

к дальнейшему увеличению угловой скорости вращения (рис. 5). В положении 5 (рис. 7) пластина обтекается под отрицательным углом атаки (рис. 4), но разрежение создается на нижней поверхности носовой части, что, однако, приводит только к некоторому уменьшению угловой скорости вращения, так как период действия отрицательного момента в положении 5 меньше (0,075 с), чем в положениях 3 и 4 (0,11 с). В положении 6 (рис. 7) пластина обтекается вновь под положительным углом атаки и разрежение, как и в положении 1, создается на верхней поверхности её носовой части, что приводит к дальнейшему увеличению угловой скорости вращения. В дальнейшем ситуация повторяется.

В итоге при рассмотренных начальных условиях (m, b, v_0) время действия положительного аэродинамического момента больше, чем отрицательного, поэтому пластина и выходит на режим авто-ротации с вращением по часовой стрелке и с колебаниями угловой скорости относительно некоторого установившегося значения.

Изменение во времени поступательной скорости падения пластины при этом, как и всех других кинематических параметров, носит колебательный характер (рис. 5).

Аналогично можно объяснить и характер движения пластины при $v_0 = -30^\circ$.

Литература

1. А п а р и н о в В.А., М о р о з о в В.И. Численное исследование нелинейных колебаний тонкого крыла бесконечного размаха при отрывном и безотрывном обтекании. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1979.
2. М х и т а р я н А.М. и др. Динамика полета. М., "Машиностроение", 1978.
3. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.

В.А.А парников, С.Б.Кочук

АЛГОРИТМ С ПРОГНОЗИРОВАНИЕМ В ЗАДАЧЕ УПРАВЛЕНИЯ УГЛОВЫМ ДВИЖЕНИЕМ ТОНКОГО АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ ПРИ СРЫВНОМ РЕЖИМЕ ОБТЕКАНИЯ

Известно, что движение аэродинамического объекта на больших углах атаки связано с образованием срывных течений и характеризуется существенной нестационарностью и нелинейностью его динамических свойств. В ряде работ предложен один из возможных путей построения математических моделей таких процессов, основанный на одновременном решении систем уравнений нелинейной нестационарной аэродинамики, динамики движения [1, 2] и управления [3]. Показано [3], что применение линейного регулятора не обеспечивает необходимого быстродействия и точности стабилизации заданного углового положения профиля при срывном режиме обтекания.

В настоящей работе предлагается для управления угловым положением аэродинамического профиля использовать один из вариантов алгоритма оптимального управления с прогнозирующей моделью, описывающей процесс обтекания профиля и его динамические свойства при фиксированном положении закрылка на некотором интервале времени. Сравниваются два подхода при построении прогнозирующей математической модели и используемой при этом информации о состоянии объекта. Подобные математические модели могут найти применение, например, при проектировании противофлаттерной системы автоматического управления.

В качестве объекта управления рассмотрим тонкий аэродинамический профиль с закрылком, закрепленный на угловой пружине и обтекаемый потоком невязкой несжимаемой жидкости с постоянной скоростью U_0 [3]. Введем скоростную $Ox_a Y_a Z_a$ и связанную с профилем $OXYZ$ системы координат (рис. 1), положение начала координат будем задавать относительно носка профиля величиной x_1 . Хорда закрылка определяется величиной β_3 , ось его вращения находится на расстоянии x_2 от передней кромки. Использование в дальнейшем для обозначения линейных размеров символов с чертой над ними будет означать, что они безразмерные, выраженные в долях хорды профиля $\beta = x_2 + \beta_3$.

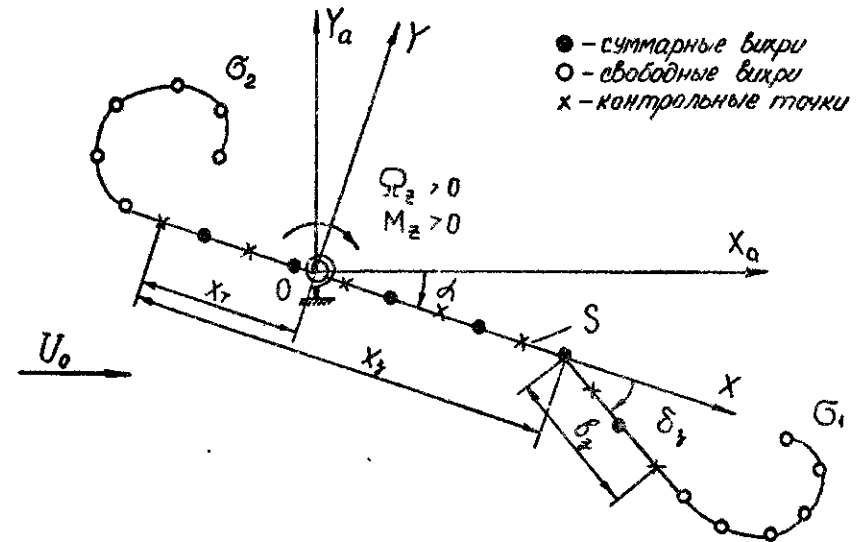


Рис. 1

Предположим, что обтекание профиля отрывное, сопровождающееся образованием вихревой пелены σ_2 на передней кромке и на конце закрылка — σ_1 (рис. 1). Предположим также, что излом по оси механизации обтекает без отрыва потока.

Решение уравнений нелинейной нестационарной аэродинамики проводится методом дискретных вихрей при известных допущениях [4]. На рис. 1 приведена вихревая схема профиля. Отметим, что гипотеза Чаплыгина-Жуковского о конечности скоростей на изломе профиля не выполняется и в месте стыка профиля и механизации помещается вихрь. Аэродинамические силы и моменты определяются в связанной с профилем системе координат. На скорость отклонения закрылка ограничения не накладываются, угол отклонения его может меняться в пределах $\delta_3 = \pm 90^\circ$.

Описанный профиль будет совершать вынужденные угловые колебания под действием аэродинамического момента M_{x0} и упругого момента пружины $M_{x1} = -K_y \alpha$ (K_y — коэффициент жесткости пружины, α — угол атаки) относительно оси заделки 0 (рис. 1). В соответствии с [3], в безразмерном виде уравнение колебаний профиля будет

$$\begin{aligned} \ddot{\alpha} &= \omega_z, \\ \dot{\omega}_z &= m_z / i_z - \rho_0^2 \alpha, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\omega_z = \delta \Omega_z / U_0$, $\rho_0 = \delta \Omega_0 / U_0$, $i_z = 2J_z / (\rho b^5)$, $m_z = 2M_{x0} / (\rho b^3 U_0^2)$ — соответственно безразмерные угловая скорость, частота собственных колебаний, момент инерции, коэффициент аэродинамического момента; $\Omega_0 = \sqrt{K_y / J_z}$ — размерная частота собственных колебаний, ρ — плотность среды.

При определении нелинейных нестационарных аэродинамических характеристик используется условие непротекания профиля [4], которое в методе дискретных вихрей удовлетворяется в ряде контрольных точек (на рис. 1 обозначены крестиками) и в безразмерном виде с учетом изменения α , ω_z , δ_3 запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_{n0}^* &= \sin(\alpha + \delta_3) - [(\bar{y}_1 - \bar{y}_1) \omega_z + \bar{y}_1 \dot{\delta}_3] \sin \delta_3 - [(\bar{x}_1 - \bar{x}_1) \omega_z + \\ &+ (\bar{x}_1 - \bar{x}_1) \dot{\delta}_3] \cos \delta_3, \quad \bar{x}_1 > \bar{x}_3 \\ &(\text{при } \bar{x}_1 < \bar{x}_3 \quad \delta_3 = 0, \dot{\delta}_3 = 0), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $\omega_{n0}^* = \omega_{n0}^* / U_0$ — нормальная составляющая безразмерной возмущенной скорости потока, индуцируемая вихревой системой профиля и его следа в контрольной точке с координатой \bar{x}_0 .

Уравнения (1.1) и (1.2) являются нелинейными уравнениями с переменными коэффициентами и описывают нестационарный процесс обтекания движущегося аэродинамического профиля. Это накладывает особые условия на исследование процессов управления таким объектом.

В работе [3] показано, что применение обычной системы управления (линейного регулятора) для управления угловым движением такого объекта не обеспечивает необходимого быстродействия и точности стабилизации заданного углового положения.

Для улучшения качества управления угловым движением профиля при срывном режиме обтекания предлагается использовать оптимальную в смысле минимума заданного критерия систему управления. В рассматриваемом случае задачей управления объектом (1.1), (1.2) является формирование управляющего сигнала u , обеспечивающего стабилизацию заданного угла атаки при требованиях к качеству, обуславливающих минимум времени переходного процесса, перерегулирования и статической ошибки. Будем считать, что управление закрылком осуществляется при помощи идеального интегрирующего привода $\dot{\delta}_3 = u$.

2. Метод оптимизации

В качестве метода (алгоритма) оптимизации могут быть использованы различные алгоритмы поиска наилучшего управления, включая чисто интуитивные, эвристические.

Лучшие результаты обеспечивают методы оптимизации по строго заданным критериям [5]. Среди них выделяется своей простотой и меньшей трудоемкостью метод оптимизации по критерию обобщенной работы (критерий А.А. Красовского). Формулировка этого алгоритма может быть представлена следующим образом [6].

Для процесса, описываемого уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{x} &= f(x, y, \alpha, t) = 0, \\ \dot{y} &= u, \end{aligned} \quad (2.1)$$

необходимо определить управление скоростью отклонения рулевых органов, оптимальное в смысле критерия обобщенной работы.

Здесь $x - n$ - мерный вектор состояния; $\alpha - z$ - мерный вектор параметров; $y - m$ - мерный вектор отклонений управляющих органов; $f(x, y, \alpha, t)$ - n - мерная, дифференцируемая по x и y функция указанных аргументов; $u - m$ - мерный вектор искоемых скоростей отклонения рулевых органов.

Для задач стабилизации вектора состояния x минимизируемый функционал записывается в виде:

$$I = \int_t^{t+T} Q(x, y, t_1) dt_1 + \frac{1}{2} \int_t^{t+T} (u^T K^{-1} u + u_{оп}^T K^{-1} u_{оп}) dt_1, \quad (2.2)$$

где $u_{оп} - m$ - мерный вектор оптимальных управлений; $[t, t+T]$ - скользящий интервал оптимизации; T - длительность интервала оптимизации (прогнозирования); $K = \text{diag}(K_1, K_2, \dots, K_m)$ - матрица заданных коэффициентов; $Q(x, y, t_1)$ - заданная положительно-определенная дифференцируемая функция расширенного вектора состояния (x, y) ; t_1 - время интегрирования.

Функция $Q(x, y, t_1)$ задается на основании конкретных требований, предъявляемых к синтезируемой системе управления объектом (2.1). Она определяет качество управления при стабилизации вектора состояния

$$Q_{код} = Q(x, y, t) = \frac{1}{2} [x - x_{зад}]^T \beta(t) [x - x_{зад}], \quad (2.3)$$

где $x_{зад} - n$ - мерный вектор состояния заданного движения; $\beta(t) = \text{diag}[\beta_1(t), \beta_2(t), \dots, \beta_n(t)]$ - матрица заданных весовых коэффициентов, назначаемых в процессе моделирования.

Согласно [5] минимум функционала (2.2) обеспечивается при

$$u_{оп} = -K \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^T. \quad (2.4)$$

Функция $V(x, y, t)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению в частных производных

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} f(x, y, \alpha, t) = -Q(x, y, t) \quad (2.5)$$

при граничном условии

$$V[x(t+T), y(t+T)] = 0. \quad (2.6)$$

Формирование оптимального управления $u_{оп}$ может осуществляться различными способами [5, 6]. Одним из наиболее универсальных является алгоритм с прогнозирующей моделью. В основе алгоритмов с прогнозирующей моделью лежит применение для решения уравнения (2.5) метода характеристик [7]. Сущность такого подхода заключается в следующем.

Допустим, что текущее время t разбито на достаточно короткие циклы длиной Δt_c . В начале каждого цикла система контроля и оценивания задает начальное условие прогнозирующей модели

$$\dot{x}_m + \alpha f(x_m, y_m, \alpha, t) = 0, \quad \dot{y}_m = 0, \quad (2.7)$$

где $\tau = t/\alpha$ - ускоренное время, масштаб ускорения $\alpha \gg 1$. При этом обеспечивается равенство

$$x_m(\tau) = x(t), \quad y_m(\tau) = y(t).$$

Прогнозирующая модель воспроизводит неуправляемое движение объекта (2.1) на интервале прогнозирования $[t, t+T]$ в ускоренном времени, т.е. движение при фиксированном положении органов управления. При этом отклонение рулевых органов модели (2.7) соответствует положению органов управления объекта на момент начала очередного цикла формирования управления.

При неуправляемом движении модели (2.7) уравнение (2.5) обращается в полную производную по времени:

$$\dot{V} = -Q.$$

Отсюда, с учетом (2.6), следует:

$$V = V(x_m(t), y_m(t)) = \alpha \int_{t/\alpha}^{(t+T)/\alpha} Q(x_m, y_m, \tau) d\tau. \quad (2.8)$$

Вычисление (2.8) выполняется одновременно с интегрированием уравнения (2.7). Для определения частных производных $\partial V / \partial y$ применим схему правой разности, осуществляя $m+1$ "запусков" прогнозирующей модели при вариации начальных условий по y_m

в каждом её запуске. Тогда оптимальное управление (2.4) определяется на каждом цикле выражением [5]

$$u_{оп} = -K \left(\frac{V(x_m, y_m + \Delta y) - V(x_m, y_m)}{\Delta y} \right), \quad (2.9)$$

где Δy - назначаемый вектор m приращений вектора текущего положения рулевых органов.

Сформированные управления подаются на рулевой орган объекта (2.1) и остаются неизменными в течение очередного цикла Δt_y . В течение этого очередного цикла вновь запускается прогнозирующая модель, определяются значения управлений (2.9) и т.д. Структуру этого алгоритма поясняет рис. 2.

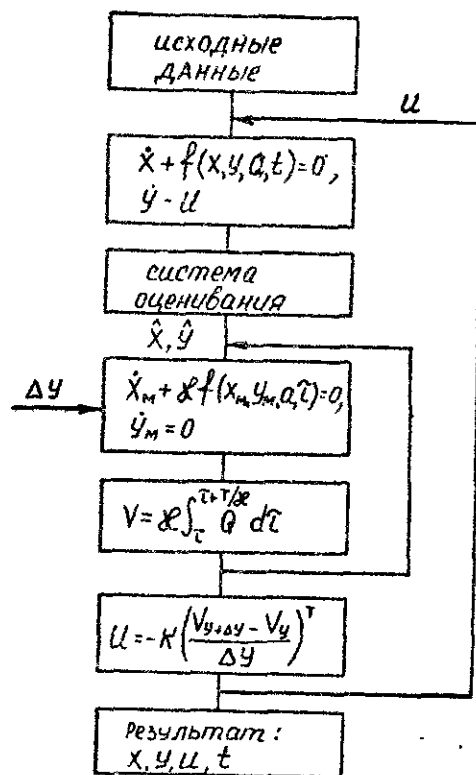


Рис. 2

3. Моделирование алгоритма управления

Задачей алгоритма управления является формирование управляющего воздействия u , обеспечивающего стабилизацию заданного угла атаки профиля при минимальных перерегулировании и статической ошибке. Эти требования сформулируем в виде функционала

$$I = \frac{1}{2} \int_t^{t+T} \beta_\alpha (\alpha - \alpha_{зад})^2 d\tau + \frac{1}{2K} \int_t^{t+T} (u^2 + u_{оп}^2) d\tau. \quad (3.1)$$

Первая его составляющая характеризует требования к качеству переходного процесса и точности стабилизации заданного угла атаки, вторая - затраты на отклонение закрылка. При этом осуществляется управление скоростью отклонения закрылка

$$\dot{\delta}_z = u. \quad (3.2)$$

Будем полагать, что прогнозирующая модель является аналогом объекта управления (1.1), (1.2) при фиксированном угловом положении закрылка на интервале оптимизации и описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_m &= \omega_{zm}, \\ \dot{\omega}_{zm} &= m_{zm}/i_{zm} - P_0^2 \alpha_m, \\ \dot{\delta}_{zm} &= 0, \quad m_{zm} = m_{zm}(\alpha_m, \omega_{zm}, \delta_{zm}, \tau), \\ \dot{\omega}_{pzm}^* &= -\sin(\alpha + \delta_z)_m - (\bar{y}_{pm} - \bar{y}_{tm}) \omega_{zm} \sin \delta_{zm} - \\ &\quad - (\bar{x}_{pm} - \bar{x}_{tm}) \omega_{zm} \cos \delta_{zm}, \quad \bar{x}_{pm} > \bar{x}_{zm} \\ &\quad (\text{при } \bar{x}_{pm} < \bar{x}_{zm} \quad \delta_{zm} = 0), \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $\tau = U_0 t / B$ - безразмерное время.

Начальными условиями для уравнений (3.3) являются значения α , ω_z , δ_z объекта на момент, совпадающий с началом очередного цикла формирования управления.

При неуправляемом движении модели (3.3) вычисляем главную часть функционала (3.1)

$$V = \frac{1}{2} \int_t^{t+T} \beta_\alpha (\alpha - \alpha_{зад})^2 d\tau. \quad (3.4)$$

Согласно (2.9) оптимальное управление закрылком формиру-
ем с дискретностью по времени Δt_k

$$U = -K(V_{\delta_3 + \Delta\delta} - V_{\delta_3}) / \Delta\delta, \quad (3.5)$$

где V_{δ_3} , $V_{\delta_3 + \Delta\delta}$ — соответственно значения функции (3.4) при положении закрылка объекта управления на момент начала очередного цикла запуска модели и при измененном на $\Delta\delta$ положении закрылка.

Уравнения (3.3) решаются каждый раз на интервале прогнозирования $[t, t + T]$, в результате чего воспроизводится полностью динамика движения и процесс обтекания (с учетом отрывов от носка G_2 и закрылка G_1) профиля при фиксированном закрылке.

Алгоритм (3.3)–(3.5) построения прогнозирующей модели является наиболее полным и трудоемким, так как при определении U необходимо решать как уравнения динамики, так и уравнения нелинейной нестационарной аэродинамики.

В целях упрощения прогнозирующей модели профиля используется традиционный путь её построения, основанный на априорной информации о стационарных аэродинамических характеристиках профиля, полученных либо путем продувок, либо в результате идентификации. В этом случае в прогнозирующей модели используются полученные зависимости $m_z = \varphi(\alpha, \delta_3)$ или данные идентификации профиля. На интервале прогнозирования воспроизводится динамика движения профиля при $\delta_3 = \text{const}$ без учета развития и влияния нестационарного вихревого следа (уравнения аэродинамики не решаются). Это позволит значительно уменьшить время вычисления управления U . Однако упрощенная прогнозирующая модель не будет полностью отражать и учитывать процессы обтекания, оказывающие влияние на движение профиля, что является важным для случая, когда профиль описывается уравнениями (1.1), (1.2).

4. Результаты численного эксперимента

Моделирование процессов управления профилем (1.1), (1.2) осуществлялось при двух вариантах прогнозирующей модели: полной (3.3) и упрощенной, когда в уравнениях динамики используются зависимости коэффициента аэродинамического момента m_z от углов атаки α и отклонения закрылка δ_3 в случае безотрывного стационарного обтекания (рис. 3). Результаты моделирования приводятся для следующих начальных условий:

$$\alpha_0 = 15^\circ, \quad \omega_{z0} = 0, \quad \delta_{z0} = 0, \quad \dot{\delta}_{z0} = 0, \quad i_z = 1, \quad \rho_0^2 = 10, \quad \bar{\beta}_3 = 0.25.$$

На рис. 4 показаны переходные процессы при стабилизации заданного угла атаки профиля, равного восходящему $\alpha_{зад} = \alpha_0 = 15^\circ$, для линейного регулятора [3] (кривая 1) и алгоритма (3.3)–(3.5) (кривая 2) при выбранных параметрах функционала (3.1). Применение алгоритма оптимального управления обеспечивает достаточное быстроедействие и ликвидирует статическую ошибку при стабилизации заданного угла атаки.

Сравнение полного и упрощенного алгоритмов (рис. 5) показывает, что при тех же параметрах функционала $T_{np} = 1.0, \beta_\alpha = 0.1$, $K = 1.0$ упрощенный алгоритм расходится и не обеспечивает стабилизацию заданного угла атаки (кривая 2). Поиск коэффициентов функционала, при которых профиль стабилизировал бы $\alpha_{зад}$ с упрощенной моделью, не принес никаких результатов. Переходный процесс по α при упрощенной прогнозирующей модели для $T_{np} = 1.0$, $\beta_\alpha = 0.05$, $K = 1.0$ показан на рис. 5 (кривая 3).

Таким образом, проведенное исследование позволяет сделать вывод о высокой эффективности алгоритма с прогнозированием в случае тождественности прогнозирующей модели объекту управления по сравнению с линейным регулятором. Упрощение прогнозирующей модели (использование стационарных аэродинамических коэффициентов) приводит к неустойчивой работе алгоритма, что свидетельствует о необходимости использования информации о процессах обтекания при построении модели объекта управления, основанной на одновременном решении систем уравнений нелинейной нестационарной аэродинамики и динамики движения.

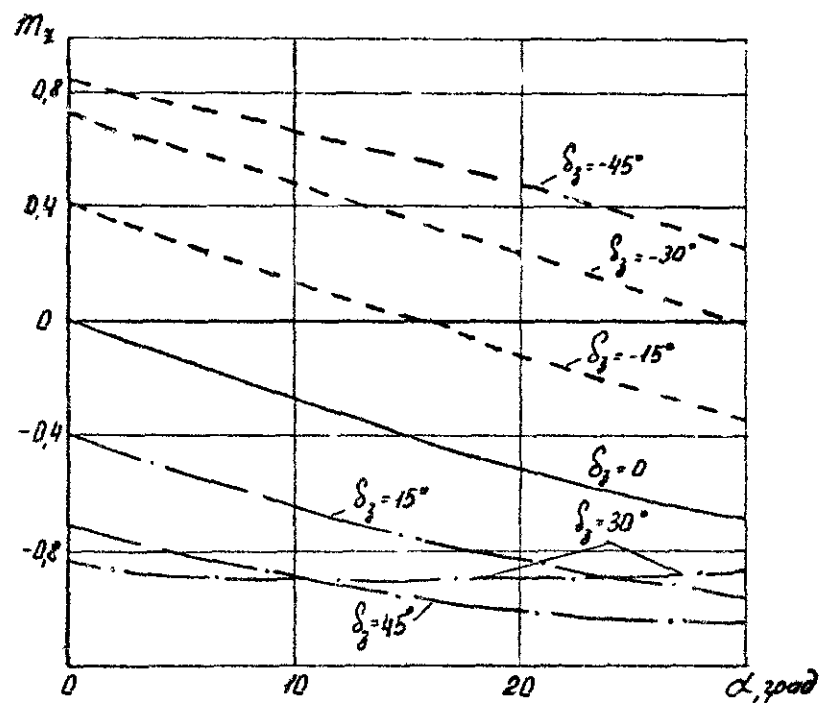


Рис 3

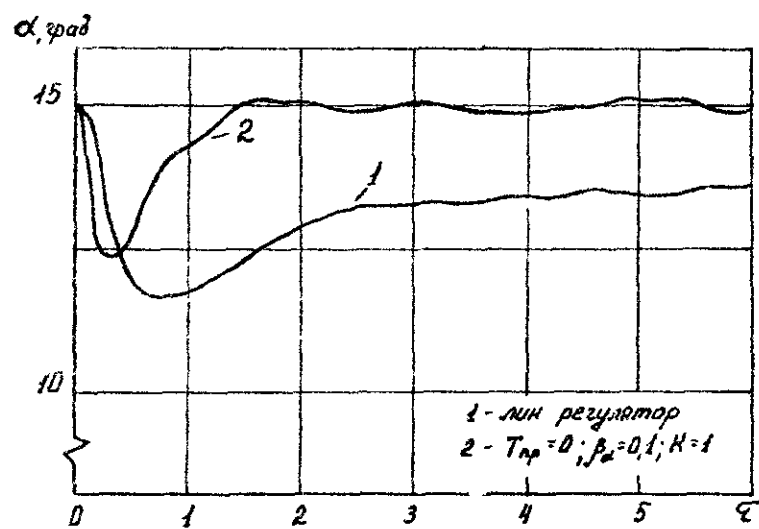


Рис 4

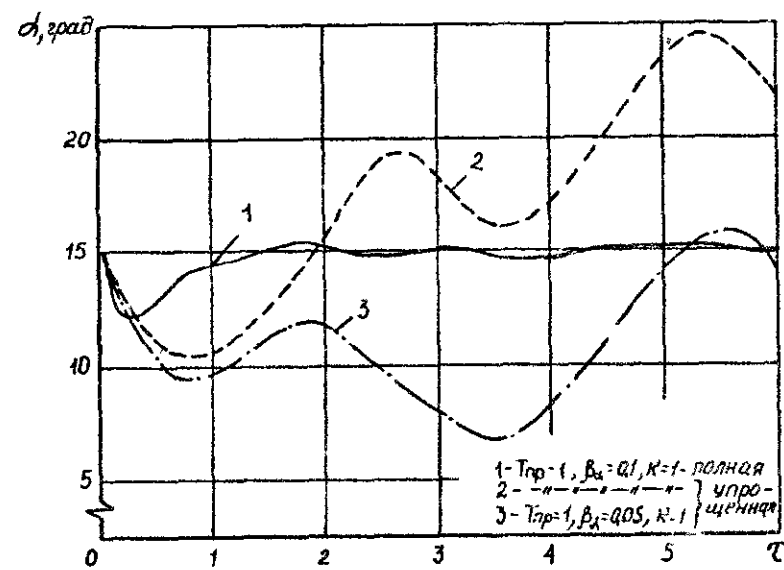


Рис 5

Литература

1. А п а р и н о в В.А., М о р о з о в В.И. Численное исследование нелинейных колебаний тонкого крыла в нестационарном потоке при отрывном и безотрывном обтекании. Труды семинара "Взаимодействие оболочек с жидкостью", вып. XIV, К., АН СССР, Казанский филиал, 1981.
2. А п а р и н о в В.А., М о р о з о в В.И. Численное исследование нелинейных колебаний крыла около неподвижной точки в нестационарном потоке. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. Нелинейные характеристики. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1983.
3. К о ч у к С.Б. Исследование процессов управления динамикой движения по тангажу тонкого аэродинамического профиля с закрылком при срывном режиме обтекания. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
4. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., Н и ш т М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М., "Наука", 1978.
5. К р а с о в с к и й А.А., Б у к о в В.Н., Ш е н д р и к В.С. Универсальные алгоритмы оптимального управления непрерывными процессами. М., "Наука", 1977.
6. К р а с о в с к и й А.А. Системы автоматического управления полетом и их аналитическое конструирование. М., "Наука", 1973.
7. Б е л о ц е р к о в с к и й С.М., К о ч е т к о в Ю.А., К р а с о в с к и й А.А., Н о в и ц к и й В.В. Введение в аэроавтоупругость. М., "Наука", 1980.

В.И.К о в а л е н к о

К МАТЕМАТИЧЕСКОМУ ОБЕСПЕЧЕНИЮ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПОПРАВК

Методы современной аэродинамики позволяют рассчитывать ряд характеристик в зависимости от высоты H и числа M (воздушной скорости V) полета. Можно также эти характеристики выразить в зависимости и от других теоретических параметров таких как индикаторная V_i и индикаторная земная V_{i2} скорости. В практике летных испытаний имеет дело с параметрами реальными, полученными по бортовым приборам $H_{пр}$, $M_{пр}$, $V_{пр}$ или зарегистрированным самописцами (вычисленными по зарегистрированным величинам) $H_{сч}$, $M_{сч}$, $V_{сч}$.

Данная работа посвящена получению зависимостей, удобных для использования при разработке расчетного метода определения аэродинамических поправок на дозвуковых скоростях полета. Регистратор скорости фактически измеряет разность полного и статического давлений $P^* - P$, регистратор высоты - статическое давление P , а регистратор числа M полета - отношение давлений P^*/P [1].

Воздушная, индикаторная и индикаторная земная скорости связаны между собой следующей зависимостью [2]:

$$\begin{aligned} P \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho V^2}{\kappa P} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] &= P \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho_c V_i^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] = \\ &= P_c \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho_c V_{i2}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] \quad (1) \end{aligned}$$

Разрешая это уравнение, получим зависимости, связывающие между собой V , V_i , V_{i3} в виде

$$V_{i3} = \sqrt{\left\{ \left\{ \frac{P}{P_c} \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P V^2}{\kappa P} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + 1 \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}} = \sqrt{\left\{ \left\{ \frac{P}{P_c} \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_i^2}{\kappa P} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + 1 \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}}, \quad (2)$$

$$V_i = \sqrt{\left\{ \left\{ \frac{P_c}{P} \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_{i3}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + 1 \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \right\} \frac{2 \kappa P}{(\kappa-1) P_c}}, \quad (3)$$

$$V = \sqrt{\left\{ \left\{ \frac{P_c}{P} \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_i^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + 1 \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \right\} \frac{2 \kappa P}{(\kappa-1) P}}, \quad (4)$$

где $\kappa = c_p/c_v$ - отношение удельных теплоемкостей воздуха, рассматриваемого как идеальный газ, при постоянном давлении и постоянном объеме, P_c - стандартное давление воздуха на уровне моря, P_c - стандартная плотность воздуха на уровне моря.

Индикаторная и воздушная скорости связаны между собой соотношением

$$V_i = V \sqrt{\Delta}, \quad (5)$$

где $\Delta = P/P_c = 0,00284 P/T$; T - статическая температура воздуха, определяется по температуре торможения потока воздуха T^* и числу M (V) из уравнения теплосодержания [2]

$$c_p T + \frac{V^2}{2} = c_p T^*. \quad (6)$$

Температура T^* в уравнении (6) определяется зависимостью

$$T^* = T \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) = T + \frac{V^2}{2 c_p}, \quad (7)$$

откуда находят рабочие формулы для расчета T

$$T = T^* / \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \text{ и } T = T^* - V^2 / 2 c_p \quad (8)$$

Далее используя зависимости (8) и скорости распространения слабых возмущений $a = \sqrt{\kappa R T}$, можно получить следующую формулу, удобную для применения при выводе уравнений наблюдений для идентификации аэродинамических поправок

$$M = V / \sqrt{\kappa R T^* - \frac{\kappa-1}{2} V^2} \quad (9)$$

Аэродинамические поправки к статическому давлению, высоте, скорости и числу M полета определяются, как в [1, 2, 3]:

$$\delta P_a = P - P_{сп}, \quad \delta H_a = H - H_{сп}, \quad \delta V_a = V_{i3} - V_{сп}, \quad \delta M_a = M - M_{сп}. \quad (10)$$

Здесь $\delta P_a = \delta \bar{P}_a q$, где $\delta \bar{P}_a = -\bar{P}$ - относительная аэродинамическая поправка к статическому давлению, $q = \rho V^2/2 = P_c V_i^2/2$ - скоростной напор.

Используя (I) и (10), можно получить следующие соотношения между аэродинамическими поправками. Удобные при проведении численных исследований

$$\delta V_a = V_{i3} - \sqrt{\left\{ \left\{ \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_{i3}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_a}{P_c} \right\}^{\frac{\kappa-1}{\kappa-1}} \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}} \quad (II)$$

$$\delta M_a = M - \sqrt{\left[\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}{\left(1 - \frac{\delta P_a}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1}} \quad (12)$$

Используя барометрическую и гипсометрическую формулы 4, дифференцированием находим зависимость между δH_a и δP_a

$$\delta H_a = H_p - \frac{T_c}{T} \left\{ \left[\left(1 - \frac{T}{T_c} H_p \right)^{\frac{2}{\kappa-1}} - \frac{\delta P_a}{P_c} \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} \quad (13)$$

где H_p - барометрическая высота.

Для расчета δH_a , а также δM_a можно использовать более простые, но менее точные линейные зависимости [3]

$$\delta H_a = -\delta P_a R T / P \quad (14)$$

$$\delta M_a = -\delta P_a (1 + 0,2 M^2) / 1,4 M P \quad (15)$$

Учитывая, что $P^* = P_g + P$, $P_{cn} = P - \delta P_a$, $V_{iz} = V_{cn} + \delta V_a$, $P^* = P_{cn}$ из последнего члена уравнения (1) можно получить следующее равенство

$$P_c \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c (V_{cn} + \delta V_a)^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + P = P_c \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_{cn}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + P - \delta P_a \quad (16)$$

Из (16) найдем значение скорости регистрируемой самописцем V_{cn}

$$V_{cn} = \sqrt{\left[\left(\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P_c V_{cn}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_a}{P_c} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}} \quad (17)$$

Подставим второй член равенства (2) в (17) и заменим значение P выражением, полученным из уравнения состояния идеального газа

$$P = \rho R T \quad (18)$$

Затем, заменяя P во 2-ом члене равенства (2) выражением из барометрической формулы

$$P = P_c \left(1 + \frac{\gamma}{T_c} H \right)^{-\gamma c / T R}$$

а относительную аэродинамическую поправку полиномом второй степени по числу M получим уравнение наблюдения в виде

$$V_{cn} = \sqrt{\left[\left(\left(1 + \frac{\gamma}{T_c} H \right)^{-\gamma c / T R} \left[\left(1 + \frac{(\kappa-1) V^2}{2 \kappa R T^*} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{V^2}{\kappa R T^* - \frac{\kappa-1}{2} V^2} \right) \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + \right. \right.} \\ \left. \left. + \left[\frac{\kappa-1}{2} - 1 \right] \frac{\kappa}{\kappa-1} + \frac{\delta P_a}{P_c} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}} \quad (19)$$

где

$$\delta P_a = \left(a_0 + a_1 \sqrt{\frac{V^2}{\kappa R T^* - \frac{\kappa-1}{2} V^2}} + a_2 \frac{V^2}{\kappa R T^* - \frac{\kappa-1}{2} V^2} \right) \cdot$$

$$P_c \left(1 + \frac{\gamma}{T_c} H \right)^{-\gamma c / T R} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{V^2}{\kappa R T^* - \frac{\kappa-1}{2} V^2} \right) \right] \frac{V^2}{2 R T^*} \quad (20)$$

Следует иметь в виду, что в расчетные формулы необходимо подставить значения температуры и ее вертикальных градиентов принятых для расчета параметров стандартной атмосферы (таблица 1).

Таблица 1

Геопотенциальная высота H, м	Температура Кельвина T, К	Градиент температуры γ , К/м
-2000	301,15	-0,0065
0	288,15	-0,0065
11000	216,65	-0,0065
20000	216,65	0
32000	228,65	0,001
47000	270,65	0,0028
51000	270,65	0

Таким образом, полученные зависимости являются удобными при создании математической модели системы измерения высоты скорости и числа M полета и использовались для расчета аэродинамических поправок при исследовании изменения компенсирующих способностей приемников воздушного давления при отклонении их геометрических размеров от номинальных в пределах допуска [5].

Литература

1. Пашковский И.М., Леонов В.А., Поплавский Б.К. Летные испытания самолетов и обработка результатов испытаний. М., "Машиностроение", 1985.
2. Котик М.Г., Павлов А.В., Пашковский И.М. и др. Летные испытания самолетов. М., "Машиностроение", 1965.
3. Баскаков С.Г., Коваленко В.И. Исследование влияния поля возмущенных давлений крыла конечного размаха и толщины на работу идеального крыльевого ПВД. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
4. ГОСТ 3295-73. Таблицы гипсометрические для геопотенциальных высот до 50000м.
5. Ганиев Ф.И., Коваленко В.И. Изменение компенсирующих способностей приемников воздушного давления при отклонении их геометрических размеров от номинальных в пределах допуска. Статья настоящих материалов.

Ф.И.Г а н и е в, В.И.К о в а л е н к о

ИЗМЕНЕНИЕ КОМПЕНСИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ ПРИЕМНИКОВ ВОЗДУШНОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОТКЛОНЕНИИ ИХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ ОТ НОМИНАЛЬНЫХ В ПРЕДЕЛАХ ДОПУСКА

Вопрос о необходимости повышения точности измерения высоты, скорости и числа М полета неразрывно связан с решением комплекса задач по наиболее полному использованию боевых возможностей самолетов и повышением безопасности полетов. Для решения этой задачи необходимо достоверное знание погрешностей измерения скорости, высоты и числа М полета и введение в измеренные значения соответствующих исправок: инструментальных, аэродинамических, на запаздывание.

В статье излагаются результаты теоретических исследований изменения компенсирующих способностей приемников воздушного давления двух видов (I, 5) при отклонении их геометрических размеров от минимального до максимального предельных значений на дозвуковых скоростях полета.

В таблице I представлены размеры и поля допусков на изготовление указанных приемников воздушного давления.

Таблица I

Приемник воздушного давления, вид	Угол переднего конуса $\alpha/2, град$	Угол заднего конуса $\beta/2, град$	Геометрические размеры	
			Диаметр компен- сирующей части, мм	Радиус со- пряжения пе- реднего и заднего ко- нусов, мм
I	$7^{\circ} \pm 5'$	-	$30,7 \pm 0,2$	$1,5 \pm 1$
5	$5^{\circ} \pm 5'$	$9^{\circ} 45' \pm 15'$	$27,5 \pm 0,2$	100 ± 3

Наиболее сильно влияющим на компенсирующие способности выносных приемников воздушного давления с аэродинамической компенсацией параметром является угол переднего конуса $\alpha/2$. Исследования выполнялись по методике расчета на ЭЕМ аэродинамических поправок приемников воздушного давления [1].

Для исследования компенсирующих способностей приемника вида I расчеты выполнялись в одном случае с наименьшим предельным значением $\alpha/2$, равным $6^{\circ}55'$, а в другом случае с наибольшим предельным значением $\alpha/2$, равным $7^{\circ}5'$. Для приемника вида 5 расчеты выполнялись для углов переднего конуса $4^{\circ}55'$ и $5^{\circ}5'$.

Аэродинамическая поправка к статическому давлению рассчитывалась по зависимости [2]

$$\delta P_a = \delta \bar{P}_a \frac{\rho V^2}{2}$$

Расчет поправок к высоте, скорости и числу М полета производился по следующим зависимостям:

- к высоте по зависимости, полученной из уравнения статики атмосферы [3]

$$\delta H_a = - \frac{\delta P_a}{\rho g};$$

- к скорости ($V_{iz} \leq \sqrt{\frac{\kappa P}{\rho}}$) [4].

$$\delta V_a = \sqrt{\left\{ \left[\frac{\rho}{P_c} \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho V^2}{\kappa P} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right] + 1 \right] \frac{\kappa-1}{\kappa} - 1 \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) \rho_c} - \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho_c V_{iz}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_a}{P_c} \right] \frac{\kappa-1}{\kappa} - 1 \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) \rho_c}},$$

где $\delta \bar{P}_a$ - относительная аэродинамическая поправка к статическому давлению, ρ - плотность воздуха, V - воздушная скорость, δP_a - аэродинамическая поправка к статическому давлению, g - ускорение свободного падения;

- к числу М ($M \leq 1$)

$$\delta M_a = - \frac{(1 + 0,2 M^2) \rho V^2}{2,8 M P} \delta \bar{P}_a$$

Расчет отклонений аэродинамических поправок к высоте, скорости и числу М полета $\Delta \delta H_a$, $\Delta \delta V_a$, $\Delta \delta M_a$, обусловленных отклонением геометрических размеров ПВД от номинального до минимального и максимального предельных значений, выполнялся по формулам, полученных из нелинейных зависимостей, связывающих поправки и лишенных методических погрешностей [4]:

$$\begin{aligned} \Delta \delta H_a &= \frac{T_c}{\tau} \left\{ \left[\left(1 - \frac{\tau}{T_c} H_p \right)^{\frac{g_c}{\tau R}} - \frac{\delta P_{an}}{P_c} \right]^{\tau R / g_c} - \right. \\ &\quad \left. - \left[\left(1 - \frac{\tau}{T_c} H_p \right)^{\frac{g_c}{\tau R}} - \frac{\delta P_{an}}{P_c} \right]^{\tau R / g_c} \right\} \\ \Delta \delta V_a &= \sqrt{\left\{ \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho_c V_{iz}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_{an}}{P_c} \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) \rho_c} - \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{\rho_c V_{iz}^2}{\kappa P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_{an}}{P_c} \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) \rho_c}}, \\ \Delta \delta M_a &= \sqrt{\left[\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}{\left(1 - \frac{\delta P_{an}}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1} - \left[\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2}{\left(1 - \frac{\delta P_{an}}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1}}, \end{aligned}$$

где H_p - барометрическая высота, δP_{an} - номинальное значение аэродинамической поправки к статическому давлению, δP_{an} - предельное значение поправки, P_c , ρ_c , P - стандартные давление и плотность воздуха на уровне моря и статическое давление на высоте H_p , V_{iz} - индикаторная земная скорость, T_c - стандартная термодинамическая температура, τ - вертикальный градиент температуры, R - удельная газовая постоянная.

Результаты расчетов помещены в таблицу 2.

Таблица 2

Литература

пара-метр	H = 0			H = 11000м			
	M = 0,2	M = 0,6	M = 0,9	M = 0,2	M = 0,6	M = 0,9	
I	$\delta p_a, Па$	$-500 \pm 12,5$	-4550 ± 108	-14650 ± 329	-150 ± 5	-1100 ± 27	-3300 ± 23
	$\delta H_a, м$	$-41,7 \pm 10,4$	$-37,9 \pm 9$	$-1220 \pm 27,4$	$-42 \pm 1,396$	$-308 \pm 7,58$	$-925 \pm 20,4$
	$\delta V_a, \frac{км}{ч}$	$-20,4 \pm 0,5$	$-53 \pm 1,25$	$-90,9 \pm 1,97$	$-11,6 \pm 0,379$	$-20,9 \pm 0,5$	$-32,5 \pm 0,7$
	δMa	$-0,0178$ $\pm 0,000446$	$-0,0573$ $\pm 0,00137$	$-0,1333$ $\pm 0,00299$	$-0,0238$ $\pm 0,000793$	$-0,0619$ $\pm 0,00152$	$-0,134$ $\pm 0,00296$
5	$\delta p_a, Па$	-200 ± 12	-1950 ± 102	-6750 ± 310	$-30 \pm 4,56$	-450 ± 25	-1550 ± 69
	$\delta H_a, м$	$-16,7 \pm 0,99$	$-162,5 \pm 8,5$	$-562,5 \pm 26,2$	$-9,5 \pm 1,38$	$-126 \pm 7,35$	$-434,5 \pm 19,1$
	$\delta V_a, \frac{км}{ч}$	$-8,4 \pm 0,45$	$-23,4 \pm 1,15$	$-43,6 \pm 1,85$	$-2,5 \pm 0,37$	$-8,9 \pm 0,45$	$-15,7 \pm 0,65$
	δMa	$-0,0071$ $\pm 0,00044$	$-0,0245$ $\pm 0,00125$	$-0,0614$ $\pm 0,0027$	$-0,00476$ $\pm 0,00078$	$-0,0253$ $\pm 0,0014$	$-0,063$ $\pm 0,0028$

Анализ результатов расчета показывает, что только за отчет поля допуска в изготовлении ПВД можно получить ошибку в определении аэродинамической поправки к высоте для ПВД вида I на H=0 от $\pm 1,04м$ на M=0,2 до $\pm 27,4м$ на M=0,9; на H=11000м от $\pm 1,396м$ на M=0,2 до $\pm 20,4м$ на M=0,9. Для ПВД вида 5 ошибка в определении δH_a на H=0 может составить от $\pm 0,99$ на M=0,2 до $\pm 26,2м$ на M=0,9; на H=11000м от $\pm 1,38м$ на M=0,2 до $\pm 19,1м$ на M=0,9.

1. Коваленко В.И., Корнтько А.И. Расчет на ЭВМ аэродинамических поправок приемников воздушного давления. Тезисы докладов на IV Всесоюзной научно-практической конференции по безопасности полетов. Ленинград, 1985.
2. Баскаков С.Г., Коваленко В.И. Исследование влияния поля возмущенных давлений крыла конечного размаха и толщины на работу идеального крылевого ПВД. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
3. Котик М.Г., Павлов А.В., Пашковский И.М. и др. Летные испытания самолетов. М., "Машиностроение", 1965.
4. Коваленко В.И. К математическому обеспечению численного метода определения аэродинамических поправок. Статья настоящих материалов.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЕНСИРУЮЩИХ СПОСОБНОСТЕЙ ВЫНОСНЫХ ПРИЕМНИКОВ ВОЗДУШНОГО ДАВЛЕНИЯ С АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ

В статье излагается методика расчета аэродинамических поправок приемников воздушного давления, приводятся результаты исследований.

Численное определение аэродинамических поправок носовых приемников воздушного давления (ПВД) было предложено в работе [1]. В статье [2] впервые численно исследована работа крылевых ПВД, показана возможность частичного моделирования летательного аппарата (ЛА) при расчете аэродинамических поправок носовых ПВД в линейной постановке и нецелесообразность применения, с точки зрения стабильности аэродинамических поправок, крылевых ПВД.

Аэродинамический профиль приемника выполняет роль компенсатора ошибок восприятия статического давления путем формирования разрежения на своей поверхности. На рис. 1 качественно представлено распределение давления в поле возмущения самолета, а также на поверхности профилированного приемника. Разрежение, создаваемое на профиле в районе III статической камеры, по абсолютной величине может быть равным избыточному давлению, создаваемому самолетом. В этом случае статическое давление воспринимается без искажения. Как правило, все моделирования самолетных приемников отличаются формой компенсатора.

Аэродинамические поправки ПВД обуславливаются влиянием толщины частей самолета и самого ПВД на поле возмущенных давлений в местах забора статического давления.

Учитывая, что самолеты с носовыми ПВД имеют большое удлинение фюзеляжа и используют малые углы атаки для большинства режимов полета, задачу расчета аэродинамических поправок можно решать в линейной постановке [3].

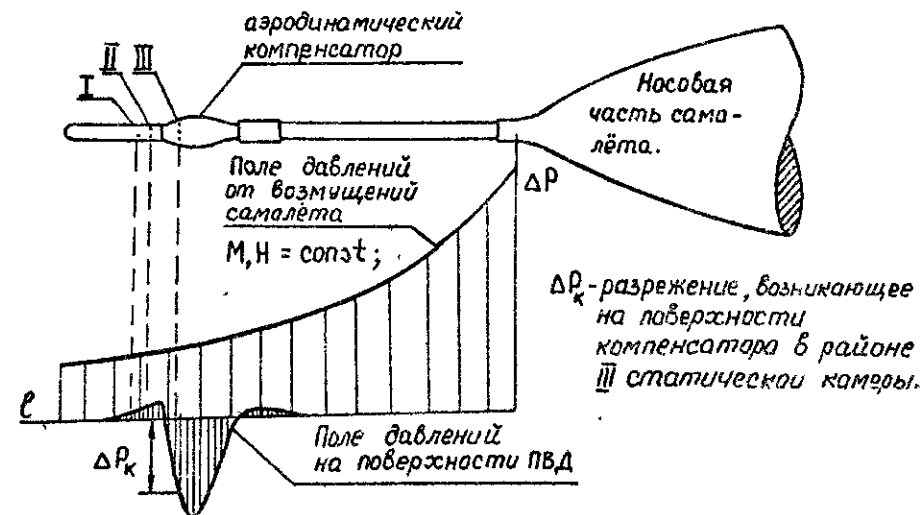


Рис. 1

Суть метода в следующем. ПВД и фюзеляж схематизируются двумя взаимно перекрещивающимися срединными плоскими базовыми поверхностями – вертикальной и горизонтальной. Условие непротекания сносится на эти поверхности и удовлетворяется с помощью источников и стоков, моделирующих обтекание ПВД и фюзеляжа. На рис. 2 приведен фрагмент схематизации фюзеляжа без ПВД в выбранной связанной с ЛА прямоугольной системе координат.

Потенциал возмущенных скоростей φ от источников и стоков, расположенных на i -той плоскости, удовлетворяет линеаризованному уравнению неразрывности при $M < 1$

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} = 0 \quad (1)$$

и представляется следующей зависимостью

$$\varphi_i(\xi, \eta, \zeta) = -\frac{1}{2\pi} \iiint_{S_i} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_i} \frac{dS}{R}, \quad (2)$$

где S - базовая поверхность, n_0 - нормаль к ней.

$$R = \sqrt{(\xi^n - \xi^i)^2 + (1-M^2)(\eta^n - \eta^i)^2 + (1-M^2)(\zeta^n - \zeta^i)^2}, \quad (3)$$

где ξ^n, η^n, ζ^n и ξ^i, η^i, ζ^i - безразмерные координаты точек поверхности ПВД и фюзеляжа и точек i -го базового элемента соответственно.

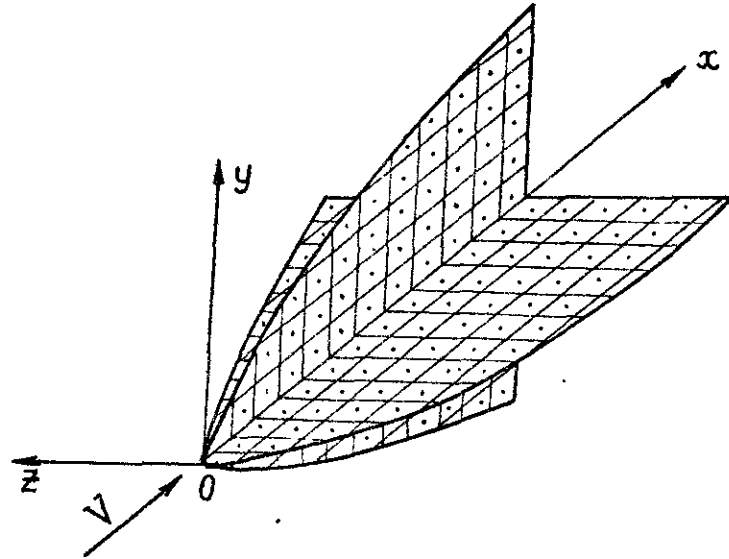


Рис. 2

Производная $\frac{\partial \varphi}{\partial n_0}$ пропорциональна интенсивности источников и стоков и определяется из граничных условий непротекания поверхности ПВД и фюзеляжа. Условие непротекания, свнесенное на базовые поверхности, имеет вид:

$$W_y = \frac{1}{2} V \frac{\partial c(x, z)}{\partial x}, \quad y=0, \quad W_z = \frac{1}{2} V \frac{\partial c(x, y)}{\partial x}, \quad z=0, \quad (4)$$

где $c(x, z)$ и $c(x, y)$ - толщина фюзеляжа по вертикали и горизонтали. Выражение производной $\partial \varphi / \partial n_0$ по нормали к базовым поверхностям примет вид:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_1} = W_y = \frac{1}{2} q(x, z), \quad y=0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_2} = W_z = \frac{1}{2} q(x, y), \quad z=0;$$

где S_1 и S_2 - горизонтальный и вертикальный базовые элементы соответственно, $q(x, z)$ и $q(x, y)$ - местная распределенная интенсивность источников-стоков по S_1 и S_2 .

Из (4) и (5) следует, что

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_1} = \frac{1}{2} V \frac{\partial c(x, z)}{\partial x}; \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_2} = \frac{1}{2} V \frac{\partial c(x, y)}{\partial x}. \quad (6)$$

Используя уравнение верхней, нижней и правой частей поверхности фюзеляжа $-f_e(x, y, z)$, $f_n(x, y, z)$, $f_{np}(x, y, z)$, а также направляющие косинусы внешних нормалей к ним $-\cos(n_n y)$, $\cos(n_{np} z)$, $\cos(n_e y)$, условие непротекания можно записать

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_1} = V \frac{\frac{\partial f_e}{\partial x} \cos(n_e y) + \frac{\partial f_n}{\partial x} \cos(n_n y)}{2}, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right) = V \frac{\partial f_{np}}{\partial x} \cos(n_{np} z). \quad (8)$$

Дифференцируя (2) по ξ^n, η^n, ζ^n , заменяя непрерывный слой источников-стоков дискретными особенностями и переходя от интегралов к суммам, получим расчетные выражения безразмерных возмущенных скоростей в произвольной точке пространства:

$$W_x^n = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^{m_i} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_i}^j \frac{\xi^n - \xi_j^i}{R_j^3} \Delta S_j,$$

$$W_y^n = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^{m_i} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_i}^j \frac{(1-M^2)(\eta^n - \eta_j^i)}{R_j^3} \Delta S_j, \quad (9)$$

$$W_z^n = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^{m_i} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n_0} \right)_{S_i}^j \frac{(1-M^2)(\zeta^n - \zeta_j^i)}{R_j^3} \Delta S_j,$$

где m_i - количество особенностей на i -том участке, ΔS_j - безразмерная площадь j -той панели на этом участке.

Расчет относительной аэродинамической поправки [2] производится по линеаризованной формуле Бернулли

$$\delta \bar{p}_0 = 2 W_x^n \quad (10)$$

Вычисление аэродинамической поправки к статическому давлению производится по зависимости [2]

$$\delta P_a = \delta \bar{P}_a q, \quad (II)$$

где $q = \rho V^2 / 2$ - скоростной напор.

Аэродинамические поправки к высоте δH_a , скорости δV_a и числу М полета δM_a рассчитываются следующим образом.

Согласно линейной зависимости имеем [2]

$$\delta H_a = - \frac{\delta \bar{P}_a V^2}{2g}, \quad (I2)$$

Для нелинейной зависимости [4] будем иметь

$$\delta H_a = H - \frac{T_c}{\tau} \left\{ \left[\left(1 - \frac{\tau}{T_c} H_p \right)^{g_c / \tau R} \frac{\delta P_a}{P_c} \right]^{\tau R / g_c} - 1 \right\}. \quad (I3)$$

Здесь V - воздушная скорость, g - ускорение свободного падения, H_p - барометрическая высота, P_c - стандартное давление воздуха на уровне моря, T_c - стандартная термодинамическая температура, τ - вертикальный градиент температуры.

Для расчета величины δV_a применяется формула [4]

$$\delta V_a = V_{i3} - \sqrt{\left\{ \left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \frac{P V_{i3}^2}{P_c} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} + \frac{\delta P_a}{P_c} \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right\} \frac{2 \kappa P_c}{(\kappa-1) P_c}}. \quad (I4)$$

Здесь $\kappa = \frac{C_p}{C_v} = 1,4$ - отношение удельных теплоемкостей воздуха, рассматриваемого как идеальный газ при постоянном давлении и постоянном объеме, P - статическое давление, P_c - стандартное давление воздуха на уровне моря, ρ - плотность воздуха, ρ_c - стандартная плотность воздуха на уровне моря, $V = M_a$.

Величина δM_a (при $\delta M_a \leq 0,04$) определяется по формуле:

$$\delta M_a = - \frac{(1 + 0,2 M^2) \rho V^2}{2,8 M P} \delta \bar{P}_a \quad (I5)$$

При нелинейной зависимости (для $\delta M_a > 0,04$) будем иметь формулу [4]

$$\delta M_a = M - \sqrt{\left[\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) / \left(1 - \frac{\delta P_a}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1}}. \quad (I6)$$

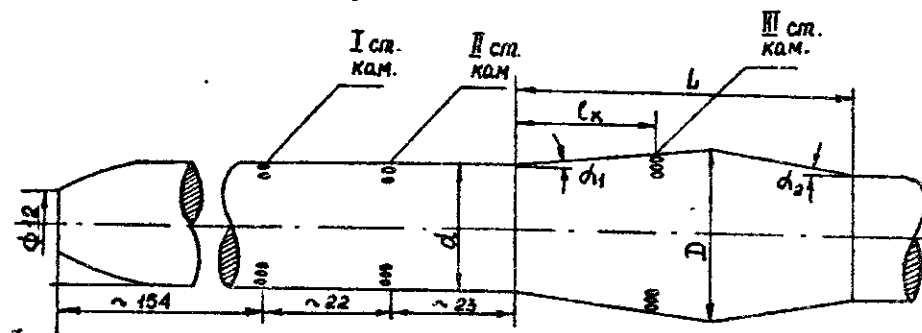


Рис. 3

Таблица I

Приемник, вид	$\ell_k \pm 0,2$ мм	α_1 мм	$\alpha_1 \pm 5'$ град	$\alpha_2 \pm 15'$ град	$D \pm 0,2$ мм	$L \pm 0,2$ мм
I	24,6	22	7°	-	30,7	60,4
2	24,6	22	7°	-	29,2	60,4
3	24,6	22	7°	$10^\circ 50'$	29	60,4
4	24,6	22	$4^\circ 51'$	$10^\circ 20'$	27,5	60,4
5	24,6	22	5°	$9^\circ 45'$	27,5	60,4
6	24,6	22	$6^\circ 30'$	$6^\circ 30'$	27,3	60,4

На рис. 3 и в таблице I приведены условные характерные размеры шести видов гипотетических самолетных ПВД, а на рис. 5 и 6 показаны расчетные зависимости $\delta \bar{P}_{a пвд} = f(M)$ для III статических камер и $\delta P_{a пвд} = f(M)$ для I, II и III статических камер изолированных приемников воздушного давления вида I, вида 3 и вида 5.

Эти зависимости позволяют осуществлять подбор ПВД по известному полю

давлений от самолета $\delta \bar{p}_{ac}$ и заданной длине выносной штанги $l_{шт}$. Показано слабое влияние сжимаемости на относительную аэродинамическую поправку I и II статических камер изолированных ПВД.

На рис. 6, 7 и 8 приведены зависимости аэродинамических поправок $\delta V_{a_{пвд}}$, $\delta H_{a_{пвд}}$ и $\delta M_{a_{пвд}}$ указанных приемников от числа M и высоты полета. Эти зависимости характеризуют компенсирующие способности приемников и позволяют при известных значениях $\delta \bar{p}_{ac}$ и $l_{шт}$ конкретного самолета производить расчет аэродинамических поправок к указателям скорости, высоты и числа M полета. Расчетные аэродинамические поправки могут иметь как самостоятельное значение, так и использоваться в качестве априорной информации при их идентификации.

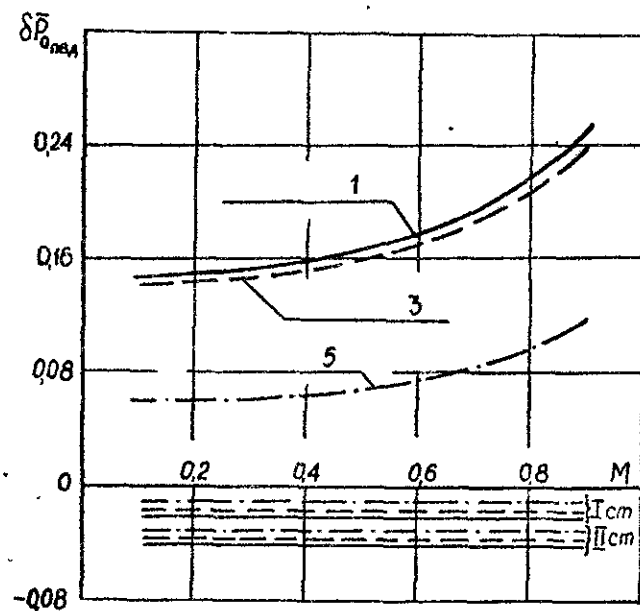


Рис. 4

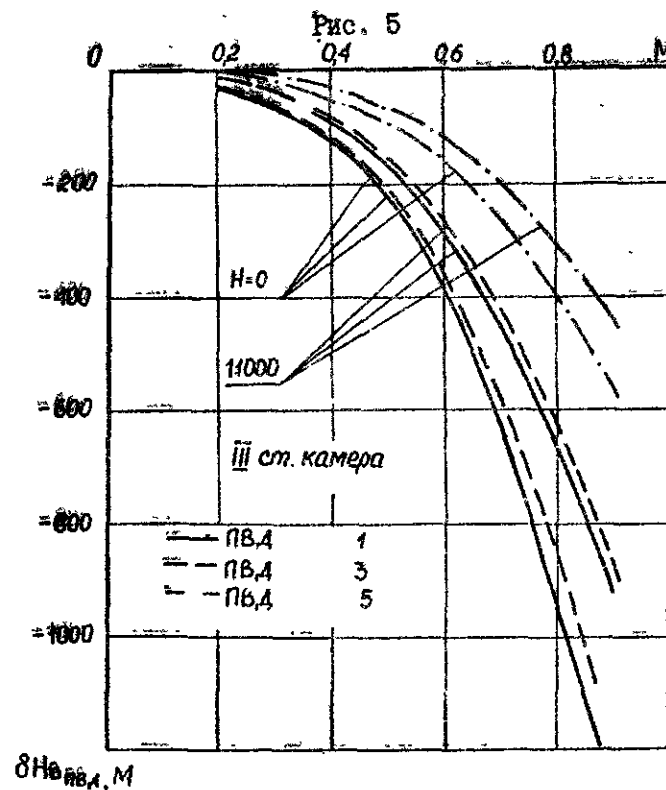
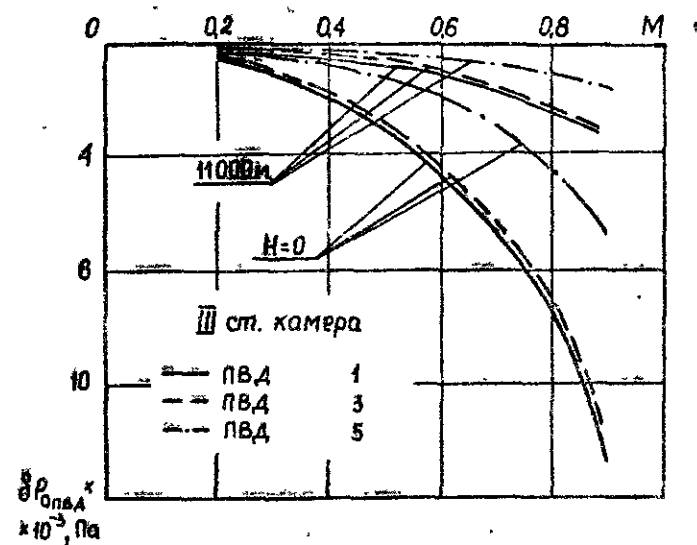


Рис. 6

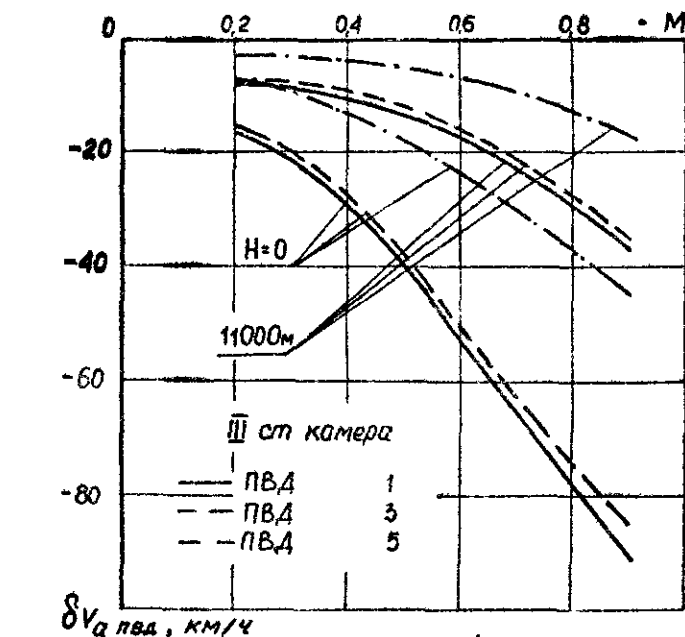
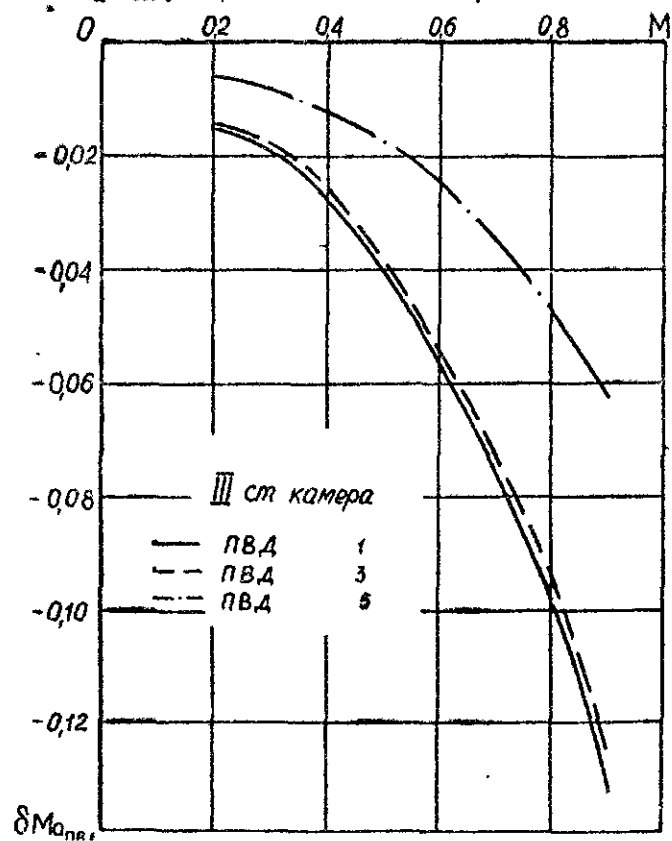


Рис. 7



Дил. А

Анализ результатов расчетов показывает, что приемники вида I, вида 3, вида 5 способны корректировать искаженное статическое давление, например, при $M = 0,9$ на следующие значения 14700, 13800, 6800 Па на $H = 0$; 3300, 3100, 1550 Па на $H = 11000$ м соответственно. Выражая компенсирующие способности в величинах аэродинамических поправок δH_a , δV_a и δM_a , получим соответствующие значения: 1220, 1150, 570м на $H = 0$; 925, 865, 430м на $H = 11000$ м; 91, 85, 44 км/ч на $H = 0$; 36, 34, 17 км/ч на $H = 11000$ м; 0,133, 0,125 и 0,0615.

Проверка на достоверность численного метода проводилась на примере расчета эллипсоидов вращения в работе [3].

Таким образом, представленные результаты указывают на возможность получения расчетом удовлетворительных значений аэродинамических поправок приемников воздушных давлений.

Литература

1. К о р ы т ь к о А.И., П о д о б е д о в В.А. О рациональном моделировании летательного аппарата при расчете аэродинамических нагрузок, действующих на его элементы. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1982.
2. Б а с к а к о в С.Г., К о в а л е н к о В.И. Исследование влияния поля возмущенных давлений крыла конечного размаха и толщины на работу идеального крылевого ПВД. Научно-методические материалы по аэродинамике летательных аппаратов. ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, 1985.
3. Г а н и е в Ф.И., К о р ы т ь к о А.И., М о л ы к о в Н.М. Решение задачи обтекания объемных тел идеальным сжимаемым газом в линейной постановке. Труды ВВИА им. проф. Н.Е.Жуковского, вып. 1311, 1983.
4. К о в а л е н к о В.И. К математическому обеспечению численного метода определения аэродинамических поправок. Статья настоящих материалов.

К изданию подготовлено кафедрой

Подписано к печати 29.12.86

Изд. № 7694 Г-904766 Зак. № 3064

Формат 70x108/16 33 п.л. 46,2 усл.п.л.

30 уч.-изд.л.

/ для внутриведомственной продажи цена 1 руб.15 коп./

Типография ВВИА имени Н.Е. Жуковского