

А.Б. Рисберг

**Аэродинамические характеристики крыла со
щитком**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
А11

А11 **А.Б. Рисберг**
Аэродинамические характеристики крыла со щитком / А.Б. Рисберг – М.: Книга по Требованию, 2013. – 41 с.

ISBN 978-5-458-32156-3

Труды Центрального Аэро-Гидродинамического Института им. проф. Н. Е. Жуковского. Выпуск № 413

ISBN 978-5-458-32156-3

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2013
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2013

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

z — координата по размаху.

$$\theta = \arccos \left(-\frac{2z}{l} \right).$$

l — размах крыла.

$l_{\text{ш}}$ — размах щитка.

$l_{\text{ц}}$ — полудлина центроплана.

S — площадь крыла.

σ — относительная толщина профиля крыла.

$b(z)$ — хорда крыла в точке z .

$$b_{\text{ср}} = \frac{S}{l} \text{ — средняя геометрическая хорда крыла.}$$

$b_{\text{к}}$ — корневая хорда.

b_0 — концевая хорда.

$b_{\text{ш}}$ — хорда щитка.

$$\lambda = \frac{l^2}{S} \text{ — удлинение крыла.}$$

$$\eta = \frac{b_{\text{к}}}{b_0} \text{ — коэффициент сужения.}$$

$$\xi = \frac{b_{\text{к}} - b_0}{b_{\text{к}}} \text{ — параметр сужения.}$$

χ — угол стреловидности.

ϵ — угол закрученности.

$\alpha(z)$ — геометрический угол атаки в точке z , отсчитываемый от нуля подъемной силы.

$\alpha_{\text{к}}$ — геометрический угол атаки корневого сечения.

$\Delta\alpha_{\text{ш}}$ — эффективный угол атаки щитка в радианах.

$\delta_{\text{ш}}$ — угол отклонения щитка.

$\Gamma(z)$ — циркуляция в точке z .

$$a_0 = \left(\frac{dc_y}{d\alpha} \right)_{\infty} \text{ — наклон кривой подъемной силы профиля в плоско параллельном потоке.}$$

$$\mu_{\text{к}} = \frac{a_0 b_{\text{к}}}{4l} \text{ — характеристический параметр крыла.}$$

V — скорость полета.

q — скоростной напор.

G — вес самолета

$n_{\text{э}}$ — эксплуатационная перегрузка.

$$\Gamma_{\text{ш}} = \frac{\Delta c_y b}{b_{\text{ср}}} \text{ — дополнительная нагрузка от щитков.}$$

c_{m_0} — коэффициент нулевого момента профиля.

$c_{m_0 \text{ кр}}$ — коэффициент нулевого момента крыла.

Δc_{m_0} — приращение коэффициента нулевого момента профиля от отклонения щитка.

$\Delta c_{m_0 \text{ кр}}$ — приращение коэффициента нулевого момента крыла от отклонения щитка.

$c'_{m \text{ кр}}$ — коэффициент момента крыла относительно центра тяжести самолета.

Примечание. Аэродинамические коэффициенты отнесены к скоростному напору.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена изучению изменений, вносимых наличием отклоненного щитка, занимающего часть размаха, в картину аэродинамических сил и моментов, действующих на крыло конечного размаха.

Об актуальности этого вопроса свидетельствует появление ряда экспериментальных работ, исследующих аэродинамическую эффективность щитков различной длины и глубины, помещенных на крыльях конкретных форм в плане (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7) ¹.

Однако, экспериментальное исследование всего многообразия комбинаций вида крыло – щиток было бы чрезвычайно громоздким ввиду значительной трудоемкости эксперимента методом нахождения распределения давления; на основании же испытаний нескольких конкретных крыльев со щитками нельзя с надлежащей точностью и достоверностью определять изменение аэродинамических характеристик любого заданного крыла, вызванное наличием щитков заданных размеров.

Между тем для непосредственных расчетов и для предугадания некоторых аэродинамических характеристик крыла со щитком представляется необходимым достаточно точное их определение, а также установление зависимости их от параметров крыла и щитка, что имеет особую важность для расчета на прочность ² (распределение нагрузки и центров давления по размаху), продольной устойчивости и балансировки (продольный момент) и исследования поперечной устойчивости (распределение истинных углов атаки).

Данная работа представляет собой приближенное решение этой задачи при помощи условного распространения на крыло со щитком методов классической теории крыла.

В этой работе мы отказываемся от рассмотрения явления во всей его сложности, и упрощенно моделируем явление, опираясь на следующие допущения, в достаточной степени согласные с опытными данными:

1) Наклоны кривых подъемной силы и момента профиля со щитком изменяются незначительно по сравнению с профилем без щитка (для средних толщин порядка $\tau = 10-15\%$) и могут быть приняты постоянными по размаху крыла.

2) Аэродинамический эффект отклонения щитка у современного профиля средней толщины, примерно, идентичен эффекту от изменения кривизны осевой дуги профиля и сводится в основном к мало зависящим от толщины приращениям нулевого угла атаки ($\Delta\alpha_{ш}$) и нулевого момента (Δc_{m_0}) ³ (фиг. 1).

3) Крыло конечного размаха со щитком, занимающим часть размаха, может быть уподоблено плавно обтекаемому потоком своеобразно закру-

¹ Сноски в скобках — литература в конце работы.

² Следует принять во внимание, что, кроме посадки и взлета, щитки начинают применять и на некоторых эволюциях самолета.

³ Здесь мы касаемся влияния щитка на профильное сопротивление, что представляет собой особую область исследования.

ченному крылу с разрывными законами изменения углов атаки и нулевых моментов по размаху крыла.

Показанная в настоящей работе хорошая согласованность расчетов с опытом подтверждает, что принятые нами допущения не слишком сильно искажают явление.

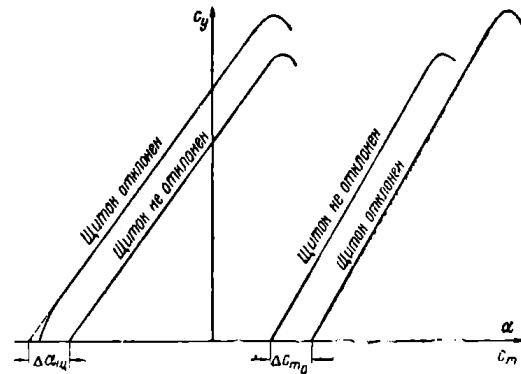
Впрочем, мы оставляем возможность конструктору при наличии соответственных данных (переменные

$\Delta\alpha_{ш}$, Δc_{m_0} , $\frac{dc_y}{d\alpha}$ и $\frac{dc_m}{dc_y}$ по размаху) вне-

сти дальнейшие уточнения, что может представить некоторый интерес, например, в случае профилей большой толщины (порядка $\varepsilon=18-22\%$). Определение распределения циркуляции и других аэродинамических характеристик крыла со щитком производится при помощи видоизмененного нами метода Лотца⁽⁸⁾, избавляющего от громоздких приближенных вычислений, связанных с использованием невидоизмененным методом Лотца⁽⁹⁾. Для решения задачи об определении аэродинамических характеристик конечного крыла со щитком было бы желательно иметь предварительное решение соответствующей плоской задачи. Однако, немногие попытки решения этой задачи обнаружили значительные трудности, в основном заключающиеся в том, что не удавалось подыскать удобной для математических операций и в то же время достаточно близкой к действительности модели явления.

Так, например, оригинальное решение подобной задачи С. М. Таргом⁽¹⁰⁾, где крыло и щиток заменялись прямолинейными отрезками, плавно обтекаемыми потоком с точкой схода в конце щитка, дало увеличение подъемной силы от щитка, в значительной мере превосходящее то, которое имеет место в действительности. Это указывает на значительное отличие подобной модели явления от реальных условий обтекания. Не более удачными оказались и некоторые другие попытки решения этой задачи.

Поэтому в отношении аэродинамических характеристик профиля со щитком мы опираемся на соответствующие экспериментальные данные, имеющиеся для некоторых современных профилей.



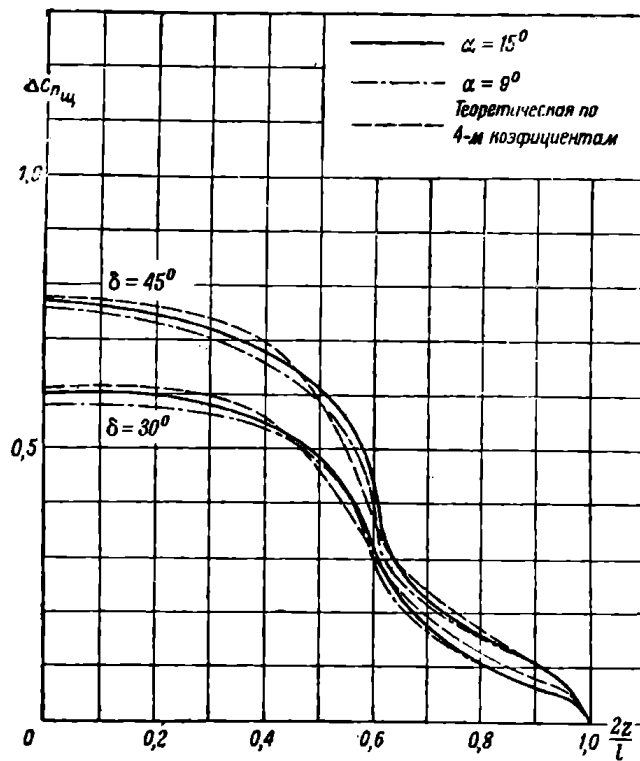
Фиг. 1

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ОТ ЩИТКА

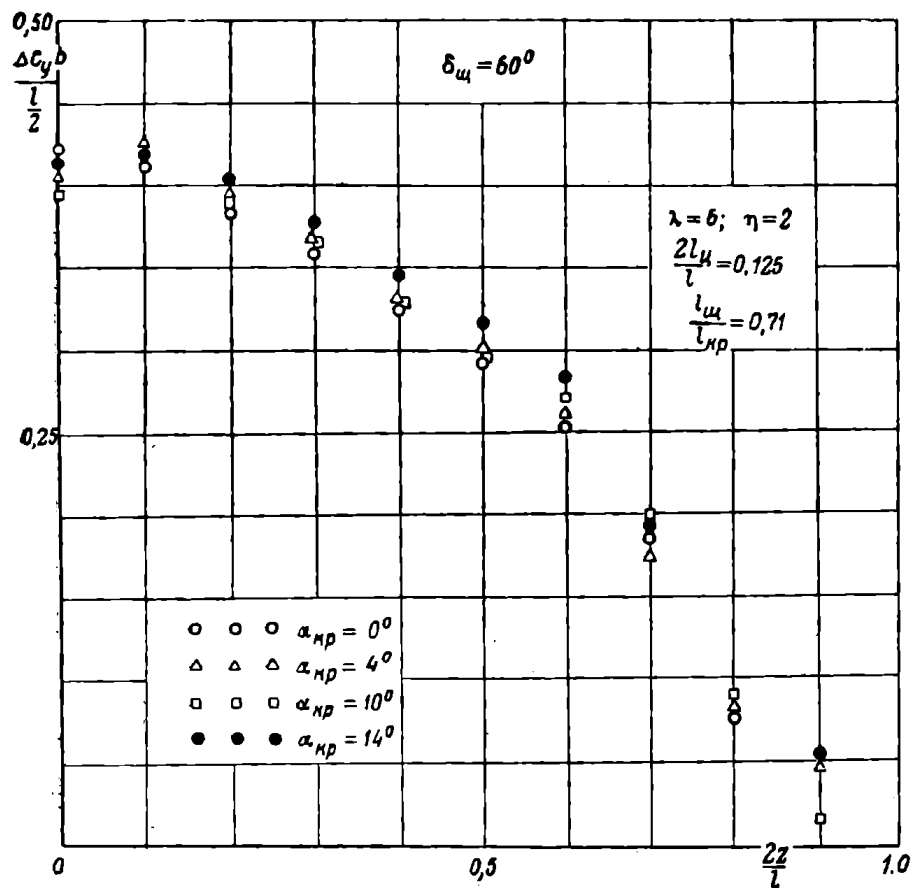
Мы условились выше рассматривать крыло конечного размаха со щитком, распространенным по его части, как плавно обтекаемое закрученное крыло. Как известно, у закрученных плавно обтекаемых крыльев дополнительная циркуляция от закрученности в каждом сечении является постоянной, не зависящей от угла атаки величиной.

Проверка этого обстоятельства по отношению к крылу со щитком должна была служить подтверждением законности принятого нами допущения.

Для этой цели было произведено сравнение кривых распределения дополнительной нормальной силы (Δc_n) от отклонения щитка при различных углах атаки крыла (фиг. 2 и 3). Кривые были построены на основе экспериментальных данных, приведенных в Rep. NACA № 571 и T. N. NACA № 591. Сравнение показало, что кривые распределения дополнительной подъемной силы для различных углов атаки (за исключением малых положительных и отрицательных углов, не представляющих интереса с точки зрения применимости щитка) совпадают достаточно близко.



Фиг. 2. Сравнение расчетных $\Delta c_{n_{ш}}$ с экспериментом



Фиг. 3. Сравнение экспериментальных дополнительных нагрузок от щитков (Technical Notes № 591, 1937)

Таким образом, рассматривая крыло со щитком на угле атаки α , отсчитанном от нуля подъемной силы, можем применить к нему нижеследующее интегральное уравнение:

$$\Gamma(z) = \frac{a_0 b(z) V}{2} \left[\alpha(z) + \gamma(z) - \frac{1}{4\pi V} \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{\frac{d\Gamma}{dz_1} \cdot dz_1}{z - z_1} \right], \quad (1)$$

где

$$\gamma(z) = \begin{cases} 0 & \text{в интервале } \frac{l_{\text{щ}}}{l} \leq \left(\frac{2z}{l}\right) \leq 1 \\ \Delta\alpha_{\text{щ}} & \text{в интервале } 0 \leq \left(\frac{2z}{l}\right) \leq \frac{l_{\text{щ}}}{l} \end{cases}$$

— эффективный угол атаки щитка.

Переходя к новой координате θ по размаху (мы назовем ее тригонометрической координатой) по формуле

$$\theta = \arccos\left(-\frac{2z}{l}\right),$$

можем представить уравнение (1) в виде

$$f(\theta) = 0. \quad (2)$$

Пользуясь нижеследующими разложениями функций в ряды Фурье:

$$\Gamma = 2lV\mu_{\kappa} \sum_1^{\infty} A_n \sin n\theta; \quad \frac{b}{b_{\kappa}} \alpha \sin \theta = \sum_1^{\infty} B'_m \sin m\theta;$$

$$\frac{b}{b_{\kappa}} \gamma \sin \theta = \sum_1^{\infty} B''_m \sin m\theta; \quad \frac{b}{b_{\kappa}} = \sum_{k=1}^{\infty} C_{2k} \cos 2k\theta + \frac{c_0}{2};$$

$$\sin \theta = \sum_{k=1}^{\infty} D_{2k} \cos 2k\theta + \frac{D_0}{2}$$

(где b_{κ} — корневая хорда, $\mu_{\kappa} = \frac{a_0 \cdot b_{\kappa}}{4l}$), можно функцию $f(\theta)$ представить разложенной в ряд Фурье из синусов кратных дуг:

$$f(\theta) = \sum K_m \sin m\theta = 0.$$

Откуда

$$K_m(A_n, C_{2k}, D_{2k}, B'_m, B''_m) = 0 \quad m = 1, 2, 3, \dots,$$

что дает ряд линейных уравнений для определения коэффициентов A_n разложения циркуляции.

Система уравнений в случае крыла со щитком имеет следующий вид¹:

¹ Подробное изложение см. „Влияние формы крыла на распределение нагрузки по размаху и продольную устойчивость“. Труды ЦАГИ, вып. 335, 1937.

∞

$$\begin{aligned}
& A_1(R_2^0 + S_2^0) + A_8(3R_4^2 + S_4^2) + A_5(5R_6^4 + S_6^4) + A_7(7R_8^6 + S_8^6) + A_9(9R_{10}^8 + S_{10}^8) + A_{11}(11R_{12}^{10} + S_{12}^{10}) + A_{13}(13R_{14}^{12} + S_{14}^{12}) + \\
& + A_{15}(15R_{16}^{14} + S_{16}^{14}) + A_{17}(17R_{18}^{16} + S_{18}^{16}) + A_{19}(19R_{20}^{18} + S_{20}^{18}) = 2B_1' + 2B_1'' \\
& A_1(R_4^2 + S_4^2) + A_8(3R_6^0 + S_6^0) + A_5(5R_8^2 + S_8^2) + A_7(7R_{10}^4 + S_{10}^4) + A_9(9R_{12}^6 + S_{12}^6) + A_{11}(11R_{14}^8 + S_{14}^8) + A_{13}(13R_{16}^{10} + S_{16}^{10}) + \\
& + A_{15}(15R_{18}^{12} + S_{18}^{12}) + A_{17}(17R_{20}^{14} + S_{20}^{14}) + A_{19}(19R_{22}^{16} + S_{22}^{16}) = 2B_3' + 2B_3'' \\
& A_1(R_6^4 + S_6^4) + A_9(3R_8^2 + S_8^2) + A_5(5R_{10}^0 + S_{10}^0) + A_7(7R_{12}^2 + S_{12}^2) + A_9(9R_{14}^4 + S_{14}^4) + A_{11}(11R_{16}^6 + S_{16}^6) + A_{13}(13R_{18}^8 + S_{18}^8) + \\
& + A_{15}(15R_{20}^{10} + S_{20}^{10}) + A_{17}(17R_{22}^{12} + S_{22}^{12}) + A_{19}(19R_{24}^{14} + S_{24}^{14}) = 2B_5' + 2B_5'' \\
& A_1(R_8^6 + S_8^6) + A_8(3R_{10}^4 + S_{10}^4) + A_5(5R_{12}^2 + S_{12}^2) + A_7(7R_{14}^0 + S_{14}^0) + A_9(9R_{16}^2 + S_{16}^2) + A_{11}(11R_{18}^4 + S_{18}^4) + A_{13}(13R_{20}^6 + S_{20}^6) + \\
& + A_{15}(15R_{22}^8 + S_{22}^8) + A_{17}(17R_{24}^{10} + S_{24}^{10}) + A_{19}(19R_{26}^{12} + S_{26}^{12}) = 2B_7' + 2B_7'' \\
& A_1(R_{10}^8 + S_{10}^8) + A_9(3R_{12}^6 + S_{12}^6) + A_5(5R_{14}^4 + S_{14}^4) + A_7(7R_{16}^2 + S_{16}^2) + A_9(9R_{18}^0 + S_{18}^0) + A_{11}(11R_{20}^2 + S_{20}^2) + A_{13}(13R_{22}^4 + S_{22}^4) + \\
& + S_{22}^4) + A_{15}(15R_{24}^6 + S_{24}^6) + A_{17}(17R_{26}^8 + S_{26}^8) + A_{19}(19R_{28}^{10} + S_{28}^{10}) = 2B_9' + 2B_9'' \\
& A_1(R_{12}^{10} + S_{12}^{10}) + A_9(3R_{14}^8 + S_{14}^8) + A_5(5R_{16}^6 + S_{16}^6) + A_7(7R_{18}^4 + S_{18}^4) + A_9(9R_{20}^2 + S_{20}^2) + A_{11}(11R_{22}^0 + S_{22}^0) + A_{13}(13R_{24}^2 + S_{24}^2) + \\
& + S_{24}^2) + A_{15}(15R_{26}^4 + S_{26}^4) + A_{17}(17R_{28}^6 + S_{28}^6) + A_{19}(19R_{30}^8 + S_{30}^8) = 2B_{11}' + 2B_{11}'' \\
& A_1(R_{14}^{12} + S_{14}^{12}) + A_9(3R_{16}^{10} + S_{16}^{10}) + A_5(5R_{18}^8 + S_{18}^8) + A_7(7R_{20}^6 + S_{20}^6) + A_9(9R_{22}^4 + S_{22}^4) + A_{11}(11R_{24}^2 + S_{24}^2) + A_{13}(13R_{26}^0 + S_{26}^0) + \\
& + S_{26}^0) + A_{15}(15R_{28}^2 + S_{28}^2) + A_{17}(17R_{30}^4 + S_{30}^4) + A_{19}(19R_{32}^6 + S_{32}^6) = 2B_{13}' + 2B_{13}'' \\
& A_1(R_{16}^{14} + S_{16}^{14}) + A_8(3R_{18}^{12} + S_{18}^{12}) + A_5(5R_{20}^{10} + S_{20}^{10}) + A_7(7R_{22}^8 + S_{22}^8) + A_9(9R_{24}^6 + S_{24}^6) + A_{11}(11R_{26}^4 + S_{26}^4) + A_{13}(13R_{28}^2 + S_{28}^2) + \\
& + S_{28}^2) + A_{15}(15R_{30}^0 + S_{30}^0) + A_{17}(17R_{32}^2 + S_{32}^2) + A_{19}(19R_{34}^4 + S_{34}^4) = 2B_{15}' + 2B_{15}'' \\
& A_1(R_{18}^{16} + S_{18}^{16}) + A_9(3R_{20}^{14} + S_{20}^{14}) + A_5(5R_{22}^{12} + S_{22}^{12}) + A_7(7R_{24}^{10} + S_{24}^{10}) + A_9(9R_{26}^8 + S_{26}^8) + A_{11}(11R_{28}^6 + S_{28}^6) + A_{13}(13R_{30}^4 + S_{30}^4) + \\
& + S_{30}^4) + A_{15}(15R_{32}^2 + S_{32}^2) + A_{17}(17R_{34}^0 + S_{34}^0) + A_{19}(19R_{36}^2 + S_{36}^2) = 2B_{17}' + 2B_{17}'' \\
& A_1(R_{20}^{18} + S_{20}^{18}) + A_8(3R_{22}^{16} + S_{22}^{16}) + A_5(5R_{24}^{14} + S_{24}^{14}) + A_7(7R_{26}^{12} + S_{26}^{12}) + A_9(9R_{28}^{10} + S_{28}^{10}) + A_{11}(11R_{30}^8 + S_{30}^8) + A_{13}(13R_{32}^6 + S_{32}^6) + \\
& + S_{32}^6) + A_{15}(15R_{34}^4 + S_{34}^4) + A_{17}(17R_{36}^2 + S_{36}^2) + A_{19}(19R_{38}^0 + S_{38}^0) = 2B_{19}' + 2B_{19}''
\end{aligned}$$

(3)

где обозначено:

$$R_{2q}^{2p} = {}^{\mu}_K (C_{2p} - C_{2q}); \quad S_{2q}^{2p} = D_{2p} - D_{2q}$$

Большое количество уравнений взято нами потому, что в данном случае разрывный закон изменения угла атаки по размаху замедляет сходимость зависящего от него ряда Фурье.

Для применения этой системы к крылу конкретной формы со щитком заданных размеров необходимо знать величины коэффициентов C_{2k} , D_{2k} , B'_m , B''_m . Последние определяются по известным формулам:

$$\left. \begin{aligned} C_{2k} &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b(\theta)}{b_k} \cos 2k \theta d\theta; \\ D_{2k} &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta \cdot \cos 2k \theta d\theta; \\ B'_m &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b(\theta)}{b_k} \alpha(\theta) \sin \theta \sin m \theta d\theta; \\ B''_m &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{b(\theta)}{b_k} \gamma(\theta) \sin \theta \cdot \sin m \theta d\theta. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Решая методом последовательных приближений систему (3), можно определить циркуляцию заданного крыла со щитком на заданном угле атаки, причем для определения циркуляции крыла с неотклоненным щитком в правых частях системы (3) оставляются выражения $2B'_m$, дополнительная же циркуляция от отклонения щитка находится из той же системы, взятой с правыми частями $2B''_m$.

Суммарная циркуляция крыла с отклоненным щитком на заданном угле атаки получается путем алгебраического сложения двух упомянутых элементарных циркуляций¹.

Данные, относящиеся к плоскому и закрученному крылу, приведены в упомянутой выше нашей работе⁽⁸⁾, поэтому здесь нас будет интересовать только дополнительная циркуляция от щитка. Для ее определения требуется вычислить величины B''_m , остальные величины, входящие в систему (3) (μ_k , C_{2k} , D_{2k}) ранее нами вычисленные, даны в приложении (см. приложение 1, табл. 1, 2, 3).

При определении B''_m примем во внимание следующее:

1) щиток обычно имеет постоянную относительную глубину

$\left(\frac{b_{\text{щ}}}{b} = \text{const} \right)$ по размаху;

2) для профилей средних толщин эффективный угол атаки щитка $\Delta \alpha_{\text{щ}}$ мало зависит от толщины².

Отсюда с небольшой погрешностью можно считать эффективный угол атаки щитка постоянным в сечениях, занятых щитком и равным нулю вне его.

Обозначая тригонометрическую координату левого конца щитка через $\theta_{\text{щ}}$ и приняв во внимание симметричность крыла относительно продоль-

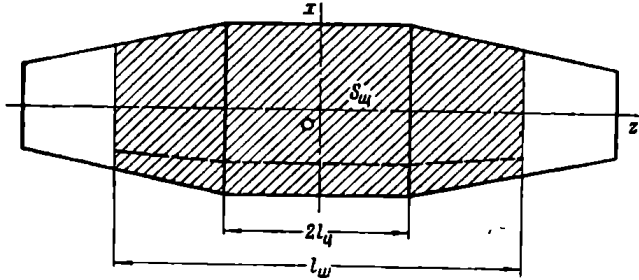
¹ Если крыло имеет геометрическую или аэродинамическую закрученность или отклоненные элероны, то добавляется соответствующее дополнительное распределение циркуляции.

² Для практических расчетов следует брать $\Delta \alpha_{\text{щ}}$, соответствующее профилю средней толщины в области щитка.

ной оси OX (фиг. 4), получим для трапецевидного крыла с прямоугольным центропланом (чисто трапецевидное крыло является его частным случаем при нулевой длине центроплана) в случае щитка, выходящего за пределы центроплана:

$$B_m'' = \frac{4}{\pi} \Delta \alpha_{\text{щ}} \int_{\theta_{\text{щ}}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{b}{b_k} \sin \theta \cdot \sin m \theta d\theta. \quad (5)$$

Закон хорд для трапецевидной части левого полукрыла имеет вид:



Фиг. 4

$$\frac{b}{b_k} = a - c \cos \theta,$$

где

$$a = 1 + \frac{\xi \frac{2l_{\text{ц}}}{l}}{1 - \frac{2l_{\text{ц}}}{l}};$$

$$c = \frac{\xi}{1 - \frac{2l_{\text{ц}}}{l}}; \quad \xi = \frac{b_k - b_0}{b_k},$$

$2l_{\text{ц}}$ — длина центроплана.

На центроплане $\frac{b}{b_k} = 1$.

Подставляя в (5), получим:

$$B_m'' = \frac{4}{\pi} \Delta \alpha_{\text{щ}} \left[\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{b}{b_k} \sin \theta \sin m \theta d\theta - \int_0^{\theta_{\text{щ}}} (a - c \cos \theta) \sin \theta \sin m \theta d\theta \right].$$

Заменяя $\frac{b}{b_k} = \frac{C_0}{2} + \sum_1^{\infty} C_{2k} \cos 2k \theta$ и интегрируя, получим:

при $m=1$:

$$B_1'' = \frac{\Delta \alpha_{\text{щ}}}{2} (C_0 - C_2) - \frac{4 \Delta \alpha_{\text{щ}}}{\pi} \left[\frac{a}{2} \left(\theta_{\text{щ}} - \frac{\sin 2\theta_{\text{щ}}}{2} \right) - \frac{c}{4} \left(\frac{\sin \theta_{\text{щ}}}{1} - \frac{\sin 3\theta_{\text{щ}}}{3} \right) \right]; \quad (6)$$

при $m > 1$:

$$B_m'' = \frac{\Delta \alpha_{\text{щ}}}{2} (C_{m-1} - C_{m+1}) - \frac{4 \Delta \alpha_{\text{щ}}}{2} \left\{ \frac{a}{2} \left[\frac{\sin (m-1) \theta_{\text{щ}}}{m-1} - \frac{\sin (m+1) \theta_{\text{щ}}}{m+1} \right] - \frac{c}{4} \left[\frac{\sin (m-2) \theta_{\text{щ}}}{m-2} - \frac{\sin (m+2) \theta_{\text{щ}}}{m+2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Если щиток не выходит за пределы центроплана, то соответственные выражения B_m'' будут иметь вид:

при $m=1$:

$$B_1'' = \frac{2 \Delta \alpha_{\text{щ}}}{\pi} \left[\pi - \theta_{\text{щ}} + \frac{\sin 2\theta_{\text{щ}}}{2} \right]; \quad (8)$$

при $m > 1$:

$$B_m'' = \frac{2 \Delta \alpha_{\text{щ}}}{\pi} \left[-\frac{\sin (m-1) \theta_{\text{щ}}}{m-1} + \frac{\sin (m+1) \theta_{\text{щ}}}{m+1} \right]. \quad (9)$$

Следует отметить, что величины B_m'' пропорциональны эффективному углу атаки щитка $\Delta\alpha_{щ}$, а это означает, что коэффициенты разложения в ряд дополнительной циркуляции также пропорциональны $\Delta\alpha_{щ}$. Поэтому в дальнейшем вычисляются не самые коэффициенты, но их отношения к эффективному углу атаки, обозначенные нами через A_n'' , что равносильно представлению дополнительной циркуляции от щитка в виде нижеследующего ряда:

$$\Delta\Gamma_{щ}(z) = 2lV_{\mu_k} \Delta\alpha_{щ} \sum A_n'' \sin n\theta. \quad (10)$$

Отсюда можно сделать следующий вывод: относительная глубина щитка и угол его отклонения, непосредственно связанные только с величиной эффективного угла атаки $\Delta\alpha_{щ}$, не влияют на характер кривой распределения дополнительной циркуляции, изменяя ее аффинно, между тем как параметры формы крыла в плане и размах щитка формируют самую кривую распределения и являются основными расчетными параметрами.

Значения $\frac{B_m''}{\Delta\alpha_{щ}}$, вычисленные для крыльев различной формы в плане со щитками различной длины, приведены в приложении 1 (табл. 4).

Система (3) и табл. 1, 2, 3, 4 дают все основные величины, необходимые для определения дополнительной циркуляции от щитков.

Решая систему (3) для крыла и щитка заданной формы, получим коэффициенты A_n'' разложения дополнительной циркуляции в тригонометрический ряд, а посредством последних ряд аэродинамических характеристик, из которых нас будут интересовать следующие:

- 1) прирост подъемной силы крыла $\Delta c_{y_{кр}}$,
- 2) изменение продольного момента $\Delta c_{m_{кр}}$,
- 3) распределение аэродинамической нагрузки по размаху,
- 4) изменение нулевого угла атаки крыла $\Delta\alpha_{0_{кр}}$,
- 5) распределение истинных углов атаки при отклонении щитка и связанная с ним характеристика поперечной устойчивости¹,
- 6) прирост индуктивного сопротивления $\Delta c_{xi_{кр}}$.

Для определения перечисленных аэродинамических характеристик требуется знать величины эффективного угла атаки щитка $\Delta\alpha_{щ}$ и дополнительного нулевого момента профиля Δc_{m_0} , которые предпочтительно брать из экспериментальных данных, относящихся к данному профилю, при отсутствии же таковых из эмпирических формул, которые мы даем в следующем параграфе.

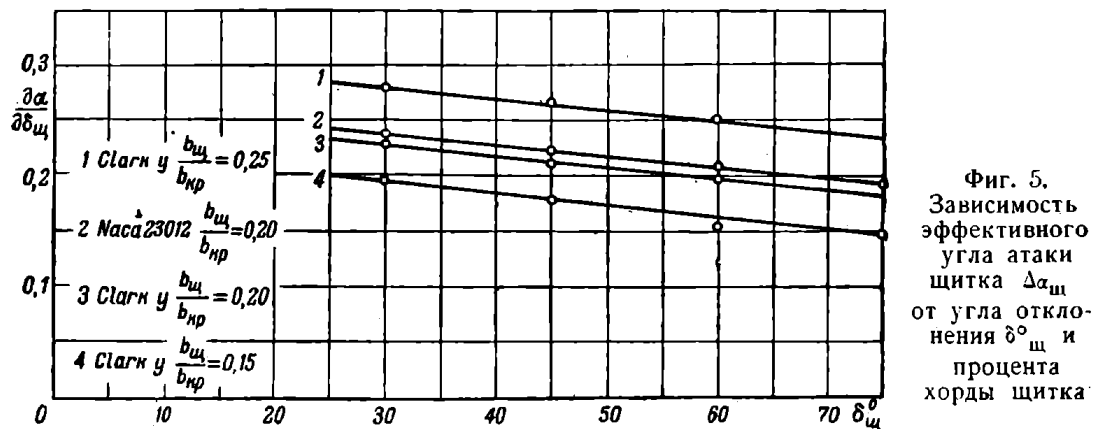
II. ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\Delta\alpha_{щ}$ И Δc_{m_0} ДЛЯ ПРОФИЛЯ СО ЩИТКОМ

Просмотр экспериментальных данных (испытания прямоугольных крыльев со щитками по всему размаху) показал, что наличие отклоненного щитка сдвигает кривую c_y по α , примерно, эквидистантно, за исключением области отрицательных углов атаки, не представляющих интереса с точки зрения применимости щитка. Таким образом отклонение щитка эквивалентно увеличению угла атаки на некоторый угол $\Delta\alpha_{щ}$. Для установления зависи-

мости $\Delta\alpha_{щ}$ от угла отклонения щитка $\delta_{щ}$ и от глубины щитка $\frac{b_{щ}}{b}$ был обработан находившийся в нашем распоряжении экспериментальный материал, относящийся к профилям Clark-Y и NASA 230. Результаты обработки для

¹ Этот вопрос будет освещен в отдельной статье, готовящейся к печати.

щитка с несходящим шарниром представлены на фиг. 5 в виде кривых $\frac{d\alpha}{d\delta_{щ}}$ по $\delta_{щ}$ при $\frac{b_{щ}}{b_{кр}}$, взятом как параметр. Зависимость носит линейный характер, причем изменение глубины щитка сдвигает прямую эквидистантно. Этот характер зависимости свойственен профилям средних толщин порядка $\sigma = 10-15\%$. Профили больших толщин несколько уклоняются от этой зависимости. Для них отмечается ощутительное изменение наклона кривой c_y по α и, следовательно, распространение на них методов расчета, основанных



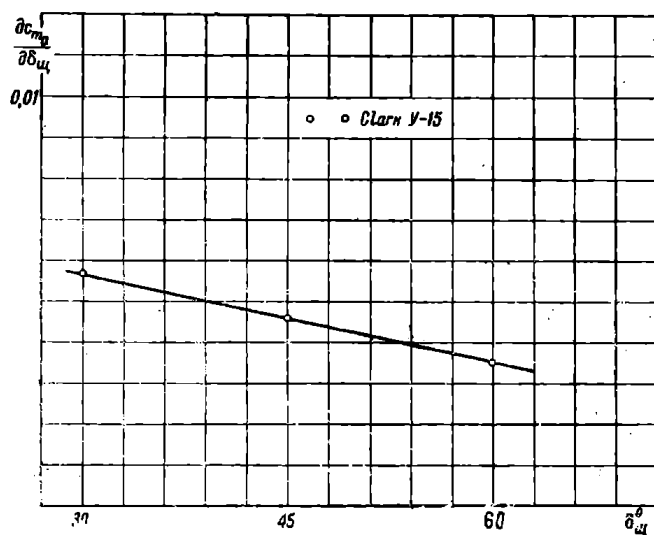
Фиг. 5.
Зависимость
эффективного
угла атаки
щитка $\Delta\alpha_{щ}$
от угла откло-
нения $\delta_{щ}^{\circ}$ и
процента
хорды щитка

на принятии постоянного $\left(\frac{dc_y}{d\alpha}\right)_{\infty}$ по размаху, будет связано с некоторыми погрешностями в сторону преуменьшения нагрузки.

Пользуясь линейными зависимостями $\frac{d\alpha}{d\delta_{щ}}$ от $\delta_{щ}$, изображенными на фиг. 5, мы составили нижеследующую эмпирическую формулу для определения $\Delta\alpha_{щ}$ в случае профилей, близких к Clark-Y и NACA 230:

$$\Delta\alpha_{щ} = \delta_{щ}^{\circ} \left(0,07 - 0,001 \delta_{щ}^{\circ} + \frac{b_{щ}}{b_{кр}} \right). \quad (11)$$

Аналогичная обработка в отношении Δc_{m_0} для профиля Clark-Y 15 пред-



Фиг. 6. Изменение c_{m_0} от отклонения щитка

ставлена на фиг. 6 и соответственная эмпирическая формула имеет вид:

$$\Delta c_{m_0} = (-0,000063 \delta_{щ}^{\circ} + 0,0073) \delta_{щ}^{\circ}. \quad (12)$$

Следует, однако, отметить, что индивидуальность профиля может дать значительные (более 10%) отклонения от этих формул, поэтому для профилей несходных с Clark-Y и NACA 230 предпочтительнее пользоваться непосредственными данными, взятыми из испытаний данного профиля со щитком.

Кроме того, следует иметь в виду, что показания различных труб также не обнаруживают в отношении этих величин полной согласованности для одних и тех же профилей.