

ЛЕН. ИНДУСТР. ИНСТИТУТ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

В ПОЛЕТЕ

МЕТОДОМ ИМПУЛЬСОВ

Студ. М. ГАЛЛАЙ

Руководитель инж. М. А. ТАЙП.

К отк. з. з. з.
М. А. Тайп

5.5.1937.

Москва - Ленинград . 1937 г.

I. ВВЕДЕНИЕ .

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Последние 3-4 года ознаменовались в авиации резким улучшением аэродинамики самолета, - "облагораживанием" очертаний его фюзеляжа, улучшением характеристик применяемых крыльевых профилей, устранением сопротивления шасси, стоек и расчалок, почти полным переходом на монопланную схему для всех групп и классов самолетов и т.д.

Результатом этих мероприятий было быстрое улучшение всех летных характеристик самолетов, в первую очередь - **максимальных скоростей**.

В свете этих последних достижений авиационной техники, вопрос о точном определении лобового сопротивления приобретает особое значение.

В самом деле. Если коэффициент лобового сопротивления C_x еще несколько лет тому назад был равен в среднем $C_x = 0,025$, то сейчас он снизился до $C_x = 0,010$. Уменьшение величины C_x на 0,001 в первом случае соответствует снижению C_x на 4% и росту максимальной скорости на 1,3%; а во втором случае, снижению C_x на 10% и росту V_{max} на 3,2%. Приведенный элементарный расчет наглядно показывает значение подробнейшего изучения сопротивления и всех влияющих на него факторов - для дальнейшего улучшения летных характеристик самолета.

тов.

2. Как известно, сопротивление крыла самолета складывается из индуктивного и профильного. Индуктивное сопротивление возникает вследствие схода потока за крылом от вихрей, срывающихся с него; от профиля и поверхности крыла оно не зависит, и может быть найдено с достаточной точностью расчетным путем.

Другая часть сопротивления — профильное сопротивление, как показывает само название, зависит от формы профиля крыла, а также от состояния его поверхности, и определению расчетным путем не поддается.

Остается, естественно, прибегать к экспериментальным методам.

Эксперимент в аэродинамической трубе, как правило, не дает результатов достаточной точности, так как результаты продувок подвержены влиянию масштабного эффекта и турбулентности. Для достижения полного динамического подобия модели и натуре необходимо получить в трубе такое же число Рейнольдса ($Re = \frac{v \cdot l}{\nu}$), какое соответствует реальному крылу в полете, т.е. достигающее до $20 \cdot 10^6$ (для больших скоростных самолетов). Такая цифра пока недостижима даже для труб высокого давления, не говоря уже о трубах нормального типа.

Влияние турбулентности воздушного потока в трубе на сопротивление модели столь значительно, что вызывает разноречивой

в сопротивлениях одной и той-же модели в разных трубах до $\pm 60\%$ от среднего значения. Сейчас, правда, найдены критерии для сравнительного измерения степени турбулентности той или иной трубы ¹⁾, но тем не менее, количественно оценить влияние этой турбулентности на поверхностное трение и сопротивление модели пока не удается.

Все это вместе взятое заставляет прибегать к полетным экспериментам на реальных самолетах.

3. В США были предприняты попытки измерения характеристик профиля путем буксировки выполненных в натуральную величину крыльев самолета.

В Англии был испробован способ динамометрирования стоек самолета.

Оба эти способа связаны с значительными затруднениями конструктивного характера и очень большими денежными затратами.

Кроме того, в этих экспериментах (также, как и при экспериментах в аэродинамических трубах) профильное сопротивление определялось, как разность замеренного полного сопротивления и подсчитанного индуктивного. Но теоретический подсчет индуктивного сопротивления основан на целом ряде допущений и не дает вполне точных результатов. Определенные неточности вкрадываются, понятно, и в значения полного сопротивления, полученные из опы-

1) В качестве критерия принято рейнольдсово число, при котором шар, продуваемый в данной трубе, имеет коэффициент сопротивления $C_x = 0,15$ (в наших коэффициентах).

та. И даже небольшая неточность замера полного сопротивления или подсчета индуктивного скажется на профильном (в процентном отношении) - очень сильно вследствие того, что профильное сопротивление является часто очень небольшой частью полного.

4. Этих недостатков полностью лишен метод импульсов, по которому профильное сопротивление крыла определяется непосредственно из потери количества движения в потоке, обтекающем крыло. Аппаратура здесь требуется сравнительно недорогая и несложная. Метод не только применим на реальных самолетах, но даже дает результаты тем более точные, чем больше исследуемая машина (абсолютное увеличение измеряемых величин вызывает уменьшение относительной ошибки). Следует также отметить, что метод импульсов позволяет определить не среднее профильное сопротивление, а сопротивление в данном сечении крыла, чем в значительной степени исключается влияние интерференции крыла с фюзеляжем, влияние различных надстроек, щелей и т.д.

Впервые теория метода импульсов была изложена Бетцем¹⁾ в 1925г. В том же 1925 г. Вейдингер начал проведение опытов в полете, но успел провести только предварительные тарировочные полеты, после чего, в результате аварии, самолет и аппаратура были разбиты. Дальнейшее проведение опытов было передано

1) A. Betz "Ein Verfahren zur direkten Ermittlung der Profilwiderstandes". ZFM, 3 Heft, 14 Febr. 1925.

М.Шренку, который занимался ими в течение 1926 года, после чего оставил их неоконченными и опубликовал результаты их лишь в 1928 году.²⁾

Следующая работа появляется только в 1936 году; это английский репорт³⁾, описывающий опыты, поставленные аэродинамической лабораторией Кембриджского университета и обработанные по формулам проф.Джонса.

И, наконец, в 1937 году были опубликованы опыты Серби, поставленные им в английском воздушном министерстве⁴⁾.

Кроме полетных исследований, за это время метод импульсов был не раз использован в аэродинамических трубах для решения целого ряда самостоятельных проблем (например, интерференции крыла с фюзеляжем и эффективности оперения самолета - работа В.И.Горского в ЦАГИ).

5. Для характеристики совершенствования метода и увеличения его точности приведем высказывания самих экспериментаторов. Шренк в своей работе (1928 год) пишет: "...точность метода импульсов далеко не безукоризнена, так что нет оснований применять его иначе, как в качестве сравнительного метода". А Джонс (1936 год) говорит: "...метод дает возможность удовлетворительно определять в полете коэффициент местного профильного сопротивления для любой заданной части крыла и улавливать изменения профильного сопро-

2) M. Schrenk. „Über Profilwiederstandsmessung im Fluge nach dem Impulsverfahren.“ Luftfahrtforschung. Heft 1, Band 2, 18.V.28

3) R. M. # 1688 „Measurement of Profile Drag by the Pitot-Traverse Method“. January 1936.

4) J. E. Serby „Loss of Momentum and Drag“. Aircraft Engineering. January 1937. 1000 19.

тивления, зависящие от состояния поверхности, в пределах до 2%.

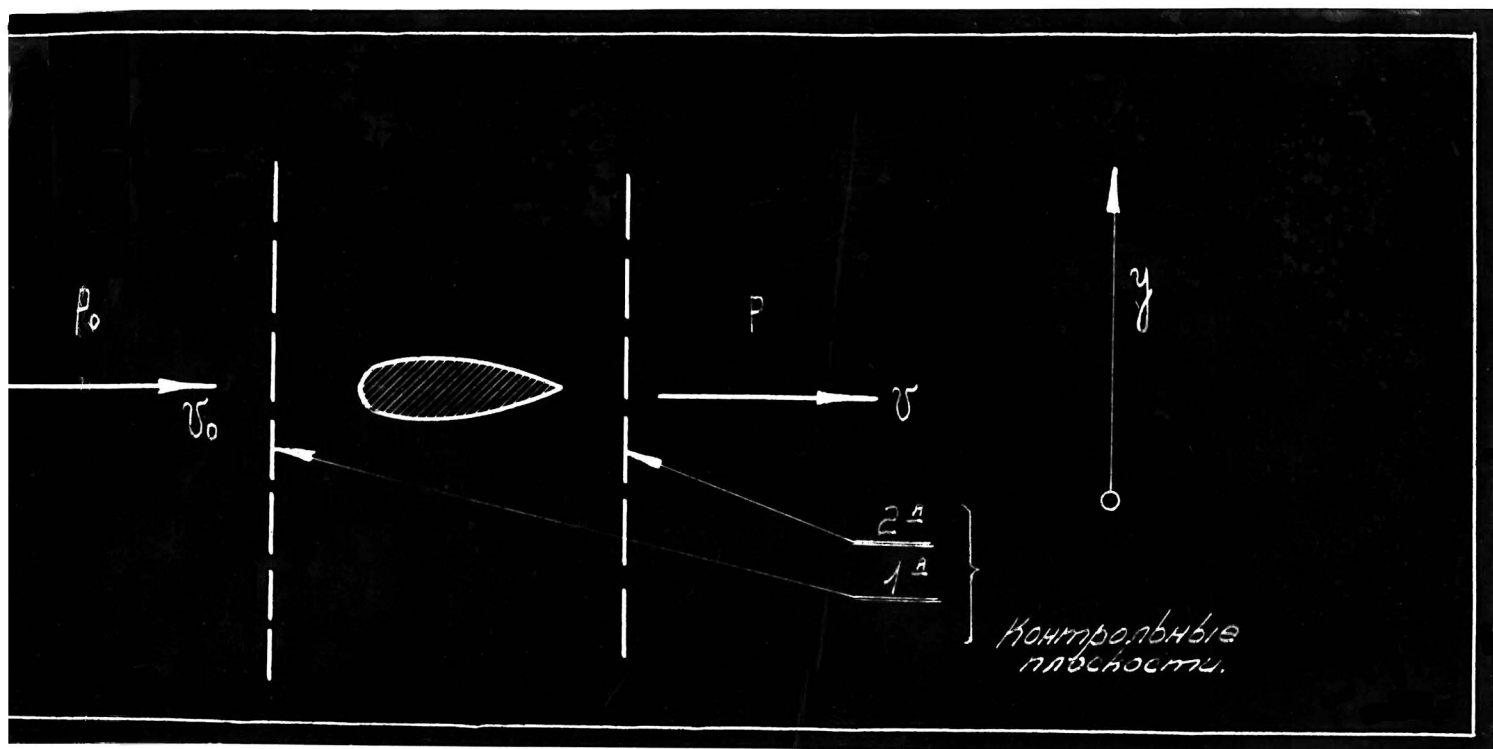
Наши опыты имели пока сравнительно скромную цель — создать необходимую аппаратуру и проверить методику проведения эксперимента, а также выяснить точность метода и удобство его применения в натуре, с тем, чтобы в будущем включить определение профильного сопротивления методом импульсов в стандартную программу летных испытаний самолетов.

П. ТЕОРИЯ МЕТОДОВ ИМПУЛЬСОВ И ВЫВОД
ФОРМУЛ.

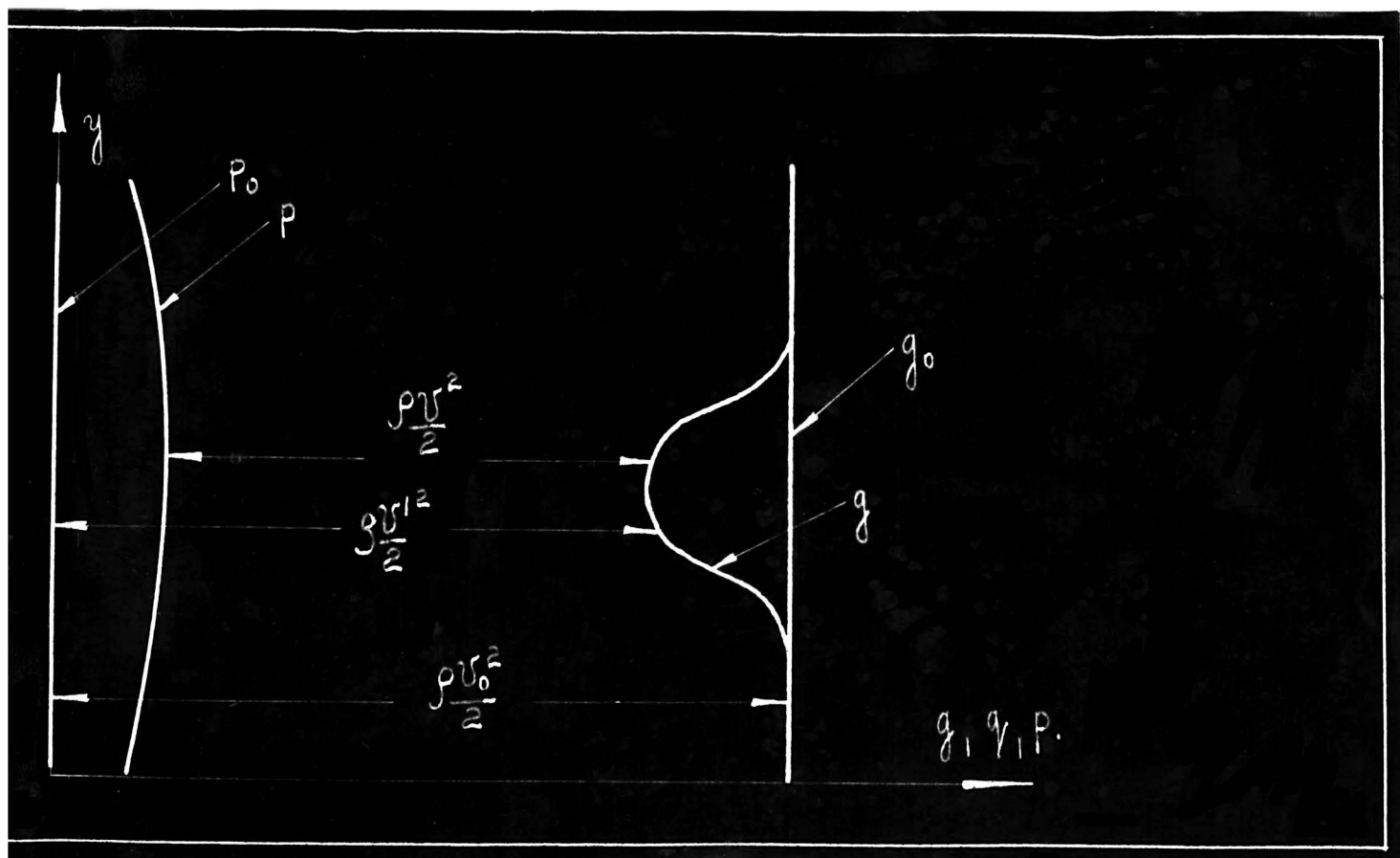
П. ТЕОРИЯ МЕТОДА ИМПУЛЬСОВ И ВЫВОД ФОРМУЛ

1. Принятые обозначения

R_x	- полное сопротивление	(кг.)
ρ	- массовая плотность воздуха	$\frac{(\text{кг-сек}^2)}{\text{м}^3}$
S	- площадь исследуемого отсева крыла	(м ²)
t	- хорда крыла в данном сечении	(м)
v	- скорость потока в данном месте	(м/сек)
v_0	- " невозмущенного потока	(м/сек)
v'	- " фиктивного потенциального потока Бетца	(м/сек)
C_x	- коэффициент лобового сопротивления	$C_x = C_p + C_i = \frac{R_x}{\rho S v_0^2}$
C_p	- коэффициент профильного сопротивления	
C_i	- коэффициент индуктивного сопротивления	
C_y	- коэффициент под"емной силы	
c	- скорость звука	(м/сек).
q	- полный напор потока в данном месте	(кг./м ² или мм. водяного столба.)
P	- статистическ. давление потока в данном месте	
q	- скоростной напор -"	
q_0, P_0, ρ_0	- то же в невозмущенном потоке	
G	- полный полетный вес самолета	(кг)



1.



2.

Все излагаемые ниже выводы ф-л и экспериментальные данные иностранных авторов даны в наших коэффициентах и обозначениях.

2. Теория метода импульсов по Бетцу (Betz.)

1. Теоретические основы метода импульсов впервые были установлены А.Бетцем в 1925 г. в его статье, опубликованной в "ZfM" (см. указ. литературы).

Он начинает с рассмотрения простейшего случая, когда подъемной силы у обтекаемого тела нет, а есть только сопротивление в чистом виде. Кроме того, он предполагает, что линии тока в месте замера (за телом сопротивления) снова направлены параллельно и что поток в первом приближении не отличается от двухмерного (см. фм. 1).

В невозмущенном потоке перед телом, статическ.давление (p_0) и скоростной напор ($q_0 = \frac{1}{2} \rho v_0^2$) и, следовательно, и полный напор (g_0) всюду постоянны.

$$g_0 = p_0 + \frac{\rho v_0^2}{2} = \text{const.}$$

За телом статическое давление (p) и скоростной напор ($\frac{\rho v^2}{2}$) в разных точках различны. Но, если в потоке не произошло никаких потерь, то их сумма (g) постоянна и равна полному напору в невозмущенном потоке (g_0).

Только в небольшой области за телом - вихревой зоне или зоне завихрения¹⁾ - $g < g_0$, ибо здесь сказываются

1)англ. - Wake ; немецк.- Wirbelgebiet ; франц.- sillage .

ся потеря полного напора, получающаяся при обтекании тела сопротивления (см. фиг.2).

2. Сопротивление тела может быть определено при помощи теоремы импульсов. Представим себе две контрольные поверхности (перед телом и за ним), расположенные перпендикулярно к плоскости чертежа и простирающиеся вверх и вниз в бесконечность. Сила сопротивления, приложенная к телу с размахом (ℓ), определится тогда, как разность статических давлений и импульсов на обеих контрольных плоскостях: $R_x = \ell \int_{-\infty}^{+\infty} \{ [p_0 - p] + \rho [v_0^2 - v^2] \} dy$.

Вспоминая, что $q_0 = p_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2$, прибавим к первому члену подинтегрального выражения половину от второго члена и, разбивая все выражение на 2 интеграла, получим:

$$R_x = \ell \int (q_0 - q) dy + \frac{\rho \ell}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_0^2 - v^2) dy \dots \dots \dots (1)$$

Здесь 1-й интеграл (выражающий разность полных напоров) не требует распространения в бесконечных пределах, ибо (q_0) и (q) как было указано выше, отличаются друг от друга только в зоне завихрений. Следовательно, всюду, исключая эту зону, разность ($q_0 - q$) пропадает.

3. Для того, чтоб привести пределы и 2-го интеграла ур-ния (1) к конечным значениям, необходимо прибегнуть к искусственному приему.

Представим себе потенциальный поток, который всюду, кроме вихревой зоны, полностью идентичен с потоком, содержащим тело сопротивления.

Тогда всюду за телом, кроме зоны завихрений : $v' = v$,

Перед телом точно также : $v'_0 = v_0$,

И только в вихревой зоне : $v' > v$. (см. фиг.2)

Таким образом, чтобы привести потенциальный поток в соответствие с реальным, не нарушая условия неразрывности, необходимо снабдить его источниками, суммарный расход которых составил бы:

$$E = \ell \int (v' - v) dy.$$

Обычный потенциальный поток, как известно, сопротивления не дает. Но, если он содержит источники, возникает отрицательное сопротивление $R'_x = -\rho v_\infty E$; (где v_∞ - скорость потока в бесконечности).

Последнее выражение вполне аналогично известной ф-ле Кутта-Жуковского $R_y = \rho v \Gamma \ell$, и может быть доказано совершенно аналогичным путем.

Подставляя значение (E), имеем : $R'_x = -\rho v_\infty \ell \int (v' - v) dy$;

С другой стороны сопротивление в потенциальном потоке с источниками (R'_x) может быть определено непосредственно из теоремы импульсов подобно тому, как было определено сопротивление реального тела.

Полный напор в потенциальном потоке, как известно, постоянен:

$$g' = p + \frac{\rho v'^2}{2} = g_0.$$

Поэтому 1-й интеграл ф-лы (1) здесь будет отсутствовать, а 2-й интеграл примет вид: $R'_x = \rho \ell \int_{-\infty}^{+\infty} (v_0^2 - v'^2) dy$;

Вычитая значение (R'_x) из (R_x) , получаем: $+\infty$

$$R_x - R'_x = R_x + \rho V_\infty \ell \int (v' - v) dy = \ell \int (q_0 - q) dy + \rho \frac{\ell}{2} \int (v_0^2 - v^2) dy - \rho \frac{\ell}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_0^2 - v'^2) dy = \ell \int (q_0 - q) dy + \rho \frac{\ell}{2} \int (v'^2 - v^2) dy.$$

Или:

$$R_x = \ell \int (q_0 - q) dy - \rho \frac{\ell}{2} \int [(v' - v)(2V_\infty - v' - v)] dy \dots \dots (2)$$

Теперь и 2-й интеграл требует распространения только по вихревой зоне, ибо всюду, вне ее $(v' - v) = 0$, и интеграл обращается в нуль.

4. Чем дальше расположена плоскость замера от тела сопротивления, тем меньше значение 2-го интеграла по сравнению с первым.

Если удаление плоскости замера настолько велико, что максимальное значение $(q_0 - q)$ не превышает 20% от $(\rho \frac{V_\infty^2}{2})$, то 2-й интеграл составляет не свыше 5% от 1-го.

Исходя из этого Бетц считает 2-й интеграл достаточно малым, чтобы безболезненно отбрасывать его при обработке результатов опыта. Следует, однако, заметить, что в этом отношении первый исследователь, применивший метод импульсов в полете — М.Шренк (описание его опытов см. ниже), не согласен с Бетцем; справедливо, на наш взгляд, считая, что, во-первых, сама по себе ошибка в 5% черезчур велика и, во-вторых, что на практике она оказывается еще больше, вследствие конструктивной невозможности расположить измерительную аппаратуру достаточно далеко за задней кромкой крыла.

5. В случае крыла, развивающего некоторую **п о д" е м н у ю** **с и л у**, воздух за ним имеет, кроме горизонтальной составляющей скорости (V), еще и вертикальную составляющую (w), возникающую вследствие отбрасывания крылом масс воздуха вниз, т.е. **скоса потока** (см. фиг.3).

Полное давление здесь : $g = p + \frac{1}{2} \rho (v^2 + w^2)$.

Применяя теорему импульсов точно также как и в случае

крыла без под"емной силы, получаем :

$$R_x = \ell \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho_0 - p] + \rho (v_0^2 - v^2) dy = \ell \int (g_0 - g) dy + \frac{\rho \ell}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_0^2 - v^2 + w^2) dy.$$

А сопротивление в фиктивном потенциальном потоке будет:

$$R'_x = R_{x_i} - \rho V_\infty E = \frac{\rho \ell}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (v_0^2 - v'^2 + w^2) dy.$$

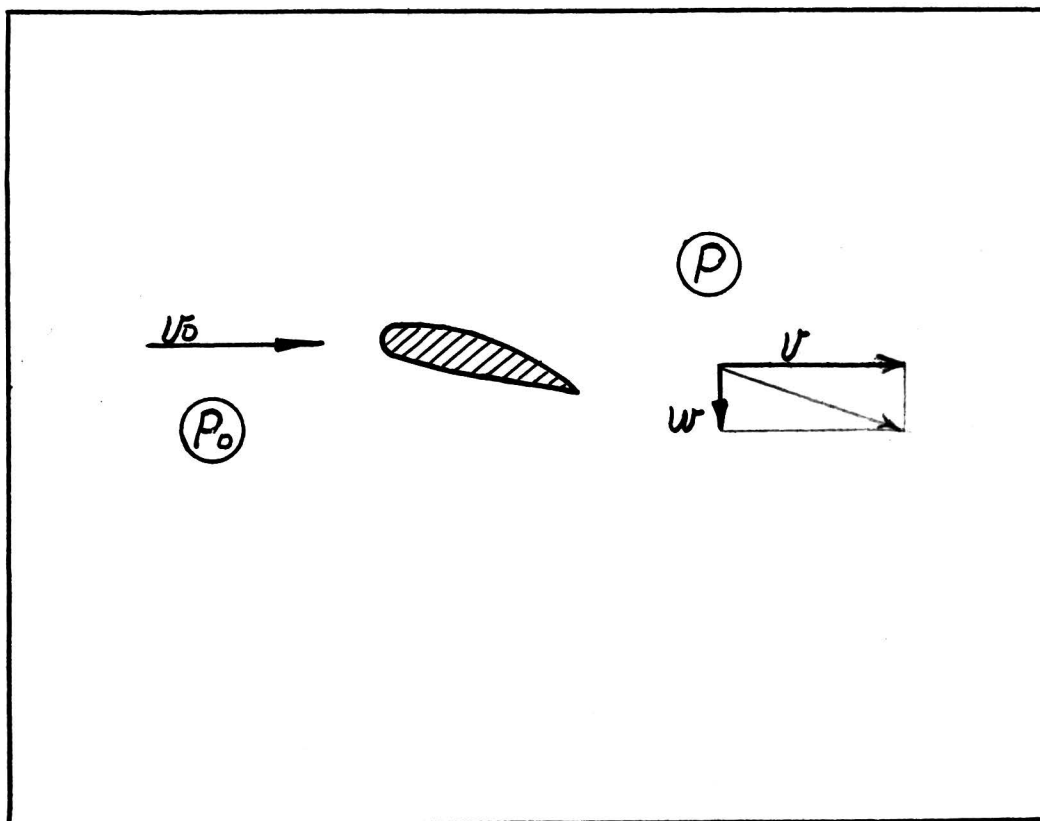
Вычитая эти выражения друг из друга и помня, что $R_{x \text{ проф. лбл.}} =$

$$= R_x - R_{x_i}, \text{ получаем : } R_{x \text{ проф.}} = -\rho V_\infty \ell \int (v' - v) dy + \ell \int (g_0 - g) dy + \frac{\rho \ell}{2} \int (v'^2 - v^2) dy = \ell \int (g_0 - g) dy - \frac{\rho \ell}{2} \int (v' - v)(2V_\infty - v' - v) dy.$$

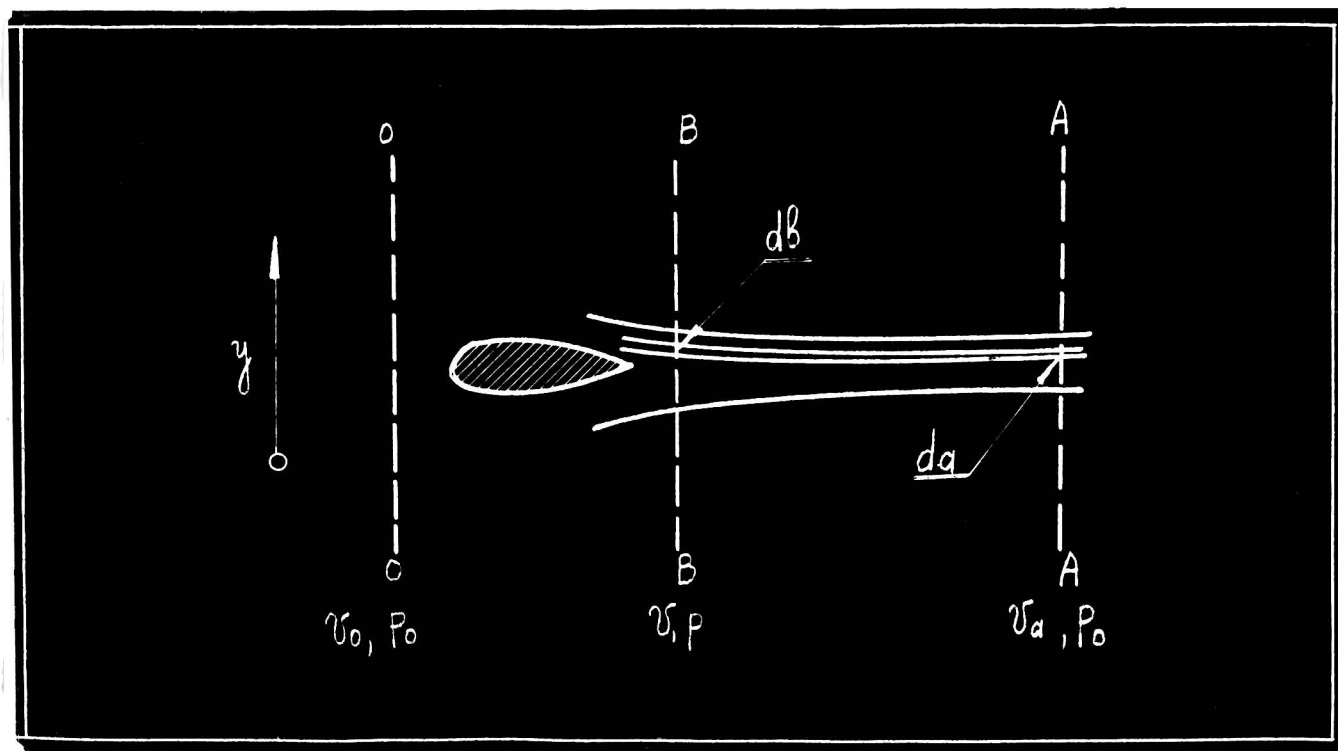
т.е. все члены, содержащие (w), взаимно уничтожаются и, в результате, приходим снова к ф-ле (2/). Значит, **н а л и ч и е** **п о д" е м н о й с и л ы** **н е в л и я е т н а в и д ф - л и** **Б е т ц а.**

6. Для удобства обработки результатов опыта, Шренк¹⁾ несколько видоизменил ф-лу (2). Во-первых, он отнес ее к $(\rho \int V_\infty^2)$ т.е. вместо силы профильного ~~сопротивления~~^о получил коэффициент профильного сопротивления. Во-вторых, он все скорости выразил через корни квадратные из соответствующих скоростных напоров.

1) См. изложение опытов Шренка гл. III §1.



3



4

В результате была получена формула вида :

$$C_p = \frac{R_{x \text{ проф.}}}{2 \rho_{\infty} \cdot S} = \frac{1}{2 \rho_{\infty} \cdot t} \left[\int (p_0 - p) dy - \int (\sqrt{q'} - \sqrt{q}) (2 \sqrt{q_{\infty}} - \sqrt{q'} - \sqrt{q}) dy \right] \dots (3)$$

3) Теория метода импульсов по Джонсу (Jones)

1. В 1928 году профессор Джонс, желая получить более простые рабочие формулы для определения сопротивления методом импульсов, разработал теорию метода заново. В противоположность Бетцу, он рассматривает, кроме контрольной плоскости в невозмущенном потоке перед крылом, контрольную плоскость, расположенную далеко за крылом, там, где ^{стат.}статическ. давление снова делается равным статическому давлению в невозмущенном потоке. И только после исследования этой вспомогательной плоскости переходит к контрольной плоскости непосредственно за крылом.

Пусть мы имеем изолированное тело в равномерном бесконечном потоке воздуха, плотность которого (ρ) и скорость (V_0) (фиг.4)

Предположим снова, что тело испытывает только сопротивление (R_x) , параллельное скорости потока, а подъемная сила (R_y) отсутствует (случай наличия подъемной силы будет разобран ниже). Если контрольная плоскость AA расположена перпендикулярно к потоку и настолько далеко от тела, что струйки тока в ней снова параллельны друг другу, а статическое давление равно статическому давлению в невозмущенном потоке, то скорость потока сквозь плоскость AA равна скорости невозмущенного потока (V_0) всюду, кроме вихровой зоны, в которой скорость потока (V_a) меньше, чем скорость невозмущенного потока (V_0) .

3. Найдем сопротивление тела по потере количества движения (согласно теореме импульсов).

Если через "а" обозначить площадь (в плоскости АА), сквозь которую проходит вихревая зона, то секундная потеря количества движения элементарной трубки тока (сечением da) будет:

$$v_a (v_0 - v_a) \rho da.$$

Здесь выражение потери количества движения отличается от Бетца: $(v_0^2 - v_a^2) \rho da$, ибо Бетц рассматривает не элементарные струйки тока, а элементарные площадки контрольных поверхностей, интегрируя выражение по этим поверхностям в бесконечных пределах.

Суммируя подобные потери по высоте вихревой зоны и вдоль по размаху тела, получаем его сопротивление¹⁾:

$$R_x = \rho \iint v_a (v_0 - v_a) da;$$

А коэффициент сопротивления (средний по размаху, (Не путать с местным) будет:

$$C_p = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho v_0^2} \iint v_a (v_0 - v_a) da; \dots\dots\dots (4)$$

Целый ряд опытов показал, что это уравнение, выведенное в предположении ламинарного течения, вполне справедливо и для случая турбулентного потока, имеющего как раз место и в н/случае.

1) Ибо статическое давление, как было оговорено выше, в плоскости АА равно статическому давлению в невозмущенном потоке.

4. Но в таком виде формула очень неудобна для практического применения. Дело в том, что проведение измерений в плоскости АА, сильно удаленной от задней кромки крыла, связано с целым рядом неудобств и источников возможных ошибок: во-первых, укрепление измерительной аппаратуры далеко за крылом представляет значительные конструктивные трудности, ибо установка должна быть возможно более легкой и обязательно невибрирующей относительно крыла. Во-вторых, вдали от крыла вихревая зона, образованная последним, может смешаться с вихревыми зонами, идущими от других частей самолета. В-третьих, по мере удаления от тела обтекания, вихревая зона постепенно "размывается" и ее интенсивность уменьшается настолько, что точность измерений ощутительно падает (вследствие увеличения относительной погрешности измерений).

Все это заставляет видоизменить уравнение (4) так, чтобы сделать необходимым проведение замеров только вблизи задней кромки крыла.

5. Рассмотрим контрольную плоскость ВВ, пересекающую вихревую зону непосредственно за телом обтекания, где (в противоположность плоскости АА) условие равенства статического давления во всех точках плоскости не выполняется.

Здесь скорость в трубке тока будет (V), а количество воздуха, проходящее в секунду через плоскость ВВ в этой трубке - $V \cdot \Delta l$ (где Δl - площадь сечения трубки тока в плоскости ВВ).

Это количество воздуха протекает сквозь плоскость АА со скоростью (v_a). Тогда, согласно уравнения неразрывности:

$$v_a \cdot da = v \cdot db$$

Полагая, что между плоскостями ВВ и АА воздух никаких потерь энергии (т.е. полного напора) не претерпевает, будем иметь:

$$C_p = \frac{1}{\int v_0^2} \iint v (v_0 - v_a) db ; \dots\dots\dots (5).$$

6. Как будет показано ниже, все величины (в том числе v_a), входящие в уравнение (5), могут быть полностью определены измерениями в плоскости ВВ и измерениями в невозмущенном потоке; надобность в замерах в плоскости АА таким образом отпадает. Необходимо, однако, подчеркнуть, что приведенный переход от уравнения (4) к уравнению (5) справедлив только при предположении, что между плоскостями ВВ и АА в трубке тока не происходит никакого падения полного напора. Строго говоря, такое предположение является заведомо неточным, ибо в действительности поток в зоне завихрений является не ламинарным, а турбулентным, и процесс постепенного восстановления ламинарного режима связан с затратой некоторого количества энергии на работу трения. Можно, однако с достаточной точностью считать, что разница в режимах потоков истинного и принятого при выводе на сопротивление не сказывается. Опыт подтверждает, что это действительно так.

Предположение такого же характера положено в основу винтовой теории Фруда и успешное использование этой теории позволяет думать, что сходное предположение допустимо и в нашем

случае.

7. Посмотрим теперь, как скажется на виде уравнения (5) наличие у исследуемого крыла подъемной силы (до сих пор все выводы делались в предположении нулевой подъемной силы: $R_y = 0$). Возникающее при этом индуктивное сопротивление вызывается, как известно, исключительно скосом потока вниз и соответствующим отклонением назад вектора R_y , который и дает т.о., составляющую R_{x_i} , направленную против полета. Никакой связи между индуктивным сопротивлением и потерей полного напора нет. Следовательно, наличие R_{x_i} в формуле (5) никакого отражения не получает и на результатах опыта, обработанных с помощью этой формулы никак не сказывается.

Следует оговориться, что вышесказанное справедливо полностью только в предположении Π' , образной формы вихревой системы крыла. На самом же деле с крыла срывается сплошная вихревая пелена индуцирующая в потоке добавочные скорости вдоль размаха (направленные внутри над пеленой и наружу под ней). Если величины этих индуцированных скоростей окажутся столь значительными, что вызовут отклонение результирующей скорости от своего первоначального направления на 10° и больше, то это скажется на показаниях трубок полного напора и вызовет искажение получаемых результатов.

Однако, реальной угрозы для точности эксперимента указанное обстоятельство не представляет, ибо индуцированные вихревой пеленой скорости зарукают с удалением от вихревой пелены (вверх или вниз) очень быстро. Подтверждением этому служат опыты В.П. Гор-

ского, исследовавшего в трубе ЦАГИ Т-5 изменение полного напора потока за крылом при помощи микро-трубки (см. фиг. 5).

Оказалось, что плавность кривой в некотором месте за крылом внезапно нарушается, кривая претерпевает два резких скачка значительной амплитуды в противоположные стороны, и затем снова идет по-прежнему плавно. Эти резкие скачки объясняются попаданием микро-трубки в вихревую пелену и зону индуцированных ею поперечных скоростей. Сам по себе тот факт, что скачки кривой полных напоров могут быть обнаружены только микро-трубкой, свидетельствуют о том, что толщина перелопатки ничтожна и трубка нормальных размеров (в н/опытах $d = 2$ мм.) дает осередненное значение полного напора, лежащее на продолжении плавной кривой (исо амплитуды скачков " q " в обе стороны примерно равны между собой).

Нужно, однако, заметить, что в сечениях, близких к концу крыла, влияние вихревой пелены делается непренебрежимым.

8. Для практического использования уравнения (5) необходимо выразить входящие в него величины через величины, измеряемые непосредственно трубками Пито и статического давления.

Введем обозначения:

$\mathcal{P}_0$ - полный напор невозмущенного потока;

P_0 - статическое давление " "

q - полный напор в точке измерения;

p - статическое давление " "

тогда : $\rho \frac{V_0^2}{2} = p_0 - p_0$; $\rho \frac{V^2}{2} = p - p$; $\rho \frac{V_a^2}{2} = p - p_0$.

Уравнение (5) теперь примет вид

$$C_p = \frac{1}{S(p_0 - p_0)} \iint \sqrt{p - p_0} (\sqrt{p_0 - p_0} - \sqrt{p - p_0}) dv \dots \dots (6)$$

Как уже было указано выше, двойное интегрирование (по высоте вихревой зоны и вдоль по размаху) дает среднее значение C_p для всего крыла.

Если же нас интересует местный коэффициент профильного сопротивления в определенном сечении крыла, то интегрировать следует только по высоте зоны завихрений. Формула при этом принимает вид:

$$C_p = \frac{1}{t(p_0 - p_0)} \int \sqrt{p - p_0} (\sqrt{p_0 - p_0} - \sqrt{p - p_0}) dy ;$$

(где y - вертикальное направление в вихревой зоне,
 t - хорда крыла в данном сечении).

или, окончательно

$$C_p = \frac{1}{t} \int \frac{\sqrt{p - p_0}}{\sqrt{p_0 - p_0}} \left(1 - \frac{\sqrt{p - p_0}}{\sqrt{p_0 - p_0}} \right) dy ; \dots \dots (7).$$

9. Пользуясь этой формулой, следует помнить, что она так же, как и формула Бетца, неприменима в так называемой области "мертвой воды" - небольшой области непосредственно за крылом, в которой воздух неподвижен (относительно крыла) и имеет полный напор меньший, чем статическое давление в невозмущенном потоке. Физически очевидно, что элементарная струйка, обладающая полным напором, меньшим, чем статическое давление невоз-

мушенного потока - никогда не волеется в последний. Если подойти к явлению с формальной точки зрения, - ответ получится такой-же. В самом деле, если $\gamma < \rho_0$, числитель дроби в скобке уравнения (7) - делается мнимым, и все уравнение становится неприменимым.

Фактически зона "мертвой воды" настолько мала, что ее можно безусловно избежать, располагая плоскость измерений хотя бы в нескольких миллиметрах за задней кромкой крыла.

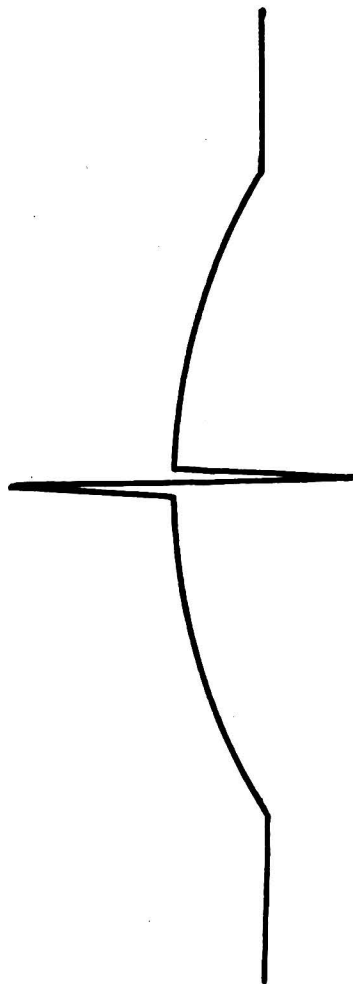
4) Сравнение формул Бетца и Джонса.

Выводя свою формулу, Джонс полагал, что турбулентный вихревой поток за крылом не претерпевает никаких потерь в промежутке между контрольными плоскостями ВВ и АА, поскольку в этом промежутке нет никаких тел обтекания; таким образом он пренебрегал энергией, необходимой для "рассасывания" вихрей и восстановления параллельного течения. В этом - основное допущение Джонса, позволившее ему ограничить свою формулу только одним членом и добиться большей простоты обработки результатов опыта по сравнению с Бетцем.

Необходимо отметить, что это допущение вполне обосновано, ибо характерные для турбулентного движения пульсационные скорости составляют не более 2% от скоростей по потоку и, значит, кинетическая энергия турбуленции не превышает 0,04% кинетической энергии потока.

Таким образом, видно, что турбулентный вихревой поток обладает перед параллельным потенциальным потоком избытком энергии

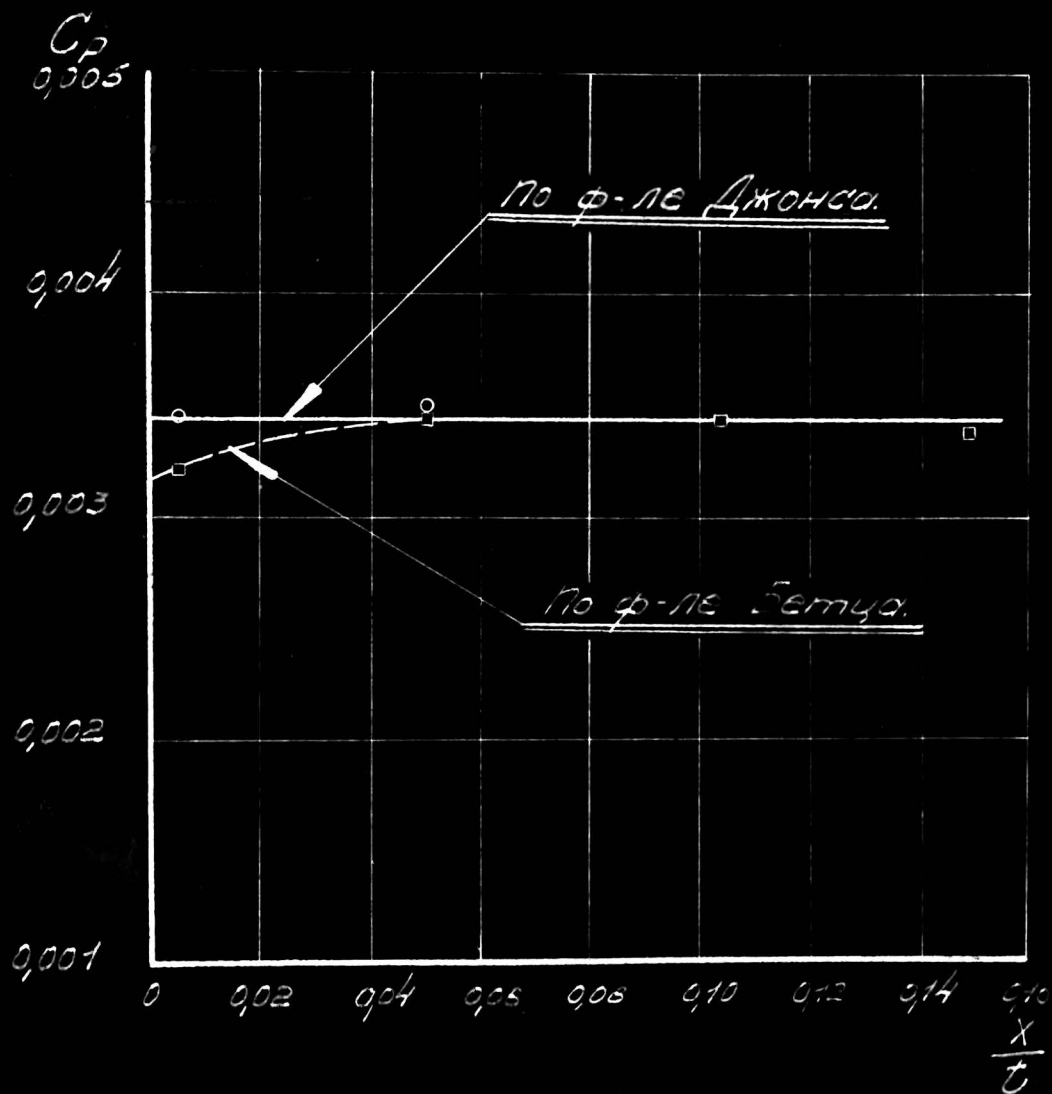
2



8

5

Сравнение формул Бетца и Джонса.



ничтожным (по сравнению с расходом энергии на обтекание тела), и потери на восстановление первоначального режима течения должны быть очень невелики.

Бетц не прибегал к указанному допущению, но зато вывод его формулы базируется на еще более сомнительной замене реального тела обтекания в реальном потоке системой источников в потоке идеальной жидкости. Оценить точность такого допущения количественно невозможно, но надо полагать, что принятая модель явления довольно неточно отражает истинный процесс обтекания крыла.

Надо отметить, что указанное допущение относится только во 2-у интегралу формулы Бетца. Первый интеграл является вполне точным, ибо не подвергается никаким искусственным преобразованиям. Чем более удалена плоскость измерений от задней кромки крыла, тем меньше делается удельное значение 2-го интеграла и, следовательно, тем точнее делается вся формула в целом.

Из всего вышесказанного видно, что сравнить точность формул Джонса и Бетца умозрительным путем невозможно.

Сравнение окончательных точностей экспериментов Шренка (по формуле Бетца) и Джонса также ничего само по себе не дает, ибо на них, кроме точности формул влияла точность проведения и обработки эксперимента.

Для того, чтобы абстрагироваться от неточностей эксперимента и сравнить точность обеих формул, как таковых, Джонс обработал часть наблюдений не только по своей формуле, но и по формуле Бетца.

Построенные кривые (см. фиг.6) легли очень близко друг к другу. Начиная с замеров, произведенных на расстоянии 5% от задней кромки крыла и дальше — кривые сливаются в одну.

Резюмируя вышесказанное, можно констатировать, что точность обеих формул практически равноценна. А с точки зрения простоты и легкости пользования — все преимущества на стороне формулы Джонса.

В силу этого, при обработке наших экспериментов мы пользовались последней формулой.

**III. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ИНОСТРАННЫХ
ИССЛЕДОВАТЕЛЕЙ.**

III. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ИНОСТРАННЫХ ИССЛЕДОВАТЕЛЕЙ.

1) Опыты Шренка-Вейдингера (Schrenk-Weidinger.)

Эксперименты немецких инженеров Шренка и Вейдингера относятся к 1925-26г. Они проводились на 2-х местном низкоплане "Юнкерс А-20" с мотором "BMW-4".

Измерительная установка была устроена следующим образом: (см. фиг.7 и 8): за задней кромкой крыла была укреплена горизонтальная труба с вертикальной градуированной рейкой, вдоль которой могли передвигаться две трубки Прандтля¹⁾.

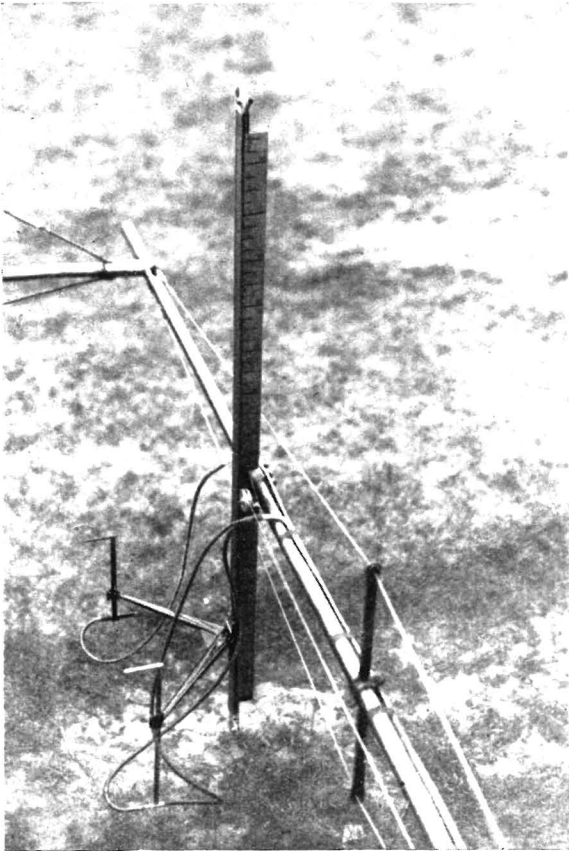
Расстояние обеих трубок от задней кромки крыла было равно 30% хорды.

Трубка, измеряющая давления в невозмущенном потоке расположена на высоте 2-х хорд над крылом, на специальной складной мачте, установленной на фюзеляже.

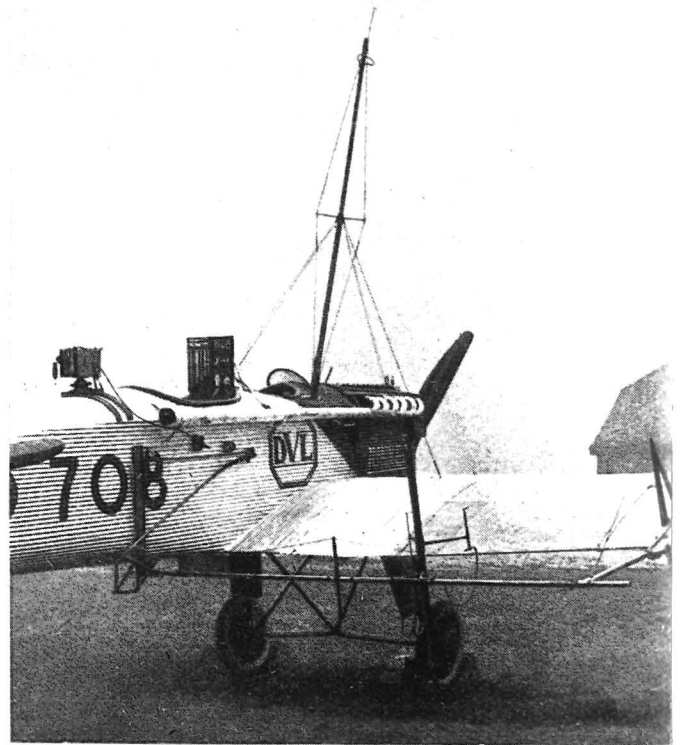
Давления в трубках передаются на спиртовой манометр, установленный на фюзеляже перед кабиной наблюдателя (см.фиг.9). Показания манометра заснимались на пленку кино-камерой "Цейс-Тессар" с широкоугольным объективом (светосилой $\frac{1}{3,5}$, при фокусном расстоянии $f = 50$ мм.), с целью наилучшего использования формата пленки.

Вейдингер производил все измерения на горизонтальном полете с работающим мотором, но Шренк, как только руководство опытами

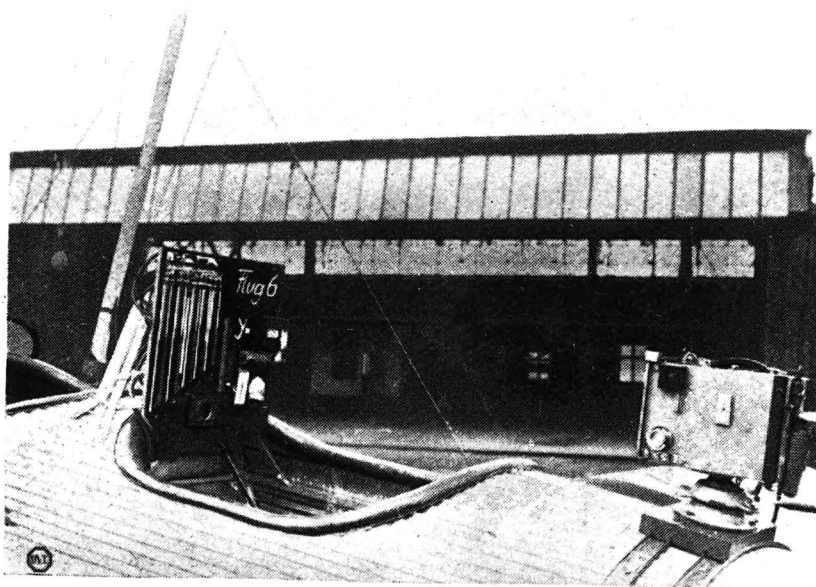
1) В нескольких полетах одна из трубок была типа Брабе.



7



8



9

перешло к нему, изменил методику проведения полетов. Он стал производить измерения на планировании с остановленным винтом; это имело то преимущество, что устранялось искажение потока от струи винта и уменьшалась вибрация измерительной установки от тряски мотора, что, по мнению Шренка, должно было увеличить точность опытов.

Полеты проводились в наиболее спокойных слоях атмосферы, а именно над первым облачным слоем, т.е. на высоте от 1000 до 3000 м..

Каждое планирование (при определенном положении измерительных трубок на рейке) начиналось на наиболь^{шей} возможной скорости¹⁾, которая затем, постепенно уменьшаясь, достигала минимального значения (на углах атаки, близких к критическому).

После расшифровки заснятых кадров, обработка результатов проводилась по формуле (3) - см. гл. II § 2:

$$C_p = \frac{1}{2t \cdot q_\infty} \left[\int (q_0 - q) dy - \int (\sqrt{q_0} - \sqrt{q})(2\sqrt{q_\infty} - \sqrt{q_0} - \sqrt{q}) dy \right]$$

Обозначив подинтегральные выражения обоих интегралов соответственно через А и В, Шренк построил кривые $(A-B) = f\left(\frac{1}{q_\infty}\right)$ для разных значений ординаты (y), т.е. для разных положений измерительных трубок на вертикальной рейке (см. фиг. 10). Полученные кривые перестраиваются в координаты $(A-B) = f(y)$, в которых каждая кривая соответствует определенному значению коэффициента подъемной силы (C_y) - (см. фиг. 11).

Планиметрированием этих кривых получают значения коэффициентов профильного сопротивления и строятся поляры $C_p = f(C_y)$ (см. фиг. 12).

1) Ограниченной прочностью самолета.

За коэффициент подъемной силы принимался (C_y) средний для всего крыла, ибо для определения (C_y) в данном сечении было бы необходимо прибегнуть к дренажу крыла.

Суммарная ошибка эксперимента (вследствие неточного прочтения высот спиртовых столбиков, наличия потерь в трубках и проводке, неточного определения давлений в невозмущенном потоке, неточного проведения "от руки" кривых по экспериментальным точкам), доходит, по словам Шренка, до $\pm 10\%$ (в области высоких C_y).

Кроме гофра типа "Юнкерс" были исследованы следующие покрытия: фанера и полотно различных шероховатостей, гладкие алюминиевые листы, листы с заклепками и лакированные листы. Всего было получено 24 поляры.

Из рассмотрения этих поляр Шренк делает целый ряд представляющих самостоятельный интерес выводов о влиянии шероховатости и местных помех (например заклепок) на профильное сопротивление^и подъемную силу крыла.

Подробно останавливаться на них мы не будем, чтобы не выходить за пределы намеченной темы (методика применения способа импульсов в полете).

Приведем только три наиболее интересных вывода:

1) Базируясь на результатах своих опытов и теоретическом рассмотрении процессов, происходящих в пограничном слое, Шренк показал взаимную зависимость сопротивления форм и со-

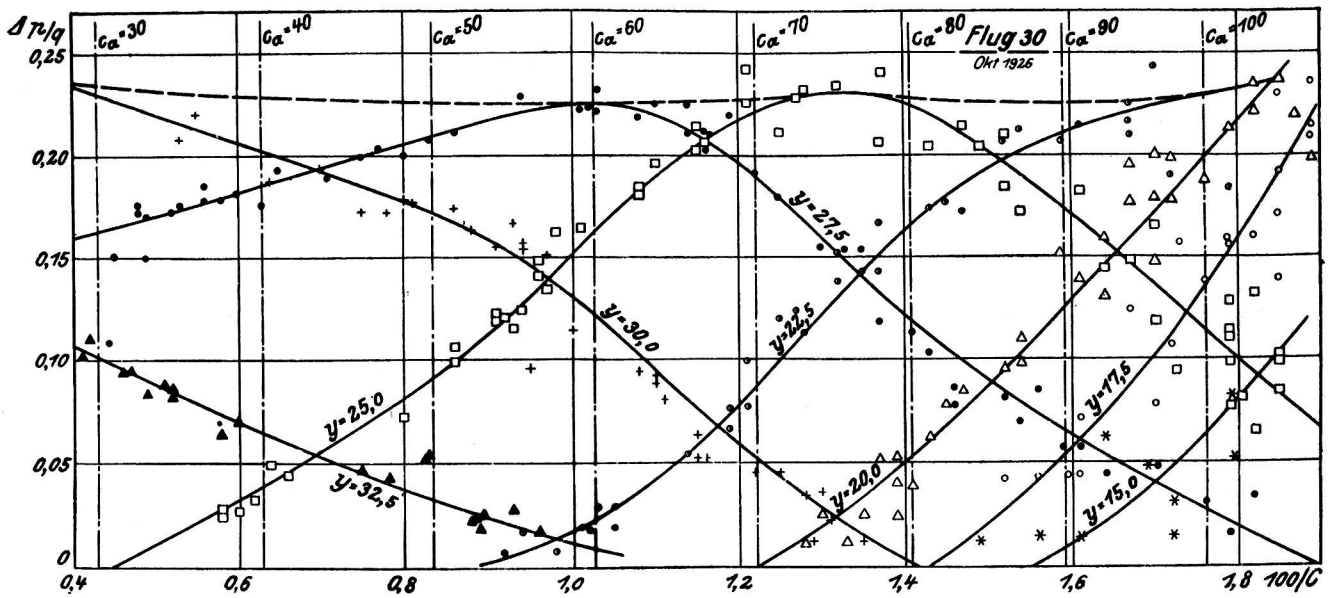


Abb. 23. DAI-Blech 0.9 mm, Nietköpfe entfernt, glatt. Prandtl-Rohr allein, rechts.

10

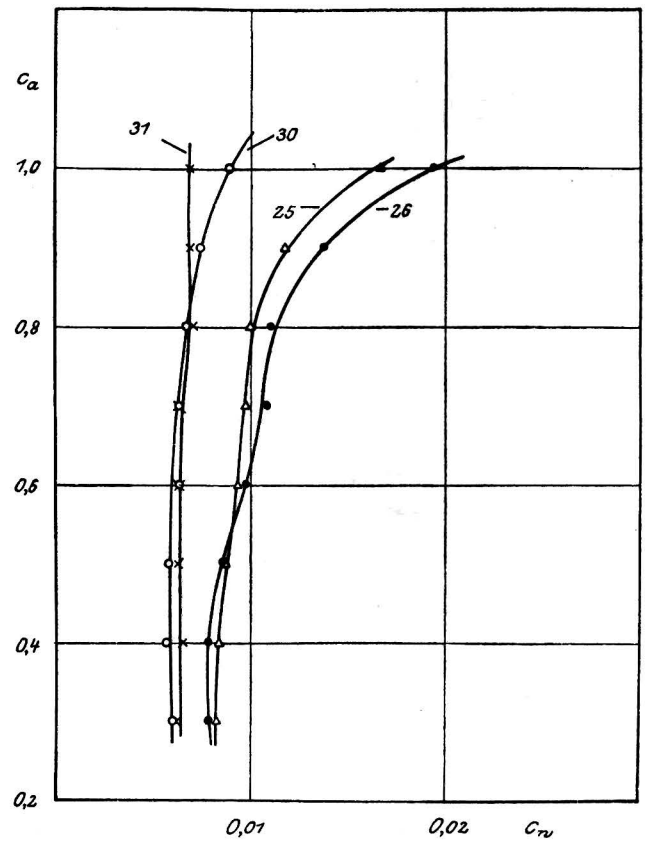
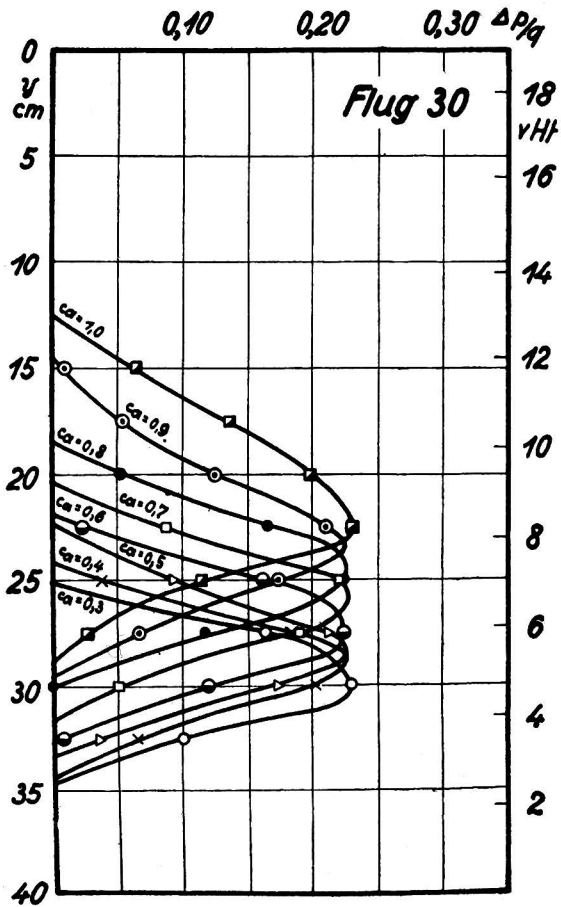


Abb. 49. Polaren.

11

12

противления трения (составляющих, как известно, в сумме профильное сопротивление) друг от друга. В самом деле, сопротивление трения (шероховатость) сильно влияет на положение точки отрыва потока от крыла, т.е. сопротивление форм. А положение точки отрыва, определяя величину "трущейся" части поверхности крыла, в свою очередь влияет на сопротивление трения. Таким образом изолированное друг от друга рассмотрение обеих составных частей профильного сопротивления возможно только в первом грубом приближении (а также в тех случаях, когда одна из составляющих близка к нулю, как, например, на малых углах атаки, когда сопротивление форм ничтожно).

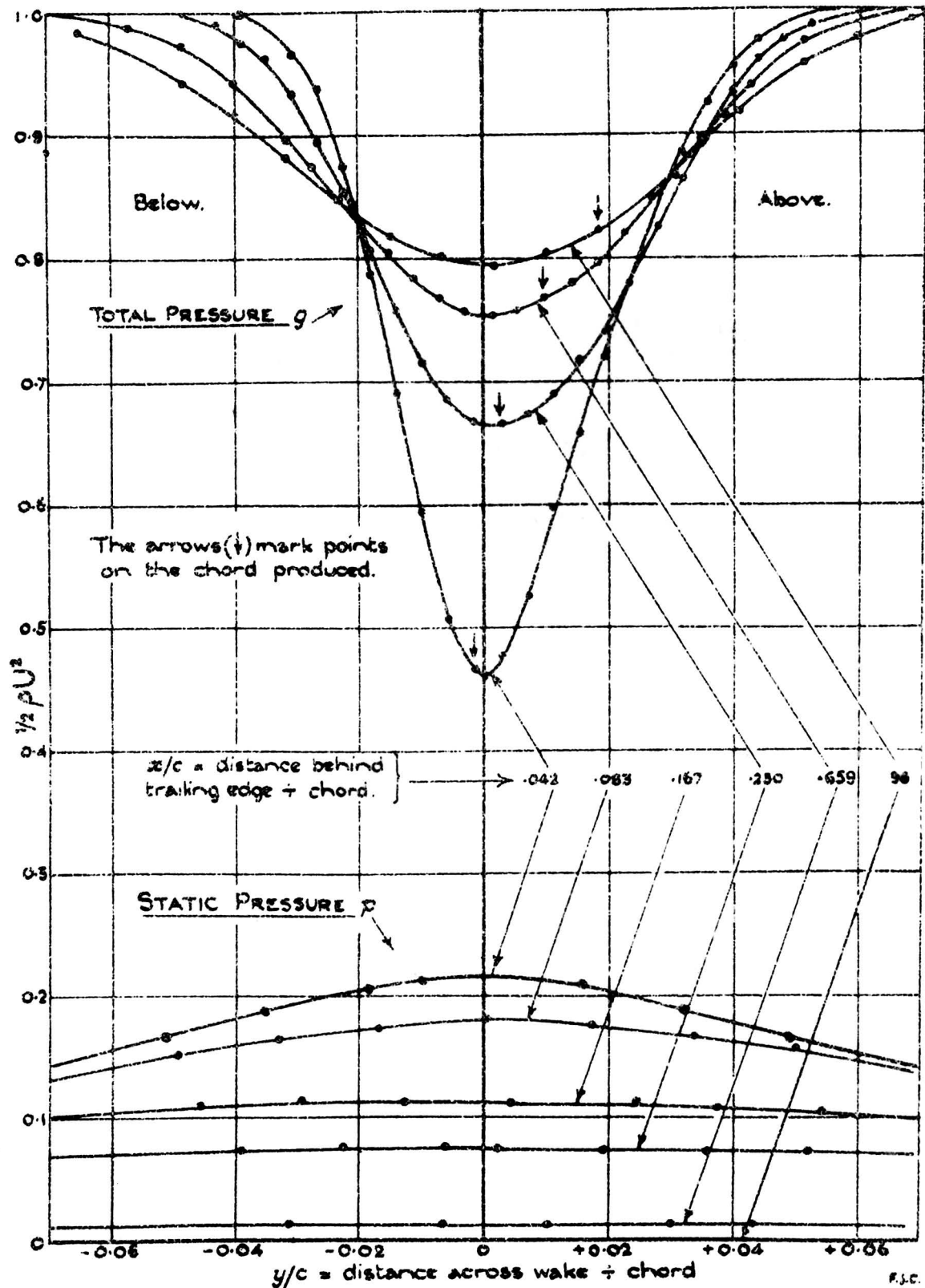
2) Опыты Шренка над толстым крылом (от $\frac{h}{t} = 17,1\%$ до $\frac{h}{t} = 19,1\%$) с разными видами покрытия (полотно, фанера, алюминиевые листы, искусственная шероховатая поверхность и проч.) показали, что шероховатость влияет на профильное сопротивление в самой сильной степени (изменяя последнее в несколько раз) и во всяком случае значительно сильнее, чем толщина профиля.

3) Оказалось, что повышенная шероховатость поверхности крыла не только увеличивает профильное сопротивление, но и снижает $C_{y \max}$ крыла. Это явление объясняется тем, что срыв потока, вызванный шероховатостью, создает над задней кромкой крыла зону вихрей, искажающих очертание потока обтекания и уменьшающих общий скос потока. А величина подъемной силы определяется как раз массой воздуха, отброшенного крылом вниз, т.е. скосом потока.

WIND TUNNEL OBSERVATIONS ON AN AEROFOIL
OF THICKNESS RATIO 0.20,

FIG. 1.

Values of Total-pressure loss and Static-pressure
 plotted against distance across wake.



(2353) S31A, 900, 730 C, 321 C, 4 R 12°

2) Опыты Джонса (B.M. Jones)

В 1936 году проф. Джонс опубликовал результаты своих опытов, проведенных при аэродинамической лаборатории Кембриджского Университета. Для полетной части экспериментов был использован самолет Хаукер "Харт".

Теоретическая часть работы Джонса и вывод его основной формулы изложены в главе II, § 3.

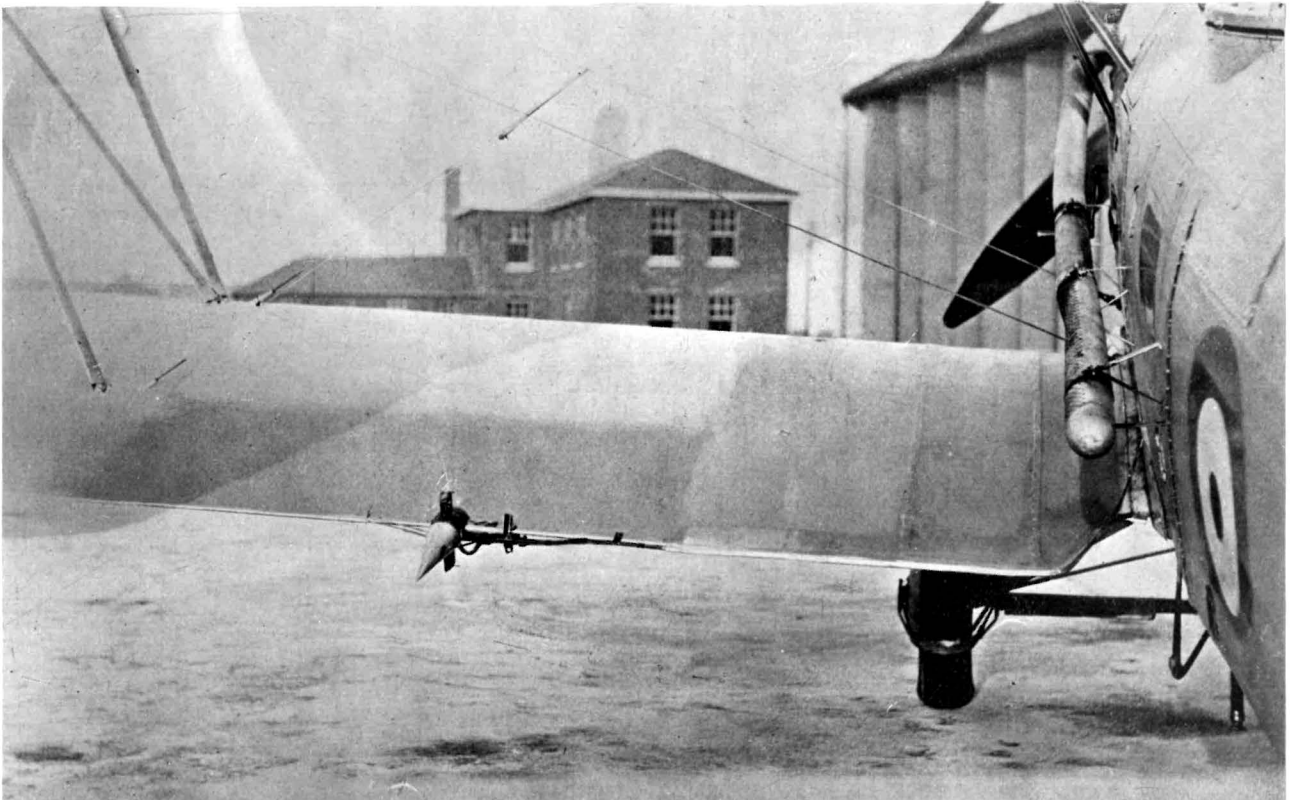
Постановке опытов в натуру предшествовал эксперимент в аэродинамической трубе, предпринятый с целью выяснения зависимости результатов опыта от расстояния между плоскостью замера и задней кромкой крыла. Всего было исследовано 6 положений плоскости замера в пределах от 4,2% до 96% хорды (см. фиг.13) и профильное сопротивление, подсчитанное на основании этих замеров, оказалось постоянным для всех отстояний плоскости измерений от кромки крыла (в пределах точности эксперимента в трубе, т.е. $\pm 4\%$).

Аппаратура, примененная для летных испытаний, состояла из двух трубок Пито, вращающихся в некотором диапазоне углов вокруг кронштейна, укрепленного на задней кромке нижнего крыла (см. фото 14 и 15). Управляя вращением трубок при помощи боуденовского троса из кабины наблюдателя, можно установить их в любое положение поперек зоны завихрений. Положение это фиксируется на циферблате стрелкой, связанной с рукояткой вращения боуденовского троса. Чтобы уменьшить искажение потока вблизи кронштейна, последний снабжен коническим обтекателем.

Давления от трубок передаются на установленный в кабине наблюдателя батарейный манометр (из 5-ти параллельных трубок, запол-



14



15

ненных метиловым спиртом). Показания манометра фиксируются на фотобумаге при помощи луча света, направляемого на бумагу параболическим зеркалом.

Джонс подробно рассматривает причины возможных ошибок вследствие несовпадения осей трубок с направлением потока, влияния кронштейна, неточного определения положения трубок в вихревой зоне, турбулентности потока, вибрации трубок, смещения эффективного центра головок трубок при наличии поперечного градиента скоростей, интерференции крыла с фюзеляжем и др. причин. В результате он приходит к выводу, что аппаратура позволяет обнаружить разницу в профильном сопротивлении двух профилей (или двух обшивок одного и того же профиля, или двух сечений одного крыла) с точностью до 2%. Абсолютной точности полученных коэффициентов сопротивления Джонс не называет, но указывает, что их постоянство (для разных состояний плоскости замера от задней кромки крыла) само по себе служит хорошим подтверждением достаточной точности метода.

Полетные эксперименты заключались в определении сопротивления стандартной полотняной обшивки (в плоскости нервюр и между ними) и гладкой жесткой обшивки (металлические листы). Для каждого покрытия сопротивления измерялись на разных расстояниях от задней кромки крыла, — от 0,3" (0,5% хорды) до 8,9" (14,8% хорды). Профиль крыла во всех случаях был один и тот же RAF-28 с относительной толщиной в 10%.

В противоположность Шренку, Джонс производил измерения не на планировании с переменной скоростью, а на установившемся режиме горизонтального полета (для трех скоростей: 86, 110 и 130 миль/час).

Обработка опыров производилась по формуле Джонса (7). По экспериментальным кривым $q = f(\gamma)$ и $p = f(\gamma)$ строилась кривая подинтегрального выражения формулы (7) опять-таки в зависимости от (γ) и путем графического интегрирования последней кривой, находилось соответствующее значение профильного сопротивления.

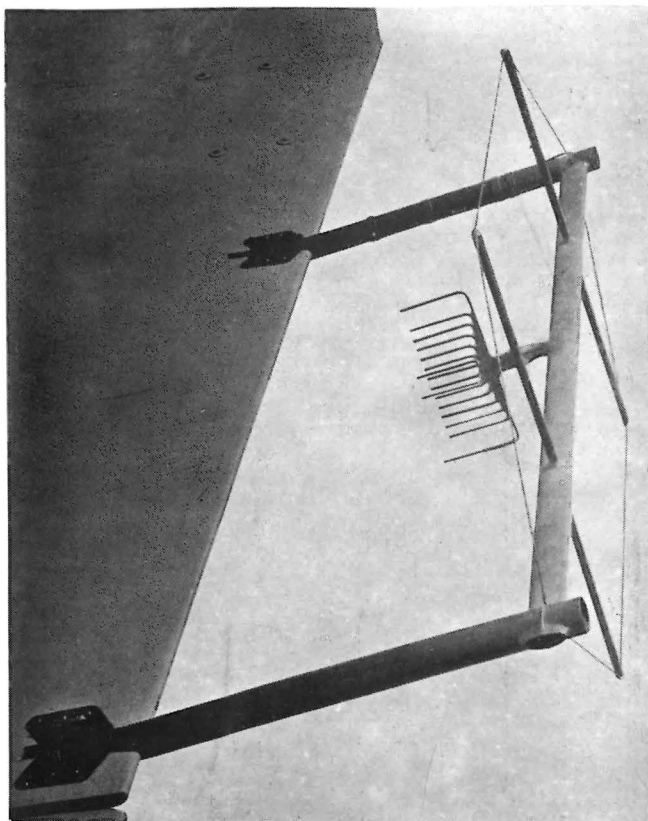
Из рассмотрения полученных результатов Джонс сделал, между прочим, вывод о том, что обтяжка крыльев стандартным полотном увеличивает профильное сопротивление на 30% по сравнению с гладким металлическим покрытием.

3) Опыты Серби (J. E. Serby)

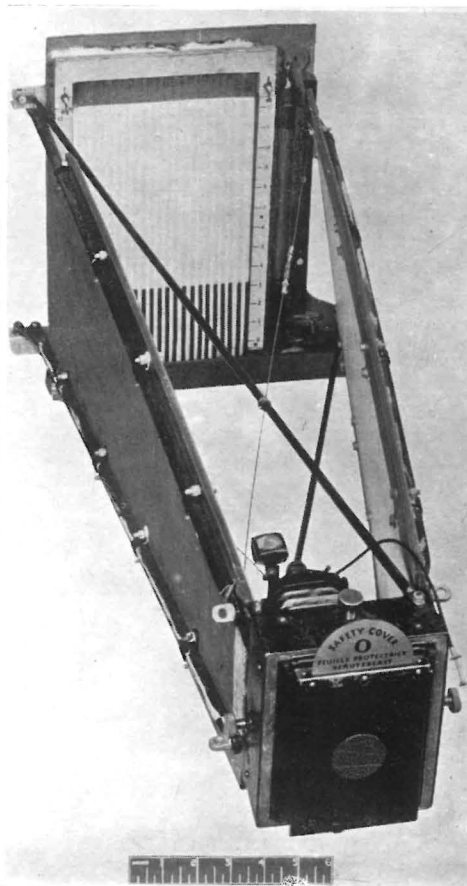
Опубликованная в январе 1937 года работа Серби (выполненная им в системе английского воздушного министерства) целиком базируется на теории Джонса и отличается от работы последнего в основном лишь конструктивным выполнением измерительной аппаратуры.

На расстоянии 12% хорды за задней кромкой крыла помещена "гребенка", состоящая из ряда неподвижно установленных трубок полного напора (см. фиг. 16).

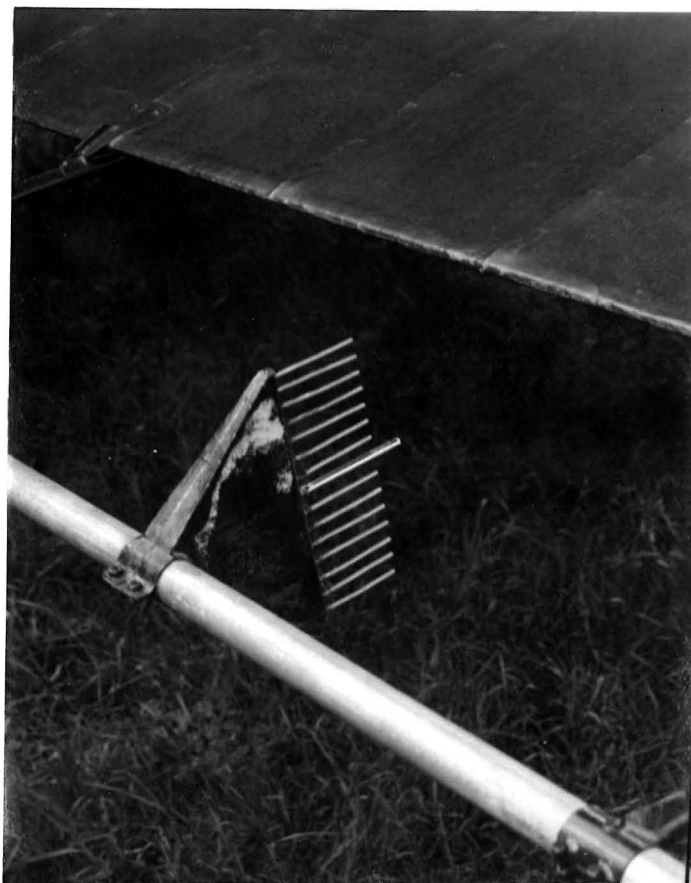
Исходя из того, что, согласно целого ряда экспериментов, статическое давление по высоте зоны завихрений очень близко к постоянному, Серби считал возможным ограничиться только одним замером статического давления на всю вихревую зону. В приборе, показанном на фиг. 16, имеются 2 статические трубки, по обоим сторонам средней части "гребенки", во избежание ассиметричного искажения потока.



16



17



18

Полный напор невозмущенного потока измерялся трубкой Пито самолета, к которой была присоединена одна из трубок манометра.

Статическое давление измерялось статической трубкой, буксируемой под самолетом. Серби, однако, оговаривается, что практически удобнее измерить "ошибки" месторасположения" статической трубки самолета и в дальнейшем пользоваться ею, исправляя показания по тарировочной кривой.

Манометр применялся обычного батарейного типа, его показания снимались на фото-пленку, причем камера и манометр были соединены жесткой рамой в один агрегат (см. фиг.17). Этим достигалось постоянство их взаимоположения и избегалось расплывчивость изображения из-за того, что манометр мог оказаться не в фокусе.

Полеты производились, как и у предыдущих экспериментаторов, в наиболее спокойных слоях атмосферы. Записи делались на горизонтальном полете, во избежание искажений показаний трубок при переменной высоте полета, вследствие различной инертности их систем.

Обработка снимков и нахождение профильного сопротивления производились по Джонсу.

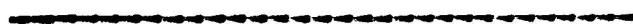
Как и Джонс, Серби вносил в построение кривой поправки на интерференцию крыла с фюзеляжем и смещение эффективного центра головок трубок Пито. Кроме того, Серби учитывал влияние сжимаемости воздуха на показания трубки. Дело в том, что давление в трубке Пито пропорционально не $\frac{1}{2} \rho v^2$, а $\frac{1}{2} \rho v^2 \left(1 + \frac{v^2}{4c^2} + \dots \right)$,

где "с" — скорость звука. Это относится ко всем трубкам Пито "гребенки", но поправка для каждой из них будет своя, ибо величина ($\frac{v}{c}$) для каждой трубки разная.

Серби не публикует никаких данных о своем самолете, но из того факта, что он счел необходимым учитывать сжимаемость воздуха, можно заключить, что машина обладала вполне современной скоростью.

Точность опытов Серби оказалась выше, чем у предыдущих экспериментаторов, достигая 3% (для абсолютного значения профильного сопротивления) и позволяя улавливать изменения сопротивления до 1%. Полученные числовые результаты автором, из соображений секретности работы, не публикуются.

IV. А П П А Р А Т У Р А .



1У. А П П А Р А Т У Р А.

1. Установка для измерения профильного сопротивления, спроектированная для описываемых экспериментов, показана на фиг.фиг.18,19 и 20.

На расстоянии 330 мм за задней кромкой крыла расположена дюралевая труба, укрепленная на хомутиках к 2-м трубчатым кронштейнам и входящая одним своим концом в фюзеляж самолета.

Внутри трубок проходят протянутые из фюзеляжа медные трубки диаметром 2 x 3 мм. В плоскости замеров они выходят из трубы и образуют "гребенку" трубок полных напоров. В средней (по высоте) части гребенки расположена одна трубка Пито, регистрирующая, кроме полного напора, также и статическое давление. Место ввода измерительных трубок в дюралевую трубу - заключено в обтекатель. Длина всех трубок (от головки до обтекателя) равна их двадцатикратному диаметру, т.е. 60 мм. Эта оптимальная длина подобрана на основе экспериментальных данных. Ее увеличение опасно в смысле возникновения вибраций, а уменьшение нежелательно, ибо явление "подпора" (торможения) потока обтекателем может исказить показания трубок. Правда, торможение потока, как известно, влияет, главным образом, на скоростной напор и на статическое давление, но не на их сумму - полный напор, который и является объектом наших измерений. Но, все-же для достижения максимальной точности эксперимента укорочение трубок "гребенки" представляется нежелательным.



19



20

Расположенная в середине "гребенки" трубка Пито имеет несколько большую длину, чем трубки полного напора и таким образом выходит перед "гребенкой" вперед, чтобы, по возможности, уменьшить искажение статического давления, вследствие явления "подпора" и интерференции с другими трубками.

Так как статическое давление изменяется по высоте зоны завихрений (согласно опытов Джонса) крайне незначительно, мы сочли возможным, следуя примеру Серби, ограничиться только одним замером статического давления в середине вихревой зоны.

2. Высота "гребенки" равна 10% хорды крыла, ибо, согласно данным Джонса, высота зоны завихрений не превышает 4-5% хорды. Мы назначили высоту "гребенки" с "запасом"¹⁾, так как не располагали точными данными о диапазоне режимов полета, охваченных опытами Джонса и могли судить о последних только косвенным путем — по диапазону скоростей: от 86 до 130 миль в час.

Расстояние плоскости замеров (плоскости головок "гребенки") от задней кромки крыла было принято также равным 10% хорды. Более близкое расположение "гребенки" сделало бы несостоятельным предположение о постоянстве статического давления по высоте зоны завихрений, а большее удаление "гребенки" от кромки крыла затруднило бы конструктивное оформление приспособления и вызвало бы опасность возникновения вибраций.

1) Как выяснилось в дальнейшем, этот "запас" оказался ненужным, ибо высота вихревой зоны и у нас получилась близкой к 5% хорды.

3. "Гребенка" имеет перед передвижными трубками то преимущество, что обеспечивает достаточно точное определение положения головок трубок по высоте зоны, а неточность определения положения головок трубок приводит к тому, что полученные значения полных напоров оказываются отнесенными не к тем точкам, которым они в действительности соответствуют; в результате чего вид кривой, подлежащей интегрированию, искажается, и значение профильного сопротивления получается неточным.

В силу указанных соображений при проведении излагаемых экспериментов, решено было отказаться от передвижных трубок и обратиться к "гребенке".

4. Давления в трубках передаются на множественный манометр (см. фиг.20), одна из трубок которого присоединена к аэролагу, буксируемому под самолетом и замеряющему статическое давление в невозмущенном потоке (P_0). Две крайние трубки манометра присоединены к статической части трубки Пито самолета (P'_0), показания которой несколько отличаются от показаний аэролага, вследствие влияния самого самолета на поток и неучета инструментальной поправки. К динамической части трубки Пито тоже присоединена одна из трубок манометра, показывающая, таким образом, полный напор невозмущенного потока (q_0) на который, как было указано выше, торможение потока не влияет. Остальные 15 трубок манометра связаны с трубками полного напора "гребенки", замеряющими полный напор в вихревой зоне (q).

Таким образом, все величины, необходимые для подстановки в формулу (7) могут быть прочитаны на манометре.

5. Уровни жидкости в манометре заснимались фото-аппаратом "Цейсс-Идеал" (Светосила $\frac{1}{6,3}$; фокусное расстояние $f = 135$ мм; размер снимка 9x12 см.) на плоскую пленку, т.н. "фильм-пак".

"Фильм-Пак" имеет перед пластинками целый ряд преимуществ, особенно заметных в условиях эксперимента в воздухе: малый вес, возможность зарядки на свету, большая простота подготовки к экспозиции и т.д.

Во избежание нарушения установки аппарата на фокус, вследствие тряски машины в полете, манометр и фото-аппарат жестко связаны между собой и представляют единый агрегат, смонтированный на деревянной подставке (фиг.20). Деревянная подставка укреплена в кабине наблюдателя на резиновых прокладках.

6. Жидкость, предназначенная для манометра, должна удовлетворять следующим требованиям:

1) Иметь удельный вес такого порядка, чтобы максимальная разность высот столбов жидкости не выходила за пределы высоты трубок манометра (в н-случае - 330 мм).

2) Не раз"едать резины, соединяющей стеклянные трубки с резервуаром манометра.

3) Иметь цвет хорошо воспринимаемый эмульсией фото-пленки (например, красный).

Всем этим условиям очень хорошо удовлетворяет вода, подкрашенная красными чернилами.

Поскольку полетная часть опытов проводилась летом, не было необходимости требовать незамерзаемости манометровой жидкости.

Но зимой это требование явилось бы крайне существенным и поэтому воду пришлось бы заменить спиртом или другой жидкостью.

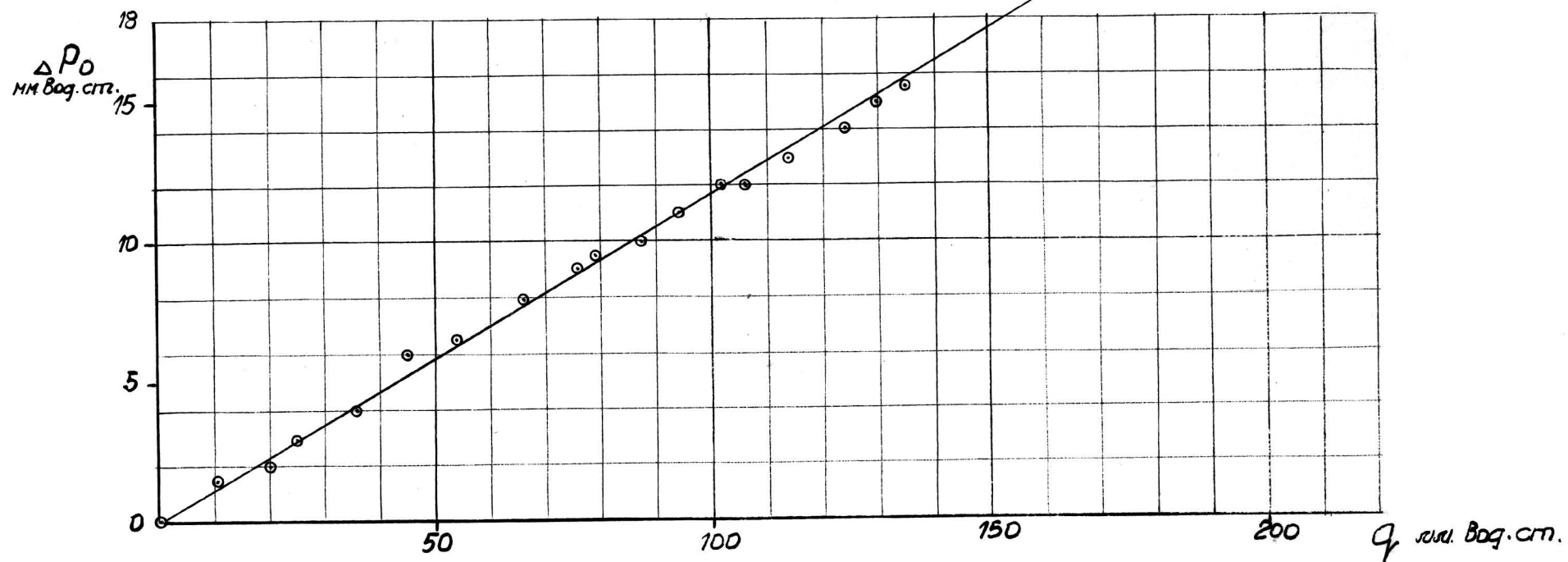
7. Удельный вес применяемой жидкости не оказывает никакого влияния на ход обработки эксперимента, ибо изменение удельного веса жидкости внесет в числители и знаменатели дробей, входящих в формулу (7) одинаковые поправочные коэффициенты, которые поэтому сократятся.

По аналогичной же причине никакого влияния на ход обработки не оказывает угол тангажа самолета, т.е. угол наклона манометра в вертикальной плоскости, перпендикулярной к его поверхности.

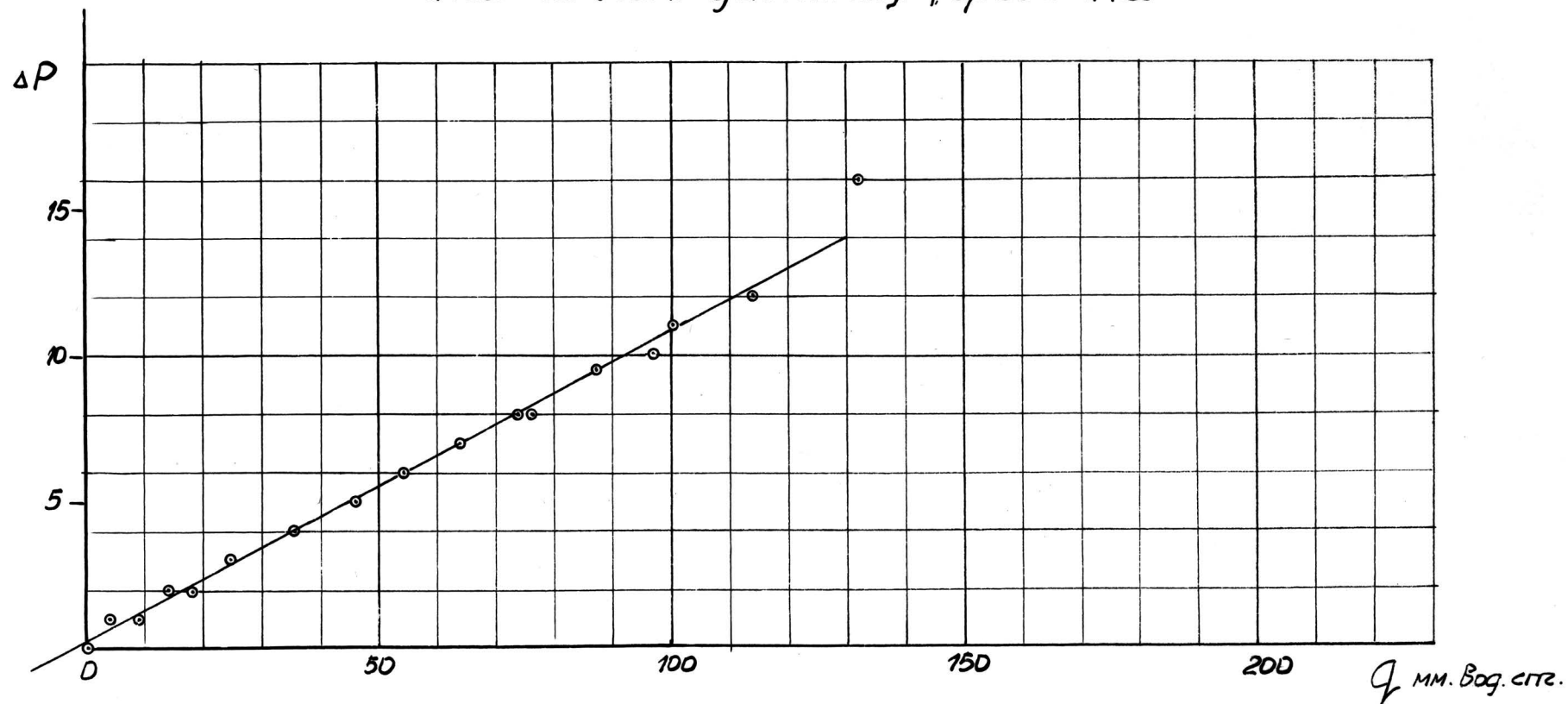
Углы крена самолета, т.е. углы наклона манометра в его плоскости учитываются тем, что ось отсчетов - уровень статического давления ~~в направлении оси отсчетов~~ (p'_0) - проводится по двум крайним трубкам манометра, ~~соединенных с шаром~~, чем достигается горизонтальность этой оси, независимо от положения самолета.

Единственную опасность представляют внезапные резкие изменения углов крена и тангажа самолета, ибо они нарушают установившиеся уровни жидкости в трубках манометра, в результате чего фото-снимки получаются расплывчатыми и неопределенными. В силу этой причины и приходится проводить эксперимент обязательно при отсутствии "болтанки" (рему).

Парировка трубки
статического давления
Аэролаза



Парировка трубки
статическ. давления „гребенки“



V. ТОЧНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА.

У. ТОЧНОСТЬ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Для того, чтобы оценить точность излагаемых экспериментов, рассмотрим ошибки, возникающие вследствие влияния различных факторов.

Некоторые из этих факторов, как будет показано ниже, являются столь незначительными, что их влиянием вполне можно пренебречь.

Влияние других может быть устранено внесением соответствующих поправок.

И лишь небольшая часть факторов, влияние которых не поддается точной оценке, вносит в результаты эксперимента определенные ошибки.

Сами о ш и б к и можно разбить на две группы: с л у - ч а й н ы е (например неточное прочтение высот жидкостных столбиков в манометре) и с и с т е м а т и ч е с к и е (например, влияние капиллярности на показания манометра).

Случайные ошибки, после достаточного числа наблюдений, могут быть легко обнаружены и оценены количественно по расбросу точек вокруг получаемых кривых.

Систематические ошибки, имеющие один и тот-же знак и приблизительно постоянную величину в течение всего эксперимента, - на расбросе точек не отражаются, а сдвигают всю кривую целиком.

Таким образом, оценить величину систематических ошибок путем рассмотрения результатов эксперимента невозможно. Остается путь теоретического анализа возможных систематических неточностей

Дальнейшее изложение будет посвящено рассмотрению всех факторов, способных как-то повлиять на точность эксперимента и оценке ошибок, вызванных каждым из этих факторов.

2. Прежде всего возникает вопрос, насколько высоты столбиков жидкости в манометре правильно отражают истинные напоры и давления в измерительных трубках аппаратуры.

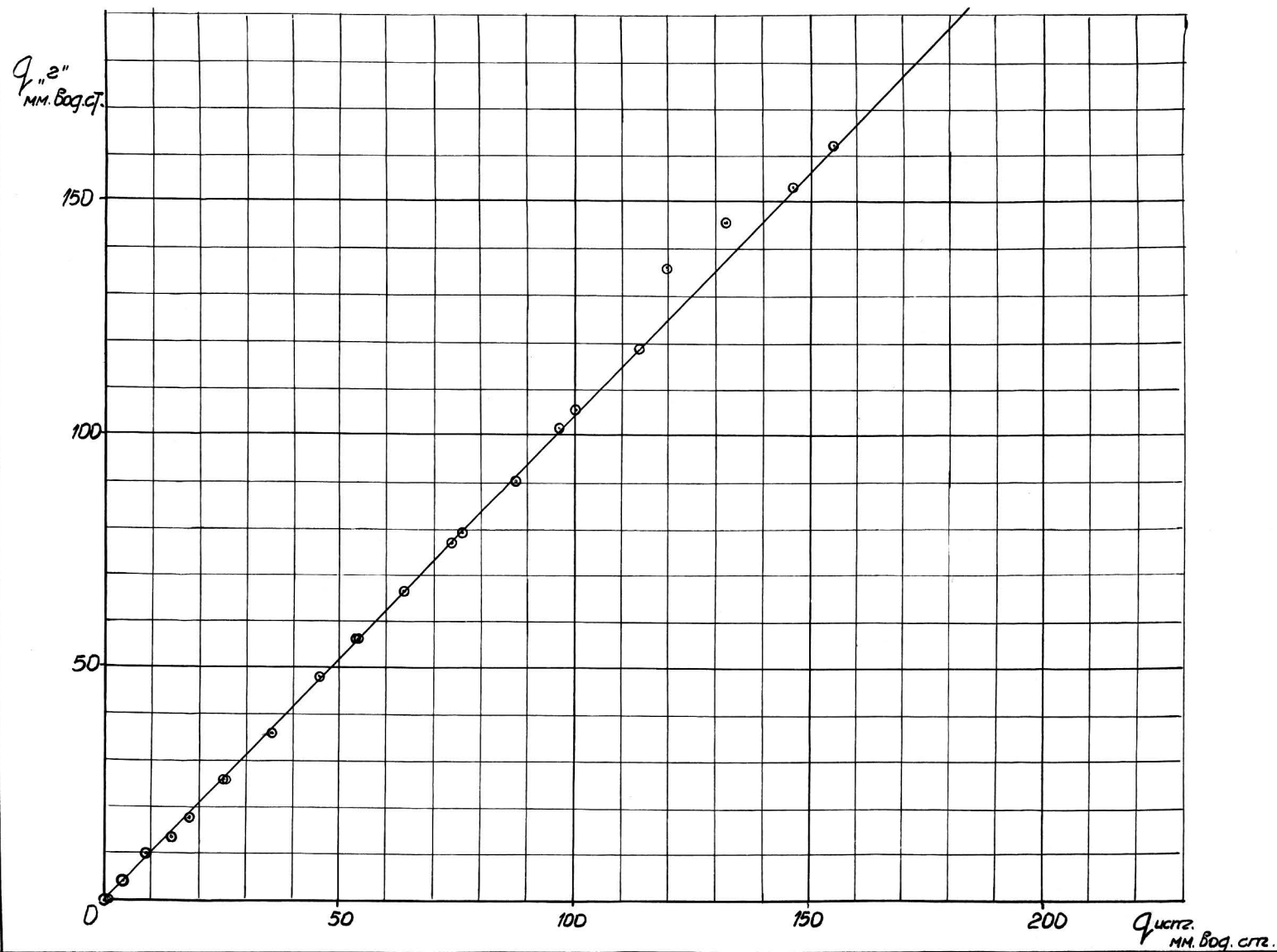
Если временно исключить из рассмотрения влияние капиллярности (которое будет освещено ниже), - на этот вопрос следует ответить безусловно положительно. В самом деле. Герметичность системы проверялась до и после каждого полета, а инертность системы никакой роли играть не могла, так как все измерения производились при установившихся режимах полета.

Что касается до ошибок в прочтении висот жидкостных столбиков (при обработке фото-кадров), то их избежать, естественно, невозможно. Оценим поэтому их величину: высота столбика на кадре может быть определена циркулем-измерителем и точностью до 0,2 мм., что в натуре соответствует 0,6 мм. водяного столба (ибо масштаб снимка был равен, приблизительно 1:3).

По своему характеру данная ошибка является случайной.

3. Статическая трубка аэролага и вся -"гребенка" были протарированы в трубе Т-5 ЦАГИ на скоростях от 20 до 45 м/сек.

Парировка пгубок полного напора „гребенки“



(в натуре мы имели скорости от 25 до 48 м/сек). Как видно из тарировочных графиков (см. фиг.21,22,23), получившийся при этом разброс точек достигает всего 0,5 - 0,8 мм водяного столба (если не считать явно выпадающих точек). Самый факт разброса точек следует отнести за счет случайных ошибок трубного эксперимента ибо систематические его ошибки были утнены при обработке тарировок.

4. Уровень жидкости в тонких трубках манометра устанавливается несколько выше, чем в 2-х толстых боковых трубках (показывающих статическое давление у трубки Пито Сафа). вследствие явления капиллярности. Наблюдая манометр на земле, когда уровень жидкости должен был бы быть одинаковым во всех трубках, легко оценить это явление количественно и убедиться, что разность уровней близка к 5 мм. водяного столба. Эту же величину получаем и из формулы (см. "Технич.заметки" ЦАГИ выпуск № 100).

$$h = \frac{2\kappa}{d}$$

, где

§

h

-

капиллярный под"ем жидкости в трубке

§

κ

-

коэффициент капиллярности (для воды, κ = 15,4)

§

d

-

внутренний диаметр трубки

В н/случае

$$h = \frac{2 \cdot 15,4}{4} - \frac{2 \cdot 15,4}{10} = 7,7 - 3,1 = 4,6 \text{ мм}$$

Следует заметить, что в нашем манометре были установлены некалиброванные трубки, что безусловно приводило к некоторому непостоянству капиллярной разности уровней жидкости (вследст-

ние непостоянства диаметра каждой трубки). В будущих опытах желательно применение манометра с калиброванными трубками.

5. Сжимаемость воздуха сказывается на том, что трубки полного напора дают показания, пропорциональные не $\rho \frac{v^2}{2}$ как мы всегда предполагаем, а $\rho \frac{v^2}{2} \left(1 + \frac{v^2}{4c^2} + \dots\right)$.

Здесь "с" - скорость звука, равная 341 м/сек при $t^\circ = 15^\circ\text{C}$.

Скорость самолета у нас колебалась в пределах от 25 до 48 м/сек, что соответствует ошибке в показаниях трубок всего от 0,17% до 0,62%.

Серби экспериментировал на больших скоростях, чем мы, и поэтому оказался вынужденным вводить поправку на сжимаемость воздуха.

6. "Гребенка" трубок полного напора жестко связана с конструкцией самолета и, следовательно, при изменении режима полета (угла атаки) должен измениться и угол обтекания трубок потоком.

Необходимо, однако, заметить, что профиль крыла производит некоторое "спрямление" струи обтекания (относительно своей хорды). Так, например, во время снятия спектра обтекания крыла в аэродинамической трубе (при помощи шелковин) оказалось, что при изменении угла атаки на 9° , угол между хордой крыла и направлением струи обтекания за крылом меняется всего на 5° , т.е. почти в два раза меньше.

Отсюда следует, что для нашего диапазона режимов не приходится ожидать углов между струей обтекания и осями измерительных трубок больших, чем $6-7^\circ$.

А, как известно, углы до $9-10^\circ$ не оказывают на показания трубок полного напора никакого влияния и не требуют, таким образом, внесения каких-бы то ни было поправок.

7. В случае вибрации измерительных трубок, их показания соответствуют не напору (g) в данной точке, а некоторому осредненному напору (g_{ϕ}) на участке кривой, абсцисса которого равна амплитуде колебаний трубки.

Поскольку кривая $g = f(\gamma)$ - выпуклая, вибрация должна приводить к некоторому занижению значений g_{ϕ} .

На прямолинейных участках кривой $g = f(\gamma)$, - вибрация никакого влияния на величину g_{ϕ} не оказывает.

В наших опытах никаких колебаний трубок относительно задней кромки крыла, ни при одном из режимов полета, обнаружено не было.

Значит, если вибрация и имела место, то амплитуда колебаний была ничтожно мала (порядка десятых долей миллиметра) и на точность эксперимента практически повлиять не могла.

8. Влияние вертикального смещения эффективных центров головок трубок полного напора, в случае наличия градиента скоростей в сторону большей скорости, аналогично влиянию вибраций, т.е. заключается в том, что отдельные значения полного напора оказываются отнесенными не к тем ординатам, которым они в действительности принадлежат, а к ординатам, расположенным несколько дальше от середины "гребенки". Но, согласно данных Джонса, смещение эффективных центров не превышает 0,2 внутр. диаметра трубок (т.е. в н/случае - 0,4 мм.), а, как правило, не достигает даже этой величины. Поэтому учитывать возникающее при этом искажение кривой $g = f(\gamma)$ нет смысла,

так как поправка будет не только крайне мала, но и очень неопределенна.

Экспериментатор, добившийся наибольшей точности, — Серби — не вводил указанной поправки, и мы сочли правильным последовать в этом отношении его примеру.

9. Профильное сопротивление в данном сечении мы относим к скорости V_0 , т.е. к скорости самолета относительно невозмущенного потока (см. вид формулы (7)). Но, в действительности, воздух набегает на нижнее крыло (являющееся объектом наших экспериментов) не с этой скоростью, а с несколько измененной за счет влияния фюзеляжа (приrost скорости) и верхнего крыла (уменьшение скорости). Подсчитать влияние верхнего крыла, зная распределение циркуляции на нем, вполне возможно.

Что касается до фюзеляжа, то его присутствие обуславливает некоторое "поджатие" струи и, следовательно, увеличение ее скорости, причем оценить это увеличение скорости количественно — очень трудно.

Поэтому и приходится отказаться от определения истинной скорости обтекания нижнего крыла в данном сечении, а относить все получаемые величины к скорости V_0 .

10. Струя от винта не проходит через "гребенку" трубок полного напора и не вносит поэтому дополнительных искажений скорости потока обтекания в исследуемом сечении крыла.

Но, кроме влияния на скорость воздушной струи, работающий винт, как известно, влияет на распределение циркуляции по размаху

крыла, сдвигая $\Gamma_{\max}$ в сторону, обратную вращению винта (т.е. в н/случае - влево).

И, чтобы правильно отнести замеренное профильное сопротивление именно к тому коэффициенту подъемной силы, которому оно в действительности соответствует, необходимо знать истинную циркуляцию (а, значит, и - " C_y ") в данном сечении, что требует дренирования крыла.

В намечаемых экспериментах, которые явятся продолжением описываемых, предполагается именно так и поступить.

Пока-же, не имея распределения циркуляции вдоль по размаху крыла, пришлось относить все получаемые величины к коэффициенту подъемной силы - среднему для всего самолета:

$$C_y = \frac{G}{\rho S v_0^2} = \frac{G}{2 S (q_0 - p_0)} ; \dots \dots \dots (8)$$

где: G - средний вес самолета в данном полете (кг)
 S - полная поверхность крыльев (м^2)
 $(q_0 - p_0)$ - скоростной напор невозмущенного потока, соответствующий скорости v_0 ($\frac{\text{м}}{\text{с}}$)

Такая замена местного коэффициента подъемной силы средним безусловно влияет на точность эксперимента и, в частности, на сходимость поляр проф. сопротивления, полученных в моторном полете и на планировании.

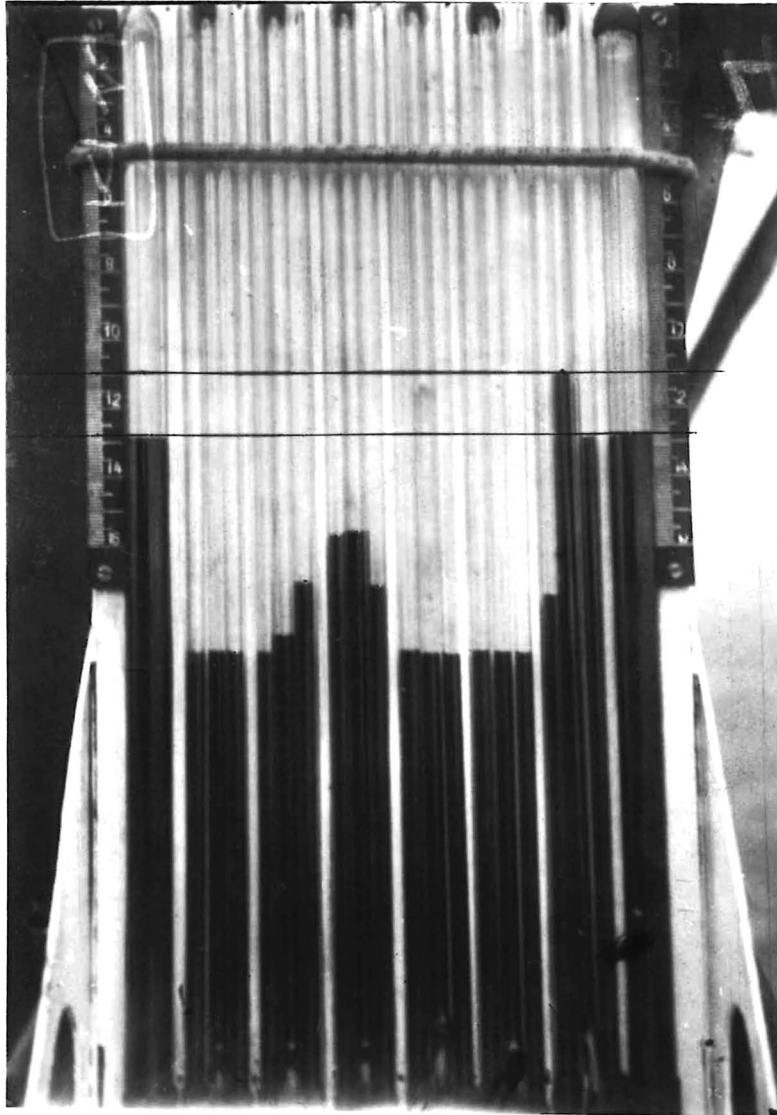
Но указанные ошибки будут очень малы, ибо кривая $C_p = f(C_y)$ очень близка к вертикальной прямой, т.е. зависит от C_y - очень мало (вспомним характерное свойство всякого хорошего профиля - эквидистантность поляр Лилленталя и параболы индуктивного сопротивления).

11. Резюмируя все вышесказанное, можно утверждать, что все факторы, способные повлиять на точность определения величин C_x и C_y профильного сопротивления, - либо оказываются заведомо пренебрежимыми, либо допускают внесение соответствующих поправок.

Что же касается факторов, иска^(жа)ющих правильность отнесения полученных значений " C_p " к соответствующим значениям " C_y ", то здесь мы получаем определенные ошибки и, в излагаемых опытах, ничего не можем им противопоставить.

Правда, как было уже указано выше, " C_p " мало зависит от " C_y " и это обстоятельство сильно смягчает значение допускаемой ошибки.

Кроме того, вопрос может быть полностью разрешен путем дренирования крыла, что и будет проведено нами в будущих экспериментах.

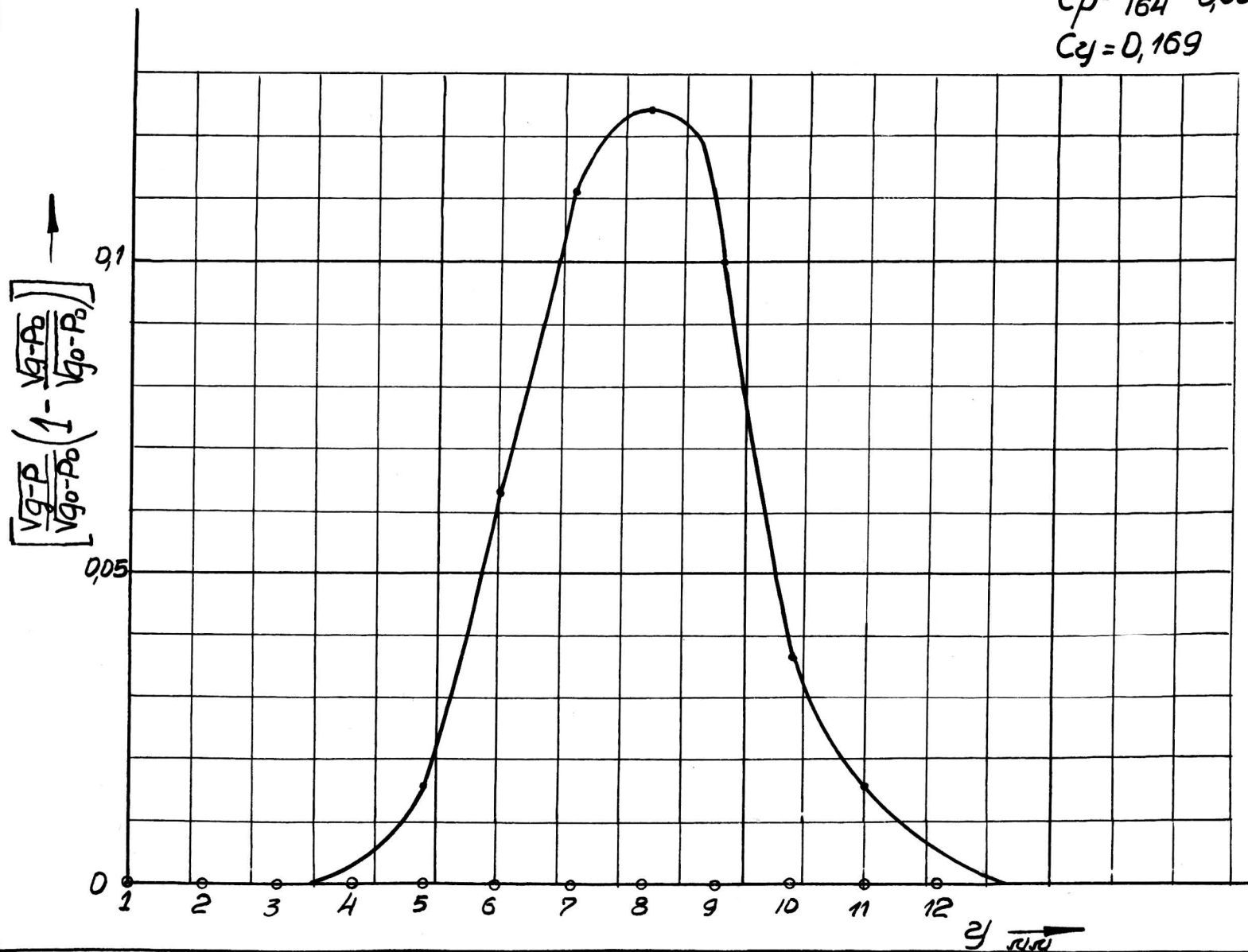


24

Полет № 6 кадр № 7

$$C_p = \frac{0,58}{164} = 0,00354$$

$$C_y = 0,169$$



У1. ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА.

1. Для проведения опытов был использован самолет Р-5 с мотором М-17.

Чтобы по возможности избежать болтанки, полеты производились либо с утра, либо вечером, когда состояние атмосферы наиболее спокойное.

Из тех-же соображений замеры производились выше облачного слоя, т.е. на высоте порядка 3000-3500 м.

Всего вместе с пробными было сделано 9 полетов. Пилотировал самолет летчик И.Ф.Козлов. Автор летал в качестве наблюдателя-экспериментатора. Замеры профильного сопротивления были сделаны как на п л а н и р о в а н и и (7 полетов), так и на г о р и з о н т а л ь н о м п о л е т е (2 полета) с целью сравнения.

Планирование имеет в смысле точности получаемых результатов то преимущество перед моторным полетом, что позволяет почти полностью избежать влияния струи от винта. Кроме того, на планировании мотор, работая на малом газе, вызывает гораздо меньшие вибрации самолета (а значит и всей приемной и регистрирующей аппаратуры), чем на горизонтальном полете.

С другой стороны, планирование связано, естественно, с пребыванием самолета в среде непрерывно увеличивающейся плотности. Все трубки и соединения нашей аппаратуры, обладая различной "инертностью", будут реагировать на это изменение плотности с различной быстротой, что неминуемо внесет определенные ошибки в показания манометра.

Лист # 6, кадр # 7

7.6.37 ; 10⁰⁵ - 11²³

G = 2645 м.

Пилот: Козлов И.Ф.
Наблюдатель: Таммаи М.Л.

масштаб снимка $m = \frac{10}{35,5} = 0,282$.

$m(g_0 - p_0)' = 39,8$;

$(g_0 - p_0)' = 141,2$;

$(g_0 - p_0)' + \Delta p_0 = 156,6$;

$\sqrt{g_0 - p_0} = 12,5$.

$\Delta p_0 = 15,4$;

$\Delta p = 4,9$.

①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨	⑩	⑪	⑫	⑬	⑭	⑮	Определение G_y .
ММ привод "целесный"	$m(g_0 - p_0)'$	$(g - p_0)'$	$(g - p_0)' + \Delta p_0$	$g - p_0$	$\sqrt{g - p_0}$	$\frac{\sqrt{g - p_0}}{\sqrt{g_0 - p_0}}$	$1 - \frac{\sqrt{g - p_0}}{\sqrt{g_0 - p_0}}$	$m(g - p)'$	$(g - p)'$	$(g - p)' + \Delta p$	$g - p$	$\sqrt{g - p}$	$\frac{\sqrt{g - p}}{\sqrt{g_0 - p_0}}$	$\frac{\sqrt{g - p}}{\sqrt{g_0 - p_0}} \left(1 - \frac{\sqrt{g - p_0}}{\sqrt{g_0 - p_0}} \right)$	$G_y = \frac{G}{2 \cdot \sqrt{(g_0 - p_0)}} =$ $= \frac{2645}{2 \cdot 50,02 \cdot 156,6} =$ $\underline{G_y = 0,169}.$
	с кадра	② : m	③ + Δp_0	④ и формула "g"	⑤	⑥ : $\sqrt{g_0 - p_0}$	$1 - ⑦$	с кадра	⑨ : m	⑩ + Δp	⑪ и формула "g"	⑫	⑬ : $\sqrt{g_0 - p_0}$	⑧ · ⑭	
6	33,8	119,8	135,2	130,2	11,41	0,914	0,086	23,0	81,5	86,4	83,5	9,13	0,730	0,063	
7	25,7	91,3	106,7	103,0	10,15	0,813	0,187	15,0	53,2	58,1	56,0	7,48	0,599	0,112	
8	23,2	82,2	97,6	94,0	9,69	0,775	0,225	12,5	44,4	49,3	47,5	6,89	0,551	0,124	
9	28,0	99,3	114,7	110,5	10,50	0,840	0,160	17,1	60,7	65,6	63,5	7,96	0,637	0,101	
10	37,3	132,3	147,7	142,0	11,91	0,953	0,047	26,6	94,4	99,3	96,0	9,79	0,784	0,036	
5, 11	39,8	141,2	156,6	150,8	12,26	0,982	0,018	29,0	102,8	107,7	103,8	10,18	0,815	0,015	

Оправдан: М.Таммаи

Таким образом, как горизонтали, так и планирования таят в себе свои различные источники возможных ошибок; и дать тому или иному режиму полета предпочтение умозрительным путем трудно.

Чтобы выявить преимущество того или другого режима, мы и испытали оба.

2. На заданной высоте (обеспечивающей достаточно спокойное состояние атмосферы) устанавливались последовательно 10 режимов полета - от 90 до 170 км/час. Каждый режим выдерживался до момента экспозиции, в течение 40-60 сек, чтобы исключить влияние "инертности" системы проводки.

Достижение больших скоростей (до 200 км/час) намечавшихся первоначально, оказалось невозможным, вследствие сильной тряски хвостового оперения на скоростях, превышающих 170 км-час.

Объектив фото-камеры был задиафрагмирован до светосилы $f = \frac{1}{18} - \frac{1}{25}$ (в зависимости от освещения), что обеспечивало хорошую резкость изображения и позволило увеличить время экспозиции до 0,5 сек. Такая большая выдержка была удобна из тех соображений, что давала возможность легко контролировать отсутствие болтанки и постоянство режима во время экспозиции: в случае несоблюдения этих условий верхушки жидкостных столбиков манометра получались на кадре расплывчатыми и такой кадр при обработке в расчет не принимался.

3. О б р а б о т к а с н и м к о в производилась следующим образом (см. образец обработки - фиг. фиг. 24,25,26). Прежде всего по изображениям масштабных линеек, укрепленных на доске манометра, определялся масштаб снимка. Затем с кадра снимались циркулем-изме-

рителем размеры, соответствующие значениям $(q_0 - p_0)'$, $(q - p_0)'$ и $(q - p)'$. Знак "штрих" обозначает в данном случае то, что эти величины не окончательные (т.е. истинные), а требующие внесения определенных поправок.

Для указанных величины на масштаб снимка, получали их натуральную величину.

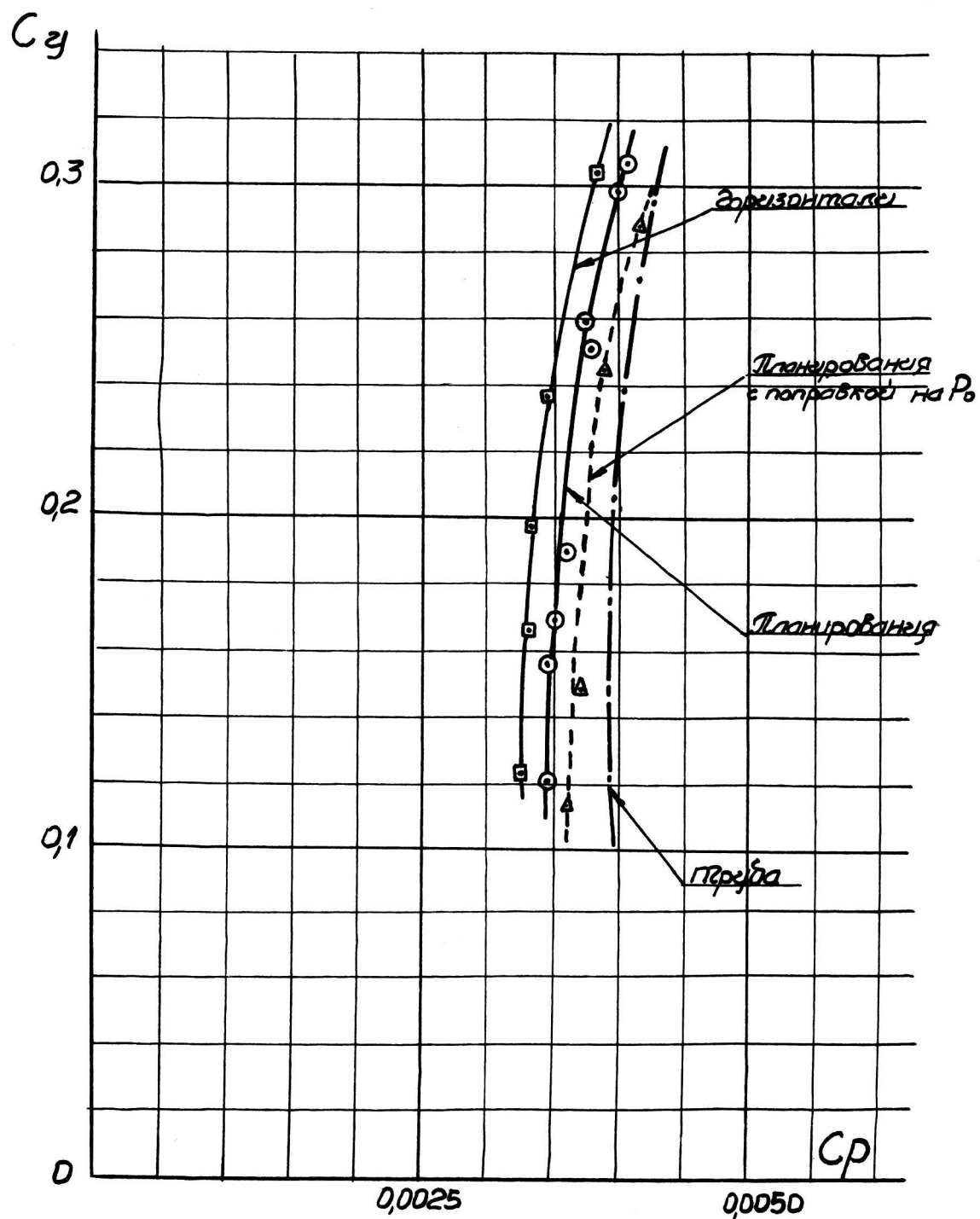
Затем к ним соответственно прибавлялись величины Δp_0 (из тарировки аэролага) и Δp (из тарировки статической трубки "гребенки") и полученные значения скоростных напоров исправлялись по тарировочному графику "гребенки" трубок полного напора.

Скоростной напор $(q_0 - p_0)$ невозмущенного потока этому последнему исправлению не подвергался, так как коэффициент трубки Пито самолетного сафа мы полагали равным единице.

Дальнейшая обработка сводилась к подстановке полученных значений в подинтегральное выражение формулы (7) и затем графическому интегрированию последнего.

Одновременно, по формуле (8) подсчитывался коэффициент подъемной силы, соответствующий полученному коэффициенту профильного сопротивления.

Повторив такую обработку для всех фото-кадров, заснятых в данном полете, получали все значения " C_p " и соответствующие им значения " C_y ", по которым и строилась кривая $C_p = f(C_y)$, т.е. поляра профильного сопротивления (см. фиг.27).



4. Если бы каждый полет давал после обработки все 10 точек, - можно было бы строить поляру для каждого полета.

Но, в действительности, удавалось каждый раз получить не более 3-5 вполне достоверных, не вызывающих сомнений снимков. Так как, проводя кривую по 3-5 точкам, ручаться за ее правильность трудно, - было решено провести одну общую поляру по всем точкам, полученным на планированиях и одну по точкам, полученным на горизонталях.

Столь непомерно высокий процент брака при фото-съемке объясняется несколькими причинами.

Большое количество кадров (а иногда и целые полеты - № 2 и № 7) пропадало из-за неудовлетворительного качества пленок "Фильм-пак", вернее их упаковки. Дело в том, что многие пачки "Фильм-пака" оказались нестандартного размера и поэтому плохо подходили к адаптеру фото-аппарата. В результате, при вытягивании экспонированной пленки часто происходили обрывы контрольной бумаги, после чего все последующие кадры оказывались затемненными.

Некоторую часть кадров пришлось изъять из рассмотрения вследствие того, что жидкостные столбики манометра на них оказались размытыми; это показывало, что в момент экспозиции самолет "болтнуло".

5. Аэролаг, использованный в описываемых экспериментах, не был изготовлен специально для них. Статическая трубка его была слегка погнута (следствием чего, очевидно, и явилась столь непо-

мерно большая поправка на $P_0 = f(\gamma_0)$ см. фиг.21). Герметичность лага систематически нарушалась.

Все это вместе взятое заставляло относиться к показаниям аэролага с недоверием.

Поэтому было решено для контроля определить статическое давление в невозмущенном потоке не по лагу, а из показаний статической трубки сафа (P_0'), внося соответствующие поправки на падение скоростного напора в месте расположения трубки сафа, вследствие явления торможения потока.

Полный напор в месте расположения трубки сафа равен полному напору в невозмущенном потоке

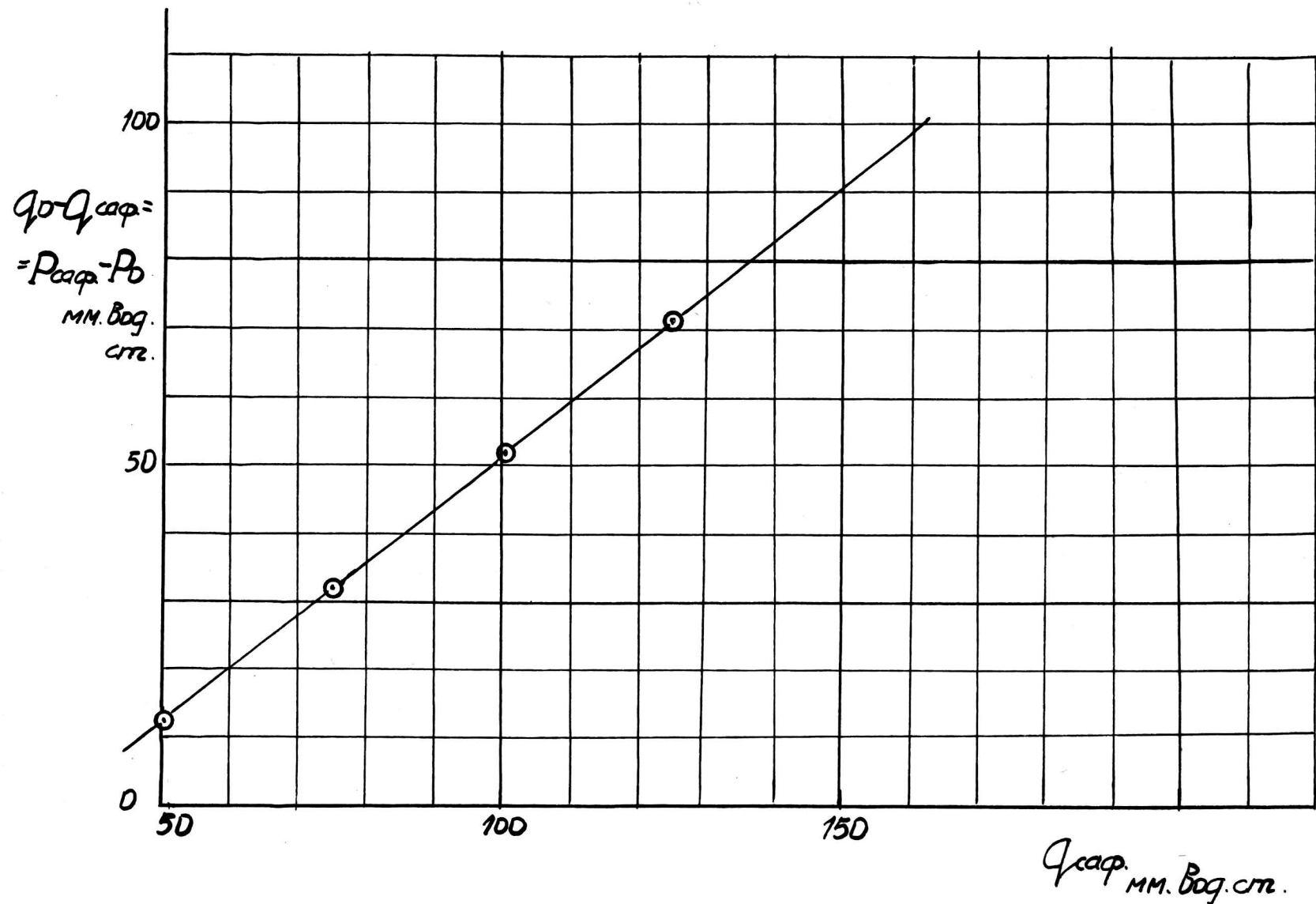
$$\text{Т.е.} \quad \gamma_0 + P_0 = \gamma_0' + P_0'$$

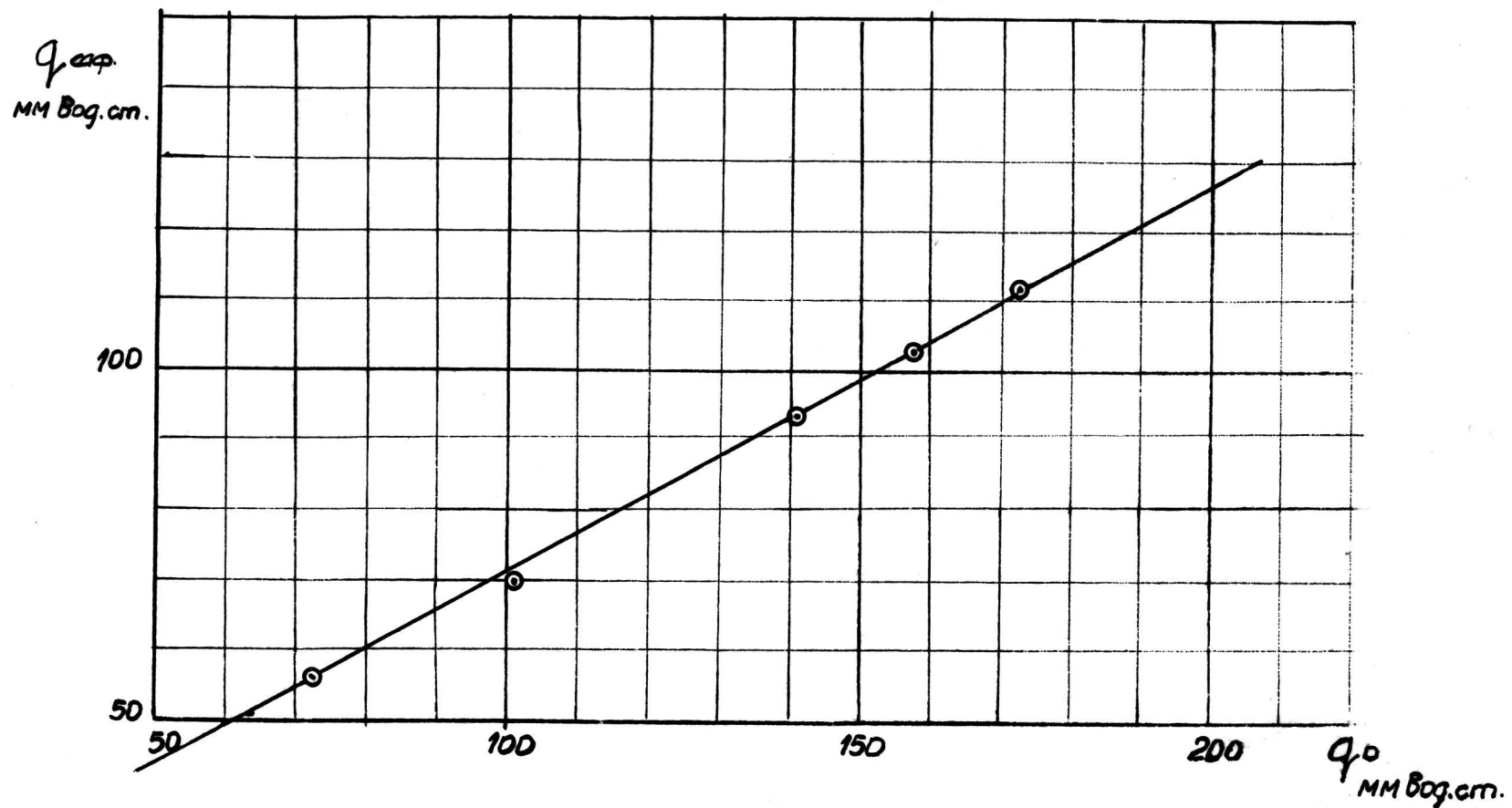
$$\text{откуда:} \quad P_0 - P_0' = -(\gamma_0 - \gamma_0') \quad \dots \dots \dots (9)$$

Величину (P_0') мы замеряем непосредственно на манометре по 2-м крайним его трубкам, а разность скоростных напоров ($\gamma_0 - \gamma_0'$) получаем из кривой $V_0 = f(V_{\text{сат.}})$, т.е. из тарировки сафа на мерном километре (см. фиг.28 и 29).

Недостаток времени не позволил нам переработать таким образом все кадры и заставил ограничиться четырьмя точками, по которым и был проведен отрезок поляры (см. фиг.27).

Кривая $(P_{\text{сас}} - P_0) = f(q_{\text{сас}})$





VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ .

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

1. Как видно из фиг. 27, в результате проведенной работы, мы получили 3 поляры профильного сопротивления. Первая поляра получена из горизонталки, вторая - из планирований, третья - также из планирований, но с (P_0) , исправленным по данным мерного километра.

Наконец, четвертая поляра взята из продувки нашего профиля в трубе ЦАГИ Т-1.

2. Все точки составляющие одну поляру дают разброс не превышающий 1,5 - 2% от соответствующего значения (C_p) .

Т. о. подтверждаются выводы иностранных экспериментаторов (Срби, Джонс) о высокой точности метода импульсов при сравнительных испытаниях различных профилей или различных покрытий одного и того же профиля.

3. По абсолютной величине значения профильного сопротивления, полученные в полете оказались заниженными по сравнению с результатами трубной продувки.

Объяснение этому факту следует искать, в первую очередь, в ошибках, возникших вследствие неудовлетворительной работы трубки статического давления аэролага. Действительно, стоило нам найти статическое давление в невозмущенном потоке другим способом (см. стр. 49) и провести повторную обработку, как расхождение между результатами полученными в трубе и в полете, уменьшилось вдвое (с 10 - 12% до 5-6%).

Расхождение же в 5-6% может быть объяснено тем,

что относительная шероховатость крыла в натуре значительно меньше, чем у модели (надо заметить, что самолет поступил в распоряжение автора сразу после прохождения капитального ремонта, т.е. с свежешлакированным крылом).

4. Остается объяснить причину расхождения между результатами, полученными из планирований и горизонталей. Дело в том, что, как было указано выше, за (C_y) мы всюду принимали $(C_{y_{ср.пл.}})$ для всего самолета. При работе винта, вследствие перераспределения циркуляции, мы относим, таким образом, все значения (C_F) не к тем значениям (C_y) в которых они в действительности соответствуют, а к несколько большим (ибо в исследуемом сечении: $C_y < C_{y_{ср.пл.}}$).

Иными словами поляр № 1 оказывается сдвинутой вверх по сравнению со своим истинным положением, что и вызывает ее расхождение с полярной № 2, полученной на планировании.

5. Резюмируя все вышесказанное, можно предполагать, что, наладив работу аэролага и проведя дренаж крыла, мы сможем устранить указанные выше причины расхождения полученных результатов и этим значительно увеличить точность определения абсолютной величины (C_F) в исследуемом сечении (до 3 - 5%).

Что касается до относительной точности метода, то, как было указано выше, она уже сейчас, в первых пристрелочных экспериментах, достигла 1,5-2%, что является вполне достаточным для целей практики.

Москва - Ленинград.
Февраль - Июнь - 1937г.

М.А.Мам.

ОГЛАВЛЕНИЕ:

ГЛ. I. В В Е Д Е Н И Е	I
ГЛ. II. ТЕОРИЯ МЕТОДА ИМПУЛЬСОВ И ВЫВОД ФОРМУЛ	7
ГЛ. III. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ИНОСТРАННЫХ ИССЛЕДОВАТЕЛЕЙ	23
ГЛ. IV. АППАРАТУРА	32
ГЛ. V. ТОЧНОСТЬ МЕТОДА ИМПУЛЬСОВ	37
ГЛ. VI. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА	45
ГЛ. VII. З А К Л Ю Ч Е Н И Е	50