

УДК 533.6.074.08
533.6.011.32

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДЪЕМНОЙ СИЛЫ И СОПРОТИВЛЕНИЯ ГЛИССИРУЮЩИХ ПЛАСТИН

Ю. М. Банников, В. А. Лукашевский

В статье приведены результаты испытаний в опытовом бассейне ЦАГИ плоской и плоско-килеватых ($\beta = 15^\circ$ и 30°) глиссирующих пластин, пригодные для приближенных расчетов подъемной силы и сопротивления глиссирующих тел.

Объект и методика испытаний. В опытовом бассейне ЦАГИ были испытаны плоская и две плоско-килеватые глиссирующие пластины с углами килеватости $\beta = 15^\circ$ и 30° . Все пластины имели ширину $B = 0,3$ м. Пластины изготовлялись из плексигласа, а на их днищах были нанесены масштабные сетки. Это давало возможность визуально и при помощи фотосъемки измерять форму и длину смоченной поверхности.

Схема экспериментальной установки, на которой проводились испытания, приведена на фиг. 1. На буксировочной тележке были жестко закреплены двухкомпонентный динамометр и два разгрузочных ролика. Носовая часть испытываемой пластины крепилась к динамометру при помощи шарнира, обеспечивающего свободу изменения угла дифферента пластины δ .

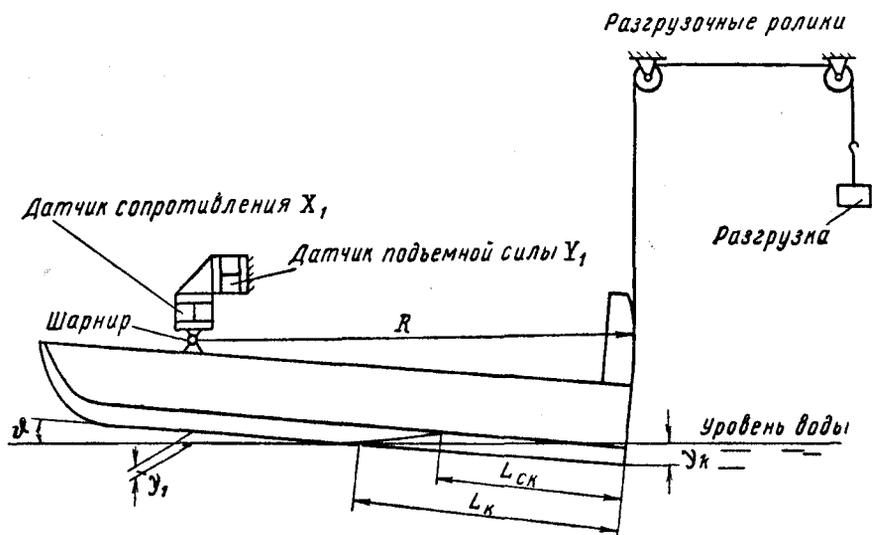
Динамометр состоял из двух скрепленных между собой стальных упругих элементов. Один из этих элементов деформировался только от горизонтальной составляющей X_1 силы, действующей на шарнир, а другой только от вертикальной составляющей Y_1 этой силы. На упругих элементах были наклеены полумосты из проволочных тензодатчиков сопротивления, при помощи которых проводилась регистрация сил X_1 и Y_1 . Предварительно производилась статическая градуировка измерительной системы. Точность измерения X_1 и Y_1 составляла около 1% от максимальных значений сил, измеренных в течение испытаний.

Основание динамометра могло закрепляться на буксировочной тележке на различной высоте. За счет этого в процессе испытаний задавались различные расстояния y_1 (от точки, лежащей на пересечении кия пластины с вертикалью, проходящей через ось шарнира, до уровня воды). Осадка кия пластины в кормовой точке u_k измерялась по вертикальному смещению этой точки относительно буксировочной тележки. При движении тележки поверхность воды под ней деформируется. Эти деформации были измерены заранее на различных скоростях движения и в процессе обработки результатов испытаний учитывались при определении действительного значения осадки транца u_k пластины. На транце пластины был закреплен разгрузочный трос, сходящий вертикально по касательной к направляющей канавке, проделанной на поверхности сектора, закрепленного на модели, центр которого совпадал с осью шарнира.

Испытания проводились следующим образом. Вначале подбирались величина гирь на разгрузке, соответствующая горизонтальному положению кия пластины, поднятой над водой. В этом положении при помощи балансировки

измерительных мостов устанавливались нулевые показания динамометра. После этого с разгрузки снимался вес P_k и корма пластины опускалась на воду. Подъемная сила, действующая на пластину при движении по воде равна $Y = Y_1 + P_k$, а сопротивление $X = X_1$.

Обычно глссирующие пластины испытывались со свободой всплытия и угла дифферента [7]. В этом случае диапазон измеряемых величин ограничивался областью устойчивости движения в продольной плоскости $\vartheta = f(v)$. При изложенной в настоящей работе методике испытаний неустойчивость не возникает, что позволяет получить гидродинамические характеристики во всем практически интересном диапазоне скоростей и углов дифферента.



Фиг. 1

Испытания проводились без аэродинамического щита перед пластинами, так как он вызывает значительные дополнительные деформации поверхности воды. При обработке результатов испытаний из замеренной величины сопротивления X_1 вычиталось аэродинамическое сопротивление X_a . Для определения X_a пластины буксировались в воздухе в непосредственной близости (5—10 мм) от поверхности воды на различных скоростях. На подавляющем большинстве режимов испытаний X_a составляло небольшую часть от X . Вследствие мелких волн, остающихся от предыдущих пробегов тележки на поверхности воды, точность измерения осадки транца пластины u_k составляла 2—3 мм, а длин смоченной поверхности 15—20 мм.

Результаты испытаний. Испытания проводились при скоростях $v = 5, 7$ и 9 м/с, соответствующих числам Фруда по ширине, $Fr_B = \frac{v}{\sqrt{gB}} = 2,93; 4,09$ и $5,25$ соответственно. Был охвачен диапазон коэффициентов динамической нагрузки $C_B = \frac{Y}{\rho \frac{v^2}{2} B^2}$ от 0,04 до 0,12 и диапазон углов дифферента ϑ от 1° до 12° . Удли-

нения смоченных поверхностей $l = L_{CM}/B$ изменялись в пределах от 0,5 до 3. Для плоскокилеватых пластин испытания на режиме глссирования „на треугольнике“ (когда скулы выходят из воды) не проводились.

Первичные результаты при такой методике испытаний представляли собой зависимости $u_k, X, L_K, L_{СК}$ и ϑ от Y при различных $v = \text{const}$ и $u_1 = \text{const}$.

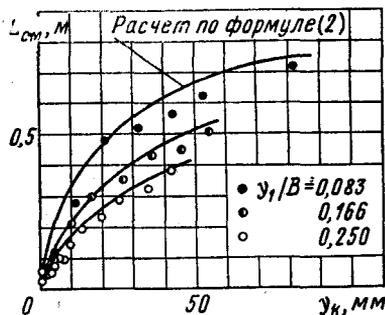
Обработка результатов испытаний производилась исходя из следующих основных предположений. Во-первых, принималось, что подъемную силу можно представить в виде суммы гидродинамической и гидростатической составляющих. Во-вторых, в диапазоне Fr_B , при которых проводились испытания, отношение длины образующихся пластинками волн к их ширине B , равное $2\pi Fr_B^2$, составляло 60—150. Отсюда следует, что гидродинамическая составляющая подъемной силы не зависит от Fr_B и влияние весомости жидкости проявляется только

через наличие гидростатической составляющей подъемной силы, равной интегралу от гидростатических давлений по смоченной площади дна. В-третьих, принималось, что гидродинамическая составляющая подъемной силы в соответствии с установленной Л. И. Седовым [5] аналогией между глсссирующей пластиной и тонким крылом может быть представлена в виде

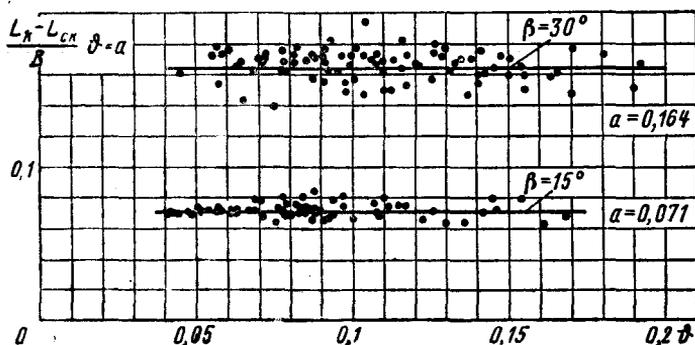
$$Y_d = c_y^\delta(\lambda, \chi, \eta, \beta) \vartheta \rho \frac{v^2}{2} S_{cm}, \quad (1)$$

где $\lambda = B/L_{cm}$ — смоченное удлинение; χ — угол стреловидности; η — сужение.

Для определения как гидродинамической, так и гидростатической составляющих подъемной силы необходимо знать форму и размеры смоченной площади S_{cm} .



Фиг. 2



Фиг. 3

Испытания плоской пластины показали, что длины смоченной площади в диаметральной плоскости и по скулам отличаются не более чем на $0,03 B$, что дает возможность во всех расчетах считать форму смоченной поверхности прямоугольной и пользоваться средней длиной L_{cm} смоченной площади.

Для безразмерной длины смоченной площади $l = L_{cm}/B$ плоской глсссирующей пластины известна эмпирическая зависимость [1]

$$l = \frac{y_k}{2B\vartheta} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1,6B\vartheta}{y_k}} \right). \quad (2)$$

На фиг. 2 показано, что результаты расчетов по формуле (2) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В дальнейшем для всех расчетов, касающихся плоской пластины, использовалась эта зависимость.

Испытания плоскокилеватых глсссирующих пластин показали, что подпор воды по килю практически отсутствует и передние кромки смоченной поверхности практически являются прямыми линиями. На фиг. 3 приведены вычисленные по измеренным значениям L_k и L_{cm} величины

$$\frac{(L_k - L_{cm}) \vartheta}{B} = a \quad (3)$$

для пластин с углами килеватости $\beta = 15^\circ$ и 30° . Из фиг. 3 видно, что, несмотря на имеющийся разброс экспериментальных точек, можно для каждого угла килеватости принять средние значения $a = 0,071$ для $\beta = 15^\circ$ и $a = 0,164$ для $\beta = 30^\circ$.

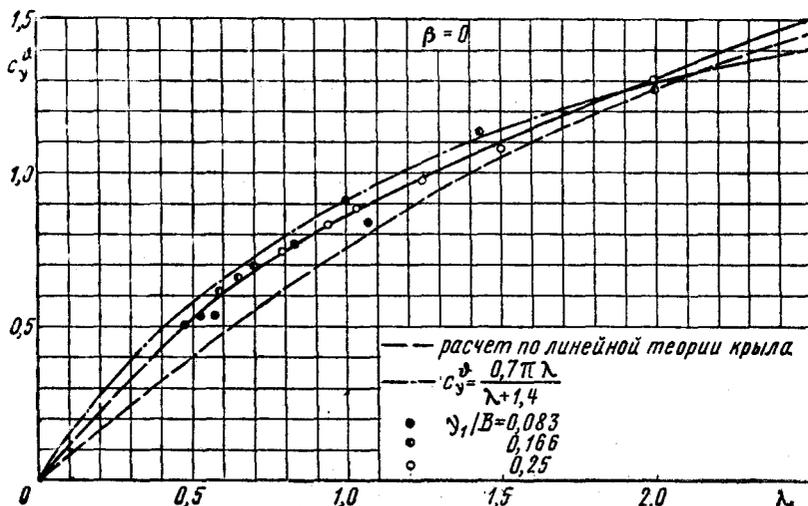
В соответствии с вышесказанным, длина смоченной площади по килю будет

$$L_k = y_k / \beta, \quad (4)$$

а по скуле

$$L_{ск} = L_k - a \frac{B}{\beta}. \quad (5)$$

Можно рассчитать значения a по гипотезе плоских сечений, используя зависимости, известные из теории клина, погружающегося с постоянной скоростью



Фиг. 4

в воду [3]. Если принять отношение действительной ширины смоченной площади клина к ширине невозмущенной поверхности воды равным $\pi/2$ (как это следует из автомодельной теории погружения), то $\beta = 15^\circ$ соответствует значению $a = 0,085$, а $\beta = 30^\circ$ — значению $a = 0,184$. Таким образом, действительная величина подпора воды под днищем плоскокилеватых пластин оказалась больше, чем рассчитанная по гипотезе плоских сечений.

Формулы (2), (4) и (5) были использованы для вычисления гидростатической составляющей подъемной силы пластин. Эти вычисления проводились с учетом отрицательных гидростатических давлений в области подпора воды под днищем. Для плоской пластины гидростатическая составляющая подъемной силы с учетом (2)

$$Y_{ст} = \frac{1}{2} \gamma L_{см}^2 B \beta \left(\frac{2L_{см}}{L_{см} + 0,48} - 1 \right), \quad (6)$$

а для плоскокилеватых пластин с учетом (4) и (5)

$$Y_{ст} = \frac{\gamma B^3}{\beta} \left[\frac{\left(\frac{y_k}{B} \right)^2 - a^2}{2} - \frac{y_k - a}{4} \operatorname{tg} \beta + \frac{a}{3} \left(a - \frac{\operatorname{tg} \beta}{4} \right) \right], \quad (7)$$

где γ — удельный вес воды.

Формулы (6) и (7) с приведенными на фиг. 3 значениями a были использованы для определения величин

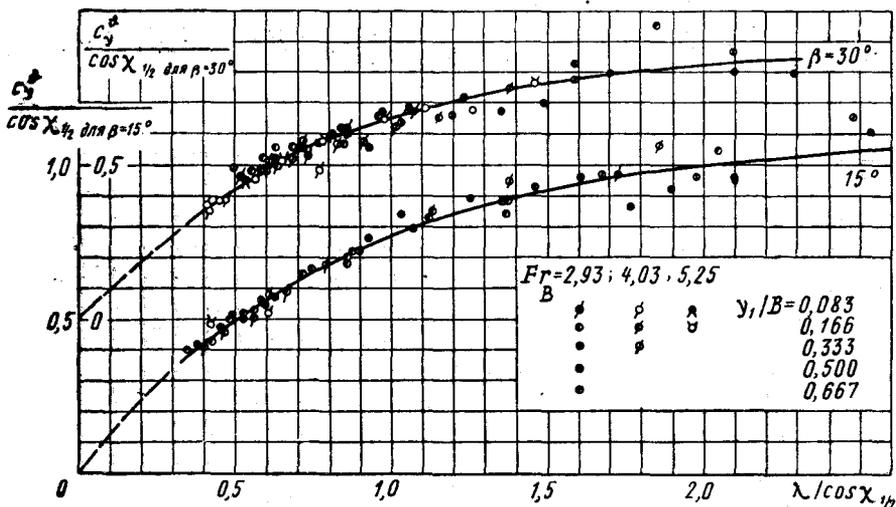
$$c_y^d = \frac{Y - Y_{ст}}{\rho \frac{v^2}{2} B \frac{L_k + L_{ск}}{2} \beta}. \quad (8)$$

На фиг. 4 приведены значения $c_y^d(\lambda)$ для плоской пластины. Из фигуры видно, что экспериментальные точки, полученные при различных числах Фруда, углах дифферента и погружениях, достаточно хорошо ложатся на общую среднюю кривую, проведенную сплошной линией.

Представляет интерес сопоставить полученные результаты с аналогичными известными данными. На фиг. 4 пунктиром с точкой нанесена кривая, рассчитанная по формуле, предложенной Л. И. Седовым [5],

$$c_y^{\beta} = \frac{0,7\pi\lambda}{\lambda + 1,4}. \quad (9)$$

На той же фигуре пунктиром нанесены результаты расчетов по линейной теории крыла малого удлинения [2] (значения c_y^{β} уменьшены в два раза в соответствии с аналогией между глиссирующей пластинкой и крылом). Известно, что



Фиг. 5

линейная теория крыла малого удлинения дает заниженные по сравнению с экспериментальными значения c_y . Горизонтальная проекция смоченной площади плоскокилеватых пластин соответствует форме стреловидных, сужающихся крыльев малого удлинения. Известно, что экспериментальные данные по стреловидным крыльям малого удлинения хорошо согласуются с универсальной зависимостью $c_y^2 / \cos \chi_{1/4} (\lambda / \cos \chi_{1/4})^*$ [4]. Аналогичная обработка была проведена и для гидродинамической составляющей подъемной силы плоскокилеватых глиссирующих пластин. Однако лучшие результаты были получены при замене $\chi_{1/4}$ на $\chi_{1/2}$.

На фиг. 5 приведены значения $c_y^{\beta} / \cos \chi_{1/2}$ в зависимости от $\lambda / \cos \chi_{1/2}$. Как видно из графиков, экспериментальные точки, полученные при различных числах Фруда, углах дифферента и погружениях, достаточно хорошо для каждого угла килеватости ложатся на общие кривые. Очевидно, что полученные зависимости $c_y^{\beta} / \cos \chi_{1/2} (\lambda / \cos \chi_{1/2})$ могут быть использованы для приближенного расчета подъемной силы глиссирующих тел. Переходя к принятому в глиссировании коэффициенту динамической нагрузки, получим

$$c_B = \frac{Y}{\rho \frac{v^2}{2} B^2} = c_y^{\beta} \frac{\delta}{\lambda} + c_{B_{ст}}. \quad (10)$$

В этой формуле

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{L_k + L_{ск}}{2B} = \frac{2 \frac{y_k}{B} - a}{2\theta}, \quad (11)$$

* $\chi_{1/4}$ — угол стреловидности по линии, соединяющей четверти хорд горизонтальной проекции смоченной площади.

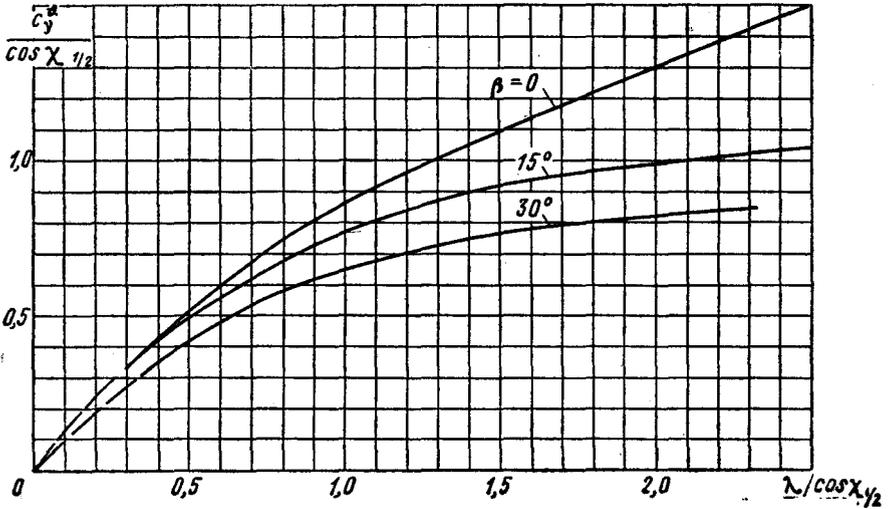
$$\cos \chi_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{a^2}{\vartheta^2}}} \quad (12)$$

и в соответствии с (6) и (7)

$$c_{B_{\text{ст}}} = \frac{L_{\text{см}}^2 \vartheta}{B^2 Fr_B^2} \left(\frac{2 \frac{L_{\text{см}}}{B}}{\frac{L_{\text{см}}}{B} + 0,4} - 1 \right) \quad \text{при } \beta = 0 \quad (13)$$

и

$$c_{B_{\text{ст}}} = \frac{2}{\vartheta Fr_B^2} \left[\frac{\left(\frac{y_k}{B}\right)^2 - a^2}{2} - \frac{y_k - a}{4} \operatorname{tg} \beta + \frac{a}{3} \left(a - \frac{\operatorname{tg} \beta}{4} \right) \right] \quad \text{при } \beta \neq 0. \quad (14)$$



Фиг. 6

Необходимые для определения c_y^β кривые $\frac{c_y^\beta}{\cos \chi_{1/2}} (\lambda / \cos \chi_{1/2})$ для углов килеватости $\beta = 0, 15^\circ$ и 30° приведены на фиг. 6. Следует отметить, что в предположениях линейной теории значения $\frac{c_y^\beta}{\cos \chi_{1/2}}$ при постоянных значениях $\lambda / \cos \chi_{1/2}$ для пластин с различными углами килеватости должны были бы отличаться только множителем $\cos \beta$. Из фиг. 6 видно, что различие для разных углов килеватости существенно большее.

Коэффициент сопротивления глассирующих пластин можно представить в следующем виде:

$$c_x = \frac{x}{\rho \frac{v^2}{2} B^2} = c_B \operatorname{tg} \vartheta + c_f \frac{L_k + L_{\text{ск}}}{2B \cos \beta}. \quad (15)$$

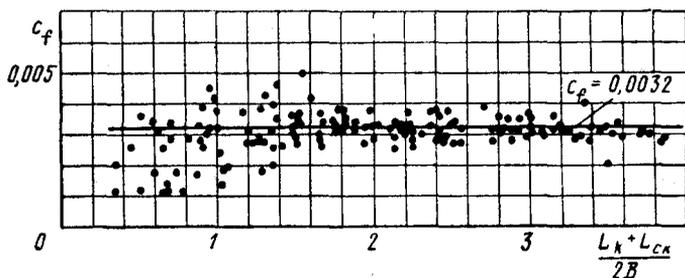
Следует отметить, что коэффициент трения c_f глассирующих пластин зависит не только от числа Re , но и от распределения давлений по днищу. Кроме того, для килеватых пластин не ясен вопрос о том, какую длину смоченной площади нужно брать при расчете числа Re , так как линии тока по днищу располагаются под значительными углами к линии кия.

В связи с вышесказанным на фиг. 7 представлены значения

$$c_f = \frac{2B \cos \beta}{L_k + L_{\text{ск}}} (c_x - c_B \operatorname{tg} \vartheta). \quad (16)$$

вычисленные по всем замерам сопротивления пластин с $\beta = 0, 15^\circ$ и 30° и построенные в зависимости от среднего удлинения. Большой разброс экспериментальных точек в области малых значений $\frac{L_k + L_{\text{ск}}}{2B}$ обусловлен малой точностью

замера сопротивления ($\pm 0,1$ кгс), так как значения c_f пропорциональны разности двух больших величин $c_x - c_B \operatorname{tg} \vartheta$. Несмотря на разброс экспериментальных точек, можно определить среднее значение $c_f = 0,0032$. Отметим, что числам Re , вычисленным по средним длинам смоченной площади, соответствует значение коэффициента турбулентного трения $c_f \approx 0,0038$.



Фиг. 7

По приведенным выше формулам, кривым на фиг. 6 и значениям a и c_f в соответствии с фиг. 3 и 7 были рассчитаны значения Y , X , L_{CK} и L_K для всех экспериментальных точек. Во всех случаях различие между вычисленными и измеренными величинами не превышало точности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апухтин П. А., Войткунский Я. И. Сопротивление воды движению судов. Л., Машгиз, 1953.
2. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., „Наука“, 1971.
3. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев, „Наукова думка“, 1969.
4. Мартынов А. К. Прикладная аэродинамика. М., „Машиностроение“, 1972.
5. Седов Л. И. Установившееся глиссирование. „Судостроение“, № 2, 1937.
6. Эпштейн Л. А. Новые экспериментальные материалы по глиссированию плоских пластин. Труды ЦАГИ, 1940, № 508.
7. Справочник авиаконструктора, том II. Гидромеханика гидросамолета, ЦАГИ, 1938.

Рукопись поступила 30/1 1975 г.