

7. Dauphinee T. M., Woods S. B. Low-level thermocouple amplifier and a temperature regulation system. Rev. Scient. Instrum., 1955, vol. 26, № 7.
8. West E. D. Ginnings D. C. Automatic temperature regulation and recording in precision adiabatic calorimetry. Rev. Scient. Instrum., 1957, vol. 28, № 12.
9. Барский Ю. П. Разработка метода количественной термографии. Дисс. Всесоюзный н.-и. ин-т строительной керамики, М., 1958.
10. Cooper W. J. Forsyth R. H., Masi J. E., Pabst R. E. Low-temperature adiabatic calorimeter with automatic shield control. Rev. Scient. Instrum., 1959, vol. 30, № 7.

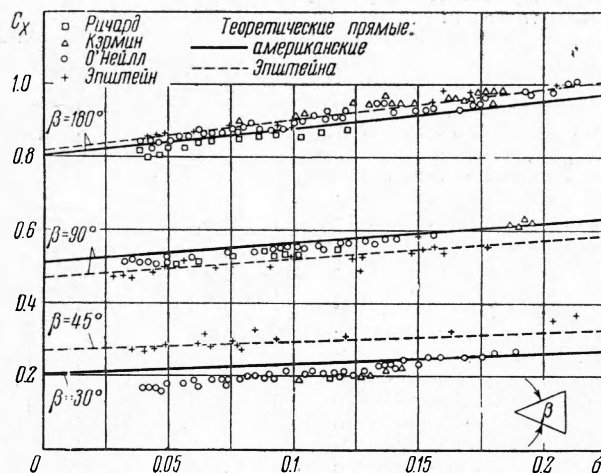
ИССЛЕДОВАНИЕ КАВИТАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ ОКОЛО ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ В КАРУСЕЛЬНОМ ГИДРОКАНАЛЕ

А. А. Коваль, **Б. Г. Новиков**

(Новосибирск)

Кавитационные явления очень сложны; большинство задач в этой области пока не поддается теоретическому исследованию. Точные решения получены только для нескольких простейших случаев плоского движения с каверной. В пространственном случае получено лишь приближенное решение для задачи обтекания диска.

Поэтому экспериментальные исследования остаются пока основными средствами изучения кавитационных явлений. Для исследования кавитации большие возможности представляет описанный в работе [1] карусельный гидроканал, в котором число Фруда зависит только от положения модели и ее размеров, число Рейнольдса изменяется в достаточно широких пределах, а число кавитации изменяется в основном за счет поддува воздуха в каверну.



Фиг. 1

Перед авторами стояла задача оценить влияние криволинейности и завихренности потока на основные характеристики кавитационного обтекания и значительно расширить диапазон изменения чисел кавитации.

Для этой цели определялась зависимость коэффициента сопротивления C_x от числа кавитации σ . Полученные результаты сравнивались с подобными зависимостями, полученными в прямолинейном потоке Л. А. Эпштейном и американскими исследователями Ричардом (Reichardt), О'Нейлом (O'Neill) и Кермином (Kermeim) [2]. Это авторы получили зависимость коэффициента сопротивления от числа кавитации для диска и конусов с различными углами раствора на различных экспериментальных установках различными методами: Эпштейн буксировал тела на тележке в прямолинейном канале. Ричард проводил исследования в трубе со свободными струями, Кер-

мин — в высокоскоростной трубе Калифорнийского технологического института, О'Нейлл — в канале со свободной поверхностью.

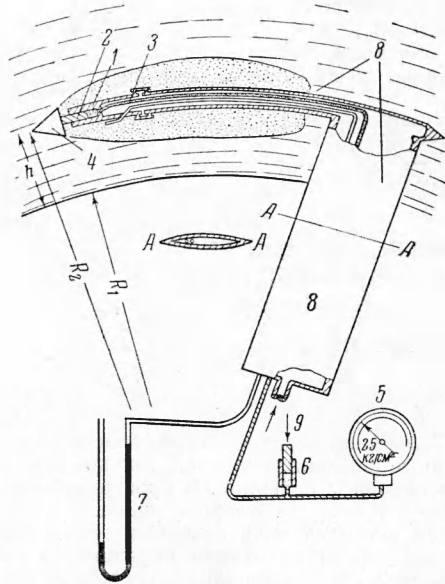
Результаты Эпштейна, Ричарда, О'Нейлла и Кэрмина представлены в виде сводного графика на фиг. 1. Здесь же нанесены теоретические кривые Эпштейна и авторов работы [2], определяемые выражением

$$C_x = C_{x0} (1 + \sigma) \quad (1)$$

где C_{x0} — коэффициент сопротивления при $\sigma = 0$.

В работе [2] к этому закону приходят из предположения, что результаты, полученные при решении двумерной задачи, могут быть с некоторым приближением применены к трехмерной задаче. В частности, предполагается, что давление на данном расстоянии от вершины клина с углом раствора β равно давлению на том же самом расстоянии от вершины конуса, имеющего такой же угол раствора. Л. А. Эпштейн приходит к тому же закону из других соображений, причем C_{x0} у него заранее неизвестно.

Из фиг. 1 видно, что Эпштейн, Ричард, О'Нейлл и Кэрмин получили зависимость C_x (σ) в пределах изменения чисел кавитации $0.03 < \sigma < 0.25$, что в обычных условиях эксперимента соответствует скорости $28 < U < 80$ м/сек. Значительное расширение диапазона изменения чисел кавитации $0.0025 <$



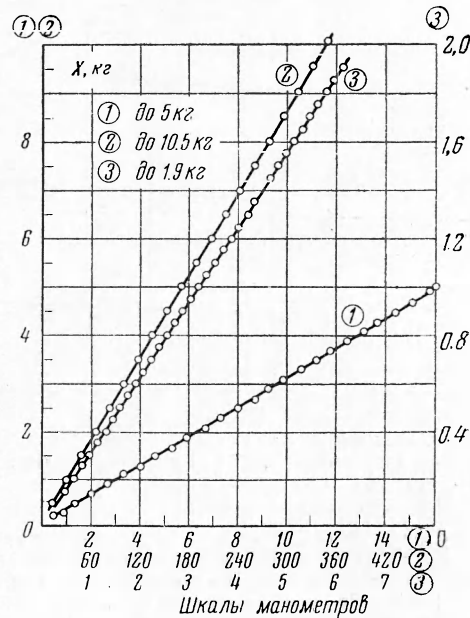
Фиг. 2

$< \sigma < 0.25$ потребовало уменьшения размеров исследуемых тел и в связи с этим увеличения чувствительности весов.

Постановка эксперимента. В работе исследовалось кавитационное обтекание конусов, имеющих углы раствора $\beta = 30, 45, 90$ и 180° (диск). Всего было исследовано двадцать четыре тела, по шесть тел для каждого β . Диаметр тел $d = 12, 16, 20, 27, 35, 42$ мм.

Лобовое сопротивление тел определялось при помощи однокомпонентных весов, показанных на фиг. 2, главной частью которых является плунжер, состоящий из цилиндра 1 и поршня 2. В результате их тщательной обработки жидкость под давлением до 50 атм не просачивалась в зазоры между поршнем и цилиндром. В то же время трение в зазоре очень мало: у хорошо смазанного плунжера сила в несколько грамм вызывает движение поршня в цилиндре. Цилиндр плунжера при помощи медной трубки 3 соединялся с трубчато-пружинным манометром. Получающаяся таким образом замкнутая система заполнялась маслом. Исследуемый конус 4 крепился к поршню плунжера, через который сила лобового сопротивления, испытываемая конусом, передавалась заполнителю, создавая в нем давление, равное X/S_0 , где X — лобовое сопротивление и S_0 — площадь поршня. Это давление воспринималось манометром.

Систему плунжер-манометр не удавалось заполнить маслом так, чтобы в ней не оставалось пузырьков воздуха. Наличие пузырьков воздуха резко увеличивало сжимаемость заполнителя, что вызывало увеличение хода плунжера. Это привело к необходимости включения в систему дополнительного плунжера 6, при помо-



Фиг. 3

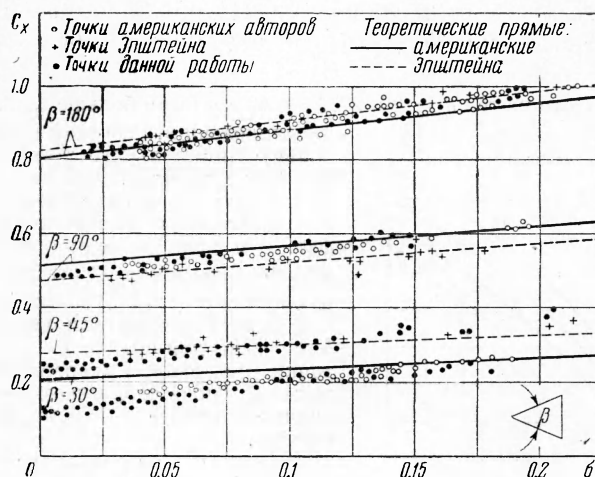
щи которого поршень рабочего плунжера всегда можно было удерживать в некотором среднем положении.

Размеры испытуемых тел менялись в значительных пределах, сила лобового сопротивления изменялась от 150 г до 10.5 кг. Для повышения точности измерения лобового сопротивления применялись три взаимозаменяемых манометра с разными шкалами. Манометры градуировались при помощи разновесов. При этом снималась зависимость показания манометра от силы, действующей на поршень плунжера.

Результаты тарировки манометров показаны на фиг. 3. Следует отметить большую точность плунжерных весов. Максимальные отклонения не превышали 0.5%. Наклон тарировочных кривых практически не изменялся при нескольких градуировках.

Посредством чувствительных весов удалось с достаточной точностью измерить лобовое сопротивление тел диаметром 12 мм и уменьшить значения чисел кавитации до 0.0025. Это в естественных условиях соответствует скорости движения $U=300$ м/сек.

Измерения проводились с поддувом воздуха. Воздух из баллона через державку 8 подавался в камеру (фиг. 2); давление в камере p измерялось при помощи ртутного манометра 7.



Фиг. 4

Трубка для измерения давления в камере и трубка, соединяющая плунжер с трубчато-пружинным манометром, пропускались также внутри державки.

Замеры поля скоростей и поля давлений потока в карусельном гидроканале показали, что след заторможенной телом жидкости быстро всплывает. В диаметрально противоположной телу области скорость жидкости на глубине тела практически не отличается от скорости невозмущенного потока на этой же глубине и статическое давление жидкости на глубине тела с достаточной точностью определяется формулой

$$P = \int_{R_1}^{R_2} \rho \omega^2 R dR$$

Здесь R_1 — радиус до свободной поверхности потока, R_2 — радиус до оси погруженного тела, ω — круговая частота, ρ — плотность жидкости.

Указанный факт позволил измерять скорость потока в карусельном гидроканале с помощью трубки Пито, которая помещалась диаметрально противоположно исследуемому телу на равную с ним глубину.

Все измерения проводились при относительной глубине погружения тела $h_1 = h/d = 3$.

Обработка экспериментальных данных и их анализ. В результате каждого эксперимента измерялись: скорость потока U , лобовое сопротивление тела X и давление в камере p .

На основании этих измерений находились число кавитации и коэффициент сопротивления C_x по формулам

$$\sigma = \frac{P - p}{\frac{1}{2} \rho U^2}; \quad C_x = \frac{X}{\frac{1}{2} \rho U^2 S}$$

Здесь P — статическое давление в жидкости на уровне оси погруженного тела, S — площадь основания конуса.

Для случая кругового движения жидкости формулы (1) можно представить в виде

$$\sigma = 1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 + \frac{2\Delta p}{\rho\omega^2 R_2^2}$$

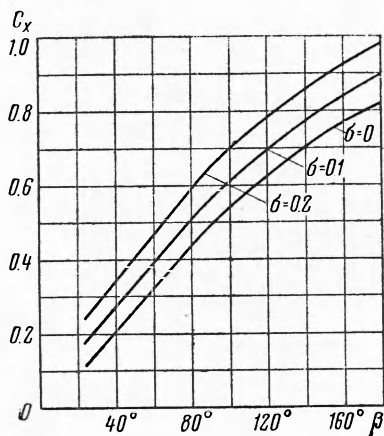
$$C_x = \frac{2X}{\rho\omega^2 R_2^2 S}$$

где Δp — разность между атмосферным давлением и давлением в каверне.

Для конусов определенного диаметра удавалось получить зависимость $C_x(\sigma)$ лишь в сравнительно узкой области изменения σ ; приводим минимальные значения чисел кавитации, полученные экспериментально и теоретически.

d мм	12	16	20	27	35	42
теор. σ_{\min}	0.0042	0.01	0.0314	0.0375	0.045	0.054
экспер. σ_{\min}	0.0025	0.007	0.039	0.05	0.06	0.071

σ_{\min} для каждого из тел $d = 20, 27, 35$ и 42 мм были больше σ_{\min} , полученного из



Фиг. 5

предположения, что давление в каверне не больше минимального статического давления на уровне каверны. Для тел диаметром 16 и 12 мм это соотношение нарушалось.

Результаты экспериментов приведены на фиг. 4 в виде зависимости $C_x(\sigma)$ и на фиг. 5 в виде зависимости $C_x(\beta)$ для значений числа кавитации $\sigma = 0, 0.1, 0.2$. Зависимость для $\sigma = 0$ получена экстраполированием. На фиг. 4 нанесены для сравнения экспериментальные точки Эпштейна, Ричарда, О'Нейлла и Кермина, а также теоретические прямые, полученные в работе [2] и в работе Л. А. Эпштейна.

Несмотря на различие в использованном оборудовании и установках, совпадение этих пяти серий данных вполне удовлетворительное. Некоторое исключение представляют результаты Эпштейна. Его точки для всех измеренных углов раствора конусов лежат близко к теоретическим прямым $C_x = C_{x0}(1 + \sigma)$, проведенным через ка-

кую-либо осредненную экспериментальную точку. Точки же всех остальных авторов лежат на прямых, для которых $dC_x/d\sigma > C_{x0}$, причем эта разница тем существенней, чем меньше угол раствора конуса. В целом результаты зависимости коэффициента лобового сопротивления от числа кавитации для выбранных размеров тел в карусельном гидроканале совпадают с аналогичными результатами, полученными в различных прямолинейных потоках.

Поступила
10 VI 1960

ЛИТЕРАТУРА

1. Войцеховский Б. В., Коваль А. А. Карусельный гидроканал. ПМТФ, 1960, № 2.
2. P l e s s e t M. S., P e r r y В. On the application of free streamline theory to cavity flows. Memoires sur la mecanigues des fluides Publ. sei. tech. min. Air, Paris, 251—261, 1954.