

*Т.В. Кучук, М.К. Болога, В.В. Грамацкий, П.Г. Думитраш*

Институт прикладной физики АН Республики Молдова

## ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА ПРИ КАВИТАЦИОННОМ ОБТЕКАНИИ ДВУХ ЦИЛИНДРОВ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В РЯД

### АННОТАЦИЯ

Экспериментально выявлены четыре режима обтекания двух цилиндров, установленных в ряд: без гидродинамического взаимодействия следов, с синхронизацией вихревых дорожек, бистабильный с отклонением потока от оси симметрии, с одной вихревой дорожкой. Выявлены особенности влияния режимов течения в пограничных слоях цилиндров и наличия кавитации на взаимодействие следов, локальных характеристик течения и теплоотдачу цилиндров.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство методов интенсификации процессов тепло- и массообмена основано на применении свойств вихревых и струйных течений изменении локальных и интегральных характеристик потока вблизи поверхности тел. При этом особое значение имеет не только тип генераторов вихрей, но и их расположение в потоке (дискретные теплообменные поверхности) [1] или на поверхности [2]. Взаимодействие вихревых структур при поперечном обтекании системы близко расположенных тел приводит к структурным перестройкам течения, которые отличаются от наблюдаемых вокруг одиночных тел. Наиболее сильно гидродинамическое взаимодействие тел проявляется в первых рядах таких систем, где, при определенных режимных и геометрических параметрах, обнаружены скачкообразные изменения картин течения, асимметричное обтекание и возбуждение низкочастотных колебательных процессов [3].

Некоторые особенности взаимодействия вихревых течений выявлены при исследовании поперечного обтекания двух цилиндров, расположенных последовательно (танемом) в ряд или под углом к набегающему потоку [4]. В каждом варианте расположения цилиндров существуют определенные расстояния между ними при достижении которых, картины обтекания изменяются скачком, вызывая аналогичные изменения их гидродинамических и теплообменных характеристик.

При поперечном докритическом обтекании цилиндров, расположенных в ряд, основным следствием гидродинамического взаимодействия цилиндров является отклонение потока в зазоре между ними от оси симметрии при  $T=2.2$  [5]. Это явление ассоциируется с эффектом Коанда. В [6] подобное явление обнаружено также при взаимодействии системы затопленных струй. В результате коренной перестройки течения резко изменяются сопротивление и теплоотдача цилиндров, возникает существенная разница между ними, а распределения коэф-

фициентов давления и теплоотдачи на поверхности цилиндров становится асимметричными [5, 7].

Различные методы интенсификации процессов теплообмена наиболее полно исследованы при обтекании одиночного цилиндра. Существенного увеличения коэффициента теплоотдачи можно достигнуть при генерировании возмущений в пограничном слое цилиндра или воздействуя на его ближний след. В случае применения этих методов для интенсификации теплоотдачи при обтекании системы цилиндров, необходимо учитывать влияние локальных изменений потока на характер гидродинамического взаимодействия между цилиндрами. На примере поперечного обтекания тандема цилиндров показано [8, 9], что генерирование турбулентности в пограничных слоях, а также кавитация могут быть источником новых режимов течения в системе тел.

Целью работы является изучение влияния режима течения в пограничных слоях и кавитации на местные характеристики теплоотдачи и гидродинамику при поперечном обтекании двух расположенных в ряд цилиндров.

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Подробное описание экспериментальной установки представлено в [8]. Исследования проводились в гидродинамической трубе с рабочим участком сечением  $150 \times 70$  мм<sup>2</sup> в области критических чисел Рейнольдса  $Re = (0,6-1,2)10^5$  и чисел кавитации  $\sigma = 0,80-6,00$ . Одиночный цилиндр или два цилиндра одинакового диаметра располагались в плоскости перпендикулярной направлению потока во вставном блоке специальной конструкции, позволяющей в рабочем режиме плавно или через определенный интервал, установить необходимое расстояние между цилиндрами. Поперечный шаг между цилиндрами изменялся в пределах  $T=1,0-5,0$  ( $T=l/d$ , где  $l$  – расстояние между осями цилиндров,  $d$  – диаметр).

Для измерения распределения давления по периметру применялся цилиндр с пьезоотверстием. Давление на его поверхности измерялось через каждые 5–10 градусов.

Для исследования местной теплоотдачи применялась калориметрическая трубка  $d = 14$  мм с  $q(x) = \text{const}$ . Теплообменной поверхностью служил тонкостенный цилиндр ( $\delta = 0,25$  мм) из нержавеющей стали.

Турбулентный режим течения в пограничных слоях достигался путем генерирования пузырьков на поверхностях цилиндров. Визуализация потока

осуществлялась путем ввода электролизных или воздушных пузырьков и наблюдением за ними при стробоскопическом освещении. При кавитационных режимах проводилась также высокоскоростная киносъемка. Схема рабочего участка представлена на рис.1.

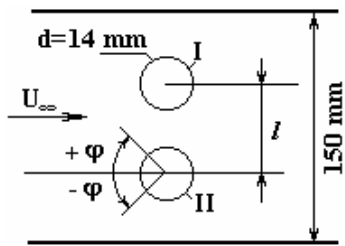


Рис. 1.Схема рабочего участка

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

Визуальными наблюдениями за развитием когерентных структур, проведенных в стробоскопическом освещении, установлено, что при ламинарном режиме течения в пограничных слоях цилиндров, развитие вихревых дорожек не зависит от расстояния между цилиндрами для  $T > 2,65$ . При достижении  $T = 2,65$  вихревые дорожки Кармана становятся взаимозависимыми, возникает явление их синхронизации, которое проявляется в виде периодического отрыва парных вихрей от поверхностей цилиндров, обращенных друг к другу. Перестройка потока происходит плавно и сохраняется до  $T = 2,10$ . В области синхронизации вихревых дорожек частота срыва вихрей практически не зависит от  $T$  (рис. 2), хотя с уменьшением расстояния между цилиндрами заметно некоторое сокращение зон формирования вихрей.

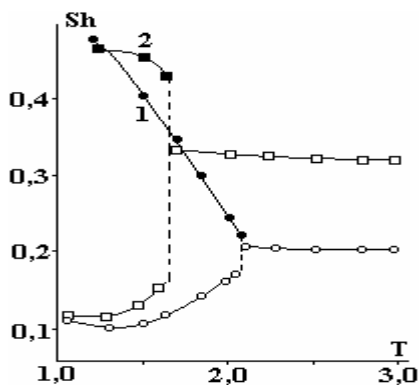


Рис. 2. Влияние поперечного шага  $T$  на частоту отрыва вихрей: 1 – ламинарный режим, 2 – турбулентный.  $Re = 0,87 \cdot 10^5$ . Здесь и далее черные значки соответствуют цилиндру в сторону которого отклонился поток в зазоре между цилиндрами

В интервале  $1,15 < T < 2,10$  поток в зазоре отклоняется от оси симметрии и отклонение возрастает с уменьшением  $T$ . Также быстро возрастает и разница частот отрыва вихрей от цилиндров (рис. 2). Установлено, что более высокая частота отрыва вихрей соответствует цилиндру I в сторону, которого отклонился поток. Существенным свойством системы

в этой области изменения  $T$  является бистабильность потока в зазоре между цилиндрами. Через нерегулярные периоды времени, которые не связаны с периодом отрыва вихрей, струйное течение в зазоре скачком может изменить направление отклонения на противоположное, вызывая аналогичное изменение частот срыва вихрей. В случае  $T < 1,15$ , несмотря на то, что отклонение потока выражено ярко, практически исчезает периодический отрыв вихрей от цилиндра I, а за цилиндрами наблюдается только вихревая дорожка с более низкой частотой.

В [10] показано, что генерированием пузырьков в пограничный слой цилиндра можно перевести режим течения в нем из ламинарного в турбулентный. Более того, согласно классификации течений вокруг цилиндра, представленной в [11], при воздействии пузырьков устанавливается сверхкритический режим, так как за цилиндром наблюдается вихревая дорожка с регулярным расположением вихрей и устойчивой частотой.

При применении такого метода управления течением для обоих цилиндров установлено существенное ослабление взаимодействия вихревых дорожек. Режим течения с синхронизацией вихревых дорожек смещается в области  $1,62 < T < 2,10$ , а отклонение потока в зазоре между цилиндрами наблюдается при  $T < 1,62$ . Из рис. 2 следует, что после возникновения отклонения потока, изменение режимов течения в пограничных слоях цилиндров менее существенно отражается на частоту отрыва вихрей, а режим с единой вихревой дорожкой устанавливается при практически одинаковом шаге  $T$ .

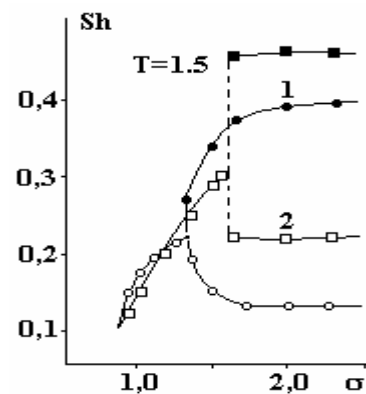


Рис. 3. Влияние кавитации на частоту отрыва вихрей: 1 – ламинарный режим; 2 – турбулентный

Возникновение и развитие кавитации приводит к изменению взаимодействия между вихревыми дорожками цилиндров. Как следует из анализа рис. 3, где, для примера, представлена зависимость частоты отрыва вихрей от числа кавитации  $\sigma$  при  $T=1,50$ , влияние кавитации на  $Sh$  заметно при  $\sigma < 2,00$ . При этом с уменьшением  $\sigma$  частота отрыва вихрей от цилиндра, к которому отклонен поток в зазоре между цилиндрами понижается и соответственно увеличивается для второго цилиндра. При достижении определенного критического значения числа кавитации (при  $T=1,50$   $\sigma_k=1,28$ ) устанавливается режим синхронизации частот (рис. 3, кривая 1). Таким об-

разом развитие кавитации стабилизирует течение в зазоре между цилиндрами.

При турбулентном течении в пограничных слоях цилиндров синхронизированный отрыв вихревых следов возникает скачкообразно, когда под воздействием кавитации зона отрыва вихрей-каверн смещается в непосредственную близость к поверхности цилиндров (рис. 3, кривая 2).

На рис. 4 представлены картины кавитационного обтекания цилиндров при одинаковых числах кавитации  $\sigma_k=1,50$ , но различных режимах течения в пограничных слоях, полученных скоростной кино-съемкой.

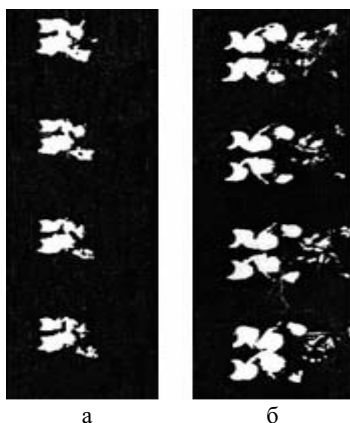


Рис. 4. Кавитационное течение: а – бистабильный режим с отклонением потока от оси симметрии (ламинарный режим); б – синхронизированный отрыв вихрей-каверн (турбулентный режим)

Влияние поперечного шага на распределение давления на поверхности цилиндров существенно при возникновении режима течения с отклонением потока в зазоре между цилиндрами. Наряду с асимметричным профилем  $C_p$  относительно собственных осей симметрии, заметны значительные отличия  $C_p(\varphi)$  цилиндров, которые с уменьшением  $T$  становятся более выраженными. Смещение положения точки с максимальным значением  $C_p$  от критической и отрыва пограничного слоя вниз по потоку на сторонах цилиндров обращенных друг к другу на 5–7 градусов больше для первого цилиндра. Для него также характерно более низкое донное давление  $C_{pb}$ , что может быть объяснено приближением к его поверхности зоны формирования вихрей из-за отклонения потока в зазоре.

Развитие кавитации в такой системе, характеризующейся увеличением длин зон формирования вихрей-каверн, приводит к сокращению угла отклонения потока и соответственно уменьшает разницу в кривых распределения давления на поверхностях цилиндров (рис. 5а). Различия в  $C_p(\varphi)$  цилиндров исчезают, когда при критическом значении  $\sigma_k$  восстанавливается режим синхронизации частот (рис. 5а, кривая 2) или достигается режим суперкавитационного обтекания цилиндров.

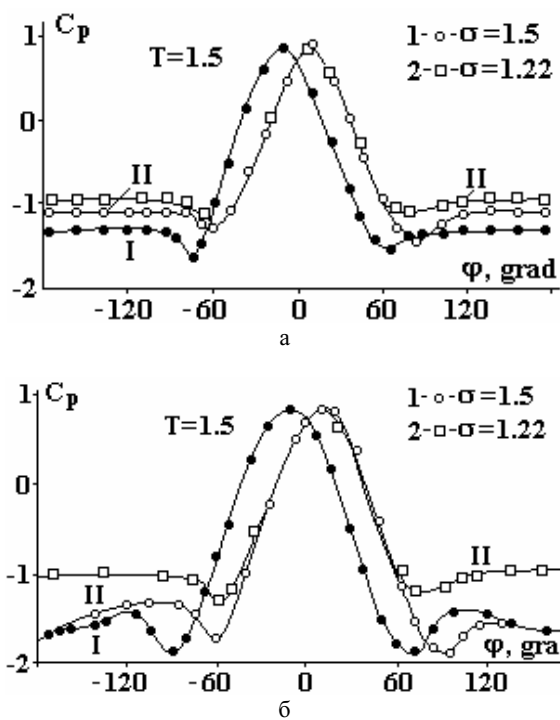


Рис. 5. Влияние кавитации на распределение коэффициента давления: а – ламинарный режим; б – турбулентный

В случае турбулентного режима течения в пограничных слоях и  $T < 1,62$ , по сравнению с ламинарным,  $C_{pb}$  обоих цилиндров меньше, чем для одиночного цилиндра. При этом сокращается  $\Delta C_{pb}$  цилиндров и уменьшается разница  $\Delta\varphi_s$  углов отрыва пограничных слоев. Максимальное  $\Delta\varphi_s$  не превышает  $10^\circ$ . Для сравнения при ламинарном режиме  $\Delta\varphi_s=25^\circ$ .

В кавитационном режиме идентичность кривых  $C_p(\varphi)$  (рис.5б) достигается, при более высоких значениях  $\sigma_k$  ( $\sigma_k=1,65$ ,  $T=1,50$ ) чем для цилиндров с ламинарным пограничным слоем ( $\sigma_k=1,35$ ,  $T=1,50$ ). При  $\sigma_k < 1,25$  влияние режимов течения в пограничных слоях цилиндров на  $C_p$  практически исчезает. Это следует из сравнения  $C_p(\varphi)$ , представленных на рис. 5а, б (кривая 2).

Изменения в локальных характеристиках теплоотдачи цилиндров заметны уже при возникновении режима синхронизации отрыва вихрей в виде некоторого увеличения  $\alpha$  за точками отрыва пограничных слоев при уменьшении  $T$ . В режиме с отклонением потока в зазоре в донной части цилиндров, а также на их внешних сторонах, коэффициенты теплоотдачи  $\alpha$  принимают меньшие значения, чем для одиночного цилиндра. Взамен увеличивается  $\alpha$  на сторонах цилиндров обращенных друг к другу. Аналогичная зависимость  $\alpha(\varphi)$  сохраняется и при возникновении кавитации за цилиндрами с ламинарным течением в пограничных слоях (рис. 5а).

При установлении турбулентного режима течения в пограничных слоях цилиндров в зависимости  $\alpha(\varphi)$  появляется второй максимум  $\alpha_m$ . В режиме с отклонением следа отмечается увеличение теплоотдачи в донной части цилиндров, особенно, от кото-

рого отклонился поток, что можно объяснить расширением зоны формирования вихрей за этим цилиндром.

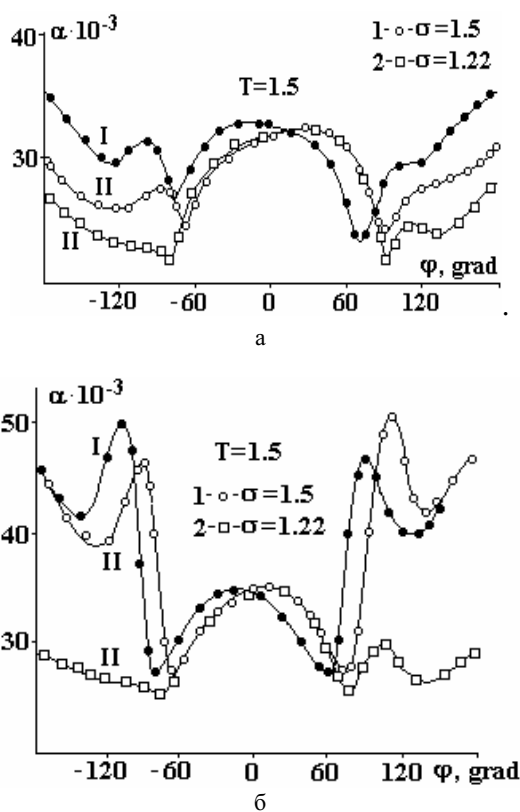


Рис. 6. Влияние кавитации на распределение коэффициента теплоотдачи: а – ламинарный; б – турбулентный

В начальных стадиях развития кавитации (вихри-каверны в непосредственной близости от поверхности цилиндров) независимо от состояния пограничных слоев увеличивается теплоотдача в донной части цилиндров. При турбулентном режиме течения влияние кавитации, как средство интенсификации теплоотдачи, значительно (рис. 6б, кривая 1). Однако необходимо отметить что, увеличение на 40–50 % интегрального коэффициента теплоотдачи цилиндров при совместном воздействии генератора турбулентности и кавитации можно получить лишь в узкой области изменения  $\sigma$ . С уменьшением  $\sigma$  эффект кавитации снижается. Более того, она может привести к существенному ухудшению теплоотдачи (рис. 6, кривые 2).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально выявлены четыре режима обтекания двух установленных в ряд цилиндров: без гидродинамического взаимодействия следов, с синхронизацией вихревых дорожек, бистабильный с отклонением потока от оси симметрии, с одной

вихревой дорожкой. Выявлены особенности влияния режимов течения в пограничных слоях цилиндров и кавитации на гидродинамическое взаимодействие следов, локальные характеристики течения и теплоотдачу цилиндров.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$Re = V_\infty d/\nu$  – число Рейнольдса;  
 $C_p = 2(P_s - P_\phi)/\rho V^2$  – коэффициент давления;  
 $Sh = fd/V_\infty$  – число Струхала;  
 $V_\infty$  – скорость невозмущенного потока, м/с;  
 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/м<sup>2</sup>·°С;  
 $f$  – частота отрыва вихрей, Гц;  
 $T = l/d$  – поперечный шаг;  
 $\sigma$  – число кавитации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Webb R.I.** Principles of Enhanced Heat Transfer. New York: John Wiley&Sons Inc. 1994. 556 p.
2. **Valencia A.** Heat transfer enhancement due to self-sustained oscillating transverse vortices in channels with periodically mounted rectangular bars, International Journal of Heat and Mass Transfer. 1999. V. 42. P. 2053–2062.
3. **Жукаускас А., Улинскас Р., Катинас В.** Гидродинамика и вибрации обтекаемых пучков труб. Вильнюс, 1984.
4. **Zdravkovich M.M.** Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements, Journal of Fluids Engineering. 1977. V. 99. P. 618–633.
5. **Xu S.J., Zhou Y., So R.M.C.** Reynolds number effects on the flow structure behind two side-by-side cylinders, Physics of Fluids. 2003. V. 15. P. 1214–1222.
6. **Makihato T., Migai I.** Experimental studies of the characteristics of multiple jets injected into quiescent fluid. Trans. JSME. 1980. V. 346. P. 409–421.
7. **Kumada M., Hiwada M., Ito M., Mabuchi I.** Interaction of flow over three circular cylinders in a side-by-side arrangement, Trans. JSME. 1984. B50. N 455. P. 1699–1706.
8. **Болога М., Кучук Т., Пауков Ю.** Гидродинамика и теплоотдача тандема цилиндров при турбулизации пограничного слоя на цилиндре, установленном выше по потоку, Energetica. 1992. V. 1. P. 44–56.
9. **Кучук Т.В., Болога М.К., Думитраш Р.Г.** Теплообмен и гидродинамика при кавитационном обтекании системы цилиндров. V Минский международный форум по тепло- и массообмену ММФ-2004. Тезисы докладов и сообщений. 24–28 мая 2004. Т. 1. С. 98–100. Полный текст доклада 164 Кб находится на сайте института: <http://www.itmo.by/forum/mif5/S01/1-49.pdf>
10. **Кучук Т., Пауков Ю., Болога М., Цырдя И.** Влияние электролизного газовыделения на поперечное обтекание цилиндра // Электронная обработка материалов. 1988. № 5–6. С. 70–76.
11. **Buresti G.** The effect of surface roughness on the flow regime around circular cylinders, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 1981. N 6. P. 105–114.