

УДК 532.527:532.526.7

МАРР Ю. Н., ШВЕГЖДА С. А.

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ПОПЕРЕЧНО ОБТЕКАЕМОГО ЦИЛИНДРА

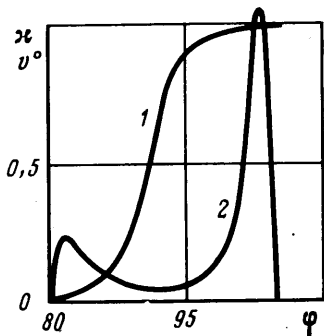
Сделана попытка воссоздания мгновенных структур потока вблизи поверхности цилиндра по измерениям различных характеристик в докризисном автомоделном режиме, в момент кризиса и после него. Информация о таких структурах имеет решающее значение для построения численных моделей обтекания [1-4], надежности и точности результатов расчетов.

Задача осложняется тем, что значительная часть исследований мгновенных структур проведена с помощью однопитяных термоанемометров, воспринимающих лишь модуль сигнала. При знакопеременном характере скорости осциллограммы и статистические характеристики снижают свою информативность. Однако привлечение численных моделей обтекания различного уровня сложности [1-4] позволяет восстановить многие характерные детали периодического вихреобразования. Частично это сделано в [5], где было дано объяснение удвоенной струхалевой частоты, зарегистрированной термоанемометром в окрестности лобовой и кормовой критических точек. Удвоение частоты является следствием пульсации положения точек на струхалевой частоте. В [5] были также установлены границы и взаимосвязь пульсаций точек отрыва с критическими точками в докризисном режиме.

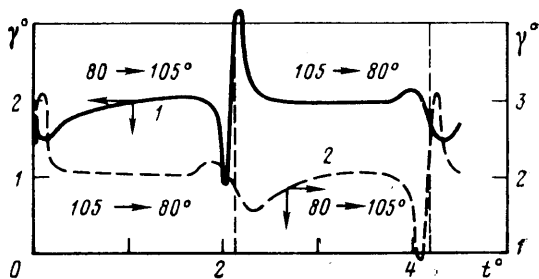
Использование для этих же целей эпюр осредненного касательного напряжения на поверхности цилиндра [6-8] в определенной мере способствует отображению кинематики знакопеременных потоков.

1. Обнаруженная ранее и подтвержденная в [9] статистическая упорядоченность потока в оторвавшемся осредненном пограничном слое ($Re = 10^4 - 5 \cdot 10^4$) выражается в том, что в достаточно узкой полосе $2y/D = 1,08 - 1,2$ оказались сосредоточены самые сильные пульсации скорости на частоте Струхалия, которые в коэффициенте автокорреляции преобладают над более высокими частотами волн перехода, приближающегося с ростом числа Рейнольдса к точке отрыва [10]. Авторы [9] интерпретируют указанный факт как зарождение и перенос концентраций завихренности, образующих в ближнем следе цепочки ядер свертывания основных вихрей. Одна из причин этого явления состоит в периодическом изменении циркуляции на контуре цилиндра поочередно формирующимися вихрями. Это приводит к пульсации скорости на частоте Струхалия по всему контуру цилиндра [5] (имеется в виду истинный сигнал, а не осциллограммы термоанемометра). Сходящийся в точках отрыва вихревой слой несет информацию об этих пульсациях.

Можно показать, что имеется и другая причина незатухающих в свободном слое пульсаций скорости, вызванная сильным вихревым возмущением от пульсации положения точки отрыва. Границы ее движения определялись в [5] по зависимости коэффициента перемежаемости $\kappa = \Delta t/T$ от угловой координаты φ , где Δt — время пребывания нити термоанемометра в турбулентном потоке ниже точки отрыва, T — период струхалевых пульсаций. Значение $\kappa = 0$ соответствовало крайней верхней по потоку границе перемещения точки отрыва, $\kappa = 1$ — крайней нижней. Надежность определения Δt при расположении нити термоанемометра на расстоянии 1 мм от поверхности цилиндра диаметром $D = 70$ мм гарантировалась резким изменением скорости на границах турбулентного интервала осциллограммы, низким значением скорости возвратного течения за точкой отрыва в срав-



Фиг. 1



Фиг. 2

нении со скоростью потенциального потока перед точкой отрыва и осреднением величины Δt по нескольким десяткам турбулентных интервалов на осциллограммах. Цилиндр был установлен в прямоугольном канале шириной 200 мм, при этом коэффициент загромождения сечения K_q составлял 0,35. Среднее положение точки отрыва в [5] $\varphi_* = 91^\circ$ при $Re = 4 \cdot 10^4$ и число Струхала $Sh = 0,24$ хорошо соответствовали данным [6] для $K_q = 0,35$. Зависимость $\kappa(\varphi)$, представленная на фиг. 1 (кривая 1), определила границы движения точки отрыва в заданных условиях координатами $\varphi = 80$ и 105° .

Приращение $d\kappa$ на элементе контура $0,5Dd\varphi$ пропорционально суммарному времени dt прохождения точкой отрыва вверх и вниз по потоку вдоль элемента со скоростью v_*

$$d\kappa = \frac{dt}{T} = \frac{D d\varphi}{v_* T} \quad (1.1)$$

откуда

$$v^\circ = \frac{v_*}{U_\infty} = Sh \left(\frac{d\kappa}{d\varphi} \right)^{-1} \quad (1.2)$$

Численное дифференцирование зависимости $\kappa(\varphi)$ с учетом того, что $\kappa = 0$ на границах $\varphi = 80$ и 105° , дало распределение скорости точки отрыва по φ (кривая 2 на фиг. 1). Как видно, вблизи $\varphi = 105^\circ$ скорость точки отрыва достигает величины порядка скорости набегающего потока в отличие от «медленного» движения во всей остальной области.

Для оценки возмущения, порождаемого этой особенностью, достаточно рассчитать мгновенную линейную плотность циркуляции вихревой пелены, стекающей из точки отрыва, которая, согласно [1], выражается в виде

$$\gamma^\circ = \gamma_* / U_\infty = U^\circ - v^\circ. \quad (1.3)$$

Здесь U° — мгновенная скорость потенциального течения в точке отрыва

$$U^\circ = U_* / U_\infty = U_\varphi^\circ + U_\Gamma^\circ \quad (1.4)$$

средняя локальная скорость потенциального потока U_φ° рассчитывалась по обобщенной формуле К. Хименца [6], U_Γ° — переменная составляющая, зависящая от мгновенной циркуляции на контуре цилиндра.

При вычислении второго слагаемого в (1.4) было использовано выражение для изменения циркуляции, уносимой из движущейся по контуру точки отрыва [1]

$$d\Gamma/dt = 0,5(U_* - v_*)^2 \quad (1.5)$$

Для численного интегрирования (1.5) было принято, что в течение полупериода $T/2$ точка отрыва 1 движется вверх по потоку ($v_1^\circ < 0$; $\Gamma_1^\circ < 0$), точка 2 — вниз по потоку ($v_2^\circ > 0$; $\Gamma_2^\circ > 0$). Первое приближение ($U_\Gamma^\circ = 0$)

дало приращение циркуляции в потоке $\Delta\Gamma^\circ = (\Gamma_1 + \Gamma_2) / (\pi U_\infty D) < 0$. Рассматривая данный полупериод как фрагмент в бесконечном процессе, необходимо приписать циркуляции на контуре цилиндра изменение от $-0,5|\Delta\Gamma^\circ|$ до $+0,5|\Delta\Gamma^\circ|$. Учитывая постоянство циркуляционной скорости по периметру цилиндра, приближенно был принят линейный характер зависимости циркуляции на цилиндре от мгновенной координаты φ_* точки отрыва так, чтобы $U_\Gamma^\circ = -0,5|\Delta\Gamma^\circ|$ при $\varphi_{*1} = 105^\circ$ и $\varphi_{*2} = 80^\circ$; $U_\Gamma^\circ = +0,5|\Delta\Gamma^\circ|$ при $\varphi_{*1} = 80^\circ$ и $\varphi_{*2} = 105^\circ$. Повторное интегрирование (1.5) с учетом U_Γ° дало: $\Gamma_1^\circ = -1,598$; $\Gamma_2^\circ = +1,224$; $\Delta\Gamma^\circ = -0,374$.

Величину избытка циркуляции $\Delta\Gamma^\circ = -0,374$ можно рассматривать как расчетную нижнюю границу напряженности вихря, переходящего в дорожку Кармана при $Re = 4 \cdot 10^4$ и $K_q = 0,35$. В [3] показано, что введение в модель дополнительно пограничного слоя, развивающегося от кормовой критической точки, повышает точность расчетной величины коэффициента сопротивления цилиндра. При этом завихренность в кормовой части снижается примерно на 20%. Учет этой поправки опустит нижнюю границу напряженности вихря до 0,3, что хорошо соответствует результатам расчетно-экспериментального определения напряженности вихрей для $Re = 2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$ [11]: на расстоянии $6D$ от цилиндра $\Gamma_v^\circ \approx 0,5 - 0,6$, при удалении на $10D$ $\Gamma_v^\circ = 0,3$.

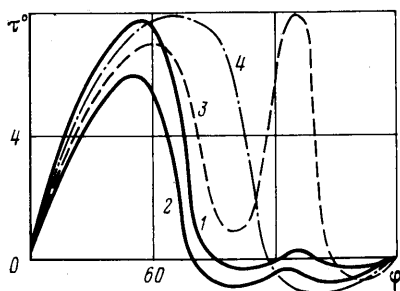
Зависимость $\gamma^\circ = \gamma_* / U_\infty$ от времени $t^\circ = U_\infty t / D$ за период $T^\circ = 4,17$ представлена на фиг. 2 (кривая 1 соответствует точке отрыва 1, кривая 2 — точке 2). Резкое замедление, а затем ускорение точек отрыва в области $\varphi = \pm 105^\circ$, наблюдаемое на фиг. 1, приводит к почти скачкообразному паде-

нию — росту линейной плотности циркуляции ($\gamma_{\max}^\circ / \gamma_{\min}^\circ \approx 3$). Практически это означает, что в достаточно однородной вихревой пелене, стекающей в поток, один раз за период появляется концентрированное вихревое возмущение, инициирующее сворачивание вихревого слоя. Его зарождение в начальный момент движения точки отрыва вверх по потоку, когда стекающий из нее вихревой слой несет избыток циркуляции, формирует вихрь и создает на цилиндре циркуляцию противоположного знака, что полностью соответствует экспериментальным наблюдениям [5, 12]: лобовая критическая точка смещается навстречу рассматриваемой точке отрыва, кормовая точка следует за точкой отрыва, а подъемная сила направлена в сторону, противоположную той, от которой развивается вихрь.

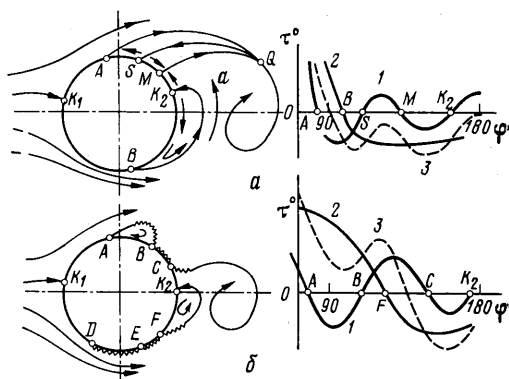
Правомерен вопрос: играют ли вихревые возмущения сколько-нибудь значительную роль в процессе вихреобразования? В данный момент на него не может быть дан окончательный ответ. Подавление формирования таких возмущений фиксацией точек отрыва в численном эксперименте [2] практически не влияет на образование вихрей при моделировании докритического обтекания. Избыток циркуляции, поочередно «стекающей» из неподвижных точек отрыва, относительно удаленных друг от друга, достаточен для самоподдержания периодического процесса. Это подтверждается и обтеканием тел с фиксированными точками отрыва: пластин, клиньев и т. д. Однако при $\varphi_* > 100^\circ$ в том же численном эксперименте [2] течение стало непериодическим. По-видимому, во втором случае меньшие скорости потока в близко расположенных точках отрыва при общем снижении схода циркуляции в отсутствие инициирующих возмущений приводят к быстрому перемешиванию дискретных вихрей и затуханию периодического процесса. Характерно, что в модели со свободными точками отрыва [3], равно как и в реальных условиях закризисного обтекания, имеет место активное периодическое вихреобразование.

Таким образом, можно предположить, что вихревые возмущения вследствие движения точек отрыва играют более важную роль в закризисном режиме обтекания.

2. Анализ эпюр касательного напряжения, полученных методом выступающей планки [6, 7], обнаруживает новые детали течения в кормовой



Фиг. 3



Фиг. 4

области цилиндра, о которых свидетельствуют два слабых минимума в отрицательной области $\tau^\circ = 2\tau_w \sqrt{\text{Re}} / (\rho U_\infty^2)$ для $\varphi > 80^\circ$ (кривые 1 и 2 на фиг. 3). Максимум, разделяющий минимумы, в зависимости от числа Рейнольдса и степени турбулентности может оказаться как положительным (кривая 1, $\text{Re} = 4,2 \cdot 10^4$ [6]), так и отрицательным (кривая 2, $\text{Re} = 10^5$ [7]). Отмеченные особенности, возможно и не стоили бы внимания в связи с малой величиной τ° , если бы не повторяемость их от эпоры к эпоре.

Рассмотрим ситуацию в кормовой зоне цилиндра, схематично изображенную на фиг. 4, а. К моменту завершения развития вихря от верхней половины цилиндра точки отрыва A и B в соответствии с [5] двигаются против часовой стрелки к своим крайним положениям, а лобовая и кормовая критические точки K_1 и K_2 смещены в верхнюю половину цилиндра. Растущий вихрь втягивает в зону формирования вихревой слой, стекающий из точки B , вместе с независимой жидкостью (стрелка a) и создает во внутренней области поток к поверхности цилиндра с кормовой критической точкой K_2 . От нее в обе стороны развивается мгновенное пристенное турбулентное течение. В верхней половине цилиндра пограничный слой отрывается в точке M , формируя мгновенную циркуляционную зону $ASMQ$ с разделяющей линией тока QS . В нижней половине цилиндра образуется циркуляционная зона, ограниченная точками B и K_2 .

К концу рассматриваемого полупериода в верхней половине цилиндра возникает мгновенное распределение касательного напряжения с положительным максимумом на участке SM (кривая 1 на фиг. 4, а). Эюра следующего полупериода для верхней половины будет соответствовать схеме движений, изображенной на фиг. 4, а для нижней половины цилиндра (кривая 2). При осреднении мгновенных эпюр такого характера рассмотренная последовательность движений, отличающаяся асимметрией от численной модели [3], допускает как положительный, так и отрицательный максимум (кривая 3, фиг. 4, а). В [3] максимум всегда положителен. Автокорреляция в области задней критической точки [9] свидетельствует о наличии частот, которые в 2 и 4 раза больше струхалевой. Энергетический спектр, полученный в [5], указал на преобладание в этой области лишь удвоенной струхалевой частоты, которая, очевидно, связана с пересечением точкой K_2 продольной оси. Однако, учитывая, что точка K_2 в соответствии с рассмотренной последовательностью образуется дважды за период (от вихрей с обеих сторон цилиндра), появление частоты, в 4 раза большей струхалевой, вполне оправдано.

Периодическое возникновение мгновенной циркуляционной зоны $ASMQ$ (фиг. 4, а) дает ясную интерпретацию отрыва внутренней части свободного вихревого слоя, обнаруженного в [9] по значительной величине пульсаций скорости на внутренней границе слоя. Кроме того, меняет-

ся точка зрения на структуру осредненного во времени течения за цилиндром: циркуляционная зона должна состоять не из одной пары вихрей, а из двух пар взаимно противоположных знаков. Кривой 1 на фиг. 3 отвечает картина с дополнительными внутренними циркуляционными зонами, симметрично «сидящими» на контуре цилиндра. Кривым 2 на фиг. 3 и 3 на па фиг. 4, а отвечает такая же пара внутренних зон, не касающихся контура. Характерно, что при численном моделировании установившегося стационарного симметричного обтекания цилиндра невязким внешним и вязким пристенным потоком [4] была воспроизведена структура с положительным максимумом касательного напряжения: $\tau^{\circ}=0$ при $\varphi=78; 124; 151$ и 180° .

3. Проанализируем течение за цилиндром в момент кризиса. В представлении осредненного течения неустойчивость оторвавшегося ламинарного пограничного слоя и его быстрая турбулизация сразу за точкой отрыва приводят к образованию «пузырей» — замкнутых вихревых зон, примакающих к цилиндру с обеих сторон [10]. Окончательный отрыв турбулентного пограничного слоя от поверхности цилиндра происходит при $\varphi \approx 140^{\circ}$. На круговых цилиндрах кризис обычно охватывает диапазон $Re=(2-4) \cdot 10^5$ [6, 8], но иногда затягивается и до $Re=10^6$ [7].

Ни ранние измерения осредненного касательного напряжения Фейджем и Фокнером [8], ни недавние измерения [6, 7] (эпюра 3 на фиг. 3, $Re=3 \cdot 10^5-1,5 \cdot 10^6$) не дают оснований считать, что на цилиндре расположены дополнительные осредненные циркуляционные зоны: эпюры касательного напряжения не имеют двукратного изменения знака τ° . Положительный минимум скорее наводит на мысль о том, что «пузыри» возникают и исчезают на обеих сторонах цилиндра. Принимая для дальнейшего вывод [13] о существовании преобладающей частоты во всем диапазоне Re , включая кризис обтекания, можно показать, что близкое по осредненным параметрам расположение ламинарного отрыва и перехода в сочетании с изменением циркуляции на контуре цилиндра и пульсацией положения точки отрыва может привести к необычной последовательности движений, схематично изображенной на фиг. 4, б. Развивающийся вихрь замедляет потенциальное течение на своей половине цилиндра и ускоряет его на противоположной. Соответственно изменяются и местные числа Рейнольдса пограничного слоя. Там, где Re_{*} выше (нижняя половина цилиндра на фиг. 4, б), переход D произойдет раньше ламинарного отрыва E : при этом возможна реализация одностороннего закризисного обтекания. На верхней половине цилиндра Re_{*} ниже, что приведет к упреждающему ламинарному отрыву A с последующим переходом в свободном слое, присоединением B и окончательным отрывом турбулентного пограничного слоя в точке C . Такому порядку движений соответствует поочередная смена эпюр 1 и 2 касательного напряжения, которая в среднем и дает эпюру 3, характерную для кризиса обтекания.

Изменение циркуляции на контуре цилиндра в течение полупериода, изображенного на фиг. 4, б, будет определяться ее стеканием в трех точках отрыва: A, C, F . Рост циркуляции приведет к ослаблению вихревого уноса в C и его усилению в F ; при этом произойдет отрыв свободного вихря от верхней половины цилиндра и начнется развитие вихря от нижней половины. Однако схлопывание «пузыря» AB и его появление на противоположной стороне может не совпадать по времени с моментом отрыва вихря. Тогда характер изменения циркуляции на контуре цилиндра и подъемной силы должен определяться не двумя, а четырьмя последовательными вихрями (двумя свободными и двумя «пузырями»). Это обстоятельство наряду с уменьшением расстояния между точками отрыва C и F в сравнении с до- и закризисными режимами должно привести к удвоению интегрально наблюдаемой частоты, т. е. полученной из осциллограмм пульсации подъемной силы [14] или давлений по датчику, установленному в стороне от цилиндра [15]. Если принять для докризисного режима

$Sh=0,2$, а после кризиса $0,27$, то удвоенная среднеарифметическая частота, равная $0,47$, мало отличается от «интегральной» кризисной, равной $0,45$ по [13].

Иные результаты получаются при измерении частоты миниатюрными безынерционными датчиками, установленными на поверхности цилиндра [16, 17]. В [16] без использования корреляционного и спектрального анализа сигналов получена частота $Sh=0,18-0,20$ в диапазоне $Re=(0,52-1,21) \cdot 10^6$ по всему контуру цилиндра, кроме точек, в которых сигнал приобретал турбулентный характер ($\varphi=115; 130; 170^\circ$). В [17] помимо частоты $Sh=0,2$, зафиксированной в диапазоне $\varphi=0-130^\circ$ и $Re=(0,67-1,67) \cdot 10^6$, в кризисных режимах наблюдалось одновременное увеличение частоты по φ , начинавшееся в области «пузыря» или сразу за ним и достигавшее величины $Sh=0,4$ при $\varphi=120^\circ$. Наличие таких результатов до некоторой степени подтверждает последовательность движений, иллюстрируемых фиг. 4, б, однако, согласно общепринятой точке зрения, резкое падение сопротивления в момент кризиса должно сопровождаться ростом фактической частоты отрыва вихрей. Можно показать расчетным путем, что сочетание характерных для кризиса коэффициентов лобового сопротивления $C_D=0,25$ и донного давления $C_P=-0,2$ [18] с числом $Sh=0,4$ приводит к нереальной структуре вихревой дорожки, тогда как замена $Sh=0,4$ на $0,23$ делает параметры дорожки удовлетворительно совпадающими с экспериментально наблюдаемыми. Согласно Кронауэру [19], кинематические и геометрические параметры устойчивых конфигураций вихревых дорожек должны соответствовать минимуму сопротивления тела. Используя эти представления, Берман [19] ввел универсальное число Струхала

$$Sh_B = \frac{h}{k_0 U_\infty T} = \frac{Sh}{k_0} \frac{h}{D} = 0,181 = \text{const}, \quad k_0 = \sqrt{1 - C_P} \quad (3.1)$$

где h — поперечное расстояние между вихрями устойчивой по Кронауэру дорожки. Экспериментальная проверка [18, 19] дала удовлетворительное согласие с расчетными величинами. Однако для $k_0 < 1,15$ по [19] число Sh_B становилось меньше $0,181$. Между тем кризис обтекания, для которого характерно $k_0=1,095$ при $Sh=0,4$, в [18] привел к росту Sh_B до $0,22$.

Результаты расчетов параметров устойчивой вихревой дорожки в момент кризиса, сделанных в настоящей работе по выражениям, приведенным в [18, 19], показаны в таблице (здесь l — продольное расстояние между вихрями одного ряда, u — скорость дорожки относительно невозмущенной жидкости). Ценность этих результатов состоит даже не столько в том,

Sh	h/l	u/U_∞	l/D	h/D	Sh_B	$Sh_B/0,181$
0,40	0,235	0,080	2,3	0,54	0,198	1,09
0,23	0,20	0,035	4,2	0,84	0,176	0,97

что Sh_B второго варианта значительно ближе к $0,181$ (и меньше), сколько в нереально малых величинах l/D и h/D первого варианта. Согласно многочисленным данным, собранным на фиг. 12, а в [18], наблюдаемая величина $l/D \geq 4$. Близкими получаются расчетные значения l/D для до- и закритических режимов. Расчетное значение $h/D=0,54$ меньше поперечного расстояния между точками отрыва $h^*/D=0,64$ при $\varphi^*=140^\circ$, что также не соответствует наблюдениям.

Таким образом, до проведения направленных экспериментальных исследований кризиса обтекания сумма косвенных доказательств может служить обоснованием изложенных здесь идей.

4. Дальнейшее увеличение Re и Re^* переведет точки перехода вверх по потоку за ламинарные отрывы. Исчезновение «пузырей» исключит удвоенную частоту и придаст эпюре осредненного касательного напряжения

вид, характерный для закризисного режима (кривая 4 на фиг. 3, $Re=3,6 \cdot 10^6$ [7]). Пульсация циркуляции на контуре цилиндра будет способствовать попеременному увеличению на лобовой его части местных чисел Рейнольдса и, следовательно, более глубокому проникновению точек потери устойчивости и перехода в конфузурную область течения, чем это следовало бы из расчета устойчивости стационарного пограничного слоя в осредненной картине течения. Отмеченное обстоятельство наряду с ячеистой вихревой структурой в лобовой части цилиндра, образованной продольными по течению вихрями типа вихрей Тейлора — Гертлера, возможно, вносит свой вклад в возникновение острого пика локальной теплоотдачи на поверхности цилиндра, начиная с $\varphi=30^\circ$ при $Re=2 \cdot 10^6$ [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильичев К. П., Постоловский С. Н. Расчет нестационарного отрывного обтекания тел плоским потоком невязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 72—82.
2. Вальес Н. Г. Расчет срывного обтекания цилиндра при автоколебаниях в потоке идеальной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 3. С. 173—178.
3. Белоцерковский С. М., Котовский В. Н., Ништ М. И., Федоров Р. М. Математическое моделирование нестационарного отрывного обтекания кругового цилиндра // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 138—147.
4. Паолино, Кинни, Черутти. Численный расчет неустановившегося течения и теплообмена при поперечном обтекании цилиндра // Теплопередача. 1986. № 4. С. 14—21.
5. Швецжда С. А., Марр Ю. Н., Жюгжда И. И., Жукаускас А. А. Нестационарность течения около цилиндра, поперечно обтекаемого потоком воздуха // Тр. АН ЛитССР. Сер. Б. 1977. Т. 6(103). С. 73—77.
6. Жукаускас А., Жюгжда И. Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости // Теплофизика. Вып. 11. Вильнюс: Мокслас, 1979. 236 с.
7. Achenbach E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in crossflow up to $Re=5 \cdot 10^6$ // J. Fluid Mech. 1968. V. 34. Pt 4. P. 625—639.
8. Гольдштейн С. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Т. 2. Обзор теории и экспериментальных работ по вопросам, пограничного, турбулентного движения и движения в спутной струе: Пер. с англ. М.: Гос. изд. иностр. лит., 1948. 408 с.
9. Хансон, Ричардсон. Ближняя часть следа поперечно обтекаемого круглого цилиндра // Теорет. основы инж. расчетов. 1968. № 4. С. 45—55.
10. Рошко А., Фишдон У. О роли перехода в ближнем следе // Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1969. № 6. С. 50—58.
11. Bloor M. S., Gerrard J. H. Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake // Proc. Roy. Soc. 1966. A294. № 1438. P. 319—342.
12. Мейер У., Маул Д. Плохообтекаемые тела и отрыв вихрей — обзор докладов на «Евромех 17» // Механика. Период. сб. перев. иностр. статей. 1972. № 2. С. 100—107.
13. Девани С. И. Аэрогидромеханика плохообтекаемых конструкций: Справочник. Л.: Судостроение, 1983. 331 с.
14. Fung Y. C. Fluctuating lift and drag acting on a cylinder in a flow at supercritical Reynolds number // J. Aerospace Sci. 1960. V. 27. № 11.
15. Roshko A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number // J. Fluid Mech. 1961. V. 10. Pt 3. P. 345—356.
16. Блюмина Л. Х., Федяевский К. К. О периодическом срыве вихрей с поверхности цилиндра и силах, вызванных этими вихрями, на закризисном режиме обтекания // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 3. С. 100—104.
17. Короткин А. И., Рождественский К. В. Экспериментальное исследование закризисного обтекания кругового цилиндра // Тр. Ленингр. кораблестроит. ин-та. 1970. Вып. 69. С. 57—63.
18. Чжень. Колебания подъемной силы, обусловленные вихревыми дорожками Кармана за одиночными круговыми цилиндрами и в пучках труб. Ч. 1. Вихревая дорожка за одиночным круговым цилиндром // Конструирование и технология машиностроения. 1972. № 2. С. 111—121.
19. Bearman P. W. On vortex street wakes // J. Fluid Mech. 1967. V. 28. № 4. P. 625—641.

Ленинград
Каунас

Поступила в редакцию
12.V.1988