

УДК 621.548+533.601.312

## **ВЕТРОДВИГАТЕЛЬ С ЭФФЕКТОМ МАГНУСА. 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРА**

**Н.М. БЫЧКОВ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск*

Анализируются аэродинамические характеристики поперечно обтекаемых вращающихся цилиндров в условиях работы ветродвигателя с использованием эффекта Магнуса в зависимости от скорости вращения цилиндров, их удлинения, диаметра концевых шайб (дисков), числа Рейнольдса. Определены затраты мощности на вращение цилиндров и их концевых шайб. Полученные результаты необходимы для разработки метода расчета характеристик ветроколеса с вращающимися цилиндрами и оптимизации его параметров.

### **ВВЕДЕНИЕ**

В работе [1] проведен анализ результатов испытаний модели ветроэнергетической установки (ВЭУ) с эффектом Магнуса, т. е. с вращающимися цилиндрами вместо традиционных лопастей. Рассмотрено влияние некоторых основных параметров вращающихся цилиндров на характеристики ветроколеса. В данной работе для более детального изучения явлений в таком ветроколесе исследуются характеристики вращающихся одиночных цилиндров в поперечном потоке при постоянной по длине цилиндра и скорости набегающего потока ( $V = \text{const}$ ). Обтекание цилиндра при таких условиях в определенной степени моделирует явления, характерные для работающего ветроколеса.

Для реальных ВЭУ поток, набегающий на цилиндры (как и на лопасти), не является однородным, а изменяется вдоль радиуса ветроколеса, т. е. вдоль оси цилиндров, и при этом зависит от скорости вращения ветроколеса и других параметров. Эти отличия в обтекании цилиндров могут быть учтены при разработке расчетного метода определения характеристик ветроколеса.

В то же время некоторыми авторами отмечается, что большинство ранее проведенных исследований на вращающихся телах из-за большого числа определяющих параметров носит фрагментарный характер, недостаточный для полного параметрического анализа. В настоящей работе делается попытка некоторой систематизации имеющихся результатов, что дает возможность разработки многопараметрического метода расчета характеристик ветроколеса с эффектом Магнуса.

Цель работы — анализ результатов исследований характеристик поперечного обтекания вращающихся цилиндров — в основном применительно к условиям, характерным для работы реальных ВЭУ с эффектом Магнуса.

## 1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРА

Характеристики вращающихся тел исследовались начиная с 1671 г. (Г. Уокер, И. Ньютон, качественные наблюдения и объяснения), затем были работы Б. Робинса (1742 г.), Г. Магнуса (1853 г.), а в последнее время — [2–4] и другие исследования, в том числе выполненные в ИТПМ СО РАН на вращающихся и не вращающихся цилиндрах в поперечном потоке [5–7] и на осесимметричных телах большого удлинения (до 40).

При поперечном обтекании вращающегося цилиндра на него действуют подъемная сила (Магнуса), а также силы сопротивления поступательному движению и вращению. Наиболее значительной из них является сила Магнуса, которая направлена по нормали к набегающему потоку и к оси цилиндра. При оптимальных условиях обтекания цилиндра она на порядок и более превосходит подъемную силу лопасти, что позволяет использовать ее для вращения ветроколеса. Силы сопротивления тоже играют существенную роль, определяя его быстроходность и затраты мощности на вращение цилиндров.

Сила Магнуса  $Y$  в общем виде выражается формулой [8]

$$Y = \rho V \Gamma L, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность среды (воздуха),  $\Gamma$  — циркуляция, создаваемая вращением цилиндра,  $L$  — длина цилиндра. Циркуляцию для реального, отрывного обтекания представим следующим образом:

$$\Gamma = K_r \Gamma_0 = K_r (2\pi R^2 \omega), \quad (2)$$

где  $\Gamma_0$  — циркуляция при безотрывном обтекании цилиндра,  $K_r$  — коэффициент, учитывающий влияние отрыва потока,  $R$  — радиус цилиндра,  $\omega$  — частота вращения цилиндра. Коэффициент  $K_r$ , в соответствии с [9] и с учетом данных ИТПМ, может быть определен по формуле

$$K_r = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2\pi}, \quad \varphi_1 \geq \varphi_2, \quad (3)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — положение точек отрыва потока на верхней и нижней сторонах цилиндра. При безотрывном обтекании, а также непосредственно на поверхности цилиндра  $K_r = 1$ , что соответствует случаю  $\varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi$ . При  $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi$  коэффициент  $K_r$  будет равняться 0,5. Для реального, отрывного обтекания цилиндра в интересующей нас области чисел Рейнольдса ( $Re = Vd/\nu \geq 10^4$ , где  $d$  — диаметр цилиндра,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости среды) в большинстве случаев  $K_r \leq 0,5$  [2–7].

Введем безразмерные коэффициенты силы Магнуса  $Y$  и сопротивления  $X$  цилиндра:

$$C_y = \frac{Y}{qS}, \quad C_x = \frac{X}{qS}, \quad (4)$$

где  $q = \rho V^2/2$  — скоростной напор,  $S = dL$  — площадь цилиндра в плане.

Введем также параметр  $\theta$  — относительную скорость вращения цилиндра

$$\theta = \frac{\omega d}{2V} = \frac{\pi dn}{60V}, \quad (5)$$

где  $n$  — частота вращения цилиндра (об/мин).

Из (1), (2), (4), (5) следует

$$C_y = K_r \cdot 2\pi\theta, \quad (6)$$

в частности

$$C_y = 2\pi\theta \text{ при } K_r = 1, \quad (7)$$

$$C_y \leq \pi\theta \text{ при } K_r \leq 0,5, \quad (8)$$

в том числе

$$C_y < 0 \text{ при } K_r < 0. \quad (9)$$

Из (6) при необходимости можно определить коэффициент  $K_r$ , используя экспериментальные данные для  $C_y$  (обратная задача):

$$K_r = \frac{C_y}{2\pi\theta}. \quad (10)$$

Значение  $C_y = \pi\theta$  при  $K_r = 0,5$  (8) является максимальным (асимптотическим) для реального, отрывного обтекания цилиндра, что следует из экспериментальных данных, которые будут приведены далее. В случае обтекания цилиндра с набором шайб (дисков) по всей его длине [10] в области  $\theta > 4$  достигаются значения  $C_y > \pi\theta$  и  $C_x < 0$ , однако при этом существенно возрастают затраты мощности на вращение цилиндров, что неприемлемо для ВЭУ. При наличии одной или двух концевых шайб (наиболее реальный вариант для ВЭУ), согласно имеющимся к настоящему времени экспериментальным данным,  $C_y \leq \pi\theta$  и  $C_x > 0$ , причем в области  $\theta < 0,5$  коэффициент  $C_y$  может принимать отрицательные значения.

Для иллюстрации характера обтекания вращающегося (и неподвижного) цилиндра на рис. 1 приведены схемы течения для двух вариантов обтеканий: *a*) идеального, безотрывного и *b*) реального с отрывом потока. Здесь  $A$  и  $B$  — передняя и задняя критические точки течения,  $S$  — точка отрыва потока,  $\varphi$  — угловое

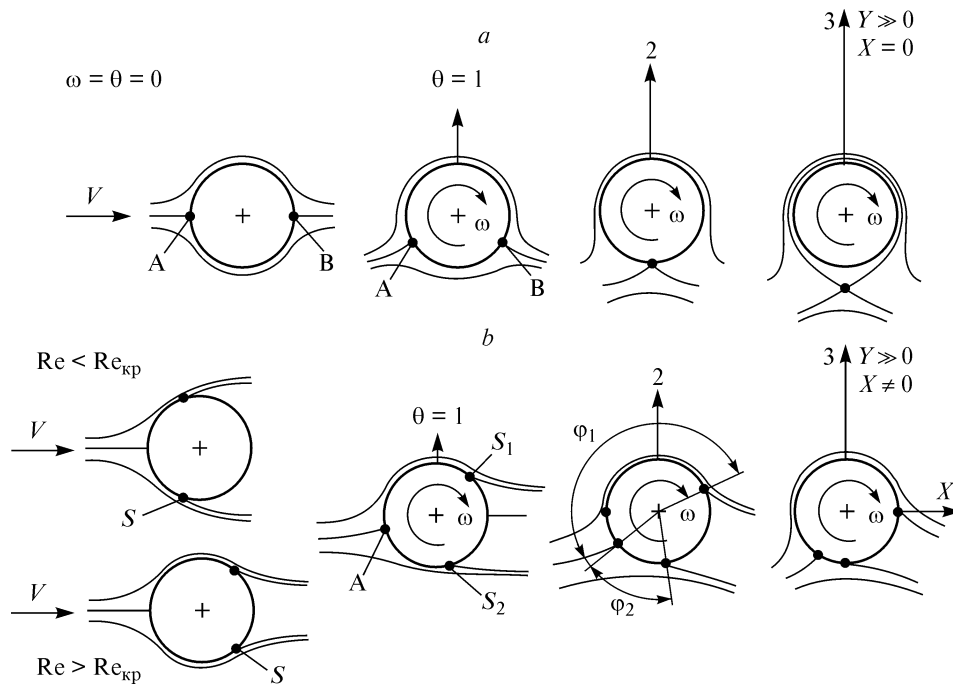


Рис. 1. Схемы обтекания цилиндра при  $\theta \geq 0$ .

*a* — безотрывное потенциальное [8], *b* — с отрывом потока;  $A$ ,  $B$  — критические точки,  $S$  — точка отрыва потока.

положение точек отрыва,  $Re_{кр}$  — критическое число Рейнольдса ( $Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$  [5–7]). Видно существенное отличие отрывного обтекания цилиндра (*b*) от безотрывного (*a*). Схема (*a*) представляет теоретическое решение [8] для потенциального обтекания, при котором  $C_y = 2\pi\theta$  и  $C_x = 0$ , что не соответствует действительности. Для отрывного течения на вращающемся цилиндре при рассматриваемых условиях, как отмечено выше,  $C_y \leq \pi\theta$  и  $C_x > 0$ .

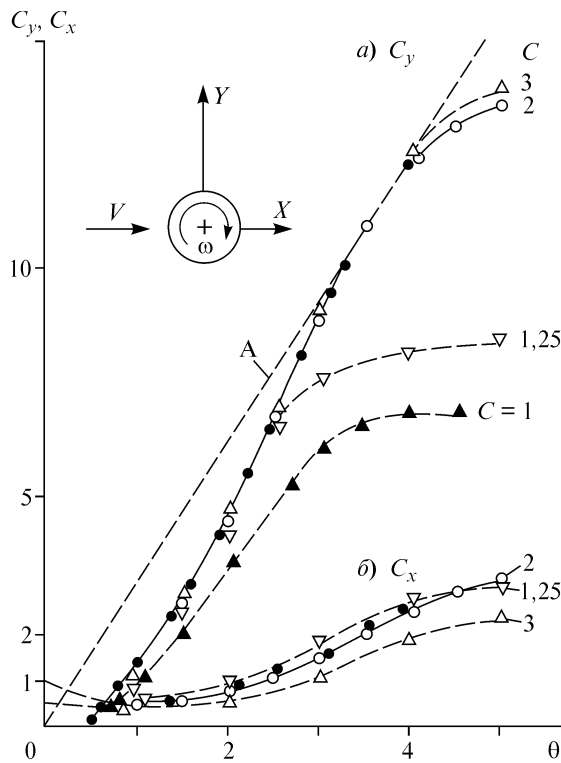
## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

В работе анализируются результаты экспериментальных исследований, проведенных в ИТПМ СО РАН и других научных центрах, на вращающихся цилиндрах в поперечном потоке. Для измерения аэродинамических сил  $Y$  и  $X$  в ИТПМ использовались двухкомпонентные тензометрические весы, сигнал разбаланса с которых, пропорциональный измеряемым силам, определялся с помощью электронного вольтметра TR-1452. При этом схема тензовесов и конструкция модели позволяли максимально исключить влияние побочных эффектов [5, 6, 11]. Перед испытаниями и при их проведении осуществлялись тарировки всего измерительного комплекса.

Результаты испытаний качественно различны при  $\theta < 1$  и  $\theta > 1$ . В области  $\theta < 1$  исследуемые характеристики  $C_y(\theta)$  и  $C_x(\theta)$  зависят от многих параметров — турбулентности потока, шероховатости цилиндра, числа  $Re$ . При  $\theta > 1$  эта зависимость в значительной мере исчезает. В частности, по данным [2], пограничный слой на вращающемся цилиндре при  $\theta > 1$  становится в основном турбулентным и поэтому очень слабо зависит от числа Рейнольдса.

Рассмотрим сначала поведение коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$  в области  $\theta > 1$ , которая соответствует большинству основных режимов работы ветроколеса.

### 2.1. Результаты испытаний при $\theta > 1$



На рис. 2 приведены экспериментальные значения коэффициентов  $C_y$  (*a*) и  $C_x$  (*b*) для вращающегося цилиндра с удлинением  $\lambda = L/d = 8$  при  $C = d_{ш}/d = 1-3$  ( $d_{ш}$  — диаметр концевой шайбы) и параметре вращения  $\theta = 1-5$ . Темные символы ( $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ) соответствуют испытаниям в аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ на цилиндре диаметром  $d = 0,05$  м, длиной  $L = 0,4$  м и числах  $Re = (0,3-1)10^5$ . Результаты, отмеченные светлыми значками, получены по эксперимен-

Рис. 2. Экспериментальные значения  $C_y(\theta)$  и  $C_x(\theta)$  для вращающегося цилиндра при  $\lambda = 8$  и  $C = 1-3$ .

$\bullet$ ,  $\blacktriangle$  — данные ИТПМ,  $\nabla$ ,  $\circ$ ,  $\triangle$  — по [4], *A* — асимптота  $C_y = \pi\theta$ .

тальным данным [4] ( $d = 0,152$  м,  $Re = 1,4 \cdot 10^5$ ,  $\lambda = 3$  и  $6$ ), причем для удобства сопоставления с данными ИТПМ ( $\lambda = 8$ ) значения [4] экстраполированы на удлинение  $\lambda = 8$ .

Из рис. 2 (и других имеющихся к настоящему времени результатов) следует, что коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  в рассматриваемой области  $\theta = 1-5$  существенно зависят от параметра  $\theta$  (и в некоторой степени от  $C$ ), но практически не зависят от числа Рейнольдса, по крайней мере, в отмеченном диапазоне  $Re = (0,3-1,4)10^5$ . С увеличением  $\theta$  оба коэффициента монотонно возрастают. При этом коэффициент  $C_y$  приближается к асимптоте А, а в области  $\theta = 3-4$  достаточно хорошо совпадает с ней.

Таким образом, асимптота А является верхней границей для реальных значений  $C_y$ . Асимптота А определяется величиной  $C_y$  (8) при  $K_r = 0,5$ , что в два раза меньше теоретического значения  $C_y$  (7) при  $K_r = 1$ . Уменьшение  $C_y$  относительно теоретического значения связано с потерей некоторой части циркуляции  $\Gamma$  (2) из-за отрыва пограничного слоя с поверхности цилиндра.

Из рис. 2 видно также, что коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  зависят от относительного диаметра  $C$  концевых шайб (дисков). На величине  $C_y$  наличие этих шайб наиболее заметно при малом диаметре ( $C < 1,5$ ), а при  $C > 1,5$  их влияние сказывается в основном только в области  $\theta > 4$ , где с увеличением  $C$  графики  $C_y(\theta)$  смещаются ближе к асимптоте А. При диаметре  $C > 2$  его влияние на  $C_y$  становится еще более слабым.

Коэффициент  $C_x$ , в отличие от  $C_y$ , зависит от  $C$  во всей рассматриваемой области  $\theta = 1-5$ . При этом увеличение  $C$  приводит к снижению  $C_x$  (положительный фактор). Однако чрезмерное возрастание  $C$ , аналогично использованию большого числа концевых шайб и сопровождается увеличением затрат мощности на вращение цилиндров, что нецелесообразно для ВЭУ.

Отмеченное поведение  $C_y$  и  $C_x$  в зависимости от значения  $C$  связано с тем, что концевые шайбы ограничивают в некоторой степени сход завихренного потока с концов цилиндра, обеспечивая тем самым увеличение  $C_y$  и снижение  $C_x$ . Однако часть этого завихренного потока, сходя с цилиндра (непосредственно с его поверхности при отсутствии шайб или огибая их), вызывает появление концевых вихрей, которые создают индуктивное сопротивление, существенно увеличивая суммарное сопротивление цилиндра  $C_x$ . Данная схема подтверждается проведенной визуализацией течения около вращающегося цилиндра на модели ВЭУ при заторможенном ветроколесе. Дополнительные данные о влиянии различных параметров на величину индуктивного сопротивления будут приведены далее.

На рис. 3 приведены значения  $C_y$  (а) и  $C_x$  (б) в зависимости от  $\lambda$  и  $\theta$  при  $C = 2$  и частично при  $C = 3$ . Наиболее важной для ВЭУ с вращающимися цилиндрами является область больших удлинений  $\lambda > 10-12$ , как это показано в [1]. Из рис. 3 видно, что в этой области коэффициент  $C_y$  достигает максимума и может возрастать только при увеличенном диаметре концевых шайб, если  $\theta > 4$ . В то же время коэффициент  $C_x$  при большом удлинении цилиндра имеет очень низкие значения, близкие к  $C_x$  для невращающегося цилиндра. Такие параметры могут обеспечить достаточно высокие характеристики ветроколеса.

На рис. 4 показано влияние удлинения цилиндров  $\lambda$  на коэффициенты  $C_y$  (а) и  $C_x$  (б) при увеличенном диаметре концевых шайб  $C = 3$  [4, 10]. Видно, что с увеличением  $\lambda$  коэффициент  $C_y$  при  $\theta > 4$  возрастает и все более приближается к асимптоте А. Коэффициент  $C_x$ , наоборот, с увеличением  $\lambda$  снижается, причем довольно значительно (аналогично данным на рис. 3). В частности, увеличение  $\lambda$  от

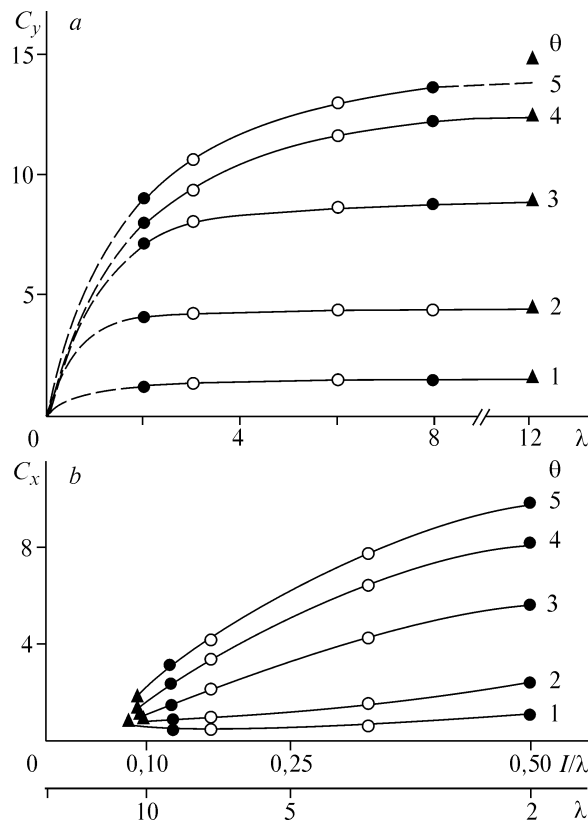
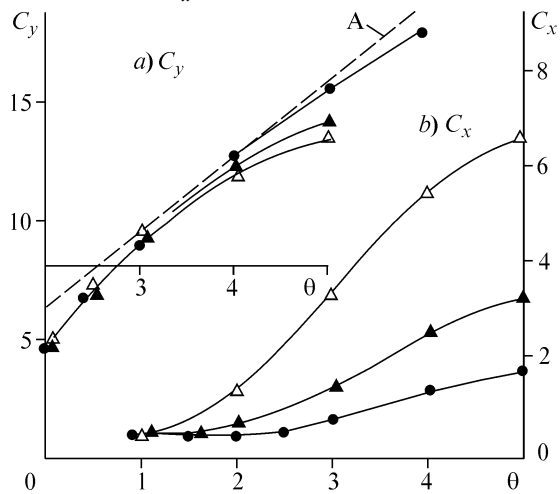


Рис. 3. Коэффициенты  $C_y$  (a) и  $C_x$  (b) в зависимости от  $\lambda$  и  $\theta$  при  $C = 2$  (•, ◻) и  $C = 3$  (▲).  
 • — данные ИТПМ, ◻ — по [4], ▲ — по [10].

6 до 12 обеспечивает снижение  $C_x$  в области  $\theta = 3-4$  на 70–90 %, т. е. практически пропорционально изменению  $\lambda$ . В то же время, увеличение диаметра концевых шайб от  $C = 1,25$  до  $C = 2$  в этой же области  $\theta$  обеспечивает снижение  $C_x$  только на 10–20 %.

Полученные результаты подтверждают ранее сделанный вывод [1], что удлинение цилиндров  $\lambda$  является одним из наиболее существенных факторов повышения эффективности ветроколеса. Увеличение  $\lambda$ , как уже отмечалось, приводит к уменьшению  $C_x$  при всех  $\theta > 1$  и к некоторому росту  $C_y$  при  $\theta > 4$ .



Важным параметром, характеризующим эффективность использования в ВЭУ вращающегося цилиндра (как и других тел) и суммирующим поведение  $C_y$  и  $C_x$ , является аэродинамическое качество  $K = C_y/C_x$ . На рис. 5 приведены значения  $K(\theta)$  для цилиндров с удлинением  $\lambda = 3-12$  при  $C = 3$  [4, 10]. Видно, что функции

Рис. 4. Влияние  $\lambda$  на  $C_y$  (a) и  $C_x$  (b) при  $C = 3$  [4, 10].  
 $\lambda = 3$  (▲), 6 (◻), 12 (•).

Рис. 5. Влияние  $\lambda$  на аэродинамическое качество цилиндра  $K$  при  $C = 3$  [4, 10].

$K(\theta)$  имеют максимум  $K_{\max}$ , который с увеличением  $\lambda$  возрастает и одновременно смещается в сторону более высоких значений  $\theta$ . Эффективная работа ветроколеса достигается в оптимальной области  $K$ ,  $\theta$  и  $\lambda$ , что выражается условиями:

$$\theta = \theta_{\text{опт}}, K = K_{\max}, \lambda = \lambda_{\text{опт}}. \quad (11)$$

Оптимальное значение  $\theta_{\text{опт}}$  в (11) определяется по максимальному приближению функции  $C_y(\theta)$  к асимптоте  $A$ . Следуя рис. 2,  $a$  и 4,  $a$ , этому условию соответствует значение  $\theta_{\text{опт}} \approx 4$ , что близко к данным для цилиндров модели [1]. Для определения оптимального удлинения  $\lambda_{\text{опт}}$  используем данные рис. 5, из которых следует, что удлинение цилиндров необходимо увеличивать до значения не ниже  $\lambda = 12$ . При указанных оптимальных параметрах  $\theta$  и  $\lambda$  функция  $K(\theta, \lambda)$  будет близка к своему максимуму  $K_{\max}$ , необходимому для выполнения условия (11).

Рассмотрим поведение индуктивного сопротивления  $X_i$  в зависимости от основных параметров. По теоретическим данным коэффициент индуктивного сопротивления  $C_{xi}$  выражается известной формулой [8], которая имеет наиболее простой вид для эллиптического крыла

$$C_{xi} = \frac{X_i}{qS} = \frac{C_y^2}{\pi\lambda}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что коэффициент  $C_{xi}$  с ростом удлинения цилиндров  $\lambda$  будет уменьшаться, а с увеличением  $C_y$ , наоборот, возрастать. Первое подтверждается тем, что с увеличением  $\lambda$  уменьшается суммарный коэффициент  $C_x$ , который имеет вид [8]

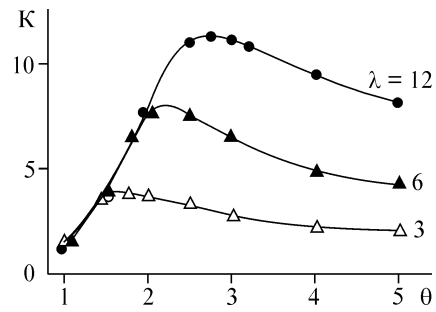
$$C_x = C_{x0} + C_{xi}, \quad (13)$$

где  $C_{x0}$  — коэффициент профильного сопротивления цилиндра, причем  $C_{x0} \ll C_{xi}$  в области  $\theta_{\text{опт}}$ .

Наиболее сильное влияние на величину  $C_{xi}$  (12) оказывает коэффициент  $C_y$ . Последний для вращающегося цилиндра гораздо выше, чем для лопасти — приблизительно на порядок при оптимальных параметрах  $\theta$ ,  $\lambda$  и  $C$ , что на два порядка увеличивает значения  $C_{xi}$  (12). Это означает, что основной вклад в сопротивление цилиндра при  $\theta_{\text{опт}}$  дает индуктивная составляющая (т. е.  $C_{xi}$ ), а профильное сопротивление ( $C_{x0}$ ) сказывается только при малых параметрах  $\theta < 1$ .

Отсюда можно сделать вывод, что основная причина низкой эффективности ВЭУ данного типа в предыдущих попытках их создания заключалась в малом удлинении цилиндров. Это приводило к значительному росту сопротивления цилиндров за счет увеличения индуктивной составляющей согласно (12), и соответственно снижало характеристики ветроколеса.

Кроме параметров  $C_y$  и  $\lambda$ , входящих в выражение (12), коэффициент  $C_{xi}$  зависит также от диаметра и конструкции концевых шайб, которые, как уже отмечалось, ограничивают сход завихренного потока с концов цилиндра и тем самым



уменьшают интенсивность концевых вихрей и возникающее под их влиянием индуктивное сопротивление. Применительно к ВЭУ, необходимый диаметр концевых шайб, с учетом затрат мощности на их вращение при удлинении цилиндров  $\lambda = 6$  выбирается в пределах  $C = 1,5-2$  [4 и др.]. С увеличением удлинения до  $\lambda = 12$  и более может оказаться достаточным значение  $C = 1,5$ .

Согласно результатам визуализации течения около вращающегося цилиндра на модели ВЭУ, полученным в ИТПМ, а также по данным [2, 10] и других работ, при недостаточном диаметре концевых шайб выход завихренного потока за их пределы становится более интенсивным. В этом случае коэффициент  $C_y$ , с увеличением  $\theta$  значительно замедляет свой рост, а коэффициент  $C_x$ , наоборот, начинает сильно возрастать, что ухудшает характеристики ВЭУ. При работе ветроколеса отмеченное перетекание завихренного потока через концевые шайбы может усиливаться из-за наличия составляющей суммарного течения около цилиндров, направленной вдоль их оси (по радиусу ветроколеса).

Из проведенного анализа характеристик вращающегося цилиндра следует вывод, что при создании ВЭУ с эффектом Магнуса одной из основных проблем является реализация условий, обеспечивающих (с учетом технических возможностей) существенное снижение индуктивного сопротивления вращающегося цилиндра. Как показано выше, это может быть достигнуто соответствующим увеличением относительного удлинения цилиндров. По предварительным оценкам, эффективной мерой является также некоторое изменение формы цилиндров (роторов), включая конструкцию концевых шайб. Возможны, вероятно, и другие способы снижения индуктивного сопротивления, что требует дальнейших исследований.

В данной работе рассмотрен только наиболее простой (но не самый оптимальный) вариант — путем увеличения относительного удлинения цилиндров, что обеспечивает, однако, достаточно высокие характеристики ВЭУ, как это показано в [1]. Более оптимальная форма цилиндров (роторов) может быть определена путем дополнительного анализа на основе расчетных данных, с использованием полученных базовых экспериментальных точек и с учетом технологических возможностей изготовления таких роторов.

## 2.2. Характеристики цилиндра при малых параметрах $\theta$

Область малых относительных скоростей вращения цилиндра ( $\theta < 1$  и особенно  $\theta < 0,5$ ) для ВЭУ с эффектом Магнуса не является основной. Эти значения реализуются только при пуске и остановке ветроколеса, а также при очень больших, штормовых скоростях ветра, не менее 35–40 м/с. В указанной области значений  $\theta$ , в отличие от  $\theta > 1$ , коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  характеризуются большими изменениями и сильной зависимостью от различных параметров. Эти коэффициенты зависят не только от  $\theta$ ,  $\lambda$  и  $C$ , как при  $\theta > 1$  (см. рис. 2–4), но также от числа Рейнольдса, степени турбулентности потока, шероховатости цилиндра и других параметров, которые в работах различных авторов могут существенно отличаться, определяя большой разброс результатов при  $\theta < 1$ .

Для измерения сил  $Y$  и  $X$  на вращающемся (и неподвижном) цилиндре при  $\theta < 1$  в ИТПМ СО РАН использовалась трехсекционная конструкция цилиндра диаметром  $d = 0,15$  м и длиной  $L = 1$  м, с центральной весовой секцией длиной 0,25 м ( $\lambda = 1,67$ ) [5–7]. Весовая секция устанавливалась на тензометрических весах. Концевые шайбы на цилиндре отсутствовали, т. е. зазоры между центральной и боковыми секциями были очень малы (около 0,5 мм), что обеспечивало слабое перетекание потока через эти зазоры и соответственно незначительное индуктивное сопротивление. Все секции вращались синхронно с числом оборотов до 1600 об/мин. Скорость потока составляла  $V = 10-64$  м/с, что соответствовало



числам  $Re = (1-6,4)10^5$ . При других испытаниях проводились также измерения давления на вращающемся и неподвижном цилиндрах.

Рассмотрим наиболее характерные особенности поведения коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$  в области  $\theta < 1$  и в том числе при  $\theta = 0$ , используя результаты измерений [5-7]. На рис. 6 приведены графики для аэродинамически гладкого цилиндра (относительная шероховатость  $K_s/d \approx 3 \cdot 10^{-5}$ , где  $K_s$  — средняя высота неровностей) при очень низкой степени турбулентности потока  $\varepsilon = 0,04$  %, близкой к турбулентности невозмущенной атмосферы. На рис. 6, *a*, *b* показаны значения  $C_y$  и  $C_x$  для вращающегося цилиндра, на рис. 6, *c* — значения  $C_x(Re)$  для невращающегося цилиндра.

Рассмотрим сначала основные особенности поведения коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$  при  $\theta = 0$ . Эти особенности, как будет видно из дальнейшего, проявляются также и при вращении цилиндров. На графике  $C_x(Re)$  при  $\theta = 0$  (см. рис. 6, *c*) точка минимума  $C_x$  определяет критическое значение  $Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$ . Увеличение степени турбулентности потока  $\varepsilon$  (на графиках не показано) не изменяет величину  $Re_{кр}$ , но снижает коэффициент  $C_x$  во всей исследованной области чисел  $Re$ . Увеличение шероховатости цилиндра уменьшает  $C_x$  в диапазоне  $2 \cdot 10^5 < Re < Re_{кр}$  и увеличивает  $C_x$  при  $Re > Re_{кр}$ . Одновременно снижаются значения  $Re_{кр}$  до  $3 \cdot 10^5$ , что соответствует известному явлению ускорения переходных процессов в пограничном слое, достигаемому за счет увеличения шероховатости обтекаемой поверхности. Совместное возрастание степени турбулентности потока и шероховатости поверхности уменьшает  $C_x$  по отношению к предыдущему варианту обтекания цилиндра. Результаты весовых измерений, проведенных на этом же цилиндре, достаточно хорошо коррелируют с данными по распределению давления вокруг модели.

Существенной особенностью, обнаруженной при весовых измерениях, является наличие нестационарной знакопеременной силы  $Y$ , которая возникает в области  $Re \approx Re_{кр}$  на гладком цилиндре при низкой степени турбулентности потока ( $\varepsilon = 0,04$  %) и носит хаотический характер с тремя дискретными значениями  $C_y = \pm 0,85$  и  $C_y = 0$  [5]. При этом коэффициент  $C_x$  тоже претерпевает достаточно

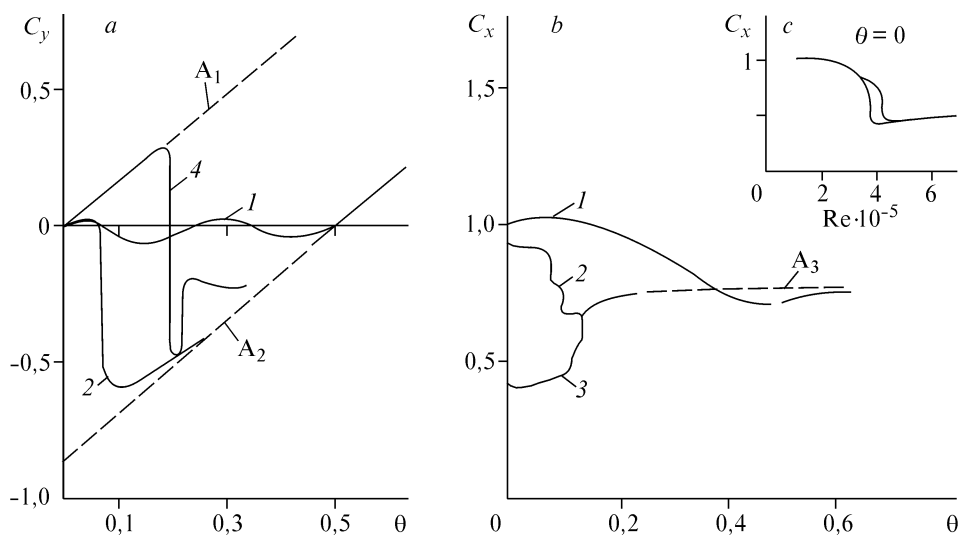


Рис. 6. Коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  при малых параметрах  $\theta$  [5, 6].

$Re \cdot 10^{-5} = 1,6$  (1), 3,2 (2), 5,3 (3), 6,4 (4).

большие изменения (см. рис. 6, с). С увеличением степени турбулентности потока и шероховатости поверхности нестационарные явления, наблюдаемые в области  $Re \approx Re_{кр}$ , постепенно исчезают, коэффициент  $C_y$  для невращающегося цилиндра приближается к нулю.

Отмеченные нестационарные явления связаны с появлением так называемого отрывного пузыря, который представляет собой замкнутую область между точкой отрыва ламинарного потока и участком его присоединения к поверхности тела после перехода оторвавшегося пограничного слоя в турбулентное состояние [12, 13 и др.]. Появление отрывного пузыря сопровождается достаточно резкими смещениями точек окончательного (турбулентного) отрыва: для гладкого цилиндра при  $\epsilon = 0,04\%$  — из положения  $\varphi_{д} \approx 80^\circ$  (ламинарный отрыв) до  $\varphi_{т} \approx 140^\circ$  (турбулентный отрыв), что происходит в очень узком диапазоне чисел  $Re = (3,6-4)10^5$  [5]. При этих значениях  $Re$  отрывной пузырь является неустойчивым образованием, чувствительным к слабым изменениям условий обтекания. Появление и исчезновение отрывного пузыря при таких условиях сопровождается хаотическими и дискретными смещениями точек отрыва на верхней и нижней сторонах цилиндра с соответствующими колебаниями аэродинамических сил и возможными вибрациями цилиндра.

Отмеченный процесс зависит от параметров  $Re$ ,  $\varphi$ ,  $K_s$  и  $\theta$ , которые влияют на положение точки перехода к турбулентности  $\varphi^*$  в отрывном пузыре, что сказывается на величине  $\varphi_t$ . В частности, с увеличением числа Рейнольдса точка перехода  $\varphi^*$  перемещается навстречу потоку и отрывной пузырь стабилизируется, при этом постепенно уменьшаясь. С приближением  $\varphi^*$  к точке  $\varphi_{д}$  условия для появления отрывного пузыря будут отсутствовать и он исчезнет. Точка  $\varphi_t = \varphi^*$  в этом случае, очевидно, окажется близкой известному теоретическому значению  $\varphi_{отр} \approx 109^\circ$  [14]. Такое состояние соответствует началу транскритического режима обтекания цилиндра, который характеризуется постоянным значением коэффициента  $C_x$  и реализуется в области  $Re \geq 3,5 \cdot 10^6$  [12, 13]. В указанных исследованиях, проведенных наиболее полно в диапазоне чисел  $Re \approx 10^6-10^7$  и при различной шероховатости цилиндров, в транскритической области  $Re \geq 3,5 \cdot 10^6$  получены значения  $C_x = 0,45-0,74$ . Минимальное значение  $C_x = 0,45$  соответствует шероховатости  $K_s/d = (1,8-3,1)10^{-6}$  [13]. При этом дальнейшее уменьшение шероховатости не приводило к снижению  $C_x$ . Увеличение шероховатости до  $K_s/d = 1,1 \cdot 10^{-5}$  [12] вызывало рост коэффициента сопротивления до  $C_x = 0,74$ .

При сопоставлении этих результатов с данными [4] следует, что в области  $2 \cdot 10^5 < Re < Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$  увеличение шероховатости снижает коэффициент  $C_x$ , а в области  $Re > Re_{кр}$ , в том числе при  $Re \geq 3,5 \cdot 10^6$  (транскритическая область), наоборот, увеличивает  $C_x$ . Аномальное поведение  $C_x$  в области  $Re = (2-4)10^5$  связано с влиянием отрывного пузыря, который на шероховатом цилиндре появляется при более низких числах Рейнольдса и смещает точку отрыва вниз по потоку, что и приводит к снижению  $C_x$ .

Указанные особенности обтекания цилиндров (роторов) определяют требования к качеству их поверхности. При работе ВЭУ преимущественно в области  $Re = (2-4) \cdot 10^5$  допускается повышенная шероховатость цилиндров. При всех других числах Рейнольдса, особенно  $Re > Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$ , шероховатость необходимо уменьшать, по крайней мере, до уровня, соответствующего аэродинамически гладкому цилиндру. По оценкам ряда авторов этот уровень составляет  $K_s/d \approx \approx 3,5 \cdot 10^{-5}$ . Дальнейшее (но технологически оправданное) уменьшение шерохова-

тости может обеспечить снижение  $C_x$  невращающегося цилиндра за счет уменьшения составляющей  $C_{x0}$  в (13). Другая составляющая  $C_{xi}$  (12) при  $\theta < 1$  имеет очень малую величину, т. к.  $C_y < 1$ .

Скорость ветра, соответствующая диапазону  $Re = (2-4)10^5$ , составляет  $V = 3-13$  м/с при диаметре ветроколеса  $D = 15-30$  м. С увеличением диаметра эта скорость будет уменьшаться до  $V < 3-6$  м/с и данный вопрос потеряет актуальность. Аналогичным образом можно определить параметры ветроколеса при числах  $Re \geq 3,5 \cdot 10^6$ . Принимая максимальную скорость ветра  $V_{max} = 35$  м/с и  $Re = 3,5 \cdot 10^6$ , получим диаметр цилиндров  $d = 3$  м и диаметр ветроколеса  $D = 50-100$  м (для лопастных ВЭУ в ФРГ достигнуто значение  $D = 112$  м). При этом параметр  $\theta$  будет иметь значения  $\theta \ll 1$  и, следовательно, величину  $C_x$  с учетом шероховатости можно определять по данным [12, 13].

При оптимальных режимах работы ВЭУ ( $V \leq 10-12$  м/с,  $\theta \approx 4$ ) систематические данные по влиянию шероховатости вращающихся цилиндров на аэродинамические характеристики практически отсутствуют.

Отметим также, что кроме средних значений  $C_y$  и  $C_x$  при некоторых режимах, отличных от  $Re_{кр}$ , могут появляться переменные составляющие  $C_y$  и  $C_x$ , связанные с колебаниями точек отрыва потока из-за схода вихрей Кармана [15]. При весовых испытаниях [5-7] эти колебания, имеющие частоту свыше 10 Гц, не измерялись. Отмеченные особенности поведения аэродинамических сил при  $\theta = 0$  оказывают влияние на характеристики ветроколеса с использованием вращающихся цилиндров.

Рассмотрим влияние вращения цилиндров на средние значения коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$  при  $\theta < 1$  по результатам весовых измерений [5], в частности, при низкой степени турбулентности потока  $\varepsilon = 0,04$  % и шероховатости  $K_y/d = 3 \cdot 10^{-5}$  (аэродинамически гладкий цилиндр). Из графиков (см. рис. 6, а) видно, что с увеличением параметра  $\theta$  коэффициент  $C_y$  сначала может возрастать, особенно в области  $Re > Re_{кр}$ , где  $C_y$  имеет асимптоту  $A_1$ . При достижении некоторого критического значения  $\theta_{кр}$  (которое будет определено далее) коэффициент  $C_y$  в области  $Re \geq Re_{кр}$  резко уменьшается и может принимать отрицательные значения, если  $\theta < 0,5$ . При дальнейшем увеличении  $\theta > \theta_{кр}$  коэффициент  $C_y$  снова возрастает и приближается к асимптоте  $A_2$ . В области  $Re < Re_{кр}$  коэффициент  $C_y$  изменяется более плавно и его поведение отличается большим разнообразием.

Асимптоты  $A_1$  и  $A_2$  для гладкого цилиндра при низкой степени турбулентности потока ( $\varepsilon = 0,04$  %) имеют вид [6]

$$A_1: C_y = 1,6\theta, \text{ если } \theta < \theta_{кр}, \quad (14)$$

$$A_2: C_y = 1,7\theta - 0,85, \text{ если } \theta > \theta_{кр}. \quad (15)$$

Коэффициент сопротивления  $C_x$ , как видно из рис. 6, б, с увеличением параметра  $\theta$  уменьшается, если  $Re < Re_{кр}$ , а в области  $Re > Re_{кр}$ , наоборот, увеличивается, приближаясь в обоих случаях к асимптоте  $A_3$ . С увеличением  $\lambda$  и  $C$ , как уже отмечалось, значения  $C_x$  уменьшаются (см. рис. 2 и 4).

Таким образом, отмеченное поведение аэродинамических сил на вращающемся (и невращающемся) цилиндре определяется особенностями его обтекания, которое зависит от состояния отрывных пузырей на обеих сторонах цилиндра и характеризуется положением следующих основных точек (рис. 7): 1 — передняя критическая точка, 2 и 3 — точки отрыва пограничного слоя на верхней и нижней

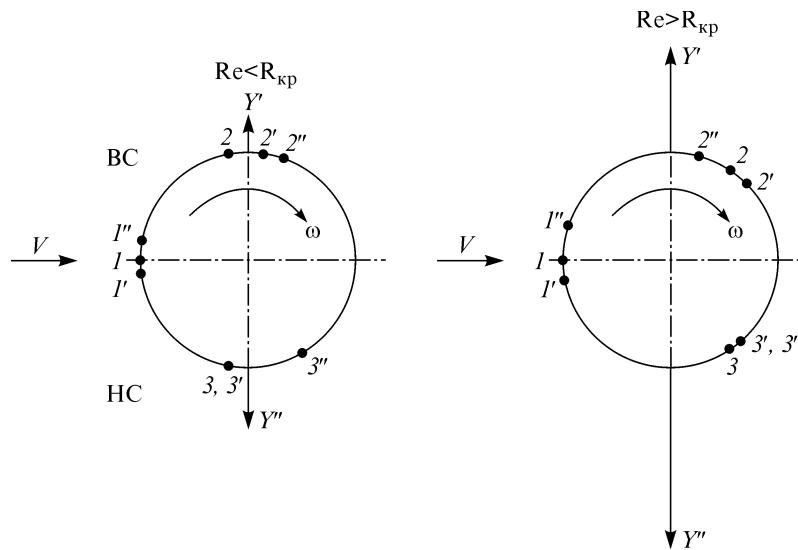


Рис. 7. Поведение характерных точек при вращении цилиндра.

сторонах цилиндра при  $\theta = 0$ . Цифры  $1'$ ,  $2'$  и  $3'$  соответствуют режимам при  $\theta = \theta_{кр} - \Delta$  ( $\Delta$  — относительно малая величина), цифры  $1''$ ,  $2''$  и  $3''$  — при  $\theta = \theta_{кр}$ . Положение этих точек показано по результатам измерения давления, выполненного автором на вращающемся цилиндре  $d = 0,15$  м при числах  $Re = (2-6)10^5$ . Более подробные данные этих измерений будут представлены в дальнейших работах.

Из рис. 7 следует, что все характерные точки на вращающемся цилиндре могут смещаться либо по направлению вращения, либо в обратную сторону, в зависимости от величины параметров  $\theta$  и  $Re$  по отношению к их критическим значениям, а также от направления движения поверхности цилиндра по отношению к набегающему потоку. На верхней стороне (BC) цилиндра, которая движется по направлению потока, вращение при  $\theta < \theta_{кр}$  увеличивает наполненность профиля скорости в пограничном слое, что вызывает смещение точки отрыва в направлении вращения (из положения 2 в  $2'$ ) при всех числах  $Re$ . На нижней стороне (HC) цилиндра влияние вращения на пограничный слой оказывается более сложным, но положение точек отрыва при  $\theta < \theta_{кр}$  изменяется незначительно (положения точек 3 и  $3'$  примерно совпадают).

При достижении критической величины  $\theta = \theta_{кр}$  происходит существенное смещение одной из точек отрыва в направлении против вращения цилиндра (обратное смещение). Это явление связано с тем, что скорость потока относительно движущейся поверхности цилиндра и соответствующее относительное число  $Re_{отн}$  при  $\theta = \theta_{кр}$  достигают критического значения, при котором данная точка отрыва оказывается под влиянием перехода в пограничном слое либо из ламинарного состояния в турбулентное (HC,  $Re < Re_{кр}$ ), либо, наоборот, из турбулентного в ламинарное (BC,  $Re > Re_{кр}$ ). В первом случае ( $Re < Re_{кр}$ ) точка  $3'$ , практически совпадающая с исходной точкой 3, смещается в положение  $3''$ . Во втором случае ( $Re > Re_{кр}$ ) точка  $2'$  смещается в положение  $2''$ .

При дальнейшем увеличении скорости вращения цилиндра в области  $\theta > \theta_{кр}$  смещение точек отрыва, особенно на верхней стороне цилиндра, движущейся по потоку, будет происходить в основном по направлению вращения. Некоторое обратное смещение может происходить в связи с увеличением числа Рейнольдса,

что приводит к постепенному исчезновению отрывного пузыря на верхней стороне цилиндра (аналогично процессу, который наблюдается при  $\theta = 0$ ).

При смещении точек отрыва в положение 3'' ( $Re < Re_{кр}$ ) или 2'' ( $Re > Re_{кр}$ ) происходит довольно значительное изменение коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$  с возможным появлением отрицательной силы  $Y$  (см. рис. 6). При числах  $Re > Re_{кр}$  эти изменения, как уже отмечалось, носят резкий, скачкообразный характер. При числах  $Re < Re_{кр}$  коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  изменяются более плавно.

Таким образом, на вращающемся цилиндре, в отличие от невращающегося, критические режимы, при которых происходят резкие изменения аэродинамических сил, наблюдаются не на обеих сторонах цилиндра, а только на одной из них — либо на нижней при числах  $Re < Re_{кр}$ , либо на верхней, если  $Re > Re_{кр}$ , при этом критические значения  $\theta_{кр}$  зависят в основном от числа  $Re$ , а также от других параметров ( $\varepsilon, K_s$ ).

Определим критические значения  $\theta_{кр}$ , соответствующие характерным для вращающегося цилиндра резким изменениям коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$ . Из-за отсутствия точных количественных методов используем приближенный метод, исходные положения которого приведены в [2, 3] и других работах. В соответствии с ними введем относительное число Рейнольдса, рассчитанное по скорости движения поверхности цилиндра относительно внешнего потока. Следуя [2, 3] эта величина выражается в виде

$$Re_{отн} = Re(1 \pm \theta), \quad (16)$$

где знак “+” относится к нижней стороне цилиндра, а знак “-” — к верхней стороне. Критическое число Рейнольдса можно определить следующим образом:

$$(Re_{кр})_{\theta \neq 0} = \frac{(Re_{кр})_{\theta=0}}{1 \pm \theta}, \quad \theta < 1. \quad (17)$$

Условие совпадения точки перехода с точкой отрыва потока будет иметь вид

$$Re_{отн} = (Re_{кр})_{\theta=0}. \quad (18)$$

Подставив (16) и (17) в (18), получим выражение для определения критического параметра  $\theta_{кр}$ , при котором происходят характерные изменения коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$ :

$$\theta_{кр} = \left| \sqrt{\frac{(Re_{кр})_{\theta=0}}{Re}} - 1 \right|. \quad (19)$$

Значения  $\theta_{кр}$  из (19) приведены на рис. 8 вместе с различными экспериментальными данными: 1 — определенные по формуле (19); 2 — по экспериментальным значениям  $C_y$  в точке их приближения к асимптоте  $A_2$  (15) при  $Re < Re_{кр}$  или в точке скачкообразного увеличения  $C_y$  при числах  $Re \geq Re_{кр}$  (см. рис. 6 и более подробные данные [6]); 3 — по коэффициенту  $C_x$  в точке приближения его к асимптоте  $A_3$  для всех рассмотренных чисел  $Re \geq 10^5$ ; 4 — то же, но в точке  $(C_x)_{\min}$  в области  $Re < Re_{кр}$ ; 5 — соответствующие значениям  $\theta$ , при которых исчезают вихри Кармана [3]. Видно достаточно хорошее согласование расчетных и экспериментальных значений  $\theta_{кр}$ , особенно в области  $Re \geq Re_{кр} = 4 \cdot 10^5$  ( $\varepsilon = 0,04$  %), где коэффициенты  $C_y$  и  $C_x$  вблизи  $\theta_{кр}$  изменяются более резко.

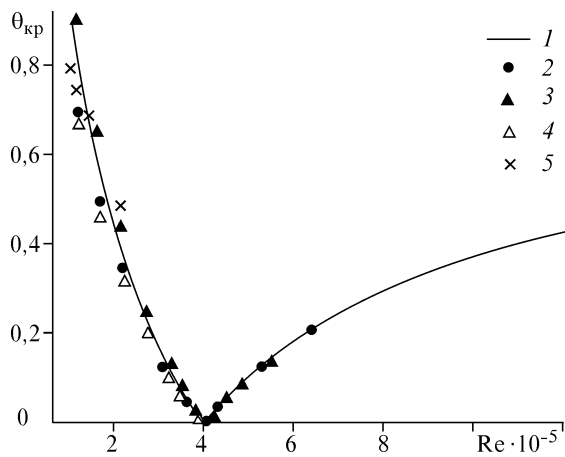


Рис. 8. Расчетные (1) и экспериментальные (2–5) значения  $\theta_{кр}$ .

График  $\theta_{кр}(Re)$  на рис. 8 определяет критические режимы обтекания цилиндра, при которых возникают скачкообразные изменения коэффициентов  $C_y$  и  $C_x$ , что может сопровождаться его вибрациями. Однако для реальных ВЭУ появление таких вибраций не является обязательным, т.к. скорость потока через ветроколесо меняется

по его радиусу, увеличиваясь к периферии, что влияет на местные значения  $\theta$  и  $Re$ . Поэтому критические режимы будут реализовываться не по всей длине цилиндра одновременно, а только в отдельных сечениях, что в некоторой степени демпфирует возможное появление вибраций.

Кроме того, график  $\theta_{кр}(Re)$  является границей, разделяющей область  $\theta < \theta_{кр}$ , в которой существуют периодические вихри Кармана, от области  $\theta > \theta_{кр}$ , где такие вихри отсутствуют (или, по крайней мере, существенно подавляются, что соответственно уменьшает колебания цилиндра). Исчезновение (или уменьшение интенсивности) этих вихрей связано с тем, что при  $\theta > \theta_{кр}$  на одной стороне цилиндра пограничный слой находится в турбулентном состоянии, а на другой — в ламинарном. Для области  $Re < Re_{кр}$  это показано измерениями [3], а в области  $Re > Re_{кр}$  это следует, в частности, из рис. 7, где положение точек ламинарного и турбулентного отрыва потока при  $\theta > \theta_{кр}$ ,  $Re > Re_{кр}$  (точки 2'' и 3'') аналогично их положению при числах  $Re < Re_{кр}$ .

Из формулы (19) и рис. 8 следует, что с увеличением разницы  $\Delta Re = |Re - Re_{кр}|$  величина  $\theta_{кр}$  возрастает, но для большинства режимов, характерных для реальных ВЭУ, она не превосходит  $\theta_{кр} = 1$ , что гораздо меньше оптимального значения  $\theta_{опт} \approx 4$  (см. [1] и рис. 2). Значения  $\theta_{кр} \geq 1$  достигаются только при числе  $Re \leq 10^5$ , чему соответствуют скорости ветра менее 3 м/с, при которых аэродинамические силы будут малы и они не вызовут заметных (и тем более опасных) колебаний цилиндров. В остальных режимах ( $Re > 10^5$ ) будет  $\theta_{кр} < 1$  при  $\theta_{опт} \approx 4$ . Это означает, что вихри Кармана могут появляться только при пуске и остановке ветроколеса, когда  $\theta < \theta_{кр}$ , а также при очень больших скоростях ветра.

Наличие вихрей Кармана при  $\theta < \theta_{кр}$  является одним из источников вибраций цилиндров, наиболее опасных в зоне ветрового резонанса, когда частота схода вихрей совпадает с собственной частотой колебаний цилиндров или с частотой их вращения. Уменьшению вибраций при этих условиях может способствовать ускоренный переход через указанную опасную область.

### 3. ЗАТРАТЫ МОЩНОСТИ НА ВРАЩЕНИЕ ЦИЛИНДРОВ

Полные затраты мощности на вращение цилиндров представляют собой сумму составляющих

$$\Sigma N_{вр} = N_{ц} + N_{ш} + N_{г} + N_{в} + N_{п}, \quad (20)$$

где затраты мощности:  $N_{\text{ц}}$  — на трение о воздух внешней поверхности цилиндра,  $N_{\text{ш}}$  — на вращение концевых шайб и других аналогичных элементов (ребер);  $N_{\text{э}}$  — электрические потери в двигателях вращения цилиндров,  $N_{\text{в}}$  — потери на трение во внутреннем пространстве цилиндра (при наличии неподвижного опорного вала),  $N_{\text{п}}$  — потери в подшипниках цилиндра. Основную вклад в (20) дают  $N_{\text{ц}}$  и  $N_{\text{ш}}$ , которые обозначим  $N_{\text{вр}}$ .

Для определения величины  $N_{\text{вр}}$  используем результаты измерений [4], проведенные на поперечно обтекаемых цилиндрах диаметром  $d = 0,152$  м и удлинением  $\lambda = 3$  и 6, с двумя концевыми шайбами диаметром  $C = d_{\text{ш}}/d = 1,25, 2$  и 3 при скоростях потока  $V = 0$  и 13,7 м/с ( $\text{Re} = 1,4 \cdot 10^5$ ).

Обработка этих данных показала, что зависимости  $N_{\text{ц}}(\theta^3)$  и  $N_{\text{вр}}(C^5)$ , имеют выраженный линейный характер. При удлинении  $\lambda = 6$  (малом по отношению к  $\lambda \geq 10-12$ , оптимальном для ВЭУ) значения  $N_{\text{вр}}$  в неподвижной среде на 30–40 % выше, чем при наличии потока. Однако при экстраполяции результатов на удлинения  $\lambda > 10-12$  эта разница оказывается близкой к нулю.

Представим составляющую  $N_{\text{ц}}$  в следующем виде:

$$N_{\text{ц}} = K_{\text{ц}} q V \theta^3 d L, \quad (21)$$

где  $K_{\text{ц}}$  — коэффициент пропорциональности, который определяется подстановкой в (21) измеренных в [4] значений  $N_{\text{ц}}$  и других величин. Принимая плотность воздуха  $\rho = 1,2 \text{ Н} \cdot \text{с}^2/\text{м}^4$  как наиболее соответствующую условиям эксперимента [4], получим  $K_{\text{ц}} = 0,0089 \approx 0,009$ .

Затраты мощности на вращение шайб имеют вид

$$N_{\text{ш}} = M_{\text{ш}} \omega_{\text{ш}}, \quad (22)$$

где  $\omega_{\text{ш}} = \omega$  — угловая скорость вращения, одинаковая для шайбы и для цилиндра,  $M_{\text{ш}}$  — момент сопротивления, который по теоретическим данным [14, 16] для турбулентного течения на вращающемся диске (шайбе) в неподвижной среде выражается в виде

$$M_{\text{ш}} = 0,0728 \rho \omega_{\text{ш}}^2 R_{\text{ш}}^5 \text{Re}_{\text{ш}}^{-1/5}, \quad (23)$$

где  $R_{\text{ш}}$  — радиус шайбы,  $\text{Re}_{\text{ш}}$  — соответствующее число Рейнольдса

$$\text{Re}_{\text{ш}} = \frac{R_{\text{ш}}^2 \omega_{\text{ш}}}{\nu} = \frac{1}{2} \text{Re} \theta C^2. \quad (24)$$

Подставляя (23) в (22) и преобразуя к виду, аналогичному (21), получим (за вычетом диаметра цилиндра)

$$N_{\text{ш}} = K_{\text{ш}} q V (C^5 - 1) \theta^3 d^2 \text{Re}_{\text{ш}}^{-1/5}, \quad (25)$$

где коэффициент пропорциональности  $K_{\text{ш}} = 0,036$ .

Суммарные затраты мощности  $N_{\text{вр}}$  на вращение цилиндра с одной концевой шайбой (вариант, соответствующий ветроколесу), согласно (21), (25), составят

$$N_{\text{вр}} = K_{\text{ц}} q V \theta^3 d^2 \lambda \left( 1 + 4 \frac{C^5 - 1}{\lambda \text{Re}_{\text{ш}}^{1/5}} \right), \quad (26)$$

где принято  $K_{\text{ш}}/K_{\text{ц}} = 4$ . Значения  $N_{\text{вр}}$  (26) достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [4] (разница составляет не более 3 %).

Определим вклад в полные затраты мощности для составляющей  $N_{\text{ш}}$  по отношению к  $N_{\text{ц}}$ . Используя (21), (25), получим

$$\frac{N_{\text{ш}}}{N_{\text{ц}}} = \frac{4(C^5 - 1)}{\lambda \text{Re}_{\text{ш}}^{1/5}}. \quad (27)$$

Отсюда следует, что при  $C \geq 2$  и малых удлинениях  $\lambda$  вклад  $N_{\text{ш}}$  соизмерим с  $N_{\text{ц}}$  или даже превышает его (при этом суммарные затраты мощности на вращение цилиндров возрастают). С увеличением удлинения до  $\lambda = 12$  при  $C = 2$  получим  $N_{\text{ш}}/N_{\text{ц}} \approx 0,6$ , а при  $C = 1,6$  будет  $N_{\text{ш}}/N_{\text{ц}} \approx 0,2$ , т. е. затраты мощности существенно снизятся. Варианты  $C \leq 1,6$  целесообразно использовать при наличии сужения на концевой части роторов ВЭУ.

Значения  $N_{\text{вр}}$ , определенные по формуле (26), относятся только к поперечно обтекаемому цилиндру при однородных условиях, т. е. при  $d = \text{const}$  и скорости потока, постоянной по длине цилиндра. Однако применительно к ВЭУ отмеченная однородность условий не сохраняется, т. к. скорость потока около цилиндров изменяется в зависимости от расстояния до оси ветроколеса и, кроме того, реальные роторы по своей форме могут отличаться от цилиндров (т. е.  $d \neq \text{const}$ ). Необходимые соотношения для определения затрат мощности при таких условиях будут приведены в следующей работе.

#### ВЫВОДЫ

1. Согласно экспериментальным данным для цилиндра, вращающегося в поперечном потоке, основными параметрами, определяющими эффективность работы ветроколеса, являются (в относительном виде): скорость вращения цилиндра  $\theta$ , его удлинение  $\lambda$  и диаметр концевых шайб  $C$ , а при малых  $\theta < 1$  — также число Рейнольдса, шероховатость поверхности цилиндра и степень турбулентности потока. Оптимальные значения основных параметров составляют:  $\theta \approx 4$ ,  $\lambda \geq 12$  и  $C < 2$ . Значение  $\theta \approx 4$  соответствует наиболее эффективной работе ветроколеса при скоростях ветра приблизительно до 10–12 м/с. Малые параметры  $\theta < 1$  реализуются при пуске и остановке ветроколеса, а также при очень больших скоростях ветра, свыше 35–40 м/с.

2. Установлено, что экспериментальные значения коэффициента силы Магнуса для реального, отрывного обтекания цилиндра не превышают  $C_y = \pi\theta$ . Это в два раза меньше теоретического значения для безотрывного обтекания, но при оптимальном параметре  $\theta$  более чем на порядок превосходит соответствующую величину для лопасти. Сопротивление вращающегося цилиндра в несколько десятков раз выше сопротивления лопасти, при этом основной вклад создает индуктивное сопротивление, которое пропорционально отношению  $C_y^2/\lambda$ . Необходимое уменьшение индуктивного сопротивления может быть достигнуто увеличением  $\lambda$ , а также оптимизацией формы цилиндра. Недостаточное удлинение цилиндров ветроколеса ( $\lambda \leq 6$ ) является одной из причин низкой эффективности ранее разрабатываемых ветроустановок подобного типа. Оптимизацией параметров ветроколеса (в том числе увеличением удлинения цилиндров) его эффективность может быть существенно повышена.

3. Показано, что характеристики вращающегося цилиндра качественно различны в до- и закритической областях параметра  $\theta$ . При  $\theta < \theta_{\text{кр}}$  существует вихревая дорожка Кармана, а при  $\theta > \theta_{\text{кр}}$ , согласно имеющимся экспериментальным



данным (пока недостаточно полным), она исчезает или существенно уменьшается. Наличие вихрей Кармана при  $\theta < \theta_{кр}$ , а также резких изменений аэродинамических сил при  $\theta = \theta_{кр}$  может вызывать вибрации цилиндра. Однако неоднородность условий по радиусу ветроколеса (изменение скорости потока и диаметра цилиндра) будет демпфировать эти вибрации. Получена аналитическая зависимость  $\theta_{кр}(Re)$ , согласно которой в реальной для данных ветроустановок области  $Re > 10^5$  параметр  $\theta_{кр} < 1$ , что гораздо ниже оптимального значения  $\theta \approx 4$ , т. е. при наиболее эффективной работе ветроколеса условия для появления вихрей Кармана будут отсутствовать.

4. Установлено, что затраты мощности на вращение цилиндра пропорциональны величине  $\theta^3$  и отношению  $C^5/\lambda$ . Для снижения этих затрат необходимо уменьшать диаметр концевых шайб при одновременном увеличении удлинения  $\lambda$  и оптимизации формы цилиндров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бычков Н.М.** Ветродвижитель с эффектом Магнуса: 1. Результаты модельных исследований // Теплофизика и аэромеханика. — 2004. — Т. 11, № 4. — С. 583–596.
2. **Swanson W.M.** The Magnus effect: A summary of investigation to date // Trans. ASME. D. — 1961. — Vol. 83, No. 3. — P. 461–470. — [Пер.: Свенсон В.М. Эффект Магнуса: обзор результатов исследования // Техн. механика. — 1961. — № 3. — С. 182–193].
3. **Tanaka H., Nagano S.** Study of flow around a rotating circular cylinder // Bull. JSME. — 1973. — Vol. 16, No. 92. — P. 234–243.
4. **Whitford D.H., Minardi J.E.** Utility-sized Madaras wind plants // Intern. J. Ambient Energy. — Jan. 1981. — Vol. 2, No. 1. — P. 11–21.
5. **Бычков Н.М., Коваленко В.М.** Аэродинамические характеристики кругового цилиндра в поперечном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1980. — № 8, вып. 2. — С. 114–124.
6. **Бычков Н.М., Коваленко В.М.** Аэродинамические силы на вращающемся гладком цилиндре в поперечном потоке // Там же. — С. 125–135.
7. **Бычков Н.М., Коваленко В.М.** Аэродинамические силы на вращающемся шероховатом цилиндре в поперечном потоке // Там же. — 1981. — № 8, вып. 2. — С. 32–39.
8. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. — 3-е изд. — М.: Наука, 1970. — 904 с. (Также: 7-е изд. — М.: Дрофа, 2003. — 840 с.)
9. **Aldoss T.K., Mansour A.** Theoretical calculations of the flow around a rotating circular cylinder placed in an uniform flow // J. Fluid Eng. — 1988. — Vol. 110. — P. 96–98.
10. **Thom A.** Effect of discs on the air forces on a rotating cylinder // ARC RM. — No. 1623 (T. 3488). — 1935. — P. 1–17.
11. **Бычков Н.М., Коваленко В.М., Дубровский Б.Л., Шушпанов М.М.** Устройство для измерения боковых сил и моментов, действующих на вращающуюся в аэродинамической трубе модель // А.с. № 457380 от 20 сент. 1974 г.
12. **Roshko A.** Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number // J. Fluid Mech. — 1961. — Vol. 10, Pt 3. — P. 345–356.
13. **James W.D., Paris S.W., Malcolm G.N.** Study of viscous cross flow effects on circular cylinders at high Reynolds numbers // AIAA J. — Sept. 1980. — Vol. 18, No. 9. — P. 1066–1072.
14. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969. — 742 с.
15. **Девнин С.И.** Гидроупругость конструкций при отрывном обтекании. — Л.: Судостроение. — 1975. — 192 с.
16. **Дорфман Л.А.** Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. — М.: Физматгиз. — 1960. — 260 с.

*Статья поступила в редакцию 18 сентября 2003 г.*