

УДК 532.517.4

© 2007 г. П. А. БАРАНОВ, С. А. ИСАЕВ, А. Г. СУДАКОВ, А. Е. УСАЧОВ

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБТЕКАНИЯ
ВЯЗКИМ ГАЗОМ ЦИЛИНДРА С КРУГОВОЙ ВИХРЕВОЙ ЯЧЕЙКОЙ
ПРИ ОТСОСЕ С ПОВЕРХНОСТИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЕЛА**

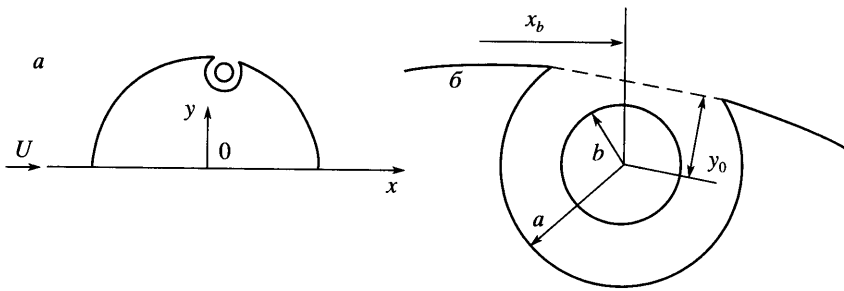
На основе решения стационарных уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью модели переноса сдвиговых напряжений, уравнений неразрывности, энергии и состояния, дана оценка влияния сжимаемости на снижение лобового сопротивления цилиндра при отсосе воздуха через поверхность центрального тела в круговой вихревой ячейке.

Ключевые слова: турбулентное обтекание, вязкий газ, круговой цилиндр, вихревая ячейка, отсос на центральном теле, уравнения Рейнольдса, многоблочный алгоритм.

В последние годы значительный интерес в аэромеханике вызывает способ управления обтеканием тел за счет расположения в их контурах вихревых ячеек с использованием распределенного или сосредоточенного вдува–отсоса, а также вращения тел в пределах ячеек (например, [1, 2]). Одна из простых тестовых задач для изучения механизма снижения лобового сопротивления тел при интенсификации потока, циркулирующего в вихревых ячейках, – задача о ламинарном и турбулентном обтекании несжимаемой жидкостью цилиндра с круговой каверной и заключенным в ней центральным телом [3–8]. Предполагается, что симметричная картина течения около цилиндра обеспечивается размещением в ближнем следе разделительной пластинки. Во многом прогресс в численных исследованиях был обусловлен разработкой многоблочных вычислительных технологий решения уравнений Навье–Стокса и Рейнольдса [1, 9], а также совершенствованием моделей турбулентности и, в частности, использованием модели переноса сдвиговых напряжений [10–13]. Из полученных результатов прежде всего следует отметить наблюдаемый при достижении критических скоростей вращения или отсоса в вихревых ячейках эффект “взрывной турбулизации”, связанный со скачкообразным возрастанием скорости возвратного течения до величин, сравнимых со скоростью набегающего потока. При этом все интегральные характеристики претерпевают разрыв, а лобовое сопротивление с учетом энергетических затрат падает на 36% в случае вращения центрального тела и на 53% при отсосе с его поверхности. Скрупление задней кромки вихревой ячейки позволяет дополнительно уменьшить сопротивление цилиндра на 10%.

Объект внимания данного исследования – влияние сжимаемости на механизм снижения лобового сопротивления цилиндра с круговой каверной при отсосе с поверхности расположенного внутри ячейки центрального тела. Как уже отмечалось, интенсивность циркулирующего потока в ячейке очень велика и, следовательно, можно предположить, что влияние сжимаемости на обтекание тела окажется весьма существенным даже при умеренных числах Маха.

1. Постановка задачи. Взаимодействие равномерного потока сжимаемого вязкого газа с поперечным цилиндром в отсутствие и при наличии круговой вихревой ячейки рассчитывается, как уже отмечалось, в предположении о симметричном характере течения совершенного газа (воздуха) с коэффициентом адиабаты 1.4. Рассматривается плоское стационарное движение среды в верхней полуплоскости цилиндрической расчетной области с введением плоскости симметрии. Центр цилиндра совпадает с началом декарто-



Фиг. 1. Схема кругового цилиндра с вихревой ячейкой (а) и конфигурация круговой каверны с центральным телом (б)

вой системы координат x, y (фиг. 1, а). Внешняя граница расчетной области удалена на большое (35 диаметров цилиндра от центра цилиндра) расстояние от тела. На входной части границы параметры потока фиксируются. Его плотность и скорость, а также диаметр цилиндра выбираются в качестве масштабов обезразмеривания. На выходной части границы задаются мягкие граничные условия (условия продолжения решения), а в плоскости симметрии – условия симметричности. Параметры турбулентности на входе в область выбираются так же, как и при решении задачи о течении несжимаемой вязкой жидкости [1, 9]: степень турбулентности внешнего потока фиксируется на уровне, характерном для аэродинамических труб, $Tu = 1.5\%$, а масштаб турбулентности принимается равным диаметру цилиндра. На стенках задается условие прилипания. Число Рейнольдса Re_∞ принимается равным $1.5 \cdot 10^4$ аналогично экспериментальному значению для Re_∞ при испытаниях в аэродинамической трубе, проведенных Рошко [14]. Число Маха M_∞ варьируется от 0 до 0.5.

Вихревая ячейка представляет собой круговую каверну радиуса $a = 0.08$ в контуре цилиндра (фиг. 1, б). Место расположения каверны на контуре определяется из соображений предполагаемого перемещения точки отрыва с наветренной стороны кругового цилиндра на подветренную, а также из опыта решения аналогичных задач [3–8]. Координаты центра ячейки: $x = 0.0772$; $y = 0.4339$. Радиус скругления кромок принимается равным $1.012 \cdot 10^{-3}$, т.е. кромки рассматриваются довольно острыми. Центральное тело представляет собой круговой цилиндр радиуса $b = 0.4a$, центр которого совпадает с центром каверны. При этом $x_b = 0.0772$ и $y_0 = 0.7a$. Объемный расход через поверхность центрального тела варьирует в диапазоне от 0.015 до 0.05.

2. Расчетные сетки. Многоблочные структурированные сетки вводятся для расчета течения воздуха в многосвязной разномасштабной области около цилиндра с ячейкой. Многорядные цилиндрические сетки предназначены для корректного разрешения пристеночного пограничного слоя и отрывной области в следе за цилиндром. Внешняя сетка состоит из двух ярусов – концентрических сеточных слоев с одинаковым распределением узлов по радиусу. В ближнем к цилиндру слое толщиной 7 сетка делается довольно густой (разбивается на 220 ячеек), чтобы отобразить крупномасштабную вихревую зону. В дальнем слое (60 ячеек), простирающемся до 35 диаметров, шаг сетки в радиальном направлении монотонно возрастает. Распределение ячеек по окружности неравномерное, со сгущением узлов к плоскости симметрии за цилиндром – шаг сетки равен 10^{-3} .

Прилегающий к поверхности цилиндра ярус ячеек довольно тонок – толщиной 0.07 и предназначен для улавливания развивающегося пограничного слоя. В радиальном направлении в нем располагаются 40 ячеек, а пристеночный шаг равен 10^{-4} . Распределение ячеек по окружности цилиндра делается неравномерным, со сгущением узлов к зад-

ней критической точке – шаг сетки принимается $2 \cdot 10^{-3}$, в передней критической точке – 10^{-2} . Общее число ячеек по окружности составляет 320 в случае отсутствия вихревой ячейки и 290 для цилиндра с вихревой ячейкой.

Концентрическая сетка описывает распределение расчетных ячеек в круговой каверне между ее контуром и поверхностью центрального тела. Как и для предыдущих сеток, узлы в радиальном направлении располагаются одинаковым образом, со сгущением к контуру каверны и к центральному телу. Пристеночные шаги равны 10^{-4} . Вдоль радиуса располагается 50 ячеек. В окружном направлении узлы размещаются неравномерно. Сгущение сетки производится прежде всего в окрестности острых кромок. Прикромочный шаг составляет 10^{-3} . На “окно каверны” приходится 40, а на ее контуре располагается 120 ячеек.

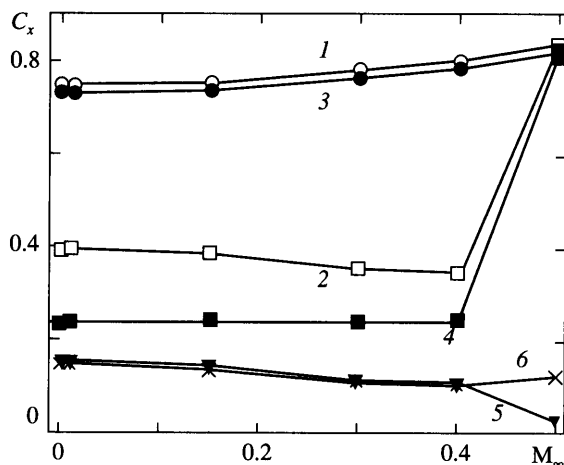
Для повышения точности описания вихревого течения в окрестности окна каверны вводится прилегающая к нему криволинейная трехчастная сетка, содержащая 90×30 ячеек. Ее левый и правый фрагменты – цилиндрические сетки, состыкованные с поверхностью цилиндра, а центральная часть непосредственно над окном каверны представляет собой косоугольную сетку с нижней и верхней прямолинейными образующими. Толщина сеточного слоя 0.035.

Особо следует отметить необходимость корректного отображения высокоградиентного течения в окрестности скругленных острых кромок, где размещаются специальные мелкомасштабные сеточные структуры, содержащие по 38×15 ячеек.

3. Особенности расчетного алгоритма. В [1] детально обсуждено конструирование реализованных в пакете VP2/3 многоблочных вычислительных технологий применительно к решению задач отрывного обтекания несжимаемой вязкой жидкостью тел с вихревыми ячейками. В основу подхода к решению уравнений Рейнольдса положен известный метод расщепления по физическим процессам в рамках процедуры коррекции давления SIMPLEC [15]. Уравнение для поправки давления записывается вместо уравнения неразрывности, что вполне оправдано для течений несжимаемой жидкости. Такой способ решения, однако, не является единственным. Иногда применяют метод искусственной сжимаемости [15], позволяющий построить маршевый метод решения системы уравнений, записанных относительно неизвестного вектора (компоненты скорости, давление). Указанный метод хорошо согласуется с методами решения уравнений для сжимаемого вязкого газа, которые существенно отличаются от методов коррекции давления и имеют ограничения при низких числах Маха.

Конструирование обобщенной процедуры коррекции давления, одинаково применимой для течений несжимаемой жидкости и сжимаемого газа в восьмидесятых годах прошлого века, представляло актуальную проблему, которая была решена в ряде исследований (например, [16, 17]). Отдельно следует отметить необходимость рассчитывать течения со скачками уплотнения, которые могут быть довольно сильными при высоких числах Маха, превышающих единицу.

Развитые ранее [15–17] обобщенные алгоритмы коррекции давления базировались в основном на использовании моноблочных сеток. К тому же в них не применялись современные полуэмпирические модели турбулентности. Успешные попытки построения многоблочного обобщенного алгоритма коррекции давления связаны с расчетами теплообмена при сверхзвуковом обтекании рельефов с лунками [18]. Исходные материалы – две монографии [1, 9], а также [10–13, 19], посвященные методическим аспектам моделирования турбулентности, особенно, модели переноса сдвиговых напряжений, на использовании которой делается акцент в данном исследовании. Важная черта разработанного алгоритма расчета сжимаемых турбулентных течений, в том числе со скачками уплотнения, его преимущество по отношению к моделированию несжимаемых течений. Из методических расчетов невязких течений со скачками уплотнения было установлено (например, [18]), что из соображений устойчивости вычислительного процесса



Фиг. 2. Зависимости от M_∞ коэффициентов суммарного лобового сопротивления (кривые 1, 2), лобового (3, 4) и дополнительного, обусловленного энергетическими затратами (5) сопротивления цилиндра в отсутствие (1, 3) и при наличии (2, 4, 5) вихревой ячейки, а также коэффициента массового расхода отсасываемого воздуха (5) для $C_q = 0.015$

целесообразно проводить аппроксимацию конвективных членов уравнений Рейнольдса по схеме Леонарда и остальных уравнений по схеме Ван-Лира [9].

4. Анализ расчетных результатов. На фиг. 2–7 и в табл. 1–3 представляются некоторые из полученных результатов о влиянии сжимаемости на картину обтекания и интегральные характеристики кругового цилиндра с вихревой ячейкой и без нее.

Как следует из фиг. 2, лобовое сопротивление кругового цилиндра (без каверны) монотонно увеличивается с ростом числа Маха набегающего потока M_∞ (кривая 1) точно так же, как возрастает лобовое сопротивление цилиндра C_{xc} с выступающим соосным диском при его осесимметричном обтекании [20]. Причина роста C_{xc} состоит в увеличении сопротивления давления C_{xp} (кривая 3), в то время как сопротивление трения C_{xf} остается постоянным (как следует из табл. 1). Интересно отметить, что результаты расчетов C_{xp} , полученные при $M_\infty = 0$, т.е. для несжимаемой жидкости, хорошо согласуются с аналогичными результатами ранее выполненных расчетов [1, 21] и экспериментальными данными Рошко [14].

Расположение в контуре цилиндра круговой каверны при отсосе с поверхности центрального тела с фиксированным умеренным объемным расходом $C_q = 0.015$ приводит к существенному (почти двукратному) снижению рассчитанного суммарного лобового сопротивления C_{xp} (кривая 2 на фиг. 2). При этом значение C_{xcv} (кривая 4) остается практически неизменным в диапазоне M_∞ от 0 до 0.4 и более чем втрое уступает C_{xc} . Дополнительное сопротивление C_{xadd} (кривая 5), вызванное энергетическими затратами на отсос и определенное по предложенному в [1] методу, монотонно уменьшается с ростом M_∞ в основном из-за того, что падает коэффициент массового расхода через центральное тело c_q (кривая 6). В результате суммарное сопротивление цилиндра с вихревой ячейкой несколько снижается в пределах изменения M_∞ от 0 до 0.4 (кривая 2), несмотря на увеличение сопротивления давления C_{xp} тела (табл. 1). Как следствие, отношение C_{xc}/C_{xcv} (см. табл. 2) монотонно увеличивается с ростом M_∞ , достигая максимума при $M_\infty = 0.4$. Кстати, сопротивление трения цилиндра с каверной остается неизменным и примерно в 2.3 раза выше, чем для обычного цилиндра.

Монотонный характер зависимостей аэродинамических характеристик от числа Маха скачкообразно изменяется при $M_\infty = 0.5$: C_{xcv} резко возрастает до уровня C_{xc} , а C_{xadd}

Таблица 1

C_q	M_∞	Цилиндр		Цилиндр с вихревой ячейкой			
		C_{xp}	C_{xf}	C_{xp}	C_{xf}	C_{xadd}	c_q
–	0 [14]	0.72	–	–	–	–	–
–	0 [20]	0.732	0.011	–	–	–	–
0.015	0	0.734	0.017	0.194	0.040	0.156	0.0150
0.015	0.01	0.731	0.017	0.199	0.041	0.156	0.0150
0.015	0.15	0.739	0.017	0.201	0.041	0.146	0.0138
0.015	0.3	0.767	0.017	0.200	0.040	0.116	0.0112
0.015	0.4	0.789	0.017	0.206	0.038	0.106	0.0106
0.015	0.5	0.822	0.017	0.802	0.015	0.024	0.0123
0.025	0	–	–	0.214	0.045	0.352	0.0250
0.025	0.3	–	–	0.198	0.044	0.259	0.0165
0.025	0.4	–	–	0.187	0.043	0.222	0.0122
0.025	0.5	–	–	0.691	0.012	0.059	0.0190
0.050	0.5	–	–	0.174	0.055	0.448	0.0103

Таблица 2

C_q	$M_\infty = 0$	0.01	0.15	0.3	0.4	0.5
0.015	1.92	1.89	1.95	2.20	2.31	1.00
0.025	1.22	–	–	1.56	1.78	1.10
0.050	–	–	–	–	–	1.24

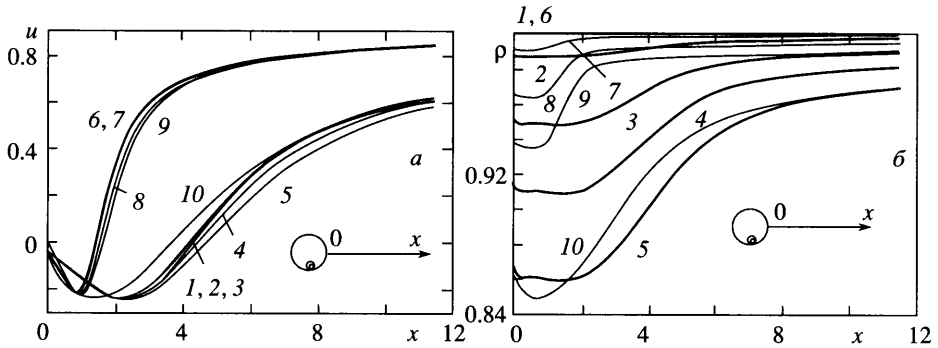
Таблица 3

M_∞	Цилиндр				Цилиндр с вихревой ячейкой			
	u_m	ρ_m	k_m	μ_m	u_m	ρ_m	k_m	μ_m
0	–0.244	1	0.0913	0.0276	–0.213	1	0.0763	0.00943
0.01	–0.236	1	0.0889	0.0272	–0.214	1	0.0746	0.00894
0.15	–0.238	0.985	0.0897	0.0270	–0.221	0.913	0.0737	0.00854
0.3	–0.242	0.939	0.0907	0.0264	–0.220	0.720	0.0739	0.00872
0.4	–0.245	0.893	0.0916	0.0259	–0.226	0.541	0.0748	0.00857
0.5	–0.247	0.834	0.0932	0.0261	–0.235	0.806	0.1039	0.0288

падает в 4.5 раза. Обращает на себя внимание несколько неожиданное поведение коэффициента массового расхода отсасываемого воздуха, а именно: c_q не падает, как можно было предполагать, а растет примерно на 20% (табл. 1). Таким образом, снижение C_{xadd} обусловливается существенным уменьшением разрежения в вихревой ячейке.

На фиг. 3–6 и в табл. 3 представляются результаты, полученные при фиксированном $C_q = 0.015$.

Показанная на фиг. 3 эволюция с ростом M_∞ распределений продольной составляющей скорости и плотности в плоскости симметрии в следе за цилиндром в отсутствие и



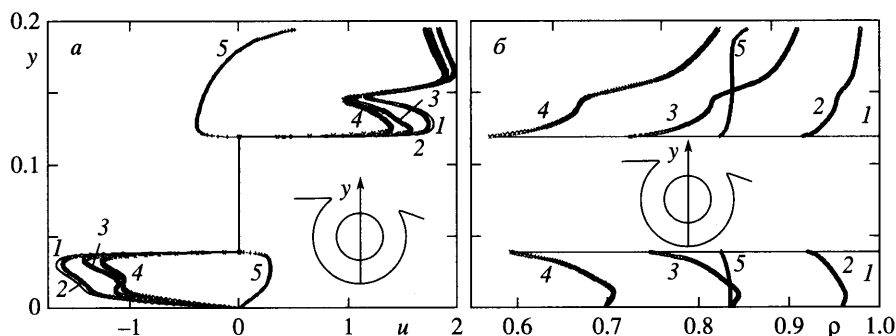
Фиг. 3. Распределения продольной составляющей скорости u (а) и плотности воздуха ρ (б) вдоль оси симметрии x , начиная от задней критической точки цилиндра в отсутствие (1–5) и при наличии (6–10) вихревой ячейки для различных M_∞ : 1, 5 – $M_\infty = 0.01$; 2, 6 – 0.15; 3, 7 – 0.3; 4, 8 – 0.4; 5, 10 – 0.5 для $C_q = 0.015$

при наличии в его контуре вихревой ячейки демонстрирует их существенное различие. В диапазоне изменения M_∞ от 0 до 0.3 профили $u(x)$ практически совпадают (кривые 1–3 на фиг. 3, а), в то время как $\rho(x)$ существенно зависит от M_∞ . Как видно из фиг. 3, б, наибольший уровень разрежения наблюдается в зоне циркуляционного течения в ближнем следе, причем для круглого цилиндра без вихревой ячейки он оказывается заметно выше, чем в случае ее наличия. С ростом M_∞ длина отрывной зоны в ближнем следе несколько возрастает при неизменном максимуме скорости возвратного течения. При $M_\infty = 0.5$ наблюдается скачкообразное увеличение длины отрывной зоны в следе за телом с вихревой ячейкой (кривая 10), хотя ее величина оказывается существенно меньше (3.7 вместо 4.7), чем для цилиндра без ячейки.

Как видно из табл. 3, в диапазоне M_∞ от 0 до 0.4 реализуются противоположные тенденции изменения экстремальных параметров потока и характеристик турбулентности. Правда, количественно они невелики. С ростом M_∞ максимальные величины скорости возвратного течения и энергии турбулентности k_m в ближнем следе за цилиндром увеличиваются, а максимальные значения коэффициентов вихревой вязкости μ_m изменяются противоположным образом. Интересно отметить, что величины μ_m при обтекании цилиндра с вихревой ячейкой в рассматриваемом промежутке M_∞ оказываются в 2.5 раза ниже, чем в случае гладкого кругового цилиндра. При $M_\infty = 0.5$ подобно интегральным силовым характеристикам цилиндра с вихревой ячейкой (фиг. 2 и табл. 1) k_m и μ_m скачкообразно возрастают до уровня, соответствующего обтеканию кругового цилиндра.

При обтекании несжимаемой жидкостью кругового цилиндра с вихревой ячейкой в каверне реализуется высокоинтенсивный циркулирующий поток воздуха в канале между контуром и поверхностью центрального тела с максимальной величиной скорости возвратного течения, равной 1.7 (фиг. 4, а). Профиль скорости нелинейный со смещением максимума к центральному телу. Увеличение числа M_∞ от 0 до 0.4 приводит к снижению максимума скорости примерно в 1.4 раза, хотя средняя скорость потока существенно превосходит скорость набегающего потока. При этом следует отметить, что максимум скорости в рассматриваемом сечении каверны вдвое превышает характерную скорость. При $M_\infty = 0.5$ наблюдается скачкообразное падение продольной составляющей скорости со сменой знака.

По мере роста M_∞ от 0 до 0.4 в каверне усиливается разрежение, сопровождающееся понижением плотности воздуха, особенно в прилегающем к центральному телу слое (кривые 1–4 на фиг. 4, б). При переходе к $M_\infty = 0.5$ наблюдается скачкообразное возрастание (примерно в 1.2 раза) плотности в циркулирующем в каверне потоке.

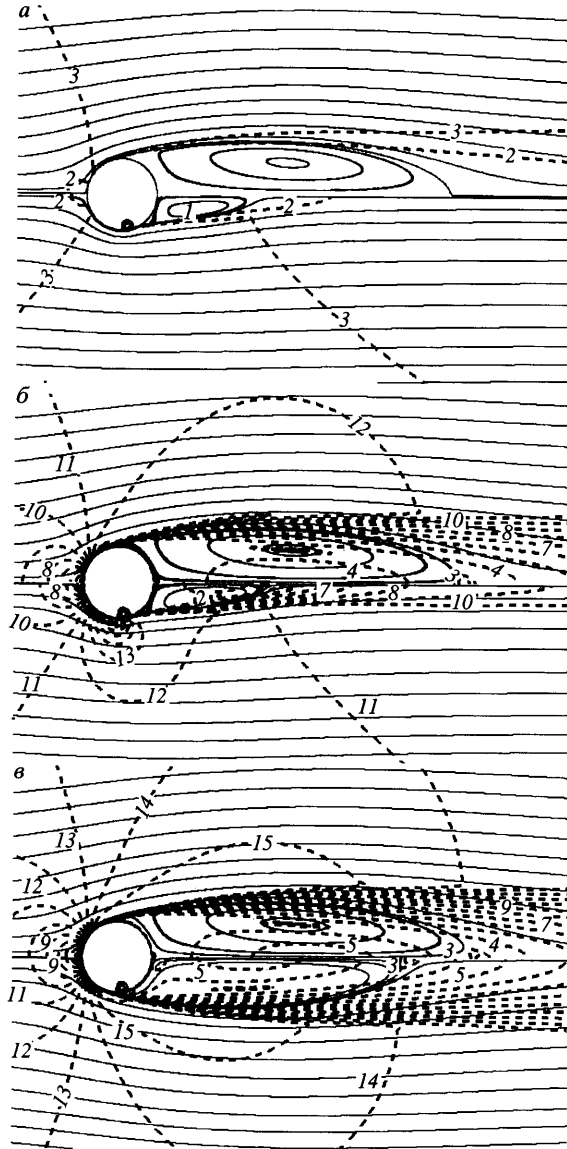


Фиг. 4. Профили продольной составляющей скорости u (а) и плотности воздуха ρ (б) в срединном сечении круговой каверны вдоль оси у для различных чисел Маха: обозначения как на фиг. 3

Размещение вихревой ячейки на контуре цилиндра способствует существенной перестройке течения в ближнем следе, как видно из фиг. 5, а. Точка отрыва на поверхности цилиндра оказывается сдвинутой ниже по потоку от круговой каверны, а длина циркуляционной зоны уменьшается втрое по сравнению со случаем отсутствия каверны. Увеличение числа M_∞ от 0 до 0.4 не оказывает существенного влияния на картину отрывного обтекания тел подобно тому, как при анализе фиг. 3, а отмечалось лишь незначительное изменение продольной составляющей скорости в следе за цилиндром. Однако поле локальных чисел Маха претерпевает сильные изменения как и распределение плотности в следе (фиг. 3, б), причем для цилиндра с вихревой ячейкой эти изменения намного больше, чем для обычного цилиндра. Так, при $M_\infty = 0.4$ в окрестности боковой поверхности цилиндра без каверны локальное число Маха M увеличивается всего лишь на 0.1, достигая 0.5. В то же время для цилиндра с вихревой ячейкой максимальные локальные числа M превышают 0.75, т.е. близки к трансзвуковому диапазону числа Маха. Переход к $M_\infty = 0.5$ существенно изменяет картину обтекания кругового цилиндра с вихревой ячейкой (фиг. 5, в), приводя к перемещению точки отрыва на навстречную часть контура. Длина отрывной зоны при этом резко увеличивается и приближается к длине зоны в следе за цилиндром без ячейки.

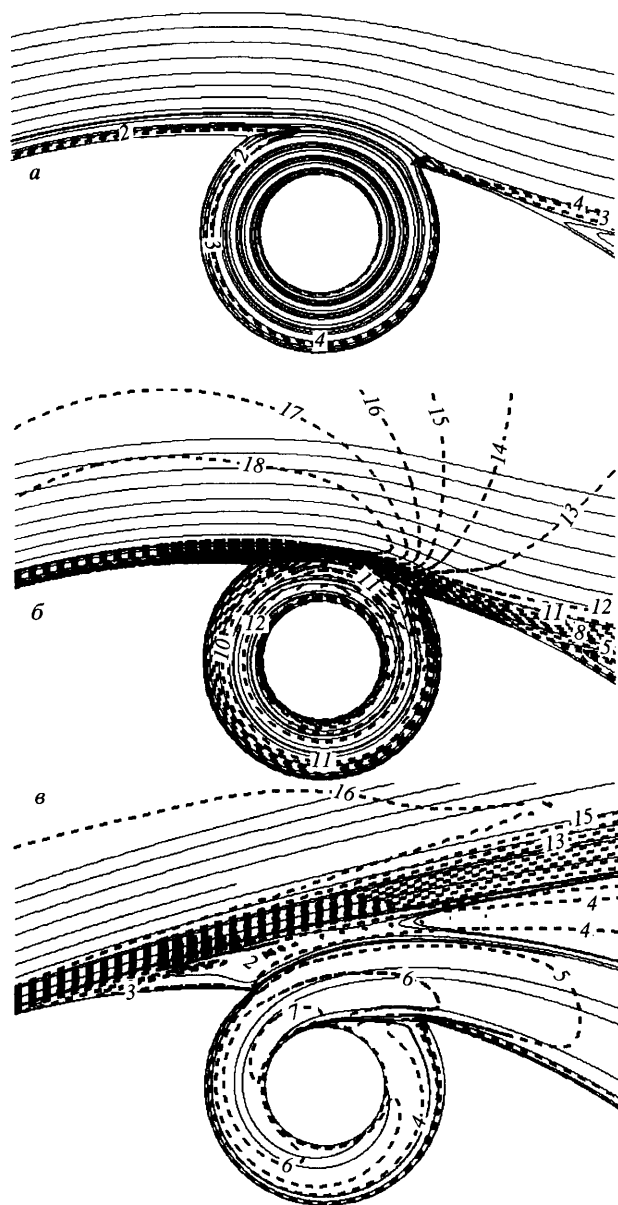
Эволюция картины обтекания вихревой ячейки и поля изомахов при увеличении M_∞ от 0 до 0.4 представляется на фиг. 6, а, б. При практически неизменном характере возвратно-циркуляционного течения в каверне влияние сжимаемости оказывается весьма существенным. Так, например, при $M_\infty = 0.4$ течение в вихревой ячейке характеризуется местными M порядка 0.4. Переход к $M_\infty = 0.5$ сопровождается перемещением точки отрыва из области за каверной в зону перед ней. При этом втекающий в ячейку поток изменяет свое направление, т.е. попадает в нее из ближнего следа. Таким образом, маломасштабное движение воздуха в каверне оказывается встроенным в возвратно-циркуляционное течение в ближнем следе за цилиндром. Интересно, что толщины отсасываемых слоев воздуха перед каверной из набегающего потока (фиг. 6, а, б) и со стороны следа (фиг. 6, в) различаются в несколько (4–5) раз. Также следует отметить, что в канале между контурами каверны и центрального тела не возникает зон вторичного отрывного течения.

Таким образом, при фиксированном умеренном коэффициенте объемного расхода отсасываемого воздуха ($C_q = 0.015$) сжимаемость набегающего потока оказывает существенное влияние на работоспособность рассматриваемого способа управления обтеканием тел с помощью вихревых ячеек, т.е. существует критическое число Маха $M_{cr, \text{ср}}$, до которого реализуется эффект снижения лобового сопротивления.



Фиг. 5. Сравнительный анализ картин обтекания цилиндра (верхние полуплоскости) и цилиндра с вихревой ячейкой (нижние полуплоскости) с нанесенными штриховыми линиями изомахов при различных значениях M_∞ для $C_q = 0.015$: а-в – $M_\infty = 0.01$; 0.4; 0.5; 1 – 18: $M = 0$; 0.005; 0.01; 0.05; 0.1; 0.15; 0.2; 0.25; 0.3; 0.35; 0.4; 0.45; 0.5; 0.55; 0.6; 0.65; 0.7; 0.75

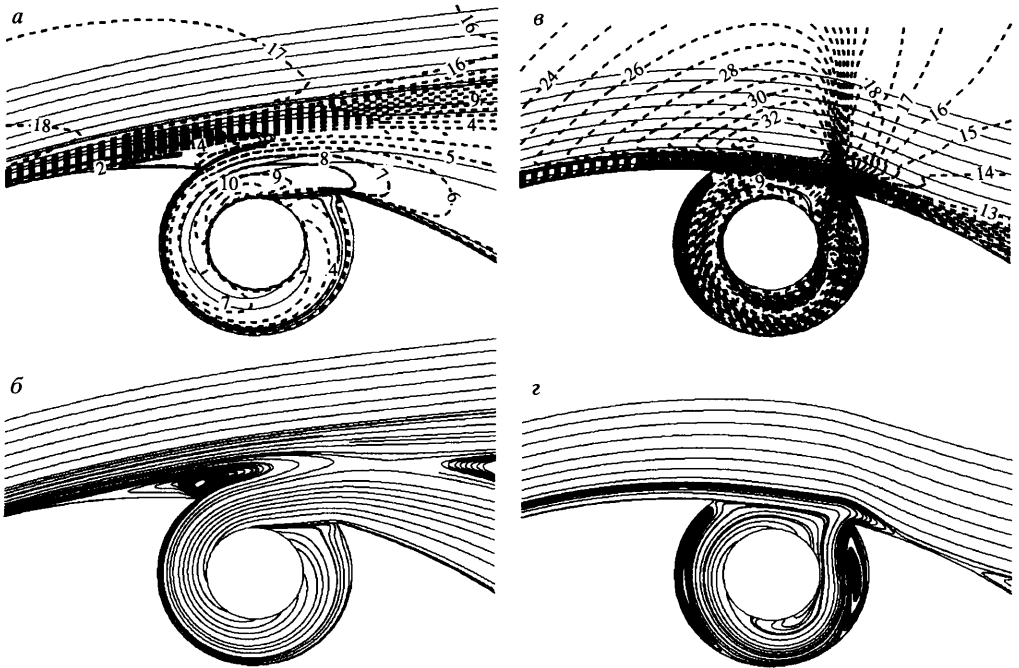
Наиболее важным, с научной и практической точек зрения, представляется вопрос о расширении диапазона критического числа Маха $M_{cr\infty}$. Наиболее естественный путь связывается с увеличением объемного расхода отсасываемого воздуха. При этом, однако, увеличиваются энергетические расходы и обусловленное ими дополнительное сопротивление, а следовательно, уменьшается эффективность способа управления. На



Фиг. 6. Картины течения в окрестности вихревой ячейки на цилиндре с нанесенными штриховыми линиями изомахов при различных значениях M_∞ для $C_q = 0.015$: а-в – $M_\infty = 0.01$; 0.4; 0.5; изомахи оцифрованы так же, как на фиг. 6

фиг. 7, а также в табл. 1 и 2 представлены результаты расчетов картин обтекания и силовых характеристик цилиндра с вихревой ячейкой при $C_q = 0.025$ и 0.05.

Увеличение C_q с 0.015 до 0.025 при $M_\infty = 0$, как следует из табл. 1 и 2, приводит к существенному (до 0.61) возрастанию суммарного аэродинамического сопротивления цилиндра с вихревой ячейкой и соответственно к снижению эффективности способа управления: C_{xc}/C_{xcv} уменьшается с 1.92 до 1.22. Однако рост M_∞ от 0.3 до 0.4 способ-



Фиг. 7. Сравнительный анализ картин течения в окрестности вихревой ячейки на цилиндре при коэффициенте объемного расхода 0.025 (а, б) и 0.05 (в, з) с нанесенными штриховыми линиями изомахов (а-з): 1 – 33 – $M = 0; 0.005; 0.01; 0.05$; и далее с шагом 0.05 до значения $1.6 M_{\infty} = 0.5$

ствует изменению c_q от 0.0165 до 0.0122, что обуславливает снижение энергетических затрат и увеличение эффективности C_{xc}/C_{xcv} с 1.56 до 1.78. Тем не менее при умеренном коэффициенте отсасываемого воздуха ($C_q = 0.015$) эффективность еще выше (2.31). К сожалению, критическое $M_{c_{\infty}} = 0.5$ остается неизменным, т.е. и при $C_q = 0.025$ вихревая ячейка отсасывает воздух из ближнего следа, а точка отрыва потока располагается на наветренной стороне цилиндра (фиг. 7, а, б).

Увеличение C_q вдвое приводит к возрастанию критического $M_{c_{\infty}}$, т.е. при $M_{\infty} = 0.5$ (см. фиг. 7) обтекание цилиндра с вихревой ячейкой такое же, как при меньших M_{∞} , хотя эффективность управления C_{xc}/C_{xcv} при этом невелика (равна 1.24). Длина отрывной зоны в следе сокращается вдвое. Анализ картин изомахов (фиг. 7, а, в) показывает, что при высоком C_q над окном каверны возникает сверхзвуковая зона с локальными числами M до 1.6, заканчивающаяся прямым скачком уплотнения. В то же время при низком C_q , когда вихревая ячейка находится в отрывной зоне ближнего следа, наветренная сторона цилиндра включает в себя области течения с максимальными местными числами Маха 0.75–0.8.

И, наконец, на фиг. 7, б, з сравниваются картины течения в окрестности ячейки при $C_q = 0.025$ и 0.05. При низком C_q движение в каверне отличается закруткой потока против часовой стрелки навстречу набегающему потоку, причем пристеночный, широкий слой воздуха из отрывной зоны ближнего следа, по толщине превосходящий ширину внутреннего канала ячейки, отсасывается через поверхность центрального тела. Интересно отметить, что над окном каверны отрывная зона размыкается на два крупномасштабных вихря, первый из которых располагается перед вихревой ячейкой с точкой от-

рыва на наветренной стороне цилиндра, а второй представляет собой вихрь в ближнем следе.

При высоком C_q попадающий внутрь ячейки пристеночный слой жидкости притормаживается в области прямого скачка уплотнения и, разворачиваясь, формирует канальное течение в каверне с центральным телом. При этом образуются зоны вторичного отрыва в наветренной и подветренной частях каверны. На картине, показанной на фиг. 7, з, точка отрыва в ближнем следе располагается на подветренной стороне кругового цилиндра, что указывает на работоспособность рассматриваемого способа управления обтеканием. Следует отметить, что в этом случае $C_{xcv} = 0.229$, что хорошо согласуется с ранее рассчитанным коэффициентом лобового сопротивления цилиндра с вихревой ячейкой (фиг. 3, табл. 1).

Закключение. При сохранении умеренного объемного расхода отсасываемого воздуха ($C_q = 0.015$) эффективность двукратного снижения лобового сопротивления цилиндра при размещении в его контуре вихревой ячейки оказывается ограниченной критическим числом Маха $M_{cr\infty} = 0.4$. Расширение диапазона критического числа Маха $M_{cr\infty}$ до 0.5 оказалось возможным за счет увеличения C_q до 0.05, хотя эффективность управления обтеканием существенно уменьшается (примерно до 25%).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№06-08-81002 и 05-02-00162) и Евросоюза по программе Framework-6 (проект Vortex-Cell2050).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование) / Под ред. А.В. Ермишина и С.А. Исаева. М.: Изд-во МГУ, 2003. 360 с.
2. Wang C., Sun M. Separation control on a thick airfoil with multiple slots blowing at small speeds // Acta Mech. 2000. V. 143. № 3–4. P. 215–227.
3. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование ламинарного обтекания цилиндра с пассивными и активными вихревыми ячейками // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 8. С. 33–41.
4. Баранов П.А., Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численное моделирование эффекта снижения сопротивления цилиндра с вихревыми ячейками при наличии системы управления турбулентным пограничным слоем // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 17. С. 16–23.
5. Баранов П.А., Исаев С.А., Судаков А.Г. Численное моделирование влияния сгенерированной завихренности на дорожку Кармана за круговым цилиндром // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 2. С. 68–74.
6. Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численный анализ эффективности вихревых ячеек при ламинарном и турбулентном обтекании кругового цилиндра со встроенными вращающимися телами // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 4. С. 88–96.
7. Исаев С.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Анализ эффективности управления обтеканием тел с помощью вихревых ячеек с учетом энергетических затрат // Инж.-физ. журн. 2002. Т. 75. № 3. С. 47–50.
8. Баранов П.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Пригородов Ю.С., Судаков А.Г. Численный анализ влияния формы встроенных вихревых ячеек на турбулентное стационарное обтекание кругового цилиндра // Инж.-физ. журн. 2003. Т. 76. № 6. С. 38–44.
9. Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 392 с.
10. Menter F.R. Zonal two equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. № 93–2906. 21p.
11. Menter F.R., Kuntz M., Langtry R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model / Proc. 4th Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer / Eds. Hanjalic K. et al. Antalya, Turkey, 2003. 8p.
12. Menter F., Ferreira J.C., Esch T., Konno B. Turbulence model with improved wall treatment for heat transfer predictions in gas turbines // Proc. Int. Gas Turbine Congr., 2003 Tokyo. 2003.

13. *Esch T., Menter F.R.* Heat transfer predictions based on two-equation turbulence models with advanced wall treatment / Proc. 4th Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer / Eds. Hanjalic K. et al. Antalya, Turkey, 2003. P. 614–621.
14. *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.
15. *Ferziger J.H., Peric M.* Computational methods for fluid dynamics. Berlin: Springer, 1999. 389 p.
16. *Karki K.C., Patankar S.V.* Pressure based calculation procedure for viscous flows at all speed in arbitrary configuration // *AIAA Journal.* 1989. V. 27. № 9. P. 1167–1174.
17. *Shyy W., Chen M.-H., Sun C.-S.* Pressure-based multigrid algorithm for flow at all speed // *AIAA Journal.* 1992. V. 30. № 11. P. 2660–2669.
18. *Isaev S.A., Leontiev A.I., Sudakov A.G., Baranov P.A.* Numerical simulation of supersonic flow around a dimpled surface // Minsk Int. Colloq. on Physics of Shock Waves, Combustion, Detonation and Non-Equilibrium Processes. MIC2005. Minsk, 2005. P. 48–49.
19. *Hellsten A.* Some improvements in Menter's $k - \omega$ turbulence model // *AIAA Paper.* 1998. № 98–2554. 11 p.
20. *Бобышев В.К., Исаев С.А.* Численное исследование влияния сжимаемости на механизм снижения лобового сопротивления цилиндра с организованными срывными зонами в турбулентном потоке вязкого газа // *Инж.-физ. журн.* 1998. Т. 71. № 4. С. 606–612.
21. *Белов И.А., Кудрявцев Н.А.* Теплоотдача и сопротивление пакетов труб. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 223 с.

Санкт-Петербург,
Москва
E-mail: isaev@SI3612.spb.edu

Поступила в редакцию
22.IX.2006