

УДК 537.517.14

**ТУРБУЛЕНТНЫЙ ЗАКРУЧЕННЫЙ СЛЕД ЗА СФЕРОЙ
С ПОЛНОЙ ИЛИ ЧАСТИЧНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ
СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ***В. А. Костомаха, Н. В. Леснова**Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск*

Экспериментально изучен осесимметричный турбулентный след за обтекаемой равномерным потоком воздуха сферой, гидродинамическое сопротивление которой полностью или частично компенсировалось импульсом выдуваемой в ее кормовой части струи. Постановка задачи и форма модели идентичны использованным в [1]. Принципиальное отличие от ранее выполненных опытов состоит в том, что струя имела закрутку. Показано, что даже слабая закрутка потока движителем влияет на развитие безимпульсного следа за сферой. Она приводит к более медленному вырождению характеристик турбулентности и росту поперечных размеров следа.

1. Важными интегральными характеристиками гидродинамического следа за телом являются продольная компонента избыточного импульса J и момент количества движения M . Наиболее подробно изучены незакрученные следы за буксируемыми телами. В таких следах $J = F_x$ и $M = 0$, где F_x — сила сопротивления тела.

В меньшей степени изучены следы за телами, снабженными движителем. Если движитель не вносит закрутки в поток, то в следе по-прежнему $M = 0$. В режиме равномерного прямолинейного движения сопротивление тела полностью компенсируется тягой движителя, и в следе за ним $J = 0$. Такой безимпульсный след ранее изучался экспериментально [1–7] и теоретически или численно [8–15]. Установлено, что закономерности развития гидродинамических следов за самодвижущимися и буксируемыми телами сильно отличаются друг от друга.

Влияние закрутки потока движителем на динамику безимпульсного следа изучалось в опытах [3, 4]. При этом в [3] исследовано два способа создания самодвижения: сопротивление удобообтекаемого тонкого тела вращения компенсировалось кольцевой струей, не создающей закрутки потока, и пропеллером, установленным в кормовой части тела. В выводах отмечается, что скорость вырождения возмущений осевой компоненты скорости для обоих рассматриваемых случаев самодвижения одинакова, начиная уже с небольшого расстояния от тела, а влияния закрутки на поле средней скорости практически нет. Аналогичные выводы получены в [4], где след с нулевым избыточным импульсом создавался также с помощью хорошо обтекаемого тела с «реактивным» движителем, струя которого в одной серии опытов закручивалась, а в другой нет.

Однако выполненный в [16–19] анализ асимптотического поведения возмущений средней скорости в автомоделном следе с закруткой позволил установить, что наличие тангенциальной составляющей скорости, даже небольшой по величине, заметно влияет на картину течения в следе и это влияние прослеживается на достаточно больших расстояниях от тела. Приводимые ниже экспериментальные данные иллюстрируют роль

закрутки потока на эволюцию безымпulsive следа за сферой, а также дают представление об особенностях развития следа в зависимости от соотношения J и M .

2. Опыты проводились в низкотурбулентной аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью длиной 4 м и характерным размером поперечного сечения $0,4 \times 0,4$ м. Сфера диаметром $D = 25$ мм, насаженная на трубку с наружным диаметром 8 мм, закреплялась на проволочных растяжках из вольфрамовой нити диаметром 0,1 мм в начале рабочей части трубы так, как это показано на рис. 1,а, где 1 — сфера, 2 — трубка, по которой подавался воздух, 3 — растяжки, 4 — рабочая часть аэродинамической трубы. В сферу встраивалась специальная форсунка с диаметром внутреннего канала 6 мм, с помощью которой формировалась закрученная струя, истекающая из кормовой части сферы. Закрутка потока форсункой создавалась за счет тангенциального подвода воздуха через три ряда отверстий диаметром 1 мм.

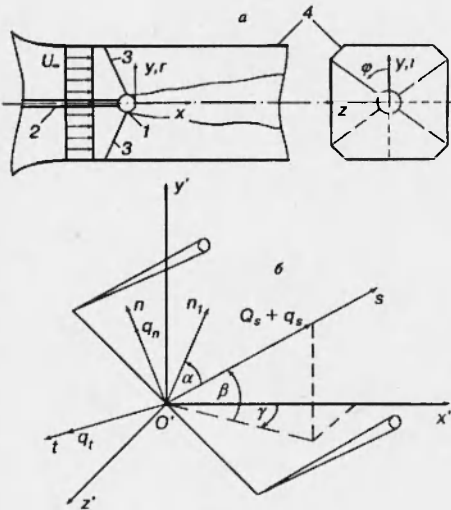


Рис. 1

Чтобы обеспечить умеренную закрутку (без образования зоны обратных токов в окрестности выходного сечения внутреннего канала) и достаточную тягу, в донце форсунки имелось дополнительное отверстие, диаметр которого подбирался экспериментально.

На этом же рисунке показаны используемая при измерениях декартова система координат $Oxyz$, начало которой расположено на задней кромке сферы, и связанная с ней цилиндрическая система координат, в которой ниже представлены полученные результаты.

Для установки модели под нулевым углом атаки к набегающему потоку и определения положения оси следа проводились измерения дисперсии продольной компоненты флуктуаций скорости по двум взаимно перпендикулярным направлениям в плоскостях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, условно показанным на рис. 1,а штриховыми линиями.

Измерения скорости осуществлялись термоанемометрической аппаратурой фирмы DISA (термоанемометр типа 55D05 и линейаризатор типа 55D15). Чувствительный элемент датчика термоанемометра изготавливался из золоченой или платинированной вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,25 или 1,5 мм для одноточечного или двухточечного датчиков соответственно.

В опытах измерялись три компоненты скорости: продольная U , радиальная V и тангенциальная W , а также шесть компонент тензора рейнольдсовых напряжений $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$, $\langle w^2 \rangle$, $\langle uv \rangle$, $\langle uw \rangle$, $\langle vw \rangle$, где u, v, w — продольная, радиальная и тангенциальная компоненты флуктуаций скорости, угловые скобки означают осреднение.

Существует, по крайней мере, два способа получения информации об этих величинах с помощью термоанемометра.

1. Измерения выполняются при шести различных положениях нити датчика относительно выбранной системы координат. Такие положения получают, например, непрерывным поворотом датчика вокруг его оси [20] или последовательной установкой датчика в нескольких фиксирован-

ных положениях в пространстве [21]. Искомые величины определяются из решения нелинейной системы алгебраических уравнений с использованием той или иной итерационной процедуры. Этот способ является, по-видимому, единственным приемлемым для измерений характеристик турбулентности в течениях, ограниченных твердыми стенками, например в закрученном турбулентном течении в круглой трубе.

2. Одноточный наклонный или, что предпочтительнее, двухниточный датчик со скрещенными нитями ориентируются в потоке так, чтобы ось датчика совпадала по направлению с вектором средней скорости. Пример такой ориентации одной из нитей двухниточного датчика показан на рис. 1,б. Здесь $O'x'y'z'$ — вспомогательная прямоугольная система координат, связанная с точкой измерений. Ее оси параллельны осям системы координат $Oxyz$. Поскольку измерения осуществлялись в фиксированных сечениях лишь вдоль осей Oz или Oy , то для определения направления вектора скорости в заданной точке оказалось достаточно измерить два угла: угол β между вектором скорости и его проекцией на плоскость $x' - z'$ и угол γ между этой проекцией и осью $O'x'$. Необходимые манипуляции датчика обеспечивались специальным координатным устройством, работающим таким образом, что при поворотах датчика вокруг осей $O'z'$, $O'y'$ и вокруг собственной оси чувствительный элемент всегда оставался в заданной точке. Углы поворотов измерялись с помощью реохордов.

Методика определения характеристик турбулентности для датчика, направление оси которого совпадает с вектором средней скорости, не требует решения системы алгебраических уравнений и практически ничем не отличается от методики измерений в одномерном в среднем турбулентном течении [22]. Если при этом плоскость датчика совпадает с плоскостью $s - n$ (рис. 1,б, где $O'n$ — нормаль к $O's$, $O't$ — нормаль к плоскости датчика, n_1 — лежащая в плоскости датчика нормаль к нити, α — угол между этой нормалью и направлением вектора средней скорости, Q_s и q_s , q_n , q_t — осредненная и пульсационные составляющие вектора скорости в системе $O'snt$ соответственно), то измеренные среднее значение выходного сигнала термоанемометра, дисперсии суммы, разности и разность дисперсий флуктуационных составляющих с каждой из нитей дают информацию о величинах Q_s , $\langle q_s^2 \rangle$, $\langle q_n^2 \rangle$ и $\langle q_s q_n \rangle$. Аналогичные измерения в плоскости $s - t$ позволяют найти $\langle q_t^2 \rangle$ и $\langle q_s q_t \rangle$. Чтобы измерить недостающую корреляцию $\langle q_n q_t \rangle$, датчик, предварительно ориентированный по вектору средней скорости, поворачивался вокруг своей оси на $\pm 45^\circ$.

В формулах пересчета параметров выходного сигнала термоанемометра в характеристики турбулентности (см. [22]) фигурирует геометрический угол α , тангенс которого определяет отношение чувствительностей датчика с бесконечно длинными идеально прямыми нитями к различным компонентам флуктуаций скорости. Однако для реальных датчиков чувствительность к направлению зависит от несимметрии распределения температуры вдоль нити, обусловленной ее конечной длиной, способа крепления нити, аэродинамики ее обтекания, возможности деформации в результате нагрева и аэродинамического воздействия и др. Поскольку учесть перечисленные факторы априори пока не удастся, наиболее надежным, по мнению ряда экспериментаторов [23, 24], является тарировка датчика по направлению с целью определения некоторого «эффективного» угла α_e .

Выполненные по методике, предложенной в [23], расчеты показали, что величина α_e может отличаться от геометрического угла $\alpha = \pm 45^\circ$ примерно на $\pm 7^\circ$. Чтобы оценить возможную погрешность, связанную с обычно практикуемой заменой угла α_e на α , достаточно привести такой пример: $\text{tg}(\alpha_e)$ изменяется от 1,0 при $\alpha_e = \pm 45^\circ$ до 1,1 при $\alpha_e = \pm 48^\circ$.

Сравнение более сложной методики определения α_e с использованной в данной работе показало, что последняя дает вполне удовлетворительные результаты.

Дальнейший пересчет измеренных в координатной системе $O'snt$ характеристик турбулентности в систему $Ox'r\varphi$ при известных углах γ и β осуществлялся на ЭВМ по следующим формулам:

компоненты средней скорости

$$U = \bar{Q}_s \cos \beta \cos \gamma, \quad V = Q_s \sin \beta, \quad W = Q_s \cos \beta \sin \gamma,$$

нормальные рейнольдсовы напряжения

$$\begin{aligned} \langle u^2 \rangle &= \langle q_s^2 \rangle \cos^2 \beta \cos^2 \gamma + \langle q_s^2 \rangle \cos^2 \gamma \sin^2 \beta + \langle q_s^2 \rangle \sin^2 \gamma - \\ &\quad - \langle q_s q_n \rangle \sin 2\beta \cos^2 \gamma - \langle q_s q_t \rangle \sin 2\gamma \cos \beta - \langle q_n q_t \rangle \sin 2\gamma \sin \beta, \\ \langle v^2 \rangle &= \langle q_s^2 \rangle \sin^2 \beta + \langle q_n^2 \rangle \cos^2 \beta + \langle q_s q_n \rangle \sin 2\beta, \\ \langle w^2 \rangle &= \langle q_s^2 \rangle \cos^2 \beta \sin^2 \gamma + \langle q_n^2 \rangle \sin^2 \beta \sin^2 \gamma + \langle q_t^2 \rangle \cos^2 \gamma - \\ &\quad - \langle q_s q_n \rangle \sin^2 \gamma \sin^2 \beta + \langle q_s q_t \rangle \cos \beta \sin 2\gamma - \langle q_n q_t \rangle \sin \beta \sin 2\gamma, \end{aligned}$$

касательные рейнольдсовы напряжения

$$\begin{aligned} \langle uv \rangle &= (\langle q_s^2 \rangle - \langle q_n^2 \rangle) \cos \gamma \sin 2\beta / 2 + \langle q_s q_n \rangle \cos \gamma \cos 2\beta - \\ &\quad - \langle q_s q_t \rangle \sin \gamma \sin \beta - \langle q_n q_t \rangle \sin \gamma \cos \beta, \\ \langle uw \rangle &= (\langle q_s^2 \rangle \cos^2 \beta + \langle q_n^2 \rangle \sin^2 \beta - \langle q_t^2 \rangle) \sin 2\gamma / 2 - \langle q_s q_n \rangle \sin 2\gamma \sin 2\beta / 2 + \\ &\quad + \langle q_s q_t \rangle \cos \beta \cos 2\gamma - \langle q_n q_t \rangle \cos 2\gamma \sin \beta, \\ \langle vw \rangle &= (\langle q_s^2 \rangle - \langle q_n^2 \rangle) \sin \gamma \sin 2\beta / 2 + \langle q_s q_n \rangle \sin \gamma \cos 2\beta + \\ &\quad + \langle q_s q_t \rangle \sin \beta \cos \gamma + \langle q_n q_t \rangle \cos \beta \cos \gamma. \end{aligned}$$

Традиционно относительное влияние избыточного импульса и момента количества движения в свободных турбулентных закрученных течениях характеризуется параметром закрутки $s = 2M/JD_c$, где D_c — диаметр сопла, из которого истекает струя, а J и M рассчитываются по формулам

$$J = 2\pi\rho \int_0^\infty [U_\infty U_1 - W^2/2 + \langle u^2 \rangle - (\langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)/2] r dr; \quad (2.1)$$

$$M = 2\pi\rho \int_0^\infty (U_\infty W + \langle uw \rangle) r^2 dr. \quad (2.2)$$

Здесь U_∞ — скорость набегающего потока; $U_1 = U - U_\infty$ — дефицит продольной компоненты средней скорости; ρ — плотность жидкости.

Определенная таким образом степень закрутки постоянна для заданных условий истечения струи и обтекания тела и не зависит от относительного удаления $\zeta = x/D$. Однако в случае, когда $J \rightarrow 0$ ($J = 0$ соответствует безимпульсному следу), $s \rightarrow \infty$, хотя закрутка может быть и небольшой. Поэтому для следов с близкой к нулю величиной J предпочтительнее использовать иное определение меры закрутки. В качестве такой меры удобно взять отношение максимального в каком-либо начальном сечении следа значения окружной скорости $|W_m|$ к соответствующей величине дефицита скорости $|U_1^0|$ на оси следа: $s_1 = |W_m| / |U_1^0|$. При $|W_m| \cong |U_1^0| \ll U_\infty$ $s_1 \cong 1$ и закрутка может считаться слабой. Если

в непосредственной близости от задней кромки тела $|W_m| \cong U_\infty$, то такую закрутку следует считать сильной. В этом случае $s_1 \gg 1$. Указанное определение степени закрутки достаточно наглядно, однако обладает тем недостатком, что может изменяться в зависимости от удаления от тела.

Все опыты выполнены при скорости набегающего потока $U_\infty = 15,3$ м/с, что соответствует числу Рейнольдса $Re = U_\infty D / \nu = 2,6 \cdot 10^4$ (ν — кинематический коэффициент вязкости), и пяти режимах работы форсунки, создающей компенсирующую струю. Вариация режимов достигалась изменением расхода воздуха, протекающего через форсунку. При этом одновременно менялись величины избыточного импульса и момента количества движения. Количественные значения полученных в опытах характеристик степени закрутки s и s_1 , степени компенсации силы сопротивления тела тягой движителя $\beta_x = J/F_x$ (F_x — сила сопротивления тела без движителя), а также безразмерные значения избыточного импульса $J' = J/2\pi\rho U_\infty^2 D^2$ и момента количества движения $M' = M/2\pi\rho U_\infty^2 D^3$ представлены в таблице.

Номер режима	J'	M'	s	s_1	β_x
1	-0,0126	0,0044	-0,70	0,34	-0,37
2	-0,0047	0,0058	-2,47	0,56	-0,14
3	0,0	0,0070	∞	1,10	0,0
4	0,0028	0,0076	5,43	1,54	0,08
5	0,0053	0,0079	2,98	2,11	0,15

Следует заметить, что каждому из изученных режимов на плоскости параметров $J' - M'$ соответствует одна точка. Для режимов 1, 2 тяги движителя было недостаточно, чтобы уравновесить гидродинамическое сопротивление

тела, поэтому $J' < 0$, $\beta < 0$. В режиме 3 за телом развивался безимпульсный след ($J' = 0, \beta = 0$) с отличной от нуля интегральной закруткой. Для режимов 4, 5 тяга движителя превышала сопротивление тела, поэтому $J' > 0$, $\beta > 0$. Величины избыточного импульса и момента количества движения оценивались по измеренным распределениям $U_1(r)$ и $W(r)$ по формулам (2.1) и (2.2), в которых вклад слагаемых, обусловленных флуктуациями скорости, оказался мал. Значения s_1 определялись с использованием данных, полученных в сечении следа $\zeta = 7$.

3. Результаты измерений $U_* = U_1/U_\infty$ и $W_* = W/U_\infty$ представлены на рис. 2, 3 в зависимости от $\xi = r/D$. В правой части этих рисунков, а также рис. 4 приведены данные, измеренные в плоскости $\varphi = 0$, в левой — в плоскости $\varphi = \pi$. На рис. 2-4 а-г — результаты, полученные на относительных удалениях от тела $\zeta = 7, 10, 20, 50$ соответственно, а точки — режимы 1, 3, 5 работы форсунки. В опытах измерялись все три компоненты вектора скорости, однако одна из них (радиальная) оказалась малой. Малым был также угол β .

Профили $U_*(\xi)$ в следах за самодвижущимися телами формируются в результате взаимодействия возмущений, вносимых в поток обтекаемым телом и движителем. В безимпульсных следах без закрутки, изученных, например, в [1, 5], распределение U_* в приосевой области определялось струйным течением, созданным движителем. Скорость течения здесь превышала U_∞ и $U_*^0 > 0$ (U_*^0 — значение U_* на оси следа). В кольцевой периферийной зоне следа $U_* < 0$. Это собственно след от тела. В рассматриваемом же случае закрутка создавала центробежные силы, которые перераспределяли суммарный импульс так, что струйная область с $J > 0$, $U_* > 0$ становилась периферийной, а внутренняя зона с $J < 0$, $U_*^0 < 0$ формировалась следом от сферы. В качественном отношении полученные профили $U_*(\xi)$ согласуются с распределениями скорости в следе за телом с винтовым движителем [3]. Таким образом, с помощью закрутки в следе за самодвижущимся телом можно создать начальный профиль U_* , принци-

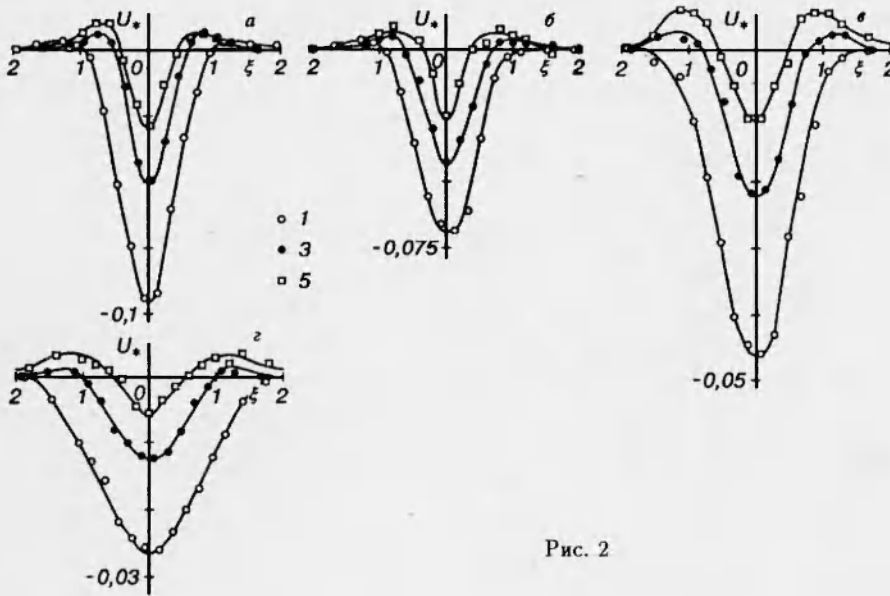


Рис. 2

пиально отличающийся от [1, 5]. В совокупности с небольшими отклонениями интегрального импульса от нуля вид начального профиля U_* в значительной мере определяет дальнейшую эволюцию следа.

При $J > 0$ или $J < 0$ профиль $U_*(\xi)$ по мере удаления от тела должен трансформироваться таким образом, что рано или поздно приобретет форму, типичную либо для струи в спутном потоке, либо для следа за буксируемым телом соответственно. Очевидно, что расстояние ζ , на котором осуществляется такая перестройка течения, зависит как от избыточного импульса, так и от вида начального распределения U_* . Если при $J < 0$ в приосевой области следа $U_* < 0$, то течение станет чисто «следным» уже на небольшом удалении от тела, тем меньшем, чем больше отличается J от нуля. При $J < 0$ и $U_*^0 > 0$ перестройка течения должна осуществляться дальше, так как первоначально положительный дефицит скорости на оси следа будет преобразовываться в отрицательный, проходя значение $U_*^0 = 0$. В случае $J > 0$ надо ожидать иной трансформации профиля $U_*(\xi)$. Если начальное распределение дефицита таково, что $U_*^0 > 0$, то должно достаточно быстро установиться чисто струйное течение, и наоборот, если при малых ζ $U_*^0 < 0$, то с ростом ζ должна произойти смена знака U_*^0 и перестройка течения затягивается.

В выполненных опытах для всех режимов работы двигателя оказалось $U_*^0 < 0$. Поэтому при $J < 0$ для режима 1 уже при $\zeta \geq 20$ в профиле U_* нет областей с $U_* > 0$, а сам профиль напоминает типичное распределение дефицита скорости в следе за буксируемым телом. При режиме 5 $J > 0$ и профиль U_* на изученных расстояниях остается знакопеременным и не достигает формы, характерной для струйного течения. Однако свидетельством того, что такая перестройка имеет место, может служить, например, рост отношения максимального значения U_* , взятого по струйной части профиля, к $|U_*^0|$. Для режима 5 это отношение равно 0,31 при $\zeta = 7$; 0,52 при $\zeta = 20$; 0,63 при $\zeta = 50$.

Если форма профилей дефицита средней скорости в закрученном следе за сферой существенно отличается от распределения продольной компоненты скорости в закрученной струе, то характер изменения окружной

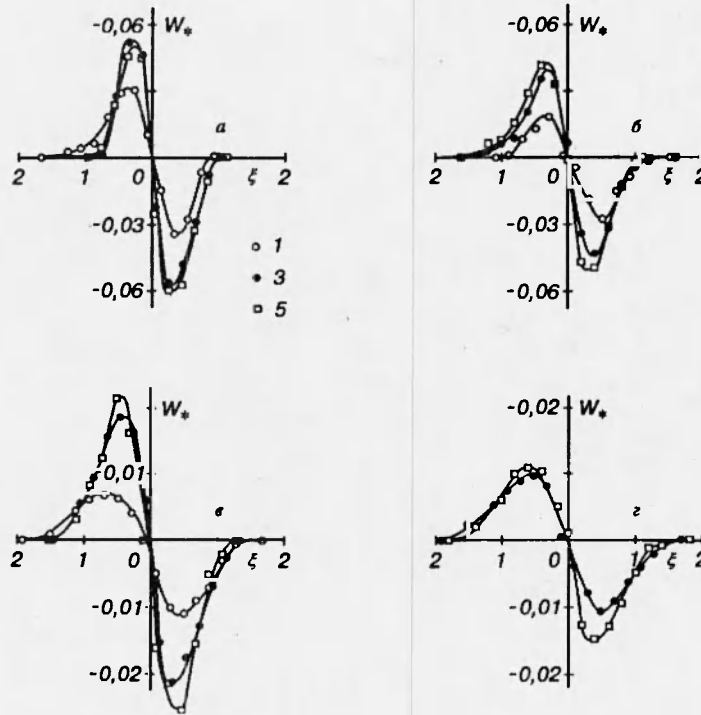


Рис. 3

скорости $W_*(\xi)$ (см. рис. 3) в этих течениях в качественном отношении близок и напоминает поле скорости уединенного вихревого жгута с прямолинейной осью, совпадающей с осью следа. В непосредственной окрестности оси следа $W_* \sim \xi$, т. е. в этой области жидкость вращается как твердое тело. С ростом закрутки размеры этой области уменьшаются, а максимальное в данном сечении следа значение окружной скорости W_{m*} монотонно увеличивается. Среди приведенных на рис. 3,г данных отсутствует профиль окружной скорости для серии опытов с самой малой степенью закрутки потока (режим 1). Как оказалось, и это будет продемонстрировано ниже, вырождение возмущений поля скорости, обусловленных вращением, в этом случае осуществляется достаточно быстро и величина W при $\zeta = 50$ была столь малой, что ее не удалось надежно зарегистрировать.

На рис. 4,а-г приведены типичные поперечные распределения интенсивностей продольной $u_* = \langle u^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$, поперечной $v_* = \langle v^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$, тангенциальной $w_* = \langle w^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$ компонент пульсационной составляющей скорости, а также корреляций $\langle uv \rangle_* = \langle uv \rangle / U_\infty^2$, и $\langle vw \rangle_* = \langle vw \rangle / U_\infty^2$. Эти данные относятся к сечению следа $\zeta = 20$. Корреляция $\langle uw \rangle$ во всех выполненных опытах была пренебрежимо малой.

Видно, что варьирование величины избыточного импульса и момента количества движения вносит существенные особенности в процесс формирования и последующего развития поля турбулентности в следе за сферой. Недостаток силы тяги движителя по сравнению с силой сопротивления тела и малая закрутка (режим 1) порождают такую турбулентность, которая уже на небольших расстояниях от сферы приобретает черты, ха-

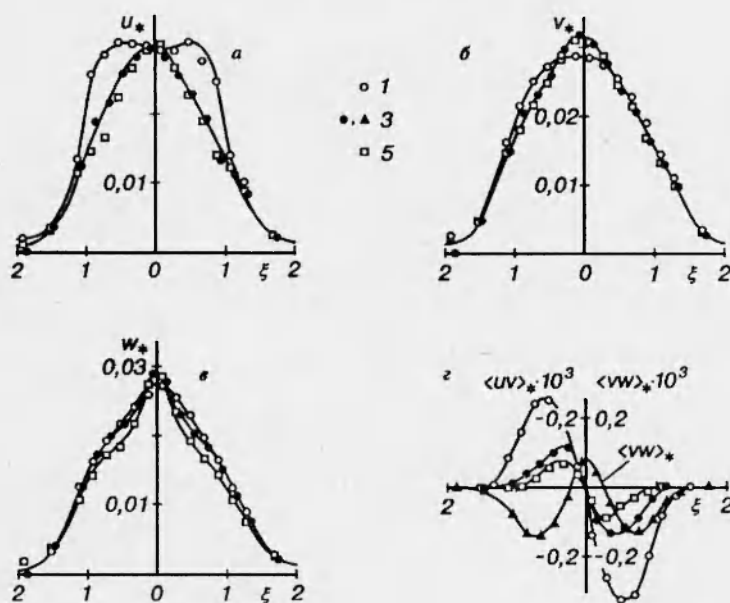


Рис. 4

ракетные для следа за буксируемым телом. Наиболее заметно это проявляется на трансформации профилей u_* . При малых ζ они имеют колоколообразную форму, но уже при $\zeta \geq 20$ становятся двугорбыми, похожими на соответствующие профили u_* в следах за осесимметричными телами без движителя.

Распределения двух других компонент флуктуаций v_* и w_* , а с ростом закрутки и тяги движителя и профиль u_* имеют унимодальную форму. Повышенный уровень флуктуаций в приосевой зоне следа несомненно определяется работой движителя, что особенно ярко проявляется в форме профиля w_* , измеренного при режиме 5. Скорее всего, поведение турбулентности в этой области не носит универсального характера в том смысле, что в закрученном другим движителем (например, винтом) следе распределения этих характеристик будут иными.

Быстрое вырождение возмущений поля средней скорости в безымпульсном следе без закрутки приводит к тому, что уже на небольших расстояниях от тела турбулентность становится практически бесдвиговой [1, 5]. Иная картина наблюдается в следе с закруткой, где во всей изученной области течения значимыми оказываются не только корреляции $\langle uv \rangle$, но и обусловленные наличием окружной компоненты скорости корреляции $\langle vw \rangle$ (рис. 4, д). Как можно видеть, профиль $\langle uv \rangle_*$ таков, что точки, в которых $\langle uv \rangle_* = 0$, примерно совпадают с точками, где $\partial U_1 / \partial r = 0$. Это свидетельствует о возможности использования градиентной гипотезы $-\langle uv \rangle = \nu_T \partial U_1 / \partial r$, где ν_T — коэффициент турбулентной вязкости.

Аналогичное соотношение для корреляции $\langle vw \rangle$ должно иметь вид $-\langle vw \rangle = \nu_T r \partial / \partial r (W/r)$. Однако в приосевой области безымпульсного следа с закруткой (режим 3) это равенство с конечным значением ν_T не имеет места, так как при малых r $W(r) \sim r$ и $\partial / \partial r (W/r) = 0$, тогда как $\langle vw \rangle \neq 0$.

Вариации величин J и M оказывают влияние не только на попереч-

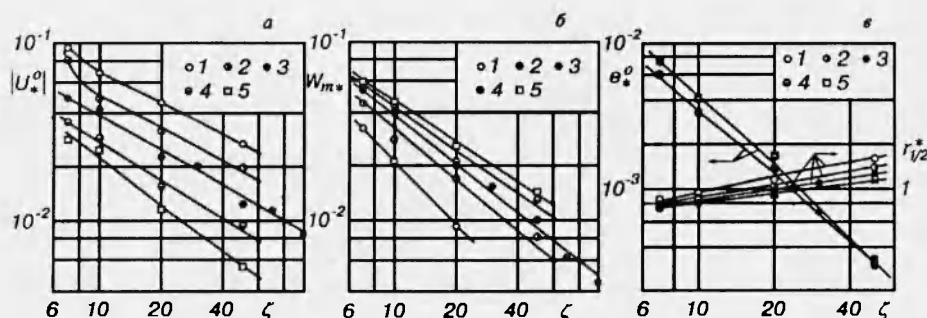


Рис. 5

ные распределения тех или иных характеристик турбулентности, но и на особенности их вырождения в следе. Это иллюстрируется рис. 5, а-в, где приведены данные о поведении U_*^0 , W_{m*} , e_*^0 и $r_{1/2}^*$ в зависимости от ζ (e_*^0 — энергия турбулентности на оси следа, $r_{1/2}^* = r_{1/2}/D$ — характерный поперечный размер следа, определяемый из условия $u_*(r_{1/2}) = 0,5u_*^0$, u_*^0 — интенсивность флуктуаций продольной компоненты скорости при $r = 0$), точками показаны режимы 1-5.

В выполненных сериях опытов лишь при $J = 0$ возможен автомодельный режим течения в следе, тогда как при $J < 0$ или $J > 0$ на изученных расстояниях от тела происходит перестройка течения либо к чисто «следному», либо к «струйному». Так, при $J < 0$ (режимы 1, 2) и $\zeta > 10$ изменение $\bar{U}_z^0(\zeta)$ практически пропорционально $\zeta^{-2/3}$, что характерно для автомодельного следа за буксируемым телом. Этим же сериям опытов отвечают меньшие начальные значения W_{m*} и достаточно быстрое их вырождение.

При $J > 0$ (режимы 4, 5) убывание U_*^0 осуществляется наиболее быстро. Такое развитие следа обусловлено необходимостью перестройки начального распределения $U_*(\xi)$ с $U_*^0 < 0$ в форму, типичную для струйного течения с $U_*^0 > 0$. В этих сериях опытов значения W_{m*} максимальны, а вырождение окружной составляющей скорости самое медленное.

Наличие даже слабой закрутки потока в безимпульсном следе ($J = 0$, режим 3) оказывает сильное влияние на скорость затухания дефицита осевой компоненты скорости по сравнению со случаем также безимпульсного, но незакрученного следа. Если при $J = 0$, $M = 0$ в [1] получено $U_*^0 \sim \zeta^{-1,9}$, то для $J = 0$, $M \neq 0$ выполненные опыты дают $\bar{U}_z^0 \sim \zeta^{-0,7}$. Несколько быстрее при этом режиме работы движителя убывает вращательная компонента скорости, так что с ростом ζ влияние закрутки должно ослабевать. Однако сколько-нибудь существенного проявления этого процесса на изученных удалениях не обнаруживается.

В отличие от заметного влияния вариаций избыточного импульса и момента количества движения на вырождение поля средней скорости, затухание энергии турбулентности $e_* = (u_*^2 + v_*^2 + w_*^2)/2$, показанное на рис. 5, в, от этих вариаций почти не зависит. Более того, имеющееся небольшое отличие значений e_*^0 при малых ζ для режимов 1, 2 от значений e_*^0 для режимов 3-5 с ростом ζ уменьшается. В то же время закрутка потока в следе приводит к более медленному вырождению энергии турбулентности в безимпульсном следе $e_*^0 \sim \zeta^{-1,5}$, тогда как для $J = 0$, $M = 0$

в [1] получено $e_{\pm}^{\pm} \sim \zeta^{-1,9}$.

На этом же рисунке приведены данные о $r_{1/2}^*(\zeta)$, дающие наглядное представление о нарастании характерных поперечных размеров изученного следа вниз по течению. Так, если для режима 1 $r_{1/2}^*$ увеличивается примерно так же, как в следе за телом без движителя, т. е. $\sim \zeta^{1/3}$, то с ростом степени закрутки увеличение поперечных размеров следа монотонно уменьшается и для режима 5 $r_{1/2}^* \sim \zeta^{0,18}$. Медленнее нарастает и толщина закрученного безымпурсного следа ($r_{1/2}^* \sim \zeta^{0,24}$) по сравнению с размерами следа без закрутки ($r_{1/2}^* \sim \zeta^{0,43}$) (см. [1]).

Авторы благодарят В. И. Букреева за полезные обсуждения работы и Е. М. Романова за помощь при подготовке и проведении опытов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Алексенко Н. В., Костомаха В. А.** Экспериментальное исследование осесимметричного безымпурсного турбулентного струйного течения // ПМТФ. 1987. № 1.
2. **Гиневский А. С.** Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.
3. **Shetz J. A., Jakubowski A. K.** Experimental studies of the turbulent wake behind self-propelled slender body // AIAA J. 1975. V. 13, N 12.
4. **Войтович Л. Н.** Экспериментальное исследование закрученных турбулентных струйных течений // Промышленная аэродинамика / Аэродинамика лопаточных машин, каналов и струйных течений. М.: Машиностроение, 1986. Вып. 1 (33).
5. **Naudascher E.** Flow in the wake of self-propelled body and related sources of turbulence // J. Fluid Mech. 1965. V. 22, N 4.
6. **Kostomakha V. A., Lesnova N. V.** Turbulent axisymmetric momentumless wake in turbulized and non-turbulized external flow // Bulgarian Ship Hydrodynamics Centre. Proc. 1989. V. 1.
7. **Higuchi H., Kubota T.** Axisymmetric wakes behind a slender body including zero-momentum configuration // Phys. Fluids A. 1990. V. 2, N 9.
8. **Биркгоф Г., Сарантонелло Э.** Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964.
9. **Городцов В. А.** Автомодельность и слабые замыкающие соотношения для симметричной свободной турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 1.
10. **Сабельников В. А.** О некоторых особенностях турбулентных течений с нулевым избыточным импульсом // Учен. зап. ЦАГИ. 1975. Т. 6, № 3.
11. **Finson M. L.** Similarity behavior of momentumless turbulent wakes // J. Fluid Mech. 1975. V. 71, N 3.
12. **Корнеев А. И.** Гипотезы подобия в теории турбулентных спутных струй // Турбулентные течения. М.: Наука, 1977.
13. **Hassid S.** Similarity and decay laws of momentumless wakes // Phys. Fluids. 1980. V. 23, N 2.
14. **Коловандин Б. А., Лучко Н. Н.** Численное моделирование поля скорости осесимметричного безымпурсного следа // Теплообмен-VI. Минск, 1980. Ч. 2.
15. **Федорова Н. Н., Черных Г. Г.** О численном моделировании безымпурсного турбулентного следа за сферой // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. /РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1992. Т. 6, № 1.
16. **Reynolds A.** Similarity in swirling wakes and jets // J. Fluid Mech. 1962. V. 15, N 2.

17. Гумилевский А. Г. Исследование безимпульсных закрученных следов на основе двухпараметрической модели турбулентности // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 3.
18. Гумилевский А. Г. Нарушение автомодельности в турбулентных осесимметричных следах с закруткой // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1.
19. Гумилевский А. Г. Автомодельность и законы вырождения в следах с компенсацией по импульсу и моменту количества движения // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 5.
20. Фудзита Х., Коваснай Л. С. Г. Измерение напряжений Рейнольдса термоанемометром с одиночной вращающейся нитью // Приборы для науч. исследований. 1968. Т.39, № 9.
21. Стуров Г. Е. О методике измерений в трехмерных турбулентных потоках с помощью термоанемометра // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1971. Вып. 8.
22. Хинце И. О. Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматгиз, 1963.
23. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М.: Мир, 1974.
24. Browne L. W. B., Antonia R. A., Chua L. P. Calibration of X-probes for turbulent flow measurements // Exp. Fluids. 1989. V. 7, N 3.

*Поступила в редакцию 27/IV 1994 г.,
в окончательном варианте — 1/VI 1994 г.*
