Прикладная механика и техническая физика, 1996, т. 37, № 5

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТЕПЛА ОТ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА В ПЛОСКОМ ТУРБУЛЕНТНОМ СЛЕДЕ

УДК 532.517.4

В. И. Букреев[1], А. Г. Деменков[2], В. А. Костомаха[1], Г. Г. Черных[2]

[1] **Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск**
[2] **Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск**

Экспериментально изучен перенос пассивной примеси — тепла от линейного источника — в плоском турбулентном следе за цилиндром эллиптического поперечного сечения при расположении источника вне плоскости симметрии следа. Выполнено численное моделирование этого течения с применением ряда полуэмпирических моделей турбулентности. Показано, что заданное первоначально несимметричное распределение температуры в следе стремится к тому же типу симметрии, что и распределения осредненных характеристик поля скорости, однако стирание «памяти» о местоположении источника примеси осуществляется крайне медленно. Получено удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

1. Перенос турбулентными течениями различного рода примесей — явление, достаточно широко распространенное как в природе, так и в технике. Этим обусловлен неослабевающий интерес к проблеме теоретического описания процессов переноса и их экспериментального изучения. Обычно ищутся ответы на наиболее важные вопросы: каковы пространственно-временные распределения концентрации примеси, как убывает концентрация примеси с удалением от источника, каковы размеры области, занятой примесью, трансформируются ли распределения концентрации примеси к некоторому асимптотическому виду и др.

Для рассматриваемого далее случая непрерывно действующего линейного источника, помещенного в различные турбулентные течения, из литературы известно следующее. В поле однородной изотропной турбулентности распределение осредненной концентрации примеси описывается гауссовой кривой [1, 2]. Установлены закономерности поведения вычисленной по этим распределениям дисперсии поперечного смещения меченой «жидкой» частицы (характеризующей размеры облака примеси), а также максимальной концентрации примеси при малых или больших расстояниях (или временах) от источника. Современные полуэмпирические модели турбулентности вполне удовлетворительно описывают такие течения [3].

Наличие постоянного сдвига средней скорости в поле однородной турбулентности [4–6] приводит к появлению асимметрии распределений концентрации и при почти таком же, как в изотропной турбулентности, убывании максимальной концентрации к более быстрому росту размеров облака примеси. В бессдвиговой неоднородной турбулентности профили температуры за линейным источником тепла также существенно несимметричны [7].

В [8, 9] изучалась диффузия тепла от линейного источника, помещенного на различных расстояниях от стенки в турбулентный пограничный слой на плоской пластине. В резуль-

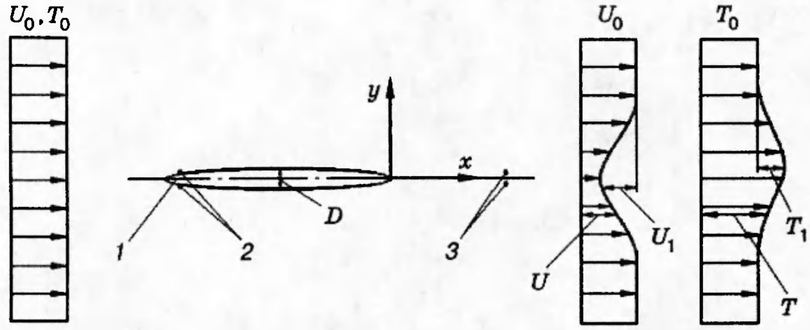

Рис. 1

тате этих опытов установлено, что поперечные профили средней температуры стремятся к асимптотическому распределению, не зависящему от местонахождения источника.

Поведение примеси, неравномерно распределенной в начальном сечении турбулентного следа или струи, практически не изучено. Единственные экспериментальные данные о диффузии тепла от линейного источника в плоской турбулентной струе, приведенные в [1], получены на небольших расстояниях от источника и не дают представления ни о возможности достижения распределениями концентрации асимптотического вида, ни о его характере. Полученные же в [2] законы вырождения концентрации примеси справедливы лишь для автомодельных режимов течения в струе или следе на больших расстояниях от источника.

Цель данной работы — получение новой экспериментальной информации о распространении пассивной примеси в плоском следе за цилиндром и демонстрация возможностей математического моделирования процессов переноса в этом течении.

2. Для описания течения привлекается система осредненных уравнений движения и переноса тепла в приближении тонкого сдвигового слоя:

$$U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y}\langle u'v'\rangle; \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0; \qquad (2.2)$$

$$U\frac{\partial T}{\partial x} + V\frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y}\langle v'T'\rangle. \qquad (2.3)$$

Здесь U, V — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости осредненного движения; u', v', T' — пульсационные составляющие скорости и температуры; T — осредненная температура жидкости в следе; $\langle u'v'\rangle$ — касательное рейнольдсово напряжение; $\langle v'T'\rangle$ — вертикальная компонента вектора турбулентного потока тепла; угловые скобки означают осреднение. В этих уравнениях в предположении малости отброшены слагаемые с молекулярной вязкостью и диффузией.

Схема рассматриваемого течения, а также используемая система координат приведены на рис. 1.

Система уравнений (2.1)–(2.3) незамкнута. Для замыкания уравнения (2.1) привлекалось известное соотношение

$$-\langle u'v' \rangle = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y}.$$

Рассматривалось два варианта представления коэффициента турбулентной вязкости ν_t. В первом из них полагалось [10] $\nu_t = c_\mu e^2/\varepsilon$.

Для определения энергии турбулентности e использовалось уравнение

$$U\frac{\partial e}{\partial x} + V\frac{\partial e}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\nu_t\frac{\partial e}{\partial y} + P - \varepsilon. \tag{2.4}$$

Скорость диссипации ε при этом находилась из соотношения Колмогорова

$$\varepsilon = \alpha e^{3/2}/L, \tag{2.5}$$

где L — характерный масштаб турбулентного течения, определяемый следующим образом:

$$e(x, L) = e(x, 0)/2.$$

Величина P в уравнении (2.4) — порождение энергии турбулентности за счет осредненного движения:

$$P = \nu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2.$$

Во втором варианте турбулентная вязкость ν_t задавалась в виде [10]

$$\nu_t = \frac{2}{3}\Phi\left(1 - \frac{P}{\varepsilon}\Phi\right)\frac{e^2}{\varepsilon}, \quad \Phi = \frac{1 - C_2}{C_1 - 1 + \frac{P}{\varepsilon}}. \tag{2.6}$$

Скорость диссипации ε находилась путем решения соответствующего дифференциального уравнения переноса

$$U\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \frac{\varepsilon}{e}(C_{\varepsilon 1}P - C_{\varepsilon 2}\varepsilon). \tag{2.7}$$

Величины C_μ, α, C_1, C_2, σ_ε, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ — эмпирические постоянные.

Достаточная универсальность математической модели турбулентных струйных течений, включающей уравнения (2.4), (2.7) и выражение (2.6) для турбулентной вязкости, хорошо известна [10–13]. Однако при ее использовании возникают сложности с заданием начальных условий для ε, обусловленные, как правило, отсутствием необходимых экспериментальных данных. В связи с этим, как и в [11, 12], математическая модель с привлечением уравнения (2.4) и соотношения (2.5) применялась не только для проведения расчетов, но и для определения начального распределения ε в более сложных моделях.

Что касается замыкания уравнения (2.3), то здесь также рассматривалось два подхода. В первом из них полагалось [13]

$$-\langle v'T' \rangle = \nu_{tT}\frac{\partial T}{\partial y}, \quad \nu_{tT} = \frac{2}{3}\Phi_T\left(1 - \frac{P}{\varepsilon}\Phi\right)\frac{e^2}{\varepsilon}, \tag{2.8}$$

$$\Phi_T = \left[C_{1T} + \frac{1}{2}\left(\frac{P}{\varepsilon} - 1\right) + \frac{1}{2}\frac{e}{\varepsilon}\frac{\varepsilon_T}{\langle T'^2 \rangle}\left(\frac{P_T}{\varepsilon_T} - 1\right)\right]^{-1}, \quad P_T = -2\langle v'T' \rangle\frac{\partial T}{\partial y}$$

и дополнительно привлекалось уравнение трансформации дисперсии флуктуаций температуры $\langle T'^2 \rangle$:

$$U \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial x} + V \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \nu_{tT} \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial y} - 2\langle v'T' \rangle \frac{\partial T}{\partial y} - \varepsilon_T. \tag{2.9}$$

Для скорости выравнивания температурных неоднородностей ε_T применялась алгебраическая аппроксимация [13]

$$\varepsilon_T = C_T \frac{\varepsilon \langle T'^2 \rangle}{e}. \tag{2.10}$$

Во втором подходе для нахождения $\langle v'T' \rangle$ использовалось дифференциальное уравнение [10]

$$U \frac{\partial \langle v'T' \rangle}{\partial x} + V \frac{\partial \langle v'T' \rangle}{\partial y} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial y} \nu'_{tT} \frac{\partial \langle v'T' \rangle}{\partial y} - \langle v'^2 \rangle \frac{\partial T}{\partial y} - C_{1T} \frac{\varepsilon}{e} \langle v'T' \rangle - (1 - C_{2T}) \langle v'T' \rangle \frac{\partial V}{\partial y}. \tag{2.11}$$

Коэффициент турбулентной диффузии ν'_{tT} определялся следующим образом:

$$\nu'_{tT} = C_{\theta 1} \frac{2}{3} \Big(1 - \frac{P}{\varepsilon} \Phi \Big) \frac{e^2}{\varepsilon} = C_{\theta 1} \frac{\langle v'^2 \rangle e}{\varepsilon}. \tag{2.12}$$

В уравнении (2.9) при этом ν_{tT} заменялось на $\nu''_{tT} = C_{\theta 2} \langle v'^2 \rangle e/\varepsilon$. Величины C_T, C_{1T}, C_{2T}, $C_{\theta 1}$, $C_{\theta 2}$ в соотношениях (2.8), (2.10), (2.12) — эмпирические постоянные. Два весьма отличающихся способа определения $\langle v'T' \rangle$ (алгебраическая аппроксимация (2.8) и дифференциальное уравнение (2.11)) применялись в настоящей работе в связи с тем, что сравнение расчетных данных по различным моделям — еще один критерий достоверности результатов математического моделирования.

С учетом вышеизложенных соображений для решения задачи сформулированы три математические модели. Все они включают в себя уравнения (2.1)–(2.3), (2.9). Модель 1 дополнена уравнениями (2.4), (2.11) и соотношениями (2.5), (2.10), в модели 2 привлекаются уравнения (2.4), (2.7), (2.11) и соотношения (2.6), (2.10), в модели 3 используются также уравнения (2.4), (2.7) и соотношения (2.6), (2.8), (2.10).

3. Переменная x в рассматриваемой задаче играет роль времени. При $x = x_0$ задаются начальные распределения U, T, e, ε, $\langle T'^2 \rangle$, $\langle v'T' \rangle$, согласованные с экспериментальными данными. В качестве граничных условий при $|y| \to \infty$ ставились нулевые значения осредненных дефектов скорости $U_1 = U_0 - U$ и температуры $T_1 = T - T_0$, а также величин e, ε, $\langle T'^2 \rangle$, $\langle v'T' \rangle$. Здесь U_0, T_0 — скорость и температура невозмущенного потока. Постановка задачи приведена для наиболее полной модели 2, для моделей 1, 3 задача ставится аналогично.

Переменные задачи обезразмериваются с использованием характерных масштабов скорости U_0, температуры T_* и длины L_*.

4. Для построения конечно-разностного алгоритма вводится функция тока ψ ($U = \partial\psi/\partial y$, $V = -\partial\psi/\partial x$). Искомыми функциями (на примере модели 2) являются U, ψ, T, e, ε, $\langle v'T' \rangle$, $\langle T'^2 \rangle$. Подробности построения конечно-разностного аналога задачи с применением подвижных сеток и пример его реализации для изотермических течений приведены в [14]. Для неизотермических течений введение дополнительных уравнений в математическую

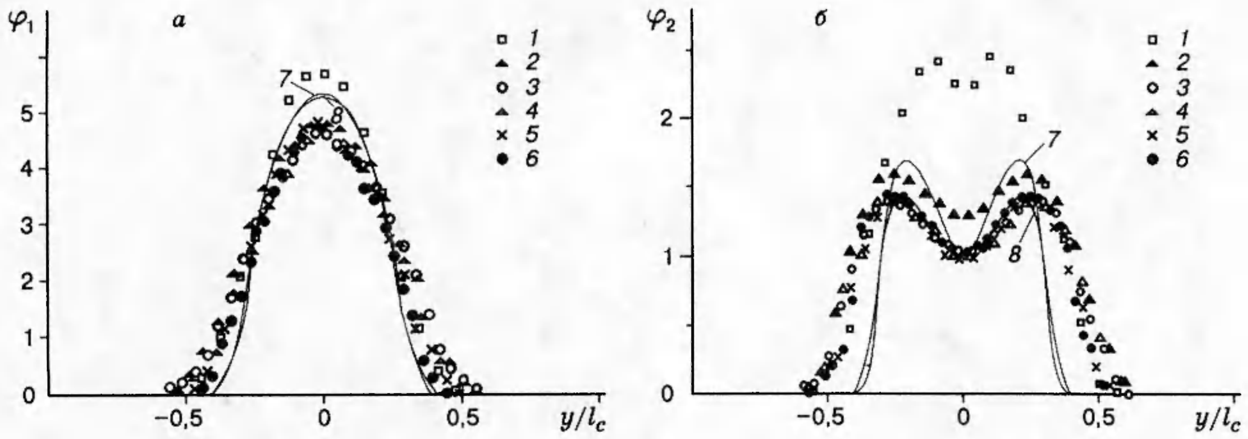

Рис. 2

модель усложняет алгоритм незначительно. Как показали результаты выполненных в настоящей работе численных экспериментов, в рассматриваемых задачах можно применять стационарные равномерные сетки и центрально-разностные аппроксимации конвективных слагаемых.

Детальное тестирование алгоритма осуществлено в [14]. Ниже представлены результаты расчетов, демонстрирующие применение моделей 2, 3 для численного исследования течения в плоском следе за нагретым цилиндром в условиях лабораторных опытов [15]. Начальные распределения задавались при $x/D = 625$. В качестве L_* выбирался диаметр цилиндра D, температура T_* полагалась равной T_0. В расчетах по модели 2 использовался следующий набор эмпирических констант: $C_\mu = 0{,}09$, $C_1 = 2{,}2$, $C_2 = 0{,}55$, $C_{\varepsilon 1} = 1{,}44$, $C_{\varepsilon 2} = 1{,}92$, $C_T = 1{,}7$, $C_{1T} = 3{,}2$, $C_{2T} = 0{,}5$, $C_{\theta 1} = 0{,}22$, $C_{\theta 2} = 0{,}13$. В модели 3 эмпирическая постоянная C_T полагалась равной 2,3. Все эмпирические постоянные, за исключением $C_{\theta 1}$, $C_{\theta 2}$ и C_T, общеприняты. Расчеты проводились на равномерной разностной сетке. Параметры дискретизации δx, δy по переменным x и y выбирались равными $0{,}5D$, $0{,}2D$ соответственно. Уменьшение δx в 4 раза с одновременным уменьшением δy в 2 раза приводило к отклонениям, не превышающим 1 % (в норме, являющейся сеточным аналогом нормы пространства непрерывных функций). Расчеты выполнялись в области $x/D \geqslant 625$, $0 \leqslant y/D \leqslant 40$.

На рис. 2 расчетные результаты сравниваются с экспериментальными. На рис. 2,*а* приведены автомодельные профили осредненной температуры $\varphi_1(y/l_c) = T_1/T_c$, а на рис. 2,*б* — автомодельные распределения интенсивностей флуктуаций температуры $\varphi_2(y/l_c) = \langle T'^2\rangle^{1/2}/T_c$, где $l_c = (x - x_v)^{1/2}D^{1/2}$, $T_c = (8{,}5\,^\circ\mathrm{C})D^{1/2}(x - x_v)^{-1/2}$, x_v — виртуальное начало координат. Экспериментальные данные, полученные при разных значениях x/D, показаны точками *1–6*, линии *7* и *8* — расчеты по моделям 2 и 3 соответственно. Имеет место удовлетворительное совпадение результатов расчетов и опытов.

5. Эксперименты проводились в аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью длиной 4 м и характерным поперечным размером 0,4 м. Рабочая часть слегка расширялась вниз по потоку так, чтобы скомпенсировать потерю импульса из-за нарастания пограничных слоев и при средней скорости потока в ядре 15 м/с продольный градиент давления равнялся нулю.

Эллиптический цилиндр *1* (см. рис. 1) с отношением осей, равным 6, устанавливался

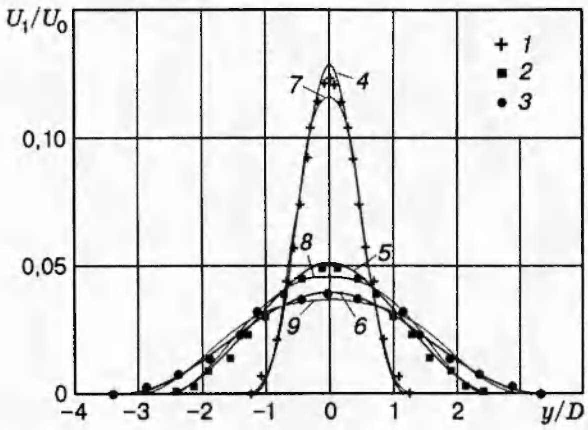

Рис. 3

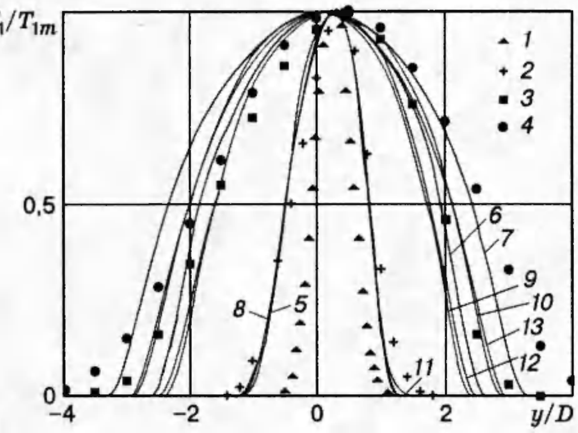

Рис. 4

в 30 см от начала рабочей части и ориентировался под нулевым углом атаки относительно набегающего потока. На его поверхности в 3 мм от передней кромки приклеивались турбулизирующие проволочки *2* диаметром 1 мм. Эллиптический цилиндр был тем же самым, что и в [16]. Опыты выполнены при числе Рейнольдса $\mathrm{Re} = U_0 D/\nu = 1{,}1 \cdot 10^4$. Здесь $D = 10{,}4$ мм — размер малой оси эллипса (поперечного сечения цилиндра), ν — кинематический коэффициент вязкости, $U_0 = 15{,}4$ м/с. Линейные источники тепла представляли собой нагреваемые электрическим током тонкие нихромовые проволочки *3* диаметром 0,3 мм, расположенные в сечении $x = 3D$ при $y = \pm 0{,}19D$ и направленные вдоль оси z. Постоянство режима нагрева проволочек поддерживалось регулированием электрического тока. В опытах нагревалась либо верхняя ($y = 0{,}19D$), либо нижняя ($y = -0{,}19D$) проволочка.

Измерения средней скорости осуществлялись с помощью трубок полного напора и статического давления, изготовленных из медицинских игл диаметром 1,1 мм. Средняя температура измерялась бусинковым терморезистором СТ3-18 диаметром 0,5 мм. Термоанемометр DISA-55D05 позволял продублировать измерения U и T, а также получить информацию о величинах $\langle u'^2 \rangle$ и $\langle T'^2 \rangle$. При этом использовался метод трех перегревов [17]. Нить термоанемометрического датчика имела диаметр 5 мкм и длину 1,25 мм. Терморезистор и термоанемометрический датчик предварительно тарировались с целью определения их чувствительности к скорости и температуре.

6. В ряде сечений следа за цилиндром были выполнены измерения профилей U_1 и $\langle u'^2 \rangle$ в отсутствие нагревательных проволочек. Сопоставление полученных данных с измеренными ранее [16] показало достаточно хорошее (в пределах погрешностей эксперимента) их совпадение. Это, в свою очередь, позволило использовать далее результаты опытов [16] в качестве базовых при оценке влияния нагревательных проволочек на динамику следа.

На рис. 3 представлены измеренные в опытах при наличии нагревательных проволочек поперечные распределения U_1. Точки *1–3* отвечают расстояниям от цилиндра $x/D = 18$; 120; 200. Так как цилиндр специально устанавливался под нулевым углом атаки, профили $U_1(y)$ симметричны относительно плоскости $y = 0$.

При малых x/D присутствие нагревательных проволочек привело к росту дефицита скорости в окрестности плоскости симметрии следа по сравнению с данными [16]. Такое отличие вызвано тем, что каждая из проволочек порождает собственные следы, которые взаимодействуют друг с другом и вносят дополнительные возмущения в след за цилиндром. Однако вклад этих возмущений с ростом x/D из-за вырождения уменьшается, и, начиная с $x/D \geqslant 36$, распределения $U_1(y)$ практически не отличались от измеренных в [16]. Поэтому коэффициент сопротивления, определенный на единицу длины цилиндра, оказался не зависящим от присутствия в следе нагревательных проволочек и равным, как и в [16], 0,26.

Кривые *4–6* на рис. 3 — результаты расчетов по модели 1 для сечений $x/D = 18$; 120; 200, кривые *7–9* — аналогичные результаты расчетов по модели 2. Модель 3 дает те же распределения, что и модель 2. Значения эмпирических постоянных моделей 1–3 принимались такими же, как при описании следа за полностью нагретым цилиндром (см. п. **4**). Величина $\alpha = 0{,}82$ выбиралась из условий согласования с экспериментальными данными настоящей работы. Параметры сетки следующие: $\delta x = 0{,}1D$, $\delta y = 0{,}04D$. Одновременное уменьшение значения δy в 2 раза и δx в 4 раза приводило к результатам расчетов, отличающимся не более чем на 0,5 % в равномерной норме. Начальные данные задавались при $x/D = 9$.

Чтобы убедиться, что введенное в след тепло можно считать пассивной примесью и влиянием сил плавучести можно пренебречь, были измерены распределения средней скорости и интенсивности турбулентности продольной компоненты скорости в неизотермическом следе. Оказалось, что эти распределения в нагретом следе не утратили симметрии относительно плоскости $y = 0$ и практически совпали с соответствующими характеристиками турбулентности, измеренными в изотермическом следе.

В опытах измерялись поперечные профили избыточной температуры T_1^+ и T_1^-, соответствующие нагреву либо верхней, либо нижней проволочки. Было получено, что с точностью до ошибок эксперимента распределения T_1^+ зеркально-симметричны (относительно плоскости $y = 0$) профилям T_1^- ($T_1^+(y) = T_1^-(-y)$). Этот результат — дополнительное свидетельство отсутствия влияния сил плавучести на развитие следа с теплом. Далее приводятся лишь характеристики поведения пассивной примеси, измеренные при нагреве верхней проволочки (индекс + ниже всюду опущен).

На рис. 4 представлены измеренные профили безразмерной температуры T_1/T_{1m}, где T_{1m} — максимальное в данном сечении следа значение T_1, точки *1–4* отвечают $x/D = 5$; 18; 120; 200. Видно, что распределения T_1 на небольших расстояниях вниз по потоку от источника тепла симметричны относительно прямой, параллельной линии $y = 0$ и проходящей через нагревательную проволочку. Однако с удалением от источника распространение тепла по поперечному сечению следа становится заметно несимметричным. Перемещение нагретых элементов жидкости происходит преимущественно в центральную часть следа, в область меньших скоростей. Следует заметить, что близкая в качественном отношении картина диффузии тепла от линейного источника наблюдалась в [1] в плоской струе, когда выпущенная вне плоскости симметрии струи пассивная примесь также переносилась в основном в ее центральную зону, где, однако, в отличие от плоского следа, скорости максимальны.

Кривыми *5–7* изображены расчетные данные с применением модели 1 для $x/D = 18$; 120; 200, кривые *8–10*, *11–13* — результаты расчетов по моделям 2, 3.

Данные на рис. 4 показывают, что профили $T_1(y)$ остаются несимметричными вплоть до наибольших изученных в опытах расстояний x/D, и не ясно, сохранят ли они несимметрию достаточно далеко вниз по течению. Если реализуется первая возможность, то это будет означать, что характеристики поля температуры «помнят» о местоположении

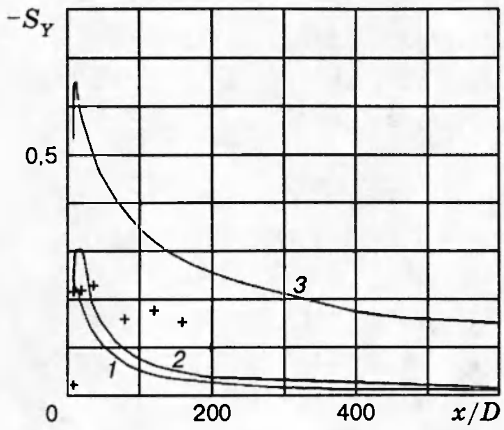

Рис. 5

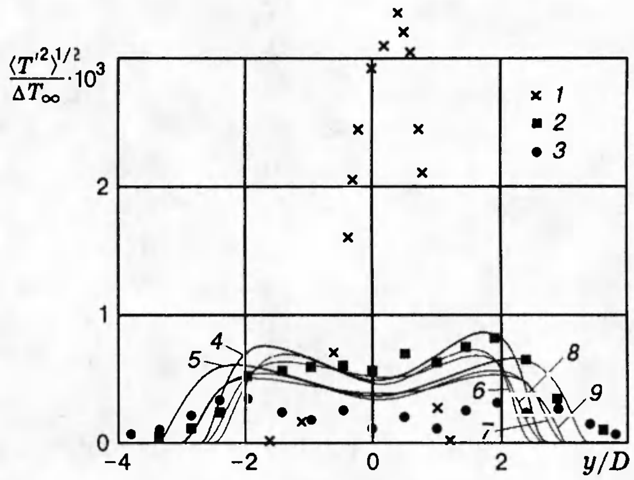

Рис. 6

источника примеси. В противном случае следует констатировать, что «память» о месте ввода примеси в след вдали за цилиндром стирается.

Чтобы получить дополнительную информацию по этому вопросу, вычислена асимметрия s_Y плотности распределения вероятностей $P(Y)$ лагранжевой координаты Y «меченной» теплом жидкой частицы, численно равной расстоянию этой частицы от плоскости источника в момент времени $\tau = x'/U$, где $x' = x - 3D$. Величина s_Y очень чувствительна к небольшим вариациям функции $P(Y)$, которая в фиксированном сечении следа определяется осредненной концентрацией пассивной примеси (в данном случае — избыточной температуры) [1, 2]: $P(Y) = T_1(y)/\int\limits_{-\infty}^{\infty} T_1(y)dy$. Величина s_Y вычислялась по формуле $s_Y = (1/\sigma_Y^3)\int\limits_{-\infty}^{\infty}(Y - Y)^3 P(Y)dY$, где $Y = \int\limits_{-\infty}^{\infty} YP(Y)dY$ — среднее положение «меченых» частиц, а $\sigma_Y^2 = \int\limits_{-\infty}^{\infty}(Y - Y)^2 P(Y)dY$ — их дисперсия.

Результаты соответствующих вычислений (крестики — эксперимент, линии — расчеты) представлены на рис. 5. Результаты расчетов по моделям 1–3 оказались близки друг к другу и показаны на рисунке кривой *1*. Следует заметить, что при нагреве верхней проволочки $s_Y < 0$, а нижней — $s_Y > 0$. Как видно из экспериментальных данных, абсолютная величина коэффициента асимметрии с ростом x/D сначала резко увеличивается, а затем, достигнув максимума, медленно уменьшается. Еще медленнее уменьшается асимметрия $P(Y)$ (или $T_1(Y)$), если расположить источник примеси в начальном сечении на расстоянии, вдвое большем от плоскости симметрии следа (кривая *2* на рис. 5 — расчет по модели 1).

Кривая *3* на рис. 5 отвечает результатам расчетов диффузии тепла от линейного источника в плоском безымпульсном турбулентном следе. Распределения осредненных и пульсационных характеристик поля скорости задавались в соответствии с экспериментальными данными [18]. Результаты сопоставления расчетов по модели 2 с этими данными можно найти в [14]. Использовались искусственные начальные условия для поля

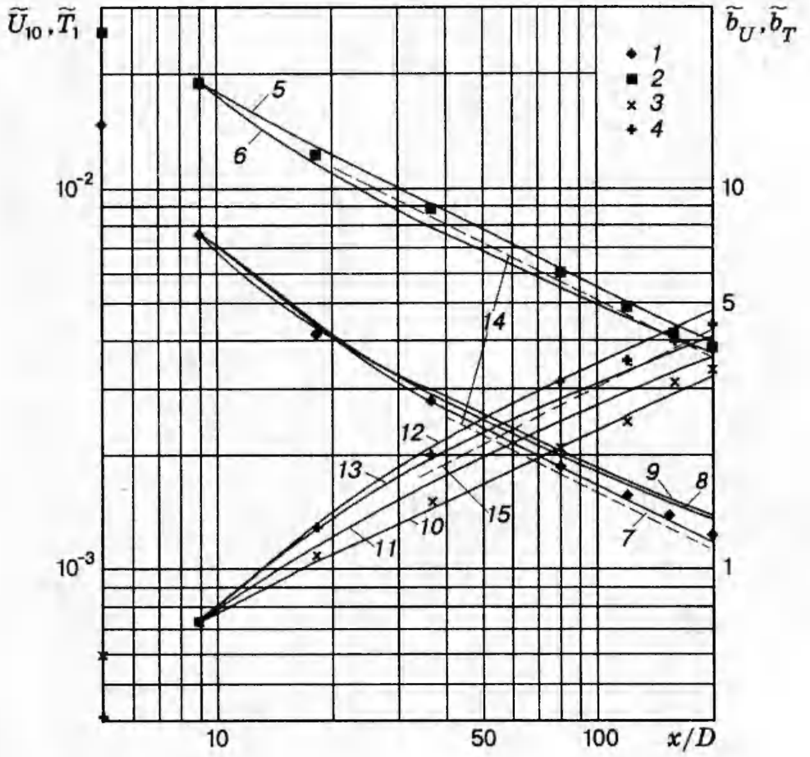

Рис. 7

температуры, так как в [18] изучалось изотермическое течение. Начальное распределение средней температуры задавалось при $x/D = 6$ в виде функции, равной T_0 вне области $0{,}2 \leqslant y/D \leqslant 0{,}4$ и $1{,}20 T_0$ внутри этой области, а величина $\langle T'^2 \rangle$ всюду полагалась равной нулю. При выполнении этих численных расчетов в правую часть уравнения (2.1) добавлялось слагаемое $(\partial/\partial x)(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) = 2\,(\partial/\partial x)((\Phi(e/\varepsilon)P)$. Несмотря на существенное различие в структуре следов с нулевым и ненулевым суммарным избыточным импульсом, поведение s_Y качественно одинаково.

Таким образом, представленные данные свидетельствуют о том, что не существует асимптотического состояния плоского следа с несимметричным профилем избыточной температуры и что (рано или поздно) распределения T_1 будут такими же, как если бы был нагрет весь цилиндр (с тем же суммарным количеством избыточного тепла).

К состоянию, характерному для течения в следе за полностью нагретым цилиндром, эволюционируют не только распределения средней температуры, но и профили интенсивности флуктуаций температуры, что демонстрируется на рис. 6, где точки *1–3* — результаты измерений при $x/D = 9$; 120; 200, значения $\langle T'^2 \rangle^{1/2}$ нормированы на разность ΔT_0 температуры проволочки T_w и температуры потока вне следа, $\Delta T_0 = T_w - T_0 = 460\,^\circ$C. Если при небольших значениях x/D, как это видно из рисунка, в профиле $\langle T'^2 \rangle^{1/2}$ наблюдается лишь один максимум, а сам профиль несимметричен относительно $y = 0$, то с удалением от цилиндра распределение интенсивностей флуктуаций температуры становится двугорбым и уже при $x/D = 200$ приобретает вид, типичный для следов за плоскими нагретыми телами.

Линиями на рис. 6 представлены результаты расчетов на основе моделей 1–3 (*4*, *5* отвечают модели 1, $x/D = 120$; 200, *6*, *7* — модели 2, *8*, *9* — модели 3 для тех же рас-

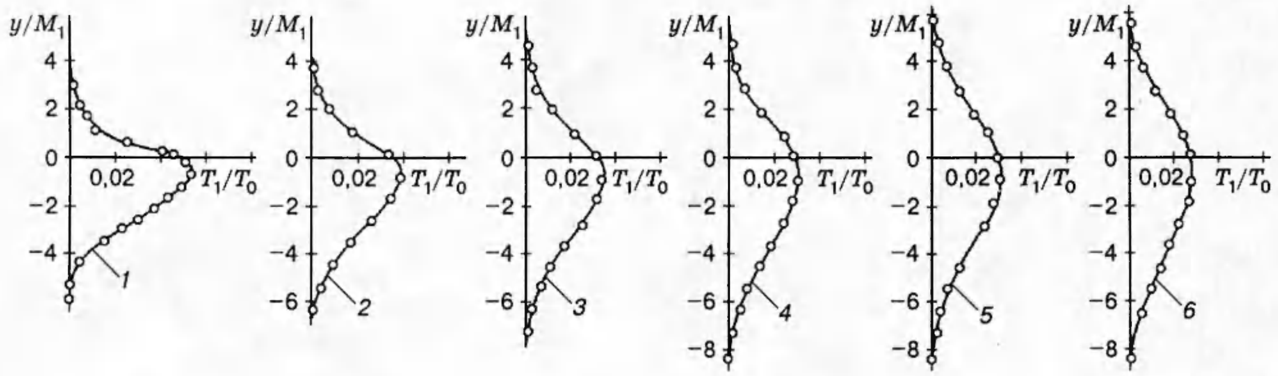

Рис. 8

стояний x/D). Несмотря на то что в качестве начального распределения $\langle T'^2 \rangle$ задавался одногорбый экспериментальный профиль (точки *1*), с ростом x/D решение приобретает двугорбый несимметричный вид, приближаясь к автомодельному. Наблюдаемые при $x/D = 200$ расхождения, по-видимому, связаны с недостаточной точностью использованного при измерениях метода «трех перегревов».

По мере удаления от цилиндра размеры следа растут, а неоднородности поля скорости и пассивной примеси вырождаются. Представление о характере этих процессов дают данные, приведенные на рис. 7, где точки *1* — $\bar{U}_{10} = U_{10}/U_0$ (U_{10} — дефицит средней скорости при $y = 0$), *2* — $\tilde{T}_1 = T_{1m}/\Delta T_0$, *3* — $\bar{b}_U = b_U/D$, *4* — $\bar{b}_T = b_T/D$ (b_U и b_T — полная ширина профиля $U_1(y)$ или $T_1(y)$ на уровне $U_{10}/2$ или $T_{1m}/2$ соответственно). На небольших расстояниях от источника тепла размеры нагретой области следа естественно меньше ширины следа; b_T при $x/D = 5$ примерно в 1,5 раза меньше b_U. Однако с ростом x/D тепло быстро распространяется по всему поперечному сечению следа и $b_T > b_U$ уже при $x/D > 10$, что свидетельствует о неодинаковости коэффициентов турбулентного переноса импульса и тепла. Несмотря на то что распределения пассивной примеси на изученных в опытах расстояниях от цилиндра не достигают автомодельного состояния, при больших x/D как b_U, так и b_T пропорциональны $x^{1/2}$ (линия *15* на рис. 7), так что их отношение почти постоянно и равно 0,76. Интересно отметить, что близкие значения b_U/b_T получены также в плоской подогретой струе (0,74 в [19]) и в следе за нагретым круглым цилиндром (0,76 в [20] и 0,80 в [21]). Убывание максимальных значений избыточной температуры при больших x/D практически пропорционально $x^{-1/2}$ (линии *14*), что согласуется с законами вырождения, полученными в [2] для автомодельных течений в плоском следе.

Результаты расчетов на рис. 7 изображены линиями *5–13*. Кривые *5*, *6* — изменение осевого значения дефекта скорости в зависимости от расстояния от тела, *5* получена по модели 1, *6* — по моделям 2, 3. Кривые *7–9* описывают вырождение максимального значения дефекта температуры $\tilde{T}_1$ и соответствуют расчетам по моделям 1–3. Изменение рассчитанных величин b_U и b_T представлено кривыми *10*, *11* и *12*, *13* (*10*, *12* найдены на основе модели 1, а *11*, *13* — модели 2). Результаты расчетов b_T по моделям 2, 3 практически совпали (кривая *13*).

Сопоставление расчетных данных с экспериментальными (рис. 2–7), а также результаты расчетов плоских следов с нулевым и ненулевым избыточным импульсом [12] и осесимметричных следов [11] позволяют сделать вывод о достаточной универсальности алгебраической модели рейнольдсовых напряжений [10] и потоков тепла [13], так как все расчеты проводились с одним и тем же набором эмпирических постоянных.

Полученные в опытах и при математическом моделировании данные дают возможность представить картину переноса пассивной примеси в плоском спутном течении следующим образом. В непосредственной окрестности источника примесь локализована в тонкой пелене, которая с удалением от источника деформируется под действием наиболее крупных турбулентных вихрей, а также размывается вследствие влияния молекулярной диффузии. Поскольку размеры больших вихрей сравнимы с поперечными размерами следа, то примесь достаточно быстро распространяется на всю его ширину, оставаясь при этом все еще сосредоточенной в сильно деформированных, но относительно узких областях и обуславливая сильную перемежаемость мгновенной концентрации примеси. Преимущественный перенос примеси происходит в область вихрей большего масштаба, так что со временем распределения средней концентрации примеси и интенсивности флуктуаций примеси приобретают тот же тип симметрии, что и распределения вихрей по масштабам.

О преимущественном переносе примеси крупномасштабными вихрями в течениях с мало меняющейся средней скоростью (а именно такими являются дальние следы) свидетельствуют и результаты специально выполненных опытов по диффузии пассивной примеси в бессдвиговой неоднородной турбулентности за комбинированной решеткой. Схема проведения опытов (без источника примеси), система координат, обозначения и характеристики турбулентности поля скорости приведены в [22]. Линейный источник примеси (тепла) располагался в плоскости $y = 0$ вдоль оси z на расстоянии $5M_1$ от решетки. При соотношении размеров ячеек $M_2/M_1 = 5$ составная решетка генерирует турбулентность с $u_-^2/u_+^2 \approx 10$ и $L_-/L_+ \approx 1{,}8$, где L_- и L_+ — интегральные масштабы турбулентности в областях однородности за крупно- и мелкоячеистой частями комбинированной решетки соответственно.

Характер распространения тепла от линейного источника в такой неоднородной бессдвиговой турбулентности иллюстрируется рис. 8, где показаны профили избыточной средней температуры. Цифры *1–6* у кривых отвечают расстояниям от решетки $x/M_1 = 40$; 80; 120; 160; 200; 240, кривые проведены по опытным данным. Видно, что в отсутствие градиентов средней скорости распределения концентрации пассивной примеси формируются так, что большая часть примеси оказывается в области крупномасштабных турбулентных движений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00910).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Хинце И. О.** Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Физматгиз, 1963.
2. **Монин А. С., Яглом А. М.** Статистическая гидромеханика. С.-Петербург: Гидрометеоиздат, 1992. Ч. 1.
3. **Илюшин Б. Б., Курбацкий А. Ф.** Применение уравнений для моментов второго порядка в задаче о диффузии примеси от линейного источника // Сиб. физ.-техн. журн. 1993. № 5. С. 25–35.
4. **Karnik U., Tavoularis S.** Measurements of heat diffusion from a continuous line source in a uniformly sheared turbulent flow // J. Fluid Mech. 1989. V. 202. P. 233–261.

5. **Chung M. K., Kyong N. H.** Measurement of turbulent dispersion behind a fine cylindrical heat source in a weakly sheared flow // J. Fluid Mech. 1989. V. 205. P. 171–193.
6. **Stapountzis H., Britter R. E.** Turbulent diffusion behind a heated line source in a nearly homogeneous turbulent shear flow // Turbulent shear flows. Berlin: Springer, 1989. V. 6. P. 97–108.
7. **Veeravalli S., Warhaft Z.** Thermal dispersion from a line source in the shearless turbulence mixing layer // J. Fluid Mech. 1990. V. 216. P. 35–70.
8. **Shlien D. J., Corrsin S.** Dispersion measurements in a turbulent boundary layer // Int. J. Heat Mass Transfer. 1976. V. 19, N 3. P. 285–295.
9. **Paranthoen P., Trinite M.** Etude de la diffusion de la chaleur en aval d'une source lineaire placee dans une couche limite turbulente // Int. J. Heat Mass Transfer. 1981. V. 24, N 7. P. 1105–1113.
10. **Rodi W.** Turbulence Models and Their Application in Hydraulics. Karlsruhe: University of Karlsruhe, 1980.
11. **Федорова Н. Н., Черных Г. Г.** О численном моделировании безымпульсного следа за сферой // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1992. Т. 6(23), № 1.
12. **Chernykh G. G., Demenkov A. G., Fedorova N. N.** Numerical models of a plane and axisymmetric turbulent wakes in homogeneous fluid // Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research, Novosibirsk, aug. 22–26, 1994. Novosibirsk, 1994. Pt 2. P. 76–81.
13. **Gibson M. M., Launder B. E.** On the calculation of horizontal turbulent free shear flows under gravitational influence // Trans. ASME. 1976. V. C 98, N 1. P. 81–87.
14. **Деменков А. Г., Черных Г. Г.** О численном моделировании струйных течений вязкой несжимаемой жидкости // Вычислительные технологии: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. ИВТ. 1995. Т. 4, № 12.
15. **Freymuth P., Uberoi M. S.** Structure of temperature fluctuations in the turbulent wake behind a heated cylinder // Phys. Fluids. 1971. V. 14, N 12. P. 2574–2580.
16. **Лыткин Ю. М.** Турбулентный след за цилиндром некруглого поперечного сечения // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1970. Вып. 5.
17. **Corrsin S.** Extended applications of the hot-wire anemometer // NASA Technical Note. 1949. N 1864.
18. **Дмитренко Ю. М., Ковалев И. И., Лучко Н. Н., Черепанов П. Я.** Исследование плоского турбулентного следа с нулевым избыточным импульсом // Инж.-физ. журн. 1987. Т. 52, № 5. С. 743–751.
19. **Гиневский А. С.** Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.
20. **Таунсенд А. А.** Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
21. **Uberoi M. S., Freymuth P.** Spectra of turbulence in wakes behind circular cylinders // Phys. Fluids. 1969. V. 12, N 7. P. 1359–1363.
22. **Алексенко Н. В., Букреев В. И., Костомаха В. А.** Бессдвиговое взаимодействие двух изотропных турбулентных полей // ПМТФ. 1985. № 1. С. 57–62.

Поступила в редакцию 15/VII 1995 г.