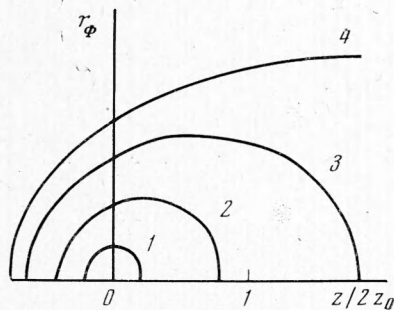
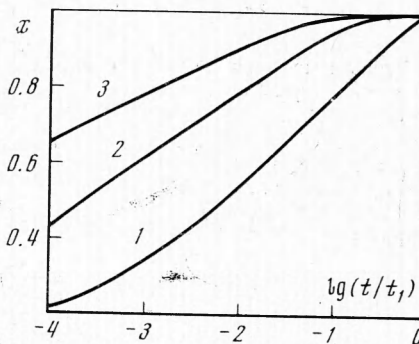


t_1 от плотности воздуха ρ_0 . Так как согласно [1] несферичность ударной волны становится заметной при $t \approx t_1/6$, а тепловой — при $t \approx 10^{-2}t_1$ (если $n = 3$), то можно утверждать, что тепловая волна быстрее, чем ударная, обнаруживает отклонения от сферичности.

На фиг. 1 (кривые 1, 2, 3, 4) приведены профили фронта тепловой волны (кривые $R(z)$) в моменты, соответствующие значениям безразмерного параметра $x = 0.2, 0.5, 0.8, 1$. Зависимость величины x от времени t различна при различных n . Рассчитан-



Фиг. 1



Фиг. 2

ные с помощью (8) кривые $x = x(t)$ для значений $n = 3, 5, 7$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) приведены на фиг. 2. Совокупность данных, представленных на фиг. 1 и 2, позволяет определять профиль тепловой волны в различные моменты времени.

Поступила 11 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Компанеев А. С. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере. Докл. АН СССР, 1960, т. 130, № 5, стр. 1001.
2. Действие ядерного оружия. М., Воениздат, 1960.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

УДК 532.517.4

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СЛЕДАХ ЗА ТЕЛАМИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В. И. Букреев, В. А. Костомаха, Ю. М. Лыткин

(Новосибирск)

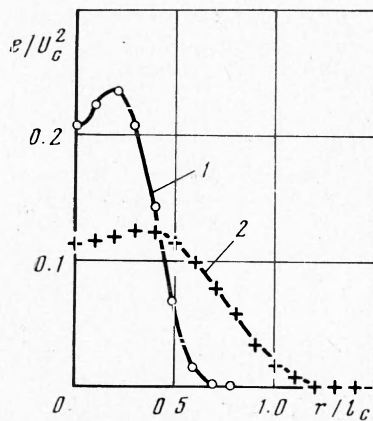
Экспериментально исследована структура турбулентности в осесимметричных следах за сферой и за телом вращения с удлинением 8 : 1, обтекаемых потоком несжимаемой жидкости с постоянной скоростью U_∞ . Опыты выполнялись в низкотурбулентной аэродинамической трубе при числе Рейнольдса $Re = U_\infty D / \nu = 10^4$ (D — диаметр миделевого сечения) на достаточно больших расстояниях от обтекаемых тел, где режим течения в следе становится полностью автомодельным.

В [1] показано, что характеристики турбулентности в автомодельном следе, которые определяются крупномасштабными компонентами движения, зависят не только от силы сопротивления тела и скорости набегающего потока, но и непосредственно от формы тела. В данной работе иллюстрируется влияние формы тела на различные составляющие баланса энергии турбулентности в следе.

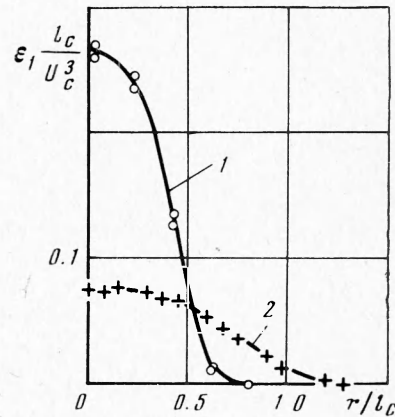
1. В работе использовалась термоанемометрическая аппаратура фирмы «DISA Elektronik» и спектральный анализатор фирмы «Брюль и Кьер». Дополнительные сведения об условиях проведения опытов содержатся в [1]. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить различные члены уравнения баланса энергии турбулентности в следе

$$(1.1) \quad U_{\infty} \frac{\partial e}{\partial x} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left\langle v \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right\rangle + \langle uv \rangle \frac{\partial U_1}{\partial r} - \varepsilon$$

Здесь использована цилиндрическая система координат x, r, φ , связанная с телом (ось x совпадает с осью симметрии следа и направлена вниз по потоку, начало координат расположено на задней кромке тела); $U_1 = U_{\infty} - U$ — дефицит осредненной продольной скорости U в следе; u, v, w — осевая, радиальная и тангенциальная составляющие пульсационной скорости; $e = \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)$ — энергия турбулентности, приходящаяся на единицу массы жидкости; ε — скорость диссипации этой энергии в тепло; p — давление; ρ — плотность жидкости; угловые скобки символизируют осреднение.



Фиг. 1



Фиг. 2

Приведенные ниже экспериментальные данные относятся к сечению $x/D = 100$. Как показано в [1], на таком расстоянии от рассматриваемых тел течение в следе полностью автомодельно. Это означает, что статистические характеристики турбулентности, которые определяются крупномасштабными компонентами движения, можно представить в виде

$$(1.2) \quad U_1 = U_c f_1(r/l_c), \quad -\langle u^2 \rangle = U_c^2 f_{11}(r/l_c), \quad -\langle uv \rangle = U_c^2 f_{12}(r/l_c)$$

и т. д. Характерные масштабы скорости U_c и длины l_c в (1.2) зависят лишь от координаты x и задаются равенствами

$$U_c = U_{\infty} [(x - x_0)/\sqrt{c_x S}]^{-2/3}, \quad l_c = \sqrt{c_x S} [(x - x_0)/\sqrt{c_x S}]^{1/3}$$

где $x_0 = \text{const}$ — виртуальное начало автомодельного следа, c_x — коэффициент сопротивления, определенный с использованием характерной площади тела S . В данных исследованиях величина x_0 определялась по результатам измерений U_1 на оси следа и оказалась равной нулю в обоих рассматриваемых случаях.

Из уравнения (1.1) следует, что безразмерная удельная диссипация $\varepsilon l_c / U_c^3$ в автомодельном следе зависит только от r/l_c .

2. На фиг. 1 приведены автомодельные профили энергии турбулентности в следах за удлиненным телом (кривая 1) и за сферой (кривая 2). По этому профилю можно найти левую часть уравнения (1.1), описывающую конвективный перенос энергии турбулентности. Первый член в правой части уравнения (1.1) характеризует турбулентную диффузию этой энергии. Поскольку входящую в него корреляцию $\langle vr \rangle$ надежно измерить не удастся, в экспериментальных исследованиях диффузионный член уравнения (1.1)

обычно оценивают как разность между остальными членами. Генерацию энергии турбулентности можно подсчитать по профилям U_1 и $\langle uv \rangle$, приведенным в [1].

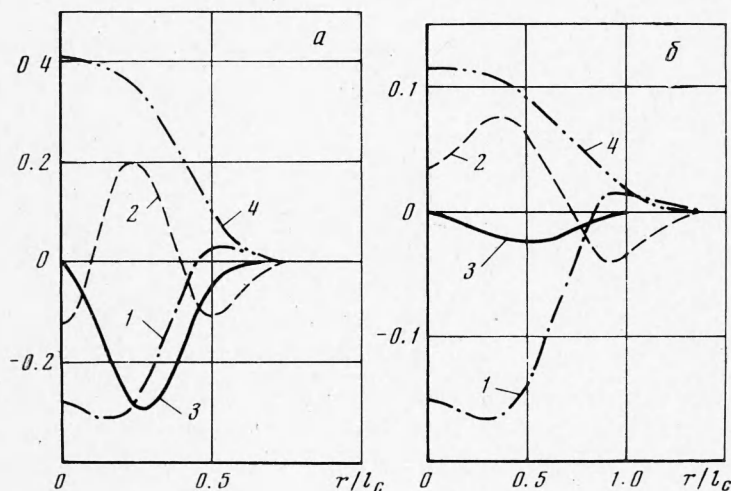
При экспериментальном определении удельной диссипации энергии турбулентности ε , как правило, используют аппроксимацию

$$(2.1) \quad \varepsilon \approx \varepsilon_1 = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$$

предполагая, что течение локально-изотропное. В данной работе дисперсия $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$ была найдена по результатам измерений спектральных плотностей $E(k)$ флуктуаций u -компоненты скорости по формуле

$$\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = \int_0^\infty E(k) k^3 dk$$

где $k = 2\pi f / U$ — волновое число (f — частота флуктуаций в герцах). Распределение величины $\varepsilon_1 = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$ по поперечному сечению следа приведено на фиг. 2 (кривая 1 соответствует удлинённому телу, кривая 2 — сфере).



Фиг. 3

Точность аппроксимации (2.1) можно оценить по известному интегральному соотношению [2]

$$U_\infty \frac{d}{dx} \int_0^\infty \left(\frac{U_1^2}{2} + e \right) r dr = - \int_0^\infty \varepsilon r dr$$

которое с учетом автомодельности профилей U_1 , e и ε принимает вид

$$(2.2) \quad \frac{1}{U_c^2 l_c^2} \int_0^\infty \left(\frac{U_1^2}{2} + e \right) r dr = \frac{3}{2 U_c^3 l_c} \int_0^\infty \varepsilon r dr$$

Правая часть равенства (2.2), подсчитанная по экспериментальным профилям $15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$, оказалась в обоих рассматриваемых случаях меньше левой части приблизительно на 30%. Это расхождение невелико. В [3] (плоская струя), [4] (след за круглым диском) и [5] (след за сферой), в которых использовалась аппроксимация (2.1), значение интеграла от диссипативного члена оказалось еще более заниженным.

Левая часть равенства (2.2), подсчитанная по экспериментальным данным, имеет одинаковое значение, равное 0.05, и в следе за сферой, и в следе за удлинённым телом вращения. Отсюда следует, в частности, что, несмотря на существенное различие со-

отношения между $U_1^2/2$ и e в следах за рассматриваемыми телами различной формы, безразмерный поток кинетической энергии

$$\frac{1}{U_\infty^3 c_x S} 2\pi U_\infty \int_0^\infty \left(\frac{U_1^2}{2} + e \right) r dr$$

в автомоделном осесимметричном следе является универсальной функцией $(x - x_0) / \sqrt{c_x S}$, не зависящей от формы тела.

3. На фиг. 3 изображено распределение по поперечному сечению следа различных членов уравнения (1.1), умноженных на l_c / U_c^3 (1 — конвекция, 2 — диффузия, 3 — порождение, 4 — диссипация; a — удлиненное тело, b — сфера). В качестве диссипации ϵ здесь, как и в [3], использовались экспериментальные значения $\epsilon_1 = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$, умноженные на постоянный поправочный коэффициент, чтобы удовлетворялось равенство (2.2). Такой способ введения поправки не является строгим, но он обеспечивает равенство нулю интеграла от диффузионного члена уравнения (2.2) по поперечному сечению следа.

Из фиг. 3 видно, что в осесимметричных следах конвективный перенос энергии турбулентности оказывается существенным, и в противоположность различным пристеночным турбулентным течениям не удается выделить зону, в которой члены, ответственные за порождение и диссипацию энергии турбулентности, были бы по абсолютной величине значительно больше остальных членов уравнения (1.1). Отметим различный относительный вклад в баланс энергии турбулентности слагаемого $\langle uv \rangle \partial U_1 / \partial r$ в случаях удлиненного тела и сферы. Можно сравнить отношение потоков энергии

$$J = 2\pi U_\infty \int_0^\infty \frac{U_1^2}{2} r dr / 2\pi U_\infty \int_0^\infty e r dr$$

которое в автомоделном следе является постоянной величиной. Эта величина существенно зависит от формы тела и равна 1.5 и 0.2 в следах за удлиненным телом и сферой соответственно.

Относительно небольшое значение J в следе за сферой не означает, что это течение близко по структуре к бессдвиговому. Максимальная величина $|R|_{\max}$ коэффициента корреляции $R = \langle uv \rangle / \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle v^2 \rangle}$ в поперечном сечении автомоделного следа за сферой оказалась равной 0.50, т. е. она несколько больше, чем значение $|R|_{\max} = 0.42 \div 0.45$, характерное для сдвиговых турбулентных течений в трубах, пограничных слоях и т. п. В следе за удлиненным телом вращения $|R|_{\max} = 0.53$.

Поступила 16 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Букреев В. И., Васильев О. Ф., Лыткин Ю. М. О влиянии формы тела на характеристики автомоделного осесимметричного следа. Докл. АН СССР, 1972, т. 207, № 4, стр. 804—807.
2. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
3. Bradbury L. J. S. The structure of a self-preserving turbulent plane jet. J. Fluid Mech., 1965, vol. 23, pt 1, pp. 31—64.
4. Хуань Н. Х. Ц., Болдуин Л. В. Затухание турбулентности в осесимметричных следах. Тр. Америк. о-ва инж.-механ., Сер. Д, Теорет. основы инж. расчетов, 1966, т. 88, № 1, стр. 81—90.
5. Uberoi M. S., Freymuth P. Turbulent energy balance and spectra of axisymmetric wake. Phys. Fluids, 1970, vol. 13, No. 9, pp. 2205—2210.