

звука возможно, если за период звуковой волны приток энергии извне $\left(\frac{(c+q)x_2 - x_1}{2c(c+1)}\right)$ будет превышать потери при релаксации $\left(\frac{c_v}{2c(c+1)}\right)$.

Общий анализ (6) достаточно сложен, однако в большинстве случаев $x_1 \ll 1$. Зависимость $\omega/Re k$ от ω при $x_1 \ll 1$ определяется параметром ξ . При $\xi < -\xi_0$ ($\xi_0 = \frac{x_1}{2c(c+1)}$) кривая $|\omega/Re k|$ всюду имеет положительную производную (как и при распространении звука по первоначально равновесному газу). В случае $\xi > -\xi_0$ кривая $\omega/Re k$ проходит через максимум при $x \sim 1$, но отклонение от высокочастотной асимптоты в максимуме — первого порядка малости (рис. 2). Мнимая часть $Im k$ при $\xi < 0$ всюду положительна, что соответствует поглощению звука и аналогично равновесному случаю. При $\xi > 0$ возможно усиление звука (рис. 1).

Условие $\xi > 0$ при фиксированной накачке I лучше выполняется для молекул с большими колебательными квантами и сильной температурной зависимостью времени колебательной релаксации, поскольку в этом случае $(c+q)x_2 - x_1$ велико, а c_v — мало. Для CO при $p^0 = 100$ Тор, $T^0 = 500$ К, $T^* = 300$ К, $T_v = 700$ К, $Im k = 10^{-4}$ см $^{-1}$. Укажем для сравнения, что коэффициент усиления ИК излучения в CO-лазере порядка 10^{-3} см $^{-1}$ [5]. Отметим также, что в рассматриваемом примере коэффициент усиления звука превосходит коэффициент поглощения (при отсутствии накачки) примерно в 10 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Мандельштам Л. И., Леонтович М. А. ЖЭТФ, 1937, 7, с. 438.
 [2] Вауер Н. J., Bass Н. E. Phys. Fluids, 1973, 16, р. 988. [3] Коган Е. Я., Мальнев В. Н. ЖТФ, 1977, 47, с. 653. [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963, с. 394. [5] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелейин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию
28.03.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 6

УДК 551.436.13

ОПИСАНИЕ ПРОФИЛЯ ОСРЕДНЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ СЛАБЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИМЕРОВ ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ УРАВНЕНИЯМИ

В. П. Петров, В. И. Сугрей, Ю. Л. Щевьев

(кафедра физики моря и вод суши)

Самой распространенной формой движения жидкостей и газов являются турбулентные течения. С развитием современной технологии скорости жидкостей и газов в различных машинах и установках существенно возросли. В связи с этим возникла необходимость в разработке способов снижения гидравлических потерь. К повышению локальной устойчивости пристеночных потоков приводит добавка слабых растворов высокомолекулярных веществ (полимеров). Уменьшение коэффициента сопротивления жидкости вызывает, согласно работам [1—5], утолщение вязкого подслоя и изменение наклона профиля осредненных скоростей, построенного в полулогарифмических координатах. Для опи-

сания поля осредненных скоростей слабых растворов полимеров в работе [3] использовалась двухслойная модель турбулентного течения, предложенная Никитиным [6]. В этой модели локальную устойчивость в пристеночных областях потока характеризует параметр $Re_{*,\delta} = u_{*,\delta}\delta/\nu$, где $u_{*,\delta}$ — динамическая скорость на верхней границе пристеночного подслоя, δ — толщина пристеночного подслоя, ν — кинематическая вязкость жидкости. В работе [6] указывается также на связь толщины вязкого подслоя с наклоном профиля осредненных скоростей в турбулентном ядре потока. Однако остается открытым вопрос о выборе толщины вязкого подслоя δ для конкретного потока раствора полимеров.

В работе [7] была найдена зависимость толщины вязкого подслоя от значения параметра Кармана κ :

$$\delta^+ = 2/\kappa, \quad (1)$$

где $\delta^+ = \delta u_* / \nu$, u_* — динамическая скорость трения потока.

Для определения значения свободной константы в логарифмическом законе распределения осредненной скорости в переходной области напишем уравнение, аналогичное уравнению для осредненной скорости у шероховатой стенки [8]:

$$u^+ = u/v_* = A_1 \ln(y/\Delta) + B_1,$$

где Δ — высота выступов шероховатости, y — расстояние от стенки, A_1 , B_1 — эмпирические константы. Вместо Δ рассмотрим зависимость от толщины вязкого подслоя δ^+ (1):

$$u^+ = A \ln(y^+/\delta^+) + B. \quad (2)$$

Константы A и B определим из условия непрерывности значений скорости и ее производной на границе вязкого подслоя δ^+ :

$$u^+|_{y^+=\delta^+} = \delta^+ = A \ln(\delta^+/\delta^+) + B, \quad (3)$$

$$\left. \frac{du^+}{dy^+} \right|_{y^+=\delta^+} = 1 = A \frac{1}{\delta^+}. \quad (4)$$

Из (3) и (4) имеем $A=B=\delta^+=2/\kappa$. Значит, для переходной области имеем следующее выражение для поля осредненной скорости:

$$u^+ = \frac{2}{\kappa} \ln y^+ - \frac{2}{\kappa} \ln \frac{2}{\kappa} + \frac{2}{\kappa}. \quad (5)$$

Выражение (5) соответствует формуле Кармана $u^+ = 5 \ln y^+ - 3,0$ при $\kappa = 0,4$, так как

$$-\frac{2}{\kappa} \ln \frac{2}{\kappa} + \frac{2}{\kappa} = -3,047.$$

Для турбулентного ядра справедлив логарифмический закон распределения осредненной скорости [8]

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C, \quad (6)$$

где C — некоторая константа.

В таблице приведены результаты обработки данных работ [9—14] о распределении скоростей в турбулентном ядре методом наименьших

Параметры	По данным					
	Конт-Белло [9]	Клебанова [10]	Клебанова и Дейла [11]	Лауфера [12]	Лауфера [13]	Симпсона [14]
$1/\kappa$	2,40	2,49	2,45	2,85	2,49	2,45
C	4,70	5,20	4,60	5,40	5,20	5,20
$\delta^+ = 2/\kappa$	4,80	5,00	4,90	5,70	5,00	4,90
Re	120000	75000	48000	12300	50000	4141

квадратов. Там же приведены значения толщин вязкого подслоя, рассчитанные по (1). Из сравнения величины свободной константы C и толщины вязкого подслоя δ^+ можно сделать вывод об их равенстве:

$$C = \delta^+ = 2/\kappa,$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + \frac{2}{\kappa} \quad (7)$$

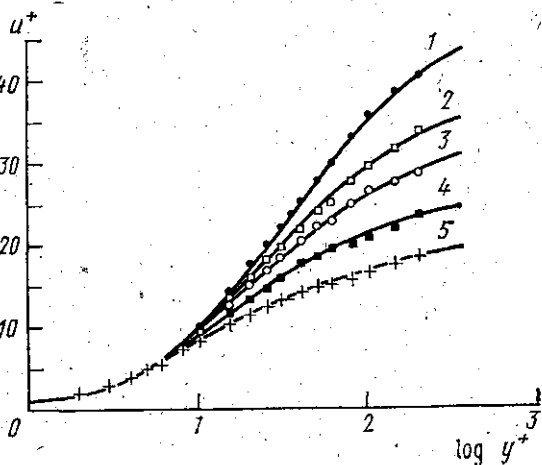
для турбулентного ядра потока.

Границу переходной области определим по пересечению кривых (5) и (7):

$$y_1^+ = (2/\kappa)^2. \quad (8)$$

Выражения (5) и (7) при условиях (1) и (8) применимы для описания поля осредненных скоростей потоков как простых жидкостей, так и слабых растворов полимеров. На рис. 1 и 2 представлены ре-

Рис. 1. Сопоставление результатов измерений, приведенных в работе [2], с зависимостями (5) и (7): ● — 0,007% раствор полиэтиленоксида, $Re=27000$, $\delta_{\kappa^+}=11,1$; □ — 0,01% раствор полиакриламида, $Re=18300$, $\delta_{\kappa^+}=9,09$; ○ — 0,02% раствор полиакриламида, $Re=9400$, $\delta_{\kappa^+}=8,0$; ■ — 0,007% раствор полиэтиленоксида, $Re=13200$, $\delta_{\kappa^+}=6,45$; + — вода, $Re=35000$, $\delta_{\kappa^+}=5,13$. Кривая 1: $\kappa=0,18$ и $\delta_{\kappa^+}=123$; 2: 0,22 и 83; 3: 0,25 и 64; 4: 0,31 и 42; 5: 0,39 и 26



зультаты сравнения теоретических профилей осредненных скоростей, рассчитанных по (5) и (7), с экспериментальными данными работ [2—4]. Значения параметра κ определялись по измерениям скорости в турбулентном ядре потоков по видоизмененной формуле (7):

$$\kappa = (\ln y^+ + 2)/u^+. \quad (9)$$

Необходимость измерений скоростей в турбулентном ядре потока для определения значения параметра κ по выражению (9) отпадет, если

будет установлена зависимость параметра κ от кинематических характеристик турбулентного потока (число Рейнольдса, толщина потока и др.), как это сделано, например, в работе [14] для низких значений числа Рейнольдса потоков воды.

Выводы.

1. При введении в поток жидкости слабых растворов полимеров происходит уменьшение величины параметра κ .

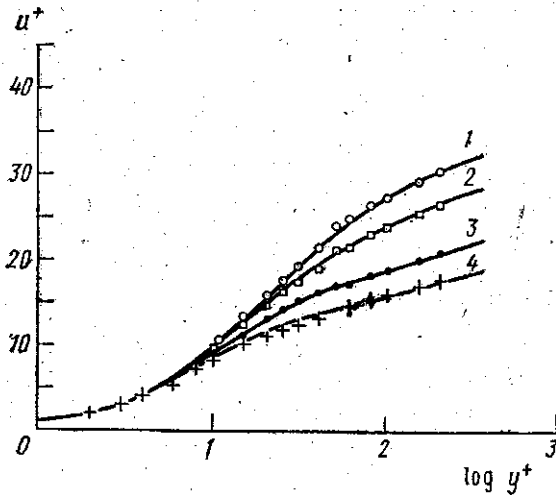


Рис. 2. Сопоставление результатов измерений, приведенных в работах [3] и [4], с зависимостями (5) и (7): \circ — 0,0088% раствор полиакриламида, $\delta_{\pi^+} = 8,3$ [3]; \bullet — 0,003% раствор полиокса, $\delta_{\pi^+} = 5,7$ [3]; $+$ — вода, $\delta_{\pi^+} = 4,8$ [3]; \square — 0,012% раствор полиакриламида, $\xi/\xi_0 = 0,54$, $\delta_{\pi^+} = 7,3$ [4]. Кривая 1: $\kappa = 0,24$ и $\delta_{\pi^+} = 69$; 2: 0,28 и 53; 3: 0,35 и 33; 4: 0,42 и 23

2. В переходной области и турбулентном ядре потока распределение осредненной скорости аппроксимируется соответственно однопараметрическими уравнениями

$$u^+ = \frac{\alpha}{\kappa} \ln y^+ - \frac{2}{\kappa} \ln \frac{2}{\kappa} + \frac{\alpha}{\kappa}, \quad \frac{2}{\kappa} \leq y^+ \leq \left(\frac{2}{\kappa}\right)^2,$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + \frac{2}{\kappa}, \quad \left(\frac{2}{\kappa}\right)^2 \leq y^+.$$

3. Данные однопараметрические уравнения применимы для расчета профиля осредненных скоростей движения турбулентных потоков слабых растворов полимеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Иванюта Ю. Ф., Чекалова Л. А. Инж.-физ. журн., 1970, 18, с. 1085.
 [2] Хабахпашева Е. М., Перепилица Б. В. Там же, с. 1094. [3] Позняк Н. Г. В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1974, с. 158. [4] Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск, 1975, с. 63. [5] Rudd M. J. J. Fluid Mech., 1972, 51, p. 673. [6] Никитин И. К. В кн.: Турбулентные течения. М.: Наука, 1970. [7] Щевьев Ю. Л., Сугрей В. И. Деп. ВИНТИ № 2982 от 02.06.83. М., 1983. [8] Хинце И. О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963. [9] Конт-Белло Ж. Турбулентное течение в канале с параллельными стенками. М.: Мир, 1968. [10] Klebanoff P. S. NACA Rep. N 1247, 1955. [11] Klebanoff P. S., Dighl Z. W. NACA Rep. N 1110, 1952. [12] Laufer J. NACA Rep. N 1053, 1951. [13] Laufer J. NACA Rep. N 1174, 1954. [14] Simpson P. L. J. Fluid Mech., 1970, 42, p. 769.

Поступила в редакцию
05.04.84