

УДК 532.517.4

© 2005 г. Н. П. МИХАЙЛОВА, Е. У. РЕПИК, Ю. П. СОСЕДКО

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА ЗАКОН ВЫРОЖДЕНИЯ СЕТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Выполнено систематическое экспериментальное исследование влияния числа Рейнольдса на закон вырождения турбулентности, порождаемой двухплоскостными и плетеными сетками, в широком диапазоне изменения геометрических параметров сетки и скорости потока. Установлено, что увеличение скорости потока приводит к росту интенсивности турбулентности на заданном расстоянии от двухплоскостной сетки и к уменьшению темпа затухания турбулентности за сеткой. Предложено эмпирическое соотношение для интенсивности турбулентности за сеткой как функции относительного расстояния x/M от сетки и числа Рейнольдса, рассчитанного по диаметру прутка сетки и скорости потока в центре ячейки сетки. При одном и том же относительном расстоянии x/M от сетки интенсивность турбулентности, порождаемой плетеной сеткой, выше, чем в случае обтекания двухплоскостной сетки.

Ключевые слова: эксперимент, сеточная турбулентность, закон вырождения, показатель степени, двухплоскостная сетка, плетеная сетка, коэффициент сопротивления, коэффициент заполнения, число Рейнольдса.

1. Рассматривается закон вырождения турбулентности, порождаемой двухплоскостными и плетеными сетками. В соответствии с опытными данными этот закон может быть представлен в общем виде в форме степенной зависимости [1]

$$\varepsilon = a \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^{-n} \quad (1.1)$$

где $\varepsilon = u'/U$ – интенсивность турбулентности, $u' = \sqrt{\langle u^2 \rangle}$ – среднеквадратичное значение продольной пульсации скорости, U – средняя скорость потока, M – размер ячейки сетки, x – расстояние от сетки вдоль по потоку. Значения a , x_0 и n – постоянные, определяемые опытным путем. Показатель степени n в выражении (1.1), по данным разных авторов, принимает значения от 0.5 до 0.7, при этом, как отмечено в [2], значения n определяются произвольно выбираемым расстоянием x_0 от сетки до условного начала координат, в котором $1/\varepsilon = 0$.

Однако в [3] показано, что произвола в выборе сочетания постоянных a , x_0 и n можно избежать, если исходить из следующей формы закона вырождения турбулентности:

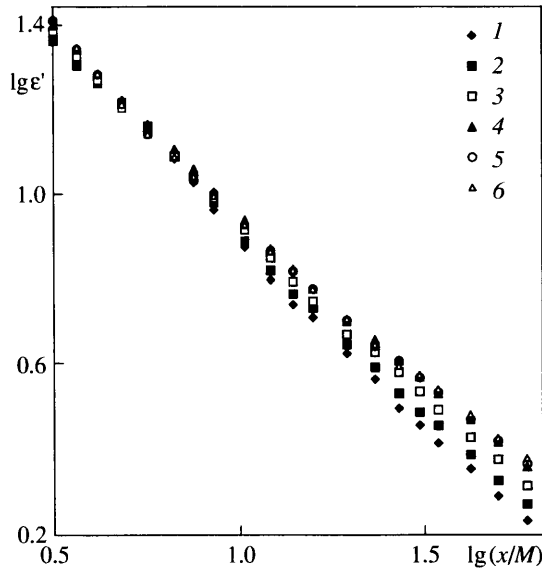
$$\frac{\varepsilon}{\sqrt{S}} = A \left(\frac{x}{M} \right)^{-n} \quad (1.2)$$

где S – коэффициент заполнения сетки, определяемый с помощью соотношения

$$S = 1 - \frac{F_1}{F_0} = 1 - \left(1 - \frac{d}{M} \right)^2$$

Здесь F_1 и F_0 – соответственно площадь, не затененная прутками сетки (диаметром d), и общая площадь сетки.

В соответствии с [3] в следе за сеткой можно выделить два участка: начальный участок следа ($7 < x/M \leq 20$), где $n \approx 0.95$ в выражении (1.2), и основной участок



Фиг. 1. Влияние скорости потока на закон вырождения турбулентности $\lg \epsilon'$ порождаемой двухплоскостной сеткой С12 ($M \times d = 6 \times 2$ мм) $\epsilon' = \epsilon / \sqrt{S}$: 1 – $U_\infty = 3.7$ м/с, 2 – 4.9, 3 – 6.7, 4 – 8.8, 5 – 11.8, 6 – 14.8

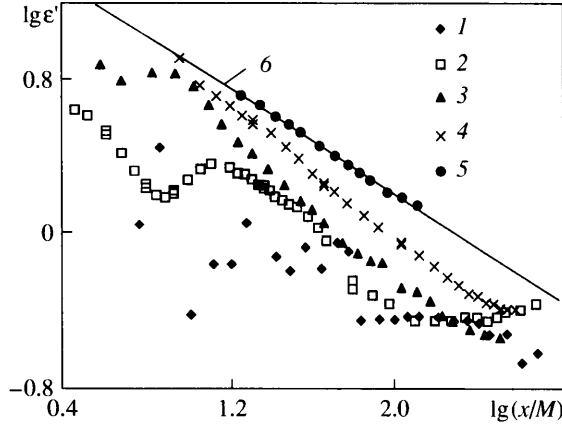
($x/M > 20$), где $n \approx 0.7$. В этом случае закон вырождения записывается в виде (1.2), где коэффициент A для двухплоскостных сеток принимает значения $A_1 = 76$ на начальном участке следа и $A_2 = 36$ на основном участке, а для плетеных сеток – соответственно $A_1 = 86$ и $A_2 = 41$ (величина ϵ в (1.2) выражена в процентах, $\epsilon = 100 u'/U_\infty$).

Соотношения (1.2) для обоих типов сеток являются аппроксимацией опытных данных, полученных для относительно узкого диапазона скоростей потока ($U_\infty = 5\text{--}7$ м/с), характерного для течения в форкамере аэродинамической трубы. Однако опыты авторов показывают, что в более широком диапазоне изменения U_∞ проявляется влияние скорости набегающего потока на закон вырождения турбулентности. Это иллюстрируется на фиг. 1 для условий обтекания двухплоскостной сетки $M \times d = 6 \times 2$ мм ($S = 0.56$) при изменении U_∞ от 3 до 15 м/с. Видно, что если на начальном участке ($x/M < 20$) скорость потока практически не влияет на зависимость $\epsilon(x/M)$, то на основном участке вырождения ($x/M > 20$) наблюдается явное расслоение опытных данных по скорости потока. По мере увеличения U_∞ уровень турбулентности возрастает, при этом темп вырождения (значение n) слегка уменьшается.

Цель настоящей работы – проведение систематических экспериментальных исследований закона вырождения турбулентности, порождаемой двухплоскостными и плетеными сетками, в широком диапазоне изменения размеров сетки (M , d), ее коэффициента заполнения S , относительного расстояния x/M и скорости потока U_∞ . Работа посвящена главным образом исследованию влияния числа Рейнольдса на закон вырождения турбулентности.

Опыты проводились при значениях скорости потока U_∞ от 3 до 24 м/с. Исследовались сетки с квадратными ячейками, составленные из прутков круглого сечения. Размер ячеек сетки M изменялся от 0.7 до 23 мм, диаметр прутков d – от 0.2 до 6 мм; коэффициент заполнения S – от 0.23 до 0.75. Измерения проводились при относительных расстояниях x/M от сетки – от 0 до 680. При этом число Рейнольдса $Re_M = U_\infty M/\nu$ изменялось в диапазоне от 100 до $1.2 \cdot 10^4$. Основные параметры сеток приведены в таблице.

№ сетки	M , мм	d , мм	S
Двухплоскостные сетки			
C1	4	1	0.44
C2	6	1.5	0.44
C3	8	2	0.44
C4	10	2.5	0.44
C5	12	3	0.44
C6	8	1	0.23
C7	8	1.5	0.34
C8	8	2.5	0.53
C9	8	3	0.61
C10	4	2	0.75
C11	5	2	0.64
C12	6	2	0.56
C13	7	2	0.49
C14	9	2	0.39
C15	12	2	0.31
C16	20	2	0.19
Плетеные сетки			
C17	0.65	0.19	0.49
C18	0.68	0.25	0.60
C19	0.69	0.20	0.49
C20	0.74	0.19	0.45
C21	0.76	0.23	0.52
C22	0.89	0.24	0.47
C23	0.90	0.24	0.46
C24	0.92	0.24	0.45
C25	1.05	0.24	0.41
C26	1.21	0.24	0.35
C27	1.30	0.37	0.48
C28	1.33	0.36	0.47
C29	1.40	0.29	0.38
C30	1.40	0.31	0.40
C31	1.58	0.40	0.45
C32	2.00	0.39	0.35
C33	2.06	0.67	0.54
C34	2.41	0.39	0.30
C35	2.46	0.50	0.37
C36	2.65	0.58	0.39
C37	3.29	0.97	0.50
C38	4.01	0.77	0.35
C39	4.96	1.01	0.37
C40	7.50	2.00	0.48



Фиг. 2. Иллюстрация закона вырождения турбулентности lge' при докритическом режиме обтекания плетеных сеток: 1 – $Re_{dm} = 101$, 2 – 108, 3 – 115, 4 – 134, 5 – закритический режим ($Re_{dm} = 583$); 6 – (1.2) с $A = 41, n = -0.7$

Рассматривается закритический режим обтекания сетки, при котором происходит устойчивое порождение турбулентности. Режим порождения турбулентности сеткой определяется числом Рейнольдса, рассчитанным по диаметру прутка сетки и местной скорости течения $U_m = U_\infty / (1 - S)$ в центре ячейки сетки, $Re_{dm} = U_\infty d / [(1 - S)\nu]$. Число Рейнольдса Re_{dm} содержит основные параметры обтекания сетки: скорость набегающего потока, размеры сетки и ее коэффициент заполнения.

В [3] показано, что закритический режим обтекания сетки реализуется при $Re_{dm} > Re_{cr}$, где $Re_{cr} \approx 175$. Заметим, что при $Re_{dm} < Re_{cr}$ опытные значения ϵ / \sqrt{S} располагаются заметно ниже закона вырождения, характерного для закритического режима обтекания сетки. При этом зависимость ϵ от x/M носит неопределенный характер, что и наблюдается на фиг. 2, где представлены опытные данные для плетеных сеток при $Re_{dm} < Re_{cr}$. Для сравнения на фиг. 2 приведены также опытные точки, полученные при достаточно большом закритическом числе Рейнольдса ($Re_{dm} = 583$).

При исследовании влияния числа Рейнольдса на закон вырождения сеточной турбулентности учитывалось то обстоятельство, что увеличение скорости потока приводит к снижению темпа вырождения турбулентности и к повышению общего уровня турбулентности, порождаемой сеткой (см. фиг. 1).

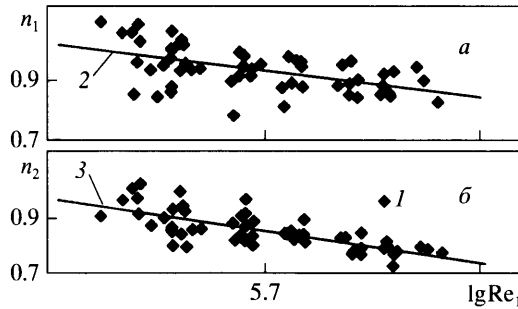
Ниже оба этих фактора рассматриваются раздельно.

2. В качестве исходного примем закон вырождения, полученный для каждой из исследованных сеток в конкретном режиме её обтекания (Re_{dm})_i, и определим значения коэффициента A_i и показателя степени n_i в соотношении (1.2) для каждого режима (Re_{dm})_i обтекания отдельной сетки.

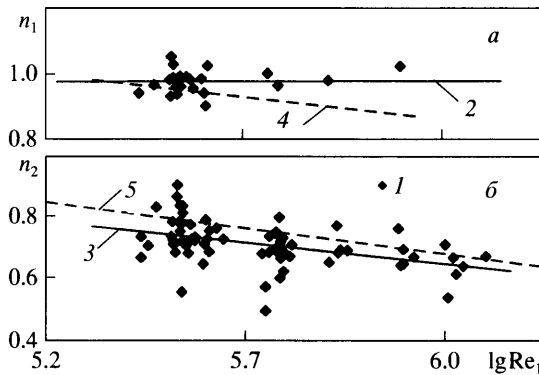
Как следует из анализа опытных данных, показатель степени n в законе вырождения турбулентности зависит главным образом от скорости потока U_∞ и не зависит от размеров сетки, поэтому в качестве определяющего параметра было выбрано единичное число Рейнольдса $Re_1 = U_\infty l / \nu$, рассчитанное по длине $l = 1$ м.

В случае двухплоскостных сеток опытные значения n_i уменьшаются с ростом Re_1 как на начальном (фиг. 3, а), так и на основном (фиг. 3, б) участках x/M . Эти зависимости могут быть описаны эмпирической формулой

$$n_j = b_j \lg Re_1 + c_j \tag{2.1}$$



Фиг. 3. Влияние единичного числа Рейнольдса Re_1 на показатель степени n в законе вырождения турбулентности, порождаемой двухплоскостной сеткой, при $x/M < 20$ (а) и $x/M > 20$ (б): 1 – опытные точки, 2, 3 – (2.1) для $x/M < 20$ и $x/M > 20$



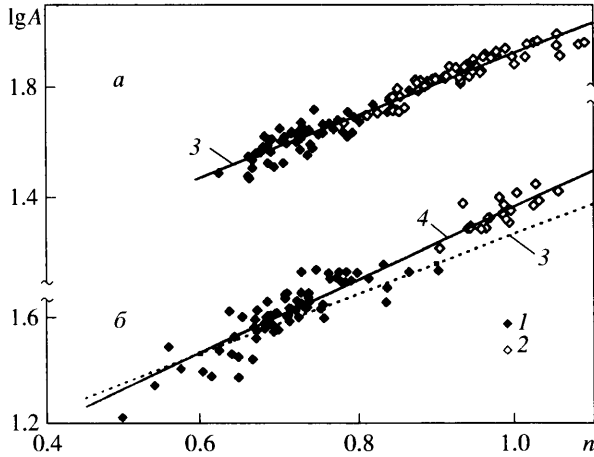
Фиг. 4. Влияние единичного числа Рейнольдса на показатель степени n в законе (1.2) вырождения турбулентности, порождаемой плетеной сеткой, при $x/M < 20$ (а) и $x/M > 20$ (б): 1 – опытные точки, плетеные сетки, 2 – $n_{1av} = 0.98$, 3 – (2.1), $b_2 = -0.17$, $c_2 = 1.69$; двухплоскостные сетки: 4 – (2.1), $b_1 = -0.18$, $c_1 = 1.94$; 5 – $b_2 = -0.21$, $c_2 = 1.94$

где $j = 1$ – начальный участок, $b_1 = -0.18$, $c_1 = 1.94$; $j = 2$ – основной участок, $b_2 = -0.21$, $c_2 = 1.94$.

Что касается плетеных сеток, то на начальном участке величина n_1 практически не зависит от числа Re_1 (фиг. 4, а) и в среднем составляет $n_{1av} \approx 0.98$, в то время как на основном участке ($x/M > 20$) значения n_2 уменьшаются с ростом Re_1 (фиг. 4, б) в соответствии с эмпирическим соотношением (2.1) с коэффициентами $b_2 = -0.17$, $c_2 = 1.69$.

На фиг. 4 для сравнения приведены соотношения (2.1), полученные для обоих участков вырождения турбулентности за двухплоскостной сеткой (линии 4, 5), откуда следует (фиг. 4, б), что на основном участке значения n_2 для двухплоскостных сеток в среднем несколько выше, чем для плетеных сеток, причем характер зависимости n_2 (Re_1) в этом диапазоне x/M примерно одинаков для обоих типов сеток.

Анализ опытных данных показывает, что коэффициент A в соотношении (1.2) жестко связан со значением показателя степени n . На фиг. 5 приведена зависимость $\lg A$ от n для случаев обтекания как двухплоскостных (а), так и плетеных (б) сеток. Отметим, что в обоих случаях эта зависимость является общей для начального и основного участков значений x/M , хотя средние значения n на этих участках вырождения турбулентности заметно различаются между собой.



Фиг. 5. Зависимость коэффициента A от показателя степени n в соотношении (1.2) для двухплоскостных (a) и плетеных (b) сеток: 1 – основной участок ($x/M > 20$), 2 – начальный участок ($x/M < 20$), 3, 4 – (2.2) для двухплоскостных ($p = 1.12$, $q = 0.8$) и плетеных ($p = 1.36$, $q = 0.66$) сеток

Эта зависимость имеет вид

$$\lg A = pn + q \quad (2.2)$$

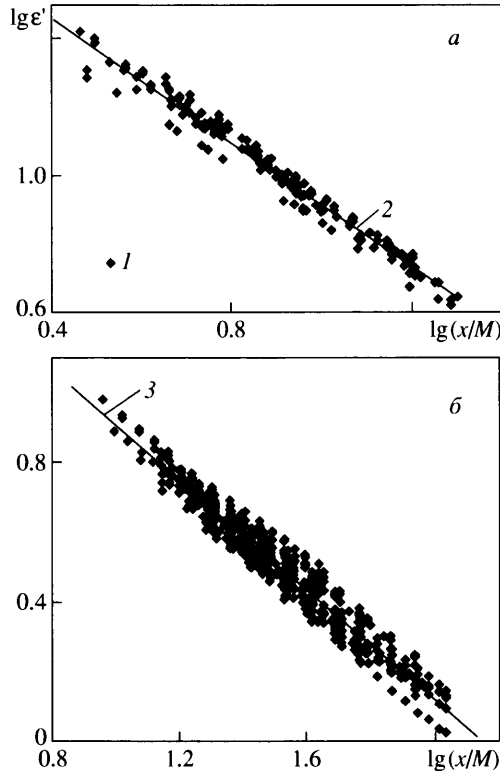
где для двухплоскостных сеток $p = 1.12$, $q = 0.8$; а для плетеных сеток $p = 1.36$, $q = 0.66$.

Из сравнения этих зависимостей для двухплоскостных и плетеных сеток на фиг. 5, б видно, что они несколько различаются между собой.

Следует отметить, что весьма жесткая корреляция между значениями A и n соблюдается независимо от того, какими причинами вызван разброс опытных значений n_i . Действительно, помимо того, что n зависит от числа Re_1 (фиг. 3 и 4), в некоторых случаях наблюдается существенный разброс значений n при одном и том же значении Re_1 (см. фиг. 4, б), что может быть обусловлено конструктивными особенностями конкретных сеток. Однако и в этих случаях коэффициент A принимает такие значения, при которых каждый индивидуальный закон вырождения для отдельной сетки находится в пределах общего для всех сеток разброса.

3. Проведенный анализ свидетельствует о снижении темпа вырождения турбулентности, порождаемой сетками, т.е. об уменьшении показателя степени n с увеличением U_∞ . В физическом аспекте этот результат важен, поскольку он отражает одно из свойств вырождающейся турбулентности. Однако в количественном отношении этот эффект проявляется слабо. Из фиг. 3 и 4 следует, что величина изменения показателя n в соответствии с соотношением (2.1) для двухплоскостных и плетеных сеток в исследованном диапазоне чисел Re_1 соизмерима с величиной разброса опытных значений n_i , поэтому представляется целесообразным определить влияние числа Рейнольдса на интенсивность турбулентности, порождаемой сетками, в предположении, что показатель степени n в соотношении (1.2), т.е. темп вырождения турбулентности, остается постоянной величиной. С этой целью определим общий закон вырождения турбулентности для всех исследованных сеток (отдельно для двухплоскостных и плетеных) в виде основного соотношения (1.2), которое запишем в более удобной для анализа логарифмической форме

$$\lg\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{S}}\right) = \lg A - n \lg\left(\frac{x}{M}\right) \quad (3.1)$$



Фиг. 6. Зависимость ϵ' от x/M для двухплоскостных сеток на начальном (а) и основном (б) участках вырождения турбулентности: 1 – опытные точки; 2, 3 – аппроксимация опытных точек на начальном и основном участках с помощью (3.1)

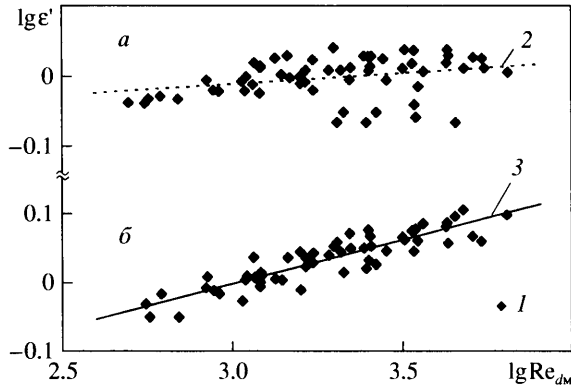
Методика экспериментального определения зависимости порождаемой сетками турбулентности от геометрии сетки и скорости набегающего потока состояла в следующем.

Влияние числа Re_{dm} , характеризующего режим порождения турбулентности, на зависимость вида (3.1) определялось с использованием метода последовательных приближений, изложенного в [4] применительно к исследованию влияния Re_{dm} на масштаб турбулентности, порождаемой сеткой.

Проиллюстрируем этот метод для случая обтекания двухплоскостных сеток. Опытные точки в выбранном диапазоне значений x/M для всех режимов течения, т.е. для всех исследованных значений $(Re_{dm})_i$, строятся на одной фигуре (фиг. 6 для начального и основного участков) в логарифмических координатах $\lg(\epsilon/\sqrt{S})$; $\lg(x/M)$. Через все эти точки проводится прямая линия в соответствии с соотношением (3.1) с использованием метода наименьших квадратов. Получаем единое уравнение прямой с постоянными значениями A_* и n_* . Далее для каждого режима $(Re_{dm})_i$ определяется среднее по всем точкам этого режима отклонение от полученной прямой линии

$$\Delta \lg\left(\frac{\epsilon_i}{\sqrt{S}}\right) = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \left\{ \lg\left(\frac{\epsilon_j}{\sqrt{S}}\right) - \left[\lg A_* - n_* \lg\left(\frac{x}{M}\right) \right] \right\} = \lg\left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_*}\right) \quad (3.2)$$

где N_i – количество опытных точек, относящихся к режиму $(Re_{dm})_i$; ϵ_* , A_* и n_* – значения, соответствующие осредненной зависимости вида (3.1) при некотором фиксированном значении $Re_{dm} = (Re_{dm})_*$.



Фиг. 7. Среднее для каждого режима (Re_{dm}) отклонение опытных значений $\epsilon'_* = \epsilon/\epsilon_*$ от осредненного закона вырождения (3.1) на начальном (*а*) и основном (*б*) участках вырождения как функция Re_{dm} для двухплоскостной сетки: 1 – опытные точки, 2, 3 – линейные аппроксимации опытных точек с помощью формулы (3.3)

Полученные таким образом значения $\lg(\epsilon_i/\epsilon_*)$ строятся в зависимости от числа $(Re_{dm})_i$ и аппроксимируются прямой линией (фиг. 7 для начального и основного участков)

$$\lg\left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_*}\right) = \lg C + m \lg Re_{dm} \quad (3.3)$$

На начальном участке изменение режима течения Re_{dm} не приводит к сколько-нибудь заметному смещению опытных точек на фиг. 7 относительно единого закона вырождения (3.1), поэтому на начальном участке ($3 < x/M < 20$) все опытные данные, полученные при разных значениях Re_{dm} , можно аппроксимировать единым соотношением (3.1) с коэффициентами $\lg A = 1.82$, $n = 0.906$ или в обычных координатах

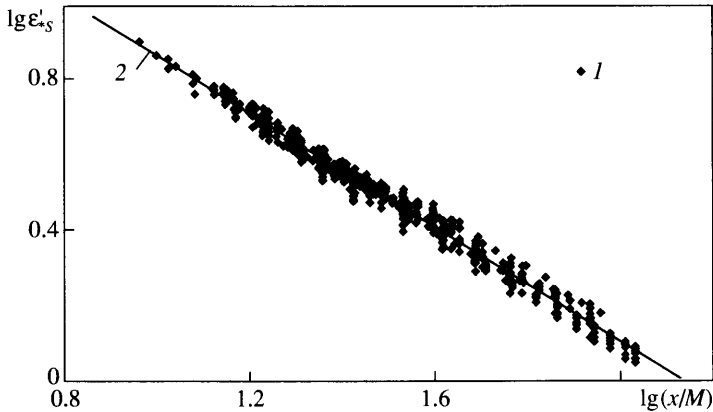
$$\frac{\epsilon}{\sqrt{S}} = 66.1 \left(\frac{x}{M}\right)^{-0.906} \quad (3.4)$$

Что же касается основного участка ($20 < x/M < 110$), то на нем с ростом Re_{dm} опытные точки $\lg(\epsilon_i/\epsilon_*)$ систематически смещаются вверх (фиг. 7, б). Далее анализ проводится для основного участка вырождения турбулентности.

Из исходных опытных точек на фиг. 6, б для каждого исследуемого режима $(Re_{dm})_i$ вычитаем поправку $\lg(\epsilon_i/\epsilon_*)$, определяемую по уравнению (3.3), и через все поправленные точки вновь проводим прямую вида (3.1). Тем самым приводим все опытные точки к фиксированному значению числа $(Re_{dm})_*$ и определяем единый закон (3.1) с поправленными коэффициентами

$$\lg\left(\frac{\epsilon_*}{\sqrt{S}}\right) = \lg A_* - n_* \lg\left(\frac{x}{M}\right)$$

После этого можно вновь определить отклонение исходных опытных точек для каждого режима Re_{dm} от закона (3.1) с поправленными коэффициентами и получить новые уточненные значения $\Delta \lg(\epsilon_i/\sqrt{S})$ по формуле (3.2), а затем уточнить соотношение (3.3).



Фиг. 8. Закон вырождения турбулентности $\epsilon'_* = \epsilon_*/\sqrt{S}$ в следе за двухплоскостной сеткой, приведенный к режиму обтекания $(Re_{dm})_* = 1000$, на основном участке ($20 < x/M < 110$): 1 – опытные точки, поправленные по (3.6); 2 – (3.8) при $Re_{dm} = 1000$

Эти операции повторяются до тех пор, пока не будут получены стабильные значения коэффициентов n_* и m в соотношениях (3.1) и (3.3). Обработка опытных данных показала, что для этого достаточно трех-четырех итераций.

В результате такой обработки в конечном итоге получены соотношения (3.1) и (3.3) для опытных данных в диапазоне $20 < x/M < 110$

$$\lg\left(\frac{\epsilon_*}{\sqrt{S}}\right) = \lg A_* - 0.752 \lg\left(\frac{x}{M}\right) \tag{3.5}$$

$$\lg\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_*}\right) = 0.128 \lg Re_{dm} - \lg C_* \tag{3.6}$$

Соотношение (3.6) можно записать в виде

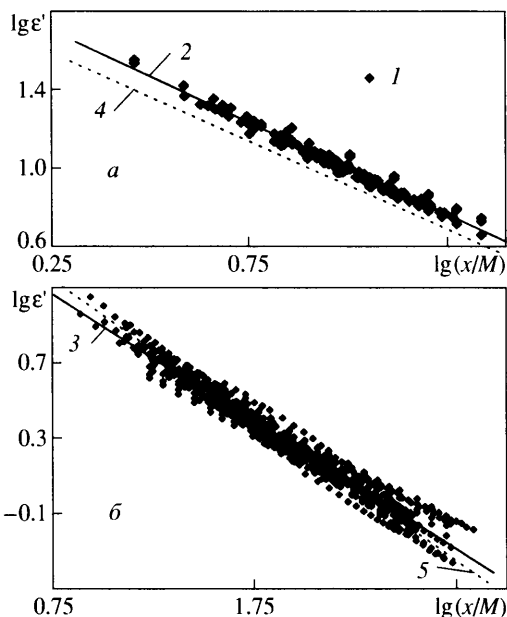
$$\lg\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_*}\right) = 0.128 \lg \frac{Re_{dm}}{(Re_{dm})_*} \tag{3.7}$$

В формулах (3.5) и (3.7) звездочкой обозначены величины, соответствующие некоторому выбранному числу Рейнольдса, $Re_{dm} = (Re_{dm})_*$. Для определенности положим $(Re_{dm})_* = 1000$. По результатам обработки всех опытных данных с учетом формул (3.5) и (3.7) получаем искомое соотношение для закона вырождения турбулентности, порождаемой двухплоскостной сеткой

$$\frac{\epsilon}{\sqrt{S}} = 40.7 \left(\frac{x}{M}\right)^{-0.75} \left(\frac{Re_{dm}}{1000}\right)^{0.128}, \quad 550 < Re_{dm} < 6500 \tag{3.8}$$

На фиг. 8 и 7, б приведены опытные зависимости соответственно $\lg(\epsilon_*/\sqrt{S}) = f_1[\lg(x/M)]$ и $\lg(\epsilon_i/\epsilon_*) = f_2(\lg Re_{dm})$, а также аппроксимирующие их прямые (3.5) и (3.7) для выбранного значения $(Re_{dm})_* = 1000$.

Сравнение графиков, приведенных на фиг. 6, б и 8, свидетельствует о том, что учет влияния числа Рейнольдса существенно уменьшает разброс опытных точек. В



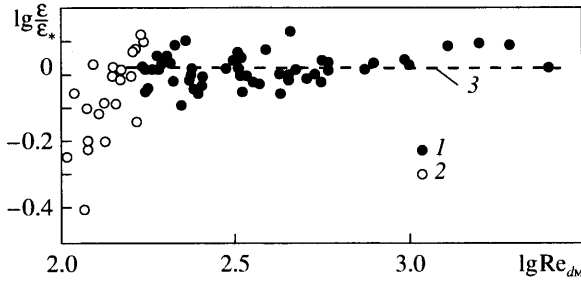
Фиг. 9. Закон вырождения турбулентности $\lg \epsilon'$ для плетеных сеток на начальном (а) и основном (б) участках вырождения: 1 – опытные точки; 2–5 – формулы (4.1), (4.2), (3.4), (3.8) для режима $Re_{dm} \approx 7200$

самом деле, величина среднеквадратичного отклонения σ непоправленных опытных значений $\lg(\epsilon/\sqrt{S})$ от линии регрессии составляет 0.04, а поправленных – $\sigma = 0.02$, при том что максимальное изменение величины $\lg(\epsilon/\sqrt{S})$ во всем исследованном диапазоне x/M составляет около 0.9.

Отметим, что в настоящем анализе в качестве критерия, наиболее полно определяющего режим порождения турбулентности, выбрано число $Re_{dm} = U_\infty d / [(1 - S)v]$. Правильность выбора можно подтвердить, сравнивая среднеквадратичный разброс σ опытных точек относительно линии регрессии при построении опытных значений $\Delta \lg(\epsilon/\sqrt{S})$ как функции критериев Re_{dm} , $Re_M = U_\infty M / \nu$ и $Re_d = U_\infty d / \nu$. Результаты сравнения показывают, что в указанных вариантах построения опытных данных $\sigma(Re_{dm}) = 0.0165$, $\sigma(Re_M) = 0.03$ и $\sigma(Re_d) = 0.023$, при том что максимальное изменение величины $\Delta \lg(\epsilon/\sqrt{S})$ в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса составляет около 0.15. Таким образом, при использовании критериев Re_M и Re_d разброс опытных данных заметно больше, чем в случае применения критерия Re_{dm} .

4. Влияние числа Рейнольдса на интенсивность турбулентности, порождаемой плетеными сетками, определялось по той же методике, что и для случая обтекания двухплоскостных сеток.

На фиг. 9 представлены результаты экспериментального определения зависимости $\epsilon/\sqrt{S} = f(x/M)$ для всех плетеных сеток на начальном ($x/M < 20$) и основном ($x/M \geq 20$) участках вырождения турбулентности при закритических числах Рейнольдса ($Re_{dm} \geq Re_{cr}$). Эти данные в логарифмическом масштабе можно аппроксимировать линейными за-



Фиг. 10. Среднее для каждого режима (Re_{dm}) отклонение опытных значений $\epsilon'_* = \epsilon/\epsilon_*$ от осредненного закона вырождения (4.2) как функция Re_{dm} для плетеных сеток: 1 – закритический режим обтекания сетки ($Re_{dm} > Re_{cr}$), 2 – докритический режим ($Re_{dm} < Re_{cr}$), 3 – $\lg(\epsilon/\epsilon_*) = 0$

висимостями вида (3.1) с коэффициентами $\lg A = 1.94, n = 0.94$ – для начального и $\lg A = 1.58, n = 0.68$ – для основного участков, или в обычных координатах

$$\frac{\epsilon}{\sqrt{S}} = 87.9 \left(\frac{x}{M}\right)^{-0.94}, \quad 3 < \frac{x}{M} < 20 \tag{4.1}$$

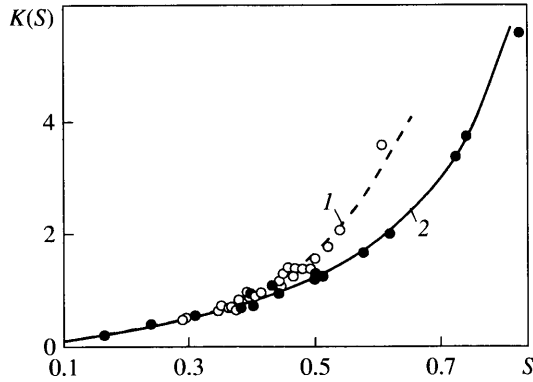
и

$$\frac{\epsilon}{\sqrt{S}} = 38 \left(\frac{x}{M}\right)^{-0.68}, \quad 20 \leq \frac{x}{M} < 680 \tag{4.2}$$

(линии 2, 3 на фиг. 9).

Из фиг. 9, а видно, что на начальном участке ($x/M < 20$) закон вырождения турбулентности, порождаемой плетеными сетками, как и в случае обтекания двухплоскостных сеток, не зависит от числа Re_{dm} . О влиянии числа Рейнольдса на закон вырождения турбулентности при закритическом обтекании плетеных сеток на основном участке ($x/M > 20$) можно судить по результатам на фиг. 10, где представлено среднее по всем точкам для каждого режима (Re_{dm}); отклонение $\Delta \lg \epsilon_i$ от закона (4.2) при $Re_{dm} > Re_{cr}$. Приведены также опытные данные для докритического режима обтекания сеток $Re_{dm} < Re_{cr}$ для тех случаев когда опытные точки $\lg(\epsilon/\sqrt{S}) = f[\lg(x/M)]$ можно аппроксимировать линейной зависимостью $\lg Re_{dm} < 2.25$. При $Re_{dm} < Re_{cr}$ значения $\Delta \lg \epsilon_i$ резко падают с уменьшением Re_{dm} , в то время как при $Re_{dm} > Re_{cr}$ эти значения практически не зависят от Re_{dm} . Незначительный рост значений $\Delta \lg \epsilon_i$ с увеличением Re_{dm} не выходит за пределы среднеквадратичного разброса опытных точек, составляющего $\sigma \approx 0.042$. Относительно большой разброс опытных точек связан с тем, что в экспериментах исследовались плетеные сетки заводского изготовления, в которых точные размеры ячеек не выдерживаются по всей площади сетки.

Таким образом, на основном участке вырождения ($20 < x/M < 680$) установленный в настоящих опытах закон (4.2) затухания турбулентности, порождаемой плетеными сетками в закритическом режиме обтекания ($Re_{dm} > Re_{cr}$), справедлив во всем исследованном диапазоне числа Рейнольдса ($175 < Re_{dm} < 2500$).



Фиг. 11. Зависимости коэффициента сопротивления K плетеных (1) и двухплоскостных (2) сеток от коэффициента заполнения S сетки

Для сравнения на фиг. 9 приведены соотношения, полученные для начального ($x/M < 20$) и основного ($x/M > 20$) участков вырождения турбулентности за двухплоскостной сеткой (линии 4, 5). В диапазоне $x/M < 20$ (фиг. 9, а) общий уровень турбулентности за плетеной сеткой несколько выше, чем за двухплоскостной. На основном участке вырождения ($x/M > 20$) на фиг. 9, б закон (3.8) для двухплоскостных сеток приведен для частного случая $Re_{dm} \approx 7200$. Это значение числа Рейнольдса выбрано из условия наилучшего согласования закона (3.8) с опытными данными для плетеных сеток. Отметим, что, несмотря на некоторую разницу в показателях степени n для двухплоскостных и плетеных сеток (соответственно 0.75 и 0.68), соотношение (3.8) в этом частном случае находится в пределах разброса опытных точек для плетеных сеток.

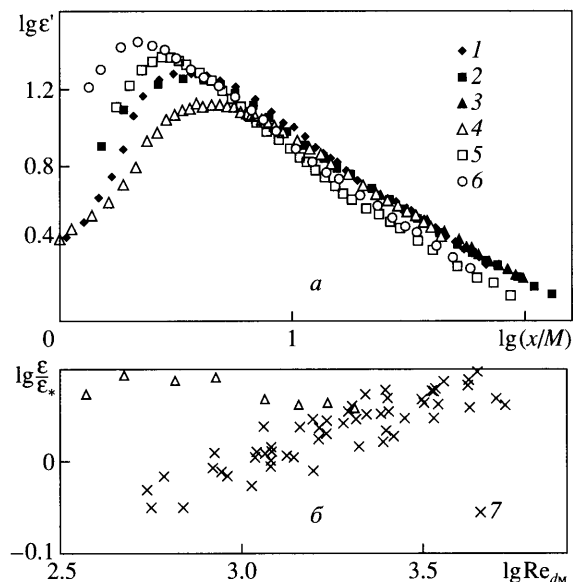
Однако на заданном расстоянии x/M от сетки при $Re_{dm} < 7200$ величина ϵ/\sqrt{S} для плетеных сеток будет иметь более высокие значения, чем для двухплоскостных сеток.

Итак, проведенные исследования показали, что закон вырождения турбулентности на начальном участке ($x/M < 20$) как для двухплоскостных, так и для плетеных сеток не зависит от числа Рейнольдса.

На основном участке вырождения турбулентности ($x/M > 20$) число Рейнольдса оказывает заметное влияние на интенсивность турбулентности, порождаемой двухплоскостными сетками, в то время как для плетеных сеток это влияние отсутствует.

В связи с этим рассмотрим особенности порождения турбулентности двухплоскостной сеткой. Из (3.8) следует, что интенсивность ϵ турбулентности, порождаемой сеткой, установленной в невозмущенном набегающем потоке, пропорциональна \sqrt{S} , т.е. значение ϵ тем выше, чем больше коэффициент гидравлического сопротивления $K = 2\Delta p/(\rho U_\infty^2)$. Однако в случае двухплоскостных сеток геометрически определяемый коэффициент заполнения S не соответствует его фактической величине, поскольку при обтекании двухплоскостной сетки поток проходит два последовательно расположенных ряда прутков. Это обстоятельство приводит к расхождению значений K , полученных для плетеных и двухплоскостных сеток при больших значениях S . При $S \leq 0.3-0.35$ опытные значения K для плетеных и для двухплоскостных сеток совпадают, а затем, по мере увеличения S , они начинают заметно расходиться (фиг. 11). Таким образом, конструктивное различие между этими двумя типами сеток начинает проявляться лишь при достаточно больших значениях $S \geq 0.35$.

Это наблюдается и при исследовании влияния Re_{dm} на зависимость $\epsilon/\sqrt{S} = f(x/M)$. На фиг. 12, а приведено сравнение этих опытных зависимостей полученных для



Фиг. 12. Сравнение закона вырождения турбулентности $\lg \epsilon'$ (а) для плетеных (2) и двухплоскостных (3) сеток при значениях S : 1 – сетка C39 ($S = 0.37$); 2 – C36 (0.39); 3 – C40 (0.48); 4 – C6 (0.23); 5 – C1 (0.44); 6 – C12 (0.56); сравнение $\lg \epsilon/\epsilon_*$ от $\lg Re_{dm}$ (б) для двухплоскостной сетки C6 при $S = 0.23$ (4) и $S > 0.32$ (7)

двухплоскостных сеток $C(4 \times 1)$, $C(6 \times 2)$ и $C(8 \times 1)$ с разными значениями S (соответственно $S = 0.44, 0.56$ и 0.23), и для плетеных сеток $C(2.65 \times 0.58)$, $C(4.96 \times 1)$ и $C(7.5 \times 2)$ ($S = 0.39, 0.37$ и 0.48) при скорости потока $U_\infty \approx 5$ м/с.

Видно, что опытные точки для двухплоскостной сетки с малым коэффициентом заполнения $S = 0.23$ (сетка 8×1) совпадают с опытными данными для плетеных сеток, т.е. в этом случае имеем единую зависимость $\lg(\epsilon/\sqrt{S}) = f[\lg(x/M)]$ для двухплоскостной и плетеной сеток. Из фиг. 12, б следует, что отклонение опытных данных $\lg(\epsilon/\epsilon_*)$ для этой двухплоскостной сетки ($S = 0.23$) от общей зависимости (3.5) при изменении скорости потока (числа Рейнольдса) не подчиняется закономерности (3.7), установленной для двухплоскостных сеток с коэффициентом заполнения $S > 0.35$. При сравнительно небольших значениях Re_{dm} величина $\lg(\epsilon/\epsilon_*)$ для сетки с $S = 0.23$ практически не зависит от Re_{dm} и остается положительной во всем исследованном диапазоне Re_{dm} . Однако уже при $Re_{dm} \geq 2000$ опытные точки для этой сетки начинают совпадать с точками для сеток с большими значениями S .

Таким образом, при относительно малых коэффициентах заполнения ($S \leq 0.3-0.35$) двухплоскостные и плетеные сетки имеют практически одинаковые характеристики, не зависящие от числа Рейнольдса. При $S > 0.35$ это различие становится существенным при малых числах Рейнольдса, однако по мере увеличения числа Re оно вновь исчезает, что подтверждается сравнением на фиг. 9, б соотношения (3.8) при $Re_{dm} \approx 7200$ для двухплоскостных сеток с (4.2) для плетеных сеток.

Заключение. Установлено, что увеличение скорости потока приводит к росту интенсивности турбулентности на заданном расстоянии от двухплоскостной сетки и к уменьшению темпа затухания турбулентности за сеткой. Предложено единое эмпирическое соотношение для интенсивности турбулентности за сеткой как функции

относительного расстояния x/M от сетки и числа Рейнольдса, рассчитанного по диаметру прутка сетки и скорости потока в центре ячейки сетки. Установлено, что темп затухания турбулентности за плетеной сеткой меньше, чем за двухплоскостной сеткой, и, в отличие от двухплоскостных сеток, интенсивность турбулентности не зависит от числа Рейнольдса. При одном и том же относительном расстоянии x/M от сетки интенсивность турбулентности, порождаемой плетеной сеткой, выше, чем в случае обтекания двухплоскостной сетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-01-00362).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Comte-Bellot G., Corrsin S.* The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence // *J. Fluid Mech.* 1966. V. 25. Pt 4. P. 657–682.
2. *Реник Е.У., Соседко Ю.П.* Управление уровнем турбулентности потока. М.: Физматлит, 2002. 244 с.
3. *Дербунович Г.И., Земская А.С., Реник Е.У., Соседко Ю.П.* Использование сеток для управления структурой турбулентного потока в аэродинамических трубах // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1982. Т. 13. № 1. С. 11–20.
4. *Михайлова Н.П., Реник Е.У., Соседко Ю.П.* Масштаб турбулентности, порождаемой сетками и хонейкомбами // *Изв. РАН. МЖГ.* 2001. № 1. С. 79–90.

Москва

Поступила в редакцию
31. I. 2005