

на расстоянии 70 мм от среза сопла (конструктивные особенности не позволили уменьшить это расстояние). Аппаратура запускалась сигналом фотоэлектронного умножителя, регистрирующего прерывание струей луча света от специального источника. Осциллограмма скорости струи приведена на фиг. 2. Штриховая кривая показывает расчетную зависимость для среза сопла. Как видно, процесс истечения существенно нестационарен, что объясняется отколом. Имея вначале большое значение (760 м/с), скорость быстро уменьшается, так как волна сжатия, образуемая при втекании воды в сопло, поглощается отколом, поршень не влияет на процесс втекания. Откол закрывается ударной волной, которая, отразившись от поршня, выходит к срезу сопла, образуя второй максимум скорости. Затем качественно процесс повторяется, возникает вторичный откол, скорость истечения уменьшается. Но так как сопло к этому времени уже заполнено водой, начинают преобладать эффекты, вызванные сжатием воды. Вследствие этого скорость опять возрастает. Увеличение давления вызывает интенсивное торможение поршня, скорость истечения уменьшается, процесс выстрела заканчивается. Некоторый сдвиг во времени максимумов скорости истечения экспериментальной и расчетной зависимостей можно объяснить тем, что измерения проводились на некотором расстоянии от среза сопла.

Неравномерный характер истечения приводит к возникновению пучностей на струе во время ее распространения, хорошо видных на фиг. 3, где приведен фрагмент СФР-граммы струи.

Таким образом, показано, что при расчете гидропушки, где нет резкого изменения площади поперечного сечения, квазиодномерная постановка дает вполне приемлемую точность. Кроме того, экспериментально доказана правомочность использования принятой модели ствола.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аганов Г. А. Обобщение метода С. К. Годунова на расчет течений с отколом.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1978, т. 18, № 6, с. 1607—1612.
2. Аганов Г. А. Расчет течения с отколами в гидропушке.— Изв. вузов. Энергетика, 1974, № 5, с. 108—113.
3. Аганов Г. А., Украинский Ю. Д. Экспериментальное исследование внутренней баллистики импульсного водомета.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3, с. 150—152.

Донецк

Поступила в редакцию
5.1.1982

УДК 532.517.4

К ВОПРОСУ О СТЕПЕННОМ ЗАКОНЕ ВЫРОЖДЕНИЯ РЕШЕТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

БЕКРИЦКАЯ С. И., ПАВЕЛЬЕВ А. А.

По результатам, опубликованным в печати, проведен анализ степенной зависимости, применяемой для аппроксимации экспериментальных данных на начальном участке вырождения турбулентности в потоке за стержневыми решетками. При числах $Re > 5,5 \cdot 10^3$ ($Re_t > 20$) эти результаты не дают достаточного основания для утверждения, что показатель степени отличен от 1. При числах $Re < 5,5 \cdot 10^3$ расчетным путем показана возможность аппроксимации результатов на начальном участке указанной зависимостью при условии, что показатель степени возрастает с уменьшением Re_t потока.

К настоящему времени опубликовано большое число работ, посвященных экспериментальному исследованию стационарного одномерного потока за решеткой. Исследования течения за равномерными решетками из круглых стержней диаметром d , обладающих квадратной ячейкой со стороной M и одинаковой пористостью $(1-d/M)^2 = 0,66$, показали [1], что при числах $Re = MU/\nu$ (U — скорость в потоке за решеткой), лежащих в интервале $0,55 \cdot 10^4 \div 4,42 \cdot 10^4$, такое течение оказывается хорошим приближением к модели однородной изотропной турбулентности: энергия пульсаций обратно пропорциональна времени. Аппроксимационная формула для описания результатов экспериментов на участке $20 < x/M < 160$ имеет вид [1]

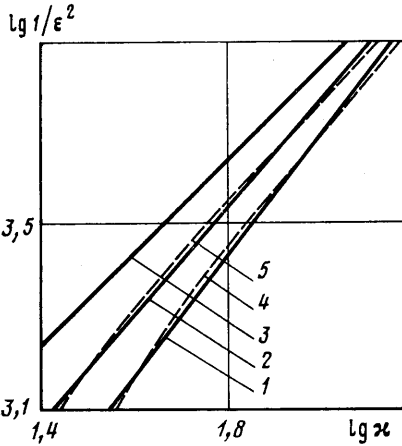
$$\frac{1}{\varepsilon^2} = B(x-x_0)^n, \quad \varepsilon = \frac{\langle u' \rangle}{U}, \quad x = \frac{x}{M}, \quad x_0 = \frac{x_0}{M} \quad (1)$$

где $n=1$, и содержит константы B и x_0 .

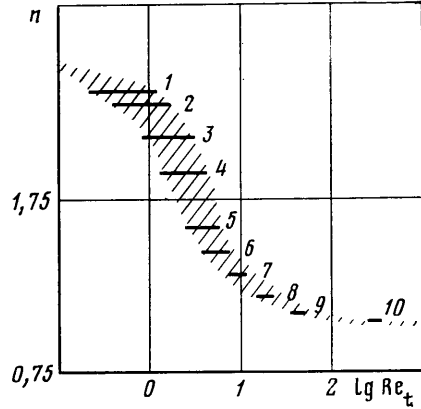
Для разных чисел Re при обработке экспериментов получен ряд значений B (от 12,6 до 151) и χ_0 (от 3 до 20). Исходя из предположения, что величина B определяется только геометрией решетки и ее пористостью, в [1] рекомендуется использовать среднее значение $B=134$. Относительно выбора величины χ_0 конкретных рекомендаций в [1] не содержится.

В многочисленных последующих работах обследовались течения за разнообразными решетками, в том числе за решетками, активно воздействующими на поток (вдуть, подвижные элементы), и для аппроксимации данных на начальном участке в них применяется выражение (1) с показателем n , не обязательно равным 1.

В сводной таблице значений n и B для трех пульсационных составляющих скорости [2] широко представлены данные авторов, исследовавших течения за решетками из стержней при числе Re от $5,1 \cdot 10^3$ до $2,42 \cdot 10^6$. Для продольной составляющей величины B меняются от 7,1 до 71, величины n — от 1 до 1,67. Нетрудно убедиться,



Фиг. 1



Фиг. 2

что вариации табличных n не связаны определенным образом с Re ; в то же время анализ обнаруживает взаимосвязь табличных n и B — с ростом n снижается B .

Возьмем из указанной таблицы три пары констант n и B : 1,35 и 10; 1,15 и 29; 1 и 71. Соответствующие числа Re — $3,3 \cdot 10^4$, $1,35 \cdot 10^5$ и $2,42 \cdot 10^6$. Строим по формуле (1) в логарифмических координатах зависимости $1-\chi$ (см. фиг. 1). Величины константы χ_0 в таблице не указаны; считаем их для выбранных случаев равными 0. При $20 < \chi < 200$, т. е. на том отрезке, где располагаются данные большинства авторов, различие между этими тремя зависимостями велико при малых χ и уменьшается с ростом χ ; при $\chi > 100$ различие в величинах ϵ составляет несколько процентов, что близко к практической точности измерений. Легко показать, что подобным образом ведут себя вычисленные по формуле (2) функции с равными n , но различными и неравными 0 константами χ_0 , принимающими значения порядка 10. Кривые 4 и 5 на фиг. 1, фактически дублирующие зависимости 1 и 2 в диапазоне $40 < \chi < 200$, получены при $n=1$, величины χ_0 равны соответственно 12 и 10, а константы B — 55 и 70.

Оказывается, что результаты трех независимых измерений, представленных кривыми 1-3, можно аппроксимировать зависимостью (2) при n , одинаковом и равном 1, при условии, что χ_0 подбирается индивидуально в пределах узкого диапазона. Другими словами, вариация значений n у разных исследователей, изучавших течения за решетками при больших Re , не является достаточным основанием для утверждения, что показатель n отличен от 1.

Подчеркнем, что этот вывод относится к течениям за решеткой при больших Re . Ограниченное число экспериментов при $Re < 5,5 \cdot 10^3$ не позволяет проанализировать возможность описания этих результатов выражением (2). Воспользуемся вместо экспериментов расчетными зависимостями вырождения однородной изотропной турбулентности: получим их с помощью уравнений для энергии турбулентности $E = \frac{3}{2} \epsilon^2$ и характерного масштаба $L = l/M$ (l — интегральный масштаб) [3]

$$\frac{dE}{d\chi} = -\frac{0,4\sqrt{E^3}}{L} - \frac{3,93}{Re} \frac{E}{L^2}, \quad \frac{dL}{d\chi} = 0,2\sqrt{\frac{E}{L}} + \frac{0,786}{Re} \frac{1}{L} \quad (2)$$

Заметим, что для нахождения числовых коэффициентов в этих уравнениях автор [3] использовал закономерность $E \sim 1/\chi$ для течения с высоким уровнем турбулентности, когда вязкими членами уравнений можно пренебречь, и закономерность $E \sim 1/\chi^{2,5}$ для течения с преобладанием вязкой диссипации. В общем случае выражение (1) не является решением системы (2), но им можно воспользоваться

для аппроксимации расчетных зависимостей подобно тому как это делается при обработке экспериментов, а именно для ограниченного диапазона κ ищется такое n , чтобы производная $d(E^{1/n})/d\kappa$ в этом диапазоне была близка к постоянной.

Рассмотрим результаты подобного определения n для расчетных зависимостей, являющихся численным решением системы (2) при следующих условиях. Начальные значения E и L равны соответствующим величинам, найденным экспериментально в [1] для $\kappa=20$; параметр Re варьируется от $0,2 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^4$; расчет ведется от $\kappa=20$ до $\kappa=200$.

Найденные величины n целесообразно связать с переменным по длине параметром потока — величиной $Re_t = \langle u' \rangle l / \nu$; ее значение связано с расчетными E и L соотношением $Re_t = 0,815 Re \sqrt{EL}$. С ростом κ величины Re_t уменьшаются, но абсолютное изменение Re_t на участке $20 < \kappa < 200$ при всех выбранных для анализа Re невелико. Графически связь значения n с Re_t представлена на фиг. 2: горизонтальными отрезками обозначены диапазоны изменения Re_t . Порядковый номер отрезка соответствует следующим величинам $Re \cdot 10^{-3}$: 1 — 0,2, 2 — 0,5, 3 — 0,75, 4 — 1, 5 — 1,5, 6 — 2, 7 — 3, 8 — 5, 9 — 10, 10 — 50. При $Re = 0,2 \cdot 10^3$ расчетное значение n для этого участка равно 2,32; при $Re = 5 \cdot 10^4$ расчетная величина n равна 1,1. Для промежуточных Re величины n принимают значения между 2,32 и 1,1. Если обратить внимание на то, что для изотропной турбулентности выражение (1) при $n=1$ означает решение системы (2) без учета вязкости, а при $n=2,5$ — соответственно решение системы (2) для случая чисто вязкой диссипации, то можно говорить о единой для всего диапазона Re_t зависимости между показателем n и Re_t . Для собранных в таблице работы [2] экспериментов со стержневыми решетками Re_t лежит в области $Re_t > 20$ (Re_t определены в тех случаях, когда в работе имеются необходимые измерения l). Согласно расчетам (см. фиг. 2), показатель n в этой области мало отличается от 1.

Проведенный анализ экспериментов и расчетов дает основание для выводов, что, во-первых, имеющиеся в литературе сведения по вырождению однородной изотропной турбулентности на начальном участке при числах $Re > 5,5 \cdot 10^3$ ($Re_t > 20$) не дают достаточного основания для утверждения, что показатель n отличен от 1, и, во-вторых, что при $Re < 5,5 \cdot 10^3$ ($Re_t < 20$) возможна аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (1) при условии, что показатель n возрастает с уменьшением Re_t потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Batchelor G. K., Townsend A. A. Decay of isotropic turbulence in the initial period.— Proc. Roy. Soc. London, ser. A, 1948, v. 193, № 1035, p. 539–558.
2. Gad-el-Hak M., Corrsin S. Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid.— J. Fluid Mech., 1974, v. 62, № 1, p. 115–143.
3. Павельев А. А. Развитие решеточной турбулентности в потоке с постоянным градиентом скорости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 1, с. 38–47.

Москва

Поступила в редакцию
7.1.1982

УДК 532.546

К ОЦЕНКЕ ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРКОЛЯЦИИ — МЕРЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ В СРЕДАХ С НЕПРОНИЦАЕМЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

ШВИДЛЕР М. И.

Как известно, фильтрация в средах с непроницаемыми включениями характерна тем, что эти включения в той или иной степени экранируют проводящую среду. Пусть рассматривается относительно простой случай фильтрации однородной ньютоновской жидкости в среде достаточно больших пространственных масштабов, содержащей случайно расположенные непроницаемые зоны. Поскольку какая-то часть проводящей среды (проводника) может оказаться изолированной непроницаемыми включениями (изолятором), естественно определить мерой, характеризующей экранирование, долю проводника, в котором вектор скорости фильтрации отличен от нуля. Возможны и другие меры. В частности, мерой экранирования может служить вероятность выброса диссипируемой при фильтрации энергии за некоторый пороговый уровень, выброса модуля скорости и т. п. Принятое выше определение меры соответствует так называемой вероятности перколяции P в теории протекания [1, 2] — равной объемной доле проводника, в котором течение может быть реализовано, по отношению ко всему проводнику.