Приводим значения вязкости μ [*сп*] и концентрации исследованных растворов поливинилового спирта C_1 и глицерина C_2 в процентах

μ =	1.009	1.012	1.031	1.064	1.099
$C_1\%$ =	0.001	0.005	0.010	0.050	0.100
$C_2\%$ =	—	0.20	0.70	1.55	2.40

Зависимость напряжения трения τ [*кг* / *см*^{2}], среднего по всей обтекаемой поверхности цилиндра *2*, от линейной скорости *V м* / *сек* наружного цилиндра для воды и растворов представлена на фиг. 2, где точки *1* соответствуют дистиллированной воде, *2* — раствор 2,4%-ного глицерина, *3* — раствор 0,1%-ного поливинилового спирта. Растворы как поливинилового спирта, так и глицерина имели вязкость μ = 1.099 *сп*.

Эффект уменьшения турбулентного трения τ [*кг* / *см*^{2}] раствора, по сравнению с водой, зависит от вязкости раствора μ и структуры растворенных молекул. Это ясно видно из кривых, представленных на фиг. 3. Кривая *1* получена при течениях растворов поливинилового спирта, когда скорость наружного цилиндра V = 34.5 *м* / *сек*. Кривая *2* характеризует растворы глицерина при той же скорости.

На основании опубликованных и полученных данных нельзя построить физическую модель процесса, происходящего в растворе макромолекул. Однако сам факт уменьшения трения достаточно интересен, чтобы оправдать попытки новых, более широких исследований.

Авторы благодарят А. Т. Трощенко и К. В. Дворникову за помощь при выполнении работы.

Поступила 10 III 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Dodge D. W., Metzner A. B. Turbulent flow of Non-Newtonian Systems. Amer. Instit. Chem. Engng. Journ., 1959, No. 5.
2. Shaver R. G., Merill E. M. Turbulent flow of Pseudoplastic Polymer Solutions in Straight Cilindrical Tubes. Amer. Instit. Chem. Engng. Journ., 1959, vol. 5, No. 2.
3. Metzner A. B., Graham P. M. Turbulent flow Characteristics of viscoelastic fluids. J. Fluid Mech., 1964, vol. 20, No. 2.
4. Баренблатт Г. И., Булина И. Г., Мясников В. П. Влияние растворов некоторых высокомолекулярных соединений на снижение сопротивления при обтекании тел турбулентным потоком. ПМТФ, 1965, № 3.

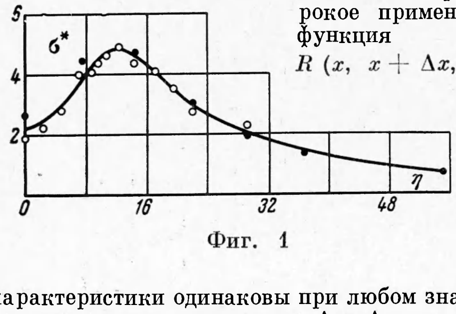
СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ГИДРАВЛИЧЕСКОМ ПРЫЖКЕ

В. И. Букреев *(Новосибирск)*

В работе рассматриваются экспериментальные данные о корреляции в существенно неоднородном, статистически стационарном поле пульсации давления на дне турбулентного потока в зоне гидравлического прыжка. Некоторые данные по другим статистическим характеристикам рассматриваемого поля (в частности — по одномерным законам распределения) можно найти в работе [1].

Давление p (q) на твердой стенке, ограничивающей турбулентный поток, является случайной функцией координат x и y точек на поверхности стенки и времени t. Необходимая для решения практических задач информация о случайной функции содержится в ее вероятностных характеристиках, наиболее широкое применение из которых имеет корреляционная функция

$$R\ (x,\ x + \Delta x,\ y,\ y + \Delta y,\ t,\ t + \tau) = \langle p^0\ (\mathbf{q}) \cdot p^0\ (\mathbf{q} + \Delta \mathbf{q})\rangle$$

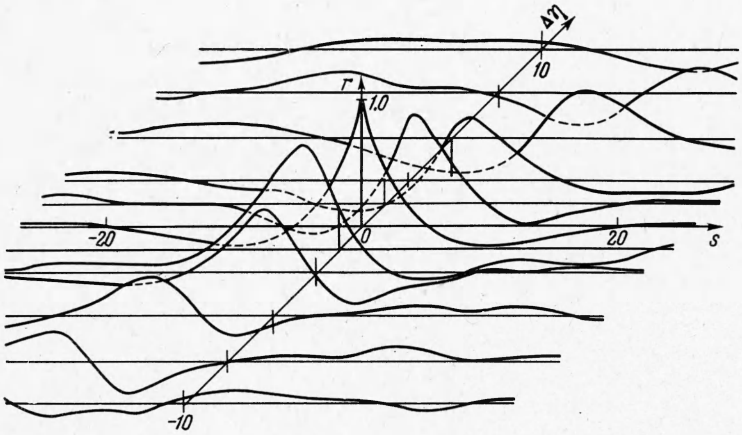


Фиг. 1

Здесь q — вектор с компонентами x, y и t, градус указывает, что случайная функция центрирована, а угловыми скобками обозначена операция нахождения математического ожидания.

В общем случае корреляционная функция трехмерного поля имеет шесть аргументов. Существенные упрощения следуют из однородности, когда вероятностные характеристики одинаковы при любом значении q и корреляционная функция зависит только от трех аргументов: Δx, Δy и τ. В данной работе поле предполагается однородным по t (стационарным) и по y, и исследуется поверхность R (x, Δx, Δy, τ).

Стационарность существенно упрощает постановку эксперимента, поскольку эргодичность большинства стационарных функций позволяет заменить осреднение по ансамблю осреднением по времени. Это предположение справедливо для установившихся течений. Однородность по y имеет место лишь для центральной части потоков, у которых глубина существенно меньше ширины. Снятие этого предположения, в противоположность предположению о стационарности, не меняет методики исследований, а только увеличивает их объем.



Фиг. 2

Случайная функция p (q) и ее вероятностные характеристики зависят также от характера явления, конфигурации границ потока, их жесткости и пр. Исследования проведены на совершенном гидравлическом прыжке в лотке прямоугольного поперечного сечения с гладким горизонтальным дном. Ширина потока в три раза превышала глубину в нижнем бьефе. Границы потока были абсолютно жесткими. Число Фруда в сжатом сечении струи, вытекающей из-под плоского щита с острой кромкой, равно 33, число Рейнольдса осредненного течения равно $1.3 \cdot 10^5$. Разрешающая способность измерительной аппаратуры и методика обработки позволяли без систематических ошибок получать статистические характеристики пульсаций с частотой от 0 до 50 *гц*. Ось x направлена по оси лотка, причем начало координат совпадает со сжатым сечением струи. Более детальное описание условий эксперимента можно найти в [1], если принять фигурирующий там геометрический масштаб λ равным двум.

В отличие от описанной в [1] методики обработки, считывание ординат осциллографических записей процессов (с пробивкой на перфоленте в двоичном коде) производилось фототелеграфным аппаратом. Шаг квантования по времени равнялся 0.0064 *сек.* Квантование по амплитуде — на 32 уровня.

Интенсивность пульсаций оценивается величиной $\sigma = \sqrt{R\,(x,\ 0,\ 0,\ 0)}$. График функции $\sigma^*(x) = (2g\,/\,v_1^2)\,\sigma\,(x)$ (где $v_1^2\,/\,2g$ — скоростной напор в сжатом сечении) приведен на фиг. 1. По оси абсцисс отложена величина $\eta = x\,/\,h_1$, где h_1 — глубина потока в сжатом сечении. На этой фигуре сплошными кружочками помечены точки, полученные в прежних исследованиях [1]. Интенсивность пульсаций максимальна при $\eta = 12$ (примерно на расстоянии $^1/_3$ длины горизонтальной проекции вальца от начала прыжка). Коэффициент вариации давления в этой зоне достигает величины 16%.

На фиг. 2 дан ряд сечений нормированной поверхности $r\,(\eta,\ \Delta\eta,\ 0,\ s)$ плоскостями $\Delta\eta = \mathrm{const}$ при $\eta = 10$; здесь $s = v_1\tau\,/\,h_1$ — число Струхаля. Способ построения этих сечений заключается в следующем. Сигналы от двух датчиков, расположенных по оси лотка на расстоянии Δx, одновременно записываются на осциллограмме. Продолжительность записи T была не менее 30 *сек.* Обработка велась на цифровой вычислительной машине по алгоритмам

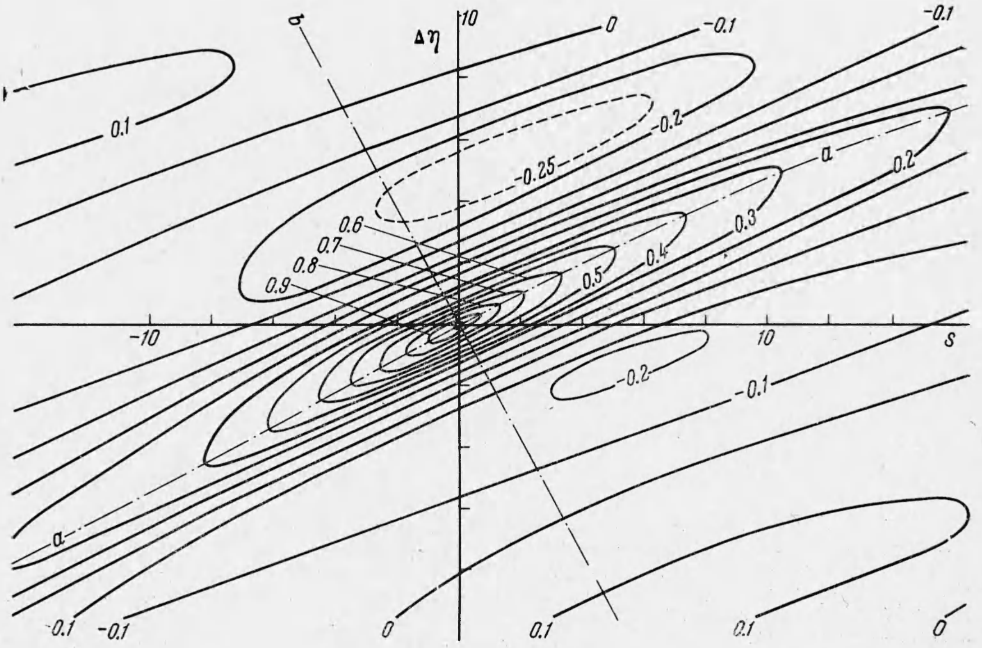
$$R\,(x,\ \Delta x,\ 0,\ \tau) = \frac{1}{T-\tau}\int\limits_0^{T-\tau} p^\circ\,(x,\ 0,\ t)\,p^\circ\,(x+\Delta x,\ 0,\ t+\tau)\,dt$$

$$R\,(x,\ \Delta x,\ 0,\ -\tau) = \frac{1}{T-\tau}\int\limits_0^{T-\tau} p^\circ\,(x,\ 0,\ t+\tau)\,p^\circ\,(x+\Delta x,\ 0,\ t)\,dt$$

Алгоритм нормировки

$$r(x, \Delta x, 0, \tau) = \frac{R(x, \Delta x, 0, \tau)}{\sqrt{R(x, 0, 0, 0)\, R(x + \Delta x, 0, 0, 0)}}$$

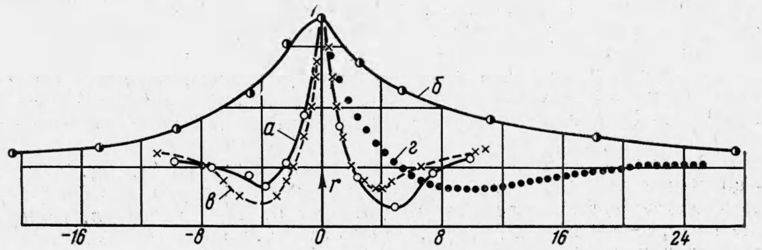
таков, что нормированная поверхность нигде не превышает (по модулю) единицы.



Фиг. 3

Построенные затем экспериментальные изолинии этой поверхности были сглажены по методу наименьших квадратов, причем аппроксимация велась полиномом третьей степени. Результат представлен на фиг. 3. Заметим, что линия *аа* на этой фигуре не является прямой.

На фиг. 4 дан ряд характерных сечений этой поверхности, причем по оси абсцисс отложено: для кривой *а* — безразмерное расстояние $\Delta\eta$, для кривой *б* — расстояние вдоль линии *аа*, для кривой *в* — расстояние вдоль линии *bb* и для кривой *г* — безразмерное время *s*.

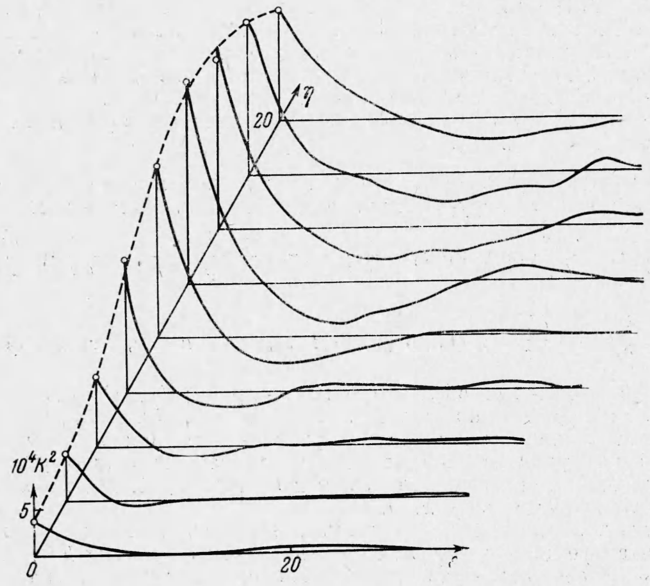


Фиг. 4

Кривая *а* дает представление о корреляциях по длине прыжка в окрестности точки с $\eta = 10$. Ее асимметричность является следствием существенной неоднородности поля по координате *x*.

Интересно сечение *б* цилиндрической поверхностью с направляющей по линии *аа* и перпендикулярной образующей. Характерной особенностью рассматриваемого поля является не только кривизна линии *аа*, но и быстрое убывание ординат кривой по мере удаления от начала координат.

Кривая *в* получается в сечении поверхности плоскостью, проходящей через начало координат перпендикулярно линии *аа*. Наконец, кривая *г* на этой фигуре есть автокорреляционная функция в точке $\eta = 10$. Она симметрична и получена осреднением по десяти экспериментальным кривым, каждая из которых вычислена с обычной в данных исследованиях точностью.



Фиг. 5

Из всех сечений корреляционной функции наиболее легко определяются из эксперимента сечения вида $R(x, 0, 0, \tau)$, где роль параметра играет x. В однородном поле одного такого сечения (автокорреляционной функции в произвольной точке) достаточно, чтобы по нему построить всю поверхность. Естественно стремление восстановить полную картину корреляций по таким сечениям и в случае неоднородного поля [2]. Поэтому детальное изучение подобных сечений имеет большой интерес. Экспериментально полученные в данной работе кривые представлены на фиг. 5, где по оси ординат отложен квадрат величины

$$K = \frac{2g\sqrt{R(x, 0, 0, \tau)}}{v_1^2}$$

С изменением x меняется даже форма автокорреляционных функций. Однако тенденция к их расширению (сужению спектра частот) по мере удаления от начала прыжка прослеживается достаточно четко.

Автор благодарит О. Ф. Васильева, под руководством которого выполнена эта работа, а также В. А. Львова, Н. С. Полещука и В. В. Зыкова — за изготовление и наладку аппаратуры для обработки осциллограмм и З. В. Данилову — за составление программ и обработку результатов эксперимента.

Поступила 13 XII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Букреев В. И., Васильев О. Ф. Моделирование пульсации давления на границе потока. ПМТФ, 1965, № 4.
2. Лятхер В. М. Пульсация силы гидродинамического давления на границе турбулентного потока. Тр. Гидропроекта, 1963, сб. 10.