

ГИДРАВЛИКА

Э. Т. ДЖРБАШЯН, Д. М. ОГАНЕСЯН

О КРИВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ
КОМПОНЕНТОВ ВЗВЕСНЕСУЩЕГО ПОТОКА

Задачи статистического изучения турбулентности для однородной жидкости впервые были сформулированы в работах А. А. Фридмана и Л. В. Келлера. Они же определили пути решения уравнений движения турбулентного потока при помощи моментных характеристик. Однако уравнения предложенные этими авторами слишком громоздки и незамкнуты, что не дает возможность строго решить поставленную задачу. Дальнейшее развитие статистических исследований турбулентности получили в работах А. Н. Колмогорова, М. Д. Миллионщикова, А. М. Обухова, А. М. Яглома и др., что привело к созданию таких новых направлений, как теория однородной изотропной турбулентности; локальная структура турбулентности и др.

Применение статистических методов исследований к прикладной теории движения наноснесущего потока, в частности к определению транспортирующей способности потока, имеет сравнительно недолгую историю [1—6]. Указанные авторы используют элементы теории вероятности для расчета переноса данных наносов. Так Г. А. Энштейн и С. Х. Абальянц в своих исследованиях исходят из допущения одной вероятности, в большинстве случаев ставя условие перед вертикальной составляющей скорости. Например, в работе [3] принимается допущение, что вероятность отрыва частицы от дна и вероятность нахождения ее на протяжении некоторой длины l во взвешенном состоянии, одинакова. Другие исследователи в основном принимают две вероятности. М. А. Великанов [5] допускает, что для того чтобы лежащая на дне потока твердая частица диаметром D не только поднялась со дна, но и прошла бы некоторый путь во взвешенном состоянии до следующего падения, должна быть под воздействием двух разных сил. При определении этих воздействий он исходит из следующих двух условий:

$$\text{Вер. } (S \geq P) = \tau;$$

$$\text{Вер. } (V > W) = \varepsilon,$$

где S — подъемная сила, P — вес частицы, V — вертикальная компонента скорости наноснесущего потока и W — скорость падения частицы в жидкости — гидравлическая крутность.

Для значений η и ε М. А. Великанов и ряд других исследователей принимают нормальный закон распределения вероятностей в зависимости от скорости придонного слоя и вертикальной составляющей скорости.

В частности, М. А. Великанов принимает следующие выражения:

$$\eta = \int_{\sqrt{\frac{B}{A}} \sqrt{agD}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_u \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(U_D - \bar{U}_D)^2}{2\sigma_u^2}} dU;$$

$$\varepsilon = \int_W^{\infty} \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{V^2}{2\sigma_v^2}} dV,$$

где A и B — коэффициент формы частицы, U_D — скорость потока, в придонном слое, σ_u и σ_v — среднеквадратичные отклонения продольной и вертикальной составляющих скорости, ρ_s и ρ плотности частиц и жидкости, $a = \rho_s/\rho - 1$.

Однако в литературе пока отсутствуют данные распределения кривых вероятностей для компонентов скоростей движения наносонесущей жидкости и самих частиц. Исключение составляют работы Е. М. Минского, С. Ф. Савельева и Иржи Килеша, относящиеся к определению турбулентных характеристик однородной жидкости. В работе С. Ф. Савельева построены кривые распределения вероятностей (и приводится их изменение в зависимости от расположения створов по длине лотка) для вертикальной компоненты пульсации однородной жидкости с применением эмульсионных шариков. Последние имеют удельный вес равный удельному весу несущей жидкости. С. Ф. Савельев связывает значение среднеквадратичных отклонений вертикальной скорости со средними значениями продольной скорости и глубиной потока.

В случае с двухкомпонентными потоками заведомо можно сказать, что скорости твердых частиц, также как и скорости жидкости будут носить случайный характер. Но вопрос изменения кривых распределения этих скоростей в зависимости от глубины и в одной заданной точке в зависимости от различных средних мутностей не нашел достаточного освещения в литературе.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований продольных скоростей твердых частиц и взвешенной жидкости в двухкомпонентном потоке.

Эксперименты проводились в стеклянном лотке длиной 18 м и шириной 0,5 м с одного конца, которого специальным бункером в поток подавались наносы. В качестве наносов был использован белый песок с объемным весом $1,4 \text{ т/м}^3$ и крупностью $d_{cp} = 0,85 \text{ мм}$. В качестве фиксирующего приспособления скоростей твердых частиц и жидкости применялась специальная установка „следящая щель“.

подробное описание которой приводится в работе [7]. При помощи этой установки на обыкновенной 35 мм фотопленке фиксировались траектории частиц песка и эмульсионных шариков (представляющих жидкость), попадающих в вертикальный „световой нож“, шириной 8,0 мм, рассекающий поток на всю его глубину. Фиксация траекторий наносенесущего потока осуществлялась той же установкой, через световой фильтр, который пропускал световые лучи определенной длины, испускаемые белыми шариками эмульсии и поглощал лучи, отражаемые окрашенными частицами песка. При этом строго соблюдалось постоянство гидравлической крупности песчинок. Полученная таким путем картина разбивалась по глубине на зоны определенной высоты. В пределах каждой зоны проводилось осреднение скоростей по объему данной зоны. Осреднение продольных скоростей по времени проводилось по выражению:

$$\bar{U}_{si} = \frac{\sum_{k=1}^n S_{ik}}{\sum_{k=1}^n \Delta t_k}, \text{ где } i = 1, 2, \dots, 8.$$

Здесь S_k — продольная проекция каждой траектории частицы по i -ой зоне; Δt_k — время прохождения каждой частицы по данной траектории; \bar{U}_{si} — осредненная продольная скорость по времени Δt_k . По най-

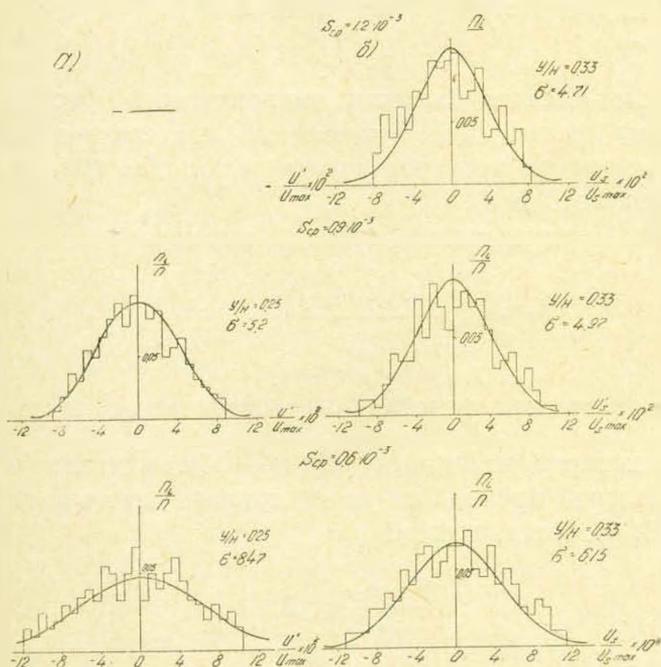


Рис. 1. Кривые распределения продольных скоростей для одной и той же точки, при трех средних мутностях потока.
а) взвесенесущая жидкость; б) наносы.

денным таким путем осредненным значениям продольных скоростей для твердых частиц и несущей жидкости, а также их соответствующим мгновенным значениям определялись пульсационные составляющие обеих фаз по выражению $U_s = \bar{U}_s + U_s^*$. По кривой $\bar{U}_s = f(a)$ определялось необходимое число траекторий для осреднения.

На рис. 1 приведены кривые распределения для одной и той же заданной точки (на глубине $H=2,0$ см от дна), но при разных средних мутностях потока. Ординаты теоретических кривых распределения определялись по выражению:

$$y = \frac{nb}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right),$$

где b — величина интервала эмпирического распределения, n — число траекторий, $t = (x - a_x)/\sigma$, σ — средне-квадратическое отклонение, a_x — среднее значение величины x .

Для построенных кривых определены их коэффициенты асимметрии и эксцесса. Необходимое условие удовлетворения полученных эмпирических кривых нормальному закону выражается равенством $\beta_1 = \beta_2 = 0$, в котором:

$$\beta_1 = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}} \text{ и } \beta_2 = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} - 3,$$

где $\mu_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - a_x)^m \quad m = 2, 3, 4.$

Для оценки степени близости эмпирического распределения к теоретическому в статистике существуют критерии соответствия. В работе для указанных проверок использованы два критерия согласия (Пирсона и Колмогорова).

Критерий Пирсона определяется по выражению:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^r \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i}, \quad (3)$$

где $\frac{n_i}{n}$ — эмпирическая частота, p_i — теоретическая частота, r — число групп, на которое разбивался ряд, n — общее число наблюдений.

Этот критерий применялся по следующему методу оценки, предложенному В. И. Романовским:

$$\frac{\chi^2 - a_{\chi^2}}{\sigma_{\chi^2}} < 3, \quad (4)$$

где $a_{\chi^2} = r - 1$, $\sigma_{\chi^2} = 2(r - 1) + \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^r \frac{1}{p_i} - r^2 - 2r + 2 \right).$

Если удовлетворяется условие (4), то расхождение эмпирической кривой от теоретической считается случайным.

Критерий А. Н. Колмогорова, который менее силен чем χ^2 , определяется выражением

$$\lambda = D \sqrt{n}, \quad (5)$$

где D — максимальное отклонение эмпирических и теоретических кривых распределения.

Для найденного согласно (5) значения λ по таблице [3, 9] работы [8] находится значение $p(\lambda)$. Если вероятность $p(\lambda)$ будет не очень мала (не меньше 0,05), то расхождения между эмпирическими и теоретическими кривыми считаются случайными.

На рис. 2 приведены образцы кривых распределения для твердых

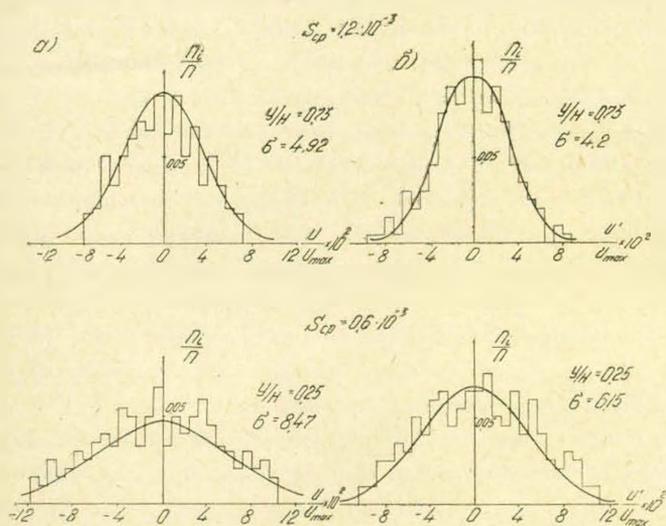


Рис. 2. Кривые распределения продольных скоростей твердых частиц и несущей жидкости для разных точек глубины
а) взвешенная жидкость; б) наносы.

частиц и наносонесущей жидкости при средней мутности $S_{cp} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ в точке $H = 2,0$ см от дна и при средней мутности $S_{cp} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ в точке $H = 4,4$ см от дна. Анализируя результаты указанных расчетов совместно со всеми кривыми распределения для семи точек по вертикали и трех средних мутностей потока, образцы которых приведены на рисунках 1 и 2, можно прийти к выводу, что кривые распределения для продольных пульсационных скоростей обеих фаз подчиняются нормальному закону. Так как с увеличением средней мутности потока интенсивность турбулентности падает (о чем свидетельствуют эксперименты авторов) значение σ_H соответственно уменьшается. Это приводит к „вытягиванию“ кривых распределений по направлению оси n_i/n , с увеличением средней мутности потока.

Полученные кривые распределения одновременно подтверждают интересный факт уменьшения относительных скоростей твердых час-
6. ТН, № 2—3.

