

4. Meric R. A. An analytical study of natural convection in a vertical open tube.— Int. J. Heat and Mass. Transfer, 1977, vol. 20, N 4.
5. Смольский Б. М., Шульман З. П., Гориславец В. М. Реодинамика и теплообмен нелинейно вязкопластичных материалов. Минск, Наука и техника, 1970.

УДК 532.529.5

## НЕКОТОРЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

П. М. Кроковный

(Новосибирск)

Вопросу экспериментального определения спектральных характеристик двухфазных течений посвящены работы [1—5], в которых показана возможность идентификации режима течения газожидкостного потока по характеру распределения спектральной плотности пульсаций от частоты.

Цель данной работы — исследование спектров спектральных и пульсационных величин газожидкостного потока в широком диапазоне изменения параметров. Данных о распределении относительной интенсивности пульсаций трения на стенке горизонтального газожидкостного потока в настоящее время в литературе не имеется.

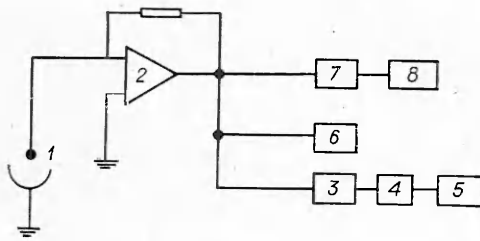
Эксперименты были выполнены на установке [6]. Рабочий канал имел длину 6 м и внутренний диаметр 19 мм. Температура газа и жидкости на входе в канал поддерживалась равной 25°C, газ предварительно увлажнялся. Все измерения проводились в сечении, отстоящем на расстоянии 200 калибров от места ввода жидкости, где поток можно было считать стабилизированным по длине [6]. Подача жидкости в канал выполнялась через кольцевую щель при измерении энергетических спектров трения и через Т-образный смеситель при определении величины относительной интенсивности пульсаций трения  $\epsilon_\tau$ . Для исследования спектральных и пульсационных характеристик использовался электродиффузионный метод [1, 4, 6], который позволяет получить надежные данные по величине средних (приведены в [6]) и пульсационных величин касательного напряжения на стенке. В качестве рабочей жидкости использовался раствор 0,5N едкого натра и 0,01 N ферри- и ферроцианида калия в дистиллированной воде. Чувствительным элементом датчика трения служили торцы платиновых пластинок размером 0,02 × 0,2 мм, заделанных заподлицо со стенкой трубы.

Энергетические спектры  $S_\tau(\omega)$ , корреляционную функцию  $R(\Delta\tau)$  определяли на ЭВМ Урал 14Д, а относительную интенсивность пульсаций трения на стенке  $\epsilon_\tau = \sqrt{\overline{\tau'^2}}/\tau_w$  — аппаратно.

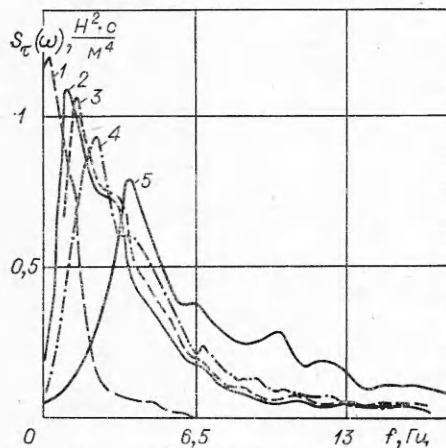
Измерительная схема приведена на фиг. 1. Сигнал с электродиффузионного датчика трения  $I$  усиливался и преобразовывался электродиффузионным преобразователем (ЭДП) 2, частотная характеристика которого линейная в области 0—10 кГц [7]. Сигнал с ЭДП подавался на аналогоцифровой преобразователь 3 (АЦП Ф-733), далее проходил через блок оптической развязки 4 и записывался на магнитную ленту ЭВМ 5. Перед записью сигнал просматривался на анализаторе спектра 6, определялись  $f_{\max}$ ,  $f_{\min}$ .

Спектральная плотность входного сигнала  $S_\tau(\omega)$  определялась из спектральной плотности пульсаций тока датчика  $S_I(\omega)$  по зависимостям работ [8, 9]

$$S_\tau(\omega) = S_I(\omega) / |H(\omega_*)|^2, \text{ где } |H(\omega_*)|^2 = [(9 + 0,54\omega_*^2)^2 + 0,027\omega_*^4]^{-1/2}$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

— модуль частотной характеристики датчика трения [1, 10];  $\omega_* = 2\pi f(\mu l^2/\tau^2 D)^{1/3}$  — безразмерная частота. Эта формула теории стационарных случайных процессов [8, 9] была использована в работах [1, 4] для получения турбулентных характеристик двухфазных течений в области высоких частот. Применялся алгоритм, предложенный в [1, 4], с использованием быстрого преобразования Фурье [11].

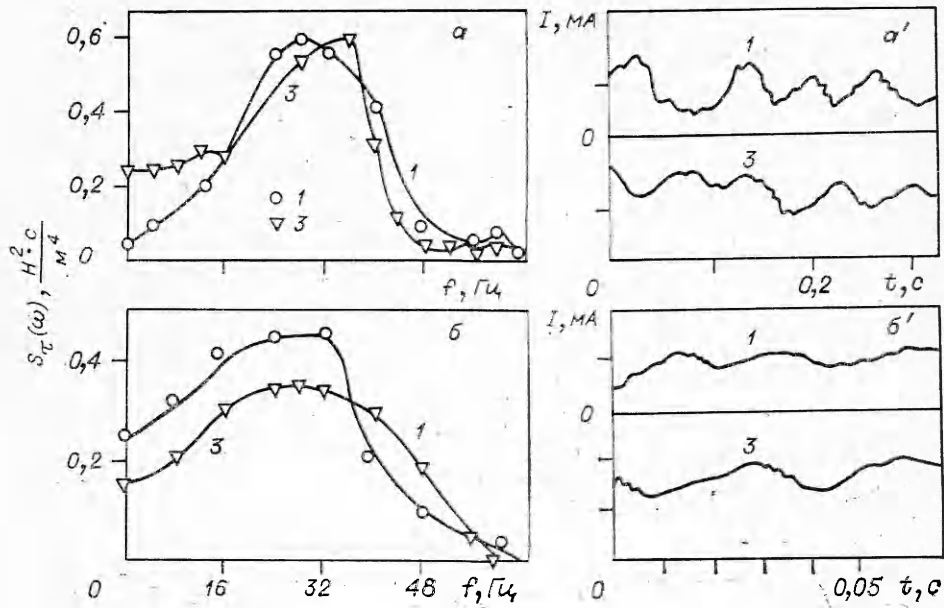
Для подтверждения надежности работы датчиков и измерительной аппаратуры проведены измерения спектров трения в потоке чистой жидкости. Полученные экспериментальные зависимости в безразмерных координатах  $\psi = S_\tau(\omega) w'_0/d\tau'^2$  от  $\varphi = f(\omega) d/w'_0$  для  $Re' = 9000; 54000$  хорошо согласуются с результатами экспериментов [1, 4, 12], проведенных с помощью электродиффузионного метода, а также с термоанемометрическими измерениями у стенки трубы [13].

На фиг. 2 приведены энергетические спектры пульсаций трения на стенке для приведенной скорости жидкости  $w'_0 = 0,25$  м/с. Датчик расположен на боковой образующей. Расслоенному режиму ( $w'_0 = 0,5$  м/с) соответствует спектр (кривая 1) с максимумом вблизи 0. Спектры этого режима монотонно убывают. В [5] при анализе пульсаций скорости в газовой фазе отдельного режима также получены спектры с максимумом у нулевой частоты.

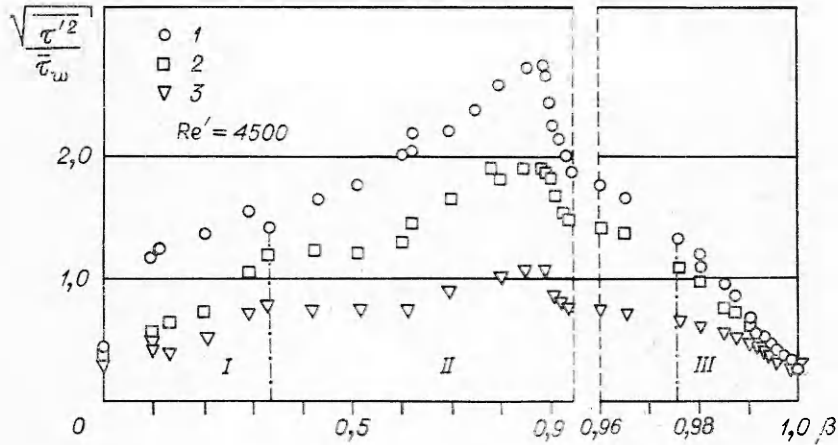
Пробковые режимы (кривые 2 —  $w''_0 = 3$  м/с, 3 —  $w''_0 = 5,3$  м/с, 4 —  $w''_0 = 7$  м/с) имеют спектры с четко выраженным максимумом на частоте  $f \approx 1-2$  Гц; в автокорреляционных функциях наблюдается некоторая периодичность, свидетельствующая о наличии периодической составляющей в случайном процессе.

В снарядном режиме течения (кривая 5 —  $w''_0 = 14,7$  м/с) происходит уширение спектра за счет подъема его высокочастотной части. С ростом скорости газа увеличивается частота, соответствующая максимальному значению  $S_\tau(\omega)$ , а сам максимум уменьшается. В снарядном режиме течения в спектрах трения появляются дополнительные максимумы при  $f = 6-10$  Гц. Это означает, что основной максимум соответствует прохождению снарядов, а дополнительные — вторичным вихрям, которые возникают при разрушении снарядов.

На фиг. 3 представлены спектры трения для скорости газа  $w''_0 = 40$  м/с и скоростей жидкости:  $w'_0 = 0,25$  м/с (фиг. 3, а),  $w'_0 = 0,1$  м/с (фиг. 3, б). Здесь также приведены записи электродиффузионного тока для этих же скоростей. Распределение основных максимумов спектральной



Фиг. 3



Фиг. 4

плотности в дисперсно-кольцевых режимах, по-видимому, соответствует крупномасштабным волнам, а дополнительных — капиллярным (фиг. 3, a). Из фиг. 2 видно, что энергосодержащая часть спектра приходится на низкие частоты. Поэтому величину  $\varepsilon_{\tau}$  в раздельном, пузырьковом, снарядном режимах можно определить аппаратно [14], не производя вычисления спектров трения. При этом погрешность в определении величины  $\varepsilon_{\tau}$  для  $\omega_* < 1$  (область квазистационарности  $H^*$  от  $\omega_*$ ) будет не выше 7% [1].

Относительную интенсивность пульсаций трения на стенке определяли по зависимости

$$\varepsilon_{\tau} = 3 \sqrt{\bar{I}'^2 / \bar{I}}$$

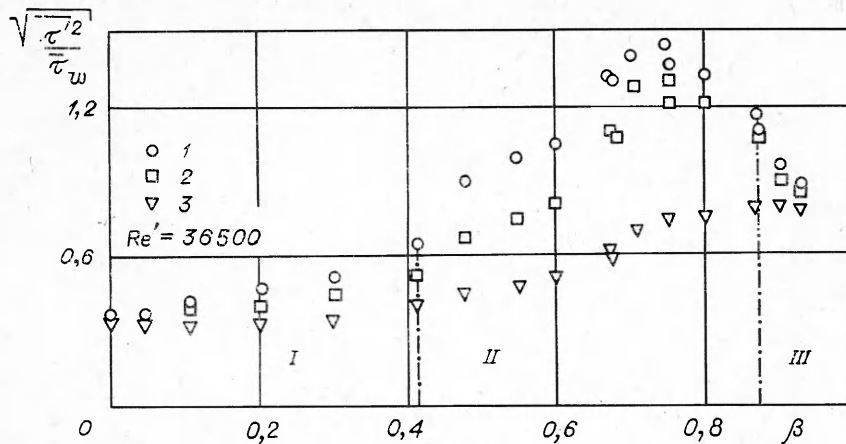
Среднее значение тока  $I$  на выходе ЭДП измерялось интегрирующим вольтметром 8 В-2-23, среднеквадратичное  $\bar{I}^2$  — квадратичным вольтметром (см. фиг. 1), описанным в работе [14]; время осреднения 100 с.

Измерение величины  $\varepsilon_\tau$  проводилось при приведенных скоростях жидкости  $w'_0 = 0,25; 0,5; 2; 3$  м/с. Это соответствовало числам Рейнольдса  $Re' = 4500; 9000; 36500; 54000$ , рассчитанным по вязкости, приведенной скорости жидкости и диаметру канала. Расходное объемное газосодержание  $\beta$  изменялось для  $w'_0 = 0,25; 0,5$  м/с от 0 до 0,999, при этих  $\beta$  в канале существовали режимы течения: пузырьковый, пробковый, снарядный, дисперсно-кольцевой. При  $w'_0 = 2; 3$  м/с  $\beta$  изменялось от 0 до 0,9, что соответствовало пузырьковому, снарядному, дисперсному режимам течения.

Вследствие того что горизонтальное двухфазное течение асимметрично относительно оси канала, измерение величины  $\varepsilon_\tau$  проводилось в нескольких точках ( $1$  — верхняя образующая,  $3$  — нижняя) по периметру трубы. Это осуществлялось поворотом рабочего участка вокруг оси.

Результаты измерения величины  $\varepsilon_\tau$  от  $\beta$  для приведенной скорости жидкости  $w'_0 = 0,25$  м/с представлены на фиг. 4. С ростом газосодержания величина  $\varepsilon_\tau$  возрастает от значения, соответствующего однофазному течению, достигает максимального значения в снарядном режиме, затем уменьшается. Зависимость величины  $\varepsilon_\tau$  от  $\beta$  не является монотонной. Во всех режимах наблюдается зависимость  $\varepsilon_\tau$  от положения датчика. При  $\beta = 0-0,3$  (область пузырькового режима  $1$ ) пузыри разных размеров движутся у верхней образующей трубы. Величина  $\varepsilon_\tau$  для датчика на верхней образующей (точки  $1$ ) возрастает значительно быстрее, чем для датчиков на боковой (точки  $2$ ) и нижней (точки  $3$ ) образующих. Величина  $\varepsilon_\tau$  в диапазоне  $\beta = 0,3-0,6$  медленно возрастает (точки  $2, 3$ ), а дальше происходит ее резкий рост (точки  $1, 2$ ), что соответствует снарядному режиму. При дальнейшем увеличении расхода газа (при  $Re' = \text{const}$ ) относительная интенсивность пульсаций трения  $\varepsilon_\tau$  уменьшается; при этом визуально наблюдалось, что перемычки между снарядами разрушаются, газовые пробки сливаются и образуют газовое ядро. По стенкам канала течет пленка жидкости различной толщины, величина  $\varepsilon_\tau$  на верхней образующей отличается от  $\varepsilon_\tau$  на нижней примерно на 40%. Величины относительной интенсивности пульсаций трения на верхней и нижней образующих выравниваются при достижении приведенной скорости газа  $w''_0 \geq \geq 70$  м/с, т. е. наступает стабилизация толщины пленки по периметру трубы.

Для числа  $Re' = 36500$  и  $\beta = 0-0,45$  (фиг. 5) в рабочем участке реализовался пузырьковый режим. В этом режиме течения пузырьки газа сравнительно равномерно распределены по сечению трубы. В процессе движения пузыри могут сталкиваться между собой и сливаться, одновременно происходит дробление больших пузырей турбулентными пульсациями на более мелкие. Относительная интенсивность пульсаций трения в пузырьковом режиме небольшая (фиг. 5). Дальнейшее увеличение расхода газа приводит к тому, что процесс слияния пузырей преобладает над процессом дробления, происходит увеличение размеров газовых включений. Некоторые из них занимают почти все сечение и имеют форму снаряда. В снарядном режиме ( $\beta = 0,45-0,9$ ) наблюдались максимальные пульсации расходов газа, жидкости. Следует отметить, что расслоение величины  $\varepsilon_\tau$  по сечению при постоянном значении  $\beta$  (в диапазоне  $\beta = 0-0,85$ ) уменьшается при увеличении расхода жидкости. Таким образом, полученные результаты показывают, что с увеличением объемного расходного газосодержания величина  $\varepsilon_\tau$  растет и этот рост тем сильнее, чем меньше



Ф и г. 5

число Рейнольдса. Эффект сильного увеличения относительной интенсивности пульсаций трения при малых  $Re'$  можно объяснить тем, что пузыри газа подходят очень близко к верхней образующей трубы. При малых скоростях несущей фазы (жидкой) относительное движение газовой фазы около верхней стенки канала велико, что приводит к увеличению значения  $\sqrt{\frac{\tau_w}{\tau_w}}$ ; увеличение среднего значения  $\bar{\tau}_w$  происходит менее интенсивно. В развитых турбулентных течениях ( $Re' \geq 36500$ ) относительная скорость движения газовых пузырьков проявляется более слабо, так как она мала по сравнению со скоростью несущей фазы.

Визуальные наблюдения и данные, относящиеся к  $\varepsilon_\tau$ , показывают, что можно выделить три режима течения: *I* — пузырьковый, *II* — снарядный и *III* — дисперсно-кольцевой (см. фиг. 4, 5).

Интересно отметить, что поведение величины  $\varepsilon_\tau$  в горизонтальных и вертикальных [4] трубах различается как качественно, так и количественно.

Поступила 11 III 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е. Теплообмен в осциллирующих и пульсирующих потоках. Дис. на соиск. учен. степени д-ра техн. наук. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1969.
2. Nishikawa V., Sekoguchi and Fucano T. On the pulsation phenomena in gas-liquid two-phase flow. — Bull. JSME, 1969, vol. 12, N 54.
3. Хаббард М. Д., Даклер А. Е. Характеристики режимов течения горизонтального двухфазного потока. — В кн.: Достижения в области теплообмена. М., Мир, 1970.
4. Татевосян Ю. В. Исследование вертикального двухфазного потока электрохимическим методом. — Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, ИТФ СО АН СССР, 1971.
5. Мамаев В. А., Одишария Г. Э., Кланчук О. В., Точигин А. А., Семенов Н. И. Движение газожидкостных смесей в трубах. — М., Недра, 1978.
6. Кроковный П. М., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Утович В. А. Экспериментальное исследование горизонтального двухфазного потока электродиффузионным методом. — ПМТФ, 1973, № 2.
7. Малков В. А., Томсонс Я. Я. Анализ схем скорости потоков и трения на стенке. — Изв. СО АН СССР. Сер. техническая, 1978, № 3, вып. 1.
8. Пугачев В. С. Теория случайных функций. М., Физматгиз, 1960.
9. Хинчин А. Я. Теория корреляций стационарных случайных процессов. — УМН, 1938, вып. 5.
10. Боголюбов Ю. Е., Гешев П. И., Накоряков В. Е., Огородников И. А. Теория электродиффузионного метода измерений спектральных характеристик турбулентных потоков. — ПМТФ, 1972, № 4.

11. Гапонов В. А. Пакет подпрограмм быстрого преобразования Фурье с приложением к моделированию случайных процессов. Препринт 14—76, Новосибирск, ИТФ, 1976.
12. Mitchell I. F., Hannratty T. J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear stress meter.— J. Fluid Mech., 1966, vol. 26, N 1.
13. Backwell H. P., Lumley J. L. Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flow.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 9.
14. Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов. М., Энергия, 1972.

УДК 533.932+533.601.18+539.198

### О ВЛИЯНИИ ОРИЕНТАЦИИ МИШЕНИ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА АККОМОДАЦИИ ЭНЕРГИИ ИОНОВ АЗОТА

В. В. Губин, Н. П. Резниченко, Г. П. Паталах,  
В. А. Шувалов  
(Днепропетровск)

Коэффициент аккомодации энергии относится к числу наиболее важных параметров, характеризующих процесс взаимодействия частиц набегающего потока с поверхностью тела. Знание коэффициентов аккомодации энергии существенно необходимо при определении аэродинамических характеристик и теплообмена тел в свободномолекулярном потоке. Данные о коэффициентах аккомодации частиц в диапазоне энергий  $\sim 1-100$  эВ скудны [1], поэтому часто значение  $\alpha_i$  принимается близким к единице, хотя для большинства рабочих газов это условие практически не выполняется. Отсутствует в литературе в необходимом объеме и информация о величинах коэффициента аккомодации энергии частиц в зависимости от ориентации бомбардируемой поверхности относительно вектора скорости набегающего потока.

В данной работе приведены зависимости  $\alpha_i$  от ориентации мишеней некоторых материалов в высокоскоростном ( $u_\infty = 10$  км/с) потоке частично ионизованного азота. Экспериментальные исследования проводились на плазменной газодинамической установке в потоке разреженной плазмы, генерируемой ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. Схема источника такого типа приведена в [2].

Ускоренный поток ионов интенсивностью  $j_\infty \approx 10^{15}-10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>·с поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой составляло  $\sim 7 \cdot 10^{-7}-1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Измерения выполнялись при давлении в рабочей камере  $\sim (0,87-1,6) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Для измерения коэффициентов аккомодации энергии ионов азота использовался плоский термоанемометрический зонд, выполненный в виде диска  $\delta = 0,12$  мм с рабочей поверхностью диаметром 3,5 мм, к тыльной стороне которого присоединены элементы токоподвода и термопара. Боковая поверхность датчика, термопара и элементы токоподвода изолировались от контакта с плазмой керамической трубкой.

Вольт-амперные характеристики  $\lg I_e = f(V)$  имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов  $T_e = 3,5-4,7$  эВ обычным способом [3].

Потенциал плазмы  $\phi_0$  определялся методом второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полупрологарифмическом масштабе. Это определило достаточно высокую точность измерения энергии ионов потока  $W_i$ , переносимой частицами к поверхности раздела плазма — слой. Полученные значения удовлетворительно согласуются со значениями  $W_i$ , вычисленными в предположении, что ускоряющий потенциал равен разности между потенциалом анода источника и локальным потенциалом плазмы. Разброс полученных значений  $W_i$  не превосходит  $\pm 4,5\%$ .