

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Сорокин Ю. Л. О гидравлической устойчивости некоторых газожидкостных систем. — Сб. под ред. Кутателадзе С. С. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. ГЭИ, 1961.
2. Baker O. Simultaneous flow of oil and gas. — «Oil and Gas J.», 1954, vol. 53, p. 185.
3. Herringe R. A., Davis M. R. Structural development of gas-liquid mixture flows. — «J. Fluid Mech.», 1976, vol. 73, pt 1.
4. Neal L. C., Bankoff S. G. A high resolution resistivity probe for determination of local void properties in gas-liquid flow. — «AIChE J.», 1963, vol. 9, N 4.
5. Delhaye J. — M. Anémométrie à fil chaud dans les écoulements diphasiques. — «C. R. Acad. Sci.», 1968, vol. 266, N 6.
6. Ибрагимов М. Х., Бобков В. П., Тычинский Н. А. Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах. — ТВТ, 1973, т. 11, № 5.
7. Hinata S. A study on the measurement of the local void fraction by the optical fibre glass probe. — «Bulletin of the JSME», 1972, vol. 15, N 88.
8. Газин И. В. Радиальное распределение пара в восходящем турбулентном пароводяном потоке. — «Теплоэнергетика», 1964, т. 11, № 1.
9. Galaup G. P. Contribution a l'étude des methodes de mesure en écoulement diphasique. These, l'Université scientifique et medicale de Grenoble, 1975.
10. Serizawa A., Kataoka I., Mishiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow. — «Intern. J. Multiphase Flow», 1975, vol. 2, N 1.
11. Арманд А. А., Невструева Е. И. Исследование механизма движения двухфазной смеси в вертикальной трубе. — «Изв. ВТИ», 1950, № 2.
12. Lockhart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component, flow in pipes. — «J. Chem. Eng. Progr.», 1949, vol. 45, N 1.
13. Korpalinsky E. M., Bryant R. A. A. Friction coefficients for bubbly two-phase flow in horizontal pipes. — «AIChE J.», 1976, vol. 22, N 1.
14. Бурдуков А. П., Кашинский О. Н., Малков В. А., Однорал В. П. Диагностика основных турбулентных характеристик двухфазных потоков. — ПМТФ, 1979, № 4.
15. Исследование турбулентных течений двухфазных сред. Под ред. Кутателадзе С. С. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1973.
16. Татевосян Ю. В. Исследование вертикального двухфазного потока электрохимическим методом. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск, Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1971.
17. Inoue A., Aoki S. Fundamental studies on pressure drop in an air-water two-phase flow in vertical pipes. — «Bulletin of the JSME», 1971, vol. 14, N 70.
18. Ueda T. On upward flow of gas-liquid mixtures in vertical tubes. — «Bulletin of the JSME», 1967, vol. 10, N 42.

УДК 534.833.53

### ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКЕ СКОРОСТИ РОСТА МИКРОПУЗЫРЬКОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

В. Г. Гавриленко, А. И. Мартьянов

(Горький)

Как известно из теоретических и экспериментальных исследований [1—3], функция распределения газовых пузырьков по размерам может претерпевать значительные изменения как в спокойной воде, так и в турбулентном потоке. Причем эти изменения часто не связаны с рождением или захлопыванием пузырьков, как это происходит в областях течения с кавитационным режимом, а вызваны относительно медленными процессами растворения или роста газовых ядер. Строгое теоретическое рассмотрение процессов роста пузырьков, особенно в турбулентном потоке, наталкивается на целый ряд трудностей, вызванных неопределенностью некоторых важных физических параметров (количество и состав растворенного газа в жидкости, окружающей пузырек, соотношение между размерами пузырька и внутреннего масштаба турбулентности, чистоты жидкости и др.). Экспериментальное определение скорости роста пузырька также встре-

чает ряд трудностей технического характера. При больших скоростях движения проследить фоторегистрирующими устройствами за одиночным пузырьком весьма трудно, а поведение одиночного закрепленного пузырька, находящегося в потоке, существенно может отличаться от поведения свободного газового зародыша.

В данной работе рассматривается возможность оценки скорости роста свободных пузырьков в турбулентной утолщенной струе воды по экспериментально измеренной функции распределения газовых ядер и ее эволюции вдоль оси струи.

В предположении, что в исследуемом участке струи не происходит моментального рождения и схлопывания пузырьков и их функция распределения по размерам претерпевает изменения лишь в результате роста (растворения), можно записать в системе отсчета, движущейся со средней скоростью потока, уравнение непрерывности для концентрации газовых ядер

$$(1) \quad \partial n / \partial t + \gamma \partial n / \partial R + n \partial \gamma / \partial R = 0,$$

где  $n$  — количество пузырьков в единичном диапазоне радиусов в слое между двумя близкорасположенными поперечными сечениями струи;  $\gamma = \partial R / \partial t$ ;  $R$  — радиус пузырька. Справедливость вышесделанных предположений об отсутствии быстрых процессов проверялась экспериментально. Если струя вытекает не из кавитирующего сопла, но в области, где производятся измерения, поток остается таким же, как и при истечении из кавитирующего насадка, то количество газовых ядер весьма незначительно и практически не может быть зафиксировано применяемой аппаратурой. А при истечении из кавитирующего сопла полное количество пузырьков в контролируемом диапазоне радиусов в слое меняется медленно вдоль оси струи, т. е. можно полагать, что в процессах рождения и схлопывания в исследуемом участке принимает участие весьма малое по отношению к полному количеству газовых ядер. На исследуемом участке струи также не наблюдается и характерный для процессов рождения и схлопывания пузырьков акустический шум, который четко фиксируется в непосредственной близости от кавитирующего насадка.

Уравнение (1) легко решается для случая  $\partial \gamma / \partial R \rightarrow 0$  при  $\gamma \neq 0$ , и, как показали эксперимент и вычисления, для некоторых значений  $R$  этот случай реализуется. На практике вычисление  $\gamma$  удобнее проводить, оперируя не с концентрацией, а с количеством пузырьков в некотором конечном интервале радиусов  $\Delta R$ . При этом для нахождения  $\gamma$  необходимо знать, как изменяется полное количество пузырьков в каждом интервале радиусов во всем контролируемом диапазоне радиусов вдоль оси струи. С этой целью в данной работе проводилось измерение ослабления узкого ультразвукового пучка, распространяющегося поперек струи на различных расстояниях  $x$  от среза кавитирующего сопла. По этим данным с использованием теоретических расчетов [4] и методики обработки [3] находится функция распределения пузырьков по радиусам в различных участках струи.

В рамках выбранной модели для изменения полного количества пузырьков в подгруппе можно записать соотношение

$$(2) \quad dN_i = q_{i-1 \rightarrow i} - q_{i \rightarrow i+1},$$

где  $N_i$  — полное количество пузырьков в слое в  $i$ -й подгруппе в интервале радиусов  $\Delta R$ ;  $q_{i-1 \rightarrow i}$  — количество пузырьков, перешедшее из соседней подгруппы  $i - 1$  с меньшими радиусами в подгруппу  $i$ , на участке струи длиной  $dx$ ;  $q_{i \rightarrow i+1}$  — количество пузырьков, перешедшее из подгруппы  $i$  в соседнюю  $i + 1$  с большими радиусами.

Предполагая, что изменение плотности распределения пузырьков по радиусам внутри подгруппы мало, можно записать выражение для  $q$

$$(3) \quad q_{i-1 \rightarrow i} = \frac{N_{i-1} + N_i}{2} \frac{\gamma'_i dx}{\Delta R}, \quad q_{i \rightarrow i+1} = \frac{N_i + N_{i+1}}{2} \frac{\gamma'_{i+1} dx}{\Delta R}$$

где  $\gamma'_i = \left( \frac{\partial R}{\partial x} \right)_{R_i}$  ( $R_i$  — граничные значения радиуса пузырьков двух соседних групп  $i-1$  и  $i$ );  $\gamma'_{i+1} = \left( \frac{\partial R}{\partial x} \right)_{R_{i+1}}$  ( $R_{i+1}$  — граничные значения радиуса пузырьков двух соседних групп  $i$  и  $i+1$ ). После подстановки (3) в (2) получим

$$(4) \quad \frac{dN_i}{dx} 2\Delta R = (N_{i-1} + N_i) \gamma'_i - (N_i + N_{i+1}) \gamma'_{i+1}$$

В пределе при  $\Delta R \rightarrow 0$  (4) переходит в (1) при замене  $dx = Vdt$ , где  $V$  — средняя скорость струи.

Полагая, что

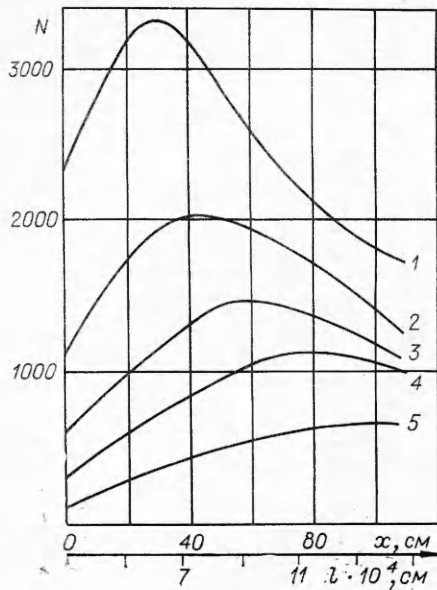
$$(5) \quad |\gamma'_{i+1} - \gamma'_i| \ll \gamma'_i,$$

можно записать выражение для  $\gamma'_i$

$$(6) \quad \gamma'_i = \frac{dN_i}{dx} \frac{2\Delta R}{N_{i-1} - N_{i+1}}$$

Вычисляя  $\gamma'_i$  для различных  $i$ , т. е. для различных радиусов газовых ядер, можно найти область значений радиусов (если такая вообще существует), для которой неравенство (5) выполняется. По вычисленному в области применения уравнения (6) значению  $\gamma'_i$  можно, используя (4), находить значения  $\gamma'_{i+1}$ , т. е. величину скорости роста пузырьков на границе соседнего интервала.

Эксперимент проводился в гидроакустическом бассейне, исследовалась эволюция функции распределения пузырьков в круглой трубе и утопленной струе в зависимости от расстояния до среза сопла. Диапазон контролируемых радиусов пузырьков охватывал значения от  $2,25 \cdot 10^{-4}$  см до  $13 \cdot 10^{-4}$  см. Весь диапазон разбивался на 22 интервала, ширина каждого  $\Delta R = 0,5 \cdot 10^{-4}$  см. По найденным функциям распределения строились зависимости  $N_i(x)$  для всех групп. На фигуре изображено семейство кривых для нескольких значений  $R_i$  — среднего радиуса пузырька в подгруппе в утопленной струе: 1 —  $R = 3,5 \cdot 10^{-4}$  см, 2 —  $R = 4 \cdot 10^{-4}$  см, 3 —  $R = 5 \cdot 10^{-4}$  см, 4 —  $R = 6,5 \cdot 10^{-4}$  см, 5 —  $R = 8 \cdot 10^{-4}$  см.



$R \cdot 10^4$ , см	$X$ , см	2,75	3,25	3,75	4,25	4,75	5,25	5,75	6,25	6,75	7,25	7,75	8,25	8,75	9,25
		$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-2}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-2}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$	$\frac{\text{см}}{\text{с}} \times 10^{-3}$
10		0,36	0,46	0,53	0,74	0,86	0,84	0,79	0,77	0,79	0,75	0,75	0,76	0,76	0,76
30		0,17	0,18	0,23	0,34	0,36	0,33	0,3	0,29	0,29	0,28	0,28	0,28	0,27	0,28
60		0	0,25	0,52	0,62	0,83	0,92	0,93	0,91	0,93	0,98	1,0	1,0	0,99	0,93
90		-0,51	-0,32	-0,24	-0,16	-0,07	0,02	0,09	0,15	0,24	0,32	0,39	0,43	0,45	0,45

( $N_i$  — полное количество пузырьков в поперечном сечении струи в слое толщиной 0,51 мм, объем слоя этой толщины у среза сопла  $\sim 1 \text{ см}^3$ ).

По формулам (5), (4) вычисляются значения  $\gamma_i$  на различных расстояниях от среза сопла, чтобы получить значение  $\gamma_i$ , необходимо  $\gamma_i$  умножить на скорость струи. Найденные значения  $\gamma(R, X)$  представлены в таблице.

Исследование функции распределения газовых ядер в круглой трубе показало, что, по крайней мере, на расстояниях от 10 до 120 см от среза кавитирующего сопла функция распределения не претерпевает заметных изменений, т. е. скорость роста пузырьков равна нулю.

(При исследовании потока в трубе диаметром  $\sim 4,5$  см функция распределения снималась непосредственно на выходе трубы, а кавитирующее сопло, плотно подогнанное под внутренний диаметр трубы, перемещалось вдоль нее.)

Анализ полученных экспериментальных результатов позволяет сделать некоторые предположения об основных причинах роста пузырьков в турбулентном потоке. При истечении жидкости из кавитирующего сопла в трубу в движущейся воде за время  $\sim 10^{-2}$  с устанавливается некоторое равновесное состояние между свободным (находящимся в пузырьках) и растворенным в воде газом. При выходе струи в неограниченный объем в поток вовлекаются невозмущенные массы воды. Попадая в область пониженного давления, эти массы воды становятся перенасыщенными растворенным газом, что приводит к увеличению диффузии газа в пузырьки, вызывая их рост. Причем скорость роста относительно больших пузырьков с радиусом  $\sim 7-9 \cdot 10^{-4}$  см пропорциональна, как показывает эксперимент, величине скоростного напора.

Для более мелких пузырьков зависимость скорости роста от расстояния до среза сопла носит несколько иной характер и, начиная с некоторых дистанций, становится отрицательной. Это, видимо, вызвано тем, что динамика пузырьков существенно зависит от соотношения между их размерами и размерами внутреннего масштаба турбулентности. В связи с этим можно отметить одну обнаруженную на опыте закономерность. Если определить внутренний масштаб, согласно [5], как  $l = L/\text{Re}^{3/4}$  ( $L$  — поперечный размер потока,  $\text{Re}$  — число Рейнольдса) и сопоставить

его с диаметром пузырьков, то количество пузырьков в  $i$ -й подгруппе достигает максимума на таких расстояниях от среза сопла, где  $l \simeq 2R_i$  (значения  $l$  для потока даны на нижней оси фигуры).

Авторы выражают благодарность Бархатову А. Н. и Островскому Л. А. за интерес к работе и полезные советы.

Поступила 11 VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов Л. Р. Содержание свободного газа в жидкости и акустические методы его измерения. Обзор.— «Акуст. журнал», 1969, т. 15, № 3.
2. Калашников Ю. Н. Влияние турбулентной диффузии на изменение размеров газового пузырька в жидкости.— «Акуст. журнал», 1970, т. 16, № 4.
3. Мартынов А. И. Экспериментальное исследование динамики газовых пузырьков в турбулентном потоке.— ПМТФ, 1978, № 1.
4. Сизов А. Н. Диссипация энергии звуковых волн на маленьких газовых пузырьках.— ПМТФ, 1975, № 4.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.

УДК 536.25

#### ТЕПЛООБМЕН ЦИЛИНДРА В СЛОЖНОМ ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

В. Б. Репин

(Казань)

Известно, что процесс теплообмена в звуковом поле интенсифицируется по сравнению со стационарным случаем, при этом было показано [1], что эти изменения обусловлены стационарными вторичными течениями. В подавляющем большинстве работ исследовался случай простого звукового поля. Однако, как это показано в [2], структура стационарных вторичных течений в сложном звуковом поле существенно изменяется, что должно отразиться как на локальных, так и интегральных характеристиках процесса теплообмена.

Рассмотрим теплообмен круглого цилиндра радиуса  $a$ , помещенного в высокочастотное сложное звуковое поле, состоящее из двух плоских волн. Температура поверхности цилиндра  $\tilde{T}_w$  и окружающей среды  $\tilde{T}_\infty$  считается постоянной, при этом разность температур  $(\tilde{T}_w - \tilde{T}_\infty)$  полагается настолько малой, что изменением физических свойств жидкости, а также естественной конвекцией можно пренебречь. Пренебрегая также диссипативными эффектами, уравнение энергии запишем в виде

$$(1) \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} + \frac{\varepsilon}{1+r} \frac{\partial(\psi, \tilde{T})}{\partial(r, \theta)} - \frac{\varepsilon^2}{\text{PrRe}_{\text{ст}}} \nabla^2 T$$

с граничными условиями

$$(2) \quad T = 1 \text{ при } r = 0, \quad T = 0 \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

где  $T = (\tilde{T} - \tilde{T}_\infty)/(\tilde{T}_w - \tilde{T}_\infty)$ . Остальные величины определены в [2]. Поскольку  $\varepsilon \ll 1$ , то, используя метод возмущений, представим решение уравнения (1) в виде ряда