

Весовая функция $P(\eta)\eta$ имеет максимум при $\eta_* = (\sqrt{10/3})a^{-1} \simeq 1,8a^{-1}$, об остроте которого можно судить по «полуширине» Δ

$$\Delta = \frac{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{3}{4} a^2 \eta^2\right) \eta^5 d\eta}{\exp\left(-\frac{3}{4} a^2 \eta_*^2\right) \eta_*^5} \simeq 1,4 a^{-1}.$$

Ясно, что часть спектра неоднородностей, лежащая вне интервала $(\eta_* - \Delta, \eta_* + \Delta)$, не оказывает практически влияния на функции $K(\tau)$ и $S(v)$, поэтому восстановление этой части спектра невозможно. Следовательно, параметры теневого прибора (эффективный радиус пучка) следует выбирать в зависимости от области спектральных чисел, в которой желательно установить вид энергетического спектра турбулентности.

Поступила 29 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Стасенко В. Н. Применение теневого прибора для определения характеристик турбулентности. — ПМТФ, 1970, № 3.
2. Стефанов С. Р., Трохан А. М., Чашечкин Ю. Д. Об исследовании турбулентных пульсаций коэффициента преломления воды тепловым прибором. — ПМТФ, 1971, № 5.
3. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
4. Кошлевич Ю. П. Связь характеристик сигнала теневого прибора со спектром турбулентности. — ПМТФ, 1975, № 6.
5. Но Т. L. Coherence degradation of gaussian beams in a turbulent atmosphere. — «J. Optic. Soc. Amer.», 1970, vol. 60, N 5.
6. Татарский В. Н. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., «Наука», 1974.
8. Гурвич А. С., Тиме И. С., Туровцев Л. С., Турчин В. Ф. Восстановление спектра пульсаций температуры в атмосфере из оптических измерений. — «Изв. АН СССР. Сер. ФАО», 1974, № 5.
9. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. — «Усп. физ. наук», 1970, № 3.

УДК 534.833.53

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

А. И. Мартыянов

(Горький)

При исследовании процессов рассеяния ультразвука на турбулентных струях с целью бесконтактной диагностики течения необходимо учитывать влияние находящихся в струе газовых пузырьков различного размера. Определенный интерес представляет также и вопрос об эволюции функции распределения пузырьков в потоке.

К настоящему времени имеется ряд экспериментальных работ по исследованию свободного газосодержания в спокойной воде и в возмущенном объеме жидкости. В работе [1] изложена методика определения свободного газосодержания, основанная на измерении затухания ультразвука.

При этом для оценки газосодержания используется выражение

$$K_1 = 6,3 \cdot 10^5 n(R_0) R_0^3,$$

где α_i — коэффициент затухания, дБ/м; $n(R_0)$ — количество пузырьков в 1 см³ жидкости; R_0 — радиус пузырька.

В данной работе для нахождения функции распределения пузырьков газа использовались результаты работы [2], в которой приводятся значения сечения погашения σ для пузырьков различных размеров. Неопределенность газового состава пузырьков приводит к тому, что реальные значения сечения погашения несколько отличаются от расчетных. Но знание зависимости σ от частоты позволяет тем не менее исследовать изменение функции распределения пузырьков вдоль потока.

Интенсивность ультразвуковой волны, распространяющейся в среде с пузырьками, изменяется по закону [3]

$$(1) \quad W(x) = W_0 e^{-n_R \sigma_R x},$$

где $W(x)$ — интенсивность волны в точке; W_0 — интенсивность волны на входе в слой с пузырьками; n_R — концентрация пузырьков радиуса R ; σ_R — сечение погашения пузырька радиуса R .

Известно [3], что газовый пузырек наиболее интенсивно погашает энергию звуковых волн с частотой, равной резонансной частоте пузырька [4]

$$f = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{3\gamma \left(p + \frac{2\sigma}{R}\right)}{\rho}},$$

где p — гидростатическое давление в жидкости; ρ — плотность жидкости; γ — показатель адиабаты.

Приведенные в [2] расчеты хорошо иллюстрируют резонансные свойства пузырьков и позволяют по результатам измерения затухания звуковой энергии на разных частотах получить функцию распределения пузырьков по размерам.

В данной работе измерения проводились в гидроакустическом бассейне. Струя воды на выходе из четырехструйного цилиндрического сопла с диаметром цилиндров 10 мм, расположенных симметрично на окружности диаметром 20 мм, имела скорость ~ 25 м/с. Сопло погружалось на глубину 50 см; струя вытекала в горизонтальном направлении. Расстояние между приемником и ультразвуковым излучателем жестко фиксировалось и равнялось 15 см. Измерительный тракт калибровался на нескольких рабочих частотах в диапазоне 300—2000 кГц в невозмущенной воде. В качестве приемника использовалась пьезокерамическая пластинка, в качестве излучателя — сфера из ЦТС-19. Применение сферы практически полностью исключает возникновение стоячих волн в акустическом тракте. После калибровки включалась струя и на тех же частотах, на которых проводилась калибровка, измерялась амплитуда волны, прошедшей через

струю. Концентрация пузырьков вычислялась, согласно (1), по формуле

$$(2) \quad n(R) = \frac{2 \lg K}{\sigma_R x \lg e},$$

где $n(R)$ — концентрация пузырьков в диапазоне радиусов $R \pm (1/2)\Delta R$; K — отношение амплитуды сигнала в невозмущенной струе к амплитуде сигнала, прошедшего расстояние x в турбулентной струе.

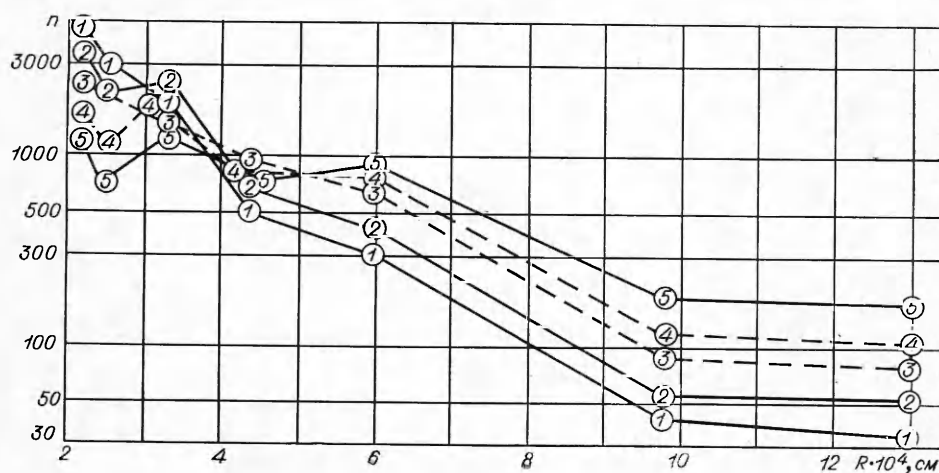
С учетом того, что добротность пузырька как резонансной системы зависит от частоты [5], по графику зависимости резонансной частоты пузырька от его радиуса (значения постоянной затухания вычислены в [5]) находился интервал ΔR размеров пузырьков, ответственных за погашение ультразвуковой волны данной частоты.

Вычисленные по формуле (2) значения концентрации пузырьков данного размера нормировались по интервалу ΔR , за который был принят наименьший из найденных размеров $\Delta R = 0,3 \cdot 10^{-4}$ см.

Зависимость добротности пузырька от его размеров накладывает ограничение на верхний диапазон частот или на наименьший размер пузырьков, измеряемых данным методом. Измерения на частотах выше двух мГц, что соответствует радиусам пузырьков меньше $2 \cdot 10^{-4}$ см, нельзя считать корректными, поскольку на погашение звука более высокой частоты оказывают сильное влияние пузырьки не только резонансного размера, но и пузырьки большего радиуса. Нижний частотный предел или максимальный размер измеряемых ядер определяется реверберационными свойствами установки и составляет 300 кГц, что соответствует радиусам пузырьков $\sim 1,3 \cdot 10^{-3}$ см.

Функция распределения пузырьков по размерам снималась на различных расстояниях от среза сопла от 0 до 137 см. Учитывалась геометрия струи. За ширину струи принималось расстояние между границами плотного заполнения искусственно введенными в струю видимыми пузырьками воздуха. Измерения подтвердили прямолинейность эффективных границ струи [6]. В предположении, что пузырьки распределены по сечению струи более или менее однородно (для сильно затурбулизованной струи это предположение, вероятно, не является очень грубым приближением), вычислялось полное количество пузырьков в сечении струи толщиной 0,51 мм. Объем слоя этой толщины у среза сопла 1 см^3 .

На фигуре представлены результаты эксперимента по измерению функции распределения пузырьков. Экспериментальные точки обозначены



ны кружочками. Для расчетов в каждой точке бралось значение K , усредненное по четырем—пяти измерениям, проведенным в разные дни. Отклонение K от среднего значения не превышало 20—30%. По вертикали отложено количество пузырьков в слое в диапазоне радиусов $R \pm (1/2)\Delta R$. Кривые 1—5 — соответственно функции распределения пузырьков на расстояниях 5; 17; 37; 57; 87 см от среза сопла.

По графикам, часть из которых представлена на фигуре, оценивалось общее количество пузырьков в слое. Анализ зависимости полного количества пузырьков в слое от расстояния этого слоя до среза сопла показывает, что в условиях проводимого эксперимента в пределах точности измерений и вычислений, полное количество пузырьков в диапазоне радиусов $1,3 \times 10^{-3} - 2,15 \cdot 10^{-4}$ см остается практически постоянным до расстояний ~ 120 см.

По всей видимости, основная масса пузырьков рождается внутри сопла и лишь незначительная часть — в непосредственной близости от среза сопла. Затем пузырьки начинают расти в результате диффузионных и коагуляционных процессов [7, 8]. Причем, поскольку количество пузырьков в контролируемом диапазоне размеров изменяется незначительно, наиболее эффективным для данного типа течения следует признать диффузионный процесс. Приведем еще один довод в пользу диффузионного процесса. При коагуляции основными «поставщиками» свободного газа в пузырьки контролируемых размеров являются пузырьки, радиус которых меньше $2 \cdot 10^{-4}$ см. Для обеспечения наблюдаемого увеличения количества свободного газа пузырьков радиусом $\sim 10^{-4}$ см потребовалось бы порядка 10^6 штук в слое. Наличие такого количества пузырьков привело бы к уменьшению амплитуды сигнала с частотой $\sim 4-5$ МГц, прошедшего через струю, на величину, намного превышающую наблюдаемую на опыте.

Автор выражает благодарность Л. М. Кустову за помощь при проведении эксперимента и А. Н. Бархатову за интерес к работе и обсуждение результатов.

Поступила 18 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов Л. Р. Содержание свободного газа в жидкости и акустические методы его измерения. Обзор. — «Акуст. журн.», 1969, т. 15, № 3.
2. Сизов А. Н. Диссипация энергии звуковых волн на маленьких газовых пузырьках. — ПМТФ, 1975, № 4.
3. Исакович М. А. Общая акустика. Л., «Наука», 1973.
4. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
5. Devin Ch. Survey of thermal, radiation and viscous damping of pulsating air bubbles in water. — «J. Acoust. Soc. Amer.», 1959, vol. 31, N 12, p. 1654—1667.
6. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
7. Агрест Э. М., Кузнецов Г. Н. Динамика распределения пузырьков по размерам в акустических полях. — «Акуст. журн.», 1974, т. 20, № 3.
8. Калашников Ю. И. Влияние турбулентной диффузии на изменение размеров газового пузырька в жидкости. — «Акуст. журн.», 1965, т. 16, № 4.