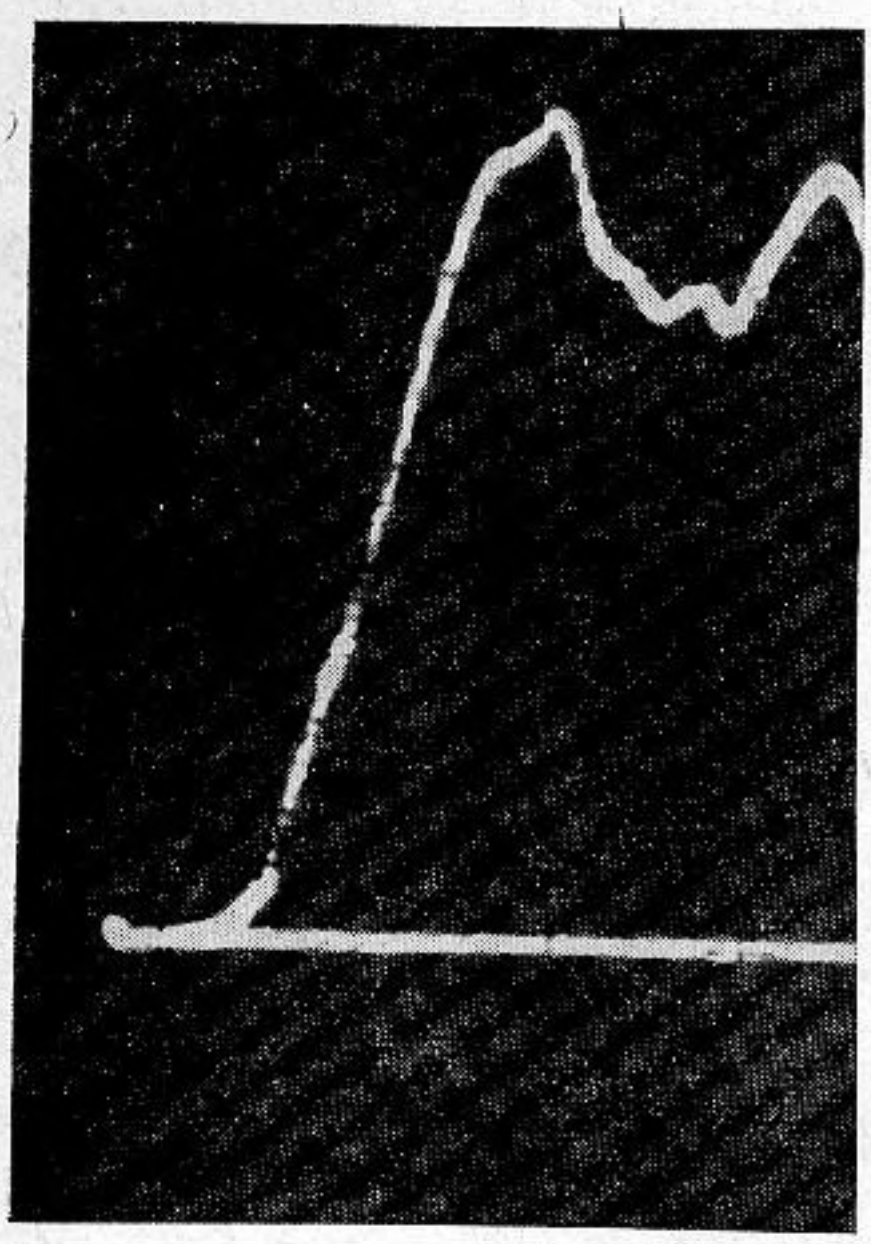
Для получения единичного ступенчатого импульса с более коротким фронтом (от единиц до долей микросекунд) можно использовать явление хрупкого разрушения некоторых материалов. В [2] показано, что время нарастания фронта ступенчатого акустического импульса, возникающего в результате разрыва тонкого цилиндрического стержня, определяется в основном величиной зоны разрушения и скоростью распространения упругих колебаний в материале стержня. При соответствующем подборе геометрии и материала разрушаемого образца можно генерировать ступенчатые импульсы с малой длительностью фронта, вплоть до долей микросекунды.



На фигуре показана осциллограмма упругого импульса продольных колебаний, полученного при разрыве стеклянного образца. Масштаб изображения по оси времени — 1 *мксек*/дел. Осцилляции на вершине импульса определяются выбранным типом приемника упругих колебаний и геометрией образца. Разрушаемый образец имел форму стержня с утончением в средней части, сделанным для уменьшения величины прилагаемого механического усилия и для пространственной фиксации зоны разрушения. Диаметр тонкой части составлял 0,5 *мм*. Приемник упругих колебаний был установлен на одной из торцевых поверхностей стержня. Интенсивность упругих колебаний специально не измерялась, но можно отметить, что при использовании в качестве приемника недемпфированной пластины из пьезокерамики ЦТС-19 толщиной 0,4 *мм* и площадью 20 *мк·м*^{2} амплитуда электрического импульса на обкладках пьезопластины была порядка 10 *в*. Интервал возможных относительных изменений времени установления и амплитуды упругих импульсов при разрыве серии образцов имел тот же порядок, что и разброс геометрических размеров зоны разрушения.

Описанный способ позволяет получать ступенчатый акустический импульс как для продольных, так и для сдвиговых (или крутильных) колебаний путем соответствующего выбора вида разрушающих механических нагрузок.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. P. De Vault, C. W. Curtis*. J. Acoust. Soc. America, 1962, *34*, 4, 421—432.
2. *С. Л. Давыдов, Г. Г. Зарецкий-Феоктистов, В. В. Судаков*. Прогнозирование разрыва тонких волокон. Механика полимеров, 1974, 1, 186. Деп. 6487 — 73 от 18 июля 1973.

Ленинградский зональный научно-исследовательский институт экспериментального проектирования жилых и общественных зданий

Поступила 11 апреля 1974 г.

УДК 534.222:532.528

О СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КАВИТАЦИИ В ТУРБУЛИЗОВАННЫХ ПОТОКАХ

И. Б. Есипов

Кавитация в турбулизованных потоках обусловлена действием случайных пульсаций давления. Возникновение кавитации в поле случайных сил рассматривалось в работе [1], откуда следует, что число кавитационных пузырьков определяется статистическими параметрами поля сил.

Цель данной работы — получение выражений для интегральных и спектральных характеристик шума кавитации в турбулизованных потоках на начальной ее стадии. Исследование проводится на основе описанной в работе [1] статистической модели кавитации с учетом распределения кавитационных пузырьков по размерам, соответствующего распределению пульсационных давлений по амплитуде.

Турбулентность в рассматриваемой области считается изотропной, а соответствующие пульсации давления описываются нормальным законом распределения:

$$n(p)=\frac{\omega}{2\pi}\exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma^2}\right), \tag{1}$$

где p – пульсационное давление, $\sigma^2=\overline{p^2}$, $n(p)$ – число выбросов, превышающих уровень p, в единицу времени, ω имеет смысл характерной частоты гидродинамических пульсаций давления [2].

Отсюда распределение амплитуд пульсаций давления имеет вид

$$\frac{dn(p)}{dp}=\frac{\omega}{2\pi\sigma^2}p\exp\left(-\frac{p^2}{2\sigma^2}\right). \tag{2}$$

Будем считать, что кавитационные пузырьки возникают в моменты времени, когда $p>p_{\text{п}}$, где $p_{\text{п}}$ – пороговое значение пульсационного давления. Для простоты положим $p_{\text{п}}=\text{const}$, что предполагает однородное распределение кавитационной прочности жидкости. Пусть $\sigma\ll p_{\text{п}}$, что соответствует начальной стадии кавитации в турбулизованной области [3]. В этом случае длительность T импульса разряжения с амплитудой больше пороговой определяется выражением $T=(2\pi/\omega^2)^{1/2}\sigma/p$, а радиус пузырька R приближенно равен

$$R\simeq T\left(\frac{p-p_{\text{п}}}{\rho}\right)^{1/2}, \tag{3}$$

где ρ – плотность жидкости.

Анализ выражений для T и R показывает, что наиболее крупные пузырьки образуются под действием пульсаций, имеющих амплитуду $p\gtrsim p_{\text{п}}$, поэтому при получении количественных оценок будем считать, что

$$T\simeq(2\pi/\omega^2)^{1/2}\sigma/p_{\text{п}}. \tag{4}$$

Учитывая соотношения (2) – (4), получаем распределение кавитационных пузырьков по размерам в виде

$$\frac{dn(R)}{dR}=\frac{\rho\omega}{\pi\sigma^2T^2}(p_{\text{п}}+\rho R^2/T^2)R\exp[-(p_{\text{п}}+\rho R^2/T^2)^2/2\sigma^2]. \tag{5}$$

Распределение (5) имеет максимум при $R=\overline{R}$, где

$$\overline{R}=\frac{1}{\omega}\left(\frac{\pi p_{\text{п}}}{\rho}\right)^{1/2}\left(\frac{\sigma}{p_{\text{п}}}\right)^2. \tag{6}$$

Назовем величину $\overline{R}$ характерным размером кавитационного пузырька в турбулизованной области.

Несмотря на то что полученное распределение (5) имеет смысл только при $p\simeq p_{\text{п}}$, оно описывает распределение пузырьков, имеющих размер, близкий к характерному.

Считая, что интегральный уровень шума определяется мощностью излучения захлопывающихся пузырьков характерного размера, напишем выражение для мощности излучения E:

$$E\simeq\frac{4}{3}\pi\varkappa p_0\overline{R}^3\left(\frac{L}{l}\right)^3N, \tag{7}$$

где p_0 – гидростатическое давление в зоне кавитации, $N=n(p_{\text{п}})$ – число пузырьков в зоне корреляции пульсаций давления, L и l – размеры кавитационной зоны и зоны корреляции, $\varkappa$ – коэффициент трансформации механической энергии в акустическую. Вообще говоря, значение $\varkappa$ зависит от амплитуды пульсаций пузыря. При пульсациях умеренной амплитуды, т. е. малых числах Маха M, $\varkappa\sim M$, при $M\sim1$ значения $\varkappa$ мало отличаются от 0,5 [4].

Таким образом, $\varkappa$ является медленно меняющейся функцией амплитуды по сравнению с N и для простоты мы положим $\varkappa=\text{const}$. В этом случае

$$E\sim p_0\overline{R}^3\left(\frac{L}{l}\right)^3N\simeq\frac{p_0}{\omega^2}\left(\frac{p_{\text{п}}}{\rho}\right)^{3/2}\left(\frac{\sigma}{p_{\text{п}}}\right)^6\left(\frac{L}{l}\right)^3\exp\left(-\frac{p_{\text{п}}^2}{2\sigma^2}\right). \tag{8}$$

Приближенно можно считать, что особенности спектра шума кавитации на начальной стадии определяются спектром импульсов, излучаемых пузырьками характерного размера. Если излучаемые импульсы одинаковы, то спектральная плотность энергии выражается как

$$\frac{dE}{df}\simeq G(\overline{R},f)N, \tag{9}$$

где $G(\overline{R},f)$ – спектр импульса (f – частота).

В спектре шума (9) можно выделить характерную частоту $\bar{f}$, которая соответствует либо максимуму спектральной плотности, если таковой имеется для функции G, либо участку спада спектральной плотности в спектре коротких импульсов, излучаемых захлопывающимися пузырьками.

В том и другом случае характерная частота спектра шума зависит только от характерного размера пульсирующих пузырьков. Другие, влияющие на частоту $\bar{f}$ параметры, такие как M и p_0, при сделанных допущениях слабо зависят от σ. Следовательно:

$$\bar{f} \sim \frac{1}{\bar{\theta}} \sim \frac{1}{\bar{R}} \simeq \omega \left(\frac{p_{\text{п}}}{\sigma}\right)^2, \tag{10}$$

где $\bar{\theta}$ – характерная длительность импульса.

Полученные выражения (6), (8), (10) можно интерпретировать в терминах числа кавитации k. В самом деле, $p_{\text{п}}/\sigma = (p_0 - p_V)/(\overline{p^2})^{1/2} \simeq (p_0 - p_V)/{}^1/_2\rho u^2 = k$, где p_V – давление насыщенных паров, а u – плуьсационная скорость. Отсюда следует, что $1/\bar{R} \sim \bar{f} \sim \sim \omega k^2$, а $E \sim 1/k^6 \exp(-k^2)$.

Из изложенного видно, что параметром, определяющим акустические свойства кавитации в турбулизованной области, является величина σ, которая зависит от степени турбулизации. Заметим, что в случае распределения пульсаций давления, отличного от нормального, в приведенных выражениях следует использовать «эффективное» значение σ, соответствующее нормальному распределению, которым можно аппроксимировать реальное при $p > p_{\text{п}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. И. Ильичев.* Статистическая модель возникновения и протекания гидродинамической кавитации и акустико-гидродинамические явления. Тезисы докладов III Всесоюзной школы-семинара по статистической гидроакустике, М., ВНИИФТРИ, 1972, 77—100.
2. *Б. Р. Левин.* Теоретические основы статистической радиотехники. М., «Советское радио», 1969.
3. *S. E. A. Arndt, J. W. Daily.* Cavitation in Turbulent Boundary Layers. Cavitation State of Knowledge, ASME, N. Y., 1969, 64—86.
4. *И. Б. Есипов, К. А. Наугольных.* О захлопывании пузырька в сжимаемой жидкости. Акуст. ж., 1973, *19*, 2, 285—288.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
12 мая 1974 г.

УДК 534.2 : 532.528

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ ДОБАВОК НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМА ПУЗЫРЬКОВОЙ ФОРМЫ КАВИТАЦИИ

Ю. А. Еськин, В. П. Ильин, Ю. Л. Левковский

В последнее время опубликован ряд теоретических исследований по влиянию полимерных добавок на процесс захлопывания кавитационных каверн в жидкости [1, 2]. При построении теоретической модели явления в этих работах использовалось основное предположение о наличии вязкоупругих свойств у слабых растворов полимеров, совершающих сферически-симметричное движение без деформации сдвига. Это предположение является формальным обобщением результатов исследования влияния полимерных добавок на характеристики сдвигового течения в пограничном слое и нуждается в экспериментальной проверке.

Процесс захлопывания кавитационных каверн можно косвенно характеризовать сопровождающим кавитацию акустическим излучением. Ниже приводятся результаты экспериментального исследования в кавитационной трубе влияния полимерных добавок на структуру течения и на акустическое излучение, сопровождающее образующуюся при обтекании крыла пузырьковую кавитацию.

Эксперимент проводился по методике, изложенной в работе [3], как в чистой воде, так и в растворе полимера (полиакриламида) при концентрации $c = 10^{-4}$ *г/см*^{3}, обеспечивающей эффективное воздействие на сдвиговые течения; при