

возмущений. Собственные значения  $p_{n0}$  и собственные функции  $y_{n0}$  «невозмущенной» задачи ( $M=0$ ) имеют вид

$$(8) \quad p_{n0} = j\omega_n, \quad y_{n0} = c_n \left[ J_1 \left( \frac{\omega_n r_0}{c_0} \right) Y_1 \left( \frac{\omega_n r}{c_0} \right) - Y_1 \left( \frac{\omega_n r_0}{c_0} \right) J_1 \left( \frac{\omega_n r}{c_0} \right) \right],$$

где  $J_1$  и  $Y_1$  — бесселевы функции первого порядка,  $c_n$  — некоторая константа, а  $\omega_n$  — корни уравнения

$$J_1 \left( \frac{\omega_n r_0}{c_0} \right) Y_1 \left( \frac{\omega_n R_0}{c_0} \right) - Y_1 \left( \frac{\omega_n r_0}{c_0} \right) J_1 \left( \frac{\omega_n R_0}{c_0} \right) = 0.$$

Используя выражение (8), нетрудно определить собственные значения «возмущенной» краевой задачи (6), (7)

$$p_{n1} = j\omega_n + \alpha_n + O(M^2),$$

$$\alpha_n = u_0 r_0 \int_{r_0}^{R_0} \frac{y_{n0}^2}{r} dr / \int_{r_0}^{R_0} y_{n0}^2 r dr.$$

Так как  $\text{Re } p_{n1} = \alpha_n > 0$ , течение оказывается неустойчивым по отношению к малым возмущениям акустического характера. Амплитуды гармоник будут возрастать со временем пропорционально множителю  $e^{\alpha_n t}$ . Скорость нарастания колебаний определяется инкрементом  $\alpha_n$ , причем  $u_0 r_0 / R_0^2 < \alpha_n < u_0 / r_0$ . Если  $\omega_n r_0 / c_0$  достаточно велико, то  $\alpha_n \approx u_0 / R_0$ . Более строгий анализ, проводимый для случая любых (но дозвуковых) скоростей потока и учитывающий зависимость скорости звука от координаты  $r$  и времени  $t$ , показывает, что инкремент нарастания  $\alpha_n$  для достаточно высоких гармоник определяется выражением

$$\alpha_n \approx \frac{1}{2} \frac{\int_{r_0}^{R_0} \left\{ \frac{c_0 u}{c_0^2 - u^2} \left[ \frac{1}{r} - \left( 1 - \frac{u^2}{c_0^2} \right) \frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2}{\rho c_0} \frac{\partial(\rho c_0)}{\partial r} \right] \right\}^* dr}{\int_{r_0}^{R_0} \left( \frac{c_0}{c_0^2 - u^2} \right)^* dr}$$

что свидетельствует о возможности значительного усиления эффекта при возрастании скорости течения.

Механизм возбуждения этих колебаний обусловлен наличием в системе распределенного отрицательного трения и, по-видимому, может приводить к неустойчивости и при других, более сложных, условиях течения (при наличии теплоподвода, учете вязкости, теплопроводности и т. д.).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М., Физматгиз, 1961.

Горьковский исследовательский  
физико-технический институт  
Горьковский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

Поступила  
4 марта 1974 г.

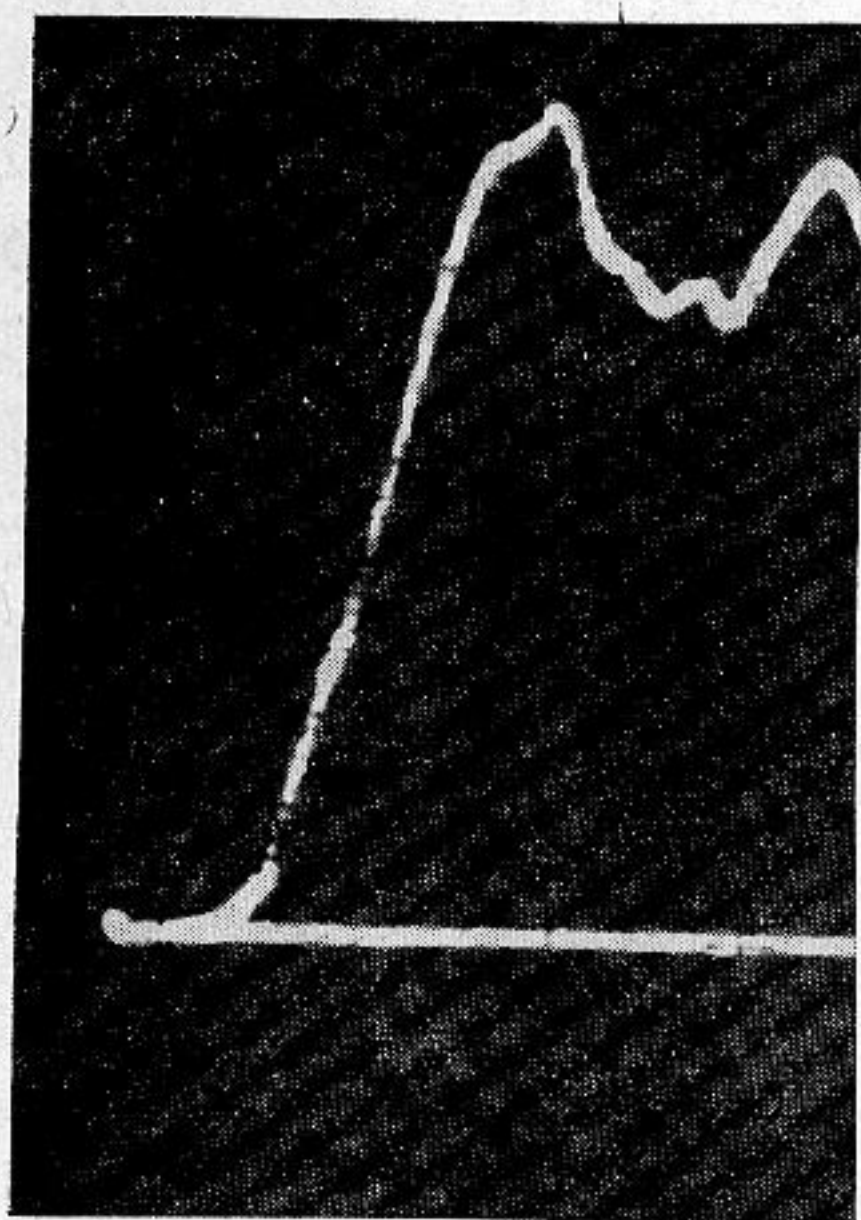
УДК 534.232

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРИРОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВИДЕ СТУПЕНЬКИ

С. Л. Давыдов, Г. Г. Зарецкий-Феофанов

Генерирование акустических импульсов в виде функции Хевисайда, используемых при определении переходных характеристик электроакустических преобразователей, при изучении дисперсии в ультразвуковых волноводных системах и т. п., представляет определенные трудности из-за отсутствия излучателей, обладающих равномерной спектральной плотностью излучения в диапазоне от единиц герц до нескольких мегагерц. Известны попытки воспроизведения импульса в виде ступеньки при помощи ударных труб [1], однако этот способ, требующий сложного и дорогостоящего оборудования, позволяет генерировать акустический импульс с длительностью фронта порядка 10÷50 мкс.

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 под-  
боре 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 мм<sup>2</sup> 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-Феокистов, 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. Есинов

Кавитация в турбулизированных 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 турбулизированных 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.