

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акопьян В. А. Методика определения пьезоэлектрического модуля  $d_{33}$  и исследование границ ее применения // Дефектоскопия. 2003. № 4. С. 29–38.
2. Цаплиев В. М., Аббакумов К. Е., Коновалов Р. С. Нелинейные пьезокерамические материалы и малогабаритные генераторы энергии. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2016. 215 с.
3. Доменные процессы в сегнетокерамике при действии сильного поперечного сжатия. Пьезоэлектрические материалы и преобразователи / В. А. Дорошенко, Э. И. Пикалев, Г. Н. Виталинская и др. // Ростов. гос. ун-т. Ростов, 1976. С. 66–72.
4. Цаплиев В. М. Нелинейная акустоупругость пьезокерамических материалов: в 2 ч. Ч. 2: Акустические методы измерений. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2014. 143 с.
5. Dielectric behavior of single crystals near the  $(1-x)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - (x)\text{PbTiO}_3$  morphotropic phase boundary / T. R. Shrout, Z. Chang, N. Kim, S. Markgraf // Ferroelectr. Lett. Sect. 1990. Vol. 12, iss. 63. P. 63–69.
6. Kuwata J., Uchino K., Nomura S. Dielectric and Piezoelectric Properties of  $0.91\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - 0.09\text{PbTiO}_3$  Single Crystals // Jap. J. Appl. Phys. 1982. Pt. 1. Vol. 21, iss. 9. P. 1298–1302.
7. Park S. E., Shrout T. R. Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. P. 1804–1819.
8. Viehland D., Powers J. Electromechanical coupling coefficient of  $\langle 001 \rangle$ -oriented  $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$   $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3 - \text{PbTiO}_3$  crystals: Stress and temperature independence // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78, iss. 2. P. 3112–3121.
9. Effect of uniaxial stress on the large-signal electromechanical properties of electrostrictive and piezoelectric lead magnesium niobate lead titanate ceramics / D. Viehland, J. Li, E. McLaughlin, J. Powers, R. Janus, H. Robinson // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95, iss. 4. P. 1969–1980.
10. Титанат бария / Ростов. гос. ун-т. Ростов, 1971. 216 с.

V. M. Tsaplev, R. S. Konovalov, V. E. Zemskova

### *Changes in properties of piezoelectric elements with compressive stress*

*An experimental study of the properties of piezoelectric ceramic elements of CTS-19 as a plate thickness of 1, 5, 10 and 15 mm with compressive stress. All measurements were performed in a laboratory setting, provides a compressive stress to 20 MPa. Rated electric charge that occurs when loading piezo elements. It is shown that for CTS-19, the lower limit of the compressive stress is 2 MPa. The peculiarities in the dependence  $Q(\sigma)$ , associated with a change in the contact area of the piezoelectric element in the process of measuring and reorientation effects.*

**Piezoceramic, quasi-static method, compression stress, piezoelectric modulus, loading cycle**

УДК 534.232:534.17

А. Н. Неверов

*Московский автомобильно-дорожный*

*государственный технический университет (МАДИ)*

## **Об излучении звука в кавитирующую жидкость**

*Выполнено теоретическое исследование продольных колебаний стержня, излучающего в жидкость, в которой возможно возникновение кавитации. Приведены условия работы системы стержень-жидкость в режиме триггера. Рассмотрены кавитационные пульсации при синусоидальной амплитудной модуляции возбуждающего электрического сигнала.*

**Стержень, продольные колебания, кавитация, звуковое давление, модуляция**

Повышение добротности колебательных систем неразрывно связано с ростом их импеданс-чувствительности. Л. Д. Розенбергом и М. Г. Си-

ротюком было показано [1], [2], что зависимость эффективного звукового давления в кавитирующей жидкости от амплитуды колебательной ско-

рости излучателя имеет вид  $N$ -образной характеристики. С этими двумя положениями, как будет показано далее, связано появление довольно специфических эффектов, которые ведут к нежелательным последствиям.

Общеизвестно, что ультразвуковая очистка наиболее перспективна. Однако механический перенос накопленного машиностроением опыта в радиотехническую промышленность оказался невозможным из-за принципиального различия изделий. Дело в том, что радиотехнические изделия изготавливаются из разнообразных, как правило кавитационно нестойких, материалов. Поэтому при очистке блоков, узлов и элементов радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) применяется почти исключительно докавитационный режим. В этом случае, однако, некоторые загрязнения, определяющие эксплуатационные характеристики, надежность и долговечность РЭА, не удаляются.

Очевидное решение проблемы – очистка в режиме слабой кавитации, не дало желаемого результата. Очищаемые узлы повреждались, несмотря на то что среднее значение звукового давления в жидкости было небольшим.

Одной из причин повреждений могли быть кратковременные импульсы звукового давления, обусловленные взаимодействием линейной ультразвуковой колебательной системы с кавитирующей жидкостью.

Рассмотрим продольные колебания однородного стержня (рис. 1), возбуждаемого в сечении  $x = l$  гармонической силой, отнесенной к площади поперечного сечения:  $\sigma_m \cos \omega t$ , где  $\sigma_m$  – амплитуда;  $\omega$  – круговая частота возбуждающей силы, близкая к  $n$ -й собственной частоте стержня  $\omega_n$ ;  $t$  – время. В сечении  $x = 0$  на стержень воздействует некоторое звуковое давление  $p_H$ , зависящее от колебательных скорости и ускорения излучающего торца стержня.

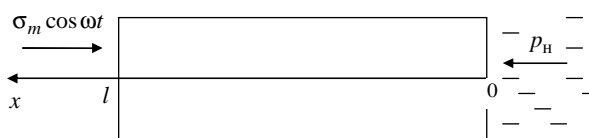


Рис. 1

Будем считать, что деформации стержня  $\frac{\partial u}{\partial x}$ ,

где  $u$  – смещение стержня в текущем сечении  $x$ , и механические напряжения  $\sigma$ , обусловленные ими, связаны соотношением

$$\sigma = - \left[ E \frac{\partial u}{\partial x} + v_B \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right],$$

где  $E$  и  $v_B$  – модуль Юнга и коэффициент вязкости соответственно (модель Фохта [3]).

Тогда дифференциальное уравнение относительно колебательного смещения стержня  $u = u(x, t)$  можно записать в виде

$$E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -v_B \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + p_H \delta(x) + \sigma_m \delta(x-l) \cos \omega t, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность материала стержня;  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака.

Будем считать стержень высокочастотным, а звуковое давление у излучающего торца  $x = 0$  – много меньшим механических напряжений в нем. Тогда распределение амплитуд колебаний вдоль оси стержня в рассматриваемой задаче будет почти таким же, как и у свободного стержня без потерь. Представим колебательное смещение в стержне в виде

$$u = l u_N(t) \cos k_n x, \quad (2)$$

где  $l$  – длина стержня;  $u_N(t)$  – некоторая безразмерная функция времени, подлежащая определению;  $k_n = \frac{\omega_n}{c}$  – волновое число  $n$ -й моды его собственных колебаний ( $c$  – скорость звука в стержне);  $\cos k_n x$  – формы этих колебаний.

Подставим (2) в (1), а затем, используя идею гармонического приближения, умножим полученное уравнение на  $\cos k_n x$  и усредним по длине стержня. Эта операция не только законна с точки зрения математики, но и оправдана из физических соображений. Действительно, рядом авторов было показано ([4], [5]), что даже при существенно нелинейной нагрузке колебания ультразвуковой колебательной системы остаются синусоидальными.

Учитывая свойства дельта-функции и проводя очевидные преобразования, получаем

$$\frac{d^2 u_N}{dt^2} + \omega_n^2 u_N = -Q^{-1} \omega_N \frac{du_N}{dt} - \frac{p_H}{\rho l^2} + \frac{\sigma_m}{\rho l^2} \cos k_n l \cos \omega t, \quad (3)$$

где  $Q = \frac{E}{v_{\%} \omega_n}$  – добротность стержня, обусловленная его внутренними потерями (это соотно-

шение справедливо при  $Q \gg 1$ , что выполняется практически всегда).

Введем обозначения:  $\omega t = \tau$ ,  $\eta = 1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega}\right)^2$  и,

поскольку частота возбуждающей силы  $\omega$  близка к  $n$ -й собственной частоте стержня  $\omega_n$ ,  $\eta \ll 1$ , перепишем (3) в виде

$$\ddot{u}_N + u_N = \mu f(u_N, \dot{u}_N, \ddot{u}_N, \tau), \quad (4)$$

где точками обозначено дифференцирование по  $\tau$ ;  $\mu$  – малый параметр,

$$\begin{aligned} \mu f(u_N, \dot{u}_N, \ddot{u}_N, \tau) = & \eta u_N - Q^{-1} \dot{u}_N + \\ & + \frac{1}{\rho \omega^2 l^2} (-p_H + \sigma_m \cos k_n l \cos \tau). \end{aligned}$$

Решив (4) методом медленно меняющихся амплитуд, получаем укороченные уравнения относительно нормированной амплитуды колебаний  $A$  и фазы  $\Theta$ :

$$\begin{aligned} \dot{A} = & -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mu f(u_N, \dot{u}_N, \ddot{u}_N, \tau_1) \sin \tau_1 d\tau_1; \\ A\dot{\Theta} = & -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mu f(u_N, \dot{u}_N, \ddot{u}_N, \tau_1) \cos \tau_1 d\tau_1, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\tau_1 = \tau + \Theta$ . Очевидно, что параметры стационарных колебаний (амплитуды и начальные фазы) определяются решением (5) при  $\dot{A} = \dot{\Theta} = 0$ .

В случае линейной нагрузки, т. е. когда звуковое давление на излучающем торце стержня выражается линейной функцией колебательных скорости и ускорения торца:

$$p_H = (R_{H0} \dot{u}_N + X_{H0} \ddot{u}_N), \quad (6)$$

где  $R_{H0}$  имеет смысл активной, а  $X_{H0}$  – реактивной составляющих удельного сопротивления нагрузки.

Подставив (6) в (5) и произведя интегрирование, получаем укороченные уравнения:

$$\begin{aligned} \dot{A} = & -\frac{1}{2} Q^{-1} A - \frac{1}{2} \frac{R_{H0}}{\rho \omega l} A + \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\rho \omega^2 l^2} \cos k_n l \sin \Theta; \\ A\dot{\Theta} = & -\frac{1}{2} \eta A - \frac{1}{2} \frac{X_{H0}}{\rho \omega l} A + \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\rho \omega^2 l^2} \cos k_n l \cos \Theta. \end{aligned} \quad (7)$$

В режиме стационарных колебаний при  $\dot{A} = \dot{\Theta} = 0$  решение (7) дает

$$\begin{aligned} A = & \frac{\frac{\sigma_m}{\rho \omega^2 l^2} \cos k_n l}{\sqrt{\left(\eta + \frac{X_{H0}}{\rho \omega l}\right)^2 + \left(Q^{-1} + \frac{R_{H0}}{\rho \omega l}\right)^2}}; \\ \text{ctg } \Theta = & \frac{\left(\eta + \frac{X_{H0}}{\rho \omega l}\right)}{\left(Q^{-1} + \frac{R_{H0}}{\rho \omega l}\right)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Как следует из (5), амплитуда колебаний максимальна при  $\Theta = \pm \pi/2$  (знак определяется из условия положительности числителя первого уравнения (8)). Это выполняется при

$$\eta = -\frac{X_{H0}}{\rho \omega l} \text{ или } \eta = -\frac{X_{H0} S}{w k l}, \quad (8a)$$

где  $S$  – площадь поперечного сечения стержня,  $w = \rho c S$  и  $kl$  – его характеристическое сопротивление и волновая длина соответственно. Выражение (8a) связывает резонансную частоту нагруженного стержня с реактивной составляющей сопротивления нагрузки  $X_{H0}$ .

Если зависимость между звуковым давлением, колебательной скоростью и ускорением нелинейна, то сопротивление излучения  $R_{изл}$ , определяемое из соотношения  $W_a = \frac{1}{2} R_{изл} v_m^2$  ( $W_a$  – излучаемая в нелинейную среду мощность;  $v_m$  – амплитуда колебательной скорости излучающего торца), является функцией колебательной скорости и не совпадает с коэффициентом пропорциональности между звуковым давлением у излучающего торца и его колебательной скоростью. Однако, как показано в [1], [2], [5], можно ввести понятие эффективного звукового давления у поверхности излучателя, рассматривая его как реакцию нелинейной среды на синусоидальные колебания излучателя:

$$p_{эф} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{R}_{изл} v_m, \quad (9)$$

где  $\bar{R}_{изл}$  отнесено к площади поперечного сечения стержня.

Зависимость (9) описывает акустические эффекты лишь приближенно, поэтому логично, по-видимому, предположить, что

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_H \sin \tau_1 d\tau_1 = p_{\text{эф}}, \quad (10)$$

причем зависимость эффективного звукового давления в жидкости  $p_{\text{эф}}$  от амплитуды колебательной скорости при такой интерпретации не обязательно линейна.

Кроме того, аналогично (6) будем считать

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_H \cos \tau_1 d\tau_1 = X_H A \omega l, \quad (11)$$

где эффективное реактивное сопротивление нагрузки  $X_H$  может быть функцией амплитуды колебательной скорости.

Таким образом, в общем случае нагрузки с учетом (10) и (11) укороченные уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{A} = & -\frac{1}{2} Q^{-1} A - \frac{1}{2} \frac{p_{\text{эф}}}{\rho \omega^2 l^2} + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\rho \omega^2 l^2} \cos k_n l \sin \Theta, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} A \dot{\Theta} = & -\frac{1}{2} \eta A - \frac{1}{2} \frac{X_H(A)}{\rho \omega l} A + \\ & + \frac{1}{2} \frac{\sigma_m}{\rho \omega^2 l^2} \cos k_n l \cos \Theta. \end{aligned}$$

Как было показано в (8), в случае линейной нагрузки амплитуда стационарных колебаний максимальна при  $\Theta = \pm \pi/2$ . По аналогии, очевидно, можно установить связь между резонансной частотой нагруженного стержня и реактивной составляющей сопротивления нагрузки, которые теперь будут зависеть от амплитуды колебаний:

$$\eta_p(A) = -\frac{X'(A)}{\rho \omega l}.$$

Поскольку амплитуда колебательной скорости излучающего торца  $v_m = A \omega l$ , первое уравнение (12) принимает вид

$$\dot{v}_m = -\frac{1}{2} Q^{-1} v_m - \frac{1}{2} \frac{p_{\text{эф}}}{\rho \omega l} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_{ms}}{\rho \omega l}, \quad (13)$$

где  $\sigma_{ms} = \sigma_m \cos k_n l \sin \Theta$ .

Амплитуда колебательной скорости при равновесных колебаниях  $v_{mj}$  определяется из (13) при  $\dot{v}_m = 0$ . Тогда (13) сводится к трансцендентному уравнению

$$\frac{p_{\text{эф}}}{\rho \omega l} = \frac{\sigma_{ms}}{\rho \omega l} - Q^{-1} v_{mj}. \quad (14)$$

На рис. 2 показано графическое решение уравнения (14) для трех стержней с различными добротностями, возбуждаемых одинаковой силой.

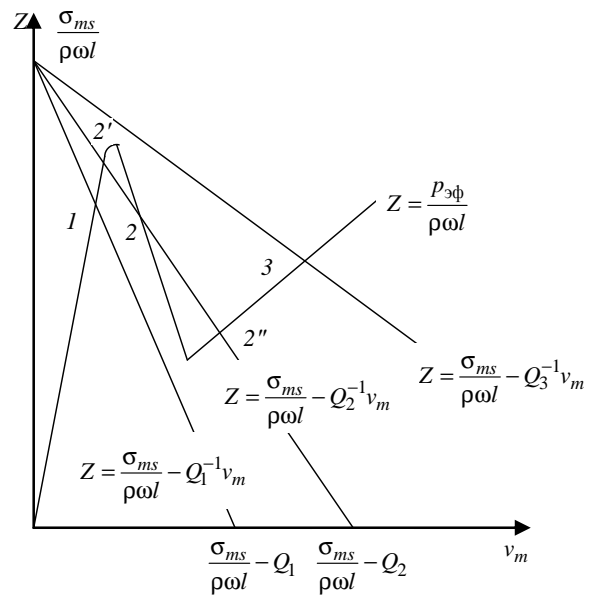


Рис. 2

Нетрудно показать, что состояния, соответствующие точкам 1 и 3, устойчивы, т. е. при одинаковой амплитуде возбуждающей силы стержень с низкой добротностью колеблется в устойчивом режиме, не возбуждая в жидкости кавитацию, а высокодобротный стержень — в устойчивом кавитационном режиме.

Наибольший интерес представляют колебания второго стержня с добротностью  $Q_2$  ( $Q_2' < Q_2 < Q_2''$ ). Для этого стержня существуют три равновесных состояния, соответствующих точкам 2, 2' и 2''.

Вообще, прямая  $Z = \frac{\sigma_{ms}}{\rho \omega l} - Q^{-1} v_m$  может пересекаться с нагрузочной характеристикой в одной либо трех точках (термином «нагрузочная характеристика» называем зависимость эффективного звукового давления в жидкости  $p_{\text{эф}}$  от амплитуды колебательной скорости излучателя  $v_m$ ).

В первом случае точка пересечения отвечает устойчивому состоянию, а во втором одна из точек пересечения соответствует неустойчивому состоянию, а две другие — устойчивым, т. е. система работает в триггерном режиме.

Точки 2' и 2'' отвечают устойчивым режимам колебаний стержня, причем в точке 2'' в жидкости должна наблюдаться развитая кавитация, в точке же 2' колебания происходят в докавитационном режиме.

При излучении высокочастотного стержня в жидкость с *N*-образной характеристикой при одном значении возбуждающей силы система может работать как в докавитационном режиме, так и в режиме развитой кавитации. Установление амплитуд колебательной скорости, соответствующих ниспадающей ветви нагрузочной характеристики (2 на рис. 2), в такой системе невозможно.

Низкочастотный же стержень может совершать колебания с любой амплитудой.

Наибольший практический интерес представляет случай модуляции возбуждающей силы  $\sigma_m$ , т. е. когда амплитуда возбуждающей силы  $\sigma_m$  меняется во времени.

Амплитудная модуляция выходного электрического сигнала генератора повышает качество очистки и производительность ультразвуковых технологических установок [6]–[8]. Зачастую на практике в качестве модулирующего сигнала используется синусоидальное напряжение промышленной частоты. Поэтому рассмотрение процессов в колебательной системе при амплитудной модуляции синусоидальным сигналом представляется актуальным.

Пусть амплитуда возбуждающей силы изменяется по гармоническому закону:

$$\sigma_{ms} = \sigma_{m0} (1 + m \cos \nu_1 \tau), \quad (15)$$

где  $\sigma_{m0}$  – среднее за период модулирующего сигнала значение возбуждающей силы;  $m < 1$  – коэффициент (глубина) модуляции;  $\nu_1 = \Omega/\omega \ll 1$  ( $\Omega$  – частота модулирующего сигнала) (рис. 3).

Пусть в момент  $t = 0$  изображающая точка находится на левой устойчивой ветви нагрузочной характеристики (точка 0). При увеличении амплитуды возбуждающей силы изображающая точка перемещается вверх  $0 \rightarrow a$ . В момент  $t = 1$  она достигает максимума нагрузочной характеристики. При дальнейшем повышении амплитуды возбуждающей силы изображающая точка должна скачком  $a \rightarrow b$  перейти на правую – кавитационную – ветвь нагрузочной характеристики. При этом амплитуда колебательной скорости скачком увеличится до значения, соответствующего точке  $b$ , при постоянном эффективном звуковом давлении. Далее амплитуда колебательной скорости уменьшается вплоть до равновесного значения на правой ветви нагрузочной характеристики, изображающая точка переходит из положения  $b$  в положение  $b'$  ( $b \rightarrow b'$ ). Характерное время этого про-

цесса легко определить, решив (13) при подстановке в него (15) и считая эффективное звуковое давление линейной функцией амплитуды колебательной скорости  $p_{эф} = R_H v_m$  (сопротивление нагрузки на правой устойчивой ветви характеристики можно считать в 3–5 раз меньшим, чем сопротивление нагрузки капельной жидкости [1], [2], [5]):

$$\dot{v}_m = -\frac{1}{2} Q^{-1} v_m - \frac{1}{2} \frac{R_H v_m}{\rho \omega l} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_{m0}}{\rho \omega l} \cos k_n l (1 + m \cos \nu_1 \tau). \quad (16)$$

Далее амплитуда колебательной скорости изменяется в соответствии с изменением амплитуды возбуждающей силы, изображающая точка при этом перемещается по правой, кавитационной ветви нагрузочной характеристики ( $b' \rightarrow b$ ).

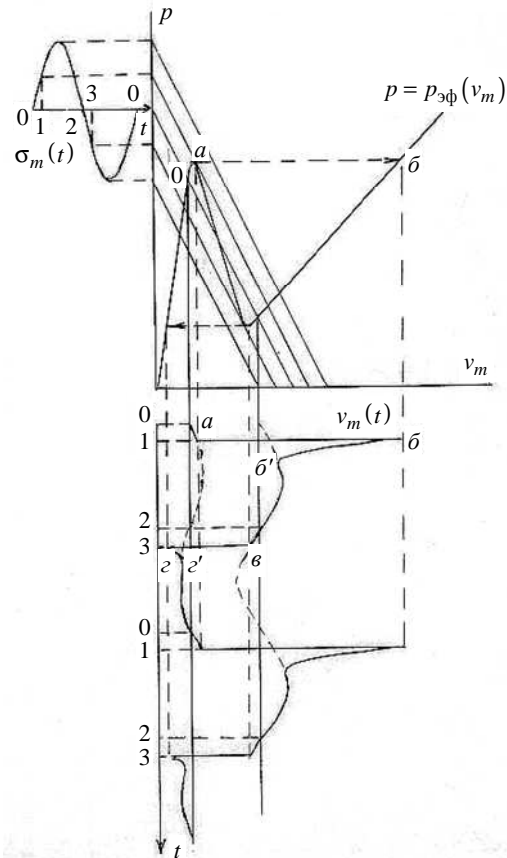


Рис. 3

В момент  $t = 3$  происходит скачкообразное уменьшение амплитуды колебательной скорости ( $b \rightarrow z$ ), после чего амплитуда колебательной скорости увеличивается вплоть до равновесного значения на левой ветви нагрузочной характеристики, изображающая точка переходит из положе-

ния  $z$  в положение  $z'$  ( $z \rightarrow z'$ ). Характерное время такого процесса определяется решением уравнения (16) при сопротивлении нагрузки  $R_H = R_{H0}$ . Затем до второго момента  $t = 0$  амплитуда колебательной скорости изменяется в соответствии с изменением амплитуды возбуждающей силы, изображающая точка при этом перемещается по левой, докавитационной ветви нагрузочной характеристики.

Далее описанные процессы повторяются.

Очевидно, что стержень, как любой четырехполюсник, обладает внутренней обратной связью. Действительно, резкое увеличение амплитуды колебательной скорости  $v_m$  и обусловленное этим большое ускорение  $\dot{v}_m$  вызывают согласно (13) скачок амплитуды возбуждающей силы  $\sigma_{ms}$ , которая пропорциональна амплитуде выходного напряжения или тока ультразвукового генератора (при возбуждении стержня пьезоэлектрическим или магнитострикционным преобразователем соответственно). Таким образом, изменения амплитуд возбуждающей силы и колебательной скорости взаимосвязаны. Колебания амплитуды возбуждающей силы  $\sigma_{ms}$  и, соответственно, выходного сигнала ультразвукового генератора становятся релаксационными независимо от их первоначальной формы.

Экспериментальная проверка полученных соотношений проводилась на установке, состоявшей из задающего генератора, усилителя, сосуда с жидкостью, гидрофона, датчика амплитуд колебательной скорости, запоминающего осциллографа. В качестве излучателей использовались магнитострикционный преобразователь с излучающим полуволновым титановым стержнем с собственной частотой 22,2 кГц и добротностью 30 и двухполуволновой составной пьезопреобразователь с собственной частотой 22 кГц и добротностью 70. Напряжение на выходе усилителя было модулировано сигналом промышленной частоты 50 Гц, глубина модуляции составляла 8–13 %.

Характерные осциллограммы звукового давления в воде (а) и выходного электрического напряжения усилителя (б) при средней амплитуде колебательной скорости 9 см/с приведены на рис. 4.

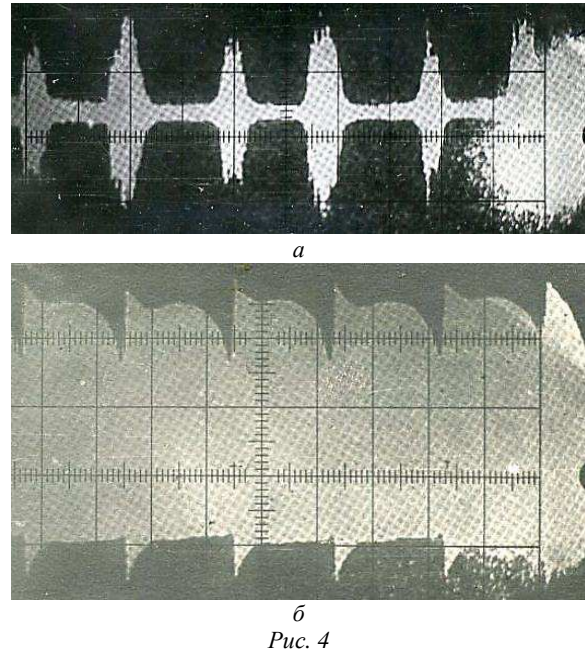


Рис. 4

Отметим сходство формы огибающих электрического напряжения в эксперименте (рис. 4, б) и колебательной скорости (рис. 3, внизу).

Пульсации кавитационной области наблюдались при больших амплитудах колебаний (порядка 30 мкм) [4], [9]. Авторы полагают, что эти пульсации имеют автоколебательный характер и связывают их с особенностями формирования кавитационного облака у поверхности излучателя. Никаких доводов в пользу такой интерпретации они, однако, не приводят.

В настоящей работе теоретически и экспериментально показана возможность возникновения в системе «преобразователь–жидкость» триггерного режима. При амплитудной модуляции это ведет к появлению в жидкости мощных импульсов звукового давления, которые могут обусловить повреждение очищаемых деталей, и релаксационности возбуждающего электрического напряжения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенберг Л. Д., Сиротюк М. Г. Об излучении звука при наличии кавитации // Акуст. журн. 1960. Т. VI, вып. 4. С. 478–481.
2. Розенберг Л. Д. Кавитационная область // Физика и техника мощного ультразвука: в 3 т. Т. 2: Мощные ультразвуковые поля / под ред. Л. Д. Розенберга. М.: Наука, 1968. С. 221–266.
3. Кольский Г. Волны напряжений в твердых телах. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. 190 с.
4. Приходько В. М. Ультразвуковые технологии при производстве, эксплуатации и ремонте транспортной техники. М.: Техполиграфцентр, 2003. 253 с.
5. Сиротюк М. Г. Акустическая кавитация. М.: Наука, 2008. 271 с.

6. Келлер О. К. Ультразвуковые генераторы на транзисторах и тиристорах. М.: Машиностроение, 1979. 47 с.

7. А. с. 850231 СССР МКИ В 06 В 1/06. Ультразвуковая установка / И. В. Петушко, Ю. В. Холопов (СССР). № 2799800/18-10; заявл. 20.07.79; опубл. 30.07.81. Бюл. № 28.

8. Петушко И. В. Оборудование для ультразвуковой очистки. СПб.: Андреевский издательский дом, 2004. 150 с.

9. Приходько В. М., Калачев Ю. Н. Пульсации кавитационной области // Повышение эффективности технологических процессов: сб. науч. тр. МАДИ (ТУ). М., 1995. С. 46–53.

---

A. N. Neverov

*Moscow Automobile & Road State University (MADI)*

## ON THE SOUND EMISSION INTO THE CAVITATING LIQUID

*Is executed theoretical studies of longitudinal oscillations of a rod, which radiates into the liquid, in which is possible the appearance of cavitation. Are given the conditions for the work of system rod – liquid in the regime of trigger. Cavitation pulsations with the sinusoidal amplitude modulation of the exciting electrical signal are examined.*

**Rod, longitudinal vibrations, cavitation, sound pressure, modulation**

---