

8. Захаров В.Е., Кузнецов Е.А. Гамильтоновский формализм для систем гидродинамического типа: Препринт № 186. Новосибирск.: ИАЭ СО АН СССР, 1982. 50 с.
9. Наугольных К.А., Рыбак С.А., Третьякова С.Ю. Генерация низкочастотного звука при возбуждении поверхностных возмущений ультразвуковыми пучками // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 6. С. 1100-1103.

Институт импульсных процессов и технологий
Академии наук УССР

Поступило в редакцию
09.11.88
После исправления
02.03.90

УДК 534.26

© 1992 г.

С.И. Ковинская, Г.И. Меделян

О ПРОДОЛЬНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ С ТОРЦЕВЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Большое число инженерных конструкций представляет собой цилиндрические оболочки с торцевыми пластинами, возбуждаемыми силами, действующими в одной из пластин и направленными параллельно оси оболочки. Рассмотрим механическую проводимость такой конструкции с целью определения резонансных частот продольных колебаний и конструктивных возможностей изменения положений резонансов и уровней этих колебаний. Введем упрощения, которые позволят сократить вычисления и получить аналитическое решение задачи: оболочка рассматривается как полая цилиндрическая балка; возбуждение одной из пластин обладает центральной симметрией; пластины, контактирующие с оболочкой, неограничены (рис. 1, а). Положение, альтернативное по отношению к каждому из предложенных упрощений, приведет лишь к некоторому изменению характеристик, не меняя сути результатов. Система уравнений, описывающая колебания пластин и балки, имеет вид:

$$\begin{aligned} \nabla^2 w_1 - k_1^4 w_1 &= \frac{f_0}{D_1 2\pi r} \delta(r), \\ \nabla^4 w_2 - k_2^4 w_2 &= 0, \quad \frac{d^2 u}{dx^2} + k^2 u = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и решается при следующих условиях контакта:

$$\begin{aligned} u|_{x=0} = w_1|_{r=a}, \quad u|_{x=l} = w_2|_{r=a}, \\ q_1 = -ES \frac{du}{dx} \Big|_{x=0} \frac{1}{2\pi a}, \quad q_2 = ES \frac{du}{dx} \Big|_{x=l} \frac{1}{2\pi a}. \end{aligned} \quad (2)$$

При этом обозначено: w_i – поперечные перемещения пластины ($i = 1; 2$), $u(x)$ – продольные перемещения балки, расположенной при $0 \leq x \leq l$, k_i – волновые числа колебаний пластины ($k_i^4 = \omega^2 m_i / D_i$, m_i , D_i – поверхностная масса и изгибная жесткость пластин), S – площадь сечения балки, a – ее радиус, (при этом считается, что толщина балки $\delta \ll a$), q_i – плотность силы, действующей со стороны пластины на балку, k – волновое число продольных колебаний балки.

Представим решение для колебаний балки и пластин в виде [1]:

$$u(x) = A \cos kx + B \sin kx,$$

$$\begin{aligned} w_1(r) &= \frac{if_0}{8 \sqrt{m_1 D_1} \omega} [H_0^{(1)}(k_1 r) + \frac{2i}{\pi} K_0(k_1 r)] + \\ &+ \begin{cases} i \frac{\pi a q_1}{4 \sqrt{m_1 D_1} \omega} [J_0(ak_1) H_0^{(1)}(k_1 r) + \frac{2i}{\pi} K_0(k_1 r) I_0(k_1 a)], & r \geq a, \\ i \frac{\pi a q_1}{4 \sqrt{m_1 D_1} \omega} [J_0(k_1 r) H_0^{(1)}(k_1 a) + \frac{2i}{\pi} I_0(k_1 r) K_0(k_1 a)], & r \leq a, \end{cases} \end{aligned} \quad (3)$$

$$w_2(r) = \begin{cases} i \frac{\pi a q_2}{4 \sqrt{m_2 D_2} \omega} [J_0(ak_2) H_0^{(1)}(k_2 r) + \frac{2i}{\pi} K_0(k_2 r) I_0(k_2 a)], & r \geq a, \\ i \frac{\pi a q_2}{4 \sqrt{m_2 D_2} \omega} [J_0(rk_2) H_0^{(1)}(ak_2) + \frac{2i}{\pi} I_0(k_2 r) K_0(k_2 a)], & r \leq a. \end{cases}$$

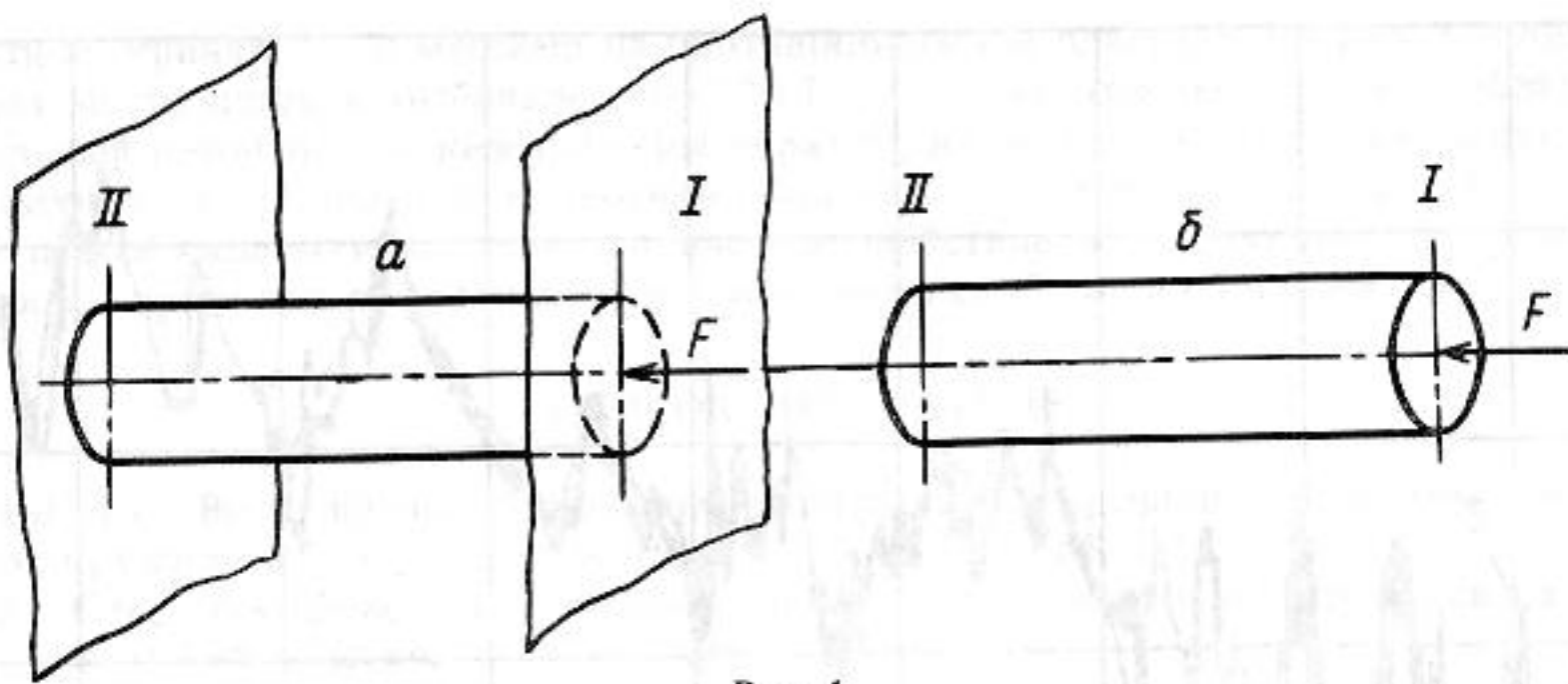


Рис. 1

Подставляя выражения (3) в граничные условия (2) и находя оттуда значения неизвестных (q_1, q_2, A, B), получим после несложных преобразований выражение для проводимости в виде

$$Y = \frac{i\omega w_1(0)}{f_0} = Y_1 \left(1 - \frac{[H_0^{(1)}(k_1 a) + \frac{2i}{\pi} K_0(k_1 a)]^2 (1 + i \frac{z_x}{z_1} \operatorname{tg} kl [H]_2)}{[H]_1 + \frac{iz_x}{z_2} \operatorname{tg} kl [H]_1 [H]_2 + \frac{z_1}{z_2} [H]_2 - i \frac{z_1}{z_x} \operatorname{tg} kl} \right), \quad (4)$$

где

$$Y_1 = \frac{1}{8 \sqrt{m_1 D_1}} = \frac{1}{z_1}, \quad m = \rho S, \quad c_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

$$z_2 = 8 \sqrt{m_2 D_2}, \quad z_x = m c_{\text{пр}}, \quad [H]_i = J_0(ak_i) H_0^{(1)}(ak_i) + \frac{2i}{\pi} I_0(ak_i) K_0(ak_i).$$

Анализ выражения (4) показывает, что при $kl \rightarrow 0$, при $k_1 = k_2$ и $k_1 a \rightarrow 0$ имеем $Y = Y_1/2$, т.е. при возбуждении двух параллельных равных пластин, связанных через недеформируемый стержень, проводимость уменьшается вдвое по сравнению с одной пластиной (асимптотическая проверка результатов). Рассмотрим случай "резонанса" балки: $\operatorname{tg} kl = 0$. Из выражения (4) следует:

$$Y = Y_1 \left[1 - \frac{[H_0^{(1)}(ak_1) + \frac{2i}{\pi} K_0(ak_1)]^2}{[H]_1 + \frac{z_1}{z_2} [H]_2} \right]. \quad (5)$$

Видно, что на входную проводимость заметно влияют характеристики удаленной пластины, особенно при $z_1 \gg z_2$. Отсюда следует вывод, что на этих частотах входящая энергия, а следовательно, и уровни продольных колебаний балки могут быть изменены путем воздействия на невозбуждаемую пластину. Рассмотрим противоположный случай — "антирезонанса" балок; при этом

$$Y = Y_1 \left(1 - \frac{[H_0^{(1)}(ak_1) + \frac{2i}{\pi} K_0(ak_1)]^2 i \frac{z_x}{z_1} [H]_2}{i \frac{z_x}{z_2} [H]_1 [H]_2 - i \frac{z_1}{z_x}} \right). \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что при $z_x \gg z_1$ входная проводимость не зависит от резонансных характеристик невозбуждаемой пластины (от величины $[H]_2$), но зависит от ее сопротивления z_2 . В противном случае $z_x \ll z_1$ зависимость от резонансных свойств невозбуждаемой пластины остается. Вывод о независимости проводимости от резонансных свойств присоединенной пластины в случае недеформируемости связывающей пластины балки можно сопоставить с полученным в [2] результатом о возбуждении бесконечных параллельных пластин с двумя параллельными недеформируемыми связями. В [2] определялась величина коэффициента передачи силы (отношение сил, действующих со стороны связей на пластины к возбуждающей силе) и было показано, что эта величина не зависит от резонансных характеристик присоединенной пластины, но зависит от отношения толщин параллельных пластин, т.е. соотношения их характеристических импедансов. Для подтверждения вывода о том, что изменение резонансных свойств невозбуждаемой пластины существенно влияет на входную проводимость только на резонансных колебаниях балки, был проведен следующий эксперимент. Цилиндрическая оболочка с двумя торцевыми пластинами (рис. 1, б) возбуждалась сосредоточенной силой, действующей в центр одной из пластин. На про-

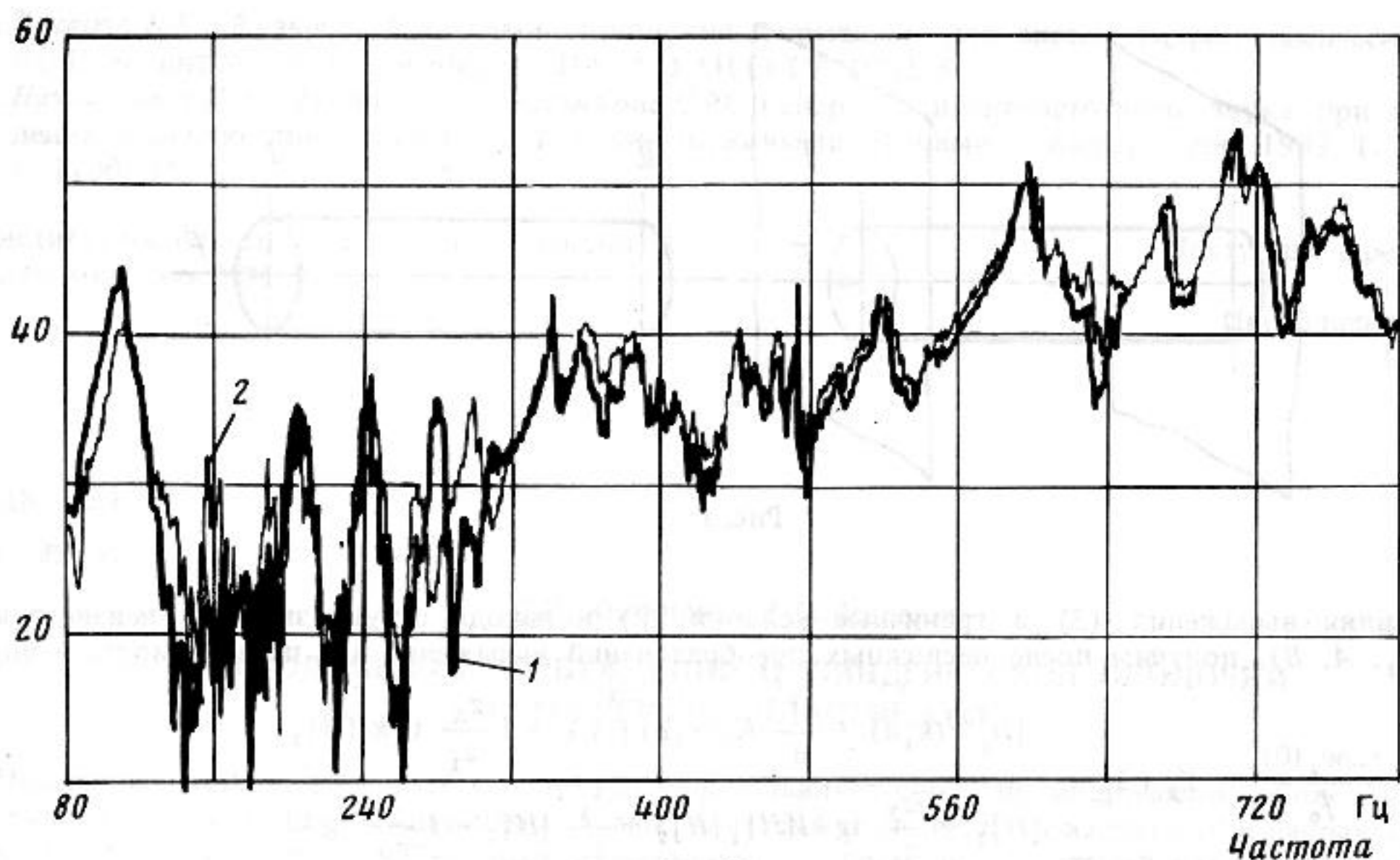


Рис. 2

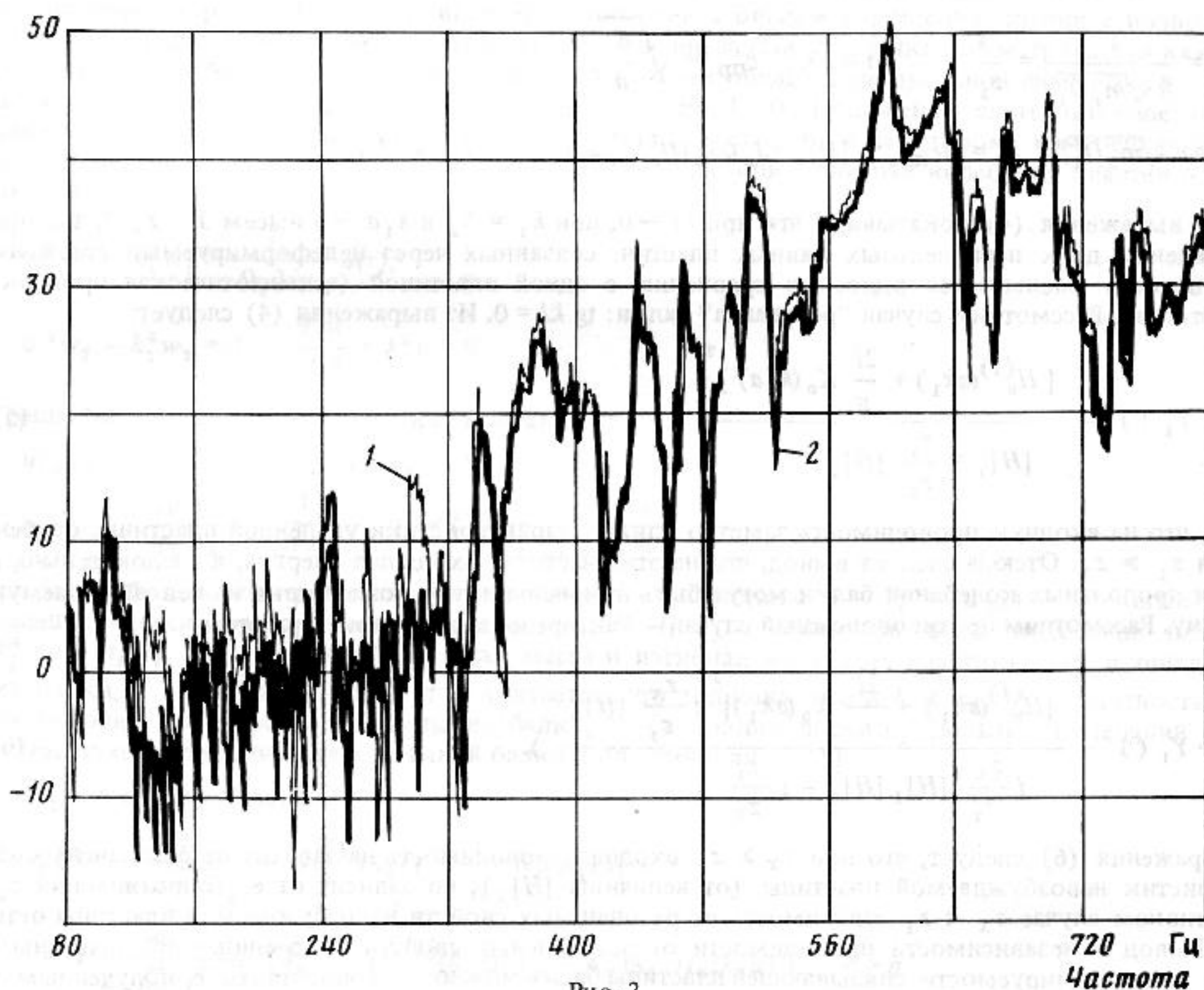


Рис. 3

тнвоположной пластине была установлена локализованная в центре масса, составляющая 30% массы этой пластины. Расчеты показывают, что значения $kl = \pi$ соответствуют для данной оболочки частоте 280 Гц. На рис. 2 представлена частотная зависимость входной проводимости Y при установленной массе (кривая 1) и без нее (кривая 2). Видно, что кривые практически не отличаются друг от друга, за исключением частотного диапазона 260–320 Гц, т.е. вблизи продольного резонанса (280 Гц). На рис. 3 представлены продольные перемещения возбуждаемой пластины в точке, расположенной вблизи оболочки, что соответствует ее продольным перемещениям. Кривая 1 соответствует продольным перемещениям оболочки без масс, установленных на противоположной возбуж-

даемой пластине, кривая 2 — с массами на противоположной пластине. Из рис. 3 видно, что отличие кривых имеет место лишь в интервале 240–320 Гц, т.е., как отмечено выше, в области, где имеет место продольный резонанс оболочки. Таким образом, из эксперимента также следует вывод о возможности влияния на продольные колебания оболочки и входящую в систему энергию путем воздействия на невозбуждаемую пластину, причем воздействие это проявляется в диапазоне частот, соответствующем продольным резонансным колебаниям свободной оболочки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Никифоров А.С.* Возбуждение бесконечной пластины поперечной силой, равномерно распределенной по окружности // *Акуст. журн.* 1973. Т. 19. № 4. С. 588–593.
2. *Ковинская С.И., Никифоров А.С.* Влияние резонансных свойств конструкций на коэффициент передачи силы // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33. № 1. С. 135–138.

Центральный научно-исследовательский институт им. А.Н. Крылова

Поступило в редакцию
18.06.91

УДК 534:22

© 1992 г.

А.Н. Котюсов

О МЕХАНИЗМЕ ДЕГАЗАЦИИ ЖИДКОСТИ ЗВУКОМ

В жидкости, на которую воздействуют относительно интенсивные акустические колебания, уменьшается количество газа как растворенного, так и находящегося в виде пузырьков. Этот эффект находит применение в промышленной практике при дегазации расплавов металлов и стекла, растворов смол, вискозы, масел, различного рода жидкостей [1, 2].

Однако до сего времени нет ясной физической картины механизма дегазации и четкого представления об основных качественных и количественных зависимостях характеристик этого процесса от параметров звукового поля. Теоретически изучено несколько возможных механизмов [2]. Так, рост паровых пузырьков вызывается в основном поглощением механической энергии звука в результате испарения и конденсации жидкости на границе пузырька [3]. Газовые же пузырьки могут расти либо благодаря диффузии растворенного в жидкости газа, либо благодаря коалесценции [2].

Наиболее сложным является выяснение механизма коалесценции. Принято считать, что этот процесс обусловлен действием сил Бьеркнесса, увлечением пузырьков акустическими потоками, а также влиянием радиационного давления [2]. При этом во всех работах, касающихся как процессов коалесценции [2], так и аналогичных им процессов акустической коагуляции аэрозолей [2, 4], рассматривается воздействие звуковых колебаний на одиночную частицу или пару частиц, а затем полученные закономерности переносятся на совокупность имеющихся частиц. Оценки, сделанные в рамках таких моделей, часто не согласуются с экспериментальными данными. В связи с этим авторы работы [5] предложили объяснение акустической коагуляции на основе модели коллективного взаимодействия частиц, учитывающей не силы парного взаимодействия, а силы, обусловленные движением всего ансамбля частиц.

Физическая интерпретация явления достаточно проста [5, 6]. В области увеличения концентрации частиц взвеси эффективное сечение для газа уменьшается, что приводит к возрастанию скорости его течения относительно частиц. Рост скорости сопровождается падением давления и увеличением эффективной силы Стокса. Оба эти фактора приводят к дальнейшему возрастанию концентрации твердых частиц. В результате увеличивается вероятность столкновения частиц и ускоряется процесс коагуляции. Поскольку полученная неустойчивость имеет универсальный характер, очевидно, что она может возникать при любом плавном движении в двухфазной среде. Весьма интересным является изучение развития этой неустойчивости в жидкости с пузырьками газа, учет собственных колебаний которых может так или иначе повлиять на развитие процесса [8].

Рассмотрим простую модель вязкой жидкости, содержащей одинаковые пузырьки газа. Будем считать, что характерные масштабы задачи (расстояние между частицами, размеры областей неоднородности концентрации пузырьков) существенно меньше длины звуковой волны в жидкости. Тогда при малых числах Рейнольдса ($Re = va/\nu$, v — относительная скорость пузырька радиуса a , ν — кинематическая вязкость жидкости) система уравнений, описывающих движение пузырьков в вязкой жидкости, имеет вид [7]:

$$\operatorname{div} v_1 = \partial \alpha / \partial t + \operatorname{div} \alpha v_1, \quad (1)$$

$$\partial n / \partial t + \operatorname{div} n v_1 = 0, \quad (2)$$