

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.232

© 1992 г. В.Е. Глазанов, И.Л. Рубанов

ВХОДНОЙ ИМПЕДАНС РАДИАЛЬНО ВОЗБУЖДАЕМОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЖЕСТКИМИ ВСТАВКАМИ

В настоящей работе развиты идеи статьи [1] на случай цилиндрического слоя с равномерно чередующимися зазорами, заполненными абсолютно жестким материалом. Геометрия задачи и все обозначения совпадают с работой [1]. Система граничных условий на поверхности жесткой вставки, путем удовлетворения которых ищется решение, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \varphi} &= 0 \quad \varphi = \pm \alpha_1; \quad a \leq r \leq b \\ \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r=b} &= 0, \quad \alpha_1 \leq \varphi \leq \alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

На основе работы [1] входной импеданс определяется следующим выражением, совпадающим с полученным в работе [1] для несплошного цилиндрического слоя:

$$Z_{вх} = -i \left[ \frac{A_0 J_0(kc_0)}{J_1(kc_0)} + \frac{B_0 N_0(kc_0)}{N_1(kc_0)} \right]. \quad (2)$$

Коэффициенты  $\{A_n\}$ ,  $\{B_n\}$  определяются из системы линейных алгебраических уравнений, отличающийся от уравнений работы [1]:

$$\begin{aligned} A_n + B_n &= \begin{cases} 1; & n = 0 \\ 0; & n = 1 \end{cases} \\ \frac{A_n J'_{\nu_n}(kb)}{J'_{\nu_n}(kc_0)} + \frac{B_n N'_{\nu_n}(kb)}{N'_{\nu_n}(kc_0)} &= \sum \{c_l + D_l\} \alpha_{ln}; \\ m^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ \frac{A_l J_{\nu_l}(kb)}{J_{\nu_l}(kc_0)} + \frac{B_l N_{\nu_l}(kb)}{N_{\nu_l}(kc_0)} \right\} \beta_{ln} &= c_n \frac{J_{\mu_n}(k_1 b)}{J'_{\mu_n}(kc_0)} + \frac{D_n N_{\mu_n}(k_1 b)}{N'_{\mu_n}(kc_0)}; \\ F_n = \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ \frac{c_l J'_{\mu_l}(k_1 a)}{J'_{\mu_l}(k_1 b)} + \frac{D_l N'_{\mu_l}(k_1 a)}{N'_{\mu_l}(k_1 b)} \right\} \alpha_{ln}; \\ \sum_{l=0}^{\infty} \frac{F_l J_{\nu_l}(ka)}{J'_{\nu_l}(ka)} \beta_{ln} &= m \left\{ \frac{c_n J_{\mu_n}(k_1 a)}{J'_{\mu_n}(k_1 b)} + \frac{D_n N_{\mu_n}(k_1 a)}{N_{\mu_n}(k_1 b)} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \nu_n &= \frac{\pi n}{\alpha}; \quad \mu_n = \frac{\pi n}{\alpha_1}; \\ \alpha_{ln} &= \begin{cases} 0; & n = 0; \quad l = 0 \\ \frac{\alpha_1}{\alpha}, & l = n = 0 \\ \frac{\sin(\nu_n + \mu_l)\alpha_1}{(\nu_n + \mu_l)\alpha} + \frac{\sin(\nu_n - \mu_l)\alpha_1}{(\nu_n - \mu_l)\alpha}; & l, n \neq 0. \end{cases} \end{aligned}$$

$$\beta_{ln} = \begin{cases} 0; & n=0; & l \neq 0 \\ 1; & n=l=0 \\ \frac{\sin(\nu_n + \mu_l)\alpha_1}{(\nu_n + \mu_l)\alpha_1} + \frac{\sin(\nu_n - \mu_l)\alpha_1}{(\nu_n - \mu_l)\alpha_1}; & n, l \neq 0. \end{cases}$$

В выражениях (2) – (3)  $J_\nu(x)$ ,  $N_\nu(x)$  – функции Бесселя и Неймана соответственно,  $k$  и  $k_1$  – волновые числа в воде и в слое,  $m = \rho c / (\rho c)_b$  – относительное волновое сопротивление;  $\{A_n\}$ ,  $\{B_n\}$ ,  $\{D_n\}$ ,  $\{F_n\}$  – неизвестные постоянные.

Ниже приводятся результаты численных экспериментов для шести жестких вставок (т.е. раствора двугранного угла  $\alpha = \pi/6$ ) и относительного волнового сопротивления слоя  $m = 0,1$ . Зависимость от времени принималась в виде  $\exp(-i\omega t)$ . Предполагалось, что плотность цилиндрического слоя равна плотности воды. Система алгебраических уравнений (3) решалась методом редукции, вычислительный процесс был реализован аналогично описанному в работе [1].

Сравнение частотных зависимостей входного импеданса слоя  $Z_{вх}$  с жесткими вставками и сплошного слоя, проведенное для различных значений толщины слоя  $l_0/c_0$  и различных величин зазоров между экранируемой поверхностью и экраном, показало, что наличие жестких вставок увеличивает инерционную составляющую и снижает частоту резонанса экрана, т.е. частоту, соответствующую нулевому значению входного импеданса  $Z_{вх} = 0$ . Чем выше значение коэффициента перекрытия слоя,  $\beta = \alpha_1/\alpha$ , тем меньше отличаются зависимости входного импеданса при наличии жестких вставок и зазоров. Увеличение толщины слоя  $l_0/c_0$  и расстояния между экраном и излучающей поверхностью (уменьшение отношения  $b/c_0$ ) приводит к понижению частоты резонанса системы слой воды – экран – внутренняя (заэкранная) полость.

Зависимость нормированного к величине входного импеданса замкнутого цилиндрического слоя входного импеданса исследуемой модели  $Z_{вх}/Z_{спл}$  от коэффициента перекрытия  $\beta$  (рис. 1) показывает, что при значении  $\beta \geq 0,8$  наличие в экране как жестких вставок, так и зазоров [1] практически не влияет на его входной импеданс и может в первом приближении не учитываться. Уменьшение коэффициента  $\beta$  приводит к росту входного импеданса исследуемого экрана как по сравнению со сплошным слоем, так и со слоем с зазором [1].

На рис. 2 приведена частотная зависимость резонансной волновой толщины экрана  $k_1 l_0$ , т.е. толщины слоя, при которой на заданной частоте выполняется условие  $Z_{вх} = 0$ .

Увеличение волнового радиуса экранируемой поверхности приводит к уменьшению резонансной волновой толщины  $k_1 l_0$ , при этом при увеличении расстояния между экраном и излучающей поверхностью резонанс достигается при меньшем значении толщины экрана. На заданной частоте резонансная волновая толщина исследуемого экрана меньше, чем резонансная волновая толщина экрана с зазорами [1].

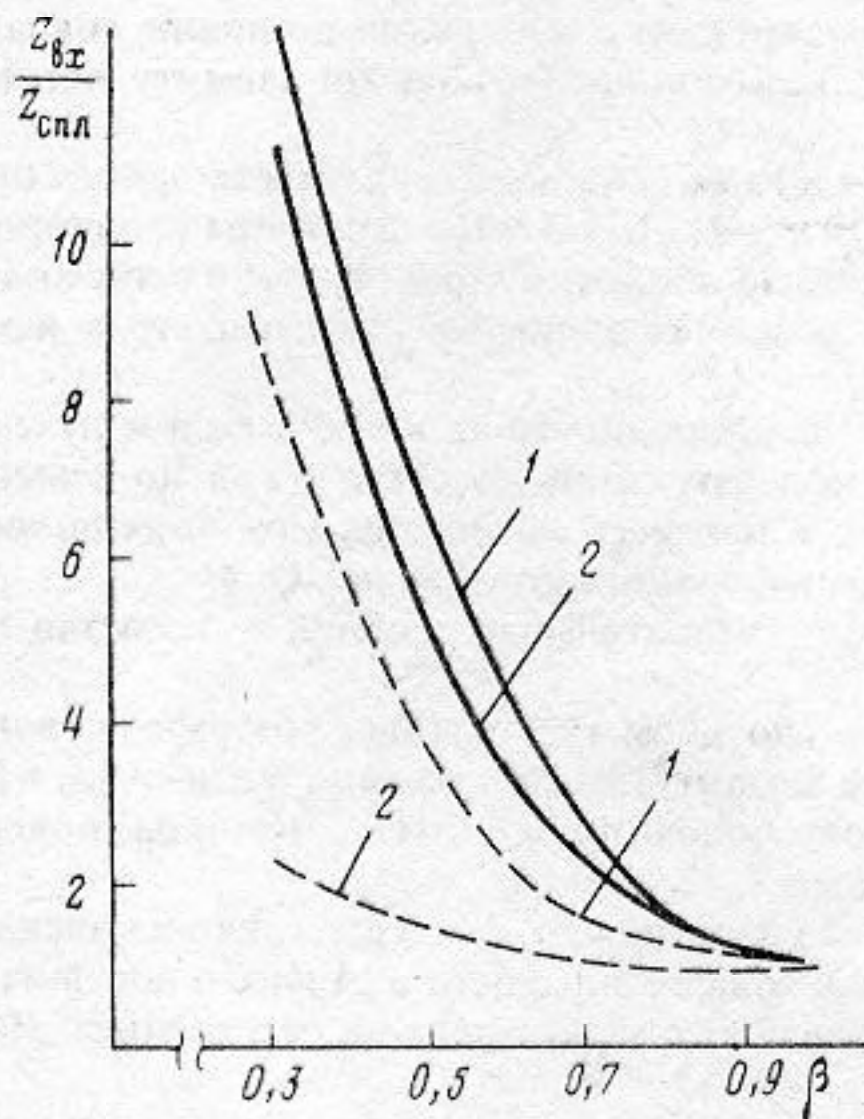


Рис. 1

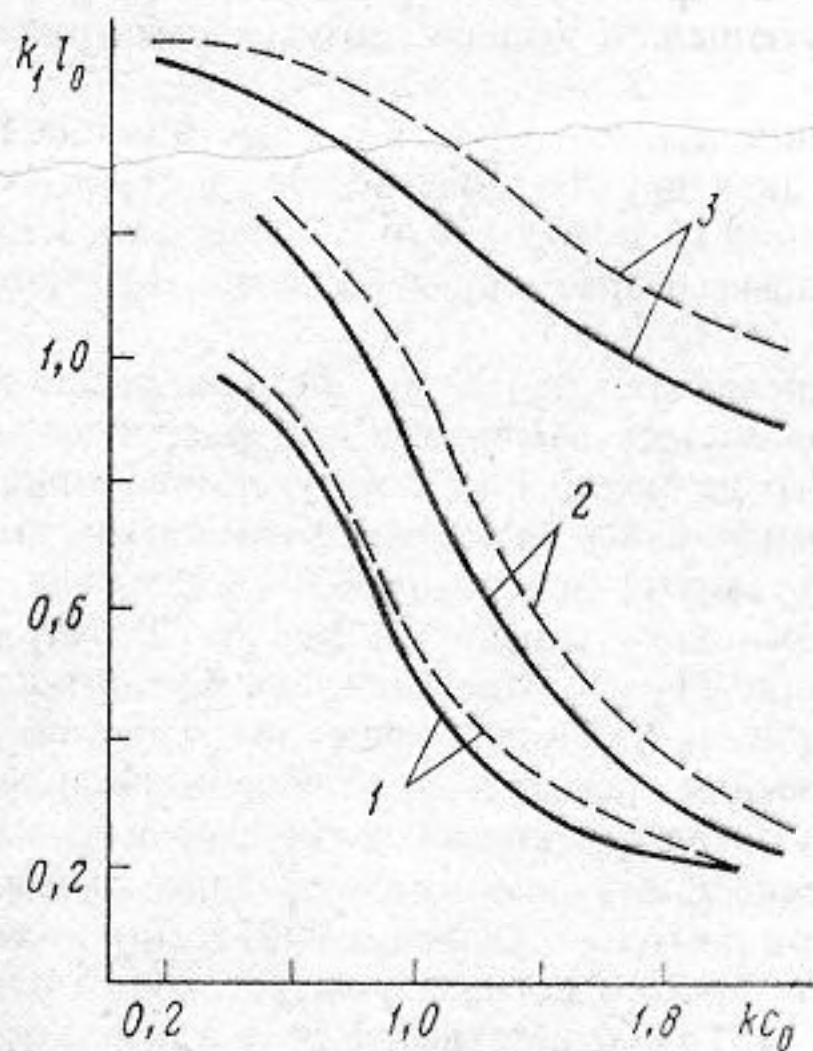


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость нормированного входного импеданса слоя от коэффициента перекрытия  $l_0/c_0 = 0,1$ ;  $kc_0 = 1,5$  (сплошная линия – жесткие вставки; пунктир – зазоры в слое). 1 –  $b/c_0 = 0,8$ ; 2 –  $b/c_0 = 0,9$

Рис. 2. Частотная зависимость резонансной волновой толщины цилиндрического слоя.  $\alpha_1 = 5\pi/36$ . 1 –  $b/c_0 = 0,8$ ; 2 –  $b/c_0 = 0,9$ ; 3 –  $b/c_0 = 0,95$ . Сплошная линия – жесткие вставки, пунктир – зазор в слое

1. Глазанов В.Е., Рубанов И.Л. Входной импеданс радиально возбуждаемого несплошного цилиндрического слоя // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 283–288.

Центральный научно-исследовательский институт  
"Морфизприбор"

Поступило в редакцию  
19.09.91

УДК 534.001.57

© 1992 г. Р.А. Дудник, А.Б. Колпаков

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК С ЛОКАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Анализу влияния неоднородности типа присоединенная масса на колебания и излучение тонких цилиндрических оболочек (ЦО) посвящен целый ряд работ [1–3]. Известно [4], что неоднородность, жестко закрепленная на поверхности ЦО, изменяет характер распределения колебательной скорости по ее поверхности и тем самым вносит изменения в структуру ближнего и дальнего поля излучения, создаваемого оболочкой.

Для практических мероприятий, цель которых заключается, например, в снижении излучаемого шума, также представляет интерес исследование характера изменения излучения оболочки, вызванного тем или иным распределением неоднородности по ее поверхности.

В настоящей работе проводилось экспериментальное и теоретическое исследования влияния распределения неоднородности, первоначально установленной на поверхности ЦО при  $\varphi = \pi$  на виброакустические характеристики последних. Распределение осуществлялось посредством разделения сосредоточенной по азимуту неоднородности массы  $m_0$ , жестко закрепленной вдоль образующей ЦО, на две одинаковые массы  $m_1$  и  $m_2$ , которые устанавливались на поверхности исследуемой модели при  $\varphi = \pi$  и  $-\pi/2$  соответственно.

Лабораторные модели исследуемых оболочек представляли собой тонкостенные ( $h \sim 1 \text{ м}^{-3}$ ) металлические цилиндры радиуса  $a = 10^{-1}$  м, длина образующей которых составляла  $l_0 = (1 - 3) \cdot 10^{-1}$  м.

В качестве неоднородностей использовались сплошные металлические цилиндры малых радиусов  $R_{\text{неодн}} = (1 - 3) \cdot 10^{-2}$  м по сравнению с радиусом оболочки. Длина цилиндров выбиралась равной длине оболочек; их крепление осуществлялось с внутренней стороны ЦО при помощи винтов  $d = 3 \cdot 10^{-3}$  м. Прикрепленная неоднородность контактировала с оболочкой по линии, совпадающей с ее образующей, и в связи с этим рассматривалась как локализованная по азимуту исследуемой модели.

Разделение неоднородности осуществлялось посредством использования вместо одного цилиндра массы  $m_0$  двух других с массами  $m_1$  и  $m_2$  ( $m_1 = m_2 = m_0/2$ ). В качестве параметра неоднородности, установленной на поверхности ЦО массы  $m$ , как в случае оболочки с одной, так и с двумя массами использовалась безразмерная величина  $\alpha = m_0/m$ . В условиях эксперимента параметр  $\alpha$  изменялся в пределах  $\alpha = (0 - 1)$ .

Для определения характера влияния разделения неоднородности на колебания и излучение оболочек проводилось измерение как распределения колебательной скорости  $\vartheta(\varphi)$  по азимуту, так и звукового давления  $P(\varphi)$ , излучаемого моделями в процессе колебания. При этом проводимый анализ ограничивался низкочастотными азимутальными формами колебания ЦО.

В эксперименте использовалась стандартная схема измерительных приборов, в состав которой входила в основном аппаратура фирмы "Роботрон".

Измерение  $\vartheta(\varphi)$  осуществлялось бесконтактным способом при помощи ультразвукового фазового измерителя виброперемещений, разработанного Институтом прикладной физики [5, 6]. В процессе измерения исследуемая модель цилиндрической оболочки вращалась с помощью поворотного стола относительно датчика, расположенного на уровне  $l_0/2$ .

Измерение азимутального распределения звукового давления  $P(\varphi)$  осуществлялось аналогичным образом при помощи шумомера 00025. При этом исследование ближнего и дальнего полей излучения ЦО осуществлялось посредством установки измерительного микрофона на расстояниях  $(0,2; 0,4; 0,8)a$  и  $(5 - 15)a$  соответственно от ее поверхности.

Возбуждение различных форм колебаний ЦО осуществлялось с помощью электромагнитного вибратора, на который подавалось синусоидальное напряжение. Наиболее регулярное распределение  $\vartheta(\varphi)$  у моделей с  $\alpha = 0$ , наилучшим образом совпадающее с расчетным  $\vartheta_n(\varphi) = \cos n\varphi$  ( $n = 2, 3, 4, 5, \dots$  – собственные числа задачи), имело место на резонансной частоте, соответствующей форме колебания с  $n = 5$  (см. рис. 1, а). В связи с этим обстоятельством в настоящей работе приведены результаты, полученные для пятой формы колебаний как однородной, так и неоднородной