

УДК 534.1

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ОТКРЫТЫМ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИМ КОЛЬЦОМ ВБЛИЗИ ЭКРАНОВ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

И. В. ВОВК*, В. Т. МАЦЫПУРА**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

**Национальный технический университет Украины "КПИ", Киев

Получено 28.06.2004

На основе метода частичных областей решена задача об излучении звука открытым пьезокерамическим кольцом, расположенным вблизи экранов конечных размеров. Исследовано влияние экранов на характеристики звукового поля в непрерывном и импульсном режимах работы кольца для различных величин расстояния между экранами и кольцом и свойств поверхности экранов.

На основі методу часткових областей розв'язано задачу про випромінювання звуку відкритим п'єзокерамічним кільцем, розміщеним поблизу екранів скінченних розмірів. Досліджено вплив екранів на характеристики звукового поля у неперервному та імпульсному режимах роботи кільця для різних значень відстані між екранами й кільцем і властивостей поверхні екранів.

A problem on sound radiation by open piezoceramic ring located near the finite screens is solved on the basis of method of partial domains. An influence of the screens on the sound field characteristics in continuous and pulse operating modes of the ring is investigated for various values of the distance between the screens and the ring and properties of the screens surfaces.

ВВЕДЕНИЕ

Излучатели звука в виде открытых (водозаполненных) пьезокерамических колец находят широкое применение в гидроакустике [1, 2]. Теоретическое исследование характеристик таких излучателей проводилось в предположении, что в окрестности кольца отсутствуют какие-либо тела [3]. Однако в реальных излучающих системах зачастую возникают ситуации, когда некоторые конструктивные элементы располагаются относительно близко к кольцу (например, при работе кольца в составе гидроакустических буев). Поэтому цель данной работы состоит в том, чтобы на примере простой физической модели исследовать влияние расположенных вблизи пьезокерамического кольца тел конечных размеров на характеристики создаваемого им звукового поля.

1. ПОСТАНОВКА И ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Рассмотрим осесимметричную задачу излучения звука открытым пьезокерамическим кольцом высоты h 1, вблизи торцов которого на расстоянии H расположены экраны 2 в виде шаровых сегментов (рис. 1). Излучающая система погружена в бесконечную идеальную сжимаемую среду, характеризующуюся плотностью ρ и скоростью звука

c . Пьезокерамическое кольцо поляризовано радиально, а электроды, на которые подается электрическое напряжение $U(t)$, расположены на цилиндрической поверхности кольца.

Предложенная постановка задачи позволяет определить такие важные для практики характеристики, как акустическое давление, мощность, скорость колебания поверхности кольца и другие, с учетом реакции окружающей среды на колеблющуюся поверхность преобразователя, физических и геометрических параметров кольца, а также вида электрического сигнала, поступающего на преобразователь [4]. Предметом особого внимания в данном исследовании будет оценка влияния свойств поверхностей экранов и их расстояния от кольца на звуковое поле, излучаемое преобразователем.

Для построения решения задачи введем две системы координат с общим центром O – сферическую (r, θ) и цилиндрическую (R, z) . Каждый из экранов ограничен двумя поверхностями: внешней ($r = r_0, 0 \leq \theta \leq \theta_0$ или $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$) и внутренней ($0 \leq R \leq a, z = \pm(h/2 + H)$). Внешние поверхности экранов будем полагать акустически жесткими, а внутренние – акустически жесткими или акустически мягкими. Для краткости в дальнейшем будем называть такие экраны акустически жесткими или мягкими соответственно.

Общее решение задачи будем искать на базе ме-

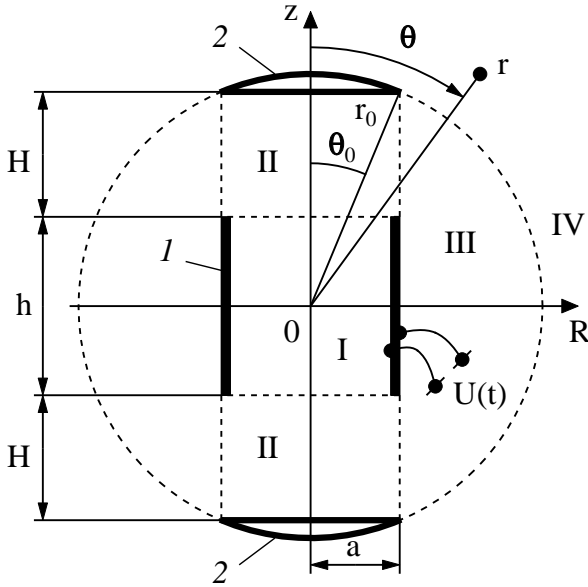


Рис. 1. Геометрия задачи:
1 – кольцо, 2 – экраны

тогда частичных областей с привлечением уравнения, описывающего вынужденные колебания пьезокерамического кольца под воздействием приложенного к нему электрического напряжения. Согласно принятому методу [5], все пространство существования звукового поля разобьем на четыре области (см. рис. 1). Первая из них ограничена внутренней боковой поверхностью кольца $R=a$, $|z| \leq h/2$ и торцевыми поверхностями $z = \pm h/2$, $0 \leq R \leq a$. Вторая область состоит из двух цилиндрических зон, расположенных между торцами кольца $z = \pm h/2$, $0 \leq R \leq a$ и внутренними поверхностями экранов $z = \pm(h/2+H)$, $0 \leq R \leq a$. Третья область ограничена цилиндрической поверхностью $R=a$, $|z| \leq (h/2+H)$ и частью сферической поверхности $r=r_0$, $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$. Наконец, четвертая (внешняя) область определяется неравенством $r \geq r_0$.

Рассмотрим непрерывный режим работы кольца под действием приложенного к нему гармонического электрического напряжения. Общие представления для потенциалов скоростей в областях, указанных выше, будем искать в форме наборов частных решений уравнения Гельмгольца в соответствующих системах координат. Гармонический временной множитель $\exp(-i\omega t)$ в дальнейшем опускаем. При записи выражений для звуковых полей дополнительно учтем факт симметрии задачи относительно плоскости $z=0$. Так,

для области I

$$\Phi_I = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos\left(\frac{2n\pi}{h}z\right) \frac{J_0(\eta_n R)}{J_0(\eta_n a)} + \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_0(\mu_n R) \frac{\cos(\xi_n z)}{\cos(\xi_n h/2)}. \quad (1)$$

Здесь $\eta_n = (k^2 - (2n\pi/h)^2)^{1/2}$; $\xi_n = (k^2 - \mu_n^2)^{1/2}$; $k = \omega/c$. Величины μ_n являются корнями уравнения $J_0(\mu_n a) = 0$, где $J_0(\mu_n a)$ – функция Бесселя первого рода. Решение (1), по сути, является суперпозицией двух рядов Фурье. Первый из них, благодаря полноте и ортогональности набора функций $\cos(2n\pi z/h)$, $n=1, 2, 3, \dots$ на отрезке $|z| \leq h/2$, обеспечивает выполнение граничных условий на внутренней цилиндрической поверхности кольца. Второй ряд Фурье, благодаря аналогичным свойствам набора функций $J_0(\mu_n R)$, $n=0, 1, 2, \dots$ для $0 \leq R \leq a$ обеспечивает сопряжение звуковых полей между областями I и II на поверхностях $z = \pm h/2$, $0 \leq R \leq a$.

Общее решение для области II запишем как

$$\Phi_{II} = \sum_{n=0}^{\infty} M_n \frac{J_0(\beta_n R)}{J_0(\beta_n a)} \cos\left[\frac{n\pi}{H}\left(|z| - \frac{h}{2}\right)\right] + \sum_{n=0}^{\infty} J_0(\mu_n R) \left[G_n \frac{\cos\left[\xi_n\left(|z| - \frac{h+H}{2}\right)\right]}{\cos(\xi_n H/2)} + F_n \frac{\sin\left[\xi_n\left(|z| - \frac{h+H}{2}\right)\right]}{\cos(\xi_n H/2)} \right], \quad (2)$$

где $\beta_n = (k^2 - (n\pi/H)^2)^{1/2}$. Первый ряд Фурье в выражении (2) посредством набора функций $\cos[(n\pi/H)(|z| - h/2)]$, $n=1, 2, 3, \dots$, $h/2 \leq |z| \leq h/2 + H$, обеспечивает выполнение условий сопряжения полей на цилиндрической границе между областями II и III. Второй ряд гарантирует выполнение условий сопряжения полей на поверхностях $z = \pm h/2$, $0 \leq R \leq a$ и выполнение граничного условия на внутренних поверхностях экранов $z = \pm(h/2+H)$, $0 \leq R \leq a$.

Общее решение в области III представим в виде

$$\Phi_{III} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \cos\left(\frac{n\pi}{h/2+H}z\right) \frac{H_0^{(1)}(\gamma_n R)}{H_0^{(1)'}(\gamma_n a)} + \sum_{n=0}^{\infty} E_n T_{v_n}(\cos\theta) \frac{j_{v_n}(kr)}{j_{v_n}(kr_0)}. \quad (3)$$

Здесь $j_{\nu_n}(kr)$ – сферические функции Бесселя нецелого порядка первого рода; $H_0^{(1)}(\gamma_n R)$ – функции Ханкеля первого рода; $\gamma_n = [k^2 - (n\pi/(h/2+H))^2]^{1/2}$. Обозначение $T_{\nu_n}(\cos\theta)$ соответствует выражению

$$T_n(\cos\theta) = P_{\nu_n}(\cos\theta) + L_n Q_{\nu_n}(\cos\theta), \quad (4)$$

где $P_{\nu_n}(\cos\theta)$ и $Q_{\nu_n}(\cos\theta)$ – функции Лежандра первого и второго рода. Значения ν_n и L_n определяются из совокупности двух уравнений: $dT_{\nu_n}(\cos\theta)/d\theta = 0$ при $\theta = \theta_0$ и $\theta = \pi - \theta_0$. Заметим, они в принципе могут быть заменены на уравнения $T_{\nu_n}(\cos\theta) = 0$ при $\theta = \theta_0$ и $\theta = \pi - \theta_0$. Однако численный эксперимент показал, что это практически не влияет на эффективность алгоритмов, используемых для количественной оценки излучаемых кольцом звуковых полей.

Первый ряд в выражении (3) посредством набора функций $\cos(n\pi z/(h/2+H))$, $n=0, 1, 2, \dots$, $|z| \leq h/2+H$, обеспечивает выполнение граничных условий на цилиндрической поверхности $R=a$, $|z| \leq h/2+H$. Второй ряд, благодаря набору функций $T_{\nu_n}(\cos\theta)$, $n=0, 1, 2, \dots$, $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$, обеспечивает выполнение граничных условий на сферической поверхности $r=r_0$, $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$.

Поле во внешней области IV представим так:

$$\Phi_{IV} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n P_n(\cos\theta) \frac{h_n^{(1)}(kr)}{h_n^{(1)'}(kr_0)}. \quad (5)$$

Здесь $h_n^{(1)}(kr)$ – сферические функции Ханкеля первого рода.

В силу симметрии задачи относительно плоскости $z=0$ в приведенных выше выражениях следует использовать только четные функции $P_n(x)$ и $T_n(x)$, где $x = \cos\theta$ изменяется на отрезке $[-1, 1]$ при изменении угла θ в пределах $[0, \pi]$.

При описании радиальных колебаний пьезокерамического кольца будем полагать, что:

- толщина стенки кольца значительно меньше радиуса ее срединной поверхности, что позволяет пренебрегать изменениями механических и электрических величин в радиальном направлении, рассматривать радиальные колебания срединной поверхности кольца;
- высота кольца меньше его радиуса, что позволяет пренебречь энергией изгибных деформаций и считать, что смещение его срединной поверхности не зависит от координаты z .

Это позволяет для гармонического электрического напряжения $U(t) = U_0 \exp(-i\omega t)$ перейти от

дифференциального уравнения колебаний тонкого низкого кольца к уравнению вида

$$\Delta F + VZ = NU_0, \quad (6)$$

где V – амплитуда радиальной колебательной скорости кольца; ΔF – разность сил реакции среды на внешнюю и внутреннюю поверхности кольца [3]. Последняя определяется через разность давлений на соответствующих поверхностях:

$$\Delta F = -i\omega\rho \left[\int_{(S+)} \Phi_{III} dS - \int_{(S-)} \Phi_I dS \right]. \quad (7)$$

Интегрирование ведется по внешней ($S+$) и внутренней ($S-$) поверхностям кольца. Кроме того, в уравнении (6) принято

$$Z = -i\omega m \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_0}{\omega Q} \right), \quad N = \frac{2\pi h d_{31}}{s_{11}^E},$$

где d_{31} , s_{11}^E – пьезомодуль и модуль податливости пьезоэлектрического материала; m , N , Z , Q – масса, коэффициент электромеханической связи, собственное механическое сопротивление и механическая добротность кольца соответственно; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – собственная круговая частота кольца в вакууме.

Сформулируем систему функциональных уравнений, объединяющую уравнение колебаний кольца, условия непрерывности поля на границе частотных областей, граничные условия на поверхностях экранов и кольца:

$$-i\omega\rho \left[\int_{(S+)} \Phi_{III} dS - \int_{(S-)} \Phi_I dS \right] + VZ = NU_0;$$

$$-\frac{\partial\Phi_I}{\partial R} \Big|_{S-} = V, \quad R = a, \quad |z| \leq h/2;$$

$$-\frac{\partial\Phi_I}{\partial z} = -\frac{\partial\Phi_{II}}{\partial z}, \quad z = \pm h/2, \quad 0 \leq R \leq a;$$

$$\Phi_I = \Phi_{II}, \quad z = \pm h/2, \quad 0 \leq R \leq a;$$

$$-\frac{\partial\Phi_{II}}{\partial z} = 0 \quad \text{или} \quad \Phi_{II} = 0,$$

$$z = \pm(h/2 + H), \quad 0 \leq R \leq a;$$

$$\Phi_{II} = \Phi_{III}, \quad R = a, \quad h/2 \leq |z| \leq h/2 + H;$$

$$-\frac{\partial \Phi_{III}}{\partial R} = \begin{cases} -\frac{\partial \Phi_{II}}{\partial R}, & h/2 \leq |z| \leq h/2 + H, \\ V, & |z| \leq h/2 \end{cases}$$

при $R = a$;

$$\Phi_{IV} = \Phi_{III}, \quad r = r_0, \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0;$$

$$-\frac{\partial \Phi_{IV}}{\partial r} = \begin{cases} -\frac{\partial \Phi_{III}}{\partial r}, & \theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0, \\ 0, & 0 \leq \theta \leq \theta_0, \\ 0, & \pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi \end{cases}$$

при $r = r_0$.

Используя ортогональность соответствующих наборов функций, входящих в выражения для звуковых полей в частных областях, проведем стандартную процедуру алгебраизации полученных функциональных равенств [5]. В результате получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных $A_n, B_n, C_n, D_n, E_n, F_n, G_n, M_n, V$. Вследствие громоздкости ее окончательный вид не приводится. Подобная система уравнений приведена в работе [6], где рассматривалась задача излучения звука решеткой из пьезокерамических оболочек с торцевыми экранами в форме усеченных шаровых секторов. Там же описан алгоритм ее решения и проведена оценка точности полученных численных результатов. Поэтому в этой статье мы не будем останавливаться на этом вопросе, а перейдем непосредственно к анализу количественных данных.

2. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В проведенных расчетах выбирались следующие геометрические параметры кольца: $a=0.075$ м, $h=0.05$ м, $m=1.5$ кг, $h/2a=1/3$. Предполагалось, что кольцо выполнено из пьезокерамики ЦТБС-3: $d_{31}=1.6 \cdot 10^{-10}$ Кл/Н, $s_{11}^E=11.3 \cdot 10^{-12}$ м²/Н, $Q=25$, $f_0 \approx 7440$ Гц, и погружено в среду с плотностью $\rho=10^3$ кг/м³ и скоростью звука $c=1500$ м/с.

На рис. 2 представлены частотные зависимости нормированной излучаемой акустической мощности кольца, расположенного вблизи жестких экранов при различных величинах отношения H/h .

Здесь $W^*=(NU_0)^2/(\rho cS)$, S – площадь поверхности кольца. Кривыми с мелким штрихом показана мощность, излучаемая наружной боковой поверхностью кольца, а с крупным – его внутренней боковой поверхностью. Сплошными кривыми отображена полная мощность, излучаемая кольцом. Поскольку кольцо открыто, то имеет место акустическое взаимодействие наружной и внутренней боковых поверхностей кольца через окружающую среду. Анализ зависимостей на рис. 2 позволяет отметить следующие особенности акустических свойств рассматриваемой системы.

1. Уровень излучаемой кольцом мощности слабо зависит от расстояния между кольцом и экранами, хотя можно заметить тенденцию роста величины W с увеличением H/h .
2. Характер кривых, определяющих излучение наружной поверхностью кольца, в целом сохраняется по мере увеличения величины H/h . На частотах ниже некоторой критической величины, лежащей в пределах $f/f_0 = 0.7 \div 0.8$ при изменении отношения H/h , наружная боковая поверхность поглощает энергию из поля, а на частотах выше нее – излучает.
3. Во всем исследуемом диапазоне частот внутренняя поверхность кольца излучает энергию в акустическую среду.
4. На относительно близком расстоянии экранов до кольца ($H/h < 0.5$) кривые, определяющие мощности излучения внутренней поверхности и всего кольца, имеют достаточно сложный (двугорбый) характер. При удалении экранов от кольца указанные зависимости приобретают типичный вид резонансных (одногорбых) кривых.
5. При $H/h > 1$ характер зависимостей изменяется мало. Это обусловлено ослаблением влияния экранов на кольцо по мере увеличения расстояния между ними.

Теперь рассмотрим ход кривых на рис. 3, соответствующих наличию акустически мягких экранов. Здесь наблюдаются следующие характерные черты.

1. Влияние мягких экранов на акустические характеристики кольца более существенно, чем влияние жестких. Причина этого заключается в изменении фазы давления волны, отраженной от мягкой поверхности, на 180°.

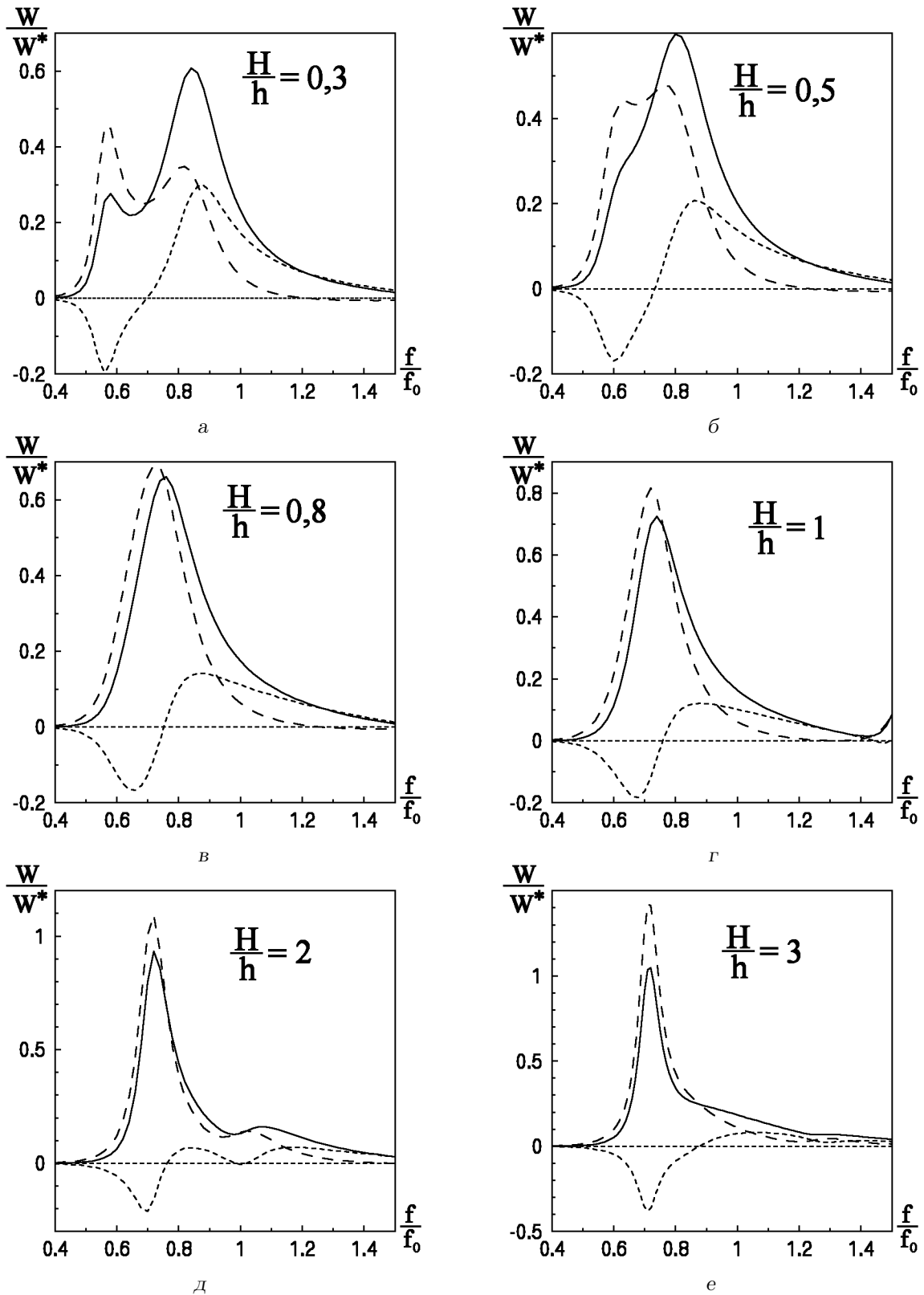


Рис. 2. Частотные зависимости акустической мощности, излучаемой кольцом в акустически жестком экране: мелкий штрих – мощность излучения наружной поверхности, крупный штрих – мощность излучения внутренней поверхности, сплошная – полная мощность

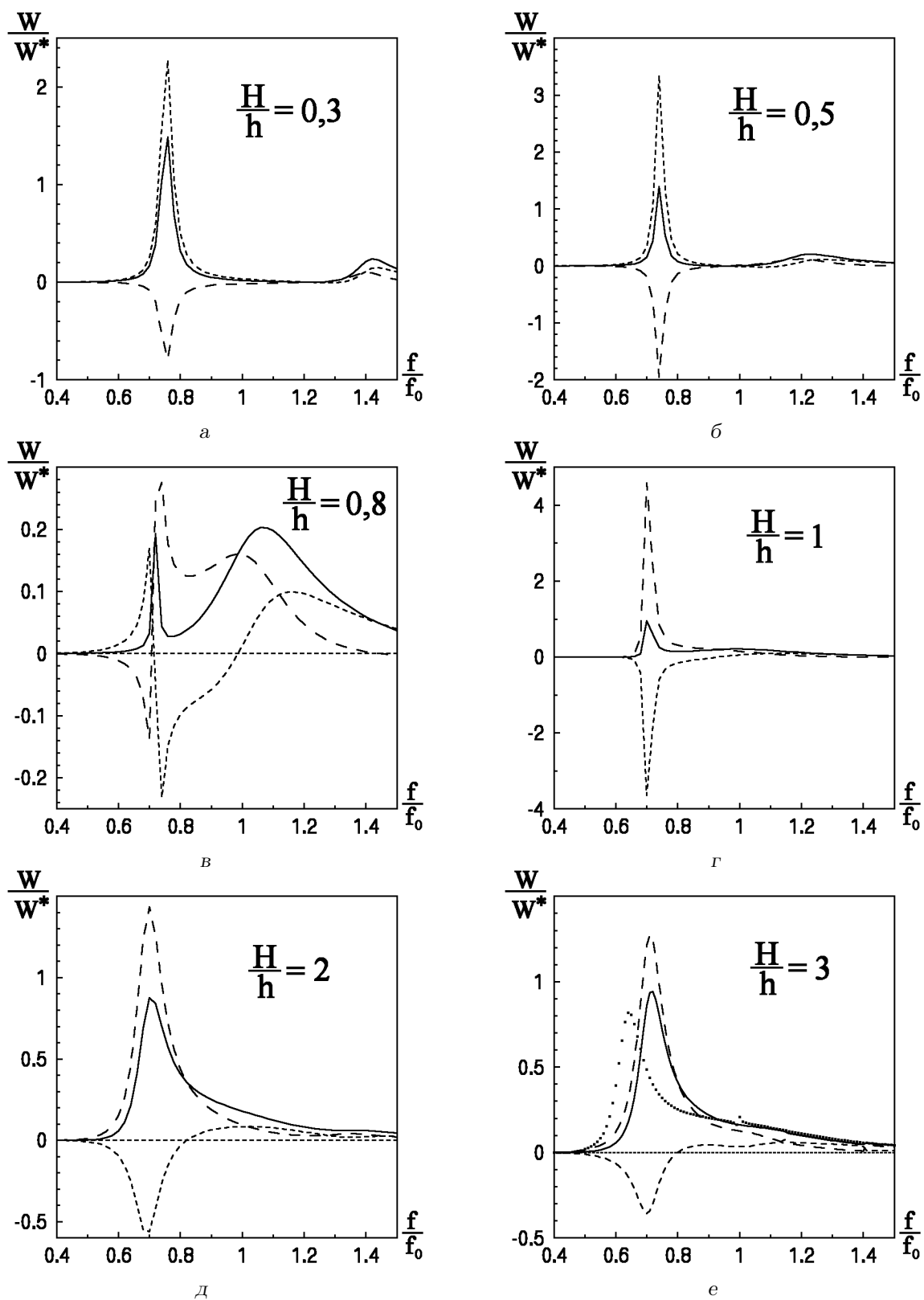


Рис. 3. Частотные зависимости акустической мощности, излучаемой кольцом в акустически мягком экране: мелкий штрих – мощность излучения наружной поверхности, крупный штрих – мощность излучения внутренней поверхности, сплошная – полная мощность, точки (на нижнем правом графике) – полная мощность в свободном пространстве

2. При наличии мягких экранов уровень излучаемой кольцом мощности существенно зависит от расстояния между кольцом и экранами. Особенно неблагоприятна зона $0.7 \leq H/h \leq 0.9$, где уровень излучения резко падает.
3. В отличие от жестких экранов, внутренняя поверхность кольца при определенных условиях может либо поглощать энергию из поля, либо отдавать ее в среду. Как следует из рис. 3, при $H/h < 0.8$ наружная поверхность кольца излучает энергию в среду, а внутренняя – поглощает ее. Вид мощностных зависимостей – острорезонансный, причем максимумы резонансных пиков уменьшаются при $H/h \rightarrow 0.8$. В качестве типичного примера распределения потоков энергии вблизи кольца для ситуации $H/h < 0.8$ на рис. 4, а изображено поле вектора интенсивности при $H/h = 0.5$ на частоте $f_w/f_0 = 0.72$ (f_w – частота максимума излучаемой кольцом мощности). Длина и направление стрелок на графиках определяют относительный уровень и направление среднего за период потока звуковой энергии в точках, соответствующих началу стрелок. Затемненным прямоугольником изображена внутренность кольца (в силу симметрии задачи отображена четвертая часть рассматриваемой акустической системы), а сплошной горизонтальной линией – экран.

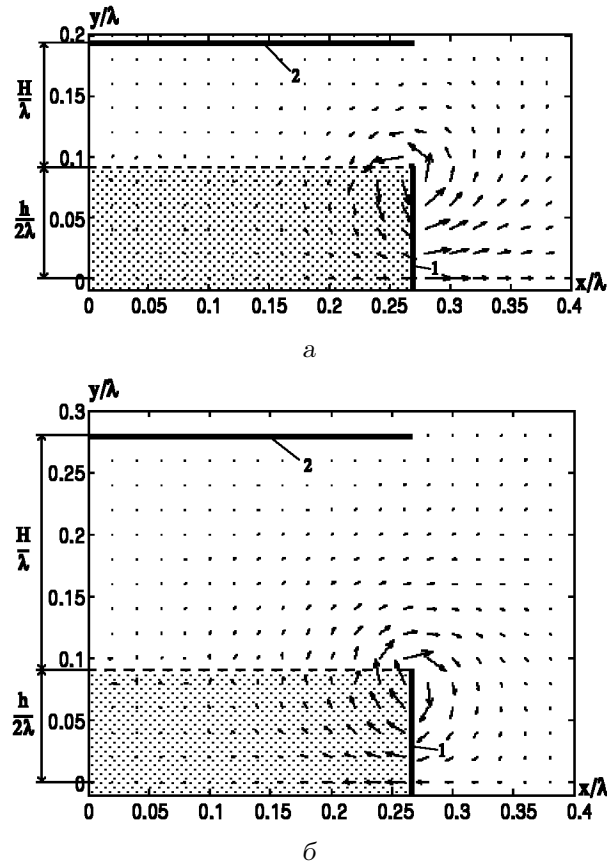


Рис. 4. Ближнее поле вектора интенсивности при $f/f_0 = 0.72$ (экраны акустически мягкие):
а – $H/h = 0.5$, б – $H/h = 1$

4. При $H/h > 0.8$ ситуация принципиально меняется – внутренняя поверхность кольца излучает энергию в среду, а наружная поглощает ее из поля. При этом с ростом величины H/h растет и уровень мощности, излучаемой всем кольцом. Типичный пример потоков энергии в этом случае представлен на рис. 4, б для $H/h = 1$ $f_w/f_0 = 0.72$.
5. При $H/h > 2$ растет ширина резонансных кривых и графики становятся близкими к соответствующим кривым для случая жестких экранов. Это говорит о том, что при $H/h > 2$ влияние экранов на работу кольца становится незначительным (ср. с зависимостью, рассчитанной при отсутствии экранов и обозначенной точками на рис. 3, е).

На рис. 5 представлены зависимости максимальной полной мощности излучения (на частоте f_w) и соответствующей ей нормированной амплитуды колебательной скорости кольца от величины отношения H/h , где $V^* = NU_0/(\rho c S)$. Как видно, в случае жестких экранов (кривые 1) зависимости аку-

стической мощности и амплитуды скорости кольца от величины H/h имеют плавно нарастающий характер. При $H/h > 1.5$ значения мощности и скорости становятся практически неизменными. Присутствие акустически мягких поверхностей экранов вносит существенную неравномерность в указанные зависимости (см. кривые 2), особенно в окрестности $H/h = 0.8$. Здесь амплитуда скорости кольца приобретает наибольшее значение, а полная мощность, излучаемая кольцом, – наименьшее. Это указывает на практически полное акустическое короткое замыкание внутренней и внешней поверхностей кольца. На практике это может приводить к механическому разрушению кольца за счет возникновения в нем механических напряжений, превышающих допустимые для пьезокерамических материалов значения.

Следует также отметить некоторое изменение частоты f_w , соответствующей максимуму излучаемой кольцом мощности, при различных значениях величины H/h . Так, при $H/h = 0.1$ для жестких

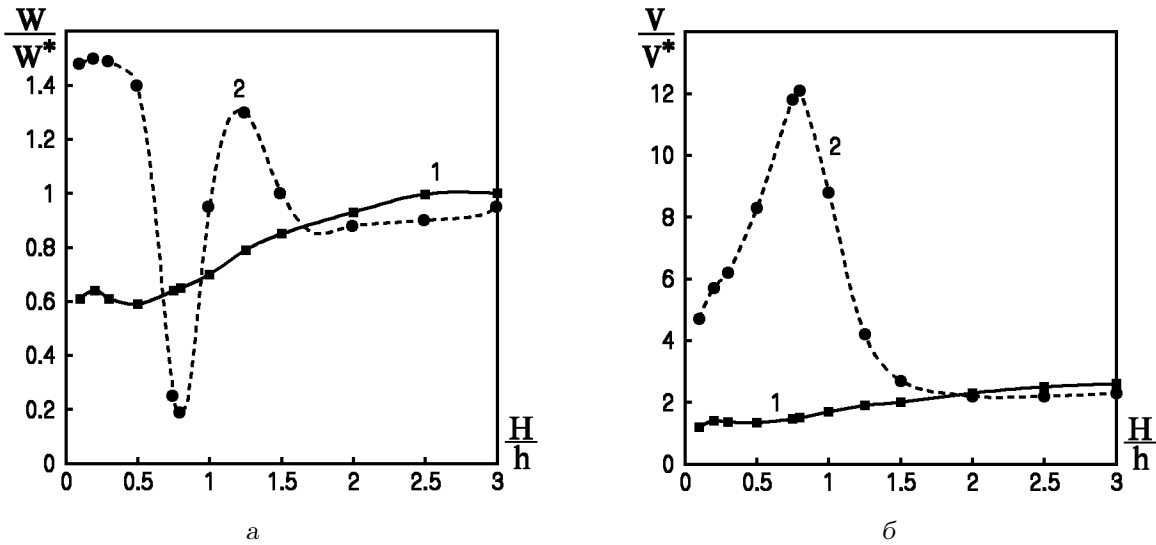


Рис. 5. Зависимости максимальной излучаемой кольцом мощности (а) и соответствующей амплитуды колебательной скорости кольца (б) от величины H/h :
1 – экраны акустически жесткие, 2 – экраны акустически мягкие

экранов $f_w/f_0=0.84$, а для мягких – $f_w/f_0=0.75$. С ростом величины H/h значение f_w уменьшается и при $H/h > 0.8$ стабилизируется вблизи частоты $f_w/f_0=0.71$.

На практике часто основным режимом излучающей системы является импульсный. В связи с этим естественно возникает вопрос: какие новые особенности, обусловленные наличием экранов вблизи кольца, возникают при его колебаниях в таком режиме?

Пусть электрическое напряжение $U_I(t)$ подается на электроды кольца в виде периодически повторяющихся радиоимпульсов с периодом повторения T_I и длительностью τ_I :

$$U_I(t) = \begin{cases} U_0 \sin(\omega_r t), & 0 \leq t \leq \tau_I, \\ 0, & \tau_I \leq t \leq T_I. \end{cases} \quad (8)$$

Здесь U_0 – амплитуда несущей радиоимпульса; $\omega_r = 2\pi f_r = 2\pi/T_r$ (f_r – частота, T_r – период несущей). Далее, как это проделано в нашей статье [7], выражение (8) раскладывается в ряд Фурье по гармоникам с частотами, кратными частоте следования импульсов $\Omega_I = 2\pi/T_I$, и находится решение поставленной задачи при подаче на электроды кольца гармонического электрического напряжения $U(t) = U_0 \exp(-im\Omega_I t)$, $m = 1, 2, 3, \dots$

При расчетах были выбраны следующие параметры подаваемого на кольцо электрического сигнала: скважность импульсной последовательности $Q_I = T_I/\tau_I = 3$, количество периодов несущей в импульсе $N_I = \tau_I/T_r = 10$.

Рассмотрим наиболее интересную с практической точки зрения ситуацию, когда частота несущей находится в районе частоты резонанса кольца в среде: $f_r/f_0 = 0.72$.

Естественно, при расчетах бесконечный ряд ограничивался конечной суммой. В силу линейного характера рассматриваемой задачи отклик кольца на импульсное воздействие (8) (т.е. колебательная скорость кольца $V(t)$ или звуковое давление в поле $p(t, r, \theta)$) определялся в виде суперпозиции откликов на соответствующие гармонические воздействия [7]. Зависимость электрического напряжения от времени, определяемая формулой (8), аппроксимировалась отрезком ряда Фурье, в котором удерживалось 60 членов ряда. На рис. 6 представлены относительные значения колебательной скорости кольца $V(t)/V^*$ и относительные значения давления в дальнейшем поле в плоскости $z=0$, $p(t, r, \theta=90^\circ)/p^*$, где $p^* = \rho c/r$. По оси абсцисс отложено нормированное время t/τ_I (на графиках показан отрезок времени чуть больше одного периода следования импульсов). Штриховыми горизонтальными линиями указаны амплитуды колебательной скорости, вычисленные в непрерывном режиме работы кольца.

Прежде всего рассмотрим случай, когда экраны расположены близко к кольцу. Рис. 6, а–г соответствуют $H/h = 0.3$. При этом рис. 6, а и б иллюстрируют эффект присутствия жестких экранов, а рис. 6, в и г – мягких. Как видно, характер влияния жестких и мягких экранов на форму импульса

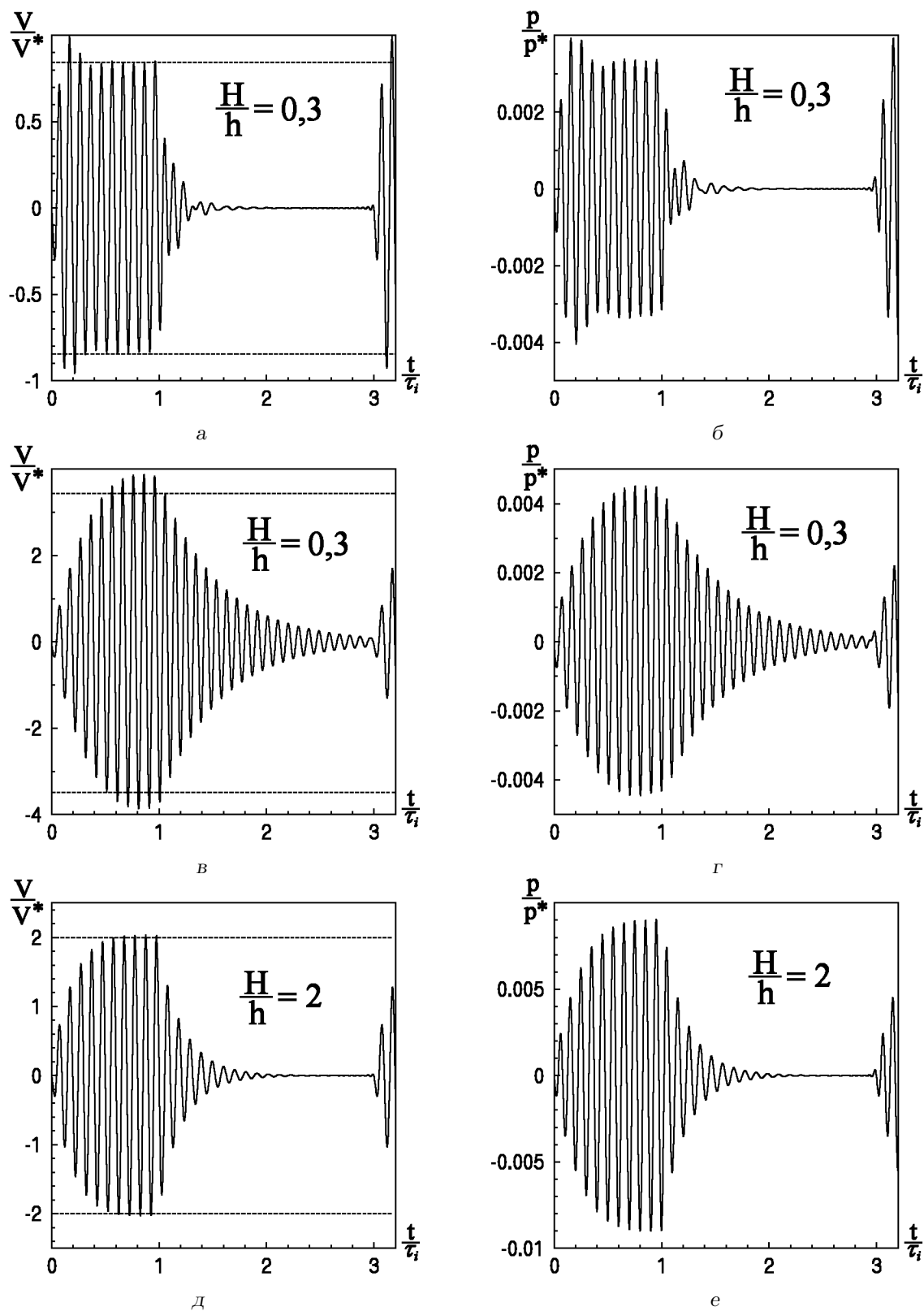


Рис. 6. Колебательная скорость кольца (а, в, д) и давление в дальнем поле (б, г, е) в импульсном режиме:
 а,б - $H/h=0,3$, экраны акустически жесткие; в,г - $H/h=0,3$, экраны акустически мягкие;
 д,е - $H/h=2$, для акустически жестких и мягких экранов

колебательной скорости кольца и, соответственно, давления в дальнем поле существенно отличен. В случае жестких экранов переходные процессы как в начале, так и в конце импульса весьма коротки и колебания кольца быстро выходят на стационарный режим. Совершенно иначе обстоит дело при наличии мягких экранов. Здесь переходные процессы значительно более “затянуты”, из-за чего в некоторых случаях колебания даже не успевают выйти на стационарный режим. Это указывает на акустическую разгрузку кольца за счет акустического короткого замыкания между внутренней и внешней его поверхностями и, как следствие, увеличение его добротности. В [7] уже рассматривалось подобное “затягивание” импульса и указывалось, что оно обусловлено обменом энергией между элементами акустической системы кольцо–экраны.

На рис. б, д и е показаны временные зависимости колебательной скорости кольца и давления в дальнем поле при $H/h=2$. Они имеют практически один и тот же вид и для жестких, и для мягких экранов. Это вполне естественно, поскольку, как было показано выше, при $H/h \geq 2$ влияние экранов на работу кольца несущественно. Оба графика иллюстрируют типичные искажения радиоимпульса при прохождении его через механическую (или электрическую) резонансную систему [8]. Действительно, в течение первых нескольких периодов несущей происходит нарастание сигнала по экспоненте и система асимптотически приближается к установившемуся (непрерывному) режиму работы. После окончания импульса возбуждения скорость и давление спадают по экспоненте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена задача излучения звука пьезокерамическим кольцом, вблизи которого расположены акустические экраны конечных размеров, имеющие форму круговых сегментов. Рассмотрены непрерывный и импульсный режимы работы кольца. На основе полученного решения проведен численный анализ колебательной скорости кольца и характеристик звукового поля.

В частности, в случае непрерывного режима работы кольца установлено следующее.

- При расположении жестких экранов вблизи кольца наружная его поверхность на частотах ниже определенной критической частоты поглощает энергию из поля, а выше нее – излучает. Внутренняя поверхность кольца прак-

тически всегда излучает энергию в акустическую среду. Эта закономерность сохраняется при любой величине H/h . Зависимости амплитуды колебательной скорости и мощности излучения носят резонансный характер. При этом с увеличением H/h наблюдается медленный рост амплитуды колебательной скорости кольца в области частоты резонанса и соответствующего ей максимума излучаемой мощности. При $H/h \geq 1.5$ влияние жестких экранов на акустические характеристики становится несущественным.

- При расположении вблизи кольца мягких экранов, в зависимости от соотношения H/h , поглощать энергию из поля могут как наружная, так и внутренняя поверхности кольца. Так, при $H/h \leq 0.8$ энергию из поля поглощает внутренняя поверхность, а при $H/h \geq 0.8$ – наружная. В целом при $H/h \leq 1.3$ частотные характеристики скорости и излучаемой мощности, по сравнению со случаем жестких экранов, имеют вид более острорезонансных кривых с большими уровнями пиковых значений. Однако при $H/h=0.8$ излучаемая мощность резко падает за счет акустического короткого замыкания внутренней и внешней поверхностей кольца. Наконец, при $H/h \geq 1.5$ все частотные характеристики становятся близкими частотным характеристикам кольца при наличии жестких экранов и в свободной среде.

При импульсном режиме работы кольца, когда частота несущей радиоимпульса близка частоте резонанса кольца, оказалось, что влияние близко расположенных к кольцу экранов на формирование импульса его колебательной скорости и импульса давления в дальнем поле является существенным. При этом, если акустически жесткие экраны способствуют сокращению времени переходных процессов, возникающих в системе кольцо–экраны, то акустически мягкие, наоборот, удлиняют их. Это приводит к увеличению времени выхода системы на стационарный режим и к “послезвучанию” кольца на всем межимпульсном временном интервале (последний эффект обусловлен реверберацией в области пространства, ограниченного экранами и кольцом).

1. Hunt F. V. The past twenty years in underwater acoustic: Introductory retrospection // J. Acoust. Soc. Amer. – 1972. – 51, N 3, Pt 2. – P. 992–993.
2. Евтютов А. П., Колесников А. Е., Корешин Е. А. и др. Справочник по гидроакустике. – Л.: Судостроение, 1988. – 552 с.

3. Басовский В. Г. Излучение звука конечной решеткой из открытых пьезокерамических колец // Акуст. вісн.– 1998.– 1, N 2.– С. 3–20.
4. Вовк И. В., Гринченко В. Т. Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических облочечек // Акуст. ж.– 1991.– 37, N 2.– С. 259–269.
5. Гринченко В. Т., Вовк И. В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках.– К.: Наук. думка, 1986.– 240 с.
6. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть 1. Теория // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 11–17.
7. Вовк И. В., Мацьпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами. Часть 4. Импульсный режим работы // Акуст. вісн.– 2002.– 5, N 2.– С. 13–26.
8. Боббер Р. Гидроакустические измерения.– М.: Мир, 1974.– 362 с.