АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 3, с. 297–303

УДК 539.3

АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАПОЛНЕННОГО ВОДОЙ ПЬЕЗОЦИЛИНДРА ВБЛИЗИ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2001 г. С. М. Балабаев, Н. Ф. Ивина

Дальневосточный государственный технический рыбохозяйственный университет
690600 Владивосток, ул. Луговая 52-Б
E-mail: omsdti@mail.primorye.ru

Поступила в редакцию 20.04.2000 г.

Комбинированным методом конечных и граничных элементов решена задача об излучении заполненного водой пьезокерамического цилиндра, расположенного возле бесконечной плоскости. Для случая абсолютно жесткой плоскости получены частотные характеристики чувствительности пьезоцилиндра в режиме излучения и акустической мощности, диаграммы направленности и распределения скорости и давления на излучающих цилиндрических поверхностях. Отмечено, что при малом волновом расстоянии между плоскостью и пьезоцилиндром его частотные характеристики и распределения скорости и давления значительно отличаются от соответствующих характеристик пьезоцилиндра, находящегося в бесконечном пространстве. Рассмотрено влияние антисимметричной моды, появляющейся при малом волновом расстоянии, на характеристики заполненного водой пьезоцилиндра.

Заполненный водой (свободно-погруженный) пьезокерамический цилиндр и антенная решетка из таких цилиндров из-за своих особых частотных характеристик были объектом исследования многих авторов. Для анализа этих задач использовались различные модели заполненного водой пьезоцилиндра и разные методы их решения [1–15]. Численные методы, в частности методы конечных и граничных элементов [8, 9, 11–15], позволяют получить приближенное решение таких задач с достаточной для практики точностью, учитывающее реальное распределение колебательной скорости и давления на излучающей поверхности пьезоцилиндра. Численные методы успешно применяются и для решения других задач анализа пьезопреобразователей [16–17]. В упоминаемых работах [1–15] рассматриваются заполненные водой цилиндры, находящиеся в бесконечном жидком пространстве; влияние конструктивных элементов, морского дна и т.п. не учитывается.

Целью данной статьи является анализ акустического излучения заполненного водой пьезоцилиндра, расположенного возле плоскости, которой можно приближенно моделировать морское дно или некоторые элементы конструкции, расположенной вблизи цилиндра.

Для решения этой задачи применим ранее рассмотренный комбинированный метод конечных и граничных элементов [12–15]. В комбинированном методе вынужденные колебания пьезопреобразователя конечных размеров с учетом пьезоэффекта и акустического излучения в жидкость описываются системой линейных алгебраических уравнений

$$\begin{gathered}(H_{uu} - \omega^2 M + i\omega C)|u_i\rangle + WS|P\rangle = |H_{uv}\rangle,\\ \omega^2 \rho B W^T |u_i\rangle - A|P\rangle = 0,\end{gathered} \tag{1}$$

где H_{uu} – глобальная матрица жесткости преобразователя с учетом пьезоэффекта, M – глобальная матрица массы, ω – круговая частота, C – демпфирующая матрица, учитывающая механические потери, S – диагональная матрица площади, W – матрица направляющих косинусов внешней единичной нормали, $|H_{uv}\rangle$ – глобальный вектор пьезоэлектрической "жесткости", $|u_i\rangle$ – вектор узловых смещений, $|P\rangle$ – вектор давления, A, B – глобальные матрицы метода граничных элементов, ρ – плотность жидкости; символ T означает транспонирование.

Система (1) связывает давление на поверхности пьезопреобразователя и смещения его узловых точек. Система (1) дополняется двумя уравнениями

$$Y = i\omega(H_{uv}^T|u_i\rangle - H_{vv}). \tag{2}$$

$$P = (4\pi)^{-1}(A_1^T|P\rangle + i\omega\rho B_1^T|v_n\rangle). \tag{3}$$

Уравнение (2) определяет электрическую проводимость пьезопреобразователя; H_{vv} – глобальная матрица "диэлектрической" жесткости (фактически один элемент после введения электрических граничных условий на электродах и исключения электрических потенциалов узлов, находящихся вне электродов). Уравнение (3) определяет давле-

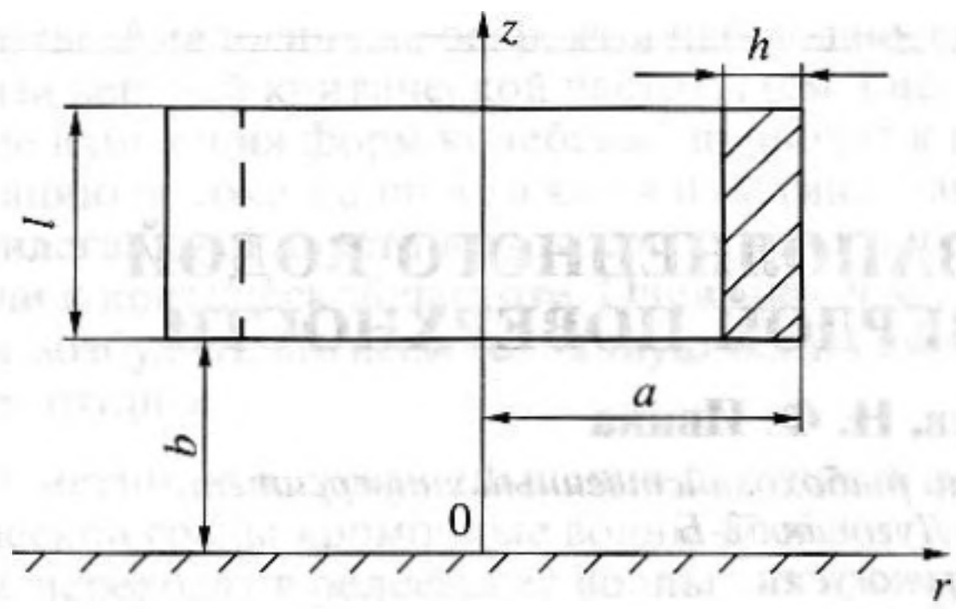

Рис. 1. Схема расположения цилиндра у плоскости.

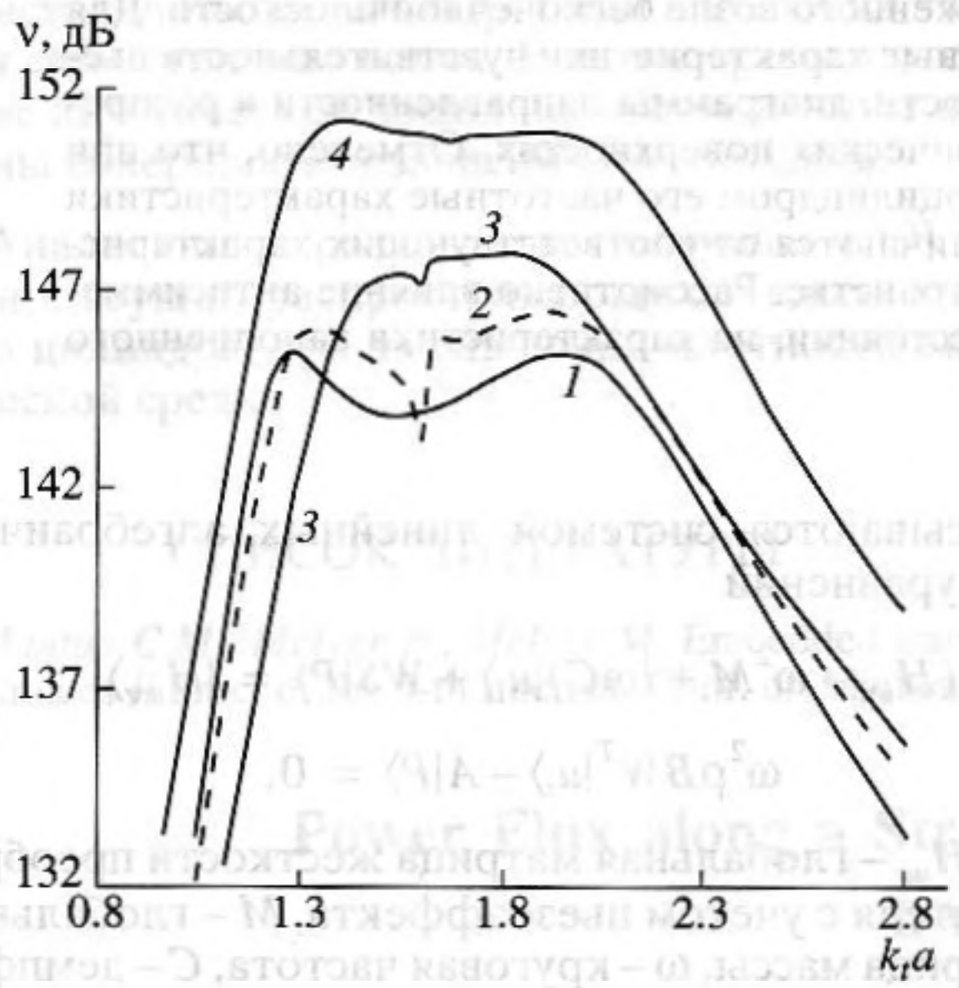

Рис. 2. Частотные характеристики чувствительности в режиме излучения заполненного водой пьезоцилиндра: *1* – $l/a = 0.8$, $b/a = \infty$; *2* – $l/a = 0.45$, $b/a = 0.05$, *3* – $l/a = 0.45$, $b/a = 0.2$; *4* – $l/a = 0.75$, $b/a = 1$.

ние в жидкости в ближней и дальней зоне; A_1^T и B_1^T – матрицы-строки метода граничных элементов для заданной точки акустического поля, $|v_n\rangle$ – нормальные узловые скорости на поверхности пьезопреобразователя, они выражаются через узловые смещения $|v_n\rangle = i\omega W^T|u_i\rangle$ (временной множитель взят в виде $\exp(i\omega t)$).

Глобальные матрицы A и B метода граничных элементов формируются из соответствующих элементных матриц, которые определяются интегралами по площади граничных элементов [12]. В подынтегральных выражениях этих элементных матриц присутствует функция Грина и ее производная по внешней единичной нормали. В случае пьезоцилиндра, находящегося в бесконечном жидком пространстве, функция Грина берется в обычном виде $G = \exp(-ikr)/r$, где $k = \omega/c$, c – скорость звука в жидкости, r – расстояние между точкой на поверхности пьезопреобразователя (источником) и точкой наблюдения. В случае полупространства в качестве функции Грина можно взять функцию $G_1 = \exp(-ikr)/r + R\exp(-ikr_1)/r_1$, где r_1 – расстояние между зеркально отраженным источником и точкой наблюдения, R – коэффициент отражения бесконечной плоскости [18]. В случае абсолютно мягкой плоскости $R = -1$, а в случае абсолютно жесткой плоскости $R = 1$ [18, 19].

Рассмотрим акустическое излучение заполненного водой пьезоцилиндра, находящегося вблизи абсолютно жесткой плоскости (рис. 1), в сравнении с излучением пьезоцилиндра, расположенного в бесконечном пространстве. Высота пьезоцилиндра l, наружный радиус a, толщина стенки h, расстояние до плоскости b; в дальнейшем геометрические размеры определяются безразмерными отношениями l/a, h/a, b/a. Секционированный (тангенциально поляризованный) пьезоцилиндр, состоящий из 32 призм, выполнен из керамики ЦТБС-3, параметры которой соответствуют справочным данным [20].

Для последующего анализа влияния абсолютно жесткой плоскости на основные характеристики заполненного водой пьезоцилиндра рассмотрим сначала его характеристики при отсутствии плоскости ($b/a = \infty$). Для заполненного водой пьезоцилиндра, расположенного в бесконечном пространстве, рассчитывались частотные характеристики чувствительности в режиме излучения ν в точке дальнего поля на плоскости симметрии цилиндра ($z = b + l/2$). Для цилиндра, расположенного возле бесконечной плоскости, чувствительность в режиме излучения определялась вблизи этой плоскости. Чувствительность вычислялась в дБ относительно уровня 1 мкПа/В на расстоянии 1 м. Так как чувствительность в режиме излучения является локальной характеристикой, зависящей от выбранной точки, определялась и интегральная характеристика – частотная характеристика безразмерной активной составляющей акустической мощности. Кроме того, рассчитывались нормированные на максимальное давление характеристики направленности в вертикальной плоскости.

На рис. 2 (кривая *1*) приведена частотная характеристика чувствительности в режиме излучения заполненного водой пьезоцилиндра с толщиной стенки $h/a = 0.25$, находящегося в бесконечном пространстве. По оси абсцисс на частотных характеристиках отложен безразмерный частотный параметр $k_t a$, где k_t – волновое число поперечной волны в пьезокерамике [12]. Хорошо известно, что частотные характеристики заполненного водой пьезоцилиндра имеют два максимума. Первый низкочастотный максимум ($k_t a \approx 1.3$), называемый обычно объемным резонансом, связан с резонансом системы пьезоцилиндр – внутренний

объем жидкости – часть окружающей жидкости. Второй максимум ($k_t a \approx 1.95$) обусловлен радиальным резонансом пьезоцилиндра.

Частотная характеристика чувствительности в режиме излучения на рис. 2 приведена при высоте цилиндра, равной оптимальной: $l/a = 0.8$. За оптимальную высоту принимается такая высота, при которой чувствительности на объемном и радиальном резонансах примерно одинаковы, а неравномерность частотной характеристики (разность между чувствительностью на резонансах и минимальной чувствительностью между ними) не превышает 3 дБ [14]. При высоте пьезоцилиндра меньше оптимальной чувствительность на объемном резонансе больше, чем на радиальном, а при высоте больше оптимальной – наоборот. В статье [14] отмечено, что для пьезоцилиндра с толщиной стенки $h/a = 0.2$ оптимальная высота равна $l/a \approx 0.95$. Следовательно, оптимальная высота заполненного водой пьезоцилиндра значительно зависит от толщины его стенки. В данном случае при уменьшении толщины стенки пьезоцилиндра на 20% оптимальная высота увеличивается на 19%. Относительная ширина полосы излучаемых частот на уровне –3 дБ для заполненного водой пьезоцилиндра с толщиной стенки $h/a = 0.25$ составляет 63%, то есть она на 12% меньше, чем для пьезоцилиндра с толщиной стенки $h/a = 0.2$ [14].

На рис. 3 (кривая *1*) приведена частотная характеристика безразмерной активной составляющей акустической мощности P_a для заполненного водой пьезоцилиндра оптимальной высоты, находящегося в бесконечном пространстве. Излучаемая акустическая мощность пропорциональна действительной части электрической проводимости, определяемой выражением (2). На рис. 4 представлены диаграммы направленности заполненного водой пьезоцилиндра оптимальной высоты в вертикальной плоскости. Три первые кривые соответствуют пьезоцилиндру, находящемуся в бесконечном пространстве. Кривая *1* дана на частоте объемного резонанса, кривая *3* – на частоте радиального резонанса, а кривая *2* – на частоте, соответствующей минимуму чувствительности между этими двумя частотами. Рассмотрение диаграмм направленности на частотах объемного и радиального резонансов объясняет, почему при оптимальных размерах пьезоцилиндра акустическая модность на радиальном резонансе больше, чем на объемном (рис. 3, кривая *1*). Это связано с тем, что на радиальном резонансе основной лепесток диаграммы направленности (рис. 4, кривая *3*) шире, чем на объемном (кривая *1*).

На рис. 5а и 6а приведены типичные распределения модулей безразмерных нормальной (радиальной) компоненты колебательной скорости и давления на внешней и внутренней цилиндрических поверхностях заполненного водой пьезоцилиндра оптимальной высоты, находящегося в бесконечном пространстве. По оси абсцисс на этих рисунках отложены номера равноотстоящих узловых точек; причем точки 7 и 20 находятся на плоскости симметрии пьезоцилиндра. Первые тринадцать точек расположены на внешней поверхности снизу вверх, а последующие тринадцать точек (14–26) – на внутренней поверхности сверху вниз. Распределения скорости и давления даны на тех же трех частотах, что и диаграммы направленности пьезоцилиндра на рис. 4. Из сравнения соответствующих кривых следует, что при оптимальной высоте пьезоцилиндра модуль колебательной скорости на внутренней цилиндрической поверхности всегда больше, чем на внешней.

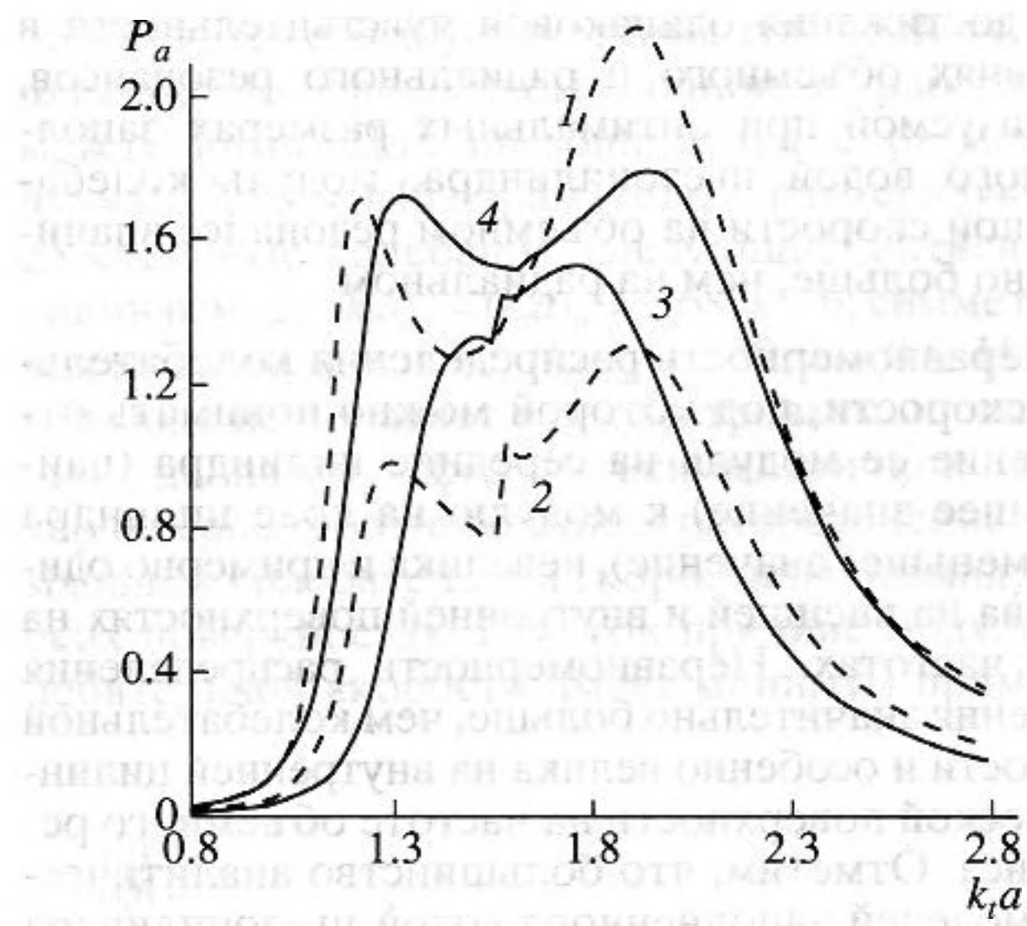

Рис. 3. Частотные характеристики безразмерной активной составляющей акустической мощности заполненного водой пьезоцилиндра (размеры – см. подписи к рис. 2).

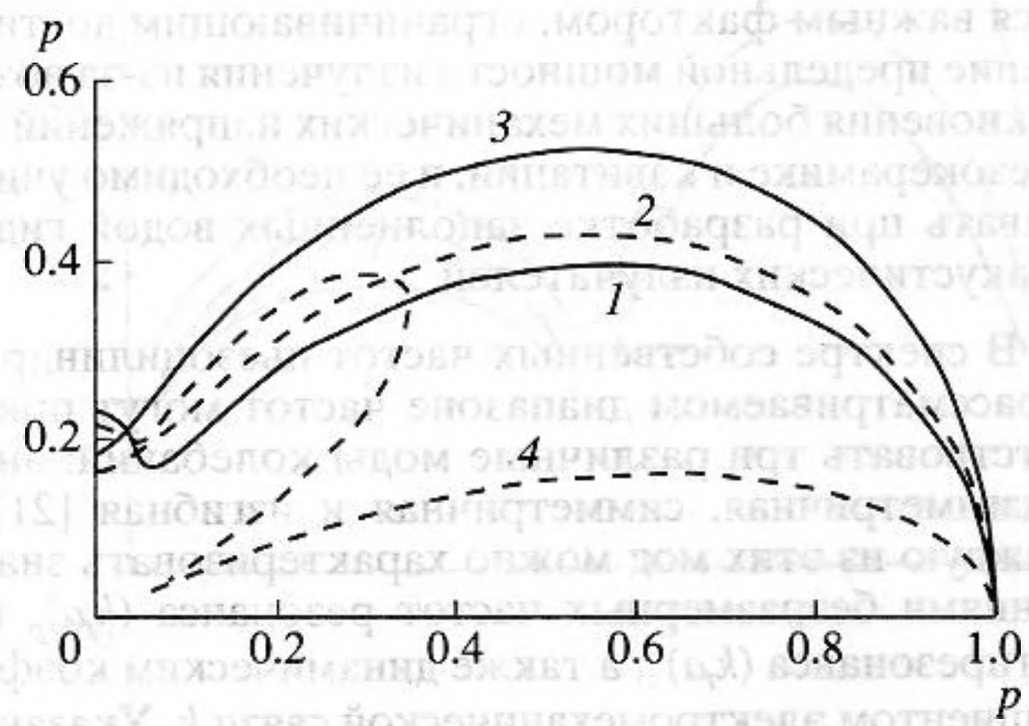

Рис. 4. Нормированные диаграммы направленности заполненного водой пьезоцилиндра в вертикальной плоскости: *1–3* – $l/a = 0.8$, $b/a = \infty$, *1* – $k_t a = 1, 3$; *2* – $k_t a = 1.55$, *3* – $k_t a = 1.95$; *4* – $l/a = 0.75$, $b/a = 1$, $k_t a = 1.85$.

Для достижения одинаковой чувствительности в условиях объемного и радиального резонансов, реализуемой при оптимальных размерах заполненного водой пьезоцилиндра, модуль колебательной скорости на объемном резонансе значительно больше, чем на радиальном.

Неравномерность распределения колебательной скорости, под которой можно понимать отношение ее модуля на середине цилиндра (наибольшее значение) к модулю на крае цилиндра (наименьшее значение), невелика и примерно одинакова на внешней и внутренней поверхностях на всех частотах. Неравномерность распределения давления значительно больше, чем колебательной скорости и особенно велика на внутренней цилиндрической поверхности на частоте объемного резонанса. Отметим, что большинство аналитических моделей заполненного водой пьезоцилиндра не учитывают неравномерность распределения колебательной скорости и давления на поверхности пьезоцилиндра, поэтому полученная на их основе информация является неполной. Заметим также, что неравномерность этих величин является важным фактором, ограничивающим достижение предельной мощности излучения из-за возникновения больших механических напряжений в пьезокерамике и кавитации, и ее необходимо учитывать при разработке заполненных водой гидроакустических излучателей.

В спектре собственных частот пьезоцилиндра в рассматриваемом диапазоне частот могут присутствовать три различные моды колебаний: антисимметричная, симметричная и изгибная [21]. Каждую из этих мод можно характеризовать значениями безразмерных частот резонанса $(k_t a)_p$ и антирезонанса $(k_t a)_a$, а также динамическим коэффициентом электромеханической связи k. Указанные параметры вычислялись по выражениям, приведенным в статье [12]. Для пьезоцилиндра с толщиной стенки $h/a = 0.25$ и оптимальной высотой $l/a = 0.8$ характеристики этих первых трех мод следующие: антисимметричная мода $(k_t a)_p = (k_t a)_a = 1.83$, $k = 0$; симметричная мода: $(k_t a)_p = 1.91$, $(k_t a)_a = 2.38$, $k = 0.6$; изгибная мода: $(k_t a)_p \approx (k_t a)_a = 4.14$, $k = 0.002$. Изгибная мода возбуждается слабо; для толстостенного цилиндра она находится выше рассматриваемого частотного диапазона и не искажает частотные характеристики заполненного водой пьезоцилиндра. Для тонкостенного пьезоцилиндра изгибная мода может приблизиться к симметричной моде, и в этом случае она будет искажать его частотные характеристики [12, 14]. Антисимметричная мода не возбуждается в одиночном пьезоцилиндре со сплошными электродами, находящемся в бесконечном пространстве (электрически и механически симметричная задача). Поэтому она никак не проявляет себя ни на частотных характеристиках, ни на диаграмме направленности, ни на распределениях колебательной скорости и давления на поверхности заполненного водой пьезоцилиндра. При нарушении электрической или механической симметрии задачи антисимметричная мода может проявлять себя и искажать характеристики заполненного водой пьезоцилиндра. Такая ситуация, обусловленная акустическим взаимодействием, наблюдалась в гидроакустической антенне из двух заполненных водой пьезоцилиндров, расположенных на малом волновом расстоянии друг от друга [14]. Аналогичная ситуация будет и в случае нахождения вблизи пьезоцилиндра металлических конструктивных элементов или скального морского дна, если их можно приближенно моделировать абсолютно жесткой плоскостью.

Рассмотрим влияние на характеристики заполненного водой пьезоцилиндра абсолютно жесткой плоскости, расположенной на небольшом волновом расстоянии от него. Отметим, что для данной керамики длина волны в жидкости на частоте радиального резонанса $k_p a \approx 1.9$ составляет $2.5a$. На рис. 2 и 3 приведены частотные характеристики чувствительности в режиме излучения и безразмерной активной составляющей акустической мощности при увеличении относительного расстояния между пьезоцилиндром и плоскостью b/a от 0.05 до 1. Кривые на рис. 2 и 3 приведены при высотах цилиндров, близких к оптимальным, то есть при примерном равенстве чувствительности на объемном и радиальном резонансах. При малом расстоянии между плоскостью и пьезоцилиндром его оптимальная высота составляет примерно половину от оптимальной высоты заполненного водой пьезоцилиндра, находящегося в бесконечном пространстве. С увеличением расстояния b/a оптимальная высота увеличивается, и при $b/a \geq 1$ она практически равна оптимальной высоте пьезоцилиндра при отсутствии плоскости.

Чувствительность в режиме излучения при $b/a \in [1, 2.5]$ увеличивается примерно в 2 раза (на 6 дБ), при дальнейшем увеличении b/a чувствительность начинает уменьшаться. Частотная характеристика активной составляющей акустической мощности при $b/a \geq 2.5$ ($l/a = 0.8$) практически не зависит от наличия плоскости. Диаграммы направленности при $b/a \in [0.05; 0.2]$ слабо зависят от наличия плоскости: происходит небольшое сужение основного лепестка. При большем расстоянии b/a основной лепесток диаграммы направленности значительно сужается и формируется дополнительный максимум (рис. 4, кривая *4*).

Распределения скорости и давления при малых волновых размерах между пьезоцилиндром и плоскостью значительно отличаются от соответствующих распределений при отсутствии плоскости – рис. 5, 6, кроме того, они меняются при изменении частоты при фиксированных размерах.

Наличие плоскости нарушает симметрию распределения указанных величин относительно плоскости симметрии пьезоцилиндра. Особенно большая асимметрия наблюдается у давления на внутренней цилиндрической поверхности.

При небольшом волновом расстоянии b/a частотные характеристики искажаются антисимметричной модой – немонотонные участки на кривых *2–4* рис. 2 и 3 при $k_t a \approx 1.6$. Проявление антисимметричной моды в симметричном цилиндре объясняется его акустическим взаимодействием с плоскостью при малом волновом расстоянии между ними. Для пьезоцилиндра с размерами $h/a = 0.25$, $l/a = 0.45$ параметры, характеризующие собственные колебания, следующие: антисимметричная мода $(k_t a)_p = (k_t a)_a = 1.68$, $k = 0$; симметричная мода: $(k_t a)_p = 1.92$, $(k_t a)_a = 2.39$, $k = 0.6$. Изгибная мода не попадает в рассматриваемый частотный диапазон. Для антисимметричной моды характерно противофазное распределение нормальной колебательной скорости на цилиндрических поверхностях. По этой причине модуль колебательной скорости имеет минимум примерно

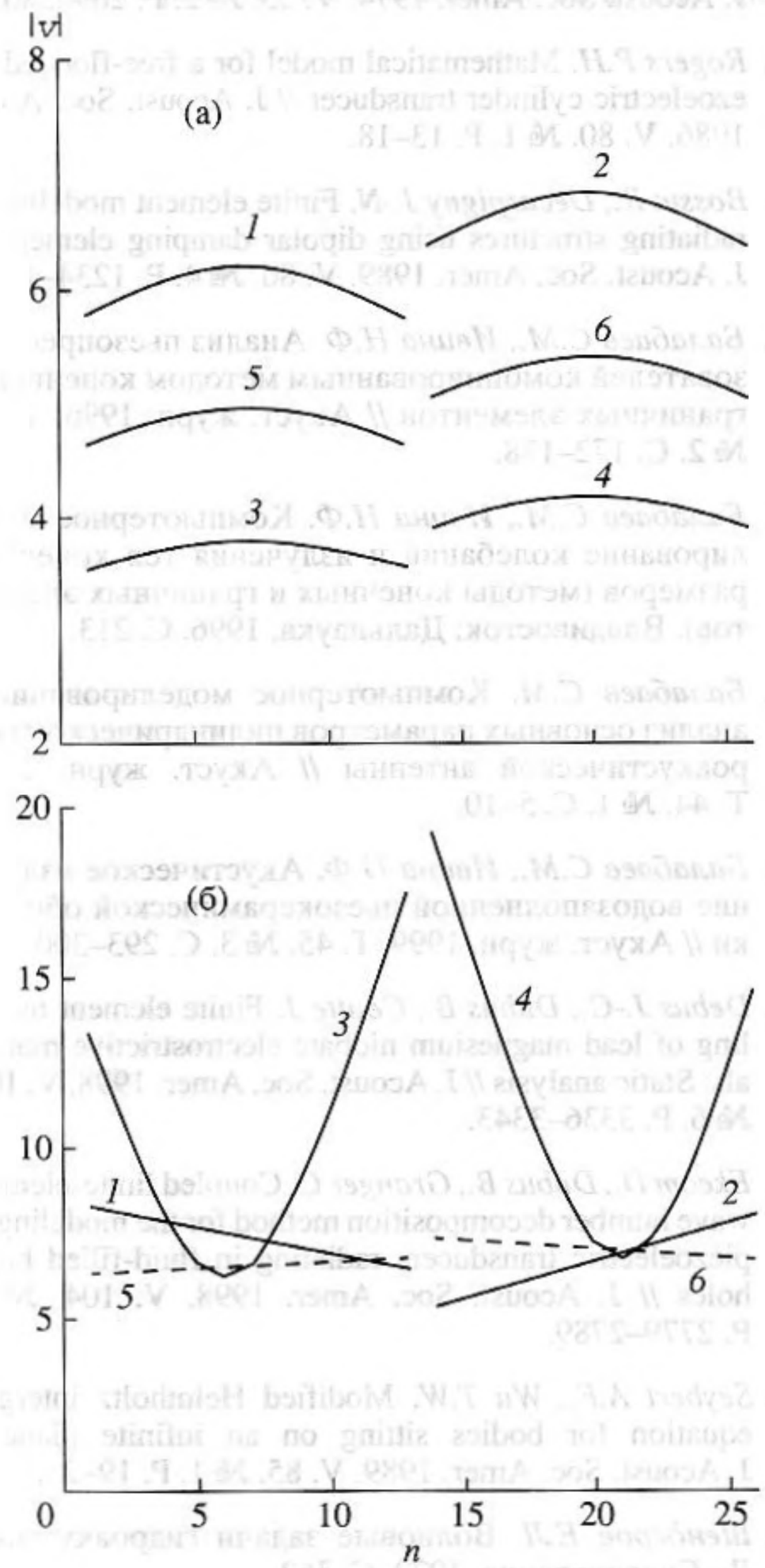

Рис. 5. Распределения модуля безразмерной нормальной компоненты колебательной скорости на внешней (n = 1–13) и внутренней (n = 14–26) цилиндрических поверхностях заполненного водой пьезоцилиндра: а – $l/a = 0.8$, $b/a = \infty$, *1*, *2* – $k_t a = 1.3$; *3*, *4* – $k_t a = 1.55$; *5*, *6* – $k_t a = 1.95$; б – $l/a = 0.45$, $b/a = 0.2$, *1*, *2* – $k_t a = 1.5$; *3*, *4* – $k_t a = 1.6$; *5*, *6* – $k_t a = 1.8$.

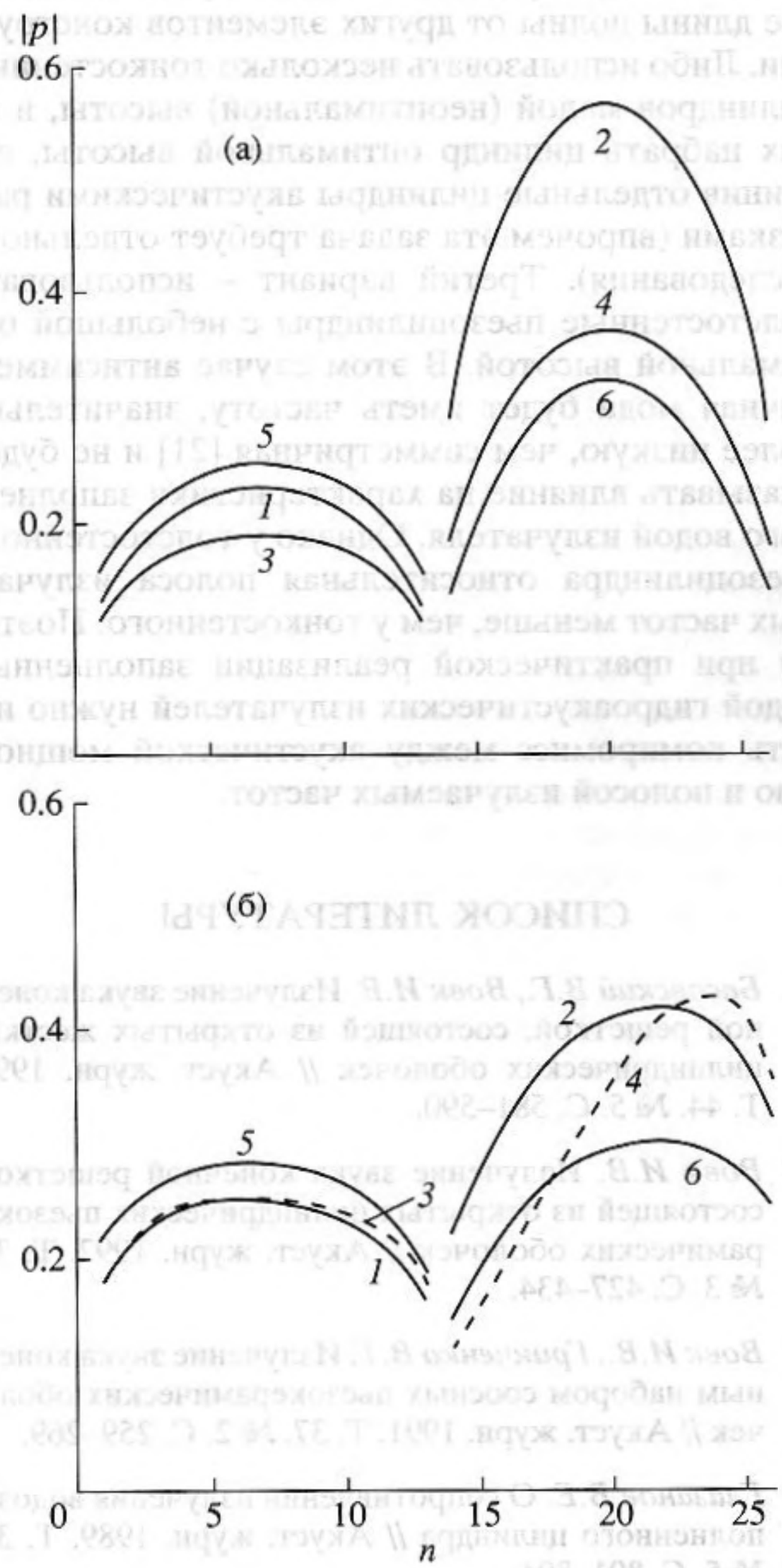

Рис. 6. Распределения модуля безразмерного давления на внешней (n = 1–13) и внутренней (n = 14–26) цилиндрических поверхностях заполненного водой пьезоцилиндра (значения параметров – см. подписи к рис. 5).

на середине цилиндра, а на его концах достигает значительной величины (рис. 5б, кривые *3*, *4*). При подобном распределении колебательной скорости на цилиндрических поверхностях в пьезокерамике вблизи плоскости симметрии цилиндра будут создаваться большие механические напряжения, которые могут привести к разрушению пьезоцилиндра.

Следовательно, при проектировании заполненных водой пьезоцилиндров нужно избегать попадания антисимметричной моды в рабочий диапазон частот. Этого можно достичь тремя способами. Нужно либо использовать уединенные пьезоцилиндры, расположенные на расстоянии более длины волны от других элементов конструкции. Либо использовать несколько тонкостенных цилиндров малой (неоптимальной) высоты, и из них набрать цилиндр оптимальной высоты, соединив отдельные цилиндры акустическими развязками (впрочем эта задача требует отдельного исследования). Третий вариант – использовать толстостенные пьезоцилиндры с небольшой оптимальной высотой. В этом случае антисимметричная мода будет иметь частоту, значительно более низкую, чем симметричная [21] и не будет оказывать влияние на характеристики заполненного водой излучателя. Однако у толстостенного пьезоцилиндра относительная полоса излучаемых частот меньше, чем у тонкостенного. Поэтому при практической реализации заполненных водой гидроакустических излучателей нужно искать компромисс между акустической мощностью и полосой излучаемых частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Басовский В.Г., Вовк И.В.* Излучение звука конечной решеткой, состоящей из открытых жестких цилиндрических оболочек // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 581–590.
2. *Вовк И.В.* Излучение звука конечной решеткой, состоящей из открытых цилиндрических пьезокерамических оболочек // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 427–434.
3. *Вовк И.В., Гринченко В.Т.* Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2. С. 259–269.
4. *Глазанов В.Е.* О сопротивлении излучения водозаполненного цилиндра // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 801–804.
5. *Рубанов И.Л., Свердлин Г.М.* Излучение звука радиально колеблющимся отрезком трубы // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 6. С. 1071–1076.
6. *Томилина Т.М.* Импеданс излучения полого цилиндрического излучателя // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 122–125.
7. *Шендеров Е.Л.* Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. С. 304.
8. *Smith R.R., Hunt J.T., Barach D.* Finite element analysis of acoustically radiating structures with applications to sonar transducers // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. V. 54. № 5. P. 1277–1288.
9. *Hint J.T., Knittel M.R., Barach D.* Finite element approach to acoustic radiation from elastic structures // J. Acoust. Soc. Amer. 1974. V. 55. № 2. P. 269–280.
10. *Rogers P.H.* Mathematical model for a free-flooded piezoelectric cylinder transducer // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 80. № 1. P. 13–18.
11. *Bossut R., Decarpigny J.-N.* Finite element modeling of radiating structures using dipolar damping elements // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 86. № 4. P. 1234–1244.
12. *Балабаев С.М., Ивина Н.Ф.* Анализ пьезопреобразователей комбинированным методом конечных и граничных элементов // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 172–178.
13. *Балабаев С.М., Ивина Н.Ф.* Компьютерное моделирование колебаний и излучения тел конечных размеров (методы конечных и граничных элементов). Владивосток: Дальнаука, 1996. С. 213.
14. *Балабаев С.М.* Компьютерное моделирование и анализ основных параметров цилиндрической гидроакустической антенны // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 5–10.
15. *Балабаев С.М., Ивина Н.Ф.* Акустическое излучение водозаполненной пьезокерамической оболочки // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 3. С. 293–300.
16. *Debus J.-C., Dubus B., Coutte J.* Finite element modeling of lead magnesium niobate electrostrictive materials: Static analysis // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 6. P. 3336–3343.
17. *Ekeom D., Dubus B., Granger C.* Coupled linite-element wave number decomposition method for the modeling of piezoelectric transducers radiating in fluid-filled boreholes // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 104. № 5. P. 2779–2789.
18. *Seybert A.F., Wu T.W.* Modified Helmholtz intergral equation for bodies sitting on an infinite plane // J. Acoust. Soc. Amer. 1989. V. 85. № 1. P. 19–23.
19. *Шендеров Е.Л.* Волновые задачи гидроакустики. Л.: Судостроение, 1972. С. 352.
20. Пьезокерамические преобразователи / Под ред. С.И. Пугачева. Л.: Судостроение, 1984. С. 256.
21. *Балабаев С.М., Ивина Н.Ф., Шишлов К.Н.* Спектр собственных частот конечной пьезокерамической оболочки // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 5. С. 702–703.

Acoustic Radiation of a Water-Filled Piezoelectric Cylinder near a Rigid Plane

S. M. Balabaev and N. F. Ivina

The combined finite-element–boundary-element method is used to solve the problem on the radiation of a water-filled piezoceramic cylinder positioned near an infinite plane. For the case of a perfectly rigid plane, the frequency characteristics of the transmitting response of the piezoelectric cylinder are obtained along with the frequency characteristics of the acoustic power, the directional characteristics, and the velocity and pressure distributions over the radiating cylindrical surfaces. It is found that, when the distance between the plane and the piezoelectric cylinder is small relative to the wavelength, the frequency characteristics of the cylinder and the velocity and pressure distributions noticeably differ from those obtained for a piezoelectric cylinder in an infinite space. The effect of the antisymmetric mode, which appears at small wave distances between the cylinder and the plane, on the characteristics of a water-filled piezoelectric cylinder is considered.