

УДК 534.24

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА РЕШЕТКОЙ, ОБРАЗОВАННОЙ СООСНЫМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ С ТОРЦЕВЫМИ ЭКРАНАМИ. ЧАСТЬ II. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ: БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ И ИЗЛУЧАЕМАЯ МОЩНОСТЬ

И. В. ВОВК*, В. Т. МАЦЫПУРА**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

**Национальный технический университет Украины “КПИ”, Киев

Получено 15.10.2001

Исследованы акустические свойства решетки, состоящей из соосных пьезокерамических оболочек и торцевых экранов в виде акустически мягких усеченных сферических конусов. Показано, что при возбуждении всех оболочек одинаковым электрическим напряжением наблюдаются существенные отличия в колебательных скоростях оболочек и излучаемых ими мощностях, что обусловлено взаимодействием по акустическому полю. Эти отличия особенно значительны в области частот, близких к собственным частотам пульсирующих колебаний оболочек. Установлено, что на определенных частотах некоторые оболочки могут переходить из режима излучения энергии в режим поглощения ее из окружающей среды. Показано, что в случаях, когда внутренний объем решетки полностью заполнен жидкой средой, на относительно низких частотах возникает резонанс этого объема, обуславливающий существенное (больше, чем на порядок) повышение мощности, излучаемой решеткой. Выявлено, что управление суммарной энергетической эффективностью решетки в низкочастотной области легко реализуется путем варьирования количества оболочек в решетке.

Досліджено акустичні властивості ґраток, що складаються зі співвісних п'єзокерамічних оболонок і торцевих екранів у вигляді акустично м'яких зрізаних сферичних конусів. Показано, що при збудженні всіх оболонок однаковою електричною напругою спостерігаються істотні відмінності в коливальних швидкостях оболонок і випромінюваних ними потужностях, що обумовлено взаємодією через акустичне поле. Ці відмінності є особливо значимими в області частот, близьких до власних частот пульсуючих коливань оболонок. Встановлено, що на певних частотах деякі оболонки можуть переходити з режиму випромінювання енергії в режим поглинання її з навколишнього середовища. Показано, що у випадках, коли внутрішній об'єм ґрат цілком заповнений рідким середовищем, на відносно низьких частотах виникає резонанс цього об'єму, який зумовлює істотне (більше, ніж на порядок) підвищення потужності, випромінюваної ґраткою. Виявлено, що керування сумарною енергетичною ефективністю ґратки в низькочастотній області легко реалізується шляхом варіювання кількості оболонок у ґратці.

Acoustic properties of the grating, consisting of coaxial piezoceramic shells with the end screens in form of the soft truncated spherical cones, are investigated. It is shown, that under the identical electric excitation of all the shells the essential distinctions in shells' vibrational velocities and powers radiated by them are observed, that is conditioned by interaction through the acoustic field. Mentioned distinctions are especially considerable in the frequency domain near the eigenfrequencies of shells' pulsations. It is established that on definite frequencies some shells can shift from the energy radiation mode to its absorption from the surrounding medium. It is shown that in the cases, when the inside grating's volume is filled by a liquid, the resonance of this volume arises at relatively low frequencies. This resonance conditions an essential (more, than on order) rise of power radiated by the grating. It is shown that one can easily control the total power efficiency of the grating in low-frequency domain, varying the number of shells in grating.

ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей публикации [1] была дана постановка осесимметричной задачи об излучении звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами в виде усеченных сферических конусов. Там же, на основе использования метода частичных областей, был разработан метод решения соответствующей граничной задачи, даны рекомендации по реализации ее численного решения и проведена оценка точности выполнения граничных условий и условий сопряжения компонент

поля на границах частичных областей. В данной статье основное внимание будет уделено анализу полученных численных результатов с целью оценки колебательных скоростей оболочек, излучаемой решеткой акустической мощности и особенностей ее ближнего поля.

1. ВНУТРИ ОБОЛОЧЕК – ВАКУУМ

Напомним вкратце основные геометрические и физические параметры рассматриваемого объекта (рис. 1). Решетка состоит из M соосных тонких цилиндрических пьезокерамических оболо-

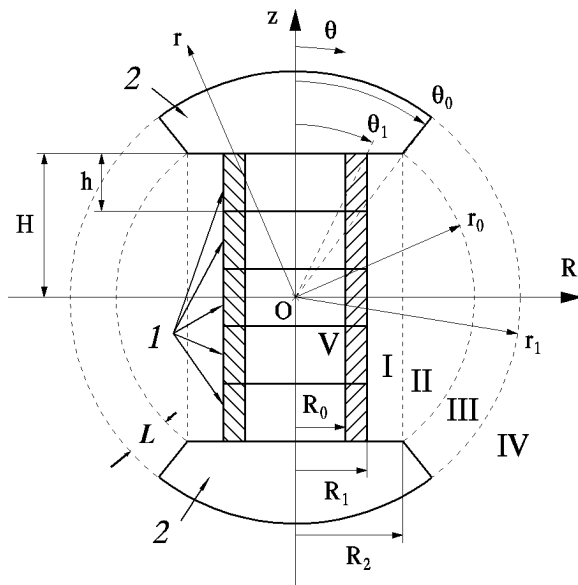


Рис. 1. Сечение решетки:

1 - пьезокерамические оболочки, 2 - торцевые экраны

чек 1, на торцах которой размещены акустически мягкие экраны 2 в виде усеченных сферических конусов. Все оболочки выполнены из пьезокерамики ЦТБС-3 и имеют наружный радиус $R_1 = 0.075$ м и высоту $h = 0.05$ м. Количество оболочек при проведении конкретных расчетов составляло $M = 5$. Нумерация оболочек велась сверху вниз: $j = 1, 2, \dots, M$, где j -номер оболочки. Собственная частота пульсирующих колебаний оболочек в вакууме составляла $f_0 = 7440$ Гц. Считалось, что вся решетка погружена в бесконечную водную среду, имеющую волновое сопротивление $\rho c = 1.5 \cdot 10^6$ кг/(м²с), внутри нее (область V) также может находиться вода. На все оболочки подавалось одинаковое электрическое напряжение с амплитудой U_0 и фазой $\phi = \arg U_0 = 0$. В силу симметрии задачи относительно плоскости $z = 0$ на рисунках все расчетные акустические характеристики приведены только для первых трех оболочек.

Переходя к анализу конкретных расчетных данных, вначале рассмотрим относительно более простую ситуацию: внутри решетки (область V) находится вакуум, а $R_1 = R_2$ (отсутствует область I), и поэтому $\theta_1 = 31^\circ$. На рис. 2, а представлены частотные зависимости мощностей излучения оболочек, а на рис. 2, б, в – соответственно модули и фазы их колебательных скоростей при относительной длине конической поверхности торцевого экрана $L = L/R_1 = 0.81$. На рис. 3 показаны ана-

логичные частотные зависимости для $L = 0$ (когда конические торцевые экраны вырождаются в экраны в виде сферических сегментов небольшой высоты). Заметим, что мощности излучения пронормированы на величину $W^* = (NU_0)^2 / \rho c S$, а амплитуды скоростей оболочек – на $V^* = NU_0 / \rho c S$, где N и S – коэффициент электромеханической связи и площадь цилиндрической поверхности оболочки соответственно [1].

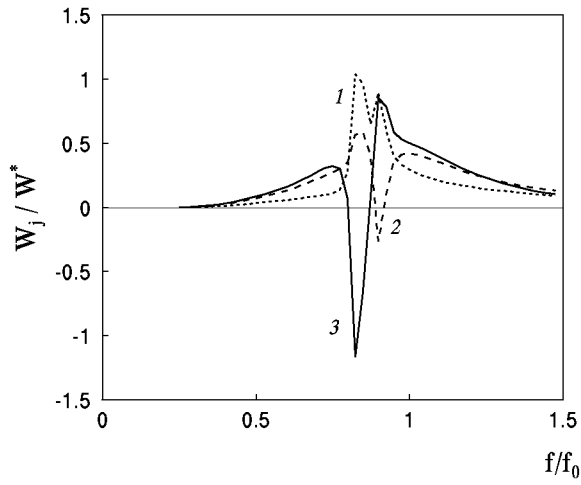
Как следует из рисунков, несмотря на различие в форме торцевых экранов, прослеживаются достаточно общие закономерности в поведении частотных зависимостей колебательной скорости и излучаемой мощности. Более того, достаточно близкая картина наблюдается для аналогичной решетки, но с акустически жесткими торцевыми экранами в форме сферических сегментов (см. [2]).

Для более детального изучения этих закономерностей выделим три характерные частотные зоны, а именно: низкочастотную ($f/f_0 < 0.65$), резонансную ($0.65 < f/f_0 < 1.0$) и высокочастотную ($f/f_0 > 1.0$).

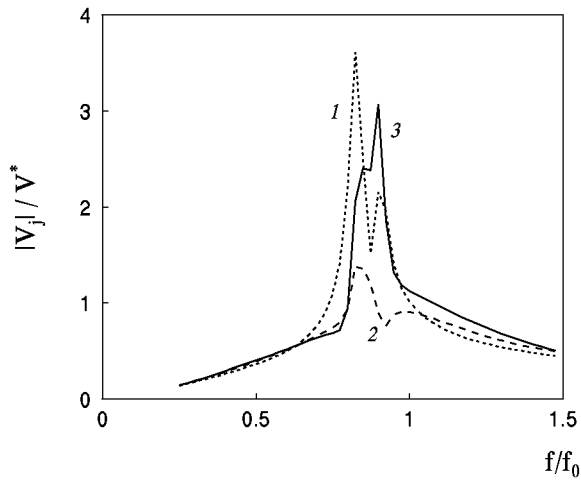
Как видно, в первой (низкочастотной) зоне колебательные скорости и излучаемые мощности всех оболочек достаточно быстро уменьшаются с понижением частоты и становятся примерно равными. Это происходит потому, что с понижением частоты растет собственное механическое сопротивление оболочек (здесь оно имеет упругий характер), в то время как сопротивление излучения падает. Поэтому в низкочастотной зоне роль взаимодействия оболочек по полю незначительна.

На высоких частотах (в третьей зоне) уменьшение колебательных скоростей и излучаемых мощностей оболочек, но уже с ростом частоты, также обусловлено увеличением механического сопротивления оболочек (выше резонанса оно имеет инерционный характер). Здесь также наблюдается тенденция к выравниванию колебательных скоростей и излучаемых мощностей всех оболочек, однако не такая быстрая, как в первой зоне. Дело в том, что действительная часть импеданса излучения растет с частотой и роль акустического взаимодействия более весома, чем в первой зоне.

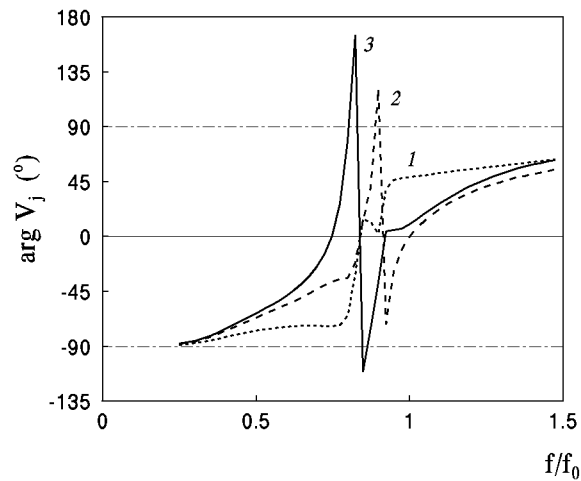
В резонансной зоне собственные механические сопротивления оболочек становятся сравнимыми с их импедансами излучения. Поэтому здесь существенную роль начинают играть реакция среды и обмен энергиями (взаимодействие) между оболочками через окружающую среду. В результате, все акустические характеристики каждой из оболочек в этой зоне частот становятся существенно разными. Например, излучаемые мощности, а также модули и фазы колебательных скоростей оболочек



a

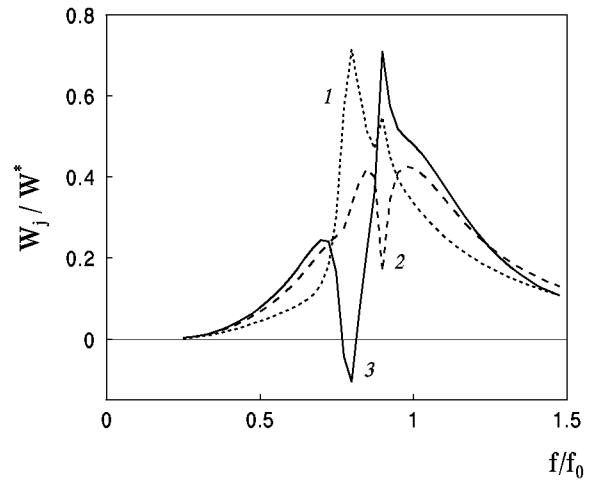


б

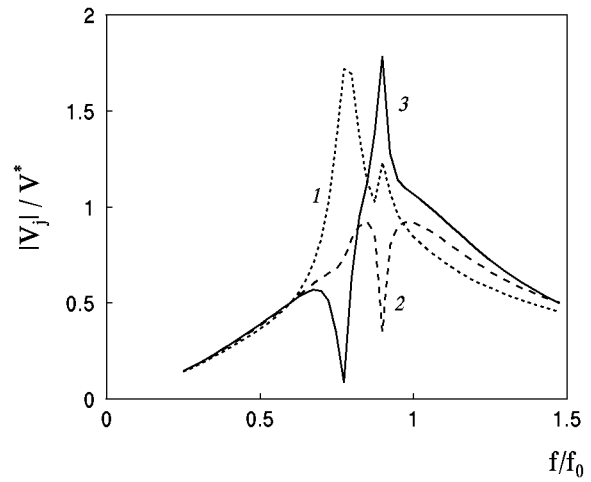


в

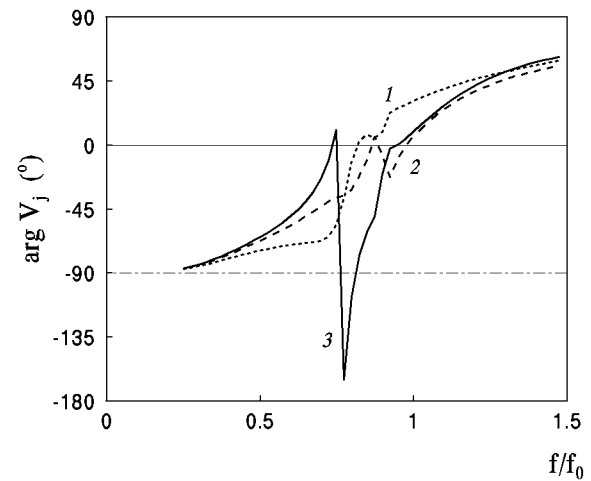
Рис. 2. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности (а), амплитуды колебательной скорости (б) и фазы колебательной скорости (в) при $L=0.81$ (внутри оболочек – вакуум)



a



б



в

Рис. 3. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности (а), амплитуды колебательной скорости (б) и фазы колебательной скорости (в) при $L=0$ (внутри оболочек – вакуум)

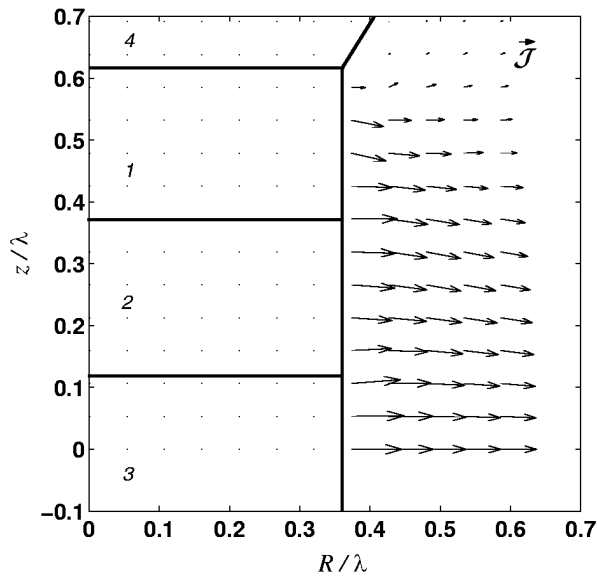


Рис. 4. Ближнее поле интенсивности звука на частоте $f/f_0=1.0$ при $L=0.825$ (внутри оболочек – вакуум)

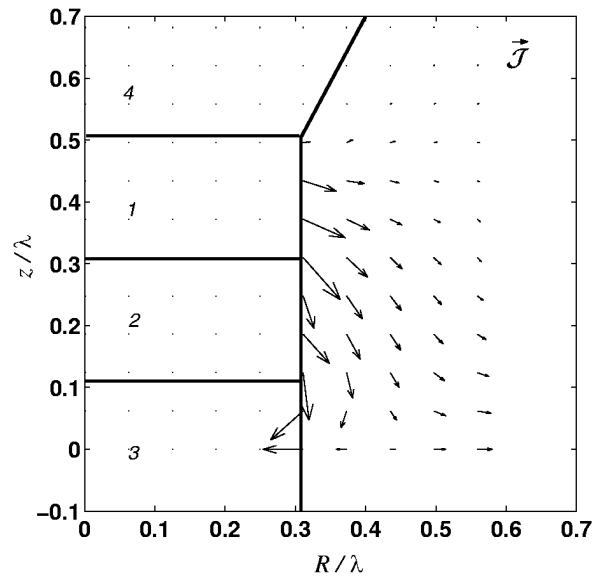


Рис. 5. Ближнее поле интенсивности звука на частоте $f/f_0=0.825$ при $L=0.825$ (внутри оболочек – вакуум)

на одной и той же частоте могут отличаться во много раз. Значения частот, где фаза становится равной нулю, у всех оболочек также различны. Фаза колебательной скорости некоторых оболочек может пересекать ось частот до трех раз, что указывает на многократную смену характера полного механического сопротивления таких оболочек – с упругого на инерционный и обратно.

Заметим, что частоты, при которых фазовая характеристика пересекает ось абсцисс, можно интерпретировать, как собственные частоты системы “оболочки – окружающая среда”. Однако наиболее драматичным следствием взаимодействия оболочек в решетке является то, что в определенных (сравнительно узких) диапазонах частот некоторые оболочки перестают излучать акустическую энергию и начинают ее поглощать из окружающей среды. На рис. 2 и 3 обнаруживаем, что в области частот, близких к $f/f_0=0.8$, центральная оболочка в решетке колеблется практически в противофазе с остальными, а величина мощности ее излучения принимает отрицательные значения. Эффекты подобного рода весьма характерны для фазированных антенных решеток и неоднократно описывались в литературе (см., например, [2]). Следует также обратить внимание на то, что наличие развитых ($L \neq 0$) акустически мягких торцевых экранов в определенной мере способствует сужению зоны частот эффективного взаимодействия оболочек.

Чтобы еще более наглядно представить суть волновых процессов, происходящих в резонансной области частот, мы исследовали ближнее поле рассматриваемой решетки (в частности, такие его характеристики, как интенсивность, модуль и фазу звукового давления). На рис. 4 представлено ближнее поле интенсивности звука на частоте $f/f_0=1.0$, когда роль эффекта взаимодействия оболочек уже сравнительно мала и колебательные скорости оболочек несущественно отличаются друг от друга как по модулю, так и по фазе. Здесь и ниже длина и направление стрелок определяют относительный уровень потока звуковой энергии \vec{J} в точках, соответствующих началу стрелок; 1, 2, 3 – номера оболочек, 4 – торцевой экран. Напомним, что, в силу симметрии рассматриваемой задачи относительно оси Oz и плоскости $z=0$, закономерности поведения потока излучаемой звуковой энергии \vec{J} достаточно рассмотреть лишь в одной четверти плоскости zOR . Как видно, поток энергии ориентирован строго в радиальном направлении и плавно спадает по уровню в осевом направлении по мере приближения к торцевым экранам. Это абсолютно закономерно, поскольку на поверхности акустически мягких экранов акустическое давление тождественно равно нулю. Дополнительный анализ ближнего поля звукового давления показал, что на этой частоте модуль давления и его фаза изменяются довольно слабо. Можно лишь отметить, что относитель-

но небольшой максимум давления расположен на поверхности решетки в области между первой и второй оболочками (и, соответственно, между четвертой и пятой).

Совершенно иначе обстоит дело, когда взаимодействие оболочек существенно (например, на частоте $f/f_0=0.825$, см. рис. 2). Именно для этой частоты на рис. 5 представлено поле интенсивности звука в ближней зоне решетки. Здесь хорошо видно, как поток звуковой энергии исходит от первой и второй оболочек. Далее этот поток разделяется на две части: одна уходит дальше в окружающую среду, а вторая вливается в центральное кольцо. Таким образом, как мы уже говорили выше, центральное кольцо поглощает из среды энергию, которую излучают все остальные кольца. Дополнительный анализ ближнего поля звукового давления показал, что на этой частоте на излучающей поверхности решетки наблюдается три пучности давления: по одной в зонах между первой и второй и между четвертой и пятой оболочками, а третья – вблизи третьей (центральной) оболочки. Она имеет фазу, противоположную первым двум пучностям. Заметим, что при создании и эксплуатации антенн, аналогичных рассматриваемой по конструкции, необходимо избегать подобных режимов работы. Дело в том, что они приводят к значительным перегрузкам как электроакустических преобразователей, так и питающих их электрических генераторов и могут приводить к их разрушению.

В дополнение к проведенному анализу акустических свойств решетки, внутри которой отсутствует среда, приведем данные о ее полной излучаемой мощности. На рис. 6 кривыми 1 и 2 изображены частотные зависимости полной излучаемой мощности для двух значений L . Как видно, частотная зависимость носит типично резонансный характер и максимальная величина излучаемой мощности достигается вблизи частоты $f/f_0=0.9$. Увеличение же геометрического параметра экрана L от нуля до 0.81, выражающееся в небольшом возрастании мощности, заметно практически только в резонансной области.

2. ВОДОЗАПОЛНЕННЫЕ ОБОЛОЧКИ

Рассмотрим более сложный случай, когда внутренний объем оболочек (область V на рис. 1) заполнен водой. При этом будем полагать, что торцевые поверхности внутри решетки $|z|=H$, $0 \leq R \leq R_0$ – акустически мягкие. На рис. 7 показаны частотные зависимости излучаемой оболочками мощности и колебательной скорости на

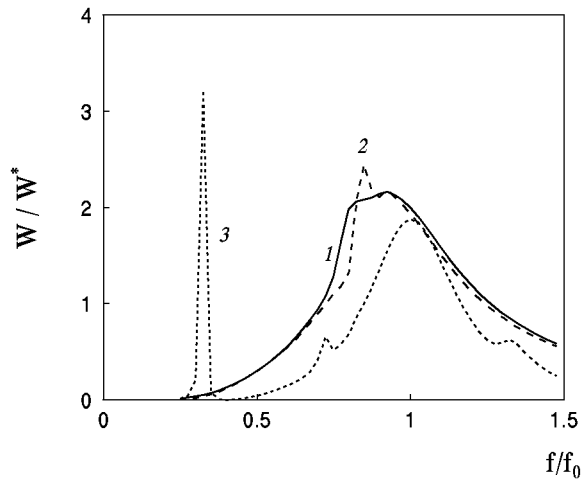


Рис. 6. Частотные зависимости полной излучаемой мощности решетки: 1 – для $L=0$ (внутри оболочек вакуум), 2 – для $L=0.81$ (внутри оболочек вакуум), 3 – для $L=0.81$ (внутри оболочек вода)

их поверхностях. Кроме того, на рис. 6 кривой 3 представлена частотная зависимость полной мощности, излучаемой решеткой в этом случае. Сравнивая рис. 2 и 7 (а также кривые 2 и 3 на рис. 6), нетрудно обнаружить, что наличие среды во внутреннем объеме оболочек оказывает существенное влияние на все акустические параметры решетки. Особенно следует отметить появление во всех частотных зависимостях anomalно мощного пика в районе частоты $f/f_0=0.323$. Можно предположить, что он связан с продольным (вдоль оси Oz) резонансом столба воды во внутреннем объеме оболочек. Чтобы убедиться в этом, мы провели расчеты аналогичных частотных зависимостей для более короткой по высоте (трехэлементной) решетки. При этом было обнаружено, что рассматриваемый anomalный пик сдвинулся вверх по частоте и наблюдался уже при $f/f_0 \approx 0.5$. Элементарная оценка показывает, что частота, на которой наблюдается пик, увеличилась почти во столько же раз, во сколько высота пятиэлементной решетки больше трехэлементной. Интересно также обратиться к работе [3], где рассматривалась задача излучения звука такой же решетки, но без торцевых экранов (водозаполненный внутренний объем оболочек сообщался с внешней средой через открытые торцы). В этом случае также наблюдался пик мощности на частоте $f/f_0 \approx 0.5$ при $M=3$ и на частоте $f/f_0 \approx 0.32$ при $M=5$. Проведенный анализ позволяет убедиться в том, что anomalный низкочастотный пик излучаемой мощности для рассматриваемой решетки действи-

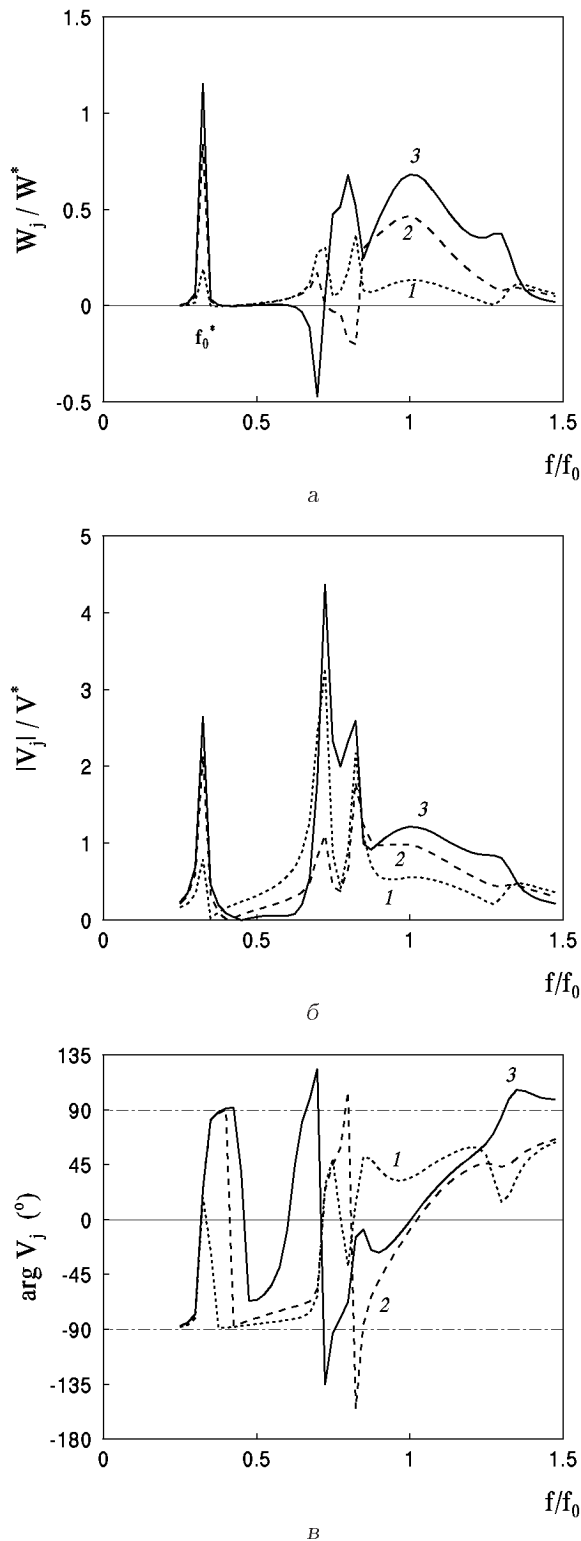


Рис. 7. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности (а), амплитуды колебательной скорости (б) и фазы колебательной скорости (в) при $L=0.81$ (внутри оболочек – вода)

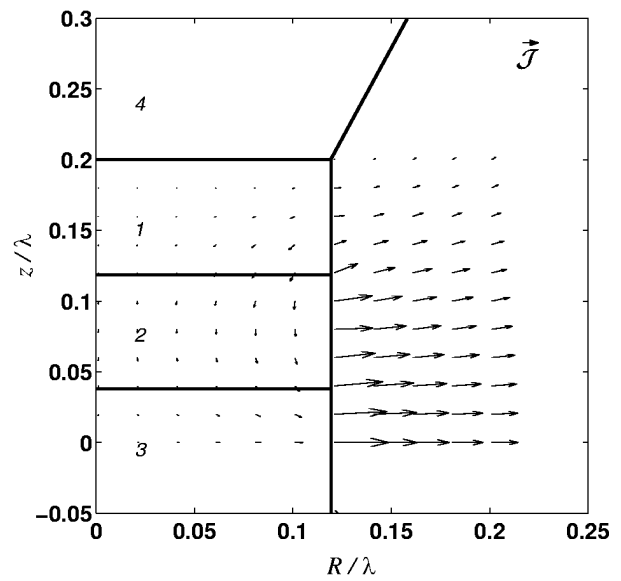


Рис. 8. Ближнее поле интенсивности звука на частоте $f/f_0=0.323$ при $L=0.81$ (внутри оболочек – вода)

тельно обусловлен резонансом внутреннего столба жидкости.

Что касается поведения акустических характеристик на частотах, расположенных в окрестности резонанса оболочек, можно отметить следующие особенности. Как и в случае, когда во внутреннем объеме решетки находился вакуум, при наличии там воды также можно наблюдать переход центральной оболочки из режима излучения энергии в режим ее поглощения из окружающей среды, однако частота, на которой происходит такой переход, расположена несколько ниже (ср. рис. 2 и 7). Кроме того, полная мощность, излучаемая решеткой, заполненной водой, оказывается на 20÷25 % меньше (ср. кривые 2 и 3 на рис. 6).

Исследуем ближнее поле интенсивности водозаполненной решетки. На рис. 8 эти данные представлены для частоты $f/f_0=0.323$, на которой расположен низкочастотный пик мощности. Как видно, со стороны внешней поверхности решетки поток энергии ориентирован, главным образом, в радиальном направлении. При этом уровень мощности излучаемой решеткой плавно, но довольно быстро, спадает от центра решетки к ее краям. Эти закономерности обусловлены несколькими причинами. Во-первых, по мере приближения к торцевым экранам давление на поверхности решетки падает. Падает и колебательная скорость находящаяся около экрана первой (и, соответственно, пятой)

оболочки, см. рис. 7, б. Во-вторых, первая оболочка (и отчасти вторая) излучают энергию не только во внешнюю среду, но и в среду, находящуюся внутри решетки (на рис. 8 видно как от первой оболочки исходят два потока энергии: один – во внешнюю, а другой – во внутреннюю области). И, наконец, в-третьих, изнутри в центральную оболочку вкачивается поток энергии, инициированный первой оболочкой. В результате, поток, исходящий от центральной оболочки во внешнюю среду, естественно, увеличился. Дополнительный анализ поля давления внутри решетки показал, что в осевом направлении давление плавно растет от торцевых поверхностей $|z|=H$, где оно тождественно равно нулю, к центру $z=0$, где оно принимает максимальное значение. В радиальном же направлении давление практически не изменяется. Кстати, это еще один аргумент, подтверждающий возникновение резонанса столба жидкости на частоте $f/f_0 \approx 0.323$.

Весьма интересным является также ближнее поле водозаполненной решетки на частоте $f/f_0=0.713$, где центральная оболочка начинает поглощать энергию из окружающей среды. На рис. 9 представлено распределение потоков интенсивности звука в ближней зоне. Хорошо видно, как потоки, излучаемые во внешнюю и внутреннюю области первой и второй (и, соответственно, четвертой и пятой) оболочками, эффективно поглощаются центральной оболочкой. Результатом этого эффекта является то, что в области частоты $f/f_0=0.713$ решетка оказывается малоэффективным излучателем звука.

ВЫВОДЫ

На основе численных расчетов получены обширные количественные данные об излучаемой мощности, колебательных скоростях оболочек и ближнем поле решетки, состоящей из соосных пьезокерамических оболочек и торцевых экранов в виде акустически мягких усеченных конусов. Анализ этих данных позволил установить ряд важных акустических свойств решетки. В частности, при возбуждении всех оболочек одинаковым электрическим напряжением наблюдаются существенные отличия в колебательных скоростях оболочек и излучаемых ими мощностях, что обусловлено взаимодействием оболочек по полю. Особенно велики эти отличия в области частот, близких к собствен-

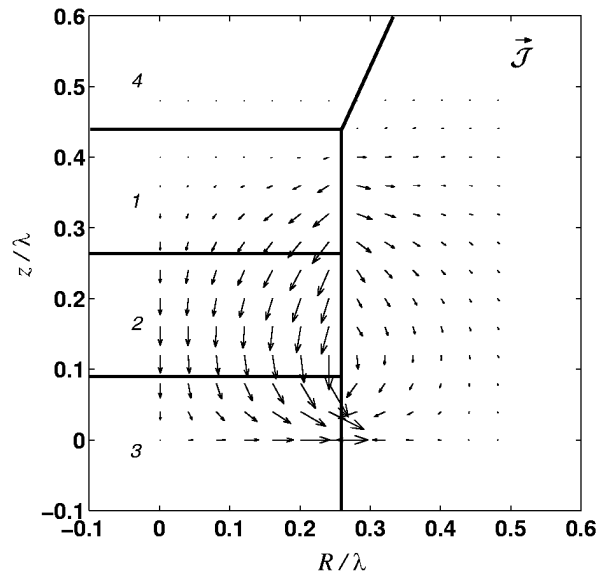


Рис. 9. Ближнее поле интенсивности звука на частоте $f/f_0=0.713$ при $L=0.81$ (внутри оболочек – вода)

ным частотам пульсирующих колебаний оболочек. Установлено, что на определенных частотах некоторые оболочки могут переходить из режима излучения энергии в режим поглощения ее из окружающей среды. Показано, что в случаях, когда внутренний объем решетки полностью заполнен жидкой средой, на относительно низких частотах возникает резонанс этого объема, обуславливающий существенное (более, чем на порядок) повышение мощности, излучаемой решеткой. Выявлено, что управление суммарной энергетической эффективностью решетки в низкочастотной области легко реализуется путем варьирования количества оболочек в решетке.

1. Вовк И. В., Мацыпура В. Т. Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми экранами // Акуст. вісн.– 2001.– 4, N 2.– С. 11–17.
2. Вовк И. В., Гринченко В. Т. Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек // Акуст. ж.– 1991.– 37, N 2.– С. 259–269.
3. Вовк И. В. Излучение звука конечной решеткой, состоящей из открытых цилиндрических пьезокерамических оболочек // Акуст. ж.– 1992.– 38, N 3.– С. 427–434.