АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 37 1991 Вып. 2

УДК 534.

© 1991 г.

И. В. Вовк, В. Т. Гринченко

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА КОНЕЧНЫМ НАБОРОМ СООСНЫХ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Решена задача излучения звука системой, состоящей из конечного набора соосных цилиндрических пьезокерамических оболочек. Проведен детальный анализ энергетической эффективности системы при различных способах подачи электрического напряжения на оболочки.

В традиционной постановке задач об излучении звука системами колеблющихся тел обычно исходят из допущения, что нормальные составляющие колебательных скоростей на поверхностях тел заданы [1, 2]. После решения поставленных задач вычисляют такие интересные и важные для практики локальные и интегральные характеристики поля, как звуковое давление, излучаемая мощность, импеданс излучения, диаграмма направленности и др.

Однако такой постановке присущ серьезный недостаток. Задание значений колебательных скоростей принципиально исключает возможность учесть изменения этих колебательных скоростей за счет реакции окружающей среды и акустического взаимодействия между телами.

Такой упрощенный подход к решению задач об излучении звука в какой-то мере может быть оправдан, если тела разнесены на значительные расстояния друг от друга, а их собственные механические импедансы намного превышают импедансы излучения. Однако в случаях, когда расстояния между телами невелики, а собственные механические импедансы сравнимы с импедансами излучения, указанное выше допущение неизбежно приведет к значительным ошибкам при оценках локальных и интегральных характеристик поля. Реальные колебательные скорости тел будут определяться уровнем подводимой к каждому телу энергии, значением частоты, взаимным расположением тел в пространстве, их формой и др. и в общем случае могут существенно отличаться друг от друга [3]. Именно такая ситуация и имеет место при излучении звука несколькими близкорасположенными электроакустическими преобразователями, когда их собственные частоты попадают в диапазон излучаемых частот (например, излучение звука резонансными преобразователями в составе антенной решетки).

Ниже, на примере простой линейной антенной решетки, представляющей собой соосную систему из нескольких упругих пьезокерамических оболочек, развивается метод, позволяющий определять колебательные скорости оболочек и характеристики излучаемого ими поля с учетом реакции среды, акустического взаимодействия, физических и геометрических параметров оболочек, а также амплитуд и фаз подаваемых на электроды оболочек электрических напряжений. Полученное решение «сквозной» задачи, когда заданными являются не колебательные скорости, а входные электрические напряжения, позволяет эффективно выбирать системы генераторов для создания нужного распределения колебательных скоростей на поверхностях оболочек.

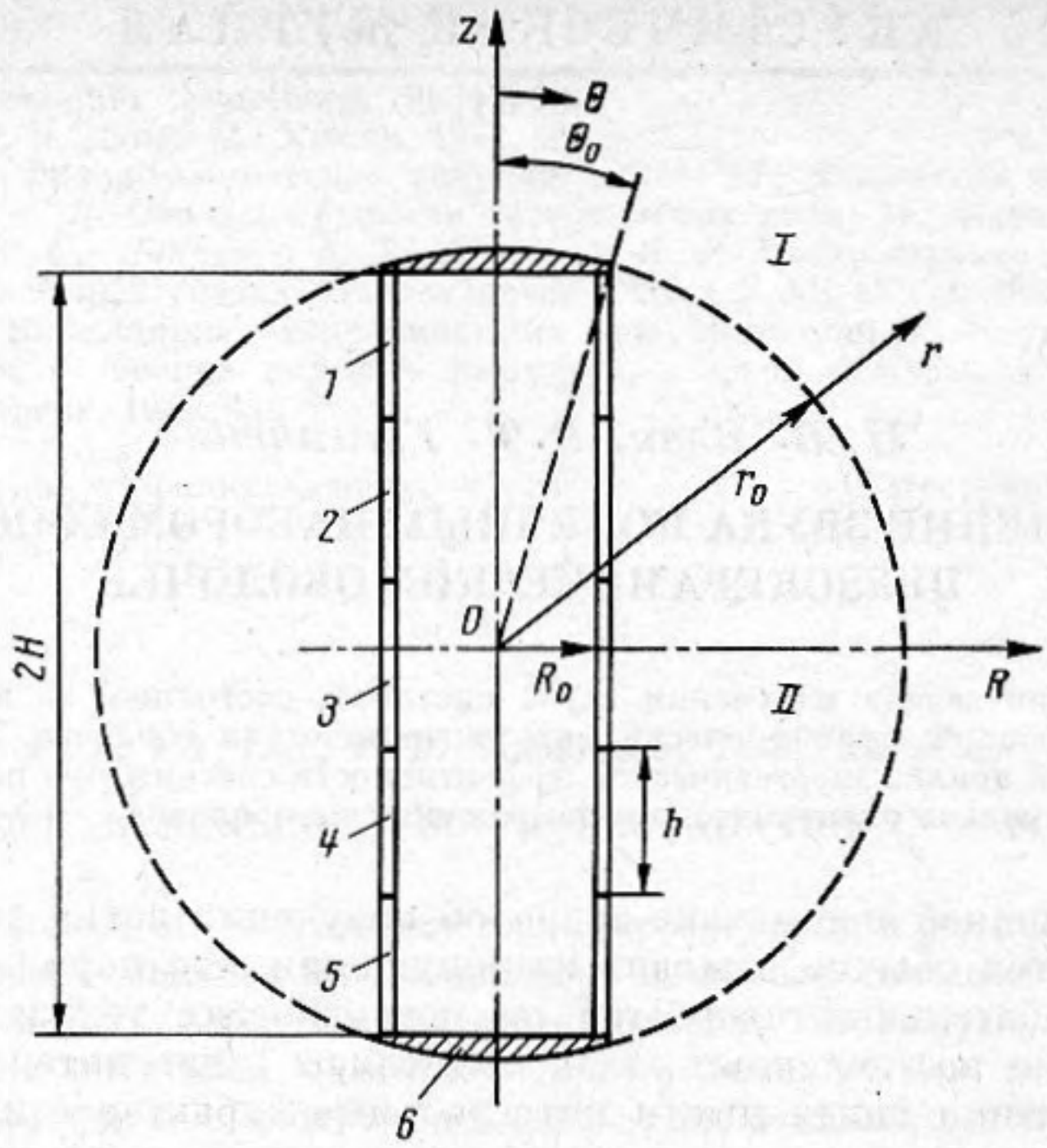

Рис. 1. Система из пьезоактивных оболочек: *1–5* – оболочки; *6* – заглушки

Рассмотрим осесимметричную задачу об излучении звука набором из нескольких соосных тонких упругих цилиндрических пьезокерамических оболочек, которые могут совершать только радиальные колебания (рис. 1). Будем полагать, что торцы этого набора закрыты акустически жесткими заглушками, во внутреннем объеме вакуум и щели между оболочками отсутствуют. На электроды каждой оболочки подается электрическое напряжение, в общем случае имеющее свою амплитуду и фазу. Для конкретности ограничимся случаем радиальной поляризации оболочек, в силу чего электроды располагаются на цилиндрических поверхностях оболочек. Вся рассматриваемая система погружена в идеальную сжимаемую среду, характеризующуюся волновым сопротивлением ρc.

Решение задачи будем строить на базе использования модифицированного метода частичных областей, суть которого подробно изложена в [4, 5], с привлечением дифференциальных уравнений, описывающих вынужденные колебания пьезокерамических оболочек под воздействием приложенного к ним электрического напряжения. Учитывая принятый метод решения, введем сферическую (r, θ) и цилиндрическую (R, z) системы координат с общим центром в точке 0, а всю область существования поля разобьем на следующие две подобласти (рис. 1): I подобласть $r \leqslant r_0$, $0 \leqslant \theta \leqslant \pi$; II подобласть $r \leqslant r_0$, $\theta_0 \leqslant \theta \leqslant \pi - \theta_0$, $R \geqslant R_0$, $|z| \leqslant H$. Потенциалы скоростей в указанных подобластях примем в форме следующих наборов частных решений уравнения Гельмгольца [4, 5]:

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} A_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta), \tag{1}$$

$$\Phi_2 = \sum_{m=0}^{\infty} B_m M_0^{(1)}(k_m R) \cos\frac{m\pi}{2H}(z+H) + \sum_{\nu=0}^{\infty} C_\nu i_{q_\nu}(kr) \Delta_{q_\nu}(\cos\theta), \tag{2}$$

где

$$k_m=[k^2-(m\pi/2H)^2]^{1/2}, \quad M_0^{(1)}(k_mR)=\begin{cases} H_0^{(1)}(k_mR), & k\geqslant\dfrac{m\pi}{2H}, \\ K_0(k_mR), & k<\dfrac{m\pi}{2H}, \end{cases}$$

$$k=\omega/c, \quad \Delta_{q_\nu}(\cos\theta)=P_{q_\nu}(\cos\theta)+D_\nu Q_{q_\nu}(\cos\theta),$$

q_ν и D_ν определяются из системы

$$\partial/\partial\theta\Delta_{q\nu}(\cos\theta)=0, \quad \theta=\theta_0, \quad \theta=\pi-\theta_0,$$

(все основные обозначения приняты такими же, как в [5]). Для описания радиальных колебаний оболочек воспользуемся следующими дифференциальными уравнениями [6, 7]:

$$\rho_1\delta\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2}+\frac{\delta}{R_0^2S^E}\xi+\mu\frac{\partial\xi}{\partial t}=\frac{d_{31}E\delta}{R_0S^E}+\Delta P, \tag{3}$$

где t и ξ — время и смещение, d_{31}, S^E, ρ_1, μ — пьезомодуль, жесткость, плотность материала оболочки и сопротивление потерь, R_0, δ — радиус и толщина оболочки, ΔP — разность давлений на внутренней и внешней поверхностях оболочки.

Такая форма записи уравнения движения для оболочки отражает принятые предположения о характере ее деформирования. Считаем, что в пределах одной оболочки смещение ее срединной поверхности не меняется вдоль координаты z. В общем случае, такое изменение следовало бы учесть. Однако соответствующие формы колебаний имеют близкий к нулю эффективный коэффициент электромеханической связи и их учет не может повлиять на сделанные ниже выводы. В принципиальном плане использование более общих уравнений движения оболочек и учет произвольных граничных условий на торцах может быть проведено в рамках предлагаемого метода расчета.

Принимая напряженность электрического поля в форме $E_\tau=E_0e^{-j\omega t}$ и учитывая, что внутри оболочки поле отсутствует, уравнение (3) легко преобразуется к виду

$$F_\tau+V_\tau Z_\tau=N_\tau U_\tau, \tag{4}$$

где τ — номер оболочки (изменяется от 1 до T), V_τ и F_τ — колебательная скорость и сила реакции среды на внешнюю поверхность τ-й оболочки

$$U_\tau=E_\tau\delta,$$

$$Z_\tau=-j\omega M_\tau\left(1-\omega_{0\tau}^2/\omega^2+j\frac{\omega_{0\tau}}{\omega Q_\tau}\right),$$

$$N_\tau=d_{31}2\pi h_\tau/S^E,$$

M_τ, N_τ, h_τ, Z_τ, Q_τ — масса оболочки, коэффициент электромеханической трансформации, высота, собственный механический импеданс, механическая добротность τ-й оболочки, $\omega_{0\tau}^2=(\rho_1R_0^2S^E)^{-1}$ — собственная частота оболочки в вакууме. Здесь уместно остановиться на следующем обстоятельстве. В соответствии с теорией электроакустических преобразователей [8, 9] соотношение (4) может быть представлено эквивалентной электромеханической схемой, изображенной на рис. 2, *а*. Поскольку электрический источник с ЭДС $\mathscr{E}_\tau$ идеальный (не имеет внутреннего импеданса), то $U_\tau=\mathscr{E}_\tau$. Однако на практике электрический источник всегда имеет не-

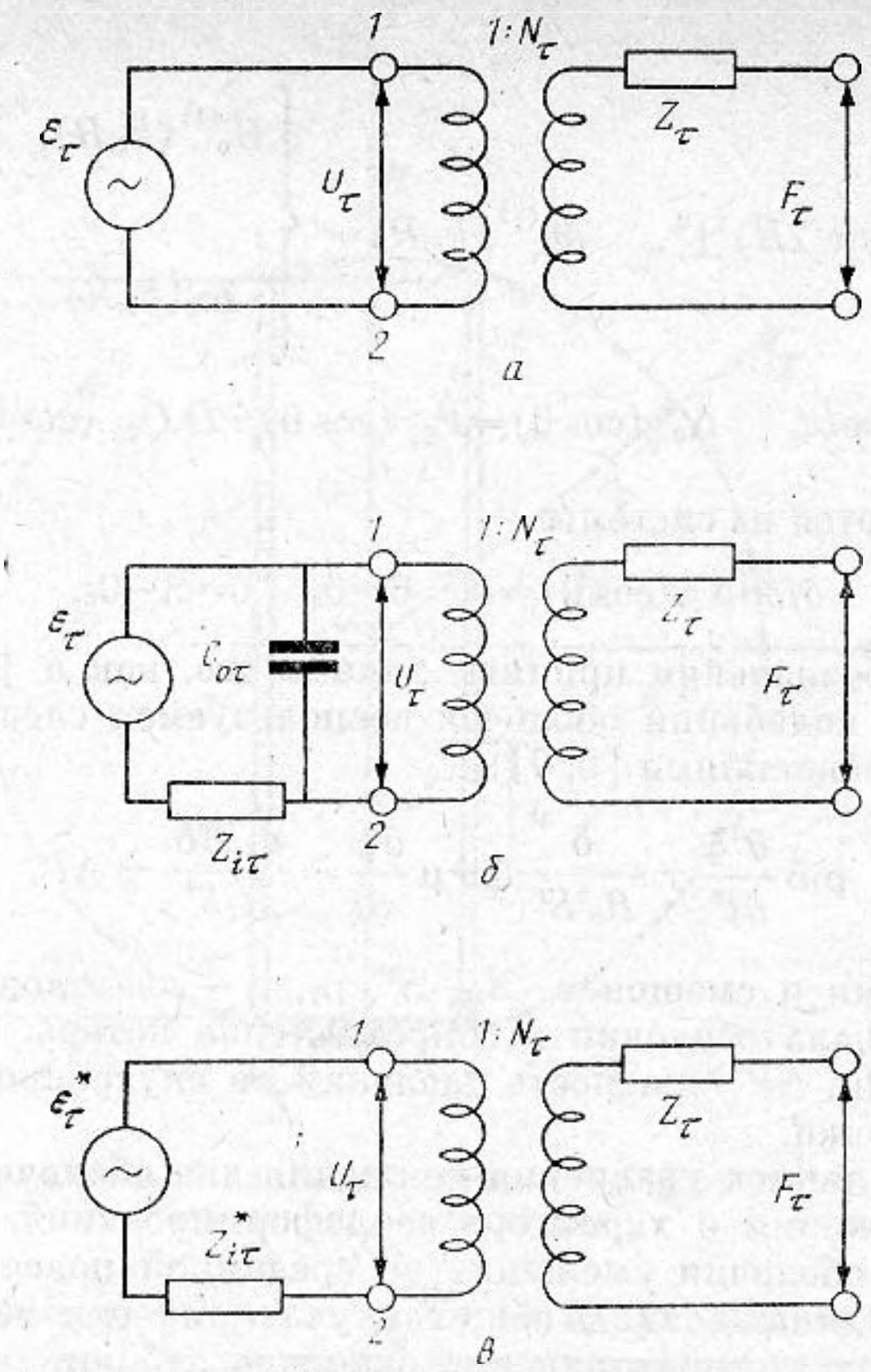

Рис. 2. Эквивалентная электромеханическая схема радиально поляризованной оболочки с электрическим генератором; *а* – без учета внутреннего импеданса $Z_{i\tau}$ источника и электрической емкости $C_{0\tau}$; *б* – с учетом величин $Z_{i\tau}$ и $C_{0\tau}$; *в* – с эквивалентным электрическим генератором

который внутренний импеданс $Z_{i\tau}$. Кроме того, между электродами оболочки существует электрическая емкость $C_{0\tau}$ (а также диэлектрические потери, которыми будем пренебрегать ввиду их малости). Если учесть наличие указанных элементов, то схему на рис. 2, *а* следует заменить схемой, изображенной на рис. 2, *б*. С целью упрощения последующих выкладок и расчетов левую (от точек *1* и *2*) часть схемы на рис. 2, *б* в соответствии с теоремой об эквивалентном генераторе [10] целесообразно заменить схемой на рис. 2, *в*. Имея в виду высказанное замечание, уравнение (4) нетрудно преобразовать к уравнению (5), учитывающему внутренний импеданс источника и емкость $C_{0\tau}$:

$$F_\tau+V_\tau(Z_\tau+Z_{i\tau}^{*}N_\tau^2)=\mathscr{E}_\tau^{*}N_\tau, \tag{5}$$

где

$$Z_{i\tau}^{*}=(Z_{i\tau}X_{0\tau})/(Z_{i\tau}+X_{0\tau}),\quad \mathscr{E}_\tau^{*}=(\mathscr{E}_\tau X_{0\tau})/(Z_{i\tau}+X_{0\tau}),$$

$$X_{0\tau}=j(1/\omega C_{0\tau}),$$

$$C_{0\tau}\approx\varepsilon_{33}^{T}(1-k_{31}^2)2\pi R_0h_\tau/\delta,$$

ε_{33}^{T} и k_{31} – диэлектрическая проницаемость материала оболочки и энергетический коэффициент электромеханической связи. Как нетрудно проверить, при $Z_{i\tau}=0$ уравнение (5) переходит в уравнение (4).

Теперь можно сформулировать систему функциональных уравнений,

которая объединяет условия непрерывности поля на границах подобластей и граничные условия на поверхностях рассматриваемого источника звука. С учетом принятых выше допущений и свойств заглушек на торцах имеем

$$-\frac{\partial\Phi_1}{\partial r}=\begin{cases}0; & 0\leqslant\theta\leqslant\theta_0,\\ -\dfrac{\partial\Phi_2}{\partial r}, & \theta_0\leqslant\theta\leqslant\pi-\theta_0,\\ 0, & \pi-\theta_0\leqslant\theta\leqslant\pi,\end{cases}\quad r=r_0,$$

$$\Phi_1=\Phi_2,\quad \theta_0\leqslant\theta\leqslant\pi-\theta_0,\quad r=r_0,$$

$$-\frac{\partial\Phi_2}{\partial R}=\begin{cases}V_1, & -H\leqslant z\leqslant -H+h_1,\\ V_2, & -H+h_1\leqslant z\leqslant -H+h_1+h_2,\\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\ V_T, & H-h_T\leqslant z\leqslant H,\end{cases}\quad R=R_0, \tag{6}$$

$$2\pi R_0\int\limits_{-H}^{-H+h_1}P_2\,dz+V_1(Z_1+Z_{i1}\cdot N_1^2)=\mathscr{E}_1\cdot N_1,$$

$$2\pi R_0\int\limits_{-H+h_1}^{-H+h_1+h_2}P_2\,dz+V_2(Z_2+Z_{i2}\cdot N_2^2)=\mathscr{E}_2\cdot N_2,$$

. . . . . .

. . . . . .

. . . . . .

$$2\pi R_0\int\limits_{H-h_T}^{H}P_2\,dz+V_T(Z_T+Z_{iT}\cdot N_T^2)=\mathscr{E}_T\cdot N_T,$$

здесь $P_2=-j\omega\rho\Phi_2$.

Алгебраизация системы (6), выполненная известным способом [11], порождает бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных A_n, B_m, C_ν и U_τ. Учитывая громоздкость такой системы и то обстоятельство, что сходные по структуре системы приведены в [4, 5], авторы сочли целесообразным ее опустить.

С целью иллюстрации эффективности развиваемого подхода и возможности проведения качественного и количественного анализов особенностей колебаний оболочек и излучаемого ими поля были проведены численные расчеты в широком диапазоне изменения частоты, параметров электрических источников и оболочек. Во всех расчетах полагалось, что оболочки идентичны и общее их количество равно пяти ($T=5$), кроме того, $H/R_0=1{,}67$; $h/H=0{,}2$; $N_\tau=8H/B$; $M_\tau=1{,}5$ кг; $\omega_{0\tau}=\pi 1{,}4\cdot 10^4$ 1/с; $C_{0\tau}=0{,}085$ мкФ; $\rho c=1{,}5\cdot 10^6$ кг/м$^2\cdot$с. Количество комплексных неизвестных, удерживаемых в фактически решаемой алгебраической системе, составляло 44. Проверка качества выполнения граничных условий и условий сопряжения на границах подобластей показала, что при указанном количестве удерживаемых неизвестных невязка компонент поля (за исключением точек, непосредственно прилегающих к ребрам $r=r_0$, $\theta=\theta_0$, $\theta=\pi-\theta_0$) не превышала 1–5%. Невязка по энергии (сравнивалась излучаемая мощность на поверхности оболочек и в дальней зоне) не превышала 2%.

Теперь приступим к анализу полученных в результате расчетов количественных данных. Прежде всего рассмотрим простейший случай, когда на все оболочки подается одинаковое электрическое напряжение $\mathscr{E}_\tau=U_\tau=10^3$ В от идеального источника $Z_{i\tau}=0$. Эта ситуация близка к встречаю-

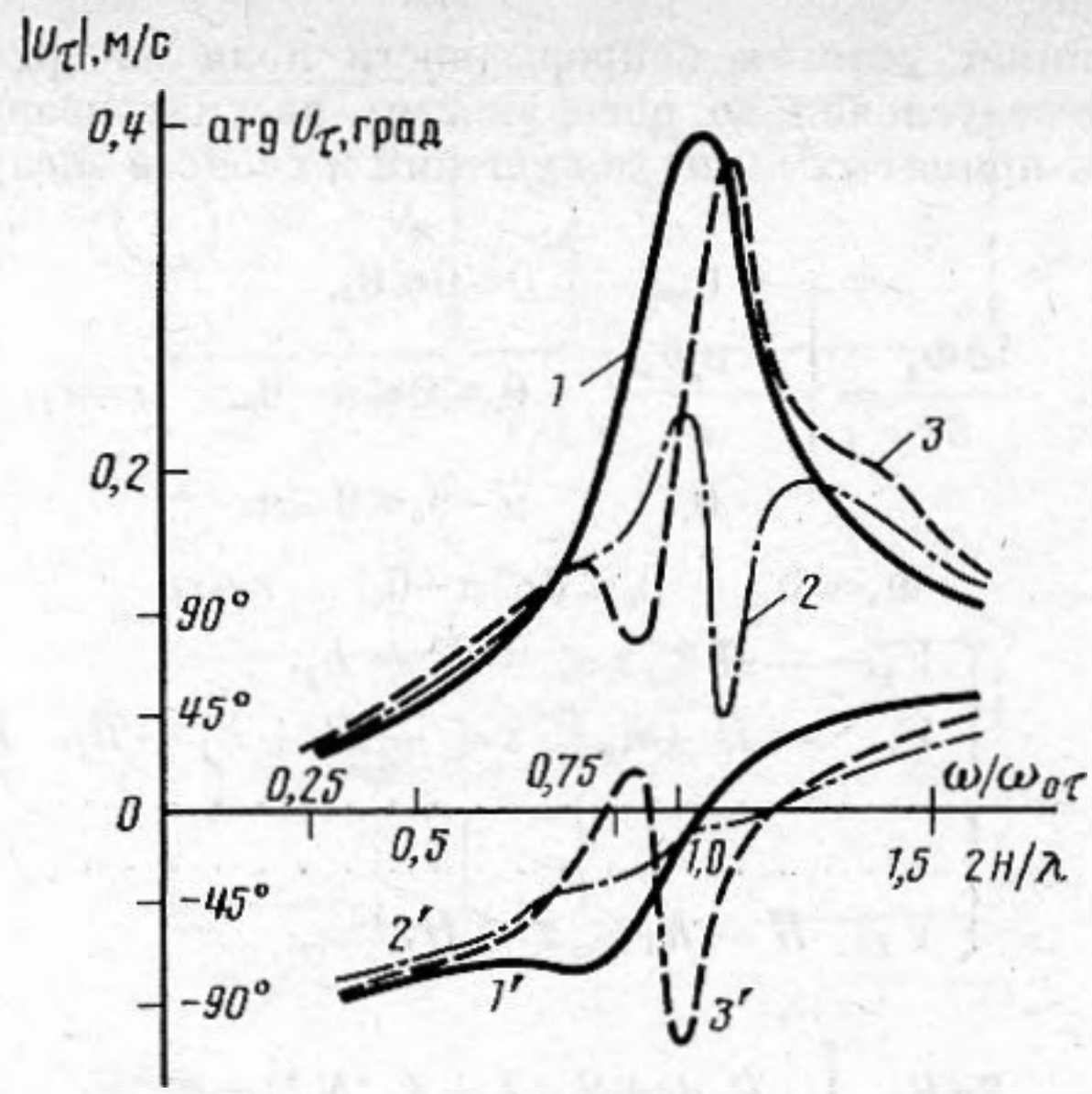

Рис. 3. Частотная зависимость модуля (*1–3*) и фазы (*1'–3'*) колебательных скоростей первой, второй и третьей оболочек соответственно

щемуся на практике случаю, когда справедливо неравенство $Z_{i\tau} \ll Z_\tau$. Обратимся к рис. 3 и 4, на которых представлены частотные зависимости модулей и фаз колебательных скоростей оболочек, их излучаемых мощностей и электроакустических КПД. Заметим, что в силу симметрии задачи относительно плоскости $Z=0$ имеют место равенства $V_1=V_5$ и $V_2=V_4$. Поэтому на рис. 3 и 4, а также на последующих рис. 6 и 7 количественные данные будут приведены только для первых трех оболочек (рис. 1). В представленных зависимостях естественно выделить три зоны, а именно: первая (низкочастотная) зона $\omega/\omega_{0\tau} \leqslant 0{,}6$, вторая (резонансная) зона $0{,}6 \leqslant \omega/\omega_{0\tau} \leqslant 1{,}1$ и третья (высокочастотная) зона $\omega/\omega_{0\tau} > 1{,}1$. Как видно, в первой зоне колебательные скорости оболочек, их излучаемые мощности и КПД достаточно быстро падают с понижением частоты и, что самое главное, эти параметры становятся одинаковыми у всех оболочек. Этот факт, разумеется, не является неожиданным и связан с тем, что с понижением частоты быстро растет собственный механический импеданс оболочек (в этой зоне он имеет упругий характер), в то время как импеданс излучения падает. Поэтому роль взаимодействия оболочек по полю весьма незначительна и колебательные скорости полностью определяются собственными механическими импедансами оболочек. На высоких частотах (в третьей зоне) уменьшение колебательных скоростей и мощностей, но уже с ростом частоты, также обусловлено увеличением собственного механического импеданса оболочек, который в этой зоне имеет инерционный характер. Здесь также наблюдается тенденция к выравниванию скоростей и мощностей оболочек, однако не столь быстрое, как в первой зоне, ибо действительная часть импеданса излучения растет с частотой и роль акустического взаимодействия более весома, чем в первой зоне. Характерной особенностью третьей зоны является также высокий КПД оболочек, что обусловлено большим значением импеданса излучения.

Теперь остановимся на резонансной зоне, где собственные механические импедансы оболочек сравнимы с их импедансами излучения и существенную роль начинают играть реакция среды и обмен энергией между

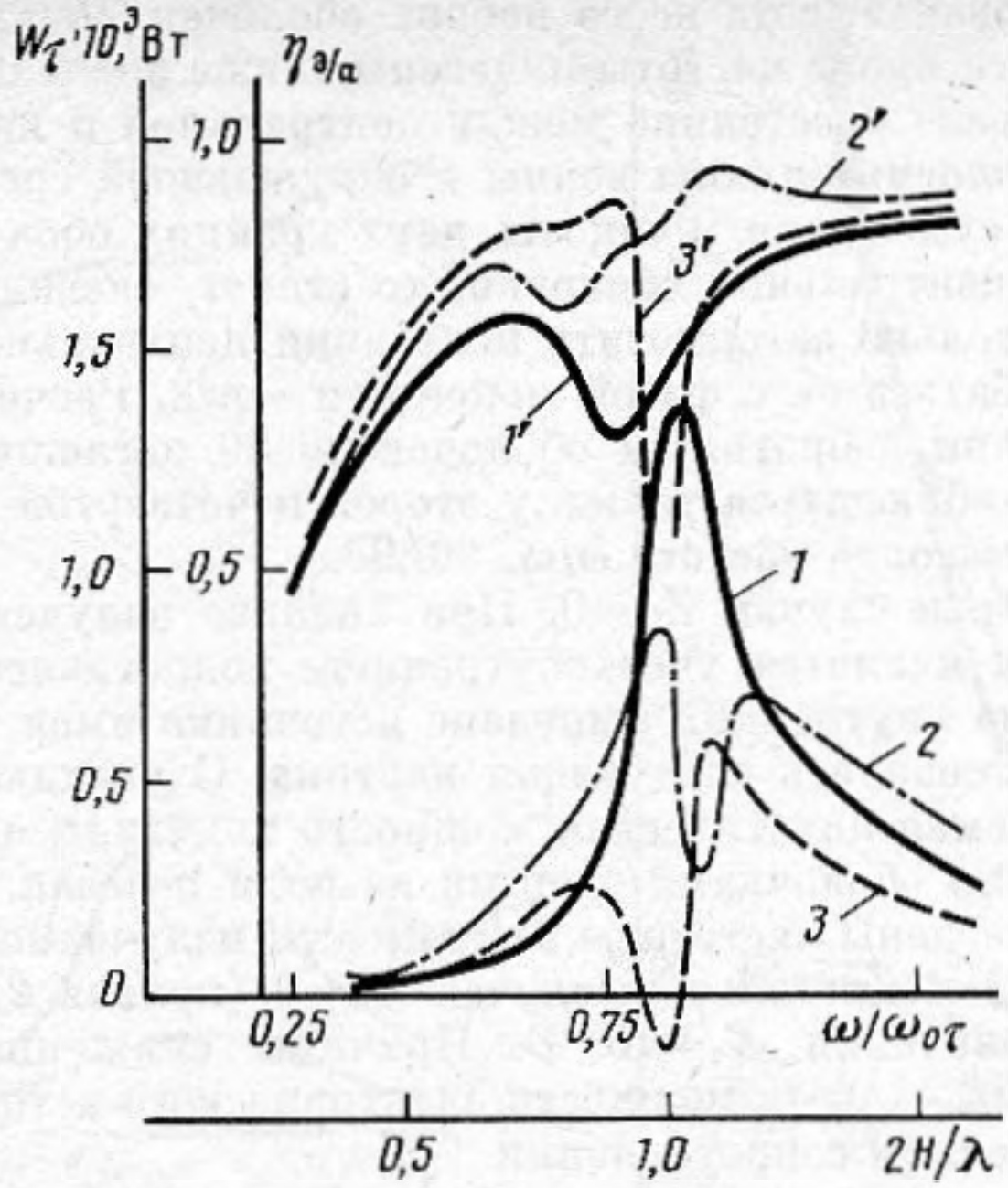

Рис. 4. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности (*1–3*) и электроакустического КПД (*1'–3'*) для первой, второй и третьей оболочек соответственно при $\mathscr{E}_\tau = U_\tau = 10^3$ В; $Z_{i\tau} = 0$

оболочками по полю. Действительно, в этой зоне характеристики каждой оболочки существенно отличаются от аналогичных характеристик других оболочек. Например, модули колебательных скоростей оболочек на одной и той же частоте могут отличаться в 5–8 раз; значения частот, где фазовая характеристика принимает значение нуль, у всех оболочек разные. Более того, фазовая характеристика третьей (центральной) оболочки 3 раза пересекает ось частот, что указывает на многократную смену характера полного механического импеданса оболочки — с упругого на инерционный и обратно. Поскольку частоты, где фазовая характеристика пересекает ось абсцисс, есть собственные частоты системы «оболочки — окружающая среда», можно утверждать, что акустическое взаимодействие приводит к расширению и обогащению спектра собственных частот рассматриваемого источника звука. Расчеты показывают, что увеличение добротности оболочек и уменьшение их толщины (при сохранении остальных параметров) приводит к увеличению количества точек, где фазовые характеристики принимают значение нуль, и у других оболочек.

Теперь обратим внимание на один интересный эффект, который на первый взгляд может показаться парадоксальным. Как видно, в резонансной зоне, в окрестности частоты $\omega/\omega_{0\tau}=0{,}85$, фаза скорости центральной оболочки становится менее $-90°$, т. е. вектор скорости переходит в левую полуплоскость комплексной плоскости. Это означает, что действительная часть полного механического импеданса становится отрицательной и оболочка из излучателя энергии превратилась в потребитель (поглотитель) энергии поля. Этот факт хорошо подтверждается ходом частотной зависимости излучаемой мощности и КПД (на указанной частоте мощность принимает отрицательное значение, а КПД падает до нуля). Появление такого эффекта вызвано сильным взаимодействием крайних и центральной оболочек. Это становится более понятным, если учесть, что на частоте

$\omega/\omega_{0\tau}=0{,}85$ волновая высота всего набора оболочек $2H/\lambda=1{,}0$ (на рис. 3 и 4, на оси абсцисс кроме частоты нанесены также значения $2H/\lambda$) и, следовательно, волновое расстояние между центральной и крайними оболочками близко к половине длины волны в окружающей среде. Если, кроме того, учесть, что суммарная мощность двух крайних оболочек превышает мощность одной центральной оболочки, то станет очевидным появление возможности не только затормозить колебания центральной оболочки, но и заставить колебаться ее с фазой менее чем $-\pi/2$. Расчеты показывают, что при увеличении добротности оболочек до 80 поглощение энергии из среды начинает наблюдаться также у второй и четвертой оболочек, но на несколько более высокой частоте $\omega/\omega_{0\tau}\approx0{,}93$.

Выше рассмотрен случай $Z_{i\tau}=0$. При анализе излучения в резонансной зоне важным является учет внутреннего сопротивления генератора. В частности, когда внутренний импеданс источника имел чисто активный характер $R_{i\tau}$, наблюдалась следующая картина. С увеличением значения $R_{i\tau}$ общая излучаемая акустическая мощность падала, а описанный выше эффект поглощения оболочками энергии из поля исчезал. Для иллюстрации на рис. 5 приведены частотные зависимости излучаемой всеми оболочками (суммарной) мощности для случая $Z_{i\tau}=0$ (кривая *2*) и $R_{i\tau}=250$ Ом (кривая *3*) при значении $\mathscr{E}_\tau=10^3$ В. Причины снижения акустической мощности очевидны — часть мощности электрического источника рассеивается на его внутреннем сопротивлении.

Подведем итоги выполненного анализа. Показано, что при возбуждении системы из пяти идентичных оболочек одинаковым электрическим напряжением: а) колебательные скорости, излучаемые мощности и электроакустические КПД у всех оболочек существенно разные; б) особенно большие различия этих параметров по оболочкам наблюдаются в зоне частот, прилегающих к собственным частотам оболочек, которая, как известно, наиболее интересна для практики; в) при определенных условиях отдельные оболочки могут переходить из режима излучения энергии в режим ее поглощения из внешней среды.

Очевидно, что выявленные эффекты могут весьма отрицательно повлиять на энергетическую эффективность такого типа антенных решеток, а также существенно затруднить согласование с источниками электрической энергии. В частности, значительные отличия колебательных скоростей оболочек не позволят полностью реализовать потенциальные возможности таких решеток по излучаемой мощности. Это становится более очевидным, если учесть, что уровни механических напряжений, возникающих в материале колеблющихся оболочек, пропорциональны величинам колебательных скоростей. Следовательно, всегда существует предельно допустимая колебательная скорость $V_{доп}$, выше которой наступит механическое разрушение оболочек. Если обратиться к рис. 3 и, например, условно принять, что $V_{доп}=0{,}4$ м/с, то становится ясным, что на частоте $\omega/\omega_{0\tau}=0{,}84$ крайние оболочки будут колебаться на пределе своих прочностных возможностей, а остальные оболочки, наоборот, в очень облегченном режиме. При этом вторая и четвертая оболочки будут излучать почти в 2 раза меньше энергии, чем крайние, а центральная оболочка вообще ничего излучать не будет (она поглощает энергию из поля). Таким образом, налицо сравнительно низкая эффективность рассматриваемого излучателя. Тем не менее можно указать по крайней мере один из возможных путей, позволяющих повысить энергетическую эффективность такого излучателя и, в то же время не допустить, чтобы значения колебательных скоростей оболочек превысили предельно допустимое значение $V_{доп}$. Идея этого пути проста и заключается в том, чтобы заставить все оболочки колебаться с одинаковой скоростью, равной предельно допустимой скорости $V_{доп}$. Поскольку при такой постановке вопроса искомыми уже будут ЭДС электри-

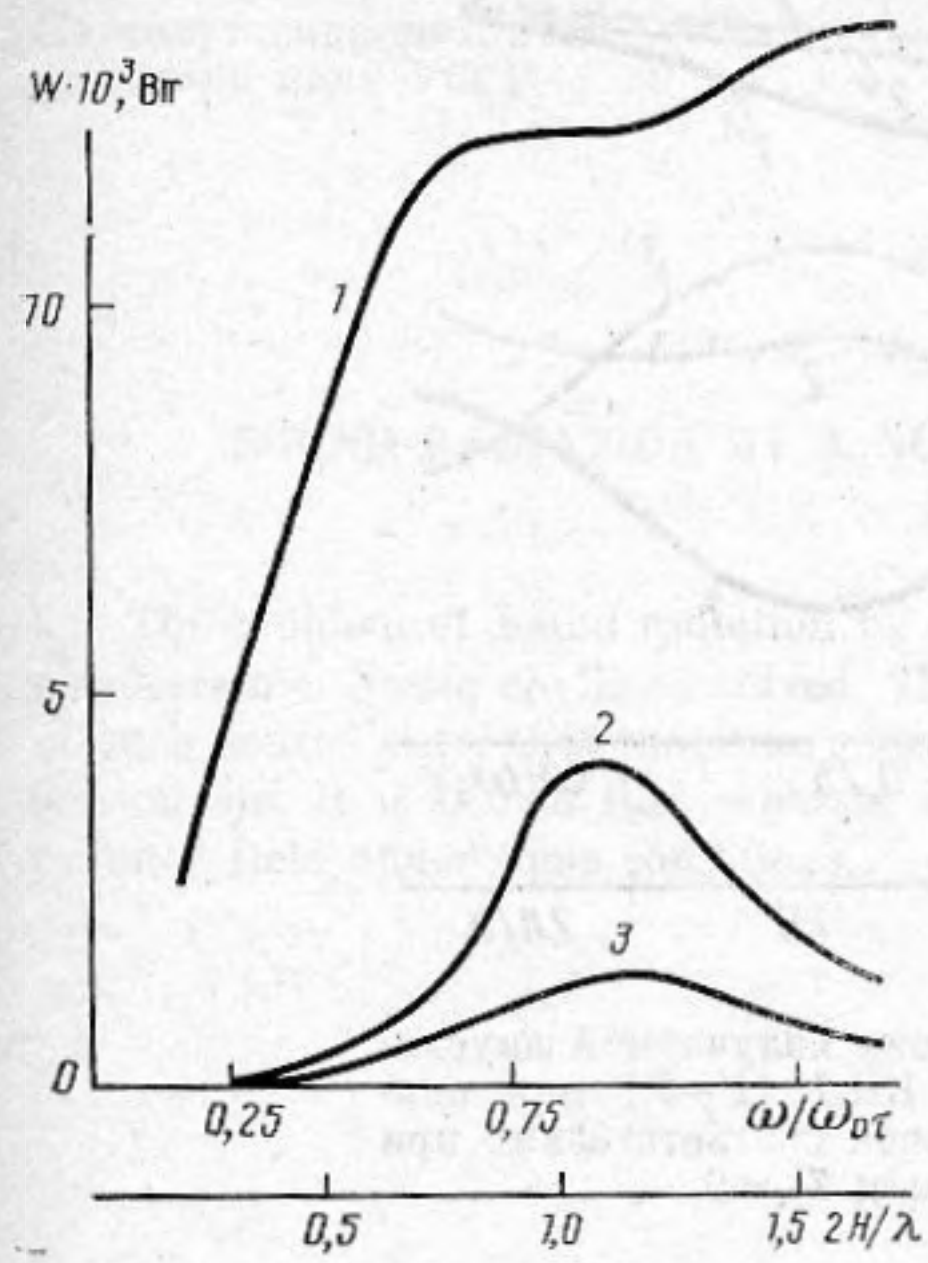

Рис. 5

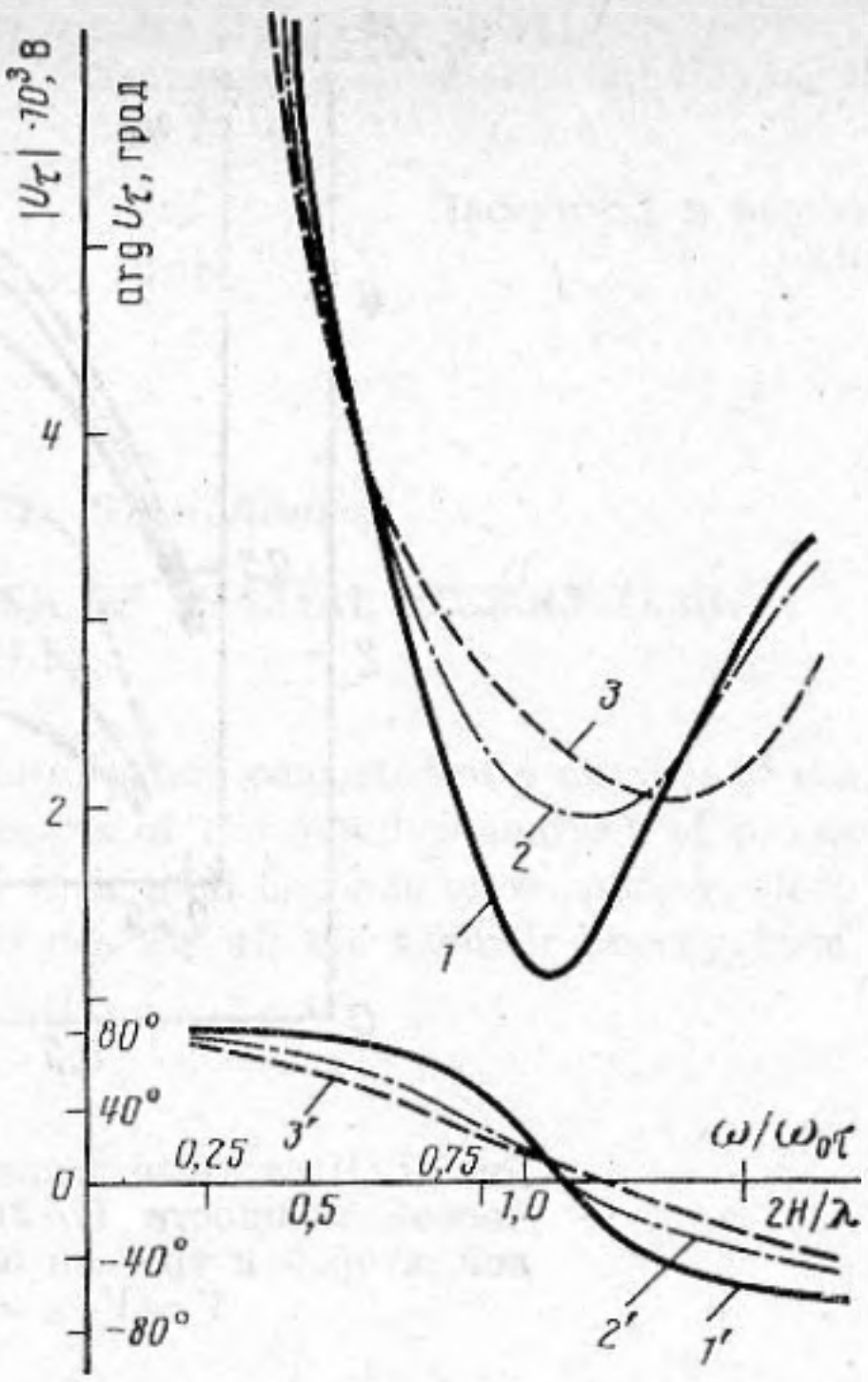

Рис. 6

Рис. 5. Частотная зависимость суммарной мощности излучаемой всеми оболочками; *1* – $V_\tau = V_{доп} = 0{,}4$ м/с; $Z_{i\tau} = 0$; *2* – $\mathscr{E}_\tau = U_\tau = 10^3$ В; $Z_{i\tau} = 0$; *3* – $\mathscr{E}_\tau = 10^3$ В; $\mathrm{Re}\, Z_{i\tau} = 250$ Ом

Рис. 6. Частотные зависимости модуля (*1–3*) и фазы (*1'–3'*) электрических напряжений на электродах первой, второй и третьей оболочек соответственно при $V_\tau = V_{доп} = 0{,}4$ м/с; $Z_{i\tau} = 0$

ческих источников $\mathscr{E}_\tau$, то исходную систему (6) следует несколько видоизменить, а именно ранее неизвестные $V_1, V_2, \ldots V_T$ заменить на величину $V_{доп}$ (которая определяется, например, исходя из допустимых значений механических напряжений [9, 12]), а в уравнениях, начиная с четвертого, все вторые слагаемые в их левой части и правые части поменять местами.

С учетом указанных изменений в системе (6) и принимая $V_\tau = V_{доп} = 0{,}4$ м/с, были выполнены расчеты, результаты которых представлены на рис. 5, 6 и 7. Выбор такой конкретной величины колебательной скорости определялся исключительно соображениями удобства дальнейшего сопоставления с данными, приведенными на рис. 3, где максимальные значения скоростей наблюдались у крайних оболочек и составляли как раз величину 0,4 м/с. Именно эта величина скорости и принималась условно как предельно допустимая. В общем случае, величину $V_{доп}$ необходимо определять исходя из допустимых механических напряжений в материале оболочек с учетом соответствующих коэффициентов запаса прочности [13]. Сравнение данных на рис. 7 и 4, а также кривых *2* и *1* на рис. 5 позволяет убедиться, что поддержание равных колебательных скоростей на всех оболочках (в данном случае на уровне $V_\tau = V_{доп}$) позволяет увеличить излучаемую акустическую мощность как отдельных оболочек, так и всей системы в целом, повысить КПД и полностью устранить эффект перехода оболочек из режима излучения энергии в режим ее поглощения из поля. Расчеты показывают, что в этом случае улучшаются диаграмма направленности системы (снижается уровень боковых лепестков в направлении оси z) и диапазонные свойства системы, а также снижается неравномер-

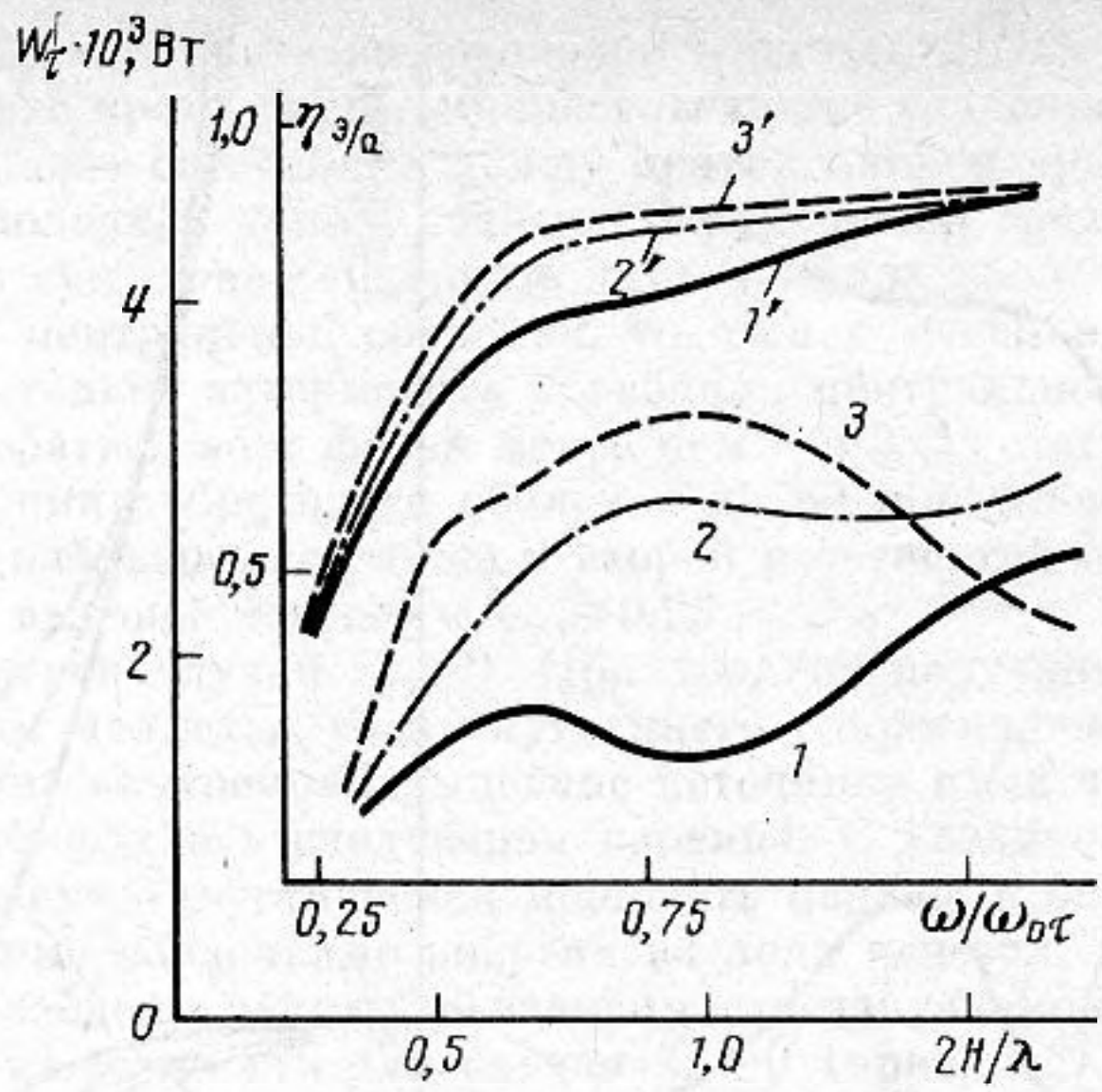

Рис. 7. Частотные зависимости излучаемой акустической мощности (*1–3*) и КПД (*1′–3′*) для первой, второй и третьей оболочек соответственно при $V_\tau = V_{доп} = 0{,}4$ м/с; $Z_{i\tau} = 0$

ность частотных характеристик импедансов излучения оболочек. Однако следует подчеркнуть, что улучшение таким путем основных характеристик рассматриваемой системы достигается ценой повышения питающих оболочки электрических напряжений и придания им определенных зависимостей от частоты (см. рис. 6).

Подводя итог выполненному исследованию, можно заключить, что создание эффективной многоэлементной излучающей системы возможно лишь на базе решения «сквозной» задачи, предполагающей учет физических свойств элементов и характера их механических колебаний, эффектов взаимодействия элементов по полю, а также электрических параметров генераторов, питающих элементы энергией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Скучик Е.* Основы акустики. М.: Мир, 1976. С. 541.
2. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд. МГУ, 1960. С. 335.
3. *Гринченко В. Т., Лейко А. Г.* Излучение звука системами взаимодействующих пьезокерамических оболочек // IV Всесоюз. симп. по физике акустогидродинамических явлений и оптоакустики. Ашхабад: Наука, 1985. С. 181.
4. *Вовк И. В., Гринченко В. Т.* О расширении возможностей метода частичных областей применительно к задачам излучения и рассеяния волн // Акуст. журн. 1989. Т. 35. В. 1. С. 29–36.
5. *Вовк И. В.* Излучение звука соосной системой взаимодействующих пьезокерамических оболочек // Всесоюз. симп. по взаимодействию акустических волн с упругими телами. Таллинн: Наука, 1989. С. 178.
6. *Борисейко В. А., Мартыненко В. С., Улитко А. Ф.* К теории колебаний пьезокерамических оболочек // Математическая физика. 1977. Т. 21. С. 71–76.
7. *Борисейко В. А., Гринченко В. Т., Улитко А. Ф.* Соотношения электроупругости для пьезокерамических оболочек вращения // Прикл. механика. 1976. Т. 12. № 2. С. 26–33.
8. *Камп Л.* Подводная акустика. М.: Мир, 1972. С. 328.
9. *Мэзон У.* Физическая акустика. М.: Мир, 1966. С. 592.
10. *Скучик Е.* Простые и сложные колебательные системы. М.: Мир, 1971. С. 557.
11. *Гринченко В. Т., Вовк И. В.* Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. Киев: Наук. думка, 1986. С. 238.

12. *Кикучи Е.* Ультразвуковые преобразователи. М.: Мир, 1972. С. 424.
13. *Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С.* Пластинки и оболочки. М.: Наука, 1966. С. 635.

Институт гидромеханики
Академии наук УССР

Поступила в редакцию
09.07.90

I. V. Vovk, V. T. Grinchenko

SOUND RADIATION BY A NUMBER OF COAXIAL PIEZOCERAMIC SHELLS

The problem of sound radiation by a finite system consisted of a number of coaxial piezoceramic elastic shells is solved. The results of the detailed analysis of properties of such source show that radiation power of each shell depends on frequency, electrical tension etc. It is shown that separate shells can absorb the acoustic energy from the radiated field under some conditions.