АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXI 1985 Вып. 1

УДК 534

НАПРАВЛЕННОСТЬ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ВБЛИЗИ ПЛОСКОГО КОНЕЧНОГО ЭКРАНА

Андреев В. П., Шабров А. А.

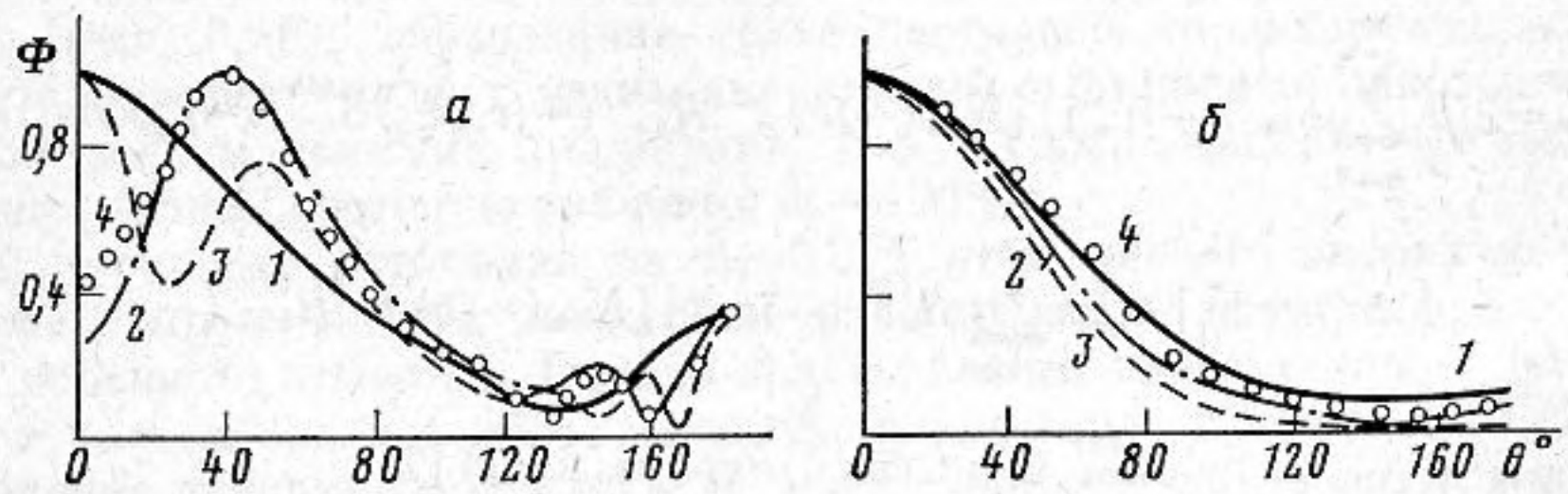
Определена характеристика направленности точечного излучателя, расположенного у поверхности конечного экрана. Проведен анализ направленности в зависимости от импеданса. Теоретические расчеты сопоставлены с результатами эксперимента.

В акустической технике иногда используют слабонаправленные односторонние поршни или ненаправленные источники, расположенные на поверхности плоского акустически жесткого или мягкого экрана конечных размеров. При этом стремятся получить антенное устройство с полусферической, секторной или умеренно направленной характеристикой. Например, локализация источника сферических волн на поверхности кругового мягкого экрана радиусом R более λ, где λ — длина волны, приводит к формированию однолепестковых характеристик направленности. Жесткий экран создает подобные по форме характеристики только при $R\leqslant 0{,}75\ \lambda$. В тыльном направлении при этом образуется большой дифракционный лепесток. При радиусе жесткого экрана $R>0{,}75\ \lambda$ формируется характеристика секторного типа [1]. Однако в пределах основного лепестка возникают глубокие осцилляции уровня, а дифракционный лепесток в тыльном направлении сохраняется (фиг. 1).

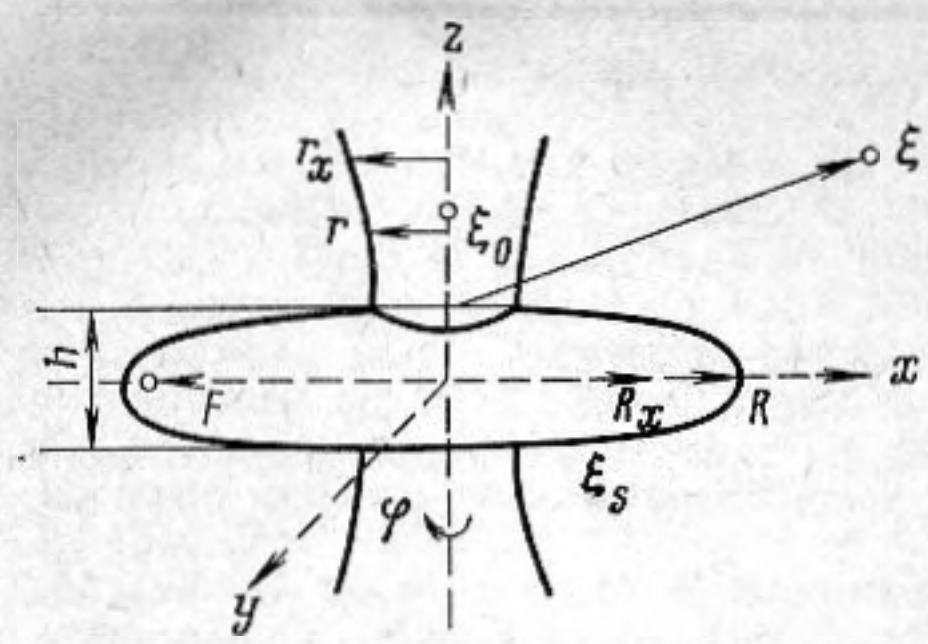
На практике нередки попытки улучшить форму характеристики направленности эмпирически, путем удаления источника от экрана. В связи с этим представляется целесообразным проанализировать изменение направленности такой модели, поскольку в литературе этот вопрос практически не освещен. Результаты предлагаемого исследования могут быть полезными и при проектировании дискретных многоэлементных решеток.

Задача решается с помощью собственных сплющенных сфероидальных функций [2]. Расчетная модель показана на фиг. 2.

Полное поле при этом можно представить в виде суммы волны с потенциалом Φ_0, падающей из точки расположения источника с координатами $\xi_0=\operatorname{sh} u_0$, $\eta_0=\cos v_0=1$, и волны Φ_s, рассеянной экраном радиусом $R=F$ с координатой ξ_s. Осесимметричное разложение потенциала сферической волны $\Phi_0=e^{(jh\xi_0)}/\xi_0$ по сплющенным сфероидальным функциям



Фиг. 1. Характеристики направленности источника сферических волн, расположенного в центре поверхности (*а*) и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ; *4* – эксперимент $R=1\ \lambda$



Фиг. 2. Расчетная модель

можно записать следующим образом:

$$\Phi_0=2jk\sum_{n=0}^{\infty}S_{0n}^{(1)}(-jc,1)\times$$

$$\times[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_0)\times$$

$$\times S_{0n}^{(1)}(-jc,\cos v)R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi),$$

$$\text{при } \xi>\xi_0, \qquad (1)$$

где $c=z\pi/\lambda$.

Рассеянное поле в разложении по сфероидальным функциям представим выражением

$$\Phi_s=\sum_{n=0}^{\infty}a_nS_{0n}^{(1)}(-jc,\cos v)R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi). \qquad (2)$$

Коэффициенты разложения a_n получаются из почленного сравнения рядов (1) и (2) в результате использования граничных условий на поверхности экрана при $\xi=\xi_s$. В случае жесткого экрана на его поверхности равна нулю сумма нормальных составляющих колебательных скоростей в падающей и рассеянной волнах: $\partial\Phi_0/\partial n+\partial\Phi_s/\partial n=0$, где

$$\partial\Phi_0/h_\xi\partial_\xi=2jkh_\xi^{-1}\sum_{n=0}^{\infty}S_{0n}^{(1)}(-jc,1)[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_0)\times$$

$$\times S_{0n}^{(1)}(-jc,\cos v)[R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_s)]', \qquad (3)$$

при $\xi=\xi_s<\xi_0$;

$$\partial\Phi_s/h_\xi\partial_\xi=h_\xi^{-1}\sum_{n=0}^{\infty}a_nS_{0n}^{(1)}(-jc,\cos v)[R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_s)]', \qquad (4)$$

где $h_\xi=F[(\xi^2+\eta^2)/(\xi^2+1)]^{1/2}$.

Из формул (3) и (4) находим $a_n=-2jkS_{0n}^{(1)}(-jc,1)[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_0)[R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_s)/R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_s)]'$. В случае мягкого экрана на его поверхности равно нулю давление: $\Phi_0+\Phi_s=0$. Поэтому коэффициенты разложения принимают вид $a_n=-2jkS_{0n}^{(1)}(-jc,1)[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_0)\times$ $\times R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_s)/R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_s)$.

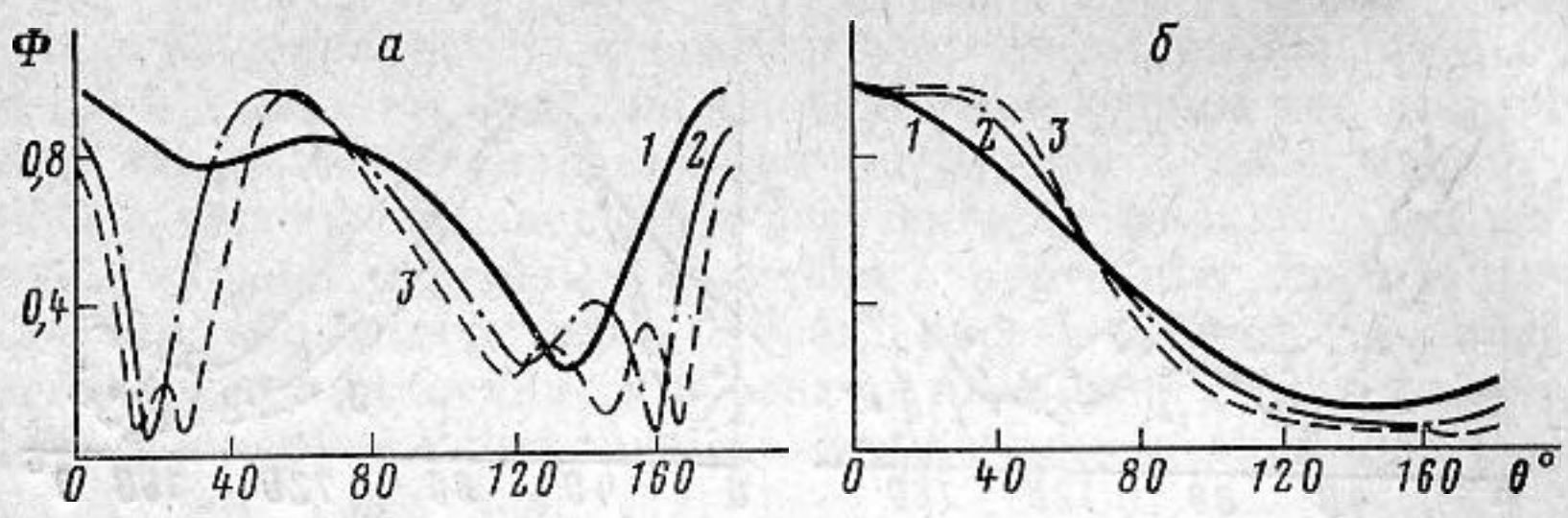
Таким образом, потенциал полного поля для зоны Фраунгофера с точностью до постоянной величины можно записать следующим образом (в зоне Фраунгофера $\xi\to\infty$ и $v\to\theta$):

$$\Phi=2jk\sum_{n=0}^{\infty}S_{0n}^{(1)}(-jc,1)[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_0)S_{0n}^{(1)}(-jc,\cos\theta)\times$$

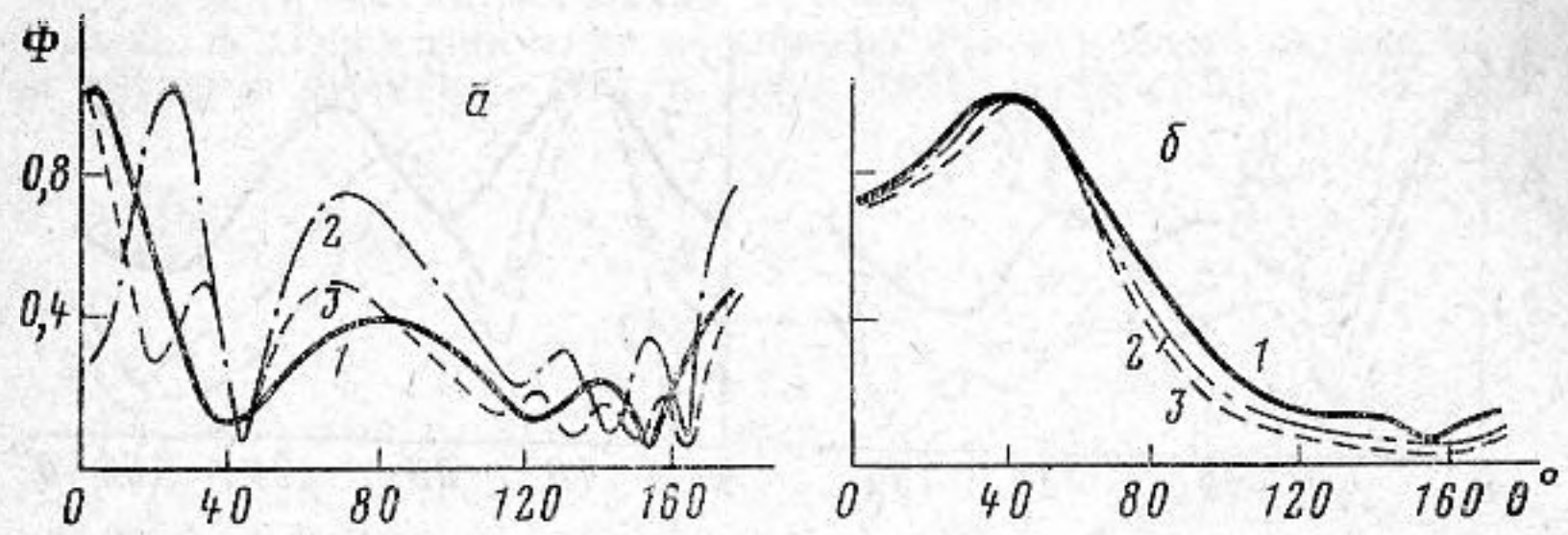
$$\times\exp[j\pi(n+1)]-2jk\sum_{n=0}^{\infty}S_{0n}^{(1)}(-jc,1)[N_{0n}(-jc)]^{-1}R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_0)\times$$

$$\times S_{0n}^{(1)}(-jc,\cos\theta)\exp[j\pi(n+1)]T. \qquad (5)$$

Здесь θ — текущий угол характеристики направленности, а T определяется выражениями $T=[R_{0n}^{(1)}(-jc,j\xi_s)/R_{0n}^{(3)}(-jc,j\xi_s)]'$ — жесткого экрана;



Фиг. 3. Характеристики направленности источника сферических волн, смещенного по оси симметрии на расстояние $z_0=0{,}25\ \lambda$ от поверхности жесткого (*а*), и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ



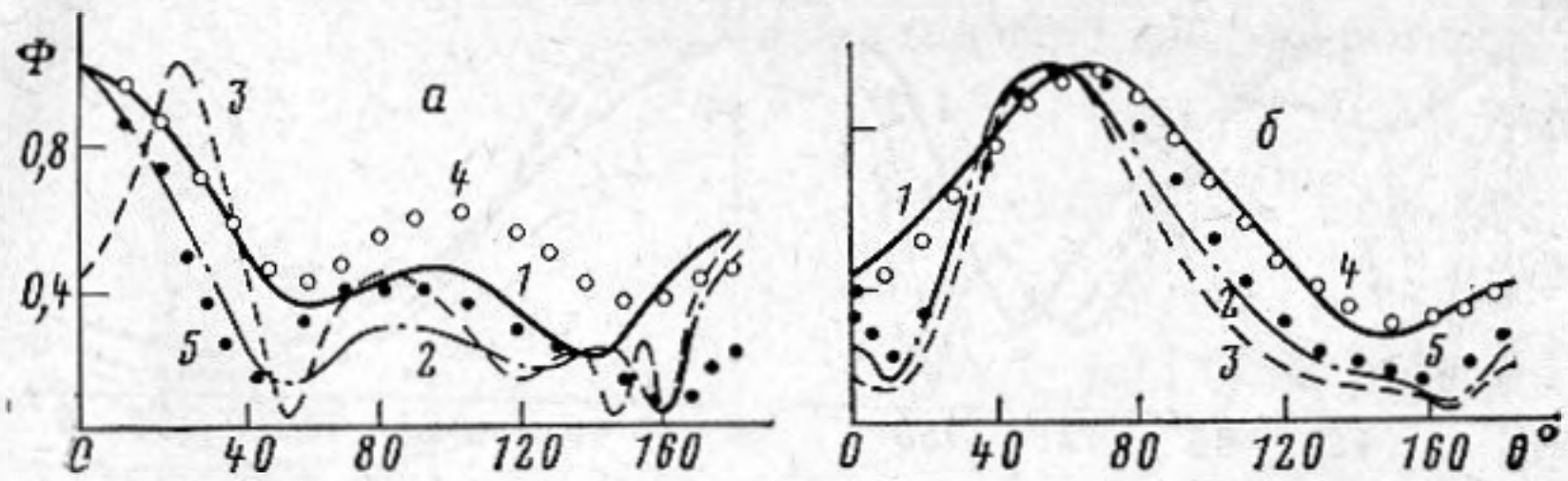
Фиг. 4. Характеристики направленности источника сферических волн, смещенного на расстояние $z_0=0{,}375\ \lambda$ от поверхности жесткого (*а*) и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ

$T=R_{0n}^{(4)}(-jc, j\xi_s)/R_{0n}^{(3)}(-jc, j\xi)$ – мягкого экрана. Отметим, что при расположении источника на поверхности мягкого экрана уравнение (5) дает решение, тождественно равное нулю из-за равенства $\xi_0=\xi_s$. Поэтому для этого случая следует пользоваться иным решением, например изложенным в работе [3], или задавать конечное смещение источника относительно экрана.

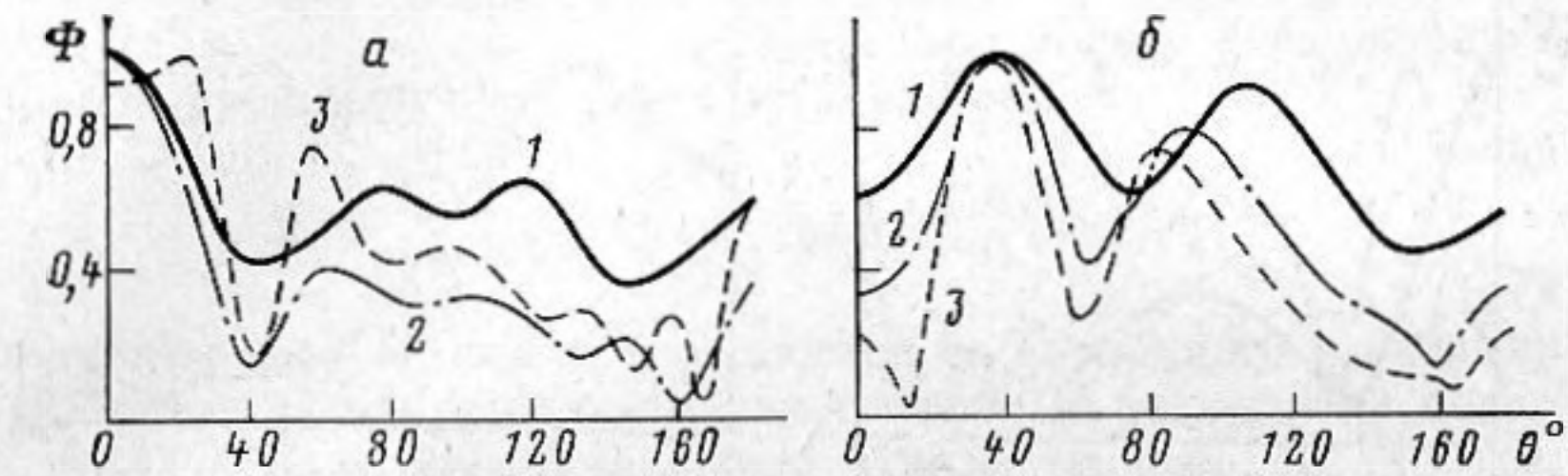
С использованием выражения (5) был произведен расчет характеристик направленности для случаев жесткого и мягкого экранов. Радиусы экранов соответствовали (0,5; 1; 1,5; 2)λ. Удаление z_0 источника от поверхности экрана вдоль оси симметрии z варьировалось следующим образом: (0÷0,6; 0,25; 0,375; 0,5; 1; 2)λ. Особенности характеристик направленности источника сферических волн, расположенного на поверхности конечного экрана, описаны выше (фиг. 1).

Удаление источника от поверхности экрана существенно трансформирует характеристики направленности. Смещение его на расстояние $z_0=0{,}24\ \lambda$ от мягкого экрана расширяет основной лепесток (фиг. 3, *а*). При этом в случае $R=\lambda/2$ уровень ореола выше, чем при $z_0=0$. С последующим увеличением радиуса экрана вершина основного лепестка становится более плоской, а ореол уменьшается и характеристика направленности приближается к секторной. Сдвиг источника на расстояние $z_0=0{,}25\lambda$ от жесткого экрана вызывает резкое расширение основного лепестка при $R=\lambda/2$ (фиг. 3, *б*), образование трехлепестковой характеристики в переднем полупространстве с узким аксиальным и широкими боковыми (для углов 50–60°) максимума при экране $R=\lambda$ и более. Аксиальные тыльные лепестки увеличиваются до значений 80–100%.

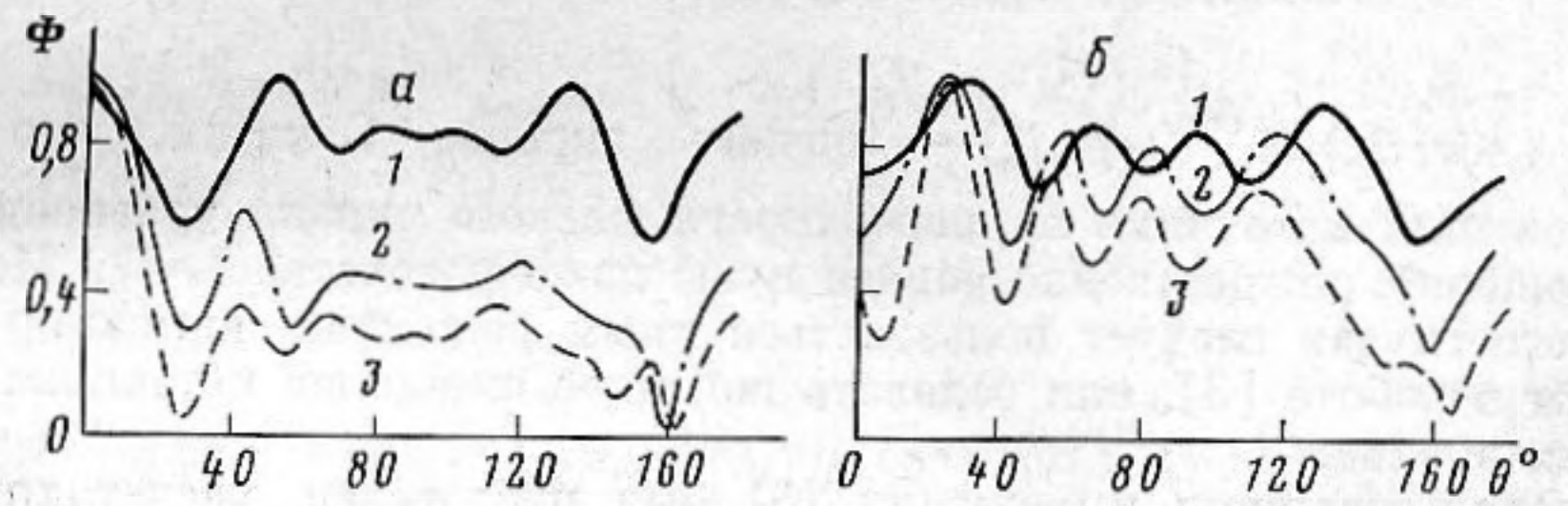
При смещении источника на $z_0=0{,}375\ \lambda$ от мягкого экрана характеристики направленности несколько расширяются, нарастает крутизна ветвей основного лепестка. В аксиальной области уровень падает до 70%. Боковое поле и ореол с ростом радиуса уменьшаются (фиг. 4, *а*). Такое же удаление источника от жесткого экрана при $R=\lambda/2$ образует многолепестковые существенно трансформирующиеся с изменением радиуса характеристики направленности (фиг. 4, *б*). В этом случае в аксиальном направлении возможны экстремумы противоположных знаков. В направ-



Фиг. 5. Характеристики направленности источника сферических волн, на расстояние $z_0=0,5\ \lambda$ по поверхности жесткого (*а*) и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ, *4*, *5* – эксперимент. $R=0,5\ \lambda$, $R=1\ \lambda$



Фиг. 6. Характеристики направленности источника сферических волн, смещенного на расстояние $z_0=1\ \lambda$ от поверхности жесткого (*а*) и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ



Фиг. 7. Характеристики направленности источника сферических волн, смещенного на расстояние $z_0=2\ \lambda$ от поверхности жесткого (*а*) и мягкого (*б*) экранов радиусом R: *1* – 0,5 λ, *2* – 1 λ, *3* – 1,5 λ

лении θ~70–80° присутствуют боковые, а в тыльном – дифракционные лепестки с уровнем 40÷80%. Дальнейшее удаление источника на расстояния z_0, кратные λ/2, от мягкого экрана приводит к формированию воронкообразных характеристик. Основной лепесток становится широким и многоэкстремальным. В его пределах количество симметричных относительно оси максимумов равно $2z_0/\lambda$. Чем больше экран, тем у́же максимумы и меньше дифракционные лепестки (фиг. 5, *а*, 6, *а*, 7, *а*). Во всех случаях смещений z_0 от 0,375 λ до 2 λ в присутствии мягкого экрана уровень характеристики направленности на оси основного лепестка меньше максимального.

При аналогичных смещениях источника от жесткого экрана наблюдаются следующие изменения характеристик направленности. Боковые поля увеличены. Основной лепесток может иметь максимальный уровень в аксиальном направлении, принимать П- или воронкообразную формы (фиг. 5, *б*, 6, *б*, 7, *б*). При $R=\lambda/2$ боковое поле наибольшее, а в случае $z_0=2\lambda$ оно приближается к максимальным значениям.

Из проделанного анализа можно сделать следующие выводы. Используя сочетание ненаправленного источника и конечного мягкого экрана, можно управлять формой характеристики направленности, изменяя расстояние между источником и экраном. При этом форма характеристики направленности от радиуса экрана зависит несущественно. С ростом радиуса растет крутизна ветвей основного лепестка и уменьшается ореол.

Путем перемещения источника вдоль оси симметрии экрана в пределах от 0 до 0,5 λ достигается регулярное изменение формы характеристики от умеренно направленной и постоянно спадающей с увеличением угла до секторной и воронкообразной. При сочетании ненаправленного источника с жестким экраном конечных размеров о пригодных для практического использования характеристиках направленности можно говорить только при расположении источника у поверхности экрана. В остальных случаях трансформации форм характеристик весьма существенны при любых изменениях параметров модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шабров А. А.* О влиянии толщины конечного жесткого экрана на направленность плоского поршня.— Акуст. журн., 1978, т. 24, № 5, с. 317—320.
2. *Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянов С. И.* Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 1976. 320 с.
3. *Андебура В. А.* О влиянии акустически мягкого конечного экрана на излучение звука круглым поршнем.— Акуст. журн. 1977, т. 23, № 2, с. 317—320.

Поступила в редакцию
14.VI.1983