

параметры: $\frac{\omega \delta^*}{u^*} \approx 6$. Совпадение этой частоты с характерным диапазоном частот турбулентных давлений в потоках как ньютоновской, так и неньютоновской жидкости свидетельствует о том, что нестационарные движения макроструктур с параметрами δ^* , u^* действительно могут формировать турбулентные давления в области низких частот.

Новые нестационарные низкочастотные источники, по-видимому, и обуславливают часто наблюдаемое в экспериментах отклонение от гипотезы подобия Коркоса [5], предполагающей наличие лишь инерционных источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Акимов. О спектральных эффектах гашения турбулентных давлений полимерными добавками. Акуст. ж., 1977, 23, 2, 313–315.
2. T. T. Huang. Similarity laws for turbulent flow of dilute solutions of drag-reducing polymers. Phys. of Fluids, 1974, 17, 2, 298–309.
3. W. K. Blake. Turbulent boundary layer wall pressure fluctuation on smooth and rough walls. J. Fluid Mech., 1970, 44, 4, 637–660.
4. H. Ueda, J. O. Hinze. Fine-structure turbulence on the wall region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1975, 67, 1, 125–143.
5. И. Я. Миниович, А. П. Перник, В. С. Петровский. Гидродинамические источники звука. Л., «Судостроение», 1972.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
24 мая 1976 г.

УДК 534.232

О ВЛИЯНИИ АКУСТИЧЕСКИ МЯГКОГО КОНЕЧНОГО ЭКРАНА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА КРУГЛЫМ ПОРШНЕМ

В. А. Андебуря

Исследованию излучения звука поршневыми источниками посвящено значительное число работ. В большинстве этих работ рассматривалось излучение поршня, расположенного в бесконечном жестком экране [1, 2]. Решение задачи об излучении поршня без экрана впервые было дано в работах [3, 4]. Позднее в работах [5, 6] было рассмотрено излучение поршня в жестком круглом концентрическом экране конечных размеров. Результаты работ [3–6] получены методом разделения переменных с применением волновых функций сплюснутого сфероида. Этим же методом получены приведенные в работе [4] результаты расчетов направленности поршня в жестком экране, излучающего одной стороной.

В ряде практических случаев возникает задача исследования звукового поля круглого поршня, снабженного акустически мягким экраном конечных размеров. Очевидно, что результаты решения этой задачи качественно можно распространить на поршневые излучатели более сложной, отличной от круглой, конфигурации в мягком конечном экране. Для решения этой задачи мы также воспользуемся методом собственных функций сплюснутого сфероида.

Рассмотрим сплюснутый сфероид $\xi = \xi_0$ диаметром D , часть поверхности которого по обе стороны плоскости xOy , ограниченная окружностями диаметра D_0 , совершает малые гармонические колебания вдоль оси z , а остальная (периферийная) часть поверхности сфероида является акустически мягкой (фиг. 1). Такая модель соответствует криволинейному поршневому излучателю, снабженному круглым конечным акустически мягким экраном, и может быть использована при расчетах акустических полей поршневых излучателей конечной толщины, снабженных экранами или без экранов. При $\xi_0 \rightarrow 0$ описанный излучатель превращается в бесконечно тонкий поршень — диск диаметра D_0 , снабженный концентрическим акустически мягким экраном диаметра D .

С учетом сказанного сформулируем математическую задачу следующим образом: найти дважды дифференцируемое решение однородного уравнения Гельмгольца относительно потенциала скорости звукового поля $\Phi(\xi, \eta, \varphi)$ во внешности сплюснутого сфероида $\xi = \xi_0$, на поверхности которого заданы смешанные граничные условия

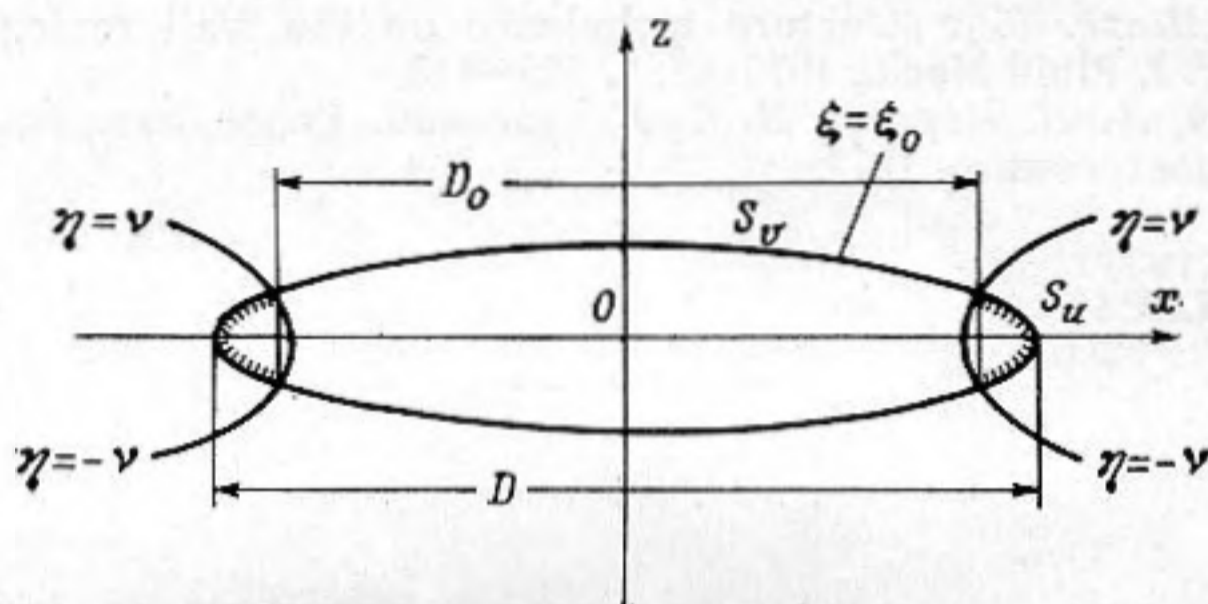
$$\begin{aligned} \Phi(\eta, \varphi)_{\xi=\xi_0} &= u(\eta, \varphi), & \eta, \varphi \in S_u, \\ - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \Big|_{\xi=\xi_0} &= v(\eta, \varphi), & \eta, \varphi \in S_v. \end{aligned}$$

Области S_u и S_v определим неравенствами: для области S_u $0 \leq |\eta| < v$, $0 \leq |\varphi| < \pi$ (область S_u на фиг. 1 отмечена штриховкой); для области S_v $v < |\eta| \leq 1$, $0 \leq |\varphi| < \pi$, где $\eta = |v|$ — поверхность однополостного гиперболоида вращения вокруг оси z , пересекающаяся с поверхностью сфероида $\xi = \xi_0$ по окружностям заданного диаметра D_0 . Решение должно удовлетворять условиям излучения для временной зависимости $e^{-i\omega t}$.

В сформулированной постановке задача является частным случаем рассмотренной в работе [7] более общей задачи об излучении сфероидального излучателя при смешанных граничных условиях. Приближенное ее решение, как показано в этой работе, можно найти в виде конечного ряда по собственным функциям сплюснутого сфероида

$$(1) \quad \Phi_N(h, \xi, \eta, \varphi) = \sum_{m=0}^n \sum_{n=0}^N A_{mn} R_{mn}^{(3)}(-ih, i\xi) S_{mn}(-ih, \eta) \cos m\varphi,$$

где $h = \pi(\xi_0^2 + 1)^{1/2} D / \lambda$ — волновой параметр, A_{mn} — комплексные константы, определяемые из системы линейных алгебраических уравнений, приведенной в работе [7].



Фиг. 1. Геометрия задачи

Следует только иметь в виду, что в рассматриваемой задаче область S_u равна сумме областей S_u и S_{v1} исходной задачи [7] и, кроме того, $S_v \equiv S_{v2}$. Соответственно изменяются пределы интегрирования в выражениях для коэффициентов α_{mn} , β_{mn} и γ_{mnpq} . Остальные обозначения соответствуют обозначениям работы [7].

Для случая диска в абсолютно мягком экране ($u=0$) с симметричным относительно оси z распределением колебательной скорости ($m=0$) задача существенно упрощается. Система уравнений для определения коэффициентов A_{0n} в этом случае примет вид

$$(2) \quad \sum_{n=0}^N \gamma_{0n0q} A_{0n} = -\frac{\pi D}{2} N_{0q} \beta_{0q} \overline{R_{0q}^{(3)'(i\xi_0)}},$$

$$q=0, 2, \dots, N; \quad n, q \text{ — четные числа,}$$

где

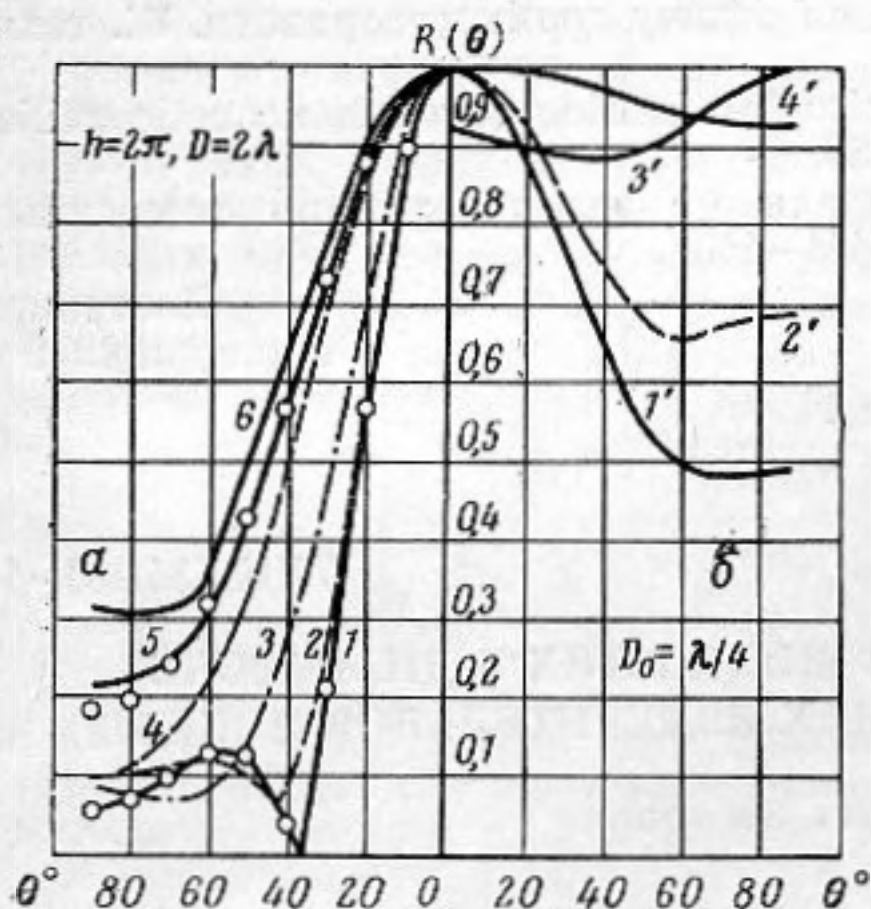
$$\beta_{0q} = \frac{2}{N_{0n}} \int_v^1 \eta v(\eta) S_{0n}(\eta) d\eta,$$

$$\gamma_{0n0q} = 2\pi R_{0n}^{(3)'(i\xi_0)} \overline{R_{0q}^{(3)'(i\xi_0)}} \int_v^1 S_{0n}(\eta) S_{0q}(\eta) d\eta.$$

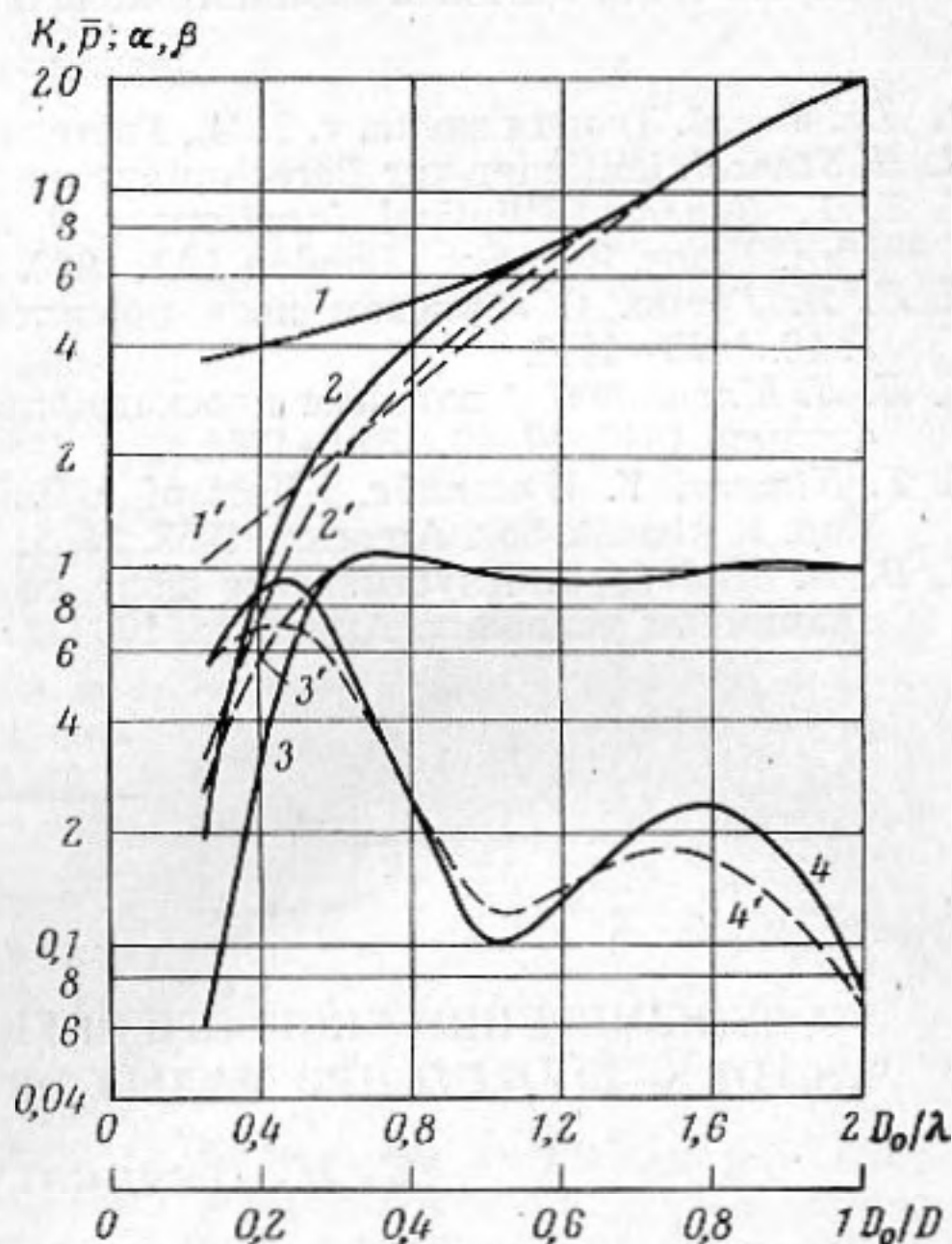
По приведенным формулам были рассчитаны акустические характеристики пульсирующего поршня в акустически мягком концентрическом экране при различных волновых размерах экрана и при различных соотношениях диаметра поршня D_0 и диаметра экрана D . Отношение D_0/D можно характеризовать параметром v , при этом $D_0/D = (1-v^2)^{1/2}$. Влияние соотношения диаметров диска и экрана на направленные свойства диска в мягком экране можно видеть на фиг. 2.

На фиг. 2, а приведены диаграммы направленности диска при фиксированном диаметре экрана, составляющем 2λ ($h=2\pi$). При отсутствии экрана ($v=0$; кривая 1) мы имеем обычную характеристику направленности пульсирующего диска диаметра $D_0=2\lambda$. Эта характеристика может быть описана известным выражением $R(\theta) = 2J_1(h \sin \theta) / h \sin \theta$, $h = \pi D_0 / \lambda$; значения, рассчитанные по этой формуле (точки на кривой 1), хорошо совпадают с результатами, полученными по формулам (1-2).

Акустически мягкий экран существенно изменяет направленность диска, когда диаметр последнего мал или сравним с длиной волны. Если отношение диаметров излучающего диска и экрана близко к единице, то влияние экрана проявляется главным образом в «заплывании» интерференционных нулей характеристики направленности и незначительном расширении основного лепестка (кривые 2–3 фиг. 2, а). По мере уменьшения диаметра диска при неизменном диаметре экрана характеристика направленности расширяется, однако не в такой степени, как при отсутствии экрана. Например, характеристика направленности диска диаметра $\lambda/2$ в экране (кривая 5) практически такая же, как характеристика направленности диска диаметра λ без экрана (точки на кривой 5). Даже при $D_0/D=1/8$ ($D_0=\lambda/4$,



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Диаграммы направленности диска в акустически мягком конечном экране: а – диаметр экрана D фиксирован и составляет 2λ ; кривые 1–6 соответствуют отношениям диаметров диска и экрана $D_0/D=1$ (диск без экрана); 0,9; 0,75; 0,5; 0,25; 0,125; б – диаметр диска D_0 фиксирован и составляет $\lambda/4$; кривые 1'–4' соответствуют отношениям диаметров диска и экрана $D_0/D=0,25$; 0,33; 0,5; 1 (диск без экрана)

Фиг. 3. Зависимость коэффициента концентрации (кривые 1, 1'), давления на оси излучателя (кривые 2, 2') и составляющих импеданса излучения α и β (кривые 3, 3' и 4, 4' соответственно) от волнового диаметра D_0/λ диска в экране (сплошные кривые) и без экрана (пунктирные кривые) и от соотношения диаметров диска и экрана D_0/D . Диаметр экрана составляет 2λ

кривая б) характеристика направленности диска в экране отличается по ширине от упомянутой характеристики направленности диска без экрана $D_0=\lambda$ лишь на 12%.

Влияние размеров акустически мягкого экрана на направленность диска при фиксированном диаметре последнего иллюстрирует фигура 2, б, где представлены диаграммы направленности диска диаметра $D_0=\lambda/4$ в экране различного диаметра. Из фигуры видно, что увеличение диаметра мягкого экрана существенно обостряет диаграмму направленности диска.

С изменением отношения D_0/D существенно изменяются и другие акустические характеристики излучателя: давление на акустической оси, коэффициент концентрации, импеданс излучения. На фиг. 3 (сплошные кривые) представлены зависимости коэффициента концентрации, нормированной величины давления на оси излучателя $\bar{p}=p/\rho cv$, а также активной и реактивной составляющих импеданса излучения α и β от волнового диаметра D_0/λ диска в экране и от соотношения диаметров диска и экрана. Диаметр экрана D при расчетах был фиксирован и составлял 2λ . На этой же фигуре штриховыми кривыми показаны аналогичные зависимости для диска без экрана.

Как видно из фигуры, наличие экрана в рассматриваемых случаях значительно повышает коэффициент концентрации излучателя (ср. фиг. 2, а). Однако на величину давления на оси диска и величину реактивной составляющей импеданса излучения акустически мягкий экран существенного влияния не оказывает (ср. кривые 2, 2' и 4, 4' на фиг. 3). При этом давление на оси диска без экрана изменяется пропорционально квадрату волнового диаметра D_0/λ , т. е. пропорционально площади диска. Активная составляющая импеданса излучения диска в акустически мягком экране становится существенно меньше активной составляющей импеданса диска без экрана при $D_0/D < 0,25$ ($D_0/\lambda < 0,5$).

В заключение отметим, что в силу принципа взаимности полученные результаты применимы и для описания свойств поршневых приемников звука, снабженных акустически мягкими экранами конечных размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Релей. Теория звука, т. 2, М., Гостехиздат, 1955.
2. Н. Stenzel. Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen. Berlin, 1939.
3. E. T. Hanson. Elliptical functions and their applications to some wave problems. Phil. Trans. Roy. Soc., London (A), 1933, 232, 223–283.
4. Л. Я. Гутин. О звуковом поле поршневых излучателей. Ж. техн. физики, 1937, 7, 10, 1096–1106.
5. Л. Л. Мясников. О влиянии плоского экрана на отдачу громкоговорителя. Ж. техн. физики, 1940, 10, 16, 1372–1381.
6. T. Nimita, Y. Watanabe. Effect of a finite circular baffle board on acoustic radiation. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 1, 76–80.
7. В. А. Андебуря. Акустическое поле сфероидального излучателя при смешанных граничных условиях. Акуст. ж., 1969, 15, 3, 441–443.

Поступила
21 января 1976 г.

УДК 534.286–14

ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 5–20 КГЦ ПРИ МАЛЫХ ОБЪЕМАХ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКИ

С. И. Выдрин, О. И. Зиновьев

Применение акустической спектроскопии, являющейся одним из самых мощных современных методов изучения быстрых и сверхбыстрых процессов, протекающих в жидкой фазе [1–5], в настоящее время существенно ограничено из-за трудностей, встречающихся при изучении акустических параметров жидкостей на частотах порядка нескольких килогерц и меньше. Влияние дифракционных эффектов — основной фактор, затрудняющий измерение скорости и поглощения звука в низкочастотном диапазоне при малых (до 1 л) объемах измерительной ячейки. Вследствие этого данные об измерениях скорости в жидкостях на частотах ниже 100 кгц практически отсутствуют.

Тем не менее изучение скорости звука на низких частотах носит принципиальный характер. Достаточно отметить, что без таких данных определение поглощения звука в жидкостях при помощи различных модификаций реверберационной методики [6–8] на частотах ниже 100 кгц является нестрогим, поскольку эти методы дают возможность определить лишь произведение αc . Предположение о малости дисперсии скорости звука по сравнению с дисперсией поглощения не всегда выполняется. Так, например, в случае глицерина дисперсия скорости звука в диапазоне частот 0,5 Мгц — 9 Ггц достигает 40% [9]. В связи с вышесказанным разработка методов измерения скорости звука для частот порядка нескольких килогерц с объемом измерительной ячейки до 1 л представляется весьма актуальной.

Нами была построена установка для измерения скорости звука в жидкостях в диапазоне частот от 5 до 20 кгц, в которой использовано распространение звуковых волн в акустически узких трубах. Если диаметр трубы $D \approx \frac{\lambda}{1,7}$, где λ —

длина волны звука в жидкости, то в трубе распространяются только плоские волны [10]. При абсолютно жестких стенках трубы дисперсия скорости звука отсутствует; для реальных труб, при наличии упругой податливости стенок, скорость звука в жидкости определяется формулой Кортвега:

$$(1) \quad c^2 = \frac{c_0^2}{1 + \frac{D(1-\sigma^2)}{\delta E \beta_0} \left[1 - \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \right]^{-1}}$$