

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.232

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ

Бейгель М.З., Портной Ю.В.

При проведении некоторых экспериментов и измерений возникает необходимость генерации низкочастотной бегущей акустической волны. Компоненты такой волны — акустическое давление и колебательная скорость — синфазны и связаны известным соотношением

$$(1) \quad p/v = \rho c,$$

где  $p$  — акустическое давление,  $v$  — колебательная скорость,  $\rho$  — плотность среды,  $c$  — скорость звука,  $\rho c$  — импеданс среды.

В настоящее время для создания полей бегущих волн малой интенсивности используют заглушенные камеры [1], нижняя рабочая частота которых находится в пределах 20–25 Гц.

При необходимости работы на более низких частотах и при больших интенсивностях приходится прибегать к определенным упрощениям. Используются, например, акустические резонаторы, в которых генерируются интенсивные стоячие волны, компоненты которых сдвинуты по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ , либо пистонфоны.

Однако эти способы особенно при проведении биоакустических исследований, не всегда пригодны, поскольку на исследуемый объект может оказывать влияние не только звуковое давление, но и колебательная скорость, а также и фазовые соотношения между давлением и скоростью.

В то же время имеется возможность создания в ограниченном объеме интенсивного низкочастотного акустического поля с такими же амплитудными и фазовыми соотношениями, как и в бегущей волне. Это связано с тем, что для низких частот можно технически реализовать сосредоточенные элементы, позволяющие создавать в ограниченном объеме совместно звуковое давление и колебательную скорость большой интенсивности и задавать любой (в том числе и равный нулю) фазовый сдвиг между ними [2]. Кроме того, поскольку размеры калибруемых объектов обычно значительно меньше длины волны можно, пренебрегая амплитудным распределением волны по объекту, считать его точечным.

Реализацию такого способа генерации и параметры создаваемого акустического поля мы рассмотрим (без учета нелинейных эффектов) на примере следующего устройства (см. фигуру). Пусть в наполненной воздухом цилиндрической камере 1 с жесткими нетеплопроводящими стенками, размеры которой много меньше длины волны, размещены два разнесенных друг относительно друга поршня 2 и 3, каждый из которых через механизм регулирования амплитуды связан с общим приводом.

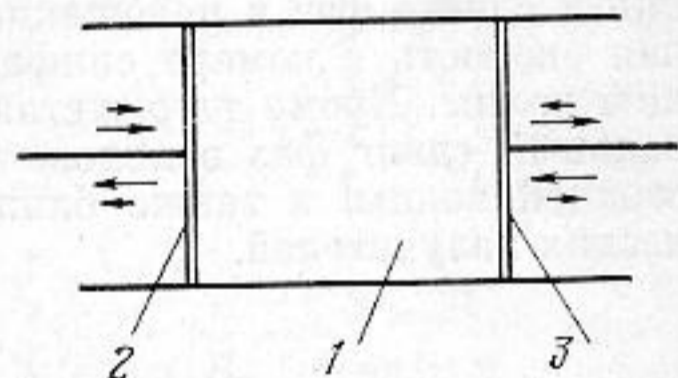
Пусть поршни 2 и 3 совершают возвратно-поступательное движение по законам

$$(2) \quad \begin{aligned} X_2 &= -(A/2) \sin \omega t + B \cos \omega t = \sqrt{B^2 + A^2/4} \cos(\omega t + \alpha), \\ X_3 &= (A/2) \sin \omega t + B \cos \omega t = \sqrt{B^2 + A^2/4} \cos(\omega t - \alpha), \end{aligned}$$

где  $\omega$  — круговая частота,  $\operatorname{tg} \alpha = A/2B$ , где  $A$  и  $B$  — амплитуды соответственных перемещений поршней.

Как видно из формул (2), поршни движутся таким образом, что на совместное возвратно-поступательное перемещение обоих поршней в одном направлении с амплитудой  $B$  накладывается колебательное движение во взаимно противоположных направлениях с амплитудой  $A$ , сдвинутое по фазе на  $\pi/2$  относительно их совместного перемещения.

Звуковое давление в камере в предположении адиабатичности процесса сжатия — разрежения будет определяться изменением расстояния между поршнями  $X_3 - X_2 = A \sin \omega t$ , откуда с помощью известной формулы для пистонфона [1] полу-



Схематичное изображение устройства для генерации поля с параметрами бегущей волны. 1 — герметичная камера, 2, 3 — поршни

чаем с учетом цилиндрической формы камеры следующее выражение для звукового давления:

$$(3) \quad p = (\gamma P_0 A / L) \sin \omega t,$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $P_0$  — атмосферное давление,  $L$  — длина камеры при  $A = 0$ .

На основании (2) колебательные скорости поршней равны

$$(4) \quad v_2 = \dot{X}_2 = \omega \sqrt{B^2 + A^2/4} \sin(\omega t + \alpha),$$

$$v_3 = \dot{X}_3 = \omega \sqrt{B^2 + A^2/4} \sin(\omega t - \alpha).$$

Поскольку для бегущей волны справедливо соотношение (1), то при амплитуде колебательной скорости  $v_0 = \omega B$  между амплитудами  $A$  и  $B$  должно выполняться (с учетом (3)) и того что  $c^2 = \gamma P_0 / \rho$

$$(5) \quad \frac{A}{B} = -(\rho c \omega L / \gamma P_0) = -kL \approx 6\pi \cdot 10^{-3} L f$$

где  $k$  — волновое число и соответствующие величины заменены их численными значениями для воздуха. Оценим величину (5) при условии, что верхняя частота  $f$  равна 15 Гц (что близко к границе рабочего диапазона заглушенных камер), а длина камеры  $L$  равна 0,4 м. Тогда получим  $A/B = 0,1$ ,  $\text{tg } \alpha = 0,05$  и колебательные скорости обоих поршней, а следовательно, и объема воздуха между ними приближенно равны следующей величине:

$$(6) \quad v \approx \omega B \sin \omega t.$$

Соотношение (6) будет выполняться тем точнее, чем меньше длина камеры по сравнению с длиной волны. Например, при  $A/B = 0,1$ ,  $L = 0,4$  м и  $f = 15$  Гц получаем  $\alpha \approx 2^\circ$ .

Из сравнения выражений (1), (3), (6) видно, что при выбранном законе движения и сдвиге фаз в положении поршней, равном  $2\alpha$  звуковое давление и колебательная скорость в камере синфазны, а их отношение численно равно импедансу бегущей волны. Кроме того, устанавливая соответствующие амплитуды колебаний и начальный сдвиг фаз в положении поршней, можно моделировать различные участки стоячей волны, а также ближнюю и дальнюю зоны низкочастотных полей акустических излучателей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Блинова Л. П., Колесников А. Е., Ланганс Л. Б. Акустические измерения. М.: Изд-во стандартов, 1971, с. 61, 208.
2. Балабанов А. А., Бейгель М. З., Зеликман М. Х., Портной Ю. В., Степанов Б. М. Способ имитации свободно распространяющихся волн в ограниченном объеме. — Авт. свид. № 800930, опубликовано в Б. И. 1981, № 4.

Научно-исследовательский  
институт оптико-физических  
измерений

Поступила в редакцию  
4.IX.1980

УДК 534.26

#### К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ ЗВУКА ТЕЛАМИ СО СМЕШАННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

*Иткина Е. Б., Клещев А. А.*

На примере сферы со смешанными граничными условиями (одна половина ее — мягкая, другая — жесткая, фиг. 1) сравним два метода решения задачи дифракции звука на подобном теле: вариационный метод (называемый также методом «неопределенных коэффициентов» или «наименьших квадратов» [1–5]) и метод функции Грина, предложенный в работе [6].

Применительно к сфере радиуса  $R$  (фиг. 1), облучаемой плоской монохроматической волной с потенциалом  $\Phi_i$  и создающей потенциал  $\Phi_s$  рассеянной волны, в вариационном методе составляется функционал  $G^N$  на основе граничных условий [5]:

$$(1) \quad G^N = k^2 \int_{S_1} |\Phi_i + \Phi_s|^2 dS + \int_{S_2} \left| \frac{\partial \Phi_i}{\partial r} + \frac{\partial \Phi_s}{\partial r} \right|^2 dS,$$