В двух приведенных примерах акустическая фиксация тепловых потоков оказывалась возможной в случае, когда рассеянный от них сигнал приходил раньше первого отражения от дна. Но могут ли гидротермальные потоки создавать акустические тени? Из лабораторных экспериментов следует, что граница интенсивных пульсаций представляет собой сужающийся кверху конус. Если рассеивающая способность таких пульсаций достаточно велика, то акустическая тень будет представлять собой на записи сужающийся светлый треугольник. Возможно именно этим объясняется удивительная, на наш взгляд, похожесть записей, приведенных на фиг. 4, *б* и 5, и записи цели АЗ с американского буксируемого аппарата [1]. Еще одной причиной образования таких теней может служить рефракция акустических волн на неоднородностях показателя преломления в окрестностях выходов высокотемпературных гидротермальных потоков.

Таким образом, результаты лабораторных и натурных исследований показали перспективность применения акустического лоцирования в частотном диапазоне 78–160 кГц для выявления гидротермальных выходов на дне океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lonsdale P., Becker K.* Hydrothermal plums, hot springs and conductive heat flow in the Southern Trough of Guaymas Basin // Earth Planet. Sci. Letters. 1985. V. 73. P. 211–225.
2. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана // Л.: Гидрометеоиздат, 1982. С. 232.
3. *Римский-Корсаков Н. А., Шрейдер А. А.* Опыт геологического картирования на вершине горы Афанасия Никитина с ПА «Звук-4» // Океанология. 1982. Т. 22. № 4. С. 680–685.

Институт океанологии
им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
31.VIII.1987

УДК 620.178

ИМПУЛЬСНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНЫХ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Ваганов Е. А., Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Хирных К. Л.

В последнее время вырос интерес к проблеме глушения шумов в инфразвуковой области, поскольку шумы инфразвуковых частот особенно вредны для человека. В качестве инфразвуковых звукопоглощающих систем в [1, 2] предложено использовать резонансный звукопоглотитель с дифракционным экраном. Однако исследования акустических характеристик резонансных звукопоглотителей в области низких и особенно инфразвуковых частот наталкивается на трудности. Действительно, методы измерения импеданса, используемые до настоящего времени (интерферометра [3], малой камеры [4]), здесь практически непригодны, поскольку минимальные линейные размеры интерферометра должны быть четверть λ, а камеры – половина λ (λ – длина звуковой волны). В этом плане предпочтительнее выглядит метод измерения амплитуды и фазы давления в двух точках интерферометра, расстояние между которыми известно. Однако все эти методы требуют значительных затрат времени на эксперимент.

Часто бывает необходимо получить частотную характеристику резонансного поглотителя в натурных условиях, т. е. когда резонатор в виде ограниченной по размерам панели с одним или несколькими отверстиями размещается, скажем, в спинке кресла или какой-то детали помещения (балке, колонне и т. п.). Предлагаемый ниже метод может с успехом служить достижению данной цели. Несмотря на то что метод предназначен только для измерения при некоторых допущениях (таких, как определенный вид частотной зависимости реактивной компоненты импеданса поглотителя, а активная компонента, наоборот, предполагается не зависящей от частоты, что в области низких частот оправдано), он позволяет быстро определить основные характеристики резонатора в достаточно широком диапазоне частот.

Метод основан на следующем. Пусть звуковой импульс падает на исследуемый резонансный звукопоглотитель. Резонансный звукопоглотитель, как известно, состоит из панели с отверстием или перфорированной панели, поставленной на некотором расстоянии L от жесткой стенки, так что между панелью и стенкой образуется воздушная полость (см. фиг. 1). Полагая, что масса m сосредоточена в горле резонатора, а упругость в полости (при $L \ll \lambda$), с учётом того, что для резонатора с объемом полости V и площадью горла S_0 гибкость равна $C=V/(\rho_0 c_0^2 S_0^2)$ (где c_0 – скорость звука в воздухе, ρ_0 – плотность воздуха) для частотного коэффициента передачи K (K – отношение амплитуд давлений в полости резонатора p_1 к амплитуде падающей волны p_2), можно записать

$$K(\omega)=\frac{p_1}{p_2}=1\Big/\left\{-\frac{\omega^2 mV}{\rho_0 c_0^2 S_0^2}+\frac{i\omega rV}{\rho_0 c_0 S_0^2}+1\right\} \qquad (1)$$

(r – потери в резонаторе, ω – циклическая частота). Из теории линейных цепей известно, что (см., например, [5]):

$$K(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}K(\omega)e^{i\omega t}\,d\omega, \tag{2}$$

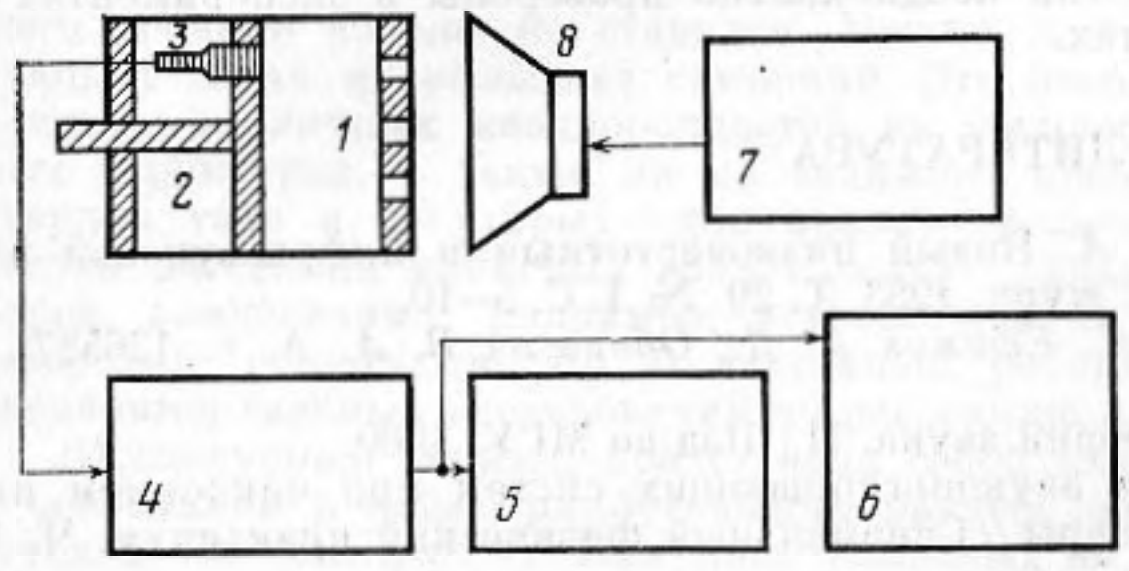
где $K(t)$ – амплитудный коэффициент передачи (отклик на σ-воздействие). После подстановки (1) в (2) и вычисления интеграла, получаем

$$K(t)=\exp\left(-\frac{rt}{2m}\right)\frac{\sin\left(t\sqrt{\frac{1}{mC}-\left(\frac{r}{2m}\right)^2}\right)}{mC\sqrt{\frac{1}{mC}-\left(\frac{r}{2m}\right)^2}}. \tag{3}$$

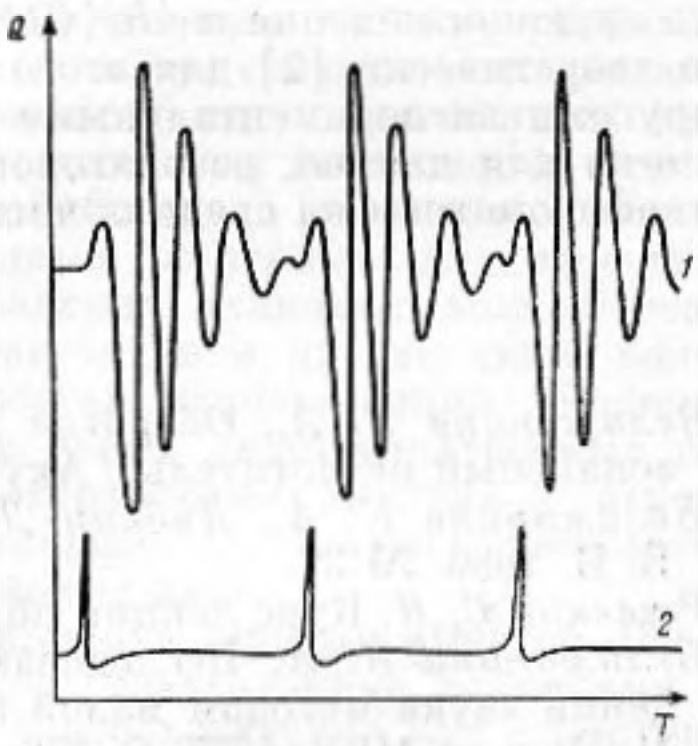
Следовательно, $K(t)$ есть экспоненциально затухающие колебания с частотой $\omega=\sqrt{1/mC-(r/2m)^2}=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}$ и показателем затухания $\beta=r/2m$.

Легко видеть, что если внешнее возмущение p_2 задано в виде σ-функции, то давление p_1 в полости будет описываться выражением (3) для $K(t)$. Следовательно, если измерить ω_0 (ω_0 – циклическая резонансная частота) и β, то можно рассчитать неизвестные параметры m и r, а затем и импеданс Z резонатора.

В реальном физическом эксперименте дельта-функцию можно аппроксимировать импульсом определенной амплитуды и малой длительности. Математически это



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки: *1* – перфорированная панель, *2* – подвижный поршень, *3* – микрофон, *4* – микрофонный усилитель, *5* – частотомер, *6* – осциллограф, *7* – генератор импульсов, *8* – динамик

Фиг. 2. Временная зависимость колебаний давления в резонансном поглотителе при импульсном возбуждении (кривая *1*) и акустические импульсы, падающие на резонатор (кривая *2*). Сигналы приведены в разных масштабах давления. Q – давление, T – время

оправдано тем, что спектр такого импульса есть функция типа $\sin\omega\tau/\omega$ и частота первого нуля этой функции есть $\omega=\pi/\tau$, где 2τ – длительность импульса. Поскольку $K(\omega)$ быстро спадает при удалении от резонансной частоты, то при соблюдении условия $\tau\leqslant 1/10f_0$ (где f_0 – предполагаемая резонансная частота) спектр импульса будет содержать спектральную компоненту резонансной частоты, заметно выделяющуюся по амплитуде по сравнению с остальными компонентами.

Если облучать резонатор последовательностью акустических импульсов с малой частотой следования (подобранной так, чтобы в течение периода следования импульсов собственные колебания резонатора успели затухнуть), а сигнал с микрофона подать на осциллограф, то на экране последнего получается устойчивое изображение затухающих колебаний. Далее, по измеренным величинам ω_0 и β можно получить значение импеданса резонатора Z из следующего соотношения (Z_1 – удельный, безразмерный импеданс, т. е. выраженный в долях ρ_0c_0 воздуха):

$$Z_1=\frac{Z}{\rho_0c_0}=R_1+iY_1=\frac{2\beta c_0S_0}{\omega_0^2V}+i\left(\frac{\omega S_0c_0}{\omega_0^2V}-\frac{c_0S_0}{\omega V}\right). \tag{4}$$

Здесь R_1 – действительная, а Y_1 – мнимая части импеданса.

Необходимо помнить, что в реальном случае условия сосредоточенности параметров выполняются лишь приближенно и метод позволяет определить эквивалентные (поправленные) значения m и r, учитывающие эффекты взаимодействия (например, эффект возрастания массы m при увеличении глубины полости резонатора и др.).

f, Гц	$Y_{теор}$	$Y_{эксп}$	$R_{теор}$	$R_{эксп}$	$\alpha_{теор}$	$\alpha_{эксп}$
50	−2,00	−1,77	2,38	2,42	0,50	0,65
55	−1,10	−0,82	2,45	2,42	0,75	0,78
60	−0,25	0,0	2,48	2,42	0,81	0,82
65	0,40	0,62	2,49	2,42	0,81	0,80
70	1,00	1,38	2,50	2,42	0,75	0,71
75	1,60	1,97	2,51	2,42	0,67	0,62
80	2,20	2,42	2,52	2,42	0,58	0,55

Блок-схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1. Эксперимент проводился следующим образом: образец облучался акустическими импульсами; сигнал с микрофона, расположенного на внутренней стенке образца, через усилитель поступал на осциллограф и частотомер. Период следования импульсов подбирался таким, чтобы обеспечивался устойчивый счет частотомера. На фиг. 2 представлена временная зависимость акустических колебаний для конкретного вида резонансного звукопоглотителя с дифракционным экраном [2]: $t_0=0{,}2$ см, $t_1=0{,}2$, $R_3=5{,}64$, $R_э=8{,}46$, $R=11{,}28$, $R_{отв}=0{,}125$, $l=0{,}2$, $L=20$ см, $N=25$, где t_0 – толщина передней панели, t_1 – толщина экрана, $R_з$ – радиус зоны, $R_э$ – радиус экрана, R – радиус передней панели, $R_{отв}$ – радиус отверстий, l – расстояние между передней панелью и экраном, L – глубина полости, N – количество отверстий на передней панели. Там же приведена временная зависимость сигнала p_2, подаваемого на поглотитель и аппроксимирующего σ-функцию. В таблице приведены данные для R, Y и коэффициента звукопоглощения α-$4R/\{(R+1)^2+Y^2\}$, полученные экспериментально и вычисленные теоретически [2] для этого образца поглотителя. Непосредственного сравнения с другими экспериментальными методами не проводилось, так как теоретические расчеты для данных резонаторов были неоднократно проверены в экспериментах с интерферометром на средних частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Велижанина К. А., Оборотов В. А.* Новый низкочастотный и инфразвуковой резонансный поглотитель // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 5–10.
2. *Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Ефимов А. Д., Оборотов В. А.* А. с. 1265271 // Б. И. 1986. № 39.
3. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960.
4. *Велижанина К. А.* Исследования звукопоглощающих систем при наклонном падении звука методом малой камеры // Специальный физический практикум. Ч. 1. М.: Изд-во МГУ, 1977. С. 276–287.
5. *Ахманов С. А., Дъяков Ю. Е., Чиркин А. С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступило в редакцию
2.XI.1987