давление минимальное. Интересно отметить также то обстоятельство, что уровень звукового давления в лунке, осредненный по толще льда, уменьшается с расстоянием значительно медленнее, чем в слое воды.

Представляет интерес определить затухание звука в слое воды в функции расстояния (r) при наличии ледяного покрова. Осредненные по нескольким измерениям эти результаты представлены в таблице.

r, *м*	f, *кгц*				
	1,15	3,2	5,1	8,1	11,0
	Δ, *дб*				
5	0	0	0	0	0
10	11	8	6	10	4
20	22	18	15	18	10
30	35	30	22	25	12
40	46	40	28	32	16

Как следует из таблицы, затухание звука (Δ), выраженное в *дб*, в плоском слое воды ($H_в$=0,6 *м*) понижается с увеличением частоты, за исключением случая измерения, проведенного на частоте f=8,1 *кгц*. Используя работу [2], определим убывание звука на частоте f=1,15 *кгц*. Плотность грунта в районе измерений составляла ρ_1=1,6 *г/см*^{3}. Скорость звука в грунте, примерно равная c_1=300 *м/сек* была определена по данным работы [4], проведенной в тот же период времени. При расчетах используем предложенное В. С. Нестеровым понятие эффективной глубины слоя ($H_{эф}$) пресного водохранилища $H_{эф}=H_в+20$ *см*, так как в верхней части слоя ила толщиной ~20 *см* находится ничтожное количество пузырьков газа и она ведет себя как водная среда. Расчетное затухание звука оказывается значительно больше, чем это следует из экспериментальных данных. Так, на расстоянии 20 *м* от излучателя эта разница составляет примерно 20 *дб*. Если при расчетах взять глубину слоя равной 1 *м*, то расчетные и экспериментальные значения затухания звука на частоте f=1,15 *кгц* практически совпадают по всей трассе измерений. Это говорит о том, что на низких звуковых частотах лед еще более увеличивает эффективную глубину водоема. На частотах 8–12 *кгц* при эффективной глубине $H'_{эф}$=1 *м* и расстоянии между излучателем и приемником 10–40 *м* убывание звука должно следовать примерно «закону 3/2» [2]. Как следует из таблицы, на частоте f=11 *кгц* экспериментальные результаты совпадают с теоретическими. В то же время на частоте 8,1 *кгц* звук убывает значительно быстрее. Так, на расстоянии r=40 *м* разница между экспериментальным значением убывания звука и вычисленным по закону 3/2 составляет 13 *дб*. Отметим также, что на частоте f=8,1 *кгц* затухание звука, измеренное в пределах ледяного покрова, было минимальным. Это обстоятельство, по-видимому, говорит о том, что на этой частоте по мере распространения звука в данных конкретных условиях происходит наибольший уход звуковой энергии в ледяной покров.

В заключение автор выражает благодарность С. Н. Ржевкину за внимание и полезные советы при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. И. Грубник. Исследование акустических свойств подводного грунта на высоких звуковых частотах. Акуст. ж., 1960, 6, 4, 446–453.
2. Л. Н. Захаров, В. С. Нестеров, Э. Г. Федосеева. Медленные флюктуации звукового поля под воздействием сейшевых колебаний мелкого пресного водоема. Акуст. ж., 1964, 10, 3, 293–300.
3. J. L. Jones, C. B. Leslie, L. E. Barton. Acoustic characteristics of a rock botton, JASA, 1958, 30, 2, 142–145.
4. Л. Н. Захаров. Об акустических свойствах грунта пресноводного водохранилища в зимних условиях. Акуст. ж., 1971, 17, 3, 473.

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

Поступила
1 марта 1972 г.

УДК 532.137.3

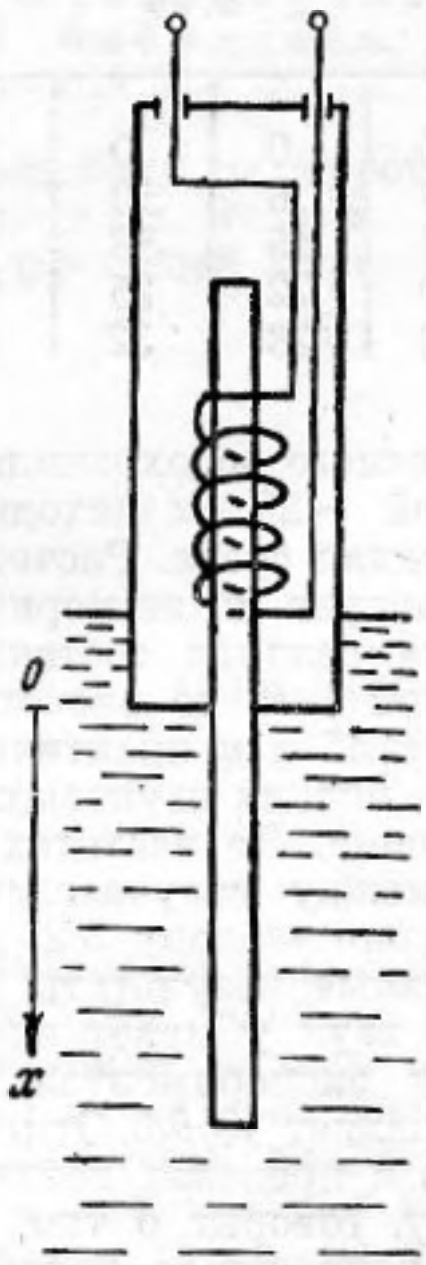
О РАДИАЦИОННОЙ ПОГРЕШНОСТИ ВИБРАЦИОННОГО ДАТЧИКА ВЯЗКОСТИ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

И. Н. Коган

В общей теории продольно колеблющегося стержневого вибратора как чувствительного элемента датчика вязкости [1, 2] эффекты излучения не учитываются. Нами применительно к датчику вязкости ударного возбуждения с полуволновым вибратором в качестве чувствительного элемента приближенно оценены потери на излучение звуковых волн в жидкость и связанная с этим погрешность измерений.

По ряду практических соображений в качестве вибратора обычно используют стержневой магнитострикционный преобразователь, выполненный в виде плоской пластинки, оба размера поперечного сечения которой много меньше ее длины $2l$, а также длины волны ее продольных колебаний λ_0, что позволяет рассматривать пластинку как «длинный стержень», толщина пластинки d обычно много меньше ее ширины h. Часть закрепленной посредине пластинки, находящаяся внутри корпуса датчика, охвачена обмоткой, а выступающая ее половина погружена в исследуемую жидкость, как показано на фигуре.

Периодически подавая в обмотку короткие импульсы тока, электронный блок ударно возбуждает в магнитострикционной пластинке продольные собственные колебания, вызывающие появление в окружающей среде поперечных вязкостных волн, что связано с необратимыми потерями энергии колеблющейся пластинки, вследствие чего ее колебания затухают:



$$\xi(x, t) = \Xi_0 e^{-(\alpha - j\omega)t} \sin \frac{\pi x}{2l}. \qquad (1)$$

Здесь $\xi(x, t)$ – смещение частиц пластинки (относительно положения равновесия) в направлении оси x, t – время, ω – угловая частота, Ξ_0 – начальная амплитуда смещения концов пластинки, α – коэффициент затухания.

Определение вязкости приборами с подобным датчиком чаще всего базируется на имеющей место для ньютоновских жидкостей квадратичной зависимости [1, 2] между α и произведением вязкости жидкости η на ее плотность ρ

$$\alpha \simeq C\sqrt{\rho\eta}, \quad C = \sqrt{\pi f_0}/2\rho_0 d, \qquad (2)$$

где постоянная C определяется параметрами вибратора: его собственной частотой f_0, толщиной d и плотностью * ρ_0.

В этом соотношении влияние концов пластинки не учитывается. Их наличие приводит, однако, как бы к некоторому увеличению эффективной, с точки зрения тормозящего действия, площади пластинки (так называемый краевой эффект [3]), а также к излучению звука торцем пластинки в жидкость, что вызывает дополнительное затухание.

Обусловленная краевым эффектом погрешность проявляется при измерении больших вязкостей и может составить несколько процентов (подробней по этому вопросу см. работу [4]). Для оценки влияния второго фактора сопоставим мощность излучения пластинки $P_и$ с энергией, диссипируемой ею в единицу времени, $P_д$.

Рассматривая торец вибратора как односторонне пульсирующий поршень малых (в сравнении с длиной волны в жидкости) размеров без экрана, можно исходя из известных [5] соотношений написать выражение для мощности излучения звука торцем вибратора

$$P_т = \frac{\rho\omega^2}{8\pi c} \overline{\Psi_l^2}. \qquad (3)$$

Здесь средний (по времени) квадрат амплитуды объемной скорости торца

$$\overline{\Psi_l^2} = s_т^2 \overline{U_l^2} = \frac{s_т^2}{2\alpha\tau} U_0^2,$$

где $s_т$ – площадь торца, U_0 – начальная амплитуда его колебательной скорости, τ – период повторения экспоненциально затухающего сигнала датчика, c – скорость звука в жидкости.

Продольные колебания пластинки сопровождаются одновременными изменениями ее поперечных размеров. Поэтому боковыми гранями и кромками пластинки в жидкость также излучаются продольные волны. Определим соответственно мощность $P_б$. Поскольку размеры пластинки соизмеримы с длиной упругой волны в жидкости λ (обычно $2l \simeq 10$ *см*, при этом $f_0 \approx 30$ *кгц*, а $\lambda \approx 3-5$ *см*), вычислим $P_б$ с помощью введенного Штенцелем [6] так называемого коэффициента излучения S, характеризующего отношение акустической мощности P реального источника звука к мощности $P^{(0)}$ малого сферического излучателя равной объемной скорости, т. е.

$$P = SP^{(0)}. \qquad (4)$$

* Собственные потери датчика не учитываются, поскольку они, как правило, много меньше потерь, «вносимых» жидкостью. Строго говоря, формула (2) справедлива для изменения коэффициента затухания вибратора, который, собственно, и измеряется в реальных приборах.

Акустическая мощность $P^{(0)}$ малой пульсирующей сферы определяется, как известно [7, 8], той же формулой (3), что и для малого поршня без экрана, разумеется, с объемной скоростью, определяемой площадью и колебательной скоростью сферы.

Чтобы воспользоваться соотношением (4), необходимо найти объемную скорость реального излучателя, каким является колеблющаяся по толщине (в такт продольным колебаниям) пластинка датчика. Как излучатель звука она представляет собой пульсирующую поршневую диафрагму прямоугольной формы, каждая сторона которой вследствие симметрии излучает лишь в прилегающее к ней полупространство [5, 8].

Поскольку $d \ll \lambda_0$, продольное распределение амплитуд колебательной скорости $V(x, t)$ толщинных колебаний частиц пластинки, как это следует из определения коэффициента Пуассона γ и соотношения (1), будет иметь вид

$$V(x, t) = -\frac{1}{2}\gamma d \left| \frac{\partial^2 \xi}{\partial t\, \partial x} \right| \simeq -\frac{\pi}{4}\gamma \frac{d}{l} U_0 e^{-\alpha t} \cos\frac{\pi x}{2l}$$

(подробнее по этому вопросу см. работу [9]).

Амплитуда объемной скорости для обеих граней пластинки будет

$$\Psi_{\text{г}} = 2h \int_0^l V(x, t)\, dx = -\gamma s_{\text{т}} U_0 e^{-\alpha t},$$

а средний (по времени) квадрат амплитуды объемной скорости

$$\overline{\Psi_{\text{г}}^2} \simeq \frac{1}{2\alpha\tau} \gamma^2 s_{\text{т}}^2 U_0^2. \tag{5}$$

Так как $h \ll \lambda_0$, аналогичное соотношение справедливо и для излучения звука кромками пластинки; при этом

$$\overline{\Psi_{\text{к}}^2} = \overline{\Psi_{\text{г}}^2}. \tag{6}$$

Что касается коэффициента излучения S пластинки, то для случая $l \sim \lambda$ (при условии $h \ll l$) $S \approx 0{,}5$ [7]. (В частности, при $l = \lambda = 5$ *см* и $h = 3$ *мм* более точные вычисления, представленные графически в работах [7, 10], дают $S = 0{,}47$) *.

Вычисляя с помощью формул (5), (6) и (3) акустическую мощность $P^{(0)}$ малой пульсирующей сферы и подставляя результат в формулу (4), определяем мощность излучения всей боковой поверхности пластинки

$$P_{\text{б}} \simeq 2S\gamma^2 P_{\text{т}}. \tag{7}$$

Считая $S = 0{,}5$ и $\gamma = 0{,}3$, находим $2S\gamma^2 \simeq 0{,}09$, т. е. $P_{\text{б}}$ составляет примерно лишь десятую часть $P_{\text{т}}$.

Общая мощность излучения звука торцем и боковой поверхностью пластинки равна

$$P_{\text{и}} = (1 + 2S\gamma^2) P_{\text{т}}. \tag{8}$$

Определим теперь $P_{\text{д}}$. Учитывая синусоидальность распределения амплитуд $U(x, t)$ колебательной скорости частиц пластинки по ее длине и используя для энергии, диссипируемой в единицу времени единицей колеблющейся в жидкости плоской поверхности, выражение [3]

$$-\overline{\sigma u} = u_0^2 \sqrt{\rho\omega\eta}/2\sqrt{2},$$

получаем

$$P_{\text{д}} \approx h U_0^2 \sqrt{\frac{\rho\omega\eta}{2}} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \int_0^l e^{-2\alpha t} \sin^2 \frac{\pi x}{2l}\, dx\, dt = \frac{h l U_0^2}{4\sqrt{2}\,\alpha\tau} \sqrt{\rho\omega\eta}. \tag{9}$$

Из формул (8) и (9), принимая во внимание, что $s_{\text{т}} = hd$, находим

$$\frac{P_{\text{и}}}{P_{\text{д}}} \simeq q\eta^{-1/2}, \quad \text{где} \quad q = \frac{h d^2 \rho^{1/2} \omega^{3/2}}{2\pi\sqrt{2}\, c l} (1 + 2S\gamma^2). \tag{10}$$

При этом, как следует из формулы (2) и энергетического определения добротности колебательной системы, относительное отклонение ε реальной шкалы вязкости от теоретической (определяемой формулой (2)) составляет

$$\varepsilon \approx 2P_{\text{и}}/P_{\text{д}}. \tag{11}$$

---

* Общее выражение для S при произвольном соотношении между l и λ ($h \ll l$) приведено в работе [7].

Результаты вычислений по формулам (10) и (11) для шести значений вязкости в предположении, что $h=3$ *мм*, $d=0{,}24$ *мм*, $\rho=1$ *г/см*^{3}, $\omega=1{,}73\cdot10^5$ *1/сек*, $c=1200$ *м/сек* и $l=5$ *см* (при этом $q\simeq2{,}5\cdot10^{-3}$ *см·сек/г*), приводятся ниже:

η, пуазы	0,01	0,10	0,25	0,50	1,00	10,0
$P_и/P_д$, %	2,5	0,80	0,50	0,35	0,25	0,07
ε, %	5,0	1,60	1,00	0,70	0,50	0,14

Таким образом, обусловленная излучением поправка существенно заметна лишь для маловязких жидкостей. (Как следует из формулы (10), оно пропорционально d^2.)

Заметим, что исходные формулы (3) и (4) справедливы для волновой зоны, где ближнее поле излучателя уже не играет роли. Подобное положение, когда в измерительном объеме имеют место в основном бегущие волны, может реализоваться при погружении датчика в весьма большой резервуар с сильно поглощающими звук стенками или средой. При невыполнении этих условий (особые случаи, когда между вибратором и стенками измерительного сосуда создают тонкий зазор специально, здесь не рассматриваются) в исследуемой среде возникают стоячие волны, что приводит к перераспределению плотности энергии в звуковом поле (создаваемом в основном излучением торца); однако полная мощность излучения практически не зависит [11] от конфигурации и особенностей измерительного объема. Следовательно, и в этом случае полученные выше соотношения (8), (10) и (11) остаются в силе.

В заключение отметим, что полученные результаты справедливы и для вибрационного датчика вязкости непрерывного возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Roth, S. Rich. A new method of continuous viscositv measurement. General theory of the ultraviscoson. J. Appl. Phys., 1953, 24, 7, 940–950.
2. И. Н. Коган, В. В. Рубинштейн, Ф. Б. Вурзель, А. В. Май. Вискозиметр непрерывного действия. Сообщение I. Теория зонда. Пластические массы, 1960, 11, 42–46.
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Механика сплошных сред. М., Гостехтеоретиздат, 1953.
4. Око и Като. Теория вискозиметра с колеблющейся пластинкой. Кобаяси ригаку кенкюсё хококу, 1957, 7, 1, 9–13 (на японск. языке). Перевод ГПТБ № 20436/1.
5. Л. Я. Гутин. О звуковом поле поршневых излучателей. ЖТФ, 1937, 7, 10, 1096–1106.
6. H. Stenzel. Uber die akustische Strahlung von Membranen. Ann. Phys. 5, Folge, 1930, 7, 8, 947–982.
7. Е. Скучик. Основы акустики, т. I. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
8. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука, Изд-во МГУ, 1960.
9. А. Н. Петров, В. Ф. Шматченко. Полосовые электромеханические фильтры радиочастот. М.– Л., Госэнергоиздат, 1961.
10. H. Stenzel. Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen, Berlin, 1939.
11. Ф. Морз. Колебания и звук. М.– Л., Гостехтеоретиздат, 1949.

Поступила
1 марта 1972 г.

УДК 534.286

ОБ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕКОТОРЫХ КАРБОНОВЫХ КИСЛОТАХ

С. Махкамов, П. К. Хабибуллаев, М. Г. Халиулин

Известно, что исследования акустических свойств жидких систем на частотах $\sim10^3-10^{10}$ *гц*, позволяя получить некоторую информацию о молекулярном механизме релаксационных процессов, протекающих в жидкой фазе, способствуют углублению представлений о характере теплового движения и строении молекул жидкостей.

С этой точки зрения жидкие карбоновые кислоты являются весьма интересным объектом исследования. Свойства жидких карбоновых кислот, и в особенности их акустические параметры, изучены в настоящее время недостаточно полно. Имеющиеся литературные данные относятся или к узкому интервалу частот, или к одной фиксированной частоте [1–4], что не позволяет однозначно судить о существовании одного или нескольких релаксационных процессов.