В реальных условиях, с достаточной для нас точностью можно положить $q_1 \approx 1$, $\cos\chi_0 \approx 1$, $\sin\chi_0 \approx \chi_0$, $\sin\chi_1 \approx \chi_1 \approx \sqrt{\chi_0^2 - 2(q_1-1)}$ и аналогично для $\sin\chi_2$. Тогда мы получаем

$$\frac{1}{r_0} = 2\int\limits_{\chi_{0\,\min}}^{\chi_{0\,\max}} \frac{\chi_0\, d\chi_0}{\sqrt{[\chi_0^2 - 2(q_1-1)]\,[\chi_0^2 - 2(q_2-1)]}\, F(\chi_0)}. \tag{10}$$

В выражении (9) для $F(\chi_0)$ также можно положить $q \approx 1$, $\operatorname{tg}\chi_0 \approx \chi_0$.

Рассмотрим для примера простейший волновод, состоящий из однородного слоя $2H$, вне которого скорость возрастает вниз с градиентом $a_1 = \frac{1}{c_0}\left(\frac{dc}{dz}\right)_1$, и вверх с градиентом $a_2 = \frac{1}{c_0}\left(\frac{dc}{dz}\right)_2$. Излучатель пусть будет на оси волновода, а приемник ниже оси, на удалении $z_2\,(z_2 > H)$ от нее. В этом случае $q_1 = 1$, $q_2 = 1 + a_2(z_2 - H)$, $\chi_{0\,\min} = \sqrt{2(q_2-1)}$, $\chi_{0\,\max} = \frac{\pi}{2}$, $F(\chi_0) = \frac{2H}{\chi_0} + \frac{\chi_0}{a_{\text{эфф}}}$, $\frac{1}{a_{\text{эфф}}} = \frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}$. Из (10) получаем

$$r_0 = \frac{\sqrt{2}}{\pi a_{\text{эфф}}} \sqrt{a_2(z_2 - H) + a_{\text{эфф}} H}. \tag{11}$$

Выражение для r_0 в случае, когда приемник также находится в пределах однородного слоя, можно получить из формулы (11), положив $z_2 = H$. Тогда

$$r_0 = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{2H}{a_{\text{эфф}}}}.$$

Наконец, если слой симметричен, то $\frac{1}{a_{\text{эфф}}} = \frac{2}{a}$, $r_0 = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{H}{a}}$.

В заключение отметим, что нельзя трактовать r_0 как расстояние, на котором формируется цилиндрическое расхождение волны. В действительности, величина $1/r_0$ является просто мерилом амплитуды волны на достаточно больших расстояниях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
2. R. J. Urick. Low-Frequency Sound Attenuation in the Deep Ocean. J. Acoust. Soc. America, 1963, **35**, 1413.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
29 ноября 1963 г.

УДК 534.28—1

ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН

И. А. Викторов

Затухание объемных (продольных и поперечных) ультразвуковых волн в твердых телах изучено довольно подробно (см. например, монографию [1]). В то же время затухание поверхностных ультразвуковых волн (волн Рэлея) почти не исследовано. Поэтому большой интерес представляет установление связи между затуханием объемных и поверхностных волн. Простейший способ установления такой связи заключается в учете затухания путем введения мнимых частей в волновые числа и получении из характеристического уравнения выражения для мнимой части волнового числа поверхностной волны через мнимые части волновых чисел объемных волн. Такой подход, примененный в работах [2, 3], приводит к формуле

$$\gamma = \frac{3\eta^6 - 16\eta^4 + 24\eta^2 - 16\xi^2}{\eta^2(3\eta^4 - 16\eta^2 - 16\xi^2 + 24)}\beta + \frac{16\xi^2(1-\eta^2)}{\eta^2(3\eta^4 - 16\eta^2 - 16\xi^2 + 24)}\alpha, \tag{1}$$

где $\xi = c_t/c_l$, $\eta = c_R/c_t$, c_l, c_t, c_R — фазовые скорости продольной, поперечной и поверхностной волн, α, β, γ — коэффициенты затухания продольной, поперечной и поверхностной волн в расчете на длину соответственной волны.

Эта формула хорошо подтвердилась опытами по измерению затухания ультразвука в плексигласовых образцах на сравнительно низких частотах $20 \div 180$ *кгц* [2]. На частотах мегагерцевого диапазона, наиболее употребительных в ультразвуковой дефектоскопии и линиях задержки, детальная проверка пригодности формулы (1) не производилась. Можно указать лишь работу [4], где сообщается, что затухание поверхностных волн в некоторых металлах и сплавах, измеренное на частотах $2{,}5 \div 8{,}0$ *Мгц*, имеет тот же порядок, что и затухание продольных волн, а также работу [3], где указывается, что коэффициент затухания поверхностных волн в алюминии и стали, измеренный на частоте 2,7 *Мгц*, примерно в два раза меньше коэффициентов затухания объемных волн.

В настоящей работе сделана попытка проверки формулы (1) в мегагерцевом диапазоне для трех твердых материалов различного типа: металла (дюралюминий), стекла (зеркальное стекло) и пластмассы (полистирол). Измерение затухания в этих материалах производилось импульсным методом на частотах 1 и 3 *Мгц* при длительности импульса 10 *мксек*. Образцами служили прямоугольные бруски и плиты. Продольные и поперечные волны возбуждались и принимались кварцевыми пластинками *X*- и *Y*-срезов, расположенными на параллельных плоскостях бруска или плиты. Поверхностные волны в алюминии и стекле возбуждались и принимались методом клина, а в полистироле — методом пластинки гребенчатого профиля [5]. Акустические контакты кварцевых пластинок *Y*-среза с поверхностями образцов осуществлялись с использованием тонкого слоя эпоксидной смолы, во всех остальных случаях акустические контакты осуществлялись с помощью касторового масла. При расчете коэффициентов затухания по экспериментальным данным учитывалось убывание амплитуды сигнала на приемнике с расстоянием, вследствие расхождения волнового пучка. При расчете коэффициентов затухания объемных волн по амплитудам последовательных сигналов на приемнике, которые соответствовали однократному, трехкратному и так далее пробегам импульсом длины образца, учитывалось также уменьшение амплитуды сигналов из-за наличия на отражающих поверхностях излучающей и приемной кварцевых пластинок («ослабляющее» действие кварцевой пластинки измерялось путем сравнения отражения ультразвукового импульса от свободной поверхности образца и от поверхности с пластинкой). Относительная ошибка определения коэффициентов затухания по описанному методу составляет $\sim 20\%$.

Параллельно с измерением затухания измерялись также скорости c_l, c_t в исследуемых материалах. Скорости измерялись импульсным методом с помощью жидкостной линии задержки с плавной регулировкой времени задержки, служившей для определения времени распространения импульса в образце. По скоростям c_l и c_t рассчитывался коэффициент Пуассона ν, а затем вычислялась скорость поверхностных волн c_R. Результаты измерений приведены в таблице.

Материал	c_l $10^5 \frac{см}{сек}$	c_t $10^5 \frac{см}{сек}$	c_R $10^5 \frac{см}{сек}$	ν	1 *Мгц* δ_l $\frac{непер}{см}$	δ_t $\frac{непер}{см}$	δ_R $\frac{непер}{см}$	$\alpha \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3$	$\gamma \cdot 10^3$
Дюралюминий	6,02	3,00	2,90	0,335	0,0034	0,0055	0,0049	2,05	1,65	1,42
Стекло	5,31	2,60	2,43	0,342	0,0050	0,020	0,023	2,65	5,10	5,70
Полистирол	2,28	1,05	0,984	0,365	0,028	0,15	0,14	6,46	15,5	13,3

Продолжение таблицы

Материал	1 *Мгц* $\gamma_{теор} \cdot 10^3$	3 *Мгц* δ_l $\frac{непер}{см}$	δ_t $\frac{непер}{см}$	δ_R $\frac{непер}{см}$	$\alpha \cdot 10^3$	$\beta \cdot 10^3$	$\gamma \cdot 10^3$	$\gamma_{теор} \cdot 10^3$
Дюралюминий	1,67	0,0061	0,014	0,018	1,22	1,40	1,77	1,40
Стекло	4,90	0,023	0,043	0,046	4,02	3,70	3,73	3,72
Полистирол	14,9	0,077	0,28	0,22	5,80	9,77	12,8	9,50

Коэффициенты α, β, γ вычислялись по измеренным на опытах значениям коэффициентов затухания продольных (δ_l), поперечных (δ_t) и поверхностных (δ_R) волн согласно соотношениям: $\alpha = \delta_l \lambda_l$, $\beta = \delta_t \lambda_t$, $\gamma = \delta_R \lambda_R$ ($\lambda_{l,\,t,\,R}$ — соответственная длина волны). Коэффициент $\gamma_{теор}$ рассчитывался на основании значений α и β по формуле (1). Как видно из таблицы, относительное различие экспериментальных и теорети-

ческих значений γ составляет в среднем $15 \div 20\%$, что хорошо подтверждает зависимость между коэффициентами затухания объемных и поверхностных волн, описываемую формулой (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике. М., ИЛ, 1957.
2. F. Press, I. Healy. Absorption of Rayleigh waves in lowloss media. J. Appl. Phys., 1957, 28, 11, 1323—1325.
3. И. А. Викторов. Некоторые вопросы распространения рэлеевских волн в твердых телах (канд. диссертация). Акустический институт АН СССР, 1958.
4. К. Н. Виноградов, Г. К. Ульянов. Измерение скорости и затухания ультразвуковых поверхностных волн в твердых материалах. Акуст. ж., 1959, 5, 3, 290—293.
5. А. Г. Соколинский. Способ возбуждения и приема поверхностных волн. Авт. свидет. 19297, 1958.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
4 июня 1963 г.

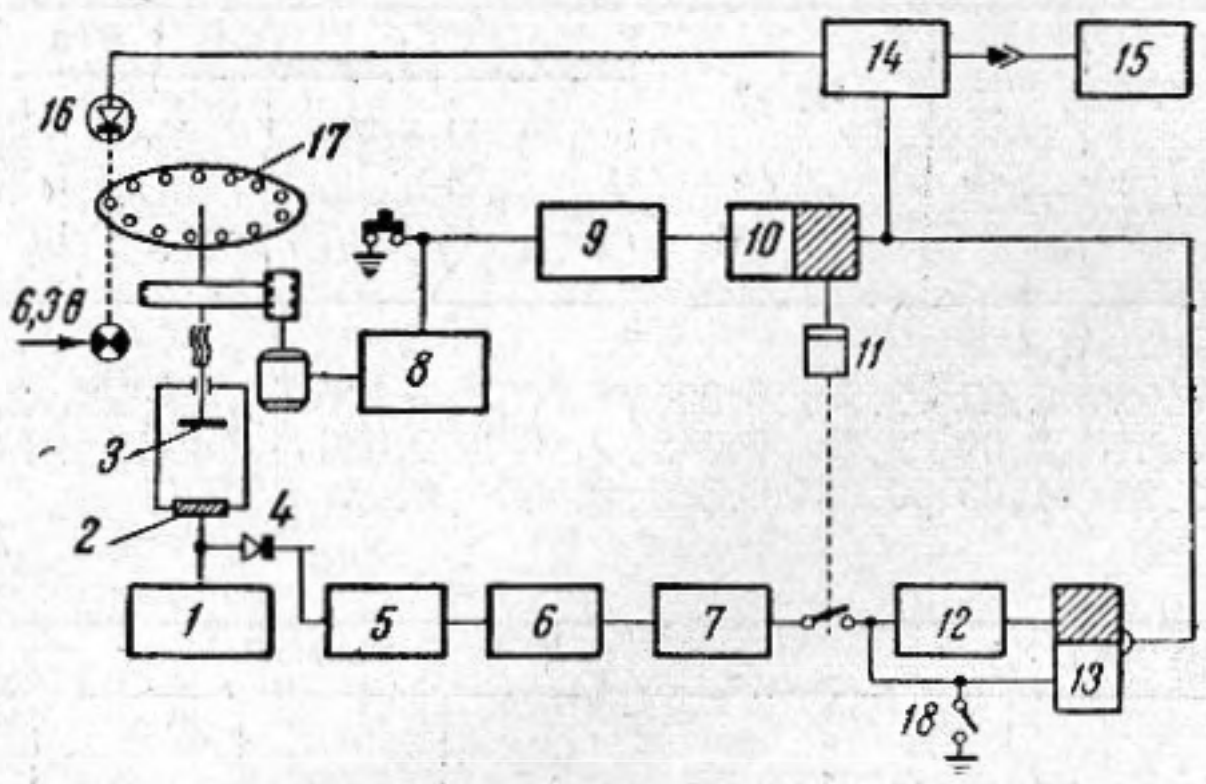
УДК 534.6

ЦИФРОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА

Р. П. Жилинскас, В. И. Илгунас, Э. П. Яронис

С целью ускорения измерений и обработки результатов нами был разработан цифровой автоматический интерферометр для измерения скорости ультразвука в жидкостях, дающий непосредственный отсчет скорости в *м/сек* на декадном счетчике.

Действие устройства основано на соотношении $c = (2f \cdot \Delta l / \Delta n)$, где c — скорость ультразвука в *м/сек*, f — частота колебаний в килогерцах, Δl — путь, пройденный рефлектором в миллиметрах, Δn — число резонансных пиков на интервале длины Δl.



Частота f и число резонансных пиков Δn поддерживаются постоянными; при этом скорость ультразвука оказывается прямо пропорциональной пути, пройденному рефлектором.

Блок-схема устройства показана на фигуре. Генератор 1 частотой 4 *Мгц* возбуждает кварцевый излучатель *2*. При передвижении рефлектора *3*, модулированное напряжение поступает на детектор *4* и затем на усилитель-ограничитель *5*. Усилитель-ограничитель служит для выравнивания амплитуд при работе с сильно поглощающими жидкостями.

Далее сигнал поступает на фильтр *6*, в котором выделяется первая гармоника модулированного напряжения. Последняя поступает на схему Шмитта *7*, формирующую короткие импульсы, точно соответствующие резонансному положению рефлектора. Это обеспечивает надежную работу устройства при наличии сателлитов.