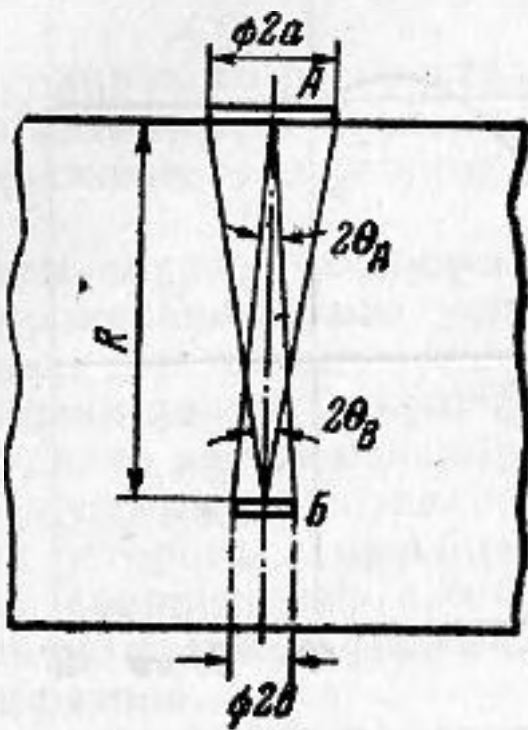


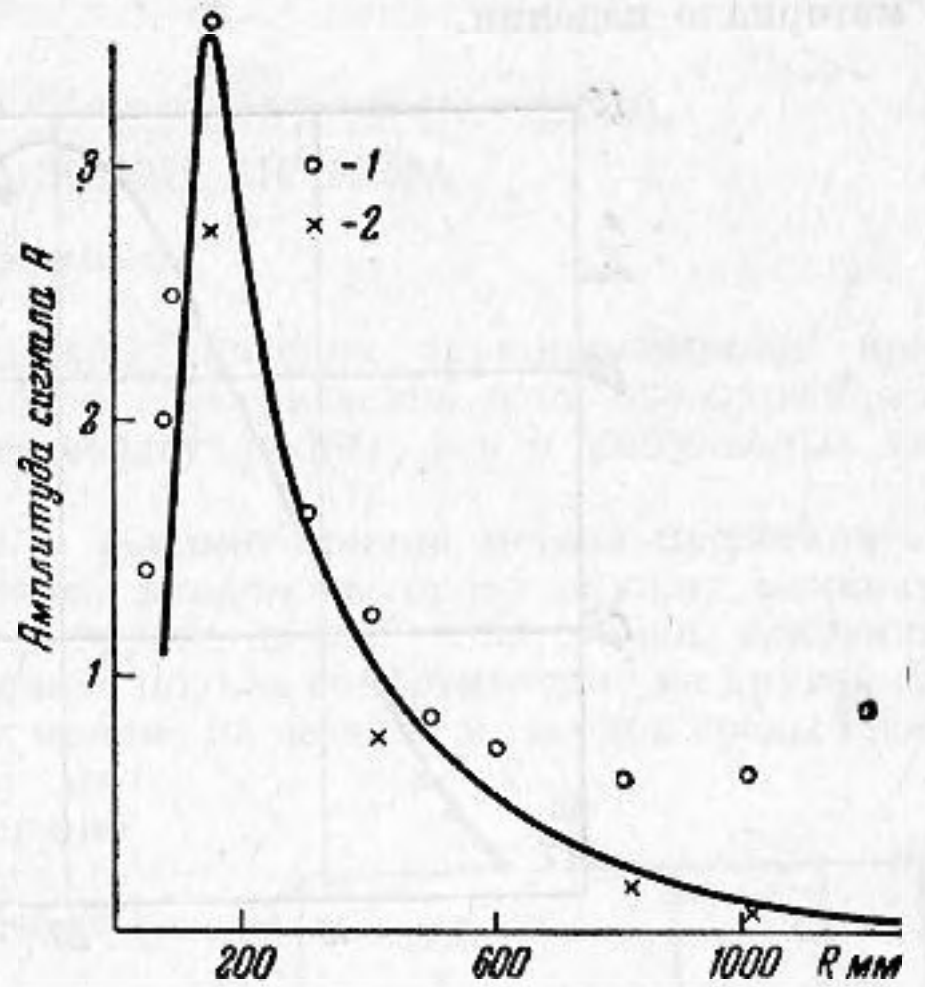
О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТЕОРИИ СКАЛЯРНОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ РАСЧЕТА АКУСТИЧЕСКОГО ТРАКТА УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДЕФЕКТОСКОПА

И. Н. Ермолов

Для ультразвуковой дефектоскопии представляет большой интерес расчет амплитуды сигнала, принимаемого в результате отражения звука от неоднородности твердой среды, т. е. от дефекта изделия. На фиг. 1 приведена схема распространения упругих волн (так называемый акустический тракт дефектоскопа) для наиболее часто употребляемого способа контроля изделий. Пьезопластина A диаметром $2a$ («искатель») излучает в полубесконечную среду волны в виде П-образных или экспоненциально-затухающих импульсов. Этот же пьезоэлемент является приемником отраженных волн. Дефект имитируется соосным с искателем полым диском B , диаметром $2b$, как это обычно принято в ультразвуковой дефектоскопии [1, 2].



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 2. Амплитуда сигнала, отраженного от диска диаметром 1,6 мм, как функция расстояния до отражателя ($\lambda = 1,37$ мм):
1 — искатель $2a = 28,6$ мм, образец $\phi 51$ мм; 2 — искатель $25,4 \times 25,4$ мм, образец $\phi 127$ мм

Согласно исследованиям Мейплтона [3] поле излучения источника A в твердую среду при малых значениях угла θ_A подобно полю излучения поршневого источника в среду, не обладающую упругостью формы. При этом поляризация упругих волн определяется видом деформаций, возбуждаемых излучателем. Аналогичное заключение относительно центральной части поля, возникающего при дифракции упругих волн на плоском объекте, было сделано Кноповым [4]. Исходя из этого, нами предпринята попытка расчета акустического тракта дефектоскопа как скалярной задачи.

Пользуясь приближенными граничными условиями Кирхгофа, можно получить следующее выражение для потенциала скорости отраженной волны, усредненного по площади S_A приемника звука:

$$\varphi_{\text{ср}} = -\frac{A_0}{\lambda^2 S_A} \iint_{S_B} \left[\iint_{S_A} \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\mathbf{r}, \mathbf{R}) dS_A \right]^2 ds_B^* \quad (1)$$

Здесь A_0 — среднее значение амплитуды потенциала скорости на границе с излучателем, S_B — площадь отражателя, r — расстояние между элементами ds_A и ds_B искателя и отражателя, λ — длина волны и k — волновое число.

Приближенно интегрируя по S_A [5], получим

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{2\pi A_0 R^2}{S_A} \int_R^{\sqrt{R^2+b^2}} e^{2ik(r_1+a^2/r_1)} W^2 \frac{dr_1}{r_1} \quad (2)$$

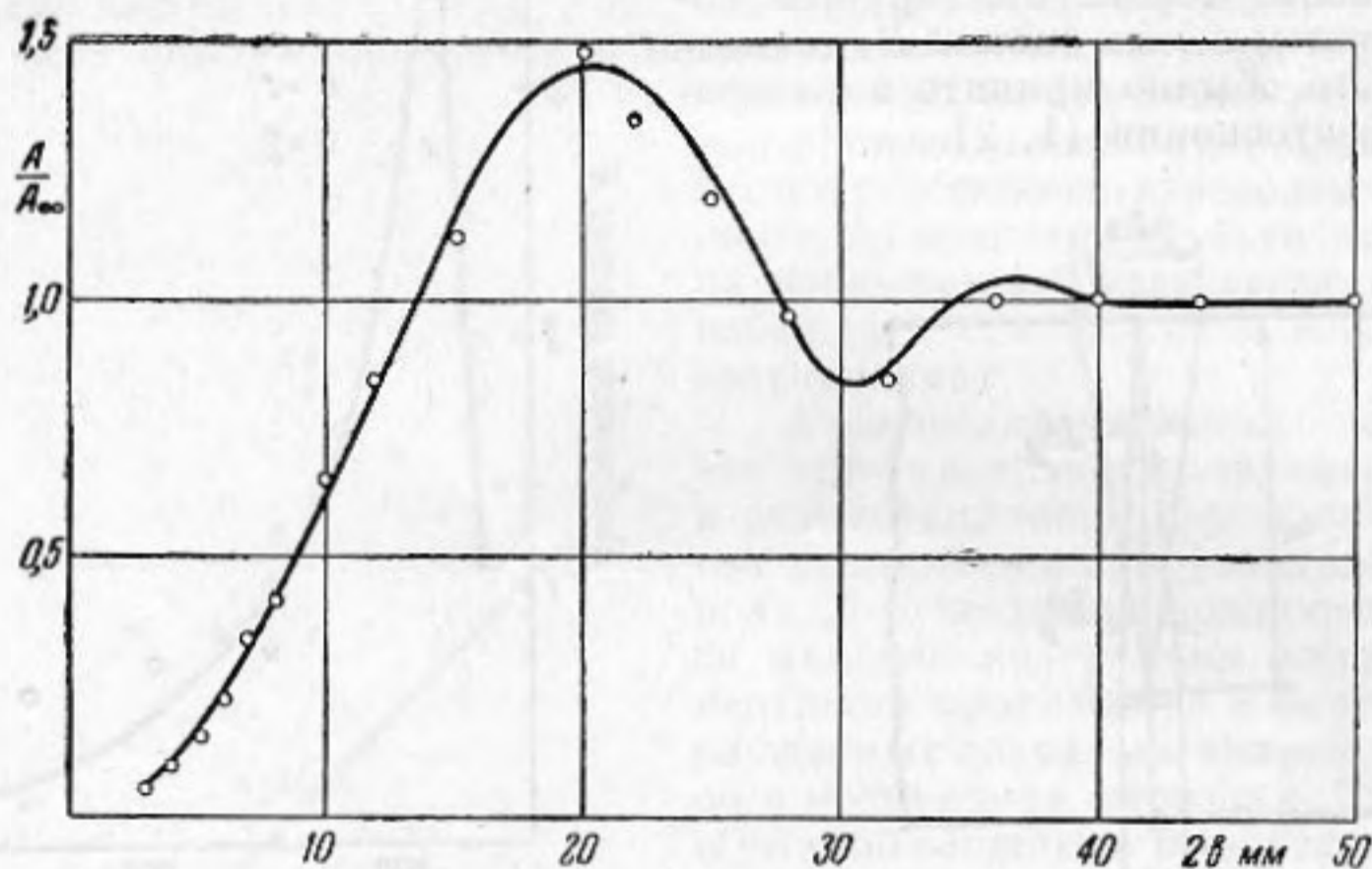
* В связи со значительной длительностью ультразвуковых импульсов излучение рассматривается как непрерывное. Погрешность вычислений при этом предположении для реальных условий ультразвукового контроля не превышает 10%.

где $r_1 = \sqrt{R^2 + \rho_B^2}$, ρ_B — радиус элемента ds_B отражателя. Функция $W = \sum_{n=1}^{\infty} (-ia/\rho_B)^n J_n(ka\rho_B/r_1)$ была исследована Ломмелем, доказавшим равномерную сходимость ряда при любых значениях a и ρ_B [5].

Разлагая подынтегральное выражение в ряд по степеням $\beta_1 = k\rho_B/2R$, можно найти следующее выражение для амплитуды принимаемого сигнала:

$$A = 4A_0 e^{-2\delta R} \frac{\beta}{\alpha} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \sqrt{1 - \alpha\beta + \beta^2 \left(\frac{\alpha^2}{2} - \frac{\alpha}{3} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} + \frac{\alpha^2}{12 \sin^2 \alpha/2} \right)} + \dots, \quad (3)$$

где $\alpha = ka^2/2R$, $\beta = kb^2/2R$, а множитель $e^{-2\delta R}$ учитывает затухание ультразвука в материале изделия.



Фиг. 3. Амплитуда сигнала, отраженного от диска, как функция диаметра диска ($R=100$ мм, $a=6$ мм, $\lambda=2,34$ мм)

На фиг. 2 показана зависимость $A(R)$, вычисленная по формуле (3), в сопоставлении с экспериментальными данными Моргана [1]. Наблюдения, отмеченные точками, производились на образцах малого диаметра, поэтому звуковое поле при больших R сильно искажалось отражением от стенок образца. Сравнение расчетных и экспериментальных значений показывает применимость приближенного скалярного решения задачи при $\theta_B \leq 15^\circ$.

На фиг. 3 показан график $A(b)$, вычисленный путем интегрирования выражения (2) на электронной счетной машине. По оси ординат указано отношение A к амплитуде сигнала, отраженного от бесконечной плоскости ($b \rightarrow \infty$). Сопоставление расчетной кривой с данными экспериментальных измерений, выполненных автором, показывает, что скалярное решение задачи об акустическом тракте справедливо по крайней мере при $\theta_A \leq 10^\circ$.

Ввиду трудности изготовления образцов с отражателями в форме полого диска эксперименты проводились на образцах с торцевыми отверстиями, от плоского дна которых происходит отражение звука (пунктирные линии на фиг. 1). Интересно отметить, что согласно другим экспериментам [1,2], проводившимся на таких же образцах, квадратичная зависимость A от b при $\beta \ll 1$ (см. (3)) сохраняется вплоть до значений $b=0,15\lambda$. Расхождение этих данных с другими оценками применимости граничных условий Кирхгофа [6], вероятно, объясняется своеобразной формой отражателей звука, применяемых в ультразвуковой дефектоскопии.

Изложенные материалы позволяют сделать вывод, что расчет акустического тракта ультразвукового дефектоскопа на основе теории скалярного звукового поля дает удовлетворительные результаты при значениях полярных углов от θ до $10-15^\circ$. Не исключена возможность существенного расширения указанного интервала путем привлечения дополнительных экспериментальных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. M o r g a n. Some factors of importance of ultrasonic testing. *Nondestructive Testing*, 1954, 12, 3, 13—18.
2. Ю. В. Л а н г е. Усовершенствование импульсного ультразвукового метода контроля авиационных деталей и полуфабрикатов. Отчет Всесоюз. ин-та авиационных материалов, № 4, 583—3, 1957.

3. R. M a p l e t o n. Diffraction patterns of solid delay lines. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 3, 516—524.
4. L. K н о н о f f. Diffraction of elastic waves. J. Acoust. Soc. America, 1956, 28, 2, 217—229.
5. Э. Г р е й и Г. М э т ь ю. Функции Бесселя и их приложение в физике и механике. М., ИЛ., 1953.
6. A. L e i t n e r. Diffraction of sound by circular disk. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 4, 331—334.

Центральный н.-и.институт технологии
и машиностроения
Москва

Поступило в редакцию
11 января 1959 г.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ, РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ ПРИЕМА

А. Е. Колесников

В виду широкого распространения пьезоэлектрических звукоприемников представляется интересным провести анализ свойств электрической цепи пьезопреобразователя, работающего в режиме приема, как незатухающих, так и импульсных сигналов.

В общем случае, пьезопреобразователь в режиме приема можно представить в виде электромеханического четырехполюсника, входом которого служит механическая сторона, а выходом — электрическая. Нагрузка на любой из сторон, связанных за счет явления прямого пьезоэффекта, изменяет полное сопротивление на другой стороне [1]. Однако расчет показывает, что при приеме из жидкой и твердой среды вносимым электрическим сопротивлением за счет механической стороны преобразователя можно пренебречь, сравнительно с собственным его сопротивлением за счет физической емкости обкладок вибратора.

В подавляющем большинстве случаев в режиме приема электрическая сторона пьезопреобразователей присоединяется ко входной цепи усилителя напряжения, обладающего большим значением входного сопротивления, для обеспечения режима холостого хода пьезопреобразователя.

Рассмотрим апериодический вход — присоединение преобразователя к сетке первого каскада усилителя при наличии только сопротивления утечки сетки. При этом обозначим ЭДС, возникающую при приеме сигнала в результате явления прямого пьезоэффекта, через E .

Эквивалентная схема для апериодического входа представлена на фиг. 1, где приняты следующие обозначения: C_{ϕ} — физическая емкость преобразователя, образованная емкостью между его обкладками; C_0 — емкость входа, включающая в себя входную емкость лампы, емкость соединительных шлангов от преобразователя ко входу и емкость монтажа; $R_{вх}$ — сопротивление утечки сетки, включающее также и сопротивление потерь за счет изоляции; U_g — напряжение, поступающее на сетку первого каскада усилителя.

Легко показать, что напряжение на сетке первого каскада усилителя равно

$$U_g = \frac{E C_{\phi} \cdot R_{вх}}{(C_{\phi} + C_0)[R_{вх} + 1 / j2\pi \cdot f (C_{\phi} + C_0)]},$$

где f — частота принимаемого сигнала.

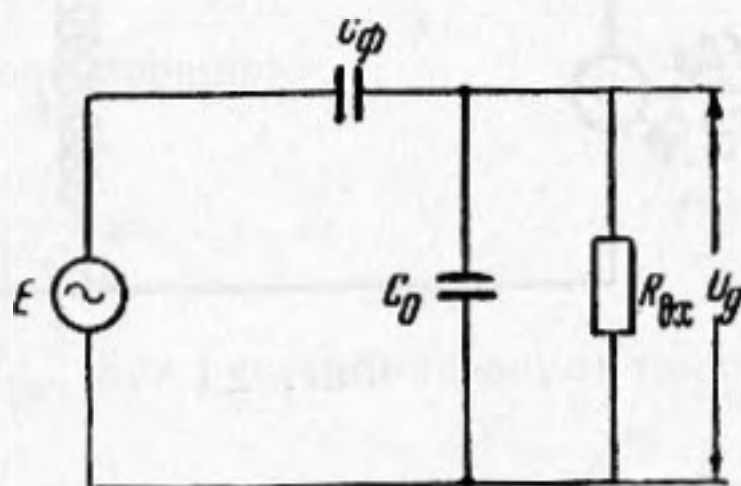
Значение модуля напряжения

$$|U_g| = \frac{E \cdot 2\pi \cdot f \cdot R_{вх} \cdot C_{\phi}}{\sqrt{(2\pi \cdot f \cdot R_{вх} \cdot C_{вх})^2 + 1}}, \quad (1)$$

где $C_{вх} = C_0 + C_{\phi}$.

Отметим, что входная емкость $C_{вх}$ обычно не может быть сделана менее 10^{-10} ф. Полагая $R_{вх} = 0,5 \cdot 10^6$ ом, найдем, что член $(2\pi f R_{вх} \cdot C_{вх})^2$ на частотах более 10^4 гц значительно больше единицы. Следовательно, на ультразвуковых частотах

$$|U_g| \approx \frac{E \cdot C_{\phi}}{C_{вх}}.$$



Фиг. 1