

ИНТЕРФЕРОМЕТР С ДВУМЯ ГЕНЕРИРУЮЩИМИ КРИСТАЛЛАМИ

Ю. А. Башлачев, В. В. Войтонис, В. Ф. Яковлев

Предлагается новая схема интерферометра с двумя кристаллами, в которой оба кристалла являются излучателями и излучают ультразвуковые волны навстречу друг другу. Данная схема позволяет увеличить точность измерений и расширить область применения интерферометра в сторону более высоких частот.

Исследование газов и жидкостей с помощью акустического интерферометра встречается в высоких частотах трудности, вызванные тем, что пики на кривой реакции располагаются настолько плотно, что практически не разрешаются. Это обстоятельство заметно снижает точность определения как скорости, так и поглощения ультразвука. Наиболее совершенным в настоящее время является предложенный Гринспаном и Томсоном [1] интерферометр с двумя кристаллами. Один из кварцев является излучателем, другой — приемником. Сущность метода заключается в том, что излучатель находится в таких условиях, при которых устраняется воздействие на него отраженной волны; в приборе отсутствует мешающая интерференция и приемный кварц регистрирует давление бегущей волны. Другой вариант интерферометра [2—4] с двумя кристаллами, в котором происходит отражение от приемного кристалла, по интерференционной картине аналогичен интерферометру типа излучатель-рефлектор, где чередование максимумов на кривой реакции происходит через $\lambda/2$.

В данной работе предлагается схема интерферометра с двумя генерирующими кристаллами. Как будет показано ниже, такая схема позволяет существенно увеличить реакцию и расширить область применения интерферометра в сторону более высоких частот.

Рассмотрим систему из двух излучателей, работающих на одной и той же частоте и излучающих ультразвуковые волны навстречу друг другу. При $a\lambda \ll 1$ в пространстве между излучающими кристаллами происходит суперпозиция излучаемых и отражаемых волн. Для излучающих поверхностей I и II граничные условия можно представить следующей таблицей [5]:

	I $x = 0$	II $x = r$
Импеданс излучателя	z_1	z_2
Внешняя действующая сила	$\varphi_0 e^{i\omega t}$	$A\varphi_0 e^{i\omega t}$
Скорость	$\dot{\xi}_{x=0} e^{i\omega t}$	$\dot{\xi}_{x=r} e^{i\omega t}$
Давление	$p_{x=0} e^{i\omega t}$	$p_{x=r} e^{i\omega t}$
Граничные условия	$z_1 \dot{\xi}_{x=0} + S p_{x=0} = \varphi_0$	$z_2 \dot{\xi}_{x=r} + S p_{x=r} = A\varphi_0$

Решая задачу с данными граничными условиями, получим для давления p_x и скорости $\dot{\xi}_x$ в точке x выражения:

$$p_x = \frac{\rho c \varphi_0 e^{i\omega t}}{\Delta} [(z_2 - \rho c S) e^{k(r-x)} - A(z_1 - \rho c S) e^{-kx} - A(z_1 + \rho c S) e^{kx} + (z_2 + \rho c S) e^{-k(r-x)}], \tag{1}$$

$$\xi_x = \frac{\varphi_0 e^{i\omega t}}{\Delta} [(z_2 - \rho c S) e^{k(r-x)} - A(z_1 - \rho c S) e^{-kx} + \\ + A(z_1 + \rho c S) e^{kx} - (z_2 + \rho c S) e^{-k(r-x)}], \quad (2)$$

где волновое число $k = \alpha + i\omega/c$ (α — коэффициент поглощения), S — площадь излучающей поверхности, ρc — волновое сопротивление среды,

$$\Delta = \begin{vmatrix} z_1 + \rho c S & z_1 - \rho c S \\ (z_2 + \rho c S) e^{-kr} & (z_2 - \rho c S) e^{kr} \end{vmatrix}.$$

Используя выражения (1) и (2), легко получить для каждого излучателя значение механического импеданца, возникающего вследствие реакции системы стоячих волн,

$$z_I = \frac{S p_{x=0}}{\xi_{x=0}} = \rho c S \frac{-Az_1 + z_2 \operatorname{ch} kr - \rho c S \operatorname{sh} kr}{A\rho c S + z_2 \operatorname{sh} kr - \rho c S \operatorname{ch} kr}, \quad (3)$$

$$z_{II} = \frac{S p_{x=r}}{\xi_{x=r}} = \rho c S \frac{z_2 - Az_1 \operatorname{ch} kr - A\rho c S \operatorname{sh} kr}{-\rho c S + Az_1 \operatorname{sh} kr + A\rho c S \operatorname{ch} kr}. \quad (4)$$

Как известно [6], при резонансной частоте кварцевой пластины высокочастотный ток в интерферометре будет

$$i = \frac{E_0}{R_0 + \frac{R_E + Z_M}{4\varphi^2}},$$

где R_0 — внутреннее сопротивление генератора, R_E — сопротивление потерь в преобразователе, Z_M — механический импеданц, вызванный реакцией акустических волн, $4\varphi^2$ — величина, учитывающая электромеханическую трансформацию.

При последовательном соединении излучателей суммарный импеданц будет $|z_M| = |z_I| + |z_{II}|$. Тогда полный импеданц интерферометра приобретает вид:

$$z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{|z_I| + |z_{II}|}{4\varphi^2}$$

или, используя выражения (3) и (4) и пренебрегая членами с множителями $\frac{\rho c}{z_1}$ и $\frac{\rho c}{z_2}$,

$$z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{4\varphi^2} \cdot \frac{1}{\operatorname{sh}^2 \alpha r \cos^2 \frac{\omega r}{c} + \operatorname{ch}^2 \alpha r \sin^2 \frac{\omega r}{c}} \times \\ \times \left\{ \sqrt{\left(A \operatorname{sh} \alpha r \cos \frac{\omega r}{c} + \operatorname{sh} \alpha r \operatorname{ch} \alpha r \right)^2 + \left(A \operatorname{ch} \alpha r \cdot \sin \frac{\omega r}{c} + \frac{1}{2} \sin \frac{2\omega r}{c} \right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{A} \sqrt{\left(\operatorname{sh} \alpha r \cos \frac{\omega r}{c} + A \operatorname{sh} \alpha r \operatorname{ch} \alpha r \right)^2 + \left(\operatorname{ch} \alpha r \cdot \sin \frac{\omega r}{c} + \frac{A}{2} \sin \frac{2\omega r}{c} \right)^2} \right\}. \quad (5)$$

Необходимо отметить, что в силу указанного пренебрежения, выражение (5) справедливо с достаточной точностью лишь для газов.

При равенстве амплитуд вынуждающих сил ($A = 1$) из выражений (3) и (4) следует:

$$z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \frac{z_1 + z_1 \operatorname{ch} kr + \rho c S \operatorname{sh} kr}{-\rho c S + z_1 \operatorname{sh} kr + \rho c S \operatorname{ch} kr} = \\ = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \operatorname{cth} \frac{kr}{2}. \quad (6)$$

Анализ выражения (6) показывает, что при $r = n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) z принимает действительные экстремальные значения, а именно при $r = n\lambda$ — максимумы, равные

$$z_{\max} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \operatorname{cth} \frac{\alpha r}{2} \quad (7)$$

и при $r = (2n + 1)\lambda/2$ — минимумы

$$z_{\min} = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \operatorname{th} \frac{\alpha r}{2}. \quad (8)$$

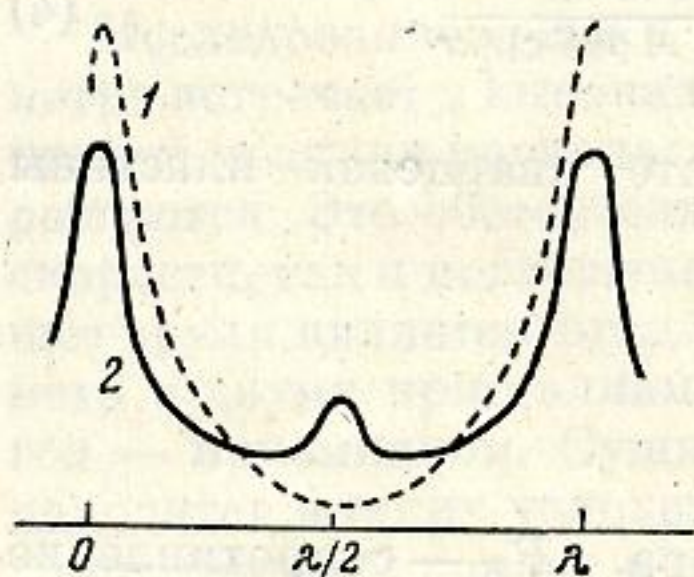
Соотношения (7) и (8) дают возможность определять коэффициент поглощения по формуле

$$\alpha = \frac{2}{r_2 - r_1} (\operatorname{Ar th} \sqrt{NM} - \operatorname{Ar th} \sqrt{N/M}),$$

$$\text{где } N = \frac{z_{2\min} - z_{1\min}}{z_{1\max} - z_{2\max}}, \quad M = \frac{z_{1\max} - z_{2\min}}{z_{2\max} - z_{1\min}}.$$

Из приведенного рассмотрения очевидно преимущество данной конструкции интерферометра: чередование максимумов на кривой реакции происходит не через $\lambda/2$, как в обычных интерферометрах, а через λ .

Неравенство амплитуд приводит к появлению в точках $r = (2n + 1)\lambda/2$ дополнительных максимумов, для которых из выражений (3) и (4) мы находим в тех же предположениях, что и при выводе выражения (5)



$$z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \left[\operatorname{cth} \frac{\alpha r}{2} - \frac{\frac{B}{2} - 1}{\operatorname{sh} \alpha r} \right],$$

где $B = A + 1/A$. Для максимумов при $r = 2n\lambda/2$ получается выражение:

$$Z = R_0 + \frac{R_E}{4\varphi^2} + \frac{\rho c S}{2\varphi^2} \left[\operatorname{cth} \frac{\alpha r}{2} + \frac{\frac{B}{2} - 1}{\operatorname{sh} \alpha r} \right],$$

откуда

$$\Phi = \frac{Z_2 - z_2}{Z_1 - z_1} = \frac{\operatorname{sh} \alpha r_1}{\operatorname{sh} \alpha r_2}.$$

Составив таблицу значений Φ от α при двух фиксированных расстояниях r_1 и r_2 , можно по найденному из эксперимента значению функции Φ определять α .

На фигуре приведен расчетный график изменения импеданса в функции расстояния между излучателями при $r = 2$ см, $\lambda = 0,06$ см; кривая 1 отвечает случаю $A = 1$, кривая 2 — случаю $A = 0,5$.

Нами был проведен предварительный эксперимент, результаты которого качественно согласуются с полученными теоретическими выводами.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Greenspan, M. C. Thompson. An eleven megacycle interferometer for low pressure gases. J. Acoust. Soc. America, 1953, 25, 1, 92—96.
2. R. S. MUSA. Two-crystal interferometric method for measuring ultrasonic absorption coefficients in liquids. J. Acoust. Soc. America, 1958, 30, 3, 215—219.
3. W. J. Fry. The double crystal acoustic interferometer. J. Acoust. Soc. America, 1949, 21, 11, 17—28.
4. В. А. Соловьев. К теории ультразвукового интерферометра. Акуст. ж., 1956, 2, 3, 285—290.
5. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. 1960, МГУ, 84.
6. У. П. Мэзон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. 1952, М., ИЛ, 275—281.