АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVIII 1982 Вып. 6

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.8

АКУСТИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ЧИСЛОМ ПЕРЕХОДНЫХ СЛОЕВ

Башлачев Ю. А., Туркин А. В.

В работе [1] изложена основанная на методе эквивалентных пассивных четырехполюсников теория акустического интерферометра с двумя преобразователями, нагруженными непосредственно на исследуемую среду. Этим же методом может быть построена теория интерферометра общего типа, в котором между исследуемой средой и преобразователями находится произвольное число однородных различных переходных слоев. Представляя преобразователи, исследуемую среду, переходные слои четырехполюсниками, а электрические цепи излучающего и приемного преобразователей – четырехполюсниками Г и П типов с сопротивлениями $Z_{1Г}$, $Z_{2Г}$, $Z_{1П}$, $Z_{2П}$, $Z_{3П}$, матричное уравнение такого интерферометра можно записать в виде

(1)
$$\begin{Vmatrix} E \\ I \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} 1+\dfrac{Z_{1Г}}{Z_{2Г}} & Z_{1Г} \\ \dfrac{1}{Z_{1Г}} & 1 \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} S_{11}^m & S_{12}^m \\ S_{21}^m & S_{22}^m \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} \operatorname{ch}\tilde{k}l & Z\operatorname{sh}\tilde{k}l \\ \dfrac{1}{Z}\operatorname{sh}\tilde{k}l & \operatorname{ch}\tilde{k}l \end{Vmatrix} \times$$
$$\times \begin{Vmatrix} S_{11}^{1m} & S_{12}^{1m} \\ S_{21}^{1m} & S_{22}^{1m} \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} A_{22} & A_{12} \\ A_{21} & A_{11} \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} 1+\dfrac{Z_{1П}}{Z_{2П}} & Z_{1П} \\ \dfrac{Z_{1П}+Z_{2П}+Z_{3П}}{Z_{1П}Z_{3П}} & 1+\dfrac{Z_{1П}}{Z_{3П}} \end{Vmatrix} \begin{Vmatrix} U \\ 0 \end{Vmatrix}.$$

Явный вид элементов матрицы преобразователей $\|A_{ij}\|$ определен в работе [2] $\|S_{ij}{}^m\|$ и $\|S_{ij}{}^{1m}\|$ – матрицы m-слойной структуры переходных слоев.

Уравнение (1) в общем случае позволяет найти комплексный коэффициент передачи интерферометра K, равный отношению э.д.с. генератора E к выходному напряжению интерферометра U, как функцию элементов матрицы, описывающей исследуемую среду:

(2)
$$K=(A+iB)\operatorname{ch}\tilde{k}l+(C+iD)\operatorname{sh}\tilde{k}l.$$

A, B, C, D не зависят от базы интерферометра l и являются постоянными при работе интерферометра. Модуль коэффициента передачи $|K|$ с учетом $\tilde{k}=\alpha+i\gamma$ оказывается равным:

(3)
$$|K|=[(A^2+B^2+C^2+D^2)\operatorname{sh}^2\alpha l+(BC-AD)\sin 2\gamma l+ +(BC+AD)\operatorname{sh}2\alpha l+(A^2+B^2)\cos^2\gamma l+(C^2+D^2)\sin^2\gamma l]^{1/2}.$$

При изменении l модуль выходного напряжения $|U|$ изменяется, проходя через относительные максимумы и минимумы. Значения $|U|_{\max}$ и $|U|_{\min}$ определяются экстремумами $|K|$; координаты их l^+, как следует из формулы (3), находятся из выражения

(4)
$$2(BC-AD)\cos 2\gamma l^+ +(C^2+D^2-A^2-B^2)\sin 2\gamma l^+ + +\frac{\mu}{2\pi}[(A^2+B^2+C^2+D^2)\operatorname{sh}2\alpha l^+ +2(BC+AD)\operatorname{ch}2\alpha l^+]=0.$$

Если затухание на длине волны невелико ($\mu=\alpha\lambda\ll 2\pi$), то

(5)
$$l^+=\frac{\lambda}{2\pi}\left(\frac{\pi}{2}n-\beta_1\right),$$

где β_1 определено выражением: $\operatorname{tg}\beta_1=2(BC-AD)/(C^2+D^2-A^2-B^2)$, $n=0, 1, 2, 3\ldots$. Четным n соответствуют максимумы модуля напряжения, а нечетным – минимумы. Значения их оказываются равными:

(6)
$$|U|_{\max}=\frac{E}{\sqrt[4]{(A^2+B^2+C^2+D^2)^2-4(AC-BD)^2}}\cdot\frac{1}{\operatorname{sh}(\alpha l^+ +\beta)},$$

(7)
$$|U|_{\min}=\frac{E}{\sqrt[4]{(A^2+B^2+C^2+D^2)^2-4(AC-BD)^2}}\cdot\frac{1}{\operatorname{ch}(\alpha l^+ +\beta)},$$

где β – постоянная величина, определенная соотношением

$$\operatorname{ch} 2\beta \frac{A^2+B^2+C^2+D^2}{\sqrt{(A^2+B^2+C^2+D^2)^2-4(AC-BD)^2}}. \tag{8}$$

Из анализа формулы (5) следует, что максимумы (минимумы) модуля напряжения чередуются при изменении l через $\lambda/2$. Это положено в основу метода измерения скорости звука. Соотношения (6) и (7) подобны аналогичным соотношениям для интерферометра обычного типа. Следовательно, сформулированные в работе [1] методы измерения поглощения звука справедливы и для интерферометра данного типа.

Для проверки изложенной теории был создан интерферометр со звукопроводами из кварцевого стекла. В качестве преобразователей использованы пластинки из пьезокерамики ЦТС-19 в виде дисков диаметром 20 мм с собственной частотой продольных колебаний 467,0 кГц.

С помощью описанного интерферометра были произведены измерения скорости звука и коэффициента поглощения звуковых волн в аргоне при комнатной температуре при различных давлениях. Полученные результаты в пределах погрешностей (0,2% для скорости и 5% для поглощения) совпадают с расчетными.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Башлачев Ю. А.* К теории акустического интерферометра для исследования газовых сред.– В кн.: Применение ультраакустики к исследованию вещества. М.: Тр. ВЗМИ, 1977, вып. 29, с. 14–22.
2. *Домаркас В. И., Кажис Р-П. Ю.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи. Вильнюс: МИНТИС, 1975.

Московский областной педагогический институт им. Н. К. Крупской

Поступила в редакцию 17.II.1981

УДК 534.232

ТЕРМООПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Крылов В. В., Павлов В. И.

Термооптическому возбуждению акустических волн уделяется серьезное внимание в связи с его многочисленными приложениями к различным областям экспериментальной физики [1–4]. Известны эксперименты, в которых наблюдалась генерация поверхностных волн Рэлея, а также продольных и поперечных объемных волн при падении сфокусированного лазерного импульса большой интенсивности на поверхности металлов [4]. В настоящей работе задача о возбуждении рэлеевских волн модулированным по интенсивности узким световым пучком впервые анализируется теоретически.

Исходными уравнениями служат уравнение движения $\rho\ddot{u}_i=\tau_{ij,j}$ и линеаризованное уравнение состояния с учетом температурных эффектов [5] $\sigma_{ij}=2\mu^T\varepsilon_{ij}+[\lambda^T\varepsilon_{\alpha\alpha}-\gamma K(T-T_0)]\delta_{ij}$. Здесь ε_{ij} – компоненты линеаризованного тензора деформаций, λ^T и μ^T – изотермические постоянные Ламе, γ – коэффициент теплового расширения, $K=\lambda^T+2\mu^T/3$ – модуль всестороннего сжатия, T_0 – начальная температура. К этим уравнениям следует добавить линеаризованное уравнение теплового баланса в пренебрежении эффектами вязкости и теплопроводности $\rho c_V\dot{T}=-\gamma KT_0\dot{\varepsilon}_{\alpha\alpha}-\frac{\partial}{\partial z}[\beta I(x)f(t)\exp(-\alpha z)]$, где c_V – теплоемкость при постоянном объеме, β – коэффициент прохождения светового излучения в твердую среду, $I(x)$ – распределение интенсивности падающего излучения (рассматривается двумерный случай), α – коэффициент поглощения света в среде, $f(t)$ – закон модуляции интенсивности света. Поле возбуждаемых акустических волн, кроме того, должно удовлетворять условию отсутствия напряжений на поверхности $z=0$: $\sigma_{ij}n_j=0$.

С помощью скалярных потенциалов Ламе φ и ψ, связанных со смещениями u_i в виде $\dot{u}_x=\varphi_{,x}-\psi_{,z}$ и $\dot{u}_z=\varphi_{,z}+\psi_{,x}$, данная система уравнений сводится к двум неоднородным уравнениям относительно φ и ψ с двумя неоднородными граничными условиями смешанного типа. Полное решение записывается с помощью поверхностного и объемного тензоров Грина [6, 7] и представляет собой интегралы типа зоммерфельдовских по переменному волновому числу k. В частности, поле возбуждаемых рэлеевских волн, описываемое вкладом полюсов подынтегральных выражений, в случае стопроцентной гармонической модуляции имеет вид