

где β — постоянная величина, определенная соотношением

$$(8) \quad \text{ch } 2\beta = \frac{A^2 + B^2 + C^2 + D^2}{\sqrt{(A^2 + B^2 + C^2 + D^2)^2 - 4(AC - BD)^2}}$$

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 ультразвуки 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 $\rho \dot{u}_i = \tau_{ij,j}$ и линейризованное уравнение состояния с учетом температурных эффектов [5] $\sigma_{ij} = 2\mu^T \epsilon_{ij} + [\lambda^T \epsilon_{\alpha\alpha} - \gamma K (T - T_0)] \delta_{ij}$. Здесь ϵ_{ij} — компоненты линейризованного 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 линейризованное уравнение теплового баланса в пренебрежении эффектами вязкости и теплопроводности $\rho c_V \dot{T} = -\gamma K T_0 \epsilon_{\alpha\alpha} - \frac{\partial}{\partial z} [\beta I(x) f(t) \exp(-\alpha z)]$, где c_V — теплоемкость при постоянном объеме, β — коэф-

фициент 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 $\dot{u}_x = \phi_{,x} - \psi_{,z}$ и $\dot{u}_z = \phi_{,z} + \psi_{,x}$, 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

$$\varphi_R(x, z) = \frac{i\gamma\alpha\beta K\Phi(k_R)}{\rho c_V F'(k_R)} \left[\frac{2k_R^2 - k_t^2}{\mu} - \frac{4k_R^2 s}{(\lambda + 2\mu)(\alpha + q)} \right] \exp(ik_R x - qz),$$

$$\psi_R(x, z) = \frac{2k_R\gamma\alpha\beta K\Phi(k_R)}{\rho c_V F'(k_R)} \left[\frac{q}{\mu} - \frac{2k_R^2 - k_t^2}{(\lambda + 2\mu)(\alpha + q)} \right] \exp(ik_R x - sz),$$

где k_R — волновое число генерируемой рэлеевской волны, λ и μ — адиабатические постоянные Ламе, $F(k) = (2k^2 - k_t^2)^2 - 4k^2(k^2 - k_t^2)^{1/2}(k^2 - k_t^2)^{1/2}$ — определитель Рэля,

$\Phi(k_R) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \exp(-ik_R x) dx$ — преобразование Фурье от $I(x)$, $q = (k_R^2 - k_t^2)^{1/2}$, $s =$

$= (k_R^2 - k_t^2)^{1/2}$. Отметим, что первые слагаемые в квадратных скобках выражений для φ_R и ψ_R обусловлены поверхностными силами, а вторые — объемными. Легко видеть, что в средах, сильно поглощающих свет [$\alpha \rightarrow \infty$], например в металлах, влияние объемных сил пренебрежимо мало. Фактор $\Phi(k_R)$ характеризует наличие оптимальных размеров поперечного сечения светового пучка, при которых эффективность возбуждения поверхностных волн максимальна. Например, для гауссова пучка с характерной шириной a это имеет место при $k_R a = \sqrt{2}$. В оптимальном режиме доля мощности возбуждаемых рэлеевских волн для сильных светопоглощающих сред с коэффициентом Пуассона 0,25 составляет ~67% от полной мощности всех возбуждаемых волн. На долю объемных продольных и поперечных волн приходится соответственно 7 и 26%. При увеличении $k_R a$ доли излучаемых рэлеевских и объемных поперечных волн быстро спадают до нуля и в объем излучаются в основном продольные волны. Последнее представляется вполне естественным, так как для бесконечно широких световых пучков термооптическая генерация звука в твердом теле, в принципе, не отличается от случая жидкости [1]. Эффективность термооптического возбуждения η , определяемая отношением полной мощности рассматриваемого типа волн к мощности светового пучка, так же как и в случае жидкости, пропорциональна максимуму интенсивности лазерного излучения I_0 . Оценка η для возбуждения рэлеевских волн частоты 30 МГц в алюминии СО₂-лазером с длиной волны 10,6 мкм при $k_R a = \sqrt{2}$ дает $\eta \sim 2 \cdot 10^{-6} I_0$, где I_0 берется в Вт/см², т.е. возбуждение оказывается достаточно эффективным. Для усиления термооптической генерации монохроматических рэлеевских волн можно использовать пространственно-периодическое облучение поверхности с периодом, равным длине рэлеевской волны (см. [8]). Из выражений для φ_R и ψ_R непосредственно следует, что амплитуды волны Рэля при этом возрастают (без учета рассеяния на тепловых неоднородностях) пропорционально числу периодов засветки.

Отметим, что полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментами работы [9]. В этой работе возбуждение рэлеевских и объемных волн в алюминии короткими лазерными импульсами исследовалось более детально, чем в [4]. В частности, экспериментально наблюдалось увеличение периода квазимонохроматического импульса генерируемой рэлеевской волны при возрастании диаметра лазерного пятна от 0,8 до 2 мм в соответствии с выписанным выше резонансным условием $k_R a = \sqrt{2}$. Оценка значения η , сделанная по экспериментальным данным работы [9] (с учетом резонансного ослабления спектра лазерного импульса $\sim \Phi(k_R)$ и типичных потерь на преобразование в клине), дает $\eta \sim 10^{-2}$, что по порядку величины совпадает со значением η , рассчитанным для наблюдаемой резонансной частоты ($f_0 \approx 1$ МГц) согласно настоящей теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн. (Обзор). — Акуст. ж., 1973, т. 19, № 3, с. 305–320.
2. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. К теории генерации звука в жидкости лазерными импульсами. — Акуст. ж., 1977, т. 23, № 6, с. 890–898.
3. Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б. К теории термооптической генерации нестационарных акустических полей. — Акуст. ж., 1979, т. 25, № 3, с. 383–394.
4. Ledbetter H. M., Moulder J. C. Laser induced Rayleigh waves in aluminium. — J. Acoust. Soc. Amer., 1979, v. 65, № 3, p. 840–842.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Физматгиз, 1965. 202 с.
6. Lapwood E. R. The disturbance due to a line source in a semi-infinite elastic medium. — Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1949, v. A242, p. 63–100.
7. Graff K. F. Wave motion in elastic solids. Oxford: Clarendon press, 1975. 649 p.
8. Ash E. A., Dieulesaint E., Rakouth H. Generation of surface acoustic waves by means of a c. w. laser. — Electronics Letters, 1980, v. 16, № 12, p. 470–472.
9. Aindow A. M., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. Laser-generated ultrasonic pulses at free metal surfaces. — J. Acoust. Soc. Amer., 1981, v. 69, № 2, p. 440–455.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступила в редакцию
26.II.1981